

Звуковое давление p в акустич. волне, распространяющейся в среде с релаксацией, оказывается равным сумме давления p_0 , обусловленного только изменением плотности, и добавочного давления δp , возникающего из-за наличия релаксац. процесса. Это добавочное давление сдвинуто по фазе относительно изменения плотности, что приводит к дополнит. (релаксац.) поглощению звука. Из решения ур-ния (1) для гармонич. волны можно видеть, что при разных частотах звука отклонение ξ от равновесного значения различно, поэтому добавочное давление при том же изменении плотности оказывается разным при разных частотах. Соответственно скорость звука $c = (\partial p / \partial \rho)^{1/2}$ также зависит от частоты, т. е. за счёт Р. а. возникает дисперсия скорости звука. Изменение c с частотой происходит от макс. значения c_∞ на высоких частотах ($\omega t \gg 1$), когда процесс установления равновесия не успевает за изменениями плотности, до мин. значения c_0 на низких частотах, когда равновесие полностью успевает установиться при колебаниях плотности и избыточное давление $\delta p = 0$.

Учёт релаксации при распространении звука эквивалентен введению комплексной сжимаемости. Волновое число звуковой волны k связано с частотой ω соотношением

$$k^2 = \omega^2 \frac{1 - i\omega\tau}{c_0^2 - c_\infty^2 + i\omega\tau c_0^2}$$

Скорость звуковой волны и соответствующий коэф. релаксац. поглощения α_p в зависимости от частоты выражаются приближёнными ф-лами

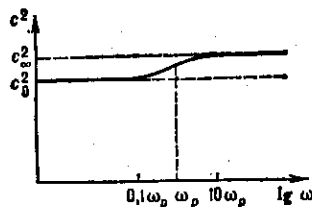
$$c^2 = c_0^2 \left[1 + \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_0^2} \cdot \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \right], \quad (2)$$

$$\alpha_p = \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{2c_0^2} \cdot \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (3)$$

если поглощение звука на длине волны мало ($\alpha_p \lambda \ll 1$) и дисперсия скорости звука невелика, т. е. $c_\infty^2 - c_0^2 \ll c_0^2$, как это имеет место для большинства релаксац. процессов. Скорость звука и коэф. поглощения звука в среде с релаксацией связаны между собой Крамерса — Кронига соотношением.

Зависимости скорости звука и коэф. поглощения от частоты для одного релаксац. процесса имеют универсальный характер независимо от физ. механизма, к-рый лежит в основе Р. а. (рис. 1 и 2). Влияние Р. а. на по-

Рис. 1. Зависимость квадрата скорости звука c^2 от частоты ω для одного релаксац. процесса, $\omega_p = 1/\tau$.

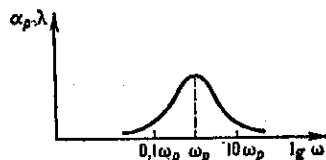


глощение и скорость звука зависит от соотношения между периодом волны и временем релаксации, т. е. от величины ωt , к-рая характеризует степень восстановления равновесия. Чем меньше ωt , тем полнее равновесие успевает восстановиться за период волны. На малых частотах, т. е. при $\omega t \ll 1$, добавочное поглощение может быть описано введением объёмной вязкости с эфф. значением коэф. объёмной вязкости $\zeta_{эф} = \rho \tau (c_\infty^2 - c_0^2)$. При этом коэф. поглощения пропорц. ω^2 , а скорость звука равна c_0 . На больших частотах при $\omega t \gg 1$ равновесие не успевает восстановиться за период звуковой

волны и коэф. поглощения звука стремится к пост. величине, равной $\alpha_p = (c_\infty^2 - c_0^2) / 2c_0^2$. При $\omega t = 1$ коэф. поглощения, умноженный на длину волны, имеет максимум, равный $\alpha_p \lambda = \pi (c_\infty^2 - c_0^2) / 2c_0^2$. Т. о., величина дисперс. скачка $\varepsilon = (c_\infty^2 - c_0^2) / c_0^2$ и поглощение на длине волны при $\omega t = 1$ различаются в π раз для любых сред. Определяя величины ε и τ из измерений поглощения и скорости звука, можно установить параметры, характеризующие релаксац. процесс (акустич. спектроскопия), а также определять такие свойства вещества, как теплоёмкость, постоянную Грюнайзена и др.

Ввиду большой ширины дисперс. области (более двух порядков по частоте) для эксперим. определения величины ε и τ нужно проводить измерения c и α_p в широком интервале частот по обе стороны частоты релаксации $\omega_p = 1/\tau$. На практике релаксац. поглощение звука накладывается на обычное поглощение, обусловленное вязкостью и теплопроводностью, поэтому эксперим. кривые для $\alpha_p \lambda$ не имеют таких ярко выраженных максимумов, как показано на рис. 2.

Рис. 2. Зависимость коэффициента релаксац. поглощения звука α_p на длину волны λ от круговой частоты ω .



Для получения кривых релаксац. поглощения необходимо исключить вклад др. видов поглощения. Если неск. релаксац. процессов сильно различаются по временам релаксации, то дисперс. области разделяются (рис. 3), а если времена релаксации близки друг к другу, то вид релаксац. кривых усложняется.

Большинство механизмов Р. а. с $\tau \leq 10^{-8}$ с проявляется только при объёмных деформациях и даёт вклад в объёмную вязкость. В жидкостях и твёрдых телах, однако, за счёт структурной релаксации возможна зависимость от частоты и для сдвиговой вязкости. В маловязких жидкостях (вода и др.) она возникает на очень высоких частотах ($\omega \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$), а в жидкостях с большой вязкостью (напр., в салоле) такая зависимость наблюдалась экспериментально.

Время релаксации τ характеризует то время, за к-рое параметр ξ , описывающий отклонение системы от равновесия, уменьшится в e раз: $\xi - \xi_0 = \xi_0 \exp(-t/\tau)$. Время релаксации зависит от микроскопич. свойств вещества, таких, напр., как число соударений молекул газа в единицу времени и эффективности передачи энергии при этих соударениях. В газе при заданной темп-ре время релаксации прямо пропорционально числу соударений, необходимых для возбуждения соответствующих степеней свободы. Напр., при нормальных условиях в газе для возбуждения вращат. степеней свободы молекул обычно достаточно 100 соударений, а для возбуждения колебат. степеней свободы нужно $10^5 - 10^6$ соударений. Это означает, что величина τ для колебат. релаксации гораздо больше, чем для вращательной. Время релаксации зависит от давления и темп-ры. Так, в газах обычно $\tau \sim 1/P$, где P — давле-

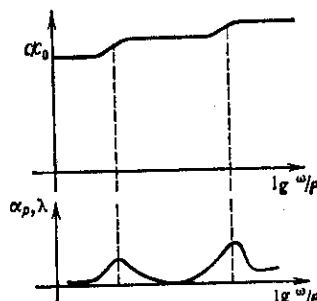


Рис. 3. Зависимость нормированной скорости звука c/c_0 и коэффициента релаксац. поглощения $\alpha_p \lambda$ от частоты ω , отнесённой к давлению газа p , при наличии двух релаксац. процессов.