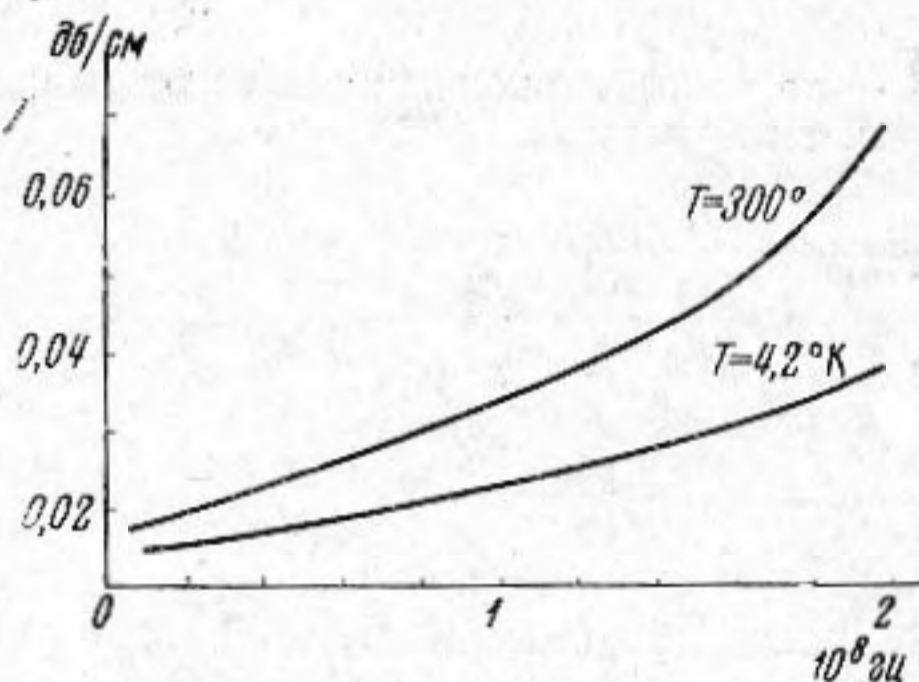


ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА В ОКИСИ АЛЮМИНИЯ И СИЛИКАТНЫХ СТЕКЛАХ

Ю. В. Владимирцев, В. А. Голенищев-Кутузов

До настоящего времени почти все работы по изучению акустического парамагнитного поглощения были выполнены в микроволновом диапазоне (10^{10} гц) при гелиевых температурах на образцах, обладающих сравнительно малым начальным затуханием звука (типа MgO и Al_2O_3 с парамагнитными примесями). Однако диапазон исследуемых веществ можно расширить при понижении частоты 10^7 — 10^8 гц. Выполненные нами измерения поглощения в области частот $5 \cdot 10^6$ — $2 \cdot 10^8$ гц при $T = 300$, 77 и $4,2^\circ K$ указывают на реальность поставленной задачи.



Образцы из монокристаллов Al_2O_3 и силикатных стекол, содержащие примеси $Cr^{3+} \sim 0,10$ и редких земель $\sim 1\%$, имели цилиндрическую форму при длине 75 мм. Торцы цилиндров были плоскопараллельны с точностью до нескольких секунд и оптически полированы.

Для генерирования и детектирования акустических колебаний использовались кварцевые диски X-среза с основной частотой 5 и 10 Мгц. Поглощение измерялось эхо-импульсной методикой [1]. В рубине ось цилиндра была перпендикулярна тригональной оси кристалла x_3 , а продольные

звуковые волны распространялись вдоль оси x_1 . Кривые поглощения в зависимости от частоты при $T = 300$ и $4,2^\circ K$ для рубина приведены на фигуре.

Поглощение звука в неметаллических твердых телах обусловлено различными механизмами, которые можно отнести к двум группам: акустические потери вследствие внутреннего трения и релаксации, а также рассеяние из-за дефектов кристалла. Микроскопическая теория поглощения звука была предложена Ландау и Румером для $\omega\tau > 1$ и Ахиезером для $\omega\tau < 1$ [2, 3], где ω — круговая частота звука, τ — среднее время между столкновениями тепловых фононов. Следуя классической теории, Ахиезер разделил поглощение, возникающее вследствие теплопроводности и вследствие вязкого трения.

Предполагается, что звуковые волны модулируют упругие свойства кристалла и, следовательно, возмущают равновесное распределение тепловых фононов. Модулированные фононы релаксируют к новому тепловому равновесию через фонон-фононные столкновения, что выражается в потере энергии звуковой волны. Если положить $\tau \sim 10^{-13}$ при $T = 300^\circ K$ и $\tau \sim 10^{-8}$ при $4,2^\circ K$, то наши измерения относятся к случаю $\omega\tau < 1$. Согласно работе [4], поглощение звука в данном случае будет $\alpha = C_v T \gamma^2 \omega^2 \tau / 3\rho c^3$, где γ — константа Грюнайзена ~ 1 , C_v — удельная теплота, c — скорость звука, ρ — плотность. При выращивании монокристаллов методом Вернейля в них нередко возникают дефекты, особенно воздушные раковины и неоднородности структуры. Рассеяние звука на таких дефектах имеет место при длинах волн, превышающих диаметр дефекта.

Теоретическая модель и экспериментальные данные для Al_2O_3 , приведенные в работе [5], показывают, что поглощение изменяется пропорционально ω^4 на низких частотах и становится постоянным на высоких частотах ($\omega \sim 10^9$).

По-видимому, приведенная на фигуре частотная зависимость поглощения и его величина объясняется наличием обоих механизмов рассеивания звука. Это подтверждается и тем, что поглощение при понижении температуры от 300 до $4,2^\circ K$ убывает всего в несколько раз при $\omega \sim 10^8$ гц. Измеренное поглощение в силикатном стекле $\sim 0,1$ дБ/см и носит квадратичный характер относительно частоты. Малая величина основного затухания позволила использовать рубин с 0,15% примеси хрома для изучения спин-фононного взаимодействия при возбуждении сигнала электронного парамагнитного резонанса от Cr^{3+} звуком.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Голенищев-Кутузов. Установка для исследования поглощения ультразвука импульсным методом. Итоговая научная конференция КГУ за 1961 г. Сб. докладов, Казань, 1962, 37.
2. L. Landau, A. Rumer. Über Schallabsorption in Festen Körpern, Phys. Z. Sowjetunion, 1937, 11, 18—25.
3. A. Akhiezer. On the absorption of sound in solids, J. Phys. (USSR), 1939, 1, 277—287.

4. T. O. Woodruff, H. Ehrenreich. Absorption of sound in insulators. Phys. Rev., 1961, 123, 1553—1558.
 5. B. Desilets, R. Meister. Ultrasonic attenuation in Al_2O_3 . J. Appl. Phys., 1965, 36, 2, 621—624.

Казанский физико-технический институт
АН СССР

Поступило в редакцию
23 января 1967 г.

УДК 534.833.522.2

О ПЕРЕДАЧЕ УДАРНОГО ШУМА ОДНОСЛОЙНЫМИ ПЕРЕКРЫТИЯМИ

В. И. Заборов

В работе Кремера [1] исследовалась передача звука плитой неограниченной протяженности, возбуждаемой сосредоточенной силой; были указаны параметры плиты (плотность, модуль Юнга, толщина) и частота колебаний и дана количественная оценка их влияния на величину излучаемой мощности. Ниже получено простое выражение приведенного уровня ударного шума под однослойным перекрытием при предположениях, более близких к действительным условиям излучения.

Если длина изгибной волны в плите меньше шестикратной ее толщины, то колебательная скорость прямоугольной шарнирно опертой плиты со сторонами a , b , массой на единицу площади m_n под действием периодической последовательности ударов с импульсом I , приложенных в точке (x_0, y_0) при частоте собственных колебаний плиты $\bar{p}_{mn} = p_{mn}(1 + 0,5i\eta)$, будет [2]

$$v_{mn} = - \frac{I}{Sm_n} \frac{\sin(\bar{p}_{mn}t - T/2)}{\sin \bar{p}_{mn}T/2} \sin \frac{m\pi x_0}{a} \sin \frac{n\pi y_0}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b},$$

причем $p_{mn} < 2,3/\tau$ где η — коэффициент потерь плиты, $S = a, b$, τ — продолжительность удара.

Усредненное за промежуток времени T между ударами, а также по площади и по месту приложения импульсов значение квадрата абсолютной величины скорости плиты имеет вид

$$\langle v_{mn}^2 \rangle = \frac{I^2}{2(Sm_n)^2} \frac{1}{p_{mn}T\eta}.$$

Известно [3], что число частот собственных колебаний прямоугольной плиты в интервале $d\omega$ составляет $dN = \sqrt{m_n/D(S/4\pi)} d\omega$, где D — цилиндрическая жесткость плиты. Отсюда для частотных полос, равных $1/\nu$ октавы, больших по сравнению с интервалом между частотами собственных колебаний плиты, находим среднюю величину квадрата колебательной скорости

$$\langle v^2 \rangle = \int_{p_{mn}}^{p_{mn}^{(1+\nu)}} \langle v_{mn}^2 \rangle dN = \frac{I^2 \ln(1 + 1/\nu)}{8\pi S m_n^{1,5} D^{0,5} \eta}.$$

Звуковая мощность, излучаемая плитой площадью S при частотах выше граничной $f_{гр}$ (для перекрытий $f_{гр} = 120-150$ гц), равна $P = z_0 \langle v^2 \rangle S = z_0 v_0^2 S 10^{0,1V}$, где z_0 — удельное акустическое сопротивление воздуха, $v_0 = 5 \cdot 10^{-8}$ м/сек — пороговая колебательная скорость, V — уровень вибрации плиты. С другой стороны, мощность диффузного звука в помещении с общим звукопоглощением A связана с эффективным значением звукового давления p и уровнем шума L зависимостью $\bar{P} = 0,25Ap^2/z_0 = 0,25Az_0v_0^2 10^{0,1L}$.

Отсюда следует, что

$$L = V + 10 \lg \frac{4S}{A} = 10 \lg \frac{\ln(1 + 1/\nu)}{2\pi v_0^2} \frac{I^2}{m_n^{1,5} D^{0,5} AT\eta}.$$

На практике в качестве источника ударного шума используется стандартная ударная машина, которая представляет собой систему молотков с массой 0,5 кг каждый, свободно падающих с высоты 4 см и создающих периодическую последовательность ударов через $T = 0,1$ сек; при этом $I = 0,44(1 + \gamma)$ кгм/сек, где γ — коэффициент восстановления при ударе, равный по данным измерений [4] около 0,8. Результаты измерений приводятся к октавным полосам частот ($\nu = 1$) и стандартному зву-