

где M , P_1 , R_1 определяются формулами (13), (14). Подчеркиваем, что выражения (17), (18) применимы лишь при выполнении условий $n\beta M^2 \gg 1$ и $\frac{r}{R_1} \gg e^{1/4 M^2}$.

В качестве примера приведем расчет волны сжатия, излучаемой сферой радиуса $R_0 = 1$ см, захлопывающейся под действием давления $p_0 = 1$ атм при $Q = 0,01$ атм. Кривой 1 на фиг. 2 изображен профиль волны на расстоянии $r/R_0 = 10^4$, полученный численным способом по методу, изложенному в работе [8]. Кривая 2 на этой же фигуре построена по формулам (18).

ЛИТЕРАТУРА

1. Rayleigh. On the pressure developed in liquid during the collapse of a spherical cavity. Philos. Mag., 1917, 34.
2. Г. Ламб. Гидродинамика. М., Гостехиздат, 1947.
3. Р. Коул. Подводные взрывы. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
4. А. Д. Перник. Проблемы кавитации. Л., Судпромгиз, 1966.
5. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1965.
6. Г. Г. Флинн. Физика акустической кавитации в жидкостях. В кн.: Физическая акустика. Под ред. Мэсона, т. 1, ч. Б, М., «Мир», 1967.
7. В. А. Акуличев, Ю. Я. Богуславский, А. И. Иоффе, К. А. Наугольных. Излучение сферических волн конечной амплитуды. Акуст. ж., 1967, 13, 3, 321.
8. В. П. Морозов. Акустическое излучение при пузырьковой кавитации, вып. 241, «Судостроение», 1968.
9. И. Б. Есипов, К. А. Наугольных. О расширении сферической полости в жидкости. Акуст. ж., 1972, 18, 2, 233.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
3 декабря 1971 г.

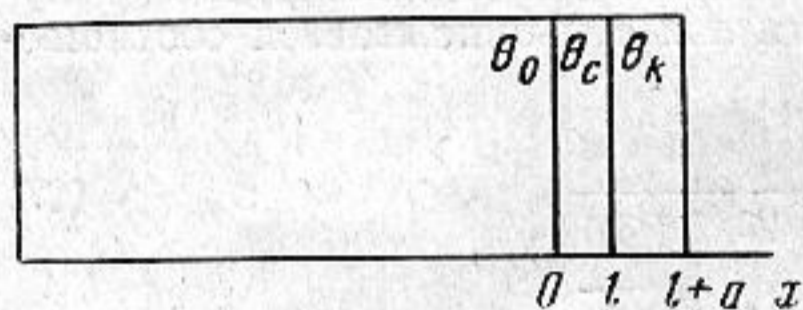
УДК 534.6.08

ВЛИЯНИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ И СКЛЕЙКИ НА ИЗМЕРЯЕМОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА В КРИСТАЛЛАХ

Л. А. Булакова

Одним из наиболее употребительных методов измерения поглощения в кристаллах является импульсный метод, при котором поглощение определяется из соотношения амплитуд «эхо-импульсов». Широкое распространение нашел способ возбуждения звука с помощью резонансных пьезоэлектрических преобразователей, приклеиваемых к образцу. Из-за малой толщины склейки и преобразователя поглощением энергии в них, как правило, пренебрегают. Оказывается, однако, что это не всегда допустимо. Ниже проведен расчет поглощения ультразвука в преобразователе и склейке и показано, что резонансное поглощение в них при определенном соотношении импедансов преобразователя, склейки и образца может достигать заметной величины.

Рассмотрим систему образец — склейка — преобразователь (фиг. 1). Введем обозначения: $\theta_0 = \alpha_0 + ik_0$, $\theta_c = \alpha_c + ik_c$, $\theta_k = \alpha_k + ik_k$, где θ_0 , θ_c , θ_k — постоянные распространения, α_0 , α_c , α_k — коэффициенты поглощения, k_0 , k_c , k_k — волновые векторы соответственно в образце, склейке и преобразователе. Рассмотрим n -й импульс, проходящий к склейке в точке $x = 0$ с амплитудой A_n . Часть его пройдет склейку и на входе преобразователя ($x = l$) будет иметь амплитуду A_k



Фиг. 1

$$A_k = A_n F(l), \quad (1)$$

где $F(l)$ — функция, определяющая изменение амплитуды импульса при прохождении склейки.

Отраженная часть импульса пройдет образец, отразится от его конца и придет к склейке с амплитудой $A_{n+1} = RA_n e^{\alpha_0 L}$, где R — коэффициент отражения от границы образец — склейка, L — двойная длина образца. На вход преобразователя этот импульс приходит с амплитудой A_{k+1}

$$A_{k+1} = RA_n e^{\alpha_0 L} F(l). \quad (2)$$

Затухание j за одно двойное прохождение образца импульсом определяется как

отношение амплитуд A_k и A_{k+1} , $j = 20 \lg \left| \frac{A_k}{A_{k+1}} \right|$. Подставляя сюда значения из

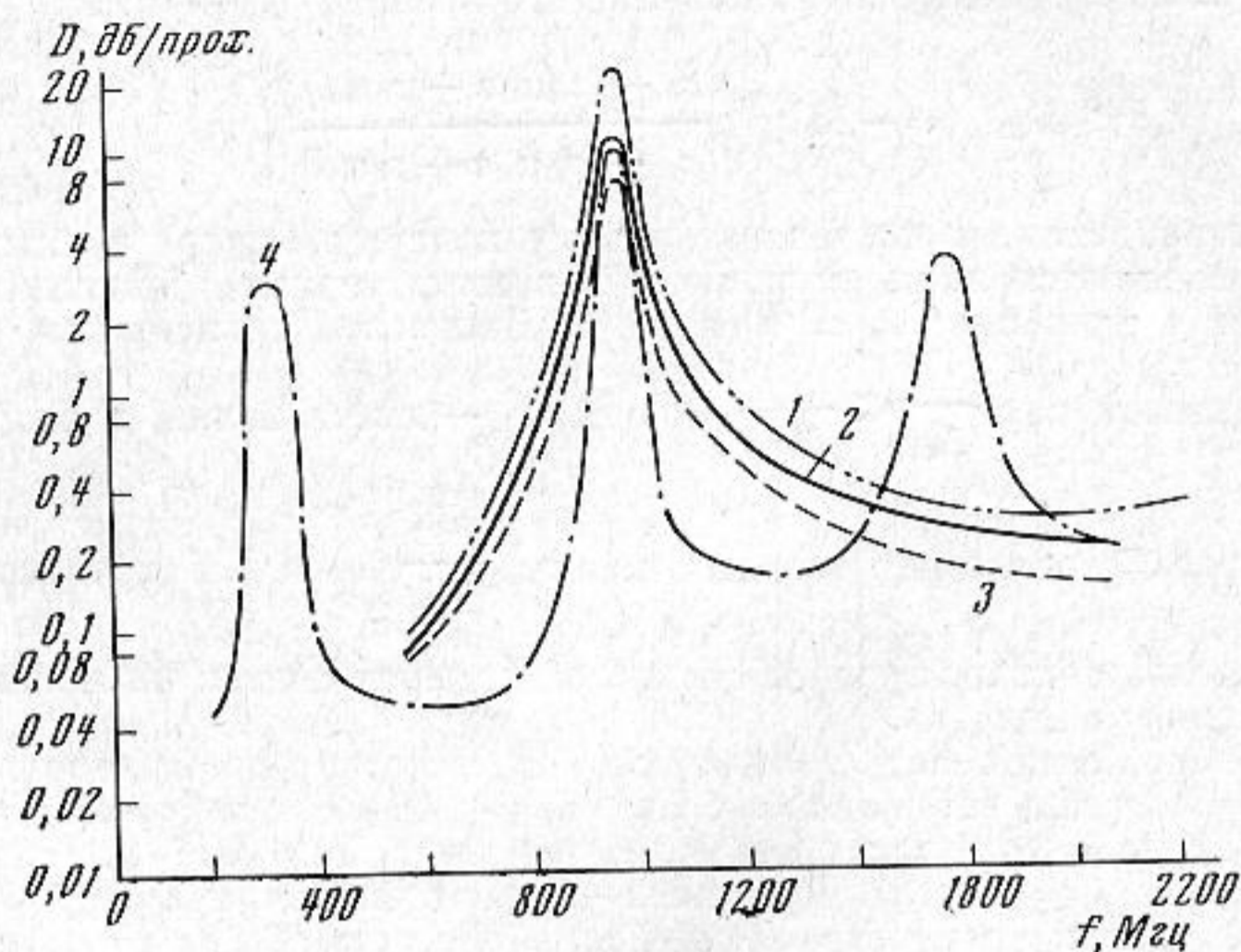
формулы (1) и (2), получим

$$j = -8,6L\alpha_0 + D. \quad (3)$$

Первый член правой части (3) дает чистое затухание в образце, второй — добавку, вносимую в общее поглощение склейкой и преобразователем

$$D = -20 \lg |R|. \quad (4)$$

Так как время прохождения звуковой волной склейки и преобразователя много меньше длительности импульса, то импульс можно рассматривать как непрерывный сигнал и использовать теорию длинных линий для определения R [1].



Фиг. 2

Ограничимся случаем тонких преобразователей и склеек, когда $\text{sh } \alpha_c l \sim \alpha_c l$, $\text{sh } \alpha_n a \sim \alpha_n a$. Малыми членами второго порядка $\alpha_c^2 l^2$ и $\alpha_n^2 a^2$ пренебрегаем и считаем $z_n \alpha_n a \alpha_c l \ll z_c$, что верно для частот $f \sim 4 \cdot 10^9$ гц. В качестве преобразователей обычно используются резонансные пластинки; тогда $k_n a = (2n + 1)\pi$. Условие $\alpha_n \ll 1$ дает толщины преобразователей $a \ll \frac{1}{\alpha_n}$. Используя зависимость $\alpha_n = Af^2$, мы получаем

$\frac{2a}{\Lambda_n} \ll \frac{2}{Ac_n}$, Λ_n, c_n — длина волны и скорость звука в преобразователе. Для преобразователей из кварца, где $A \sim 6,5 \cdot 10^{-19}$ сек/см, и частот $f \lesssim 4 \cdot 10^9$ гц $\frac{2}{Ac_n f} \gtrsim 10^3$.

Значит рассмотрение резонансных преобразователей возможно и не противоречит условию $\alpha_n a \ll 1$.

Используя указанные приближения получаем выражение для D

$$D = -10 \lg \left| 1 - \frac{4z_c^2 z_0 (z_n \alpha_n a + z_c \alpha_c l)}{(\sin^2 k_c l) (z_0^2 - z_c^2) [(z_n \alpha_n a + z_c \alpha_c l)^2 - z_0^2] + z_c^2 (z_0 + z_n \alpha_n a + z_c \alpha_c l)^2} \right|, \quad (5)$$

где z_0, z_c, z_n — акустические импедансы соответственно образца, склейки и преобразователя, которые, вообще говоря, являются величинами комплексными. При малой мнимой части z можно записать:

$$z = \rho v \sqrt{1 + i \frac{2av}{\omega}}$$

Значение D в (5) получено в приближении вещественности импеданцов. Для твердых склеек такое приближение допустимо в интервале частот до $f \sim 4 \cdot 10^9$ гц, если $\alpha_c \lesssim 2 \cdot 10^3$ нен/см. Таким требованиям удовлетворяет, например, склейка из церезина. Для z_0 и z_n такое приближение тем более возможно, так как α_0 и α_n на два порядка меньше α_c .

Из формулы (5), видно, что величина добавки имеет резонансный характер с максимумами в точках $k_c l = (2n + 1)\pi/2$, что соответствует четвертьволновой

склейке:

$$D_{\max} = -20 \lg \left| \frac{z_c^2 - z_0(z_n \alpha_n a + z_c \alpha_c l)}{z_c^2 + z_0(z_n \alpha_n a + z_c \alpha_c l)} \right|.$$

Здесь склейка эквивалентна резонансному параллельному контуру с резонансным сопротивлением $z_{c \text{ экв}} = \frac{z_c^2}{z_n \alpha_n a + z_c \alpha_c l}$. Это сопротивление есть входной акустический

импеданс склейки на резонансной частоте. Когда $z_0 = z_{c \text{ экв}}$, происходит полное прохождение импульса в склейку и поглощение его в ней, $D_{\max} \rightarrow \infty$. D_{\min} наблюдается при $kl = n\pi$

$$D_{\min} = -20 \lg \left| \frac{z_0 - (z_n \alpha_n a + z_c \alpha_c l)}{z_0 + (z_n \alpha_n a + z_c \alpha_c l)} \right|.$$

Здесь склейка эквивалентна последовательному контуру. Потери в склейке и преобразователе определяются лишь поглощением в их материале. Вспомним, что расчет проводился для тонких склеек, т. е. $\alpha_c l \ll 1$. Используя зависимость $\alpha_c = Bf^2$, это

условие мы напомним как $\frac{4l}{\Lambda_c} \ll \frac{4}{Bv_c f}$, где Λ_c , v_c — длина волны и скорость звука в

склейке. Для рассматриваемых твердых склеек $\frac{4}{Bv_c f} \geq 10^{+2}$ в интервале частот до

$f \sim 4 \cdot 10^9$ гц, следовательно, предположение о тонкости склеек не исключает случая склеек резонансной толщины.

На фиг. 2 дана зависимость величины D от частоты для различных материалов образца. Преобразователь из кварца x -среза, $z_n = 1,48 \cdot 10^6$ г/см² сек, $\alpha_n = 0,66$ неп/см (при $f = 10^9$ гц), $a = 10^{-2}$ см; склейка из церезина, $z_c = 0,97 \cdot 10^5$ г/см² сек, $\alpha_c = 120$ неп/см (при $f = 10^9$ гц). Кривые 1—3 дают значения D при $l = 3 \cdot 10^{-5}$ см для продольной волны, распространяющейся в образцах Те ($z_0 = 1,5 \cdot 10^6$ г/см² сек), Si ($z_0 = 2,2 \cdot 10^6$ г/см² сек), Ge ($z_0 = 2,9 \cdot 10^6$ г/см² сек) вдоль направлений [100], [110], [110] соответственно. Величина D при $l = 9 \cdot 10^{-5}$ см для продольной волны в Si вдоль [110] представлена кривой 4. Видно, что увеличение толщины склейки приводит к возрастанию числа резонансных пиков в данном интервале частот, ширина их при этом уменьшается. Так как поглощение в материале с частотой возрастает, то возрастает и D_{\min} . С уменьшением толщины склейки число пиков сокращается, и резонанс смещается в сторону более высоких частот.

Проведенный расчет поглощения звука в склейке и преобразователе верен для частот, не превышающих $f \sim 4 \cdot 10^9$ гц. Очевидно, что на резонансных и близких к ним частотах поглощение в склейке может не только достигать величины поглощения в образце, но и значительно его превышать. Это следует учитывать при изучении частотных зависимостей поглощения звука.

В заключение автор благодарит Ю. В. Илизавского за внимание к работе, А. М. Дьяконова и Ю. М. Гальперина за полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Мак-Скимин. Физическая акустика, т. 1, ч. А. М., «Мир», 1966, стр. 331.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
Академии наук СССР

Поступила
11 мая 1970 г.

УДК 534.222.2

РАСЧЕТ ОПТИМАЛЬНЫХ ПО ШУМУ ТРАЕКТОРИЙ НАБОРА ВЫСОТЫ ПАССАЖИРСКИХ САМОЛЕТОВ

Б. Н. Мельников, А. М. Мхитарян, В. И. Токарев, И. П. Шмаков

Снижение шума самолетов в окрестностях аэропортов является в настоящее время одной из важнейших задач гражданской авиации. Среди ряда широко применяемых способов снижения шума важное место принадлежит специальным приемам пилотирования. Эффективность таких методов при взлете современных отечественных самолетов типа Ил-62, Ту-134 достигает $8 \div 12$ ЕPN dB.

Общепринятой оценкой раздражающего воздействия шума, создаваемого пролетающим самолетом, является эффективный уровень воспринимаемого шума [1]

$$EPNL = 10 \lg \frac{1}{T} \int_{t_1}^{t_2} 10^{0,1 PNL(t)} dt, \quad (1)$$

где $PNLT(t)$ — уровень воспринимаемого шума с поправкой на дискретные составляющие, T — нормирующая постоянная времени, $[t_2, t_1]$ — интервал времени, в те-