Воспользовавшись формулами (1) и (3), получим

$$W_{\text{эл.мех}} = E_{\text{эл}} \frac{hld_{33}E}{r} y(0) \frac{\gamma}{\gamma+{}^1/_2}.$$

Отсюда коэффициент электромеханической трансформации определится выражением

$$N = \frac{1}{U} \frac{\partial W_{\text{эл.мех}}}{\partial y(0)} = N_0 \frac{\gamma}{\gamma+{}^1/_2},$$

где $N_0 = Ed_{33}hl/r\delta$, $U$ – электрическое напряжение на электродах пьезоэлементов, $\delta$ – расстояние между электродами.

Легко понять, что $\gamma/(\gamma+{}^1/_2)$ является коэффициентом формы. Действительно, полный коэффициент электромеханической трансформации многоугольника $N_{\text{п}} = 2nN = Ed_{33}h \frac{2nl}{r} \frac{\gamma}{\gamma+{}^1/_2}$. При $n \to \infty$ величина $2nl \to 2\pi r$ и $\lim_{n\to\infty} N_{\text{п}} = \tilde{N}_0\gamma/(\gamma+{}^1/_2)$, где $\tilde{N}_0 = 2\pi Ed_{33}h/\delta$ является коэффициентом трансформации пульсирующего пьезокерамического кольца. График зависимости относительной величины коэффициента электромеханической трансформации $N_{\text{п}}/\tilde{N}_0$ от числа сторон многоугольника при $h/r = {}^1/_8$ представлен на фиг. 2.

Из представленного на фиг. 2 графика видно, что при $n=18$ многоугольник по своим параметрам очень мало отличается от пульсирующего кольца. Для практики, видимо, уже достаточно и 15 граней. При этом потери в коэффициенте трансформации составят 7%, а снижение резонансной частоты – не более 2%.

Полученные результаты показывают, что электромеханические параметры преобразователя не ухудшаются по сравнению с параметрами кольца даже в том случае, когда число сторон сравнительно невелико.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Аронов Б. С.* Об электромеханической схеме электроакустического преобразователя. Вопросы радиоэлектроники, серия XII, общетехническая, 1961, вып. 26, 65–90.

Поступила
22 января 1979 г.

---

УДК 534.231

# ВЛИЯНИЕ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА ЗВУКОИЗОЛЯЦИЮ ТОНКОЙ ОГРАНИЧЕННОЙ ПЛАСТИНЫ В ОБЛАСТИ ЧАСТОТ ВОЛНОВОГО СОВПАДЕНИЯ

***Р. Ю. Винокур***

Звукоизоляция тонкой безграничной пластины в области частот волнового совпадения существенно зависит от величины коэффициента внутренних потерь и вычисляется по формуле Кремера [1]; под внутренними потерями понимают совокупность диссипативных процессов (кроме излучения звука), возникающих при деформации материала пластины. Однако звукоизоляция ограниченных пластин в области волнового совпадения, как правило, намного выше, чем следует из теории Кремера. Предполагается, что это связано исключительно с увеличением внутренних потерь в результате поглощения колебательной энергии не только в материале пластины, но и на ее границах [2]. Таким образом, влияние граничных условий на звукоизоляцию пластины можно учесть, подставляя в формулу Кремера вместо коэффициента внутренних потерь другую величину (назовем ее эффективным коэффициентом потерь), которая характеризует затухание колебательной энергии и в материале, и на границах пластины. Ниже получено аналитическое выражение для эффективного коэффициента потерь тонкой ограниченной пластины больших волновых размеров.

Рассмотрим пластину (в дальнейшем будем называть ее основной) произвольной формы, соединенную по контуру с $n$ примыкающими пластинами, причем с одним и тем же участком границы основной пластины могут быть связаны несколько примыкающих пластин. Предположим, что во всех пластинах существует диффузное поле вибраций. Такой подход можно считать обоснованным, если длина свободного пробега изгибной волны в каждой пластине велика по сравнению с длиной изгибной волны; для реальных конструкций в области волнового совпадения это условие обычно выполняется. Предположение о диффузности поля вибраций позволяет использовать статистический подход [3]. Напишем уравнение колебательной энергии

для основной пластины в отсутствие источника колебательной энергии и излучения звука:

$$\frac{dW(t)}{dt}=-\omega\eta W(t)+\sum_{j=1}^{n}\frac{cL_j\tau_j}{\pi S}[W_j(t)-W(t)]. \quad (1)$$

Здесь $W(t)$ и $W_j(t)$ – соответственно мгновенные значения плотности колебательной энергии в основной и $j$-й примыкающей пластинах ($j=1, 2, \ldots, n$), $\tau_j$ – коэффициент передачи энергии вибрации через соединение основной и $j$-й примыкающей пластины, $L_j$ – длина этого соединения, $S$ и $\eta$ – соответственно площадь и коэффициент внутренних потерь основной пластины, групповая скорость изгибных волн в основной пластине $c=2c_0\sqrt{\omega/\omega_г}$, где $\omega$ – угловая частота вибраций, $\omega_г$ – угловая граничная частота области волнового совпадения основной пластины в жидкой среде со скоростью распространения звука $c_0$. Рассмотрим наиболее практически реальный случай, когда справедливы соотношения

$$W_j(t)\ll W(t) \quad \text{при } j=1, 2, \ldots, m; \quad (2)$$

$$W_j(t)\approx W(t) \quad \text{при } j=m+1, m+2, \ldots, n. \quad (3)$$

Здесь $m\leqslant n$. Обычно коэффициенты передачи вибраций $\tau_j\ll 1$ ($j=1, 2, \ldots, n$), поэтому соотношение (2) характерно для тех примыкающих пластин, которые ограничивают «тихое» помещение (т. е. помещение, отделяемое основной пластиной от «шумного», где расположен источник звука) и обладают массой и коэффициентом внутренних потерь, по крайней мере ненамного меньшими соответственных параметров основной пластины. Соотношение (3) справедливо для тех примыкающих пластин, которые ограничивают «шумное» помещение и обладают примерно такими же упругоинерционными и диссипативными свойствами, что и основная пластина. Соотношение (2) характерно также для примыкающих пластин, ограничивающих «шумное» помещение и значительно более массивных, чем основная пластина. Заметим, что в принципе возможен и такой случай, когда хотя бы для одной из примыкающих пластин (в частности, если она ограничивает «шумное» помещение, а ее масса и коэффициент внутренних потерь намного меньше соответственных параметров основной пластины) справедливо соотношение $W_j(t)\gg W(t)$; этот случай нами не рассматривается, поскольку он требует значительного усложнения задачи, не будучи достаточно актуальным. Используя соотношения (2) и (3) в уравнении (1) и пренебрегая малыми величинами, после несложных преобразований получим

$$\frac{dW(t)}{dt}=-\omega\eta_э W(t),$$

где величина, определяющая затухание энергии вибраций без учета излучения звука, является искомым эффективным коэффициентом потерь

$$\eta_э=\eta+\frac{2\tau c_0}{\sqrt{\omega\omega_г}\,l}. \quad (4)$$

Здесь длина свободного пробега изгибной волны в основной пластине $l=\pi S/L$ [4], где $L$ – периметр основной пластины; средний коэффициент передачи энергии вибраций $\tau=\left(\sum_{j=1}^{m}\tau_j L_j\right)\Big/L$.

Задача сводится к определению коэффициентов $\tau_j$ ($j=1, 2, \ldots, m$), которые известны только для некоторых распространенных типов соединений пластин [3, 5]. Однако можно получить приемлемую для практики оценку величины $\eta_э$, полагая $\tau=0{,}1$. Такого порядка величина среднего коэффициента передачи энергии вибраций характерна для случаев, когда все пластины примерно одинаковы и основная пластина жестко соединена на каждом участке границы с двумя – тремя примыкающими. Для реальных конструкций в нормируемом для измерения звукоизоляции диапазоне частот (100–5000 Гц) второй член в правой части формулы (4), учитывающий поглощение энергии на границах, как правило, намного больше первого, характеризующего потери в материале пластины. Отсюда следует, в частности, что звукоизоляция тонкой ограниченной пластины в области волнового совпадения, определяемая с помощью формулы Кремера и выражения (4), растет с удвоением частоты на 7,5 дБ (9 дБ – для безграничной пластины), если средний коэффициент передачи энергии вибраций не зависит от частоты вибраций. С помощью формулы (4) и формулы Кремера вычисляется собственная (т. е. без влияния косвенной передачи шума) звукоизоляция пластины [5], однако оценочные расчеты показывают, что при

условии (2) возможность существенного понижения звукоизоляции ввиду косвенной передачи шума практически исключается.

Автор благодарит С. А. Рыбака за внимание к работе и обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Cremer L.* Theorie der Schalldämnung dünner Wände bei schrägen Einfall. Akustische Zeitschrift, 1942, 7, 81–87.
2. *Utley W. A., Fletcher B. L.* Influence of Edge Conditions on the Solid Insulation of Windows. Appl. Acoustics, 1969, *2*, 2, 131–136.
3. *Никифоров А. С., Будрин С. В.* Распространение и поглощение звуковой вибрации на судах. Л., «Судостроение», 1968.
4. *Lyon R. H.* Random Noise and Vibration in Space Vehicles. Washington, Information Center United States Department of Defence, 1967.
5. *Заборов В. И.* Теория звукоизоляции ограждающих конструкций. М., Стройиздат, 1969.

Московский научно-исследовательский
и проектный институт типового
и экспериментального проектирования

Поступила
30 января 1979 г.

---

УДК 533.6.011.72+534.2:532

# СПЕКТР ИНТЕНСИВНОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА, ОТРАЖЕННОГО ОТ ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ

*С. М. Горский, Ю. В. Петухов, В. Е. Фридман*

В работе [1] рассматривалось отражение гидроакустического импульса с разрывным фронтом от свободной поверхности «вода – воздух». Рассмотрение проводилось для нелинейного импульса давления не очень большой амплитуды, при которой можно пренебречь кавитационными явлениями при отражении. В этом случае для расчета параметров звуковой волны можно использовать метод нелинейной геометрической акустики всюду, за исключением узкого приповерхностного слоя, в котором трансформация импульса при отражении рассматривается согласно линейной теории. Такой подход является достаточно точным, поскольку малая нелинейность не успевает исказить импульс в узком (толщиной порядка длины волны) приповерхностном слое (см. [2]).

Ниже при тех же предположениях рассмотрено влияние нелинейных эффектов на процесс трансформации спектра отраженной звуковой волны. Рассмотрим точечный источник, помещенный на глубине $h$ от поверхности океана. Граничное условие для поля давления зададим, как и в работе [1], на сфере $r=R_0$, окружающей источник, в виде экспоненциального импульса $P(R_0;\ t)=P_m \exp(-t/T_m)$. Здесь $P_m$ и $T_m$ – первоначальные амплитуда и постоянная времени. Импульсы такой формы характерны для подводных взрывов. Проведем рассмотрение двух предельных ситуаций – приповерхностного и глубоководного взрыва.

Если детонация происходит вблизи водной поверхности $\frac{R_0}{h}-1\ll 1$, то можно пренебречь нелинейным искажением формы падающей ударной волны и считать, что взрывная волна, отраженная от поверхности, имеет вблизи этой поверхности экспоненциальную форму $P(r_b;\ t)=-P_b \exp(-t/T_b)$ (параметры $P_b$ и $T_b$ определены в [1]). Учитывая граничное условие для отраженной от поверхности взрывной волны и используя общее решение уравнения Римана для формы нелинейной акустической волны [1], можно написать выражение для профиля отраженной волны

$$\mathscr{P}=\begin{cases}-t/x, & 0\leqslant t\leqslant x,\\ -\exp\{-(t+x\mathscr{P})\}, & x\leqslant t<\infty.\end{cases} \tag{1}$$

Здесь используются безразмерные переменные: $\mathscr{P}$ – приведенное давление $(\mathscr{P}/P_b)$, $x=z/R_*$ – приведенная координата (см. работу [1]), $t$ – время $(t/T_b)$. Выражение (1) справедливо для расстояний, на которых формируется разрыв на спаде первоначального экспоненциального сигнала $0\leqslant x\leqslant 1$ [1]. Спектр функции (1) имеет следующий вид [3]:

$$S(\omega;\ x)=S_1(\omega;\ x)+S_2(\omega;\ x), \tag{2}$$