

КРАТКИЕ
СООБЩЕНИЯ

УДК 534.282

ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА ТОНКИМИ СЛОЯМИ

© 1997 г. Т. М. Алибегов, А. Е. Вовк

Акустический институт им. ак. Н.Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника, 4

Поступила в редакцию 26.04.96 г.

Основными параметрами, определяющими процессы распространения и отражения звука в различных материалах (средах), являются их плотность и модуль упругости ρ , E [1]. В общем случае при наличии или создании в среде определенных механизмов поглощения звука эти параметры являются комплексными величинами. Так, последствие, связанное с вязким или релаксационным напряжением, описывается комплексным значением модуля упругости, а силы внутреннего трения – плотности:

$$\bar{E} = E(1 - i\eta_E), \quad \bar{\rho} = \rho(1 + i\eta_\rho). \quad (1)$$

Здесь E , ρ – действительные составляющие модуля упругости и плотности, η_E , η_ρ – соответствующие им коэффициенты потерь. Знаки при η_E , η_ρ – взяты с учетом принципа погашаемости [2]. В работе [3] рассмотрена искусственная акустическая среда с комплексными значениями модуля упругости \bar{E} и плотности $\bar{\rho}$. Показано, что при $\eta_E = \eta_\rho$ происходит как бы взаимокомпенсация инерционной ($Im\rho$) и упругой ($Im\bar{E}$) реакции среды и суммирование поглощения. Волновое сопротивление такой среды принимает действительное значение, в то же время коэффициент поглощения – мнимая часть постоянной распространения \bar{k} – пропорциональна сумме коэффициентов потерь ($\eta_E + \eta_\rho$). Наличие потерь ($\eta_E \neq 0$ или $\eta_\rho \neq 0$) в среде также приводит к специфическим характеристикам поглощения звука в ее тонких слоях, нагружаемых на различные препятствия. Рассмотрению некоторых из них посвящено настоящее сообщение.

Входной импеданс тонкого слоя материала ($k_m l < 0.6$, k_m – волновое число в материале, l – толщина слоя), нагруженного на препятствие с входным импедансом \bar{Z}_H , как легко показать из формул, приведенных в [1], можно записать в виде:

$$\bar{Z}_{вх} = \bar{E} \frac{-i\rho\omega l + \bar{Z}_H}{\omega l \left[\frac{\bar{E}}{\omega l} - i\bar{Z}_H \right]}. \quad (2)$$

В предельных случаях получаем общеизвестные выражения [1] при:

$$Z_H \rightarrow \infty \bar{Z}_{вх} = i\frac{\bar{E}}{\omega l}, \quad Z_H \rightarrow 0 \bar{Z}_{вх} = -i\bar{\rho}\omega l. \quad (3)$$

Коэффициент отражения на границе $\bar{Z}_{вх}$ со средой с волновым сопротивлением $(\rho c)_0$ рассчитывается по формуле:

$$\bar{\beta} = \frac{\bar{Z}_{вх} - (\rho c)_0}{\bar{Z}_{вх} + (\rho c)_0}. \quad (4)$$

Подставляя в (4) значения $\bar{Z}_{вх}$ из (3) с учетом (1) получаем:

$$\bar{\beta}_{Z_H=0} = \frac{\rho\omega l\eta_\rho - (\rho c)_0 - i\rho\omega l}{\rho\omega l\eta_\rho + (\rho c)_0 - i\rho\omega l}, \quad (5)$$

$$\bar{\beta}_{Z_H=\infty} = \frac{\frac{E\eta_E}{\omega l} - (\rho c)_0 + i\frac{E}{\omega l}}{\frac{E\eta_E}{\omega l} + (\rho c)_0 + i\frac{E}{\omega l}}. \quad (6)$$

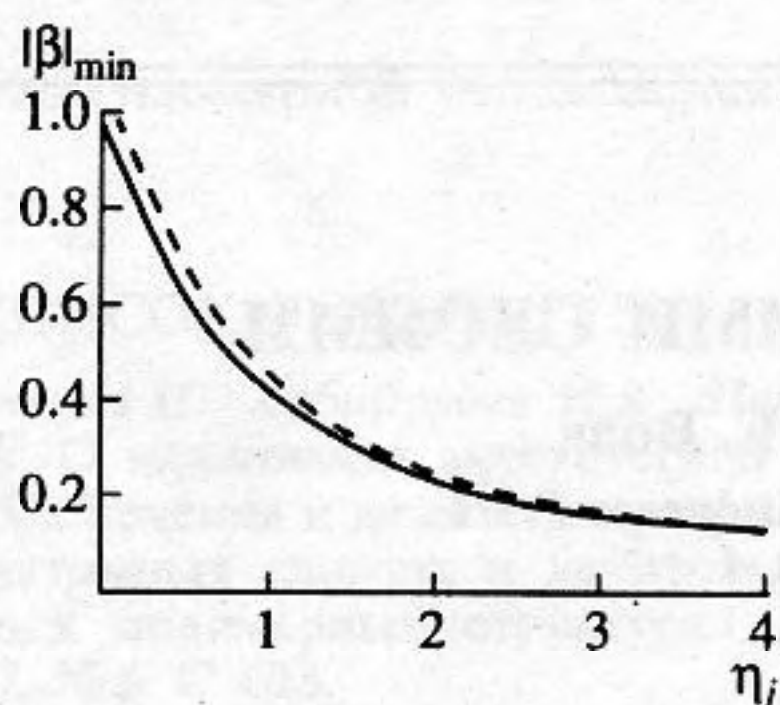
Выражения (5) и (6) можно записать в единой форме:

$$\bar{\beta}_j = \frac{\eta_j - N\alpha_j \pm i}{\eta_j + N\alpha_j \pm i}. \quad (7)$$

Здесь введены обозначения: $j = E, \rho$; $N = \frac{(\rho c)_0}{\rho c}$; $c = \sqrt{\frac{\bar{E}}{\rho}}$. Соответственно, для $j = E$ рассматривается $\beta_{Z_H=\infty}$ и $\alpha_E = kl$; при этом берется верхний знак +; для $j = \rho$ имеем $\beta_{Z_H=0}$ и $\alpha_\rho = \frac{1}{kl}$ при знаке –.

Модуль соответствующих коэффициентов отражения записывается в виде:

$$|\beta_j| = \frac{\sqrt{(\eta_j - N\alpha_j)^2 + 1}}{\sqrt{(\eta_j + N\alpha_j)^2 + 1}}. \quad (8)$$



Зависимость величины $|\beta|_{\min}$ от значения коэффициента потерь.

Величины $|\beta_j|$ имеют минимум при

$$\alpha_j = \frac{\sqrt{1 + \eta_j^2}}{N}. \quad (9)$$

Для больших значений η_j $\alpha_j \approx \frac{\eta_j}{N}$, что соответствует полному согласованию $\text{Re}Z_{\text{вх}}$ с $(\rho c)_0$ (см. (5), (6)):

$$\text{Re}Z_{\text{вх}} = (\rho c)_0. \quad (10)$$

При значении α_j , определяемом (9) с учетом условия $kl < 0.6$, приводящего к взаимосвязи параметров материалов,

для $Z_n = 0$:

$$N < 0.6\sqrt{1 + \eta_p^2} \quad 0.6\sqrt{1 + \eta_p^2}(\rho c)_m > (\rho c)_0; \quad (11)$$

для $Z_n = \infty$:

$$N > \frac{\sqrt{1 + \eta_E^2}}{0.6}, \quad \frac{\sqrt{1 + \eta_E^2}}{0.6}(\rho c)_m < (\rho c)_0, \quad (12)$$

$$|\beta|_{\min} = \frac{\sqrt{(\eta_j - \sqrt{1 + \eta_j^2})^2 + 1}}{\sqrt{(\eta_j + \sqrt{1 + \eta_j^2})^2 + 1}}. \quad (13)$$

Из выражения (13) видно, что значение $|\beta|_{\min}$ в обоих случаях зависит только от величины коэффициента потерь (η_E, η_p), фаза коэффициента отражения φ при этом также зависит только от η_E ,

η_p и равна $\varphi = \text{arctg} \frac{\pm 2}{\sqrt{\eta_j^2 + 1}}$. Значения $|\beta|_{\min}$ в

функции η_j приведены на рис. 1. Близкое по вели-

чине k (11) значение β_{\min} получается и в приближении (10), когда

$$|\beta|_{\min} = \frac{1}{\sqrt{4\eta_j^2 + 1}}. \quad (14)$$

На рис. 1 соответствующие значения $|\beta|_{\min}$ изображены пунктирной линией.

Аналитический расчет полосы $\Delta\alpha$, на границах которой $|\beta|$ поднимается до уровня $\sqrt{2}|\beta|_{\min}$ при условии независимости параметров материала от частоты, показывает, что она обратно пропорциональна N и для $\eta \gg 1$ не зависит от величины последнего, $\Delta = \frac{1}{N}$, а в общем случае при задан-

ном N увеличивается с ростом η_j . Для материалов со значением N пропорционально растущим с частотой при $\eta_j > 1$ низкий уровень $|\beta|$ может сохраняться в широкой полосе частот.

Вышерассмотренный в сообщении эффект поглощения звука в гидроакустике может наблюдаться в тонких слоях материалов, описанных в работах [4], [5].

Интерес к акустическим средам с затуханием сохраняется и в настоящее время [6, 7].

В заключение авторы выражают благодарность В.В. Тюттекину за обсуждение результатов работы и ряд полезных советов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973.
2. Купрадзе В.Д. О принципе излучения А. Зоммерфельда. Л.: ДАН, 1934. Т. 1. № 2.
3. Викторова Р.Н., Вовк А.Е., Тюттекин В.В. Неоднородные акустические среды с действительным значением волнового сопротивления при наличии поглощения. Сибирское отделение РАН. Институт гидродинамики. Акустика неоднородных сред, вып. 105. 1992.
4. Тюттекин В.В. Распространение упругих волн в среде с цилиндрическими каналами // Акустический журнал. 1956. Т. 2. Вып. 3.
5. Вовк А.Е., Викторова Р.Н. О возможностях приближенного расчета эффективной плотности упругой среды с твердыми включениями. Труды Акустического института. 1971. Вып. XV.
6. Jacobson F. A note on intancous and time-averaged active an reactive sound intensity // J. Sound Vib. 1991. V. 147. P. 489-496.
7. Croenenboom J., Snieder R. Attenuation, dispersion and anisotropy by multiple scattering of transmitted waves through distributions of scatterers // JASA. 1995. V. 98. Pt. 6. P. 3482-3492.

Absorption of Sound by Thin Layers

T. M. Alibegov and A. E. Vovk