Энергетический баланс (в объем. %)

ν, Мгц	9		15	21	ν, Мгц	9		15	21
r, мкм	$\Delta\alpha/n$	100	100	100	r, мкм	$\Delta\alpha/n$	100	100	100
0,5		—	—	—	0,5		21,6	20,8	20,4
2		0,06	0,3	0,93	2		20,0	16,8	14,2
4	α_{sI}/n	1,15	4,2	10,2	4	α_η/n	21,8	13	9,60
6		6	16,5	32	6		14,1	8,77	5,07
10		23	54	73	10		8,98	3,28	1,24
0,5		2,7	5,9	7,7	0,5		75,7	73,3	71,9
2		11,4	22,7	33,3	2		68,0	60,2	51,6
4	α_{sII}/n	21,3	35,5	44,7	4	α_T/n	60,6	47,3	35,5
6		28,6	41,8	43	6		51,3	32,9	20,0
10		35	29,7	20,4	10		33,5	13,01	5,38

Для качественной оценки вклада механизмов потерь в общий коэффициент дополнительного ослабления был рассчитан энергетический баланс. Результаты расчетов приведены в таблице. При этих расчетах коэффициент дополнительного поглощения в эмульсиях принимался за 100%.

Как видно из таблицы, на всех частотах в области размеров частиц 0,5–4 *мкм* потери звуковой энергии вследствие рассеяния малы, $\leqslant 10\%$. Основная доля потерь звуковой энергии вызвана механизмами теплообмена, вязких потерь и α_{sII}/n. Следовательно, уменьшение $\Delta\alpha/n$ с размером частиц, представленное кривыми фиг. 2 в области изменения размеров частиц 0,5–4 *мкм*, обусловлено доминирующей ролью коэффициентов α_η/n и α_T/n.

Сопоставление данных, приведенных в таблице, и кривых, представленных на фиг. 2, показывает, что когда уменьшение звуковой энергии в прямом луче вследствие рассеяния становится более 30%, зависимость дополнительного коэффициента поглощения от размера частиц в основном определяется функциональной зависимостью от размера частиц коэффициента α_{sI}/n.

Полученные данные особенно важны для развития акустических методов контроля дисперсного состава эмульсий. Так, например, при разработке акустических методов контроля дисперсного состава эмульсий часто ставится задача: по измеренному дополнительному коэффициенту поглощения эмульсии при постоянной концентрации определить размер эмульсионных зерен. Результаты, полученные при исследовании зависимости дополнительного поглощения ультразвуковых волн в эмульсиях от размера эмульсионных частиц, показывают, что для решения этой задачи необходимо соблюдение следующих условий: доминирующий механизм поглощения должен сохраняться во всем диапазоне исследуемых размеров частиц и порождать одинаковый вид зависимости от размера эмульсионных частиц. Если эти условия не будут выполнены, то задача не будет иметь однозначного решения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. А. Исакович.* О распространении звука в эмульсиях. ЖЭТФ, 1948, *18*, 10, 905–912.
2. *И. А. Ратинская.* О затухании звука в эмульсиях. Акуст. ж., 1962, *7*, 2, 210–215.

Ленинградский государственный университет
им. А. А. Жданова,
Физический факультет,
Научно-исследовательский
физический институт

Поступила
2 января 1974 г.

УДК 534.286:534.222.2

О ПОГЛОЩЕНИИ ЗВУКА МАЛОЙ АМПЛИТУДЫ, ВЫЗЫВАЕМОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ С ШУМОМ

В. А. Красильников, О. В. Руденко, А. С. Чиркин

Цель настоящей работы – показать, что аномальное поглощение звуковых волн, наблюдаемое в ряде случаев, может быть вызвано наличием внешнего шума в среде. Физика этого явления лежит в нелинейном взаимодействии звуковой волны с внешним шумом, вследствие чего энергия сигнальной волны перекачивается в шум.

По существу такой механизм поглощения используется при расчете коэффициентов затухания в твердых телах [1], где уменьшение интенсивности звука происходит вследствие перераспределения энергии по частотам дебаевского спектра тепловых фононов кристалла. Что же касается жидкостей и газов, то здесь говорят о «линейном» поглощении звука, подразумевая при этом, что оно описывается вязкостными линейными членами уравнений гидродинамики. Использование гидродинамической модели или феноменологической релаксационной теории («вторая вязкость») дает формальное основание «забыть» про истинный, нелинейный характер микроскопических процессов перекачки энергии волны в поступательные или внутренние степени свободы молекул. В большинстве реальных случаев это удобно и допустимо. Однако исходя из нелинейного механизма поглощения звука удается получить не только известные результаты, но учесть и эффекты, связанные с конечностью амплитуды A самого звука, структурой спектра фононного шума и т. д. Ниже обсуждается влияние внешнего шума на поглощение звука.

На основе общей теории нелинейного распространения шумовых волн в средах без дисперсии [2] в работе [3] была решена задача о взаимодействии плоских монохроматической и шумовой волн, заданных на границе ($x=0$) нелинейной среды. Уменьшение интенсивности звука при этом описывается выражением

$$I=\frac{A^2}{2}\left[\frac{2J_1\left(\dfrac{\varepsilon}{c_0^2}A\omega_0x\right)}{\dfrac{\varepsilon}{c_0^2}A\omega_0x}\right]^2\exp\left\{-\left(\frac{\varepsilon}{c_0^2}\sigma\omega_0x\right)^2\right\} \tag{1}$$

и происходит вследствие двух причин: генерации гармоник и взаимодействия с шумом. Нелинейные потери на основной частоте ω_0 вследствие генерации высших гармоник $n\omega_0$ определяются множителем $[2J_1(\xi)/\xi]^2$ в формуле (1); при малых $A(\xi\to0)$ этим эффектом можно пренебречь. Экспоненциальный член в формуле (1) ответствен за уменьшение интенсивности сигнала, вызванное перекачкой его энергии в шум.

В тех случаях, когда поле шумов изотропно распределено по среде, эффективно взаимодействует с волной лишь часть полной объемной плотности шума $\mathscr{E}=\rho_0\sigma^2$, равная $\mathscr{E}\Delta\Omega/4\pi$, где $\Delta\Omega=\pi\theta_c^2$ – телесный угол так называемого параметрического захвата. Ширина угла синхронного взаимодействия двух волн с частотами ω_0 (сигнальная волна) и ω (фурье-компонента шума) будет

$$\theta_c^2=2\pi c_0|\omega_0\pm\omega|(x\omega\omega_0)^{-1}. \tag{2}$$

Как известно, в кристаллах затухание преимущественно происходит вследствие взаимодействия звуковых фононов с высокочастотными тепловыми фононами, у которых $\omega\gg\omega_0$. При этом выражение (2) дает $\theta_c^2=2\pi c_0/x\omega_0$ и показатель экспоненты в (1) приводится к формуле Ахиезера [1, 3]. Закон убывания интенсивности приобретает вид

$$I\sim\exp\left\{-\frac{\varepsilon^2\mathscr{E}}{c_0^3\rho_0}\omega_0^2\tau x\right\}. \tag{3}$$

Здесь $\mathscr{E}$ – объемная плотность энергии шума, τ – характерное время релаксации (время синхронного взаимодействия волны с шумом).

В общем случае энергия шума $\mathscr{E}$ состоит из части, обусловленной внутренними шумами $\mathscr{E}_{\text{вн}}$ и стороннего шума $\mathscr{E}_{\text{ст}}$, обязанного своим происхождением другим источникам. В соответствии с этим выражение для коэффициента затухания может быть записано в виде

$$\alpha=\alpha_{\text{вн}}+\alpha_{\text{ст}},\qquad \alpha_{\text{вн}}=\frac{b\omega_0^2}{2c_0^3\rho_0},\qquad \alpha_{\text{ст}}=\frac{\varepsilon^2\mathscr{E}_{\text{ст}}}{2c_0^3\rho_0}\omega_0^2\tau \tag{4}$$

Здесь $b=\xi+\dfrac{4}{3}\eta+\varkappa\left(\dfrac{1}{c_v}-\dfrac{1}{c_p}\right)$ член $\alpha_{\text{вн}}$ есть обычное выражение для α через вязкость и теплопроводность.

Затухание, вызванное сторонними шумами, начинает сказываться, очевидно, при $\alpha_{\text{ст}}>\alpha_{\text{вн}}$ или $\mathscr{E}_{\text{ст}}>b/\tau\varepsilon^2$. С такой ситуацией сталкиваются, например, при опытах с кристаллами при низких температурах. Ниже 20° К затухание падает до величины 10^{-2} *дб/см* [1], и небольшое остаточное затухание относят на счет неидеальности кристалла и других причин. Согласно формулам (3), (4), внешний шум, неизбежно присутствующий при экспериментах, также может внести существенный вклад в остаточное затухание.

Другим физическим объектом с весьма малым $\alpha_{\text{вн}}$ является подводный звуковой канал для низких звуковых частот $<10^4$ *гц*. Как показано при глубоководных исследованиях с помощью батискафа (см., например, [4]), уровень динамических шумов океана в канале весьма высок; в силу способности шумов накапливаться в канале полная их энергия во весь спектр может быть оценена величиной порядка $\mathscr{E}_{ст}\sim 2\cdot 10^{-4}$ *эрг/см*³. Однако в отличие от случая твердых тел шумы в канале сосредоточены главным образом на низких частотах и из формулы (2) приближенно следует $\theta_c^2=2\pi c_0/x\omega$. В этом случае выражение для $\alpha_{ст}$ приводится к виду

$$\alpha_{ст}=\frac{\varepsilon^2\mathscr{E}_{ст}}{2c_0^3\rho_0}\omega_0^3\frac{\tau(\omega)}{\omega}. \tag{5}$$

Здесь уже $\alpha_{ст}$ зависит от структуры шумового спектра. Если предположить, что $\tau(\omega)$ определяется длиной затухания волны и равно $(\alpha_{ст}c_0)^{-1}$, то вместо формулы (5) получим

$$\alpha_{ст}=\frac{2\pi\varepsilon}{\sqrt{2\rho_0}\,c_0^2}f_0^{3/2}\int\limits_{f_1}^{f_2}\frac{d\sqrt{\mathscr{E}}}{df}\frac{df}{\sqrt{f}}, \tag{6}$$

где проведено интегрирование по частотам $f=\omega/2\pi$. В качестве пределов естественно выбрать верхнюю границу f_2 распределения $d\mathscr{E}/df$, довольно резко спадающего при f_2 порядка сотни герц. Нижняя граница f_1 лежит в области порядка единиц герц, именно для этих частот длина волны сравнима с размерами канала и сказывается волноводная дисперсия.

Принимая согласно работе [4] $d\mathscr{E}/df=\mathscr{E}_{ст}/f_2=\mathrm{const}$ в области $0<f<f_2$, $d\mathscr{E}/df=0$ при $f>f_2$ и интегрируя, получим

$$\alpha_{ст}=\frac{\pi\varepsilon}{\sqrt{2\rho_0}\,c_0^2}\sqrt{\frac{d\mathscr{E}}{df}}\ln\frac{f_2}{f_1}f_0^{3/2}. \tag{7}$$

Нетрудно видеть, что результат слабо зависит от отношения параметров f_2/f_1. Поэтому положим $f_2=200$ *гц*, $f_1=5$ *гц*. Для воды $\varepsilon\sim 4$, $c_0\sim 1{,}5\cdot 10^5$ *см/сек*, и формула (7) дает известный в гидроакустике эмпирический результат [5]

$$\alpha_{ст}\sim 0{,}04 f_0^{3/2}\ \textit{дб/км}, \tag{8}$$

где $[f_0]=$ *кгц*.

Интересно отметить, что помимо описанной модели, дающей правильную частотную зависимость $f_0^{3/2}$, мы оценили некоторые другие возможные модели для $\tau(\omega)$. В большинстве случаев при $f_0\sim 10^3$ *гц* получается значительная величина $\alpha_{ст}$, соответствующая экспериментально наблюдаемой по порядку величины. На наш взгляд, это лишний раз свидетельствует в пользу гипотезы шумового механизма поглощения звука в океане. Однако окончательный ответ на вопрос дадут лишь специальные эксперименты (в том числе и лабораторные) по определению зависимости $\alpha_{ст}(\mathscr{E}_{ст})$.

Авторы признательны Л. М. Бреховских за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физическая акустика под ред. У. Мэзона, т. 3, ч. Б «Динамика решетки», М., «Мир», 1968.
2. *О. В. Руденко, А. С. Чиркин.* О нелинейной трансформации спектров случайных волновых полей. Докл. АН СССР, 1974, *214*, 5, 1045—1048.
3. *О. В. Руденко, А. С. Чиркин.* Теория нелинейного взаимодействия монохроматических и шумовых волн в слабодиспергирующих средах. Нелинейная волновая картина затухания звука. ЖЭТФ, 1974 *67*, *5*, 319—327.
4. *M. Lomask, R. Frasetto.* Acoustic Measurements in Deep Water Using the Bathyscaph. J. Acoust. Soc. Amer., 1960, *32*, 8, 1028—1033.
5. *M. J. Sheehy, R. Hally.* Measurement of the Attenuation of Low — Frequency Underwater Sound. J. Acoust. Soc. Amer., 1957, *29*, 4, 464—469.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Поступила
8 июля 1974 г.