ность их размещения. Эта плотность, очевидно, равна $N_0 = n / S$, где S — озвученная площадь дна, n — число неровностей, зарегистрированное на ней и определяемое по количеству импульсов, устойчиво появляющихся на записях.

В обозначениях, приведенных на фиг. 1:

$$N_0 \approx \frac{n \cos\alpha\,(\cos\beta + \cos 2\alpha)}{\pi H^2 (1 - \cos\beta)}.$$

Эта величина дает возможность оценить среднее расстояние между неровностями, как $L_0 \simeq \sqrt{1/N_0}$. В случае малых углов β раствора диаграммы направленности системы $L_0 \simeq \sqrt{\frac{\pi}{n} \frac{H\beta}{2\cos^{3/2}\alpha}}$. В приведенном примере величина L_0 составляла около 90 *м*.

Дополнительное использование данных об интенсивности сигналов, рассеянных отдельными неровностями, может дать возможность оценки характерного размера неровностей при некоторых предположениях об их форме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Ю. Житковский. Акустический метод измерения расстояний между неровностями на дне океана. Океанология, 1966, 6, 6. 1096—1098.
2. A. H. Stride. Geological interpretation of Asidic records. Intern. Hydr. Rev., 1961, 38, 1, 131—139.
3. C. S. Clay, W. S. Wismont. Lateral echo-sounding of the ocean bottom on continental rise. J. Geophys. Res., 1964, 69, 18, 3823—3835.
4. New Westinghouse sonar. Undersea technology, 1964, 5, 10, 24—25.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
29 апреля 1967 г.

УДК 534.222

К ВОПРОСУ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

М. Б. Гитис, В. П. Романов

При распространении звука в неоднородной среде возникает специфическое поглощение звука, связанное с теплообменом между неоднородностями. При наличии резких границ раздела между неоднородностями (например, в эмульсиях) коэффициент поглощения звука α в области не слишком низких частот ω оказывается пропорциональным $\sqrt{\omega}$ [1].

Представляется интересным выяснить роль неоднородностей в случае отсутствия резкой границы раздела между ними. Это весьма важно при изучении распространения звука в средах с сильно развитыми флюктуациями плотности, концентрации, структуры и т. д. В качестве примера мы вычислим добавочное поглощение звука, связанное с флюктуациями концентрации в жидких растворах. Эти оценки легко переносятся на случай флюктуаций любого типа.

Как известно, коэффициент поглощения звука определяется равенством [1]:

$$k - i\alpha = \omega \sqrt{\rho\left(\beta_T - \left\langle \alpha_T \frac{\delta T}{\delta p} \right\rangle\right)}, \tag{1}$$

где k — волновой вектор, ρ — плотность, β_T — изотермическая сжимаемость, α_T — коэффициент теплового расширения, δ_p и δT — приращения давления и температуры в звуковой волне. Значок $\langle\,\rangle$ означает усреднение по объему, характерные размеры которого много меньше длины звуковой волны, но гораздо больше, чем средние размеры неоднородностей.

Связь между δ_p и δT определяется уравнениями теплопроводности и энтропии. Следуя работе [1] и полагая амплитуду звукового давления равной единице, получаем уравнение, описывающее пространственное распределение температуры:

$$\Delta T - 2in^2 T + 2in^2 T_0 \alpha_T / \rho C_p = 0, \tag{2}$$

где C_p — теплоемкость, $(1 + i)n = (1 + i)(\omega\rho C_p / 2\varkappa)^{1/2}$ — волновой вектор волны теплопроводности, $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности.

Решение уравнения (2) можно написать в виде

$$T(\bar{\mathbf{r}}) = -\frac{1}{u\pi}\int \frac{e^{-\sqrt{2in^2}\,|\bar{\mathbf{r}}-\bar{\mathbf{r}}_1|}}{|\bar{\mathbf{r}}-\bar{\mathbf{r}}_1|}\cdot\frac{2in^2T_0\alpha_T}{\rho C_p}\,d\bar{\mathbf{r}}_1. \quad (3)$$

Здесь α_T, C_p и $\varkappa$ будут, вообще говоря, функциями координат. Однако для простоты положим, что с неоднородным распределением концентрации связано только изменение коэффициента теплового расширения. Разлагая $\alpha_T(\mathbf{\eta})$ в ряд по отклонениям от средних значений и ограничиваясь линейным членом, имеем

$$\alpha_1(\bar{\mathbf{r}}) = \alpha_{T_0} + \frac{\partial\alpha_T}{\partial c}\,\delta c(\bar{\mathbf{r}}) = \alpha_{T_0} + \sum_{\mathbf{f}} \alpha_{T\bar{\mathbf{f}}}' e^{i\bar{\mathbf{f}}\bar{\mathbf{r}}}, \quad (4)$$

где $\alpha_{T\bar{f}} = \left(\frac{\partial\alpha_T}{\partial c}\right)_{p,\,T} c_{\bar{f}}$; $c_{\bar{f}}$ — Фурье-компонента флюктуаций концентрации. Если подставить (4) в (3), то $T(\bar{\mathbf{r}})$ преобразуется к виду

$$T(\bar{\mathbf{r}}) = \frac{T_0\alpha_{T_0}}{\rho C_p} + \left(\frac{2in^2 T_0}{\rho C_p}\right)\sum_{\bar{f}} \alpha_{T\bar{f}}\,\frac{e^{i\bar{\mathbf{f}}\bar{\mathbf{r}}}}{2in^2 + f^2}. \quad (5)$$

Отсюда для коэффициента поглощения можно окончательно написать

$$\alpha = \sum_{\mathbf{f}} \frac{\omega n^2 T_0 c f^2 \alpha_{Tf}^2}{c_p\,(f^4 + 4n^4)} \quad (6)$$

α_{Tf}^2 мы положим равным $\left(\frac{\partial\alpha_T}{\partial c}\right)^2 \overline{c_f^2}$, поскольку изменения равновесного уровня флюктуаций, вызванные звуковой волной, малы. Для дальнейших вычислений удобно от суммы перейти к интегралу с использованием дебаевского распределения по волновым числам [2].

$$\alpha = \frac{\omega n^2 T_0 c V\left(\frac{\partial\alpha_T}{\partial c}\right)^2}{2\pi^2 C_p}\int_0^{f_m}\frac{\overline{c_f^2}\,f^4 df}{(f^4 + 4n^4)}, \quad (7)$$

где f_m — граничное волновое число, c — скорость звука.

Как известно из термодинамической теории флюктуаций, средний квадрат Фурье-гармоники флюктуаций концентрации равен $\overline{c_f^2} = kT/\varphi\left(1 + \frac{f^2L^2}{6}\right)$ [2]. Здесь $\varphi = \partial^2\Phi/\partial c^2$, Φ — термодинамический потенциал, L — радиус корреляции. Вдали от критической точки расслаивания членом $f^2L^2/6$, учитывающим пространственную дисперсию, можно пренебречь [3].

Вычисляя интеграл в формуле (7), получаем

$$\alpha = \omega n^2\left(\frac{\partial\alpha_T}{\partial c}\right)^2\frac{kT}{\varphi}\,\frac{T_0cV}{2\pi^2C_p}\left\{f_m - \frac{n}{4}\left[\ln\frac{f_m^2 + 2nf_m + 2n^2}{f_m^2 - 2nf_m + 2n^2}\,2\,\mathrm{arctg}\,\frac{2nf_m}{2n^2 - f_m^2}\right]\right\}. \quad (8)$$

Рассмотрим два предельных случая:

Низкие частоты ($f_m \gg n$). Здесь

$$\alpha = \frac{\omega^2\rho c V\left(\frac{\partial\alpha_T}{\partial c}\right)^2\frac{kT}{\varphi}\,T_0 f_m}{4\pi^2\varkappa}. \quad (9)$$

Как видно из этой формулы, $\alpha \sim \omega^2$ так же, как в работе [1].

Высокие частоты ($f_m \ll n$). Разлагая в формуле (8) выражение в квадратных скобках в ряд по степеням f_m/n, получаем

$$\alpha = 7T_0\varkappa c_{\text{зв}} V\left(\frac{\partial\alpha_T}{\partial c}\right)^2\frac{kT}{\varphi}\,f_m^5/40\pi^2C_p^2. \quad (10)$$

Как видно из этой формулы, коэффициент поглощения звука не зависит от частоты. Этот результат вполне очевиден, так как в данном случае толщина переходного слоя гораздо больше длины температурной волны.

В промежуточном случае частотная зависимость α изменяется от $\alpha \sim \omega^2$ до $\alpha \sim \omega^0$; учет пространственной дисперсии изменяет ход частотной зависимости в промежуточной области.

В заключение оценим величину коэффициента поглощения звука, связанного с рассматриваемым механизмом. Например, для смеси ацетон — вода при $c \sim 20\%$, $T \sim 25°$, $\varkappa \sim 10^4$ *эрг·см²/сек·град*, $\varphi \sim 10^9$ *эрг/см³*, $\partial \alpha_T / \partial c \sim 5{,}5 \cdot 10^{-3}$ *град⁻¹*, $f_m \sim 10^7$ *см⁻¹*, получаем на низких частотах $\alpha / \nu^2 \sim 5 \cdot 10^{-17}$ *см⁻¹·гц⁻²*. Учет пространственной неоднородности C_p и $\varkappa$ дает для α / ν^2 величину того же порядка (например, для той смеси $\frac{1}{C_p}\left(\frac{\partial C_p}{\partial c}\right) \sim 2$).

В случае низких частот ($\nu \sim 10^6$—10^8) этот вклад в α / ν^2 не очень существен и его не имеет смысла принимать во внимание. Однако дело существенно изменяется в случае высоких частот. Характерное время волны теплопроводности $\tau \sim \rho C_p / \varkappa f_m^2 \sim 10^{-11}$ *сек*, что гораздо меньше, чем времена, определяющие релаксацию флюктуаций концентрации ($\tau \sim 10^{-8}$—10^{-9} *сек*). Поэтому для очень высоких частот, в частности, тех, которые исследуются оптическими методами ($\gamma \sim 5 \cdot 10^9$ *гц*), относительная роль поглощения за счет теплообмена становится очень существенной, а поглощение на длину волны, связанное с этим механизмом, довольно значительно ($\alpha\lambda \sim 0{,}05$—$0{,}1$).

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Исакович. О распространении звука в эмульсиях. Ж. эксп. и теор. физ., 18, 10, 907—912.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. М., Физматгиз, 1964.
3. В. П. Романов, В. А. Соловьев. Флюктуации концентрации и их влияние на поглощение звука. Сб. «Структура и роль воды в живом организме». Изд-во ЛГУ, 1966.

Ленинградский государственный университет

Поступило в редакцию 5 июля 1967 г.

УДК 534.232

К ВОПРОСУ О РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТАХ ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Е. К. Грищенко

Характерной особенностью тонкослойных пьезополупроводниковых преобразователей является то, что они обладают активной электрической проводимостью, распределение которой по толщине преобразователя, вообще говоря, неоднородно. Вследствие этого эффективная толщина такого преобразователя зависит от частоты [1], а n-я резонансная частота является корнем уравнения

$$\frac{\pi v n}{\omega} = d_{\text{эфф}}(\omega), \tag{1}$$

где v — скорость упругих волн в пьезополупроводнике, $\omega = 2\pi f$, f — частота, $d_{\text{эфф}}$ — эффективная толщина преобразователя, $n = 1, 3, 5, \ldots$ Здесь мы не учитываем смещение резонансных частот из-за акустической нагрузки преобразователя [2].

Если в рабочем диапазоне частот преобразователя $d_{\text{эфф}}(\omega) = \text{const}$, как это имеет место для преобразователя на электрически однородной пленке [3], то уравнение (1) переходит в хорошо известное уравнение гармонических частот пьезоэлектрических пластин постоянной толщины. Напротив, для преобразователя на диффузионном слое [3] уравнение (1) сводится к трансцендентному уравнению вида

$$\frac{\pi v n}{\omega} = \frac{1}{a} \ln(\rho_0 \varepsilon \omega), \tag{1'}$$

где ε — диэлектрическая проницаемость пьезополупроводника, ρ_0 и a — параметры диффузионного слоя, учитывающие распределение удельного электрического сопротивления по толщине ξ преобразователя в виде $\rho(\xi) = \rho_0 e^{-a\xi}$. Из уравнения (1′) следует, что в последнем случае отношение резонансных частот преобразователя не является целочисленным.

На фигуре показано графическое решение уравнения резонансных частот пьезополупроводниковых преобразователей. Преобразователь, эффективная толщина которого d не зависит от частоты, имеет резонансные частоты ω_1, $\omega_3 = 3\omega_1$ и т. д. У преобразователя на диффузионном слое с той же основной резонансной частотой