

УДК 534-16

© 1993 г. И.А. Чабан

ЗАТУХАНИЕ ЗВУКА В ГРУНТАХ И ГОРНЫХ ПОРОДАХ

Пересмотрена модель Био, связывающая поглощение звука в морском грунте с просачиванием вязкой жидкости через пористую среду. Показано, что учет трения жидкости о стенки остова не сводится к замене коэффициента сдвиговой вязкости на динамический. Получены уточненные формулы для коэффициента поглощения и дисперсии скорости звука во всем частотном диапазоне. Предложен новый механизм затухания звука — механизм неоднородного затухания, который в одинаковой мере применим к морским грунтам, сухим грунтам и горным породам. Он объясняет линейную зависимость коэффициента затухания от частоты и оказывается существенным на низких частотах.

1. Введение

Поглощение звука дном является одним из основных факторов, ограничивающих дальность распространения звуковых сигналов в океане. Поглощение звука в сухих грунтах и горных породах определяет характер эволюции сейсмических волн, который необходимо знать при регистрации силы землетрясений или взрывов. Важность знания коэффициента поглощения звука в морских и сухих грунтах или горных породах можно продемонстрировать и многими другими примерами. Многочисленные экспериментальные исследования показали, что коэффициент поглощения звука в грунтах, выстилающих дно океана, а также сухих грунтах и горных породах, линейно зависит от частоты звука в диапазоне $1 - 10^6$ Гц, а дисперсия скорости звука в них мала [1–10]. Для описания поглощения звука в грунтах и горных породах наиболее широко используются две модели: модель Био [1, 11, 12], в которой грунт рассматривается как водонасыщенная пористая среда и основным механизмом поглощения считается трение вязкой жидкости о стенки при просачивании ее под влиянием звука через пористый твердый скелет, и модель твердых трущихся поверхностей [1, 8]. Первая модель используется для морских грунтов, вторая модель — для сухих грунтов и горных пород. В последние годы основное внимание в этой области уделялось расчету ряда факторов, входящих в теорию Био и оставшихся весьма неопределенными в рамках этой теории: форм-фактора, критической частоты и др. [13]. При этом большое место заняли попытки нахождения этих факторов с помощью суммирования рассеянных полей от включений в однородной матрице [14].

Настоящая работа состоит из двух частей. Целью первой части является уточнение ряда моментов модели Био и получение исправленной частотной зависимости коэффициента поглощения и дисперсии скорости звука во всем частотном диапазоне. Вторая часть работы будет посвящена обсуждению другого, не рассматривавшегося ранее в данной проблеме, механизма затухания. Будем называть его механизмом неоднородного затухания звука. Он оказывается существенным при низких частотах и является общим для морских грунтов, сухих грунтов и горных пород, что объясняет общность частотной зависимости коэффициента затухания звука в них на низких частотах и малость дисперсии скорости звука.

2. Уточнение теории Био

К числу моментов теории Био требующих уточнения относятся следующие: а) В теории Био учет трения жидкости о стенки остова сводится к расчету отношения силы трения о стенки σ к средней скорости жидкости относительно жесткого остова \bar{u} для двух простейших геометрий: для протекания между двумя параллельными пластинами, находящимися на расстоянии $2a_1$ и для протекания по цилиндрическим трубкам радиуса a , при этом для этих двух случаев, соответственно, получены следующие выражения:

$$\sigma/\bar{u} = 3\eta a_1^{-1} F_1(a_1 \sqrt{\omega\rho_2/\eta}) \text{ и } \sigma/\bar{u} = 4\eta a^{-1} \times F_2(a \sqrt{\omega\rho_2/\eta}),$$

где η — коэффициент сдвиговой вязкости жидкости, ρ_2 — плотность жидкости, ω — частота звуковой волны, F_1 и F_2 приведенные в [12] комплексные функции, а затем делается предположение, что в общем случае учет трения жидкости о стенки сводится к замене коэффициента вязкости η на динамический коэффициент вязкости $\eta F_0(a_0 \sqrt{\omega\rho_2/\eta})$, где a_0 — некоторый размер пор, F_0 — комплексная функция, которая принимается тождественной $F_2(a_0 \sqrt{\omega\rho_2/\eta})$ в уравнениях распространения волн. Это предположение проверяется в настоящей работе путем анализа насыщенной жидкостью пористой среды как среды с дополнительным внутренним параметром, аналогично тому, как это делалось в [15, 16]. б) Дисперсия и поглощение в теории Био существенно зависят от пористости. Для случайной или регулярной сетки пор эта зависимость уточняется в настоящей работе в рамках теории протекания [17]. в) В работах Био отмечается, что не только форма пор, но и их извилистость играет существенную роль. Ниже мы попытаемся уточнить это положение.

Будем рассматривать плоские звуковые волны, длина волны которых много больше размеров сечений пор и расстояний между порами, а число пор в каждом единичном сечении перпендикулярном направлению распространения звуковой волны практически одинаково. В этом случае пористую среду можно рассматривать как однородную среду с эффективными упругими параметрами, плотностью и коэффициентом поглощения. Выделим кубический объем V пористой среды с линейным размером l малым по сравнению с длиной волны, но большим по сравнению с размерами сечений пор и расстоянием между ними и найдем его сжатие s — относительное изменение объема под влиянием давления в звуковой волне. Если бы никаких внутренних процессов в этом объеме не происходило, то сжатие складывалось бы из сжатия жидкости и твердой среды. Однако, поскольку часть жидкости выжимается из этого объема, то сжатие также будет зависеть от внутреннего параметра $\xi = v/V$, где v — объем выжатой жидкости. Таким образом

$$s = p \left[\frac{1}{K_1} (1 - \phi) + \frac{1}{K_2} \phi \right] + \xi, \quad (1)$$

где K_1 — модуль всестороннего сжатия материала твердого скелета, а K_2 — модуль всестороннего сжатия жидкости, p — давление в звуковой волне, распространяющейся вдоль оси x : $p = p_0 \exp(i\omega t - ikx)$, k — эффективное волновое число, ϕ — относительный объем занятый жидкостью. Упругий модуль продольной волны складывается из модуля всестороннего сжатия и $4/3$ модуля сдвига. Поскольку сдвиг не связан с просачиванием (и часто в таких средах мал по сравнению с модулем всестороннего сжатия), его можно не принимать в расчет и рассматривать продольную волну как волну сжатия, а затем учесть модуль сдвига в конечных формулах. Как и в [11, 12], детальный расчет проведем для случая цилиндрических пор радиуса a с осями параллельными оси x .

Скорость жидкости u есть функция расстояния от оси цилиндра r , одинаковая в каждой плоскости сечения перпендикулярной оси x . Она удовлетворяет уравнению Навье-Стокса

$$\Delta u - \frac{\rho_2}{\eta} \dot{u} = \frac{1}{\eta} \text{grad } p. \quad (2)$$

В цилиндрической системе координат это уравнение имеет следующий вид:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{du}{dr} \right) - \frac{\rho_2}{\eta} \dot{u} = \frac{1}{\eta} \text{grad } p, \quad (3)$$

или, полагая $u = u_0(r) e^{i\omega t}$,

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{du_0}{dr} \right) - \frac{i\omega\rho_2}{\eta} u_0 = -\frac{ik}{\eta} p_0. \quad (4)$$

Общее решение этого уравнения конечное при $r = 0$ имеет следующий вид:

$$u_0 = \frac{kp_0}{\omega\rho_2} + AJ_0 \left(ir \sqrt{\frac{i\omega\rho_2}{\eta}} \right), \quad (5)$$

где J_ν — функция Бесселя ν -го порядка. Вычитая из этой скорости скорость движения остова $kp_0/\omega\rho_1$ (ρ_1 — плотность материала остова) находим выражение для относительной скорости движения жидкости $\tilde{u}_0(r)$:

$$\tilde{u}_0(r) = \frac{kp_0(\rho_1 - \rho_2)}{\omega\rho_1\rho_2} + AJ_0 \left(ir \sqrt{\frac{i\omega\rho_2}{\eta}} \right). \quad (6)$$

Коэффициент A определяется из условия $\tilde{u}_0(a) = 0$, что дает

$$A = -\frac{kp_0(\rho_1 - \rho_2)}{\omega\rho_1\rho_2} \left[J_0 \left(ia \sqrt{\frac{i\omega\rho_2}{\eta}} \right) \right]^{-1}. \quad (7)$$

Подставляя это выражение в (5) получаем

$$u_0(r) = \frac{kp_0(\rho_1 - \rho_2)}{\omega\rho_1\rho_2} \left[1 - \frac{J_0 \left(ir \sqrt{\frac{i\omega\rho_2}{\eta}} \right)}{J_0 \left(ia \sqrt{\frac{i\omega\rho_2}{\eta}} \right)} \right]. \quad (8)$$

Используя это выражение найдем среднюю по сечению относительную скорость жидкости:

$$\bar{u}_0 = \frac{2}{a^2} \int_0^a u_0(r) r dr = \frac{kp_0(\rho_1 - \rho_2)}{\omega\rho_1\rho_2} \left[1 - \frac{\frac{2}{a^2} \int_0^a J_0 \left(ir \sqrt{\frac{i\omega\rho_2}{\eta}} \right) r dr}{J_0 \left(ia \sqrt{\frac{i\omega\rho_2}{\eta}} \right)} \right] \quad (9)$$

Обозначим $r/a = y$. Как известно

$$\int_0^1 J_0 \left(yia \sqrt{\frac{i\omega\rho_2}{\eta}} \right) y dy = \frac{1}{ia \sqrt{\frac{i\omega\rho_2}{\eta}}} J_1 \left(ia \sqrt{\frac{i\omega\rho_2}{\eta}} \right).$$

Таким образом,

$$\bar{u}_0 = \frac{kp_0(\rho_1 - \rho_2)}{\omega\rho_1\rho_2} \left[1 - \frac{2}{ia \sqrt{\frac{i\omega\rho_2}{\eta}}} \frac{J_1 \left(ia \sqrt{\frac{i\omega\rho_2}{\eta}} \right)}{J_0 \left(ia \sqrt{\frac{i\omega\rho_2}{\eta}} \right)} \right]. \quad (10)$$

Используя соотношение

$$J_\nu \left(ia \sqrt{\frac{i\omega\rho_2}{\eta}} \right) = J_\nu \left(a \sqrt{\frac{\omega\rho_2}{\eta}} e^{i\frac{3\pi}{4}} \right) = \text{ber}_\nu \left(a \sqrt{\frac{\omega\rho_2}{\eta}} \right) + i \text{bei}_\nu \left(a \sqrt{\frac{\omega\rho_2}{\eta}} \right),$$

где ber_ν и bei_ν — функции Томпсона (действительные), получаем

$$\bar{u}_0 = \frac{kp_0(\rho_1 - \rho_2)}{\omega\rho_1\rho_2} \times \left\{ \frac{1 + \frac{\sqrt{2}(1+i)}{a\sqrt{\omega\rho_2/\eta}} [\text{ber}_1(a\sqrt{\omega\rho_2/\eta}) + i\text{bei}_1(a\sqrt{\omega\rho_2/\eta})]}{\text{ber}_0(a\sqrt{\omega\rho_2/\eta}) + i\text{bei}_0(a\sqrt{\omega\rho_2/\eta})} \right\}. \quad (11)$$

Обозначим характерное время $a^2\rho_2/\eta$ через τ . Введем также обозначение

$$F(\omega\tau) = 1 + \frac{\sqrt{2}(1+i) [\text{ber}_1(\sqrt{\omega\tau}) + i\text{bei}_1(\sqrt{\omega\tau})]}{\sqrt{\omega\tau} [\text{ber}_0(\sqrt{\omega\tau}) + i\text{bei}_0(\sqrt{\omega\tau})]}. \quad (12)$$

Заметим, что $F(0) = 0$, а $F(\infty) = 1$. Используя (12), получаем

$$\bar{u}_0 = \frac{kp_0(\rho_1 - \rho_2)}{\omega\rho_1\rho_2} F(\omega\tau). \quad (13)$$

Приведем необходимые для дальнейших вычислений $\text{Re}F(\omega\tau)$ и $\text{Im}F(\omega\tau)$:

$$\begin{aligned} \text{Re} F(\omega\tau) = & 1 + \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\omega\tau}} [\text{ber}_1(\sqrt{\omega\tau}) \text{ber}_0(\sqrt{\omega\tau}) + \text{bei}_1(\sqrt{\omega\tau}) \times \\ & \times \text{bei}_0(\sqrt{\omega\tau}) + \text{ber}_1(\sqrt{\omega\tau}) \text{bei}_0(\sqrt{\omega\tau}) - \text{ber}_0(\sqrt{\omega\tau}) \times \\ & \times \text{bei}_1(\sqrt{\omega\tau})] [\text{ber}_0^2(\sqrt{\omega\tau}) + \text{bei}_0^2(\sqrt{\omega\tau})]^{-1}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \text{Im} F(\omega\tau) = & \sqrt{2}(\omega\tau)^{-1/2} [\text{ber}_1(\sqrt{\omega\tau}) \text{ber}_0(\sqrt{\omega\tau}) + \\ & + \text{bei}_1(\sqrt{\omega\tau}) \text{bei}_0(\sqrt{\omega\tau}) - \text{ber}_1(\sqrt{\omega\tau}) \text{bei}_0(\omega\tau) + \\ & + \text{ber}_0(\sqrt{\omega\tau}) \text{bei}_1(\sqrt{\omega\tau})] [\text{ber}_0^2(\sqrt{\omega\tau}) + \text{bei}_0^2(\sqrt{\omega\tau})]^{-1}. \end{aligned} \quad (15)$$

На рис. 1 показаны $\text{Re}F(\omega\tau)$ и $\text{Im}F(\omega\tau)$ как функции $\omega\tau$. Введенный нами внутренний параметр ξ выражается через среднюю скорость относительного движения жидкости: $\xi = -\pi a^2 \bar{u} N k l \omega^{-1} V^{-1}$, где N — число каналов в рассматриваемом объеме. Подставляя это выражение в (1), найдем комплексный эффективный обратный модуль всестороннего сжатия:

$$K^{-1} = K_1^{-1}(1 - \phi) + K_2^{-1} \phi - \frac{\pi a^2 N k^2 l (\rho_1 - \rho_2)}{V \omega^2 \rho_1 \rho_2} \times F(\omega\tau). \quad (16)$$

Теперь следует найти эффективную плотность рассматриваемой пористой среды. Если бы жидкость не двигалась относительно остова, то эта плотность была бы равна $\rho_{\text{ср}} = \rho_1 + (\rho_2 - \rho_1)\phi$. Движение жидкости относительно остова со средней скоростью \bar{u} приводит к тому, что эффективная плотность ρ оказывается следующей:

$$\rho = \rho_1 + \phi(\rho_2 - \rho_1) + \phi(\rho_1 - \rho_2) F(\omega\tau). \quad (17)$$

В [11, 12] последнее слагаемое считалось постоянным, не зависящим от частоты параметром, что неверно. Используя (16) и (17), находим

$$\begin{aligned} k^2 = \frac{\omega^2 \rho}{K} = & \omega^2 \rho_1 \left[\frac{1}{K_1} (1 - \phi) + \frac{1}{K_2} \phi - \frac{\phi k^2 (\rho_1 - \rho_2)}{\omega^2 \rho_1 \rho_2} F(\omega\tau) \right] \times \\ & \times \left\{ 1 + \phi \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} [F(\omega\tau) - 1] \right\}. \end{aligned} \quad (18)$$

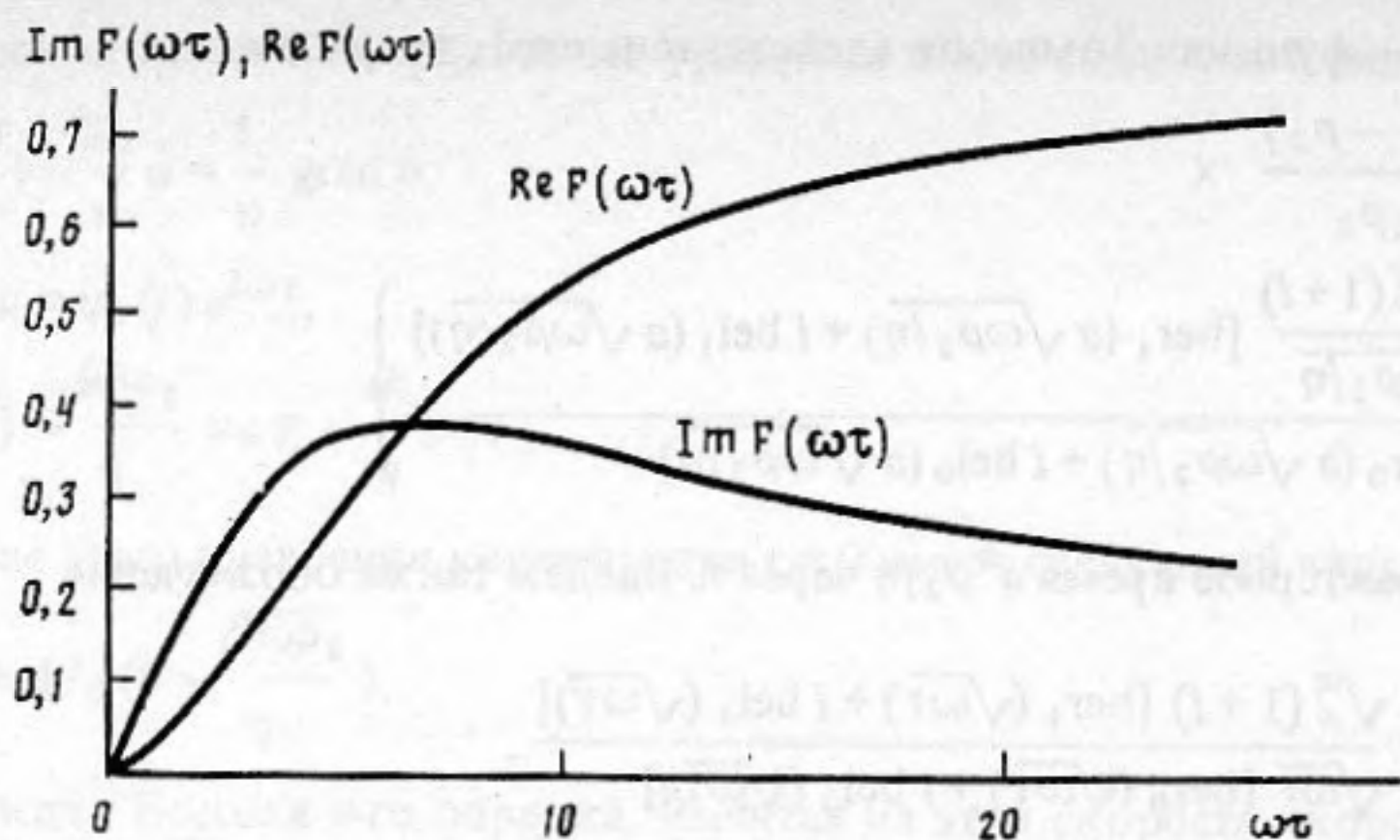


Рис. 1. Мнимая и действительная части $F(\omega\tau)$ как функции $\omega\tau$

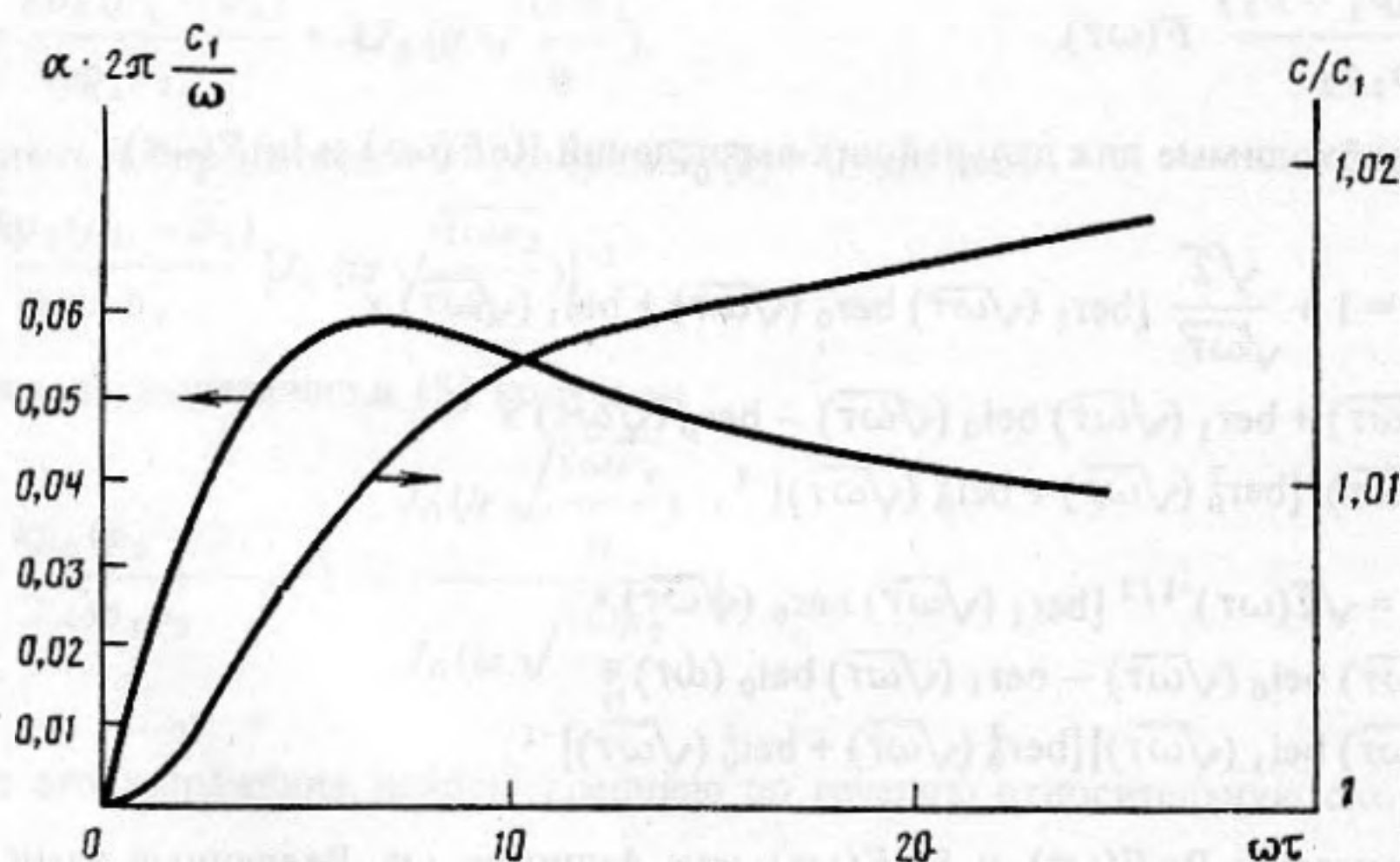


Рис. 2. Скорость звука, отнесенная к скорости c_1 , c/c_1 , и коэффициент поглощения на длину волны, $\alpha 2\pi \frac{c_1}{\omega}$, как функции $\omega\tau$, рассчитанные по формуле (19) при $\phi = 0,2$ и $(\rho_1 - \rho_2)^2 / \rho_1 \rho_2 = 0,25$

Это уравнение надо решить относительно k . В результате получим

$$k = \frac{\omega \left\{ \left[\frac{1}{K_1} (1 - \phi) + \frac{1}{K_2} \phi \right] \rho_1 \left[1 - \phi \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} + \phi \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} F(\omega\tau) \right] \right\}^{1/2}}{\left\{ 1 + \phi \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2} F(\omega\tau) \left[1 - \phi \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} + \phi \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} F(\omega\tau) \right] \right\}^{1/2}} \quad (19)$$

Вычисляя мнимую и действительную часть этого выражения, находим коэффициент поглощения и скорость звука при произвольных значениях параметров ϕ и $(\rho_1 - \rho_2) / \rho_1$: $c = \omega / \text{Re } k$, $\alpha = \text{Im } k$. При малой пористости (при $\phi \ll 1$), что часто имеет место в грунтах, выражение (19) можно представить в следующем виде:

$$k = \frac{\omega}{c_1} \left[1 - \phi \frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{2\rho_1\rho_2} F(\omega\tau) \right], \quad (20)$$

где $c_1 = \sqrt{\rho_1^{-1} \left[\frac{1}{K_1} (1 - \phi) + \frac{1}{K_2} \phi \right]^{-1}} = \sqrt{\rho_1^{-1} \bar{K}}$. С учетом модуля сдвига μ пористой среды

$c_1 = \sqrt{(K + \frac{3}{4}\mu) \rho_1^{-1}}$. Из этого выражения находим:

$$c = c_1 \left[1 + \frac{1}{2} \phi \frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{\rho_1 \rho_2} \operatorname{Re} F(\omega\tau) \right], \quad (21)$$

$$\alpha = \frac{\omega}{c_1} \phi \frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{2\rho_1 \rho_2} \operatorname{Im} F(\omega\tau). \quad (22)$$

Как следует из этих формул, величина дисперсии скорости и коэффициента поглощения определяются отношением $(\rho_1 - \rho_2)^2 / \rho_1 \rho_2$. При близких плотностях остова и жидкости эти величины малы. Напомним, что та же величина $(\rho_1 - \rho_2)^2 / \rho_1 \rho_2$ определяет значения дисперсии скорости и коэффициента поглощения при распространении звука во взвесах [18]. Скорость звука, отнесенная к скорости c_1 , и коэффициент поглощения на длину волны $\alpha 2\pi \frac{c_1}{\omega}$ как функции $\omega\tau$, рассчитанные по формуле (19)

при $\phi = 0,2$, $(\rho_1 - \rho_2)^2 / \rho_1 \rho_2 = 0,25$, показаны на рис. 2.

Полученные выражения для скорости звука и коэффициента поглощения отличаются от выражений Био, однако их асимптотики те же, что и в теории Био: $\alpha \sim \omega^2$ на низких частотах (при $\omega\tau \ll 1$) и $\alpha \sim \sqrt{\omega\tau}$ на высоких частотах (при $\omega\tau \gg 1$). Заметим, что они совпадают с соответствующими асимптотиками для взвесей [18]. Между этими асимптотическими значениями есть область, где коэффициент поглощения примерно пропорционален частоте. Сравнение полученных выражений с формулами Био показывает, что учет трения жидкости о стенки при просачивании не сводится к замене коэффициента сдвиговой вязкости на динамический коэффициент вязкости в уравнениях распространения волн, как это было сделано в [11, 12].

Рассмотрим теперь случайную сетку цилиндрических пор с фиксированным радиусом a . При этом будем использовать известные факты теории протекания [17]. Пусть z — среднее число пор, приходящихся на узел. Протекание по такой сетке пор возможно лишь при $z > z_c$, где z_c — порог протекания. В этом случае в последнем слагаемом в (16) не следует полагать $\pi a^2 N V^{-1}$ равным ϕ , как мы это сделали при написании (18), а следует заменить $\pi a^2 N V^{-1}$ на $\pi a^2 / R^2$, где R — радиус корреляции бесконечного кластера пор, по которому только и возможно протекание жидкости. Согласно [17], R представляет собой средний размер ячейки случайной сетки бесконечного кластера. При приближении к порогу протекания R изменяется как $R = R_0(z - z_c)^\nu$, где R_0 имеет порядок среднего размера случайной сетки, ν — критический индекс. Для трехмерного случая $\nu \simeq 0,8-0,9$, $z_c \simeq 1,5$. Таким образом, $\pi a^2 N V^{-1}$ заменяется на $\pi a^2 R_0^{-2} (z - z_c)$ в (18) и последующих формулах.

Задача протекания жидкости по рассмотренной выше сетке пор эквивалентна задаче прохождения электрического тока по случайной проволочной сетке. Последняя была решена Шкловским и Де Женом, а рассчитанный ими критический индекс проводимости равный 2ν оказался близок к наблюдаемому в эксперименте [17]. В этой же задаче также возник вопрос о роли извилистости. Оказалось, что извилистость не играет существенной роли — практически не меняет критический индекс, что должно быть в равной мере применимо и к рассмотренной задаче о просачивании жидкости через пористую среду.

3. Механизм неоднородного затухания

Механизм Био, несомненно, дает значительный вклад в коэффициент затухания звука в морских грунтах. Однако помимо него существенные вклады дают и другие механизмы. Ниже будет обсуждаться не рассматривавшийся ранее в акустике неодно-

родных сред механизм затухания звука, играющий существенную роль при низких частотах. Этот механизм в одинаковой мере применим и к морским грунтам и к сухим грунтам или горным породам. Особенностью этого механизма по сравнению с рассмотренным выше и любым другим механизмом типа релаксационного является отсутствие связи между дисперсией скорости и коэффициентом затухания, так что большее затухание может быть и при отсутствии дисперсии скорости, как это имеет место в грунтах и горных породах. Этот механизм приводит к линейному по частоте коэффициенту затухания, начиная с самых низких частот.

При обсуждении этого механизма мы больше не будем рассматривать грунт как эффективную однородную среду, а учтем существование в ней крупномасштабных неоднородностей достаточно больших размеров. Считая длину волны много меньше размера неоднородностей будем использовать лучевое приближение. Для того чтобы не усложнять картину, будем считать неоднородности плавными, что позволит пренебречь отражением. В точку приема будут приходить лучи с различными фазами, прошедшие различные пути в такой среде — лучи с различными средними волновыми числами k вдоль оси x совпадающей с начальным направлением распространения звуковой волны. Введем функцию распределения волновых чисел k $g(k)$ и предположим, что эта функция имеет вид лоренцевской кривой:

$$g(k) = g_0 \frac{b^2}{(k - k_0)^2 + b^2}, \quad (23)$$

где b — полуширина этого распределения, g_0 — значение этой функции в максимуме. Заменяя суммирование лучей интегрированием, получаем

$$p = p_0 e^{i\omega t - ik_0 x} \int_{-\infty}^{\infty} g_0 \frac{b^2}{(k - k_0)^2 + b^2} e^{-i(k - k_0)x} dk = \pi g_0 b p_0 e^{i\omega t - ik_0 x - bx}. \quad (24)$$

Таким образом, за счет неоднородности среды возникает затухание звука с коэффициентом, равным полуширине функции распределения по волновым числам. Поскольку неоднородности и лучевая картина остаются неизменными при изменении частоты, то изменение последней приводит к изменению b , пропорциональному частоте. Таким образом, естественное объяснение получает линейная зависимость от частоты коэффициента затухания звука при достаточно низких частотах. Верхняя граница диапазона частот, в котором существенный вклад дает неоднородное затухание, определяется требованием, чтобы все механизмы типа релаксационного давали вклады малые (эти вклады $\sim \omega^2$ на низких частотах) по сравнению с неоднородным затуханием. Данный механизм является общим для всех макронеоднородных сред.

Механизм неоднородного затухания давно известен в оптике [19]. Он приводит к неоднородному уширению оптических линий. Каждый диполь, переизлучающий падающую электромагнитную волну, имеет резонансную частоту несколько отличную от частоты падающей волны. Предполагая распределение этих частот лоренцевским, находят неоднородное затухание электромагнитной волны. В отличие от рассмотренного выше механизма, здесь суммирование идет по частотам, а не по волновым числам. Суммирование волн с различными волновыми числами, распределенными по лоренцевскому закону, было использовано для расчета неоднородного затухания звука в океаническом волноводе. Таким неоднородным затуханием было объяснено низкочастотное затухание звука в океане [20]. Идея работы [20] использована и в рассмотренном механизме неоднородного затухания звука в грунтах и горных породах.

4. Заключение

В первой части работы пересмотрена модель Био, связывающая поглощение звука в морском грунте с просачиванием под действием звука вязкой жидкости через пористую среду. Показано, что учет трения жидкости о стенки остова при просачивании не сводится к замене коэффициента сдвиговой вязкости на динамический. Рассчитана

уточненная зависимость коэффициента поглощения и дисперсии скорости во всем частотном интервале. При этом расчете насыщенная жидкостью пористая среда рассматривалась как однородная среда с добавочным внутренним параметром. Показано, как следует модифицировать полученные формулы для случайной сетки пор, используя теорию протекания.

Во второй части работы предложен другой механизм затухания звука — механизм неоднородного затухания, который в одинаковой мере применим к морским грунтам, сухим грунтам и горным породам. Этот механизм естественным образом объясняет линейную зависимость коэффициента затухания от частоты и отсутствие дисперсии скорости звука в грунтах и горных породах при достаточно низких частотах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ховем Е.М. Поглощение звука в морских осадках. Акустика дна океана // Под ред. Купермана У., Енсена Ф. М.: Мир, 1984.
2. Новем J.M., Инграм G.D. Viscous attenuation of sound in saturated sand // J. Acoust. Sos. Amer. 1979. V. 66. № 6. P. 1807–1812.
3. McCama C., McCama D.M. The attenuation of compressional waves in marine sediments // Geophysics. 1969. V. 34. № 6. P. 882–892.
4. Hampton L.D. Acoustic properties of sediments // J. Acoust. Sos. Amer. 1967. V. 42. № 4. P. 882–890.
5. Hamilton E.L. Compressional wave attenuation in marine sediments // Geophysics. 1972. V. 37. № 5. P. 620–646.
6. Edwin L., Hamilton E.L. Sound attenuation as a function of depth in the sea floor // J. Acoust. Sos. Amer. 1976. V. 59. № 3. P. 528–535.
7. Stroll R.D., Bryan J.M. Wave attenuation in saturated sediments // J. Acoust. Sos. Amer. 1970. V. 47. № 3. P. 1440–1447.
8. Walch Y.B. Seismic wave attenuation in rock due to friction // J. Geophys. Research. 1966. V. 71. № 10. P. 2591–2599.
9. Kibblewhite A.S. Attenuation of sound in marine sediments: A review with emphasis on new low-frequency data // J. Acoust. Sos. Amer. 1989. V. 86. № 2. P. 716–738.
10. Cobo P., Berkhout A.J. Constant-Q absorption model for high frequency acoustic exploration of sea sub-bottoms // Acoustica. 1991. V. 75. № 1. P. 40–50.
11. Biot M.A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid // I. Low-frequency range. J. Acoust. Sos. Amer. 1956. V. 28. № 2. P. 168–178.
12. Biot M.A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid // II. Higher frequency range // J. Acoust. Sos. Amer. 1956. V. 28. № 2. P. 179–191.
13. Stinson M.R., Champoux Y. Propagation of sound and assignment of shape factors in model porous materials having simple pore geometry // Acoust. Sos. Amer. 1992. V. 91. № 2. P. 685–695.
14. Berryman J.G. Single-scattering approximations for coefficients in Biot's equations of poroelasticity // J. Acoust. Sos. Amer. 1992. V. 91. № 2. P. 551–571.
15. Исакович М.А. О распространении звука в эмульсиях // ЖЭТФ. 1948. Т. 18. № 10. С. 905–912.
16. Исакович М.А., Чабан И.А. Распространение волн в сильновязких жидкостях // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. № 5. С. 1343–1363.
17. Эфрос А.Л. Физика и геометрия беспорядка. Библиография. "Квант", М.: Наука, 1982. Вып. 19.
18. Рытов С.М., Владимирский В.В., Галанин М.Д. Распространение звука в дисперсных системах // ЖЭТФ. 1938. Т. 8. № 5. С. 614–621.
19. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978.
20. Чабан И.А. К вопросу о низкочастотном затухании звука в океане // Морской гидрофизический журнал. 1987. № 6. С. 41–46.

Акустический институт
им. Н.Н. Андреева
Российской академии наук

Поступила в редакцию
27.08.92

I.A. Chaban

SOUND ATTENUATION IN SEDIMENTS AND ROCKS

The Biot model connecting sound absorption in marine sediments with viscous liquids leaking through porous solids is reconsidered. It is shown that the friction of a liquid about the framework walls can not be taken into account in the absorption coefficient by the way of changing the shear viscosity coefficient for the dynamical one. More accurate formulae for the absorption coefficient and velocity dispersion are obtained in the whole frequency range. A new mechanism of sound attenuation in sediments and rocks that is the mechanism of inhomogeneous attenuation is suggested also. It explains the linear frequency dependence of attenuation coefficient and is essential within the low-frequency range.