

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА В АСИММЕТРИЧНЫХ ЖИДКОСТЯХ

В. Б. Немцов

Интересными особенностями характеризуется распространение звуковых волн в асимметричных средах. В частности, в упругой изотропной среде существуют продольная волна, волна вращения и волны искажения [1].

Здесь рассматривается распространение звука в асимметричных жидкостях, когда существенны диссипативные процессы.

Напряженное состояние среды определяется двумя асимметричными тензорами обычных τ_{ik} и моментных π_{ik} напряжений, которым соответствуют два тензора деформации ε_{ik} и γ_{ik} .

Ранее статистически были исследованы вязкоупругие свойства асимметричных сред и установлены выражения для четырех тензоров коэффициентов вязкости и предельных высокочастотных модулей упругости [2]. Для изотропной негиротропной среды имеется шесть коэффициентов вязкости. Связь между напряжениями и деформациями будем описывать с помощью комплексных модулей упругости

$$\begin{aligned}\tau_{ik} &= \lambda \varepsilon_{mm} \delta_{ik} + 2\mu \varepsilon_{ik}^s + 2\delta \varepsilon_{ik}^a, \\ \pi_{ik} &= \beta \gamma_{mm} \delta_{ik} + 2\nu \gamma_{ik}^s + 2\zeta \gamma_{ik}^a.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь λ и μ — комплексные «константы» Ляме, остальные величины являются новыми комплексными модулями упругости, отсутствующими для обычной среды. Индексы s и a означают симметричную и антисимметричную части тензоров. Все модули упругости, за исключением λ , не имеют низкочастотного предела.

В дальнейшем мы ограничимся случаем, когда частотная дисперсия комплексных модулей упругости описывается одним временем релаксации τ . Его можно выразить через статистически определяемые времена релаксации трансляционных τ_q и угловых τ_ϕ координат частицы в виде $\tau = \tau_q \tau_\phi / (\tau_q + \tau_\phi)$ [3, 4].

Используя законы сохранения и определяющие уравнения (1), можно получить уравнения для полей векторов смещения u и угла поворота ϕ частицы. Решение их будем искать в виде

$$u = \nabla \xi + \nabla \times H, \quad \phi = \nabla \psi + \Phi \quad (\nabla \cdot H = 0, \quad \nabla \cdot \Phi = 0).$$

Тогда аналогично работе [1] найдем волновые уравнения

$$\begin{aligned}(\lambda + 2\mu) \nabla^2 \xi + \rho \omega^2 \xi &= 0, & (\beta + 2\nu) \nabla^2 \psi - 4\delta \psi + j\omega^2 \psi &= 0, \\ (\mu + \delta) \nabla^2 H + 2\delta \Phi + \rho \omega^2 H &= 0, & (\nu + \zeta) \nabla^2 \Phi - 2\delta \nabla^2 H - 4\delta \Phi + j\omega^2 \Phi &= 0.\end{aligned}\quad (2)$$

Здесь j — произведение среднего момента инерции частицы на плотность числа частиц. Первое уравнение определяет обычную продольную волну, второе уравнение — волну вращения, два последних — волны искажения. Распространение продольных волн не имеет новых особенностей. Они появляются при рассмотрении следующих типов волн.

Решая уравнение для волны вращения, получим выражение для ее фазовой скорости и коэффициента поглощения (на длину волны λ)

$$c^2 = \mp 2c_1^2 \tau^2 (\omega^2 - \omega_+^2) [(1 + \omega^2/(\omega^2 - \omega_+^2)^2 \tau^2)^{1/2} \pm 1], \quad \alpha \lambda = \left(\frac{c}{c_1} \right)^2 \frac{\pi}{\omega \tau} \quad (3)$$

В равенстве (3) верхние знаки соответствуют $\omega < \omega_+$, нижние — $\omega > \omega_+$. Предельные высокочастотная фазовая скорость волны вращения c_1 и характерная частота ω_+ определяются как

$$c_1^2 = (\beta_\infty + 2\nu_\infty) / j, \quad \omega_+^2 = 4\delta_\infty / j \quad (4)$$

Как видно из формулы (3), при $\omega < \omega_+ \alpha l > 2\pi$, при $\omega = \omega_+ \alpha l = 2\pi$, а для частот $\omega > \omega_+ \alpha l < 2\pi$. Зависимость от частоты фазовой скорости волны вращения обладает максимумом при $\omega < \omega_+$, если $\omega_+ \tau \approx 1$ и, благодаря диссипативным процессам, не имеет в отличие от результатов работ [1] сингулярности при $\omega = \omega_+$.

Предельные высокочастотные фазовые скорости волн искажения выражаются как

$$c_2^2 = (\mu_\infty + \delta_\infty) / \rho, \quad c_3^2 = (v_\infty + \zeta_\infty) / j. \quad (5)$$

При оправданном предположении, что $\delta \ll \mu$ [5, 6], волны искажения слабо связаны друг с другом. Одна из волн искажения соответствует обычным сдвиговым волнам в простой жидкости, а волна искажения второго типа по характеру частотной зависимости скорости звука и коэффициента поглощения подобна волне вращения.

На основании статистической теории проведен расчет дополнительных предельных высокочастотных модулей упругости [6], что позволяет для сероуглерода при $T = 293^\circ \text{K}$ на кривой сосуществования получить $\omega_+ = 4,84 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$, $c_1 = 4,97 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$, $c_2 = 2,80 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$, $c_3 = 3,75 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Пальмов. Основные уравнения теории несимметричной упругости. Прикл. мат. и мех., 1964, 28, 3, 401—410.
2. В. Б. Немцов. О статистической теории вязкоупругих свойств асимметричных сред. Прикл. мат. и мех., 1971, 35, 3, 411—419.
3. В. С. Вихренко, Л. А. Ротт, В. Б. Немцов. Статистическое вычисление времени релаксации анизотропии через параметры межмолекулярного взаимодействия. Оптика и спектр., 1970, 28, 2, 266—272.
4. Э. Т. Брук-Левинсон, В. Б. Немцов, Л. А. Ротт. Статистическое вычисление комплексного объемного модуля упругости. Акуст. ж., 1970, 16, 2, 206—212; Э. Т. Брук-Левинсон, В. Б. Немцов. Дополнительные коэффициенты вязкости асимметричной среды. Укр. физ. ж., 1971, 16, 9, 1530—1535.
5. В. Б. Немцов, Л. А. Ротт. К статистической теории упругих свойств конденсированных систем. Докл. АН БССР, 1967, 11, 4, 310—313.
6. Э. Т. Брук-Левинсон, В. С. Вихренко, В. Б. Немцов. Статистическая оценка дополнительных высокочастотных модулей упругости асимметричной среды. Изв. АН БССР, сер. физ.-мат. наук, 1971, 4, 129—131.

Белорусский технологический институт имени С. М. Кирова

Поступила в редакцию
6 ноября 1971 г.