

УДК 534.2

О МЕХАНИЗМЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА В ВОДЕ

В.В. МИТЮГОВ

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Рассматривается приближенная модель поглощения звука в воде, учитывающая энергопотери для продольной волны, обусловленные сдвиговыми эффектами в среде с неоднородной плотностью.

Формула для коэффициента поглощения звука в жидкости или газе была получена еще Рэлеем на основе теории Стокса [1]:

$$\alpha_{st} = \frac{2}{3} \frac{\eta}{\rho c} k^2, \quad (1)$$

где α — коэффициент поглощения, η — вязкость, ρ — плотность, c — скорость звука, $k = \omega/c$ — волновое число. Расчет Рэля сделан путем формального обобщения тензорных соотношений теории упругости применительно к физике вязкой среды. В этом случае остается неясным механизм проявления сдвиговой вязкости при распространении волны в однородной среде. Мало что проясняют и замечания о возможном участии в поглощении звука объемно-структурных неупругих процессов.

Между тем в литературе уже давно обсуждается неоднородно-ассоциативная микроструктура жидкой воды [2]. Легко видеть, что в среде с неоднородной плотностью сдвиговые эффекты способны внести для продольной волны энергопотери, связанные с вязкостью. Цель настоящего сообщения — оценочный расчет возможной роли таких потерь. Использованная логика рассуждений аналогична примененной при рассмотрении макродисперсной среды [3].

Обозначим через n (м^{-3}) объемную концентрацию неоднородностей строения воды, имеющих радиус r , а через $D = \rho_n/\rho$ — их безразмерную плотность относительно воды. Коэффициент затухания плоской звуковой волны определяется соотношением

$$\frac{dW}{dx} = -\alpha W, \quad (2)$$

где W ($\text{Дж}/\text{м}^{-3}$) — плотность энергии волны, а ось x расположена в направлении распространения волны.

Вычислим вязкие потери за счет осцилляции неоднородностей относительно среды. Обозначим относительную скорость этих осцилляций через $\tilde{U}(t) = \tilde{U}_\omega \exp(i\omega t)$. Стоксову силу, действующую на отдельную частицу, за-

пишем как $F = 6\pi\eta r\tilde{U}$, средние за период вязкие потери — $\overline{F\tilde{U}} = 3\pi\eta r\left|\tilde{U}_\omega\right|^2$, а объемную скорость энергопотерь — $dW/dt = -n\overline{F\tilde{U}}$. Для дальнейших рассуждений удобно ввести объемную безразмерную концентрацию неоднородностей (занимаемый ими относительный объем) $\delta = n\frac{4}{3}\pi r^3$.

Тогда

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\delta}{r^2} \frac{9}{4} \left|U_\omega\right|^2 \eta. \quad (3)$$

Сопоставляя (3) с (2), будем считать связь амплитуды относительной скорости с амплитудой локальной скорости воды в плоской волне линейной: $\tilde{U}_\omega = K(\omega)U_\omega$. Учитывая, что $dW/dt = c(dW/dx)$, и полагая $W = \rho\left|U_\omega\right|^2/2$, найдем

$$\alpha = \frac{h}{r^2} \delta \left|K(\omega)\right|^2. \quad (4)$$

Здесь введен параметр $h = 3\eta/2\rho c = 3 \cdot 10^{-9}$ м (это соответствует чистой воде при 20 °С). Используя данные [3], запишем

$$K(\omega) = \frac{D-1}{D - ih/(kr)^2}.$$

Сопоставим полученный результат с (1). Частотный ход рэлеевской зависимости, пропорциональный ω^2 , совпадает с низкочастотным поведением зависимости (4): $\alpha = \Delta^2 \delta (kr)^4 / h$, где $\Delta = D - 1$ (далее полагаем $|\Delta| \ll 1$). Критическая частота определяется условием $\omega_{кр} = hc/r^2$. При $\omega > \omega_{кр}$ коэффициент поглощения не зависит от частоты.

Перейдем к численным оценкам. По известным рентгеноструктурным данным [4] кристаллоподобные ассоциаты чистой воды при 20 °С имеют размеры порядка 1000 Å. Их величина и концентрация сильно варьируют с изменением температуры, но при 60 °С они практически отсутствуют. Для грубой оценки величины Δ возьмем разницу плотностей воды при 4 и 60 °С (другие параметры: $2r \approx 10^{-7}$ м, $\Delta = 2 \cdot 10^{-2}$, $\delta = 10^{-1}$). Критическая частота $\omega_{кр} = 4,5 \cdot 10^8$ рад/с. К сожалению, прямые измерения коэффициента поглощения на столь высоких частотах отсутствуют, а опосредованные не дают нужной точности для корректного анализа возможных аномалий. К тому же ожидаемое значение r также известно весьма приблизительно и может иметь значительный статистический разброс. На более низких частотах при наших допущениях получим $\alpha/k^2 = 1,3 \cdot 10^{-10}$ м; формула (1) при 20 °С дает $\alpha_{sl}/k^2 = 5 \cdot 10^{-10}$ м.

Совпадение порядков сравниваемых величин говорит в пользу предложенной гипотезы о механизме поглощения. Логично допустить, что неупругие изменения объема хотя и возможны, но не необходимы для интерпретации наблюдаемых потерь. В экспериментах [5] изучалось явление превышения поглощения звука над стоковым поглощением для морской воды и различных водных растворов солей. В рамках микродисперсного механизма наблюдаемые закономерности этого превышения объясняются наличием добавочных неоднородностей (ионных ассоциатов) наряду с ассоциатами чистой воды. В частности, смещение максимума частотной зависимости нормированного ко-

эфициента “надстоксового” поглощения с ростом температуры может указывать на уменьшение размера ионных ассоциатов.

Автор признателен Д.А. Селивановскому и Г.А. Домрачеву, дискуссия с которыми инициировала появление данного сообщения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стрэтт Дж.В. (лорд Рэлей). Теория звука. Т. 2. — М.; Л.: ОГИЗ, 1944.
2. Morawets H. Macromolecules in solution. — N.Y.: Inter. Publ., 1964.
3. Рыгов С.М., Владимирский В.В., Галанин М.Д. Распространение звука в дисперсных системах // ЖЭТФ. — 1938. — Т. 8(5). — С. 614 – 621.
4. Stewart G.W. X-Rays Scattering in Water // Phys. Rev. — 1927. — Vol. 30. — P. 232.
5. Wilson O.B., Leonard R.W. Measurements of sound absorption // JASA. — 1954. — Vol. 26(2). — P. 223 – 226.

Статья поступила в редакцию 7 апреля 1999 г.