

О ВЛИЯНИИ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ ЗВУКА И ЗАТУХАНИЯ В ВОДОНАСЫЩЕННЫХ МОРСКИХ ОСАДКАХ НА ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ВОЛНОВОДОВ МЕЛКОГО МОРЯ

О. Р. ЛАСТОВЕНКО, В. А. ЛИСЮТИН, А. А. ЯРОШЕНКО

*Севастопольский национальный технический университет
Университетская 33, Севастополь 99053, Крым, Украина*

In the shallow sea acoustics the sound velocity in marine sediments considered independent of frequency and acoustic attenuation is scale with the first power of frequency. However in the saturated sediments the frequency nonlinearity of attenuation and sound speed-variability are observed. On the basis of intergranular friction theory (M. Buckingham) the dependence of phase speed and attenuation of physical-mechanical parameters of marine sediments are analyzed. The influence sediments terms on the dispersion properties of shallow water waveguides is evaluated.

ВВЕДЕНИЕ

Осадочные отложения, которыми образовано слоистое дно мелких морей и пресноводных водоемов, в общем случае представляют собой смесь разнородных материалов. Вследствие пористости, верхний слой осадков является водонасыщенным, а кроме того иногда в заиленных грунтах, и как правило, в пресноводных водоемах в результате биологических процессов еще и газонасыщенным.

К основным физико-механическим и акустическим характеристикам морских осадков и веществ, из которых они сложены следует отнести: среднюю объемную плотность $\langle \rho \rangle$ (кг/м³), зависящую от парциальных плотностей компонент ρ_j и пористости N ; средний $\langle E \rangle$ и парциальные модули упругости E_j (Па); скорость звука $\langle c \rangle = (\langle E \rangle / \langle \rho \rangle)^{1/2}$ в «суспензионном» представлении осадков; фазовую скорость звука c_p (м/с); величину коэффициента затухания α_0 (дБ/м/Гц) или показателя затухания $\delta_0 \approx \alpha_0 / 8.69$ (м⁻¹Гц⁻¹). Предполагая морские осадки однокомпонентными, принято считать скорость звука не зависящей от частоты (для суспензии в этом случае $c_p = \langle c \rangle$), а коэффициент затухания – прямо пропорциональным частоте, что позволяет представлять волновое число в виде $k = \frac{\omega}{c}(1 + i\gamma)$, где γ – частотнезависимый тангенс угла потерь. Кроме того, предположение о прямой пропорциональности затухания и частоты дает возможность легкой экстраполяции результатов измерений, выполненных на частотах десятки килогерц в низкочастотную область.

Данные, как о скорости звука, так и о затухании в морских осадках в низкочастотном диапазоне не считаются в акустике мелкого моря «надежными», и разные исследователи полагают величину γ в пределах 0.001...0.035, в зависимости от модели волновода и типа осадков [1].

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРИИ МЕЖГРАНУЛЯРНОГО ТРЕНИЯ

Измерения скорости звука и затухания в морских осадках, проведенные многими исследователями (обзор в [2,3]) иногда обнаруживают слабую частотную дисперсию на уровне 1-10% на декаду, но подтверждают пропорциональность затухания f^1 от сейсмиче-

ских до УЗ частот, по крайней мере для одного класса гранулированных материалов – сухих песков. Столь широкий диапазон прямой пропорциональности предполагает существование единственного физического механизма потерь – диссипации энергии при относительном смещении контактно взаимодействующих шероховатых частиц. Этот механизм потерь, является фундаментальным и присущим гранулированным материалам независимо от их сухости или увлажненности. Следствием насыщения вязкой поровой жидкостью будет отклонения затухания от закона f^1 на высоких частотах.

Теория межгранулярного (Grain-to-grain Shearing - G-S теория) трения, разработанная М. Buckingham (М. Букингом) [4-6] рассматривает распространение звука во влагонасыщенных неконсолидированных осадках. Предполагается, что последние являются двухфазной средой, состоящей из минеральных частиц и морской воды, и не обладают упругой структурой. Слово «трение» употребляется исключительно для обозначения специфического типа межгранулярного взаимодействия, которое имеет свойства, отличающие его как от вязкости, так и от сухого трения. Принципиальное отличие от сухого трения скольжения в том, что межгранулярное трение, проявляясь в волновом уравнении, возникает одновременно между множеством частиц, поэтому гистерезисные явления вместо «трения покоя» замещаются функцией памяти зернистого материала, характеризующей зависимость деформации от истории процесса нагрузки. Фундаментальность межгранулярного трения проявляется в том, что оно придает материалу «жесткость», и является механизмом передачи «действия» при распространении как продольных, так и поперечных волн.

Модель частицы в теории М. Букингема – шероховатая сфера с диаметром (понимается диаметр сферы с объемом, равным объему частицы) g и среднеквадратичной шероховатостью Δg . Среда, составленная такими частицами обладает пористостью, определяемой формулой

$$N = 1 - 0.63 \left(\frac{g + 2 \Delta g}{g + 4 \Delta g} \right)^3 .$$

Скорость звука в суспензии с пористостью N описывается известным уравнением

$$\langle c \rangle = \sqrt{\frac{\langle E \rangle}{\langle \rho \rangle}} , \text{ где } \langle \rho \rangle = N\rho_1 + (1-N)\rho_g - \text{средняя плотность, } \langle E \rangle^{-1} = N/E_1 + (1-N)/E_g, E - \text{модуль упругости суспензии, } \rho_1, \rho_g, E_1 = \rho_1 c_1^2, E_g = \rho_g c_g^2 - \text{плотности и модули упругости воды}$$

и материала гранул соответственно.

Фазовая скорость звука и тангенс потерь могут быть рассчитаны по формулам [4,6]

$$\frac{1}{c_p} = \frac{1}{\langle c \rangle} \operatorname{Re} \left[1 + \frac{3\eta_p + 4\eta_s}{3 \langle \rho \rangle \langle c \rangle^2} (i\omega T)^n \right]^{-1/2} , \gamma = -\frac{c_p}{\langle c \rangle} \operatorname{Im} \left[1 + \frac{3\eta_p + 4\eta_s}{3 \langle \rho \rangle \langle c \rangle^2} (i\omega T)^n \right]^{-1/2} . \quad (1)$$

где η_p, η_s – константы трения (Па), зависящие от размера гранул и глубины их расположения в слое осадков, $0 < n < 1$ – показатель, характеризующий гистерезис в процессе нагружение-отклик, $T=1c$ – константа, восстанавливающая размерность.

Константы трения могут быть определены из следующих формул [6]:

$$\eta_p = \eta_{0p} \left(\frac{u_g d}{u_{0g} d_0} \right)^{1/3} , \eta_s = \eta_{0s} \left(\frac{u_g d}{u_{0g} d_0} \right)^{2/3} ,$$

где η_{0p} , η_{0s} – константы трения, измеренные для частиц «единичного» размера $g_0=1000$ мкм, расположенных на глубине $d_0=0.3$ м. Измерения трех неизвестных констант η_{0p} , η_{0s} , n были проведены в ходе эксперимента SAX99 [6]: $\eta_{0p}=3.710 \times 10^8$ Па, $\eta_{0s}=2.898 \times 10^7$ Па, $n=0.09014$.

ФИЗИЧЕСКИЕ И АКУСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МОРСКИХ ОСАДКОВ

Морские осадки по их основному гранулометрическому составу можно разделить на три основных типа: глины ($g < 3$ мкм), илы ($g \sim 3 \dots 60$ мкм), пески и гравий ($g \sim 60 \dots 2000$ мкм). Часто песок состоит почти из чистого минерала кварца (диоксид кремния).

На рис.1 показаны зависимости пористости N , суспензионных плотностей $\langle \rho \rangle$ и скорости звука $\langle c \rangle$ от диаметра гранул g . Осадки подразделены на два типа: тонкодисперсные – глина и ил, для которых взято $\rho_g=1430$ кг/м³, $E_g=3.17 \times 10^9$ Па [7] и крупнодисперсные – пески, для которых $\rho_g=2650$ кг/м³, $E_g=3.36 \times 10^{10}$ Па [6]. На верхнем фрагменте рис.1 графики пористости построены для трех значений шероховатости гранул Δg : 0.1, 1, 10 мкм, увеличение шероховатости соответствует утолщению линии. Вертикальными линиями отмечены условные границы: глина-ил и ил-песок. Как видно из рисунка, пористость сильно зависит от шероховатости. Учитывая, что частицы глины имеют не округлую, а вытянутую структуру «карточного домика» – есть только шероховатость при «нулевом» размере гранул, пористость таких осадков будет максимальна и более соответствует верхней линии. Экспериментальные данные о пористости иловых осадков группируются между верхней и средней линиями. Для песков постепенный переход от тонко к крупнозернистому происходит при одновременном снижении пористости – по рисунку от средней к нижней кривой. На графике плотности вертикальная линия отделяет типы осадков, горизонтальная соответствует плотности морской воды. Нижний график показывает, что «суспензионная» скорость звука в низкоплотных осадках оказывается меньше скорости звука в воде, отмеченной горизонтальной линией.

На рис.2 и рис.3 – зависимости фазовой скорости звука c_p и тангенса потерь от диаметра гранул g (рис.2) и глубины d (рис.3), отсчитанной от поверхности дна. Частота 100 Гц. На рис.2 для первого типа осадков (глина и ил) взята глубина $d=5$ м, для второго (пески) $d=20$ м. Кривые на рис.3, снизу

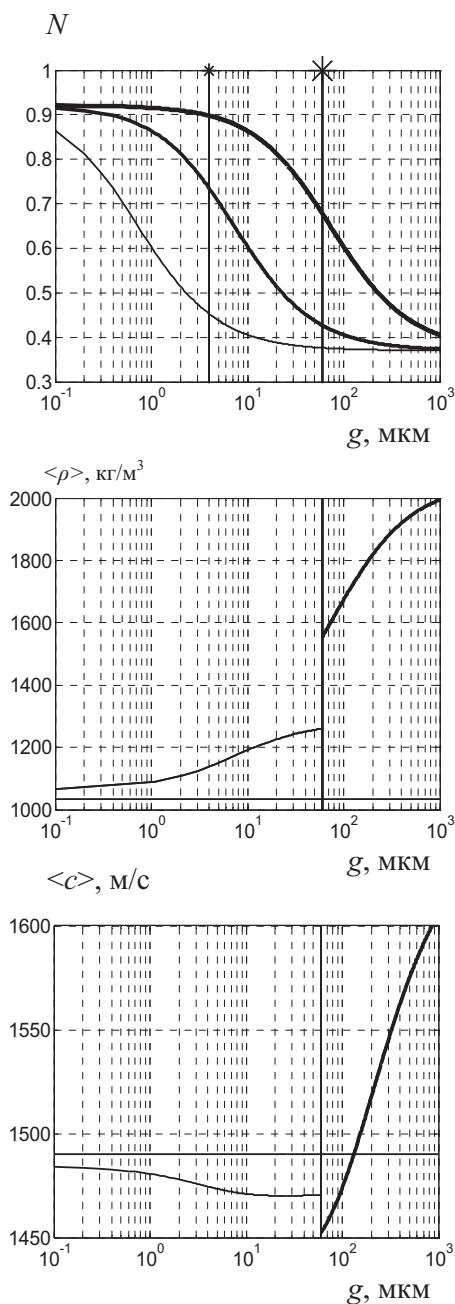


Рис. 1

вверх, соответствуют последовательности: глина ($g=1\text{мкм}$, $\rho_g=1.41\text{ кг/м}^3$, $E_g=2.78\times 10^9\text{ Па}$), ил ($g=10\text{мкм}$, $\rho_g=1430\text{ кг/м}^3$, $E_g=3.17\times 10^9\text{ Па}$), очень мелкий ($g=50\text{мкм}$), мелкий ($g=200\text{мкм}$), средний ($g=500\text{мкм}$) и крупный ($g=1000\text{мкм}$) песок с $\rho_g=2650\text{ кг/м}^3$, $E_g=3.36\times 10^{10}\text{ Па}$. Сравнивая рис.2 и рис.1 можно видеть, что фазовая скорость c_p значительно превышает “суспензионную” $\langle c \rangle$ вследствие добавки жесткости при межгранулярном взаимодействии. Рис.3 показывает быстрое возрастание скорости звука и угла потерь при увеличении глубины d от 0 до 10 м, причем “глубинные” зависимости более выражены для крупнозернистых осадков. Следует отметить, что для глинистого ила фазовая скорость звука примерно до глубины 5 м оказывается ниже, чем скорость звука в воде.

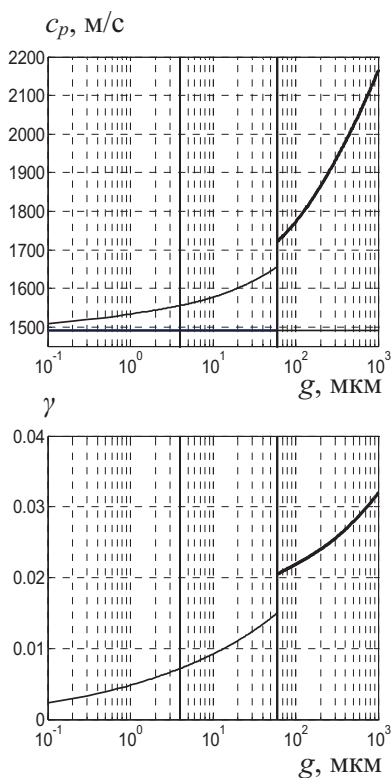


Рис. 2

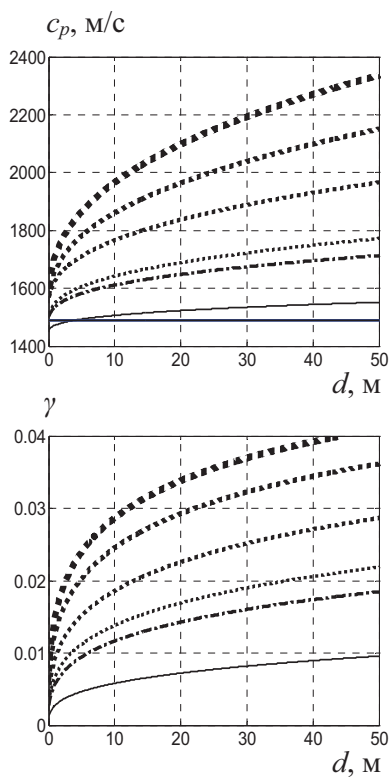


Рис. 3

На рис. 4 – частотные зависимости c_p и γ , рассчитанные по формулам (1). Частотная дисперсия фазовой скорости возрастает от $\approx 1\%$ до $\approx 5\%$ на декаду пропорционально зернистости материала. Тангенс потерь непостоянен в пределах $\approx 15\%$ на декаду.

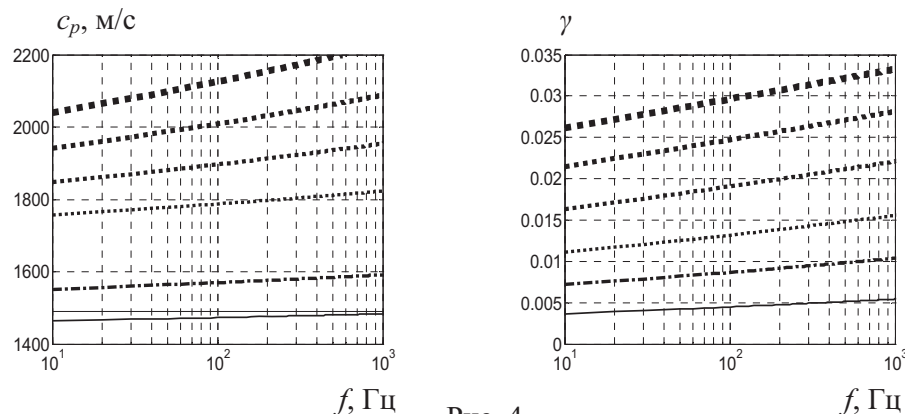


Рис. 4

ОСОБЕННОСТИ ДИСПЕРСИИ МОД

Для анализа частотной дисперсии фазовой и групповой скорости мод использовалась ступенчато-градиентная модель волновода с дном, состоящим из промежуточного слоя с переменными акустическими характеристиками и полупространства. Промежуточный слой разбивался на тонкослойную среду с кусочно-постоянными характеристиками (ρ , c , γ), изменяющимися с глубиной и частотой. Волновые числа в водном слое рассчитывались из дисперсионного уравнения, записанного относительно коэффициента отражения от дна [8]. Последний рассчитывался через входной импеданс дна, который рекуррентно пересчитывался от слоя к слою, снизу вверх, начиная с полупространства (жидкого, с $\gamma=0.03$, $\rho=2000$ кг/м³, $c=2000$ м/с). Кроме того, для подбора модели волновода с эквивалентными «эффективными» значениями скорости звука и тангенса потерь применялись модели Пекериса и трехслойного волновода, для которых известно представление поля в виде суммы мод [8]. Фазовые и групповые скорости рассчитывались численно по определениям: $v=\omega/\text{Re}\zeta$, $u=\partial\omega/\partial(\text{Re}\zeta)\approx\Delta\omega/\Delta(\text{Re}\zeta)$.

Расчеты показали, что для осадков 1-го типа (глины и илы) с толщиной промежуточного слоя до 10м дисперсионные характеристики градиентной и трехслойной модели очень близки, если заменить переменные параметры интегральными средними.

На рис.5 показаны кривые фазовой и групповой скорости, рассчитанные для песка ($g=500$ мкм). Расчет на основе градиентной модели - сплошная линия, пунктирная линия слева - трехслойная модель, пунктирная линия справа - модель Пекериса. Слева толщина промежуточного слоя в градиентной модели взята 5м, справа - 22м. Как видно из рис.5,

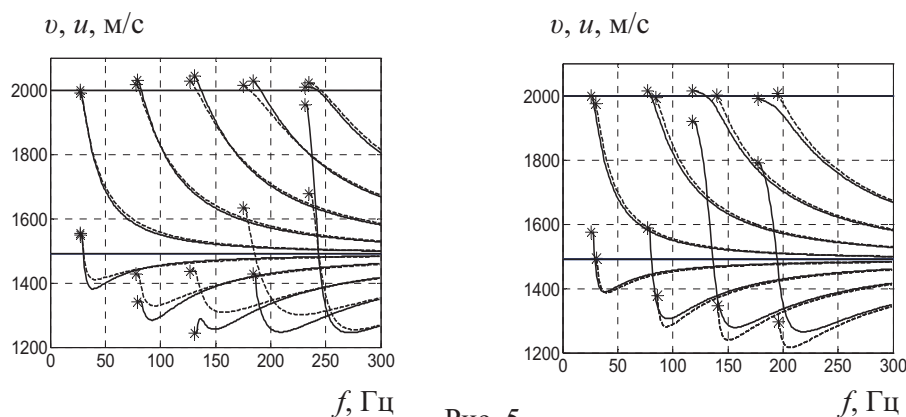


Рис. 5

возможно подобрать такие «эффективные» плотность, скорость звука и поглощение, при которых дисперсия мод в градиентной модели оказывается близкой к трехслойной модели (для тонких промежуточных слоев) или к модели Пекериса (для толстых слоев). Для тонких (до 10м) промежуточных слоев «эквивалентные» параметры оказываются близки к интегральным средним, взятым по всей толщине промежуточного слоя. Для толстых слоев градиентная модель и модель Пекериса сближаются при скорости звука, близкой к скорости звука в полупространстве (рис.5, справа) и тангенсе потерь, равном интегральному среднему, но взятому по глубине, равной «эффективной глубине проникновения» акустической волны в дно [9]. Таким образом, «эффективный» тангенс потерь должен уменьшаться с возрастанием номера моды.

На рис.6 (слева – $g=10$ мкм, справа – $g=500$ мкм) показаны частотные зависимости модальных коэффициентов поглощения, вычисленные для градиентной модели при раз-

личной толщине промежуточного слоя: 15, 5, 1м. Звездочками (15м), кружками (5м), крестиками (1м) отмечены критические частоты для волновода без поглощения. Для возможности обнаружения моды в волноводе известен следующий критерий: величина поглощения при длине трассы, равной десятикратной глубине канала не должна превышать 10 дБ [9]. Для $h=20$ м длина трассы составит 200м, что соответствует «граничному» поглощению 0.05 дБ/м. Из рис.6 видно, что диссипативные моды не обнаруживаются, если дно сложено глинистым илом, но могут проявиться при любой толщине слоя крупного песка.

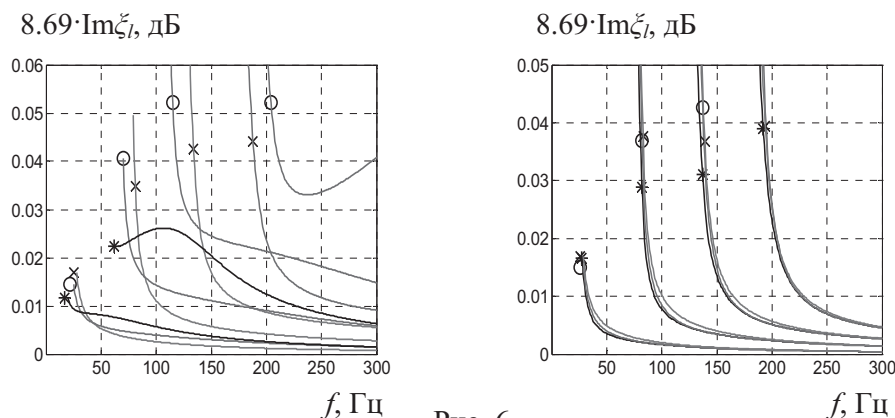


Рис. 6

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дополнительная «жесткость» осадков, возникающая за счет межгранулярного трения приводит возрастанию скорости звука свыше определяемой из суспензионной модели.

Дисперсия фазовой скорости продольных волн в осадках незначительна. Основным фактором, ограничивающим адекватность классических моделей волноводов (Пекериса и трехслойной с поглощением) с постоянными по глубине акустическими параметрами следует считать зависимость скорости звука и тангенса потерь от глубины.

Возможно подобрать такие «эффективные» значения скорости звука и тангенса потерь, что дисперсионные свойства градиентной и «изопараметрической» моделей оказываются близкими. При этом «эффективные» значения скорости звука и тангенса потерь оказываются различными для разных мод.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агеева Н.С. Построение геоакустической модели дна в мелком море / Н.С. Агеева, В.Д. Крупин и др. // Акуст. журн., 1994, Т.40, № 2, С.181-188.
2. Акустика морских осадков: Пер.с англ. / Под ред. Л. Хэмптона.- М.: Мир, 1977.- 533с.
3. Kibblewhite A.C. Attenuation of sound in marine sediments: a review with emphasis on new low frequency data / A.C. Kibblewhite // J. Acoust. Soc. Am. – 1989.- August, Vol. 86, №8.- P.716-738.
4. Buckingham M.J. Theory of acoustic attenuation, dispersion, and pulse propagation in unconsolidated granular materials including marine sediments / M.J. Buckingham // J. Acoust. Soc. Am. – 1997.- November, Vol. 102, № 5, Pt.1.- P.2579-2596.
5. Buckingham M.J. Theory of compressional and shear waves in fluidlike marine sediments / M.J. Buckingham // J. Acoust. Soc. Am. – 1998.- January, Vol. 103, № 1.- P.288-299.

6. Buckingham M.J. Wave propagation, stress relaxation, and grain-to-grain shearing in saturated, unconsolidated marine sediments / M.J. Buckingham // J. Acoust. Soc. Am. – 2000.- December, Vol. 108, № 6.- P.2796-2815.
7. Клей К., Медвин Г. Акустическая океанография. Основы и применение: Пер. с англ./ К. Клей, Г. Медвин– М.: Мир, 1980.- 580с.
8. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах / Л.М. Бреховских – М.: Наука, 1973.- 343с.
9. Buckingham M.J. On the acoustic field in a Pekeris waveguide with attenuation in the bottom half-space / M.J. Buckingham, E.M. Giddens // J. Acoust. Soc. Am.- 2006.- January, Vol. 119, № 1.- P.123-147.