

Оценка адекватности модели гидроакустического волновода с жидким дном в расчетах импульсных звуковых полей

В.А. Лисютин, О.Р. Ластовенко, С.В. Гайдук, Е.А. Дубков

Севастопольский государственный университет, Севастополь

Аннотация: Статья посвящена исследованию адекватности модели волновода с дном в виде полупространства в широкополосных расчетах звуковых полей. Рассматриваются две модели дна: жидкое и пористое, и две глубины водного слоя – единицы метров и десятки метров. В случае жидкого дна скорость звука и величина затухания в дне считаются не зависящими от частоты. В случае пористого дна частотная зависимость скорости звука и величины потерь извлекается из экспериментальных данных, опубликованных в открытых источниках. Вычисляются частотные зависимости групповых скоростей мод и модальных коэффициентов затухания. Моделируются импульсные характеристики условно мелководного и глубоководного волноводов. Показывается, что в случае волновода с глубиной водного слоя единицы метров модель дна без дисперсии адекватна, в случае глубины воды десятки метров – неадекватна.

Ключевые слова: жидкое дно, пористое дно, морские осадки, дисперсия скорости звука, групповая скорость, внутримодовая дисперсия, межмодовая дисперсия.

Введение. В настоящее время большинство практических задач акустики океана сосредоточено в области шельфа – мелкого моря, где главным фактором, определяющим пространственную и временную структуру звукового поля, является дно. Дно шельфа имеет сложную и изменчивую вдоль горизонтали слоистую структуру. Слои дна, граничащий с водным, обычно состоит из неконсолидированных морских осадков разнообразного состава – от чистых песков до заиленной смеси всевозможных обломочных материалов – «мусора» [1,2].

Одна из задач, решаемая акустикой мелкого моря – по измеренному в водном слое звуковому полю определить акустические свойства дна: скорость звука и коэффициент затухания. Для решения этой задачи в первом приближении часто используется простейшая модель волновода с изоскоростным водным слоем и дном в виде жидкого полупространства – волновод Пекериса [2,3].

Вне зависимости от модели дна наиболее эффективными оказываются методы, основанные на анализе поля импульсного (широкополосного) источника, совместно во временной и частотной области [2–4]. Акустические свойства дна восстанавливаются в процессе поиска наилучшего согласования информативных характеристик измеренного звукового поля с вычисленным в рамках принятой модели волновода. Информативными частями импульсного поля являются, например, время вступления грунтовых волн [5], закон возрастания амплитуды грунтовых волн [5], время вступления водной волны и форма дисперсионной кривой [2–4], время вступления волны Эйри [6], амплитуды модовых импульсов [3,4].

В рамках модели Пекериса волновое число в дне-полупространстве задается в виде (временной множитель принимается в виде $\exp(i\omega t)$)

$$k_b = \frac{\omega}{c_b} - i\alpha_b = \frac{\omega}{c_b} (1 - i\beta_b), \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота; c_b – скорость звука; α_b – коэффициент затухания, Нп/м (α , дБ/м = $8.69 \times \alpha$, Нп/м); β_b – тангенс потерь, $\beta_b = \frac{\alpha_b c_b}{\omega}$.

Коэффициент затухания обычно полагается линейно зависящим от частоты: $\alpha = \alpha_0 f^l$, где α_0 – приведенный коэффициент затухания, дБ/м/Гц. В этом случае тангенс потерь постоянен.

Считается, что модель Пекериса может с одинаковым успехом применяться для волноводов с самыми разнообразными глубинами, от единиц до сотен метров [2,3,7]. Если считать скорость звука c_b и тангенс потерь β_b не зависящими от частоты, это действительно так.

Экспериментально показано, что в морских осадках, состоящих из чистого песка, в диапазоне частот 0,5 ÷ 10 кГц наблюдается существенная дисперсия скорости звука и отклонения частотной зависимости затухания от линейного закона. Это объясняется тем, что к основному физическому

механизму затухания – внутреннему трению, в ограниченном диапазоне частот добавляется вязкое трение, возникающее в результате движения жидкости в порах среды [8,9].

Как следствие, когда проводятся широкополосные расчеты и решаются обратные задачи, в зависимости от алгоритма инверсии, правильное отображение частотных зависимостей затухания и скорости звука может иметь важное значение.

Выявлению диапазона глубин и частот, в которых дисперсия может влиять на результаты инверсий методом согласованного импульсного поля, и посвящена представленная статья.

Постановка задачи. Для проверки автомодельности волновода Пекериса выполняются расчеты импульсной характеристики (ИХ) в рамках двух исходных положений: дно без дисперсии с линейной частотной зависимостью коэффициента затухания ($\beta_b = \text{const}$); реальное дно, состоящее из среднего песка; глубина водного слоя единицы и десятки метров.

Импульсная характеристика может быть синтезирована, вычисляя звуковое поле в виде суммы мод, а затем осуществляя обратное преобразование Фурье: $h = \sum_l h_l(r, z, t) = \sum_l \text{IFFT}(p_l(r, z, \omega))$, где IFFT – оператор обратного дискретного преобразования Фурье [10].

Рассмотрим волновод Пекериса с глубиной водного слоя h и постоянной скоростью c_1 звука. Точечный источник и приемник расположены на глубинах z_0 и z соответственно. Волновое число k_b в донном слое будем задавать в виде (1), считая в одном случае c_b , β_b постоянными (жидкое дно), в другом – частотозависимыми (жидкоподобная модель пористого дна) [9].

Акустическое поле отдельной нормальной волны вычислялось по формулам [10]:

$$p_l = \frac{2\pi i}{h} \sum_1^{l_m} \frac{b_{1l} \sin(b_{1l} z) \cdot \sin(b_{1l} z_0)}{b_{1l} h - \sin(b_{1l} h) \cos(b_{1l} h) - m^{-2} \sin^2(b_{1l} h) \operatorname{tg}(b_{1l} h)} \cdot H_0^{(1)}(\xi_l r), \quad (2)$$

где b_{1l} – вертикальное волновое число моды с номером l в водном слое; ξ_l – горизонтальное волновое число, $\xi_l = -\sqrt{k_1^2 - b_{1l}^2}$, $k_1 = \omega/c_1$; $m = \rho_b/\rho_1$ – отношение плотности донного слоя к плотности воды; $H_0^{(1)}$ – функция Ханкеля.

Дисперсионное уравнение представлялось в виде $-2hb_{1l} + (2l-1)\pi - i \ln(V) = 0$, где $V = \frac{Z_b - Z_1}{Z_b + Z_1}$ – коэффициент отражения,

$Z_{1,b} = \omega \rho_{1,b} / b_{1,b}$, $b_b = \sqrt{k_b^2 - \xi_l^2}$ – вертикальное волновое число в дне.

Критическая частота соответствует наибольшему $\operatorname{Im}(b_b) < 0$. Групповая скорость мод вычислялись по формуле: $u_l = \Delta\omega / \Delta \operatorname{Re}(\xi_l)$.

Результаты моделирования. Предположим, что дно имеет акустические свойства, представленные на рис.1, характерные для песка со средним размером гранул – 0,38 мм [8,9].

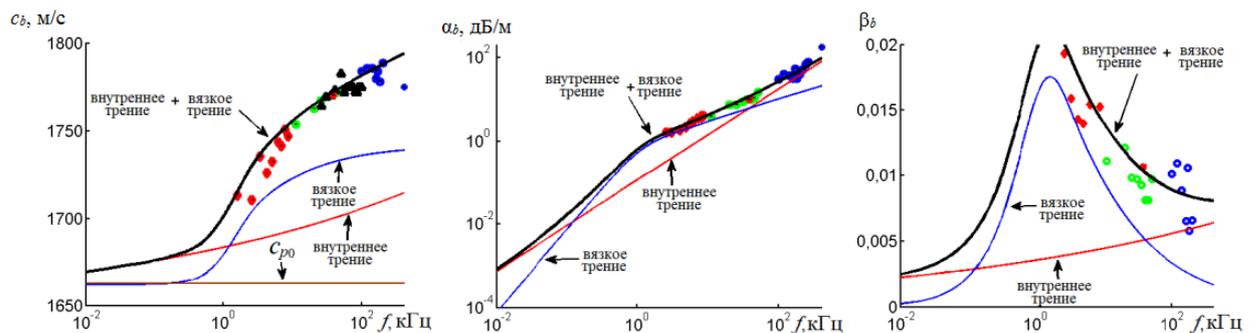


Рис.1 – Частотные зависимости скорости звука в дне c_b , коэффициента затухания α_b , тангенса потерь β_b . Дно – хорошо сортированный песок

Заметим, что затухание в осадках складывается из двух компонент – внутреннего и вязкого трения. Внутреннее трение действует во всем диапазоне частот, вязкое трение проявляется в ограниченном диапазоне – от

0,1 кГц до 50 кГц. Нетрудно видеть, что в этих пределах скорость звука растет, а тангенс потерь изменяется немонотонно – от низких к средним частотам возрастает, имея максимум на частоте 1,6 кГц, затем уменьшается и стремится к постоянному значению.

Рассмотрим два примера: волновод с глубиной 300 м (глубокий, типа Баренцева моря [3]) и 3 м (мелкий, типа Таганрогского залива [1,7]), жидкое дно и пористое дно, $c_b(f)$, $\beta_b(f)$. Графики групповой скорости 1-й моды и модального коэффициента поглощения приведены на рис.2.

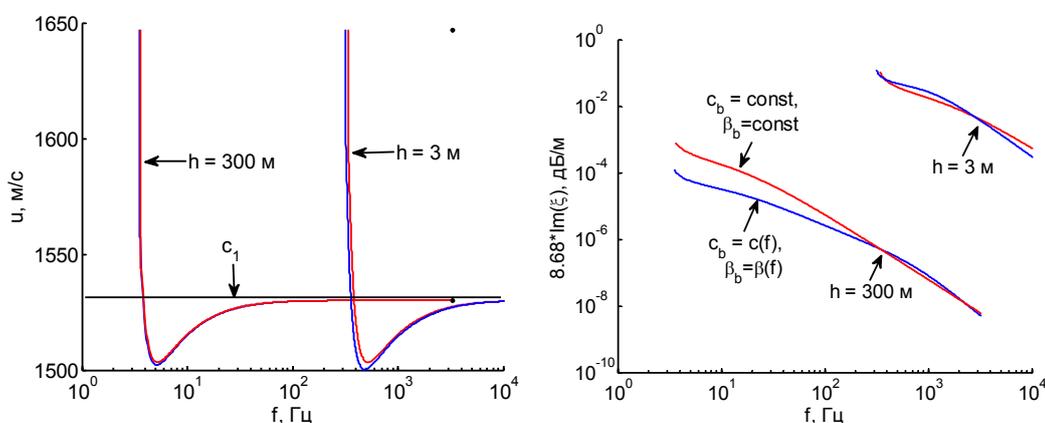


Рис.2 – Частотные зависимости групповой скорости и модального коэффициента поглощения для двух волноводов, глубокого и мелкого, и двух моделей дна

Выбраны следующие параметры: $c_1 = 1530$ м/с, $c_b = c_{p0} = 1660$ м/с – взят НЧ предел по рис.1, поскольку он определяет время вступления грунтовой волны ($t_2=r/c_b$). Минимум на графике $u(f)$ определяет время вступления волны Эйри ($t_A=r/1500$) [10]. Тангенс потерь взят $\beta_b = 0,01$ из следующих соображений: при заниженном значении будет неверно восстанавливаться амплитуда водной волны, при завышенном – амплитуда грунтовой и волны Эйри.

Как видно из рис. 2, графики групповой скорости для двух моделей дна неразличимы, меняется только критическая частота моды

$$f_{cl} = \frac{c_1(l-1/2)}{2h\sqrt{1-c_1^2/c_b^2}}$$

– глубокий волновод в 10 раз глубже – критическая частота в 10 раз ниже, других различий нет. Однако, существенные различия наблюдаются в модальных коэффициентах затухания. Для глубокого волновода на низких частотах жидкое дно завышает затухание почти в 10 раз, для мелкого – разница малозаметна.

На первый взгляд, две модели должны давать близкое импульсное волновое поле, однако, групповая скорость отражает только кинематические характеристики моды. Чтобы проверить, какое влияние оказывает разница в модальных коэффициентах затухания на динамические характеристики – амплитуду волны, была восстановлена импульсная характеристика 1-й моды – рис.3.

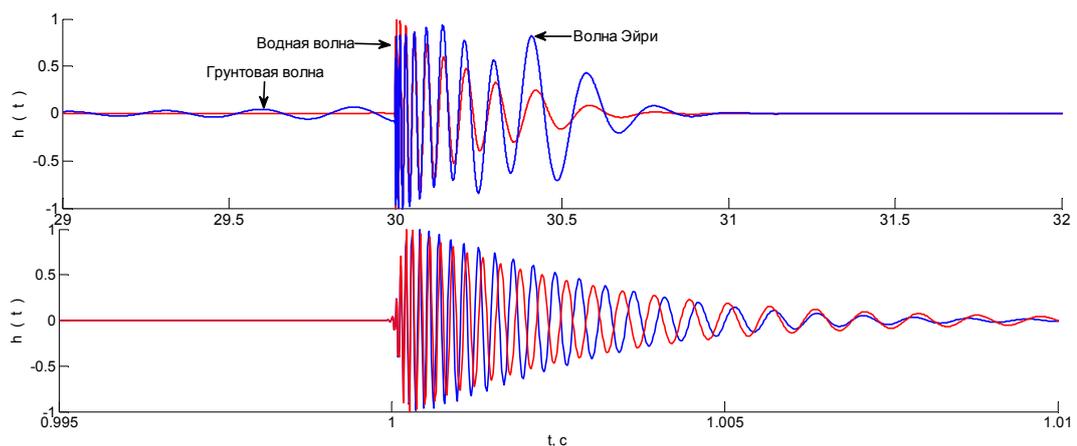


Рис.3 – Импульсные характеристики 1-й моды для двух волноводов и двух моделей дна (красный – $c_b = \text{const}$, синий – $c_b = c_b(f)$)

Расстояние взято: мелкий волновод – $r = c_1$, время $t_2 = 0,92$ с, $t_A = 1,02$ с; глубокий волновод – $r = 30c_1$, время $t_2 = 27,65$ с, $t_A = 30,6$ с. Кинематическое время вступления водной волны $t_1 = r/c_1$. Как видно из рис.3, для мелкого волновода различия в импульсных полях отсутствуют – модели дна будут неразличимы. Наоборот, для глубокого волновода разница принципиальна. В случае $\beta_b = \text{const}$ импульсное поле воспроизводится неправильно –

отсутствует грунтовая волна (уже затухла), фаза Эйри неразличима. Все эти волновые атрибуты ясно видны при правильном учете $\beta_b = \beta_b(f)$.

Выводы. Дисперсия скорости звука в морских осадках оказывает минимальное влияние на кинематические характеристики, мод – частотную зависимость групповой скорости во всем диапазоне глубин – от 3 до 300 м. Ошибка будет возникать при определении времени вступления волны Эйри для волноводов с глубинами 3 – 30 м. Для минимизации этой ошибки достаточно положить скорость звука в дне посередине дисперсионной кривой $c_b(f)$ – см. рис.1. Наоборот, для глубокого волновода частотная зависимость затухания в осадках может иметь важное, а в некоторых случаях и принципиальное значение. С ростом глубины волновода от 20 до 200 м – т.е. сдвиге дисперсионной кривой $u(f)$ – рис.2 по оси частот в модели дна $\beta_b = \text{const}$ будут неправильно воспроизводиться динамические характеристики мод: амплитуда грунтовой, водной волны и волны Эйри. Модель $\beta_b = \text{const}$ (постоянная добротность) для глубокого волновода Пекериса в случае, если дно сложено морскими осадками типа среднего песка, неадекватна.

В защиту простой модели дна без дисперсии можно отметить, что при глубинах волновода порядка сотен метров маловероятно встретить песчаное дно. В таком глубоком волноводе чаще дно состоит из илистых осадков с низкой проницаемостью, где дисперсия практически отсутствует, а затухание возрастает пропорционально частоте.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и города Севастополь в рамках научного проекта № 18-42-920001.

Литература

1. Пивнев П.П. Параметрические широкополосные системы мониторинга и связи в гидроакустике // Инженерный вестник Дона, 2019, №2. URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2019/5714.



2. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка акустических характеристик поверхностных слоев морского дна с использованием четырехкомпонентных векторно-скалярных приемников // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 2. С. 194 – 202.

3. Гринюк А.В., Кравченко В.Н., Лазарев В.А. и др. Реконструкция параметров осадочных слоев морского дна мелкого моря с использованием широкополосных сейсмоакустических источников // Акустический журнал. 2013. Т. 59. № 3. С. 354–362.

4. Wan L, Badiy M., Knobles D.P. Geoacoustic inversion using low frequency broadband measurements from L-shaped arrays in the Shallow Water 2006 Experiment // J. Acoust. Soc. Am. 2016. V. 140. № 4. pp. 2358 – 2373.

5. Bevans D. A., Buckingham M.J. Estimating the sound speed of a shallow-water marine sediment from the head wave excited by a low-flying helicopter // J. Acoust. Soc. Am. 2017. V. 142. № 4. pp. 2273 – 2287.

6. Wan L., Badiy M., Knobles D.P., Wilson P.S. The Airy phase of explosive sound in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 2018. V. 143. N. 3. pp. EL199 – EL205.

7. Есипов И.Б., Попов О.Е., Солдатов Г.В. Компрессия сигнала параметрической антенны в мелководном волноводе // Акустический журнал. 2019. Т. 65. № 4. С. 490–498.

8. Lisutin, V.A., 2019. Generalized Rheological Model of the Unconsolidated Marine Sediments with Internal Friction and Effective Compressibility // Physical Oceanography, 2019. V. 26. N.1, pp. 77 – 91.

9. Лисютин В.А. Простая акустическая модель неконсолидированных морских осадков с внутренним и вязким трением // Экологический вестник научных центров ЧЭС. 2018. Т. 15. № 3. С. 39 – 51.

10. Лисютин В.А., Ластовенко О.Р., Довгаленко В.В., Лучин В.Л., Петренко Н.В. Метод симуляции импульсной характеристики горизонтально-



слоистого гидроакустического волновода с жидким дном // Инженерный вестник Дона, 2020, №1 URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n1y2020/6281.

References

1. Pivnev P.P. Inzhenernyj vestnik Dona, 2019, №2. URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n2y2019/5714.
2. Belov A. I., Kuznetsov G. N. Akusticheskij zhurnal 2016. V. 62, N. 2. pp. 194 – 201.
3. Grinyuk A.V., Kravchenko V.N., Lazarev V.A. Akusticheskij zhurnal 2013. V. 59. N 3. pp. 354–362.
4. Wan L, Badiy M., Knobles D.P. J. Acoust. Soc. Am. 2016. V. 140. № 4. pp. 2358 – 2373.
5. Bevans D. A., Buckingham M.J. J. Acoust. Soc. Am. 2017. V. 142. № 4. pp. 2273 – 2287.
6. Wan L., Badiy M., Knobles D.P., Wilson P.S. J. Acoust. Soc. Am. 2018. V. 143. № 3. pp. EL199 – EL205.
7. Yesipov I.B., Popov O.Ye., Soldatov G.V. Akusticheskij zhurnal 2019. V. 65. N 4. pp. 490–498.
8. Lisyutin, V.A., 2019. Physical Oceanography. 2019. V. 26. N.1, pp. 77-91.
9. Lisyutin V.A. Ekologicheskij vestnik nauchnykh tsentrov CHES. 2018. № 3. pp. 39 – 51.
10. Lisyutin V.A., Lastovenko O.R., Dovgalenko V.V., Luchin V.L., Petrenko N.V. Inzhenernyj vestnik Dona, 2020, №1. URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n1y2020/6281.