

УДК 551.463.2

© **О.Р. Ластовенко**, ассистент кафедры высшей математики;
В.А. Лисютин, к.ф.-м.н., доцент кафедры общей физики;
А.А. Ярошенко, к.ф.-м.н., доцент кафедры высшей математики

Севастопольский национальный технический университет, г. Севастополь (Украина)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРИЗОНТАЛЬНО-СЛОИСТЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ МЕЛКОГО МОРЯ

Гидроакустический волновод рассматривается как многополюсник с распределенными по трассе параметрами. Предлагается метод моделирования импульсных характеристик волновода, основанный на вычислении акустического поля в широком диапазоне частот с последующим обратным преобразованием Фурье. Импульсная характеристика волновода рассматривается как инструмент для моделирования распространения сигналов в волноводах.

ИМПУЛЬСНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА, МЕЖМОДОВАЯ ДИСПЕРСИЯ, ВНУТРИМОДОВАЯ ДИСПЕРСИЯ, ДИСПЕРСИОННЫЕ ИСКАЖЕНИЯ

Введение

Гидроакустический волновод можно рассматривать как линейную систему - многополюсник с распределенными по трассе параметрами. Импульсной характеристикой такой системы называется функция $h(t)$, являющаяся откликом на входной сигнал в виде дельта-функции Дирака. Импульсная характеристика может быть использована как инструмент для моделирования откликов волновода на сигналы с любыми видами модуляции [1, 2]. Восстановление модельных реализаций импульсных характеристик гидроакустических волноводов интересно и само по себе, поскольку сигнал, формируемый ударной волной подводного взрыва, близок к акустическому дельта-импульсу, что дает возможность решения методом согласованного импульсного поля обратных задач – определения акустических и физико-механических характеристик сред, из которых сложено слоистое дно [3].

В настоящее время кроме приемников акустического давления применяются и приемники градиентов давления – датчики колебательной скорости. Совместное использование датчиков давления и колебательной скорости в принципе дает возможность извлечения дополнительной информации при решении задач геоакустической инверсии [4, 5]. Таким образом, возникает новая задача моделирования не только скалярных (акустическое давление), но и векторных (колебательная скорость) компонент импульсной характеристики, а также установления связи между временными параметрами импульсного отклика и акустическими и физическими характеристиками сред, образующих границы волновода.

Постановка задачи

Целью настоящей статьи является развитие метода моделирования скалярных и векторных импульсных характеристик (ИХ) в горизонтально-слоистых волноводах мелкого моря с произвольными профилями скорости звука (ПСЗ) в водном слое и произвольными акустическими и физическими характеристиками слоистого дна. Особенностью развиваемого метода является то, что ИХ волновода представляется в виде суммы импульсных характеристик отдельных мод. Это дает возможность восстановления

векторных компонент импульсной характеристики, используя аналитические дифференциальные соотношения между скалярным и векторным акустическим полем. Для апробации метода решаются задачи установления связи между временными параметрами импульсных характеристик, акустическими и физическими параметрами сред, являющихся границами волновода.

Обобщенная модель волновода показана на рис. 1. Водный слой «1» глубиной h , профиль скорости звука $c_1(z)$ - произвольный, плотность ρ_1 - постоянна, источник - на глубине z_s , приемник - на глубине z , расстояние между источником и приемником - r . Промежуточный слой «2» с градиентом и дисперсией скорости звука $c_2(z, f)$ и тангенса потерь $\gamma_2(z, f)$, но с постоянной плотностью ρ_2 . Полупространство H с постоянными акустическими характеристиками: c_H, ρ_H, γ_H .

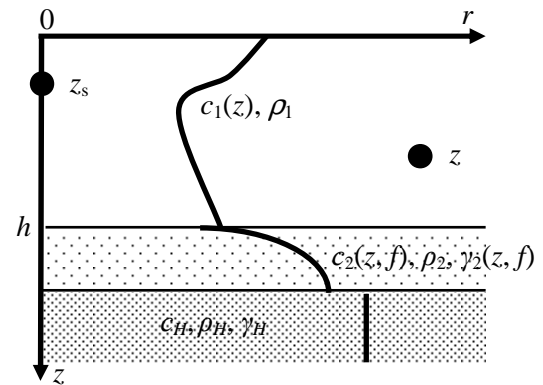


Рис. 1 - Модель волновода

Функция $p(r, z, \omega)$ описывает поле давления в водном слое и удовлетворяет неоднородному уравнению Гельмгольца:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k^2 p = -\frac{1}{r} \delta(r) \delta(z - z_s), \quad (1)$$

где $k=k(z)=\omega/c(z)$ - акустическое волновое число. После разделения переменных в (1) поле представляется в виде суммы мод:

$$p(r, z, \xi) = \sum_{l=1}^{\infty} Q_l(z_s, \xi_l) p_l(z, \xi_l) H_0^{(1)}(\xi_l r), \quad (2)$$

Q_l - коэффициент возбуждения моды с номером l ,

ξ_l - горизонтальное волновое число,

$p_l(z, \xi_l)$ - функции вертикальных профилей мод, определяемые из уравнения:

$$\frac{\partial^2 p_l(z, \xi_l)}{\partial z^2} + (k^2 - \xi_l^2) p_l(z, \xi_l) = 0, \quad (3)$$

где $k = \frac{\omega}{c}(1 - i\gamma)$, а γ - угол потерь в грунте.

Граничные условия для (3) требуют равенства нулю давления на свободной поверхности, равенства давлений и нормальных составляющих колебательной скорости на границах жидких слоев и равенства импедансов на границе слой - полупространство. Для определения критических частот мод использовалось условие излучения, требующее затухания поля моды в полупространстве при $z \rightarrow \infty$. Для решения дифференциальной спектральной задачи (3) она преобразовывалась в конечно - разностную путем введения сетки по глубине, строилась алгебраическая спектральная задача, находились собственные числа и собственные вектора алгебраической задачи [6]. Если параметры волновода $\rho(z)$ и

$c(z)$ кусочно-непрерывны и дважды непрерывно дифференцируемы, первые l_m собственных векторов алгебраической спектральной задачи, в которых $\operatorname{Re}(\xi_l^2) > \frac{\omega^2}{c_{\max}^2(z)}$ аппроксимируют собственные значения ξ_l и собственные функции $p_l(z, \xi)$ дифференциальной задачи со вторым порядком точности.

Решение для скалярно-векторной импульсной характеристики

Для конкретной модели волновода поле представляется в виде суммы мод, затем производится дискретизация по частоте и осуществляется обратное дискретное преобразование Фурье. Таким образом, скалярная импульсная характеристика моды:

$$h = \sum_l h_l(r, z, t) = \sum_l \text{IFFT}(p_l(r, z, \omega)),$$

где IFFT – символическое обозначение дискретного обратного преобразования Фурье.

Импульсные характеристики по составляющим вектора колебательной скорости вычисляются аналогично, но используя Фурье - образы, полученные с помощью формул:

$$v_{lz} = \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p_l(r, z)}{\partial z}, \quad v_{lr} = \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p_l(r, z)}{\partial r}.$$

Таким образом: $h_l^{(r)}(r, z, t) = \text{IFFT}(v_{lr}(r, z, \omega))$ – радиальная, $h_l^{(z)}(r, z, t) = \text{IFFT}(v_{lz}(r, z, \omega))$ – вертикальная компоненты векторной импульсной характеристики.

Представляя волновод как многополюсник с N входами и выходами (в соответствии с шагом дискретизации глубины), следует определить парциальные импульсные характеристики h_{ij} , $i=1, 2, \dots, N$, $j=1, 2, \dots, N$, каждая из которых отображает сигнал на j -м выходе при подаче i -й вход дельта-функции. Совокупность функций h_{ij} образует матрицу $h(t) = (h_{ij}(t))$. Тогда вектор выходного сигнала $R = (R_j)$ можно вычислить как $R = s \otimes h$, где $s = (s_i)$ – вектор-строка входного сигнала.

Результаты расчетов и моделирования

Рассмотрим представленные на рис. 2 графики частотной зависимости групповой скорости и импульсные характеристики первой моды, восстановленные для волновода с постоянным ПСЗ в водном слое и дном в виде промежуточного слоя толщиной $d=50$ м со скоростью звука $c_2=1520$ м/с и полупространства с $c_H=1900$ м/с. Расстояние между излучателем и приемником $r=2 \cdot 1490$ м, источник и приемник расположены вблизи дна. Поскольку импульсная характеристика сама по себе является сложным сигналом, проанализируем временные и частотные (сравнивая дисперсионную кривую и спектрограмму) характеристики. Раньше всего приемника достигает грунтовая волна (ГВ 1), распространяющаяся вдоль границы раздела «промежуточный слой – полупространство». Время ее вступления определяется скоростью звука в полупространстве, и составляет здесь $t_1 = r/c_H \approx 1,56$ с. Частота колебаний в грунтовой волне медленно возрастает, начиная от критической (18 Гц). Затем вступает вторая грунтовая волна (ГВ 2), распространяющаяся вдоль границы раздела «водный - промежуточный слой». Время ее вступления $t_2 = 1,975$ с (по спектрограмме), соответственно восстановленная скорость звука в слое $c_2 = r/t_2 \approx 1509$ м/с, что оказывается несколько меньше, чем определено в модели. В этом диапазоне частот водный и

промежуточный слой составляют единый волновод с усложненным законом дисперсии. Частота и амплитуда второй грунтовой волны возрастают вплоть до вступления высокочастотных компонент водной волны. Водная волна (ВВ) сформирована эквивалентными (модам) лучами, распространяющимися в водном слое от источника к приемнику по кратчайшему пути. С течением времени частота в водной волне снижается, поскольку увеличивается угол скольжения эквивалентных лучей (групповая скорость моды уменьшается). В некоторый момент времени возрастающая частота второй грунтовой волны, и уменьшающаяся частота водной волны совпадают, и устанавливается одночастотное затухающее колебание – волна Эйри (ВЭ). В волноводе с толстым промежуточным слоем законы дисперсии групповой скорости мод разделены, и на более низкой частоте формируется вторая волна Эйри, с более глубоким минимумом групповой скорости. Сравнивая импульсные характеристики давления $h^{(p)}$ и горизонтальной компоненты колебательной скорости $h^{(r)}$ можно зарегистрировать сдвиг фаз $h^{(r)}$ относительно $h^{(p)}$, возрастающий при приближении к критической частоте. Сдвиг фаз между колебаниями $h^{(p)}$ и $h^{(r)}$ вблизи критической частоты 1-й моды зависит от глубины приемника, и достигает 4° . Чем ближе c_2 к c_1 , тем острее первый минимум групповой скорости и слабее выражен второй – трехслойная модель сближается с моделью Пекериса, водный и промежуточный слои на низких частотах образуют единый волновод. При существенной разнице между скоростями звука в воде и слое законы дисперсии тоже практически не разделяются, два минимума u_1 сливаются в один – промежуточный слой оказывается эквивалентен полупространству.

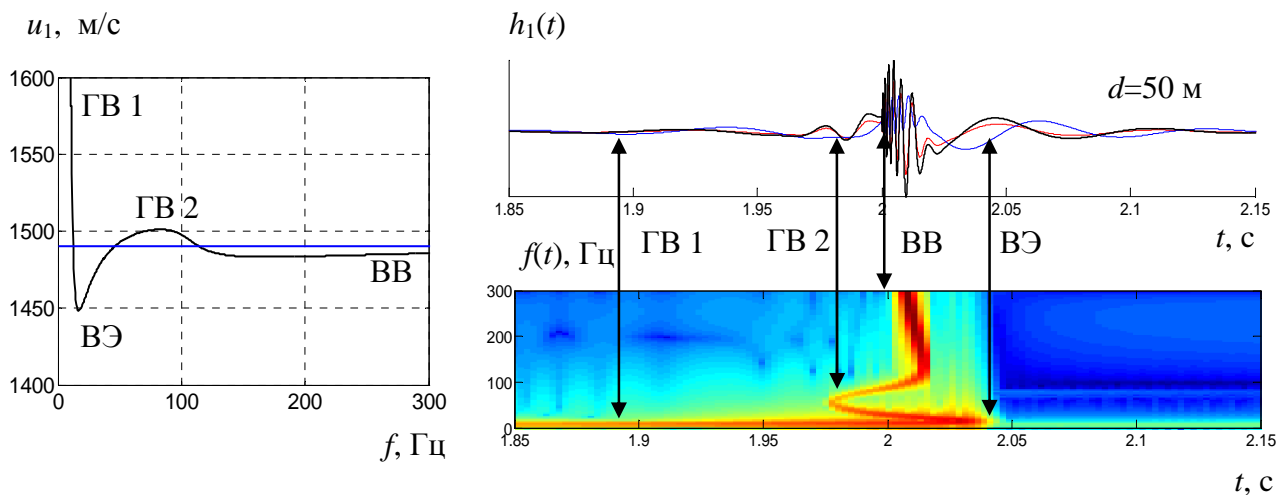


Рис. 2 - Частотные зависимости групповой скорости 1-й моды (слева), импульсные характеристики 1-й моды и спектрограмма. Черный цвет – по давлению, красный – горизонтальная, синий – вертикальная компоненты колебательной скорости

Рассмотрим теперь ИХ волновода с изоскоростным водным слоем и градиентным дном, показанные на рис. 3. Акустические характеристики морских осадков вычислены на основе G-S теории межгранулярного трения. Краткое описание G-S теории, расчетные формулы и библиографию по этому вопросу можно найти в [7].

Расстояние $r=10\cdot 1500$ м, источник и приемник колебаний – вблизи дна. Поскольку расстояние между источником и приемником достаточно велико, грунтовая волна (затухающая быстрее) не наблюдается. Наиболее продолжительная импульсная характеристика соответствует волноводу с песчаным дном. Для случая слоя в виде мелкого песка заметно проникновение энергии колебаний высших мод (2-й моды) ранее вступления чистоводной волны. Превышение групповой скорости мод скорости звука в водном слое

легко объясняются с лучевой точки зрения специфичной траекторией распространения эквивалентного модального луча в G-S слое со значительным градиентом скорости. При падении на границу раздела под углом, близким к предельному, эквивалентный луч проникает в глубину слоя, заворачивает вверх и распространяется вдоль границы раздела,

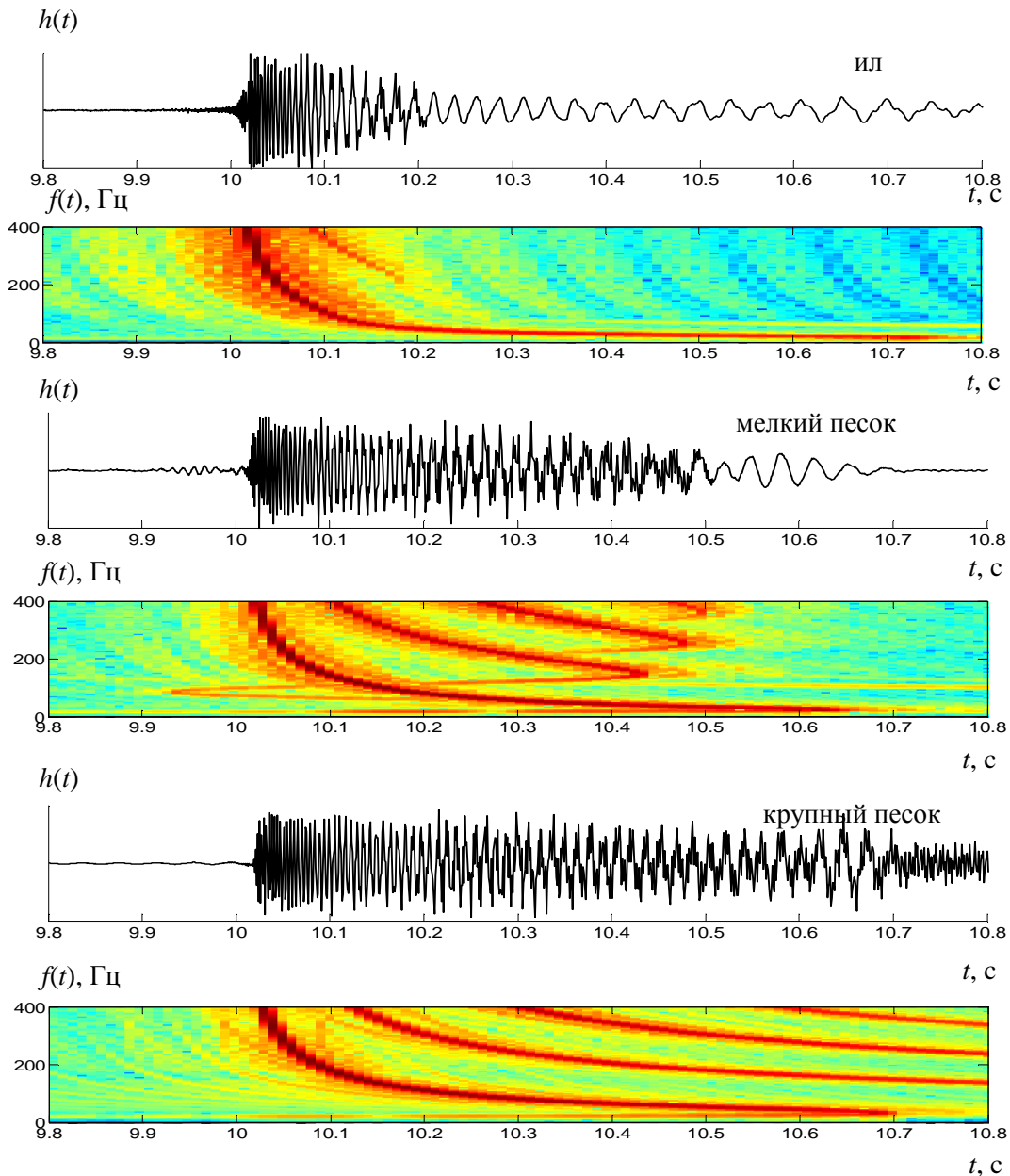


Рис. 3 - Реализации и спектрограммы импульсной характеристики волновода при разных типах грунта. Глубина источника и приемника $z=z_s=h$, $d=20$ м

переизлучая энергию в водный слой. Для низкоплотного грунта – ила, заворота луча «вверх» в слое с невысоким градиентом скорости не происходит. На реализациях, повышенной амплитудой и характерной формой выделяются волны Эйри соответствующих мод. Последовательность вступлений волн Эйри разных мод изменяется в зависимости от характера осадков. В случае илистых осадков выделяется волна Эйри 2-й, затем 1-й моды. Для мелкого песка импульсная характеристика завершается фазой Эйри 1-й моды, для крупного песка волна Эйри 1-й моды опережает остальные.

На рис. 4 – импульсные характеристики волновода с ПСЗ со слоем «скачка», при котором скорость звука у поверхности 1460 м/с, а вблизи дна ($h=80$ м) 1500 м/с. Такой ПСЗ

способствует дальнейшему распространению звука, поскольку создается барьер для утечки энергии в дно. Глубина источника $z_s=10$ м, расстояние подобрано так, чтобы кинематический момент вступления водной волны, распространяющейся со скоростью, соответствующей максимальной на ПСЗ был равен 20 с, т.е. $t_I=20 \cdot 1500(\text{м})/1500(\text{м}/\text{с})$. Просуммировано 10 мод.

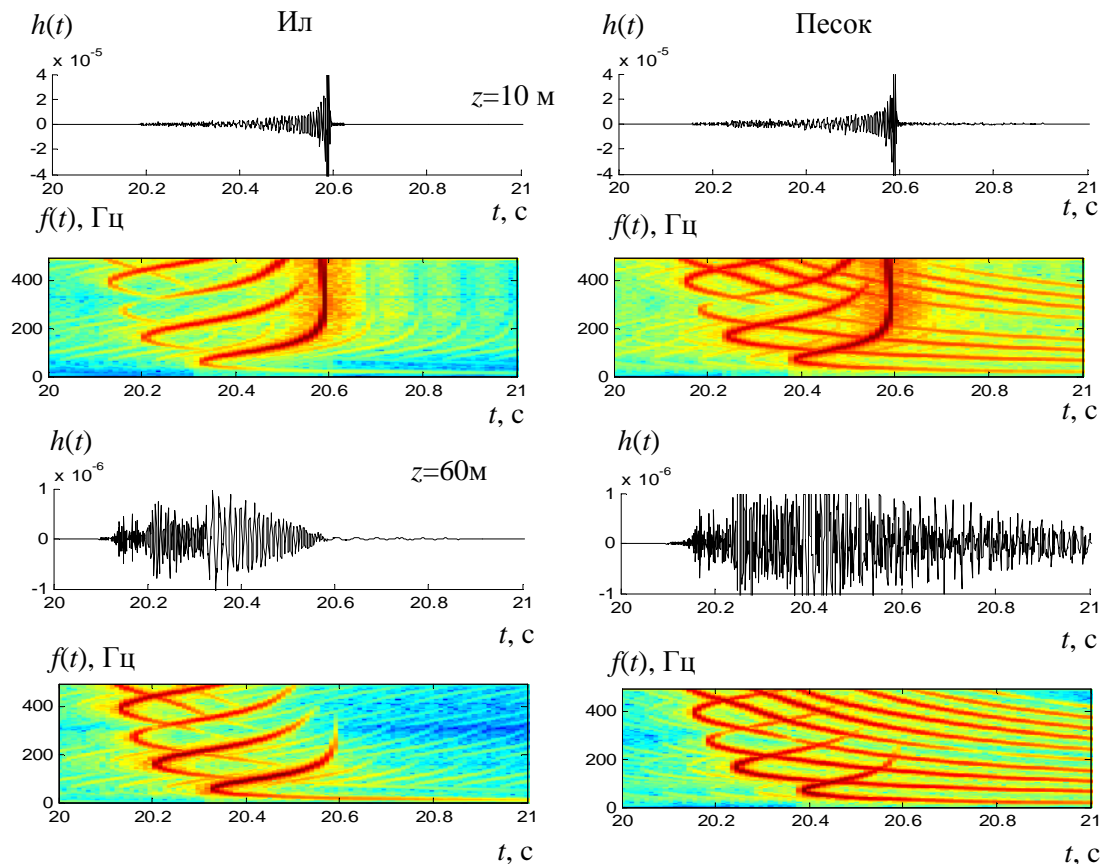


Рис. 4 - Реализации и спектрограммы импульсной характеристики волновода при различных типах грунта и разной глубине приемника. Глубина источника $z_s=10$ м

Принципиальное различие характеров дисперсии мод в рефракционном и изоскоростном волноводах в том, что в рефракционном волноводе модам с большими номерами соответствуют и большие групповые скорости. Это легко объясняется тем, что низшие моды «втягиваются» в звуковой канал (где скорость звука ниже) на более низких частотах. Вследствие того, что групповая скорость мод с большими номерами оказывается выше, ИХ рефракционного волновода принципиально отличается от ИХ изоскоростного.

Глубина приемника $z=10$ м. Вступление начинается с частот, соответствующих максимуму групповой скорости моды с наибольшим номером. Амплитуда процесса постепенно возрастает, а закон изменения частоты оказывается сложным, и различным для илистого и песчаного дна. В результате сложения разных частот, достигающих точки приема одновременно, ИХ представляет сложный волновой процесс. Вступление крайне широкополосной части сигнала основной энергонесущей 1-й моды вызывает всплеск амплитуды, с последующим резким ее уменьшением. Заключительная фаза реализации складывается частотами, близкими к критическим.

Приемник вблизи дна, $z=60$ м. Амплитуда процесса снижается примерно в 5 раз, вступления отдельных мод разделяются ступенчатым возрастанием амплитуды и снижением частоты, при этом частота колебаний в пределах ИХ отдельной моды возрастает. В случае

илистого грунта быстрое «высвечивание» высших мод приводит практически к гармоническому завершению процесса, в случае песчаного, окончание ИХ оказывается значительно затянутым.

Реализация и спектрограмма импульсной характеристики волновода с шельфовым подводным звуковым каналом (ПЗК) Черноморского типа приведена на рис. 5. Источник и приемник импульса расположены на оси ПЗК, на глубине 60 м. В волноводе с шельфовым ПЗК дно на закон дисперсии мод уже влияет слабо, максимальные значения групповых скоростей всех мод оказываются примерно одинаковыми, что приводит к формированию резкого фронта в начале процесса. Основная часть ИХ, как и для волновода со слоем скачка, складывается из многих частот, приходящих в точку приема одновременно. Второй, основной всплеск амплитуды – это приход крайне широкополосной части колебаний 1-й моды. Затем развивается постепенно затухающий процесс, состоящий из частот, близких к критическим для разных мод. Сигнал ИХ оказывается значительно более «затянутым» по сравнению с сигналом ИХ волновода со слоем скачка, в основном из-за медленно затухающей волны 1-й моды.

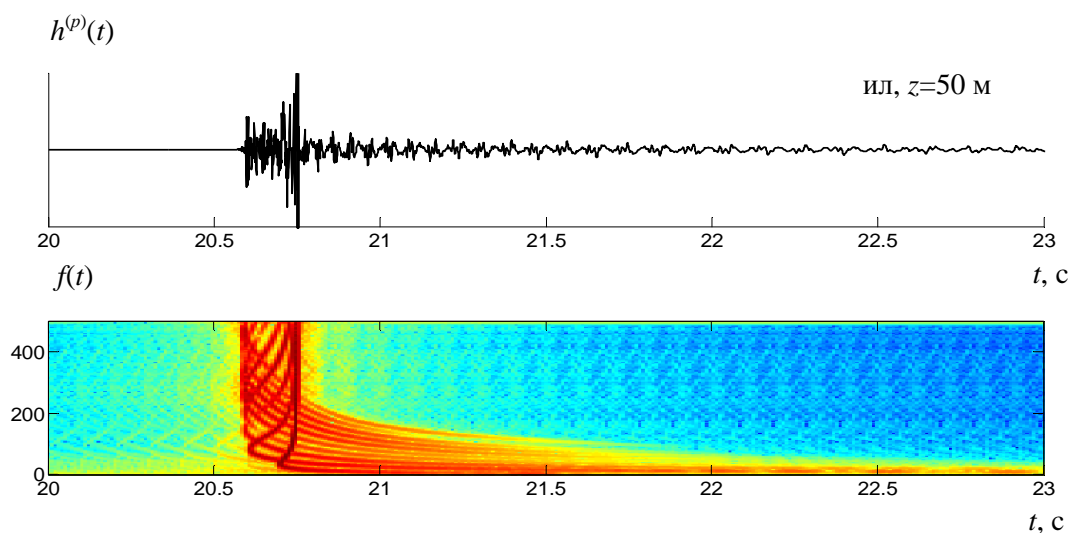


Рис. 5 - Реализации и спектрограммы импульсной характеристики волновода с ПЗК и дном с G-S слоем

Следует обратить внимание на то, что максимум групповой скорости 1-й моды оказывается существенно ниже, чем у остальных. Это – чисто волновой эффект, возникающий вследствие пропорционального снижения критических частот высших мод против определенных из закона Снелля (лучевых представлений) в волноводе с поглощением [8]. Заворот эквивалентных высшим модам лучей происходит на большей глубине, где скорость звука больше, т.е. энергия колебаний высших мод проникает глубже под потенциальный барьер, образованный ПСЗ.

Выводы

Впервые установлены частотные зависимости групповой скорости мод в волноводе с промежуточным слоем с дисперсией и вертикальным градиентом фазовой скорости и коэффициента затухания. Показано, что именно вертикальный градиент фазовой скорости и затухания в осадочном слое и определяют закон дисперсии групповой скорости мод.

Установлена качественная связь между законами дисперсии мод и акустическими и физическими характеристиками неконсолидированных морских осадков, показано, что чем

больше фазовая скорость звука в осадках и ее градиент, тем большее влияние оказывает слой на дисперсию мод. В случае, если слой состоит из крупного песка, групповая скорость мод с номерами $l > 1$ может превышать скорость звука в водном слое. Показано, что по временной реализации импульсного отклика и спектрограмме возможно качественно различить тип донных осадочных отложений.

Показано, что в изоскоростных и рефракционных волноводах характер дисперсии мод принципиально различен. В изоскоростном волноводе моды с меньшими номерами распространяются с большими скоростями, в рефракционном волноводе – наоборот.

Литература

1. Сергиенко А.Б. Цифровая обработка сигналов / Сергиенко А.Б. : Учебник для вузов. 2-е изд. – СПб.: Питер, 2007. – 751 с.
2. Ластовенко О.Р. Моделирование передаточных и импульсных характеристик гидроакустических волноводов. Волновод с абсолютно отражающими границами / Ластовенко О.Р., Лисютин В.А., Ярошенко А.А. // Акустичн. вісник. – 2007. – Т. 10, № 4. – С. 59 – 69.
3. Holland C. W. High-resolution geoacoustic inversion in shallow water: A joint time - and frequency - domain technique / Holland C. W., Osler J. // J. Acoust. Soc. Am. – 2000. – 107, N 3. – P. 1263 – 1280.
4. Акуличев В.А. Векторно-фазовые методы в акустической томографии океана / Акуличев В.А., Буренин А.В., Войтенко Е.А. и др. // ДАН. – 2006. – Т. 406, №2. – С. 61 – 64.
5. Буренин А.В. Экспериментальные исследования особенностей применения векторных приемников в задачах томографии океана / Буренин А. В., Моргунов Ю.Н., Стробыкин Д.С. // Акуст. журн. – 2007. – Т. 53, №.6. – С. 786 – 791.
6. Jensen F. В., Kuperman W. А., Porter M. В., Schmidt H. Computational Ocean Acoustics – N. – Y.: AIP Press, 1994. – 578 p.
7. Ластовенко О.Р. Акустические характеристики неконсолидированных морских осадков при распространении компрессионной и сдвиговой волн / Ластовенко О.Р., Лисютин В.А., Ярошенко А.А. // Збірник наукових праць Севастопольського національного університету ядерної енергії та промисловості. – 2010. – № 1(33). – С. 260 – 268.
8. Ластовенко О.Р. Особенности частотных характеристик нормальных волн в трёхслойном гидроакустическом волноводе с поглощением / Ластовенко О.Р., Лисютин В.А., Ярошенко А.А. // Вісник Донецкого національного університету, Сер.А: Природничі науки. – 2010. – вип.1. - С.68–74.

Стаття надійшла до редакції 23 жовтня 2012 р. російською мовою

© О.Р. Ластовенко, В.О. Лисютин, О.О. Ярошенко
МОДЕЛЮВАННЯ ІМПУЛЬСНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРИЗОНТАЛЬНО-ШАРУВАТИХ ГІДРОАКУСТИЧНИХ ХВИЛЕВОДІВ МІЛКОГО МОРЯ

Гідроакустичний хвилевід розглядається як багатополосник з розподіленими по трасі параметрами. Пропонується метод моделювання імпульсних характеристик хвилеводу, заснований на обчисленні акустичного поля в широкому діапазоні частот з подальшим оберненим перетворенням Фур'є. Імпульсна характеристика хвилеводу розглядається як інструмент для моделювання поширення сигналів в хвилеводах.

© Olga R. Lastovenko, Victor A. Lisiutin, Alexander A. Yarochenko
SIMULATED OF IMPULSE RESPONSES OF HORIZONTAL-STRATIFIED HYDROACOUSTIC WAVEGUIDES OF SHALLOW WATER

A hydroacoustic waveguide is considered as the extended parameters on trace multipoint. The method of simulated the impulse responses of waveguide, based on the calculation the acoustic field in wide range of frequencies with subsequent inverse Fourier transform is offered. The impulse response of the waveguide is considered as an instrument for simulated the propagation of signals in waveguides.