

Затухание звука в мелком море с дном в виде газонасыщенного осадочного слоя, лежащего на вечной мерзлоте

В. А. Григорьев^{1,*}, В. Г. Петников^{2,†}, А. В. Шатравин^{3,‡}

¹Воронежский государственный университет, физический факультет, кафедра математической физики
Россия, 394018, Воронеж, Университетская пл. 1

²Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН. Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

³Институт Океанологии имени П. П. Ширшова РАН. Россия, 117997, Москва, Нахимовский проспект, д. 36
(Статья поступила 24.06.2017; Подписана в печать 26.06.2017)

В рамках численного моделирования проанализированы возможности модового описания звукового поля в мелком море с дном арктического типа в виде газонасыщенного осадочного жидкого слоя, лежащего на упругом полупространстве (вечной мерзлоте). Установлено, что наилучшее описание поля в водном слое на коротких расстояниях от источника звука (порядка $1 \div 10$ глубин волновода) достигается при использовании дискретного спектра нормальных мод и квазимод, вычисленного с помощью разрезов Пекериса. Расчеты потерь при распространении в волноводе для толщины осадочного слоя сравнимым или большим, чем длина звуковой волны в осадках, показали, что морское дно ведет себя как однородное жидкое полупространство. Если толщина осадочного слоя менее четверти длины волны, то слоем можно пренебречь. Потери резко возрастают при приближении скорости звука в осадках к скорости звука в воде. Предложена методика оценки скорости звука в осадочном слое, основанная на анализе затухания звуковых полей высших мод.

PACS: 43.30.Vr; 43.30.Ma; 43.30.Pc. УДК: 534.231.

Ключевые слова: Арктический шельф, жидко-упругое дно, нормальные моды и квазимоды, затухание звука, скорость звука в газонасыщенных осадках.

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе в рамках численного моделирования исследуются особенности распространения низкочастотного звука в мелководном волноводе с дном арктического типа в виде газонасыщенного осадочного жидкого слоя, лежащего на упругом полупространстве (вечной мерзлоте). Анализируются потери при распространении звука в таком волноводе на расстояниях порядка $1 \div 10$ глубин волновода при вариациях параметров жидкого слоя, прежде всего, толщины и скорости звука. Вариации скорости звука моделируют ситуацию различной степени газонасыщенности осадков: чем больше концентрация газа, тем меньше скорость звука. Одним из важных результатов анализа является оценка толщины жидкого слоя, при которой а) слоем можно пренебречь, б) слой становится подобен жидкому полупространству. Предлагается методика оценки скорости звука в осадках, которая может использоваться для определения степени их газонасыщенности.

1. ОПИСАНИЕ ПОЛЯ В ВОЛНОВОДЕ

Рассмотрим волновод с однородным водным слоем толщины H и дном в виде однородного жидкого слоя толщины h , лежащего на однородном упругом полу-

пространстве (рис. 1). Здесь c , c_1 , c_2 — скорости продольных волн; c_S — скорость поперечных волн; ρ , ρ_1 , ρ_2 — плотности; α_1 , α_2 , α_S — коэффициенты потерь продольных и поперечных волн (соответствующие волновые числа $k_{1,2,S} = \omega c_{1,2,S}^{-1}(1 + i\alpha_{1,2,S}/2)$). Точечный изотропный источник частоты $\omega = 2\pi f$ расположен в водном слое в точке $(0, z_0)$. Запишем звуковое давление в произвольной точке (r, z) водного слоя в виде $p = \text{Re} \{P \exp(-i\omega t)\}$, где P — комплексная амплитуда, t — время. Точное выражение для P имеет вид $P = \int_{-\infty}^{\infty} \vartheta(\xi) d\xi$, где функция $\vartheta(\xi)$ приведена в [1].

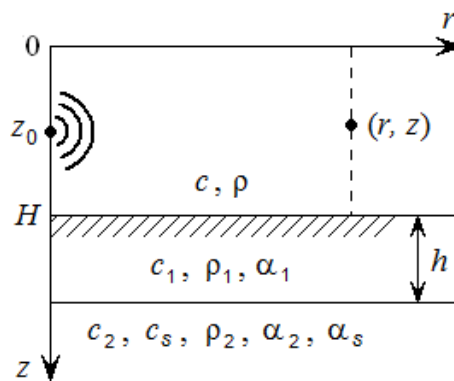


Рис. 1: Модель волновода

Преобразование интеграла с помощью теории вычетов дает $P = P_D + P_C$, где $P_D = 2\pi i \sum_{\xi=\xi_m} \text{Res} \{ \vartheta(\xi) \}$ — вклад дискретного спектра (ДС) мод — сумма вычетов в полюсах ξ_m в верхней комплексной полуплоскости ξ (выражение для P_D приведено в [1]); $P_C = \int \vartheta(\xi) d\xi$ — вклад непрерывного спектра (НС) — интегралы по бе-

*E-mail: grig4@yandex.ru

†E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

‡E-mail: ashatravin@ocean.ru

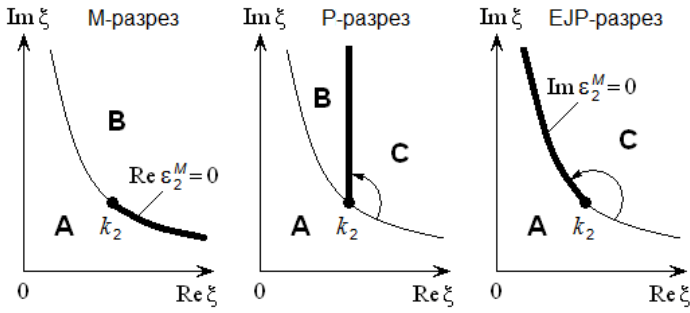


Рис. 2: Типы разрезов (жирная линия)

регам разрезов от точек ветвления $k_{2,S}$ радикалов

$$\varepsilon_{2,S} = \pm \varepsilon_{2,S}^M = \pm \sqrt{k_{2,S}^2 - \xi^2},$$

входящих в функцию ϑ . Под радикалом $\sqrt{\cdot}$ понимается главное значение комплексного квадратного корня, используемое, например, в MATLAB (о знаках « \pm » см. ниже).

Из теории функций комплексной переменной известно, что разрезы могут быть проведены произвольно. Разные разрезы приводят в общем случае к разным значениям P_D и P_C , но сумма $P_D + P_C$ не зависит от типов разрезов. Важно найти такие разрезы, которые минимизируют НС. Это необходимо при приближенном описании поля модами ДС, особенно на коротких расстояниях от источника. В зависимости от способа проведения разрезов выбираются знаки радикалов $\varepsilon_{2,S}$ на верхнем листе римановой поверхности, где проводится вычисление P_D и P_C . На практике используются три типа разрезов. Их определения для точки ветвления k_2 приведены на рис. 2 (для k_S аналогично). При этом выбор знаков для ε_2 таков: $\varepsilon_2 = \varepsilon_2^M$ при $\xi \notin C$, $\varepsilon_2 = -\varepsilon_2^M$ при $\xi \in C$. Заметим, что при ЕJP-разрезах можно использовать выражение $\varepsilon_2 = i\sqrt{\xi^2 - k_2^2}$. Для ε_S выбор знаков аналогичен, но относительно k_S .

Расчеты проводились при параметрах: $H = 120$ м, $c = 1470$ м/с, $c_1 = 100 \div 1700$ м/с, $c_2 = 2000$ м/с, $c_S = 1000$ м/с, $\rho = \rho_2 = 1$ г/см³, $\rho_1 = 1.6$ г/см³, $\alpha_1 = 0.06$, $\alpha_{2,S} = 0.04$, $h = 0 \div 20$ м, $h/\lambda_1 = 0 \div 5$, где $\lambda_1 = c_1/f$ — длина звуковой волны в жидком слое дна, $f = 137$ и 250 Гц. Рассматривался также случай $h = \infty$, когда дно превращается в жидкое полупространство.

При выборе частот источника мы руководствовались локальными максимумами в низкочастотной области спектров сигналов, излучаемых китами на Арктическом шельфе. Конкретно, на основе базы данных звуковых сигналов морских млекопитающих MobySound [2] нами получено, что локальный максимум 137 Гц наблюдается в спектре сигналов горбатого кита (*Megaptera novaeangliae*), а 250 Гц — у гренландского кита (*Balaena mysticetus*).

Согласно расчетам, при указанных параметрах полюса ξ_m , характеризующие ДС, в общем случае нахо-

дятся в областях А, В и С по отношению к k_2 (рис. 2) и в области А по отношению к k_S . В соответствии с этим получаются разные виды мод (рис. 2): нормальная мода, если $\xi_m \in A$; квазимода I типа, если $\xi_m \in B$ (в нижнем полупространстве амплитуда моды растет с глубиной); квазимода II типа или втекающая мода, если $\xi_m \in C$ (в нижнем полупространстве волна моды распространяется к источнику). Используя классификацию мод, можно сказать, что для продольных волн, описываемых в упругом полупространстве волновым числом k_2 , в общем случае наблюдаются моды всех типов (нормальные, квазимоды I и II типов), а для поперечных волн, описываемых в упругом полупространстве волновым числом k_S , наблюдаются только нормальные моды, затухающие с ростом глубины.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Сначала проводилось сравнение интенсивностей $I = (2\rho c)^{-1} |P|^2$ и $I_D = (2\rho c)^{-1} |P_D|^2$ с целью выяснения вклада НС на расстояниях $r \geq r_0 = 300$ м при различных типах разрезов. Установлено, что минимальный вклад НС в водном слое достигается при использовании Р-разрезов (разрезов Пекериса), и при этом НС можно пренебречь. Различные разрезы не меняют в ДС количества нормальных мод, но меняют количество квазимод. В общем случае при Р-разрезах могут быть квазимоды I и II типа, при М-разрезах — квазимоды I типа, при ЕJP-разрезах — квазимоды II типа. Заметим, что в волноводах с жидким дном существуют квазимоды только I типа, которые исчезают при ЕJP-разрезах [3].

Далее, анализу подвергались кривые затухания $J(r) = 10 \lg [I(r)/I(r_0)] + 10 \lg (r/r_0)$, где $I(r) = H^{-1} \int_0^H I(r, z) dz$, $r = 0.3 \div 5$ км. На рис. 3 показано, что кривые $J(r)$ практически не зависят от глубины источника z_0 , если он не расположен вблизи границ волновода. В дальнейшем принималось $z_0 = H/2$. На рис. 4 показаны значения $J(r)$ на расстоянии 5 км при вариации c_1 и h для $f = 250$ Гц (для 137 Гц картина аналогична). Как видно, при $c_1 \approx c$ потери распространения резко увеличиваются и превышают 10 дБ, т.е. имеет место эффект, обнаруженный в [4] при исследовании волноводов с жидким дном.

Проанализируем кривые затухания как функции параметров жидкого слоя: $J = J(r, c_1, h)$. При $h = \infty$ и $h = 0$ обозначим $J_1 = J(r, c_1, \infty)$ и $J_2 = J(r, c_1, 0)$. Введем невязку $\sigma_{1,2} = |J - J_{1,2}| / |J|$, где J и $J_{1,2}$ — вектора отсчетов по r кривых J и $J_{1,2}$ при фиксированных c_1 и h . Невязка σ_1 отражает результат сравнения слоистого и жидкого дна, невязка σ_2 — слоистого и упругого дна. На рис. 5 приведены картины невязок для 250 Гц (для 137 Гц картины практически такие же). Из рис 5,а видно, что при $c_1 > 200$ м/с и $h > \lambda_1$ жидкий слой дна подобен жидкому полупространству. При $c_1 < 200$ м/с данная оценка возрастает до $h \approx 3\lambda_1$ при $c_1 = 100$ м/с. Из рис 5,б следует, что

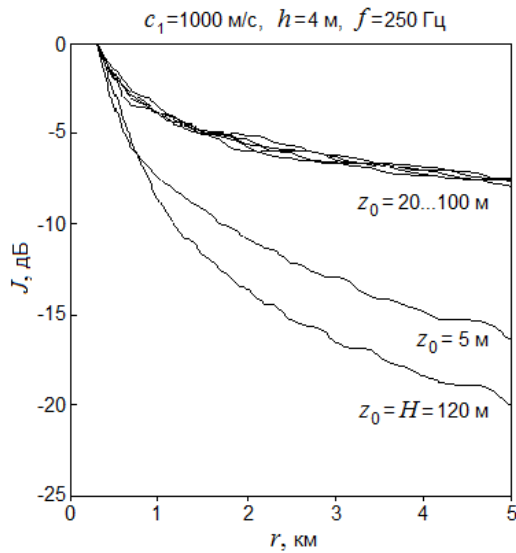


Рис. 3: $J(r)$ при разных z_0

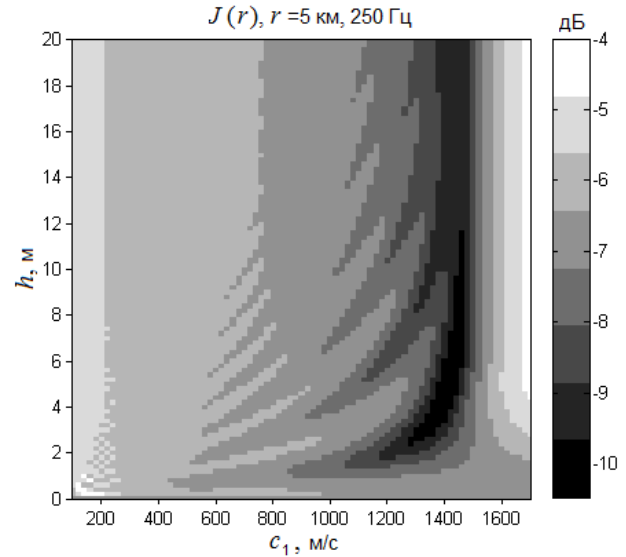


Рис. 4: $J(r)$ на расстоянии 5 км

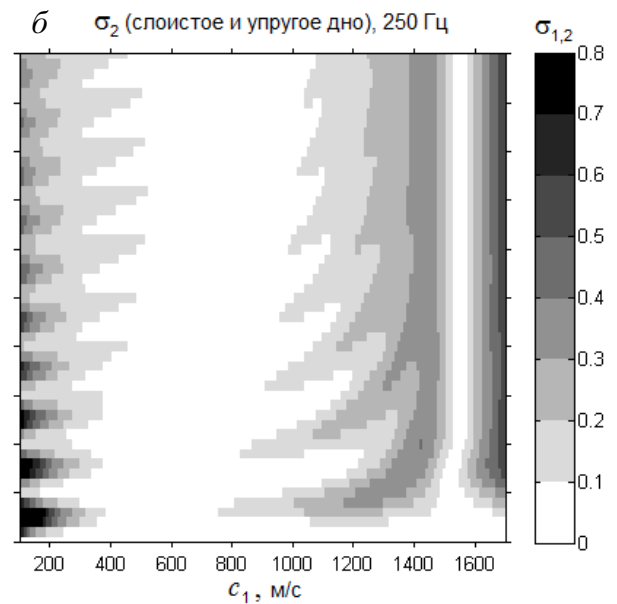
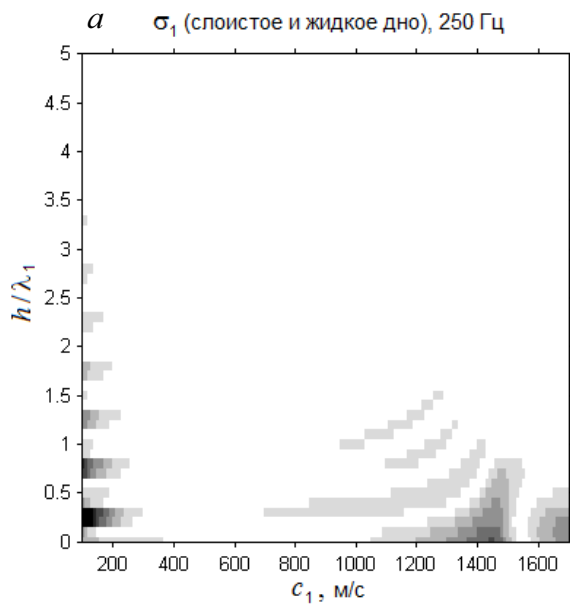


Рис. 5: Картины невязок σ_1 и σ_2

при $c_1 > 400$ м/с и $h < \lambda_1/4$ жидким слоем можно пренебречь и дно подобно упругому полупространству. При $c_1 < 400$ м/с данная оценка уменьшается до значений $h \approx 0.1\lambda_1$ при $c_1 = 100$ м/с. Весьма интересно, что при аномально низких значениях скорости звука в осадках даже очень тонкий слой порядка 1–10 см заметно уменьшает затухание звука в волноводе. Так, при $h = 4$ см, $c_1 = 100$ м/с потери уменьшаются на 2.3 дБ на 5 км, а интенсивность возрастает в 4.4 раза. На обоих рис. 5 наблюдаются «окна эквивалентности» при $c_1 < c$ и $c_1 > c$, когда слоистое дно эквивалентно жидкому или упругому при любой величине h .

На рис. 6 приведена картина невязки $\sigma(c_1, c_1^{\text{eff}}) = |\mathbf{J} - \mathbf{J}^{\text{eff}}|/|\mathbf{J}|$, где \mathbf{J}^{eff} — вектор отсчетов кривых затухания для эффективного жидкого дна с параметрами $\{c_1^{\text{eff}}, \rho_1, \alpha_1\}$. Видно, что малая невязка наблюдается не только при истинном значении $c_1^{\text{eff}} \approx c_1$ (белая полоса, идущая по диагонали), но также при другом ложном значении $c_1^{\text{eff}} \neq c_1$. Причем для мягкого слоя ($c_1 < c$) ложное значение соответствует жесткому дну ($c_1^{\text{eff}} > c$), и наоборот.

Из проведенного анализа следует возможность оценки c_1 в верхнем слое дна. Для этого необходимо:

1. выполнение условия $h > \lambda_1$,

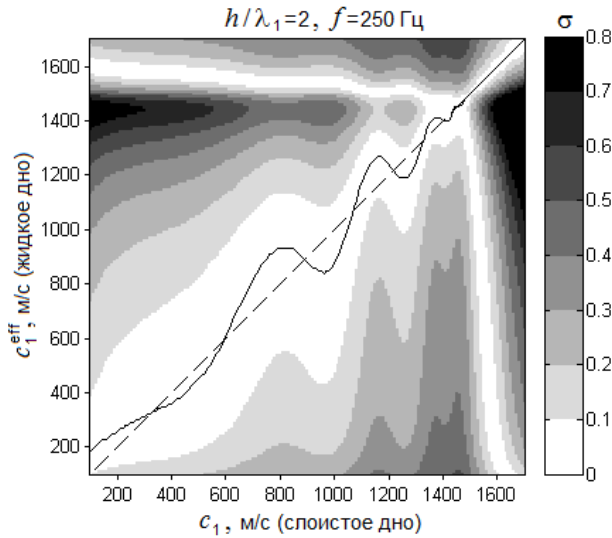


Рис. 6: Невязка $\sigma(c_1, c_1^{eff})$

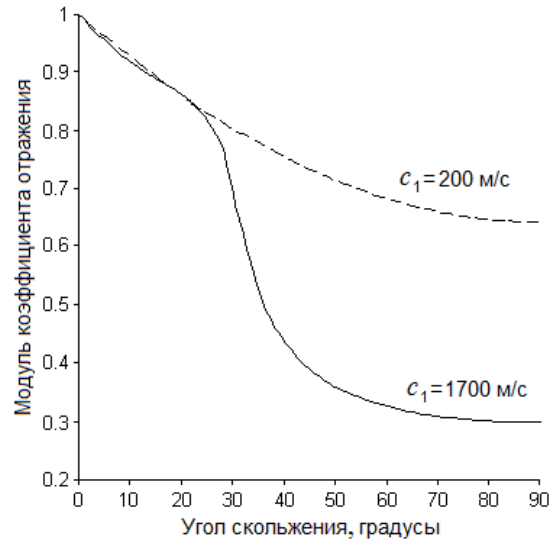


Рис. 7: Модуль коэффициента отражения

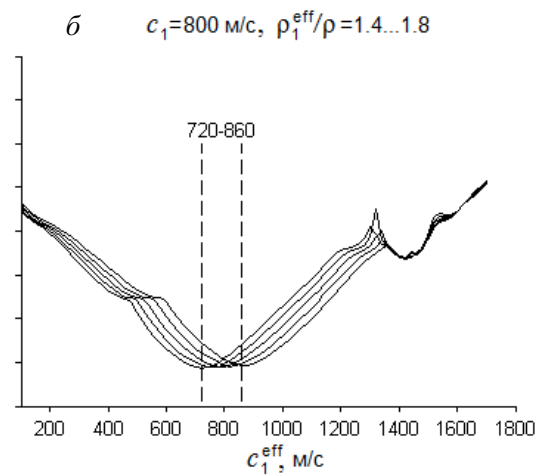
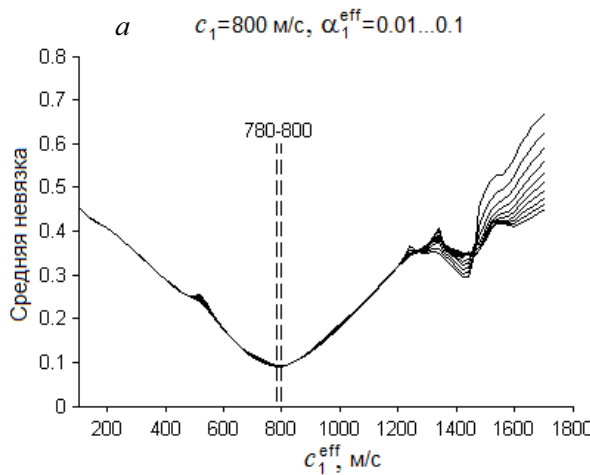


Рис. 8: Результаты оценки скорости звука в осадочном слое. Разные кривые соответствуют различным значениям коэффициента потерь (а) и плотности (б) для эффективного однородного жидкого дна (жидкого полупространства)

2. сделать правильный выбор между истинным и ложным значениями c_1^{eff} .

На рис. 7 изображена зависимость модуля коэффициента отражения от угла скольжения на границе раздела вода–дно. Видно, что для мягкого и жесткого дна наблюдается близость кривых при малых и расхождение при больших углах скольжения. На модовом языке это означает, что затухание низших мод для мягкого и жесткого дна приблизительно одинаково, а затухание высших мод не одинаково. Доминирование в полном поле слабо затухающих низших мод в итоге не позволяет различить тип дна. Однако если проводить сравнение кривых затухания, образованных только высшими модами (отфильтровывая их на вертикальной антенне), то определение типа дна возможно. Детали методики описаны в [1]. На рис. 8 приве-

дены результаты оценки c_1 для мягкого дна. Причем на рис. 8,а и 8,б дополнительно варьировались потери и плотность в модели эффективного жидкого дна, что приводит к некоторому разбросу оценок скорости звука в осадках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение еще раз подчеркнем актуальность проведенных исследований для Арктического шельфа, характеризующегося значительной газонасыщенностью осадков.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 16-29-02036 и № 14-02-00330).

-
- [1] Григорьев В. А., Петников В. Г., Шатравин А. В. Акуст. журн. 2017. **63**, № 4. С. 389. № 6. С. 681.
[2] Mellinger D. K., Clark C. W. Appl. Acoustics. 2006. **67**. Р. 1226.
[3] Григорьев В. А., Петников В. Г. Акуст. журн. 2016. **62**,
[4] Григорьев В. А., Луньков А. А., Петников В. Г. Акуст. журн. 2015. **61**, № 1. С. 90.
-

Sound attenuation in shallow water with the bottom in the form of a gas-filled sediment layer overlaying permafrost

V. A. Grigorev^{1,a}, V. G. Petnikov^{2,b}, A. V. Shatravin^{3,c}

¹Department of mathematical physics, Faculty of Physics, Voronezh State University Voronezh, 394018, Russia.

²A. M. Prokhorov General Physics Institute, RAS. Moscow, 119991, Russia.

³P. P. Shirshov Institute of Oceanology, RAS. Moscow, 117997, Russia.

E-mail: ^agrig4@yandex.ru, ^bpetniko@kapella.gpi.ru, ^cashatravin@ocean.ru

Within the framework of numerical modeling the feasibility of mode description of the sound field is analyzed for shallow water with an Arctic type bottom: a liquid gas-filled sediment layer overlaying an elastic half-space (permafrost). It is determined that the optimum description of the field in the water layer at short distances from the sound source (order of $1 \div 10$ depths of the waveguide) is achieved by using of the discrete spectrum of normal modes and quasi-modes calculated with use of the Pekeris cut. Computations of the transmission loss in the waveguide with the sediment layer thickness comparable to or higher than the acoustic wavelength in the sediments, shown that the seabed is acting as a uniform liquid half-space. If the thickness of the sedimentary layer is less than a quarter of the wavelength, then the layer can be neglected. The transmission loss abruptly increases with the sound speed in the sediments approaching the sound speed in the water. A method is proposed for estimating the sound speed in the sediment layer. The method based on the analysis of attenuation of the sound fields of higher modes.

PACS: 43.30.Bp; 43.30.Ma; 43.30.Pc.

Keywords: arctic shelf, liquid elastic bottom, normal modes and quasi-modes, sound attenuation, sound speed in gas-filled sediments.

Received 24 June 2017.

Сведения об авторах

1. Григорьев Валерий Анатольевич — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (473) 220-87-48, e-mail: grig4@yandex.ru.
 2. Петников Валерий Георгиевич — докт. физ.-мат. наук, гл. науч. сотрудник; тел. (499) 503-83-84, e-mail: petniko@kapella.gpi.ru.
 3. Шатравин Александр Владимирович — мл. науч. сотрудник; тел.: (903) 534-23-32, e-mail: ashatravin@ocean.ru.
-