

## Особенности распространения звука в мелком море с мягким дном

В. А. Григорьев<sup>1,\*</sup>, А. А. Луньков<sup>2,†</sup>, В. Г. Петников<sup>2,‡</sup>

<sup>1</sup>Воронежский государственный университет, Россия, 394006, Воронеж, Университетская пл., д. 1

<sup>2</sup>Научный центр волновых исследований Института общей физики имени А. М. Прохорова РАН, Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, д. 38

(Статья поступила 27.10.2014; Подписана в печать 28.11.2014)

В рамках численных экспериментов исследованы особенности распространения низкочастотного (50–300 Гц) звука в мелком море на расстояниях от источника 0,3–5 км. Морское дно предполагалось жидкой однородной средой. Сравнивались ситуации, когда скорость звука в дне больше и меньше, чем в водном слое (жесткое и мягкое дно). Случай мягкого дна соответствует газонасыщенным грунтам, встречающимся в местах залежей природного газа. При расчетах использовалось модовое описание звукового поля, учитывались как распространяющиеся, так и вытекающие моды, включая квазимоды. Получены усредненные зависимости спада интенсивности с расстоянием при различных частотах и скоростях звука в дне. Показано, что в общем случае имеются заметные отклонения от известного приближенного закона затухания, когда интенсивность звука пропорциональна  $r^{-3/2}$ , где  $r$  — расстояние от источника звука. Такие отклонения особенно заметны для мягкого дна. Аппроксимируя полученные зависимости спада интенсивности в логарифмическом масштабе прямыми линиями, найдены коэффициенты  $\beta$  затухания звука в волноводе (тангенсы угла наклона указанных линий), как функции частоты и скорости звука в дне. Показано, что для мягкого дна величина  $\beta$  монотонно растет при увеличении скорости звука в дне, а для жесткого дна — монотонно падает. Максимум  $\beta$  зависит от частоты звука и достигается при примерном равенстве скоростей звука в воде и дне.

PACS: 43.30.Vr

УДК: 534-143; 534.231.2

Ключевые слова: акустика мелкого моря, затухание звука в мелководных акваториях.

### ВВЕДЕНИЕ

Верхний слой морских осадков, как правило, представлен рыхлыми отложениями, в которых энергией сдвиговых звуковых волн по сравнению с энергией продольных волн можно пренебречь. По этой причине в данной работе будет использоваться модель жидкого дна, характеризующаяся в случае однородной среды тремя параметрами: продольной скоростью звука  $c_1$ , плотностью  $\rho_1$  и параметром затухания  $\alpha$ .

Если грунт представляет собой двухкомпонентную среду (вода и минеральные частицы), то скорость звука в дне достаточно хорошо описывается эмпирической формулой Эйкала [1]:  $c_1 = c_H (1,631 - 1,78\kappa + 1,2\kappa^2)$ , где  $c_H$  — скорость звука в воде у поверхности дна,  $\kappa$  — пористость грунта. Согласно этой формуле при  $\kappa = 0,6-0,9$  (тонкий алевроит, илы, глины) скорость звука в дне становится меньше скорости звука в воде. Минимум достигается при  $\kappa \approx 0,75$  и равен  $c_1 = 0,97c_H$ , что при  $c_H = 1500$  м/с соответствует  $c_1 = 1455$  м/с.

В случае трехкомпонентной среды (вода, минеральные частицы и газ) оказывается, что даже незначительное присутствие третьей газовой фракции в морском грунте существенно уменьшает величину скорости звука в дне. Так, при объемном содержании газа всего 0,1% скорость звука в дне принимает непривычно

низкие значения  $c_1 = 100-300$  м/с [2], что меньше скорости звука в воздухе. Газонасыщенность грунтов наблюдается, в частности, в местах сосредоточения залежей природных углеводородов. На Баренцево-Карском шельфе, например, в подобных районах скорость звука составляет  $c_1 = 800-1200$  м/с [3]. Известны также примеры газонасыщенных грунтов для акваторий крупных искусственных водохранилищ, образованных при затоплении территорий, покрытых растительностью [4].

В настоящей работе исследовалось влияние скорости звука в мягком ( $c_1 < c_H$ ) и жестком ( $c_1 > c_H$ ) морском дне на затухание низкочастотных акустических волн в мелком море на относительно небольших расстояниях  $r \approx 3H \div 50H$  от источника звука, где  $H$  — глубина волновода.

### 1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим плоскостойкий волновод с профилем скорости звука  $c(z)$  и плотностью  $\rho$ , лежащий на жидком однородном полупространстве с параметрами  $c_1$ ,  $\rho_1$ ,  $\alpha$ . Начало декартовой системы координат поместим на верхнюю поверхность водного слоя, ось  $r$  направим горизонтально, ось  $z$  — вертикально вниз. Пусть точечный изотропный источник частоты  $\omega = 2\pi f$  и акустической мощности  $W_0$  расположен в водном слое и имеет координаты  $(0, z_0)$ . Запишем принимаемое звуковое давление в произвольной точке  $(r, z)$  волновода в виде  $p = \text{Re} \{P(r, z, z_0) \exp(-i\omega t)\}$ . Тогда комплексная амплитуда давления  $P(r, z, z_0)$  находится путем решения уравнения Гельмгольца при соответствующих гранич-

\*E-mail: grig@box.vsi.ru

†E-mail: landr2004@mail.ru

‡E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

ных условиях (см., например, [5,6])

$$\left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2(z) \right\} P(r, z, z_0) = -A \delta(z - z_0) \frac{\delta(r)}{2\pi r},$$

$$P|_{z=0} = 0, \quad P|_{z=H-} = P|_{z=H+},$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{z=H-} = \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{z=H+},$$

где  $k_0 = \begin{cases} k, & 0 < z < H \\ k_1, & z > H \end{cases}$ ,  $k = \frac{\omega}{c(z)}$ ,  $k_1 = \frac{\omega}{c_1} \left( 1 + i \frac{\alpha}{2} \right)$ ,  $A = \sqrt{8\pi\rho c(z_0)W_0}$ ,  $\delta(\cdot)$  — дельта-функция Дирака.

Точное решение задачи (1) в водном слое в интегральной форме имеет вид [6]

$$P(r, z, z_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{AU(\xi, z_>)V(\xi, z_<)}{4\pi W(\xi)} H_0^{(1)}(\xi r) \xi d\xi, \quad (2)$$

где функции  $U(\xi, z)$  и  $V(\xi, z)$  являются решением задач

$$\begin{aligned} \{\partial^2/\partial z^2 + k^2 - \xi^2\} U(\xi, z) &= 0, \\ [U + g\partial U/\partial z]_{z=H} &= 0, \\ \{\partial^2/\partial z^2 + k^2 - \xi^2\} V(\xi, z) &= 0, \\ V(\xi, z)|_{z=0} &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

$g = im_1/\sigma_1$ ,  $m_1 = \rho_1/\rho$ ,  $\sigma_1 = \sqrt{k_1^2 - \xi^2}$ ,  $z_> = \max(z, z_0)$ ,  $z_< = \min(z, z_0)$ ,  $H_0^{(1)}(\cdot)$  — функция Ханкеля первого рода,  $W(\xi) = -U'(\xi, H)[V(\xi, H) + gV'(\xi, H)]$  — здесь штрихом обозначена производная по  $z$ .

В важном частном случае волновода Пекериса, когда  $c(z) = \text{const}$ , точное решение в водном слое имеет вид

$$P(r, z, z_0) = \frac{A}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{g\sigma \cos[\sigma(z_> - H)] - \sin[\sigma(z_> - H)]}{g\sigma \cos(\sigma H) + \sin(\sigma H)} \times \frac{\sin(\sigma z_<)}{\sigma} \cdot H_0^{(1)}(\xi r) \xi d\xi, \quad (4)$$

где  $\sigma = \sqrt{k^2 - \xi^2}$ . Заметим, что радикалы  $\sigma$  и  $\sigma_1$  (обозначим их одной буквой  $w$ ) понимаются в (2)–(4) однозначно, как главное значение комплексного квадратного корня, для которого  $\text{Re}w > 0$ . Если же  $\text{Re}w = 0$ , то берется значение корня, у которого  $\text{Im}w > 0$ . Обратим внимание, что по такому же правилу однозначно вычисляется квадратный корень из комплексного числа в системе компьютерной математики MATLAB.

Интеграл (4) с хорошей точностью можно найти численно. Это показал, в частности, Пекерис [7] и будет показано в данной работе, но при условии относительно небольших расстояний, низких частот и при значениях  $z_0$  и  $z$  не равных одновременно  $\approx 0$  или не равных одновременно  $\approx H$ .

Наряду с точными расчетами поля доминирующее значение в акустике мелкого моря, особенно в общем случае  $c(z) \neq \text{const}$ , приобрел модовый подход, основанный на преобразовании несобственного интеграла (2), используя стандартную технику теории вычетов [7–9]. Для этого осуществляется аналитическое продолжение подынтегральной функции с действительной оси на комплексную плоскость  $\xi$  и проводится интегрирование по контуру, идущему по действительной оси и замыкающемуся в верхней полуплоскости, с обходом линии разреза от точки ветвления  $k_1$ .

В аналитическом продолжении подынтегральной функции интеграла (2) основная проблема заключается в аналитическом продолжении радикала  $\sigma_1(\xi)$ . Если его осуществить по той же схеме отбора корней, как это делалось на действительной оси, т.е. считать на всей комплексной плоскости  $\text{Re}\sigma_1(\xi) > 0$ , то линией разреза будет линия  $\text{Re}\sigma_1(\xi) = 0$ . На этой линии испытывает разрыв функция  $\text{Im}\sigma_1(\xi)$ . Соответственно функция  $\sigma_1(\xi)$  оказывается аналитической везде, кроме линии разреза. В рассмотренном случае контур интегрирования с обходом линии разреза показан на рис. 1. Крестиками внутри контура показаны полюса  $\xi_m$  подынтегральной функции, определяемые из условия  $W(\xi_m) = 0$  или для волновода Пекериса из условия

$$g_m \sigma_m \cos(\sigma_m H) + \sin(\sigma_m H) = 0, \quad (5)$$

где  $g_m = im_1/\sqrt{k_1^2 - \xi_m^2}$ ,  $\sigma_m = \sqrt{k^2 - \xi_m^2}$ .

Согласно теории вычетов интеграл (2) равен

$$P(r, z, z_0) = 2\pi i \sum_{m=1}^{\infty} \text{Res}_{\xi=\xi_m} \{\varphi(\xi)\} + \int_C \varphi(\xi) d\xi, \quad (6)$$

где первое слагаемое — дискретный спектр (под знаком суммы стоят вычеты подынтегральной функции  $\varphi(\xi)$  в полюсах  $\xi_m$ ), второе слагаемое — непрерывный спектр (интегрирование проводится по верхнему берегу разреза справа налево, по нижнему — наоборот). В модовой теории пренебрегают непрерывным спектром, и основное внимание уделяется дискретному спектру, каждое слагаемое которого называют модой. В результате определенных преобразований выражение (6), записанное только через моды, приобретает вид [6]

$$P(r, z, z_0) \approx \frac{iA}{4} \sum_{m=1}^{\infty} \psi_m(z_0) \psi_m(z) H_0^{(1)}(\xi_m r), \quad (7)$$

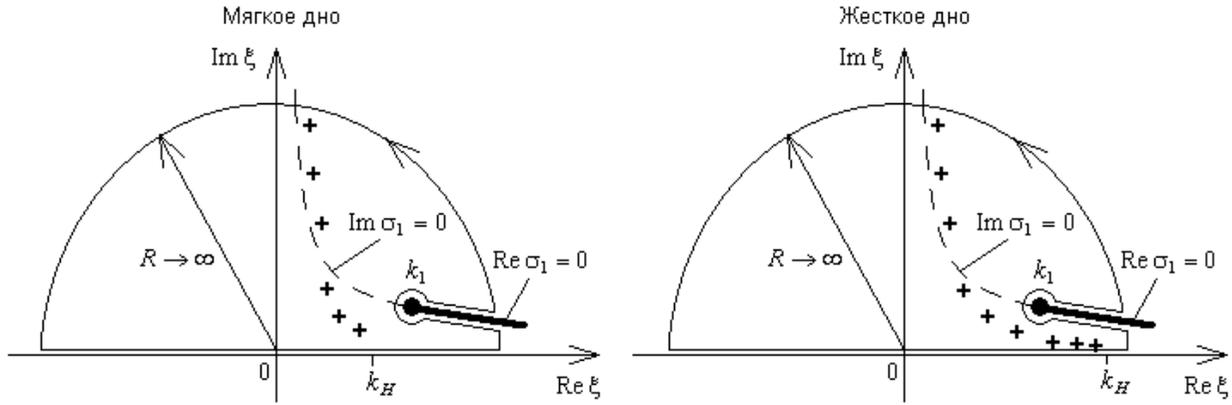


Рис. 1: Контур интегрирования (сплошная тонкая линия), разрез (жирная линия) и полюса (крестики). Расположение полюсов соответствует мягкому дну (рисунок слева) и жесткому дну (рисунок справа). Полюса выше пунктирной линии соответствуют квазиמודам

где  $\psi_m(z)$  и  $\xi_m$  — нормированные собственные функции и собственные значения ( $\xi_m$  — это полюса, рассмотренные выше) задачи Штурма–Лиувилля

$$\begin{aligned} \{d^2/dz^2 + k^2 - \xi_m^2\} \psi_m(z) &= 0, \\ \psi_m(0) &= 0, \quad \psi_m(H) + g_m \frac{d\psi_m}{dz} \Big|_{z=H} = 0, \\ \int_0^H \psi_m^2(z) dz + \frac{g_m \psi_m^2(H)}{2m_1^2} &= 1. \end{aligned} \quad (8)$$

В частном случае для волновода Пекериса собственные функции равны

$$\begin{aligned} \psi_m(z) &= N_m \sin(\sigma_m z), \\ N_m &= \left( \frac{H}{2} + \frac{g_m (m_1^2 + g_m^2 \sigma_m^2)}{2m_1^2 (1 + g_m^2 \sigma_m^2)} \right)^{-1/2}, \end{aligned} \quad (9)$$

отсюда выражение (7) для волновода Пекериса имеет вид

$$P(r, z, z_0) \approx \frac{iA}{4} \sum_{m=1}^{\infty} N_m^2 \sin(\sigma_m z_0) \sin(\sigma_m z) H_0^{(1)}(\xi_m r). \quad (10)$$

Заметим, что при выбранном положении разреза дискретный спектр бесконечен. В случае жесткого дна он включает в себя ограниченное число распространяющихся мод, для которых  $\text{Re}k_1 < \text{Re}\xi_m < k_H$ , где  $k_H = \omega/c_H$ , и бесконечное число вытекающих мод, для которых  $0 < \text{Re}\xi_m < \text{Re}k_1$ . В случае мягкого дна имеются только вытекающие моды при  $0 < \text{Re}\xi_m < k_H$ . Если затухание в дне отсутствует ( $\alpha = 0$ ), то распространяющиеся моды являются незатухающими, т. е. для них  $\text{Im}\xi_m = 0$ . Вытекающие моды всегда затухающие, т. к. для них всегда  $\text{Im}\xi_m > 0$ . При определенных параметрах волновода среди вытекающих мод мо-

гут быть квазиимоды, для которых выполняется условие  $\text{Im}\sqrt{k_1^2 - \xi_m^2} < 0$ . На рис. 1 квазиимодам соответствуют полюса, расположенные выше пунктирной линии  $\text{Im}\sigma_1(\xi) = 0$ . Особенность квазиимод заключается в том, что в дне они растут с увеличением глубины. Эта нереальная на первый взгляд ситуация не мешает использовать квазиимоды для вычисления поля в водном слое, что будет продемонстрировано в данной работе.

Иногда квазиимоды включают в непрерывный спектр, выбирая разрез вдоль линии  $\text{Im}\sigma_1(\xi) = 0$  (разрез типа Юинга–Жардецкий–Пресса [8,10]). В этом случае полюса, расположенные выше линии разреза (т. е. квазиимоды), исчезают с верхнего листа римановой поверхности, переходя на нижний лист. Проявляются квазиимоды в итоге только в непрерывном спектре, а в дискретном спектре остаются «традиционные» моды, затухающие в дне с ростом глубины и расположенные ниже линии разреза (ниже пунктира на рис. 1). Однако вряд ли оправдан такой подход, если непрерывным спектром пренебрегается, а учет только «традиционных» мод не достаточен для удовлетворительного описания поля в водном слое волновода. Поэтому в данной работе квазиимоды включаются в дискретный спектр, что обеспечивается выбором разреза  $\text{Re}\sigma_1(\xi) = 0$  (жирная линия на рис. 1).

Заметим, что выбранное в работе положение разреза соответствует разрезу типа Пекериса [7,8], который проводится вертикально вверх от точки  $k_1$ . Действительно, в обоих случаях разрезы не пересекают цепочку полюсов, поэтому дискретные спектры одни и те же и непрерывные спектры также равны друг другу.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для численных расчетов рассмотрим волновод Пекериса, параметры которого выберем близкими к условиям Баренцева моря в зимнее время: глубина  $H = 120$  м,

$c = 1467$  м/с, плотность воды  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup>. Скорость звука в дне будем варьировать в широких пределах мягкого и жесткого дна:  $c_1 = 100$ – $1700$  м/с, при прочих равных условиях:  $\rho_1 = 1,6$  г/см<sup>3</sup>,  $\alpha = 0,02$ . Расчеты поля будем проводить на частотах  $f = 50$ – $300$  Гц и расстояниях  $r = 0,3$ – $5$  км.

На рис. 2 показан конкретный пример расчета полюсов для мягкого дна. Полюса с номерами 3–9 соответствуют квазимодам. На рис. 3 показан расчет модуля поля  $|P(r, z, z_0)|$  для этого примера по точной формуле (4) и по модовой формуле (10) при суммировании первых двух, трех и четырех мод. Видно, что добавление квазимод улучшает результат расчета поля в водном слое по модовой теории, приближая его к точному значению. Заметим, что квазимоды в дискретном спектре могут существовать как для мягкого, так и для жесткого дна. Поэтому учет квазимод на малых расстояниях от источника в равной степени необходим для мягкого и жесткого дна.

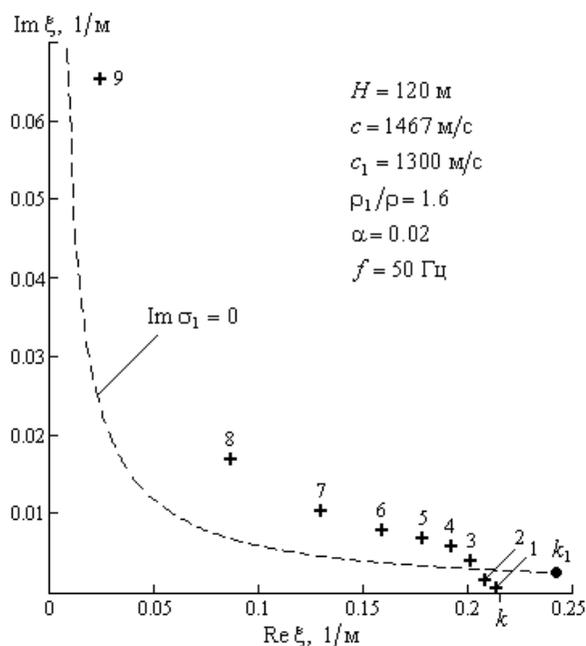


Рис. 2: Картина полюсов при указанных на рисунке параметрах

На рис. 4 приведены расчеты модуля поля на расстоянии 10 м от источника. При расчете по модовой формуле (10) суммировалось необходимое количество мод, при котором картина поля переставала изменяться. Полученные зависимости модуля поля от глубины изображены тонкими линиями и фактически учитывают полный дискретный спектр поля. Жирными линиями изображен точный расчет по интегральной формуле (4), который помимо дискретного спектра включает в себя также непрерывный спектр. Как видно, отличие кривых демонстрирует наличие непрерывного спектра. Он наблюдается и для мягкого, и для жесткого дна, что согласуется с теорией Пекериса [7]. Наи-

большее проявление непрерывного спектра наблюдается при расположении источника и приемника у дна. Как показывают расчеты, при выбранных параметрах задачи на расстояниях более 300 м вклад непрерывного спектра пренебрежимо мал, поэтому в дальнейшем при расчетах поля использовалась формула (10).

Численный анализ показал, что при выбранных параметрах задачи достаточно ограничиться числом мод, определяемым по формуле  $M = \{2H/\lambda\}$ , где фигурные скобки означают целую часть числа,  $\lambda$  – длина волны в водном слое. Данное число мод соответствует количеству незатухающих мод в случае абсолютно жесткого или абсолютно мягкого дна. Для частот 50 и 300 Гц имеем  $M = 8$  и  $M = 49$ . При этом в большинстве случаев можно ограничиться и значительно меньшим числом мод.

Рассмотрим далее интенсивность принимаемого поля, усредненную по всем положениям источника и приемника от 0 до  $H$ :

$$I(r) = \frac{1}{H^2} \int_0^H \int_0^H \frac{|P(r, z, z_0)|^2}{2\rho c(z)} dz dz_0. \quad (11)$$

Подобное усреднение проводилось для волновода Пекериса в рамках лучевой [5] и модовой [2] теорий и приводило к известному приближенному закону затухания — «закону 3/2»:

$$I(r) \approx \frac{I(r_0)}{r_0^{-3/2}} r^{-3/2}. \quad (12)$$

Расчеты, выполненные согласно (11) при различных скоростях звука в дне, приведены на рис. 5. При этом в полученных зависимостях устранена цилиндрическая расходимость, и интенсивность выражена в дБ, т.е. на рис. 5 приведены зависимости  $10 \lg [I(r)/I(r_0)] + 10 \lg (r/r_0)$ , где  $r_0 = 300$  м. Видно, что приближенный закон (12) в целом лучше описывает волноводы с жестким дном. Для мягкого дна зависимость (12) дает в целом завышенные значения. Это объясняется наличием только вытекающих мод в случае мягкого дна, поскольку при этом энергия, уносимая из акустического волновода, больше.

Интересно отметить (см. рис. 5), что при низких частотах и при значениях скорости звука в дне близких к скорости звука в воде интенсивность акустического поля уменьшается с дистанцией не только гораздо сильнее, чем это следует из формулы (12), но и сильнее, чем в свободном пространстве, где  $I(r) = I(r_0)(r/r_0)^{-2}$ . Действительно, в свободном пространстве спадание интенсивности на 3 км должно составить  $-10$  дБ. Однако в волноводе на частоте 50 Гц при  $c_1 = c$  спадание средней интенсивности на 3 км составляет  $-13$  дБ. При этом для мягкого дна при  $c_1 \approx c$  величина спадания интенсивности оказывается ещё больше и достигает предельного значения  $-19$  дБ при  $c_1 = 1430$  м/с. Наблюдаемый

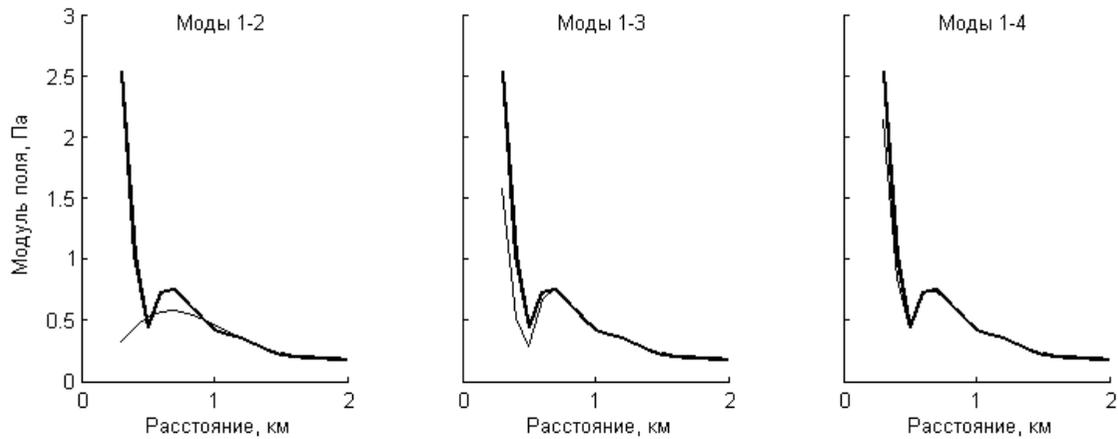


Рис. 3: Расчеты модуля поля при параметрах, указанных на рис. 2, для глубины источника 60 м, глубины приемника 120 м, мощности источника 1 Вт. Точный расчет (жирная линия), модовая теория (тонкая линия)

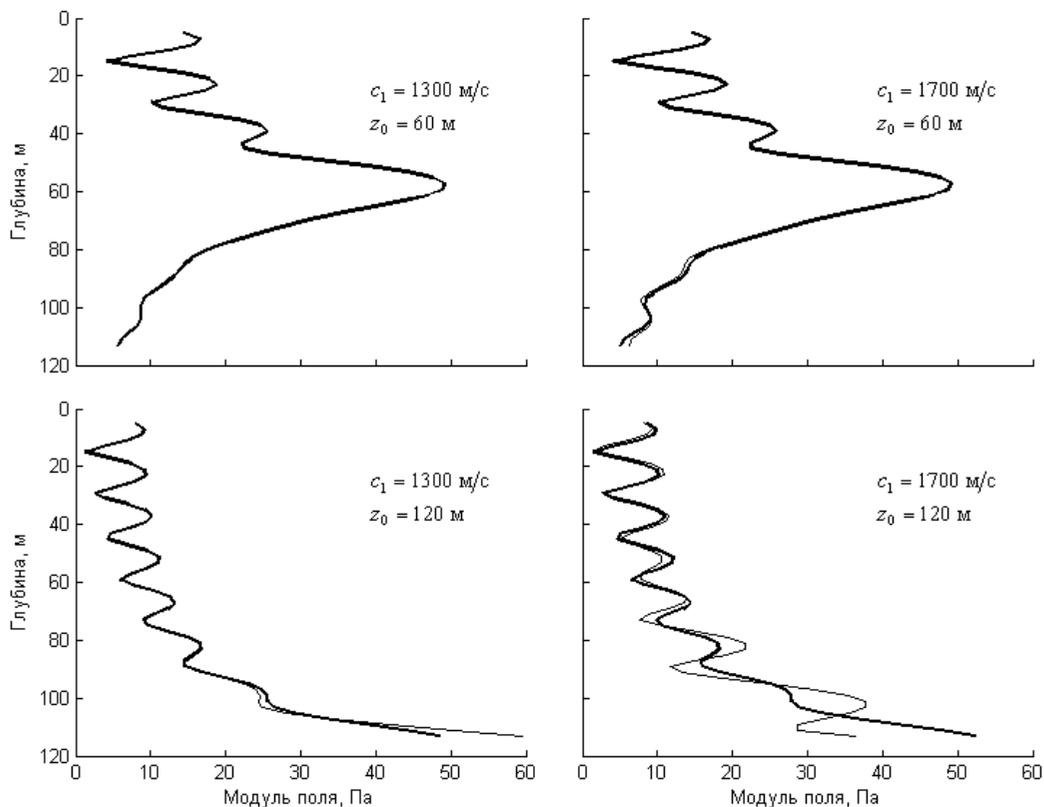


Рис. 4: Расчеты модуля поля на расстоянии 10 м от источника при параметрах, указанных на рис. 2, для скоростей звука в дне 1300 и 1700 м/с, глубин источника 60 и 120 м, мощности источника 1 Вт. Точный расчет по формуле (4) (жирная линия), расчет на основе модовой теории с помощью формулы (10) (тонкая линия)

эффект связан с тем, в этом случае мы в известной степени имеем дело с излучением источника вблизи (на расстояниях сравнимых с длиной волны) отражающей верхней границы, которое, как известно, носит дипольный характер [5]. Напомним, что при дипольном излучении  $I(r) = I(r_0)(r/r_0)^{-4}$ , следовательно, теоретически спадание интенсивности на 3 км может доходить до  $-30$  дБ.

Далее, как это принято в инженерной гидроакустике, аппроксимируем каждую линию, изображенную на рис. 5, прямой линией, чтобы по наклону этой прямой оценить среднее затухание интенсивности при каждом значении частоты и скорости звука в дне:

$$10 \lg [I(r) / I(r_0)] + 10 \lg (r/r_0) \approx -\beta r + d. \quad (13)$$

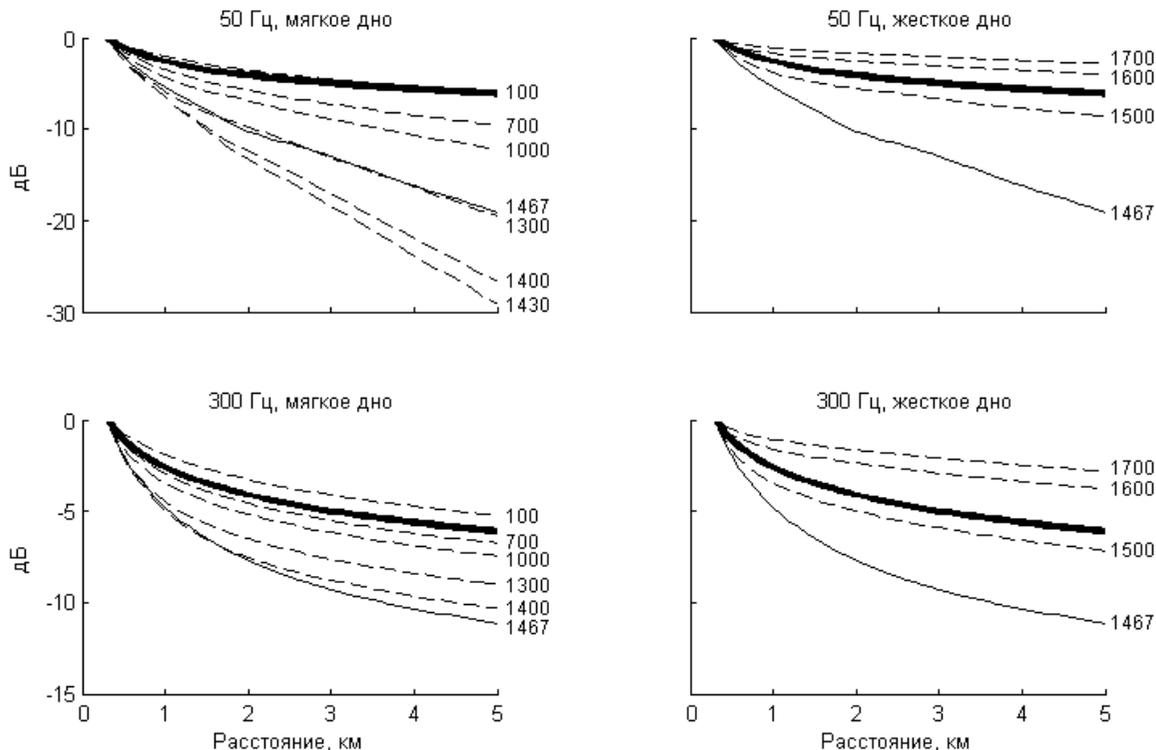


Рис. 5: Спадание средней интенсивности после устранения цилиндрической расходимости для мягкого и жесткого дна. Числа возле графиков показывают значение скорости звука в дне (м/с). Сплошная тонкая линия соответствует равенству скоростей звука в воде и дне (1467 м/с). Жирная линия — зависимость (12)

Коэффициент наклона  $\beta$  будем называть коэффициентом затухания. На рис. 6 показаны полученные зависимости  $\beta$  как функции скорости звука в дне для фиксированных значений частот 50, 70, 100 и 300 Гц. Для соотношения (12) коэффициент затухания, определенный по формуле (13), дает примерно 1 дБ/км. Для мягкого дна величина  $\beta$  монотонно растет при увеличении скорости звука в дне, для жесткого дна — монотонно падает.

Максимум  $\beta$  достигается при примерном равенстве скоростей звука в воде и дне. Наличие максимума объясняется тем, что при  $c_1 \approx c$  коэффициент отражения от дна минимален, поскольку при этом отражение обусловлено только одной причиной — скачком плотности на границе раздела сред. Если же  $c$  заметно отличается от  $c_1$ , причем не важно в какую сторону, то отражение от дна дополнительно усиливается за счет скачка скорости звука.

Величина  $\beta$  растет с уменьшением частоты звука при любых  $c_1$ , но на максимуме рост  $\beta$  сильнее. Объясняется это ростом мнимой части собственных чисел мод с уменьшением частоты звука при любых  $c_1$  и проявлением дипольного характера излучения при  $c_1 \approx c$ . Величина максимума  $\beta$  при уменьшении частоты от 300 до 50 Гц возрастает примерно с 2 до 6 дБ/км. Наблюдается также незначительное смещение положения максимума от точного значения  $c_1 = c$ , увеличивающееся при уменьшении частоты. Как показывают до-

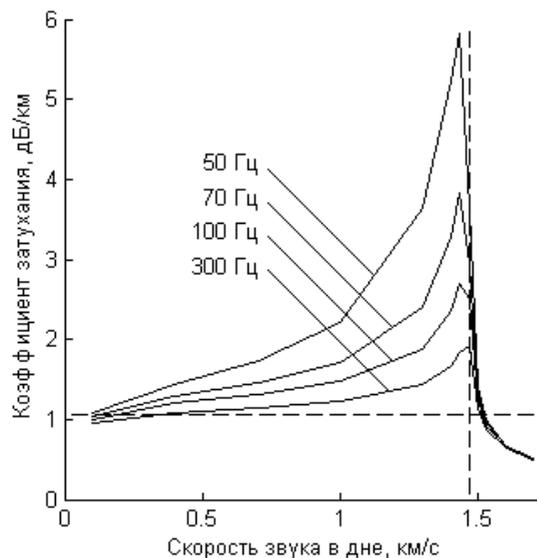


Рис. 6: Зависимость коэффициента затухания от скорости звука в дне. Горизонтальный пунктир показывает значение коэффициента затухания для зависимости (12). Вертикальной пунктирной линией отмечена точка на горизонтальной оси, где имеет место равенство скорости звука в воде и дне

полнительные расчеты, смещение максимума связано с наличием затухания в дне. При выборе параметра

затухания  $\alpha = 0$  смещение максимума отсутствует, а значение максимума  $\beta$  при частоте 50 Гц достигает 10 дБ/км.

Обсудим возможное применение зависимостей  $\beta(c_1)$ , изображенных на рис. 6, для анализа газонасыщенных грунтов. В таких грунтах увеличение содержания в них газа приводит к уменьшению скорости звука в дне. Если заранее известно, что содержание газа достаточно велико и дно мягкое, то это значит, что мы находимся на левой стороне кривых  $\beta(c_1)$ . Следовательно, повышение (понижение) концентрации газа в грунте будет приводить к уменьшению (увеличению) коэффициента затухания. В итоге, по степени затухания звука можно судить, в принципе, об изменении концентрации газа. Для слабо газонасыщенных грунтов, когда дно еще остается жестким, работает та же схема анализа, только мы при этом находимся на правой стороне кривых  $\beta(c_1)$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, присутствие газонасыщенных осадочных пород в мелководных акваториях приводит к изменению затухания низкочастотных акустических волн в водном слое. Причем для типичных условий шельфа в целом можно прогнозировать увеличение затухания по сравнению с акваториями с жестким дном. Изменения в затухании зависят от эффективной скорости звука в дне и особенно заметны при небольших (несколько километров) расстояниях от источника. Это следует учитывать, например, при анализе влияния антропогенных шумов, излучаемых морскими платформами, обеспечивающими добычу углеводородного сырья.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 14-02-00330, 14-05-91180, 12-05-00887-а).

- [1] Эйкал Т. Акустические характеристики морского дна. Акустика морских осадков: Пер. с англ. / Под ред. Л.Хэмптона. С. 407. (М.: Мир, 1977).
- [2] Рожин Ф.В., Тонаканов О.С. Общая гидроакустика. (М.: Изд-во МГУ, 1988).
- [3] Рокос С.И. Газонасыщенные отложения верхней части разреза Баренцево-Карского шельфа: Автореф. дис. канд. геогр. наук: 25.00.28 / Кольский научный центр РАН, Мурманский морской биологический институт. Мурманск, 2009.
- [4] Гончаренко Б.И., Захаров Л.Н. Акуст. журн. **20**. № 4. С. 531. (1974).
- [5] Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. (М.: Наука, 2007).
- [6] Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря. (М.: Наука, 1997).
- [7] Пекерис К. Теория распространения звука взрыва в мелкой воде. Распространение звука в океане: Пер. с англ. / Под ред. Л.М.Бреховских. С. 48. (М.: Изд-во иностранной литературы, 1951).
- [8] Де Санто Дж.А. Теоретические методы в акустике океана. Акустика океана: Пер. с англ. / Под ред. Ю.А.Кравцова. С. 16. (М.: Мир, 1982).
- [9] Свешников А.Г., Тихонов А.Н. Теория функций комплексной переменной. (М.: Физматлит, 2005).
- [10] Ewing W.M., Jardetzky W.S., Press F. Elastic Waves in Layered Media. (N.Y.: McGraw-Hill, 1957).

## Sound propagation in shallow water with a soft bottom

V.A. Grigorev<sup>1,a</sup>, A.A. Lunkov<sup>2,b</sup>, V.G. Petnikov<sup>2,c</sup>

<sup>1</sup>Voronezh State University. Voronezh 394006, Russia

<sup>2</sup>A. M. Prokhorov General Physics Institute RAS. Moscow 119991, Russia

E-mail: <sup>a</sup>grig@box.vsi.ru, <sup>b</sup>landr2004@mail.ru, <sup>c</sup>petniko@kapella.gpi.ru

Low-frequency (50 to 300 Hz) sound propagation in shallow water at the range  $r$  of 0.3 to 5 km from the source is investigated in numerical experiments. Sea bottom is assumed to be a liquid homogeneous medium. It is compared two cases: where the sound speed in the bottom is higher than the sound speed in the water column, and where it is lower (rigid and soft bottoms). Soft bottom is associated with gas-saturated sediments that are situated in the area of natural gas accumulation. Calculations are performed using the normal mode representation of the sound field. Both propagating and leaky modes (including quasi-modes) are taken into account. Averaged range dependencies of intensity  $I$  decay for different frequencies and sound speeds in the bottom are obtained. In the general case, significant deviation from the «3/2 law» ( $I \sim r^{-3/2}$ ) is observed. Maximum deviation takes place for a soft bottom. By approximating the obtained intensity decay dependencies with straight lines on a logarithmic scale, waveguide sound attenuation coefficients  $\beta$  (tangents of the slopes) are estimated as functions of frequency and sound speed in the bottom. It is demonstrated that the value of  $\beta$  increases monotonically with sound speed in a soft bottom and decreases monotonically with sound speed in a rigid bottom. Maximum value of  $\beta$  depends on frequency, and it is reached when sound speed in the bottom is close to its value in water.

PACS: 43.30.Bp

Keywords: shallow water acoustics, sound attenuation in shallow water.

Received 27.10.2014

**Сведения об авторах**

1. Григорьев Валерий Анатольевич — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, тел.: (473) 220-87-48, e-mail: grig@box.vsi.ru.
2. Луньков Андрей Александрович — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, тел.: (499) 503-83-84, e-mail: landr2004@mail.ru.
3. Петников Валерий Георгиевич — докт. физ.-мат. наук, заведующий лабораторией, тел.: (499) 503-83-84, e-mail: petniko@kapella.gpi.ru.