Лучевая структура звукового поля в волноводе со слоем газонасыщенных осадков

М.В. Ярина^{1,2*} А.А. Луньков^{1,2†}

² Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана

Россия, 105005, Москва, 2-ая Бауманская ул. д. 5

(Статья поступила 03.08.2017; Подписана в печать 19.09.2017)

В рамках лучевого подхода получены аналитические выражения для расчета комплексной амплитуды звукового поля в волноводе, где дно представляет собой газонасыщенный слой, лежащий на жидком полупространстве. Скорость звука в воде предполагалась не зависящей от глубины. Лучи были разделены на четыре типа по количеству отражений от верхней и нижней границы. Учитывались разветвления лучей при отражении от границы вода-газонасыщенный слой. С использованием полученных выражений проведены расчеты звукового поля в волноводе глубиной 120 м при различных скоростях звука в слое осадков. Результаты вычислений сравнивались с результатами, полученными лучевым методом для модели волновода с дном — жидким полупространством, имеющим те же параметры, что и осадочный слой. Получены оценки толщины слоя осадков, при которой влиянием нижнего полупространства можно пренебречь.

РАСS: 43.30.Cq УДК: 534.23 Ключевые слова: мелководный волновод, лучевая картина, газонасыщенные осадки.

введение

ные» лучи, так и лучи, заходящие в дно:

На распространение звуковых сигналов в мелководных акваториях в первую очередь влияют характеристики донных осадков, а именно: скорость звука, плотность и коэффициент затухания. Причём первая из них может изменяться в достаточно широких пределах [1]. Обычно скорость звука в осадках превышает аналогичную скорость в воде, однако нередко наблюдается и обратная ситуация, связанная с наличием в дне пузырьков газа (например, в пресноводных озерах, а также на шельфе в районе выхода природного газа). Наличие пузырьков приводит к значительному увеличению сжимаемости, а следовательно и к уменьшению скорости звука. Целью настоящей работы было получение в рамках лучевого подхода аналитического выражения для расчета амплитуды звукового поля в волноводе, где дно представляет собой газонасыщенный слой, лежащий на жидком полупространстве.

1. АМПЛИТУДА ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ВОЛНОВОДЕ С ГАЗОНАСЫЩЕННЫМ СЛОЕМ ОСАДКОВ

Рассмотрим плоскослоистый волновод, изображённый на рис. 1. Для вычисления звукового давления на частоте f на глубине z и расстоянии r от источника звука в рамках лучевого подхода [2, 3] было получено следующее выражение, которое учитывает как «вод $P(f,r,z) = \frac{\exp(ikR_0)}{R_0} - \frac{\exp(ikR_1)}{R_1} + \sum_{U,L} \exp(ikR_{u1} + ik_1R_{d1})S_1(U,L) \sum_i C_{i1}(U,L) - \sum_i \exp(ikR_{u2} + ik_1R_{d2})S_2(U,L) \sum_i C_{i2}(U,L) - \sum_i \exp(ikR_{u3} + ik_1R_{d3})S_3(U,L) \sum_i C_{i3}(U,L) + \sum_{U,L} \exp(ikR_{u4} + ik_1R_{d4})S_4(U,L) \sum_i C_{i4}(U,L).$ (1)

Первые два слагаемых отвечают за вклады прямого и один раз отраженного от верхней границы луча, последующие четыре — за различные комбинации последовательных отражений лучей от верхней границы (воздух-вода) и границ между водой и осадочным слоем и мидким полупространством. $S_j(U,L) = [r \tan(\theta)(\frac{\partial r}{\partial \theta})]_{\theta=\theta_j(U,L)}^{-1/2}$ — множитель, отвечающий за ослабление амплитуды, связанное с геометрическим фактором, U — число отражений от верхней границы (вода-воздух) между первым и последним отражениями от дна, L — число отражений от границы между слоем осадсов и нижним полупространством, $k = 2\pi f/c$ и $k = 2\pi f(1 + i\alpha_1/2)/c_1$ — волновые числа для водного и осадочного слоев, c и c_1 — скорости звука в воде и осадочном слое соответственно.

Длины лучей в воде $(R_{u1}, R_{u2}, R_{u3}, R_{u4})$ и осадочном слое $(R_{d1}, R_{d2}, R_{d3}, R_{d4})$ рассчитываются отдельно по формулам с различными комбинациями знаков

¹Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН

Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, д. 38

^{*}E-mail: marina-malysheva@autorambler.ru

[†]E-mail: lunkov@kapella.gpi.ru



Рис. 1: Траектории распространения первых двух лучей (0, 1) и лучей с однократным прохождением в осадочный слой. Индексами и и d обозначены части лучей, проходящие через водный и осадочный слои соответственно. Отражения от границы вода-осадочный слой на рисунке не показаны

«+» и «-» во втором и третьем слагаемых:

$$R_{u} = \frac{2UH}{\cos(\theta)} + \frac{H \pm z_{s}}{\cos(\theta)} + \frac{H \pm z}{\cos(\theta)},$$

$$R_{d} = \frac{2Lh}{\cos[\arcsin(\frac{c_{1}}{s}\sin(\theta))]},$$
(2)

где z_s — глубина источника, H — глубина водного слоя, h — толщина слоя осадков. При вычислении длин лучей используются углы падения θ , которые являются решениями уравнения:

$$2UH \tan(\theta) + 2Lh \tan[\arcsin(\frac{c_1}{c}\sin(\theta))] + (H \pm z_s) \tan(\theta) + (H \pm z) \tan(\theta) = r. \quad (3)$$

Длина прямого луча вычисляется по формуле: $R_0 = \sqrt{r^2 + (z_s - z)^2}$.

При фиксированных U и L для учета потерь при прохождении и отражении луча от границ находятся коэффициенты, определяемые из законов комбинаторики (рис. 2):

$$C_{i}(U,L) = \frac{(U+1)!}{(U+1-i)!i!} \frac{(L-1)!}{(L-i)!(i-1)!} \times (W_{12}W_{21})^{i}V_{21}^{L-i}V_{12}^{U-i+1}V_{23}^{L}(-1)^{U}, \quad (4)$$

где $i = \overline{\min(1, L)}, \min(U+1, L), V_{12} = \frac{Z_1 - Z}{Z_1 + Z},$ $V_{21} = -V_{12}, W_{12} = 1 + V_{12}, W_{21} = 1 + V_{21}, Z = \frac{\rho c}{\cos(\theta)},$ V_{12} и V_{21} — коэффициенты отражения от границы вода-осадочный слой (сверху и снизу), W_{12} и W_{21} коэффициенты прохождения через эту границу. В случае, когда лучи не проходят в осадочный слой, коэффициент имеет вид: $C_0 = (-1)^U V_{12}^{U+1}$.

УЗФФ 2017



Рис. 2: Представление траекторий лучей для нахождения комбинаторных коэффициентов: *а* — сгруппированные «треугольники», *б* — после одной перестановки

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНЫ ОСАДОЧНОГО СЛОЯ

С помощью полученных формул (1)-(4) было проведено моделирование звукового поля в волноводе при разных толщинах осадочного слоя. Параметры численного эксперимента приведены в табл. 1. Результаты моделирования сравнивались с результатами, полученными для модели волновода, где дно представляет собой жидкое полупространство, обладающее теми же параметрами, что и слой газонасыщенных осадков. Были получены оценки толщины слоя, при которой его можно заменить жидким полупространством. Критерий перехода к модели с полупространством для про-



Рис. 3: Зависимость потерь от расстояния от источника на глубине 60 м для разных толщин осадочного слоя

извольного профиля по глубине имел следующий вид:

$$\max |20 \lg(P_h(r)/P_{h \to \infty}(r))| \le 1 \, \mathrm{d} \mathbb{B}.(5) \tag{5}$$

Здесь P_h и $P_{h\to\infty}$ — модуль звукового давления для модели с конечной и бесконечной толщиной газонасыщенного слоя, соответственно.

Таблица I: Параметры численного моделирования

Частота сигнала f, Гц	1000
Глубина волновода Н, м	120
Скорость звука в водном слое с, м/с	1467
Скорость звука в дне с1, м/с	1800
Плотность воды $ ho$, кг/мі	1000
Плотность газонасыщенного слоя $ ho_1,$ кг/мі	1300
Плотность дна $ ho_2$, кг/мі	1800
Потери в газонасыщенном слое, α_1	0.012
Потери в дне α_2	0

Результаты оценки толщины слоя приводятся в табл. 2. На рис. 3 и 4 показаны иллюстрации разрезов звукового поля и средних потерь при распространении для газонасыщенного слоя, имеющего скорость звука 800 м/с.

Как видно, с увеличением скорости звука в слое увеличивается и толщина слоя, при которой нижним полупространством можно пренебречь, что связано с ростом коэффициента прохождения звука в дно. Отметим, что при скоростях звука в слое, меньших скорости звука в воде, полное отражение наблюдаться не может. Наличие газонасыщенного слоя приводит не только к трансформации интерференционной структуры (рис. 3), но и к возрастанию средних потерь при распространении (рис. 4).

Таблица II: Толщина газонасыщенного слоя, при которой его можно заменить полупространством для разных скоростей звука в слое

Скорость звука в слое c_1 , м/с	Толщина слоя h, м
100	≥ 9
200	≥ 10
400	≥ 13
600	≥ 15
800	≥ 20

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для модели мелководного акустического волновода, представляющего собой однородный водный слой, слой газонасыщенных осадков и дно в виде жидкого полупространства, получены аналитические выражения для амплитуды звукового поля в приближении лучевой теории. С помощью численных экспериментов для частоты 1 кГц в рамках построенной модели показано, что влиянием нижнего полупространства можно пренебречь при толщине слоя не менее 10 м, если расстояние до источника не превышает 500 м.

Работа выполнена при поддержке комплексной Программы ОФН РАН и РФФИ (проекты 16-29-02036 и 16-32-60194 мол_а_дк).





Рис. 4: Зависимость средних потерь от расстояния до источника для разных толщин газонасыщенного слоя, скорость звука в котором равна 800 м/с

- [1] Григорьев В.А., Луньков А.А., Петников В.Г. Акуст. журн. 2015. **61**, № 1. С. 90.
- [2] Бреховских А. М., Лысанов Л. Ю. Теоретические основы акустики океана. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1982.
- [3] Westwood E. K., Vidmar P. J. J. Acoust. Soc. Am. 1981.81, N 4. P. 912.

Ray structure of the sound field in a waveguide with a gas-saturated sedimentary layer

M. V. Yarina^{1,2,a}, A. A. Lunkov^{1,2,b}

¹General Physics Institute of RAS. Moscow, 119991, Russia ²Bauman Moscow State Technical University. Moscow, 105005, Russia E-mail: ^amarina-malysheva@autorambler.ru, ^blunkov@kapella.gpi.ru

Abstract: Using ray approach analytical expressions for the calculation of sound field complex amplitude in a waveguide, where the bottom is represented as a gas-saturated layer laying on a liquid half-space, are derived. Sound speed in water is assumed to be not depending on depth. Rays are classified by quantity of reflection from upper and lower bounds. Ray branching caused by reflections from the bound between water and gas-saturated layer are considered. Using obtained expressions, the calculations of sound field for the 120-m depth waveguide with various sound speeds in sedimentary layer are carried out. The results of these calculations are compared with the results obtained by ray method for a waveguide with a bottom represented as a liquid half-space with the same parameters as the sedimentary layer. The thickness of gas-saturated layer at which we can neglect the influence of lower half-space is estimated.

PACS: 43.30.Cq

Keywords: shallow-water waveguide, beam pattern, gas-saturated precipitation. *Received 2017.*

Сведения об авторах

- 1. Ярина Марина Вадимовна студентка; e-mail: marina-malysheva@autorambler.ru.
- 2. Луньков Андрей Александрович канд. физ.-мат. наук, зав. лабораторией; тел. (499) 503-83-84, e-mail: lunkov@kapella.gpi.ru.