

ВЛИЯНИЕ ОСАДОЧНОГО СЛОЯ ДНА НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ КАУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

© 2023 г. Ю. В. Петухов^а *, Е. Л. Бородин^а **

^аИнститут прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: yuyvetukhov@yandex.ru

**e-mail: borodina@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 29.11.2022 г.

После доработки 31.01.2023 г.

Принята к публикации 22.06.2023 г.

Численным моделированием с использованием модовой теории исследованы закономерности пространственного (по глубине и горизонтальному расстоянию) распределения интенсивности акустического поля, формируемого при многократном взаимодействии каустического пучка со слоистым дном в мелководном океаническом волноводе с открытым ко дну подводным звуковым каналом. Установлено, что при значениях скорости звука у верхней границы в осадочном слое, меньших значения скорости звука у дна в водном слое, возможно формирование многопучковой структуры акустического поля. Выяснено, что, начиная с определенных расстояний, вновь формируемые пучки могут играть основную роль в пространственном распределении интенсивности акустического поля.

Ключевые слова: океанические волноводы, подводные звуковые каналы, тональное излучение, вертикальные антенны, каустические пучки, осадочные слои

DOI: 10.31857/S0320791923600567, **EDN:** QWZYFY

ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1–7], каустический пучок формируется в рефракционном океаническом волноводе около горизонтально выходящего из точечного источника опорного луча модами, горизонты поворота которых ближе всего расположены к глубине погружения источника. Поэтому абсолютный максимум у зависимости коэффициента возбуждения мод от их номера соответствует именно каустическому пучку, который, тем самым, заметно преобладает по интенсивности над другими пучками в пространственном (по глубине и горизонтальному расстоянию) распределении интенсивности акустического поля точечного источника в рефракционном океаническом волноводе [1, 8].

Использование вертикальной антенны с оптимальным размером апертуры позволяет возбуждать только каустический пучок [4] и, тем самым, существенно упрощает корректное исследование закономерностей его распространения в горизонтально однородных [4, 5] и неоднородных [6, 7] по трассе рефракционных океанических волноводах, дно которых моделировалось ранее (см. [5–7]) однородным жидким полупространством. При этом в [7] было установлено, что неровности донного рельефа определенных пространственных масштабов могут приводить к формированию ка-

устическим пучком в океаническом волноводе с открытым ко дну подводным звуковым каналом многопучковой структуры акустического поля, существенно затрудняющей анализ закономерностей распространения акустических сигналов.

Однако, даже из достаточно общего качественного анализа распространения волн в слоистых средах следует (см. [9]), что при наличии осадочного слоя дна в аналогичном [5] океаническом волноводе возможно формирование каустическим пучком также многопучковой структуры акустического поля. Именно поэтому настоящая работа, которая является в определенном смысле продолжением работы [7], и посвящена исследованиям закономерностей, проявляющихся при многократном взаимодействии формируемого вертикальной антенной каустического пучка со слоистым дном в мелководном океаническом волноводе с открытым ко дну подводным звуковым каналом.

МОДЕЛЬ ОКЕАНИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

С целями преемственности и обобщения полученных в [5–7] результатов здесь также воспользуемся простейшей моделью мелководного океанического волновода с открытым ко дну подводным звуковым каналом, описываемым би-

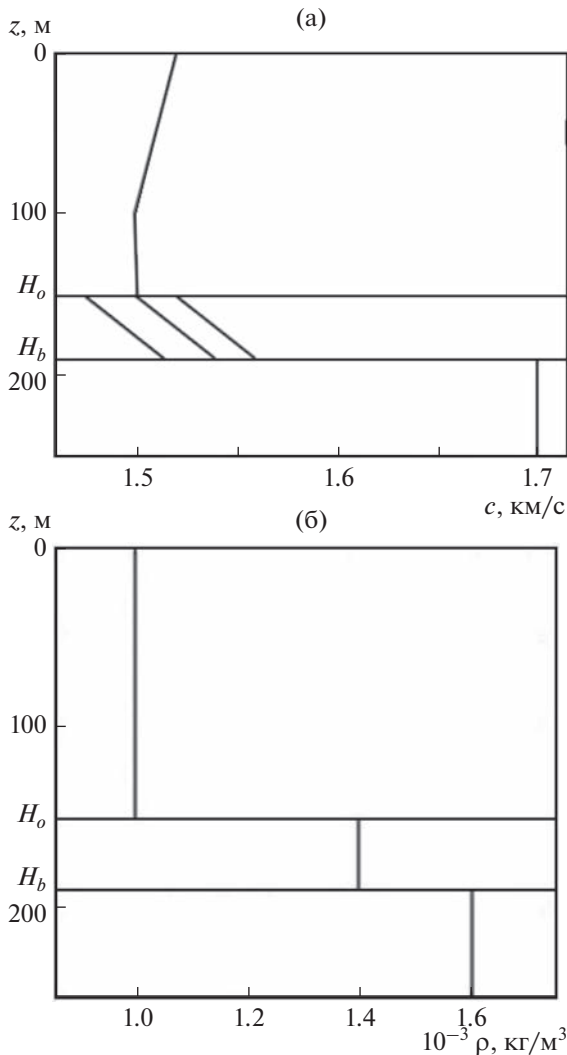


Рис. 1. (а) — Зависимости скорости звука $c(z)$ (1), (2), и (б) — плотности $\rho(z)$ (3) от глубины z в рассматриваемой волноводной системе.

линейной зависимостью скорости звука $c(z)$ от глубины z в его водном слое толщиной H_0 :

$$c(z) = c_0 \begin{cases} 1 + b_1(z_0 - z), & 0 \leq z \leq z_0, \\ 1 + b_2(z - z_0), & z_0 \leq z \leq H_0. \end{cases} \quad (1)$$

Как и в [5–7], входящие в (1) параметры принимают следующие значения:

$$c_0 = 1500 \text{ м/с}, \quad b_1 = 1.33 \times 10^{-4} \text{ м}^{-1}, \\ b_2 = 8 \times 10^{-6} \text{ м}^{-1}, \quad z_0 = 100 \text{ м}, \quad H_0 = 100 \text{ м};$$

поэтому

$$c(0) = c_c = 1520 \text{ м/с}, \quad c(H_0) = c_b = 1500.6 \text{ м/с}.$$

Предположим также, что, как и в [10], скорость звука $c_s(z)$ в жидком осадочном слое толщиной

ΔH описывается простой линейной зависимостью

$$c_s(z) = c_{s0} + \gamma(z - H_0), \quad (2) \\ H_0 \leq z \leq H_b = H_0 + \Delta H,$$

в которой соответствующие величины принимают следующие значения (см. [10]):

$$\gamma = 1 \text{ с}^{-1}, \quad \Delta H = 40 \text{ м}; \quad c_{s0} = 1475 \text{ м/с}, \\ c_s(H_b) = 1515 \text{ м/с}; \quad c_{s0} = 1500 \text{ м/с}, \\ c_s(H_b) = 1540 \text{ м/с}; \quad c_{s0} = 1520 \text{ м/с}, \\ c_s(H_b) = 1560 \text{ м/с}.$$

При этом скорость звука в жидком дне принимает значение $c_g = 1700 \text{ м/с}$ (см. [5–7]). Для наглядности на рис. 1а представлена полная стратификация скорости звука $c(z)$ в рассматриваемой слоистой среде, а на рис. 1б — стратификация плотности

$$\rho(z) = \begin{cases} \rho_0 = 10^3 \text{ кг/м}^3, & 0 \leq z \leq H_0, \\ \rho_s = 1.4\rho_0, & H_0 \leq z \leq H_b, \\ \rho_g = 1.6\rho_0, & z \geq H_b. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь следует отметить, что скорость звука у верхней границы в осадочном слое c_{s0} может быть меньше скорости звука у дна c_b в водном слое и в существенно глубоководных океанических волноводах (почти на 3%, см. [11, 12]), поэтому приведенные ниже результаты исследований будут справедливы и для глубоководных океанических волноводов с открытым ко дну подводным звуковым каналом (см. [13]).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Как и в [5–7], при формировании каустического пучка в рассматриваемом океаническом волноводе (1)–(3) (см. рис. 1) воспользуемся вертикальной антенной с оптимальным размером апертуры $L = 7.5 \text{ м}$ (см. [4]), состоящей из $N = 31$ точечных источников, синфазно излучающих тональный акустический сигнал с частотой $f = 3 \text{ кГц}$ и расположенных по глубине с интервалом $\Delta z = \lambda_0/2 = c_0/(2f) = 0.25 \text{ м}$. Именно в этом случае, при расположении центра антенны на глубине $0 < z_s < z_0$ в верхнем термоклине, следует ожидать формирования только одного каустического пучка в пространственной области $0 < r < D_s/2$; здесь r — горизонтальное расстояние, D_s — длина цикла опорного луча, выходящего горизонтально из центра антенны.

При проведении соответствующих численных расчетов воспользуемся модовым представлением для поля в волноводе (см. [14]).

На рис. 2–5 представлены результаты численного моделирования зависимостей от номера моды l пространственного периода интерференции соседних мод (см. рис. 2)

$$R_{l,l+1} = \frac{2\pi}{k_l - k_{l+1}} \quad (4)$$

с соответствующими горизонтальными волновыми числами k_l и k_{l+1} и нормированного коэффициента возбуждения мод

$$A_l(l) = \frac{|B_l|^2}{\max\{|B_l|^2\}} \quad (5)$$

с амплитудами B_l , а также пространственного (по глубине и горизонтальному расстоянию) распределения нормированной на геометрическое расхождение волнового фронта интенсивности $J_0(r, z) = rJ(r, z)$ акустического поля (см. рис. 3а, 4а, 5а) и усредненной зависимости

$$\bar{J}_0(r, z = z_0) = \frac{1}{\Delta r} \int_{r-\Delta r/2}^{r+\Delta r/2} J_0(r, z = z_0) dr \quad (6)$$

при $\Delta r = H_0$. На основании этих рисунков можно сделать следующие выводы.

При значении $c_{s0} = c_f$ рефрагированные в верхнем термоклине моды формируются в основном водным слоем океанического волновода $0 < z \leq H_0$, поэтому, как и в отсутствие осадочного слоя (см. [5]), в соответствующем диапазоне номеров мод $l_b \leq l \leq l_f$, расположенном на рис. 2 между двумя вертикальными штриховыми линиями, имеет место широкий гладкий минимум у зависимости $R_{l,l+1}(l)$ (4) (см. рис. 2а). Поскольку при $z_s = 40$ м в этом диапазоне номеров мод $l_b \leq l \leq l_f$ расположен и абсолютный максимум у зависимости $A_l(l)$ (5) (см. рис. 2а), то пространственная расходимость соответствующего ему акустического пучка остается практически такой же (см. рис. 3), как и в отсутствие осадочного слоя (см. [5]). Здесь следует отметить, что при $c_{s0} = c_f$ относительно острые экстремумы присутствуют у зависимости $R_{l,l+1}(l)$ (4), имеющей осцилляторный характер на фоне естественного общего спада, лишь в диапазоне номеров $l > l_f$, отвечающих взаимодействующим со свободной поверхностью и рефрагированным в осадочном слое модам (см. рис. 2а).

По мере уменьшения значения скорости звука у верхней границы в осадочном слое $c_0 \leq c_{s0} < c_f$ у зависимости $R_{l,l+1}(l)$ (4) в диапазоне номеров $l_b \leq l \leq l_f$ мод на фоне основного гладкого минимума начинают заметно проявляться относительно острые экстремумы (см. рис. 2б), которым, соглас-

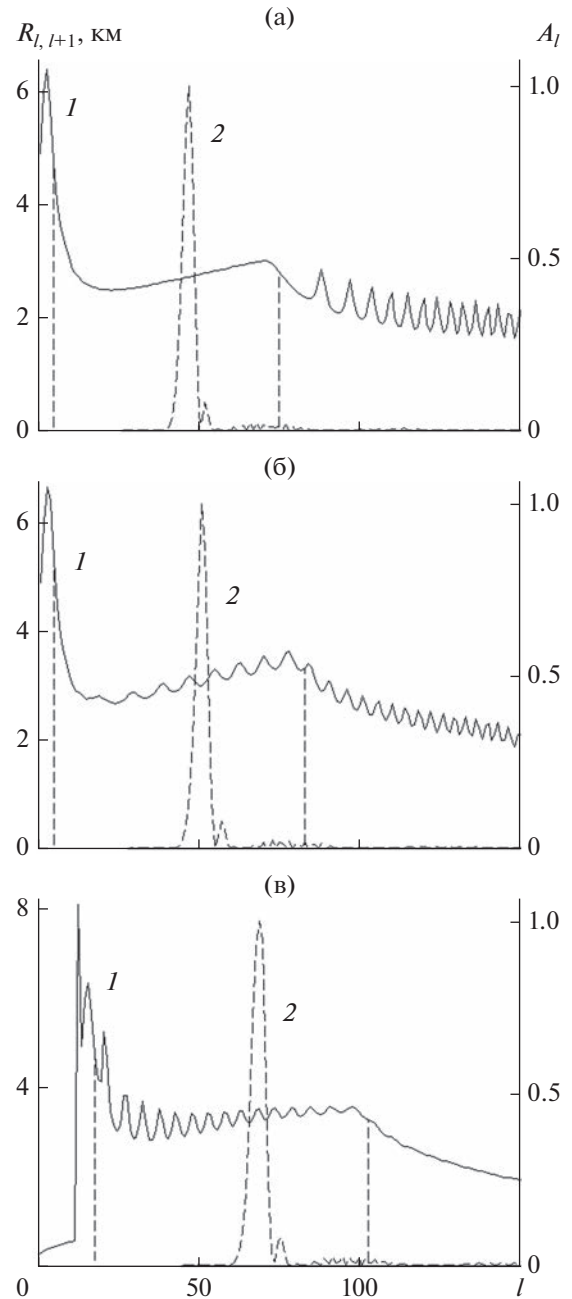


Рис. 2. Зависимости от номера моды l пространственного периода интерференции соседних мод $R_{l,l+1}(l)$ (4) (кривая 1) и нормированного коэффициента возбуждения мод $A_l(l)$ (5) ($z_s = 40$ м, кривая 2) при различных значениях скорости звука у верхней границы в осадочном слое: (а) — $c_{s0} = 1520$ м/с; (б) — $c_{s0} = 1500$ м/с; (в) — $c_{s0} = 1475$ м/с. Вертикальными штриховыми линиями отмечен диапазон номеров мод $l_b \leq l \leq l_f$, рефрагированных в верхнем термоклине.

но полученным в [15] результатам, могут соответствовать слаборасходящиеся пучки. Поэтому уже при $c_{s0} = c_0$ заметно возрастает пространственная расходимость каустического пучка, и при

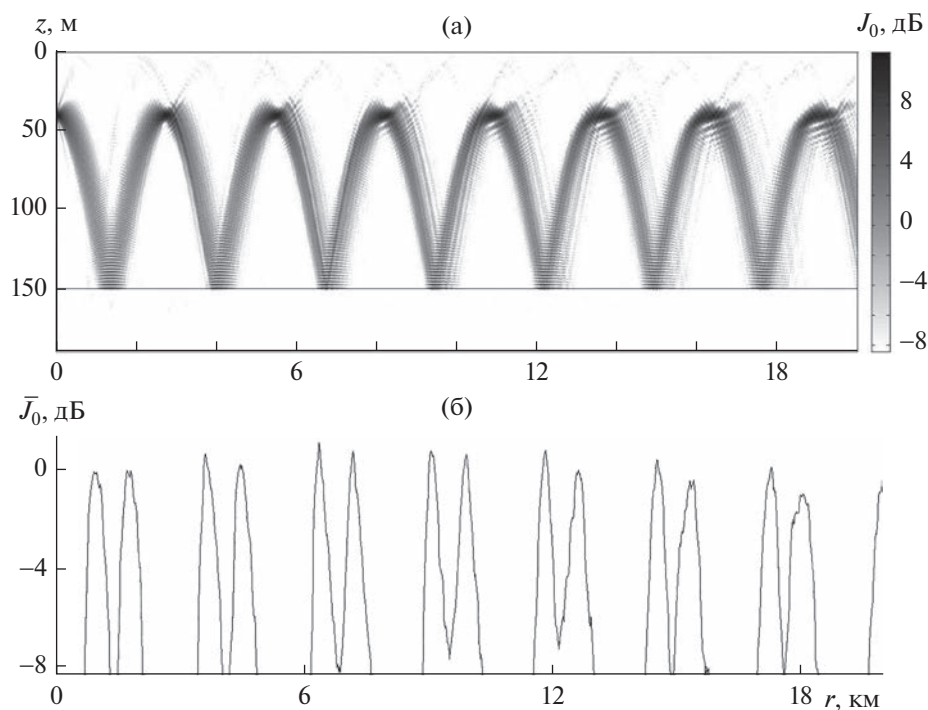


Рис. 3. (а) – Пространственное (по глубине z и горизонтальному расстоянию r) распределение нормированной на геометрическое расхождение волнового фронта интенсивности $J_0(r, z) = rJ(r, z)$ акустического поля, а также (б) – зависимость усредненной интенсивности $\bar{J}_0(r, z = z_0)$ (б) при $z_s = 40$ м и $c_{s0} = 1520$ м/с.

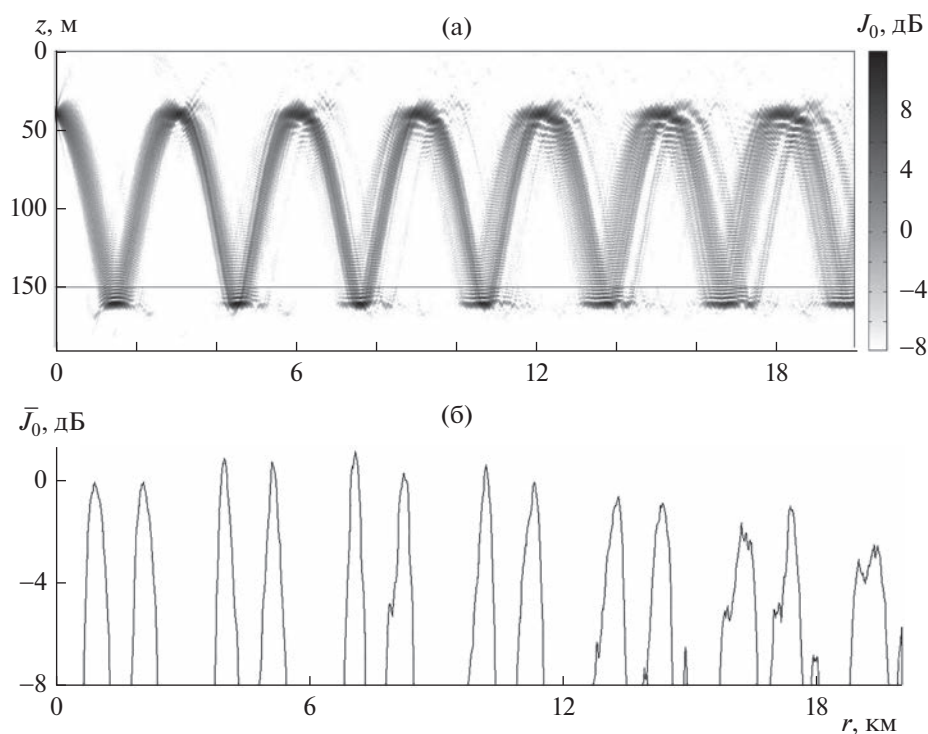


Рис. 4. (а) – Пространственное (по глубине z и горизонтальному расстоянию r) распределение нормированной на геометрическое расхождение волнового фронта интенсивности $J_0(r, z) = rJ(r, z)$ акустического поля, а также (б) – зависимость усредненной интенсивности $\bar{J}_0(r, z = z_0)$ (б) при $z_s = 40$ м и $c_{s0} = 1500$ м/с.

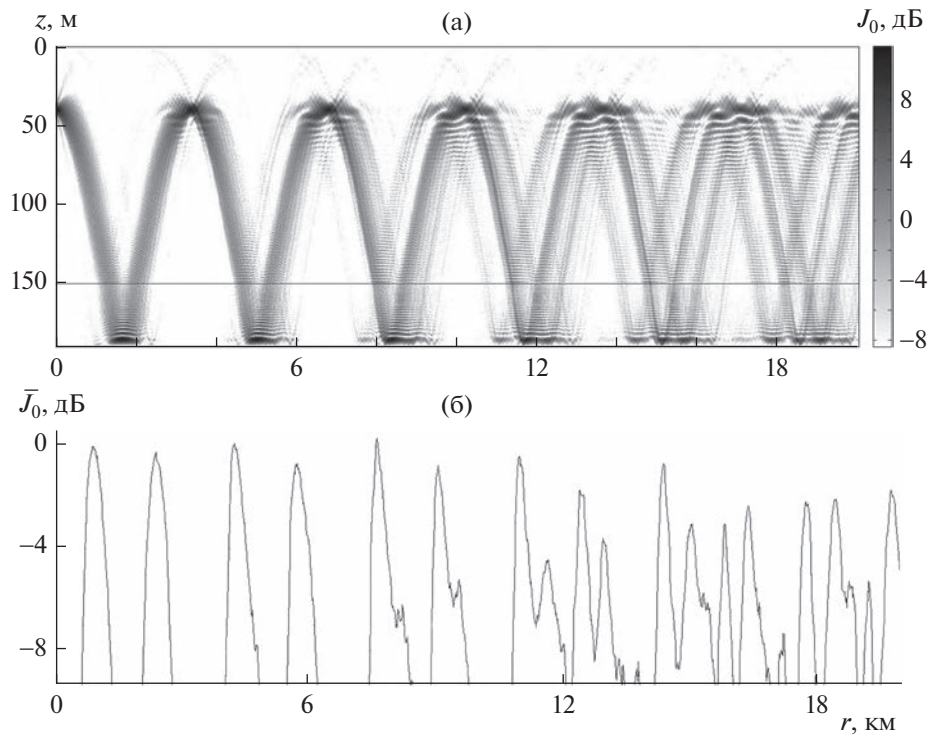


Рис. 5. (а) – Пространственное (по глубине z и горизонтальному расстоянию r) распределение нормированной на геометрическое расхождение волнового фронта интенсивности $J_0(r, z) = rJ(r, z)$ акустического поля, а также (б) – зависимость усредненной интенсивности $\bar{J}_0(r, z = z_0)$ (б) при $z_s = 40$ м и $c_{s0} = 1475$ м/с.

$z_s = 40$ м наблюдается формирование второго пучка, нормированная интенсивность которого $\bar{J}_0(r, z_0)$ (б) увеличивается с расстоянием (см. рис. 4). Одновременно с этим уменьшается амплитуда осцилляций у зависимости $R_{l,l+1}(l)$ (4) в диапазоне номеров мод $l > l_f$ (см. рис. 2б).

При дальнейшем уменьшении значения $c_{s0} < c_0$ уменьшается период и возрастает амплитуда осцилляций у зависимости $R_{l,l+1}(l)$ (4) в характерном для каустического пучка диапазоне номеров $l_b \leq l \leq l_f$ мод (см. рис. 2в), вследствие чего характерные относительные экстремумы становятся более острыми (см. рис. 2в). Поэтому существенно возрастает пространственная расходимость каустического пучка и наблюдается формирование уже нескольких пучков (см. рис. 5), нормированная интенсивность которых заметно увеличивается с расстоянием (см. рис. 5б). При этом, начиная с определенных расстояний $r > 15$ км, вновь формируемые пучки могут преобладать по интенсивности над каустическим пучком (см. рис. 5). Вполне естественно, что при $c_{s0} = 1475$ м/с (т.е. при $c_s(H_b) = 1515$ м/с $< c_f$) осцилляторный характер зависимости $R_{l,l+1}(l)$ при $l > l_f$ практически исчезает (см. рис. 2в), поскольку отсутствуют

взаимодействующие со свободной поверхностью и рефрагированные в осадочном слое моды.

При $c_{s0} < c_f$ наличие у $R_{l,l+1}(l)$ характерных осцилляций в диапазоне номеров мод $l_b \leq l \leq l_f$ (см. рис. 2б, 2в) приводит к тому, что при фиксированном значении c_{s0} количество вновь формирующихся пучков зависит также и от положения в этом диапазоне изменения l соответствующего каустическому пучку абсолютного максимума у $A_l(l)$, т.е. от глубины центра антенны z_s . Очевидно, что при расположении такого максимума у $A_l(l)$ вблизи значений l , где имеют место наиболее резкие изменения зависимости $R_{l,l+1}(l)$ (см. рис. 2б, 6), существенно возрастает пространственная расходимость каустического пучка и увеличивается количество вновь формируемых пучков (см. рис. 4, 7).

Следует также обратить внимание на тот факт, что при $c_0 < c_{s0} < c_f$ нормированная интенсивность $\bar{J}_0(r, z = z_0)$ (6) каустического пучка незначительно (на 1 дБ) возрастает в области горизонтальных расстояний $0 < r < 8$ км (см. рис. 3б, 4б) из-за сближения соответствующих частей каустик (см. [5]), около которых формируется каустический пучок (см. [3]). За пределами этой об-

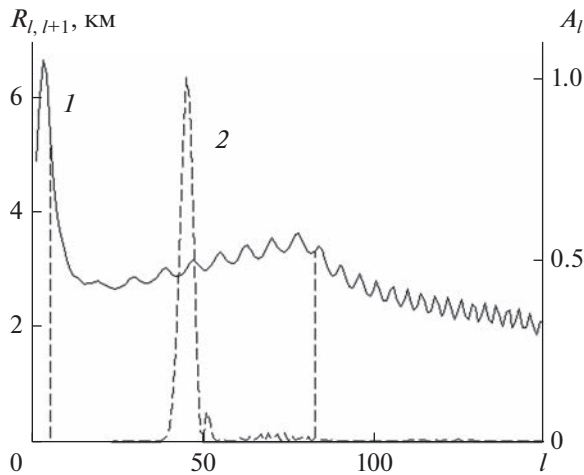


Рис. 6. Зависимости от номера моды l пространственного периода интерференции соседних мод $R_{l,l+1}(l)$ (4) (кривая 1) и нормированного коэффициента возбуждения мод $A_l(l)$ (5) ($z_s = 47$ м, кривая 2) при $c_{s0} = 1500$ м/с. Вертикальными штриховыми линиями отмечен диапазон номеров $l_b \leq l \leq l_f$ мод, рефрагированных в верхнем термоклине.

ласти расстояний $r > 8$ км начинает преобладать уже пространственная расходимость каустического пучка, приводящая к уменьшению зависимости $\bar{J}_0(r, z = z_0)$, причем более заметному при

меньших значениях c_{s0} (см. рис. 3б, 4б). Естественно, что дальнейшее уменьшение значения $c_{s0} < c_0$ приводит к полному отсутствию такого поведения $\bar{J}_0(r, z = z_0)$ у каустического пучка при $0 < r < 8$ км и более резкому спаданию этой зависимости в пространственной области $r > 8$ км (см. рис. 5б).

Здесь остается лишь отметить, что учет затухания мод в осадочном слое дна (см. [10]) не оказывает какого-либо принципиального влияния на проявление установленных выше закономерностей при формировании каустическим пучком многопучковой структуры в пространственном (по глубине и горизонтальному расстоянию) распределении интенсивности акустического поля в рассматриваемом океаническом волноводе. Однако, как следует из сравнения представленных на рис. 7, 8 результатов численных расчетов, потери акустической энергии в слоистом дне существенно уменьшают интенсивность акустического поля в соответствующих пучках, что потребует значительного расширения динамического диапазона приемных устройств для наблюдения характерных закономерностей в поведении зависимостей $J_0(r, z)$ и $\bar{J}_0(r, z_0)$ (см. рис. 8).

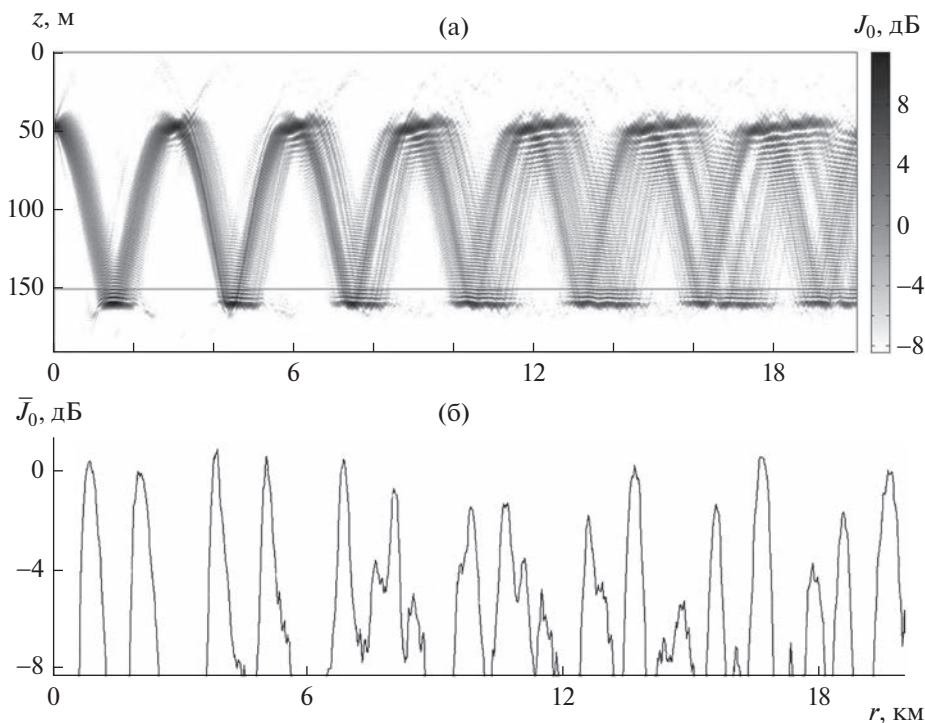


Рис. 7. (а) – Пространственное (по глубине z и горизонтальному расстоянию r) распределение нормированной на геометрическое расхождение волнового фронта интенсивности $J_0(r, z) = rJ(r, z)$ акустического поля, а также (б) – зависимость усредненной интенсивности $\bar{J}_0(r, z = z_0)$ (б) при $z_s = 47$ м и $c_{s0} = 1500$ м/с.

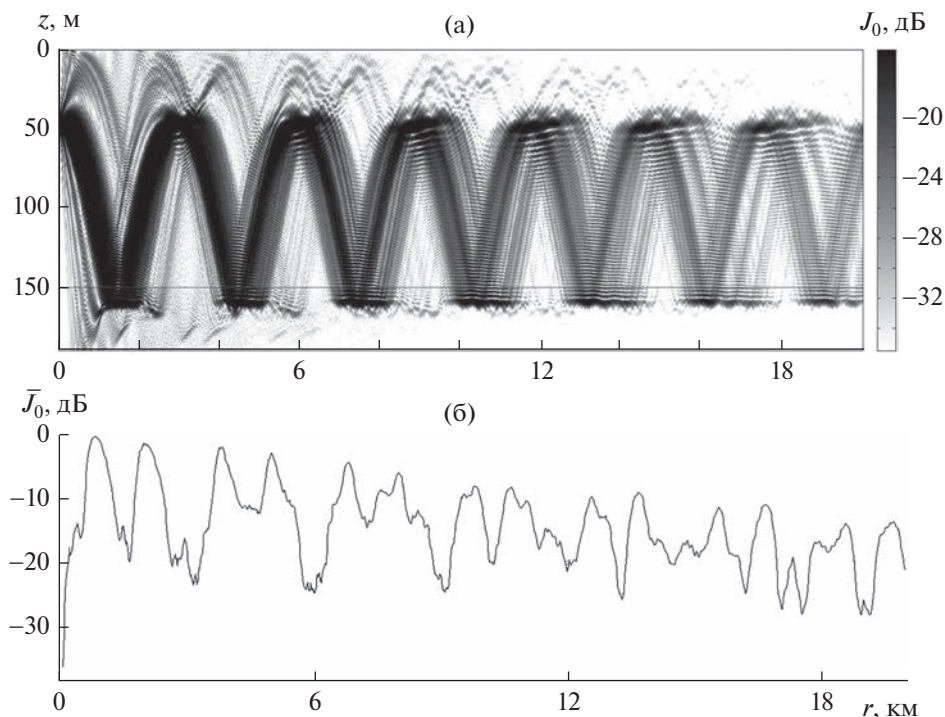


Рис. 8. (а) — Пространственное (по глубине z и горизонтальному расстоянию r) распределение нормированной на геометрическое расхождение волнового фронта интенсивности $J_0(r, z) = rJ(r, z)$ акустического поля, а также (б) — зависимость усредненной интенсивности $\bar{J}_0(r, z = z_0)$ (б) при $z_s = 47$ м и $c_{s0} = 1500$ м/с и наличии поглощения в осадочном слое и дне с коэффициентами $\beta_s = \beta_g = 0.002$ дБ/(м кГц) [10].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем полученные в настоящей работе основные результаты исследований и следующие из них выводы.

С использованием модовой теории исследования закономерности пространственного (по глубине и горизонтальному расстоянию) распределения интенсивности акустического поля, формируемого при многократном взаимодействии каустического пучка со слоистым дном мелководного океанического волновода с открытым ко дну подводным звуковым каналом. При этом были получены представляющие интерес результаты.

При значениях скорости звука у верхней границы в осадочном слое, меньших значения скорости звука в водном слое у дна, полем многократно взаимодействующего со слоистым дном каустического пучка возможно формирование многопучковой структуры. Такая многопучковая структура заметнее всего проявляется в пространственном распределении интенсивности акустического поля при расположении соответствующего каустическому пучку абсолютного максимума коэффициента возбуждения мод в диапазоне изменения их номеров, где имеют место относительно резкие вариации периода интерференции рефрагированных в термоклин мод.

С ростом горизонтального расстояния нормированная на геометрическое расхождение волнового фронта интенсивность акустического поля уменьшается в каустическом пучке и увеличивается во вновь формируемых пучках, в результате чего, начиная с определенных расстояний, они могут преобладать в пространственном распределении интенсивности акустического поля.

Формируемая каустическим пучком многопучковая структура акустического поля проявляется заметнее всего с уменьшением значения скорости звука у верхней границы в осадочном слое дна, поскольку в соответствующем диапазоне изменения номеров мод увеличиваются относительно резкие вариации их пространственного периода интерференции.

Поглощение акустической энергии в осадочной толще дна не оказывает принципиального влияния на проявление установленных закономерностей, поскольку приводит лишь к дополнительному уменьшению интенсивности акустического поля в каждом пучке в соответствующих пространственных областях океанического волновода.

Данное исследование выполнено в рамках госзаданий ИПФ РАН по темам № 0030-2021-0009 и № 0030-2021-0017.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петухов Ю.В. Звуковой пучок с минимальной геометрической расходимостью волнового фронта по трассе распространения в стратифицированном океаническом волноводе // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 1. С. 111–120.
2. Петухов Ю.В. Формирование преобладающих по интенсивности узких звуковых пучков в стратифицированных океанических волноводах // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 5. С. 807–813.
3. Петухов Ю.В., Абросимов Д.И., Бородин Е.Л. Каустики и слаборасходящиеся пучки лучей в стратифицированных океанических волноводах // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 3. С. 367–374.
4. Петухов Ю.В., Бурдуковская В.Г. Формирование каустических пучков в рефракционном океаническом волноводе // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 4. С. 490–499.
5. Петухов Ю.В., Бурдуковская В.Г., Бородин Е.Л. Формирование слаборасходящегося каустического пучка в открытом ко дну подводном звуковом канале // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 1. С. 59–72.
6. Петухов Ю.В., Бурдуковская В.Г., Бородин Е.Л. Каустические и слаборасходящиеся пучки в горизонтально неоднородных океанических волноводах // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 2. С. 181–197.
7. Петухов Ю.В., Бородин Е.Л. Влияние неровностей дна на распространение каустических пучков в океанических волноводах // Акуст. журн. 2021. Т. 67. № 5. С. 505–513.
8. Абросимов Д.И., Петухов Ю.В. Влияние дифракционных эффектов на формирование слаборасходящихся пучков в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 4. С. 437–447.
9. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
10. Hamilton E.L. Compressional-wave attenuation in marine sediments // Geophysics. 1972. V. 37. № 4. P. 620–646.
11. Голубев В.Н., Петухов Ю.В., Шаронов Г.А. Исследование акустических характеристик верхнего осадочного слоя в глубоком океане // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 1. С. 200–201.
12. Голубев В.Н., Петухов Ю.В. Параметры звукового канала в осадочном слое глубоководного океанического волновода // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 1. С. 196–202.
13. Бурлакова И.Б., Голубев В.Н., Петухов Ю.В., Славинский М.М. Зоны повышенной озвученности вблизи поверхности открытого ко дну подводного звукового канала в глубоком океане // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 2. С. 362–364.
14. Porter M.B. The KRAKEN Normal Mode Program // 2001. 207 p. https://oalib-acoustics.org/website_resources/AcousticsToolbox/manual/kraken.html
15. Петухов Ю.В. Лучевые и дифракционные слаборасходящиеся пучки в океанических волноводах // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 3. С. 409–419.