

ФОРМИРОВАНИЕ СЛАБОРАСХОДЯЩЕГОСЯ КАУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА В ОТКРЫТОМ КО ДНУ ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

© 2017 г. Ю. В. Петухов, В. Г. Бурдуковская, Е. Л. Бородина

*Институт прикладной физики РАН
603950 Н. Новгород, ул. Ульянова 46*

E-mail: yuvpetukhov@yandex.ru; b.vg@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 13.01.2016 г.

С использованием геометроакустического приближения и модовой теории применительно к простейшей модели открытого ко дну подводного звукового канала в виде билинейной зависимости квадрата показателя преломления от глубины исследованы закономерности, проявляющиеся при формировании и распространении каустических и слаборасходящихся пучков. Установлено, что при расположении центра излучающей тональный сигнал вертикальной антенны на определенной критической глубине формирующийся около горизонтально выходящего из ее центра опорного луча, преобладающий по интенсивности многомодовый каустический пучок является одновременно и самым слаборасходящимся пучком. Показано, что опорному лучу такого слаборасходящегося каустического пучка соответствует наиболее гладкий минимум у зависимости длины цикла лучей от их угла выхода из центра антенны и горизонт поворота на характерной для данного океанического волновода критической глубине.

Ключевые слова: океанические волноводы, подводные каналы, вертикальные антенны, тональное излучение, каустические пучки, слаборасходящиеся пучки.

DOI: 10.7868/S0320791916060149

ВВЕДЕНИЕ

В [1] рассмотрены закономерности, проявляющиеся при формировании пространственной интерференционной структуры акустического поля, возбуждаемого в приповерхностном звуковом канале вертикальной антенной, состоящей из синфазно излучающих тональный сигнал точечных источников. При этом с целью упрощения аналитических расчетов, результаты которых использовались при интерпретации закономерностей, установленных численным моделированием соответствующих процессов, в [1] выбиралась простейшая модель канала в виде линейной зависимости квадрата показателя преломления от глубины. В рамках такой модели у зависимости длины цикла лучей от лучевого параметра, обратно пропорционального фазовой скорости акустических волн вдоль лучей, отсутствуют гладкие экстремумы, характеризующие формирование слаборасходящихся пучков [2]. Поэтому в [1] у зависимости длины цикла лучей от угла выхода из источника существовал лишь один гладкий минимум при нулевом значении этого угла и отсутствовали какие-либо качественные изменения этой зависимости при изменении глубины погружения источника излучения. Вследствие этого геометрическая и дифракционная расходимости формируемого антенной многомодового каусти-

ческого пучка монотонно возрастали с приближением центра антенны к оси канала, т.е. к поверхности.

Однако при определенных условиях изменения с глубиной скорости звука [2, 3] у зависимости длины цикла лучей от лучевого параметра появляются гладкие экстремумы. Их существование приводит к принципиально значимым различиям в поведении зависимости длины цикла однотипных лучей от угла выхода из источника в определенных диапазонах изменения его глубины и, тем самым, к существенному влиянию глубины центра антенны на формирование и распространение многомодовых каустических пучков, приводящему к немонотонному изменению их расходимости.

Настоящая работа, в которой продолжены начатые в [1] исследования, посвящена изучению влияния глубины погружения излучающей тональный сигнал вертикальной антенны на формирование поля однотипными модами и распространение многомодовых акустических пучков в океаническом волноводе, в котором выполняются условия существования слаборасходящихся пучков [2, 3]. При этом рассматривается волновод с открытым ко дну подводным звуковым каналом, характерным, в основном, для относительно мелководных районов океана [4], хотя нередко

имеющим место и в относительно глубоководных районах океана [5].

КАУСТИЧЕСКИЕ И СЛАБОРАСХОДЯЩИЕСЯ ПУЧКИ ЛУЧЕЙ

Для решения поставленной задачи рассмотрим сначала с использованием геометроакустического приближения достаточно общие закономерности, которые могут проявляться в лучевой структуре акустического поля точечного источника тонального излучения в стратифицированном по глубине океаническом волноводе. Предположим, что в водном слое океанического волновода толщиной H квадрат показателя преломления акустических волн $n^2(z)$ достаточно плавно [6] изменяется с глубиной z как выше $n_1^2(z)$, так и ниже $n_2^2(z)$ оси канала, расположенной на глубине $z = z_0$:

$$n^2(z) = \begin{cases} n_1^2(z), & 0 \leq z \leq z_0, \\ n_2^2(z), & z_0 \leq z \leq H. \end{cases} \quad (1)$$

Поскольку же при дальнейшем рассмотрении основной интерес будут представлять лучи, углы падения которых на дно превышают угол полного внутреннего отражения, то здесь воспользуемся простейшей моделью дна в виде однородного жидкого полупространства с плотностью среды ρ_g и скоростью звука c_g . Тогда, предполагая выполненными условия применимости геометроакустического приближения [6], определим интенсивность акустического поля

$$J(\beta, r) = \frac{J_0 R_0^2 \beta}{\gamma_s \gamma r \left| \frac{\partial r}{\partial \beta} \right|} \quad (2)$$

вдоль траектории

$$r = mD(\beta) + \mu_1 D(\beta, z_s) + \mu_2 D(\beta, z) \quad (3)$$

каждого луча с углом скольжения $\chi_0 = \chi(z_0)$ на оси канала. Здесь r – горизонтальное расстояние, проходимое лучом с фиксированным значением лучевого параметра $\beta = \cos \chi_0$:

$$D(\beta) = 2\beta \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\gamma} \quad (4)$$

– длина цикла луча, достигающего минимальной z_1 и максимальной z_2 глубин при расположении источника на глубине z_s :

$$D(\beta, z) = \beta \int_{z_1}^z \frac{dz}{\gamma}, \quad \gamma = \sqrt{n^2(z) - \beta^2}, \quad \gamma_s = \gamma(z_s), \quad (5)$$

$m = 0, 1, \dots$ – целое число циклов соответствующего луча, выходящего из источника вниз

$\chi_s = \chi(z_s) < 0$, $\mu_1 = -1$ или вверх $\chi_s > 0$, $\mu_1 = 1$ и приходящего в точку приема сверху $\chi < 0$, $\mu_2 = 1$ или снизу $\chi > 0$, $\mu_2 = -1$:

$$\sin \chi_s = \mu_1 \frac{\gamma_s}{n(z_s)}, \quad \sin \chi = -\mu_2 \frac{\gamma}{n(z)}; \quad (6)$$

J_0 – интенсивность акустического поля, создаваемая точечным источником в однородной среде на сферической поверхности радиуса R_0 .

Предположим теперь, что зависимость $D(\beta)$ имеет гладкий экстремум при определенном значении $\beta = \beta_c$:

$$\left(\frac{dD}{d\beta} \right) \Big|_{\beta=\beta_c} = 0, \quad \left(\frac{d^2D}{d\beta^2} \right) \Big|_{\beta=\beta_c} \neq 0, \quad (7)$$

которому отвечает соответствующее значение угла выхода луча из источника:

$$\chi_s = \chi_{sc} = \mu_1 \arccos \left(\frac{\beta_c}{\beta_s} \right), \quad \beta_s = n(z_s). \quad (8)$$

В такой ситуации представляет интерес исследовать изменение интенсивности акустического поля $J(\beta, r)$ (2) вдоль лучей, формирующих пучки около опорных лучей со следующими значениями лучевого параметра:

$$\beta = \beta_s \neq \beta_c, \quad (9)$$

$$\beta = \beta_s = \beta_{sc} = \beta_c, \quad (10)$$

$$\beta = \beta_c \neq \beta_s, \quad (11)$$

поскольку такое поведение $J(\beta, r)$ будет характеризовать скорость геометрической расходимости соответствующих пучков лучей.

Остановимся сначала на рассмотрении геометрической расходимости достаточно узкого пучка лучей

$$\beta = \beta_s - \Delta\beta, \quad 0 \leq \frac{\Delta\beta}{\beta_s} \ll 1 \quad (12)$$

с опорным лучом, выходящим горизонтально $\chi_s = 0$ из источника (9), расположенного на глубине $z_s \neq z_c$, отличающейся от глубины горизонта поворота z_c луча с $\beta = \beta_c$. Тогда, с использованием разложения величины $\gamma_s(\beta)$ (5) в ряд

$$\gamma_s(\beta) \approx \sqrt{2\beta_s \Delta\beta}, \quad (13)$$

преобразуем выражение (2) к следующему приближенному виду:

$$J(\beta, r) \approx \frac{J_0 R_0^2 \beta_s / \gamma(\beta_s) r(\beta_s)}{\left| \mu_1 R(\beta_s, z_s) + \mu_2 R(\beta_s, z) + m \left(\frac{dD}{d\beta} \right) \Big|_{\beta=\beta_s} \sqrt{2\beta_s \Delta\beta} \right|} \quad (14)$$

где

$$R(\beta, z) = \gamma_s(\beta) \frac{dD(\beta, z)}{d\beta}. \quad (15)$$

Полагая для определенности $0 < z_s < z_0$ и учитывая тот факт [7, 8], что каустический пучок формируется лучами, горизонты поворота которых $z_1 = z_b(\beta)$ достаточно близко расположены к горизонту расположения источника, можно получить приближенное аналитическое выражение для величины $R(\beta_s, z_s)$ (15). С этой целью, представив зависимость $n^2(z)$ (1) в диапазоне глубин $z_b(\beta) \leq z \leq z_s$ в следующем виде:

$$n^2(z) \approx n^2(z_s) + a_s(z - z_s), \quad (16)$$

где

$$a_s = \left(\frac{dn^2}{dz} \right) \Big|_{z=z_s},$$

из равенства $\gamma(\beta) = 0$ получим для глубин горизонтов поворота соответствующих лучей выражение

$$z_b(\beta) = z_s - \frac{\gamma_s^2}{a_s}. \quad (17)$$

Если теперь при определении величины $D(\beta, z_s)$ (5) воспользоваться равенствами (16), (17), то из (15) получим следующее приближенное выражение:

$$R(\beta_s, z_s) \approx -\frac{2\beta_s^2}{a_s}. \quad (18)$$

При дальнейшем анализе рассматриваемых закономерностей удобно ввести величину

$$F = J_0 R_0^2 / J(\beta, r), \quad (19)$$

характеризующую геометрическую расходимость формирующих каустический пучок лучей [6], выражение для которой с использованием (14), (18) запишется в следующем виде:

$$F(\beta_s) \approx \frac{2\beta_s \gamma_s}{a_s} r(\beta_s) \Phi_s(\beta_s), \quad (20)$$

$$\Phi_s(\beta_s) =$$

$$= \left| \mu_1 - \frac{a_s}{2\beta_s^2} \mu_2 R(\beta_s, z) - \frac{a_s}{\sqrt{2}\beta_s} m \left(\frac{dD}{d\beta} \right) \Big|_{\beta=\beta_s} \sqrt{\frac{\Delta\beta}{\beta_s}} \right|. \quad (21)$$

Перейдем теперь к рассмотрению геометрической расходимости достаточно узкого пучка лучей

$$\beta = \beta_{sc} - \Delta\beta, \quad 0 \leq \frac{\Delta\beta}{\beta_{sc}} \ll 1, \quad (22)$$

с опорным лучом, выходящим также горизонтально $\chi_s = \chi_{sc} = 0$ (8) из источника, но уже расположенного на критической глубине $z_s = z_c$, соответствующей горизонту поворота луча с $\beta = \beta_c$ (10). В этом случае, выполнив аналогичные (13), (16)–(18) преобразования, с учетом условий (7) и приближенного равенства

$$\frac{dD}{d\beta} \approx \left(\frac{dD}{d\beta} \right) \Big|_{\beta=\beta_{sc}} + \left(\frac{d^2D}{d\beta^2} \right) \Big|_{\beta=\beta_{sc}} (\beta - \beta_{sc}), \quad (23)$$

получим для величины F (19) следующее выражение:

$$F(\beta_{sc}) \approx \frac{2\beta_{sc} \gamma(\beta_{sc})}{a_s} r(\beta_{sc}) \Phi_{sc}(\beta_{sc}), \quad (24)$$

где

$$\Phi_{sc}(\beta_{sc}) = \left| \mu_1 - \mu_2 \frac{a_s}{2\beta_{sc}^2} R(\beta_{sc}, z) + \frac{a_s}{\sqrt{2}} m \left(\frac{d^2D}{d\beta^2} \right) \Big|_{\beta=\beta_{sc}} \left(\frac{\Delta\beta}{\beta_{sc}} \right)^{3/2} \right|. \quad (25)$$

Из сравнительного анализа выражений (20), (21) и (24), (25) можно сделать весьма важный вывод. А именно, при фиксированной глубине приема z , отличающейся от глубин горизонтов поворота лучей, с увеличением их номера цикла m , т.е. с ростом проходимого соответствующими лучами горизонтального расстояния $r(\beta)$ (3), величина $\Phi_s(\beta_s)$ (21) будет изменяться заметно быстрее по сравнению с величиной $\Phi_{sc}(\beta_{sc})$ (25) при выполнении условия

$$\left| \frac{(d^2D/d\beta^2) \Big|_{\beta=\beta_{sc}}}{(dD/d\beta) \Big|_{\beta=\beta_s}} \right| \left(\frac{\beta_s}{\beta_{sc}} \right)^{3/2} \Delta\beta \ll 1. \quad (26)$$

Поскольку диапазон изменения лучевого параметра $\Delta\beta$ (12), (22) можно всегда выбрать достаточно малым, то можно утверждать, что каустический пучок лучей, формирующийся при расположении источника на определенной критической глубине $z_s = z_c$, определяемой из уравнения $n_1(z_c) = \beta_c$, будет одновременно являться и слабо-расходящимся пучком [2, 9].

Покажем теперь, что каустический слабо-расходящийся пучок лучей при $z_s = z_c$ является самым слабо-расходящимся. Проанализируем выражения для производных различных порядков от длины цикла лучей по их углу выхода из источника:

$$\frac{dD}{d\chi_s} = -\beta \operatorname{tg} \chi_s \frac{dD}{d\beta}, \quad (27)$$

$$\frac{d^2 D}{d\chi_s^2} = -\beta \left(\frac{dD}{d\beta} - \beta \operatorname{tg}^2 \chi_s \frac{d^2 D}{d\beta^2} \right), \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^3 D}{d\chi_s^3} = \operatorname{tg} \chi_s \left(\beta \frac{dD}{d\beta} + [\beta^2 (1 - 2\operatorname{tg}^2 \chi_s) + 2\beta_s^2] \times \right. \\ \left. \times \frac{d^2 D}{d\beta^2} - \beta^3 \operatorname{tg}^2 \chi_s \frac{d^3 D}{d\beta^3} \right). \end{aligned} \quad (29)$$

Из (27)–(29) при $\chi_s = 0$ и выполнении условий

$$\left(\frac{dD}{d\beta} \right)_{\beta=\beta_s} \neq 0, \quad \left| \left(\frac{dD}{d\beta} \right)_{\beta=\beta_s} \right| < \infty \quad (30)$$

находим

$$\begin{aligned} \left(\frac{dD}{d\chi_s} \right)_{\chi_s=0} = \left(\frac{d^3 D}{d\chi_s^3} \right)_{\chi_s=0} = 0, \\ \left(\frac{d^2 D}{d\chi_s^2} \right)_{\chi_s=0} = -\beta_s \left(\frac{dD}{d\beta} \right)_{\beta=\beta_s} \neq 0. \end{aligned} \quad (31)$$

Если же источник находится на глубине $z_s = z_c$, то с учетом условий (7) при $\chi_s = \chi_{sc} = 0$ (8) из (27)–(29) находим

$$\begin{aligned} \left(\frac{dD}{d\chi_s} \right)_{\chi_s=\chi_{sc}=0} = \left(\frac{d^2 D}{d\chi_s^2} \right)_{\chi_s=\chi_{sc}=0} = \\ = \left(\frac{d^3 D}{d\chi_s^3} \right)_{\chi_s=\chi_{sc}=0} = 0. \end{aligned} \quad (32)$$

При этом можно показать, что

$$\left(\frac{d^4 D}{d\chi_s^4} \right)_{\chi_s=\chi_{sc}=0} = 3\beta_{sc}^2 \left(\frac{d^2 D}{d\beta^2} \right)_{\beta=\beta_c} \neq 0. \quad (33)$$

Как следует из (30)–(33), при $z_s = z_c$ длина цикла лучей медленнее всего изменяется в зависимости

от их угла выхода вблизи значения $\chi_s = \chi_{sc} = 0$, т.е. зависимость $D(\chi_s)$ при $z_s = z_c$ является самой гладкой. Именно поэтому около опорного луча с $\chi_s = \chi_{sc} = 0$ и формируется самый слаборасходящийся каустический пучок лучей.

Естественно, при $z_s \neq z_c$ около опорного луча с углом выхода $\chi_s = \chi_{sc} \neq 0$ (8) будет формироваться также слаборасходящийся пучок лучей (2), (11), который по сравнению с аналогичным пучком при $z_s = z_c$ будет расходиться заметно быстрее, поскольку зависимость $D(\chi_s)$ для формирующих его лучей является менее гладкой вблизи значения $\chi_s = \chi_{sc} \neq 0$ (7), (27)–(29):

$$\begin{aligned} \left(\frac{dD}{d\chi_s} \right)_{\chi_s=\chi_{sc} \neq 0} = 0, \quad \left(\frac{d^2 D}{d\chi_s^2} \right)_{\chi_s=\chi_{sc} \neq 0} \neq 0, \\ \left(\frac{d^3 D}{d\chi_s^3} \right)_{\chi_s=\chi_{sc} \neq 0} \neq 0. \end{aligned} \quad (34)$$

В этом легко убедиться, проанализировав поведение величины F (19) для соответствующего (11) достаточно узкого пучка лучей

$$\beta = \beta_c + \Delta\beta, \quad \left| \frac{\Delta\beta}{\beta_c} \right| \ll 1, \quad \Delta\beta \leq 0, \quad \Delta\beta \geq 0. \quad (35)$$

Действительно, с использованием (7), (35) и приближенного равенства

$$\frac{\partial r}{\partial \beta} \approx \left(\frac{\partial r}{\partial \beta} \right)_{\beta=\beta_c} + \left(\frac{\partial^2 r}{\partial \beta^2} \right)_{\beta=\beta_c} (\beta - \beta_c) \quad (36)$$

из (2), (19) находим следующее выражение:

$$F = \frac{\gamma(\beta_c)}{\beta_c} r(\beta_c) \Phi_c(\beta_c), \quad (37)$$

$$\Phi_c(\beta_c) = \left| \mu_1 R(\beta_c, z_s) + \mu_2 R(\beta_c, z) + \gamma_s(\beta_c) \left(\frac{\partial^2 r}{\partial \beta^2} \right)_{\beta=\beta_c} \Delta\beta \right|. \quad (38)$$

Таким образом, как следует из выражений (20), (21), (24), (25) и (37), (38), расфокусировка обычного слаборасходящегося пучка лучей (11), (37), (38) всегда выше, чем у слаборасходящегося каустического пучка лучей (10), (24), (25), но заметно ниже, чем у каустического пучка лучей (9), (20), (21) при выполнении аналогичного (26) условия

$$\gamma_s(\beta_c) \left| \frac{(d^2 D/d\beta^2)_{\beta=\beta_c}}{(dD/d\beta)_{\beta=\beta_c}} \right| \sqrt{\frac{\Delta\beta}{2\beta_s}} \ll 1. \quad (39)$$

МНОГОМОДОВЫЕ КАУСТИЧЕСКИЕ И СЛАБОРАСХОДЯЩИЕСЯ ПУЧКИ

С целью количественного описания установленных в предыдущем разделе закономерностей воспользуемся модовой теорией, предполагая, что соответствующие каустические пучки формируются вертикальной антенной, состоящей из $N = 2n + 1$ ($n \geq 0$) дискретно расположенных по ее апертуре $h = n\lambda_0$ точечных источников, излучающих тональный сигнал с частотой f . Тогда пространственное распределение интенсивности

акустического поля $J(r, z)$ будет описываться выражением следующего вида [1, 10]:

$$J(r, z) = \pi^2 \left| \sum_{l=1}^L V_l \psi_l(z) H_0^{(1)}(k_l r) \right|^2, \quad (40)$$

$$V_l = \frac{1}{N} \sum_{j=-n}^n A(y_j) \psi_l(z_s + y_j), \quad A(y_j) = \exp\{-ik_0 n(z_s) y_j \sin \chi_s\}, \quad y_j = j \lambda_0 / 2. \quad (41)$$

Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, $\lambda_0 = c_0/f$ – минимальная длина волны излучения, c_0 – минимальное значение скорости звука $c(z) = c_0/n(z)$, соответствующее глубине расположения оси канала; $\psi_l(z)$ – ортонормированные собственные функции волновода; k_l – горизонтальные волновые числа мод с номерами $l = [1, L]$; z_s – глубина центра антенны ($j = 0$); χ_s – угол компенсации антенны, совпадающий с углом выхода луча из источника, расположенного в ее центре ($j = 0$).

Далее воспользуемся простейшей моделью открытого ко дну подводного звукового канала в виде билинейной зависимости квадрата показателя преломления (1) от глубины:

$$n_1^2(z) = 1 + a_1(z - z_0), \quad n_2^2(z) = 1 - a_2(z - z_0), \quad (42)$$

$$H < z_0(1 + a_1/a_2).$$

Выбор такой модели канала (1) обусловлен существенным упрощением аналитических расчетов при определении, во-первых, характерного значения лучевого параметра $\beta = \beta_c$ (7) и соответствующей ему критической глубины z_c , во-вторых, пространственного расположения каустик в волноводе. Поскольку соответствующая информация понадобится далее при проведении численного моделирования с использованием (40), (41), а также при интерпретации его результатов, то прежде всего остановимся на ее получении в рамках геометроакустического приближения. При этом ограничимся рассмотрением лишь представляющих основной интерес лучей, рефрагированных в верхнем слое $0 < z < z_0$ и взаимодействующих с дном. Тогда при расположении источника на глубине $0 < z_s < z^*$, не превышающей сопряженную глубину

$$z^* = z_0 - \frac{a_2}{a_1}(H - z_0), \quad (43)$$

которая определяется из равенства $n_1^2(z^*) = n_2^2(H)$, с использованием (42) из (4), (5) находим следующие выражения:

$$D(\beta) = \frac{4\beta}{a_1} \left(1 + \frac{a_1}{a_2} \right) \left(\gamma_0 - \frac{\gamma_{2H}}{1 + \frac{a_2}{a_1}} \right); \quad (44)$$

$$D(\beta, z_s) = \frac{2\beta}{a_1} \gamma_{1s},$$

$$D(\beta, z) = \begin{cases} \frac{2\beta}{a_1} \gamma_1, & 0 \leq z \leq z_0; \\ \frac{2\beta}{a_2} \left(1 + \frac{a_2}{a_1} \right) \left(\gamma_0 - \frac{\gamma_2}{1 + \frac{a_2}{a_1}} \right), & z_0 \leq z \leq H; \end{cases} \quad (45)$$

$$\gamma_0 = \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \gamma_1 = \sqrt{1 + a_1(z - z_0) - \beta^2},$$

$$\gamma_{1s} = \gamma_1(z_s), \quad \gamma_2 = \sqrt{1 - a_2(z - z_0) - \beta^2},$$

$$\gamma_{2H} = \gamma_2(H), \quad \beta = \sqrt{1 + a_1(z_s - z_0) \cos \chi_s}, \quad (46)$$

$$-\chi_R \leq \chi_s \leq \chi_R, \quad \chi_R = \arccos \left\{ \frac{1 - a_1 z_0}{\sqrt{1 - a_1(z_0 - z_s)}} \right\}.$$

Проанализируем с использованием (7), (44) поведение зависимости $D(\chi_s)$ при различных глубинах источника. С этой целью определим сначала значение лучевого параметра, при котором выполняются условия (7) существования в данном случае гладкого минимума у зависимости $D(\beta)$ (44). Из (7), (44) находим для определения величины $\alpha_c^2 = 1 - \beta_c^2$ следующее уравнение:

$$\alpha_c^2 \left\{ 1 - \left[\frac{1 + \alpha_H^2 - 2\alpha_c^2}{\left(1 + \frac{a_2}{a_1} \right) (1 - 2\alpha_c^2)} \right]^2 \right\} = \alpha_H^2, \quad (47)$$

в котором

$$\alpha_H^2 \leq \alpha_c^2 \leq \alpha_0^2, \quad \alpha_H^2 = a_2(H - z_0), \quad \alpha_0^2 = a_1 z_0. \quad (48)$$

Учитывая малость величины $\alpha_c^2 = \sin^2 \chi_c \ll 1$, из (47), (48) в первом приближении найдем для нее выражение

$$\alpha_c^2 \approx \frac{a_1(H - z_0) \left(1 + \frac{a_2}{a_1} \right)^2}{2 \left[1 - a_1(H - z_0) + \frac{a_2}{2a_1} \right]}, \quad (49)$$

с использованием которого определим критическую глубину

$$z_c = z_0 - \frac{\alpha_c^2}{a_1} \approx \frac{1}{2} \left\{ (3z_0 - H) - (H - z_0) \times \right. \\ \left. \times \frac{a_1(H - z_0) + \frac{a_2}{a_1} \left(\frac{a_2}{a_1} + \frac{3}{2} \right)}{1 - a_1(H - z_0) + \frac{a_2}{2a_1}} \right\}. \quad (50)$$

В представляющей здесь основной интерес ситуации $a_2/a_1 \ll 1$, характерной для мелководных океанических волноводов, из (49), (50) следует, что соответствующий экстремум у $D(\beta)$ (44) и, следовательно, критическая глубина $z_c > 0$ в канале (42) существуют при выполнении условия $z_0 < H < 3z_0$.

Существование критической глубины $z_c > 0$ (50) приводит к принципиальным различиям в поведении зависимости $D(\chi_s)$ при расположении источника в диапазонах глубин $0 < z_s \leq z_c$ и $z_c < z_s \leq z^*$. В этом проще всего убедиться если, как и в (47), ввести в рассмотрение величину $\alpha^2 = 1 - \beta^2$:

$$\alpha^2 = \sin^2 \chi_s + \alpha_s^2 \cos^2 \chi_s, \quad \alpha_s^2 = a_1(z_0 - z_s). \quad (51)$$

Тогда, учитывая наличие гладкого минимума у зависимости $D(\alpha^2)$ при $\alpha^2 = \alpha_c^2 = a_1(z_0 - z_c)$, можно утверждать, что зависимость $D(\chi_s)$ в соответствующем диапазоне углов выхода лучей $-\chi_R \leq \chi_s \leq \chi_R$ будет иметь: один гладкий минимум при $\chi_s = 0$ для $0 < z_s \leq z_c$ ($\alpha_c^2 \leq \alpha_s^2 < \alpha_0^2$); гладкие минимумы при $\chi_s = \chi_{sc}$ (8) и максимум при $\chi_s = 0$ для $z_c < z_s \leq z^*$ ($\alpha_H^2 < \alpha_s^2 < \alpha_c^2$), который при $z_s = z^*$ ($\alpha_s^2 = \alpha_H^2$) вырождается в острый максимум с разрывом производной:

$$\frac{dD}{d\chi_s} \xrightarrow{\chi_s \rightarrow \pm 0} \mp \infty. \quad (52)$$

Как отмечалось в [3], такому экстремуму с разрывом производной (52) отвечает сильнорасходящийся пучок лучей.

Вполне естественно, что отмеченные различия в поведении зависимости $D(\chi_s)$ при $0 < z_s \leq z_c$ и $z_c < z_s \leq z^*$ приведут к принципиальным различиям в форме и расположении каустических линий в рассматриваемом канале (42), для описания которых будут ниже получены выражения, позволяющие определять зависимость горизонтально-

го расстояния до каустики $r = r_{ca}$ от глубины $z = z_{ca}$. Для этого воспользуемся характерным для каустических линий равенством $\partial r / \partial \beta = 0$, из которого с учетом выражений (3), (44), (45) получим квадратные уравнения для величин $\gamma_{1c} = \gamma_1(z_{ca})$ и $\gamma_{2c} = \gamma_2(z_{ca})$:

$$\gamma_{jc} = \frac{-B_j \pm \sqrt{B_j^2 - 4A_j C_j}}{2A_j}, \quad j = [1, 2]. \quad (53)$$

где

$$A_1 = \mu_2 \gamma_{1s} \gamma_0 \gamma_H, \quad C_1 = -\beta^2 A_1, \quad B_1 = 2m \left(1 + \frac{a_1}{a_2} \right) \times \\ \times \gamma_{1s} \left[\gamma_{2H} (\gamma_0^2 - \beta^2) - \frac{\gamma_0 (\gamma_{2H}^2 - \beta^2)}{\left(1 + \frac{a_2}{a_1} \right)} \right] + \\ + \mu_1 (\gamma_{1s}^2 - \beta^2) \gamma_0 \gamma_{2H}, \quad A_2 = A_1 / \left(1 + \frac{a_2}{a_1} \right), \\ C_2 = C_1 / \left(1 + \frac{a_2}{a_1} \right), \quad B_2 = -B_1 / \left(1 + \frac{a_1}{a_2} \right) + \\ + \mu_2 \gamma_{1s} \gamma_{2H} (\beta^2 - \gamma_0^2).$$

Теперь с использованием решений для γ_{jc} (53) из (2), (44)–(46) можно определить величины $r_{ca} = r(\beta, \gamma_{jc})$ и $z_{ca} = z(\beta, \gamma_{jc})$, учитывая, что

$$z_{ca} = \begin{cases} z_{1c} = z_0 - \frac{\alpha^2 - \gamma_{1c}^2}{a_1}, & 0 \leq z_{1c} \leq z_0, \\ z_{2c} = z_0 + \frac{\alpha^2 - \gamma_{2c}^2}{a_2}, & z_0 \leq z_{2c} \leq H. \end{cases} \quad (54)$$

При определении пространственного расположения (на плоскости r – z) каустических линий достаточно для каждого значения χ_s найти β (46) (или α (51)) и γ_{jc} (53), а затем соответствующие им значения r_{ca} (2), (44)–(46) и z_{ca} (54).

При проведении численных расчетов выберем следующие значения параметров водного слоя океанического волновода:

$$z_0 = 100 \text{ м}, \quad H = 150 \text{ м}, \quad a_1 = 2.6 \times 10^{-4} \text{ м}^{-1}, \\ a_2 = 1.56 \times 10^{-5} \text{ м}^{-1}, \quad c_0 = 1500 \text{ м/с}, \\ \rho = 10^3 \text{ кг/м}^3, \quad c(0) = 1520 \text{ м/с}, \\ c(H) = 1500.6 \text{ м/с}, \quad \rho_g = 1.4\rho, \quad c_g = 1700 \text{ м/с}. \quad (55)$$

С использованием этих параметров из выражений для α_c^2 (47), z_c (50) определим необходимое для дальнейших исследований значение критической глубины $z_c = 72.37$ м. Как и следовало ожидать (см. рис. 1, 2), при расположении источника

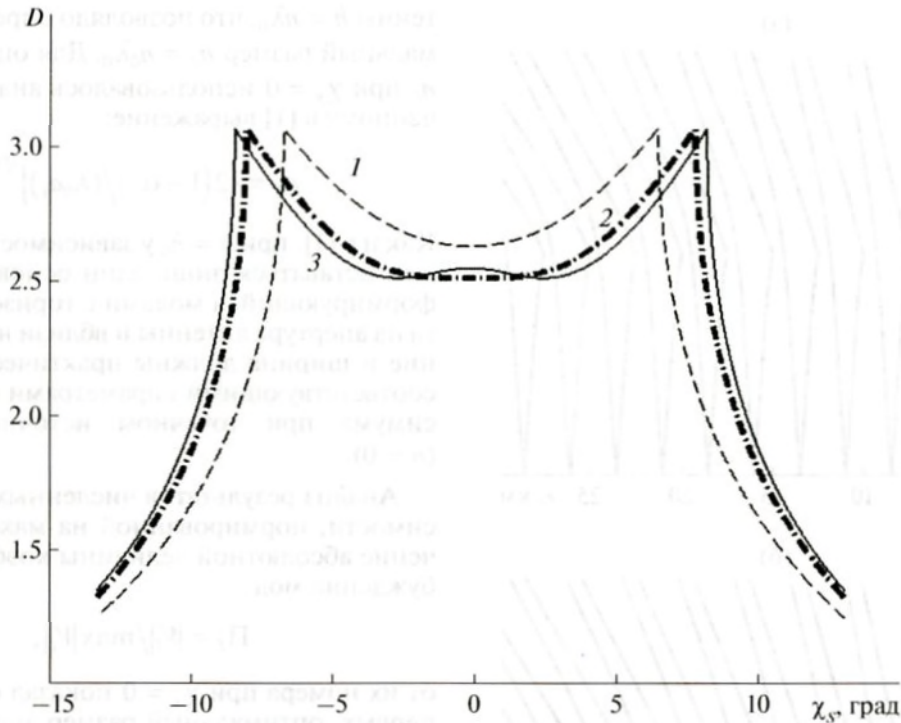


Рис. 1. Зависимость длины цикла лучей D (44) от угла выхода χ_s из источника при различных глубинах погружения последнего: 1 – $z_s = 50$ м; 2 – $z_s = z_c = 72.37$ м; 3 – $z_s = 80$ м. Диапазон углов χ_s , расположенный между двумя острыми максимумами, соответствует рефрагированным в области глубин $0 \leq z \leq z_s$ лучам.

в двух диапазонах глубин $0 < z_s \leq z_c$ и $z_c < z_s \leq z^*$ наблюдаются описанные выше принципиальные различия в поведении зависимости $D(\chi_s)$ (рис. 1) и структуре каустических линий (рис. 2). Действительно, при $z_c < z_s \leq z^*$ каждая каустика имеет уже три точки возврата, соответствующие трем гладким экстремумам у зависимости $D(\chi_s)$, что заметно усложняет структуру каустических линий. Здесь важно обратить внимание на тот факт, что каустический пучок лучей около опорного горизонтально выходящего из источника луча формируется сближающимися частями соседних каустик даже при наличии у зависимости $D(\chi_s)$ гладкого максимума при $\chi_s = 0$, а не только, как это утверждалось в [8], при существовании невозрастающей при $\chi_s \rightarrow 0$ зависимости $D(\chi_s)$. Естественно, что в рассматриваемом случае $z_c < z_s \leq z^*$ выделение такого каустического пучка заметно усложнится на фоне более сложной, чем при $0 < z_s \leq z_c$, структуры каустических линий.

Использование вертикальной излучающей антенны (40), (41) позволит для каждого из рассмотренных выше каустических и слаборасходящихся пучков (см. (20), (21), (24), (25), (37), (38)) исследовать закономерности, проявляющиеся при их формировании и распространении. Поэтому далее остановимся на анализе результатов числен-

ного моделирования пространственной интерференционной структуры акустического поля, формируемого излучающей тональный сигнал с частотой $f = 3$ кГц вертикальной антенной в открытом ко дну канале (42), (55), коэффициент затухания мод в котором определяется выражением следующего вида [4]:

$$\sigma_l = \frac{\sigma k_g^2 \psi_l^2(H)}{2(\rho_g/\rho) k_l \sqrt{k_l^2 - k_g^2}}, \quad \sigma = \eta c_g \frac{\ln 10}{40\pi}, \quad (56)$$

$$\eta = 0.5 \frac{\text{дБ}}{\text{км Гц}}, \quad k_g = \frac{\omega}{c_g}.$$

Из приведенной на рис. 3 зависимости пространственного периода интерференции соседних мод

$$R_{l,l+1} = \frac{2\pi}{k_l - k_{l+1}} \quad (57)$$

от их номера l следует, что при $l \approx 22$ имеет место гладкий минимум в диапазоне изменения l , расположенном между двумя вертикальными штриховыми линиями и соответствующем рефрагированным в верхнем слое $0 < z < z_0$ бриллюэновским волнам, лучевой параметр которых изменяется в диапазоне $\sqrt{1 - \alpha_0^2} < \beta_l = k_l/k_0 < \sqrt{1 - \alpha_H^2}$. Такому минимуму у $R_{l,l+1}$ отвечает аналогичный экстремум при

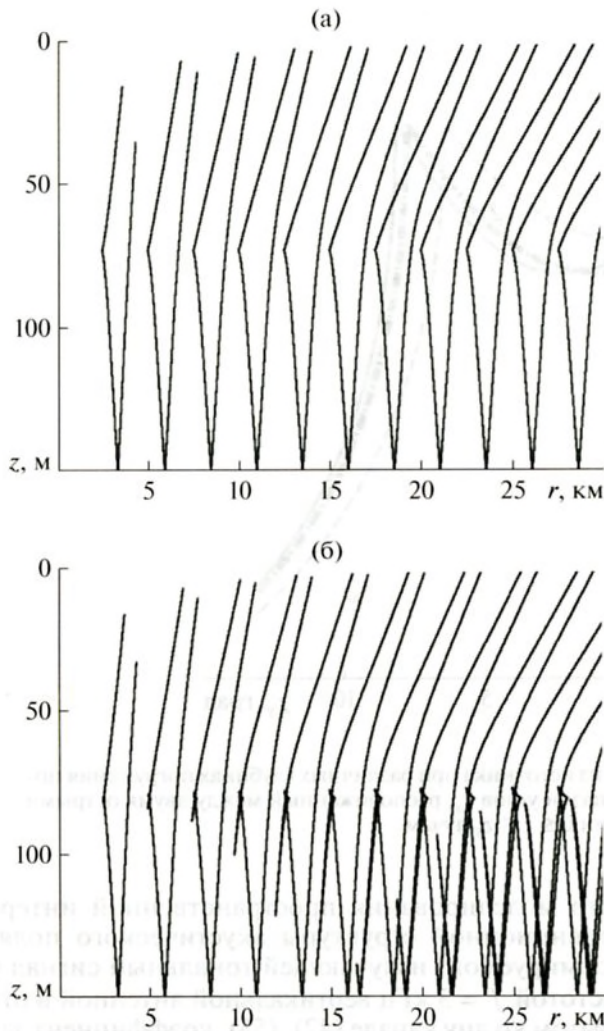


Рис. 2. Пространственное расположение каустических линий при различных глубинах погружения источника: (а) $z_s = z_c = 72.37$ м; (б) $z_s = 80$ м.

$\beta_l = \beta_c$ у зависимости длины цикла бриллюэновских волн $D(\beta_l)$ от их лучевого параметра β_l , которая совпадает с аналогичной зависимостью $D(\beta)$ (44) для геометроакустических лучей. Вследствие этого при проведении численных расчетов пространственного распределения нормированной на цилиндрическое расхождение волнового фронта интенсивности акустического поля $J_0(r, z) = rJ(r, z)$ основное внимание уделялось анализу закономерностей, проявляющихся при изменении, во-первых, глубины центра $0 < z_s < z_*$ синфазно излучающей ($\chi_s = 0$) вертикальной антенны, во-вторых, характеризующего направление излучения антенны угла компенсации $-\chi_R \leq \chi_s \leq \chi_R$ при $z_c < z_s < z_*$. Кроме того, с целью оптимального формирования одного многомодового пучка изменялась также апертура ан-

тенны $h = n\lambda_0$, что позволяло определять ее оптимальный размер $h_0 = n_0\lambda_0$. Для оценки величины n_0 при $\chi_s = 0$ использовалось аналогичное полученному в [1] выражение:

$$n_0 = \left\{ 2(1 - \alpha_s^2) / (\lambda_0 a_1) \right\}^{1/3}. \quad (58)$$

Как и в [1], при $h = h_0$ у зависимости $V_l(l)$ (41) должен оставаться лишь один основной максимум, формирующийся модами с горизонтами поворота на апертуре антенны и вблизи нее. Его положение и ширина должны практически совпадать с соответствующими параметрами основного максимума при точечном источнике излучения ($n = 0$).

Анализ результатов численных расчетов зависимости, нормированной на максимальное значение абсолютной величины коэффициента возбуждения мод

$$\Pi_l = |V_l| / \max |V_l|, \quad (59)$$

от их номера при $\chi_s = 0$ показал следующее. Во-первых, оптимальный размер апертуры антенны достигается при $n = n_0 = 15$, что заметно отличается от следующего из (58) значения $n_0 = 25$; во-вторых, как и в [1], при $n > n_0$ формируется многопучковая структура каустического пучка (рис. 4). Здесь следует отметить, что одной из основных величин, характеризующих пространственную расходимость многомодовых пучков является их ширина [1, 7, 11–13]. Поэтому далее, с целью наглядной иллюстрации результатов численного моделирования изменений скорости пространственной расходимости формируемого антенной акустического поля при изменении глубины ее центра или угла компенсации, выбран, как и в [1], способ представления пространственного распределения величины $J_0(r, z)$ в виде плотностной записи с определенным динамическим диапазоном. Из приведенных на рис. 5–7 результатов численных расчетов зависимости $J_0(r, z)$ можно видеть следующее. Во-первых, для точечного источника излучения ($n = 0$) сложная структура каустических линий при $z_c < z_s < z_*$ действительно затрудняет выделение каустического пучка (рис. 5). Во-вторых, при $h = h_0$ многомодовый каустический пучок становится самым слаборасходящимся при $z_s = z_c$ ($\chi_s = \chi_{sc} = 0$ (см. рис. 6)), поскольку даже при формировании многопучковой структуры каустического пучка он остается самым слаборасходящимся (рис. 7), несмотря на то, что с удалением центра антенны от оси канала геометрическая и дифракционная расходимость каустических пучков заметно уменьшается [1]. Справедливость последнего утверждения так же наглядно, как и на рис. 7, иллюстрируют приве-

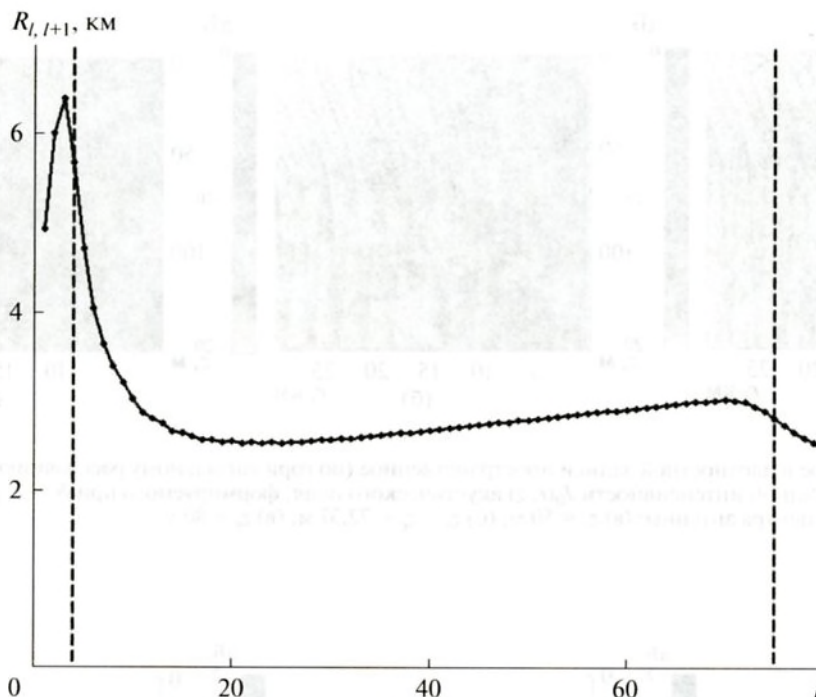


Рис. 3. Зависимость пространственного периода интерференции соседних мод $R_{l, l+1}$ (57) от их номера l . Диапазон номеров l , расположенный между двумя вертикальными штриховыми линиями, соответствует рефрагированному в области глубин $0 \leq z \leq z_*$ бриллюэновским волнам.

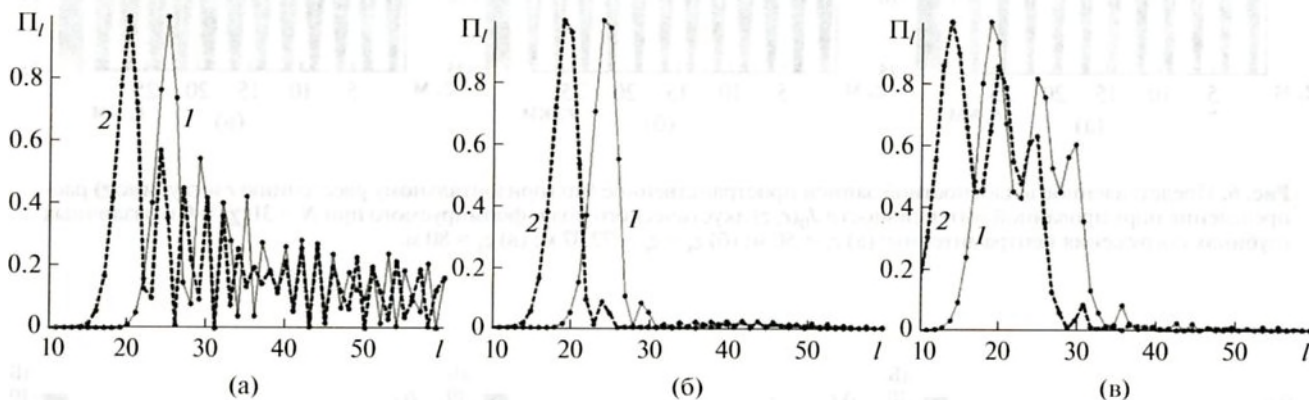


Рис. 4. Зависимости нормированного коэффициента возбуждения мод Π_l (59) от номера l , полученные при $\chi_s = 0$, $z_s = z_c = 72.37$ м (кривая 1), $z_s = 80$ м (кривая 2) и различном числе составляющих вертикальную антенну точечных источников (41): (а) $N = 3$; (б) $N = 31$; (в) $N = 101$.

ленные на рис. 8 результаты численных расчетов усредненной с масштабом $Q\Delta r$ ($\Delta r = 35$ м) нормированной зависимости от горизонтального расстояния $r = p\Delta r$ ($p = [1, 10^3]$) интенсивности акустического поля на оси канала

$$\bar{J}_0(r, z_0) = \frac{1}{1+Q} \sum_{j=0}^Q J_0(r + j\Delta r, z_0)$$

при $Q = 4$. Действительно, как видно из рис. 8, ширина максимумов $\bar{J}_0(r, z_0)$ пропорциональна ширине пучка при пересечении им оси канала на соответствующих этим максимумам горизонтальных расстояниях, медленнее всего увеличивается по трассе распространения при расположении центра антенны на характерной для данного волновода критической глубине $z_c = z_s$.

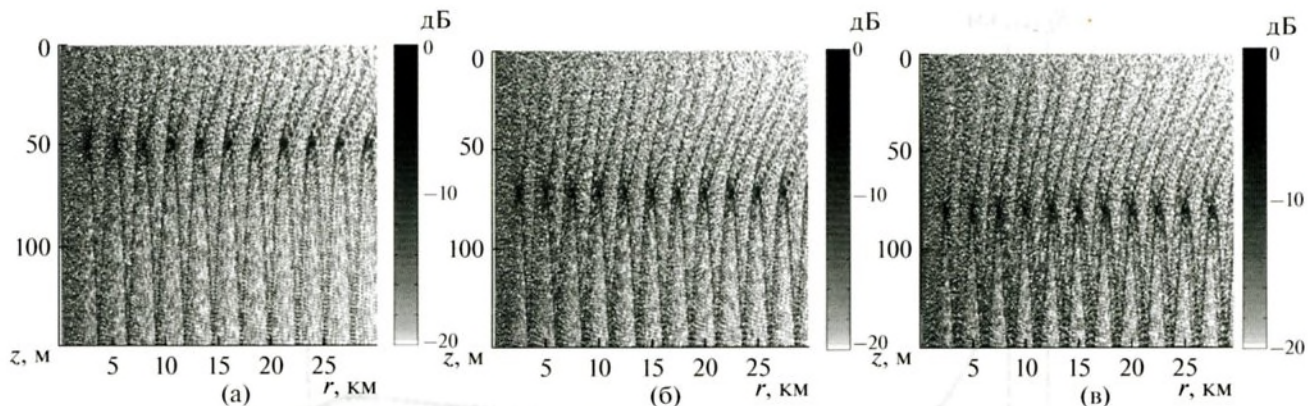


Рис. 5. Представленное в плотностной записи пространственное (по горизонтальному расстоянию r и глубине z) распределение нормированной интенсивности $J_0(r, z)$ акустического поля, формируемого при $N = 3$, $\chi_s = 0$ и различных глубинах погружения центра антенны: (а) $z_s = 50$ м; (б) $z_s = z_c = 72.37$ м; (в) $z_s = 80$ м.

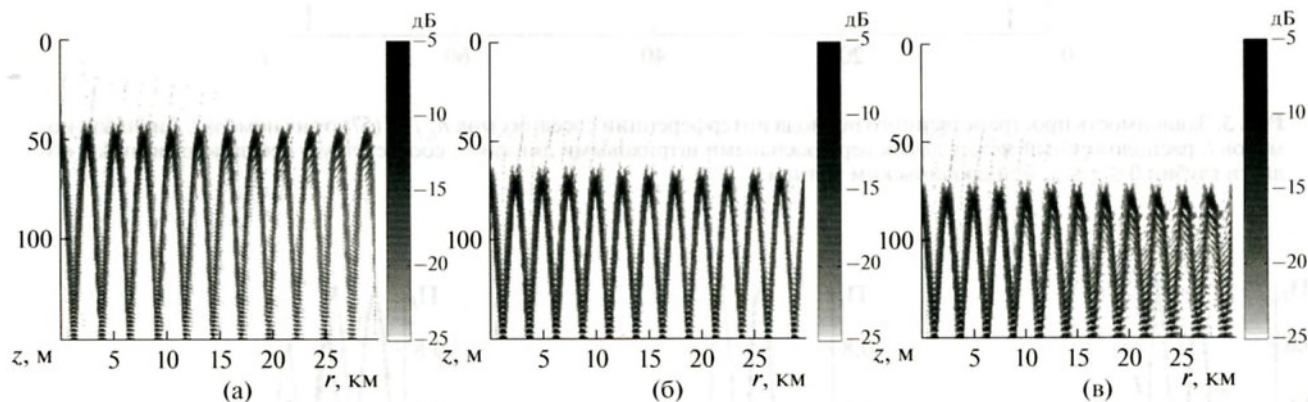


Рис. 6. Представленное в плотностной записи пространственное (по горизонтальному расстоянию r и глубине z) распределение нормированной интенсивности $J_0(r, z)$ акустического поля, формируемого при $N = 31$, $\chi_s = 0$ и различных глубинах погружения центра антенны: (а) $z_s = 50$ м; (б) $z_s = z_c = 72.37$ м; (в) $z_s = 80$ м.

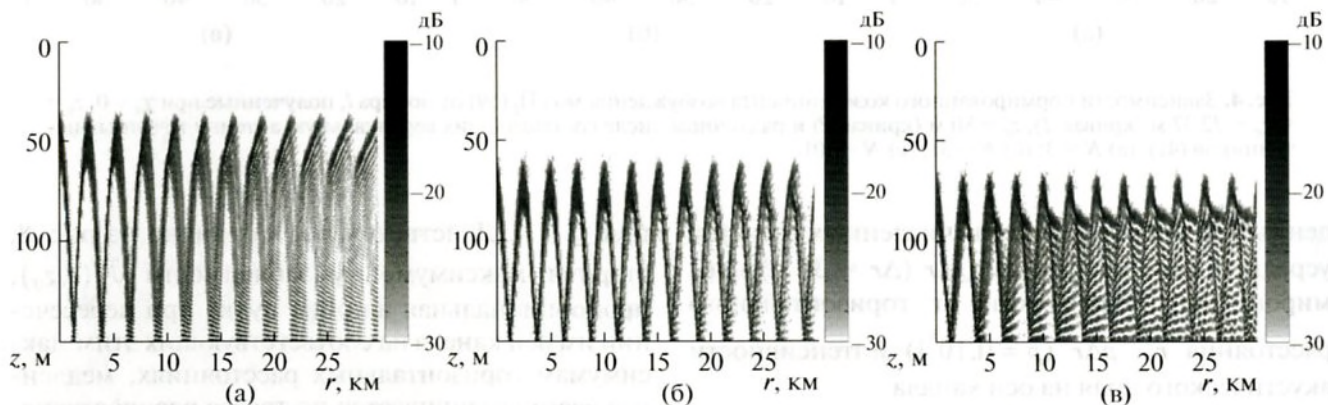


Рис. 7. Представленное в плотностной записи пространственное (по горизонтальному расстоянию r и глубине z) распределение нормированной интенсивности $J_0(r, z)$ акустического поля, формируемого при $N = 101$, $\chi_s = 0$ и различных глубинах погружения центра антенны: (а) $z_s = 50$ м; (б) $z_s = z_c = 72.37$ м; (в) $z_s = 80$ м.

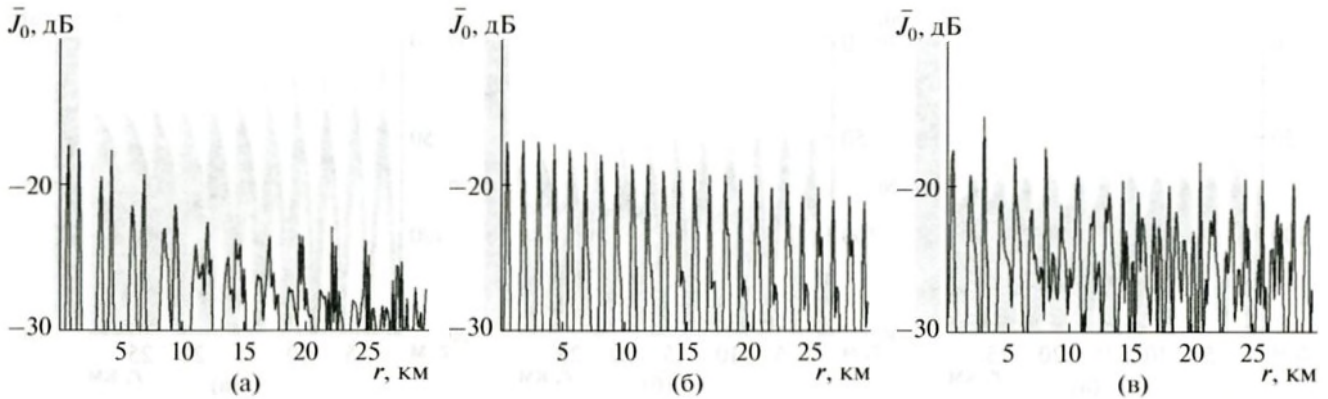


Рис. 8. Зависимость от горизонтального расстояния r усредненной с пространственным масштабом $Q\Delta r$ ($Q = 4$, $\Delta r = 35$ м) нормированной интенсивности $\bar{J}_0 = \bar{J}_0(r, z_0)$ акустического поля на оси канала при $N = 101$, $\chi_s = 0$ и различных глубинах погружения центра антенны: (а) $z_s = 50$ м; (б) $z_s = z_c = 72.37$ м; (в) $z_s = 80$ м.

При расположении центра антенны на глубине $z_s > z_c$ можно сформировать обычный слабо-расходящийся многомодовый пучок при $\chi_s = \chi_{sc} \neq 0$:

$$\chi_s = \chi_{sc} = \arcsin \left\{ \mu_1 \sqrt{\frac{a_1(z_s - z_c)}{1 - \alpha_s^2}} \right\}. \quad (60)$$

Анализ результатов численных расчетов показал, что при глубине центра антенны $z_s = 80$ м и $\chi_s = \chi_{sc} = \mu_1 \times 2.55^\circ$ (8) минимальная ширина Δl_0 максимума у зависимости $\Pi_l(l)$ (59) около соответствующего $\beta_l = \beta_c$ номера моды достигается при $n = n_0 = 35$ (рис. 9). При этом отвечающей ему группой мод формируется слабо-расходящийся пучок (рис. 10). Следует отметить, что наблюдается общая тенденция увеличения оптимального значения $n_0(\chi_s)$ и минимальной ширины $\Delta l_0(\chi_s)$ максимума у $\Pi_l(l)$ с ростом угла компенсации χ_s . Такое поведение зависимостей $n_0(\chi_s)$ и $\Delta l_0(\chi_s)$ обусловлено тем, что для уменьшения вклада формирующих при $\chi_s = 0$ преобладающий по интенсивности каустический пучок мод, горизонты поворота которых расположены на апертуре антенны и вблизи нее, и формирования преобладающего по интенсивности многомодового пучка при $\chi_s \neq 0$ с соответствующим ему максимумом у $\Pi_l(l)$ при $l = l_0(\chi_s \neq 0) > l_0(\chi_s = 0)$, необходимо значительное увеличение размера апертуры антенны $h_0(\chi_s \neq 0) > h_0(\chi_s = 0)$.

Дифракционную расходимость возбуждаемых вертикальной антенной при $\chi_s \neq 0$ обычных ($\chi_s \neq \chi_{sc}$) и слабо-расходящихся ($\chi_s = \chi_{sc}$) многомодовых пучков можно заметно уменьшить, если при фокусировке антенны учитывать кривизну фазового фронта бриллюэновских волн, формирующих такие пучки. Для этого в (41) необходимо

воспользоваться следующим распределением коэффициентов возбуждения точечных источников на апертуре антенны [11–13]:

$$A(y_j) = \exp \left\{ -ik_0 n(z_s) y_j \left(\sin \chi_s + s \frac{y_j \cos^2 \chi_s}{2r_{fs}} \right) \right\}, \quad (61)$$

которое позволяет в однородной среде ($n(z) \equiv 1$) сфокусировать антенну в точку, удаленную на расстояние

$$R_f = \left(r_{fs} / s \cos^4 \chi_s \right) \quad (62)$$

от центра антенны по лучу, выходящему под углом χ_s к ее акустической оси. В (61), (62) характерное расстояние r_{fs} и параметр $s = \pm 1$ при заданном угле

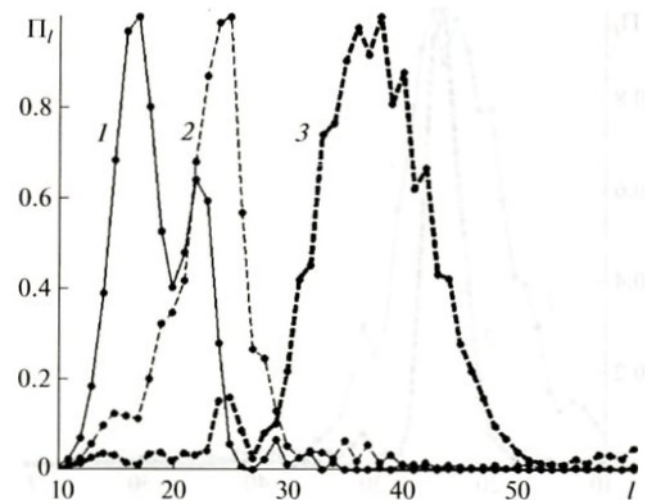


Рис. 9. Зависимости нормированного коэффициента возбуждения мод Π_l (59) от их номера l , полученные при $N = 71$, $z_s = 80$ м и различных значениях угла компенсации излучающей антенны: 1 – $\chi_s = 0$; 2 – $\chi_s = -2.55^\circ$; 3 – $\chi_s = -5^\circ$.

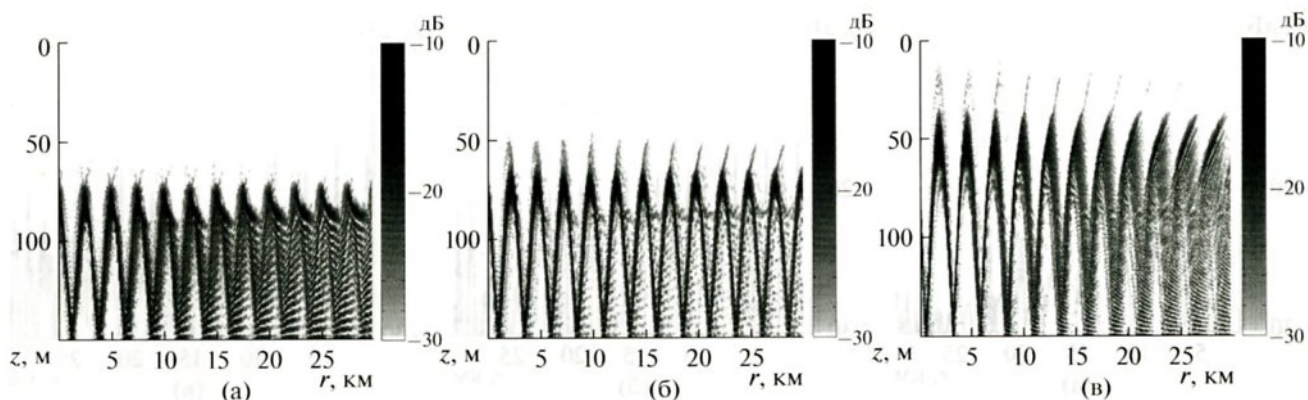


Рис. 10. Представленное в плотностной записи пространственное (по горизонтальному расстоянию r и глубине z) распределение нормированной интенсивности $J_0(r, z)$ акустического поля, формируемого при $N = 71$, $z_s = 80$ м и различных значениях угла компенсации излучающей антенны: (а) $\chi_s = 0$; (б) $\chi_s = \chi_{sc} = -2.55^\circ$; (в) $\chi_s = -5^\circ$.

компенсации χ_s характеризует процесс формирования пучка, который в однородной среде фокусируется для $s = +1$ и расфокусируется для $s = -1$ при его выходе вниз $\chi_s < 0$ или вверх $\chi_s > 0$. Величина же R_f (62) фактически является радиусом кривизны фронта фазового распределения коэффициентов возбуждения точечных источников по апертуре антенны.

При формировании многомодовых пучков с минимальной дифракционной расходимостью необходимо скомпенсировать квадратичные по $y = z - z_s$ набег фаз соответствующих бриллюэновских волн по апертуре антенны (с горизонтами поворота вне этой апертуры), что достигается

своеобразной компенсацией кривизны опорной для каждого такого пучка бриллюэновской волны с лучевым параметром $\beta_l = n(z_s) \cos \chi_s$ противоположной по знаку кривизной R_f^{-1} фронта фазового распределения в $A(y_j)$ (61). Последнее подразумевает выбор в $A(y_j)$ (61) отвечающих такой компенсации значений $r_{fs}(\chi_s)$, для определения которых в рассматриваемом здесь открытом ко дну звуковом канале (41) можно воспользоваться следующим из [11–13] выражением:

$$r_{fs} = r_{0s}, \quad r_{0s} = \frac{s}{\mu_1 a_1} (1 - \alpha_s^2)^2 (\cos \chi_s)^2 \times \times |\sin \chi_s| \left(1 - \frac{\alpha_s^2 \operatorname{tg}^2 \chi_s}{1 + \alpha_s^2 \operatorname{tg}^2 \chi_s} \right). \quad (63)$$

Из представленных на рис. 11, 12 результатов численных расчетов, проведенных с использованием (61)–(63), следует, что при выполнении равенства (63) ширина пространственного спектра возбуждаемых антенной мод, т.е. число эффективно формирующих пучок мод, достигает минимально возможного значения (рис. 11), в результате чего и формируются обычные и слаборасходящиеся многомодовые пучки с минимальной дифракционной расходимостью (рис. 12).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием геометроакустического приближения и модовой теории применительно к простейшей модели открытого ко дну подводного звукового канала в виде билинейной зависимости квадрата показателя преломления от глубины исследованы закономерности, проявляющиеся при формировании и распространении каустических и слаборасходящихся пучков. Выяснено, что лишь при определенном соотношении между глу-

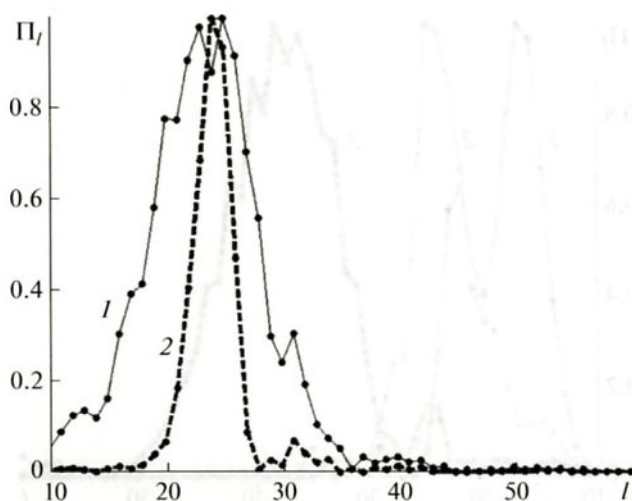


Рис. 11. Зависимости нормированного коэффициента возбуждения мод Π_l (59) от номера l , полученные при $N = 101$, $z_s = 80$ м, $\chi_s = \chi_{sc} = -2.55^\circ$ с использованием в (61) различных значений r_{fs} : $1/r_{fs} = 0$ (кривая 1), $r_{fs} = r_{0s}$ (кривая 2).

биной расположения оси канала и глубиной водного слоя имеет место гладкий минимум у зависимости длины цикла взаимодействующих с дном и рефрагированных в верхнем градиентном слое океанического волновода лучей от их лучевого параметра, обратно пропорционального фазовой скорости распространяющихся акустических волн. В такой ситуации при расположении источника выше определенной критической глубины, соответствующей горизонту поворота луча, которому отвечает этот гладкий минимум, у зависимости длины цикла данного типа лучей от угла выхода из источника присутствует лишь один гладкий минимум, соответствующий горизонтально выходящему лучу. При расположении источника ниже критической глубины, но выше сопряженной глубины (на которой скорость звука совпадает с аналогичной величиной у дна), в угловой зависимости длины цикла таких лучей присутствуют два симметрично расположенных гладких минимума, разделенных гладким максимумом при нулевом значении угла выхода луча из источника.

С использованием геометроакустического приближения установлено, что при расположении источника на критической глубине формируется около горизонтально выходящего из него луча преобладающий по интенсивности каустический пучок лучей, который является одновременно и самым слаборасходящимся пучком. Такое поведение слаборасходящегося каустического пучка лучей обусловлено существованием наиболее гладкого минимума у зависимости длины цикла соответствующих лучей от угла выхода из источника, глубина погружения которого совпадает с критической глубиной. Показано, что при расположении источника ниже критической глубины существенно усложняется структура каустических линий вследствие появления дополнительных двух точек возврата у каждой каустики и, тем самым, заметно затрудняется выделение каустического пучка лучей, формирующегося около горизонтально выходящего из источника луча.

С использованием модовой теории установлено, что при оптимальном размере апертуры вертикальной антенны преобладающий по интенсивности многомодовый каустический пучок, формирующийся около горизонтально выходящего из центра антенны опорного луча, становится самым слаборасходящимся при расположении центра антенны на критической глубине. Даже при многопучковой структуре многомодового каустического пучка, имеющей место при значительном превышении размера апертуры антенны над ее оптимальным размером, такой пучок остается самым слаборасходящимся при расположении центра антенны на критической глубине.

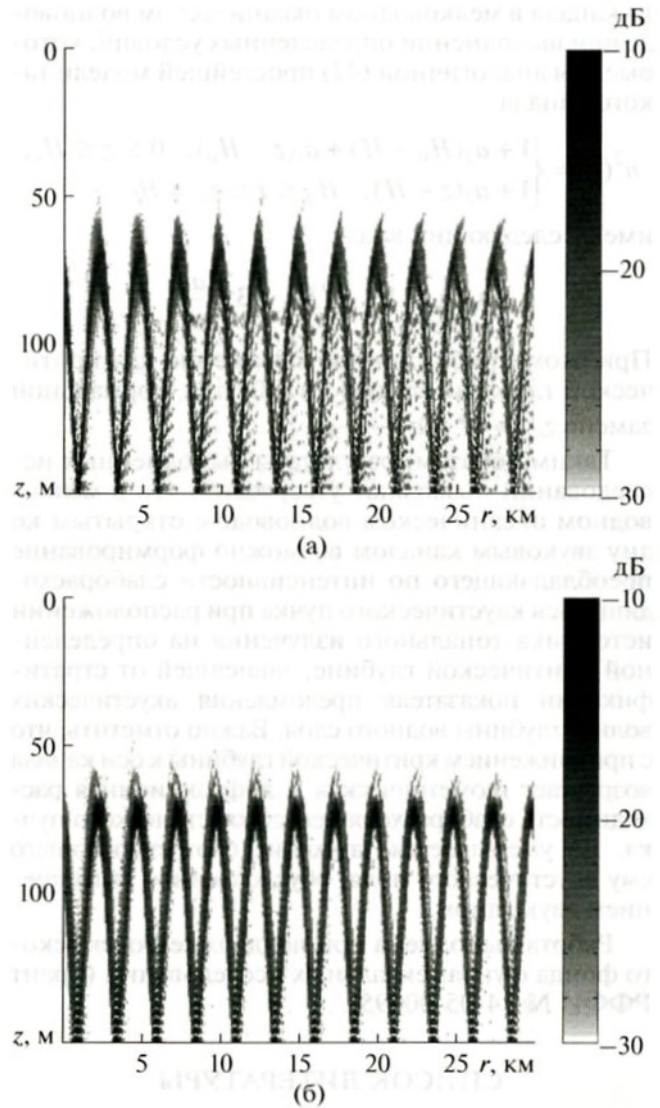


Рис. 12. Представленное в плотностной записи пространственное (по горизонтальному расстоянию r и глубине z) распределение нормированной интенсивности $J_0(r, z)$ акустического поля, формируемого при $N = 101$, $z_s = 80$ м, $\chi_s = \chi_{sc} = -2.55^\circ$ и различных значениях r_{fs} : (а) $1/r_{fs} = 0$, (б) $r_{fs} = r_{0s}$.

Показано, что при расположении антенны ниже критической глубины возможно формирование обычного слаборасходящегося пучка около опорного луча, выходящего из центра антенны под углом, которому отвечает гладкий минимум у соответствующей угловой зависимости длины цикла лучей. Дифракционную расходимость такого пучка можно минимизировать, если скомпенсировать квадратичные набег фаз соответствующих ему бриллюэновских волн на апертуре антенны.

Установленные выше закономерности могут проявляться и при наличии придонного звуково-

го канала в мелководном океаническом волноводе при выполнении определенных условий, которые для аналогичной (42) простейшей модели такого канала

$$n^2(z) = \begin{cases} 1 + a_2(H_0 - H) + a_1(z - H_0), & 0 \leq z \leq H_0, \\ 1 + a_2(z - H), & H_0 \leq z \leq z_0 = H \end{cases}$$

имеют следующий вид:

$$a_2/a_1 < 1, \quad H/H_0 < 3 - \frac{a_2}{a_1}.$$

При этом приближенное выражение для критической глубины следует из (50) при формальной замене $z_0 \rightarrow H$ и $a_2 \rightarrow -a_2$.

Таким образом, результаты выполненных исследований позволяют утверждать, что в мелководном океаническом волноводе с открытым ко дну звуковым каналом возможно формирование преобладающего по интенсивности слаборасходящегося каустического пучка при расположении источника тонального излучения на определенной критической глубине, зависящей от стратификации показателя преломления акустических волн и глубины водного слоя. Важно отметить, что с приближением критической глубины к оси канала возрастает геометрическая и дифракционная расходимость слаборасходящегося каустического пучка, но уменьшается затухание соответствующего ему акустического поля, обусловленное поглощением звука дном.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (Грант РФФИ № 14-05-00095).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петухов Ю.В., Бурдуковская В.Г. Формирование каустических пучков в рефракционном океаническом волноводе // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 4. С. 490–499.
2. 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.
3. Петухов Ю.В. Лучевые и дифракционные слаборасходящиеся пучки в океанических волноводах // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 3. С. 409–419.
4. Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 191 с.
5. 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 море // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 2. С. 362–364.
6. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
7. 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.
8. Петухов Ю.В. Формирование преобладающих по интенсивности узких звуковых пучков в стратифицированных океанических волноводах // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 5. С. 807–813.
9. Petukhov Yu. V. Conditions for forming weakly diverging acoustic bundles in ocean waveguides // Acoust. Phys. 2009. V. 55. № 6. P. 785–793.
10. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
11. Петухов Ю.В., Хилько А.А. Формирование, распространение и фокусировка акустических пучков в океанических волноводах. Квазиоптическое приближение // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 5. С. 796–806.
12. Петухов Ю.В., Хилько А.А. Формирование, распространение и фокусировка акустических пучков в океанических волноводах. Моделирование процессов // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 6. С. 981–989.
13. Петухов Ю.В. Пространственно-временная фокусировка многомодовых пучков в океанических волноводах // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 4. С. 509–520.