АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2008, том 54, № 5, с. 796–806

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

УДК 534.221

ФОРМИРОВАНИЕ, РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ФОКУСИРОВКА АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ. КВАЗИОПТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

© 2008 г. Ю. В. Петухов, А. А. Хилько

Институт прикладной физики РАН
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46
E-mail: petukhov@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 17.04.07 г.

С использованием приближения ВКБ и предположения о достаточно узком пространственном спектре возбуждаемых вертикальной антенной мод, разработана квазиоптическая теория описания принципиальных закономерностей, проявляющихся при формировании, распространении и фокусировке многомодовых акустических пучков в океанических волноводах. Определены зависимости от параметров излучающей системы и волновода для горизонтальных расстояний, на которых формируются области рефракционной фокусировки у обычных пучков. Для распределения коэффициента возбуждения источников по апертуре антенны сформулированы условия, при выполнении которых в волноводе формируется пучок с минимальной расходимостью волнового фронта.

PACS: 43.30.+m

ВВЕДЕНИЕ

Проблема направленной передачи энергии и информации в однородных и неоднородных по трассе волноводных системах является весьма актуальной во многих областях науки [1, 2], в том числе – и в акустике океана [1–3]. В принципе, она сводится к проблеме синтеза излучающих систем в неоднородных ограниченных средах [1, 2], которая, в отличие от аналогичной проблемы для однородных безграничных сред [4, 5], разработана в существенно меньшей степени.

Естественно, что управление полем направленного акустического излучения, т.е. волновым пучком, в многомодовых океанических волноводах подразумевает знание с определенной точностью их гидрофизических характеристик и законов распространения акустических волн [1, 2]. Одной из важнейших задач теории управления акустическими пучками в океанических волноводах является их фокусировка в заданных пространственных областях при соответствующих условиях распространения [1–3]. Наиболее общими подходами к решению таких задач являются: во-первых, заимствованные из оптики [6] методы обращения волнового фронта для тонального акустического излучения [7] и временнóго обращения волн для импульсных сигналов [8], во-вторых, заимствованные из теории синтеза антенн в однородном свободном пространстве [4, 5] вариационные методы [2, 3], в рамках которых сформулированная задача сводится к решению интегрального уравнения с симметричным вырожденным ядром [2, 3].

К настоящему же времени в акустике океана более широкое применение получил метод обращения волнового фронта (см. [9]), который в сочетании с достаточно разработанной теорией волновых процессов в слоистых средах [10] и реализованными численными методами моделирования процессов распространения акустических волн в океанических волноводах [11] позволяет весьма успешно решать задачи о пространственной и пространственно-временнóй фокусировке акустического излучения. Однако при таком достаточно формализованном подходе (см. [8–9]) – затруднен анализ влияния различных факторов на процессы формирования, распространения и фокусировки акустических пучков. Такими факторами являются рефракционная фокусировка и дефокусировка, а также дифракционная фокусировка и дефокусировка пучков [12]; кроме того, даже при ненаправленном излучении в волноводах формируется пучковая структура поля [13], в которой при определенных условиях проявляются слаборасходящиеся пучки [13].

Поэтому вполне естественен интерес к более наглядным – приближенным аналитическим методам описания процессов формирования [14, 15], распространения [16, 17] и фокусировки [1, 18] многомодовых акустических пучков в океаниче-

ских волноводах. В этой связи, настоящая работа, в которой фактически продолжены начатые в [1, 14–19] исследования, посвящена разработке соответствующей квазиоптической теории многомодовых пучков, возбуждаемых в океанических волноводах тональным излучением вертикальных антенн.

КВАЗИОПТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МНОГОМОДОВОГО ПУЧКА, ФОРМИРУЕМОГО ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННОЙ

При решении поставленной задачи воспользуемся моделью океанического волновода в виде водного слоя толщины H с абсолютно мягкой верхней и абсолютно жесткой нижней границами, в котором показатель преломления акустических волн $n(z)$ является достаточно плавной функцией от глубины z. Предположим также, что источником тонального излучения с циклической частотой ω является линейная вертикальная антенна с апертурой h, центр которой расположен на глубине z_a. Тогда пространственное (по глубине z и горизонтальному расстоянию r) распределение акустического поля давления P, создаваемое такой антенной в волноводе будет описываться выражением следующего вида [1–3]:

$$P = p_0 R_0 \sqrt{\frac{2\pi i}{r}} e^{-i\omega t} \sum_{l=1}^{L} A_l \frac{\psi_l(z)}{\sqrt{k_l}} e^{ik_l r}, \qquad (1)$$

Здесь p_0 – амплитуда давления, создаваемого одним точечным источником на малом расстоянии R_0 в однородном пространстве, t – время, k_l – горизонтальные волновые числа мод с номерами l,

$$A_l = \frac{1}{h} \int_{z_a - h/2}^{z_a + h/2} A(z)\psi_l(z)dz \qquad (2)$$

– коэффициенты возбуждения мод антенной, $\psi_l(z)$ – ортонормированные собственные функции для данного волновода, $A(z)$ – распределение коэффициента возбуждения источников по апертуре антенны [1–3].

Поскольку в данном исследовании основной интерес представляет дальнее распространение акустических волн, реализуемое в относительно глубоководных океанических волноводах, то ниже остановимся на анализе поля многомодовых пучков, формируемых модами, которые не взаимодействуют с дном океанического волновода. Тогда с использованием приближения ВКБ, предполагая выполненными известные условия его применимости, получим для $\psi_l(z)$ следующее выражение [20]:

$$\psi_l(z) = 2\sqrt{\beta_l / D_l \gamma_l(z)} \sin[\varphi_l(z)], \qquad (3)$$

в котором:

$$\varphi_l(z) = k_0 \int_{z_1}^{z} \gamma_l(z)dz + \pi\left(\nu - \frac{1}{4}\right), \qquad (4)$$

$$D_l = 2\beta_l \int_{z_1}^{z_{lH}} \frac{dz}{\gamma_l(z)}, \quad \gamma_l(z) = \sqrt{n^2(z) - \beta_l^2}. \qquad (5)$$

В (3)–(5) значения лучевого параметра $\beta_l = k_l/k_0$ бриллюэновских лучей с длиной цикла D_l находятся из соответствующего дисперсионного уравнения [20]:

$$k_0 \int_{z_1}^{z_{lH}} \gamma_l(z)dz = \pi(l - \nu), \qquad (6)$$

в котором (см. также (4), (5)):

$$z_1 = \begin{cases} z_{lB}, & 1 \le l \le L_r \\ 0, & L_r + 1 \le l \le L, \end{cases} \quad \nu = \begin{cases} \frac{1}{2}, & 1 \le l \le L_r \\ \frac{1}{4}, & L_r + 1 \le l \le L, \end{cases} \qquad (7)$$

$k_0 = \omega/c_0$, $c_0 = \min\{c(z)\}$ – минимальное значение скорости звука $c(z)$, соответствующее оси канала, расположенной на глубине z_0, $n(z) = c_0/c(z)$. Здесь (см. (5), (7)) z_{lB} и z_{lH} – соответственно верхние и нижние горизонты поворота бриллюэновских лучей,

$$L_r = \frac{k_0}{\pi} \int_0^{H_r} \sqrt{n^2(z) - n^2(0)}dz + \frac{1}{2} \qquad (8)$$

– число рефрагированных мод,

$$L = \frac{k_0}{\pi} \int_0^{H} \sqrt{n^2(z) - n^2(H)}dz + \frac{1}{4} \qquad (9)$$

– число мод, не взаимодействующих с дном. В (8), в отличие от H в (9), характерная ширина H_r подводного звукового канала определяется из равенства $n(H_r) = n(0)$.

Рассмотрим ситуацию, при которой антенной возбуждается сосредоточенный около моды с но-

мером $l_0 \gg 1$ достаточно узкий пространственный спектр мод с характерной шириной $\Delta l = L_0 \gg 1$:

$$\begin{cases} |A_l|\big|_{l = l_0 \pm L_0/2} \ll |A_l|\big|_{l = l_0}, \\ \dfrac{L_0}{L_r} \ll 1, \quad 1 < l_0 < L_r, \\ \dfrac{L_0}{L - L_r} \ll 1, \quad L_r < l_0 < L. \end{cases} \tag{10}$$

Последнее и означает фактически, что в океаническом волноводе около опорного бриллюэновского луча с лучевым параметром β_{l_0} формируется многомодовый акустический пучок, пространственная структура поля в котором определяется конструктивной интерференцией либо рефрагированных $1 < l_0 < L_r$, либо взаимодействующих с поверхностью $L_r < l_0 < L$ мод.

Далее, по аналогии с распространением узкополосных импульсных сигналов в средах с дисперсией [10], лишь незначительно ограничивая общность проводимых исследований с целью получения соответствующих аналитических зависимостей для поля пучка и его характерных параметров, представим амплитудное a_l и фазовое b_l распределения коэффициентов возбуждения мод

$$A_l = a_l \exp(ib_l) \tag{11}$$

в следующем виде:

$$a_l = a_{l_0} \exp\left\{-\frac{4}{L_0^2}(l - l_0)^2\right\}; \tag{12}$$

$$b_l = 2\pi \sum_{n=0}^{N} \alpha_n \frac{(l - l_0)^n}{n!}, \qquad \alpha_n = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{\partial^n b_l}{\partial l^n}\right)\bigg|_{l = l_0}. \tag{13}$$

Кроме того, преобразуем выражение (1) с учетом (3), (10), (11) аналогичным (12), (13) образом:

$$P = p_0 R_0 \sqrt{\frac{2\pi i}{k_0 r}} \frac{a_{l_0} \exp\{i[\Phi_{l_0}(r, z) - \omega t]\}}{\sqrt{D_{l_0}\gamma_{l_0}(z)}} \times \sum_{j=1}^{2} e^{i\frac{\pi}{2}(1 + \mu_j)} \Pi_j(r, z), \tag{14}$$

$$\Pi_j(r, z) = \sum_{l=1}^{L} \exp\left\{-\frac{4}{L_0^2}(l - l_0)^2 + i\sum_{n=1}^{N}\left(\frac{\partial^n \Phi_l}{\partial l^n}\right)\bigg|_{l = l_0} \frac{(l - l_0)^n}{n!}\right\}, \tag{15}$$

где:

$$\Phi_l(r, z) = k_0 \beta_l r + b_l + \mu_j \varphi_l(z), \qquad \mu_j = \begin{cases} 1, & j = 1 \\ -1, & j = 2. \end{cases} \tag{16}$$

Здесь (см. (13), (15)) N характеризует число членов разложения, которые необходимо учитывать для адекватного описания пространственной структуры пучков.

С учетом дисперсионного уравнения и следующего из него дифференциального соотношения

$$\frac{d\beta_l}{dl} = -\frac{2\pi}{k_0 D_l} \tag{17}$$

преобразуем выражение для $\Pi_j(r, z)$ к удобному для дальнейшего анализа виду:

$$\Pi_j(r, z) = \sum_{q_1}^{q_2} \exp\left\{-\left[\frac{4q^2}{L_0^2} + i\sum_{n=1}^{N}\frac{\xi_n}{n!}q^n\right]\right\}, \tag{18}$$

где при $N = 2$:

$$\xi_1 = \frac{2\pi}{D_{l_0}}(r - r_{l_0}), \quad r_{l_0} = mD_{l_0} + \alpha_1 D_{l_0} + \mu_j D_{l_0}(z), \qquad D_{l_0}(z) = \beta_{l_0}\int_z^{z_{l_0 H}} dz/\gamma_{l_0}(z); \tag{19}$$

$$\xi_2 = 2\pi\left(\frac{2\pi}{k_0 D_{l_0}^3} R_{l_0}\zeta_2 - \alpha_2\right), \quad R_{l_0} = r + mD_{l_0} - r_{l_0}, \qquad \zeta_2 = \frac{dD_{l_0}}{d\beta_{l_0}} + \frac{D_{l_0}}{R_{l_0}}\left(\alpha_1 \frac{dD_{l_0}}{d\beta_{l_0}} + \mu_j \frac{dD_{l_0}(z)}{d\beta_{l_0}}\right). \tag{20}$$

В (18) $q_1 = 1 - l_0$, $q_2 = L - l_0$, а в (19) и (20) $m = 0, 1, \ldots$ – число циклов опорного бриллюэновского луча, траектория которого на плоскости r, z описывается уравнением $r = r_{l_0}$ (т.е. $\xi_1 = 0$). Как следует из (19) и (20), при описании поля обычного пучка, для опорного луча которого выполняется условие

$$\frac{dD_{l_0}}{d\beta_{l_0}} \neq 0, \tag{21}$$

можно в определенных пространственных областях океанического волновода и диапазонах частот излучения, где выполняются характеризующие их соотношения

$$\begin{cases} |\xi_2| L_0/8 \ll \pi, \\ |\xi_3/\xi_2| L_0/6 \ll 1, \end{cases} \tag{22}$$

ограничиться в (18) учетом лишь двух членов ряда в показателе экспоненты. При описании же пространственной структуры поля слаборасходящегося пучка, для опорного луча которого выполняются условия

$$\left.\frac{dD_{l_0}}{d\beta_{l_0}}\right|_{\beta_{l_0}=\beta_c} = 0, \quad \left.\frac{d^2D_{l_0}}{d\beta_{l_0}^2}\right|_{\beta_{l_0}=\beta_c} > 0 \tag{23}$$

при значении лучевого параметра $\beta_{l_0} = \beta_c$, отвечающем достаточно гладкому минимуму у соответствующей зависимости длины цикла бриллюэновских лучей [13], можно в определенных пространственных областях океанического волновода и диапазонах частот излучения, где выполняются характеризующие их условия

$$\begin{cases} |\xi_3| \dfrac{L_0^3}{48} \ll \pi, \\ \left|\dfrac{\xi_4}{\xi_3}\right| \dfrac{L_0}{8} \ll 1, \end{cases} \tag{24}$$

ограничиться тремя членами ряда в показателе экспоненты выражения (18). Необходимость выполнения соответствующих условий (22), (24), а именно, – малости по сравнению с π последнего, учитываемого в показателе экспоненты слагаемого в (15), обусловлено тем, что только в этом случае формирующие пучок бриллюэновские лучи конструктивно интерферируют (складываются приблизительно в фазе) на опорном луче и в охватывающей его близлежащей пространственной области, и, тем самым, в целом достаточно полотно группируются около его траектории. В противоположных (22)–(24) ситуациях пространственное распределение величины $\Pi_j(r, z)$ в (14), а следовательно, и – поля пучка в волноводе, будет в значительной мере определяться уже не столько узостью пространственного спектра возбуждаемых мод, сколько – быстро осциллирующим характером экспоненциальной функции в (1). Поэтому используемое в выражении для $\Pi_j(r, z)$ (15) разложение функции $\Phi_l(r, z)$ (16) в ряд по l около соответствующего значения $l = l_0$ уже не будет адекватно описывать пространственное расплывание пучка. В такой ситуации при получении приближенного аналитического выражения для поля с использованием стандартной процедуры, состоящей в замене суммирования по l интегрированием по β_l в (1), вычисление соответствующего интеграла методом перевала необходимо проводить с учетом того, что значение лучевого параметра для перевальной точки β_s будет уже комплексным, зависящим от β_{l_0}, L_0 и значения $\beta(r, z)$, отвечающего экстремуму функции $\Phi_l(r, z)$.

Анализ лишь только одного внешнего вида выражения (18) позволяет уже сделать ряд достаточно общих выводов относительно закономерностей, которые могут проявляться при распространении многомодовых пучков в волноводах. В самом деле, из (18) находим, что при выполнении равенств

$$\frac{|\xi_n|}{n!} = 2\pi m_n, \quad (m_n = 0, 1, \ldots) \tag{25}$$

полностью компенсируются проявляющиеся при распространении пучка аберрационные эффекты соответствующих порядков. Поэтому в определенных областях волновода будут формироваться зоны полной рефракционной ($n = 1$) и дифракционной ($n \geq 2$) фокусировки пучка, располагающиеся с характерными пространственными периодами $R_c^{(n)} = n!\,R_d^{(n)}$, где:

$$R_d^{(n)} = \left(\frac{k_0}{2\pi}\right)^{(n-1)} \Big/ \left|\left(\frac{1}{D_l}\frac{d}{d\beta_l}\right)^{(n-1)}\left(\frac{1}{D_l}\right)\right|. \tag{26}$$

Как уже отмечалось ранее в [12], и, естественно, следует из анализа выражения (18), с характерными пространственными периодами $R_d^{(n)}$ ($n \geq 2$) (см. (26)) в соответствующих областях волновода будет проявляться лишь частичная (неполная) дифракционная фокусировка поля пучка.

Таким образом, без учета аберрационных эффектов высших порядков ($n = 2, \ldots$) нормированная на цилиндрическое расхождение волнового фронта интенсивность поля в пучке будет достигать своих максимальных значений с пространственным периодом $R_c^{(1)} = R_d^{(1)}$ (26), определяемым длиной цикла соответствующего этому пучку опорного бриллюэновского луча (см. [17]). Учет же аберрационных эффектов второго порядка ($n = 2$) будет приводить к дифракционному расплыванию пучка (см. [18]), т.е. его дефокусировке в области расстояний $0 < r < R_d^{(2)}$; при этом, однако, с пространственным периодом $R_c^{(2)}$ будет проявляться дифракционная фокусировка пучка [12].

УПРАВЛЕНИЕ ПОЛЕМ МНОГОМОДОВОГО ПУЧКА

Выше обсуждались достаточно общие закономерности, которые могут проявляться при фокусировке пучков, обусловленной исключительно лишь волноводным характером распространения акустических сигналов. Теперь же остановимся на рассмотрении возможностей управления такой фокусировкой за счет выбора определенных распределений коэффициента возбуждения источников $A(z)$ по апертуре вертикальной антенны.

Вполне естественно, что зависимость $A(z)$ в (2) должна выбираться таким образом, чтобы, во-первых, антенной в волноводе формировался многомодовый пучок, т.е. возбуждался достаточно узкий пространственный спектр мод (см. (10), (12)), во-вторых, на определенных расстояниях компенсировались аберрационные эффекты, соответствующих порядков, т.е. фазовые добавки α_n приводили к выполнению равенств (25).

С целью получения аналитических выражений для L_0 и α_n выберем, по аналогии со свободным пространством [21], распределение коэффициента возбуждения источников по апертуре антенны в виде

$$A(x) = \exp\left\{-ik_0x\left(\sin(\chi_0) + s\frac{x\cos^2(\chi_0)}{2r_f}\right) - \frac{x^2a^2}{h^2}\right\}, \tag{27}$$

которое позволяет фокусировать антенну в точку однородной среды, удаленную на расстояние

$$R_f = r_f/[s\cos(\chi_0)]^4 \tag{28}$$

от центра антенны по лучу, выходящему под углом χ_0 к ее акустической оси. Здесь (см. (27)) параметры $a > 0$, $r_f > 0$ и $s = 0$, $s = \pm 1$ при заданном угле компенсации ($\chi_0 \le 0$, $\chi_0 \ge 0$) характеризуют процесс формирования пучка, который фокусируется для $s = 1$ и расфокусируется для $s = -1$ при выходе его вниз $\chi_0 < 0$ или вверх $\chi_0 > 0$, $x = z - z_a$; R_f^{-1} (28) – кривизна фронта фазового распределения коэффициента возбуждения (27).

Преобразуем теперь выражение для A_l (2) с использованием зависимостей (3), (27), пренебрегая при этом изменением амплитуды бриллюэновских лучей на апертуре антенны, и, предполагая монотонность функции $n(z)$ в соответствующем диапазоне глубин:

$$\mathrm{sign}\{dn/dz\} = \mathrm{const}, \quad \mathrm{sign}\{d^2n/dz^2\} = \mathrm{const}$$
$$(z_a - h/2 \le z \le z_a + h/2).$$

Тогда, воспользовавшись разложением функции $\varphi_l(z)$ (4) в ряд по x с точностью до члена второго порядка малости

$$\varphi_l(z) = \varphi_l(z_a) + k_0\gamma_l(z_a)x + \frac{1}{2}k_0\left(\frac{ndn/dz}{\gamma_l(z)}\right)\Bigg|_{z=z_a} x^2, \tag{29}$$

и, выполнив в (2) приближенное интегрирование в предположении $a/2 \gg 1$, получим выражение

$$A_l = \sum_{j=1}^{2} e^{i\pi(1+\bar{\mu}_j/2)} a_l^{(j)} e^{ib_l^{(j)}}, \tag{30}$$

в котором:

$$a_l^{(j)} = \frac{1}{a}\sqrt{\frac{\pi\beta_l/D_l\gamma_l(z_a)}{1 - i(\nu_2^{(j)})}}\exp\left\{-\frac{(\nu_1^{(j)})^2}{4[1 + (\nu_2^{(j)})^2]}\right\}, \tag{31}$$

$$b_l^{(j)} = \bar{\mu}_j\varphi_l(z_a) - \frac{(\nu_1^{(j)})^2\nu_2^{(j)}}{4[1 + (\nu_2^{(j)})^2]}, \tag{32}$$

$$\nu_1^{(j)} = \frac{k_0h}{a}[\bar{\mu}_j\gamma_l(z_a) - \sin(\chi_0)], \tag{33}$$

$$\nu_2^{(j)} = \frac{k_0h^2}{2a^2}\left[\bar{\mu}_j\left(\frac{n(z)}{\gamma_l(z)}\frac{dn}{dz}\right)\Bigg|_{z=z_a} - s\frac{\cos^2(\chi_0)}{r_f}\right], \tag{34}$$

$$\bar{\mu}_j = \begin{cases} -1, & j = 1, \quad \chi_0 < 0 \\ +1, & j = 2, \quad \chi_0 > 0. \end{cases} \tag{35}$$

Отмеченные выше условия применимости выражений (29)–(34) могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{h}{2a}\left(\frac{n(z)}{\gamma_l^2(z)}\left|\frac{dn}{dz}\right|\right)\Bigg|_{z=z_a} \ll 1, \tag{36}$$

$$\frac{k_0h^2}{8a^2}\left(\frac{n(z)}{\gamma_l(z)}\left|\frac{dn}{dz}\right|\right)\Bigg|_{z=z_a} \ll \pi, \tag{37}$$

$$\frac{h}{6a}\left[\left|\frac{d^2n/dz^2}{dn/dz} + \frac{1}{n(z)}\frac{dn}{dz} - \frac{n(z)}{\gamma_l^2(z)}\frac{dn}{dz}\right|\right]\Bigg|_{z=z_a} \ll 1. \tag{38}$$

Для определения фазовых добавок α_n (13) достаточно в выражении для $b_l^{(j)}$ (32) воспользоваться разложениями функций $\varphi_l(z_a)$ и $\gamma_l(z_a)$ в ряды по $l - l_0$ с соответствующей точностью.

Выражения для α_n имеют при $n > 2$ весьма громоздкий вид, поэтому здесь приведем только те из них, которые понадобятся при дальнейшем рассмотрении:

$$\alpha_1 = \bar{\mu}_j D_{l_0}(z_a)/D_{l_0}; \tag{39}$$

$$\alpha_2 = \bar{\mu}_j \delta + \sigma; \tag{40}$$

$$\delta = -\frac{2\pi d D_{l_0}/d\beta_{l_0}}{k_0 D_{l_0}^2}\left(\frac{dD_{l_0}(z_a)/d\beta_{l_0}}{dD_{l_0}/d\beta_{l_0}} - \frac{D_{l_0}(z_a)}{D_{l_0}}\right), \tag{41}$$

$$\sigma = \frac{\pi k_0}{2}\left(\frac{h}{a}\right)^4\left(\frac{\beta_{l_0}}{D_{l_0}\gamma_{l_0}(z_a)}\right)^2 \varepsilon/\left[1 + \left(\frac{k_0(h/a)^2}{2}\right)^2 \varepsilon^2\right], \tag{42}$$

$$\varepsilon = s\frac{\cos^2(\chi_0)}{r_f} - \bar{\mu}_j\left(\frac{n(z)dn/dz}{\gamma_{l_0}(z)}\right)\Bigg|_{z=z_a}. \tag{43}$$

УПРАВЛЕНИЕ РЕФРАКЦИОННОЙ ФОКУСИРОВКОЙ ПУЧКОВ

Ниже остановимся подробно на рассмотрении влияния аберрационных эффектов второго порядка (см. (39)–(43)), которое определяющим образом сказывается на распространении обычных пучков (см. (21)). В этом случае, учитывая (см. (31)), что максимум коэффициента возбуждения мод имеет место при

$$\begin{gathered}\sin(\chi_0) = \bar{\mu}_j \gamma_{l_0}(z_a),\\ \cos^2(\chi_0) = \beta_{l_0}^2 + 1 - n^2(z_a) \approx \beta_{l_0}^2,\end{gathered} \tag{44}$$

из сравнения выражений (12), (31) находим:

$$a_{l_0} = \frac{1}{a}\sqrt{\frac{\pi\beta_{l_0}}{D_{l_0}\gamma_{l_0}(z_a)}}/(1 + B^2\xi^2)^{1/4}; \tag{45}$$

$$L_0 = \frac{2}{\pi}\left(\frac{aD_{l_0}}{\beta_{l_0}h}\right)\gamma_{l_0}(z_a)\sqrt{1 + B^2\xi^2}; \tag{46}$$

$$\begin{gathered}B = \frac{k_0}{2r_0}\left(\frac{h}{a}\right)^2\beta_{l_0}^2,\\ \xi = s\frac{r_0}{r_f} - \operatorname{sign}\left\{\chi_{l_0}(z_a)\left(\frac{dn}{dz}\right)\Bigg|_{z=z_a}\right\},\\ r_0 = \frac{|R_{fl_0}|}{n^4(z_a)}\cos^4(\chi_{l_0}(z_a)),\\ R_{fl_0} = -\frac{\sin(\chi_{l_0}(z_a))}{\cos^2(\chi_{l_0}(z_a))}\left(\frac{n^6(z)}{dn/dz}\right)\Bigg|_{z=z_a} = \\ = \bar{\mu}_j n^5(z_a) R_{l_0}(z_a).\end{gathered} \tag{47}$$

Как следует из (44), значение угла компенсации χ_0, при котором достигается максимальное значение коэффициента возбуждения мод, хотя и не значительно, но отличается от значения угла скольжения опорного бриллюэновского луча $\sin(\chi_{l_0}(z_a)) = \bar{\mu}_j\gamma_{l_0}(z_a)/n(z_a)$, выходящего из центра антенны и имеющего кривизну $R_{fl_0}^{-1}$ (47), отличающуюся от кривизны соответствующей бриллюэновской волны $R_{l_0}^{-1}$.

Таким образом, первое равенство в (44) позволяет определять значение лучевого параметра β_{l_0} для опорного луча и, тем самым, находить из дисперсионного уравнения (6) соответствующее ему значение номера моды l_0, около которого возбуждается достаточно узкий пространственный спектр мод, удовлетворяющий условиям (10).

Анализ выражений (45)–(47) позволяет сделать весьма важные выводы относительно формирования пучков. А именно, ширина L_0 пространственного спектра возбуждаемых мод достигает минимального значения при выполнении равенства

$$R_f = -R_{fl_0}, \tag{48}$$

означающего своеобразную компенсацию кривизны $R_{fl_0}^{-1}$ (47) опорного луча противоположной по знаку кривизной R_f^{-1} (28) фронта фазового распределения коэффициента возбуждения источников (27). При этом на апертуре антенны имеет место лишь приближенная (см. (36)–(38)) компенсация квадратичных по z набегов фаз бриллюэновских лучей, соответствующих модам с номерами l, близкими к l_0. Последнее приводит к тому, что в волноводе формируется пучок с минимальным расхождением волнового фронта по трассе распространения,

Для определения зависимости характерной ширины пучка $\Lambda(r_{l_0})$ от горизонтального расстояния r_{l_0}, проходимого опорным лучом, и интенсивности поля $J(r_{l_0}, z_{l_0})$ на этом луче проанализируем выражение (18), характеризующее пространственное распределение поля (14) в пучке. С учетом аберрационных эффектов второго порядка (см. (19), (20) и (39), (40)) из (18) заменой суммирования интегрированием по l, получим с использованием (17), приближенно вычисляя соответствующий интеграл, следующее выражение:

$$\Pi_j(r,z) = \frac{\sqrt{\pi}L_0/2}{\sqrt{1+i\dfrac{\pi L_0^2}{4R_d^{(2)}}\Delta r}}\exp\left\{-\frac{(r-r_{l_0})^2/R_s^2}{1+i\dfrac{\pi L_0^2}{4R_d^{(2)}}\Delta r}\right\}; \quad (49)$$

в котором:

$$\Delta r = r - r_{l_0} + R_\Phi, \quad (50)$$

$$r_{l_0} = mD_{l_0} + \bar{\mu}_j D_{l_0}(z_a) + \mu_j D_{l_0}(z), \quad (51)$$

$$R_\Phi = \left(\frac{D_{l_0}}{dD_{l_0}/d\beta_{l_0}}\right)\frac{\partial r_{l_0}}{\partial \beta_{l_0}} - r_\Phi, \quad (52)$$

$$r_\Phi = r_0\frac{B^2\xi}{1+B^2\xi^2}\left(\frac{D_{l_0}}{\gamma_{l_0}^2(z_a)dD_{l_0}/d\beta_{l_0}}\right), \quad (53)$$

$$R_s = 2D_{l_0}/\pi L_0. \quad (54)$$

Характерная ширина пучка может быть определена с использованием выражения

$$\Lambda(r_{l_0}) = 2\cos(\chi_{l_0}(z_{l_0}))|z_\eta - z_{l_0}|, \quad (55)$$

в котором z_{l_0} – глубина точки на опорном луче $r_{l_0}(z_{l_0})$, а z_η – глубина, отвечающая в e^η раз меньшему значению интенсивности поля в пучке $J(r,z) = |P|^2$ по сравнению с соответствующим значением при $r = r_{l_0}$, $z = z_{l_0}$. Учитывая, что в рассматриваемом приближении ширина пучка Λ мала по сравнению с характерным вертикальным масштабом неоднородности волновода, при определении z_η можно ограничиться разложением функции $z(r)$ в ряд по $r - r_{l_0}$ с точностью до члена первого порядка малости

$$z - z_{l_0} \approx \frac{\partial z_{l_0}}{\partial r_{l_0}}(r - r_{l_0}) = \mathrm{tg}(\chi_{l_0}(z_{l_0}))(r - r_{l_0}). \quad (56)$$

Тогда из (49)–(54) для $\Lambda(r_{l_0})$ (55) с использованием (56) получим выражение

$$\Lambda(r_{l_0}) = \frac{2\gamma_{l_0}(z_{l_0})/n(z_{l_0})}{(2/\eta - R_\beta^2/R_s^2)}\times$$
$$\times\left\{\left(\frac{R_\beta}{R_s}\right)^2 R_\Phi + \left[\left(\frac{R_\beta}{R_s}\right)^4 R_\Phi^2 + \right.\right. \quad (57)$$
$$\left.\left. + R_s^2\left[\frac{2}{\eta} - \left(\frac{R_\beta}{R_s}\right)^2\right]\left[1 + \left(\frac{R_\beta R_\Phi}{R_s^2}\right)^2\right]\right]^{1/2}\right\},$$

в котором

$$R_\beta = \frac{2}{k_0 D_{l_0}}\frac{dD_{l_0}}{d\beta_{l_0}}. \quad (58)$$

Интенсивность поля на опорном луче определяется следующим выражением:

$$J(r_{l_0}, z_{l_0}) = 2\pi\frac{(p_0R_0/a)^2}{k_0 r_{l_0}}J_0(r_{l_0}, z_{l_0}), \quad (59)$$

$$J_0(r_{l_0}, z_{l_0}) = \beta_{l_0}/\left\{R_s^2\gamma_{l_0}(z_a)\gamma_{l_0}(z_{l_0})\times\right.$$
$$\left.\times\sqrt{(1+B^2\xi^2)\left(1+\left(\frac{R_\beta R_\Phi}{R_s^2}\right)^2\right)}\right\}. \quad (60)$$

Как видно из (57)–(60), фокусировка поля в пучке на опорном луче, при которой достигаются минимальные для $\Lambda(r_{l_0})$ и максимальные для $J(r_{l_0}, z_{l_0})$ (60) значения, будет наблюдаться на расстояниях $r_{l_0} = r_{fl_0}$ и глубинах $z_{l_0} = r_{fl_0}$, где величина $|R_\Phi|\gamma_{l_0}(z_{l_0})$ принимает минимальные значения. При достаточном удалении фокальных точек r_{fl_0}, z_{fl_0} от соответствующих точек поворота r_H, z_H опорного луча, когда можно пренебречь изменениями величины $\gamma_{l_0}(z_{l_0})$, значения r_{fl_0} и z_{fl_0} будут практически совпадать со значениями r_{l_0} и z_{l_0}, при которых минимальна величина $|R_\Phi|$ (52). Естественно, что при выполнении равенства

$$R_\Phi = 0, \quad (61)$$

на расстояниях

$$r_{l_0} = r_{fl_0} = r_\Phi + \bar{\mu}_j\left(D_{l_0}(z_a) - \frac{D_{l_0}}{dD_{l_0}/d\beta_{l_0}}\frac{dD_{l_0}(z_a)}{d\beta_{l_0}}\right) +$$
$$+ \mu_j\left(D_{l_0}(z_{fl_0}) - \frac{D_{l_0}}{dD_{l_0}/d\beta_{l_0}}\frac{dD_{l_0}(z_{fl_0})}{d\beta_{l_0}}\right), \quad (62)$$

будут достигаться предельно минимальное Λ_f для (57) и – максимальное J_{0f} для (60) значения соответствующих величин:

$$\Lambda_f = \frac{2\gamma_{l_0}(z_{fl_0})/n(z_{fl_0})}{\sqrt{2/\eta - R_\beta^2/R_s^2}}R_s, \quad (63)$$

$$J_{0f} = \frac{a}{hR_s\gamma_{l_0}(z_{fl_0})}. \quad (64)$$

В точках касания опорного луча каустик r_c, z_c, где $\partial r_{l_0}/\partial\beta_{l_0} = 0$, из (57), (60) находим следующие выражения:

$$\Lambda(r_c) = \frac{2\gamma_{l_0}(z_c)/n(z_c)}{\left(\frac{2}{\eta}-\left(\frac{R_\beta}{R_s}\right)^2\right)}\left\{-B\xi R_\beta + \right.$$
$$\left. + \left[B^2\xi^2R_\beta^2 + \left(\frac{h\beta_{l_0}}{a\gamma_{l_0}(z_a)}\right)^2\left(\frac{2}{\eta}-\left(\frac{R_\beta}{R_s}\right)^2\right)\right]^{1/2}\right\}, \quad (65)$$

$$J_0(r_c, z_c) = \left(\frac{a}{h}\right)^2\frac{\gamma_{l_0}(z_a)}{\beta_{l_0}\gamma_{l_0}(z_c)}. \quad (66)$$

Как видно из (63)–(66), для пучков с минимальной расходимостью волнового фронта ($\xi = 0$) имеют место равенства:

$$\Lambda_f = \Lambda(r_c), \quad J_{0f} = J_0(r_c, z_c). \quad (67)$$

Кроме того, поскольку выражения (57), (60) корректно описывают поведение соответствующих величин в пространственной области

$$|\Delta r| \ll \frac{4}{L_0^2}R_d^{(2)}, \quad (68)$$

где выполняются условия (22) и отвечающее (68) соотношение $(R_\beta/R_s)^2 \ll 1$, то из (63)–(66) следует также, что в фокальных точках (см. (61), (62)) возможно управление полем пучка, т.е. изменение Λ_f (63) и J_{0f} (64) при варьировании величины r_f в (27), а в точках касания опорного луча каустик такая возможность практически отсутствует (см. (67)). При этом с уменьшениием числа эффективно возбуждаемых антенной мод L_0 (46) в фокальных точках пучка (62) увеличивается его ширина Λ_f (63) и уменьшается интенсивность поля J_{0f} (64), достигая своих экстремальных значений у пучка с минимальным расхождением волнового фронта ($\xi = 0$). Несмотря на то, что у такого пучка (с $\xi = 0$) вблизи антенны также максимальна ширина $\Lambda(r_{l_0})$ (57) и минимальна интенсивность поля $J(r_{l_0}, z_{l_0})$ (59) по сравнению с аналогичными величинами у других пучков (с $\xi \neq 0$), тем не менее, он будет оставаться самым узким и преобладающим по интенсивности, начиная с определенных расстояний $r > \max\{r_\Phi\}$. Здесь следует отметить, что для заданных значений z_a и χ_0 расстояние r_Φ (53) в R_Φ (52), характеризующее управляемую фокусировку пучка изменением величины r_f в (27), достигает своего максимального значения

$$\max\{r_\Phi\} = \frac{1}{2}r_0B\left(D_{l_0}/\left|\frac{dD_{l_0}}{d\beta_{l_0}}\right|\gamma_{l_0}^2(z_a)\right) \quad (69)$$

при

$$r_f = sr_0B/\left\{\mathrm{sign}\left(\frac{dD_{l_0}}{d\beta_{l_0}}\right) + \right.$$
$$\left. + B\,\mathrm{sign}\left[\chi_{l_0}(z_a)\left(\frac{dn}{dz}\right)\Big|_{z=z_a}\right]\right\}. \quad (70)$$

ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ С ПРЕДЕЛЬНО МИНИМАЛЬНОЙ РАСХОДИМОСТЬЮ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Как следует из выражений для $\Pi_j(r, z)$ (49) и $\Lambda(r_{l_0})$ (57), $J_0(r_{l_0}, z_{l_0})$ (60), темп дифракционной расходимости пучка будет тем выше, чем больше значение характерного для него дифракционного параметра

$$P_d = \frac{R_\beta}{R_s^2} = \frac{\pi}{4}\frac{L_0^2}{R_d^{(2)}}. \quad (71)$$

Естественно, что при выполнении условия (48) величина P_d (71) принимает минимальное значение, соответствующее пучку с минимальной расходимостью волнового фронта. Кроме того, это же условие (48) формирования источником конечных размеров (в данном случае вертикальной антенной) пучков с минимальной расходимостью волнового фронта, которым отвечают соответствующие различным значениям β_{l_0} минимально возможные диапазоны изменения длины циклов ΔD_l:

$$\Delta D_l = \left|D_{l_0+L_0/2} - D_{l_0-L_0/2}\right|, \quad (72)$$

позволяет сформулировать условие формирования таких пучков, у которых вообще отсутствует расходимость волнового фронта. Однако прежде отметим, что в рассматриваемом здесь приближении предполагается, что формирующие пучок бриллюэновские лучи выходят из одного – акустического центра антенны, поэтому даже при выполнении равенства (48) не удается полностью скомпенсировать расходимость пучка из-за различий в длинах цикла D_l соответствующих лучей ($\Delta D_l \neq 0$). Если же теперь предположить, что отличающиеся от опорного бриллюэновские лучи могут выходить из различных точек апертуры антенны, то, потребовав выполнение равенства длины циклов этих лучей, т.е. $\Delta D_l = 0$ (см. (72)), получим искомое условие для формирования нерасходящегося пучка. В самом деле, поскольку постоянство величины D_l (5) для всех формирующих пучок бриллюэновских лучей возможно лишь при равенстве соответствующих им значений лучевого параметра $\beta_l = \beta_{l_0}$ для $l_0 - L_0/2 \leq l \leq$ $\leq l_0 + L_0/2$, то автоматически находим обеспечива-

ющий формирование нерасходящегося пучка закон изменения лучевого параметра $\beta_l(z)$ от глубины на апертуре антенны

$$\beta_{\min} \le \beta_l(z) = \beta_{l_0}/n(z) \le \beta_{\max},$$
$$z_{ab} = z_a - h/2 \le z \le z_a + h/2 = z_{aH}, \tag{73}$$

где

$$\beta_{\min} = \min\{\beta_l(z_{ab}), \beta_l(z_{aH})\},$$
$$\beta_{\max} = \max\{\beta_l(z_{ab}), \beta_l(z_{aH})\}. \tag{74}$$

Теперь, с учетом сказанного выше (см. (48), (62)), можно определенным образом сформировать и непрерывную систему пучков с минимальной расходимостью волнового фронта, углы выхода опорных лучей которых из соответствующих точек апертуры будут одновременно удовлетворять условию (73) в диапазоне глубин, не превышающем характерную ширину $\Lambda_0 = \Lambda(r_{l_0} = 0)$ центрального модового пучка вблизи источника. Для этого в (2) вместо (27) необходимо с учетом (48), (73) выбрать следующее распределение коэффициента возбуждения источников по апертуре антенны

$$A(z) = \frac{1}{h_0}\int\limits_{z_a-\Lambda_0/2}^{z_a+\Lambda_0/2} K(z, z')dz', \tag{75}$$

где

$$K(z, z') = \exp\left\{-ik_0(z-z')\left[n(z')\sin(\chi(z')) + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{(z-z')}{2\sin(\chi(z'))}\left(\frac{1}{n(z)}\frac{dn}{dz}\right)\Bigg|_{z=z'}\right] - \frac{(z-z')^2}{h_0^2}a^2\right\}, \tag{76}$$

$$\sin(\chi(z')) = \bar{\mu}_j\gamma_{l_0}(z')/n(z'),$$
$$\Lambda_0 = \sqrt{\frac{\eta}{2}}\frac{h_0}{2}\frac{\beta_{l_0}}{n(z_a)}, \quad h_0 = h - \Lambda_0. \tag{77}$$

В результате такой работы излучающей антенны (см. (2), (75)–(78)) в волноводе сформируется многомодовый пучок, ширина которого будет несколько больше, а расходимость волнового фронта заметно меньше, чем у пучка, сформированного около одного лишь центрального опорного луча (см. (27), (48)). Если к тому же у сформированного таким образом пучка (см. (75)–(76)) значение лучевого параметра для центрального опорного луча β_{l_0} совпадает со значением β_c, отвечающим достаточно гладкому минимуму (23) у зависимости $D_l(\beta_{l_0})$, то такой пучок будет предельно слаборасходящимся.

Естественно, что выполнение таких же условий (73) необходимо для формирования вертикальной антенной нерасходящегося пучка геометроакустических лучей, причем лишь с той разницей, что соответствующий им лучевой параметр $\beta_l \Rightarrow \beta = \cos\chi$ (73), (74) является непрерывной функцией угла скольжения χ. Как следует из (73), (74), в рефракционных волноводах углы выхода формирующих такой пучок лучей различаются, и лишь в изоскоростном волноводе имеет место их равенство. Поэтому обнаруженный в [22] при численном моделировании слаборасходящийся пучок в каноническом подводном звуковом канале [22], формирующийся лучами с одинаковыми (в [22] с $\chi(z_{ab}) = \chi(z_{aH}) = 0$) углами выхода из вертикального источника конечных размеров, не является самым слаборасходящимся. Более подробная дискуссия по этому вопросу будет приведена в следующей работе, посвященной численному моделированию соответствующих процессов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем основные результаты выполненных исследований и следующие из них выводы, которые имеют достаточно общий характер и справедливы для широкого класса многомодовых акустических пучков, удовлетворяющих условиям квазиоптичности.

Установлено, что при компенсации (48), (50) кривизны (47) опорного бриллюэновского луча противоположной по знаку кривизной (28) фронта фазового распределения коэффициента возбуждения источников (27) по апертуре вертикальной антенны в стратифицированном океаническом волноводе около соответствующего луча формируется многомодовый акустический пучок с минимальной расходимостью волнового фронта, которому при заданном угле выхода отвечает наиболее узкий пространственный спектр возбуждаемых мод (31), (46).

Выяснено, что в геометроакустическом приближении при определенном распределении по апертуре вертикальной антенны углов выхода лучей (73), отвечающем равенству их длины циклов, у сформированного ими пучка в волноводе отсутствует геометрическая расходимость волнового фронта. Отмечено, что с учетом дифракционной расходимости реально можно сформировать пучок только с близкими к такому идеальному – нерасходящемуся пучку свойствами, для чего необходимо определенным образом согласно (75)–(77), сформировать непрерывную систему пучков с минимальной расходимостью волнового фронта (75) около опорных лучей с соответствующим (73) распределением углов выхода по апертуре.

Сравнительный анализ результатов аналитических исследований и численного моделирования, выполненный в предварительной публикации [23] для приповерхностного звукового канала с линейной зависимостью квадрата показателя преломления от глубины и наглядно иллюстрирующий сформулированные выше выводы, будет достаточно подробно приведен в следующей статье. Здесь же остается отметить лишь следующее. Во-первых. Использованный в настоящей работе подход, основанный фактически на квазиоптическом приближении для метода обращения волнового фронта [1], упрощает управление фокусировкой акустического поля многомодового пучка в океаническом волноводе по сравнению с подходом, основанным на использовании строгого метода обращения волнового фронта [1], поскольку в последнем, как уже отмечалось в самых первых работах по этому вопросу (см. [1]), при управлении расположением фокального пятна приходится варьировать достаточно сложное распределение коэффициента возбуждения источников по апертуре вертикальной антенны. Во-вторых. По аналогии с решением задачи об определении оптимальных конфигураций пучков в квазиоптических системах фазовых преобразователей конечных размеров с целью минимизации дифракционных потерь энергии в лучевых волноводах и резонаторах [24], полученное в настоящей работе с использованием квазиоптического приближения равенство (48), при выполнении которого вертикальной антенной конечных размеров в океаническом волноводе формируется многомодовый пучок с минимальной дифракционной расходимостью, также решает соответствующую задачу оптимальной конфигурации акустического пучка для передачи им максимальной интенсивности поля на значительные расстояния $r \gg \max\{r_\Phi\}$ (см. (69), (70)).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Даргейко М.М., Кравцов Ю.А., Петников В.Г., Петросян А.С., Самойленко Ю.И., Славинский М.М.* Особенности фокусировки полей излучения в многомодовых волновых каналах // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 6. С. 746–752.
2. *Таланов В.И.* О синтезе антенн в многомодовых волноводах // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 7. С. 872–879.
3. *Вдовичева Н.К., Таланов В.И., Фикс И.Ш., Шерешевский И.А.* Вариационный подход к задаче синтеза антенн в многомодовых волноводах // Под. ред. Л.М. Бреховских, И.Б. Андреевой. М.: Наука, 1989. С. 169–178.
4. *Бахрах Л.Д., Кременецкий С.Д.* Синтез излучающих систем. М.: Сов. радио, 1974. 232 с.
5. *Зелкин Е.Г., Соколов В.Г.* Методы синтеза антенн. М.: Сов. радио, 1980. 294 с.
6. Адаптивная оптика / Под. Ред. Д. Фрида. М.: Мир, 1980. 456 с.
7. *Akal T., Ferla C., Jackson D.R., Hodgkiss W.S., Kuperman W.A., Song H.C.* A long-range and variable focus phase-conjugation experiment in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105. № 3. P. 1597–1604.
8. *Зверев В.А.* О пространственной фокусировке импульса, обращенного во времени // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2003. Т. 46. № 7. С. 575–578.
9. *Зверев В.А.* Принцип акустического обращения волн и голография // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 6. С. 792–801.
10. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М. Наука, 1973, 243 с.
11. *Jensen F.B., Kuperman W.A., Porter M.B., Schmidt H.* Computational ocean acoustics / New York: Amer. Inst. Phys. 1994. 367.
12. *Петухов Ю.В.* Периодическое пространственное переформирование интерференционной структуры и дифракционная фокусировка акустических полей в океанических волноводах // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 3. С. 384–391.
13. *Абросимов Д.И., Петухов Ю.В.* Влияние дифракционных эффектов на формирование слаборасходящихся акустических пучков в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 4. С. 437–447.
14. *Кравцов Ю.А., Кузькин В.М.* Об излучении антенны в многомодовом волноводе с плавно меняющимися параметрами // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 2. С. 207–210.
15. *Кравцов Ю.А., Кузькин В.М.* О работе линейной вертикальной антенны в многомодовом рефракционном волноводе // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 49–54.
16. *Кравцов Ю.А., Кузькин В.М.* Усредненные характеристики поля, создаваемого протяженным источником в подводном звуковом канале // Акуст. журн.1987. Т. 33. № 1. С. 261–267.
17. *Кулаков В.Н., Мальцев Н.Е., Чупров С.Д.* О возбуждении группы мод в слоистом океане // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 74–79.
18. *Вировлянский А.Л., Кириллов С.А., Шерешевский И.А.* О структуре поля группы мод в многомодовом волноводе // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 6. С. 726–733.
19. *Шарфарец Б.П.* Поле направленного излучателя в слоисто-неоднородном волноводе // Акуст. журн. 1985. Т. 35. № 1. С. 119–125.
20. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982, 264 с.
21. *Комиссарова Н.Н.* Об отклике приемной антенны в неоднородной среде. Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 2. С. 254–260.
22. *Colosi J.A., Morozov A.K.* Entropy and scintillation analysis of acoustical beam propagation through ocean

internal waves // J. Acoust. Soc. Amer. 2005. V. 117. № 3. P. 1611–1623.

23. *Абросимов Д.И., Петухов Ю.В., Хилько А.А.* Формирование и фокусировка акустических пучков в стратифицированных океанических волноводах // Труды научной конференции по радиофизике. Н. Новгород: ННГУ, 2005. С. 218–224 // http://www.rf.unn.ru

24. *Бондаренко Н.Г., Таланов В.И.* Некоторые вопросы теории квазиоптических систем // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1964. Т. 7. № 2. С. 313–327.

Formation, Propagation, and Focusing of Acoustic Beams in Oceanic Waveguides. The Quasi-Optics Approximation

Yu. V. Petukhov and A. A. Khil'ko

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603950 Russia
e-mail: petukhov@hydro.appl.sci-nnov.ru

Abstract---Using the WKB approximation and assuming that the spatial spectrum of modes excited by a vertical array is sufficiently narrow, a quasi-optical theory is developed to describe the fundamental regularities manifesting themselves in the formation, propagation, and focusing of multimode acoustic beams in oceanic waveguides. Functional dependences on the parameters of both the transmitting array and the oceanic waveguide are obtained for horizontal distances at which ordinary beams form refraction focusing zones. Conditions ensuring the formation of a beam with the minimum wave front divergence are formulated for the distribution of the source excitation factor over the array aperture.