

УДК 534.231.1

ВЛИЯНИЕ ОСАДОЧНОГО СЛОЯ НА ДИФРАКЦИОННУЮ ФОКУСИРОВКУ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2001 г. Е. Л. Бородина, Ю. В. Петухов

Институт прикладной физики РАН
603600 Н. Новгород, ул. Ульянова 46
E-mail: petukhov@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 10.05.2000 г.

Рассмотрены закономерности, проявляющиеся при формировании пространственной (по глубине и горизонтальному расстоянию) интерференционной структуры акустического поля, генерируемого точечным или вертикально распределенным источниками тонального излучения в мелководном океаническом волноводе, моделируемом трехслойной жидкой средой. При этом основное внимание уделено изучению влияния акустических характеристик осадочного слоя дна на формирование и структуру пространственных областей дифракционной фокусировки акустического поля.

При распространении волн различной природы в соответствующих волноводных средах наблюдается явление дифракционной фокусировки полей [1–12], которое получило свое название по аналогии с явлением формирования дифракционных изображений периодических структур в оптике [13–16]. Основные закономерности, проявляющиеся при дифракционной фокусировке акустических полей в океанических волноводах, рассмотрены в работах [1–4, 8–12]. При этом было установлено (см. [8–12]), что по трассе океанических волноводов происходит переформирование интерференционной структуры акустического поля с минимальным R_{\min} и максимальным R_{\max} пространственными периодами, проявляющееся в частичном повторении характерных при $0 \leq r \ll R_{\min}$ закономерностей в пространственном (по глубине z и горизонтальному расстоянию r) распределении его интенсивности $J(r, z)$. Именно такое переформирование интерференционной структуры и приводит к дифракционной фокусировке акустического поля в соответствующих областях горизонтальных расстояний [8–12]:

$$mR_{\min} \leq r \leq mR_{\max} \quad (m = 1, 2, \dots), \quad (1)$$

которое проявляется тем заметнее, чем меньше величина

$$\Delta R = R_{\max} - R_{\min}. \quad (2)$$

Здесь

$$\begin{aligned} R_{\min} &= \min\{R_g(l, l+1; l+1, l+2)\}, \\ R_{\max} &= \max\{R_g(l, l+1; l+1, l+2)\}, \end{aligned} \quad (3)$$

а величина

$$\begin{aligned} R_g(l, l+1; l+1, l+2) &= \\ &= R_{l, l+1} R_{l+1, l+2} / |R_{l, l+1} - R_{l+1, l+2}| \end{aligned} \quad (4)$$

для различных номеров мод l отвечает периоду переформирования интерференционной структуры поля соседних пар мод с соответствующими периодами интерференции:

$$\begin{aligned} R_{l, l+1} &= 2\pi / (k_l - k_{l+1}), \\ R_{l+1, l+2} &= 2\pi / (k_{l+1} - k_{l+2}) \end{aligned} \quad (5)$$

и частотными зависимостями горизонтальных волновых чисел k_l .

Следует отметить, однако, что даже при сильно различающихся значениях R_{\min} и R_{\max} (3), когда величина соответствующего отношения $\Delta R / R_{\min} \approx 1$, дифракционная фокусировка может, тем не менее, заметно проявляться для определенных групп мод с относительно минимальными изменениями $R_g(l, l+1; l+1, l+2)$ (4) [10, 11]. Естественно, что чем больше число мод $L_m = l_b - l_s$ в каждой такой группе $l_s \leq l \leq l_b$ и чем меньше величина $\Delta R_g = R_b - R_s$, тем заметнее будет проявляться дифракционная фокусировка акустического поля в соответствующих областях горизонтальных расстояний:

$$mR_s \leq r \leq mR_b, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} R_s &= \min\{R_g(l, l+1; l+1, l+2)\}, \\ R_b &= \max\{R_g(l, l+1; l+1, l+2)\}, \end{aligned} \quad (l_s \leq l \leq l_b), \quad (7)$$

а l_s и l_b отвечают граничным значениям номеров, характеризующих конкретную группу мод.

Для конкретных типов океанических волноводов в [8–12] выполнены исследования влияния стратификации скорости звука в водном слое, поглощения акустической энергии в дне, а также частоты излучения и глубины погружения источника на пространственную интерференционную структуру акустических полей в зонах дифракционной фокусировки. Однако без должного внимания остался принципиально важный для мелководных океанических волноводов вопрос о влиянии осадочного слоя дна на формирование зон дифракционной фокусировки акустических полей, рассмотрению которого и посвящена данная работа.

Для решения поставленной задачи воспользуемся достаточно простой моделью мелководного океанического волновода, состоящего из изоскоростного водного слоя глубины H со скоростью звука C и плотностью среды ρ в нем, а также однородного жидкого слоя осадков толщины h со скоростью звука c_s и плотностью ρ_s , лежащих на однородном жидком дне с соответствующими акустическими характеристиками c_b и ρ_b . Предположим также, что в водном слое на глубине z_s расположен точечный источник тонального акустического излучения с циклической частотой ω . Тогда нормированное на геометрическую расходимость распределение по глубине и горизонтальному расстоянию интенсивности акустического поля $J_0(r, z) = rJ(r, z)$ в водном слое такого волновода будет описываться выражением следующего вида [17]:

$$J_0(r, z) = \left| \sum_{l=1}^L A_l(z_s, z, \omega) e^{ikr/u_l} \right|^2, \quad (8)$$

в котором $A_l(z_s, z, \omega)$ амплитуда моды с номером l , $u_l = k/k_l$ соответствующая ей нормированная фазовая скорость, а $k = \omega/c$. Для амплитуды соответствующей моды с использованием приведенных в [17] соотношений найдем следующее выражение:

$$A_l = 2\sqrt{2\pi k u_l} \frac{B_1(u_l)}{B_2(u_l)} \sin(kz_s v) \sin(kz v);$$

$$B_1(u_l) = \Pi_s v_s^2 [\Pi v_b \cos(kh v_s) - \Pi_s v_s \sin(kh v_s)],$$

$$B_2(u_l) = \frac{\Pi_s}{2} \sin(2kh v) \times$$

$$\times \left[\Pi \cos(kh v_s) \left(v v_b - v_s^2 \left(\frac{v}{v_b} + \frac{v_b}{v} \right) \right) + \right.$$

$$\left. + \Pi_s v v_s \sin(kh v_s) \left(\frac{v_s^2}{v^2} - 2 \right) \right] + \Pi_s k H \frac{v_s^2}{u_l} \times$$

$$\times \left[1 + \Pi_s \frac{h}{H} \left(\sin^2(kH v) + \frac{v^2}{\Pi_s^2 v_s^2} \cos^2(kH v) \right) \right] \times$$

$$\times [\Pi v_b \cos(kh v_s) - \Pi_s v_s \sin(kh v_s)] -$$

$$- \frac{v^2}{v_b} \cos^2(kH v) [\Pi v_s \sin(kh v_s) - \Pi_s v_b \cos(kh v_s)].$$

Здесь

$$\Pi_s = \rho/\rho_s, \quad \Pi = \rho/\rho_b, \quad v = \sqrt{u_l^2 - 1}/u_l,$$

$$v_s = \sqrt{1 - b^2 u_l^2}/u_l, \quad v_b = \sqrt{1 - a^2 u_l^2}/u_l, \quad (10)$$

$$b = c/c_s, \quad a = c/c_b.$$

Нормированные фазовые скорости мод находятся из характерного для данного волновода дисперсионного уравнения [17]:

$$\operatorname{tg}(kH v) [\Pi_b v_b - v_s \operatorname{tg}(kh v_s)] =$$

$$= - \frac{v}{\Pi_s v_s} [v_s + \Pi_b v_b \operatorname{tg}(kh v_s)], \quad (11)$$

в котором

$$\Pi_b = \Pi/\Pi_s = \rho_s/\rho_b. \quad (12)$$

При проведении соответствующих численных расчетов, как и в [12], выбирались следующие значения параметров излучения, водного слоя и дна: $f = \omega/2\pi = 300$ Гц, $z_s = 4.5$ м; $H = 300$ м, $c = 1.45$ км/с, $\rho = 10^3$ кг/м³; $c_b = 1.7$ км/с, $\rho_b = 1.6\rho$. При этом фиксировалась толщина осадочного слоя $h = 0.1H$ и плотность среды в нем $\rho_s = 1.4\rho$, а скорость звука варьировалась в естественных пределах $c \leq c_s \leq c_b$.

Результаты численных расчетов зависимостей $|A_l(z_s, z, \omega)|$ (9) при $z = z_s$ и R_g (4) от l показали, что уменьшение скорости звука в осадочном слое дна не изменяет характерного поведения зависимости амплитуд мод от их номера (см. [18]); в то же время у зависимости периода переформирования наблюдаются не только количественные, но и принципиальные качественные изменения (см. рис. 1). В самом деле (см. рис. 1), с уменьшением c_s наблюдается сначала незначительное сужение диапазона значений R_g для мод относительно низких номеров $1 \leq l < 30$, которые, как показано еще в [12], ответственны за формирование зон дифракционной фокусировки. Однако затем, начиная с определенного значения c_s , для этих мод наблюдается заметное расширение диапазона значений R_g с одновременным увеличением R_g при $l = 1$. Кроме того, следует отметить, что если при $c_s = c_b$ зависимость R_g от l практически совпадает с аналогичной, полученной в отсутствии осадочного слоя ($h = 0$), то при $c_s = c$ она принципиально отличается от последней, поскольку имеет ярко выражен-

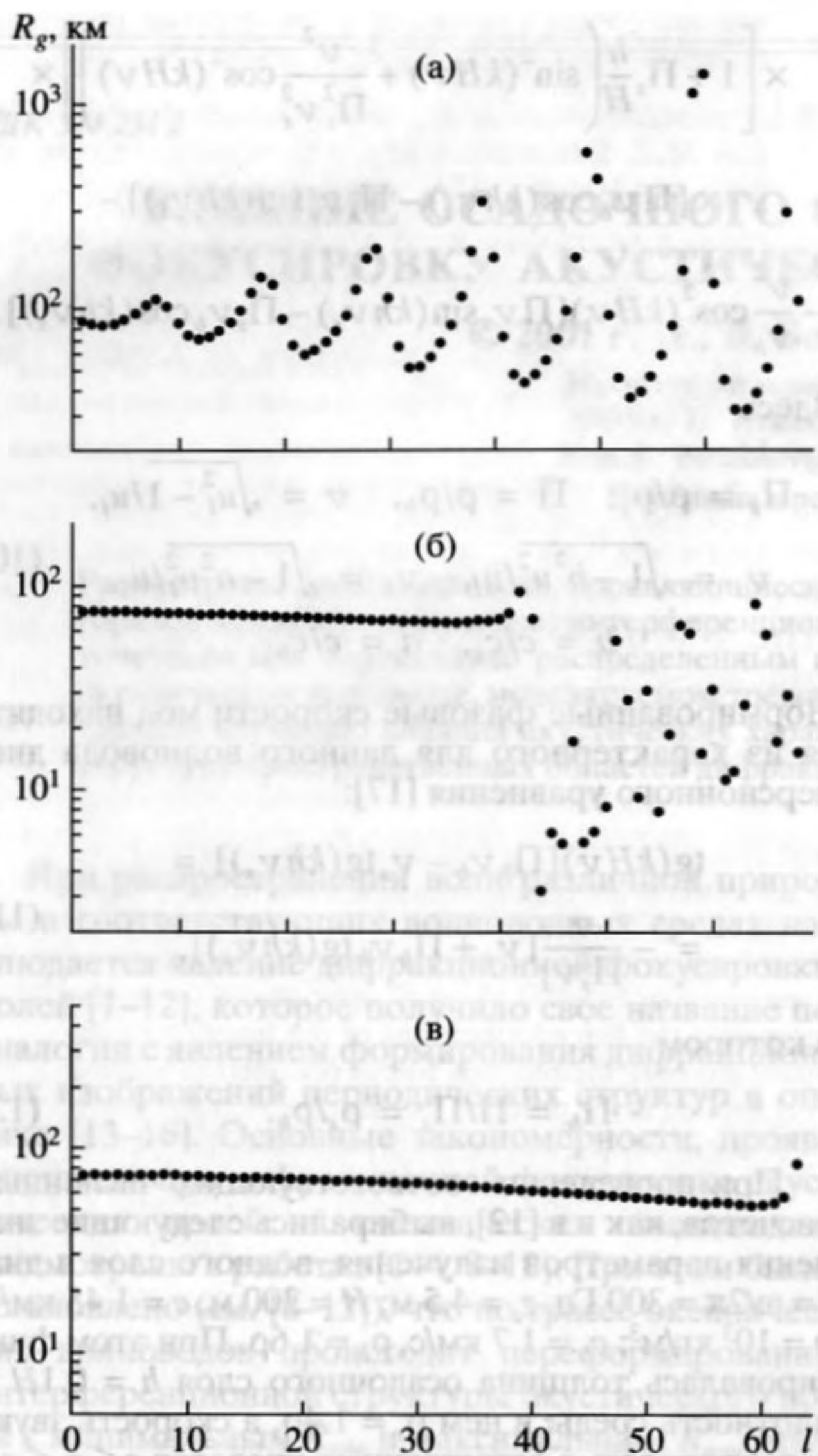


Рис. 1. Зависимости пространственного периода R_g (4) от номера моды l при $c_s = 1.45$ км/с (а), $c_s = 1.55$ км/с (б), $c_s = 1.7$ км/с (в).

ный осцилляционный характер, проявляющийся и при $1 \leq l < 30$ (см. рис. 1).

Из сказанного выше относительно поведения зависимости R_g от l следует, что с уменьшением скорости звука в осадочном слое до определенного значения $c_s = c_0$ должно наблюдаться незначительное сужение пространственных областей дифракционной фокусировки и некоторое усиление последней. Однако дальнейшее уменьшение c_s должно приводить к значительному расширению и ослаблению зон дифракционной фокусировки, вплоть до их полного исчезновения. Сделанные выводы наглядно подтверждаются результатами численных расчетов пространственного распределения нормированной интенсивности акустического поля $J_0(r, z)$ (8), представленного на рис. 2 в

ярком виде с динамическим диапазоном 18 дБ. Численным моделированием пространственных распределений $J_0(r, z)$ в рассматриваемом волноводе удалось также приближенно определить своеобразное оптимальное значение для скорости звука в осадочном слое $c_s = c_0 \approx 1.55$ км/с, при котором формируются наиболее контрастные зоны дифракционной фокусировки (см. рис. 2).

Проведенный анализ результатов численного моделирования (см. рис. 1, 2) позволяет предположить, что по мере уменьшения различий в значениях скоростей звука в водном и осадочном слоях на формирование зон дифракционной фокусировки акустического поля все большее влияние будет оказывать стратификация плотности среды в океаническом волноводе. Естественно, что значение c_0 будет также зависеть и от стратификации плотности среды в волноводе, причем в большей степени от скачка плотности на верхней границе осадочного слоя σ , чем от аналогичной величины δ на нижней его границе:

$$\sigma = \frac{1}{\Pi_s} - 1, \quad \delta = \frac{1}{\Pi_b} - 1. \quad (13)$$

Преобладающее влияние на пространственную структуру зон дифракционной фокусировки акустического поля параметра σ по сравнению с δ при $c_s \rightarrow c$ должно проявляться и в аналогичном их влиянии на фазовые скорости мод. Поэтому для выяснения степени чувствительности величины u_l к изменению параметров σ и δ проанализируем аналитически возможное поведение решений дисперсионного уравнения (11) для частных случаев: $c_s = c$ и $c_s = c_b$.

При $c_s = c$, когда $b = 1$ и $v = v_s$, уравнение (11) приводится к следующему виду:

$$P_1(u_l) = \sigma F_1(u_l), \quad (14)$$

в котором

$$P_1(u_l) = \operatorname{tg}[k(H+h)v] + \frac{v}{\Pi v_b}, \quad (15)$$

$$F_1(u_l) = \frac{1 + \frac{v(1+\delta)}{v_b} \operatorname{tg}(kHv)}{\operatorname{tg}(kHv) \operatorname{tg}(khv) - 1}.$$

Из уравнения (14) с очевидностью следует, что с уменьшением скачка плотности на верхней границе осадочного слоя ($\sigma \rightarrow 0$) оно стремится к дисперсионному уравнению $P_1(u_l) = 0$, характерному для волновода Пекериса с эффективной глубиной водного слоя $H+h$. Однако даже при малых значениях соответствующего параметра $\sigma \ll 1$ и достаточно высоких частотах излучения $kh \gg 1$ правая часть уравнения (14) будет всегда отличаться от нуля на величину такого же порядка малости, что и σ . В самом деле для мод относительно низких номеров $u_l \rightarrow 1$ при $kH \rightarrow \infty$ и $l \rightarrow 1$, поэтому

из (15) находим, что $F_1(u_l) \approx -1$. Последнее означает, что при $c_s = c$ влияние параметра σ на поведение зависимости k_l от l , а следовательно, и зависимостей $R_{l,l+1}(l)$, $R_g(l)$, является определяющим по сравнению с влиянием параметра δ для мод относительно низких номеров. Поскольку же именно этими модами формируются зоны дифракционной фокусировки, то пространственная структура последних также в существенной степени определяется скачком плотности на верхней границе осадочного слоя.

В другом предельном случае $c_s = c_b$ уравнение (11) при $b = a$, $v_s = v_b$ приводится к следующему виду:

$$P_2(u_l) = \delta F_2(u_l), \quad (16)$$

в котором

$$P_2(u_l) = \operatorname{tg}(kHv) + \frac{v}{\Pi v_b}, \quad (17)$$

$$F_2(u_l) = \frac{v}{\Pi v_b} \frac{\operatorname{th}(khv_b) - 1}{1 + (1 + \sigma)\operatorname{th}(khv_b)} - \operatorname{tg}(kHv).$$

Естественно, что с уменьшением скачка плотности на нижней границе осадочного слоя ($\delta \rightarrow 0$) уравнение (16) стремится к дисперсионному уравнению для волновода Пекериса $P_2(u_l) = 0$ с глубиной водного слоя H .

Как следует из (16), (17), в том же диапазоне высоких частот $kh \gg 1$ для мод относительно низких номеров имеем $F_2(u_l) \rightarrow 0$ при $kH \rightarrow \infty$, поскольку $u_l \rightarrow 1$ при $kH \rightarrow \infty$ и $l \rightarrow 1$. Поэтому в рассматриваемом случае $c_s = c_b$ изменения параметра δ будут в меньшей степени, чем $-\sigma$ при $c_s = c$, влиять на поведение зависимостей $k_l(l)$, $R_{l,l+1}(l)$ и $R_g(l)$ для мод относительно низких номеров.

Влияние параметров σ и δ на формирование зон дифракционной фокусировки акустического поля можно более наглядно проиллюстрировать, если воспользоваться в качестве источника излучения непрерывной вертикальной антенной с апертурой D , центр которой находится на глубине $z_0 = H/2$. Тогда, предполагая, что амплитудное распределение коэффициента возбуждения по апертуре антенны постоянно, а соответствующее фазовое распределение отсутствует, для амплитуд мод получим аналогичное (9) выражение, в котором вместо $\sin(kz_s v)$ необходимо поставить величину S_l :

$$S_l = \frac{1}{Dkv} \times$$

$$\times \left\{ \cos \left[kz_0 v \left(1 - \frac{D}{2z_0} \right) \right] - \cos \left[kz_0 v \left(1 + \frac{D}{2z_0} \right) \right] \right\}. \quad (18)$$

Естественно, что направление главного максимума такой антенны совпадало бы в свободном

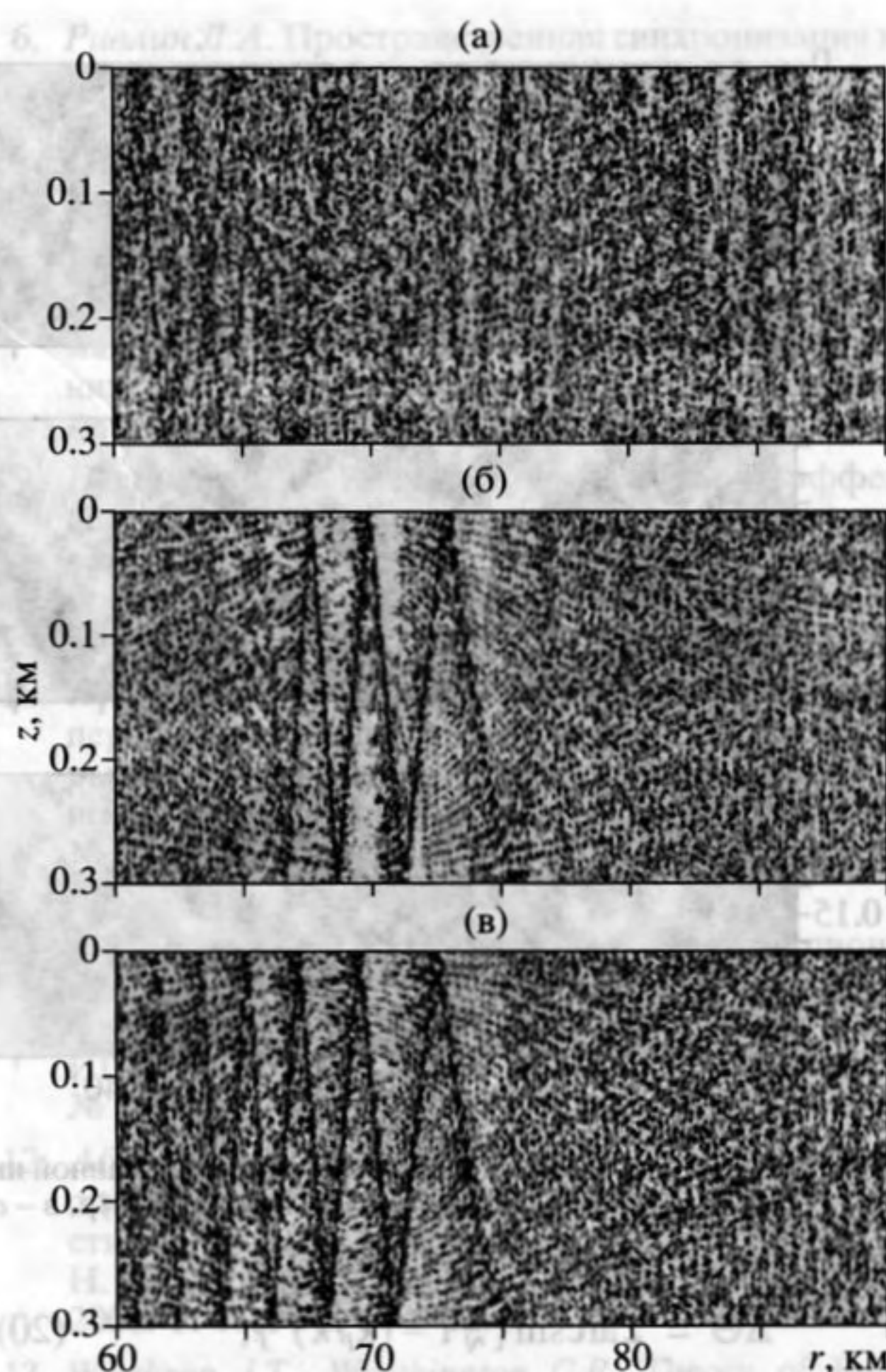


Рис. 2. Пространственные зависимости нормированной интенсивности $J_0(r, z)$ для точечного источника при $z_s = 4.5$ м: а - $c_s = 1.45$ км/с, б - $c_s = 1.55$ км/с, в - $c_s = 1.7$ км/с.

пространстве с направлением оси r , которому здесь отвечает значение угла $\Theta = 0$; причем ширина этого максимума оценивалась бы величиной $\Delta\Theta \approx 2\pi/kD \ll 1$.

Преимущество вертикальной излучающей антенны перед точечным источником в рассматриваемом волноводе состоит в том, что она позволяет уменьшить амплитуды мод относительно высоких номеров, затеняющих проявление эффекта дифракционной фокусировки акустического поля [12]. Для этого необходимо, чтобы диапазон изменения углов скольжения $\Delta\Theta_l$ мод относительно низких номеров, определяющих пространственную структуру зон дифракционной фокусировки акустического поля, ограничивался бы соответствующим значением величины $\Delta\Theta$. Выполнение отвечающего этому условию приближенного равенства

$$\Delta\Theta_l \approx \Delta\Theta, \quad (19)$$

где

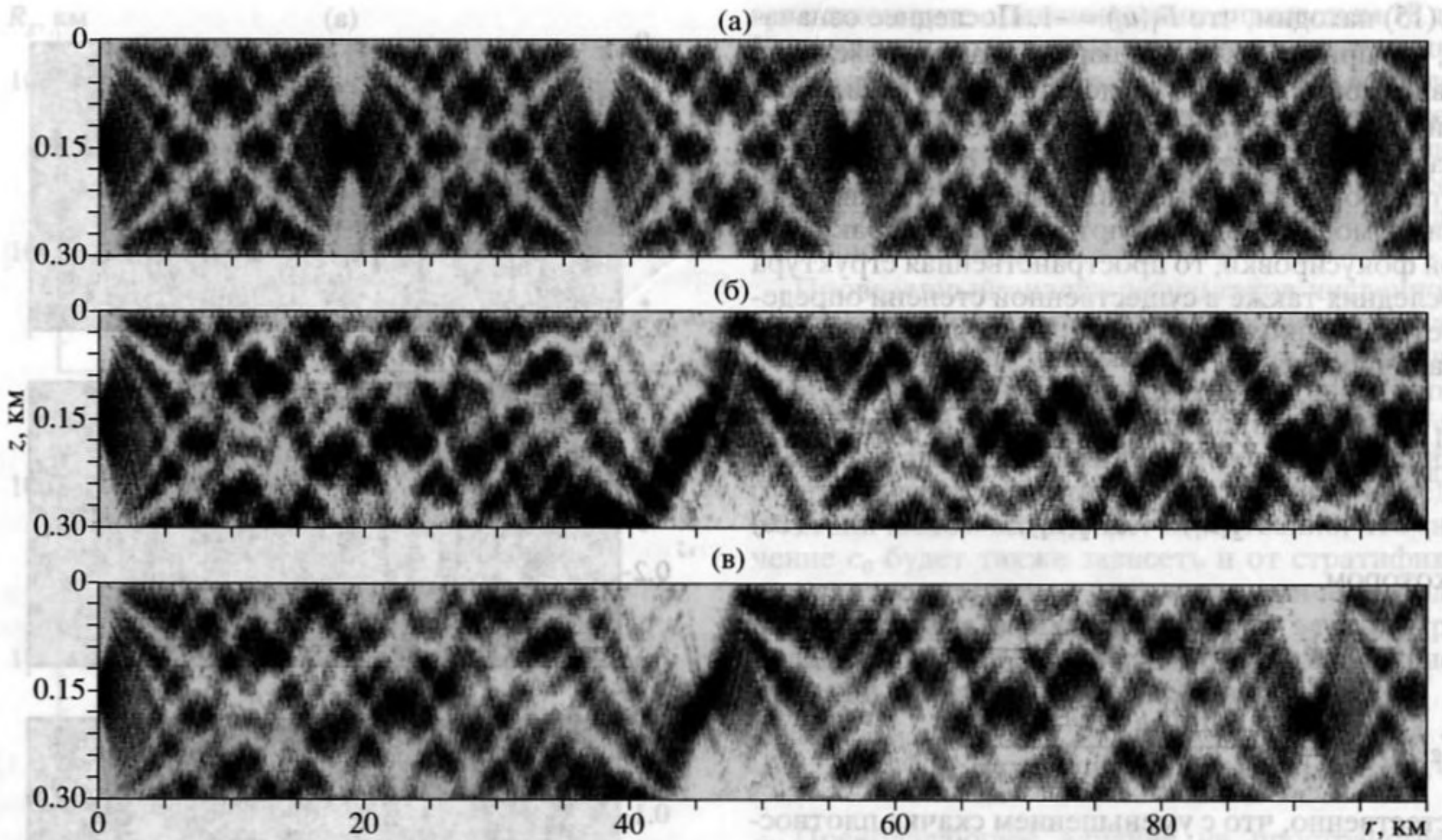


Рис. 3. Пространственные зависимости нормированной интенсивности $J_0(r, z)$ для вертикальной антенны при $z_0 = 150$ м: а — $c_s = 1.7$ км/с, $\rho_s = 1.4\rho$, б — $c_s = 1.45$ км/с, $\rho_s = 1.4\rho$, в — $c_s = 1.45$ км/с, $\rho_s = 1.1\rho$.

$$\Delta\Theta = 2 \arcsin \left\{ \sqrt{1 - (k_l/k)^2} \right\}, \quad (20)$$

позволяет при фиксированных значениях l определить оптимальный размер апертуры $D = D_{\text{опт}}$, при котором должна заметнее всего проявляться дифракционная фокусировка акустического поля.

Так, например, для однородного волновода с абсолютно жестким дном из (19) находим весьма наглядное соотношение для апертуры антенны

$$D_{\text{опт}} \approx \frac{H}{l - 1/2}, \quad (21)$$

не зависящее от частоты излучения при $2\pi/kD_{\text{опт}} \ll 1$.

Приближенное выражение (21) позволяет и в рассматриваемом здесь волноводе выбрать апертуру антенны, весьма близкую к оптимальной $D_{\text{опт}}$. Последнее обстоятельство имеет весьма важное значение, поскольку при $D > D_{\text{опт}}$ будут заметно уменьшаться и амплитуды мод относительно низких номеров, а при $D < D_{\text{опт}}$ моды относительно высоких номеров будут вносить заметный вклад в полное поле, что в итоге приведет, соответственно, либо к ослаблению, либо к затенению эффекта дифракционной фокусировки акустического поля.

С учетом сказанного выше, численные расчеты пространственного распределения нормированной интенсивности $J_0(r, z)$ акустического поля,

формируемого вертикальной излучающей антенной, проводились при таких значениях параметров $2\pi/kD = 0.1$, $z_0 = H/2$, которые способствовали более наглядной иллюстрации на плоскости $z - r$ эффекта дифракционной фокусировки и его зависимости от стратификации плотности среды в океаническом волноводе. Здесь следует отметить, что глубина центра антенны $z_0 = H/2$ выбиралась таким образом, чтобы дифракционная фокусировка могла проявляться с пространственным периодом $R = \frac{1}{4} R_{\text{max}} \approx \frac{k}{2\pi} H^2$. Такая ситуация

характерна, например, для $c_s = c_b = 1.7$ км/с (см. рис. 3а). В этом случае численные расчеты показывают (см. также [18]), что приведенное на рис. 3а типичное распределение $J_0(r, z)$ практически не зависит от изменения плотности среды в осадочном слое при $\rho \leq \rho_s \leq \rho_b$. При расположении же антенны ближе к поверхности $z_0 < H/2$ или ко дну $z_0 > H/2$ океанического волновода дифракционная фокусировка заметно проявляется лишь с максимальным пространственным периодом $R = R_{\text{max}} \approx \frac{2k}{\pi} H^2$.

Представленные на рис. 3б, 3в пространственные зависимости $J_0(r, z)$ наглядно подтверждают в яркостном виде с динамическим диапазоном 18 дБ существенное влияние стратификации плотности среды на формирование зон дифракционной фокусировки акустического поля лишь при незначи-

тельных отличиях скоростей звука в водном и осадочном слое океанического волновода.

Кроме того, эти результаты (см. рис. 3) позволяют также сделать и другой весьма важный вывод. Поскольку вертикальная излучающая антенна позволяет существенно подчеркнуть проявление эффекта дифракционной фокусировки, то соответствующие закономерности можно целенаправленно использовать для фокусировки акустического излучения в океанических волноводах. При этом расположением зон дифракционной фокусировки в горизонтальном направлении можно управлять изменением частоты излучения, а в вертикальном – изменением глубины погружения антенны. Такой подход к фокусировке акустического излучения в мелководных океанических волноводах может при определенных условиях оказаться предпочтительным по сравнению с подходом, основанным на методе обращения волнового фронта [19–23], требующем использования достаточно протяженной апертуры с весьма сложными законами амплитудного и фазового распределений коэффициентов возбуждения.

В заключение кратко сформулируем основной результат настоящей работы.

Показано, что по мере уменьшения различий в значениях скорости звука в водном и осадочном изоскоростных слоях океанического волновода на формирование зон дифракционной фокусировки акустического поля все более заметное влияние оказывает величина скачка плотности в соответствующих средах. Поэтому при определенных выше условиях возможно практически полное расплывание зон дифракционной фокусировки акустического поля в мелководных океанических волноводах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 98-05-64652 и 00-05-64604).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wood A.B. Model experiments on propagation in shallow water // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1959. V. 31. № 9. P. 1213–1235.
2. Вуд А.Б. Модельные исследования распространения звука в мелком море. Метод визуализации звуковых полей малой интенсивности. Подводная акустика / Под ред. Бреховских Л.М. М.: Мир, 1965. С. 195–240.
3. Weston D.E. A moire fringe analog of sound propagation in shallow water // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1960. V. 32. № 6. P. 647–654.
4. Weston D.E. Sound focusing and beaming in the interference field due to several shallow-water modes // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1968. V. 44. № 6. P. 1706–1712.
5. Ривлин Л.А., Шильдяев В.С. Полигармонические волноводы для когерентного света // *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* 1968. Т. 11. № 4. С. 572–578.
6. Ривлин Л.А. Пространственная синхронизация мод оптического квантового генератора // *Квантовая электроника.* 1972. № 2. С. 46–52.
7. Григорьева Е.Е., Семенов А.Т. Волновая передача изображений в когерентном свете (Обзор) // *Квантовая электроника.* 1978. Т. 5. № 9. С. 1877–1894.
8. Петухов Ю.В. Квазиоптическая теория эффекта минимального дифракционного расплывания дальних зон акустической освещенности в океане // *Акуст. журн.* 1996. Т. 42. № 3. С. 401–411.
9. Петухов Ю.В. Квазиоптическая теория эффекта периодического пространственного переформирования дальних зон акустической освещенности в подводном звуковом канале // *Акуст. журн.* 1996. Т. 42. № 5. С. 688–695.
10. Петухов Ю.В. Периодическое пространственное переформирование интерференционной структуры и дифракционная фокусировка акустических полей в океанических волноводах / Препринт № 443. Н. Новгород: НИРФИ, 1998. 37 с. // *Акуст. журн.* 2000. Т. 46. № 3. С. 384–391.
11. Абросимов Д.И., Петухов Ю.В. Дифракционная фокусировка акустического поля в подводном звуковом канале / Препринт № 467. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1998. 20 с. // *Акуст. журн.* 2000. Т. 46. № 2. С. 149–156.
12. Абросимов Д.И., Петухов Ю.В. Особенности пространственной интерференционной структуры акустического поля в мелком море / Препринт № 466. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1998. 12 с. // *Акуст. журн.* 2000. Т. 46. № 1. С. 5–12.
13. Winthrop J.T., Worthington C.R. Theory of Fresnel images. 1. Plane periodic objects in monochromatic light // *J. Opt. Soc. Amer.* 1965. V. 55. № 4. P. 373–381.
14. Montgomery W.D. Self-imaging objects of finite aperture // *J. Opt. Soc. Amer.* 1967. V. 57. № 6. P. 772–778.
15. Edgar R.F. The Fresnel diffraction images of periodic structure // *Optica Acta.* 1969. V. 16. № 3. P. 281–287.
16. Денисюк Ю.И., Рамшвили Н.М., Чавчанидзе В.В. О возможности получения пространственных изображений двумерных объектов без помощи линз и голографии // *Оптика и спектроскопия.* 1971. Т. 30. № 6. С. 1130–1134.
17. Бреховский Л.М. Волны в слоистых средах. М.: АН СССР, 1957. 502 с.
18. Бородина Е.Л., Петухов Ю.В. Влияние осадочного слоя дна на дифракционную фокусировку акустического поля в мелком море / Препринт № 529. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2000. 19 с.
19. Даргейко М.М., Кравцов Ю.А., Петников В.Г. и др. Особенности фокусировки полей излучения в многомодовых волновых каналах // *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* 1984. Т. 27. № 6. С. 746–752.
20. Исмаилов Ф.М., Кравцов Ю.А. Об эффективности фокусировки звукового поля обращенным волновым фронтом в океаническом волноводе // *Акуст. журн.* 1991. Т. 37. № 2. С. 294–302.
21. Dowling D.R., Jackson D.R. Phase conjugation in underwater acoustics // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1991. V. 89. № 1. P. 171–181.

22. Akai T., Ferla C., Hodgkiss W.S. et al. Phase conjugation in the ocean: Experimental demonstration of an acoustic time reversal mirror // J. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 103. № 1. P. 25-40.

23. Akai T., Ferla C., Hodgkiss W.S. et al. A long-range and variable focus phase conjugation experiment in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105. № 3. P. 1597-1604.

Effect of the Sediment Layer on the Diffraction Focusing of an Acoustic Field in a Shallow Sea

E. L. Borodina and Yu. V. Petukhov

Features characterizing the formation of the spatial (in depth and horizontal distance) interference structure of an acoustic field generated by a point tone source or a vertically distributed tone source in a shallow-water oceanic waveguide are considered. The waveguide is modeled by a three-layered fluid medium. The main object of the study is the effect of the acoustic parameters of the sediment layer on the formation and structure of the spatial regions within which the diffraction focusing of the acoustic field takes place.

13. Winthrop J.T., Worthington C.R. Theory of Fresnel diffraction. I. Plane periodic objects in inhomogeneous light // Opt. Soc. Amer. 1955. V. 41. P. 173-181.

14. Montzomayre W.D. Self-imaging objects of finite size // Opt. Soc. Amer. 1967. V. 57. P. 172-178.

15. Zagar K.P. The Fresnel diffraction images of periodic objects // Opt. Soc. Amer. 1968. V. 58. P. 1281-1287.

16. Denlikov I.M., Ryzhenko N.M., Ryzhenko V.B. О возможности получения пространственных изображений двумерных объектов без помощи линзы // Оптика и спектроскопия. 1971. Т. 30. № 6. С. 1130-1134.

17. Бородин Е.Л., Петухов Ю.В. Волны в слоистых средах // М.: АН СССР. 1972. 202 с.

18. Бородин Е.Л., Петухов Ю.В. Влияние осевых волн на формирование фокусировки звука в мелководном море // Препринт № 229. Н. Новгород: НИФ РАН. 2000. 19 с.

19. Гаврилов М.М., Петухов Ю.В. Особенности фокусировки звука в мелководном море // Препринт № 230. Н. Новгород: НИФ РАН. 2000. 19 с.

20. Скаларов Ф.М., Крамов Ю.А. Об эффективности фокусировки звукового поля в мелководном море // Препринт № 231. Н. Новгород: НИФ РАН. 2000. 19 с.

21. Dowling D.R., Jackson D.R. Phase conjugation in underwater acoustics // J. Acoust. Soc. Amer. 1991. V. 89. P. 177-181.

22. Akai T., Ferla C., Hodgkiss W.S. et al. Phase conjugation in the ocean: Experimental demonstration of an acoustic time reversal mirror // J. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 103. № 1. P. 25-40.

23. Akai T., Ferla C., Hodgkiss W.S. et al. A long-range and variable focus phase conjugation experiment in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105. № 3. P. 1597-1604.