

УДК 534.231.1

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2000 г. Д. И. Абросимов, Ю. В. Петухов

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

Поступила в редакцию 02.06.98 г.

Показано, что в изоскоростном волноводе периодическая дифракционная фокусировка акустического поля при определенных условиях приводит к формированию в соответствующих пространственных областях “пучковой” интерференционной структуры.

Как известно [1, 2], 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 $0 \leq r < R_{\min}$ закономерностей в пространственном распределении его интенсивности. Это, в свою очередь, приводит к дифракционной фокусировке поля в соответствующих областях горизонтальных расстояний [1, 2]:

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

В (1) характерные пространственные периоды определяются следующими выражениями [1–3]:

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

в которых величина

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

отвечает периоду переформирования интерференционной структуры поля соседних пар мод с соответствующими периодами интерференции:

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

частотная же зависимость горизонтального волнового числа k_l моды с номером l в (4) находится из характерного для каждого волновода дисперсионного уравнения.

Следует отметить, что здесь, как и в [1, 2], по аналогии с дифракционными изображениями периодических структур в оптике [4], под дифракционной фокусировкой поля в волноводах понимается формирование соответствующих зон по-

вышенной акустической освещенности. При этом пространственный период такой фокусировки принципиально зависит от длины волны излучения [1, 2, 4], в отличие от рефракционной фокусировки [5], для которой зависимость ее пространственного периода от длины волны определяется лишь малой дифракционной поправкой к лучевому приближению [6–9].

В глубоководных океанических волноводах с открытым к поверхности подводным звуковым каналом (вблизи которой скорость звука меньше, чем у дна) дифракционная фокусировка поля приводит на характерных для нее расстояниях (1) к проявлению периодического пространственного переформирования дальних зон акустической освещенности [1, 2] и соответствующей дифракционной фокусировке модовых пучков [2, 10]. При этом отмеченные явления [1, 2, 10] отчетливее всего наблюдаются при возбуждении лишь одного модового пучка (см. [10]), которому соответствует единственный максимум в зависимости произведения амплитуд соседних мод на горизонте источника от их номера [1–3].

Естественно, что, как следует из (1)–(4), аналогичные [1, 10] явления должны наблюдаться и в изоскоростных волноводах [11–15]. Последние в определенных ситуациях (см. [5, 11–14]) достаточно точно моделируют условия распространения звука в мелководных океанических волноводах и тем самым позволяют описывать характерные особенности формирования в них пространственной интерференционной структуры акустических полей.

Поэтому целью настоящей работы является теоретическое исследование влияния дифракционной фокусировки акустического поля на формирование его пространственной интерференционной структуры в изоскоростном волноводе, моделируемом однородным жидким слоем тол-

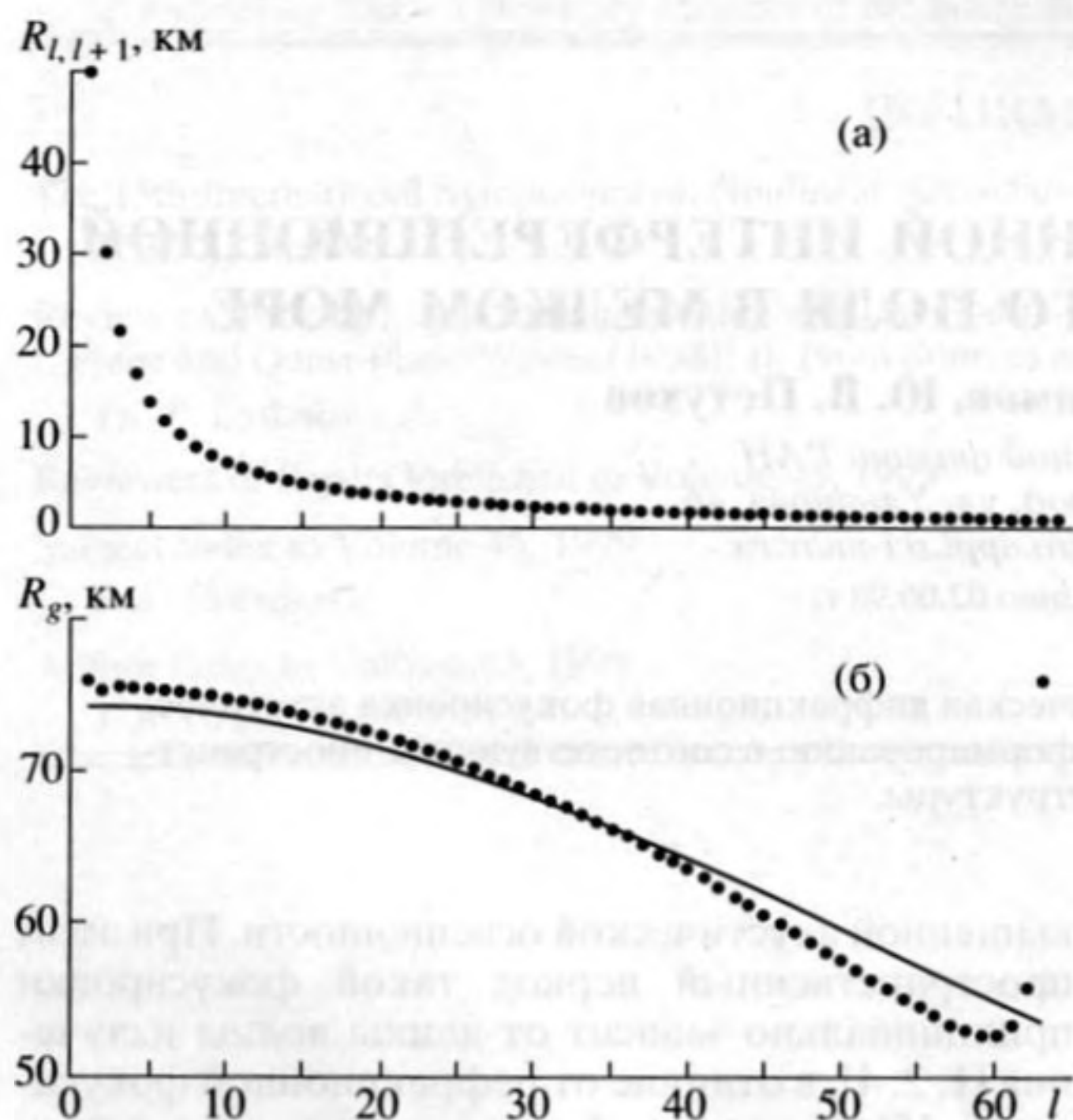


Рис. 1. Зависимости пространственных периодов интерференции соседних мод $R_{l,l+1}$ (а) и переформирования интерференционной структуры поля соседних пар мод $R_g = R_g(l, l+1; l+1, l+2)$ (б) от номера моды l . Сплошная линия соответствует приближенной зависимости (6).

щины H со скоростью звука c и плотностью среды ρ в нем, лежащим на однородном жидком полупространстве с соответствующими значениями скорости звука c_b и плотности среды ρ_b .

С целью получения приближенных аналитических зависимостей для $R_{l,l+1}$, $R_g(l, l+1; l+1, l+2)$, R_{\min} и R_{\max} , удобных при оценках соответствующих величин и обобщениях результатов соответствующего численного моделирования, рассмотрим сначала изоскоростной волновод с абсолютно жестким дном $z \geq H$. В этом случае, ограничиваясь рассмотрением лишь представляющих интерес мод с достаточно малыми углами скольжения, разложим известное выражение (см. [5]) для горизонтальных волновых чисел мод такого волновода в ряд

$$k_l = k\sqrt{1-x_l^2} \approx k\left(1 - \frac{1}{2}x_l^2 - \frac{1}{8}x_l^4\right) \quad (5)$$

с точностью до члена четвертого порядка малости по $x_l \ll 1$, где

$$x_l = \pi(l-1/2)/kH \quad (l=1, \dots),$$

$k = \omega/c$, $\omega = 2\pi f$, f – частота излучения тонального акустического сигнала.

Тогда из (3), (4) с использованием (5) найдем следующие приближенные зависимости:

$$R_{l,l+1} \approx \frac{D/l}{1 + \frac{\lambda}{8D}(4l^2 + 1)}, \quad (6)$$

$$R_g(l, l+1; l+1, l+2) \approx \frac{D}{1 + \frac{\lambda}{8D}(12l^2 + 12l + 5)},$$

где

$$D = 4H^2/\lambda, \quad (7)$$

а $\lambda = 2\pi/k$ – длина волны излучения. Подставляя затем (6) в (2), находим значения характерных пространственных периодов дифракционной фокусировки акустического поля в таком изоскоростном волноводе:

$$R_{\min} \approx D/\left(1 + \frac{\lambda}{8D}(12L_0^2 + 12L_0 + 5)\right), \quad (8)$$

$$R_{\max} \approx D/\left(1 + \frac{29\lambda}{8D}\right),$$

где L_0 – предельное число мод с малыми углами скольжения, удовлетворяющее естественному условию $1 \ll L_0 < L-2$, в котором $L = 2H/\lambda + 1/2$ – полное число возбуждаемых мод.

Поскольку дифракционная фокусировка полей заметнее всего проявляется лишь при достаточно многомодовом режиме распространения акустических волн [1, 2, 14], то, предполагая выполнение условия $\lambda/H \ll 1$, из (8) получаем совпадающее с найденным в [14] соотношение

$$R_{\max} \approx D. \quad (9)$$

Приведенные выражения (8), (9) позволяют всего лишь оценить размеры пространственных областей (1), в которых дифракционная фокусировка акустического поля будет существенно влиять на формирование его пространственной интерференционной структуры в изоскоростных волноводах. Однако для изучения конкретных особенностей интерференционной структуры поля, обусловленных проявлением эффекта дифракционной фокусировки, необходимо проведение численных расчетов распределения интенсивности акустического поля $J(r, z)$ по горизонтальному расстоянию r и глубине z с использованием модовой теории [5] при конкретных условиях распространения звука.

Поэтому для иллюстрации характерных закономерностей в поведении зависимостей $R_{l,l+1}$, $R_g(l, l+1; l+1, l+2)$ и $J_0(r, z) = rJ(r, z)$ на рис. 1, 2 приведены результаты соответствующих численных расчетов при конкретных условиях распространения акустических волн: $H = 300$ м, $c = 1.45 \times 10^3$ м/с, $\rho = 10^3$ кг/м³, $c_b = 1.7 \times 10^3$ м/с, $\rho_b = 1.6 \times 10^3$ кг/м³ и частоте излучения $f = 300$ Гц, генерируемого точечным источником, расположенным

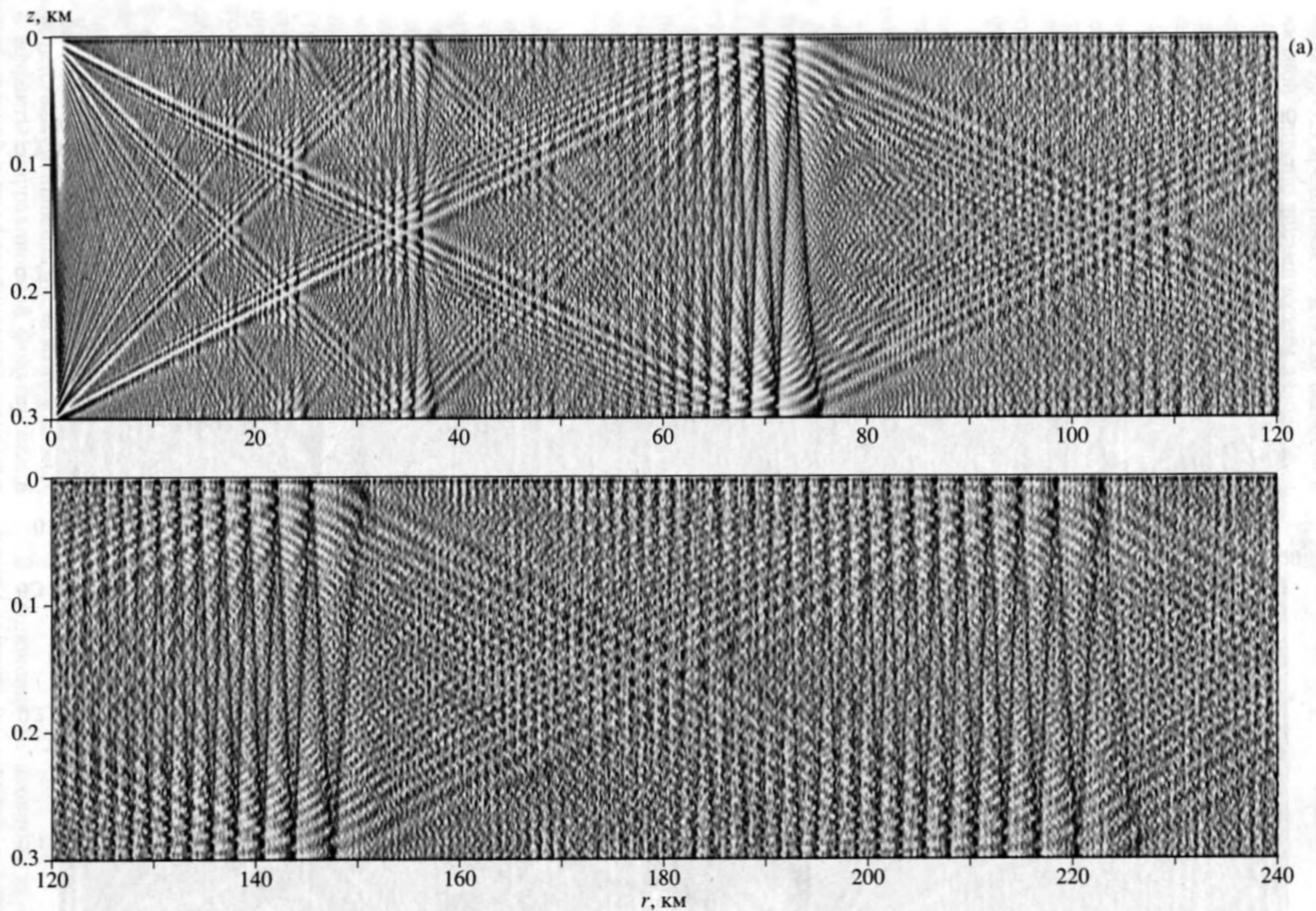


Рис. 2. Распределение по горизонтальному расстоянию r и глубине z нормированной интенсивности акустического поля $J_0(r, z)$, представленное в плотностной записи с динамическим диапазоном 15 дБ при $f = 300$ Гц: а – $z_s = 4.5$ м; б – $z_s = 9$ м.

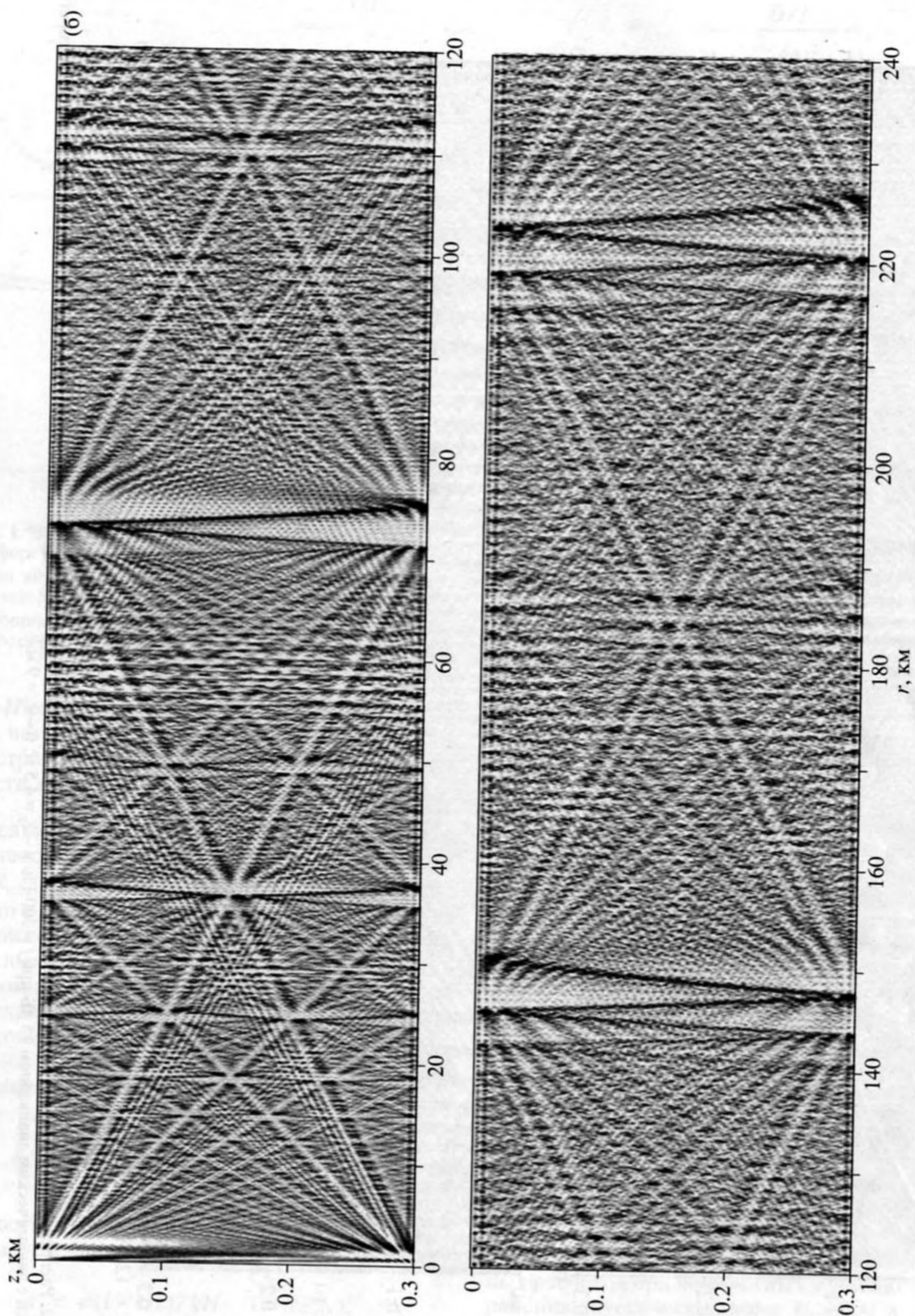


Рис. 2. Окончание.

на глубинах $z_s = 4.5$ и 9 м. При этом пространственное распределение нормированной на геометрическое расхождение интенсивности акустического поля $J_0(r, z)$ представлено для наглядности в плотностной записи с динамическим диапазоном 15 дБ (см. рис. 2).

Анализ результатов численного моделирования (см. рис. 1–3) позволяет сделать следующие выводы.

Во-первых, величины R_{\min} и R_{\max} (2), значения которых достаточно точно рассчитываются с использованием приближенных выражений (8) (см. рис. 1), действительно определяют границы пространственных областей (1) дифракционной фокусировки акустического поля в рассматриваемом океаническом волноводе. При этом здесь $R_{\max} > \max[R_{l, l+1}] = R_{1,2}$ (см. рис. 1), в отличие от волновода с абсолютно жестким дном, в котором имеет место обратное соотношение.

Во-вторых, в соответствующих проявлению эффекта дифракционной фокусировки пространственных областях (1) своеобразными интерференционными “пятнами” формируется характерная структура линий повышенной интенсивности акустического поля, отвечающая многократно отраженному от границ раздела водного слоя “пучку”, угол падения которого увеличивается при каждом отражении. При этом с ростом номера пространственной области дифракционной фокусировки акустического поля m увеличивается и число заметно проявляющихся в ней отражений такого “пучка” (см. рис. 2).

В-третьих, с увеличением глубины источника существенно сужается пространственная область заметного проявления “пучковой” структуры акустического поля в каждом диапазоне горизонтальных расстояний (1) (см. рис. 2). Последнее объясняется соответствующим увеличением числа возбуждаемых модовых пучков [3], которым отвечают максимумы в зависимости произведения амплитуд соседних мод $B_{l, l+1}$ от их номера на глубине источника $z = z_s$ (см. рис. 3). Поэтому, как и в [10], наиболее отчетливая – “пучковая” – структура интерференционных линий наблюдается при возбуждении всего лишь одного, причем самого широкого модового пучка (см. рис. 2, 3).

Естественно, что с понижением частоты излучения пространственные области проявления отмеченных выше закономерностей в интерференционной структуре поля $J(r, z)$ будут сужаться, поскольку уменьшаются величины R_{\max} , R_{\min} и $\Delta R = R_{\max} - R_{\min}$ (см. (7), (8), а также [1, 2, 10]). При этом вследствие уменьшения числа возбуждаемых мод L эффекты дифракционной фокусировки в пространственной интерференционной структуре поля будут проявляться в меньшей степени на фоне энергетической суммы мод в $J(r, z)$. Однако

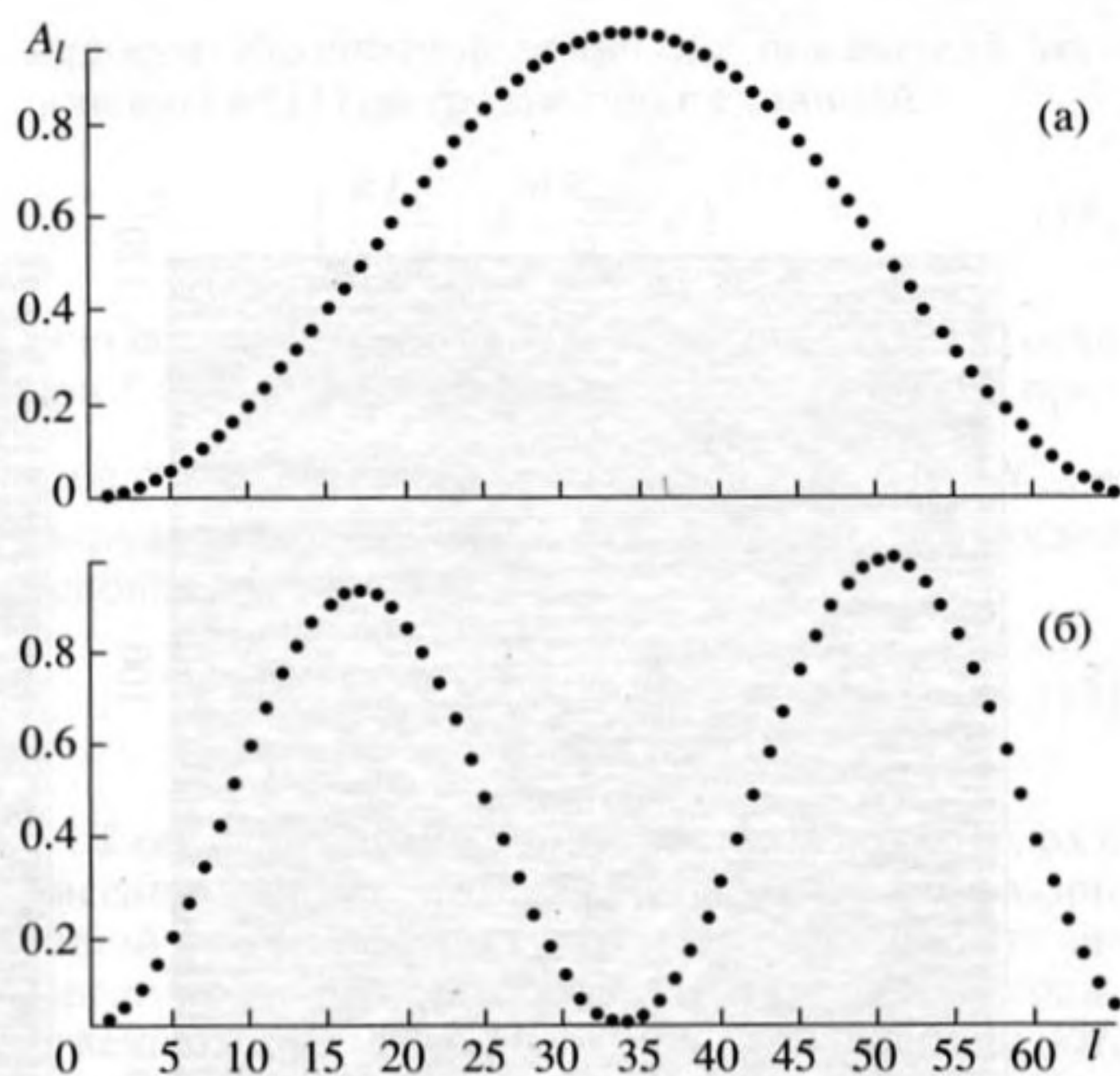


Рис. 3. Нормированная зависимость произведения амплитуд соседних мод $A_l = B_{l, l+1}/B$ от их номера l на глубине источника $z = z_s$ при $f = 300$ Гц: а – $z_s = 4.5$ м; б – $z_s = 9$ м; $B = \max[B_{l, l+1}]$.

при одновременном увеличении глубины источника, причем так, чтобы величина kz_s оставалась неизменной и всегда возбуждался лишь один модовый пучок [3], пространственная интерференционная структура акустического поля в изоскоростном волноводе в соответственно уменьшенном по r масштабе будет в целом повторять ее характерные особенности. Сказанное подтверждается приведенными на рис. 4 результатами численных расчетов зависимости $J_0(r, z)$ при $f = 150$ Гц и $z_s = 9$ м, в которой проявляются те же характерные закономерности, что и при $f = 300$ Гц, $z_s = 4.5$ м (см. рис. 2а), но на вдвое меньших горизонтальных расстояниях.

Таким образом, выполненные здесь теоретические исследования показали, что, как и в подводном звуковом канале [1, 10], в изоскоростном волноводе также возможно проявление эффекта периодического пространственного переформирования дальних зон акустической освещенности; при этом установлено, что возникновение таких зон обусловлено дифракционной фокусировкой поля, которая приводит при этом к формированию в соответствующих пространственных областях “пучковой” интерференционной структуры акустического поля.

В заключение остановимся на качественной оценке влияния поглощения акустической энергии в изоскоростном волноводе на дифракционную фокусировку звуковых полей.

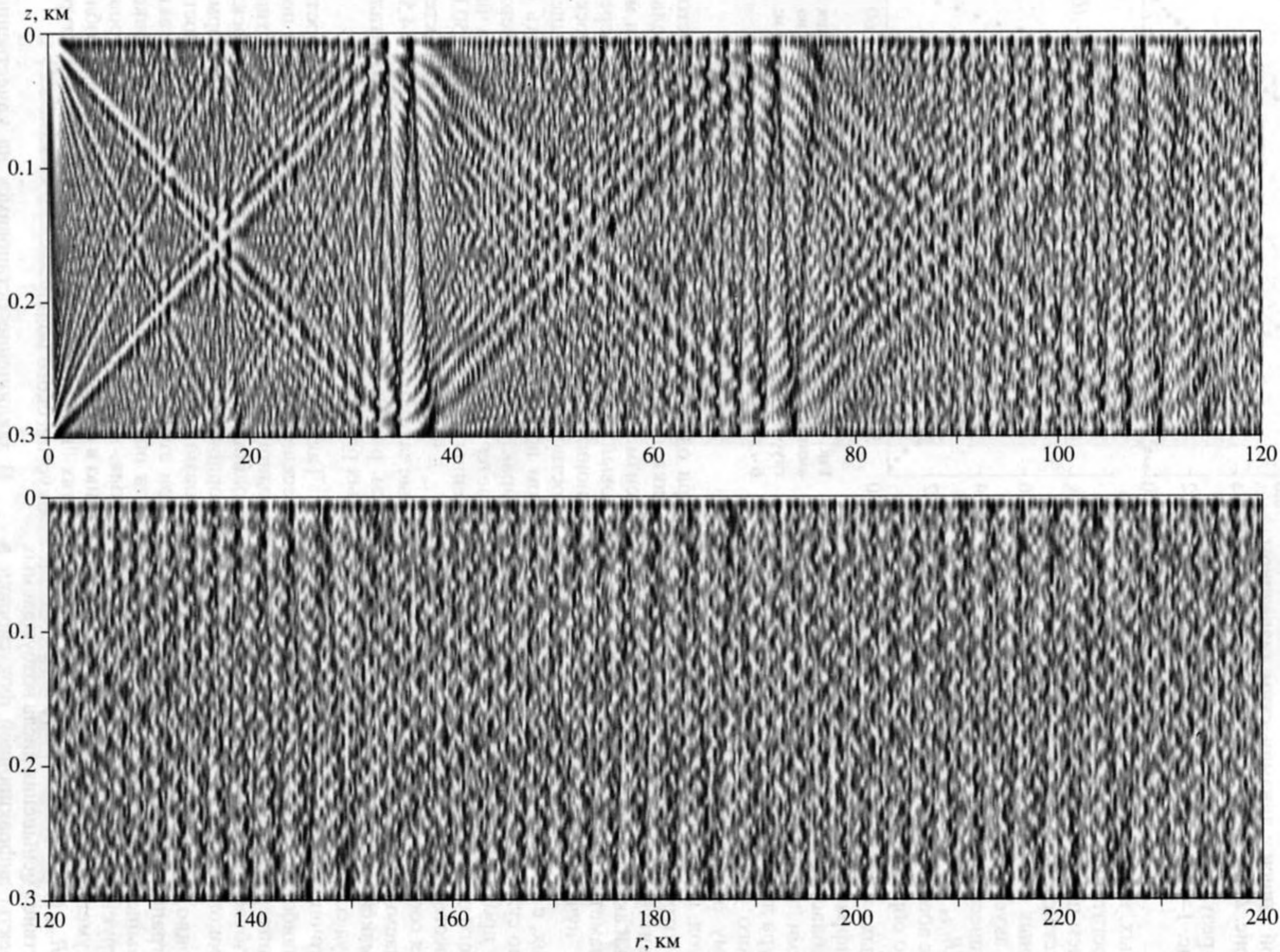


Рис. 4. Распределение по горизонтальному расстоянию r и глубине z нормированной интенсивности акустического поля $J_0(r, z)$, представленное в плотностной записи с динамическим диапазоном 15 дБ при $f = 150$ Гц и $z_s = 9$ м.

Вполне естественно, что учет этого влияния приведет к экспоненциальному уменьшению амплитуд мод с расстоянием и тем самым к дополнительному по сравнению с геометрическим расхождением волнового фронта уменьшению суммарной интенсивности акустического поля [16–18]. Последнее обстоятельство, несомненно, будет препятствовать наблюдению эффектов дифракционной фокусировки поля на значительных расстояниях, т.е. при $m \gg 1$ (см. (1)). Однако вследствие диссипативных потерь наиболее существенно будут затухать с расстоянием моды относительно высоких номеров $l > L_1$ ($L_1 < L_0$) [16–18], которые практически не вносят вклад в дифракционную фокусировку акустического поля на расстояниях $r \approx mR_{\max}$ (см. (6)–(8)) и являются соответствующим фоном при ее проявлении. Поскольку же основной вклад в дифракционную фокусировку поля на этих расстояниях вносят моды относительно низких номеров $l \leq L_1$, то можно ожидать, что при определенных условиях влияние диссипативных потерь будет приводить даже к относительно подчеркиванию этого эффекта в соответствующих областях расстояний:

$$mR_g(L_1, L_1 + 1; L_1 + 1, L_1 + 2) \leq r \leq mR_{\max}. \quad (10)$$

При представляющем здесь интерес многомодовом режиме распространения $L \gg 1$ можно получить соответствующее условию (10) ограничение на максимальное значение величины kH . С этой целью воспользуемся тем, что для мод относительно низких номеров (с малыми углами скольжения) справедливо следующее выражение для экспоненциального множителя E , характеризующего затухание этих мод с расстоянием [16–18]:

$$E = \exp(-\alpha_l^2 \sigma r / H). \quad (11)$$

Здесь

$$\alpha_l = \frac{\pi l}{kH} \ll 1, \quad \sigma = \frac{\rho_b n_i n_r}{\rho (1 - n_r^2)^3},$$

$$n_r = \operatorname{Re}(c/c_b), \quad n_i = \operatorname{Im}(c/c_b),$$

$$n_i/n_r \ll 1, \quad n_r < 1.$$

Для заметного проявления дифракционной фокусировки акустического поля в изоскоростном волноводе на расстояниях (10) необходимо, чтобы интерферировало достаточно большое число мод относительно низких номеров $l \leq L_1$. Естественно, что предельное количество таких мод $L_1 = L/N \gg 1$ составляет определенную целую часть от их полного числа L ; здесь $N \geq 2$ – целое число, четное или нечетное, в зависимости от соответствующего значения L . Поэтому для всех этих мод на соответствующих расстояниях $r \approx mR_{\max}$ необходимо потребовать выполнения условия

малости абсолютной величины показателя экспоненты в (11) по сравнению с единицей:

$$\left(\frac{\pi L_1}{NkH}\right)^2 \sigma \frac{mR_{\max}}{H} < 1. \quad (12)$$

Оно соответствует неравенству $1/e < E < 1$. Тогда при $L \gg 1$, используя для оценки величины L простое соотношение [5] $L \approx kH \sqrt{1 - n_r^2} / \pi$, а для R_{\max} – выражение (9), с учетом (12) находим следующее условие:

$$\frac{\pi}{\sqrt{1 - n_r^2}} \ll kH < \frac{\pi}{2\sigma(1 - n_r^2)m} N^2. \quad (13)$$

Таким образом, в изоскоростных волноводах с диссипативными потерями эффекты дифракционной фокусировки акустических полей будут заметно проявляться в соответствующих пространственных областях (10) лишь для величин kH , удовлетворяющих условию (13).

Здесь следует отметить, что при моделировании процессов формирования пространственной интерференционной структуры акустических полей в мелком море необходимо наряду с поглощением учитывать влияние и других факторов, например стратификацию скорости звука в водном и осадочном слоях [19]. Несомненно, что строгое описание их влияния на дифракционную фокусировку акустических полей в мелком море представляет самостоятельный интерес и поэтому является предметом отдельного исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов: 96-02-16116-а, 98-02-16402) и КЦФЕ № 97-8.2-78.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. Петухов Ю.В. Периодическое пространственное переформирование интерференционной структуры и дифракционная фокусировка акустических полей в океанических волноводах. Препринт НИРФИ № 443. Н. Новгород, 1998. 37 с.
3. Абросимов Д.И., Петухов Ю.В. Влияние дифракционных эффектов на формирование слабодисходящих акустических пучков в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 4. С. 437–447.
4. Edgar R.F. The Fresnel diffraction images of periodic structures // Optica Acta. 1969. V. 16. № 3. P. 281–287.
5. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 264 с.

6. *Nicholas N.C., Uberall H.* Range focusing in deep-ocean sound channel with parabolic profiles // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1968. V. 44. № 5. P. 1259–1261.
7. *Nicholas N.C., Uberall H.* Normal-mode propagation calculations for a parabolic velocity profile // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1970. V. 48. № 3. Pt. 2. P. 745–752.
8. *White DeWayne.* Velocity profiles that produce acoustic focal points on an axis of minimum velocity // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1969. V. 46. № 5. P. 1318–1332.
9. *Семенов А.Т.* Передача акустических изображений по естественным морским волноводам // *Акуст. журн.* 1981. Т. 27. № 2. С. 315–317.
10. *Абросимов Д.И., Петухов Ю.В.* Дифракционная фокусировка акустического поля в подводном звуковом канале. Препринт № 467. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1998. 19 с.
11. *Wood A.B.* Model experiments on propagation in shallow seas // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1959. V. 31. № 9. P. 1213–1235.
12. *Вуд А.Б.* Модельные исследования распространения звука в мелком море. Метод визуализации звуковых полей малой интенсивности // *Подводная акустика / Под ред. Л.М. Бреховских.* М.: Мир, 1965. С. 195–240.
13. *Weston D.E.* A moire fringe analog of sound propagation in shallow water // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1960. V. 32. № 6. P. 647–654.
14. *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. 647–654.
15. *Ривлин Л.А., Шильдяев В.С.* Полигармонические волноводы для когерентного света // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1968. Т. 11. № 4. С. 572–578.
16. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: АН СССР, 1957. 502 с.
17. *Грачев Г.А.* Особенности затухания сигналов в мелком море // *Акуст. журн.* 1983. Т. 29. № 2. С. 275–277.
18. *Грачев Г.А., Кузнецов Г.Н.* Ослабление интерференционных максимумов акустического поля в мелком море // *Акуст. журн.* 1985. Т. 31. № 5. С. 675–678.
19. *Chapman N.R., Tindle C.T., Westwood E.K.* A normal mode model for acousto-elastic ocean environments // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1996. V. 100. № 6. P. 3631–3645.

Diffraction Focusing of Sound Field in an Underwater Sound Channel

D. I. Abrosimov and Yu. V. Petukhov

For the simplest underwater sound channel modeled by a bilinear depth dependence of the squared refractive index, the main features of the spatial domains of the sound field diffraction focusing are determined in the framework of the WKB approximation. The optimum conditions for the observation of the diffraction focusing of mode beams in natural ocean waveguides are formulated. A numerical simulation of the spatial diffraction focusing of sound field in a sound channel with the canonic sound speed profile is performed. The results of the numerical simulation agree well with those of the approximate analysis.