АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 1992 Вып. 5

УДК 551.463.2

 Ю.В. Петухов

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТА КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДАЛЬНИХ ЗОН АКУСТИЧЕСКОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ В ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

Показано, что при заданных глубинах погружения корреспондирующих точек в глубоководном подводном звуковом канале эффект квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности по трассе распространения низкочастотного звука проявляется лишь в определенном диапазоне частот. В этом диапазоне функция, характеризующая зависимость произведения амплитуд соседних мод от их номера, имеет два выделенных и сравнимых по величине максимума с соответствующими, заметно различающимися пространственными периодами интерференции, т.е. при возбуждении двух модовых пучков с приблизительно одинаковыми интенсивностями. Обнаружено также неизвестное ранее явление минимального дифракционного расплывания зон конвергенции акустического поля на определенной части. Оно обусловлено возбуждением одного единственного и наиболее узкого модового пучка, которому соответствует минимально возможный диапазон значений пространственных периодов интерференции формирующих его соседних мод.

В [1] численным моделированием с использованием модовой программы "MALBA" [2] установлено, что по трассе распространения низкочастотного звука должен наблюдаться эффект квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности, являющийся следствием дифракционного расплывания зон конвергенции и последующей интерференции поля при их перекрытии. Проявлением этого эффекта объяснено в [1] существовачие наблюдавшихся до значительных расстояний $r \approx 2{,}8 \cdot 10^3$ км [3] дальних зон акустической освещенности, а не зон конвергенции определенных номеров (как считалось в [3]). Хотя по мнению автора [4], на таких расстояниях должны иметь место лишь незначительно выделяющиеся на фоне среднего уровня поля узкие каустические всплески.

В настоящем же сообщении исследуется частотная зависимость обнаруженного в [1] эффекта.

Как и в [1, 3], рассмотрим распространение низкочастотного звука в глубоководном слоистом океаническом волноводе со стратификацией скорости звука $c(z)$, характерной для тропической Атлантики (см. рис. 1 в [1]) и акустически прозрачным дном ($z \geqslant 5{,}5$ км) (см. [1]). При проведении численного моделирования воспользуемся, так же как и в [1], модовой программой "MALBA" [2]. Из представленных на рис. 1 результатов численного расчета усредненных с масштабом $\Delta r = 10{,}2$ км зависимостей интенсивности звука $J(r)$ от горизонтального расстояния r при трех значениях частоты $f = 14$, 60 и 111 Гц можно сделать следующие выводы. Во-первых, эффект квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности, образующихся каждый раз вновь при перекрытии зон конвергенции, наиболее отчетливо проявляется на низкой частоте $f = 14$ Гц. Причем с уменьшением глубины корреспондирующих точек при удалении их от оси подводного звукового канала наряду с уменьшением величины этого эффекта, возрастает расстояние, начиная с которого он проявляется. Во-вторых, с ростом частоты излучения дифракционное расплывание зон конвергенции должно сначала заметно уменьшаться, а затем возрастать до определенной величины,

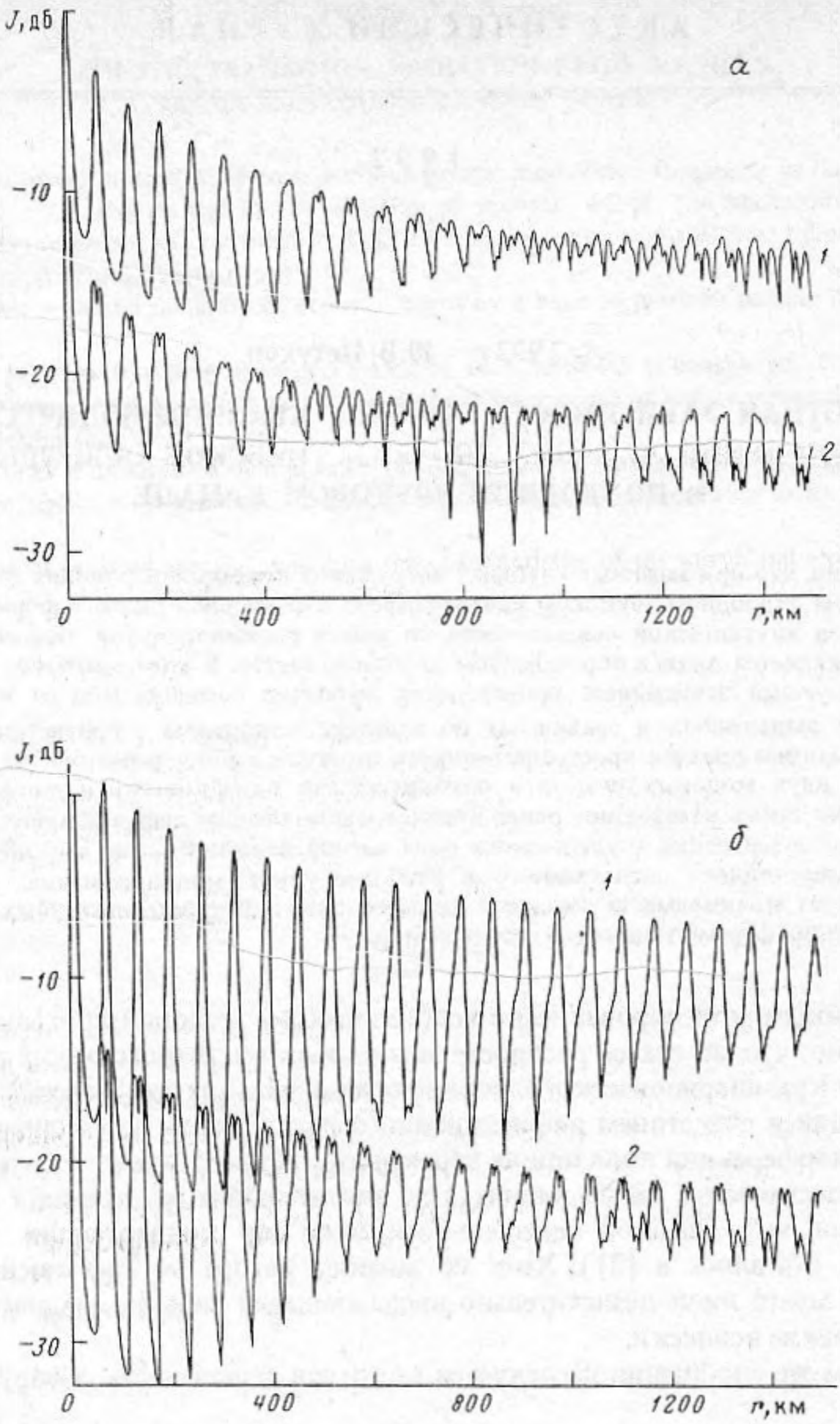

Рис. 1 (*а, б*)

не превышающей, естественно, соответствующего значения для более низкочастотного диапазона. Кроме того, с уменьшением глубины корреспондирующих точек такое поведение зон конвергенции должно быть более заметным. Следовательно, существует промежуточная область частот для данного типа волновода в диапазоне $f < 111$ Гц, которой соответствует минимальное дифракционное расплывание зон конвергенции и поэтому в ней эффект квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности практически не будет наблюдаться, поскольку основу каждой такой зоны будет составлять зона конвергенции одного соответствующего номера.

Сказанное подтверждает представленная на рис. 2 в плотностной записи на плоскости $f - r$ зависимость интенсивности звука $J(f, r)$ от частоты и расстояния, рассчитанная с шагом по частоте $S_f = 1$ Гц и по расстоянию $S_r = 0{,}3$ км. Действительно, на рис. 2 хорошо просматривается область частот 30 Гц $\leqslant f \leqslant$ 75 Гц, в которой дифракционное расплывание зон конвергенции минимально, что приводит к существованию этих зон до расстоя-

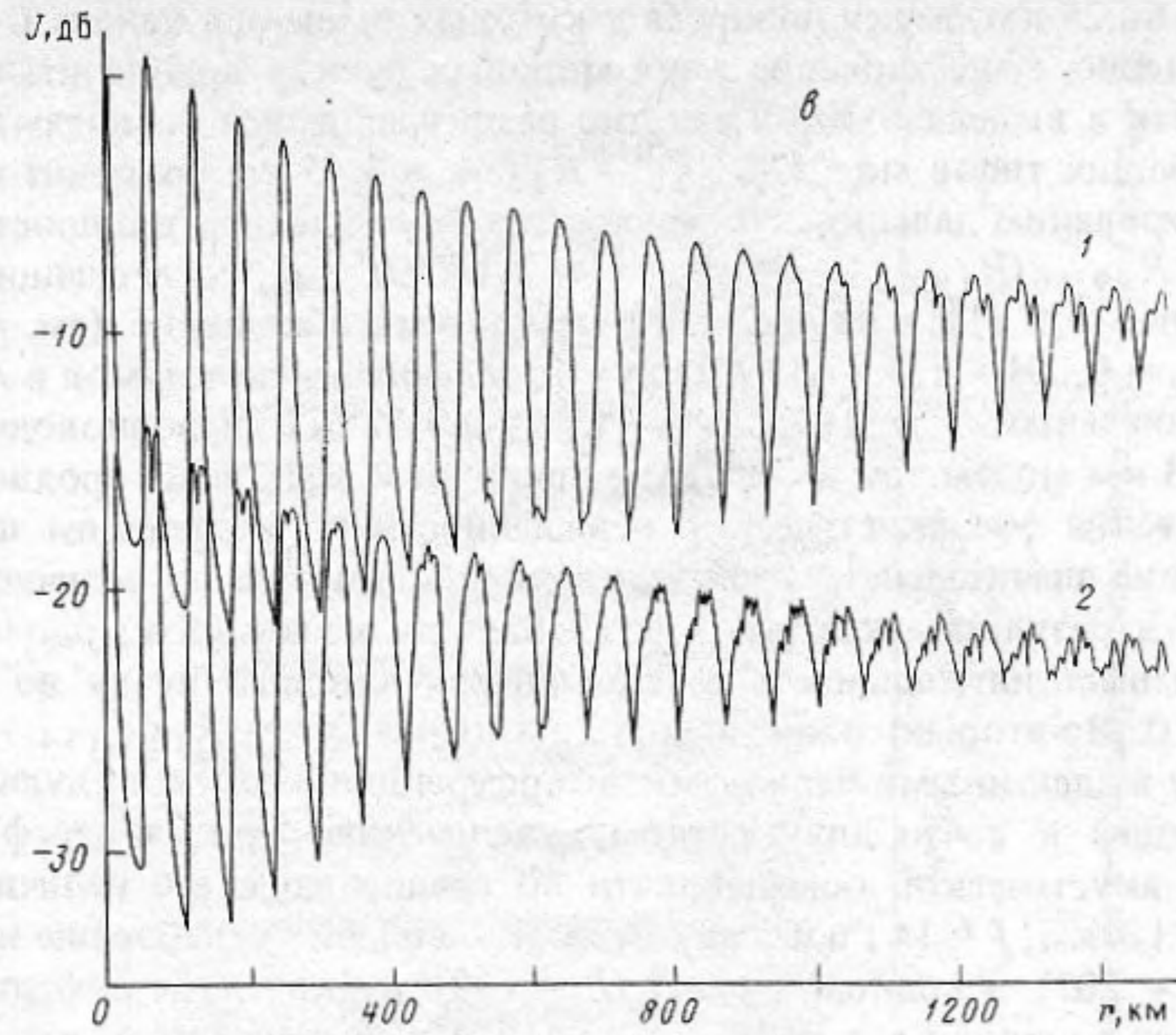

Рис. 1. Усредненные с масштабом $\Delta r = 10{,}2$ км теоретические зависимости интенсивности звука $J(r)$ при $z_s = 0{,}104$ км от горизонтального расстояния r для частоты $f = 14$ Гц – (*а*), $f = 60$ Гц – (*б*), $f = 111$ Гц – (*в*); *1* – отвечает $z_r = z_s$, *2* – $z_r = 1{,}1$ км и смещена на – 20 дБ относительно 1

ния $r \approx 2 \cdot 10^3$ км, почти в 3 раза превышающего, казалось бы, предельное расстояние, отвечающее полному перекрытию зон конвергенции в геометроакустическом приближении (см. [1]).

Для объяснения обнаруженных закономерностей в формировании дальних зон акустической освещенности обратимся к анализу зависимостей от номера моды l периода интерференции $R_{l,l+1} = 2\pi/(k_l - k_{l+1})$ и интенсивности $J_{l,l+1} = A_l(z_s, z_r, \omega) \times A_{l+1}(z_s, z_r, \omega)$ соседних мод; здесь $k_l = \omega/c_l$ – волновое число моды на заданной частоте $\omega = 2\pi f$, c_l – ее фазовая скорость, $A_l(z_s, z_r, \omega) = \psi_l(z_s, \omega) \times \psi_l(z_r, \omega)$ – амплитуда, выражающаяся через произведение собственных функций $\psi_l(z, \omega)$ рассматриваемого волновода при $z = z_s$ и $z = z_r$. Интерес к соседним модам с номерами l и $l + 1$ вызван следующими причинами. Во-первых, их периоды интерференции $R_{l,l+1}$ являются наибольшими из всего возможного диапазона значений $R_{l,m}$ $(m \neq l + 1)$. Поэтому соседние моды формируют крупномасштабную интерференционную структуру поля, которая наиболее устойчива в реальных океанических волноводах (см. [3]) и представляет здесь основной интерес. Во-вторых, как следует из сказанного выше, их разность фаз медленнее всего возрастает с расстоянием r и поэтому в случае существования экстремума в $J_{l,l+1}(l)$ при $l = L$ соседние моды $L - 1$, L, а также L, $L + 1$ будут играть определяющую роль в формировании интерференционных максимумов (или минимумов) поля на значительных расстояниях $r = qR_{L,L+1}$, отвечающих большим целым значениям параметра $q \gg 1$.

В связи со сделанными замечаниями на рис. 3 приведены результаты численного расчета зависимостей $R_{l,l+1}(l)$ и $J_{l,l+1}(l)$ при значениях z_s, z_r и f, соответствующих представленным на рис. 1 усредненным зависимостям $J(r)$. Как видно (см. рис. 3), эффект квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности заметно проявляется при наличии в $J_{l,l+1}(l)$ двух выделенных максимумов, сравнимых по величине и отвечающих в данном случае при $z_s = 0{,}104$ км, $z_r = 1{,}1$ км, $f = 14$ Гц (см. рис. 3, *а*) канальным модам $l = 13$, $R_{13,14} = 62{,}8$ км, в приближении ВКБ верхние точки поворота которых лежат ниже свободной поверхности, и волноводным модам

$l = 19$, $R_{19,20} = 66{,}25$ км, точки поворота у которых выше оси канала $0 \leqslant z \leqslant 1{,}1$ км отсутствуют. Именно существование двух модовых пучков приблизительно одинаковой интенсивности с выделенными и заметно различающимися периодами интерференции соответствующих типов мод $\Delta R_{19,20} - R_{13,14} = 3{,}45$ км приводит к периодическому переформированию дальних зон акустической освещенности с пространственным периодом $R_g = R_{19,20}^2 (R_{19,20} - R_{13,14})^{-1} \approx 1{,}1 \cdot 10^3$ км, согласующимся по величине с приведенными в [1] и на рис. 1, *а* результатами. Как видно (см. рис. 3, *в*), наличие при $z_s = z_r = 0{,}104$ км, $f = 111$ Гц двух выделенных максимумов в $J_{l,l+1}(l)$, соответствующих канальным $l = 107$, $R_{107,108} = 64{,}17$ км и волноводным $l = 133$, $R_{133,134} = 65{,}83$ км модам тем не менее не приводит к заметному проявлению эффекта переформирования зон акустической освещенности по следующим причинам. Во-первых, вследствие значительного различия этих максимумов по величине $J_{107,108} \times J_{133,134}^{-1} \approx 3$, в результате которого интенсивность канального модового пучка существенно превышает интенсивность волноводного модового пучка во всей области расстояний $r > 0$. Во-вторых, из-за малости различий $\Delta R = R_{133,134} - R_{107,108} = 1{,}66$ км между выделенными периодами интерференции в соответствующих модовых пучках, приводящей к почти двухкратному увеличению периода переформирования R_q дальних зон акустической освещенности по сравнению с его величиной при $z_s = 0{,}104$ км, $z_r = 1{,}1$ км, $f = 14$ Гц и, тем самым, к большему ослаблению интенсивности канального I ($L = 107$) и волноводного I ($L = 133$) пучков из-за дифракционного их расплывания на расстояниях $r = qR_g$ ($q = 1, 2...$). Следует отметить, что здесь под интенсивностью модового пучка понимается величина $I(L)$, определяемая выражением

$$I(L) = \pi^2 \sum_{l=l_1}^{l_2-1} J_{l,l+1}(l) \{ H_0^{(1)}(k_l r) [H_0^{(1)}(k_{l+1} r)]^* + H_0^{(1)}(k_{l+1} r) [H_0^{(1)}(k_l r)]^* \}, \qquad (1)$$

где $H_0^{(1)}(k_l r)$ – функция Ханкеля, $[H_0^{(1)}(k_l r)]^*$ – комплексно-сопряженная ей функция; l_1 и l_2 – ближайшие к максимуму (при $l = L$) номера мод $l_1 < L < l_2$, для которых выполняются приближенные равенства $J_{l,l+1}(l_1) \approx 0$, $J_{l,l+1}(l_2) \approx 0$ или соотношения

$$J_{l,l+1}(l_1)/J_{l,l+1}(L) \ll 1, \quad J_{l,l+1}(l_2)/J_{l,l+1}(L) \ll 1.$$

По мере уменьшения глубины корреспондирующих точек, в данном случае приемника, количество максимумов в $J_{l,l+1}(l)$ заметно уменьшается, причем в основном за счет уменьшения вклада канальных мод (см. рис. 3), и при определенных значениях z_s, z_r и f в $J_{l,l+1}(l)$ остается всего лишь один максимум, соответствующий пучку волноводных мод (см. рис. 3, *а, б*). В такой ситуации увеличение частоты в определенном диапазоне $f \leqslant 60$ Гц (см. случай $z_s = z_r$ на рис. 3, *а, б*) может приводить к заметному уменьшению относительной ширины $\delta l = (l_2 - l_1)/L_g$ модового пучка и к смещению его максимума при $l = L$ в область бо́льших значений $R_{l,l+1}$, т.е. к уменьшению дифракционного расплывания модового пучка, вследствие сужения соответствующих ему значений $R_{l,l+1}$ в области $l_1 \leqslant l \leqslant l_2$. Здесь $L_g(\omega)$ – максимальное число распространяющихся мод. Последнее обстоятельство и приводит к наблюдаемому при $f \to 60$ Гц на рис. 1, 2 уменьшению дифракционного расплывания зон конвергенции. При дальнейшем увеличении частоты излучения $f > 60$ Гц, так же как и глубины корреспондирующих точек, количество выделенных и сравнимых по величине максимумов в $J_{l,l+1}(l)$ увеличивается (см. рис. 3, *а, б*), т.е. возрастает количество модовых пучков, сформированных волноводными и канальными модами соответственно, а следовательно, и отвечающее им число выделенных периодов интерференции растет. Расширение же диапазона значений $R_{l,l+1}$, вызываемое увеличением числа модовых пучков, приводит к появлению весьма сложной интерференционной структуры поля в зонах акустической освещенности и к относительному увеличению их дифракционного расплывания. Поэтому эффект переформирования дальних зон акустической освещенности будет также наблюдаться и в более высокочастотном диапазоне $f > 75$ Гц (см. рис. 2), но на значительно больших расстояниях чем при $f = 14$ Гц (см. рис. 1).

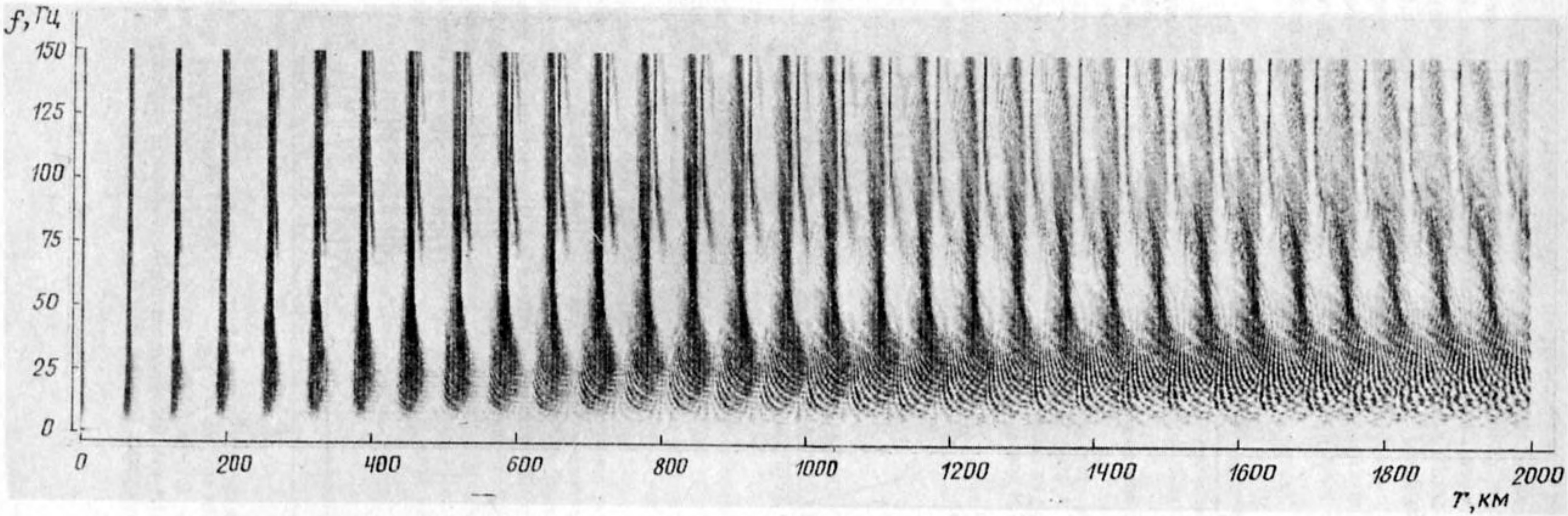

Рис. 2. Представленная в плотностной записи на плоскости частота f – расстояние r теоретическая зависимость интенсивности звука $J(f, r)$ от f и r при $z_s = z_r = 0{,}104$ км. Расчеты проведены с шагом по расстоянию $s_r = 0{,}3$ км и – по частоте $s_f = 1$ Гц

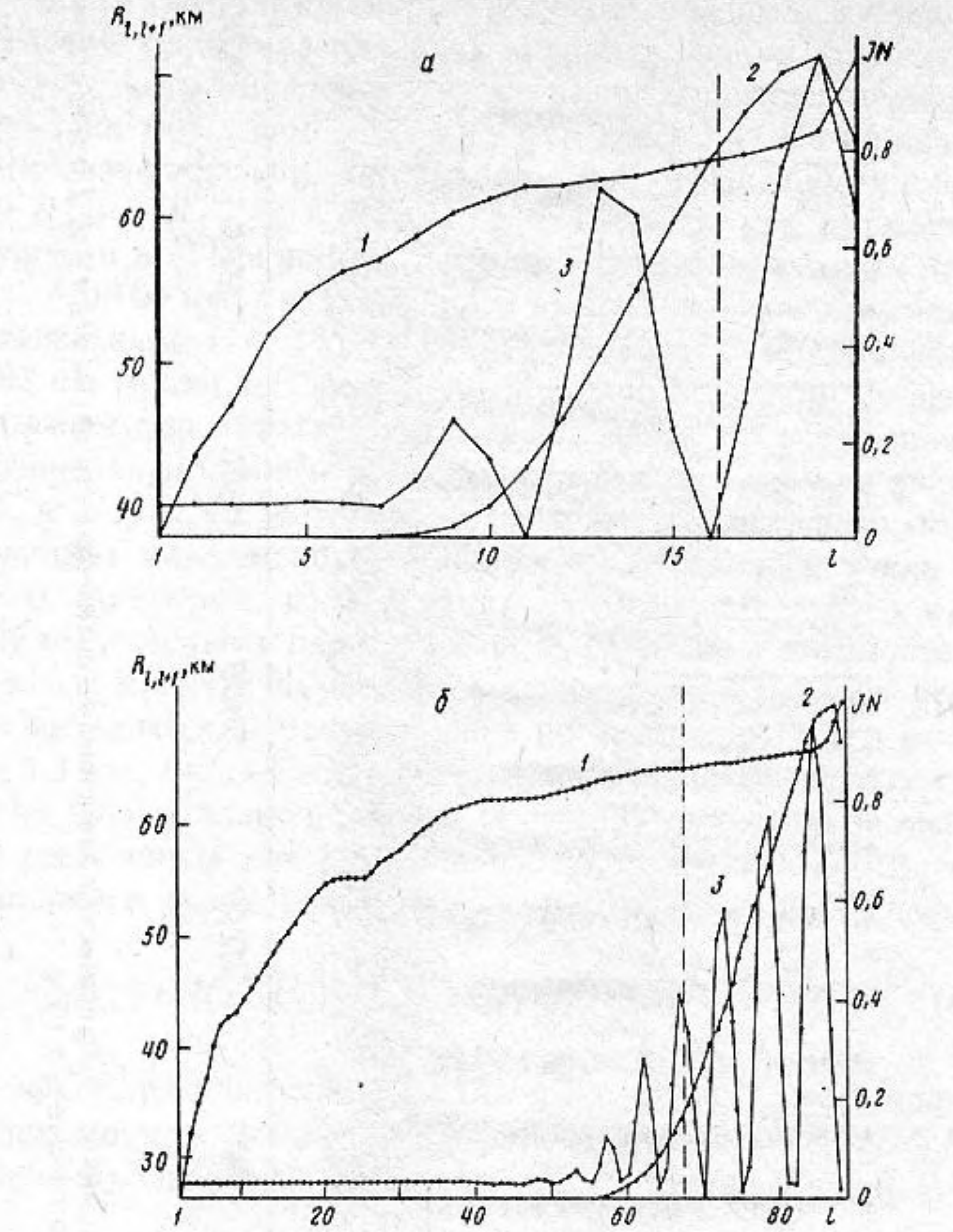

Рис. 3. Теоретические зависимости от номера моды l периода интерференции $R_{l,\,l+1}$ и отнормированной интенсивности соседних мод $JN = (J_{l,\,l+1} - \min\{J_{l,\,l+1}\})/\max\{J_{l,\,l+1}\}$ при $z_s = 0{,}104$ км для значений частоты $f = 14$ Гц – (*а*), $f = 60$ Гц – (*б*), $f = 111$ Гц – (*в*); *1* – отвечает $R_{l,\,l+1}$, *2* – JN при $z_r = z_s$, *3* – JN при $z_r = 1{,}1$ км. Вертикальная штриховая линия разделяет области существования канальных (слева) и волноводных (справа) мод

Таким образом, эффект минимального дифракционного расплывания зон конвергенции акустического поля на определенной частоте при заданных глубинах погружения корреспондирующих точек в глубоководном подводном звуковом канале обусловлен существованием наиболее узкого и единственного выделенного максимума функции, характеризующей зависимость произведения амплитуд соседних мод от их номера, т.е. наличием единственного волноводного пучка мод минимальной ширины для этой частоты. Эффект же квазипериодического формирования дальних зон акустической освещенности обусловлен существованием двух выделенных и сравнимых по величине максимумов этой функции, т.е. наличием двух модовых пучков, сформированных канальными и волноводными модами соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Петухов Ю.В.* Влияние дифракционных и интерференционных эффектов на формирование дальних зон акустической освещенности в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 3. С. 585–588.
2. *Вагин А.В., Мальцев Н.Е.* Расчеты низкочастотных звуковых полей в слоистом океане // Вопр. судостроения. Акустика. 1977. № 9. С. 61–81.
3. *Guthrie A.N., Fitzgerald R.M., Nutile D.A., Shaffer J.D.* Long-range low-frequency cw propagation in the deep ocean: Antigua-Newfaundland // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. V. 56. № 1. P. 58–69.
4. *Перель М.В.* Структура акустического поля в глубоком море на больших дальностях // Акустические волны в океане / Под ред. Бреховских Л.М., Андреевой И.Б. М.: Наука, 1987. С. 70–76.

Научно-исследовательский радио-физический институт

Поступила в редакцию 12.07.91

Yu.V. Petukhov

FREQUENCY DEPENDENCE OF EFFECT OF QUASIPERIODIC FORMATION OF FAR ZONES OF ACOUSTIC ILLUMINATION IN UNDERWATER SOUND CHANNEL

Numerical simulation of propagation of low-frequency acoustic signals (excited by a point source) in deep ocean characterized by both depth stratification of the sound velocity and acoustically transparent floor that is typical of the tropical regions of the Atlantics, has been carried out using the mode theory. The dependencies of sound intensity on radiation frequency and horizontal distance have been given as well as corresponding dependencies of phase velocity, interference period and the product of neighboring modes amplitudes on the mode number. For a given depth of correspondence points, the effect of quasiperiodic formation of acoustic illumination far zones along the paths of low-frequency sound propagation have been found out to maifest itself only within the frequency range where the function characterizing the dependence for the product of the neighboring modes amplitudes on their number has two sharp and congruent maxima with distinct (and significantly varying) spatial interference periods (during the excitation of two mode beams with nearly equal intensities). An unknown effect of minimum diffraction spreading of acoustic field convergence regions at a certain frequency have been discovered also. This spreading is associated with the excitation of the narrowest single mode beam whose range of space interference periods of modes responsible for its formation is as small as possible.