

УДК 534.231.1

© 1993 г. В. Н. Лобанов, Ю. В. Петухов

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
ИНТЕНСИВНОСТИ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА
В МЕЛКОМ МОРЕ

Показано, что в определенных диапазонах частот и во всей области расстояний, в которой наблюдается интерференционная структура поля, присутствуют особенности в пространственно-частотном распределении интенсивности широкополосного звука, характеризующиеся параллельными оси частот отрезками интерференционных линий на плоскости частота — расстояние. Выяснено, что на малых дистанциях от источника интерференционная структура поля не является регулярной вследствие вызванного затуханием заметного уменьшения с расстоянием количества определяющих поле волноводных мод. Установлено, что в низкочастотном диапазоне на формирование интерференционной структуры поля существенно влияют сейсмические волны.

При распространении звуковых волн в океанических волноводах в определенной области расстояний и соответствующем диапазоне частот наблюдается интерференционная структура поля, которая для широкополосных сигналов характеризуется существованием на плоскости частота — расстояние ($f - r$) линий экстремальных значений интенсивности $J(f, r)$ [1—6], имеющих определенный угол наклона, тангенс которого β , как отмечалось в [1, 2], является инвариантом пространственно-частотной интерференционной структуры поля для определенной группы мод:

$$\beta = \frac{r}{\omega} \left(\frac{\partial \omega}{\partial r} \right) = - \frac{dm_\phi}{dm_r}; \tag{1}$$

здесь $\omega = 2\pi f$, $m_\phi = 1/c_\phi$, $m_r = 1/c_r$, c_ϕ и c_r — фазовая и групповая скорости, характеризующие данную группу мод. Необходимо отметить, что при получении выражения (1) в [1, 2] использовалось предположение о функциональной зависимости $c_r = c_r(c_\phi)$, исключаяющей в качестве явных переменных номер моды и частоту, которое справедливо в приближении ВКБ и в волноводах с идеально отражающими границами [7]. В [1, 2] утверждается, что величина β является инвариантом, поскольку для определенной группы мод не зависит от частоты f , расстояния r (в однородном по трассе волноводе), глубины излучения z_i и приема z_p , а определяется свойствами среды и средним по этой группе мод значением производной в (1). В неоднородном по трассе волноводе β для определенной группы мод изменяется с расстоянием r (см. [2, 8]):

$$\beta(r) = -d:n_\phi(r)/d\bar{m}_r(r), \tag{2}$$

где $\bar{m}_r(r) = \frac{1}{r} \int_0^r m_r(r) dr$, причем не только по величине, но и по знаку; это означает, что на определенных расстояниях могут возникать особенности величины $\beta(r)$ ($\beta^{-1} = 0$), которым на плоскости $f - r$ будут соответствовать вертикальные участки линий экстремальных значений интенсивности, означающие, например, для импульсных сигналов отсутствие дисперсионного расплывания их во времени вследствие скомпенсированности его различными знаками дисперси-

онных эффектов [8]. Аналогичная ситуация $\beta^{-1} = 0$ возможна и в однородном по трассе волноводе при возникновении на определенных расстояниях интерференции между различными типами лучей (соответствующими группами мод), например водными и донными или водными различных циклов (см. [4, 5]). Однако в однородных [4, 5] и неоднородных [8] по трассе волноводах величина β^{-1} будет обращаться в нуль лишь в определенной области частот, в которой минимальны хроматические aberrации, неучитываемые в приближении ВКБ (см. [9]), что проявляется в экспериментальных зависимостях $J(f, r)$, полученных в [4, 5], и не учтено в [8]. Зависимость от частоты, впрочем, как и от номера моды, в выражениях (1), (2) для β отсутствует не только по отмеченным выше (см. также [1, 2]) причинам, но и потому, что при выводе (1), (2) неявно использовалось предположение о многомодовом характере распространения (см. [10]), следствием которого для частот вдали от критических частот мод является вывод об инвариантности величины β .

Ситуация существенным образом изменяется при маломодовом характере распространения сигналов в океаническом волноводе, когда значительные качественные и количественные отличия в поведении фазовых и групповых скоростей различных мод в определенном диапазоне частот не позволяют ввести разумные средние по заданной группе мод значения соответствующих величин, например при двухмодовом режиме распространения. Как правило, в рассматриваемом диапазоне частот оказываются не только критические частоты определенного количества мод с номерами $l = [1, L]$, но также и частоты $f_s(l, m)$, на которых пересекаются зависимости групповых скоростей мод с номерами l и m , что приводит к появлению в области последних особенностей $\beta^{-1}(f_s) = 0$ интерференционной структуры поля, причем, в отличие от [1—5], во всей области расстояний, где справедливо модовое представление поля [11].

Изучению именно таких особенностей $\beta^{-1}(f_s) = 0$ в интерференционной структуре поля, существующих во всей области расстояний, где имеет место распространение определенного малого количества мод в мелководном океаническом волноводе, и посвящена настоящая работа.

Рассмотрение начнем сразу с более общего случая — плавно неоднородного по трассе волновода, изменения акустических характеристик которого малы на максимальном пространственном периоде интерференции поля по r . Тогда, воспользовавшись адиабатическим приближением (невзаимодействующих мод) [12, 13], с учетом [14], для спектра $S(\omega, r)$ поля давления, возбуждаемого движущимся со скоростью v точечным источником широкополосного звука с исходным спектром излучения $S_0(\omega)$, получим простое выражение:

$$S(\omega, r) = \frac{S_0(\omega)}{\sqrt{r}} \sum_{l=1}^{L(\omega)} A_l(z_s, z_r, \xi_l(r)) \exp \left\{ i \int_0^r \xi_l(r) \left[1 - \frac{v}{c_{rl}(r)} \right] dr \right\}, \quad (3)$$

где $A_l(z_s, z_r, \xi_l(r))$ — амплитуда моды с номером l , $\xi_l(r)$ — ее волновое число для волновода сравнения, $c_{rl}(r)$ — ее групповая скорость. На фиксированном горизонтальном расстоянии r отнормированная на геометрическую расходимость интенсивность широкополосного звука

$$J(\omega, r) = r |S(\omega, r)|^2 = \sum_{l=0}^{L(\omega)} A_l^2(z_s, z_r, \xi_l(r)) + 2 \sum_{l \neq m=0}^{L(\omega)} A_l(z_s, z_r, \xi_l(r)) A_m(z_s, z_r, \xi_m(r)) \cos[\varphi_{lm}(\omega, r)], \quad (3')$$

$$\varphi_{lm}(\omega, r) = \int_0^r \left\{ \xi_l(r) - \xi_m(r) - v \left[\frac{\xi_l(r)}{c_{rl}(r)} - \frac{\xi_m(r)}{c_{rm}(r)} \right] \right\} dr$$

как функция ω будет иметь ряд экстремумов на частотах $\omega = \Omega_s$ ($s = 1, 2, \dots$), значения которых Ω_s определяются в общем случае частотными зависимостями: во-первых, амплитуд мод $A_l[z_s, z_r, \xi_l(r)]$ при заданных величинах z_s и z_r , т. е. интерференционной структурой поля по глубине волновода, во-вторых, множителей $\cos[\varphi_{lm}(\omega, r)]$, характеризующих интерференционную структуру поля вдоль волновода, т. е. по r . Если же теперь интересоваться лишь теми экстремумами $J(\omega, r)$, положения которых на оси частот будут наиболее быстро изменяться при изменении r , то их траектории на плоскости частота — расстояние $(\omega - r)$, т. е. интерференционные линии, характеризующие зависимость от горизонтального расстояния интерференционной модуляции по частоте интенсивности широкополосного звука $J(\omega, r)$, будут описываться следующими уравнениями:

$$\int_0^r \left\{ \xi_l(r) - \xi_m(r) - v \left[\frac{\xi_l(r)}{c_{rl}(r)} - \frac{\xi_m(r)}{c_{rm}(r)} \right] \right\} dr = 2\pi q, \quad (4)$$

получаемыми из (3') при условии $\cos[\varphi_{lm}(\omega, r)] = 1$, где $q = 1, 2, 3, \dots$ — порядковый номер интерференционной линии. Продифференцировав (4) по частоте, найдем выражение для $\beta_{lm} = r/\omega(\partial\omega/\partial r)$:

$$\beta_{lm}(\omega, r) = (c_{rl}\kappa_l/c_{\phi l} - c_{rm}\kappa_m/c_{\phi m})/(\theta_l - \theta_m), \quad (5)$$

$$\kappa_l = \left(1 - \frac{v}{c_{rl}}\right)/c_{rl}, \quad \theta_l = \frac{1}{r} \int_0^r \left[\kappa_l(r) + (v\xi_l(r)/c_{rl}^2(r)) \frac{\partial c_{rl}(r)}{\partial \omega} \right] dr,$$

характеризующее тангенс угла наклона этих линий, описываемых уравнением (4). Если пренебречь влиянием величины скорости движения источника на структуру интерференционных линий, то из (5) получим более удобное для дальнейшего анализа выражение:

$$\beta_{lm}(\omega, r) = \frac{c_{\phi l}^{-1} - c_{\phi m}^{-1}}{\frac{1}{r} \int_0^r [c_{rm}^{-1}(r) - c_{rl}^{-1}(r)] dr}, \quad (6)$$

совпадающее в случае однородного по трассе волновода с полученным в [15] выражением для тангенса угла наклона

$$\beta_{lm}(\omega) = \frac{c_{\phi l}^{-1} - c_{\phi m}^{-1}}{c_{rm}^{-1} - c_{rl}^{-1}} \quad (7)$$

интерференционной линии, уравнение для которой в плоскости $f - r$ имеет следующий вид:

$$r_{lm}(f) = \frac{2\pi q}{\omega(c_{\phi l}^{-1} - c_{\phi m}^{-1})} = \frac{2\pi q}{\omega\beta_{lm}(\omega)[c_{rm}^{-1} - c_{rl}^{-1}]}. \quad (8)$$

Заметим, что при многомодовом распространении из (6), (7), непосредственно следуют выражения для инварианта (1) и (2). Действительно, поскольку $L(\omega) \gg 1$, то для определенной группы мод с номерами $L(\omega) - L_1(\omega) \leq l \leq L(\omega)$ при $1 \ll L_1(\omega) < L(\omega)$ фазовые скорости $c_{\phi l}$ будут незначительно увеличиваться с ростом l , что позволяет ввести средние по этой группе мод значения c_{ϕ} и c_r , для которых выполняется приближенное соотношение (см. [1, 2, 10])

$$c_{rl}^{-1} \approx c_r^{-1} + \frac{dc_r^{-1}}{dc_{\phi}^{-1}}(c_{\phi l}^{-1} - c_{\phi}^{-1}). \quad (9)$$

Используя (9), из (6) и (7) легко получаем выражения (1) и (2).

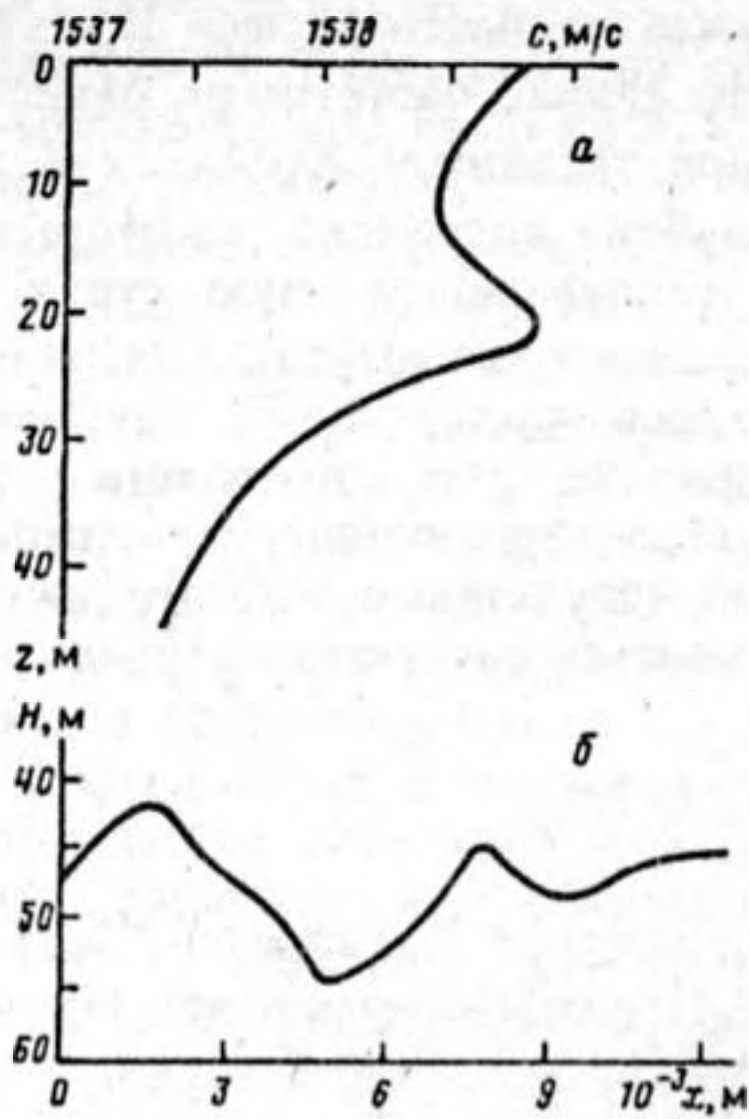


Рис. 1

Рис. 1. Зависимости скорости звука $c(z)$ от глубины z и толщины водного слоя $H(r)$ от расстояния r в районе проведения экспериментальных исследований

Рис. 2. Пространственно-частотное распределение интенсивности широкополосного звука, полученное в эксперименте и представленное в плотностной записи на плоскости частота f — время t (расстояние $x = \sqrt{r^2 - x_0^2}$); $T = 2$ с, $z_s \approx 3$ м, $z_r \approx 39$ м

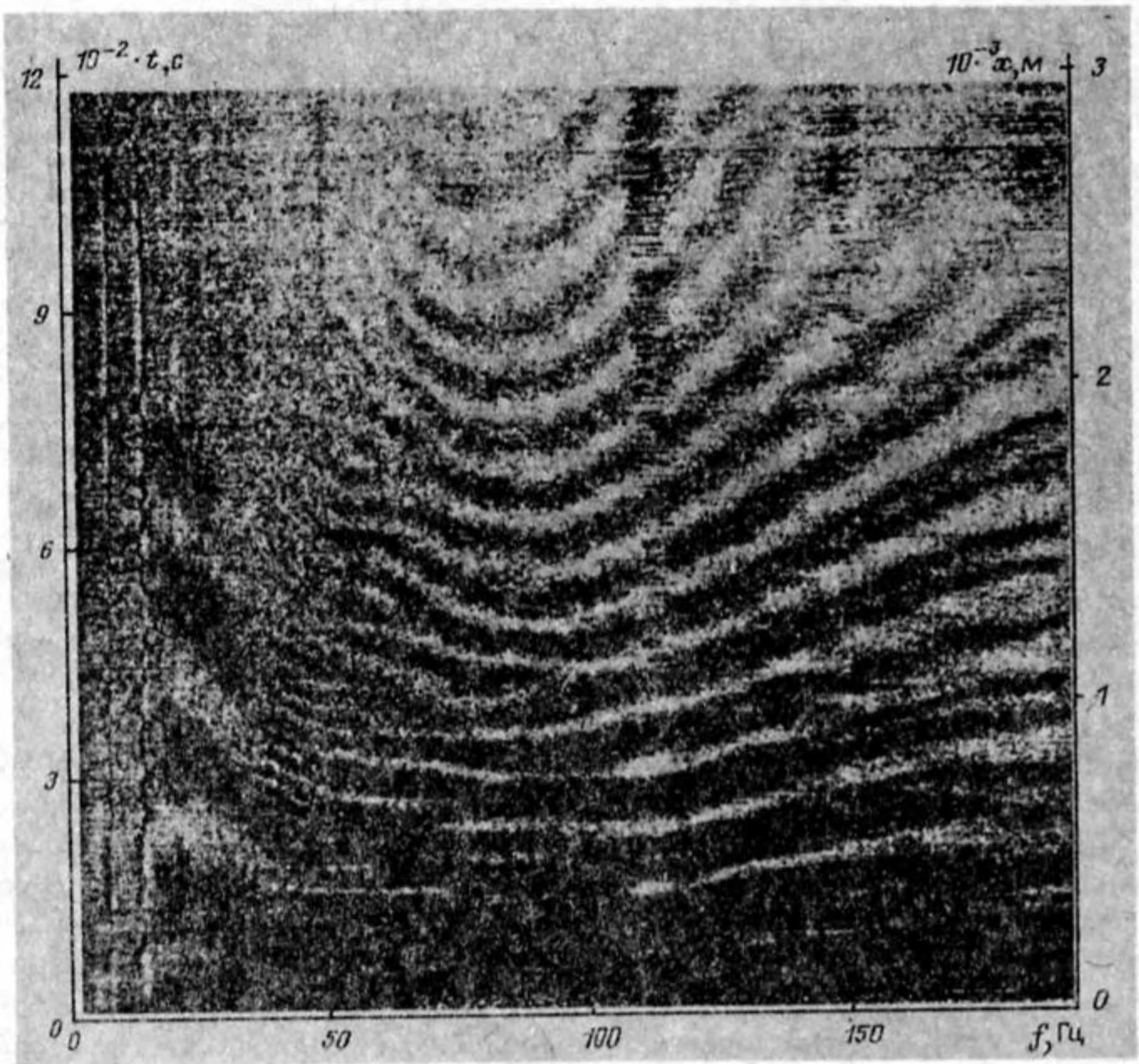


Рис. 2

При маломодовом режиме распространения звука даже в однородных по трассе океанических волноводах величина β явно зависит, как следует из (7), от частоты и номера моды. Поскольку же в акустических волноводах могут пересекаться лишь частотные зависимости групповых скоростей мод, то на определенных частотах $f_s(l, m)$ возможно появление особенностей $\beta^{-1}(f_s) = 0$ интерференционной структуры поля (см. (7)) во всей области расстояний, где существен вклад мод с номерами l и m . В неоднородных по трассе океанических волноводах величина β будет также зависеть от расстояния r (см. (5), (6)), что приведет к смещению положений частот $f_s(l, m)$ по определенным траекториям на плоскости $f - r$. Зависимости $f_s(r)$ при заданных l и m удобно использовать для определения, например, изменчивости акустических характеристик дна по трассе движения источника широкополосных сигналов. Понятно, что все отмеченные выше особенности в поведении интерференционной структуры поля широкополосного звука будут заметно проявляться в мелком море и в низкочастотном диапазоне. С целью иллюстрации сказанного выше обратимся к результатам экспериментальных исследований, выполненных в мелководном районе Мирового океана (см. рис. 1), где в качестве источника широкополосных сигналов использовался шум корабля, удаляющегося со скоростью $v = 2 + 2,5$ м/с от автономной гидроакустической донной станции, приемный гидрофон которой располагался на высоте $h \approx 6$ м от дна. Запись сигнала давления $p(t)$ во времени t осуществлялась на магнитофон с динамическим диапазоном 35 дБ. Результатом обработки являлась отнормированная зависимость интенсивности звука

$$J_0(f, t) = (t + t_0) \left| \int_t^{t+T} p(t) \exp(-2\pi i f t) dt \right|^2 / T^2$$

от частоты f и текущего времени t , которая в плотностной записи представлена на рис. 2; здесь $T = 2$ с — время накопления, $t_0 = x_0/v$, $x_0 = (5+10)10^2$ м — минимальное расстояние на траверсе между корреспондирующими точками. Поведение линий $t_{lm}(f) = x_{lm}(f)/v$ ($x_{lm} = \sqrt{r_{lm}^2 - x_0^2}$) экстремальных значений $J_0(f, t)$ на плоскости $f - t$ (см. рис. 2) существенно отличается от описанного в [1, 2, 6, 15—18] и экспериментально установленного в [2, 6, 19] для условий мелкого моря, так как значения тангенса угла наклона этих линий $\alpha = \beta^{-1}$ (по отношению к оси частот) изменяются от отрицательных при $f < 80$ Гц до положительных при $f > 80$ Гц так, что $\alpha(f = 80 \text{ Гц}) = 0$, а во временной области $t < 6 \times 10^2$ с у интерференционных линий начальных номеров в диапазоне частот $f > 125$ Гц наблюдается вновь заметное уменьшение их угла наклона $\alpha \rightarrow 0$.

Следует также обратить внимание и на ряд других, представляющих для дальнейшего анализа интерес, закономерностей. Во-первых, во временной области $t < 5 \cdot 10^2$ с, т. е. на близких расстояниях, наблюдается довольно сложная интерференционная структура поля, характеризующаяся пересекающимися линиями $t_{lm}(f)(x_{lm}(f))$, которые создают видимость ее нерегулярности; однако при $t > 6 \cdot 10^2$ с интерференционная структура поля существенно упрощается и становится регулярной, по-видимому, вследствие затухания определенного количества мод (см. рис. 2). Во-вторых, заметно выделяются критические частоты мод $f_1 \approx 14$ Гц, $f_2 \approx 35$ Гц, $f_3 \approx 50$ Гц, ниже которых отсутствуют определенные интерференционные линии (см. рис. 2); причем в области $f < f_1$ интерференционная структура поля отсутствует, что указывает на существование при $f < f_1$ лишь одной нулевой моды с критической частотой f_0 .

Остановимся теперь на объяснении наблюдающихся в эксперименте закономерностей в поведении $J_0(f, t)$, не претендуя в то же время на полное количественное описание всех деталей интерференционной структуры поля. Ясно, что для этого понадобятся сведения о структуре дна океана, которые в данном случае оказались весьма скудными. Известно лишь, что в исследуемом районе присутствует, как правило, тонкий (менее 10 м) осадочный слой алевритовой глины

с плотностью $\rho_1 = (1,6+1,9) \cdot 10^3$ кг/м³, значения скоростей продольных и сдвиговых волн в котором составляют соответственно $c_1 = (1,7+1,9) \cdot 10^3$ м/с и $c_2 = (6+10) \cdot 10^2$ м/с; ниже расположены коренные породы типа сланцевой глины, в которых: $\rho_1 = (2+3,2) \cdot 10^3$ кг/м³, $c_1 = (2,7+4,8) \cdot 10^3$ м/с, $c_2 = (1,5+2,4) \cdot 10^3$ м/с (см. таблицу в [20]).

Нетрудно убедиться в том, что простейшая модель волновода в виде изоскоростного водного слоя глубины H и однородного жидкого дна, скорости звука в которых c и c_2 соответственно, не позволяет даже качественно описать наблюдающиеся закономерности. Действительно, поскольку критические частоты мод в таком волноводе определяются из выражений

$$f_l = f_{0l} / \sqrt{1 - (c/c_2)^2}, \quad f_{0l} = \frac{c}{4H} (2l - 1),$$

то при $c = 1538$ м/с и $H = 45$ м (см. рис. 1) находим значения $f_{01} = 8,54$ Гц, $f_{02} = 25,63$ Гц, $f_{03} = 42,7$ Гц, использование которых не позволяет ни при каких величинах отношения c/c_2 получить теоретические значения критических частот f_1, f_2, f_3 , одновременно согласующиеся с соответствующими экспериментальными данными, а тем более объяснить наличие нулевой моды.

Введение жидкого осадочного слоя толщины H_1 со скоростью звука c_1 и плотностью среды в нем ρ_1 изменит значения критических частот мод, определяемых в этом случае из следующего уравнения (см. [21]);

$$\operatorname{tg} \left[\frac{2\pi f_l H}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{c}{c_2}\right)^2} \right] \operatorname{tg} \left[\frac{2\pi f_l H_1}{c_1} \sqrt{1 - \left(\frac{c_1}{c_2}\right)^2} \right] = \frac{\rho_1}{\rho} \sqrt{\frac{1 - (c/c_2)^2}{1 - (c_1/c_2)^2}},$$

где ρ — плотность среды в верхнем изоскоростном водном слое. Однако при $H_1 \approx 10$ м и значениях $\rho_1 = (1,6+1,9) \cdot 10^3$ кг/м³, $c_1 = (1,7+1,9) \cdot 10^3$ м/с, $c_2 = (2,7+4,8) \cdot 10^3$ м/с, выбранных, согласно приведенным выше данным для грунта, отличия значений критических частот f_1, f_2 и f_3 от соответствующих значений, следующих из модели однородного жидкого дна, составляют менее 10%, и поэтому модель слоистого жидкого дна также не позволяет объяснить экспериментальные данные для f_1, f_2, f_3 .

Другой, наиболее простейшей моделью дна, которая в отличие от первых двух позволяет качественно правильно описать все особенности интерференционной структуры на рис. 2, является упругое полупространство с эффективными акустическими характеристиками ρ_p, c_p, c_s , выбираемыми из всего указанного диапазона этих параметров. В этом случае дисперсионное уравнение для фазовых скоростей мод имеет следующий вид [22, 23]:

$$\sqrt{v_l^2 - 1} \left[(2 - b^2 v_l^2)^2 - 4 \sqrt{(1 - a^2 v_l^2)(1 - b^2 v_l^2)} \right] + R b^4 v_l^4 \sqrt{1 - a^2 v_l^2} \operatorname{tg} \left(\frac{\omega H}{c} \frac{\sqrt{v_l^2 - 1}}{v_l} \right) = 0, \quad (10)$$

где $R = \rho/\rho_p$, $a = c/c_p$, $b = c/c_s$, $v_l = c_{\phi l}/c$. Критические частоты мод с номерами $l = 1, 2, \dots$ находятся из следующего выражения [22, 23]:

$$f_l = \frac{c}{2H} \left[l - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{b^{-2} - 1}}{R \sqrt{1 - a^2}} \right) \right] / \sqrt{1 - b^2}. \quad (11)$$

Кроме того, известно (см. [23, 24]), что уравнение (10) допускает решение для нулевой — фундаментальной моды v_0 , критическая частота которой $f_0 = 0$. На низких частотах $\omega H/c \ll 1$ фазовая скорость этой моды стремится к скорости

волны Рэлея c_R в упругом полупространстве $c_{\phi 0}(\omega = 0) = c_R$ [23], так как из (10) при $\omega H/c \rightarrow 0$ находим уравнение Рэлея (см. [7, 23]):

$$(2 - b^2 v_0^2)^2 - 4 \sqrt{(1 - a^2 v_0^2)(1 - b^2 v_0^2)} = 0, \quad (12)$$

на высоких же частотах $\omega H/c \rightarrow \infty$ фазовая скорость этой моды стремится к скорости волны Стоунли—Шолтэ $c_s < c$ на границе раздела жидкого и упругого полупространств $c_{\phi 0}(\omega \rightarrow \infty) = c_s$, а не к скорости звука в водном слое (как это отмечалось в [24]), так как при $v_0 < 1$ и $\omega H/c \rightarrow \infty$ из (10) получаем уравнение Стоунли—Шолтэ [7]:

$$\sqrt{1 - v_0^2} [(2 - b^2 v_0^2)^2 - 4 \sqrt{(1 - a^2 v_0^2)(1 - b^2 v_0^2)}] + R b^4 v_0^4 \sqrt{1 - a^2 v_0^2} = 0. \quad (13)$$

Здесь отметим, что исследованная в [25] нулевая комплексная мода (соответствующее решение уравнения (10)) есть не что иное, как вытекающая волна Рэлея, поскольку подобное решение следует из уравнения, аналогичного (13), при формальном предположении $v_0 > 1$ (см. [7]) и которое лишь видоизменяется при замене жидкого полупространства слоем. Нулевая комплексная мода становится поверхностной волной при $c_s < c$ [23], вытекающей же становится волна Стоунли—Шолтэ (см. (13)), а следовательно, и соответствующее ей решение уравнения (10) является комплексным.

Необходимые для дальнейшего анализа значения эффективных параметров $c_l = 4 \cdot 10^3$ м/с, $c_r = 2,4 \cdot 10^3$ м/с и $\rho_l = 3 \cdot 10^3$ кг/м³ выбирались при $c = 1538$ м/с и $\rho = 10^3$ кг/м³ из условия наилучшего совпадения получаемых из (11) теоретических значений критических частот $f_1 = 14$ Гц, $f_2 = 35$ Гц и $f_3 = 57$ Гц с соответствующими экспериментальными $f_1 = 14,5$ Гц, $f_2 = 35$ Гц, $f_3 = 50$ Гц. Отметим, что столь значительные величины акустических параметров дна присущи тем мелководным районам Мирового океана, в которых наблюдается выход коренных пород, вследствие чего осадочный слой практически отсутствует (см., например, [26]). Из приведенных на рис. 3 результатов расчета фазовых $c_{\phi l}(f)$ и групповых $c_{g l}(f)$ скоростей, а также тангенса угла наклона $\alpha(f)$ интерференционных линий для четырех мод $l = 0, 1, 2, 3$, при найденных значениях параметров c_r , c_l и ρ_l , следует, что должны наблюдаться: во-первых, особенности $\alpha(f) = \beta^{-1}(f) = 0$ в диапазонах частот $f_s = 32$ Гц, $f_s = 55 \div 60$ Гц и $f_s = 78 \div 83$ Гц, в которых имеют место пересечения частотных зависимостей групповых скоростей соответствующих мод; во-вторых, интерференционные линии в основном с отрицательными наклонами $\alpha(f) < 0$ при $f < 80$ Гц и с положительными — при $f > 80$ Гц, причем некоторые из них, с уменьшающимися значениями $\alpha(f) \rightarrow 0$ с ростом частоты, обусловлены интерференцией мод $l = 1, 2, 3$ с нулевой модой $l = 0$. Легко также убедиться, что существование различных асимптотик для групповых скоростей мод $v_0 = c_s/c < 1$ и $v_l \rightarrow 1$ ($l \geq 1$) при $\omega H/c \rightarrow \infty$ приводит к двукратному пересечению зависимостей $c_{r 0}(f)$ с $c_{r l}(f)$ ($l \geq 1$) и тем самым к увеличению особенностей $\beta(f)$ (см. рис. 3), которые могут проявиться в реальных условиях лишь при достаточно значимых величинах $A_0(z_s, z_r, \xi_l)$ в соответствующих диапазонах частот.

В связи с последним замечанием представляет интерес теоретическая оценка амплитуд мод $A_l(z_s, z_r, \xi_l)$ с номерами $l = 0, 1, 2, 3, 4$, возбуждаемых в рассматриваемом волноводе при конкретных условиях излучения и приема широкополосного звука, т. е. при $z_s = 3$ м, $z_r = 39$ м, которая может быть выполнена с использованием следующего выражения (см. [12]):

$$A_l(z_s, z_r, \xi_l) = \sqrt{2\pi v_l/k} D(v_l) \sin\left(\frac{\bar{x}_l z_s}{H}\right) \sin\left(\frac{\bar{x}_l z_r}{H}\right),$$

$$D(v_l) = -R b^4 v_l^3 \gamma_2 k H / \gamma_1 \cos(\bar{x}_l) [E_1(v_l) - E_2(v_l)],$$

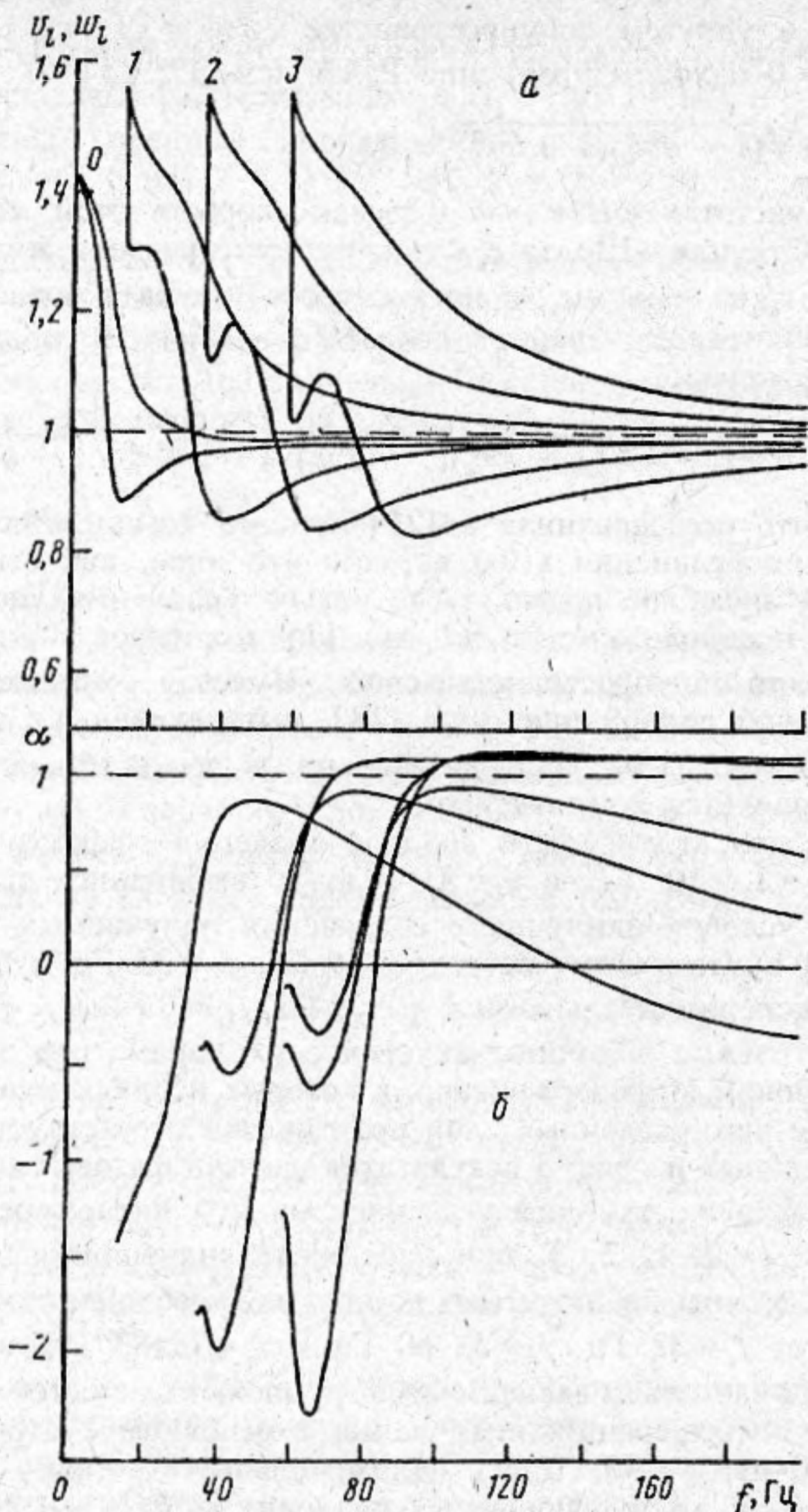


Рис. 3. Теоретические зависимости от частоты f фазовых $v_l = c_{fl}/c$ и групповых $w_l = c_{gl}/c$ скоростей мод с номерами $l=0, 1, 2, 3$ (а), а также тангенса угла наклона $\alpha = \beta^{-1}$ (б) соответствующих этим модам интерференционных линий (б); $H = 45$ м, $c = 1538$ м/с, $\rho = 10^3$ кг/м³, $c_1 = 4 \cdot 10^3$ м/с, $c_2 = 2,4 \cdot 10^3$ м/с, $\rho_1 = 3 \cdot 10^3$ кг/м³

$$E_1(v_l) = Rb^4 v_l^4 \left[\frac{\sin(\bar{x}_l)}{\gamma_1 \gamma_2} \left(1 + \frac{\gamma_2^2}{\gamma_1^2} \right) - \frac{kH \gamma_2}{v_l \gamma_1^2 \cos(\bar{x}_l)} \right], \quad (14)$$

$$E_2(v_l) = 4 \cos(\bar{x}_l) \left[\frac{\gamma_3}{\gamma_2} + \frac{\gamma_2}{\gamma_3} + 2\gamma_2 \gamma_3 - 2(2 - v_l^2) \right],$$

где $k = \omega/c$, $\bar{x}_l = kH \gamma_1 / v_l$, $\gamma_1 = \sqrt{v_l^2 - 1}$,

$$\gamma_2 = \sqrt{1 - a^2 v_l^2}, \quad \gamma_3 = \sqrt{1 - b^2 v_l^2}.$$

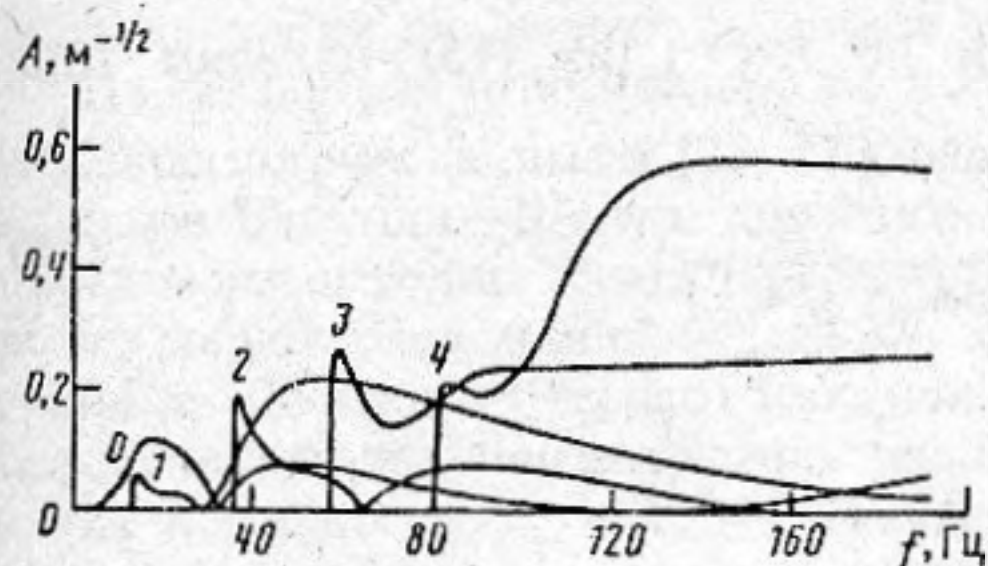


Рис. 4

Рис. 4. Теоретические зависимости от частоты f амплитуд мод $A = |A_l|$ с номерами $l = 0, 1, 2, 3, 4$, полученные с использованием (14) при $z_s = 3$ м, $z_r = 39$ м, $H = 45$ м, $c = 1538$ м/с, $\rho = 10^3$ кг/м³, $c_l = 4 \cdot 10^3$ м/с, $c_l = 2,4 \cdot 10^3$ м/с, $\rho_l = 3 \cdot 10^3$ кг/м³.

Рис. 5. Теоретическая зависимость от частоты f фазовой скорости нулевой моды $v_0 = c_{\phi 0}/c$ при $c_l = 1,5 \cdot 10^3$ м/с (а) и $c_l = 1,3 \cdot 10^3$ м/с (б); $H = 45$ м, $c = 1538$ м/с, $\rho = 10^3$ кг/м³, $c_l = 2,7 \cdot 10^3$ м/с, $\rho_l = 2 \cdot 10^3$ кг/м³.

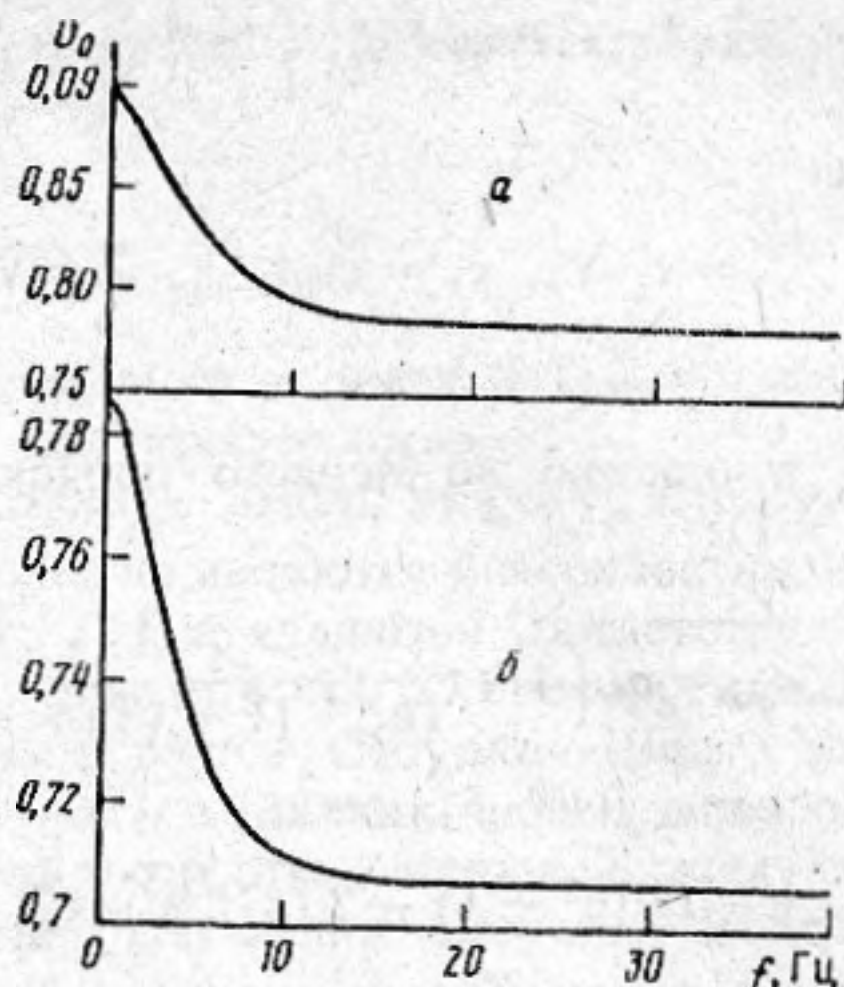


Рис. 5

Из приведенных на рис. 4 результатов расчета следует, что: во-первых, в диапазоне частот $f < 30$ Гц поле нулевой моды существенно превышает поле первой моды; во-вторых, вклад нулевой моды в суммарное акустическое поле в рассматриваемом волноводе существен лишь в диапазоне $f < 120$ Гц, вследствие чего уменьшение угла наклона интерференционных линий на рис. 2 при $f > 120$ Гц не может быть объяснено интерференцией нулевой моды $l = 0$ с модами высших номеров $l = 1, 2, 3$ и обусловлено, по-видимому, влиянием стратификации $c_l(z)$ и $c_r(z)$ в осадочном слое подводного грунта. Предположение об определяющем влиянии осадочного слоя на отмеченное поведение интерференционных линий ($\alpha \rightarrow 0$) в относительно высокочастотном диапазоне $f > 120$ Гц (см. рис. 2) оправдано тем, что, как известно (см. [1, 2]), плавная стратификация скорости звука приводит к отрицательным значениям α для соответствующей группы мод; кроме того, необходимо иметь в виду, что с увеличением частоты все большее влияние на поведение амплитуды нулевой моды будет оказывать верхний осадочный слой с меньшими значениями акустических параметров c_r, c_l, ρ_l , которое приведет к существенному уменьшению амплитуды нулевой моды в высокочастотном диапазоне. Для доказательства последнего утверждения воспользуемся, лишь в «чисто» иллюстративных целях, той же простейшей моделью однородного упругого дна, но с другими эффективными параметрами $\rho_l = 2 \cdot 10^3$ кг/м³, $c_l = 2,7 \cdot 10^3$ м/с и различными значениями $c_l = 1,3 \cdot 10^3$ м/с и $c_l = 1,5 \cdot 10^3$ м/с, выбранными таким образом, чтобы $c_l < c$, поскольку именно такая ситуация характерна для осадков. В этом случае единственно непереизлучающей модой будет нулевая мода, соответствующая волне Рэлея, дисперсия которой обусловлена наличием жидкого слоя (см. рис. 5). В последнем легко убедиться, используя асимптотический анализ уравнения (10). Так, при $kH \rightarrow 0$ из (10), (12) находим, что фазовая скорость нулевой моды совпадает со скоростью рэлеевской волны в однородном упругом полупространстве $c_{\phi 0} = c_R = c v_0$; при $kH \rightarrow \infty$ из (10), (13), для фазовой скорости нулевой моды получаем следующее выражение:

$$c_{\phi 0} = c_l / \zeta_0,$$

$$\zeta_0 = \zeta_R + Rv_2/4v_1\zeta_R \left[\zeta_R^2 \left(\frac{v_3}{v_2} + \frac{v_2}{v_3} \right) + 2v_2v_3 - 2(2\zeta_R^2 - 1) - \frac{R}{4v_1v_2} \right], \quad (15)$$

где

$$\zeta_R = c_l/c_R, \quad c_R = cv_0|_{H=0}, \quad v_1 = \sqrt{\zeta_R^2 - \sigma^2/a^2},$$

$$\sigma = c_l/c_D, \quad v_2 = \sqrt{\zeta_R^2 - \sigma^2}, \quad v_3 = \sqrt{\zeta_R^2 - 1}.$$

С точностью до первого порядка малости по $R \ll 1$ из (15) находим (при $c_l \neq c$):

$$c_{\phi 0} \approx c_R \left\{ 1 - \frac{Rv_2v_3}{16\zeta_R^6 v [1 - (3(\sigma^2 + 1) - 2(\sigma/\zeta_R)^2)/4\zeta_R^2]} \right\}. \quad (16)$$

Поскольку величина

$$1 - (3(\sigma^2 + 1) - 2(\sigma/\zeta_R)^2)/4\zeta_R^2$$

всегда положительна, то из (16) следует, что наличие жидкого слоя приводит к уменьшению скорости волны Рэля (см. рис. 5). Дисперсия нулевой рэлеевской моды уменьшается с понижением скорости сдвиговой волны (см. (16) и рис. 5), что приводит в конечном счете к заметному смещению максимума поля нулевой моды в низкочастотный диапазон (см. рис. 6).

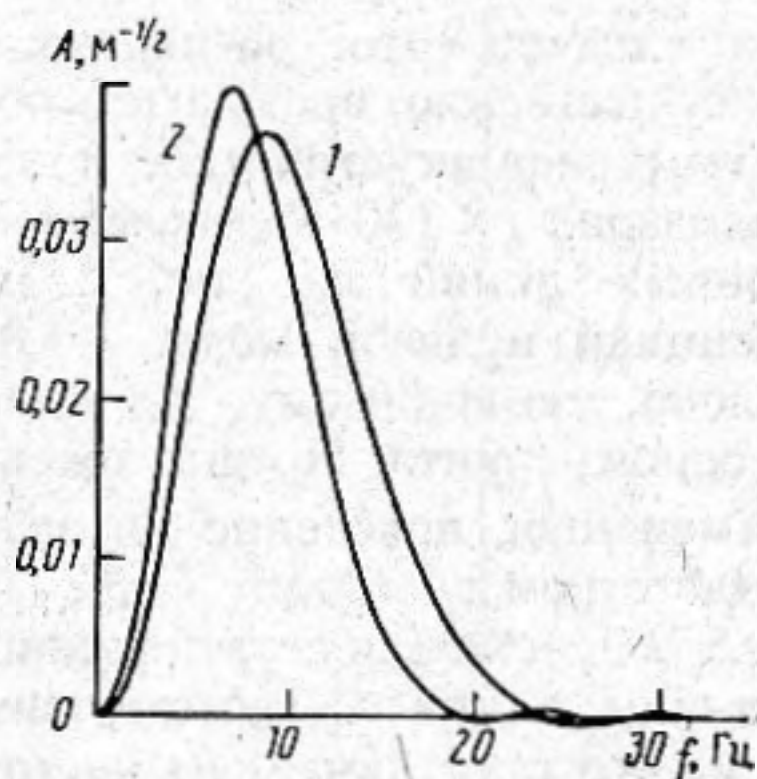


Рис. 6

Рис. 6. Теоретическая зависимость от частоты f амплитуды нулевой моды $A = |A_0|$ при $c_l = 1,5 \cdot 10^3$ м/с (кривая 1) и $c_l = 1,3 \cdot 10^3$ м/с (кривая 2); $z_s = 3$ м, $z_r = 39$ м, $H = 45$ м, $c = 1538$ м/с, $\rho = 10^3$ кг/м³, $c_l = 2,7 \cdot 10^3$ м/с, $\rho_l = 2 \cdot 10^3$ кг/м³.

Рис. 7. Интерференционные линии $x_{lm}(f)$ на плоскости частота f — расстояние $x = \sqrt{r^2 - x_0^2}$, рассчитанные с использованием уравнений (8), (10) для мод с номерами: $l = 1, m = 2$ (а); $l = 2, m = 3$ (б); $l = 1, m = 3$ (в); $H = 45$ м, $c = 1538$ м/с, $\rho = 10^3$ кг/м³, $c_l = 4 \cdot 10^3$ м/с, $c_l = 2,4 \cdot 10^3$ м/с, $\rho_l = 3 \cdot 10^3$ кг/м³.

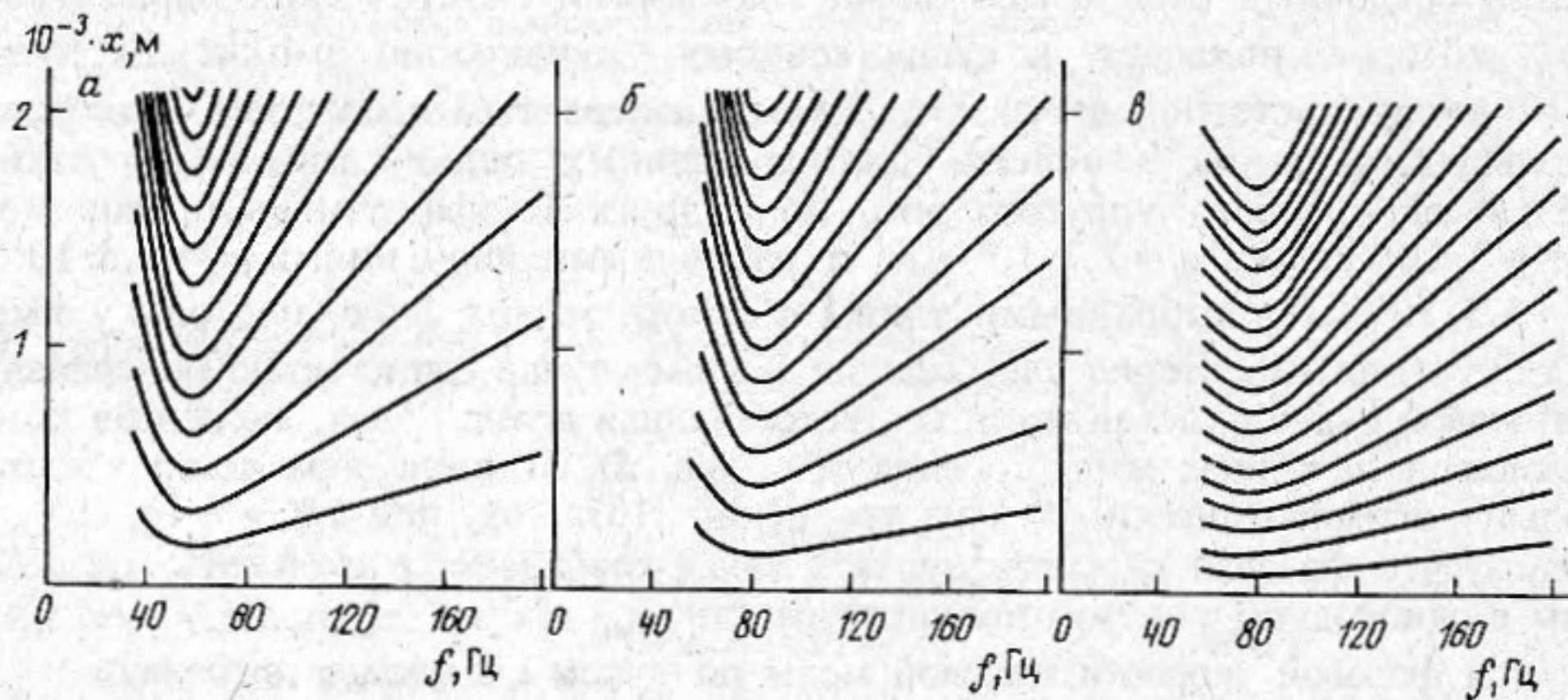


Рис. 7

При $kH \rightarrow \infty$ из (10), (13) можно также найти второй корень, соответствующий (при $c_R \neq c$) фазовой скорости волны Стоунли—Шолтэ

$$c_{\phi 0} = c_s \approx c \left\{ 1 - \frac{R^2 b^8 (1 - a^2)}{2 [(2 - b^2)^2 - 4 \sqrt{(1 - a^2)(1 - b^2)}]} \right\}, \quad (17)$$

который является комплексным в рассматриваемом здесь случае $b > 1$ вследствие переизлучения энергии этой волной в упругое полупространство.

Из сказанного относительно волн Рэля и Стоунли—Шолтэ при $c_s < c$ следует, что зарегистрированные в [23, 27] медленные волны не являются поверхностными волнами Стоунли—Шолтэ, как считалось в [23, 27], а являются соответствующими модами волны Рэля. Сделанный по этому поводу в [23, 27] некорректный вывод обусловлен слишком общим определением волны Стоунли—Шолтэ на границе жидкость — твердое тело (см. стр. 163 в [22], а также [28, 29]), которая определялась как поверхностная волна с фазовой скоростью, меньшей скорости звука в жидкости: $c_{\phi 0} = c_s < c$. Такое определение для волны Стоунли—Шолтэ справедливо лишь при $c_s > c$, когда рэлеевская волна является переизлучающей и распространяется со скоростью $c_R > c$ (см. (16)), поскольку при $c_s < c$ как поверхностная волна Рэля, так и переизлучающая волна Стоунли—Шолтэ распространяются со скоростями, меньшими скорости звука в жидком слое (см. (16), (17)).

Очевидно, что для получения полной интерференционной структуры поля, аналогичной экспериментальной (см. рис. 2), необходимо построить все интерференционные линии на одной плоскости $f - t$ для более реальной модели стратифицированного дна с учетом амплитуд, фаз и затухания соответствующих им мод, однако здесь это не делается в связи со сложным количественным учетом последнего фактора. По-видимому, именно сложная частотная зависимость потерь при распространении, характеризующаяся повышенным затуханием в частотных диапазонах $f < 60$ Гц и $f > 120$ Гц (см. рис. 2) вследствие рассеяния энергии волн на неоднородностях подводного грунта и неровностях рельефа дна, и в первую очередь — фундаментальной моды (см. [30, 31]), приводит к тому, что, во-первых, предсказываемые теорией особенности $\beta(f)$ на частотах $f_s = 32$ Гц и $f_s = 60$ Гц (см. рис. 3) не просматриваются на экспериментальных зависимостях $J_0(f, t)$ (см. рис. 2); во-вторых, интерференционная структура поля становится регулярной при $t > 6 \cdot 10^2$ с (см. рис. 2), поскольку, как показали расчеты (см. рис. 7), характеризуется на плоскости $f - t$ интерференционными линиями, обусловленными биениями лишь пары мод $l = 2$ и $l = 3$. Поэтому кажущаяся нерегулярность интерференционной структуры поля, приведенной на рис. 2 при $t < 6 \cdot 10^2$ с, а также в [19] для определенного диапазона частот и области расстояний, обусловлена существованием на начальном этапе распространения определенного, значительного числа мод, уменьшающегося с ростом расстояния между корреспондирующими точками из-за затухания, соответствующие интерференционные линии для которых пересекаются; следствием этого является изменяющаяся структура интерференционных линий на малых расстояниях.

В заключение сформулируем основные результаты выполненных исследований.

Во-первых, показано, что в мелком море при маломодовом режиме распространения существуют особенности пространственно-частотного распределения интенсивности широкополосного звука, характеризующиеся параллельными оси частот участками интерференционных линий на плоскости частота — расстояние. Эти особенности присутствуют в определенных диапазонах частот, в которых имеются пересечения частотных зависимостей групповых скоростей соответствующих мод, и во всей области расстояний, в которой наблюдается интерференционная структура поля; поэтому понятие инварианта β пространственно-частотной интерференционной структуры поля (1) имеет смысл (ограниченно) не

только для определенной группы мод (см. [1, 2]), но и для определенных диапазонов частот (для каждого свой).

Во-вторых выяснено, что при изменении условий распространения по трассе, например глубины водного слоя, будут наблюдаться смещения особенностей $\beta^{-1}(f_s) = 0$ по частоте, причем вниз — при увеличении и вверх — при уменьшении глубины слоя жидкости. Поэтому на определенных расстояниях в соответствующих диапазонах частот будут возникать особенности пространственно-частотной интерференционной структуры поля: причем, в отличие от вывода в [8], даже малые и плавные изменения глубины водного слоя могут привести к возникновению особенности $\beta^{-1}(f_s) = 0$ на определенном расстоянии, тем меньшем, чем ближе рассматриваемый частотный диапазон к частоте пересечения групповых скоростей соответствующих мод.

В-третьих выяснено, что на малых дистанциях от источника интерференционная структура поля не является регулярной вследствие вызванного затуханием заметного уменьшения с расстоянием количества определяющих поле волноводных мод; по мере увеличения расстояния интерференционная структура поля становится все более регулярной, а в пределе при двухмодовом режиме распространения представляет собой периодически чередующиеся интерференционные линии на плоскости частота — расстояние, с соответствующими изменениями интенсивности поля вдоль них, определяемыми частотными зависимостями амплитуд этих мод.

В-четвертых, замечено, что в низкочастотном диапазоне на формирование интерференционной структуры широкополосного звука в мелком море существенно влияют сейсмические волны.

Следует также отметить два следующих момента: 1) сочетание использованного здесь подхода к определению эффективных (усредненных) значений акустических характеристик дна путем сопоставления критических частот f_c , найденных из теоретических зависимостей и экспериментально полученной интерференционной структуры поля, с подходом (аналогичным [11]) к определению стратификации скоростей продольных и сдвиговых волн путем сопоставления теоретической и экспериментальной форм интерференционной линии $r_{lm}(f)$ произвольного порядка q , может, по-видимому, составить основу нового метода сейсмоакустической томографии дна в мелководных районах Мирового океана; 2) выше при интерпретации экспериментальных данных не учитывалось влияние продольных и сдвиговых боковых волн на формирование интерференционной структуры широкополосного звука, что оправдано отсутствием каких-либо интерференционных линий ниже критической частоты первой моды $f < 14$ Гц во всей исследованной области расстояний (см. рис. 2). Влияние боковых волн на интерференционную структуру поля в низкочастотном диапазоне $f < 20$ Гц было обнаружено в этом же районе Мирового океана лишь при использовании более мощного, чем корабль, низкочастотного источника (пневматической пушки), излучавшего импульсные сигналы давления, максимум в спектре которых располагался на частоте $f \approx 7,5$ Гц (см. [32]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чупров С. Д., Мальцев И. Е. Инвариант пространственно-частотной интерференционной структуры звукового поля в слоистом океане // Докл. АН СССР. 1981. Т. 257. № 2. С. 475—479.
2. Чупров С. Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние / Под ред. Андреевой И. Б., Бреховских Л. М. М.: Наука, 1982. С. 71—92.
3. Баранов В. А., Григорьев В. С. Водный слой как измерительный инструмент // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 5. С. 558—569.
4. Голубев В. Н., Лазарев В. А., Орлов Е. Ф., Раков И. С., Соколов А. Д., Шаронов Г. А., Шевцов В. П. Экспериментальные исследования интерференции широкополосного звука в океане // Интерференция широкополосного звука в океане / Под ред. Зверева В. А., Орлова Е. Ф., Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С. 93—132.
5. Голубев В. Н., Ильичев В. И., Орлов Е. Ф., Раков И. С., Соколов А. Д., Шаронов Г. А., Шевцов В. П. Экспериментальное исследование интерференции широкополосного звука в подповерхно-

- стном океаническом волноводе//Акустические волны в океане/Под ред. Андреевой И. Б., Бреховских Л. М. М.: Наука, 1987. С. 100—111.
6. Бархатов А. Н., Горская Н. В., Громогласов Н. М., Николаев Г. Н., Салин Б. М., Сергеев Е. И. Исследования в модельных условиях интерференционной структуры широкополосного сигнала в акустическом волноводе//Интерференция широкополосного звука в океане/Под ред. Зверева В. А., Орлова Е. Ф., Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С. 73—81.
 7. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
 8. Буренков С. В. Особенности интерференционной структуры акустического поля в двумерно-неоднородном волноводе//Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 5. С. 797—800.
 9. Мальцев Н. Е. Элементы теории распространения звука в слоистом океане в терминах нового асимптотического представления//Акустические волны в океане/Под ред. Андреевой И. Б., Бреховских Л. М. М.: Наука, 1987. С. 41—52.
 10. Кулаков О. Г., Мальцев Н. Е., Чупров С. Д. О возбуждении групп мод в слоистом океане//Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 74—79.
 11. Пученкина С. В., Салин Б. М. Исследование свойств дна в мелководных районах по дисперсионным характеристикам низкочастотных акустических волн//Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 3. С. 546—550.
 12. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: АН СССР, 1961. 216 с.
 13. Pierce A. D. Extension of the method of normal modes to sound propagation in an almost-stratified medium//J. Acoust. Soc. Amer. 1985. V. 37. № 1. P. 19—27.
 14. Hawker K. E. A normal mode theory of acoustic Doppler effects in the oceanic waveguide//J. Acoust. Soc. Amer. 1979. V. 65. № 3. P. 675—686.
 15. Иванова Г. К. К вопросу о пространственно-частотной зависимости звукового поля в слоистых средах//Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 4. С. 490—494.
 16. Stevens K. J., Weston D. E. Interference of wide-band in shallow water//J. Sound and Vibr. 1972. V. 21. № 1. P. 57—64.
 17. Bachman R. T., Kay G. T. Broadband interference patterns in shallow water//J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 74. № 2. P. 576—580.
 18. Soares-Filho W., Vianna M. L. Broadband noise propagation in Pekeris waveguide//J. Acoust. Soc. Amer. 1986. V. 79. № 1. P. 76—83.
 19. Малкина И. Г., Шевцов В. П. Исследование стабильности интерференционной структуры акустического поля в мелком море//Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 5. С. 870—876.
 20. Glattetire J., Knudsen T., Sostrand K. Mode interference and mode filtering in shallow water: A comparison of acoustic measurements and modeling//J. Acoust. Soc. Amer. 1989. V. 86. № 2. P. 680—689.
 21. Пекерис К. Теория распространения звука взрыва в мелкой воде//Распространение звука в океане/Под ред. Бреховских Л. М. М.: Изд-во иностр. лит., 1951. С. 48—156.
 22. Ewing W. M., Jardetsky W. S., Press F. Elastic waves in layered media. N. Y.: McGraw-Hill, 1957. 580 p.
 23. Ellis D. D., Chapman D. M. F. A simple shallow water propagation model including shear wave effects//J. Acoust. Soc. Amer. 1985. V. 78. № 6. P. 2087—2099.
 24. Викторов И. А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 136 с.
 25. Грудская О. Н., Грудский С. М., Ривелис Е. А. Численное исследование вклада различных частей акустического поля в моделях Пекериса и Шермана//Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 4. С. 752—753.
 26. Chapman D. M., Stual Ph. R., Zakarauskas P. The effect of variable roughness of a granite seabed on low-frequency shallow-water acoustic propagation//Progr. Underwater. acoust. Proc. 12 Int. Congr. Acoust. Assoc. Simp. Underwater acoust.; Halifax, July 16—18. 1986. N. Y.; London: 1987. P. 485—492.
 27. Макдэниел С. Т., Бишб Дж. Х. Влияние полуконсолидированных осадков на распространение звука в прибрежном районе//Акустика дна океана/Под ред. Енсена Ф., Купермана У. М.: Мир, 1984. С. 308—320.
 28. Scholte J. G. The range of existence of Rayleigh and Stoneley waves//Monthly Notices Roy. Astron. Soc.: Geophys. Suppl. 1947. V. 5. № 3. P. 120—126.
 29. Biot M. A. The interaction of Rayleigh and Stoneley waves in the ocean bottom//Bull. Seism. Soc. Amer. 1952. V. 42. № 1. P. 81—92.
 30. Волькинштейн М. М., Левин В. М. Аномальное поглощение поверхностных акустических волн на границе раздела жидкость — твердое тело//Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 4. С. 1498—1503.
 31. Brooke G. H., Chamuel J. A. Transient Scholte wave transmission along a rough liquid-solid interface//J. Acoust. Soc. Amer. 1988. V. 83. № 3. P. 1336—1344.
 32. Лобанов В. Н., Петухов Ю. В. Особенности пространственно-частотного распределения интенсивности широкополосного звука в мелководном океаническом волноводе: Препринт № 321. Н. Новгород: НИРФИ, 1991. 49 с.

Институт прикладной физики
Российской академии наук

Поступила в редакцию 10.10.91
После исправления 02.04.93

**SPACE-FREQUENCY DISTRIBUTION OF BROADBAND SOUND
INTENSITY IN A SHALLOW SEA**

Peculiarities in space-frequency distribution of broadband sound intensity characterized by sections of interference lines in a frequency-distance plane (these sections being parallel to the axis) are shown to appear in a shallow sea at a few-mode propagation regime both in certain frequency bands and along the whole distance characterized by the interference field structure. Thus, the invariant of the space-frequency interference field structure has sense not only for a certain group of modes, but also for some definite frequency bands. It has been cleared out that at small distances from the source the interference field structure is irregular due to significant damping-caused decrease with distance of waveguide modes determining the field. As the distance increases, the interference structure becomes more and more regular and in the limiting case of two-mode distribution it represents periodically alternating interference lines in a frequency-distance plane. In the low-frequency band the formation of a broadband sound interference structure in a shallow sea has been established to be affected greatly by seismic waves. A method for determination of acoustic characteristics of the sea in shallow oceanic regions, based on the analysis of broadband sound interference has been suggested. The method allows for accurate estimation of the velocities of longitudinal and shear waves (as well as medium density of the underwater soil) using the values of critical mode frequencies and the form of interference lines of different orders.