АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV 1989 Вып. 5

УДК 534.36

ДИСПЕРСИОННЫЕ ИСКАЖЕНИЯ СЛОЖНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ МАЛОЙ ГЛУБИНЫ

Бункин Ф. В., Гиндлер И. В., Козельский А. Р., Кравцов Ю. А., Петников В. Г.

Приводятся результаты экспериментальных исследований дисперсионных искажений сигналов в океаническом волноводе малой глубины на различных горизонтах приема. В рамках упрощенной теоретической модели волновода развита методика расчета огибающей сигнала на выходе квадратурного корреляционного приемника. Построен алгоритм уточнения расстояния между источником и приемником звука, который основан на результатах теории частично детерминированных волновых полей.

Известно, что искажения низкочастотных импульсных акустических сигналов при дальнем распространении в океане обусловлены волноводной дисперсией звуковых волн [1]. Особенно заметны дисперсионные искажения в волноводах малой глубины H, где уже на небольших расстояниях $r \gtrsim H^2/\lambda$ (λ — длина звуковой волны, соответствующая несущей частоте сигнала ω_0) между источником и приемником звука адекватно модовое описание волнового поля. Для узкополосных сигналов, распространяющихся в таких волноводах, наиболее существенна межмодовая дисперсия, обусловленная разностью групповых скоростей отдельных мод.

В работе [1] рассчитан теоретически и зарегистрирован в эксперименте сигнал на выходе квадратурного корреляционного приемника [2, 3], который представляет собой огибающую взаимной корреляционной функции (ВКФ) опорного (неискаженного) сигнала и сигнала, прошедшего океанический волновод. На дистанциях более 30 км наблюдались сильные дисперсионные искажения сигнала, однако формы огибающей ВКФ в эксперименте и расчете часто существенно отличаются одна от другой. Указанное отличие связано как с грубостью принятой в работе [1] модели (изоскоростной волновод), так и с ошибками и неточностями эксперимента. К последним следует отнести, в частности, ошибки измерения расстояния между излучателем и приемником звука ($\simeq$500 м), а также отсутствие точных данных о характеристиках морского дна, в первую очередь о коэффициенте поглощения звука в дне.

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований дисперсионных искажений сигналов в океаническом волноводе малой глубины на различных горизонтах приема. В рамках упрощенной теоретической модели волновода с линейной зависимостью квадрата показателя преломления от глубины развита методика расчета огибающей сигнала на выходе квадратурного корреляционного приемника. Построен алгоритм уточнения расстояния между источником и приемником звука, который основан на результатах теории частично детерминированных волновых полей [4].

Экспериментальные исследования дисперсии импульсных акустических сигналов проводились в волноводе практически постоянной глубины $H \simeq 230$ м (относительные вариации глубины не превышали $\simeq$10—15 м). Профиль скорости звука, измеренный в начале (*а*) и в конце (*б*) трассы, представлен на рис. 1. Пунктиром показан профиль, используемый для расчетов. Измерения проводились с участием двух судов. Первое из них буксировало на удаление два излучателя звука на глубине $z_s = 35$—40 м с несущими частотами излучения f_1 и f_2 ($f_2/f_1 = 2{,}3$). Излучались поочередно тональные сигналы длительностью $T = 300$ с и сигналы с гиперболической частотной модуляцией (ГЧМ-сигналы) с $T = 25{,}6$ с, базы ГЧМ-

сигналов $B = FT$ порядка 200. Относительная ширина полосы ГЧМ-сигналов составляла $F_1/f_1 = 0{,}018$ и $F_2/f_2 = 0{,}03$. Излучение проводилось одновременно на двух частотах. Прием осуществлялся на вертикальную антенну, опущенную с борта другого судна, находящегося в дрейфе. Антенна представляла собой цепочку из шести гидрофонов, эквидистантно расположенных друг относительно друга. Датчики глубины были расположены около первого и последнего гидрофона. В процессе обработки принятого ГЧМ-сигнала на ЭВМ вычислялась нормированная огибающая корреляционной функции опорного и принятого сигнала (в качестве опорного выступал сигнал, принятый с расстояния $r \simeq 4$ км). Более подробно условия эксперимента описаны работе [5], где приводятся результаты по исследованию затухания тональных сигналов.

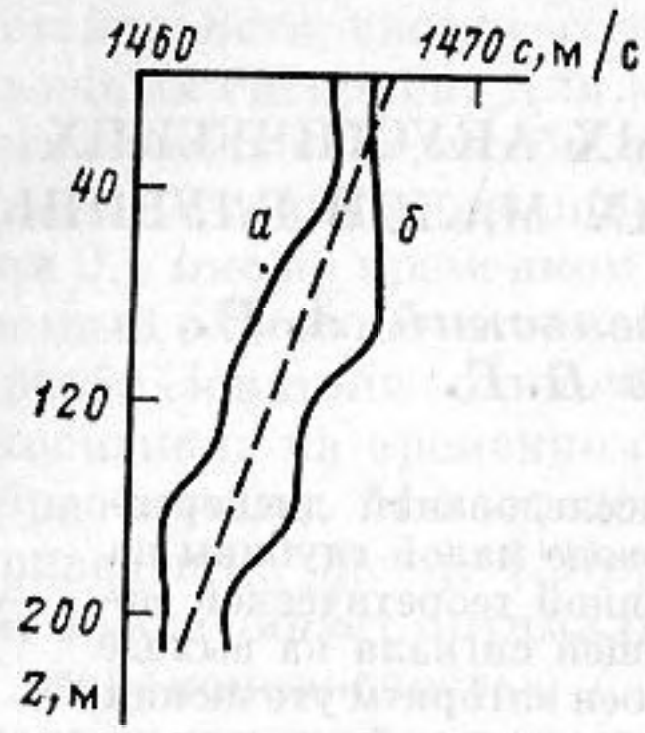

Рис. 1. Зависимость скорости звука от глубины

Расчет проводился для модельного волновода с жидким поглощающим дном и линейной зависимостью квадрата показателя преломления от глубины, $k_w^2(z) = k_0^2(1 + 2\varepsilon z)$, $0 \leqslant z \leqslant H$, $\varepsilon \leqslant 1$. Глубина волновода принималась равной 230 м. Коэффициент поглощения звука в дне β (мнимая часть относительного показателя преломления $\tilde{n}_b = k_b/k_w(H) = n_b(1 + i\beta)$) принимался равным 0,026. В работе [5] показано, что при таком значении коэффициента поглощения в условиях описываемого эксперимента наблюдалось наилучшее соответствие теоретических и экспериментальных зависимостей затухания звука в волноводе. Предполагалось, что действительная часть показателя преломления звука в дне $n_b = 0{,}92$, а отношение плотностей воды ρ_w и дна ρ_b равно $\nu = 0{,}5$. Такие параметры грунта соответствуют осадочным породам песок — гравий, характерным для исследуемого района.

В процессе вычислений определялись огибающая ВКФ опорного сигнала и сигнала, прошедшего модельный волновод при различных расстояниях r между источником и приемником звука:

$$R(\tau) = \frac{1}{\pi}\left|\int_0^\infty G(\omega, \mathbf{r})\,|S(\omega)|^2 e^{i\omega\tau}\,d\omega\right|^2,$$

где $S(\omega)$ — спектр излученного сигнала, $G(\omega, \mathbf{r})$ — функция Грина волновода, которая бралась в виде

$$G(\omega, \mathbf{r}) = \frac{1}{H}\left(\frac{8\pi}{k_0 r}\right)^{1/2} \exp(i\pi/4) \sum_{m=1}^{M} \psi_m(z)\,\psi_m(z_s)\exp(ih_m r), \qquad (1)$$

где $k_0 = k_w(0) = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $\psi_m(z)$ и h_m — собственные функции и собственные числа двухточечной краевой задачи,

$$\frac{d^2\psi_m}{dz^2} + [k_w^2(z) - h_m^2]\,\psi_m = 0, \quad 0 \leqslant z \leqslant H, \qquad (2)$$

$$\psi_m(0) = 0, \ \psi_m'(H)/\psi_m(H) = i\nu\,(k_b^2 - h_m^2)^{1/2}, \ \operatorname{Im} k_b > 0.$$

Вычисление ВКФ опорного сигнала и сигнала, прошедшего модельный волновод, производилось с применением алгоритма быстрого преобразования Фурье. Применяемый алгоритм расчета предполагает значение функции Грина модельного волновода как функции частоты ω. При использовании ГЧМ-сигнала с эффективной шириной полосы частот F необходимо вычислять функцию Грина и, следовательно, спектр краевой задачи (2) для $2FT$ значений частоты. Реализация такого алгоритма прямыми методами требует значительных ресурсов ЭВМ. Исходя из этого, нахождение функции Грина волновода в полосе частот $f_{1,2} - F_{1,2}/2 \leqslant f \leqslant f_{1,2} + F_{1,2}/2$ производилось с помощью теории возмущений, развитой в работах [6, 7] для несамо-

сопряженных задач теории открытых волноводов. При этом комплексные собственные функции $\psi_m^{(0)}$ и комплексные собственные значения $h_m^{(0)}$ невозмущенной задачи отвечали модели изоскоростного волновода Пекериса ($\varepsilon = 0$) на несущей частоте ГЧМ-сигнала. При расчете собственных значений h_m и собственных функций ψ_m задачи (2) учитывался первый порядок теории возмущений. Соответствующие выражения для поправок первого порядка к собственным значениям и собственным функциям невозмущенной задачи имеют следующий вид: $h_m(\omega_0 + \delta\omega) = h_m^{(0)}(\omega_0) + h_m^{(1)}(\omega_0 + \delta\omega)$,

$$h_m^{(1)}(\omega_0 + \delta\omega) = \frac{k_0^2}{h_m^{(0)} N_m^2} \left\{ \left(1 + \frac{\delta\omega}{\omega_0}\right)^2 \varepsilon \int_0^H z\psi_m^{(0)2}(z)\,dz + \right.$$

$$\left. + \frac{\delta\omega}{\omega_0}\left(1 + \frac{\delta\omega}{2\omega_0}\right) \int_0^H \psi_m^{(0)2}(z)\,dz + \frac{i\nu}{2q_m^{(0)}} \left[\frac{k_b^{(0)}}{k_0}\psi_m^{(0)} H\right]^2 \frac{\delta\omega}{\omega_0} \right\},$$

$$N_m^2 = \int_0^H \psi_m^{(0)2}(z)\,dz + \frac{i\nu}{2q_m^{(0)}} \psi_m^{(0)2}(H),$$

$$\psi_m(z) = \psi_m^{(0)}(z) \exp\left\{\int_0^z Z_m^{(1)}(z')\,dz'\right\},$$

$$Z_m^{(1)}(z) = \psi_m^{(0)-2}(z) \int_0^z dz' \varphi_m^{(0)2}(z') \left[2h_m^{(0)} h_m^{(1)}(\omega_0 + \delta\omega) - 2k_0^2 \varepsilon z' \left(1 + \frac{\delta\omega}{\omega_0}\right)^2 - \right.$$

$$\left. - k_0^2 \frac{\delta\omega}{\omega_0}\left(2 + \frac{\delta\omega}{\omega_0}\right)\right], \qquad (3)$$

$$\psi_m^{(0)}(z) = \sin\left[(k_0^2 - h_m^{(0)2})^{1/2} z\right], \quad k_b^{(0)} = k_b(\omega_0), \quad q_m^{(0)} = (k_b^{(0)2} - h_m^{(0)2})^{1/2}.$$

Как нетрудно убедиться, все интегралы в формулах (3) берутся аналитически.

Собственные значения невозмущенной задачи $h_m^{(0)}$ являются корнями известного трансцендентного уравнения для волновода Пекериса:

$$\psi_m^{(0)\prime}(H)/\psi_m^{(0)}(H) = i\nu q_m^{(0)}. \qquad (4)$$

Вычисление комплексных корней уравнения (4) производилось с использованием процедуры, описанной в работе [8], которая позволяет находить аналитическое решение уравнения (4) с любой наперед заданной точностью. Таким образом, применение теории возмущений одновременно по частоте и по профилю показателя преломления для вычисления функции Грина неоднородного волновода в достаточно широкой полосе частот позволяет создать быстрый алгоритм, не использующий какие-либо итерационные процессы. В сущности применяемый алгоритм расчета сводится к табулированию на ЭВМ готовых формул. Относительная точность вычисления $\mathrm{Re}\, h_m$ и $\mathrm{Im}\, h_m$ не хуже 10^{-4} и 10^{-5} соответственно.

При расчете функции Грина модельного волновода учитывались вклады лишь от M слабозатухающих мод, т. е. учитывались лишь те моды, для которых наличие отличных от нуля значений $\mathrm{Im}\, h_m$ обусловлено взаимодействием волн с поглощающим дном (эти моды в пределе $\beta \to 0$ полностью захватываются волноводом и распространяются без затухания). Для частоты f_1 таких мод оказалось 7, а для частоты f_2 — 17.

При вычислении огибающей ВКФ и сравнении ее с результатами эксперимента наиболее неопределенным параметром оказалось расстояние между излучателем и приемником звука. Навигационная точность определения этого расстояния составляла 500 м, тогда как изменение величины r на 100 м уже приводило к заметным изменениям формы огибающей ВКФ. Поэтому при сравнении результатов эксперимента и расчета расстояние r варьировалось в пределах навигационной точности, а количественное совпадение оценивалось по критерию, предложенному в работах [4, 5].

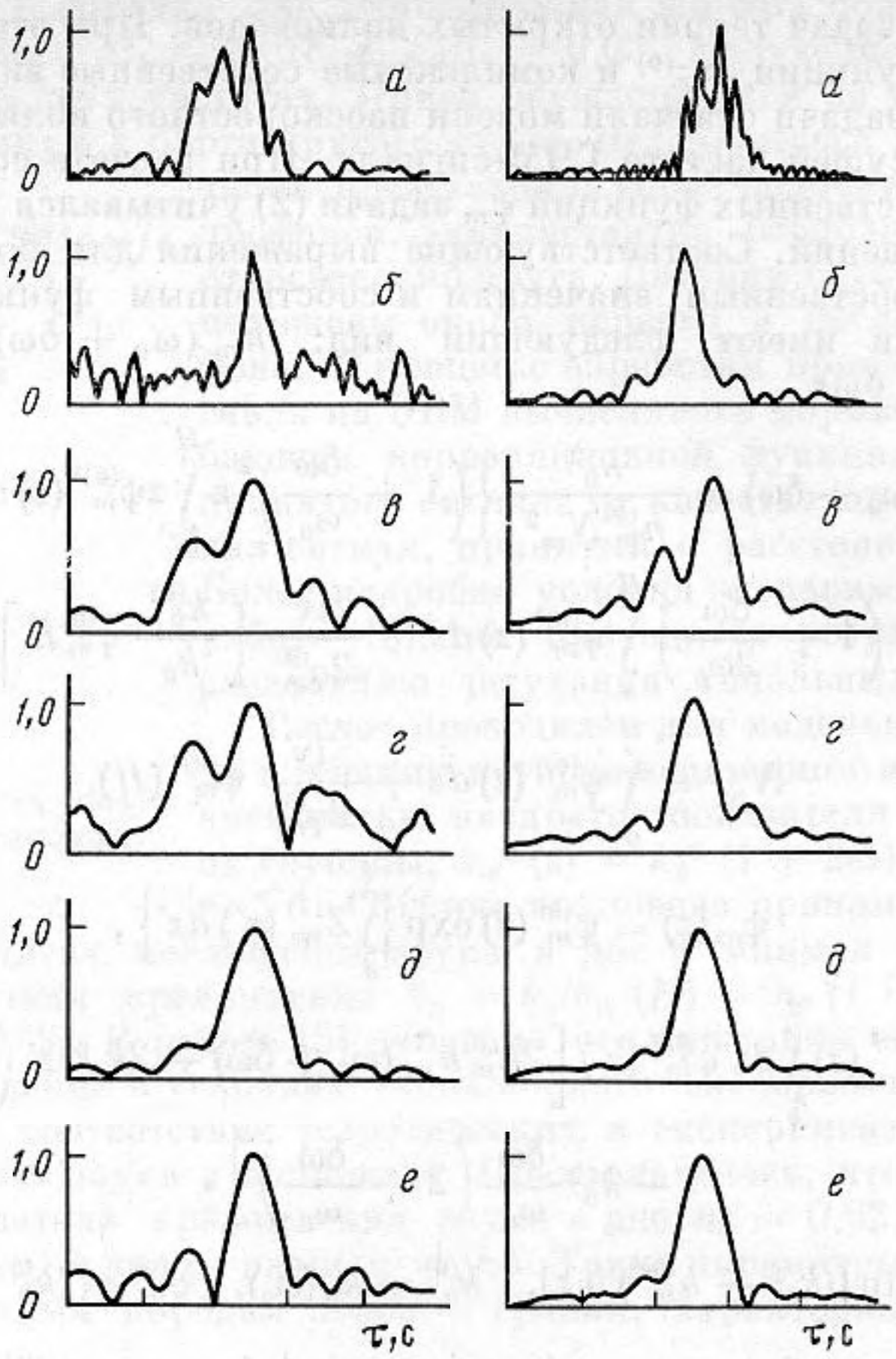

Рис.2 Рис.3

Рис. 2. Огибающие ВКФ для различных горизонтов приема на дистанции $r = r^*$: *а* — $z = 125$ м, *б* — $z = 69$, *в* — $z = 125$, *г* — $z = 97$, *д* — $z = 83$, *е* — $z = 69$ м

Рис. 3. Огибающие ВКФ для различных горизонтов приема на дистанции $r = r^*$: *а* — $z = 125$ м, *б* — $z = 69$, *в* — $z = 125$, *г* — $z = 97$, *д* — $z = 83$, *е* — $z = 69$ м

За истинное расстояние принималась такая дистанция между излучателем и приемником звука, которая максимизирует величину K на всех горизонтах приема

$$K = \frac{\tilde{K}(r) - K_{\min}}{K_{\max} - K_{\min}}, \quad \tilde{K}(r) = 2\frac{\int\limits_0^\infty R_T(\tau)\, R_e(\tau)\, d\tau}{\int\limits_0^\infty R_T^2(\tau)\, d\tau + \int\limits_0^\infty R_e^2(\tau)\, d\tau},$$

где $R_T(\tau)$ и $R_e(\tau)$ — теоретическая и экспериментальная зависимости огибающей ВКФ от времени, а $K_{\max}$ и $K_{\min}$ — соответственно максимальное и минимальное значение $K(r)$ в выбранном диапазоне изменения r.

Результаты эксперимента и расчета приведены на рис. 2—7. На рис. 2 представлены огибающие ВКФ, зарегистрированные в эксперименте на различных горизонтах приема при расстоянии между излучателем и приемником звука $r^* \simeq 26{,}4$ км, рис. 2, *а*, *б* соответствуют частоте f_2, рис. 2, *в*—*е* — частоте f_1. Из рис. 2 видно, что дисперсионные искажения приводят к заметным вариациям формы импульсов на разных глубинах.

На рис. 3 приведены результаты расчетов огибающей ВКФ при $r = r^*$ для тех же горизонтов приема и несущих частот, которые имели место в экс-

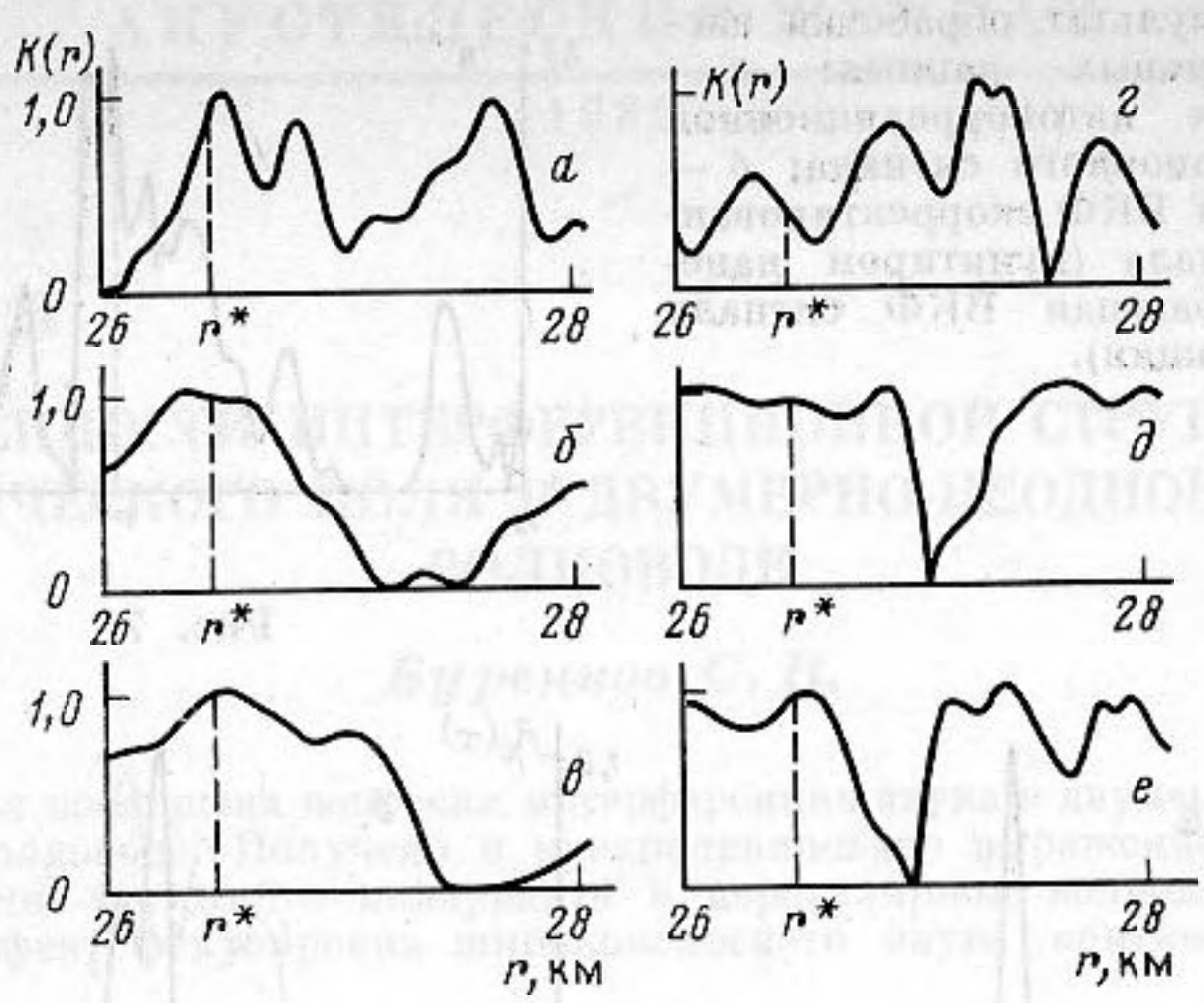

Рис. 4. Зависимость коэффициента корреляции K от дистанции r для различных горизонтов приема и несущих частот: $а$ — $f = f_2$, $z = 125$ м, $б$ — $f = f_2$, $z = 69$, $в$ — $f = f_1$, $z = 125$, $г$ — $f = f_2$, $z = 97$, $д$ — $f = f_1$, $z = 83$, $е$ — $f = f_2$, $z = 69$ м

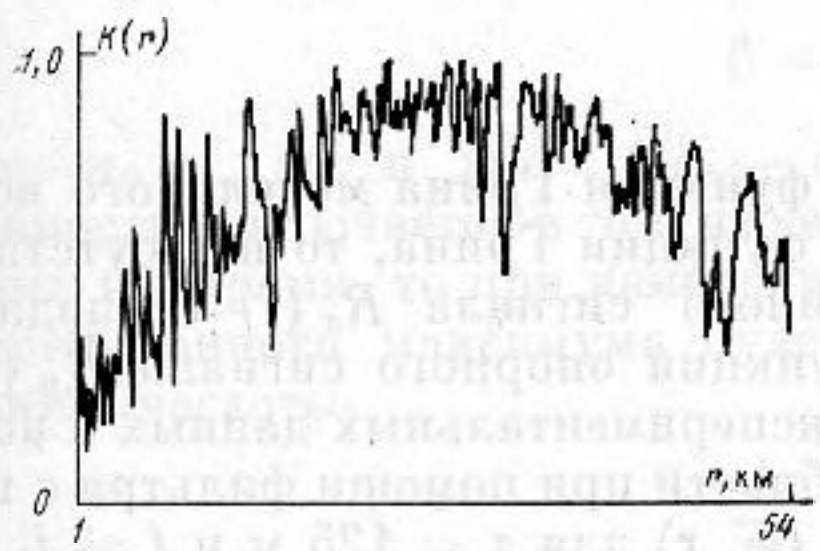

Рис. 5

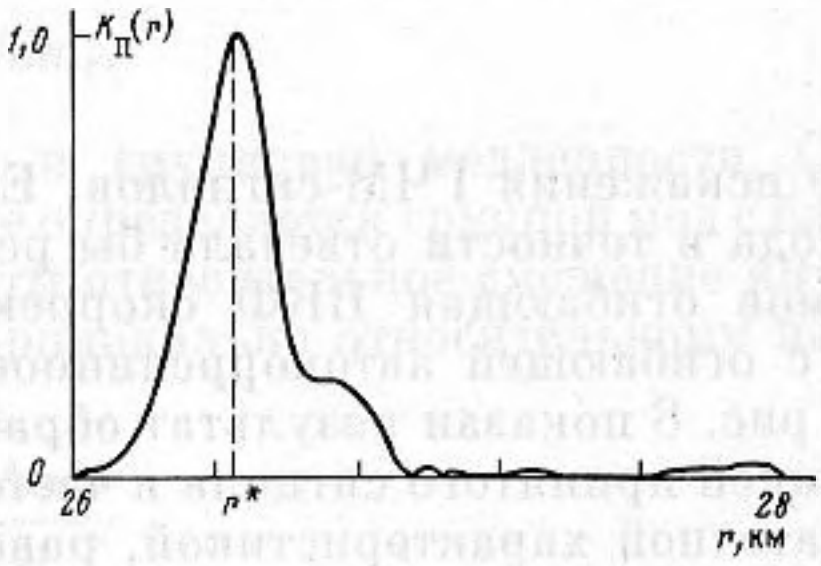

Рис. 6

перименте. Наблюдается удовлетворительное соответствие эксперимента и расчета. Характерное значение $\tilde{K}(r^*)$ для различных горизонтов приема и различных частот порядка 0,75.

На рис. 4 приведены результаты расчета величины K на интервале дистанций $r = 26—28$ км с шагом 20 м для различных горизонтов приема и несущих частот. На рис. 5 представлен результат вычислений K на интервале $r = 1—54$ км с шагом 265 м для несущей частоты ГЧМ-сигнала f_2 и $z = 125$ м. Видно, что зависимость $K = K(r)$ носит нерегулярный характер с большим количеством локальных экстремумов. По одной такой зависимости даже в пределах навигационной точности трудно определить дистанцию r^*, где имеет место наилучшее совпадение теории и эксперимента. Однако совокупность таких кривых для различных горизонтов приема и несущих частот дает возможность определить такое расстояние. На рис. 6 приведена нормированная на максимум зависимость $K_п(r)$ в интервале дистанций $r = 26—28$ км, а на рис. 7 — в интервале дистанций 15—17 км. Величина $K_п(r)$ рассчитана по следующей формуле:

$$K_п(r) = \prod_{i,j} K_{i,j}(r),$$

где i — номер горизонта приема ($i = 1—4$), j — номер несущей частоты сигнала ($j = 1, 2$), кривая $K_п(r)$ имеет резкий максимум при $r = r^*$, где имеет место наилучшее совпадение теории и эксперимента. Можно предполагать, что величина r^* близка к истинному расстоянию между излучателем и приемником звука. По навигационным данным между кораблями было $r \simeq 27 \pm 0{,}5$ км.

Достаточно высокая степень корреляции между экспериментальной и теоретической огибающими ВКФ позволяет скорректировать дисперсион-

Рис. 8. Результат обработки экспериментальных данных: *а* — огибающая автокорреляционной функции опорного сигнала; *б* — огибающая ВКФ скорректированного сигнала (пунктиром нанесена огибающая ВКФ сигнала без коррекции).

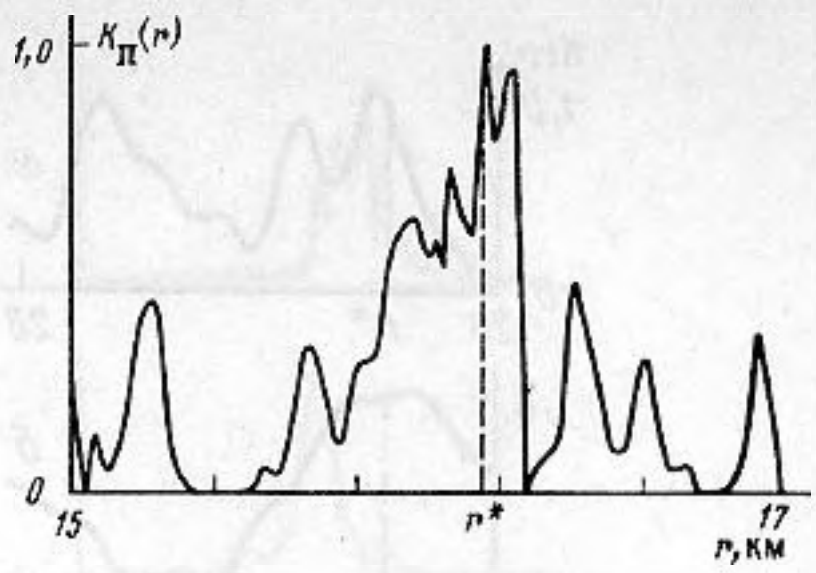

Рис. 7

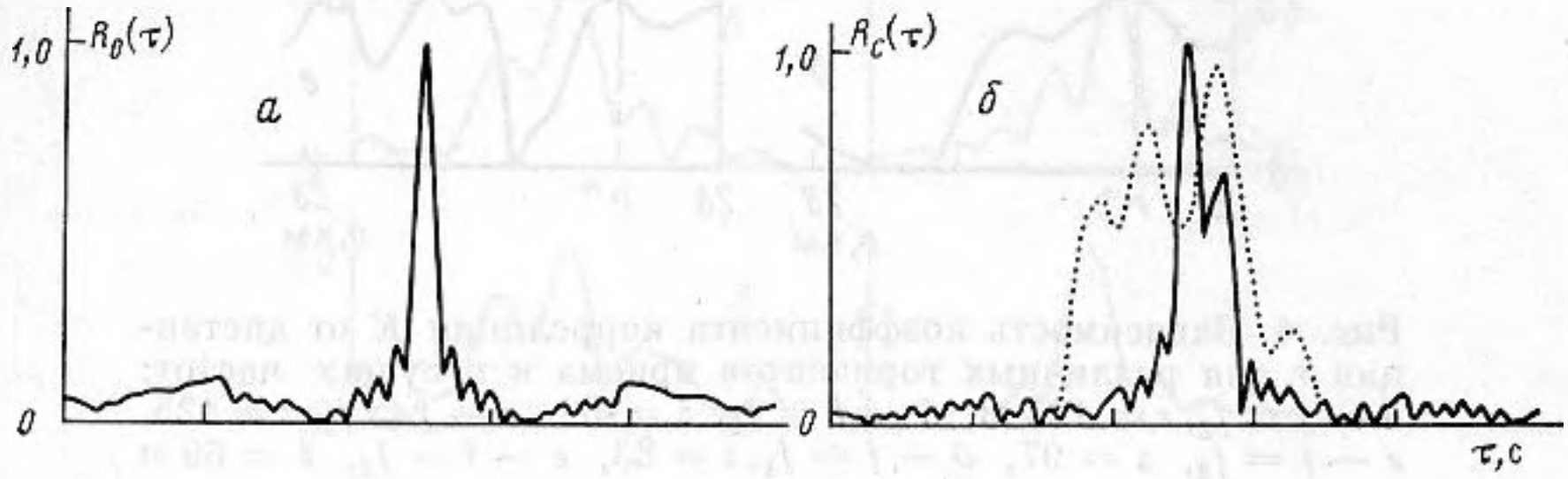

Рис. 8

ные искажения ГЧМ-сигналов. Если бы функция Грина модельного волновода в точности отвечала бы реальной функции Грина, то в отсутствие шумов огибающая ВКФ скорректированного сигнала $R_c(\tau)$ совпадала бы с огибающей автокорреляционной функции опорного сигнала $R_0(\tau)$. На рис. 8 показан результат обработки экспериментальных данных с коррекцией принятого сигнала в частотной области при помощи фильтра с передаточной характеристикой, равной $G^{-1}(\omega, \mathbf{r})$ для $z = 125$ м и $f = f_2$.

Таким образом, можно утверждать, что в океаническом волноводе малой глубины на дистанции в несколько десятков километров даже узкополосные акустические ГЧМ-сигналы с большими базами испытывают значительные дисперсионные искажения. Характер этих искажений приближенно может быть описан в рамках упрощенной модели волновода с жидким поглощающим дном при использовании теории возмущений как по частоте, так и по вариациям профиля показателя преломления.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Вавилин А. В., Козельский А. Р., Петников В. Г. и др.* Особенности дисперсионных искажений импульсных сигналов в акустических волноводах с поглощением // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 5. С. 830—838.
2. *Гиндлер И. В., Кравцов Ж. А., Петников В. Г.* Отношение сигнал/шум при приеме широкополосных импульсов в диспергирующих средах // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 3. С. 445—447.
3. *Гиндлер И. В., Кравцов Ж. А.* Степень детерминированности волнового поля и когерентная обработка широкополосных сигналов // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 2. С. 241—245.
4. *Кравцов Ж. А., Петников В. Г.* О частичной детерминированности волновых полей // Докл. АН СССР. 1985. Т. 285. № 4. С. 871—873.
5. *Бункин Ф. В., Кацнельсон Б. Г., Кравцов Ю. А. и др.* Усредненные оценки поглощения звука в океанических волноводах малой глубины // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 1. С. 1—7.
6. *Гиндлер И. В.* Теория возмущений для несамосопряженной волноводной задачи // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 6. С. 1003—1007.
7. *Гиндлер И. В., Козельский А. Р.* Применение процедуры «нелинеаризации» для нахождения спектра несамосопряженных волноводных задач: Препринт № 51. М.: ИОФАН, 1988. 51 с.
8. *Гиндлер И. В., Козельский А. Р.* Применение процедуры «нелинеаризации» для нахождения собственных чисел задачи Пекериса // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 3. С. 428—432.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25.VII.1988