АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIV 1988 Вып. 5

УДК 534.6.551.463.256

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ МОДУЛЯЦИИ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА В ГЛУБОКОМ ОКЕАНЕ

Орлов Е. Ф., Фокин В. Н., Шаронов Г. А.

В работе рассмотрена зависимость координат экстремумов двумерного спектра интерференционной модуляции широкополосного звука от дистанции до источника, средней частоты излучения и глубины приема в глубоководном океаническом волноводе с минимумом скорости звука на глубине около 1000 м на дистанциях до первой зоны конвергенции.

Вопрос о возможности достоверного прогнозирования параметров акустического поля в реальных океанических средах, измерения и сопоставления с расчетом структуры пространственно-частотного распределения энергии звукового поля с учетом интерференции составляющих поле лучей (мод) является одним из центральных вопросов в современных исследованиях распространения акустических волн в океане. В последнее время изучению параметров пространственно-частотного распределения интенсивности акустического поля уделяется много внимания. Показано [1—4], что для слоистых сред пространственно-частотное распределение интенсивности широкополосного звука может быть представлено в виде суммы упорядоченных двумерных структур с дискретным двумерным спектром. Дискретность спектра связана с дискретностью лучей или мод, формирующих поле в океанических волноводах.

Экспериментальные исследования особенностей интерференционной модуляции энергии широкополосного звука в океане [5, 6] показали закономерный и устойчивый во времени характер параметров двумерного спектра пространственно-частотного распределения энергии звукового поля.

В данной работе рассматривается зависимость координат экстремумов двумерного спектра от расстояния до источника, средней частоты излучения, глубины приема и количества принимаемых донных отражений в глубоководном океаническом волноводе в первой зоне тени.

Рассмотрим передаточную функцию (по интенсивности) среды

$$H(\omega, r, z_1, z_2)=H_0(\omega, r, z_1, z_2)(1+S(\omega, r, z_1, z_2)),$$

где

$$H_0(\omega, r, z_1, z_2)=\sum_{m=1}^{M} A_m^2(\omega, r, z_1, z_2)$$

— член, дающий энергетическую сумму лучей

$$S(\omega, r, z_1, z_2)=\mathrm{Re}\left\{\sum_{\substack{m,n=1\\ m\neq n}}^{M} A_m A_n H_0^{-1} e^{-i\Psi_{mn}(\omega, r, z_1, z_2)}\right\}$$

определяет интерференционную модуляцию передаточной характеристики среды, где $\Psi_{mn}(\omega, r, z_1, z_2)$ — фаза интерференционных членов суммы, M — полное число лучей, приходящих в точку приема, A_m — амплитуда m-го луча в точке приема, ω — частота, r — дистанция, z_1, z_2 — глубины точек излучения и приема соответственно.

Интегральной характеристикой интерференционной модуляции широ-

кополосного звука является двумерный спектр пространственно-частотного распределения интенсивности [1]

$$\Phi(u, v) = \int\limits_{\omega_0-\Delta\omega}^{\omega_0+\Delta\omega} \int\limits_{r_0-\Delta r}^{r_0+\Delta r} S(\omega', r') e^{i(u\omega'+vr')} d\omega' dr', \qquad (1)$$

где $\omega' = \omega - \omega_0$, $r' = r - r_0$.

Можно показать, что для каждого слагаемого в $S(\omega, r, z_1, z_2)$ имеют место экстремальные значения интеграла при

$$u = u_{mn} = \frac{\partial \psi_{mn}}{\partial \omega}, \qquad v = v_{mn} = \frac{\partial \Psi_{mn}}{\partial r}.$$

В лучевом рассмотрении

$$\Psi_{mn} = \omega \tau_{mn}, \qquad u_{mn} = \tau_{mn}(r), \qquad v_{mn} = \omega_0 \frac{\partial \tau_{mn}}{\partial r}\Big|_{r_0} + \gamma(\omega_0, r_0), \qquad (2)$$

$\tau_{mn}(r)$ — разности времен пробега сигналов по лучам с номерами m и n. Величина $\gamma(\omega_0, r_0)$ определяет вклад последующих членов разложения величины Ψ_{mn} в ряд по ω и r предполагается малой.

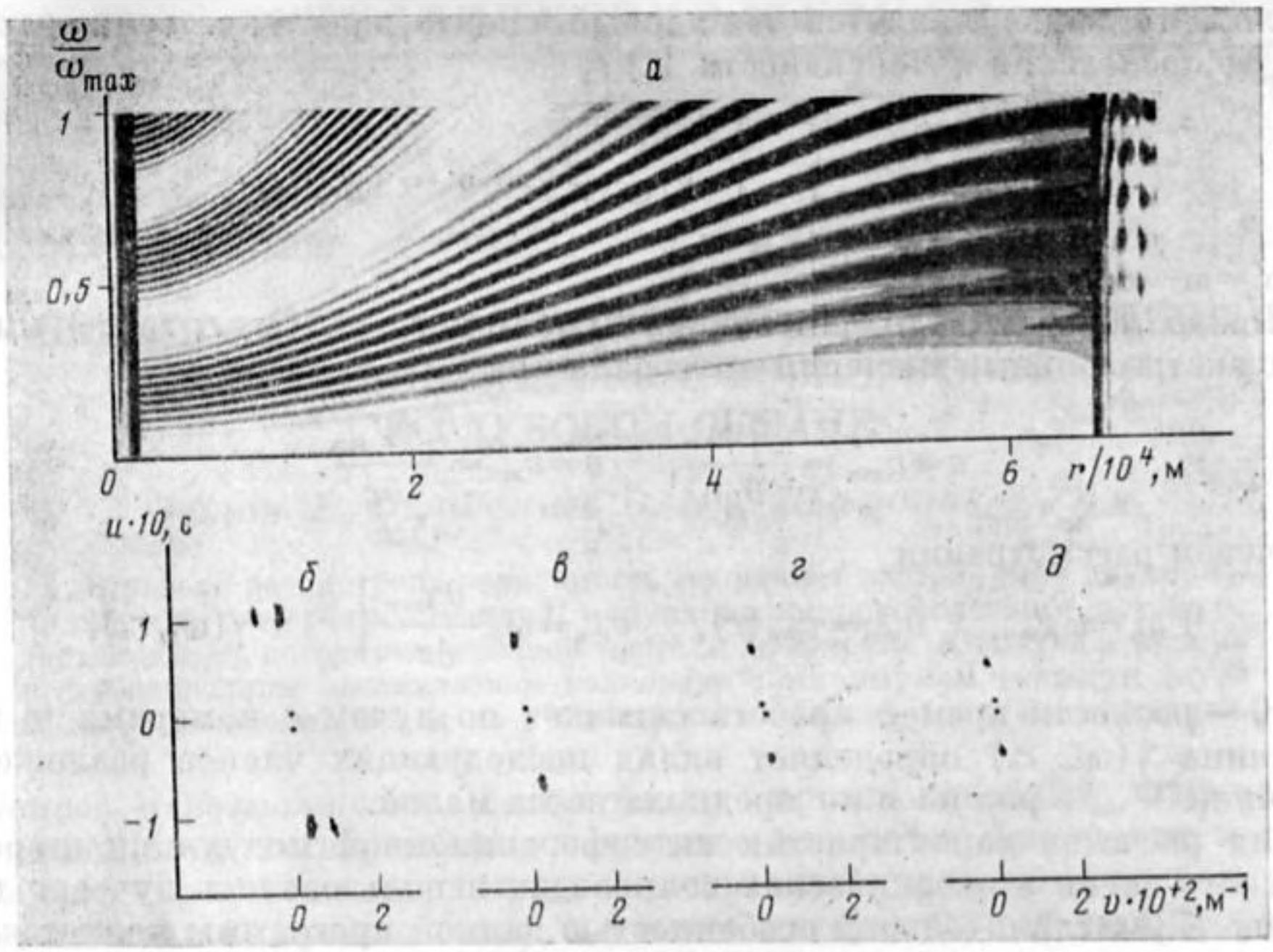
Для расчетов характеристик интерференционной модуляции широкополосного звука в океанических волноводах использовалась лучевая программа [7]. Отличительной особенностью данной программы является отказ от сбора отдельных лучей в точку, что существенно уменьшает время расчета основных параметров поля. Для компенсирования спадания интенсивности поля с расстоянием, а также с целью следования методике, применяемой при экспериментальном получении распределения интенсивности гидроакустического поля на плоскости дистанция — частота, расчетный спектр принимаемого сигнала на каждой дистанции нормировался на его абсолютный максимум.

При проведении расчетов дно полагалось ровным и абсолютно отражающим, что допустимо при качественном анализе поведения координат максимумов рассматриваемого двумерного спектра на плоскости u, v.

Одним из типичных профилей скорости звука в Мировом океане является профиль, характеризующийся сильным отрицательным градиентом скорости звука вблизи поверхности и минимумом скорости звука на глубине около 1000 м. Для таких каналов с заглубленной осью при излучении и приеме звука вблизи поверхности характерно наличие обширных областей отсутствия водных лучей — зон акустической тени. Поле в зонах тени в основном формируется лучами, отраженными от дна. Результат расчета интерферограммы $H(\omega, r)$ для конкретного гидроакустического канала, рассмотренного в [5], приведен на фиг. 1, *а* (большей интенсивности здесь соответствует большая степень почернения). Глубина волновода составляла $\sim 6 \cdot 10^3$ м, горизонт источника излучения $z_1 = 8$ м, горизонт приема $z_2 = 120$ м. Рассмотрен диапазон длин волн от 256 λ_{min} до λ_{min} в интервале дистанций до $12 \cdot 10^3$ λ_{min} ($7 \cdot 10^4$ м). На фиг. 1, *а* хорошо видно, что в зоне акустической тени изменение интерференционной модуляции с расстоянием носит регулярный характер. Это изменение проявляется в регулярном смещении экстремумов двумерных спектров фиг. 1, *б—д* интерферограммы фиг. 1, *а* при увеличении дистанции до источника, полученных при $\omega_0 = 0{,}5\,\omega_{max}$, $\Delta\omega = 0{,}5\,\omega_{max}$, $r_0 = 15 \cdot 10^3$ м, $25 \cdot 10^3$ м, $35 \cdot 10^3$ м, $45 \cdot 10^3$ м, $\Delta r = 5 \cdot 10^3$ м. В двумерных спектрах фиг. 1, *б — д* при приеме «четверки» лучей должно наблюдаться, вообще говоря, шесть экстремумов. Однако в рассматриваемом случае наблюдается два разрешаемых максимума, которые являются суперпозицией двух (вблизи начала координат) и четырех экстремумов.

Оценим влияние частотного диапазона сигнала на положение отдельных экстремумов в двумерном спектре. В приближении изоскоростного водного слоя нетрудно получить следующее выражение:

$$v_{mn} = -\frac{\omega}{r} u_{mn},$$



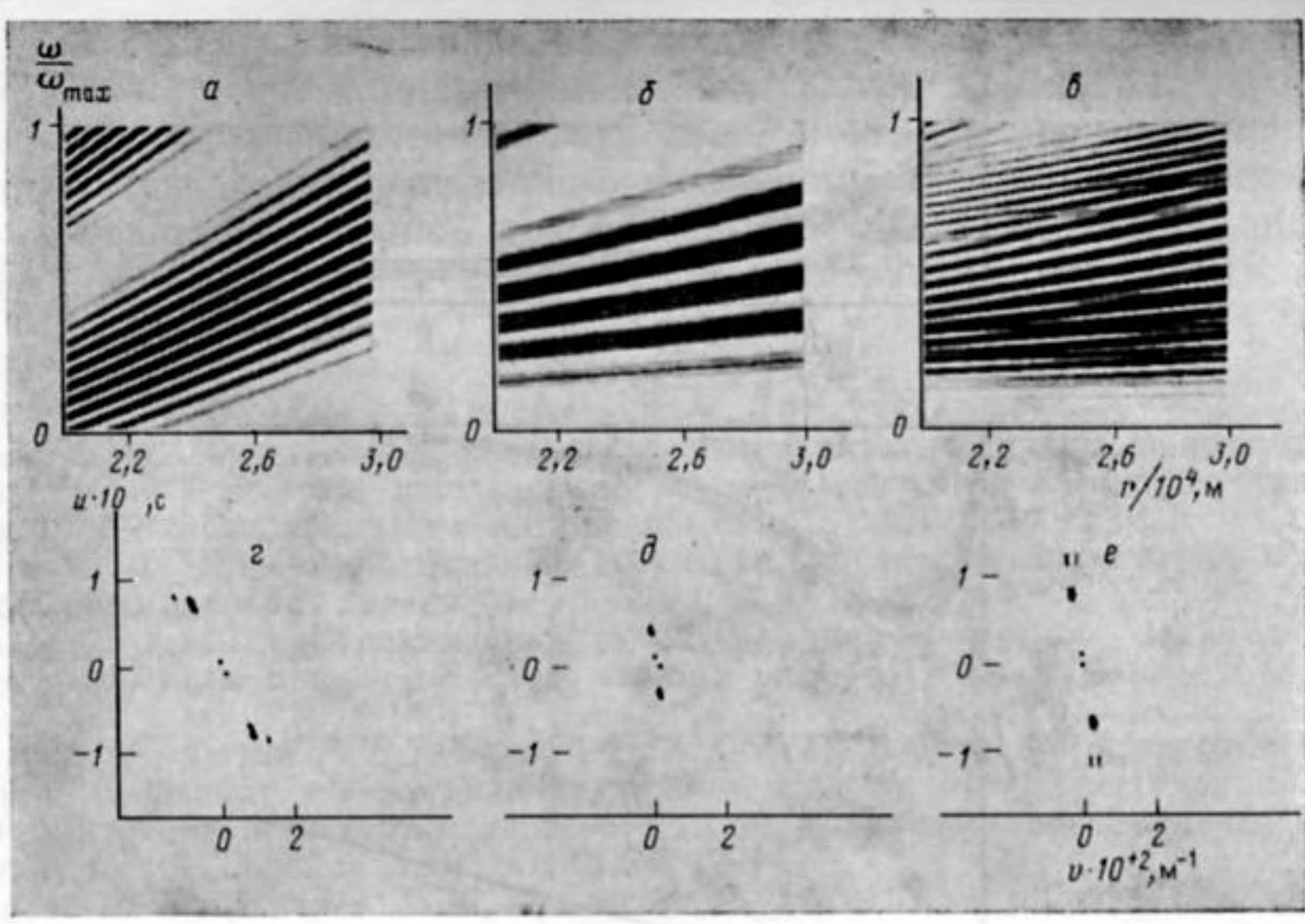
Фиг. 1. Расчетная зависимость интенсивности акустического поля в координатах дистанция – частота для однократно отраженных от дна сигналов $z_1=8$ м, $z_2=120$ м: *а* – двумерные спектры ее участков (*б*–*д*) с центром области интегрирования на дистанциях; *б* – $15\cdot10^3$ м, *в* – $25\cdot10^3$, *г* – $35\cdot10^3$, *д* – $45\cdot10^3$ м при $\Delta r=5\cdot10^3$ м, $\Delta\omega=0{,}5\omega_{max}$

где u_{mn} и v_{mn} определяются согласно (2). Полагая, что $r=\text{const}$, и учитывая, что u_{mn} в лучевом приближении не зависит от частоты, $|v_{mn}|\sim\omega$. При плавном смещении области интегрирования по частоте координаты v_{mn} изменяются пропорционально частоте.

На фиг. 2 приведены участки интерферограммы в окрестности $r_0=25\cdot10^3$ м и их двумерные спектры, полученные при изменении частотного диапазона от ω_{max} до $2\omega_{max}$ (фиг. 2, *а*, *г*), глубины приема до $z_2=60$ м (фиг. 2, *б*, *д*) и числа учитываемых донных отражений (фиг. 2, *в*, *е*). Из сравнения двумерных спектров фиг. 2, *г* и 1, *в*, соответствующих различным диапазонам частот $\omega_{max}-2\omega_{max}$ и $0-\omega_{max}$, нетрудно видеть смещение экстремумов двумерного спектра по оси v. Необходимо заметить, что раздвоение отклика двумерного спектра на фиг. 1, *б* и 2, *г* связано с глубокой медленно меняющейся низкочастотной модуляцией интерферограммы в области интегрирования, так как в пределах области интегрирования u_{mn} и v_{mn} не остаются постоянными.

Рассмотрим теперь влияние изменения глубины приемника гидроакустического излучения на структуру интерферограммы в случае глубокого моря и соответствующий ей двумерный спектр. Сравнение участка интерферограммы фиг. 1, *а* в окрестности $r_0=25\cdot10^3$ м при $z_2=120$ м и интерферограммы фиг. 2, *б*, полученной в окрестности $r_0=25\cdot10^3$ м при $z_2=60$ м, показывает, что при изменении вдвое глубины точки приема изменяется период мелкомасштабной модуляции спектра сигнала по оси частот. Двумерные спектры указанных интерферограмм (фиг. 1, *в* и 2, *д*) показывают, что имеет место уменьшение величины $|u_{mn}|$ пропорционально изменению глубины.

Параметры интерференционной модуляции в случае глубокого моря существенно зависят от количества принимаемых донных отражений. При использовании импульсного источника звука [5] возможно путем временнóго стробирования сигнала получение интерферограммы, соответствующей только однократно отраженным от дна сигналам. При использовании же шумового источника отделить друг от друга сигналы, имеющие разное число отражений от дна, таким образом не удается. Сравнение интерферограмм и соответствующих им двумерных спектров фиг. 1, *а*, *в* и 2, *в*, *е*, по-



Фиг. 2. Расчетные зависимости интенсивности акустического поля в координатах дистанция – частота на расстояних $20\cdot10^3$–$30\cdot10^3$ м; *а* – $z_1=8$ м, $z_2=120$ м в диапазоне частот ω_{max}–$2\omega_{max}$ *б* – $z_1=8$ м, $z_2=60$ м в диапазоне частот 0–ω_{max}; *в* – $z_1=8$ м, $z_2=120$ м, в диапазоне 0–ω_{max} при учете второго донного отражения; *г*–*е* – двумерные спектры участков *а*–*в* соответственно $\Delta r=5\cdot10^3$ м, $\Delta\omega=0{,}5\omega_{max}$

лученных с учетом лучей, однократно и двукратно отраженных от дна, показывает, что на фиг. 2, *е* второму донному отражению соответствуют раздвоенные точки, имеющие большие, чем для первого отражения величины u_{mn}. Это обстоятельство может быть использовано для раздельного измерения по величине экстремумов энергии когерентной части поля, создаваемого группой лучей, имеющих различное число отражений от дна.

Рассмотрим закономерности поведения координат экстремумов двумерного спектра интерференционной модуляции широкополосного звука в глубоком море при изменении расстояния до источника и глубины точки приема на примере модели идеального однородного волновода. Для однократно отраженных от дна лучей в этом случае при $z_1=0$ можно записать

$$T_1=(r^2+(2h+z_2)^2)^{1/2}/c,\quad T_2=(r^2+(2h-z_2)^2)^{1/2}/c, \tag{3}$$

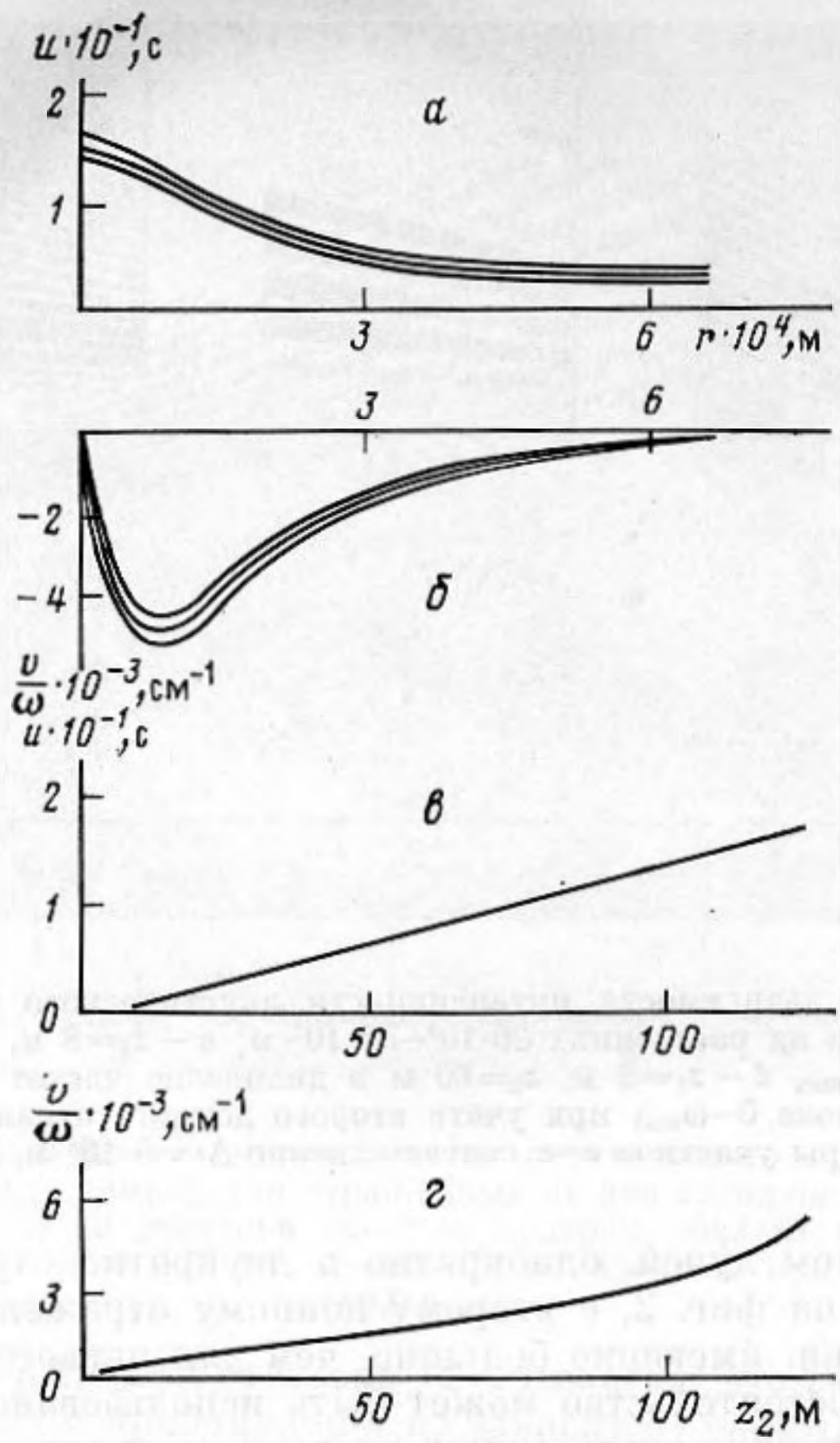
где T_1, T_2 – полное время распространения сигнала по лучам 1 и 2, c – скорость звука в волноводе, h – его глубина. Для больших расстояний при $r\gg h$ из (3) с учетом (2) получим

$$u_{12}=\frac{4hz_2}{cr},\quad v_{12}=-\omega\frac{4hz_2}{cr^2}. \tag{4}$$

Для другого предельного случая $r\ll h$

$$u_{12}=\frac{z_2}{c}\left(2-\frac{r^2}{4h^2-z_2^2}\right),\quad v_{12}=-\frac{2\omega z_0 r}{c(4h^2-z_2^2)}.$$

Используя полученные приближенные выражения, можно проанализировать зависимости координат экстремумов в двумерном спектре от дистанции и глубины приема в океанических волноводах. Так для фиксированного экстремума в глубоководном канале $|u_{mn}|$ монотонно убывает при увеличении расстояния, а на зависимости $|v_{mn}|$ при расстояниях до источника, сравнимых с глубиной волновода, будет наблюдаться максимум, поскольку при $r\ll h$, $v_{mn}\sim r$, а при $r\gg h$, $v_{mn}\sim r^{-2}$. Для рассматриваемого реального волновода на фиг. 3, *а* приведен расчет зависимости $u_{mn}(r)$ по формуле (2) с учетом однократно отраженных от дна лучей. На расчетном графике имеют место три линии, соответствующие изменению проекции экстремумов в двумерном спектре, одна из которых (средняя) пред-



Фиг. 3. Расчетные зависимости координат экстремумов двумерного спектра от дистанции (*а*, *б*) при $z_1=8$ м, $z_2=120$ м и глубины приема (*в*, *г*) при $r_0=25\cdot10^3$ м

ставляет собой две слившиеся линии. Еще две ожидаемые линии практически сливаются с осью r, поскольку в этом случае $z_1 \ll z_2$.

На фиг. 3, *б* приведен расчетный график $v_{mn}(r)/\omega$. Эта зависимость подобна зависимости $v_{mn}(r)/\omega$, полученной для модели однородного волновода. При малых дистанциях до источника зависимость $v_{mn}(r)/\omega$ близка к линейной, на больших дистанциях $v_{mn}(r)/\omega$ обратно пропорциональна квадрату расстояния.

Таким образом, графики, приведенные на фиг. 3, *а*, *б* позволяют определить смещение отдельных экстремумов в двумерном спектре и прогнозировать ожидаемые параметры интерференционной модуляции на фиксированном горизонте приема при изменении дистанции до источника излучения.

Остановимся теперь на зависимости координат экстремумов в двумерном спектре от глубины приемника на фиксированном расстоянии. Из приведенных оценок, согласно (4), при $r \gg h$ следует ожидать линейное увеличение координат экстремумов в двумерном спектре с ростом глубины. На фиг. 3, *в*, *г* приведены расчетные зависимости $u_{mn}(z_2)$ и $v_{mn}(z_2)/\omega$ для рассматриваемого реального профиля скорости звука в окрестности $r_0=25\cdot10^3$ м. Аналогично фигурам 3, *а*, *б* в этом случае имеют место четыре близкие линии, которые практически сливаются, две других совпадают с осью z.

Заметим, что основные закономерности, полученные для случая идеального волновода, могут быть использованы для оценок при рассмотрении реального волновода.

Таким образом, в результате рассмотрения типичного вида интерферограмм и их двумерных спектров в случае глубокого моря показана возмож-

ность прогнозирования характера изменения основных параметров интерференционной модуляции при изменениях условий проведения экспериментов в реальном океаническом волноводе. Показана принципиальная возможность проведения раздельного измерения энергии когерентной части поля, создаваемого группой лучей, имеющих различное число донных отражений, по экстремумам в двумерном спектре интерферограмм.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Орлов Е. Ф.* Метод обобщенных голограмм в акустических исследованиях океана // Тр. 10-й Всесоюз. школы-семинара по статистической гидроакустике. Сухуми, 1978. Новосибирск: Ин-т математики СО АН СССР, 1980. С. 102.
2. *Орлов Е. Ф.* Интерференционная структура широкополосного звука в океане // Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 85–93.
3. *Орлов Е. Ф.* Интерференционная структура широкополосного звука в океане // Интерференция широкополосного звука в океане. Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С. 7–33.
4. *Орлов Е. Ф., Фокин В. Н., Шаронов Г. А.* О пространственной и частотной зависимости координат экстремумов двумерного спектра интерференционной модуляции интенсивности широкополосного звука в океанических волноводах: Препринт № 167. Горький: ИПФ АН СССР, 1987.
5. *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. Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С. 93–132.
6. *Richard T.* Bacheman and Thomas Kaye. Broadband interference pattern in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 74 (2). P. 576–580.
7. *Варнавин С. В., Лазарев В. Д., Лобанов В. Н., Татаринов Л. И., Фокин В. Н.* О лучевых методах прогнозирования параметров интерференционной структуры широкополосного звука в стратифицированном океане постоянной глубины // Интерференция широкополосного звука в океане. Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С. 54–72.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11.VIII.1987