АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIII 1987 Вып. 3

УДК 681.7:534.883

ОПТИКО-ЦИФРОВОЙ МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА В СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ

Зуйкова Н. В., Свет В. Д.

Рассмотрен гибридный, оптико-цифровой метод восстановления поля точечного источника, расположенного в слоисто-неоднородном волноводе, основанный на разложении сигналов голограммы по нормальным волнам. Представлены экспериментальные результаты восстановления изображения источника для случая изоскоростного волновода с мягкими границами.

В работах [1, 2] были рассмотрены некоторые возможности когерентных оптических методов восстановления акустических голограмм, зарегистрированных в волноводах. В частности, предполагалось использовать обращение волнового фронта эквивалентной оптической голограммы в оптической модели акустического волновода. Для изоскоростного волновода с мягкими границами такой метод оказался достаточно просто реализуем средствами когерентной оптики [3]. Однако его распространение на слоисто-неоднородный волновод связано с серьезными технологическими трудностями оптического моделирования неоднородной среды.

Основываясь на идеях гибридной оптико-цифровой обработки информации, можно предложить другой метод восстановления поля источника в слоисто-неоднородном волноводе, сочетающий в себе алгоритмическую гибкость и точность цифровых средств с высокой скоростью и производительностью техники когерентной оптики.

Рассмотрим общий случай плоскопараллельного неоднородного волновода. При скорости звука $c(z)\neq\mathrm{const}$ поле гармонического точечного источника в соответствии с [4] равно

$$P(R_0, s)=\frac{i}{4}\sum_{l=0}^{\infty}\Psi_l(s)\Psi_l(z_0)H_0^{(1)}(ka_lR_0)\Big/\int_{-H}^{0}\Psi_l^2(s)\,ds, \qquad (1)$$

где $k=2\pi/\lambda_a$, λ_a — длина волны звука, a_l — горизонтальное волновое число l-й моды, s — глубина точки приема, z_0 — глубина источника звука, R_0 — расстояние от вертикального сечения волновода, в котором расположен источник до аналогичного сечения в плоскости регистрации голограммы. При $R_0\gg\lambda_a$ (1) преобразовывается к виду

$$P(R_0, s)=\frac{i}{4\sqrt{kR_0}}\sum_{l=0}^{\infty}\Psi_l(s)\Psi_l(z_0)\exp(ika_lR_0)\cdot\frac{1}{\sqrt{a_l}}\Big/\int_{-H}^{0}\Psi_l^2(s)\,ds. \qquad (2)$$

Восстановление поля в волноводе выражается через свертку принятого поля с передаточной функцией среды (2), которая считается априорно известной. Для гармонического сигнала и регистрации поля в вертикальном сечении волновода восстановленное поле равно

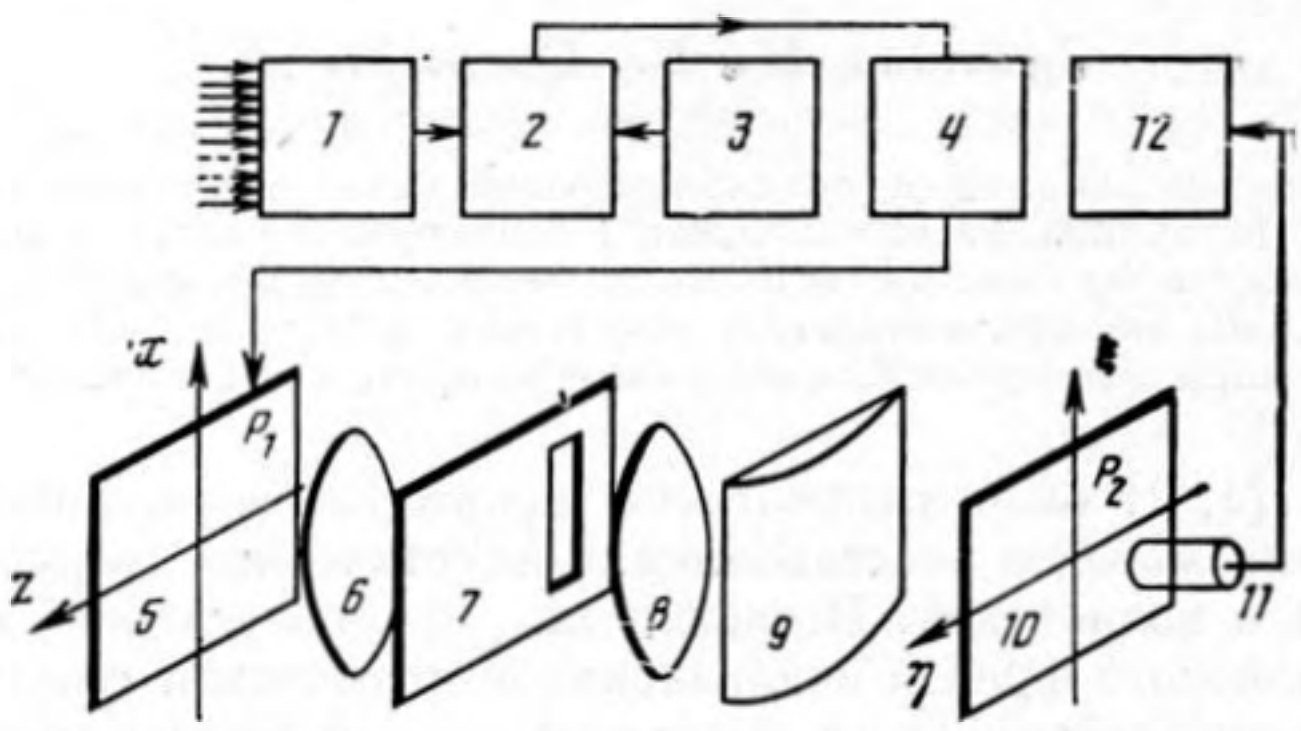
$$I(R, z)=\left|\int_{-H}^{0}\sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty}\frac{\Psi_l(s)\Psi_l(z_0)\Psi_m(s)\Psi_m(z)\sqrt{a_m}}{\sqrt{a_l}\int_0^H\Psi_l^2(z)\,dz\int_0^H\Psi_m^2(z)\,dz}\exp(ika_lR_0-ika_mR)\,ds\right|^2, \qquad (3)$$

где z — вертикальная координата волновода, R — расстояние от вертикаль-

ного сечения регистрации поля до точки наблюдения. В сечении $R=R_0$ в силу ортогональности функций $\Psi_l(z)$ (3) преобразуется к виду

$$I(R=R_0, z)=\left|\sum_{l=0}^{\infty}\frac{\Psi_l(z_0)\Psi_l(z)}{\int\limits_0^H \Psi_l^2(z)\,dz}\right|^2=|\delta(z-z_0)|^2, \tag{4}$$

где δ — дельта-функция.



Фиг. 1. Схема восстановления поля точечного источника: *1* — измеритель A_l и φ_l, *2* — перемножитель, *3* — устройство ввода чисел $\sqrt{a_l}$, $\varphi_l(z)$, *4* — формирователь голограммы $T(x, z)$, *5* — пространственный модулятор света, *6*, *8* — сферические линзы, *7* — пространственный фильтр-диафрагма, *9* — цилиндрическая линза, *10* — плоскость наблюдения и регистрации, *11* — сканирующий фотоумножитель, *12* — самописец

Восстановление поля по выражению (3) принципиально возможно осуществить целиком оптическими средствами, однако оценка подходящей оптической схемы показывает, что она будет обладать крайне низкой дифракционной эффективностью из-за большого числа оптических элементов. Поэтому рассмотрим другой возможный путь. Из выражения (3) видно, что основными трудоемкими операциями являются компенсация фазовых сдвигов в сумме и перебор полученных решений по координатам (R, z). Поэтому целесообразно поступить следующим образом: часть простых арифметических операций, а именно умножение поля в каждой точке на $\Psi_l(s)$, суммирование по точкам регистрации и умножение полученных значений на функции $\Psi_l(z)$ выполнить электронными (лучше цифровыми) средствами, а на оптику возложить компенсацию фазовых сдвигов между модами, параллельный перебор возможных решений по параметрам (R, z) и отображение полученных результатов. На фиг. 1 показана возможная схема, реализующая такой метод обработки. Сначала измеряются амплитуды A_l и фазы φ_l нормальных волн путем простого суммирования зарегистрированных значений поля по точкам приема, умноженных на соответствующие веса $\Psi_l(z)$, так как

$$\int\limits_{-H}^{0} P(R_0, z)\Psi_l(z)\,dz=\frac{1}{\sqrt{a_l}}A_l\exp(i\varphi_l), \tag{5}$$

где $\varphi_l=2\pi a_l R_0/\lambda_a$,

$$A_l=\frac{i}{4}\Psi_l(z_0)\Big/\int\limits_{-H}^{0}\Psi_l^2(z)\,dz. \tag{6}$$

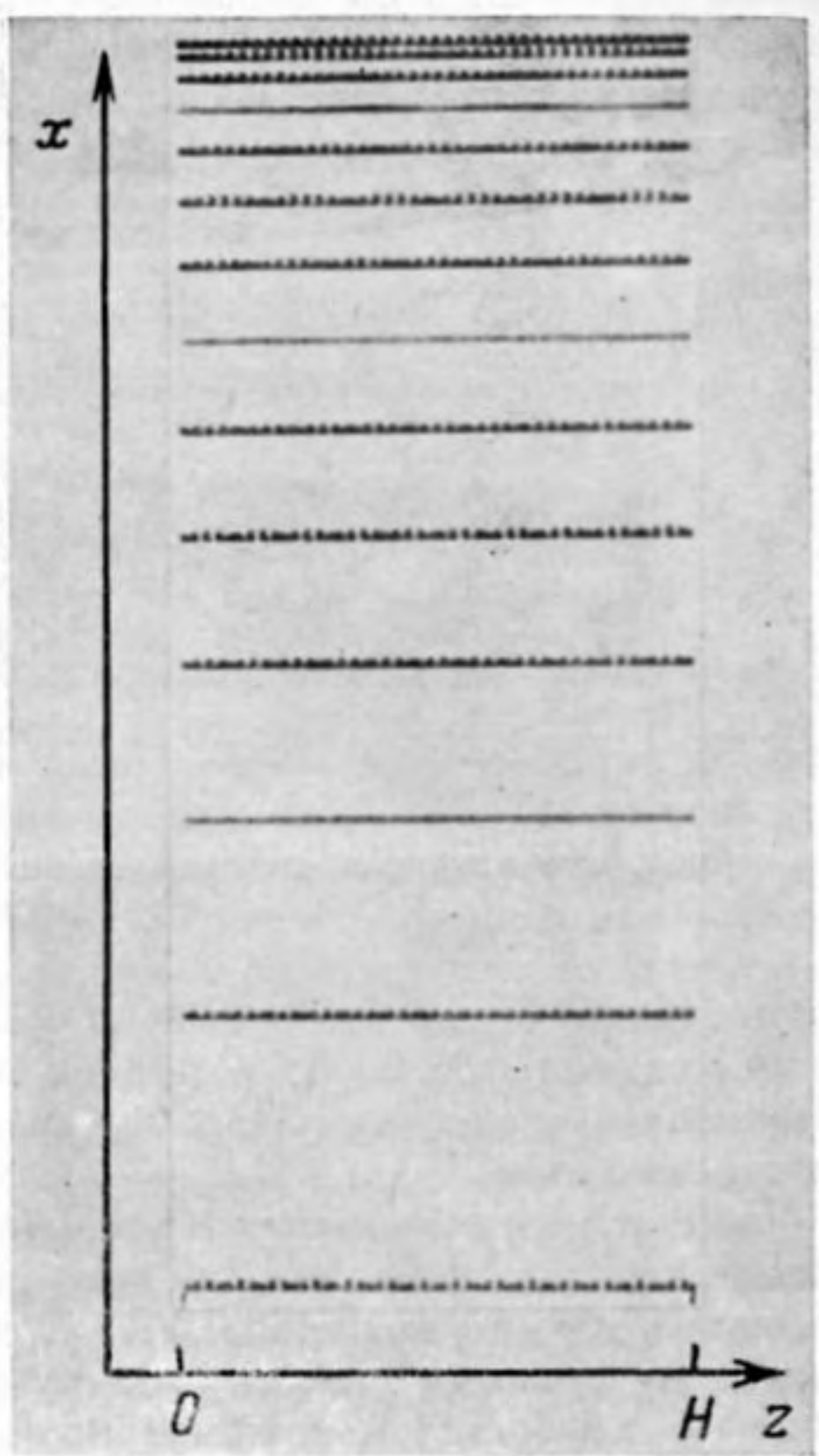
Полученные L чисел далее умножаются на величины $\sqrt{a_l}\Psi_l(z)$, в результате чего вычисляется функция $T(x, z)$, которая и определяет пропуска-

ние голограммы, записываемой на модуляторе *5*:

$$T(x, z)=\sum_{l=0}^{L} \delta(x-x_l) A_l \Psi_l(z) \exp(i\varphi_l). \quad (7)$$

Голограмма записывается в точках $x_l=ba_l$, где b=const. Выбор этой константы определяет исходный размер голограммы и масштабы выходного изображения при заданных фокусных расстояниях линз. Сферическая линза *6* осуществляет двумерное преобразование Фурье от функции $T(x, z)$, а линза *8* увеличивает изображение отфильтрованного диафрагмой *7* пространственного спектра, перенося его в плоскость P_2. И наконец, цилиндрическая линза *9* осуществляет обратное преобразование Фурье по оси z, строя в плоскости P_2 увеличенное изображение входной плоскости P_1. Таким образом, вся оптическая схема практически осуществляет преобразование Фурье от функции $T(x, z)$ по координате x:

$$F_\xi[T(x, z)]= \int_{-\infty}^{\infty} T(x, z) \exp(i2\pi x\xi/\lambda_0 f)\, dx = \sum_{l=0}^{\infty} A_l \Psi_l(z) \times \exp[i(\varphi_l-2\pi x_l\xi/\lambda_0 f)], \quad (8)$$

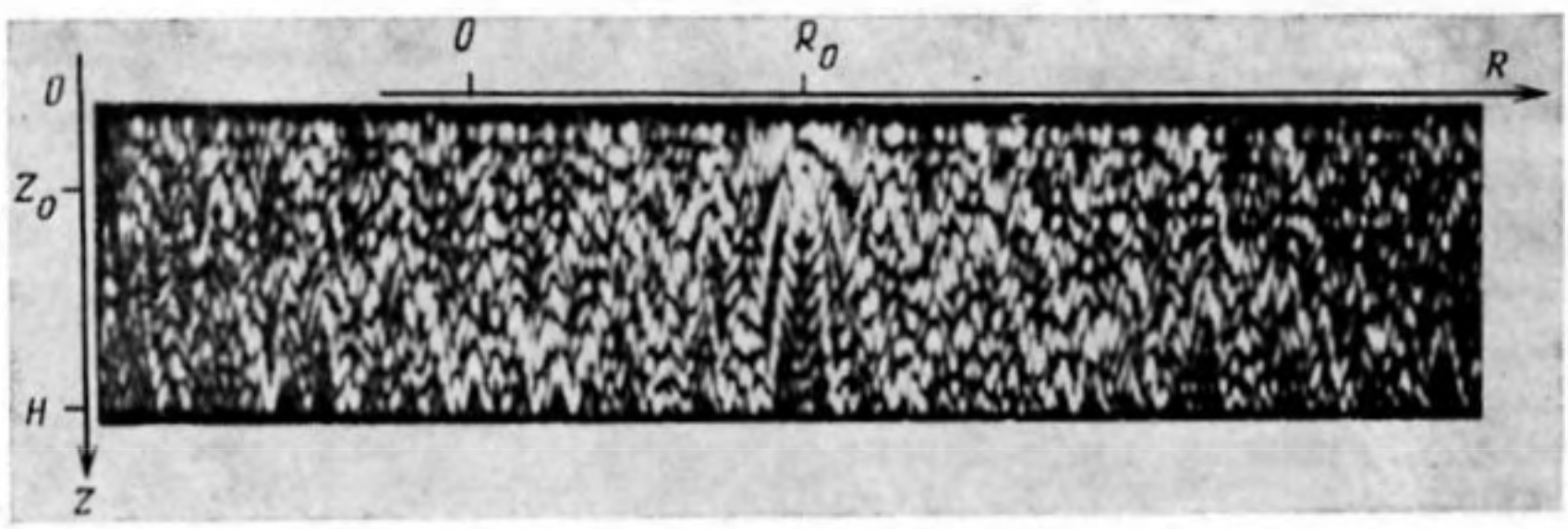


Фиг. 2. Голограмма многомодового сигнала

где λ_0 — длина волны восстанавливающего света, f — фокусное приведенное расстояние линз *6*, *8*, *9*. В точке $\xi_0=\varphi_l\lambda_0 f/2\pi x_l=R_0\lambda_0 f/\lambda_a \cdot b$ наблюдается восстановленное изображение источника $I_{\xi_0}=\delta(z-z_0)$. Поскольку число учитываемых нормальных волн конечно, то функция, описывающая изображение источника, имеет вид функции типа sinc (αz). Необходимые для реализации алгоритма (3) собственные функции волновода $\Psi_l(z)$ и горизонтальные волновые числа a_l предварительно рассчитываются или измеряются для конкретной зависимости $c(z)$ и закладываются в оперативную память *3* (фиг. 1).

Рассмотренный метод восстановления точечного источника был проверен на примере изоскоростного волновода. В таком волноводе $c(z)$=const, а при обеих мягких границах $\Psi_l(z)=\sin(l\pi z/H)$, $a_l=\sqrt{1-\lambda_a^2 l^2/4H^2}$. Голограмма с функцией пропускания $T(x, z)$ рассчитывалась на ЭВМ при следующих исходных параметрах: $H=4{,}5$; $\lambda_a=0{,}6$; $z_0=H/4$; $R_0=24$ и строилась с помощью графостроителя, причем значения величин $\mathrm{Re}[\Psi_l(z_0)\cdot\Psi_l(z)\cdot\exp(i2\pi a_l R_0/\lambda_a)]$ и $\mathrm{Im}[\Psi_l(z_0)\Psi_l(z)\exp(i2\pi a_l R_0/\lambda_a)]$ кодировались высотой столбца. Такая голограмма имела только два уровня прозрачности (фиг. 2) [3]. Ровные полоски, расположенные на местах *4*, *8* и *12* нормальных волн, представляют собой постоянную составляющую, на величину которой увеличены все значения функции $T(x, z)$, поскольку $\sin l\pi z_0/H=0$ при $l=4$, 8, 12 и $Z_0=H/4$. Так как столбцы имеют конечный размер по оси x и не являются дельта-функциями, то восстановленное оптическое изображение поля в плоскости P_2 умножается на весовую функ-

цию sinc $(\pi\xi\bar{\Delta}/\lambda_0 f)$, где $\bar{\Delta}$ — средняя высота столбца на голограмме. По этой причине контраст восстановленного изображения поля плавно спадает с увеличением расстояния R в обе стороны (фото фиг. 3). Начало координат в выходной плоскости в точке $\xi=0$ соответствует сечению регистрации поля при $R=0$. В точке с координатами $R=R_0$, $\xi_0=\lambda_0 R_0 f/\lambda_a b$ формируется восстановленное изображение точечного источника. На приведенной фотографии контраст изображения искусственно сделан везде одинаковым для лучшей воспроизводимости всех деталей поля. Однако и в этом случае восстановленный источник хорошо виден как точка, вокруг которой происходит «стягивание» всех лучей. На истинном оптическом изображении интенсивность света в этой точке максимальна, поскольку только в ней происходит синфазное сложение всех учитываемых нормальных



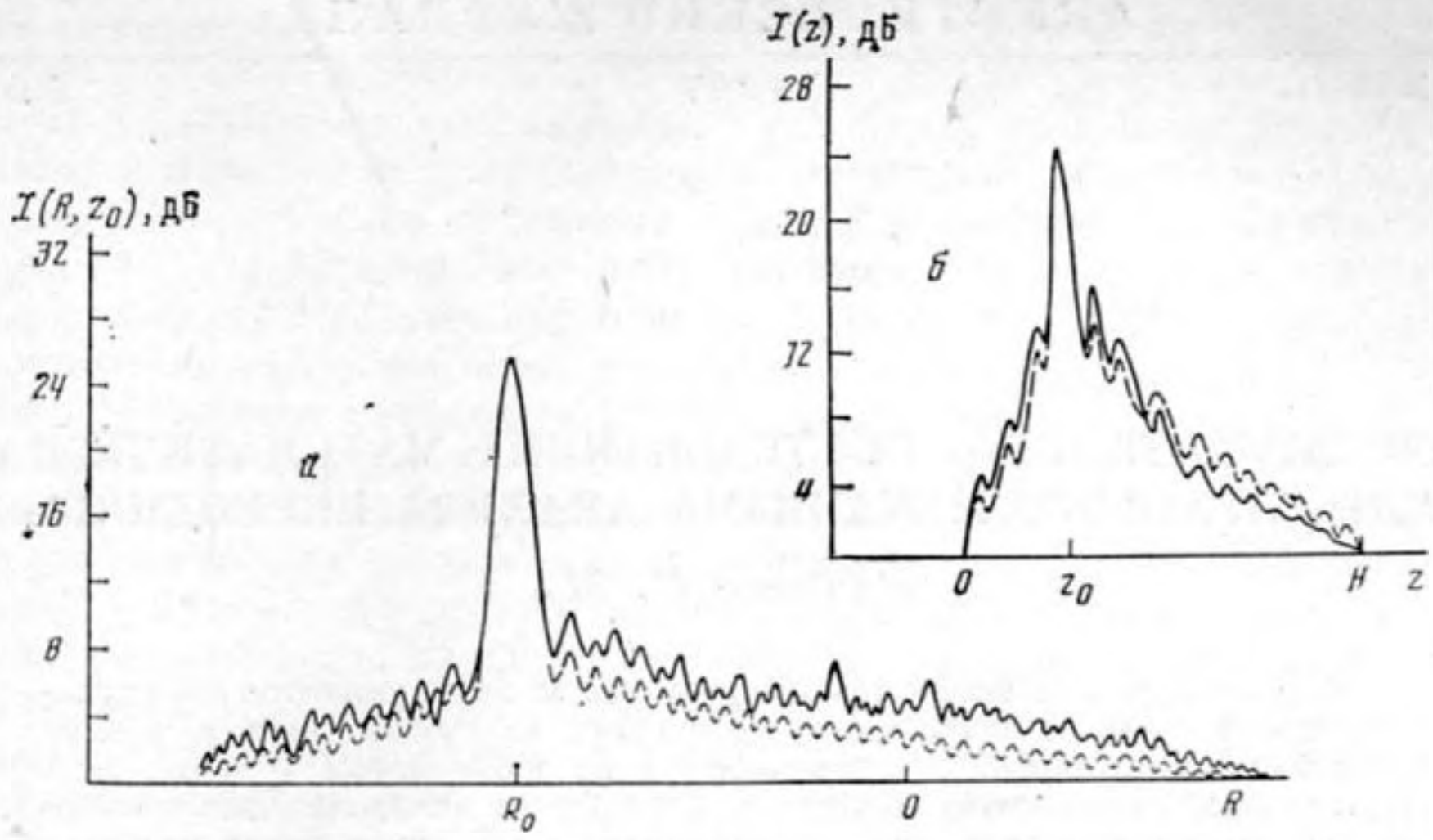
Фиг. 3. Фотография восстановленного поля в волноводе. Контраст изображения выровнен

волн. Масштабы изображения по осям R и z несколько искажены относительно заданных — изображение сжато по оси R и растянуто по оси z. Эти искажения легко устранимы путем соответствующего подбора фокусных расстояний линз.

На фиг. 4 показан результат фотометрирования восстановленного изображения для $L=14$. Огибающая распределений $I(R)$ пропорциональна весовой функции sinc $(\pi\xi\bar{\Delta}/\lambda_0 f)$. При когерентном сложении 14 нормальных волн функция $I(R, z)$ имеет узкий максимум с координатами источника и наибольшей интенсивностью. Особенностью восстановленного изображения является его «непрерывность» по координате R, так как аппаратное разрешение оптической системы может быть сделано по этой координате очень высоким — оно определяется размерами исходной голограммы по оси x. Разрешение по координате z также может быть большим в зависимости от разрешающей способности голограммы. В данном примере число элементов разрешения по оси z равно 20. Полученные распределения $I(R, z)$ были сопоставлены с результатами расчета поля на ЭВМ для тех же условий (пунктирные кривые на фиг. 4, *а*, *б*). Видно, что они совпадают с хорошей точностью, за исключением области дальних боковых лепестков, что, по-видимому, связано с неравномерностью освещающего светового потока и невысокой точностью изготовления голограммы.

Рассмотренный метод восстановления полей может быть использован и для обработки широкополосных сигналов. Для этого на голограмме (фиг. 2) в свободных промежутках нужно расположить моды других частот. Для того чтобы изображения с разночастотных голограмм складывались в одной плоскости P_2 (фиг. 1), положение полосок для каждой частоты необходимо вычислять со своей константой b, выбираемой из условия $b\lambda_a=\text{const}$. Метод также пригоден и для тех случаев, когда поле источника фиксируется не во всем сечении волновода, а только на части этого сечения, а приемная апертура голограммы в общем случае может быть двумерной.

Одним из преимуществ оптико-цифрового метода является его высокая производительность и скорость обработки за счет параллельных вычислений над двумерными массивами чисел $T(x, z)$. Так, цифровой расчет поля тонального источника при решении обратной задачи, показанного на фиг. 3,



Фиг. 4. Распределение интенсивности восстановленного изображения по координатам (R, z), $L=14$: *а* — распределение по R, *б* — распределение по z. Пунктиром нанесены результаты расчета

на ЭВМ класса СМ-4 занимает около 20 мин без учета времени вывода изображения. Использование оптических средств позволяет сократить это время примерно в 25 раз и одновременно решает задачу отображения восстановленного поля. Погрешности вычисления поля при использовании универсальных ЭВМ в общем случае могут быть значительно меньше, чем в оптико-цифровом методе. Однако результаты сравнения, приведенные на фиг. 4, *а*, *б*, показывают, что они совпадают с точностью до единиц процентов, что является вполне приемлемым для многих практических задач.

Рассмотренный метод восстановления основан на возможности представления поля акустического источника в плоскослоистом волноводе в виде совокупности нормальных волн, что и определяет границы его возможной применимости. Массив одновременно обрабатываемой информации с использованием современных пространственных модуляторов света может составлять 10^6-10^7 элементов, поэтому эффективность оптико-цифрового метода обработки становится особенно заметной при восстановлении полей широкополосных источников и учете большого числа нормальных волн.

Авторы благодарят О. Н. Поспелову за помощь при обработке экспериментальных материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Зуйкова Н. В., Свет В. Д.* Исследование возможности создания оптического согласованного фильтра для обработки акустических сигналов // II Всесоюз. семинар по физике акустогидродинамических явлений и оптоакустике. М.: Наука. 1980.
2. *Зуйкова Н. В., Свет В. Д.* Об одном оптическом методе восстановления акустической голограммы точечного источника, расположенного в неоднородном волноводе // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 4. С. 513–519.
3. *Байрамкулиев В. А., Зуйкова Н. В., Свет В. Д.* Оптическое моделирование восстановления акустических голограмм точечного источника, расположенного в слое с идеально отражающими границами // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 6. С. 735–740.
4. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР. 1957.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14.XI.1985
после исправления
23.VII.1986