

[10]. Используя фильтры такой конструкции, отличающиеся значением $\lambda_{z, l}$, можно последовательно найти решения всех уравнений системы (21). При решении системы уравнений (21) на ЭВМ для $n = 10$ на проверку одной точки из области изменения параметров требуется 3-4 мс. Реализация суперпозиции этих десяти кадров. Очевидно, что это время будет значительно меньше, нежели время, необходимое для вычислительного процесса при решении задачи на ЭВМ.

Статья носит чисто проблемный характер. При практической реализации предложенных схем возникнет немало трудностей. Однако проработка данного направления представляется целесообразной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фотоника; Сб. статей/Под ред. М. Балкански и П. Лалемана.— М.: Мир, 1978.
2. Grenot M., Pergale J., Donjon J., Marie G. New Electro-Optic Light Valve Device for Image Storage and Processing.— Appl. Phys. Lett., 1972, vol. 21, N 3, p. 83.
3. Физика тонких пленок/Под ред. Г. Хасса и Р. Э. Туна.— М.: Мир, 1972, т. 5.
4. Столов Е. Г. Применение клиновых интерференционных фильтров в качестве диспергирующих элементов спектральных приборов.— ОМП, 1980, № 1.
5. Пространственные модуляторы света: Сб. статей/Под ред. С. Б. Гуревича.— Л.: Наука, 1977.
6. Престон К. Когерентные оптические вычислительные машины.— М.: Мир, 1974.
7. Тидекен Р. Волоконная оптика.— М.: Мир, 1975.
8. Столов Е. Г. Расчет интерференционных оптических покрытий с заданной спектральной характеристикой.— Опт. и спектр., 1977, т. 46, № 6.
9. Фурман Ш. А., Столов Е. Г. Синтез многослойных оптических покрытий.— Опт. и спектр., 1974, т. 36, № 3.
10. Фурман Ш. А. Тонкослойные оптические покрытия.— Л.: Машиностроение, 1977.

*Поступила в редакцию 3 декабря 1979 г.;
окончательный вариант — 7 января 1981 г.*

УДК 550.834.5

Л. Д. ГИК, Н. М. ДЕРЖИ, В. П. ЗАЙЦЕВ,
С. Е. КОЛОВА, Ю. А. ОРЛОВ
(Новосибирск)

ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ МАЛОЙ ПЛОЩАДКИ

При анализе голографического изображения сложных объектов желательно установить связь между характеристиками изображения и параметрами простых элементов, из которых можно составить эти объекты. В качестве «составного» элемента целесообразно выбрать прямоугольную площадку. Анализ изображения такого объекта позволяет сделать вывод как о геометрии изображения, включая вопросы разрешения малых деталей, так и об интенсивности (яркости), что невозможно при рассмотрении точечных объектов [1].

Рассмотрим голографическое восстановление изображения прямоугольной площадки размером $2a_x \times 2a_y$, расположенной параллельно плоскости наблюдения в k -м слое горизонтально-слоистой среды на глубине

$$h = \sum_{i=1}^k h_i.$$
 Полагаем, что каждый слой имеет толщину h_i и скорость v_i .

Пусть система регистрации является «площадной» с апертурой $2D_x \times 2D_y$,

а точечный источник находится в центре апертуры (рис. 1). Положим, что размеры восстанавливаемой площадки во много раз меньше размеров апертуры.

Восстановление объекта будем проводить голографическим путем [2]:

$$u(M) = \frac{1}{4\pi} \int_S \int \frac{\cos(\hat{n}r)}{vr} \left[\frac{\delta W}{\delta t} \right]_{t_M} dS, \quad (1)$$

где $M(x, y, z)$ — точка восстановления; v — скорость; r — расстояние от точки восстановления M до точки $P(x', y')$ на поверхности наблюдения; \hat{n} — вектор нормали к поверхности наблюдения в точке P ; W — зарегистрированное поле в точке P , взятое в момент времени $t_M = t_{0M} + t_{MP}$, где t_{0M} , t_{MP} — время прохода волны от источника до точки M и от точки M до P соответственно.

Вначале проведем рассмотрение для гармонического случая, а затем интегрированием по частотам вернемся к импульсному сигналу. Тогда

$$\left[\frac{\delta W}{\delta t} \right]_{t_M} = i\omega A(x', y', \omega) \exp(i\omega(t_{0M} + t_{MP})),$$

где ω — циклическая частота; $A(x', y', \omega)$ — зарегистрированная комплексная амплитуда на частоте ω .

Рассмотрим случай достаточно больших глубин. Аналогично [3] представим функцию времени в виде степенного ряда и ограничимся лишь первыми двумя членами:

$$\tilde{t}_{MP} = \sum_{j=0}^k \frac{h_j}{v_j} + \frac{\xi}{v_k} + \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2} \left(\sum_{j=0}^k h_j v_j + \xi v_k \right)^{-1},$$

где $\xi = z - H$ — удаление от площадки по глубине.

Положим, что на апертуру $D_x D_y$ наложено условие $(t_{MP} - \tilde{t}_{MP}) \times \omega_{\max} \ll 1$, тогда в последнем выражении можно пренебречь высшими порядками. Здесь ω_{\max} — максимальная частота в спектре зондирующего сигнала. Считая, что

$$\omega_{\max} \frac{D_x^2 + D_y^2}{\left(\sum_{j=1}^k h_j v_j \right)^2} \xi v_k \ll 1,$$

окончательно получаем

$$\tilde{t}_{MP} = h_{\text{эф}}/v_{\text{эф}} + \xi/v_k + ((x-x')^2 + (y-y')^2)/(2h_{\text{эф}}v_{\text{эф}}). \quad (2)$$

Здесь $v_{\text{эф}}$ и $h_{\text{эф}}$ — эффективные параметры скорости и глубины [3].

На размер площадки и соответственно на x, y ниже налагаются еще более жесткие условия, чем на апертуру. Аналогично

$$\tilde{t}_{0M} = h_{\text{эф}}/v_{\text{эф}} + \xi/v_k + (x^2 + y^2)/(2h_{\text{эф}}v_{\text{эф}}). \quad (3)$$

При указанных ограничениях в (1) $\cos(\hat{n}r) = 1$. Заменяя v на $v_{\text{эф}}$, а r на $h_{\text{эф}}$, выносим их за знак интегрирования:

$$u(x, y, \xi, \omega) = \frac{i\omega}{4\pi v_{\text{эф}} h_{\text{эф}}} \int_{-D_y}^{D_y} dy' \int_{-D_x}^{D_x} dx' A(x', y', \omega) \exp(i\omega \times (\tilde{t}_{0M} + \tilde{t}_{MP})) dx'. \quad (4)$$

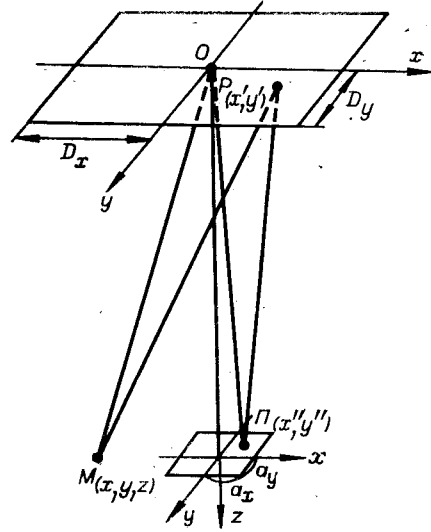


Рис. 1.

Для вычисления поля $A(x', y', \omega)$, отраженного от площадки, воспользуемся приближенным решением задачи дифракции на отверстии в акустике и оптике, которое описывается дифракционной формулой Френеля — Кирхгофа [4]. С учетом указанных приближений можно записать

$$A'(x', y', \omega) = -\frac{i\omega F(\omega)C}{2\pi v_{\text{эф}} h_{\text{эф}}^2} \int_{-a_y}^{a_y} dy'' \int_{-a_x}^{a_x} \exp(-i\omega \times \\ \times (t_{0\Pi} + \tilde{t}_{\Pi P})) dx'', \quad (5)$$

где $F(\omega)$ — амплитуда волны от источника, фурье-образ импульсной функции $f(t)$; C имеет смысл коэффициента отражения $\tilde{t}_{0\Pi}$, $\tilde{t}_{\Pi P}$ — временная задержка сигнала от источника до точки $\Pi(x'', y'')$ на площадке и от точки Π до точки на поверхности регистрации соответственно.

Для $\tilde{t}_{0\Pi}$ и $\tilde{t}_{\Pi P}$ аналогично (2) и (3) выпишем

$$\tilde{t}_{0\Pi} = h_{\text{эф}}/v_{\text{эф}} + (x''^2 + y''^2)/(2h_{\text{эф}}v_{\text{эф}}), \quad (6)$$

$$\tilde{t}_{\Pi P} = h_{\text{эф}}/v_{\text{эф}} + ((x' + x'')^2 + (y' + y'')^2)/(2h_{\text{эф}}v_{\text{эф}}). \quad (7)$$

Поскольку регистрация проводится на свободной поверхности, то $A(x', y', \omega) = 2A'(x', y', \omega)$. Подставляя (5) в (4) с учетом (2) и (3), получим

$$u(x, y, \xi, \omega) = C(F(\omega)/h_{\text{эф}}) \exp(2i\omega\xi/v_k) V_x(x, \omega) V_y(y, \omega), \quad (8)$$

где

$$V_\eta(\eta, \omega) = \frac{\omega}{2\pi v_{\text{эф}} h_{\text{эф}}} \exp\left(i\omega \frac{\eta^2}{h_{\text{эф}}v_{\text{эф}}}\right) \int_{-D_\eta}^{D_\eta} d\eta' \times \\ \times \int_{-a_\eta}^{a_\eta} d\eta'' \exp\left(-i\omega \frac{-\eta\eta' - \eta''^2 + \eta'\eta''}{h_{\text{эф}}v_{\text{эф}}}\right), \quad (9)$$

символ η означает x или y .

Будем считать, что на размер площадки накладываются следующие условия:

$$a_\eta \ll D_\eta \quad \text{и} \quad \omega_{\text{max}} (a_\eta^2 + \eta_{\text{max}}^2)/(h_{\text{эф}}v_{\text{эф}}) \ll 1. \quad (10)$$

Второе условие соответствует приближению Фраунгофера. Это неравенство можно уточнить, если воспользоваться критерием Марешаля [5], который связывает искажение волнового фронта с качеством изображения. В нашем случае этот критерий приводит к неравенству $\omega_{\text{max}} (a_\eta^2 + \eta_{\text{max}}^2)/(h_{\text{эф}}v_{\text{эф}}) \ll 0,1$. После интегрирования получим

$$V_\eta(\eta, \omega) = (1/\pi)[\text{Si}(p_\eta(1 - \eta/a_\eta)) + \text{Si}(p_\eta(1 + \eta/a_\eta))], \quad (11)$$

$\text{Si}(x)$ — интегральный синус, $p_\eta = \omega(D_\eta a_\eta)/(h_{\text{эф}}v_{\text{эф}})$.

Ниже потребуется выражение для $V_\eta(\eta, \omega)$ при таких малых размерах площадки, когда $p_\eta \ll 1$. В этом случае интегрирование (9) дает

$$V_\eta(\eta, \omega) = (2/\pi) p_\eta \left(\sin p_\eta \frac{\eta}{a_\eta} / p_\eta \frac{\eta}{a_\eta} \right). \quad (12)$$

Рассмотрим поведение функции восстановления в зависимости от a_x в центре площадки. Из (11) следует

$$V(0, p_x) = (2/\pi) \text{Si}(p_x). \quad (13)$$

При больших значениях параметра p_x (или при большой ширине площадки a_x) функция $V(0, p_x)$ слабо зависит от параметра p_x и асимптотически приближается к единице, а при $p_x < \pi$ или

$$a_x < \pi(h_{\text{эф}}v_{\text{эф}}/\omega D_x) = \lambda_{\text{эф}}(h_{\text{эф}}/2D_x) = a_0$$

практически линейно падает при уменьшении a_x . Это обстоятельство

очень затрудняет наблюдение объектов, меньших пороговой величины $a_0 = \lambda_{\text{эф}}(h_{\text{эф}}/2D_x)$.

Выражения (11), (12) позволяют также определить кажущийся размер объекта. При $p_x \ll 1$ из (12) находим

$$V(x, p_x) = \frac{2}{\pi} \omega \frac{D_x a_x}{h_{\text{эф}} v_{\text{эф}}} \left(\sin \frac{D_x x}{h_{\text{эф}} v_{\text{эф}}} \omega \right) \omega \frac{D_x x}{h_{\text{эф}} v_{\text{эф}}}.$$

Отсюда видно, что для объектов, меньших пороговой величины, от размера a_x зависит только амплитуда, а не форма изображения. Таким образом, при голографировании малых объектов теряется информация об их форме и размерах. При больших значениях параметра p_x из (11) видно, что если отсчет проводится на уровне 0,5, то размер изображения совпадает с истинным размером объекта. При отсчете по уровню, близкому к максимальному, кажущийся размер объекта меньше по величине на $2a_0$, а при отсчете по уровню, близкому к нулю, соответственно больше.

Рассмотрим поведение функции восстановления для импульсного случая. Пусть частотный спектр зондирующей действительной функции $f_0(t)$ ограничен снизу и сверху частотами ω_{min} и ω_{max} , причем $F(-\omega) = F^*(\omega)$, а максимум в спектре приходится на частоту ω_0 .

Поскольку $u(x, y, \xi, \omega)$ симметрична по x и y , то ограничимся рассмотрением ее поведения в направлении x в зависимости от размеров площадки. Для «площадной» системы наблюдения считаем, что размер площадки в направлении y и частотный диапазон таковы, что выполняется условие (10) и одновременно имеет место $\omega_{\text{min}}(D_y a_y / h_{\text{эф}} v_{\text{эф}}) \gg 1$, т. е. $p_y \gg 1$. При таких допущениях можно считать, что $V_y(0, \omega) \simeq 1$ при $\omega > 0$, $V_y(0, \omega) \simeq -1$ при $\omega < 0$; размер площадки в направлении y не влияет на форму восстановленной функции.

В случае линейной системы наблюдения, если искажение формы восстановленного сигнала по отношению к форме зондирующего не представляет интереса, а рассматривается только зависимость формы от размеров площадки и координаты, считая, что апертура имеет конечный размер в направлении y (для сохранения размерности), получаем спектр сигнала $F_1(\omega) = F(\omega)V_y(0, \omega)$. Этому спектру положим в соответствие функцию $f_1(t)$. Ниже под зондирующей функцией будем понимать либо $f(t)$ для «площадной» системы наблюдения, либо $f_1(t)$ — для линейной.

С учетом знака функции $V_y(0, \omega)$ (9) можно переписать:

$$u(x, 0, \xi, \omega) = \pm C(F(\omega)/h_{\text{эф}}) \exp(2i\omega(\xi/v_k)) V_x(x, p_x), \quad (14)$$

где знак «+» относится к $\omega > 0$, «-» — к $\omega < 0$.

Рассмотрим случай достаточно больших размеров площадки: $\omega_{\text{min}}(D_x a_x / h_{\text{эф}} v_{\text{эф}}) > \pi$ так, что $|V(0, p_x)| \approx 1$. Выполняя интегрирование по частотам, получаем

$$u(0, 0, \xi) = C[f(2\xi/v_k)/h_{\text{эф}}]. \quad (15)$$

Здесь видно, что разрешение по глубине определяется зондирующей функцией и скоростью v_k в данном слое.

На краю площадки функцию при $|\omega_{\text{max}}(D_x a_x / (h_{\text{эф}} v_{\text{эф}}))(1 - x/a_x)| < \pi$ можно представить следующим образом:

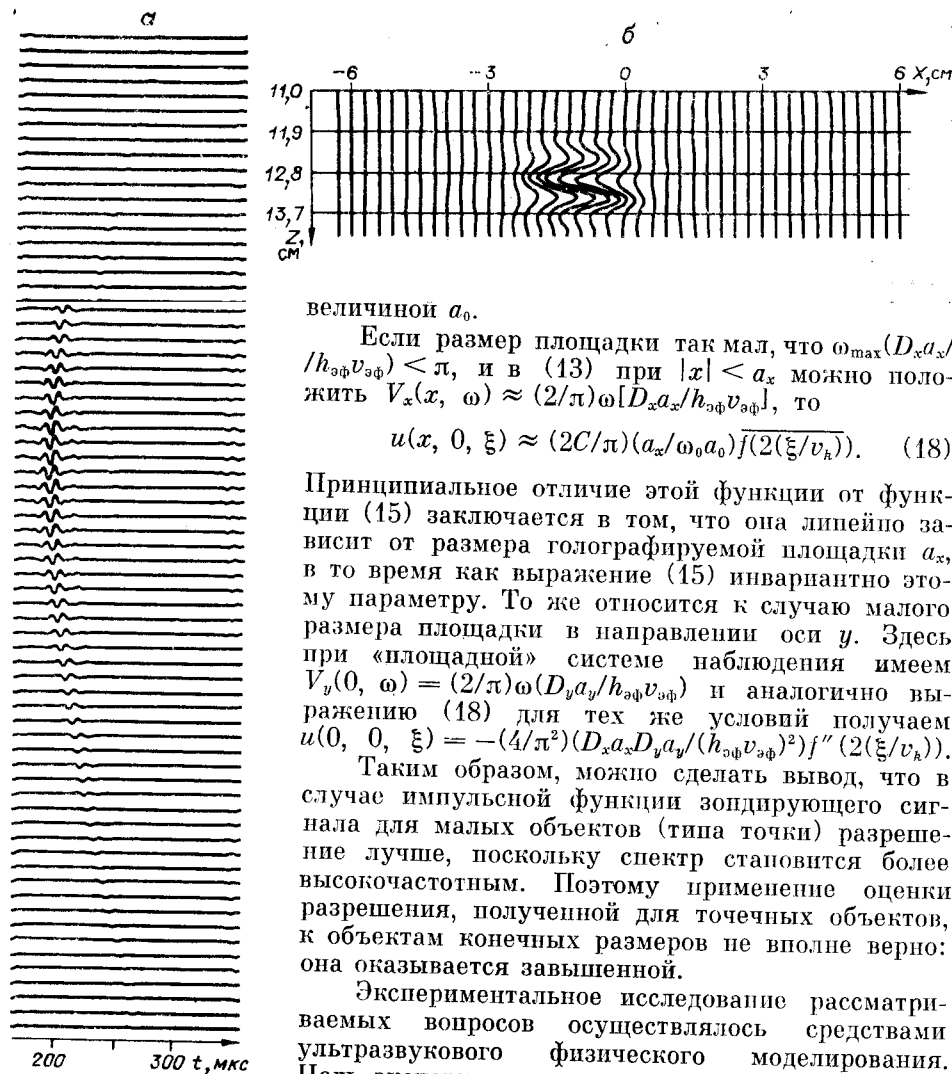
$$V_x(x, p_x) \approx (1/\pi)(-p_x(1 - x/a_x) \pm \pi/2). \quad (16)$$

Интегрируя (14) по частоте с учетом (16), получаем

$$u(x, 0, \xi) \approx \frac{C}{h_{\text{эф}}} \left[\frac{1}{2} f\left(2 \frac{\xi}{v_k}\right) + \frac{(a_x - x)}{\omega_0 a_0} \overline{f\left(2 \frac{\xi}{v_k}\right)} \right], \quad (17)$$

где $\overline{f(t)}$ — преобразование Гильберта функции $f(t)$.

На краю площадки функция $u(a_x, 0, \xi)$ вдвое меньше, чем в центре, т. е. если отсчет проводить по уровню 0,5 от максимального, то размер изображения совпадает с истинным размером объекта. Разрешение по глубине на краю площадки такое же, как и в центре. Для узкополосной ква-



величиной a_0 .

Если размер площадки так мал, что $\omega_{\max}(D_x a_x / h_{\text{эф}} v_{\text{эф}}) < \pi$, и в (13) при $|x| < a_x$ можно положить $V_x(x, \omega) \approx (2/\pi)\omega[D_x a_x / h_{\text{эф}} v_{\text{эф}}]$, то

$$u(x, 0, \xi) \approx (2C/\pi)(a_x/\omega_0 a_0) f(2(\xi/v_k)). \quad (18)$$

Принципиальное отличие этой функции от функции (15) заключается в том, что она линейно зависит от размера голографируемой площадки a_x , в то время как выражение (15) инвариантно этому параметру. То же относится к случаю малого размера площадки в направлении оси y . Здесь при «площадной» системе наблюдения имеем $V_y(0, \omega) = (2/\pi)\omega(D_y a_y / h_{\text{эф}} v_{\text{эф}})$ и аналогично выражению (18) для тех же условий получаем $u(0, 0, \xi) = -(4/\pi^2)(D_x a_x D_y a_y / (h_{\text{эф}} v_{\text{эф}})^2) f''(2(\xi/v_k))$.

Таким образом, можно сделать вывод, что в случае импульсной функции зондирующего сигнала для малых объектов (типа точки) разрешение лучше, поскольку спектр становится более высокочастотным. Поэтому применение оценки разрешения, полученной для точечных объектов, к объектам конечных размеров не вполне верно: она оказывается завышенной.

Экспериментальное исследование рассматриваемых вопросов осуществлялось средствами ультразвукового физического моделирования. Цель эксперимента, помимо проверки правильности приведенного выше анализа, заключалась в

исследовании закономерностей при соотношении параметров, выходящих за пределы допущений, принятых при теоретическом анализе, в частности, для малых глубин и сравнительно больших размеров объекта.

Чтобы исключить обменные волны и получить максимально чистое отраженное волновое поле, была выбрана жидкостная среда распространения. Отражающая площадка из пенопласта имела практически бесконечно малую акустическую жесткость по сравнению с жидкостью.

Эксперимент проводился в объемной модели. При этом размер площадки в направлении оси y намного превышал размеры в направлении оси x ($p_x \leq 10$). Система наблюдения была линейной. Зондирующий сигнал представлял собой импульс с короткой длительностью (что соответствует форме сигнала в дефектоскопии и сейсморазведке).

В качестве примера на рис. 2, а показано волновое поле, отраженное от площадки, имеющей размер $a_x = 1,5$ см, на рис. 2, б — результат голографического восстановления изображения (1). В сигнале преобладает

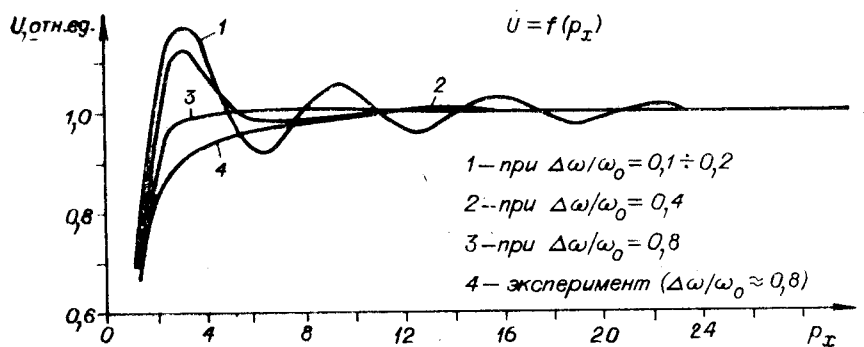


Рис. 3.

(кажущаяся) частота $\omega_0/2\pi = 100$ кГц и соответствующая ей длина волны $\lambda_0 = 1,5$ см. При проведении экспериментов была выбрана постоянная глубина погружения $h = 9\lambda_0$, а размеры отражателя варьировались от $a_{\min} = \lambda_0/6$ до $a_{\max} = 6\lambda_0$. Голографирование проводилось при постоянной величине профиля $D_{\max} = 4h$. Однако при восстановлении изображения параметр D_x искусственно изменялся в пределах от $D_{x\min} = h/4$ до $D_{x\max} = 4h$. Для каждого размера площадки было взято 5 значений D_x . Таким образом, с учетом одновременного варьирования параметров a и D диапазон изменения параметра p простирался от 0,25 до 150.

На рис. 3 приведено сравнение теоретической зависимости уровня восстановленного изображения в центре площадки (кривые 1—3) с кривой 4, полученной осреднением результатов эксперимента. Теоретические кривые строились для случая импульсного зондирования при различной ширине спектра зондирующего импульса $\Delta\omega$. Форма спектра моделируемого сигнала описывается выражением

$$F(\omega) = \begin{cases} 1 & \text{при } \omega_0 - \Delta\omega \leq \omega \leq \omega_0 + \Delta\omega, \\ 0 & \text{при } \omega_0 - \Delta\omega \geq \omega \geq \omega_0 + \Delta\omega. \end{cases}$$

Анализ показывает, что по мере расширения спектра сигнала график уровня изображения постепенно изменяет свою форму от интегрального синуса (при монохроматическом воздействии) до аperiodической зависимости (при $\Delta\omega/\omega_0 \approx 0,8$). При малых размерах площадки практически невозможно определить уровень изображения в центре площадки как для гармонического, так и для импульсного случая. Только при $\Delta\omega/\omega_0 = 0,8$ значение уровня изображения можно найти правильно для $p \geq 4$. В эксперименте выдерживалось отношение ширины спектра к его основной частоте $\Delta\omega/\omega_0 \approx 0,8$. Как видно из рис. 3, различие между экспериментальной и теоретической зависимостями в области малых площадок имеет величину порядка 10%. При больших размерах площадки зависимости совпадают, что следует из выражения (15), когда уровень изображения не зависит от размеров площадки. При малых размерах площадки зависимости имеют одинаковый характер (линейное возрастание уровня изображения с возрастанием параметра p_x).

На рис. 4 показано сопоставление теоретического (кривые 1—3) и экспериментального (точки) отношений ширины восстанавливаемой площадки к истинному размеру в зависимости от $p_x = \pi a_x/a_0$. В качестве координаты края изображения принималось значение x , при котором функция $V(x)$ спадает до половины максимальной величины. Как видно

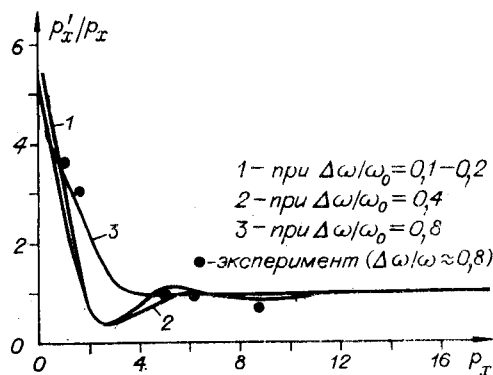


Рис. 4.

из рис. 4, при малой ширине спектра ($\Delta\omega/\omega_0 = 0,1-0,2$) теоретическая зависимость повторяет случай гармонического зондирования. По мере приближения к значению $\Delta\omega/\omega_0 = 0,8$ кривая становится более плавной и при $p_x \geq 4$ совпадает со значением $p'/p_x = 1$, что соответствует истинному размеру площадки. Эксперимент показывает отклонение от теоретической зависимости в пределах 6% как для $p_x < 1$, так и для $p_x > 1$. Расхождение объясняется тем, что в моделирующей установке источник и приемник имеют максимум направленности в вертикальном направлении. Это приводит к кажущемуся эффекту уменьшения апертуры наблюдения, что сказывается при больших размерах объекта ($p_x \gg 1$) на амплитуде сигнала вблизи края площадки (уменьшение размера объекта по экспериментальным данным).

При $p_x < 1$ (объект меньше пороговой величины $a_0 = \lambda_{эф}(h_{эф}/2D_x)$) форма изображения не зависит от размера площадки (объект обращается в дифрагирующую точку). Дополнительное ослабление сигнала при увеличении расстояния приводит к тому, что для объекта, расположенного под источником, увеличение апертуры наблюдения более величины $D > h$ ($p_x \ll 1$) практически не влияет на форму объекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев А. С., Цибульчик Г. М., Хайдуков В. Г. О разрешающей способности фокусирующих систем с точки зрения обратных задач теории распространения волн.— Геология и геофизика, 1978, № 12, с. 107.
2. Тимошин Ю. В. Импульсная сейсмическая голография.— М.: Недра, 1978.
3. Гурвич П. И. Сейсмическая разведка.— М.: Недра, 1970.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1970.
5. Марешаль А., Франсон М. Структура оптического изображения.— М.: Мир, 1964.

Поступила в редакцию 9 июля 1981 г.

УДК 681.332 : 621.378.35

В. А. ЕЛХОВ, А. И. ЗОЛОТАРЕВ, В. Н. МОРОЗОВ,
Ю. М. ПОПОВ
(Москва)

ВЛИЯНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ФОРМУ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА ОПТИЧЕСКОГО КОРРЕЛЯТОРА. Ч. 1

Как известно, в настоящее время оптические методы обработки информации развиваются в направлениях когерентной и некогерентной обработок, причем каждое из этих направлений обладает присущими им достоинствами и недостатками и предназначено для решения определенных классов задач [1, 2].

Представляет интерес исследование промежуточного случая — обработки в частично-когерентном излучении. Удобным инструментом для этой цели являются полупроводниковые инжекционные лазеры. Разнообразие типов и режимов работы инжекционных лазеров позволяет варьировать степень когерентности их излучения в широком диапазоне. Кроме того, такие известные достоинства инжекционных ПКЛ, как малые размеры, высокий коэффициент полезного действия, простота управления излучением, определяют перспективность их использования в системах оптической обработки информации.

Целью настоящей работы является исследование влияния частичной когерентности излучения источника, в частности инжекционного лазера, на форму выходного сигнала оптического коррелятора. В качестве объекта исследования выбрана классическая схема коррелятора Вандер Люгта [3].