УДК 535.42.681.3

В. И. ГОРОДЕЦКАЯ, Т. П. КОСОБУРД, Ф. А. МАРКУС
(Горький)

О РАСШИФРОВКЕ КАРТИН, ПОЛУЧЕННЫХ ТЕНЕВЫМИ МЕТОДАМИ ПРИ БОЛЬШОЙ ГЛУБИНЕ МОДУЛЯЦИИ ФАЗЫ ВОЛНЫ

Теневые методы темного поля и фазового контраста применяются либо для качественного исследования фазовых объектов, либо для количественных оценок малых фазовых набегов [1]. При большой глубине модуляции фазы волны ($\varphi \geqslant \pi$) количественные характеристики, как будет показано ниже, определяются неоднозначно при использовании одного из названных методов.

В настоящей работе показано, как совместное применение этих двух методов устраняет неоднозначность и способствует получению закона изменения фазы волны, прошедшей через исследуемый объект.

Оба рассматриваемых метода реализуются на известной теневой установке [1], в которой исследуемая фазовая структура (т. е. меняющая только фазу прошедшей через нее волны) освещается плоским пучком когерентного света с длиной волны λ. Для двумерных структур распределение поля после объекта имеет вид

$$E(x, y) = \begin{cases} Ae^{i\varphi(x,y)} & \text{при } |x| \leqslant D_x, \quad |y| \leqslant D_y, \\ 0 & \text{при } |x| > D_x, \quad |y| > D_y, \end{cases} \tag{1}$$

где A — амплитуда волны, падающей на объект; $2D_x$, $2D_y$ — поперечные размеры диафрагмы, ограничивающей пучок.

Пространственный спектр поля (1) можно представить в виде ряда Котельникова:

$$g(u_1, u_2) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} g_{lm} \frac{\sin(l\pi - u_1 D_x)}{l\pi - u_1 D_x} \frac{\sin(m\pi - u_2 D_y)}{m\pi - u_2 D_y}. \tag{2}$$

Здесь u_1, u_2 — пространственные частоты, g_{lm} — значение $g(u_1, u_2)$ в отсчетных точках, $u_1 = l\pi/D_x$, $u_2 = m\pi/D_y$.

Визуализирующий экран, устанавливаемый в центре фокальной плоскости фурье-преобразующей линзы Л$_1$, в методе темного поля закрывает часть пространственного спектра и имеет следующий коэффициент передачи комплексной амплитуды:

$$\Pi(u_1, u_2) = \begin{cases} 0 \text{ при } |u_1| \leqslant kd_x/F, & |u_2| \leqslant kd_y/F, \\ 1 \text{ при } |u_1| > kd_x/F, & |u_2| > kd_y/F \end{cases} \tag{3}$$

(F — фокусное расстояние линз; $2d_x$, $2d_y$ — поперечные размеры визуализирующего экрана; $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина зондирующей волны).

Пространственный спектр изображения равен произведению (2) и (3). Осуществив фурье-преобразование этого произведения, получим распределение поля $E_3(x, y)$ в плоскости наблюдения, которое для $x \ll D_x$, $y \ll D_y$ можно представить в виде

$$E_3(x, y) = E(x, y) - S(x, y),$$

где

$$S(x, y) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_{lm} g_{lm} \exp\left[il(\pi x/D_x) + im(\pi y/D_y)\right],$$

g_{lm} — значения функции $g(u_1, u_2)$ в отсчетных точках,

$$C_{lm} = \{\mathrm{Si}[l\pi + kd_x D_x/F] - \mathrm{Si}[l\pi - kd_x D_x/F]\}\{\mathrm{Si}[m\pi + kd_y D_y/F] - \mathrm{Si}[m\pi - kd_y D_y/F]\},$$

$\mathrm{Si}\,[\beta]$ — интегральный синус.

Отличие от единицы коэффициентов C_{lm} связано с ограничением апертуры теневой установки размерами $2D_x$, $2D_y$, из-за чего каждая фурье-составляющая поля $E(xy)$ представляется в фокальной плоскости первой линзы дифракционным пятном. Значение коэффициентов C_{lm} резко спадает для $l > 2d_x D_x/\lambda F$, $m > 2d_y D_y/\lambda F$, поэтому, если размеры визуализирующего экрана удовлетворяют условиям

$$2d_x < \lambda F/D_x, \; 2d_y < \lambda F/D_y, \tag{4}$$

то $C_{lm} \ll 1$ для всех l и m, отличных от нуля, и близки к единице для $l=0$, $m=0$. В этом случае поле в плоскости наблюдения принимает вид

$$E_3(x, y) = E(x, y) - (4/\pi^2)\mathrm{Si}[kd_x D_x/F]\,\mathrm{Si}\,[kd_y D_y/F]\,g_{00},$$

где g_{00} — нулевая фурье-составляющая поля $E(x, y)$.

Введем обозначение: $Be^{i\varphi_0} = (4/\pi^2)\,\mathrm{Si}\,[\beta_x]\,\mathrm{Si}\,[\beta_y] g_{00}$,тогда распределение интенсивности в визуализированной картине будет описываться следующим выражением:

$$I^{\text{тп}}(x, y) = |E_3(x, y)|^2 = A^2 + B^2 - 2AB\cos[\alpha(x, y)],$$
$$\alpha(x, y) = \varphi(x, y) - \varphi_0. \qquad (5)$$

Как видно из (5), картина в плоскости наблюдения представляет собой чередование темных и светлых линий. Максимальная или минимальная освещенность каждой из этих линий находится в тех точках, в которых функция $\alpha(x, y)$ либо, монотонно меняясь, принимает значение, кратное π, либо достигает экстремума. Причем если значение фазы $\alpha(x, y)$ равно $m\pi$, то освещенность в этих точках самая большая (для нечетных m) или самая малая (для четных m) по сравнению с остальными экстремальными значениями распределения $I^{\text{тп}}(x, y)$. Это дает возможность из всей наблюдаемой картины выделить те точки, в которых $\alpha(x, y)$ кратна π. Однако по распределению $I^{\text{тп}}(x, y)$ невозможно определить, достигает ли в этих точках $\alpha(x, y)$ значения $m\pi$ экстремально или переходит через $m\pi$, монотонно изменяясь. В этом-то и состоит неоднозначность расшифровки наблюдаемой картины, полученной методом темного поля. Чтобы определить поведение $\alpha(x, y)$ в окрестности указанных точек, необходимо воспользоваться, наряду с методом темного поля, еще и методом фазового контраста. При реализации метода фазового контраста в центре фокальной плоскости первой линзы устанавливается прозрачная пластинка, толщина которой h удовлетворяет условию $h(n-1) = \lambda/4 + m\lambda$ (n — показатель преломления материала пластинки). Частотная характеристика такой визуализирующей преграды равна

$$\Pi(u_1, u_2) = \begin{cases} i, & \text{если } |u_1| \leqslant kd_x/F, \quad |u_2| \leqslant kd_y/F; \\ 1, & \text{если } |u_1| > kd_x/F, \quad |u_2| > kd_y/F. \end{cases}$$

Если размеры пластинки удовлетворяют условию (4), то выражение для поля $E_3^{\Phi}(x, y)$ в плоскости наблюдения запишется в виде

$$E_3^{\Phi}(x, y) = E(x, y) - (i-1)(4/\pi^2)\,\mathrm{Si}\,[kd_x D_x/F]\,\mathrm{Si}\,[kd_y D_y/F]\, g_{00}.$$

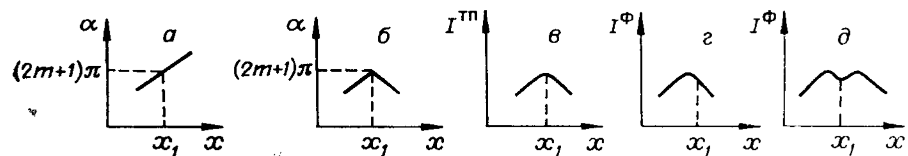
Тогда распределение интенсивности в указанной плоскости определится выражением

$$I^{\Phi}(x, y) = A^2 + 2B^2 - 2\sqrt{2}AB\cos[\alpha(x, y) + \pi/4]. \qquad (6)$$

Здесь A, B, α имеют те же значения, что и в (5). Сравнивая (5) и (6), видим, что $I^{\text{тп}}$ и I^{Φ} отличаются и величиной фона, и глубиной модуляции. Главное же отличие состоит в дополнительном фазовом сдвиге на величину $\pi/4$. При монотонном изменении $\alpha(x, y)$ он приводит только к сдвигу линий экстремумов во всей картине распределения I^{Φ} по сравнению с $I^{\text{тп}}$. В тех случаях, когда величина $\alpha(x, y)$ имеет экстремальное значение, равное $m\pi$, наблюдаемая картина распределения содержит дополнительные экстремумы по сравнению с картиной, полученной методом темного поля. Тем самым снимается неоднозначность расшифровки, оставшаяся при рассмотрении вида функции $I^{\text{тп}}$.

Остановимся подробнее на устранении неоднозначности расшифровки вида функции $\alpha(x, y)$ с помощью сравнения распределений $I^{\text{тп}}$ и I^{Φ}. Для простоты рассмотрим две одномерные фазовые структуры, после которых фаза волны в окрестности $\alpha = (2m+1)\pi$ меняется так, как это показано на рисунке, *а*, *б* соответственно. Обе структуры в точке x_1 и ее окрестностях дают одинаковое распределение интенсивности $I^{\text{тп}}$ (см. рисунок, *в*), а вот в картинах, полученных методом фазового контраста, в точке x_1 имеются различия. Для первой структуры в точке x_1 имеет место плавное изменение интенсивности, максимум смещается левее точки x_1 (см. рисунок, *г*). Для второй структуры в точке x_1 наблюдается минимум, а правее и левее x_1 возникают дополнительные максимумы (см. рисунок, *д*), которых нет на кривой рисунка, *в*.

Конечно, можно взять за основу картину, визуализированную методом фазового контраста. При этом опять неоднозначно толкуются главные экстремумы: остается неизвестным, проходит ли в них фаза монотонно через значение $m\pi - \pi/4$ или имеет экстремум. Неоднозначность снимается при рассмотрении картины того же участка структуры, полученной методом темного поля. Следует отметить, что в обоих случаях фаза волны измеряется относительно какого-то уровня, условно принятого за нуль. Знак фазы при этом остается неизвестным. Однако эти две указанные неопре-



деленности, как правило, не представляют интереса, так как практически обычно нужно знать абсолютную величину разности фаз в двух точках.

Итак, при выяснении закона изменения фазы волны при помощи сравнения картин, возникающих при использовании методов темного поля и фазового контраста, следует выяснить ход зависимости $\alpha(x, y)$ в тех точках, в которых $\alpha = m\pi$, либо в тех, где $\alpha = m\pi - \pi/4$. Для определения хода зависимости $\alpha(x, y)$ в других точках достаточно одного из этих методов.

В заключение заметим, что в случае, когда фаза изменяется на 2π в интервале, соизмеримом с пространственным разрешением теневого прибора, целесообразно для диагностики использовать метод двухдлинноволновой голографической интерферометрии [2], который позволяет при соответствующем выборе длин волн получать достаточно большие расстояния между линиями равной интенсивности в интерферограмме при «быстром» изменении фазы волны после неоднородности.

При этом, правда, по-прежнему остается проблема неоднозначности при расшифровке интерферограмм, но она легко разрешима. Один из способов ликвидации неоднозначности — повторное использование метода двухдлинноволновой голографической интерферометрии на других длинах волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Немтинов В. Б., Рожков О. В.** Методы воспроизведения фазово-оптических записей.— В кн.: Способы записи информации на бессеребряных носителях. М.: Высш. школа, 1977, вып. 8, с. 24—36.
2. **Де С. Т., Казачок А. Г., Логинов А. В., Солодкин Ю. Н.** Измерение параметров рельефа поверхностей методом двухдлинноволновой голографической интерферометрии.— В кн.: Голографические измерительные системы. Сб. науч. трудов/Под ред. А. Г. Козачка. Новосибирск: изд. НЭТИ, 1976.

Поступило в редакцию 25 января 1980 г.;
окончательный вариант — 13 января 1981 г.

УДК 681.325.088.8

О. Г. СМОРЫГО

(Ярославль)

СТРУКТУРА АНАЛОГО-ЦИФРОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ НА ПРИБОРАХ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

Широкое распространение цифровых измерительных приборов на интегральных схемах требует создания экономичных по потребляемой энергии и дешевых интегральных аналого-цифровых преобразователей, которые в настоящее время являются наиболее дорогими и потребляющими значительную мощность узлами в системах обработки информации [1]. Одно из перспективных направлений с точки зрения создания экономичных АЦП — разработка преобразователей на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС) [2].

При построении кодирующих преобразователей на ПЗС могут быть реализованы все основные арифметические операции, проводимые над преобразуемыми и эталонными сигналами, однако точность и быстрота их реализации неравнозначны. Наиболее точно могут быть выполнены операции суммирования и деления зарядов [3]. Операции вычитания и умножения на множитель больше единицы связаны с промежуточным преобразованием информационных зарядов в разность потенциалов, поэтому точность их реализации ниже. Низкая точность операций вычитания и умножения обусловливает необходимость проектирования АЦП на ПЗС преимущественно на основе алгоритмов, использующих только операции сложения и деления. В силу этого наиболее эффективным следует считать метод кодирования, который можно охарактеризовать как симметричный или дифференциальный. Если при симметричном кодировании используется операция суммирования, то осуществляется линейное аналого-цифровое преобразование сигнала $Q_{\text{пр}}$ в пропорциональный позиционный двоичный код $a_1 a_2 \ldots a_n$ в соответствии со следующими соотношениями:

$$Q_{\text{пр}} + \sum_{i=1}^{n-1} \bar{a}_i 2^{-(i+1)} Q_{\text{э}} = 2^{-1} Q_{\text{э}} + \sum_{i=1}^{n-1} a_i 2^{-(i+1)} Q_{\text{э}} + \Delta Q_n, \qquad (1)$$

$$Q_{\text{э}} = Q_{\text{пр max}}, \ |\Delta Q_n| \leqslant 2^{-n} Q_{\text{э}}, \ \bar{a}_i = 1 - a_i, \ a_i = 0, 1, \ i = 1, 2, \ldots, n.$$