

Ю. В. ВОВК, Ю. А. ЩЕПЕТКИН
(Новосибирск)

СИНТЕЗ ГОЛОГРАММ ДВОИЧНОЙ ИНФОРМАЦИИ АКУСТООПТИЧЕСКИМИ МОДУЛЯТОРАМИ

Анализ способов разделения сигналов при записи двоичной информации с помощью акустооптических модуляторов света (АОМ) показывает [1], что методы частотного разделения и разделения по форме позволяют снизить требования к качеству светозвукопровода АОМ, т. е. в конечном итоге повысить помехоустойчивость записи. Однако такие методы имеют существенный недостаток: значительно усложняется устройство управления многоканальным АОМ. Поэтому такой режим записи может оказаться перспективным только при записи линейных (одномерных) голограмм Фурье или Френеля на движущийся носитель. Это связано с упрощением не только устройства управления (по сравнению с многоканальным вариантом), но и самого модулятора, используемого для формирования массива данных, а также фотоприемника, осуществляющего считывание информации с голограмм.

Цель настоящей работы — анализ возможности и некоторых особенностей синтеза голограмм, исходя из принципов кодирования сигналов по частоте. Приведены результаты исследования записи голограмм двоичной информации с помощью коррелятора, в котором для преобразования «сигнал — свет» применялся акустооптический модулятор.

Сущность метода заключается в том, что в светозвукопроводе АОМ электрическим сигналом «рисуются» (синтезируются) голограмма Фурье, изображение которой затем визуализируется и записывается на носитель. Чтение информации осуществляется обычным путем в когерентном свете.

Акустооптические корреляторы можно разделить на три группы.

1. Устройства, у которых интегрирование выполняется путем усреднения по времени бегущего изображения АОМ (рис. 1, а) [2]. Результатом усреднения является функция пространственной координаты, т. е.

$$\rho(x) \sim \int f_1(t) f_2(x - vt) dt. \quad (1)$$

Электрический сигнал, пропорциональный $f_2(t)$, подается на вход АОМ 2, а сигнал $f_1(t)$ управляет яркостью источника света 1 (полупроводниковый лазер, светодиод и др.).

2. Устройства, использующие эффект усреднения по пространству (рис. 1, б) [3]. В этом случае функция корреляции вычисляется по формуле

$$\rho(t) \sim \int f_1(x) f_2(x - vt) dx \quad (2)$$

и зависит от времени (напряжение на выходе фотоприемника (Ф)).

3. Корреляторы с усреднением по времени двух бегущих изображений. Некоторые из этих корреляторов (рис. 1, в) [4] являются устройствами универсального типа, поскольку позволяют получать результат в виде функции координат (1) и функции времени (2).

Для записи двоичной информации пригодны корреляторы первой и третьей групп.

Особенности формирования голограмм рассмотрим на примере акустооптического коррелятора, схема которого приведена на рис. 2. Здесь акустооптический модулятор 2 состоит из светозвукопровода BCDE и

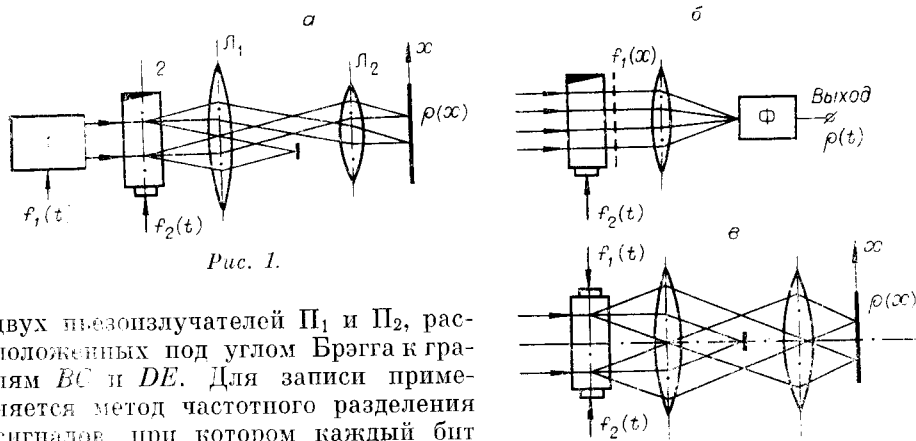


Рис. 1.

двух пьезоизлучателей Π_1 и Π_2 , расположенных под углом Брэгга к гралям BC и DE . Для записи применяется метод частотного разделения сигналов, при котором каждый бит записываемого двоичного слова (количество разрядов N) представлен во входных сигналах АОМ

$$U_{\text{вх1}} = \sum_{i=1}^N U_i \cos [(\omega_0 + i\Delta\omega)t + \varphi_i], \quad (3)$$

$$U_{\text{вх2}} = \sum_{i=1}^N U_i \cos [(\omega_0 + i\Delta\omega)t + \psi_i] \quad (4)$$

своим синусоидальным напряжением соответствующей частоты. Причем $U_i = U$ или $U_i = 0$ в зависимости от значения (1 или 0) разряда с номером i .

Луч света лазера I (см. рис. 2) дифрагирует на звуковых волнах, создаваемых в АОМ электрическими сигналами $U_{\text{вх1}}$ и $U_{\text{вх2}}$. На обоих звуковых пакетах происходит дифракция в $+1$ -й порядок, и за АОМ, кроме недифрагировавшей части лазерного пучка, появляются еще две группы световых волн:

$$T'_1(x_2, t) = G(x_2) \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{A} e^{j(\omega_0 + i\Delta\omega)t - j(k'_0 + i\Delta k')x_2 + j\varphi_i}, \quad (5)$$

$$T'_2(x_2, t) = G(x_2) \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{A} e^{j(\omega_0 + i\Delta\omega)t + j(k'_0 + i\Delta k')x_2 + j\psi_i}, \quad (6)$$

где $G(x_2)$ — распределение амплитуды света в одной из продифрагировавших волн, пропорциональное амплитуде, освещающего пучка;

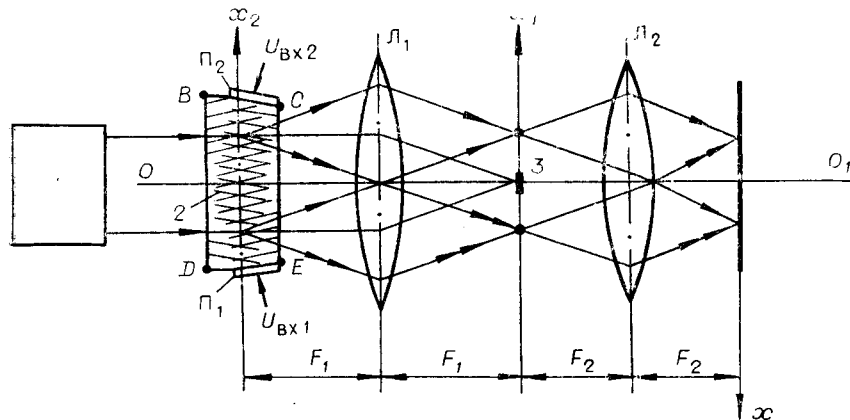


Рис. 2.

$k'_0 = \omega_0/v$; $\Delta k' = \Delta\omega/v$; A_i/A равно 0 или 1 в зависимости от значения соответствующего разряда. Непродифрагировавшая часть света блокируется диафрагмой \mathcal{B} , а T'_1 и T'_2 переносятся линзовой системой $\mathbb{L}_1\mathbb{L}_2$ в плоскость регистрации.

Для интенсивности света в этой плоскости можно записать [5]

$$I(x, t) = |T_1(x, t) + T_2(x, t)|^2 = T_1T_1^* + T_1T_2^* + T_1^*T_2 + T_2T_2^*. \quad (7)$$

В соответствии с формулами (5) и (6) находим

$$T_1T_1^* = \frac{F_1}{F_2} G^2 \left(x \frac{F_1}{F_2} \right) \sum_{i=1}^N \sum_{l=1}^N \frac{A_i A_l}{A^2} \exp j[(l-n)\Delta kx + (n-l)\Delta\omega t + \varphi_n - \varphi_l] = \frac{F_1}{F_2} G^2 \left(x \frac{F_1}{F_2} \right) \left[\sum_{i=1}^N |\bar{a}_i|^2 + 2 \sum_{m=1}^{N-1} |\bar{\rho}_m| \cos(m\Delta kx - m\Delta\omega t - \alpha_m) \right]. \quad (8)$$

Здесь $\Delta k = (F_1/F_2)(\Delta\omega/v)$; $|\bar{\rho}|$ и α — модуль и фаза комплексной дискретной автокорреляционной функции кодовой последовательности $\{\bar{a}_i\}$ [6]. Кодовая последовательность $\{\bar{a}_i\} = \bar{a}_1, \bar{a}_2, \dots, \bar{a}_i, \dots, \bar{a}_N$, составленная из символов $\bar{a}_i = (A_i/A) \exp(j\varphi_i)$, описывает характер изменения начальной фазы φ в зависимости от номера разряда i . Аperiodическая решетчатая автокорреляционная функция кодовой последовательности $\{\bar{a}_i\}$ определяется равенством

$$|\bar{\rho}_m| e^{j\alpha_m} = \sum_{i=m+1}^N \bar{a}_i \bar{a}_{i-m}^*.$$

Аналогично для $T_2T_2^*$ и $(T_1^*T_2 + T_1T_2^*)$ получаем

$$T_2T_2^* = \frac{F_1}{F_2} G^2 \left(\frac{F_1}{F_2} x \right) \left[\sum_{i=1}^N |\bar{b}_i|^2 + 2 \sum_{m=1}^{N-1} |\bar{q}_m| \cos(m\Delta kx + m\Delta\omega t + \beta_m) \right]. \quad (9)$$

$$T_1^*T_2 + T_1T_2^* = \frac{F_1}{F_2} G^2 \left(\frac{F_1}{F_2} x \right) \sum_{i=1}^N \sum_{l=1}^N \frac{A_i A_l}{A^2} 2 \cos \{ [2k_0 + (i+l)\Delta k]x + (l-i)\Delta\omega t + \psi_l - \varphi_i \}. \quad (10)$$

Здесь $k_0 = (F_1/F_2)(\omega_0/v)$; $|\bar{q}_m|$ и β_m — модуль и фаза комплексной дискретной автокорреляционной функции кодовой последовательности $\{\bar{b}_i\} = \bar{b}_1, \bar{b}_2, \dots, \bar{b}_i, \dots, \bar{b}_N$, составленной из символов $\bar{b}_i = (A_i/A) \exp(j\psi_i)$, $|\bar{q}_m| e^{j\beta_m} = \sum_{i=m+1}^N \bar{b}_i \bar{b}_{i-m}^*$.

Если время экспонирования t_0 фотосреды выбрано равным $t_0 = k2\pi/\Delta\omega$ ($k = 1, 2, 3, \dots$), то из выражений (7), (9) и (10) получим зависимость энергии света Q от координаты x в плоскости фотосреды:

$$Q(x) = \frac{2F_1}{F_2} G^2 \left(\frac{F_1}{F_2} x \right) t_0 \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{A} [1 + \cos(2k_i x + \varphi_i - \psi_i)]. \quad (11)$$

Из (11) следует, что каждому разряду записываемого слова соответствует своя пространственная гармоника. Результат записи представляет набор синусоидальных решеток, частоты которых $k_i = k_0 + i\Delta k$ отстоят друг от друга на равных интервалах. По своей структуре изображение $Q(x)$ соответствует голограмме Фурье.

Рассмотрим, как зависят разрешающая способность, дифракционная эффективность голограммы и время экспонирования от основных параметров схемы записи: профиля интерферирующих пучков $G(x_2)$, пространственной частоты k_i и выбора кодовых последовательностей $\{\bar{a}_i\}$, $\{\bar{b}_i\}$.

Из выражений (10), (11) и рис. 2 видно, что при длительной экспозиции $t_0 > 2\pi/\Delta\omega$ интерференционную картину в плоскости регистрации образуют те члены изображений (5) и (6), частота света которых одинакова ($i=l$). Они расположены попарно-симметрично относительно оптической оси. Симметричная схема записи голограммы приводит к тому, что пространственная частота интерференционной картины, как это следует из (11), вдвое больше, чем в несимметричной схеме. Поэтому разрешающая способность полученной голограммы возрастает в 2 раза по сравнению с разрешающей способностью акустооптического модулятора в плоскости x_1 пространственных частот. Однако это справедливо только для интерферирующих пучков с прямоугольным профилем интенсивности. Поэтому целесообразно выяснить, как изменяется разрешающая способность голограмм при использовании гауссовых пучков, излучаемых лазерными источниками. При этом рассмотрим несколько комбинаций, дающих разный результат: а) голограмма записывается и восстанавливается плоскими волнами; б) голограмма записывается плоской волной, а восстанавливается гауссовым пучком; в) запись ведется гауссовым пучком, а восстановление — плоской волной; г) запись и восстановление ведутся гауссовыми световыми пучками

$$G^2(xF_1/F_2) \sim \exp(-2x^2/a^2) \text{ и } G^2(x) \sim \exp(-2x^2/b_2).$$

Расчет профиля амплитуды световой волны восстановленного изображения проведен при условии, что на границах голограммы $-d \leq x \leq d$ интенсивность гауссовых пучков уменьшается в e^2 раз ($a = b = d$). Установлено, что если в случае а $r_a = 2$, т. е. разрешение увеличивается вдвое, то для случаев б, в, г $r_b = 1,9$; $r_v = 1,8$; $r_r = 1,7$.

Другим следствием симметричной записи является то, что при применении «толстой» (объемной) регистрирующей среды точки в восстановленном изображении имеют неодинаковую яркость. Поскольку интерференционная картина для каждого разряда записываемого слова представляет собой систему плоскостей, перпендикулярных плоскости среды, из-за различной пространственной частоты k ; угол Брэгга восстанавливающего пучка различен для каждого двоичного разряда записываемого слова. Неоднородность яркости восстановленного изображения увеличивается при использовании более «толстой» регистрирующей среды.

Известно, что при голографической записи двоичной информации применяют маску случайной фазы [7]. Аналогичная ситуация возникает при синтезе голограмм акустооптическими модуляторами, причем маска случайной фазы формируется дважды: на этапе синтеза управляющих напряжений $U_{вх1}(t)$ и $U_{вх2}(t)$ для обеспечения высокой дифракционной эффективности акустооптического модулятора и при голографической записи для повышения дифракционной эффективности голограммы и уменьшения уровня нелинейных искажений восстановленного изображения.

Рассмотрим зависимость дифракционной эффективности АОМ от закона изменения фазы φ_i (или ψ_i).

При синфазном сложении отдельных сигналов $U_i \cos(\omega_i t + \varphi_i)$, когда $\varphi_1 = \varphi_2 = \dots = \varphi_N = \varphi$, наблюдается значительное уменьшение дифракционной эффективности. Сущность указанного явления поясняется графиками на рис. 3, 4, где 1 — зависимость интенсивности дифрагированного света от амплитуды γ фазовой решетки, созданной акустической волной (γ пропорциональна амплитуде переменного напряжения на входе АОМ); 2 — огибающая $U_{\Sigma}(t)$ входного напряжения (3): $U_{вх1}(t) = \sum_{i=1}^N U_i \cos(\omega_i t + \varphi_i) = U_{\Sigma}(t) \cos \varphi(t)$; 3 — изменение во времени интенсивности дифрагированного света в произвольном сечении акустооптического модулятора $x_2 = \text{const}$; 4 — среднее значение интенсивности дифрагированного света.

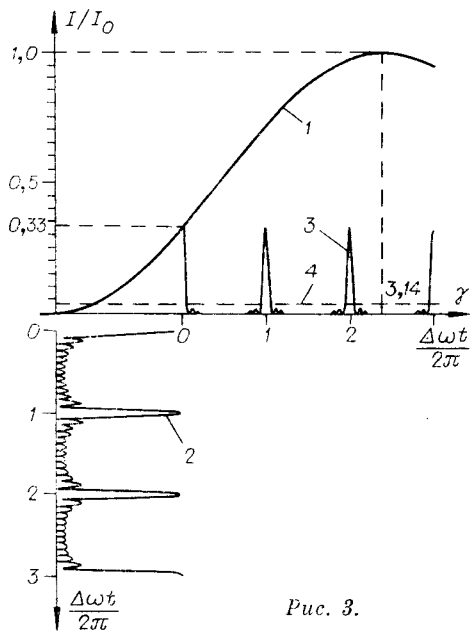


Рис. 3.

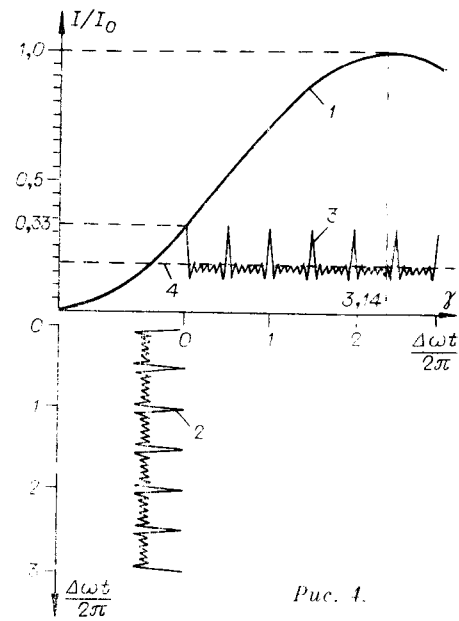


Рис. 4.

Рис. 3 соответствует случаю синфазного управления $\varphi_i = \varphi = 0$, $N = 13$; рис. 4 — случаю, когда фазы φ_i управляющего сигнала набраны в соответствии с 13-разрядным кодом Баркера. Амплитуды U_i в обоих случаях выбраны так, чтобы, исходя из допустимого уровня нелинейных искажений [8], максимальная интенсивность дифрагированного света I не превышала, например, 33% от интенсивности падающего света I_0 . Из сравнения рис. 3 и 4 видно, что псевдослучайная модуляция фазы φ_i существенно повышает усредненную по периоду $t_0 = 2\pi/\Delta\omega$ дифракционную эффективность.

Для количественной оценки средней дифракционной эффективности АОМ найдем зависимость огибающей $U_{\Sigma}(t)$ от закона изменения фазы φ_i :

$$U_{\Sigma}^2(t) = \left[\sum_{i=1}^N U_i \cos(\omega_i t + \varphi_i) \right]^2 + \left[\sum_{i=1}^N U_i \sin(\omega_i t + \varphi_i) \right]^2,$$

где $\sum_{i=1}^N U_i \sin(\omega_i t + \varphi_i)$ — функция, сопряженная по Гильберту входному сигналу.

После ряда преобразований получим

$$U_{\Sigma}(t) = U \left[\sum_{i=1}^N |\bar{a}_i|^2 + 2 \sum_{m=1}^{N-1} |\bar{\rho}_m| \cos(m\Delta\omega t + \alpha_m) \right]^{1/2} \quad (12)$$

($U_i = U$; $i = 1, 2, 3, \dots, i, \dots, N$). Из (12) следует, что квадрат огибающей есть функция с ограниченным дискретным спектром с максимальной частотой $(N-1)\Delta\omega$. Амплитуда и начальная фаза каждой гармоники равны соответствующему значению дискретной автокорреляционной функции кодовой последовательности $\{\bar{a}_i\}$.

При идеальной кодовой последовательности, когда боковые лепестки автокорреляционной функции равны нулю ($\rho_m = 0$), огибающая постоянна и изменяется, как \sqrt{n} (n — количество не равных нулю разрядов записываемого слова).

Уровень максимальных выбросов огибающей определяется выр-фактором p [9]:

$$p = \frac{|U_{\Sigma}(t)|_{\max}}{U \sqrt{\sum_{i=1}^N |\bar{a}_i|^2}} = \frac{|U_{\Sigma}(t)|_{\max}}{U \sqrt{n}}.$$

Используя неравенство Бернштейна [10], получим для оценки снизу

$$p^2 > 1 + \frac{1,2}{n} \sqrt{\ln(N-1) \sum_{m=1}^{N-1} |\bar{\rho}_m|^2}.$$

Случай синфазного сложения дает грубую оценку сверху [9]:

$$p^2 \leq 1 + \frac{2}{n} \sum_{m=1}^{N-1} |\bar{\rho}_m|.$$

При идеальной маске случайной фазы $p = 1$; в наихудшем случае синфазного сложения гармоник ($\varphi_1 = \varphi_2 = \dots = \varphi_N = \varphi$) и $n = N$, $p = \sqrt{N}$, т. е. $1 \leq p \leq \sqrt{N}$. Пик-фактор показывает, во сколько раз необходимо уменьшить амплитуду U_i отдельных гармоник по сравнению с идеальным случаем, чтобы $|U_{\Sigma}(t)|_{\max}$ не превосходила заданного значения.

Найдем приближенную оценку средней дифракционной эффективности модулятора, работающего в области дифракции Брэгга:

$$I/I_0 = \sin^2 \gamma/2. \quad (13)$$

С относительной погрешностью, не превышающей 5%, зависимость (13) можно представить в виде ряда по степеням γ :

$$I/I_0 \approx 0,243\gamma^2 - 0,015\gamma^4 \begin{cases} 0 \leq \gamma \leq 3,1 \text{ рад;} \\ 0 \leq I/I_0 \leq 0,9996. \end{cases} \quad (14)$$

По известному закону изменения во времени огибающей

$$\gamma_{\Sigma}(t) = \gamma \left[\sum_{i=1}^N |\bar{a}_i|^2 + 2 \sum_{m=1}^{N-1} |\bar{\rho}_m| \cos(m\Delta\omega t + \alpha_m) \right]^{1/2}$$

найдем среднее значение дифракционной эффективности. Для этого подставим $\gamma_{\Sigma}(t)$ в выражение (14) и после интегрирования по периоду наиболее низкочастотной гармоники ($m = 1$, $t_s = 2\pi/\Delta\omega$) получим

$$(I/I_0)_{\text{ср}} \approx 0,243\gamma^2 \sum_{i=1}^N |\bar{a}_i|^2 - 0,015\gamma^4 \left[\sum_{i=1}^N |\bar{a}_i|^2 \right]^2 - 0,03\gamma^4 \sum_{m=1}^{N-1} |\bar{\rho}_m|^2.$$

Пусть γ_{\max} — максимальное значение γ , выбранное, например, из допустимого уровня нелинейных искажений модулятора. Тогда при идеальной маске случайной фазы на долю каждого разряда записываемого следа придется $\gamma = \gamma_{\max}/\sqrt{n}$ при реальной маске $\gamma = \gamma_{\max}/p\sqrt{n}$, поэтому

$$(I/I_0)_{\text{ср}} \approx 0,243 \frac{\gamma_{\max}^2}{p^2} - 0,015 \frac{\gamma_{\max}^4}{p^4} \left(1 + \frac{2 \sum_{m=1}^{N-1} |\bar{\rho}_m|^2}{n^2} \right). \quad (15)$$

При малых уровнях дифракционной эффективности $I/I_0 < 0,20$ ($\gamma_{\max} < 0,9$ рад) с погрешностью не более 5% выражение (13) можно представить в виде

$$I/I_0 \approx 0,243 \gamma^2.$$

Отсюда

$$(I/I_0)_{\text{ср}} \approx 0,243 \frac{\gamma_{\max}^2}{p^2}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что в наихудшем случае при синфазном сложении гармоник и $n = N$ средняя дифракционная эффективность уменьшается в N раз.

При $I/I_0 > 0,20$ ($\gamma_{\max} > 0,9$ рад) дифракционная эффективность падает меньше, чем в N раз. Например, при $N = 32$, $\gamma_{\max} = 2$ рад дифракционная эффективность уменьшается в 24 раза.

Для примера оценим эффективность действия фазовой маски, когда фаза принимает два значения — 0 или π , т. е. кодовая последовательность $\{\bar{a}_i\}$ двоичная. Закон изменения фазы φ_i задается псевдослучайной последовательностью Хаффмена (M -последовательностью) $\{\bar{a}_i\} = 11-1-1-111111-1-1-111-1111-11-11-1-1-1-11-1-11-11$ с параметрами $N = 32$; $p = 1,39$; $\sum_{m=1}^{31} |\bar{\rho}_m|^2 = 100$.

Пусть акустооптический модулятор работает в режиме дифракции Брэгга с максимальной дифракционной эффективностью 40% ($\gamma_{\max} = 1,37$ рад). Тогда из (15) получим $(I/I_0)_{\text{ср}} \approx 0,219$. При синфазном сло-

жении гармоник ($\varphi_i = 0$) пик-фактор $p = \sqrt{N} = 5,66$, величина $2 \sum_{m=1}^{N-1} \frac{|\bar{\rho}_m|^2}{N^2} =$
 $= 2 \sum_{m=1}^{N-1} \frac{m^2}{N^2} = \frac{(N-1)(2N-1)}{3N}$, а $(I/I_0)_{\text{ср}} \approx 0,012$.

Рассмотренный пример показывает, что если при идеальной маске случайной фазы средняя дифракционная эффективность АОМ составляет 40%, то при реальной маске — 21,9%, а в наихудшем случае синфазного сложения — всего 1,2%.

При синтезе второй кодовой последовательности $\{\bar{b}_i\}$, кроме рассмотренного выше требования уменьшения пик-фактора, возникает дополнительное условие: закон изменения фазы ψ_i в (4) должен быть таким, чтобы фазовый угол $\varphi_i - \psi_i$ записанных синусоидальных решеток [см. (11)] обеспечивал максимальную дифракционную эффективность голограммы.

Найдем видность $V(x)$ интерференционных полос изображения $Q(x)$ (11). Для этого в (11) представим выражение под знаком суммы в виде постоянной и переменной составляющих:

$$\sum_{i=1}^N \frac{A_i}{A} [1 + \cos(2k_i x + \varphi_i - \psi_i)] = Q_0 + Q_{\Sigma}(x) \cos v(x). \quad (17)$$

Здесь $Q_{\Sigma}(x)$ и $v(x)$ — огибающая и фаза функции

$$\sum_{i=1}^N \frac{A_i}{A} \cos(2k_i x + v_i), \quad v_i = \varphi_i - \psi_i.$$

Поскольку функции $G(F_1 x/F_2)$ и $Q_{\Sigma}(x)$ являются медленно изменяющимися по сравнению с $\cos v(x)$, из выражений (11) и (17) для видности полос получим

$$V(x) = \frac{Q_{\max} - Q_{\min}}{Q_{\max} + Q_{\min}} = \frac{Q_{\Sigma}(x)}{Q_0}.$$

Обозначим через $|\bar{\chi}_m|$ и ε_m модуль и фазу комплексной дискретной автокорреляционной функции кодовой последовательности $\{\bar{c}_i\} = \bar{c}_1, \bar{c}_2, \dots, \bar{c}_i, \dots, \bar{c}_N$, составленную из символов

$$\bar{c}_i = (A_i/A) \exp[j(\varphi_i - \psi_i)],$$

$$|\bar{\chi}_m| e^{j\varepsilon_m} = \sum_{i=m+1}^N \bar{c}_i \bar{c}_{i-m}^*.$$

Тогда

$$V(x) = \left[\frac{1}{n} + \frac{2}{n^2} \sum_{m=1}^{N-1} |\bar{\chi}_m| \cos(2m\Delta kx + \varepsilon_m) \right]^{1/2}. \quad (18)$$

При синфазном сложении сигналов $\varphi_i = \psi_i$, $\nu_i = 0$, $\varepsilon_m = 0$ $\sum \chi_m = (n^2 - n)/2$, поэтому из (18) получим $V_1(0) = 1$.

Допустим, что регистрирующий материал имеет линейную экспозиционную характеристику $\sqrt{\eta} = \sqrt{\eta_{\max}} V$ [7], где η — дифракционная эффективность голограммы (отношение интенсивности света в первом порядке дифракции к интенсивности света, падающего на голограмму). Тогда для усредненной по длине голограммы дифракционной эффективности (предполагается, что $G(xF_1/F_2) = \text{const}$) из выражения (18) получим

$$\eta = \frac{1}{L} \int_0^L \eta_{\max} V^2(x) dx \approx \frac{\eta_{\max}}{n}.$$

Здесь L — длина голограммы в направлении оси x , которая выбрана из условия $L > \pi/\Delta k$, необходимого для разрешения точек в восстановленном изображении.

Таким образом, дифракционная эффективность голограммы падает, как $1/n$, поскольку голограмма содержит узкие участки с высоким контрастом интерференционных полос. В качестве примера на рис. 5 приведено увеличенное изображение голограммы ($n = 9$, $N = 10$), записанной при $\varphi_i = \psi_i = \nu_i = 0$. Голограммы с такой структурой имеют малую помехозащищенность и большие нелинейные искажения [7].

Для уменьшения степени неоднородности $V(x)$ необходимо применить маску случайной фазы ν_i . При идеальной фазовой маске $\chi_m = 0$, поэтому из (18) следует, что видность полос одинакова по всей поверхности голограммы и уменьшается с увеличением числа точек регистрируемого двоичного слова: $V_2(x) = 1/\sqrt{N}$. Такая зависимость видности полос от n , а также отсутствие в восстановленном изображении автокорреляционных членов являются характерными признаками некогерентных голограмм [5]. Некогерентность возникает из-за сдвига частоты дифрагированного света. При этом когерентными оказываются только те лучи, которые образовались в результате дифракции от сигналов одной и той же частоты; их пространственные спектры расположены попарно-симметрично оси OO_1 (см. рис. 2).

Улучшение видности полос и повышение дифракционной эффективности некогерентных голограмм достигаются путем компромиссного выбора числа разрядов регистрируемого на одной голограмме слова, применением контрастных фотоматериалов [11] или материалов, имеющих избирательную (полосовую) характеристику в области пространственных частот. На рис. 6, а показано улучшение видности полос при регистрации голограммы на контрастном материале: Q_{2x} и Q_{1x} — огибающие, полученные с фазовой маской и без нее. Из рис. 6, б видно, что Q_{1x} можно регистрировать только на материале с линейной характеристикой I : улучшения контраста полос при этом не происходит. Для записи на контрастном материале с характеристикой 2 очень важно, чтобы динамический диапазон изображения — переменная составляющая $Q_x(x)$ — был мал. Идеальная фазовая маска уменьшает амплитуду $Q_x(x)$ в $V_1/V_2 = \sqrt{n}$ раз.

Обозначим

$$p(x) = \left[1 + \frac{2}{n} \sum_{m=1}^{N-1} |\bar{\chi}_m| \cos(2m\Delta kx + \varepsilon_m) \right]^{1/2},$$

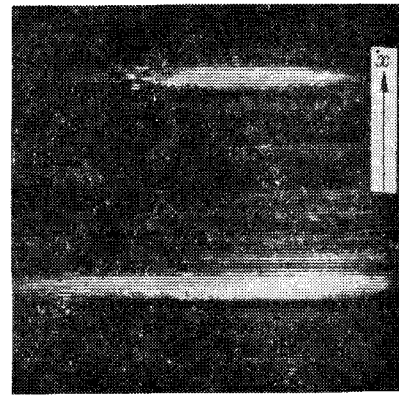


Рис. 5.

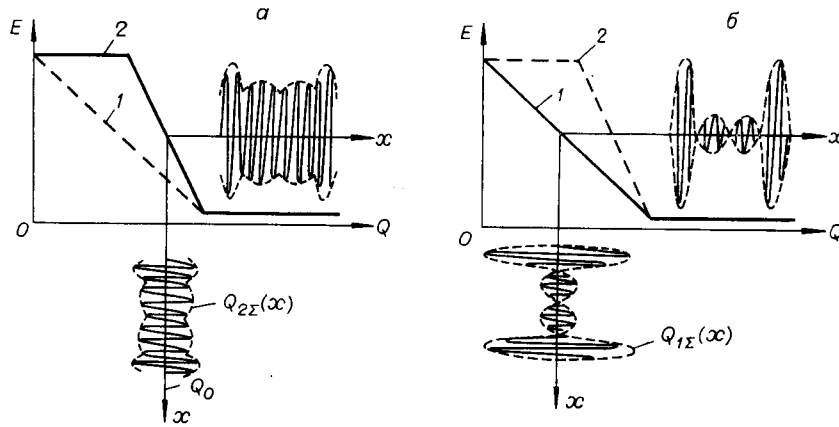


Рис. 6.

тогда из (18) получаем

$$V(x) = p(x)/\sqrt{n}, \quad (19)$$

$$\max V(x) = \max p(x)/\sqrt{n} = p_1/\sqrt{n},$$

где p_1 — пик-фактор огибающей $Q_Z(x)$, $1 \leq p_1 \leq \sqrt{N}$. Из (19) следует, что в случае реальной фазовой маски ($p_1 > 1$) размах $Q_Z(x)$ уменьшается в \sqrt{n}/p_1 раз.

Отсюда следует, что при синтезе кодовых последовательностей $\{\bar{a}_i\}$, $\{\bar{b}_i\}$, $\{\bar{c}_i\}$ необходимо, чтобы пик-фактор у огибающих был минимальным. В работе [12] отмечается, что если кодовые последовательности двончные, то наименьший пик-фактор у огибающей будет в том случае, когда в качестве кодовых последовательностей используются последовательности Баркера и M -последовательности. Кроме того, свойства циклически сдвинутых M -последовательностей образуют при суммировании по модулю 2 новую M -последовательность [6] позволяют относительно просто формировать $\{\bar{b}_i\}$ и $\{\bar{c}_i\}$.

Если $\{\bar{a}_i\}$ — M -последовательность, то в качестве $\{\bar{b}_i\}$ выбираем ту же кодовую последовательность, но циклически сдвинутую на k шагов:

$$(A_i/A) \exp(j\psi_l) = (A_i/A) \exp(j\varphi_i),$$

где $l \equiv i + k \pmod{N}$. Тогда, учитывая, что $\bar{b}_i = \bar{b}_i^*$, получим $c_i = a_i b_i$, $\varphi_i = \psi_l - \psi_i$, причем в соответствии с правилом суммирования по модулю 2 сдвинутых M -последовательностей функция $\{\bar{c}_i\}$ также является M -последовательностью.

Рассмотрим вариант когерентной записи с помощью устройства, схема которого приведена на рис. 2. В этом случае один из сигналов, подаваемых на входы АОМ, например $U_{\text{вх}2}$, используется в качестве опорного:

$$U_{\text{вх}2} = U_{\text{оп}} \cos(\omega_0 + N\Delta\omega/2)t.$$

Полагая в (10) $l = N/2$, $\psi_i = 0$, получим выражение для информационной составляющей интенсивности света в плоскости фотосреды

$$T_1^* T_2 + T_1 T_2^* = \frac{RF_1}{F_2} G^2 \left(\frac{F_1}{F_2} x \right) \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{A} 2 \cos \left\{ \left[2k_0 + \left(i + \frac{N}{2} \right) \Delta k \right] x + \left(\frac{N}{2} - i \right) \Delta\omega t - \varphi_i \right\},$$

где R — отношение интенсивностей опорного и предметного лучей.

При экспонировании в течение времени t_3 энергия света $Q(x)$ определяется равенством

$$Q(x) = \int_0^{t_3} (T_1^* T_2 + T_1 T_2^*) dt = \frac{2F_1 R}{F_2} G^2 \left(\frac{F_1}{F_2} x \right) t_3 \times \\ \times \sum_{i=0}^{N-1} \frac{A_i}{A} \frac{\sin \left(\frac{N}{2} - i \right) \Delta \omega t_3 / 2}{\left(\frac{N}{2} - i \right) \Delta \omega t_3 / 2} \cos \left\{ \left[2k_0 + \left(i + \frac{N}{2} \right) \Delta k \right] x - \right. \\ \left. - \varphi_i + \frac{1}{2} (N/2 - i) \Delta \omega t_3 \right\}.$$

Определим t_3 из условия уменьшения в 2 раза интенсивности крайних точек восстановленного слова: $\sin(N/4)\Delta\omega t_3/(N/4)\Delta\omega t_3 = 1/\sqrt{2}$, отсюда $t_3 = 0,89/N\Delta f$, где $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$. Учитывая, что $N\Delta f$ — максимальная скорость записи, для $N\Delta f = 100$ Мбит/с получим, что $t_3 \leq 8,9$ нс. В рассмотренном ранее варианте записи голограмм с помощью акустооптического коррелятора $t_3 \approx 1/\Delta f$, т. е. при когерентной записи длительность импульса лазера необходимо сократить примерно в N раз.

ВЫВОДЫ

1. Акустооптические корреляторы с усреднением по времени позволяют при симметричном многочастотном управлении формировать голограммы Фурье.

2. Синтезированные голограммы по своей структуре соответствуют некогерентным голограммам или голограммам, полученным путем последовательной записи.

3. Синтез маски случайной фазы необходимо проводить дважды: на этапе формирования управляющих напряжений для обеспечения высокой дифракционной эффективности АОМ и на этапе записи для уменьшения динамического диапазона голограммы.

4. Применение M -последовательностей в качестве кода фазовой маски позволяет относительно просто формировать маски случайной фазы на обоих этапах.

5. Когерентный вариант записи с многочастотным управлением требует уменьшения длительности экспонирования фотосреды как минимум в N раз по сравнению с корреляционной записью (N — число бит в слове).

В заключение авторы выражают благодарность П. Е. Твердохлебу за постоянное внимание к работе и полезное обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вовк Ю. В., Сапожников В. К., Шелопут Д. В., Щепеткин Ю. А. Голографическая запись двоичной информации с помощью многоканальных акустооптических модуляторов света. — Автометрия, 1979, № 1, с. 53—60.
2. Sprague R. A., Koliopoulos Chris L. Time Integrating Acoustooptic Correlator. — Appl. Opt., 1976, N 1, p. 89—92.
3. Кулаков С. В. Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов. Л., Наука, 1978.
4. Престон К. Когерентные оптические вычислительные машины. М., Мир, 1974.
5. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М., Наука, 1974.
6. Варакин Л. Е. Теория сложных сигналов. М., Сов. радио, 1970.
7. Кольер Р., Беркхард К., Лин Л. Оптическая голография. М., Мир, 1973.

8. Heet D. L. Multifrequency Acoustooptic Diffraction.— IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, 1977, vol. SU-24, N 1, p. 7—18.
9. Лучанская Х. И., Хевролин В. Я. Решение задачи Л. И. Мандельштама.— Радио-техника, 1974, № 12, с. 1—5.
10. Заездный А. М. Гармонический синтез в радиотехнике и электросвязи. Л., Энергия, 1972.
11. Вологдин Э. И., Шугаев В. И. Оптимальная голографическая запись звука с цифровым кодированием при последовательном наложении голограмм.— Техника средств связи. Сер. ТРПА, 1977, вып. 1, с. 136—146.
12. Варакин Л. Е. Теория систем сигналов. М., Сов. радио, 1978.

Поступила в редакцию 13 июля 1979 г.

УДК 681.327.13

А. А. АЯЗЯН, Л. К. МАМУЛИЯ, С. М. САВРАНСКИЙ,
Н. И. СОКОЛОВ, И. В. ТАРШИНОВ
(Тбилиси)

НОРМАЛИЗАЦИЯ ЗАПИСИ И СТИРАНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ В МНОГОЭЛЕМЕНТНОЙ ФОТОТЕРМОПЛАСТИЧЕСКОЙ МАТРИЦЕ ГОЛОГРАММ

Для создания голографической памяти с перезаписью информации необходим фоточувствительный реверсивный носитель информации, позволяющий многократно считывать информацию без разрушения.

Из существующих в настоящее время реверсивных носителей информации наибольший интерес представляют фототермопластические (ФТП) материалы. Они отличаются высокой чувствительностью, большой дифракционной эффективностью, а также возможностями длительного хранения записанной информации и многократного неразрушающего считывания световым лучом [1, 2].

В полупостоянном запоминающем устройстве с малым временем произвольного обращения по заданному адресу необходимо применять фототермопластический носитель с матричной организацией и специальную аппаратуру для адресного управления элементами такого носителя.

ФТП-материал наносится на стеклянную или другую подложку, покрытую токопроводящим слоем SnO_2 или InO . Проводящий слой используется для импульсного нагрева материала во время записи и стирания голограмм. При регистрации голограмм поверхность ФТП равномерно заряжается коронным зарядом. В освещенных местах интерферограммы поверхностный потенциал уменьшается вследствие фотопроводимости материала. Образовавшийся на поверхности ФТП потенциальный рельеф преобразуется в геометрический в результате деформации материала при его нагреве до температуры проявления $t_{пр}$. Этот рельеф соответствует распределению интенсивности света в голограмме записываемой информационной страницы. Быстрое охлаждение «закрепляет» рельеф, обеспечивая сохранение голограммы сколь угодно долгое время. Стирание записанной информации осуществляется нагреванием до температуры стирания $t_{ст} > t_{пр}$. После охлаждения материал готов к повторной записи. Чувствительность ФТП — порядка 10^{-5} Дж/см² при дифракционной эффективности 5%. Частотно-пространственная характеристика ФТП ограничена снизу и сверху и по мере уменьшения толщины материала смещается в сторону больших частот.

Наряду с достоинствами ФТП обладает и некоторыми недостатками, среди которых следует отметить явления «паразитной» памяти и старе-