

Однако это ограничение может быть снято, если при создании изображения использовать линзу большей апертуры.

Нами показана применимость одноступенчатой радужной голографической техники для голографической интерферометрии. Этот новый процесс может быть осуществлен почти так же легко, как и традиционная голография. Новая техника позволяет при восстановлении использовать белый свет, повысить яркость изображения, уменьшить уровень спекл-шумов и достичь лучшего качества изображения. По нашему глубокому убеждению, на основе этой техники могут быть реализованы многие приложения голографической интерферометрии. Предложенная нами модификация одноступенчатого радужного голографического процесса применительно к многоволновой интерферометрии дает возможность путем сопоставления интерферограмм проводить исследования не одного, а нескольких физических явлений. При этом интерференционные полосы, соответствующие различным физическим эффектам, могут быть визуализированы отдельно или вместе в разных цветах. Цветовое разделение позволяет достаточно хорошо выделять различные наборы интерференционных полос. Многоволновая радужная голографическая интерферометрическая техника обеспечивает дополнительную гибкость голографической интерферометрии, расширяя сферу ее научных применений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Benton S. A.— J. Opt. Soc. Am., 1969, vol. 59, p. 1545A.
2. Benton S. A. White Light Transmission/Reflection Holographic Imaging.— In: Proc. of ICO Conf. on Application of Holography and Opt. Information Processing/Ed. by E. Marom, A. A. Frisem, and E. Wiener— Avnear. Jerusalem, Israel, Aug. 23—36, 1978, p. 401—409.
3. Leith E. N.— Sci. Am., 1976, vol. 235, N 4, p. 80.
4. Leith E. N., Upatnieks J.— J. Opt. Soc. Am., 1974, vol. 54, p. 1295.
5. Yu F. T. S. Introduction to Diffraction, Information Processing, and Holography. Cambridge, Mass: M. I. T. Press, 1973.
6. Chen H., Yu F. T. S.— Opt. Lett., 1978, vol. 2, p. 85.
7. Yu F. T. S., Chen H.— Opt. Comm., 1978, vol. 25, p. 173.
8. Yu F. T. S., Tai A., Chen H.— Appl. Opt. (to be published).
9. Varner J. R.— Appl. Opt., 1971, vol. 10, p. 212.
10. Hariharan P., Steel W. H., Hegedus Z. S.— Opt. Lett., 1977, vol. 1, p. 8.
11. Chen H., Tai A., Yu F. T. S.— Appl. Opt., 1978, vol. 17, p. 1490.
12. Rowell R. L., Stetson K. A.— J. Opt. Soc. Am., 1965, vol. 55, p. 1593.
13. Chen H.— Appl. Opt. (to be published).
14. Wyant J. C.— Opt. Lett., 1977, vol. 1, p. 30.

Поступила в редакцию 30 апреля 1979 г.

УДК 621.738.9 : 535.8 : 535.241.3

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

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЧАСТОТНОГО РАЗДЕЛЕНИЯ СИГНАЛОВ ПРИ ЗАПИСИ ОДНОМЕРНЫХ ГОЛОГРАММ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Вопросам записи голограмм двоичной информации с помощью инжекционных лазеров посвящены многочисленные работы (например, [1—3]), в которых достаточно полно исследовано влияние ограниченной пространственной и временной когерентности излучения на параметры записи. При этом, как правило, рассматривается классическая схема

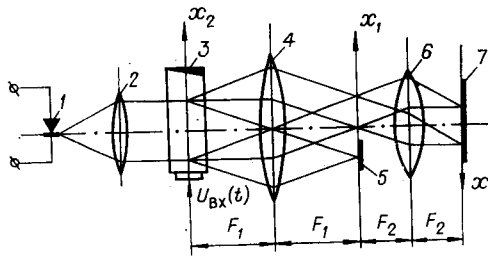


Рис. 1.

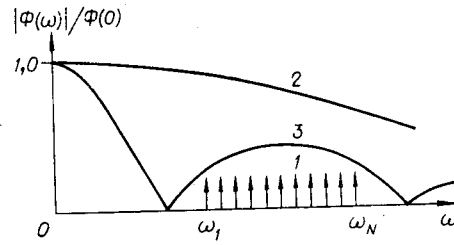


Рис. 2.

Лейта — Упатниекса с отдельным каналом опорного луча. Из-за малой длины когерентности излучения полупроводникового лазера требования к точности юстировки оптической системы весьма высоки и составляют величину ~ 10 мкм [3].

Нами рассматривается метод записи одномерных голограмм двойной информации, не требующий высокой временной и пространственной когерентности излучения. В качестве управляемого прозрачного элемента используется акустооптический модулятор (АОМ). Запись голограмм ведется в плоскости изображения прозрачного элемента. Формирование фурье-голограмм основано на визуализации набора синусоидальных решеток, каждая из которых представляет один из разрядов записываемого двоичного слова.

На рис. 1 приведена схема установки. Луч света полупроводникового лазера 1 формируется объективом 2 в коллимированный пучок, который попадает на акустооптический модулятор 3. Лазер ориентирован так, что плоскость p - n -перехода параллельна или же составляет небольшой угол с фронтом акустической волны в АОМ. Каждый разряд записываемого N -разрядного слова представлен во входном электрическом сигнале АОМ

$$U_{\text{вх}} = \sum_{i=1}^N U_i \cos(\omega_i t + \varphi_i) \quad (1)$$

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

Когда записываемый сигнал полностью введен в АОМ, на полупроводниковый лазер подается управляющий ток и в течение короткого промежутка времени он излучает свет, интенсивность которого описывается функцией

$$I(t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) S^*(\omega') e^{j(\omega - \omega')t} d\omega d\omega',$$

где $S(\omega) = \int_{t_0}^{t_0+t_n} A(t) e^{-i\omega t} dt$ — спектр квазимонохроматической волны

$A(t)$ источника света, t_n — длительность импульса света. Экран 5, установленный в задней фокальной плоскости объектива 4, блокирует -1 -й порядок дифрагированного света. Объектив 6 осуществляет обратное преобразование Фурье и формирует в плоскости фотосреды 7 уменьшенное изображение прозрачного элемента — фурье-голограмму записываемого двоичного слова. При этом нулевой (непродифрагированный) луч выполняет функцию опорного пучка.

Обозначим через $\bar{G}(x_2) = G(x_2)/G(x_2)_{\text{max}}$ нормированное распределение по координате x_2 амплитуды света в апертуре АОМ. Тогда, поскольку в течение времени t_n не происходит смены записываемого слова, действие бегущего ультразвукового поля вызывает только сдвиг частоты в спектре

диффрактированного света. Для амплитуды диффрактированного пучка (+1-й порядок) в плоскости фотосреды можно записать

$$A_{\Sigma}(t, x) = \sum_{i=1}^N \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{F_1}{F_2}} \bar{G}\left(x \frac{F_1}{F_2}\right) e^{j(k_i x + \varphi_i)} \int_{-\infty}^{+\infty} S_i(\omega - \omega_i) e^{j\omega t} d\omega. \quad (2)$$

Здесь $S_i(\omega - \omega_i) = \sqrt{\eta} S(\omega - \omega_i)$ — спектр амплитуды света, диффрактированного на синусоидальной решетке с номером i , причем $S_i(\omega - \omega_i) = 0$ для всех разрядов, значение которых равно 0; η — коэффициент пропорциональности, зависящий от дифракционной эффективности АОМ; $k_i = \omega_i F_1 / v F_2$ — круговая пространственная частота в плоскости регистрации; v — скорость звука в светозвукопроводе АОМ; F_1 и F_2 — фокусные расстояния объективов A и B соответственно.

Обозначив через $R(t, x)$ распределение амплитуды опорного (нулевого) пучка, запишем выражение для интенсивности света в плоскости регистрации голограммы:

$$P(x, t) = |A_{\Sigma}(x, t) + R(x, t)|^2 = A_{\Sigma} A_{\Sigma}^* + R^* A_{\Sigma} + R A_{\Sigma}^* + R R^*.$$

Из выражения (2) найдем

$$A_{\Sigma} A_{\Sigma}^* = \frac{F_1}{F_2} \bar{G}^2\left(x \frac{F_1}{F_2}\right) I_1(t) \left[n + 2 \sum_{m=1}^{N-1} |\rho_m| \cos(m\Delta k x + m\Delta\omega t + \gamma_m) \right], \quad (3)$$

где $\Delta\omega = \omega_{i+1} - \omega_i$ — шаг решетки дискретных частот ω_i ; $\Delta k = k_{i+1} - k_i = \Delta\omega F_1 / v F_2$; n — количество разрядов записываемого слова, не равных 0; $I_1(t) = \eta I(t)$ — изменение во времени интенсивности света, диффрактированного на одной из n решеток; $|\rho_m|$ и γ_m — модуль и фаза комплексной дискретной автокорреляционной функции кодовой последовательности $\{\alpha_i\}$ (код фазовой маски) [4, 5]. Кодовая последовательность $\{\alpha_i\} = \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_i, \dots, \alpha_N$, составленная из символов $\alpha_i = |\alpha_i| e^{j\varphi_i}$, описывает характер изменения начальной фазы управляющего напряжения, причем $|\alpha_i| = 1$ или 0 в зависимости от значения соответствующего разряда записываемого слова.

Апериодическая решетчатая автокорреляционная функция кодовой последовательности $\{\alpha_i\}$ определяется равенством [4]

$$|\rho_m| e^{j\gamma_m} = \sum_{i=m+1}^N \alpha_i \alpha_{i-m}^*.$$

В дальнейшем для упрощения анализа будем предполагать, что фазовая маска идеальна, т. е. $\rho_m = 0$. При этом огибающие управляющего напряжения и голограммы (при $\bar{G}(x_2) = \text{const}$) не зависят от времени и координаты x соответственно [5].

Учитывая это, получим выражение для информационной составляющей голограммы

$$R^* A_{\Sigma} + R A_{\Sigma}^* = 2 \frac{F_1}{F_2} \bar{G}^2\left(x \frac{F_1}{F_2}\right) \sqrt{\varepsilon} I_1(t) \sum_{i=1}^N \cos\left[\omega_i \left(t + \frac{k_i}{\omega_i} x\right) + \varphi_i\right]. \quad (4)$$

Здесь ε — коэффициент, определяемый из выражения для интенсивности нулевого пучка;

$$R R^* = (F_1 / F_2) \bar{G}^2(x F_1 / F_2) I_1(t) \varepsilon. \quad (5)$$

Если время экспонирования фотосреды выбрано равным длительности импульса излучения лазера t_x , то из (3)–(5) получим зависимость энер-

гии света Q от координаты x в плоскости фотосреды:

$$Q(x) = \frac{F_1}{F_2} \bar{G}^2 \left(x \frac{F_1}{F_2} \right) \left\{ \Phi(0)(n + \epsilon) + 2 \sqrt{\epsilon} \int_0^{t_n} I_1(t) \times \right. \\ \left. \times \sum_{i=1}^N \cos \left[\omega_i \left(t + \frac{k_i}{\omega_i} x \right) + \varphi_i \right] dt \right\}, \quad (6)$$

где $\Phi(0) = \int_0^{t_n} I_1(t) dt$ — постоянная составляющая функции $I_1(t)$.

Интеграл в (6) описывает взаимную корреляцию функций $I_1(t)$ и $U_{\text{вх}}(t)$, поэтому выражение (6) можно представить в виде

$$Q(x) = \frac{F_1}{F_2} \bar{G}^2 \left(x \frac{F_1}{F_2} \right) \left[\Phi(0)(n + \epsilon) + 2 \sqrt{\epsilon} \sum_{i=1}^N |\Phi_i(\omega_i)| \times \right. \\ \left. \times \cos(k_i x + \varphi_i - \psi_i) \right]. \quad (7)$$

Здесь $|\Phi_i(\omega_i)|$ и ψ_i — модуль и фаза спектра функции $I_1(t)$ в дискретных равноотстоящих точках ω_i .

При идеальной маске случайной фазы и $|\Phi_i(\omega_i)| = \text{const}$ огибающая функции под знаком суммы в (7) изменяется, как \sqrt{n} , поэтому для видности полос изображения $Q(x)$ можно записать:

$$V = (Q_{\text{max}} - Q_{\text{min}}) / (Q_{\text{max}} + Q_{\text{min}}) = (|\Phi(\omega_i)| / \Phi(0)) (2\sqrt{\epsilon n} / (n + \epsilon)).$$

При равных интенсивностях опорного и предметного пучков ($\epsilon = n$) видность полос достигает максимального значения:

$$V_{\text{max}} = |\Phi(\omega_i)| / \Phi(0). \quad (8)$$

Следует отметить, что условие получения максимальной видности полос не является обязательным при записи голограмм. Для смещения рабочей точки в линейную область регистрирующего материала обычно выбирают $\epsilon \gg n$; в этом случае $V < 1$. Только в частном, но практически важном для регистрации одномерных голограмм случае, когда на одно место фотосреды записывается несколько голограмм, необходимо, чтобы видность полос была бы возможно ближе к 1 [6].

Более жесткие требования предъявляются к выбору функции $I_1(t)$ исходя из допустимой неравномерности интенсивности точек в восстановленном изображении двоичного слова. Из равенства (7) следует, что амплитуда регистрируемых синусоидальных решеток пропорциональна $|\Phi_i(\omega_i)|$, поэтому неравномерность спектра функции $I(t)$ в рабочем диапазоне частот $\omega_1 - \omega_N$ вызывает соответствующее изменение интенсивности в восстановленном слове.

Возможны три варианта записи голограмм: без согласования, с частичным согласованием и с полным согласованием спектра $I(t)$ со спектром управляющего сигнала $U_{\text{вх}}(t)$, который на рис. 2 показан в виде эквидистантных δ -функций (1).

В первом случае для получения устойчивой картины в плоскости фотосреды необходимо, чтобы экспозиция (длительность импульса $I(t)$) была бы меньше периода самой высокочастотной компоненты ω_N в спектре управляющего сигнала $U_{\text{вх}}(t)$. Например, если АОМ работает в октавном диапазоне частот ($\omega_N / \omega_1 = 2$, $\Delta f = (\omega_N - \omega_1) / 2\pi = \omega_1 / 2\pi$) и допустима неравномерность $1 - \Phi(\omega_N) / \Phi(\omega_1) = 1 - 1/\sqrt{2}$ (кривая 2 на рис. 2), то длительность t_n прямоугольного импульса $I(t)$ должна быть не более $1/4\Delta f$. Для $\Delta f = 100$ МГц (максимальная скорость записи 100 Мбит/с) $t_n \leq$

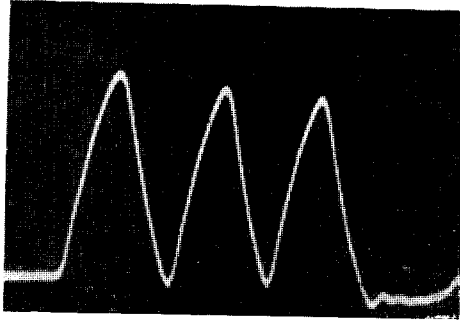


Рис. 3.

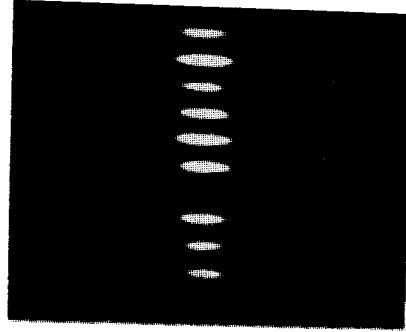


Рис. 4.

$\leq 2,5$ нс. Соответственно для треугольного импульса длительность по основанию не должна превышать $1/2,75\Delta f = 3,6$ нс.

При частичном согласовании спектр функции $I(t)$ сдвигается в область рабочих частот $\omega_1 - \omega_N$. На рис. 2 (кривая 3) в качестве примера приведен спектр функции

$$I(t) = \sin^2 \frac{\Omega}{2} t; \quad |t| \leq \frac{t_n}{2};$$

$$I(t) = 0; \quad |t| > \frac{t_n}{2}.$$

Причем $\omega_N = 2\omega_1$, $\Omega = 1,57\omega_1$, $\Delta f = 100$ МГц, $t_n = 1/0,617\Delta f = 16,2$ нс.

Неравномерность спектра в диапазоне частот $\omega_1 - \omega_N$ составляет 0,35, т. е. несколько больше, чем в первом случае. Однако допустимая длительность импульса t_n возросла в 6,5 раз, что позволяет при неизменной пиковой мощности излучения лазера увеличить энергию $Q(x)$ в 3,25 раза. Продолжительное экспонирование фотосреды ($t_n > 2\pi/\omega_N = 5$ нс) приводит к «смазыванию» движущегося изображения $Q(x, t)$ и, следовательно, к уменьшению максимальной видности полос, которая для рассмотренного примера падает до $V_{\max} \approx 0,36$.

При полном согласовании интенсивность излучения лазера $I(t)$ подвергается такому преобразованию, в результате которого модуль фурье-образа функции $I(t)$ совпадает в рабочем диапазоне частот с модулем спектра управляющего сигнала $U_{\text{вх}}(t)$:

$$I(t) = I_0 + \sum_{i=1}^N I_i \cos(\omega_i t + \beta_i).$$

Особенности записи голограмм в таком режиме, рассмотренные в работе [5], сводятся к следующему: время записи не ограничено; видность полос падает, как $1/\sqrt{n}$; маску случайной фазы необходимо применять как при формировании $U_{\text{вх}}(t)$, так и при синтезе функции $I(t)$.

Для экспериментального исследования записи одномерных голограмм использовалось частичное согласование спектров. Осциллограмма тока управления импульсного инжекционного лазера показана на рис. 3. Масштаб по вертикали 100 мА/дел., по горизонтали 10 нс/дел. Пороговый ток лазера равен 200 мА. Уровни переменной и постоянной составляющих управляющего тока подбирались так, чтобы отношение модуля спектра излучения в рабочем диапазоне частот к постоянной составляющей было бы максимальным. При этом в соответствии с (8) получается максимальная видность полос изображения $Q(x)$. Сигнал управления АОМ состоял из 10 эквидистантных частот ($N = 10$, $\Delta\omega/2\pi = 2$ МГц) в диапазоне 56—74 МГц. Неравномерность спектра функции $I(t)$ в этом

диапазоне частот составляла 0,28. Запись проводилась путем многократного синтеза голограмм с частотой 2 МГц. Изображение $Q(x)$ записывалось на фотопластинках ИАЭ-3 [7]. Восстановление информации с голограммы осуществлялось в свете He-Ne-лазера. Пример восстановленного изображения двоичного слова ($N=10$, $n=9$) приведен на рис. 4.

Таким образом, проведенные исследования показали возможности частотного разделения сигналов при записи информации с помощью АОМ и инжекционного лазера. При этом удачно объединяются способность полупроводникового лазера генерировать короткие импульсы света и особенность АОМ как транспаранта, пригодного для отображения непрерывной во времени информации.

В заключение авторы выражают благодарность Р. В. Рябовой за отличный фотоматериал ИАЭ-3 и П. Е. Твердохлебу за помощь в работе и полезное обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Захаров Ю. П. и др. Запись инжекционными лазерами микроголограмм с высоким разрешением.— Квант. электроника, 1974, № 1.
2. Быковский Ю. А., Евтихий Н. Н., Елхов В. А., Ларкин А. И. Получение голограмм с помощью моноимпульсных одномодовых полупроводниковых лазеров.— Квант. электроника, 1975, № 5.
3. Калашников С. П., Климов И. И., Никитин В. В., Семенов Г. И. Запись фурье-голограмм излучением импульсных полупроводниковых лазеров.— Квант. электроника, 1977, № 8.
4. Варакин Л. Е. Теория сложных сигналов. М.: Сов. радио, 1970.
5. Вовк Ю. В., Щепеткин Ю. А. Синтез голограмм двоичной информации акустооптическими модуляторами.— Автометрия, 1980, № 2.
6. 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.
7. Ryabova R. V. et al. IAE-3 and IAE-6 High Resolution Photographic Materials for Recording Laser Radiation in the IR-Region.— Opt. Comm., 1976, vol. 18, N 3.

Поступила в редакцию 11 марта 1980 г.