

5. Н. Г. Басов, Ю. М. Попов, И. Н. Компанец, В. Н. Морозов, А. С. Наси-
бов, В. В. Никитин, Л. А. Орлов, В. Д. Самойлов, Н. Н. Шуйкин. Ис-
следование возможностей создания новых быстродействующих многоканальных оп-
тоэлектронных вычислительных систем.—Препринт № 3. М., Изд. ФИАН, 1973.
6. Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин. Методы модуляции и сканирования света. М.,
«Наука», 1970, с. 150—151, 161—166.

Поступила в редакцию 21 января 1976 г.

УДК 621.319.15 : 681.327

А. АКАЕВ, М. Н. ГОЛУБКОВА, С. А. МАЙОРОВ
(Ленинград)

К ВОПРОСУ ОБ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ СХЕМЫ СЧИТЫВАНИЯ ГЗУ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ЛАЗЕРАМИ

Использование полупроводниковых лазеров для считывания информации с голограмм открывает большие перспективы в построении малогабаритных ГЗУ [1]. Однако излучению полупроводникового лазера присущи такие недостатки, как низкая степень пространственно-временной когерентности, относительно широкий спектр излучения и значительная расходимость, вызывающие резкое ухудшение качества восстановленного изображения, что выражается в размытии информационных световых точек и снижении отношения сигнал/шум. Влияние частично-когерентного излучения на качество восстанавливаемого изображения было детально исследовано в работах [2—4].

В работе [3] было показано, что улучшения качества изображения можно добиться путем формирования считывающего луча с улучшенными характеристиками с помощью голограмм. В ГЗУ для формирования такого считывающего луча из излучения полупроводникового лазера используются гололинзы. Экспериментальные данные об эффективности применения гололинзы для этой цели были представлены в [5]. В настоящей работе рассматривается вопрос об оптимизации параметров схемы считывания, в которой считывающий луч формируется с помощью гололинзы из излучения полупроводникового лазера.

Рассмотрим сначала изображение, восстановленное пучком излучения полупроводникового лазера, коллимированным обычной линзой. Допустим, что Фурье-голограмма входной страницы записана с помощью монохроматического источника света с длиной волны λ_0 . Пусть излучение полупроводникового лазера характеризуется следующими параметрами: d_x, d_y — размеры излучающей области; $\bar{\lambda}_1$ — средняя длина волны излучения; $\Delta\lambda$ — полуширина спектра излучения. Тогда считывающий пучок в плоскости голограммы описывается распределением комплексных амплитуд

$$\Sigma_{CH} \sim \exp \left\{ 2\pi i \left[x_H \left(\frac{\sin \theta_c}{\bar{\lambda}_1 + \Delta\lambda} + \frac{d_x}{f(\bar{\lambda}_1 + \Delta\lambda)} \right) + y_H \frac{d_y}{f(\bar{\lambda}_1 + \Delta\lambda)} \right] \right\}, \quad (1)$$

где f — фокусное расстояние коллимирующей линзы.

Распределение амплитуд в плоскости изображения будет иметь вид

$$\Sigma_D \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U^*(x_H, y_H) \exp \left\{ 2\pi i \left[x_H \left(\frac{\sin \theta_R}{\lambda_0} + \frac{\sin \theta_c}{\bar{\lambda}_1 + \Delta\lambda} + \frac{d_x}{f(\bar{\lambda}_1 + \Delta\lambda)} \right) + y_H \frac{d_y}{f(\bar{\lambda}_1 + \Delta\lambda)} \right] \right\} \exp \left[-2\pi i \left(x_H \frac{x_D}{f_1(\bar{\lambda}_1 + \Delta\lambda)} + y_H \frac{y_D}{f_1(\bar{\lambda}_1 + \Delta\lambda)} \right) \right] dx_H dy_H, \quad (2)$$

где $U(x_H, y_H)$ — Фурье-образ входной страницы.

Для образования неискаженного изображения, идентичного входной странице, записанной в голограмме, необходимо соблюдение следующих условий [2]:

$$(\sin \theta_R)/\lambda_0 + (\sin \theta_c)/\bar{\lambda}_1 = 0; \quad \lambda_0 f_0 = \bar{\lambda}_1 f_1, \quad (3)$$

где $\theta_R(\theta_c)$ — угол между опорным лучом и нормалью к плоскости голограммы при записи (восстановлении); $f_0(f_1)$ — фокусное расстояние записывающей (восстанавливающей) линзы.

С учетом условий (3), а также приближения

$$1/(\bar{\lambda}_1 + \Delta\lambda) \simeq 1/\bar{\lambda}_1 (1 - \Delta\lambda)/\bar{\lambda}_1$$

выражение для изображения (2) можно преобразовать к виду

$$\Sigma_D \sim u \left\{ x_D \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) - f_1 \sin \theta_R \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} - f_1 \frac{d_x}{f} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right), y_D \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) - \frac{f_1}{f} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) d_y \right\}. \quad (4)$$

Отсюда легко видеть, что обусловленное частичной временной и пространственной когерентностью размытие бита, расположенного во входной странице в точке с координатами (x_D, y_D) , равно

$$\begin{cases} \Delta x_D \leq \left| x_D \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} + f_1 \sin \theta_R \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} + \frac{f_1}{f} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) d_x \right|; \\ \Delta y_D \leq \left| y_D \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} + \frac{f_1}{f} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) d_y \right|. \end{cases} \quad (5)$$

Пусть теперь считывающий луч формируется гололинзой HL , как показано на рис. 1. Гололинза представляет собой голограмму точечного источника света, записанного с помощью внеосевого коллимированного опорного пучка, и характеризуется амплитудной функцией пропускания (выпишем только нужную компоненту)

$$t_{HL} \sim \exp \left[-i \frac{\pi}{\lambda_0 z_0} (x_{HL}^2 + y_{HL}^2) \right] \exp \left[2\pi i \frac{\sin \gamma}{\lambda_0} x_{HL} \right]. \quad (6)$$

Здесь z_0 — расстояние от точечного источника до плоскости регистрации гололинзы; γ — угол между опорным лучом и нормалью к плоскости регистрации. Излучение полупроводникового лазера можно рассматривать как излучение протяженного источника. Поэтому распределение комплексных амплитуд света в передней плоскости гололинзы описывается функцией

$$\begin{aligned} \Sigma_{CHL} &\sim \exp \left\{ i \frac{k_1}{2z_1} [(x_{HL} - d_x)^2 + (y_{HL} - d_y)^2] \right\} \simeq \\ &\simeq \exp \left\{ i \frac{\bar{k}_1}{2z_1} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) [x_{HL}^2 + y_{HL}^2 - 2(x_{HL}d_x + y_{HL}d_y)] \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\bar{k}_1 = 2\pi/\bar{\lambda}_1$.

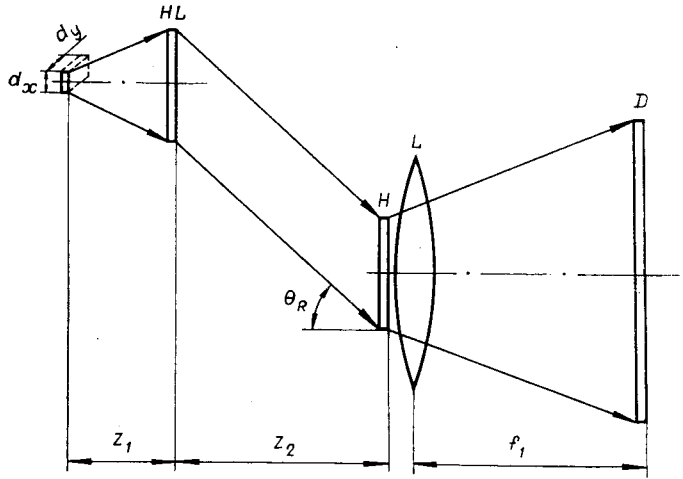


Рис. 1. Схема считывания информации с Фурье-голограммы частью излучения полупроводникового лазера, дифрагированной на гололинзе.

Один из пучков, дифрагированных гололинзой в первый порядок, используется в качестве считывающего пучка. Непосредственно за гололинзой этот пучок описывается распределением комплексных амплитуд

$$\Sigma'_{CHL} = \Sigma_{CHL} t_{HL} \sim \exp \left[-i \frac{k_0}{2z_0} (x_{HL}^2 + y_{HL}^2) + i \frac{\bar{k}_1}{2z_1} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) (x_{HL}^2 + y_{HL}^2) \right] \exp \left[ik_0 x_{HL} \sin \gamma - i \frac{\bar{k}_1}{z_1} (x_{HL} d_x + y_{HL} d_y) \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) \right], \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}. \quad (8)$$

Для того чтобы этот пучок имел наилучшие параметры в отношении пространственно-временной когерентности, необходимо удовлетворить условиям типа (3). Если это имеет место, то Σ'_{CHL} (8) упрощается и принимает следующий вид:

$$\Sigma'_{CHL} \sim \exp \left[-i \frac{\bar{k}_1}{2z_1} \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} (x_{HL}^2 + y_{HL}^2) \right] \exp \left\{ i \frac{\bar{k}_1}{z_1} \left[x_{HL} \left(z_1 \frac{k_0}{\bar{k}_1} \sin \gamma - d_x \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) \right) - y_{HL} d_y \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) \right] \right\}. \quad (9)$$

Данный пучок распространяется в направлении информационной голограммы H и освещает ее. В приближении Френеля распределение комплексных амплитуд считывающего пучка перед голограммой имеет вид

$$\Sigma'_{CH} \sim \iint_{S_{HL}} \Sigma'_{CHL} \exp \left\{ i \frac{\bar{k}_1}{2z_2} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) [(x_{HL} - x_H)^2 + (y_{HL} - y_H)^2] \right\} dx_{HL} dy_{HL}. \quad (10)$$

Распределение комплексных амплитуд света в плоскости изображений будет иметь вид

$$\Sigma'_D \sim \iint_{S_H} U(x_H, y_H) \Sigma'_{CH} \exp(-ik_0 \sin \theta_R x_H) \exp \left[-i \frac{\bar{k}_1}{f_1} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) (x_H x_D + y_H y_D) \right] dx_H dy_H. \quad (11)$$

Интегрирование выполнимо только при задании конкретного аналитического выражения для Фурье-образа входной страницы $U(x_H, y_H)$. Входную страницу целесообразно описать функцией следующего вида:

$$u(x_I, y_I) = \sum_{n,m=1}^{M_I} \exp \left\{ -\alpha^2 \left[\left(x_I - \left(n - \frac{M_I + 1}{2} \right) q_I \right)^2 + \left(y_I - \left(m - \frac{M_I + 1}{2} \right) q_I \right)^2 \right] \right\}, \quad (12)$$

где $\alpha^2 = \frac{8}{d_I^2}$; d_I — диаметр бита на входной странице; q_I — расстояние между соседними битами. Тогда Фурье-образ входной страницы запишется в виде

$$U(x_H, y_H) \sim \sum_{n,m=1}^{M_I} \exp \left[-\frac{k_0^2}{4\alpha^2 f_0^2} (x_H^2 + y_H^2) \right] \exp \left\{ -i \frac{k_0}{f_0} \left[x_H q_I \left(n - \frac{M_I + 1}{2} \right) + y_H q_I \left(m - \frac{M_I + 1}{2} \right) \right] \right\}. \quad (13)$$

Подставив в (11) выражения для U (13), Σ_{CH} (10) и выполнив интегрирование с некоторыми приближениями, получаем

$$\begin{aligned} \Sigma'_D \sim u \left\{ x_D \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) + \frac{f_1 \bar{\lambda}_1}{\lambda_0} \sin \theta_R - \frac{f_1 \bar{\lambda}_1}{\pi} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) (QN - PM - \right. \\ \left. - \frac{T}{S} (PN + QM) \right) \left(\frac{z_2}{z_1} d_x - z_2 \frac{k_0}{\bar{k}_1} \sin \gamma \frac{\bar{\lambda}_1}{\bar{\lambda}_1 - \Delta\lambda} \right), \quad y_D \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) - \\ \left. - \frac{f_1 \bar{\lambda}_1}{\pi} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) (QN - PM - \frac{T}{S} (PN + QM)) \frac{z_2}{z_1} d_y \right\}. \quad (14) \end{aligned}$$

Отсюда уже получаются соотношения для определения размытия изображений битов:

$$\left\{ \begin{aligned} \Delta x'_D \leq \left| x_D \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} - \frac{f_1 \bar{\lambda}_1}{\lambda_0} \sin \theta_R + \frac{f_1 \bar{\lambda}_1}{\pi} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) (QN - PM - \right. \\ \left. - \frac{T}{S} (PN + QM) \right) \left(\frac{z_2}{z_1} d_x - z_2 \frac{k_0}{\bar{k}_1} \sin \gamma \frac{\bar{\lambda}_1}{\bar{\lambda}_1 - \Delta\lambda} \right) \right|; \\ \Delta y'_D \leq \left| y_D \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} + \frac{f_1 \bar{\lambda}_1}{\pi} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) (QN - PM - \frac{T}{S} (PN + QM)) \frac{z_2}{z_1} d_y \right|, \end{aligned} \right. \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} T &= \beta_H R_H^2 Q; \quad S = \pi^2 + \frac{\beta_H R_H^2 k_0^2}{4\alpha^2 f_0^2} - \beta_H R_H^2 P; \\ P &= -L \frac{\bar{k}_1}{2z_2} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right)^2; \quad Q = -\frac{\bar{k}_1}{2z_2} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) \left[\left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) \kappa - 1 \right]; \\ M &= -\frac{L}{\left[1 + \kappa \left(\frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} - 1 \right) \right]^2 + L^2 \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right)^2}; \\ N &= \frac{L^2 \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) + \kappa^2 \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right) - \kappa}{\left[1 + \kappa \left(\frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} - 1 \right) \right]^2 + L^2 \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_1} \right)^2}; \end{aligned}$$

$$L = \frac{a^2 \beta_{HL} R_{HL}^2}{a^2 + \beta_{HL}^2 R_{HL}^4}; \quad K = -\frac{a \beta_{HL}^2 R_{HL}^4}{a^2 + \beta_{HL}^2 R_{HL}^4};$$

$$a = \frac{1}{\frac{\Delta \lambda}{\lambda_1} \left(1 + \frac{z_2}{z_1}\right) - 1}; \quad \beta_H = 7,3; \quad \beta_{HL} = \frac{7,3}{\pi \lambda_1 z_2};$$

R_{HL} — радиус гололинзы; R_H — радиус голограммы.

Пример. Сравним величины размытия при формировании считывающего пучка с помощью обычной линзы (5) и гололинзы (15). Например, для $x_D = y_D = 0$, $d_x = 10^{-3}$, $d_y = 2 \cdot 10^{-3}$, $\lambda_0 = 6,3 \cdot 10^{-5}$, $\lambda_1 = 8,4 \times 10^{-5}$, $\Delta \lambda = 2 \cdot 10^{-7}$, $f_1 = 6$, $f = 0,4$, $R_{HL} = R_H = 0,05$ см, $\gamma = 20^\circ$, $z_1 = 1$ и $z_2 = 4$ см получаем

$$\begin{cases} \Delta x_D = 0,0085 \text{ см}, & \Delta x'_D = 0,0075 \text{ см}, \\ \Delta y_D = 0,03 \text{ см} & \Delta y'_D = 0,0085 \text{ см}. \end{cases}$$

Приведенный пример показывает, что применение гололинзы для формирования считывающего луча позволяет значительно уменьшить размытие изображения.

Обсудим вопрос о выборе оптимальных значений параметров R_{HL} , z_1 , z_2 и γ , которые мы можем варьировать. В качестве критерия оптимальности целесообразно выбрать плотность энергии W , приходящейся на один бит в плоскости изображения. Для W может быть получена следующая оценка:

$$W = \frac{1 - \frac{1}{2} [\exp(-2a^2 R_{HL}^2) + \exp(-2b^2 R_{HL}^2)]}{d_x d_y [\max(\Delta x'_D, \Delta y'_D)]^2}, \quad (16)$$

где $a^2 = \frac{d_x^2}{z_1^2}$, $b^2 = \frac{d_y^2}{z_1^2}$.

На рис. 2, а, б, в приведены графики, характеризующие зависимость W от упомянутых выше параметров R_{HL} , z_1 , z_2 и γ . Из этих графиков следует, что z_2 и γ надо выбирать, по возможности, минимальными. Что касается расстояния z_2 , то его минимальное значение устанавливается таким образом, чтобы на голограмму не попадали нулевой пучок и пучки, дифрагированные гололинзой во

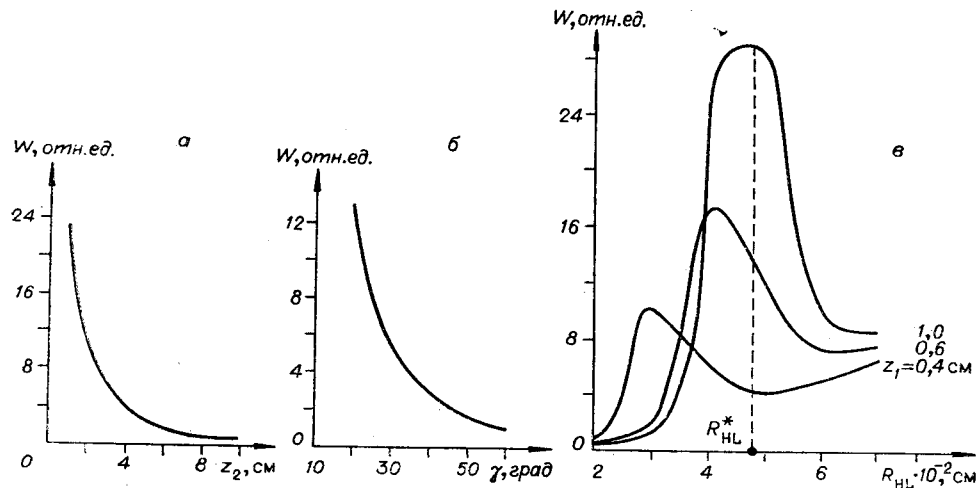


Рис. 2. Зависимость плотности энергии в плоскости изображений от различных параметров схемы считывания.

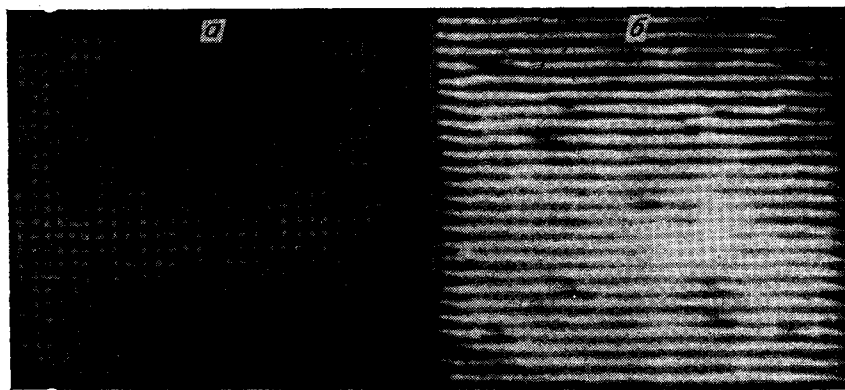


Рис. 3. Изображения, восстановленные излучением полупроводникового лазера: а — при формировании считывающего луча с помощью гололинзы; б — при непосредственном облучении голограммы излучением лазера.

второй и более высокие порядки. Угол γ связан с углом θ_R через соотношения типа (3), поэтому его минимальное значение определяется соответствующим значением θ_R , которое, в свою очередь, определяется требуемой плотностью записи информации. Наибольший интерес представляют графики, приведенные на рис. 2, в. Они показывают, что для фиксированного z_1 при некотором значении радиуса гололинзы R_{HL}^* достигается максимум плотности энергии в плоскости изображений. Это объясняется тем, что при $R_{HL} < R_{HL}^*$ количество энергии, попадающей на гололинзу, увеличивается быстрее, чем величина размытия а при $R_{HL} > R_{HL}^*$ — наоборот. Таким образом, при определенном выборе параметров схемы считывания и размера гололинзы в плоскости изображения достигается максимальная плотность энергии. Графики, приведенные на рис. 2, могут быть полезны при выборе параметров схемы считывания. На рис. 3 представлена фотография изображения, восстановленного считывающим лучом, сформированным гололинзой из излучения полупроводникового лазера на арсениде галлия. Размер гололинзы R_{HL} и параметр z_1 были выбраны с помощью графиков, приведенных на рис. 2, в, равными соответственно 0,05 и 1 см. Диаметр голограммы равнялся $D_H = 0,1$ см. На том же рисунке, для сравнения, представлена фотография изображения, восстановленного с той же голограммы непосредственно излучением полупроводникового лазера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Басов, В. В. Никитин, В. Д. Самойлов, Г. И. Семенов. Восстановление голограмм с помощью инжекционных лазеров.— В кн.: Оптические методы обработки информации. Л., «Наука», 1974.
2. M. Minami, Y. Unno, Y. Mizobuchi. Holographic image reconstruction with an injection laser.— "Appl. Opt.", 1971, vol. 10, № 7, p. 1629.
3. Y. Toggli, M. Sumi. Hologram reconstruction by incoherent light (I. Theoretical foundation).— "Jap. J. Appl. Phys.", 1972, vol 11, № 5, p. 1308.
4. В. Н. Морозов. Восстановление голограммы частично когерентным излучением.— «Квантовая электроника», 1973, № 5, с. 17.
5. Н. А. Костров, М. А. Майорчук. Компенсация ширины спектра излучения лазеров в голографических запоминающих устройствах.— «Квантовая электроника», 1975, т. 2, № 8, с. 1809—1811.

Поступила в редакцию 17 ноября 1975 г.