

Т а б л и ц а 2

| | | | |
|------------------------------|-------|-------|-------|
| ρ , мм | 0,36 | 0,80 | 1,35 |
| $\Delta\xi_{1/2\rho}$, мм | 0,097 | 0,045 | 0,026 |
| $\Delta\xi_{1/2\sigma}$, мм | 0,085 | 0,047 | 0,025 |

зоваться в системах когерентной оптической обработки информации в схемах с двухлучевыми интерферометрами. В таких системах возможно использование светодиодов и газоразрядных ламп.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Басов Н. Г., Никитин В. В., Самойлов В. Д., Семенов Г. И. Восстановление голограмм с помощью инжекционных лазеров.— В кн.: Оптические методы обработки информации/Под ред. С. Б. Гуревича. Л.: Наука, 1974, с. 94.
2. Василенко Г. И. Голографическое распознавание образов.— М.: Сов. радио, 1977.
3. Optical computing.— Proc. IEEE, 1977, vol. 65, N 1; Оптическая вычислительная техника.— ТИИЭР, 1977, т. 65, № 1.
4. Корбуков Г. Е., Куликов В. В., Цветов Е. Р. Оптический гетеродинный метод корреляционной обработки изображений.— В кн.: Голография и обработка информации/Под ред. С. Б. Гуревича. Л.: Наука, 1976, с. 51.
5. Балабанов А. И., Корбуков Г. Е., Феоктистов А. А., Цветов Е. Р. Измерение координат опорных точек местности и определение величин смещений облачных образований с помощью оптического гетеродинного коррелятора.— В кн.: Оптическая обработка информации/Под ред. С. Б. Гуревича. Л.: ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 1979, с. 97; Радиоголография и оптическая обработка информации в микроволновой технике/Под ред. Л. Д. Бахраха, А. П. Курочкина. Л.: Наука, 1980, с. 140.
6. Золотарев А. И. и др. Использование серийного инжекционного полупроводникового лазера со схемой модифицированного двухлучевого интерферометра.— М., 1981. (Препринт/АН СССР, ФИ; № 68).
7. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике.— М.: Наука, 1967.

Поступила в редакцию 20 мая 1981 г.;
окончательный вариант — 16 июля 1982 г.

УДК 681.327 : 681.142.65

В. М. ДЫТЫНКО, В. П. ЛЕБЕДЕНКО, Е. С. ФЕДЯКИНА,
Ю. И. ХАБАРОВ
(Москва)

О КОМПЕНСАЦИИ АБЕРРАЦИЙ В ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ЗУ С ДВУХВОЛНОВЫМ РЕЖИМОМ ЗАПИСИ-СЧИТЫВАНИЯ

Введение. Построение постоянных голографических ЗУ (ГЗУ) актуально для хранения и обработки цифровой и аналоговой информации в архивах и каталогах [1, 2]. Определенный интерес вызывают разработки малогабаритных ГЗУ, использующие полупроводниковые лазеры в качестве источников излучения при восстановлении голограмм [3].

Применение полупроводниковых лазеров в ГЗУ возможно при использовании двухволнового режима записи-считывания, что приводит к возникновению aberrаций в восстановленных изображениях, а значит, к существенному ограничению информационной емкости ГЗУ и снижению достоверности считывания [4].

В связи с этим представляются важными вопросы компенсации дисторсии восстановленных изображений в ГЗУ с двухволновым режимом записи-считывания.

Вопросы компенсации. Одним из наиболее эффективных способов компенсации дисторсии является введение в пространство между носителем голограмм и фотоприемником оптической среды с показателем преломления n , равным отношению длин волн считывающего и записывающего источников $n = \lambda_2/\lambda_1$. В случае точного выполнения этого соотношения дисторсия может быть скомпенсирована полностью. Однако

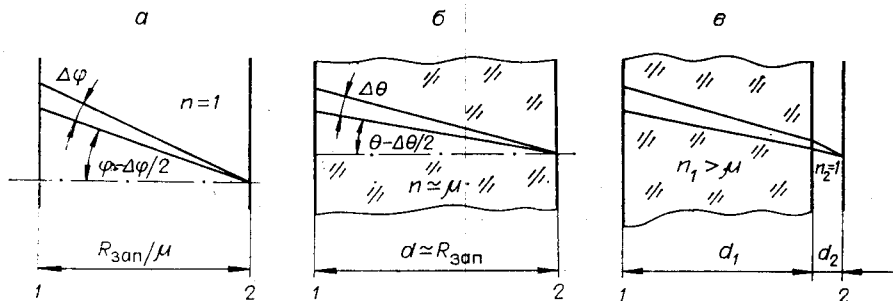


Рис. 1. Распространение пучка излучения, формирующего точку изображения в воздухе (а), в среде $n \approx \mu$ (б) и в двухкомпонентной среде $n_1 > \mu$, $n_2 = 1$ (в).

практически обеспечить указанное условие затруднительно, поскольку длины волн излучения инжекционных лазеров лежат в интервале $\lambda_2 = 0,8 \div 0,9$ мкм и, следовательно, показатель преломления n должен изменяться в пределах $1,27 \div 1,43$. Отличие n от λ_2/λ_1 приводит лишь к частичной компенсации дисторсии и смещению точек восстановленного изображения относительно соответствующих ячеек фотоматрицы.

Для расчета величины нескомпенсированных смещений необходимо определить расстояние d (рис. 1) от носителя голограмм 1 до плоскости формирования изображений 2 при заполнении всего промежутка между ними средой с показателем преломления n . Нетрудно показать (см. рис. 1, а, б), что

$$d = \frac{R_{\text{зап}} \operatorname{tg}(\varphi + \Delta\varphi/2) - \operatorname{tg}(\varphi - \Delta\varphi/2)}{\mu \operatorname{tg}(\theta + \Delta\theta/2) - \operatorname{tg}(\theta - \Delta\theta/2)}, \quad (1)$$

где $R_{\text{зап}}$ — расстояние от транспаранта до носителя при записи; φ, θ — углы между оптической осью и направлениями распространения дифрагированного луча в воздухе и в среде; $\Delta\varphi, \Delta\theta$ — угловой размер голограммы в воздухе и в среде; $\mu = \lambda_2/\lambda_1$.

Пренебрегая кривизной поля изображения, определим d для параксиальных лучей. Тогда выражение (1) преобразуется к виду $d = nR_{\text{зап}}/\mu$.

Величина нескомпенсированного смещения Δl точки изображения, восстановленного с голограмм с координатами x_2, y_2 , определяется по формуле

$$\Delta l = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} - (n/\mu)R_{\text{зап}} \operatorname{tg} \theta.$$

Здесь

$$\theta = \arcsin \left[\frac{1}{n} \sin \varphi \right] = \arcsin \left\{ \frac{1}{n} \sin \left[\operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{(x_1 + \Delta x - x_2)^2 + (y_1 + \Delta y - y_2)^2}}{R_{\text{зап}}/\mu} \right) \right] \right\};$$

x_1, y_1 — координаты соответствующей точки в транспаранте; $\Delta x, \Delta y$ — смещения точки изображения при отсутствии компенсирующей среды ($n = 1$) [4].

Приближенное выполнение условия $n = \lambda_2/\lambda_1$ приводит к ограничению линейных размеров записываемого транспаранта и, следовательно, информационной емкости страницы информации. При размерах элементарной ячейки $0,4 \times 0,4$ мм² и шаге 0,25 мм, характерных для современных фотоматриц и управляемых транспарантов, для обеспечения высокой достоверности считывания допустимое значение смещений не должно превышать $\sim 0,03$ мм. Поэтому даже в случае, когда носитель содержит лишь одну голограмму ($x_2 = y_2 = 0$), размеры транспарантов ограничиваются величиной $\sim 11,5 \times 11,5$ мм², а информационная емкость страницы не превышает 46×46 бит. Расчеты показывают, что при $n > \lambda_2/\lambda_1$ нескомпенсированные смещения отрицательны. Это соответствует бочкообразной дисторсии (при $n = 1$ дисторсия подушкообразная).

Двухкомпонентная среда. Более полная компенсация дисторсии может быть достигнута при использовании двух компенсирующих сред с

показателями преломления $n_1 \geq \lambda_2/\lambda_1$ и $n_2 < \lambda_2/\lambda_1$ (например, кварц и воздух). Если промежуток между носителем голограмм и фотоматрицей заполнен средой $n_1 > \lambda_2/\lambda_1$ с толщиной слоя d_1 и слоем воздуха $n_2 = 1$ толщиной d_2 , то расстояние от носителя голограмм до плоскости формирования изображения $R_{сч} = d_1 + d_2$ определяется из уравнения (см. рис. 1, е)

$$(R_{зап}/\mu - d_2)[\operatorname{tg}(\varphi + \Delta\varphi/2) - \operatorname{tg}(\varphi - \Delta\varphi/2)] = \\ = d_1[\operatorname{tg}(\theta + \Delta\theta/2) - \operatorname{tg}(\theta - \Delta\theta/2)].$$

Отсюда

$$R_{сч} = \frac{R_{зап}}{\mu} + d_1 \left[1 - \frac{\operatorname{tg}(\theta + \Delta\theta/2) - \operatorname{tg}(\theta - \Delta\theta/2)}{\operatorname{tg}(\varphi + \Delta\varphi/2) - \operatorname{tg}(\varphi - \Delta\varphi/2)} \right].$$

Для параксиальных лучей

$$R_{сч} = R_{зап}/\mu + (1 - 1/n)d_1, \quad (2)$$

где $n = n_1$. Смещение точки изображения при использовании двух компенсирующих сред составляет

$$\Delta l = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} - d_2 \operatorname{tg} \varphi - d_1 \operatorname{tg} [\arcsin ((1/n) \sin \varphi)].$$

Из соотношения (2) находим $d_2 = R_{зап}/\mu - d_1/n$. Тогда

$$\Delta l = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} - \left(\frac{R_{зап}}{\mu} - \frac{d_1}{n} \right) \frac{\sqrt{(x_1 + \Delta x - x_2)^2 + (y_1 + \Delta y - y_2)^2}}{R_{зап}/\mu} - \\ - d_1 \operatorname{tg} \left\{ \arcsin \left[\frac{1}{n} \sin \left(\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{(x_1 + \Delta x - x_2)^2 + (y_1 + \Delta y - y_2)^2}}{R_{зап}/\mu} \right) \right] \right\}. \quad (3)$$

Положив в соотношение (3) $\Delta l = 0$, получим выражение для d_1 , при котором смещение компенсируется полностью:

$$d_1 = \frac{(R_{зап}/\mu) f - \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2}}{f/n - \operatorname{tg} \{ \arcsin [(1/n) \sin (\operatorname{arctg} f)] \}}, \quad (4)$$

где

$$f = \sqrt{(x_1 + \Delta x - x_2)^2 + (y_1 + \Delta y - y_2)^2} / (R_{зап}/\mu). \quad (5)$$

В формуле (3) линейное смещение точек изображения, восстановленного при использовании двух компенсирующих сред, выражено через координаты голограмм и точек в транспаранте, а также точек изображения при $n = 1$. Однако величина искажений изображений зависит не столько от линейных, сколько от угловых размеров матриц голограмм и транспарантов. Можно показать, что величина некомпенсированного смещения точки в изображении Δl является функцией угла φ , под которым с голограммы видна соответствующая точка в плоскости транспаранта.

Действительно, используя выражения для Δx , Δy [4]:

$$\Delta x = [(\mu^2 - 1)/2R_{зап}^2] [(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2] (x_1 - x_2), \\ \Delta y = [(\mu^2 - 1)/2R_{зап}^2] [(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2] (y_1 - y_2),$$

нетрудно преобразовать подкоренное выражение формулы (3), содержащее Δx и Δy , к виду

$$\sqrt{(x_1 + \Delta x - x_2)^2 + (y_1 + \Delta y - y_2)^2} = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} + \\ + [(\mu^2 - 1)/2R_{зап}^2] [(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]^{3/2}.$$

Учитывая, что угол φ , под которым с голограммы видна точка транспаранта, определяется выражением

$$\operatorname{tg} \varphi = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} / R_{зап},$$

преобразуем формулы (3) и (4) соответственно к виду

$$\Delta l = R_{\text{зап}} \operatorname{tg} \psi - (R_{\text{зап}} - (\mu/n)d_1) [\operatorname{tg} \psi + ((\mu^2 - 1)/2) \operatorname{tg}^3 \psi] - d_1 \times \\ \times \operatorname{tg} \{ \arcsin [(1/n) \sin (\arctg \mu [\operatorname{tg} \psi + ((\mu^2 - 1)/2) \operatorname{tg}^3 \psi])] \}, \quad (6)$$

$$d_1 = \frac{((\mu^2 - 1)/2) R_{\text{зап}} \operatorname{tg}^3 \psi}{(\mu/n) [\operatorname{tg} \psi + ((\mu^2 - 1)/2) \operatorname{tg}^3 \psi] - \operatorname{tg} \{ \arcsin [(1/n) \sin (\arctg \mu [\operatorname{tg} \psi + ((\mu^2 - 1)/2) \operatorname{tg}^3 \psi])] \}}. \quad (7)$$

Из формулы (7) следует, что толщины компенсирующей среды d_1 и воздушного слоя d_2 , при которых смещения компенсируются полностью ($\Delta l = 0$), зависят от угла ψ . Если угловые размеры матрицы голограмм и транспаранта заданы, то можно проводить расчет d_1 и d_2 при $\psi = \psi_{\text{max}}$, для которого Δx и Δy максимальны. Подставив в (7) $\psi = \psi_{\text{max}}$, получим значение d_1 , при котором смещения компенсируются полностью для точек изображения, видимых с голограммы под наибольшими углами. Как следует из формул (6) и (7), для других точек изображения, за исключением тех, которым соответствует $\psi = 0$, смещения Δl отличны от нуля.

На рис. 2 представлены графики зависимости $\Delta l(\operatorname{tg} \psi)$ при d_1 , рассчитанном по формуле (7), для $R_{\text{зап}} = 50$ мм, $\lambda_2 = 0,84$ мкм, $n = 1,452$ и пяти значений $\operatorname{tg} \psi_{\text{max}} = 0,198$ (линейка голограмм длиной 10,5 мм, транспарант, содержащий 32×32 ячейки с шагом 0,25 мм): $\operatorname{tg} \psi_{\text{max}} = 0,343$ (матрица голограмм размером $16,5 \times 16,5$ мм², транспарант 32×32); $\operatorname{tg} \psi_{\text{max}} = 0,371$ (матрица та же, транспарант 40×40); $\operatorname{tg} \psi_{\text{max}} = 0,392$ (матрица та же, транспарант 46×46); $\operatorname{tg} \psi_{\text{max}} = 0,428$ (матрица та же, транспарант 56×56). Из графиков рис. 2 видно, что при всех указанных значениях $\operatorname{tg} \psi_{\text{max}}$ максимальные некомпенсированные смещения точек изображения не превышают 18 мкм, что составляет менее 20 % от линейного размера элементарной ячейки фотоматрицы. Смещения такого порядка допустимы для достоверной регистрации оптических сигналов. Из графиков рис. 2 также видно, что при любых ψ , лежащих в интервале $0 \div \psi_{\text{max}}$, Δl отрицательны, что соответствует смещению точек к центру изображения. Кроме того, кривые $\Delta l(\operatorname{tg} \psi)$ имеют экстремум Δl_{max}^- при некотором значении $0 < \psi' < \psi_{\text{max}}$, зависящем от ψ_{max} . Для точек транспаранта, видимых с голограмм под углом ψ' , характерны наибольшие значения некомпенсированных смещений в восстановленном изображении. Геометрическое место этих точек транспаранта представляет собой отрезки дуг окружностей радиусом $R_{\text{зап}} \operatorname{tg} \psi'$, проведенных вокруг каждой из голограмм матрицы и лежащих в пределах площади транспаранта. Расчеты показывают, что $|\Delta l_{\text{max}}^-|$ достигает принятого допустимого значения $\Delta l_{\text{доп}} = 20$ мкм при $\operatorname{tg} \psi_{\text{max}} = 0,44$.

Оптимизация параметров сред. При заданном ψ_{max} абсолютная величина максимального смещения точек изображения может быть минимизирована, если рассчитать толщину компенсирующего слоя d_1 , удовлетворяющую условию

$$\Delta l_{\text{max}}^+ = |\Delta l_{\text{max}}^-|, \quad (8)$$

т. е. найти такое $d_{1\text{opt}}$, при котором максимальные положительные и отрицательные смещения будут равны по абсолютной величине. В связи с тем, что аналитическое исследование выражения (6) затруднительно, оптимизацию некомпенсированных смещений можно провести графоаналитически.

На рис. 3 представлены графики зависимости $|\Delta l_{\text{max}}^-| = f(d_1)$, а также зависимостей $\Delta l_{\text{max}}^+ = \Delta l|_{\psi=\psi_{\text{max}}} = F(d_1)$, рассчитанные по формуле (6) для различных значений ψ_{max} . Абсциссы точек пересечения кривой $|\Delta l_{\text{max}}^-| = f(d_1)$ и прямых $\Delta l_{\text{max}}^+ = F(d_1)$ определяют значения $d_{1\text{opt}}$, удовлетворяющего условию (8) при различных ψ_{max} . Из графиков видно, что абсолютные значения смещений точек восстановленных изображений не превышают 13 мкм.

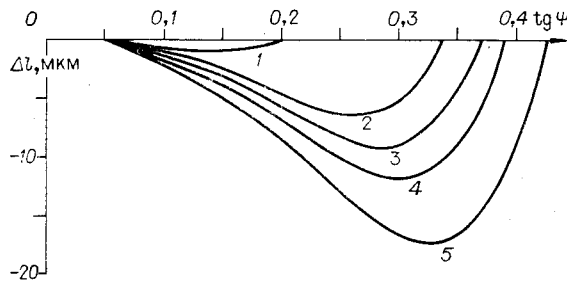


Рис. 2. Зависимость некомпенсированного смещения точки изображения от $\text{tg } \psi$ при d_1 , удовлетворяющем условию $\Delta l(\text{tg } \psi_{\text{max}}) = 0$ и $\text{tg } \psi_{\text{max}} = 0,198$ (1); 0,343 (2); 0,371 (3); 0,392 (4); 0,428 (5).

Таким образом, показано, что при угловых размерах матриц голограмм и транспарантов, ограниченных значением $\text{tg } \psi_{\text{max}} \approx 0,43$, применение двух компенсирующих сред с показателями преломления $n_1 \geq \lambda_2/\lambda_1$, $n_2 = 1$ позволяет уменьшить искажения изображений, вызванные двухволновым режимом записи-считывания, до приемлемой величины. Применение двух компенсирующих сред при восстановлении голограмм позволяет в значительной степени снять ограничения, накладываемые на информационную емкость ГЗУ с двухволновым режимом записи-считывания. При этом на показатели преломления компенсирующих сред не накладываются жесткие требования соответствия отношению длин волн излучения считывающего и записывающего источников.

Влияние соотношения длин волн. В случае практической реализации ГЗУ на основе полупроводниковых лазеров важное значение имеет разброс длин волн излучения инжекционных лазеров. Рассмотрим влияние разброса длин волн считывающих полупроводниковых лазеров при восстановлении изображений с применением двух компенсирующих сред.

Будем различать два случая: 1) считывание матрицы голограмм осуществляется с помощью одного лазера и отклоняющей системы; 2) считывание матрицы голограмм проводится матрицей инжекционных лазеров. В первом случае необходимо определить диапазон длин волн инжекционных лазеров, излучением которых могут восстанавливаться неискаженные изображения ($\Delta l_{\text{max}} \leq \Delta l_{\text{доп}}$) при использовании компенсатора с фиксированной длиной $d_1 = \text{const}$ и изменении толщины воздушного слоя d_2 в зависимости от λ_2 . Во втором случае необходимо найти также допустимый диапазон длин волн излучения в матрице лазеров, но при условии $d_1 = \text{const}$, $d_2 = \text{const}$.

Рис. 4. Зависимость некомпенсированного смещения точки изображения от $\text{tg } \psi$ при $d_1 = 43,15$ мм, $d_2 = d_2(\lambda_2)$, $\lambda_2 = 0,822$ (1); 0,83 (2); 0,84 (3); 0,85 (4); 0,858 мкм (5).

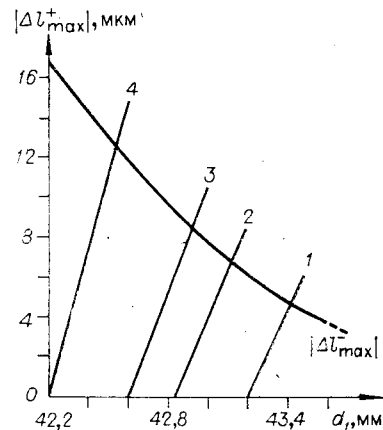


Рис. 3. Зависимость максимальных некомпенсированных смещений точек изображения $|\Delta l_{\text{max}}^-|$ и $|\Delta l_{\text{max}}^+|$ от толщины слоя компенсирующей среды при $\text{tg } \psi_{\text{max}} = 0,343$ (1); 0,371 (2); 0,392 (3); 0,428 (4).

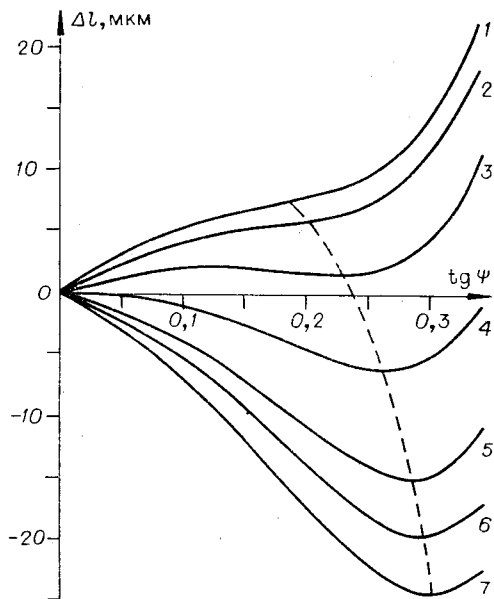


Рис. 5. Зависимость некомпенсированного смещения точки изображения от $\operatorname{tg} \psi$ при $d_1 = 43,15$ мм, $d_2 = 7,8$ мм, $\lambda_{\text{ср}} = 0,84$ мм, $\Delta\lambda = -1$ (1); $-0,85$ (2); $-0,5$ (3); 0 (4); $0,5$ (5); $0,75$ (6); 1 нм (7).

На рис. 4 представлены графики зависимости смещения $\Delta l(\operatorname{tg} \psi)$, рассчитанного по формуле (6) при $R_{\text{зап}} = 50$ мм, $\operatorname{tg} \psi_{\text{max}} = 0,343$ (материал компенсатора — кварц). Как видно из рисунка, в интервале длин волн $0,822 \div 0,858$ мкм максимальное линейное смещение точек изображений не превышает 20 мкм. Расчеты показывают, что при угловых размерах матриц голограмм и транспарантов, ограниченных значением $\operatorname{tg} \psi_{\text{max}} \approx 0,2$, интервал допустимых длин волн перекрывает весь волновой диапазон излучения инжекционных лазеров. Это означает, что один и тот же кварцевый компенсатор длины d_1 может использоваться при восстановлении матриц голограмм полупроводниковым лазером с длиной волны, лежащей в диапазоне $0,8 \div 0,92$ мкм.

При увеличении угловых размеров матриц голограмм и транспарантов до $\operatorname{tg} \psi_{\text{max}} \approx 0,4$ диапазон длин волн лазеров, которые могут быть использованы для считывания при фиксированной длине компенсатора d_1 , сокращается до 20 нм.

На рис. 5 приведены графики зависимости $\Delta l(\operatorname{tg} \psi)$, рассчитанные по формуле (6) для $R_{\text{зап}} = 50$ мм, $\operatorname{tg} \psi_{\text{max}} = 0,343$ и нескольких значений отклонения длины волны считывающего источника $\Delta\lambda$ от среднего значения. При указанных значениях $\operatorname{tg} \psi_{\text{max}}$, $R_{\text{зап}}$, $\lambda_{\text{ср}}$ допустимый разброс длин волн в матрице лазеров, при котором $\Delta l_{\text{max}} = \pm 20$ мкм, не должен превышать 1,6 нм. Это требование является весьма жестким. Расчеты показывают, что даже при относительно небольших угловых размерах матриц голограмм и транспарантов ($\psi_{\text{max}} = 12^\circ$) некомпенсированные искажения изображения в плоскости регистрации вследствие изменения длины волны считывающего источника ограничивают допустимый разброс длин волн излучения до величины $\Delta\lambda = \pm 1,45$ нм.

На рис. 6 представлена схема ГЗУ, содержащая компенсатор дисторсии 4, выполненный в виде кварцевой призмы. Конструкция компенсатора предусматривает вывод не продифрагированных на голограммах считывающих пучков и потому обеспечивает высокое соотношение сигнал — шум ($\sim 15 \div 20$) в восстановленных изображениях.

Эффективность предложенного метода компенсации дисторсии была

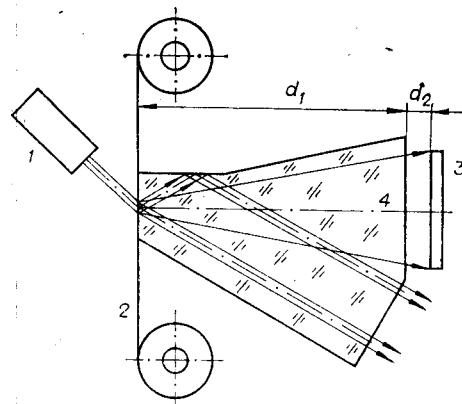


Рис. 6. Оптическая схема ГЗУ с компенсатором:

1 — линейка инжекционных лазеров, 2 — носитель голограмм, 3 — фотоматрица, 4 — компенсатор.

вающего пучка на голограмму скорректирован ($\sin \alpha_{\text{сч}} = \mu \sin \alpha_{\text{оп}}$, где $\alpha_{\text{оп}}$ — угол падения опорного пучка при записи). Выполнение указанного условия возможно при введении в схему ГЗУ дифракционной решетки с переменной пространственной частотой [5].

подтверждена на макете ГЗУ, включающем 8-элементную интегральную линейку инжекционных лазеров, пленочный носитель с голограммами и фотоматрицу МФ-14. В макете использовался компенсатор из оптического стекла марки К-2. Макет продемонстрировал возможность достоверного считывания линейки из восьми голограмм, расположенных с шагом 1,5 мм.

Заключение. Таким образом, показано, что весьма эффективным методом компенсации дисторсии изображений, вызванной двухволновым режимом записи-считывания, является использование двух компенсирующих сред, заполняющих промежутки между носителем голограмм и фотоматрицей. Одной из этих сред может быть воздух, а другой — плотная среда с показателем преломления $n \geq \lambda_2/\lambda_1$, при этом толщина обеих компенсирующих слоев должна быть оптимизирована в зависимости от λ_2/λ_1 , n , $R_{\text{зап}}$, $\text{tg } \psi_{\text{max}}$. Применение двух компенсирующих сред позволяет практически полностью скомпенсировать дисторсию восстановленных изображений, увеличить угловой размер матриц голограмм и транспарантов до $\sim 23^\circ$ и тем самым в значительной степени снять ограничения, накладываемые на информационную емкость ГЗУ с двухволновым режимом записи-считывания.

Показано, что при считывании матриц голограмм с помощью одного полупроводникового лазера и отклоняющей системы диапазон длин волн излучения, соответствующий (при фиксированной толщине компенсатора d_1) смещению точек изображения не более ± 20 мкм, достаточно широк: $10 \div 20$ нм. В этом случае толщина воздушного слоя d_2 должна изменяться в зависимости от длины волны считывающего источника.

Показано также, что допустимый разброс длин волн в матрице инжекционных лазеров весьма ограничен вследствие изменения масштаба изображения в плоскости регистрации и составляет при $R_{\text{зап}} = 50$ мм, $\psi_{\text{max}} = 12^\circ$ и допустимых смещениях элементов изображения ± 20 мкм не более $\pm 1,45$ нм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Твердохлеб П. Е. Голографическая память и информационные машины.— Автометрия, 1980, № 2.
2. Выдрин Л. В. и др. Экспериментальная оптико-электронная (голографическая) система памяти.— Автометрия, 1980, № 2.
3. Никитин В. В., Самойлов В. Д., Семенов Г. И. Влияние параметров инжекционных лазеров на восстановление фазовых голограмм.— Квант. электроника, 1974, т. 1, № 1.
4. Майорчук М. А., Самойлов В. Д. Информационная емкость запоминающего устройства при записи и считывании голограмм источниками с различными длинами волн излучения.— Квант. электроника, 1974, т. 1, № 3.
5. Костров Н. А., Майорчук М. А. Компенсация ширины спектра излучения лазеров в голографических запоминающих устройствах.— Квант. электроника, 1975, т. 2, № 8.

Поступила в редакцию 22 октября 1982 г.

УДК 681.327.77 : 778.4

А. А. БОРИСКЕВИЧ, В. К. ЕРОХОВЕЦ, Н. А. ЯРМОШ

(Минск)

ОЦЕНКА ВЫСШИХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЧАСТОТ ПРИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ МИКРОЗАПИСИ ТЕКСТО-ГРАФИЧЕСКИХ ДОКУМЕНТОВ

Известно, что пространственные частоты транспаранта с тексто-графической информацией определяют протяженность пространственного фурье-спектра и, как следствие этого, размер микроголограммы [1].