

УДК: 53.087.53+778.38

ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ ДЛЯ ЗАПИСИ БЕСЩЕЛЕВОЙ РАДУЖНОЙ ГОЛОГРАММЫ (БРГ)

КУЛМУРЗАЕВ Н.М.

(КГУСТuА им/ Н. Исанова, кафедра физики)

izvestiya@ktu.aknet.kg

Аннотация

Рассматриваются особенности голографических сред, позволяющих записывать голограммы по методу бесщелевой радужной голограммы (БРГ).

1. Введение

При освещении известных типов голограмм [1,2] опорной волной восстанавливается только одно изображение – мнимое или действительное.

Однако при освещении голограммы лазерным светом, записанной по методу А. Маринова (БРГ), одновременно наблюдается несколько изображений как в области действительного, так и в области мнимого изображения. При освещении ее белым светом эти же изображения наблюдаются в цветах радуги [3].

Теория БРГ разработана А. Мариновым. Ниже покажем, что для этих целей нужно использовать голографические материалы с фазовой модуляцией, у которых от экспозиции зависит либо показатель преломления n_0 , либо толщина d . Обычно они почти идеально прозрачны, так что можно принять коэффициент поглощения $\alpha = 0$. Для этого фотоэмульсионный слой проявленной голограммы отбеливается, т.е.

растворяет металлическое серебро, которое выделяется при проявлении. При этом голограмма становится прозрачной, но на ней остается рельеф. Разность фаз света, прошедшего через слой диэлектрика толщиной d с показателем преломления n_0 и

через слой воздуха той же толщины, описывается с выражением:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi(n_0 - 1)d}{\lambda_0}$$

(1)

Для тонкослойных голограмм на практике изменение Δn_0 намного меньше, чем изменяя толщины слоя Δd . Поэтому изменение разности фаз световой волны пропорционально толщине рельефа отбеленной голограммы. С другой стороны, сдвиг фазы прошедшей волны света, падающей на данную точку голограммы при ее записи [3] через её интенсивности $I(X, H)$, можно представить как:

$$\Delta\Phi \approx I(x, y). \quad (2)$$

При этом коэффициент пропускания чисто фазовой голограммы определяется выражением: $t(x, y) \approx \exp(iI(x, y))$. (3)

Рассмотрим основные особенности голограмм, зарегистрированных по методу БРГ.

Рассмотрим голограмму, записанную с помощью обобщенной схемы, где интенсивность падающего света определяется по формуле:

$$I(x, y) = \left| \bar{A} + a_0 \exp(i(\varphi_0 + \gamma)) + a_1 \exp(i(\varphi_1 + \gamma)) \right|^2 = A^2 + a_0^2 + a_1^2 + 2Aa_1 \cos(\gamma + \psi - \varphi_1) + \quad (4)$$

$$2a_0a_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_0) + 2Aa_0 \cos(\gamma + \psi - \varphi_0),$$

$$I(x, y) \cong \tau_0 + \tau_1 + \tau_2 + \tau_3, \quad (5)$$

где компоненты интенсивности выражаются через экспоненты:

$$\tau_0 = A^2 + a_0^2 + a_1^2,$$

$$\tau_1 = c_1 [\exp(-i(\varphi_1 - \varphi_0)) + \exp(i(\varphi_1 - \varphi_0))] = \tau_1^- + \tau_1^+,$$

$$\tau_2 = c_2 [\exp(-i(\gamma + \psi - \varphi_1)) + \exp(i(\gamma + \psi - \varphi_1))] = \tau_2^- + \tau_2^+, \quad (6)$$

$$\tau_3 = c_3 [\exp(-i(\gamma + \psi - \varphi_0)) + \exp(i(\gamma + \psi - \varphi_0))] = \tau_3^- + \tau_3^+,$$

$$c_1 = a_0a_1, \quad c_2 = Aa_1, \quad c_3 = Aa_0.$$

A, a_0, a_1 соответственно амплитуда и фазы опорной, предметной и сосной предметной волны. Такую голограмму обрабатываем в линейном режиме (ГП=2), подвергая процессу отбеливания так, чтобы она превратилась в фазовую.

Такими свойствами обладают фотопластинки с галюидосеребряными покрытиями. При этом фоновые (A^2, a_0^2, a_1^2) изображения устраняются, и амплитуды интерференционных членов c_1, c_2 и c_3 принимают постоянные значения по всей плоскости голограммы. Согласно (3), пропускание такой голограммы выражается через экспоненты: $t(x, y) = \exp(iI(x, y)) = \exp(i\tau_1) \exp(i\tau_2) \exp(i\tau_3)$, (7) и представляет собой произведение четырех экспоненциальных членов. Поскольку при отбеливании фоновое изображение убирается, то $\exp(i\tau_0) = 1$.

Поэтому пропускание фазовой голограммы выражается через произведения трех экспоненциальных членов τ_i

$$t(x, y) = \exp(i\tau_1) \exp(i\tau_2) \exp(i\tau_3). \quad (8)$$

Используем это выражение для анализа свойства полученной голограммы. Для этого разложим в ряд экспоненциальные функции, $\exp(i\tau_i)$ поскольку эти функции содержат периодическую функцию $\cos \omega_i$ разложим их в ряд по функциям Бесселя:

$$\begin{aligned} \exp(i\tau_i) = \exp(ic_i \cos \omega_i) = 1 + i[I(c_i)\exp(i\omega_i) - I_{-1}(c_i)\exp(i\omega_i) - \\ - I_2(c_i)\exp(i2\omega_i) - I_{-2}(c_i)\exp(-i2\omega_i) + \dots \end{aligned} \quad (9)$$

где $i = 1, 2, 3$; $c_1 = a_0 a_1$, $c_2 = A a_1$, $c_3 = A a_0$.

Если индекс модуляции $c_i = 0,5$, то достаточно ограничиться первыми порядками функции Бесселя, что практически соответствует, при освещении голограммы, возникновению только 0 и ± 1 порядков дифракции. Если индексы модуляции лежат в интервале $0,5 \leq c_i \leq 1$, то необходимо учитывать вторые порядки функции Бесселя, что равнозначно, при освещении голограммы, возникновению вторых порядков дифракции.

В наших экспериментах при записи голограммы использовано условие $A \geq a_0 \geq a_1$. Обычно выбирают соотношение между амплитудами полей: $a_0 \leq A/2$, $a_1 \leq a_0/2$. (10)

Если условно будем считать $A = 1$, то индексы модуляции будут $c_1 < 0,5$, $c_2 < 0,5$, $c_3 < 0,5$. Это означает, что все три голограммы будут записываться в линейном режиме. После соответствующих анализов функций Бесселя в (9) и в соответствии (10), выбрасывая вторые и более высокие члены ряда функций Бесселя, получаем выражения описывающих волн при освещении голограммы волной совпадающей с исходной опорной волной $\vec{A}(k)$. За голограммой возникают три пучка света, соответствующих 0, ± 1 порядкам дифракции:

$$\vec{U}(k) = \vec{A}(k)t(x, y) = \vec{U}_0(k) + \vec{U}_{+1}(k) + \vec{U}_{-1}(k), \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \vec{U}_0(k) &= \vec{A}(k) \left\{ 1 - \frac{1}{4}(\tau_3^+ \tau_2^- + \tau_3^- \tau_2^+) + \frac{1}{2}(\tau_1^+ + \tau_1^-) \right\}, \\ \vec{U}_1(k) &= \vec{A}(k) \left\{ -\frac{1}{2}(\tau_1^+ \tau_1^-)(\tau_2^+ \tau_3^+) + i \frac{1}{2}(\tau_2^+ + \tau_3^+) \right\}, \\ \vec{U}_{-1}(k) &= \vec{A}(k) \left\{ -\frac{1}{2}(\tau_1^- \tau_2^+)(\tau_2^- \tau_3^-) + i \frac{1}{2}(\tau_2^- + \tau_3^-) \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

Найдем интенсивность полей 0 и ± 1 порядков дифракции после голограммы:

$$I_0 \cong A^2 \left[1 - \frac{1}{2}(\tau_3^+ \tau_2^- + \tau_3^- \tau_2^+) + \frac{1}{4} \tau_1^- \tau_1^+ \right]. \quad (13)$$

Аналогично, пренебрегая малыми членами, получим в интенсивность поля для в +1 порядке дифракции

$$I_{+1} \cong \frac{A^2}{4} (\tau_2^+ + \tau_3^+) (\tau_2^- + \tau_3^-) = \frac{A^2}{4} [\tau_3^+ \tau_3^- + \tau_2^+ \tau_2^- + (\tau_3^+ \tau_2^- + \tau_3^- \tau_2^+)]. \quad (14)$$

Аналогично находим выражение для интенсивности поля в -1 порядке дифракции: $I_{-1} \cong \frac{A^2}{4} [\tau_3^- \tau_3^+ + \tau_2^- \tau_2^+ + (\tau_3^- \tau_2^+ + \tau_3^+ \tau_2^-)]$. (15)

В выражениях (13-15) компоненты описывают: $\tau_3^+ \tau_3^-$ – когерентный фон в направлениях ± 1 порядков дифракции; $\tau_2^- \tau_2^+$ – мнимое и действительное изображения Френеля в ± 1 порядках дифракции; $\tau_3^+ \tau_2^- + \tau_3^- \tau_2^+$ – проекционные изображения, непрерывно переносимые лучами порядков дифракции в мнимой и действительной областях.

При освещении голограммы белым светом компоненты описывают: $\tau_3^+ \tau_3^-$ – процесс разложения белого света в радуу регулярной голографической решеткой, $\tau_2^+ \tau_2^-$ – восстановленные действительные и мнимые изображения в цветах радуги, $\tau_3^+ \tau_3^- + \tau_3^- \tau_2^+$ – сфокусированные изображения не самой голограмме, $\tau_1 \tau_1^*$ – изображения Габора в белом свете на восстанавливаются.

Сравнивая выражения (13-15), для интенсивностей пучков дифрагированных от голограмм. По обобщенной схеме видим, что введение в схему записи голограммы, второй опорной волны, соосной с предметной, приводит к записи голограмм по методу БРГ.

При этом регистрирующие среды голограммы должны удовлетворять условию (3).

Выводы: Одним из требований записи голограмм, обладающих свойствами голограммы БРГ, является использование регистрирующих сред, удовлетворяющих условию (3), на подобие галоидосеребряной.

Литература

1. Gabor D. Proc. Roy. Soc.(London). 1949, a 197, p. 454.
2. Leith E., Upatnieeks J. //J. Opt. Soc. Amer., 1962. v.52, p.1123.
3. Maripov A. // J. Optics (Paris), 1995, v.26, № 5, p.201-208.

SOME FEATURES OF THE RECORDING MEDIUM FOR THE SLITLESS RAINBOW HOLOGRAM RECORDING

Kulmurzaev N.M.

(N. Isanov's KSUBT and A, Department "Physics")

Some features of the recording medium for the slitless rainbow hologram recording are considered.