УДК 53.087.53+778.38
Н.М. КУЛМУРЗАЕВ, Ю.Х. ИСМАНОВ, Н.А. ТУРГУНБАЕВ
E.mail. ksucta@elcat.kg

РЕГИСТРИРУЮЩИЕ СРЕДЫ ДЛЯ ГОЛОГРАФИИ И РАДУЖНАЯ ГОЛОГРАФИЯ

Макалада голографиялык каттоочу чөйрөнүн жалпы касиети каралат. Жылчыксыз кубулжуган голограмманы жазуу мисалында кубулжу голограммасындагы каттоочу чөйрөнү пайдалануунун өзгөчөлүктөрү каралган.

В статье рассматриваются общие свойства голографических регистрирующих сред. На примере записи бесщелевой радужной голограммы рассмотрены особенности использования регистрирующих сред в радужной голографии.

General properties of the holographic recording media are considered in the paper. Example of the using of the recording media in rainbow holography is considered too.

К оптическим регистрирующим средам относятся среды, в которых под действием света происходят изменения их физико–химических свойств, что в свою очередь приводит к изменению их двух основных характеристик:

1. Оптической длины пути (показателя преломления или толщины материала).
2. Коэффициента поглощения света.

Регистрирующие среды подразделяются на плоские (двумерные) и объёмные (трёхмерные или толстые). Для классификации используется параметр, который иногда их называют критерий Клейна /1/:

$$Q = \frac{2\pi\lambda d}{n\Lambda^2} \qquad (1)$$

где λ — длина волны; d — толщина слоя; n — средний коэффициент преломления слоя; Λ — расстояние между интерференционными плоскостями.

Объёмными (толстыми) голограммами считаются такие, у которых $Q > 10$. И наоборот, голограмма считается тонкой (плоской), когда $Q < 1$.

Экспонирование и проявление светочувствительных материалов изменяют их оптические свойства. Для простоты рассмотрим распространение световой волны в однородной среде с поглощением. Плоская волна $\vec{A}_0$, прошедшая расстояние d в такой среде, выходит из нее, имея комплексную амплитуду

$$\vec{A} = \vec{A}_0 \exp(-\gamma d) = \vec{A}_0 \exp(-\alpha d)\exp(-i\beta d), \qquad (2)$$

где $\beta = 2\pi n_0 / \lambda$ - постоянная распространения, α - амплитудный коэффициент поглощения, λ - длина волны света, n_0- показатель преломления среды и $\alpha << \beta$.

В этом случае амплитудный коэффициент пропускания среды можно записать в виде

$$t_A = \frac{\vec{A}}{\vec{A}_0} = \exp(-\alpha d)\exp(-i\frac{2\pi n_0}{\lambda_0}d) \qquad (3)$$

При экспонировании и проявлении должен изменяться, по крайней мере, один из этих параметров: α, n_0, или d. Обычно меняется существенно лишь один из этих параметров. Поэтому светочувствительные материалы можно разделить на две группы:

1. Материалы с амплитудной модуляцией (поглощающие), у которых α зависит от экспозиции.

2. Материалы с фазовой модуляцией, у которых от экспозиции зависит либо n_0, либо d.

На материалах с амплитудной модуляцией интерференционная картина регистрируется в форме пространственной вариации поглощения. Примером таких материалов могут служить галоидосеребряные фотографические слои, фотохромные стекла и фотохромные органические стекла.

При этом амплитудное пропускание равно

$$t_A = \exp(-\alpha d), \tag{4}$$

и коэффициент пропускания по интенсивности будет

$$t_I = \frac{I}{I_0} = t_A^2 = \exp(-2\alpha d), \tag{5}$$

где I и I_0- соответственно интенсивности прошедшей и падающей волн света.

В галоидосеребряных фотографических материалах, используемых в нашей работе принципиально возможен способ регистрации с амплитудной модуляцией за счет изменения амплитудного пропускания коэффициента t_A, пропорционального интенсивности света в плоскости голограммы

$$t_A = \sqrt{t_I} = [I(x,y)]^{-\frac{1}{2}} \tag{6}$$

При обработке голограммы до контрастности ГП-2, амплитудное пропускание будет равно интенсивности света

$$t_A(x,y) = I(x,y) \tag{7}$$

Однако в действительности такую регистрацию трудно реализовать.

В результате фотопроцесса, возникновения рельефа на поверхности пластинки на стадии восстановления голограммы сопровождается с фазовой модуляцией. Известен способ преодоления этой трудности с помощью иммерсионной ячейки. Эта ячейка состоит из двух параллельных плоских стеклянных пластин, пространство между которыми заполнено жидкостью с коэффициентом преломления близким к коэффициенту преломления эмульсии пленки. Если проявленную пленку (без отбеливания) погрузить в такую жидкостную ячейку, то общее комплексное амплитудное пропускание будет равно пропусканию по интенсивности (6) и фазовый множитель в (7) будет равен единице.

Более перспективен способ регистрации голограмм на материалах с фазовой модуляцией. Обычно они почти идеально прозрачны, так что можно принять коэффициент поглощения $\alpha = 0$. Чтобы достигнуть этого, фотоэмульсионный слой проявленной голограммы отбеливают, т.е. растворяют металлическое серебро, которое выделилось при проявлении. В результате 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 выражением /2/

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi(n_0 - 1)d}{\lambda_0} \tag{8}$$

На практике, для тонкослойных голограмм изменение Δn_0 намного меньше, чем изменение толщины слоя Δd.

Поэтому изменение разности фаз световой волны пропорционально толщине рельефа отбеленной голограммы. С другой стороны сдвиг фазы прошедшей волны света I , падающей на данную точку голограммы при ее записи, можно представить, как

$$\Delta\Phi \approx I(x,y)\,. \tag{9}$$

Таким образом, коэффициент пропускания чисто фазовой голограммы согласно (7) определяется выражением

$$t(x,y) \approx \exp(iI(x,y))\,. \tag{10}$$

Определим основные особенности голограмм, зарегистрированных по методу бесщелевой радужной голографии (БРГ)

Рассмотрим голограмму, записанную по обобщенной схеме /3/. Интенсивность падающего света определяется в ней по формуле

$$I(x,y) = \left|\vec{A} + a_0\exp(i(\varphi_0+\gamma) + a_1\exp(i(\varphi_1+\gamma))\right|^2 =$$

$$A^2 + a_0^2 + a_1^2 + 2Aa_1\cos(\gamma+\psi-\varphi_1) + \tag{11}$$

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

$$I(x,y) \cong \tau_0 + \tau_1 + \tau_2 + \tau_3\,, \tag{12}$$

где компоненты интенсивности выражаются через экспоненты

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

$$\tau_1 = C_1\left[\exp(-i(\varphi_1-\varphi_0)) + \exp(i(\varphi_1-\varphi_0))\right] = \tau_1^- + \tau_1^+\,,$$

$$\tau_2 = C_2\left[\exp(-i(\gamma+\psi-\varphi_1)) + \exp(i(\gamma+\psi-\varphi_1))\right] = \tau_2^- + \tau_2^+\,, \tag{13}$$

$$\tau_3 = C_3\left[\exp(-i(\gamma+\psi-\varphi_0)) + \exp(i(\gamma+\psi-\varphi_0))\right] = \tau_3^- + \tau_3^+\,,$$

$$C_1 = a_0a_1,\ C_2 = Aa_1,\quad C_3 = Aa_0\,.$$

Такую голограмму обрабатываем в линейном режиме ГП-2, т. е. подвергаем процессу отбеливания так, чтобы она превратилась в фазовую. 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 (13), пропускание такой голограммы выражается через экспоненты

$$t(x,y) = \exp(iI(x,y)) = I\exp(i\tau_1)\exp(i\tau_2)\exp(i\tau_3)\,, \tag{14}$$

и представляет собой произведение четырех экспоненциальных членов. Поскольку при отбеливании фоновое изображение убирается, то $\exp(i\tau_0) = 1$. Отсюда, пропускание фазовой голограммы выражается через произведения трех экспоненциальных членов τ_i.

$$t(x,y) = \exp(i\tau_1)\exp(i\tau_2)\exp(i\tau_3)\,. \tag{15}$$

Используем это выражение для анализа свойств 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 /4/.

$$\exp(i\tau_i) = \exp(ic_i\cos\omega_i) = 1 + i[I(c_i)\exp(i\omega_i) - I_{-1}(c_i)\exp(i\omega_i) -$$

$$- I_2(c_i)\exp(i2\omega_i) - I_{-2}(c_i)\exp(-i2\omega_i) + \dots \tag{16}$$

где $i = 1,2,3$; c_i - индексы модуляции: $c_1 = a_0a_1$, $c_2 = Aa_1$, $c_3 = Aa_0$,

Если индекс модуляции $c_i = 0{,}5$ то достаточно ограничиться первыми порядками функции Бесселя, что на практике соответствует, при освещении голограммы, возникновению только 0 и ±1 порядков дифракции. Если индексы модуляции лежат в интервале $0.5 \le C_i \le 1$, то необходимо учитывать вторые порядки функции Бесселя, что равнозначно, при освещении голограммы, возникновению вторых порядков дифракции.

В наших экспериментах, при записи голограмм, использованы условия $A \ge a_0 \ge a_1$. Обычно выбирают соотношение между амплитудами полей,

$$a_0 \le A/2, \qquad a_1 \le a_0/2 \tag{17}$$

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.

Введем следующие обозначения

$$\omega_1 = \varphi_1 - \varphi_0,\ \omega_2 = \gamma + \psi - \varphi_1,\ \omega_3 = \gamma + \psi - \varphi_0. \tag{18}$$

Здесь: ω_1- фазы голограммы Габора (нулевой порядок дифракции), ω_2- фазы голограммы Френеля (± 1порядки дифракции), ω_3-фазы регулярной голографической решетки, соответствующих индексам модуляции голограмм Габора, Френеля и регулярной голографической решетки

$$c_1 = a_0 a_1,\ c_2 = A a_1,\quad c_3 = A a_0. \tag{19}$$

Если мы выразим коэффициент пропускания голограммы через ряды по функциям Бесселя согласно (7), ограничиваясь первыми порядками дифракции, то при освещении голограммы волной $\vec{A}(\kappa)$, совпадающей с исходной опорной волной, за голограммой возникают три пучка света, соответствующих $0, \pm 1$ порядкам дифракции.

$$\vec{U}(k) = \vec{A}(k) t(x, y) = \vec{U}_0(k) + \vec{U}_{+1}(k) + \vec{U}_{-1}(k) \tag{20}$$

Сделав ряд преобразований, и выразив конечный результат через компоненты пропускания голограммы τ_i (3), получим для волн 0 и ± 1 порядков дифракции следующие выражения

$$\begin{gathered}
\vec{U}_0(k) = \vec{A}(k)\{1 - \frac{1}{4}(\tau_3^+ \tau_2^- + \tau_3^- \tau_2^+) + \frac{1}{2}(\tau_1^+ + \tau_1^-)\}, \\
\vec{U}_1(k) = \vec{A}(k)\{-\frac{1}{2}(\tau_1^+ \tau_1^-)(\tau_2^+ \tau_3^+) + i\frac{1}{2}(\tau_2^+ + \tau_3^+)\}, \\
\vec{U}_{-1}(k) = \vec{A}(k)\{-\frac{1}{2}(\tau_1^- \tau_2^+)(\tau_2^- \tau_3^-) + i\frac{1}{2}(\tau_2^- + \tau_3^-)\}.
\end{gathered} \tag{21}$$

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

В нулевом порядке дифракции

$$\begin{gathered}
I_0 = \left|\vec{U}_0\right|^2 = A^2 \left|1 - \frac{1}{4}(\tau_3^+ \tau_2^- + \tau_3^- \tau_2^+) + i\frac{1}{2}(\tau_1^+ + \tau_1^-)\right|^2 = \\
= A^2 \left[1 - \frac{1}{2}(\tau_3^+ \tau_2^- + \tau_3^- \tau_2^+) + \frac{1}{16}(\tau_3^+ \tau_2^- + \tau_3^- \tau_2^+)(\tau_3^- \tau_2^+ + \tau_3^+ \tau_2^-) + \frac{1}{4}(\tau_1^+ + \tau_1^-)(\tau_1^- + \tau_1^+)\right]
\end{gathered} \tag{22}$$

Здесь третье слагаемое в 64 раза меньше, чем второе слагаемое. Поэтому, пренебрегая третьим, получим

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

(23)

Аналогично, пренебрегая малыми слагаемыми в ± 1 порядках дифракции, получим:

в +1 порядке дифракции интенсивность поля будет

$$I_{+1} \cong \frac{A^2}{4}\left[\tau_3^+\tau_3^- + \tau_2^+\tau_2^- + (\tau_3^+\tau_2^- + \tau_3^-\tau_2^-)\right]$$

(24)

в -1 порядке дифракции интенсивность поля будет

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

(25)

В этих выражениях при освещении голограммы когерентным светом компоненты $\tau_3^+\tau_3^-$ описывают 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.

Кроме действительного $\tau_1^+\tau_1^-$ и мнимого $\tau_1^-\tau_1^+$ изображений Габора здесь также присутствуют искаженные изображения с удвоенным фазовыми множителями $\pm i2(\varphi_1 - \varphi_2)$. Однако интенсивность этого компонента в 4 раза меньше, чем интенсивность проекционных изображений. Кроме того, легко можно разделить проекционные изображения от последних путем перемещения диффузного экрана дальше от изображения Габора по пути каждого дифракционного луча.

При освещении голограммы белым светом компоненты описывают: $\tau_3^+\tau_3^-$- процесс разложения белого света в радугу регулярной голографической решеткой, $\tau_2^+\tau_2^-$- восстановленные действительного и мнимого изображения в цветах радуги, $\tau_3^+\tau_3^- + \tau_3^-\tau_2^+$- сфокусированные изображения на самой голограмме.

Сравнивая выражения для интенсивностей пучков, дифрагированных от голограмм по обобщенной схеме и по обычной Лейтовской схеме, видим, что введение в схему записи голограммы второй опорной волны, сосной с предметной, приводит к возникновению дополнительных компонентов, описывающих механизм восстановления изображений в цветах радуги при белом свете и проекционных изображений в когерентном свете.

Список литературы

1. Оптическая обработка информации [текст] / Под ред. Д. Кейсесента; пер. с англ. под ред.С.Б.Гуревича. - М.: Мир, 1980. - 349 с.
2. Островский Ю. И. Голографическая интерферометрия [текст] / Ю. И. Островский, М. М. Бутусов, Г. В. Островская. – М.: Наука, 1977. - 339 с.
3. Maripov A. New Aspects in Rainbow Holography. J. Optics (Paris) 1991; 22: 297 .
4. Корн Г. Справочник по математике [текст] / Г. Корн, Т. Корн. – М.: Наука, 1973.- 832 с.