

ЗАПИСЬ ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАММЫ В ОБРАТИМОЙ ФХС С УЧЕТОМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОХРОМНЫХ ЧАСТИЦ ПО НОРМАЛЬНОМУ ЗАКОНУ

В.А. Жукова, В.В. Ивахник, В.И. Никонов¹

Моделируя фотохромные частицы сплошными шариками, размер которых изменяется по нормальному закону, проанализирована зависимость дифракционной эффективности динамической голограммы от толщины фотохромной среды. Исследовано изменение оптимальной толщины фотохромной среды и соответствующей ей дифракционной эффективности голограммы от параметров записывающего и стирающего голограмму излучений, среднего размера и дисперсии в распределении фотохромных частиц.

Введение

В обратимой фотохромной среде (ФХС) динамический режим записи голограммы может быть осуществлен при одновременном распространении в такой среде излучений на длинах волн λ_1 и λ_2 . Излучение на длине волны λ_1 записывает голограмму, а излучение на длине волны λ_2 стирает ее. В существующих к настоящему времени работах [1-3] запись динамической голограммы в обратимых средах рассматривается в предположении, что среда содержит фотохромные частицы одного вида. Однако, как показано в [4], наличие в ФХС частиц двух видов может существенно изменить как величину дифракционной эффективности голограммы (ДЭГ), так и оптимальную толщину ФХС, привести при определенных параметрах среды к увеличению относительной концентрации фотохромных частиц второго вида к уменьшению ДЭГ. В реальной ФХС существует бесконечный непрерывный набор видов фотохромных частиц, определяемый, как, например, в фотохромных стеклах размером частицы.

В настоящей работе исследуется дифракционная эффективность объемной голограммы в ФХС при условии, что фотохромные частицы-шарики и распределение их по размерам описывается нормальным распределением: $n(\rho) = \frac{n_0}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp(-\frac{(\rho-\rho_0)^2}{2\sigma^2})$, где ρ и ρ_0 - радиус и средний радиус частицы, σ - дисперсия, n_0 - коэффициент, определяемый объемом фотохромных частиц в объеме ФХС.

¹ Жукова Валентина Александровна, Ивахник Валерий Владимирович, Никонов Владимир Иванович, кафедра оптики и спектроскопии Самарского государственного университета

1. Запись голограммы в фотохромной среде

Пусть на фотохромную среду падают излучение с длиной волны λ_1 и интенсивностью $I_1(\vec{r})$, переводящее фотохромные частицы из формы А в форму В, и излучение с длиной волны λ_2 и интенсивностью $I_1(\vec{r})$, под действием которого осуществляется обратный переход. В равновесном состоянии концентрация фотохромных частиц радиуса ρ в форме А есть [5]

$$n_A(\vec{r}, \rho) = \frac{n(\rho)}{1 + \frac{k_1 \beta_1(\rho) I_1(\vec{r})}{k_2 \beta_2(\rho) I_2(\vec{r})}}. \quad (1)$$

Здесь $\beta_1(\rho)$, $\beta_2(\rho)$ - сечения поглощения излучения на длинах волн λ_1 и λ_2 ; k_1 и k_2 постоянные, $\vec{r}\{x, y\}$ - радиус-вектор.

Динамическую голограмму будем записывать в слое фотохромной среды, расположенном между плоскостями $z = 0$ и $z = L$. Пусть поверхности равной интенсивности записываемой интерференционной решетки располагаются перпендикулярно граням ФХС: $I_1(x, z = 0) = I_1 0 \{1 + p \cos \frac{2\pi}{\Lambda} x\}$ (где Λ - период записываемой интерференционной решетки), а стирающее излучение - плоская волна - распространяется вдоль оси Z .

Будем считать, что фотохромными свойствами обладают частицы, радиус которых лежит в интервале от ρ_{min} до ρ_{max} .

С учетом указанных выше предположений уравнения, описывающие изменение интенсивностей волн, записывающих и стирающих голограмму, по толщине ФХС, можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dI_1(x, z)}{dz} &= -I_1 \left\{ \alpha_1 + \int_0^\infty \beta^{(1)}(\rho) n(\rho) d\rho + \int_0^{\rho_{min}} \beta_1(\rho) n(\rho) d\rho + \right. \\ &\quad \left. + \int_{\rho_{max}}^\infty \beta_1(\rho) n(\rho) d\rho + \int_{\rho_{min}}^{\rho_{max}} \beta_1(\rho) n(\rho), \frac{1}{1 + \frac{k_1 \beta_1(\rho) I_1(x, z)}{k_2 \beta_2(\rho) I_2(x, z)}} d\rho \right\} \\ \frac{dI_2(x, z)}{dz} &= -I_2 \left\{ \alpha_2 + \int_0^\infty [\beta^{(2)}(\rho) + \beta_2(\rho)] n(\rho) d\rho - \int_{\rho_{min}}^{\rho_{max}} \beta_2(\rho) n(\rho) \times \right. \\ &\quad \left. \times \frac{1}{1 + \frac{k_1 \beta_1(\rho) I_1(x, z)}{k_2 \beta_2(\rho) I_2(x, z)}} d\rho \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь α_1 и α_2 - коэффициенты поглощения излучения на длинах волн λ_1 и λ_2 нефотохромными составляющими фотохромной среды; $\beta^{(1)}$, $\beta^{(2)}$ - сечения рассеяния излучений на длинах волн λ_1 и λ_2 фотохромными частицами.

Будем считать голограмму плоской волной на длине волны λ_1 , интенсивность которой намного меньше средней интенсивности излучения, записывающего голограмму. Тогда, как показано в работе [4], ДЭГ может быть представлена в виде

$$h = \left| \frac{2}{\Lambda} \int_{-\frac{\Lambda}{2}}^{\frac{\Lambda}{2}} \left\{ \frac{I_1(x, z = L)}{I_1(x, z = 0)} \right\}^{\frac{1}{2}} \exp \left(-i \frac{2\pi x}{\Lambda} \right) dx \right|^2. \quad (3)$$

При расчете ДЭГ будем считать, что фотохромные частицы - это серебряные шарики. Область фотохромизма лежит в пределах от $\rho_{min} = 2,5$ нм до $\rho_{max} = 15$ нм [6]. Удельная масса фотохромных частиц остается неизменной при изменении среднего размера фотохромной частицы, дисперсии в распределении фотохромных частиц по размерам. Запись голограммы в ФХС осуществляется излучением длиной волны $\lambda_1 = 0,63$ мкм, стирание - излучением длиной волны $\lambda_2 = 0,5$ мкм. При расчете сечений поглощения и рассеяния используются формулы Ми для сплошной частицы [7].

2. Обсуждение результатов

Численный анализ выражения (3) с учетом (2) показывает, что график зависимости ДЭГ от толщины ФХС похож на аналогичные графики для других поглощающих фоточувствительных сред: вначале ДЭГ растет, достигает максимума, а затем уменьшается, т.е. можно выделить толщину ФХС (назовем ее оптимальной толщиной (L_{opt})), при которой ДЭГ достигает наибольшего значения. Существует критическое соотношение между средними интенсивностями записывающего и стирающего голограмму излучений на передней грани ФХС ($(k_1 I_{10}/k_2 I_2(z=0))_{кр} = P_{кр}$). При $(k_1 I_{10}/k_2 I_2(z=0))_{кр} < P_{кр}$ рост толщины ФХС больше, чем L_{opt} приводит к быстрому падению ДЭГ (рис.1, кривая 1). Если же значение параметра $(k_1 I_{10}/k_2 I_2(z=0))_{кр} > P_{кр}$, то увеличение толщины ФХС больше, чем L_{opt} приводит к незначительному уменьшению ДЭГ (рис.1, кривая 2). Изменение вида зависимости ДЭГ от толщины фотохромной среды при различных соотношениях средних интенсивностей записывающего и стирающего голограмму излучений в плоскости $z = 0$ обусловлено изменением характера уменьшения интенсивности излучения на длине волны λ_1 по мере его распространения в ФХС. Так, в случае ФХС, состоящей из фотохромных частиц одного вида ($\sigma \rightarrow 0$), при $(k_1 I_1(z=0) < k_2 I_2(z=0))$ интенсивность записывающего голограмму излучения быстро, а при $(k_1 I_1(z=0) > k_2 I_2(z=0))$ медленно уменьшается с ростом толщины ФХС.

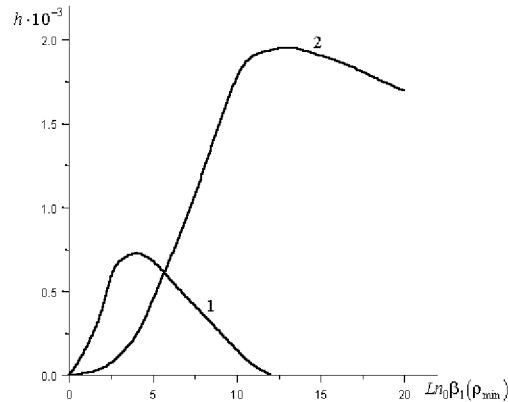


Рис. 1. Зависимость ДЭГ от толщины ФХС: $\alpha_1 = \alpha_2$, $\alpha_1 = n_0 \beta_1(\rho_{min}) \cdot 10^{-2}$, $\rho_{min} = 5$ нм, $\sigma = 2.5$ нм, $p = 0.1$, $(k_1 I_1(z=0) > k_2 I_2(z=0)) = 0.85$ (1); 0.91 (2)

Критическое значение соотношения между средними интенсивностями записывающего и стирающего голограмму излучений зависит как от глубины модуляции

записываемой интерференционной решетки, так и от параметров распределения фотохромных частиц по размерам ($P_{кр} = P_{кр}(p, \rho_0, \sigma)$). Если ФХС состоит из фотохромных частиц одного вида, изменение глубины модуляции записываемой интерференционной решетки в плоскости $z = 0$ от 1 до 0,1 при $\rho_0 = 8,75$ нм приводит к увеличению значения $P_{кр}$ от 0,57 до 0,88. При фиксированном значении параметров p и ρ_0 увеличение дисперсии в распределении фотохромных частиц по размерам уменьшает критическое значение отношения средних интенсивностей записывающего и стирающего голограмму излучений в плоскости $z = 0$.

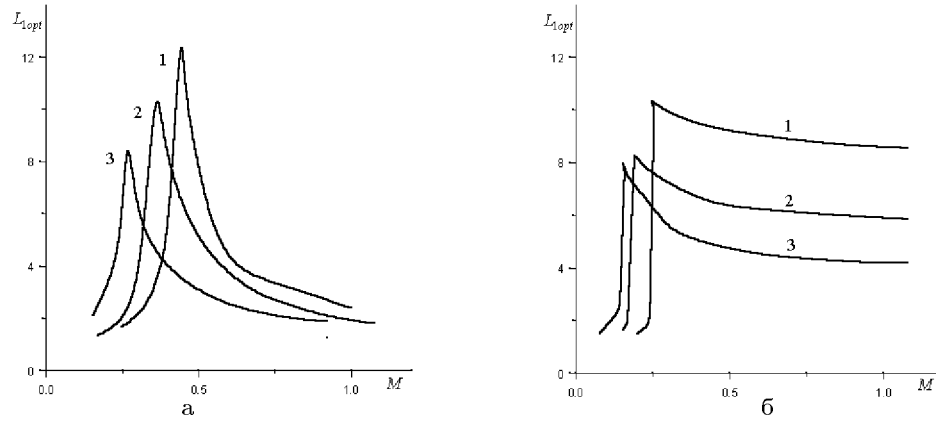


Рис. 2. Зависимость оптимальной толщины ФХС от соотношения средних интенсивностей записывающего и стирающего излучений при $p = 0.1$ (а) и $p = 0.99$ (б); $\alpha_1 = \alpha_2$, $\alpha_1 = n_0 \beta_1(\rho_{min}) \cdot 10^{-2}$, $\rho_{min} = 8.75$ нм, $\sigma = 5 \cdot 10^{-2}$ нм (1), 2.5 нм (2), 3.1 нм (3)

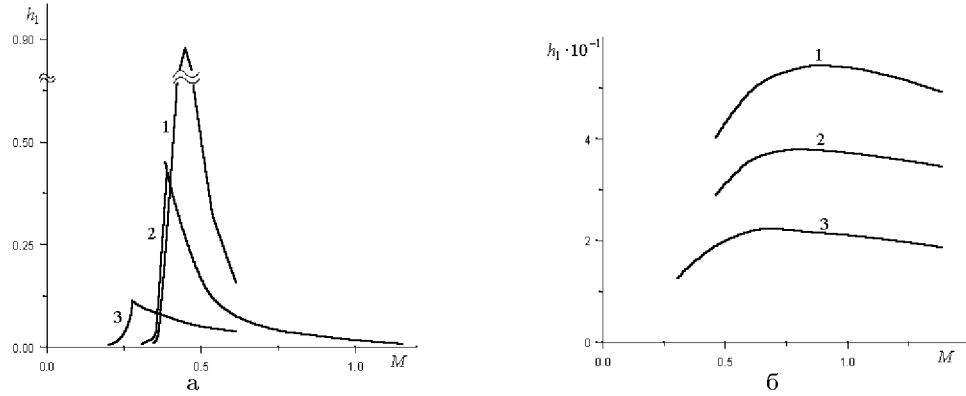


Рис. 3. Зависимость ДЭГ, соответствующей оптимальной толщине от соотношения средних интенсивностей записывающего и стирающего излучений при $p = 0.1$ (а) и $p = 0.99$ (б); $\alpha_1 = \alpha_2$, $\alpha_1 = n_0 \beta_1(\rho_{min}) \cdot 10^{-2}$, $\rho_{min} = 8.75$ нм, $\sigma = 5 \cdot 10^{-2}$ нм (1), 2.5 нм (2), 3.1 нм (3)

На рис. 2 приведены характерные графики зависимости нормированной оптимальной толщины ФХС $L_{1opt} = \beta_1(\rho_{min})L_{opt}n_0$, а на рис. 3 соответствующей ей нормированной ДЭГ ($h_1 = h_{opt}/p^2$, $h_{opt} = h(L_{opt})$) от нормированного соотношения между средними значениями интенсивностей записывающего и стирающего голограмму излучений на передней грани ФХС ($M = k_1 \beta_1(\rho_{min})I_{10}/k_2 \beta_2(\rho_{min})I_2(z=0)$). При выполнении условия $k_1 I_{10}/k_2 I_2(z=0) \approx P_{кр}$ наблюдается резкое увеличение

как оптимальной толщины ФХС, так и соответствующей ей ДЭГ. Если глубина модуляции записываемой интерференционной решетки в плоскости $z = 0$ небольшая $p \leq 0,1$, то при $k_1 I_{10}/k_2 I_2(z=0) > P_{\kappa p}$ увеличение средней интенсивности записывающего голограмму излучения приводит к быстрому уменьшению как L_{opt} , так и h_{opt} (рис. 2,а, рис. 3,а). При учете распределения фотохромных частиц по размерам по сравнению со случаем существования в ФХС фотохромных частиц одного вида наблюдается уменьшение максимального значения h_{opt} .

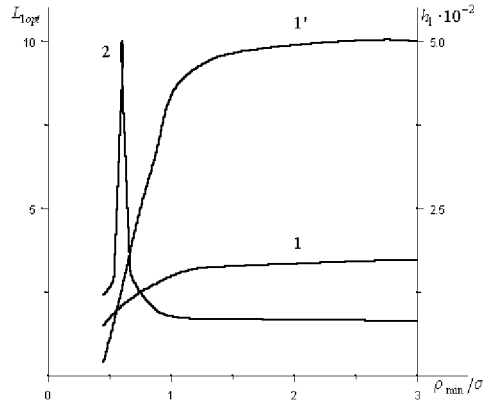


Рис. 4.

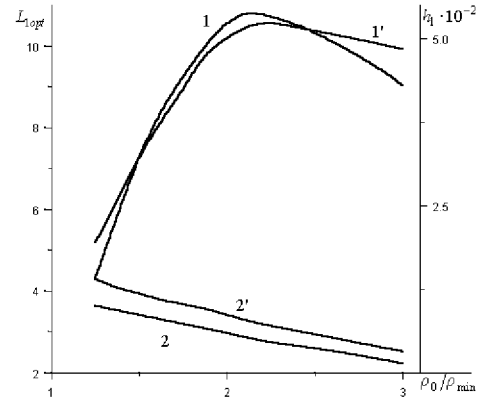


Рис. 5

На рис. 4 представлена зависимость оптимальной толщины ФХС (1,2) и соответствующей ей ДЭГ (1') от дисперсии в распределении фотохромных частиц по размерам: $\alpha_1 = \alpha_2, \alpha_1 = n_0 \beta_1(\rho_{min}) \cdot 10^{-2}$, $\rho_{min} = 7.5$ нм, $p = 0.1$, $(k_1 I_1(z=0) > k_2 I_2(z=0)) = 1.7$ (1, 1'); 0.5 (2).

На рис. 5 представлена зависимость оптимальной толщины ФХС (1,2) и соответствующей ей ДЭГ (1', 2') от среднего размера фотохромных частиц: $\alpha_1 = \alpha_2, \alpha_1 = n_0 \beta_1(\rho_{min}) \cdot 10^{-2}$, $p = 0.99$, $(k_1 I_1(z=0) > k_2 I_2(z=0)) = 3.37$, $\sigma = 0.6$ нм (1, 1'), 5 нм (2, 2').

При $k_1 I_{10}/k_2 I_2(z=0) > P_{\kappa p}(p, \rho_0, \sigma \rightarrow 0)$ с уменьшением дисперсии в распределении фотохромных частиц по размерам происходит рост L_{opt} и h_{opt} с последующим их выходом на постоянные значения (рис.4, кривые 1,1'). При фиксированном среднем размере частицы уменьшение параметра σ приводит, прежде всего, к увеличению числа частиц в области фотохромизма. Поглощение в ФХС складывается из поглощения частицами в области и вне области фотохромизма. Поглощение излучения частицами, размер которых лежит в области фотохромизма, меньше, чем поглощение излучения этими частицами в предположении, что явление фотохромизма отсутствует. Таким образом, при фиксированном значении параметра ρ_0 уменьшение σ приводит к уменьшению поглощения в ФХС, что и объясняет рост оптимальной толщины ФХС и соответствующей ей ДЭГ.

Если $k_1 I_{10}/k_2 I_2(z=0) < P_{\kappa p}(p, \rho_0, \sigma \rightarrow 0)$, то существует значение дисперсии, при котором выполняется условие $k_1 I_{10}/k_2 I_2(z=0) = P_{\kappa p}(p, \rho_0, \sigma)$. Поэтому в этом случае уменьшение дисперсии в распределении фотохромных частиц по размерам приводит вначале к увеличению, а затем к уменьшению L_{opt} и h_{opt} с последующим их выходом на постоянные значения (рис.4, кривая 2).

При $k_1 I_{10}/k_2 I_2(z=0) > P_{\kappa p}(p, \rho_0, \sigma)$ и фиксированном значении дисперсии в распределении частиц по размерам увеличение их среднего размера приводит либо к монотонному уменьшению значений L_{opt} и h_{opt} , либо вначале к увеличению, а затем

к уменьшению значений L_{opt} и h_{opt} (рис.5). Если значение дисперсии $\sigma < \rho_{min}$, то первоначально с ростом ρ_0 наблюдается увеличение L_{opt} и h_{opt} . Это обусловлено, прежде всего, уменьшением коэффициента поглощения излучения, записывающего и считывающего голограмму, вследствие увеличения числа частиц в области фотохромизма. Однако при дальнейшем увеличении среднего размера частиц коэффициенты поглощения излучения на длинах волн λ_1 и λ_2 возрастают, что и приводит к уменьшению оптимальной толщины ФХС. Уменьшение значения h_{opt} с ростом ρ_0 обусловлено как уменьшением оптимальной толщины ФХС, так и уменьшением числа фотохромных частиц.

Из анализа выражений (2),(3) следует, что оптимальная толщина ФХС обратно пропорциональна удельной массе фотохромных частиц. ДЭГ, соответствующая оптимальной толщине, не зависит от величины удельной массы фотохромных частиц.

В заключение заметим, что переход от сплошной сферической модели фотохромной частицы к оболочечной модели [6], существенно усложняя расчеты сечений поглощения и рассеяния, не приводит к качественным изменениям зависимостей L_{opt} и h_{opt} от характеристик записывающего и стирающего голограмму излучений, параметров в распределении фотохромных частиц по размерам.

Работа выполнена при финансовой поддержке Центра "Интеграция" (проект 235)

Литература

- [1] Ивахник В.В., Никонов В.И. // Опт. и спектр. 1993. Т.75. 1. С.166-170.
- [2] Ивахник В.В. // Опт. и спектр. 1994. Т.77. 1. С.93-96.
- [3] Алятина Н.Н., Жукова В.А., Ивахник В.В., Туниманова И.В., Цехомский В.А. // ОМП. 1989. 12. С.32-34.
- [4] Ивахник В.В., Никонов В.И. // Опт. и спектр. 1994. Т.76. 5. С.798-800.
- [5] Брачевский В.А., Лашков Г.И., Цехомский В.А. Фотохромизм и его применение. Л., 1978.
- [6] Доценко А.В., Захаров В.К. // ЖПС. 1974. Т.21. В.6. С.1052-1056.
- [7] Шифрин К.С. Рассеяние света в мутной среде. Л., 1951.

DYNAMIC HOLOGRAM RECORD IN CONVERTIBLE PCM IN VIEW OF PHOTOCHROMATIC PARTICLES DISTRIBUTION UNDER THE NORMAL LAW

Zukova V.A., Ivakhnik V.V., Nikonov V.I.²

Simulating photochromatic particles by continuous balls, the size of which changes under the normal law, the dependence is analysed of the dynamic hologram diffraction efficiency upon the photochromatic medium thickness. Investigated is the change of the photochromatic medium optimal thickness and of the corresponding hologram diffraction efficiency due to the parameters recording and erasing radiations and due to the average size and dispersion in the photochromatic particles distribution.

²Zukova Valentina Alexandrovna, Ivakhnik Valeriy Vladimirovich, Nikonov Vladimir Ivanovich, dept. of optics and spectroscopy Samara state university