

УДК 535.317.1

ВРЕМЕННОЙ ОТКЛИК ОБЪЕМНОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАММЫ В РАСТВОРЕ КРАСИТЕЛЯ¹

© 2003 В.В.Ивахник, Е.В.Воробьева ²

Для динамической голограммы, записанной в растворе красителя, моделируемом трехуровневой схемой энергетических уровней, получена зависимость ширины временного отклика от толщины слоя, интенсивности излучения, параметров красителя.

Введение

При практическом использовании динамической голограммы в лазерных измерительных устройствах необходимо знание соответствия пространственно-временной структуры комплексных амплитуд предметной A_n и восстановленной A_b волн.

Как показано в работах [1–3], динамическую голограмму при определенных условиях можно рассматривать как устройство, осуществляющее интегральное преобразование вида

$$A_b(t) = \int_0^t \chi(t-t') A_n^*(t') dt'. \quad (1)$$

Здесь $\chi(t-t')$ — временной отклик динамической голограммы.

При записи тонкой динамической голограммы в растворе красителя, моделируемого m энергетическими уровнями, временной отклик динамической голограммы есть [4]

¹ Представлена доктором физико-математических наук профессором В.А. Рожковым.

² Ивахник Валерий Владимирович, Воробьева Елена Владимировна (ivakhnik@ssu.samara.ru), кафедра оптики и спектроскопии Самарского государственного университета, 443011, Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

$$\chi(t - t') = \chi_0 \sum_{j=1}^{m-1} B_j \exp\{\lambda_j(t - t')\}, \quad (2)$$

где коэффициенты χ_0 , B_j , λ_j определяются параметрами красителя и интенсивностью излучения, записывающего голограмму. Как следует из выражения (2), в растворе красителя записываются $(m-1)$ тонких голограмм.

Целью настоящей работы является исследование зависимости временного отклика объемной динамической голограммы, записанной в растворе красителя, моделируемом трехуровневой схемой энергетических уровней, от толщины слоя, интенсивности излучения, параметров красителя.

1. Объемная голограмма

Пусть тонкий слой красителя располагается в плоскости $Z = 0$. Будем записывать голограмму плоскими волнами, падающими на слой красителя под одинаковыми углами. Тогда распределение интенсивности в зависимости от поперечной координаты x будет иметь следующий вид:

$$I = I_0(1 + f \cdot \cos[Kx + \varphi(t)]).$$

Здесь I_0 и $\varphi(t)$ — средняя интенсивность и разность фаз волн, записывающих голограмму, K и f — волновое число и глубина модуляции записываемой интерференционной решетки.

Рассмотрим краситель, моделируемый трехуровневой схемой энергетических уровней, с учетом возбужденных синглетного и триплетного уровней. Как показано в работе [4], амплитуда волны, восстановленной с тонкой динамической голограммы, есть

$$A_b \sim \alpha_1 = \chi_0 \int_0^t \{B_1 \exp[\lambda_1(t - t')] + B_2 \exp[\lambda_2(t - t')]\} \exp[-i\varphi(t')] dt', \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \chi_0 &= -fNI_0\sigma_{12}\delta_{31}\frac{\delta_{21} + \delta_{23}}{2(\lambda_2 - \lambda_1)\lambda_1\lambda_2}, \\ \lambda_{1,2} &= -\frac{I_0(\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \delta_{21} + \delta_{31} + \delta_{23}}{2} \pm \left\{ \frac{(I_0(\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \delta_{21} + \delta_{31} + \delta_{23})^2}{4} - \right. \\ &\quad \left. - I_0\{\sigma_{12}(\delta_{23} + \delta_{31}) + \sigma_{21}\delta_{31}\} - \delta_{31}(\delta_{21} + \delta_{23}) \right\}^{1/2}, \\ B_{1,2} &= \pm(\lambda_{2,1} + I_0(\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \delta_{21} + \delta_{23}) \left(\sigma_{21} - \frac{(I_0\sigma_{21} + \delta_{21} + \delta_{23})\sigma_{12}}{\lambda_{1,2} + I_0\sigma_{12} + \delta_{31}} \right), \end{aligned}$$

α_1 — амплитуда первой гармоники в разложении коэффициента поглощения в ряд Фурье, σ_{ij} и δ_{ij} — сечения поглощения (испускания) и вероятности безызлучательных переходов между i и j энергетическими уровнями.

Характерные значения для вероятностей безызлучательных переходов в красителях, используемых для записи динамических голограмм, меняются в пределах $\delta_{31} = 10^5 \div 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\delta_{21} = 10^7 \div 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\delta_{23} = 10^6 \div 10^{12} \text{ с}^{-1}$ [5].

Анализ временного отклика тонкой голограммы показывает, что с ростом интенсивности излучения время записи первой голограммы ($\tau_1 = -\lambda_1^{-1}$) меняется в пределах от $\tau_1(I_0 \rightarrow 0) = \delta_{31}^{-1}$ до $\tau_1(I_0 \rightarrow \infty) = [0.5(\delta_{23} + \delta_{31})]^{-1}$, время записи второй голограммы ($\tau_2 = -\lambda_2^{-1}$) — от $\tau_2(I_0 \rightarrow 0) = (\delta_{21} + \delta_{23})^{-1}$ до $\tau_2(I_0 \rightarrow \infty) = (2\sigma_{12}I_0)^{-1}$. При этом весовой множитель при первой экспоненциальной функции с увеличением I_0 вначале возрастает, а затем уменьшается, а весовой множитель при второй экспоненциальной функции увеличивается, достигая значения, величина которого слабо зависит от интенсивности излучения.

Если вероятность перехода с возбужденного синглетного на триплетный уровень меньше вероятности перехода с возбужденного синглетного на основной уровень, то при фиксированных параметрах красителя δ_{21} и δ_{31} ($\delta_{31} < 10^{-2}\delta_{21}$) основной вклад во временной отклик тонкой динамической голограммы оказывает вторая экспоненциальная функция в выражении (3). Вклады первой и второй экспоненциальных функций во временной отклик динамической голограммы становятся сравнимыми при условии $\delta_{23} \gg \delta_{21}$.

Представим объемную голограмму в виде суммы тонких голограмм. С точностью до постоянного множителя амплитуду волны, восстановленной с тонкой голограммы толщиной dz , расположенной на расстоянии z от передней грани красителя, можно представить в виде

$$dA_b = g\alpha_1(t, z)dz, \quad (4)$$

где $g^2 = I_0(z = L)/I_0(z = 0)$ — коэффициент, учитывающий ослабление считывающей и восстановленной волн по мере их распространения в растворе красителя. Для нахождения амплитуды волны, восстановленной с объемной голограммы, необходимо когерентно просуммировать амплитуды волн, восстановленных с тонких голограмм:

$$dA_b = g \int_0^L \alpha_1(t, z) dz, \quad (5)$$

где L — толщина слоя красителя (голограммы).

Выражение (5) необходимо дополнить уравнением Бугера—Ламберта—Бера, описывающим изменение интенсивности излучения, записыва-

вающего голограмму, по толщине слоя красителя:

$$\frac{dI_0}{dz} = -\frac{N\delta_{31}\sigma_{12}(\delta_{21} + \delta_{23})}{I_0\sigma_{12}\delta_{23} + \delta_{31}[I_0(\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \delta_{21} + \delta_{23}]} I_0. \quad (6)$$

Из (1), (3) и (5) временной отклик объемной динамической голограммы есть

$$\chi(t - t') = g \int_0^L \left(\chi_0 \sum_{j=1}^2 B_j \exp[\lambda_j(t - t')] \right) dz. \quad (7)$$

Выражение (7) с учетом (6) позволяет численными методами проанализировать зависимость временного отклика объемной динамической голограммы от толщины слоя красителя.

2. Анализ временного отклика

На рис. 1 приведена временная зависимость отклика динамической голограммы. С ростом параметра $(t - t')$ функция χ монотонно уменьшается.

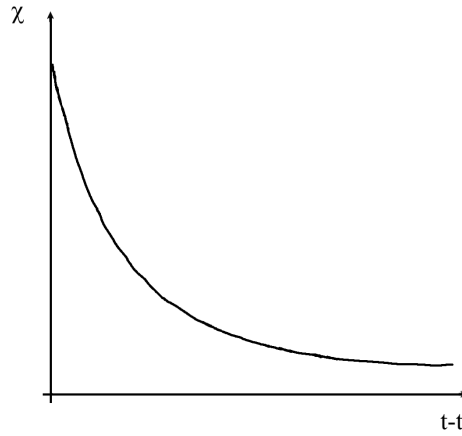


Рис. 1. Временная зависимость отклика динамической голограммы

Введем понятие ширины временного отклика как временного отрезка $(\Delta\tau)$, в течение которого значение временного отклика уменьшается по сравнению с максимальным значением в e раз:

$$\chi(t - t' = \Delta\tau) = \frac{1}{e} \chi(t - t' = 0). \quad (8)$$

Численный анализ ширины временного отклика динамической голограммы показывает, что с ростом толщины голограммы наблюдается рост ширины временного отклика с постепенным выходом на постоянное значение $(\Delta\tau_n)$, величина которого зависит как от параметров

красителя, так и интенсивности излучения, записывающего голограмму (рис. 2).

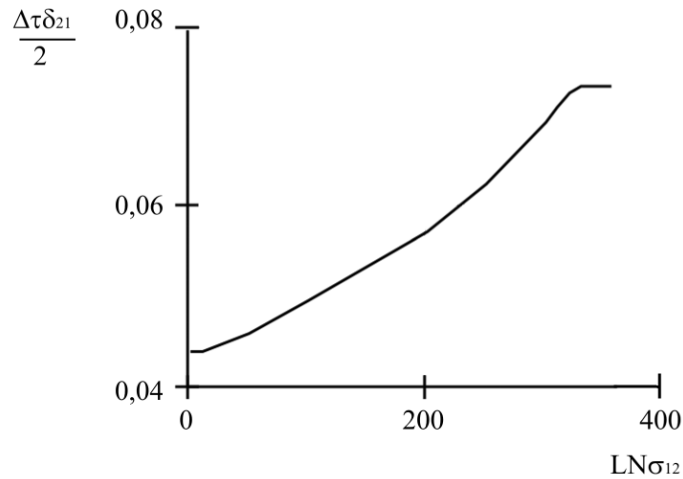


Рис. 2. Зависимость ширины временного отклика от толщины голограммы ($2I_0\sigma_{12} = 7\delta_{21}$; $\delta_{31} = 0.01\delta_{21}$; $\delta_{23} = 10\delta_{21}$)

Как следует из выражения (7), временной отклик объемной динамической голограммы есть сумма временных откликов тонких голограмм. При $\delta_{31} < 10^{-2}\delta_{21}$ и $\delta_{23} \gg \delta_{21}$ по мере удаления от переднего слоя красителя максимальное значение временного отклика тонкой голограммы уменьшается, а ее ширина увеличивается. Максимальный вклад во временной отклик объемной голограммы дают временные отклики тонких голограмм, расположенных вблизи переднего слоя красителя. Это объясняет изменение ширины временного отклика объемной голограммы с ростом толщины слоя красителя.

Аналогично можно объяснить увеличение ширины временного отклика объемной голограммы с ростом толщины слоя красителя и случае, когда вероятности δ_{23} и δ_{21} сравнимы по величине.

С увеличением интенсивности излучения I_0 возрастает область слоя красителя, в пределах которой расположены тонкие голограммы, дающие вклад в дифракционную эффективность объемной голограммы; при этом ширина временного отклика объемной голограммы ($\Delta\tau_n$) уменьшается. Рост интенсивности излучения приводит первоначально к увеличению, а затем к уменьшению отклонения ширины временного отклика объемной голограммы от ширины временного отклика тонкой голограммы [$\Delta\tau_1 = \Delta\tau_n - \Delta\tau(L \rightarrow 0)$] (рис. 3).

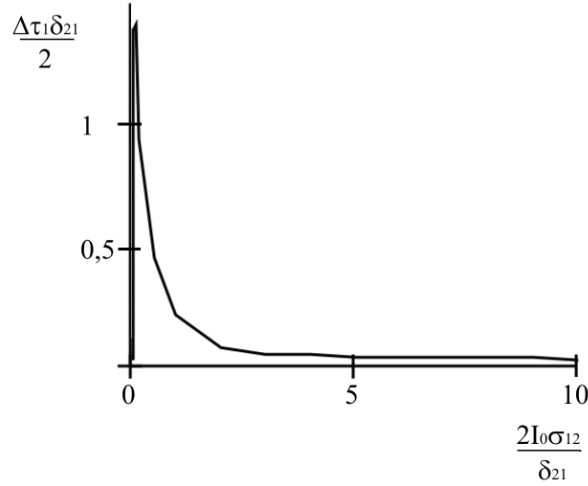


Рис. 3. Зависимость разности ширины временного отклика объемной голограммы и ширины временного отклика тонкой голограммы от интенсивности излучения ($\delta_{31} = 0.01\delta_{21}$; $\delta_{23} = 10\delta_{21}$)

Важнейшей характеристикой объемной динамической голограммы является ее оптимальная толщина (L_{opt}), определяемая как толщина нелинейного слоя, при котором значение дифракционной эффективности стационарной голограммы принимает максимальное значение. Анализ дифракционной эффективности голограммы с использованием выражений (5) и (6) показывает, что с ростом интенсивности излучения, записывающего голограмму на передней грани слоя красителя, оптимальная толщина голограммы увеличивается по закону, близкому к линейному. При этом дифракционная эффективность голограммы, соответствующая оптимальной толщине слоя красителя, увеличивается, выходя на установившееся значение, величина которого слабо зависит от параметров красителя и равна 0.0085 [6]. Ширина временного отклика объемной динамической голограммы, толщина которой равна оптимальной толщине, с увеличением последней уменьшается. Причем при $\delta_{31} < 10^{-2}\delta_{21}$ и $\delta_{23} > \delta_{21}$ эта зависимость хорошо описывается выражением:

$$\Delta\tau_n = \frac{2\beta}{N\delta_{21}\sigma_{12}L_{\text{opt}}}. \quad (9)$$

Здесь β — постоянный коэффициент, зависящий от параметров красителя. В случае $\delta_{31} = 10^{-2}\delta_{21}$ коэффициент $\beta = 11$ при $\delta_{23} = 10\delta_{21}$ и коэффициент $\beta = 22$ при $\delta_{23} = 10^2\delta_{21}$.

Литература

- [1] Васильев Л.А., Галушкин М.Г., Серегин А.М. и др. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в среде с тепловой нелинейностью // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. №8. С. 1571–1575.
- [2] Петров М.В., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 280 с.
- [3] Гаращук В.П., Ивахник В.В., Никонов В.И. Зависимость дифракционной эффективности динамической голограммы в обратимой фотохромной среде от температуры // Оптика и спектроскопия. 1998. Т. 85. №4. С. 671–676.
- [4] Воробьева Е.В., Ивахник В.В. Временной отклик в красителе, моделируемом трехуровневой схемой энергетических уровней // Когерентная оптика и оптическая спектроскопия. Казань, 2002. С. 126–132.
- [5] Тихонов Е.А., Шпак М.Т. Нелинейные оптические явления в органических соединениях. Киев: Наукова думка, 1979. 382 с.
- [6] Ивахник В.В., Котляр М.В., Шильникова Е.В. Запись динамической голограммы на красителях (двухволновое приближение) // Компьютерная оптика. 2000. №20. С. 48–50.

WEIGHT FUNCTION OF THE VOLUMETRIC DYNAMIC HOLOGRAM IN A DYE SOLUTION³

© 2003

V.V. Ivakhnik, E.V. Vorobyeva⁴

The dependence of the weight function width on the layer thickness, radiation intensity and dye parameters for the dynamic hologram recording in a dye solution modelled by the three-level energy scheme is obtained.

Поступила в редакцию 7/IV/2003.

³ Communicated by Dr. Sci. (Phys. & Math.) Prof. V.A. Rozhkov.

⁴ Ivakhnik Valery Vladimirovich, Vorobyeva Elena Vladimirovna (ivakhnik@ssu.samara.ru), Dept. of Optics and Spectroscopy, Samara State University, Samara, 443011, Russia.