

Голографическая запись в пленках азосодержащих ЖК полимеров в присутствии ориентирующего электрического поля

А.Н.Симонов*, А.В.Ларичев*, В.П.Шибав**

Экспериментально и теоретически исследована динамика голографической записи в пленке азосодержащего жидкокристаллического полимера в присутствии ориентирующего электрического поля. Продемонстрирована возможность эффективного управления режимами оптической записи при изменении величины приложенного поля. Рассмотрены особенности формирования голограмм в случае различных поляризаций взаимодействующих световых пучков. Предложена теоретическая модель динамики голографической записи в пленке азосодержащего полимера с нематическими свойствами, а также проведено численное моделирование процессов записи и считывания анизотропных голограмм.

Ключевые слова: фоточувствительные полимеры, голографическая запись, анизотропные голограммы.

Введение

Возможность управления дифракционными характеристиками фоточувствительных сред с жидкокристаллическими (ЖК) свойствами представляет значительный интерес для задач оптической обработки и хранения информации. В известных работах [1–3] такая возможность рассматривается на стадии считывания предварительно записанных голограмм. Вместе с тем в фотохромных полимерных ЖК материалах, содержащих фрагменты азокрасителя, управление голографическими характеристиками среды может быть реализовано непосредственно в процессе оптической записи при помощи ориентирующего электрического поля [4, 5]. Это связано с тем, что преимущественная ориентация анизотропных азохромов, участвующих в образовании ЖК мезофазы, совпадает с направлением ЖК директора полимера. При приложении электрического поля происходит переориентация ЖК директора в слое, что ведет к изменению эффективности взаимодействия азокрасителя со светом и, в конечном итоге, к изменению величины светоиндуцированной добавки к показателю преломления Δn_{ind} , а также глубины оптической записи в образце полимера [5].

Двулучепреломляющие органические соединения, содержащие азокрасители, могут быть использованы для высокоэффективной записи анизотропных (поляризационных) голограмм [6–8]. При этом особый интерес для приложений представляют процессы голографической записи на основе межмолекулярной дифракции, позволяющие существенно увеличить отношение сигнал/шум при считывании оптических данных, а также реализовать широкополосное воспроизведение информации [9]. Зависи-

мость фотоанизотропных свойств азосодержащих ЖК полимеров от приложенного электрического поля делает подобные материалы привлекательными и для управляемого селективного считывания оптических данных, ранее записанных в виде объемных голограмм.

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследована динамика голографической записи в пленке азосодержащего нематического ЖК полимера с цианобифенильными фрагментами [10, 11]. Рассматривается влияние ориентирующего электрического поля на эффективность дифракционных процессов.

По имеющимся у авторов сведениям, теоретические и экспериментальные исследования динамики процессов записи–считывания анизотропных голограмм в азосодержащих соединениях с ЖК свойствами ранее не проводились. В известной работе [8] проанализирован стационарный режим голографической записи в аморфных азосодержащих материалах при достаточно сильных упрощающих предположениях.

1. Постановка задачи. Модель расчета

Рассмотрим процесс записи и одновременного считывания голограммы в пленке фоточувствительного азосодержащего ЖК полимера в геометрии, изображенной на рис.1,а, з. Будем считать, что слой полимера толщиной L освещается двумя записывающими световыми пучками (E_1, E_2 – векторы электрического поля световых волн) с параллельными ($s-s$, рис.1,а) либо ортогональными ($s-p$, рис.1,з) поляризациями. Считывание голограммы производится пробным s -поляризованным пучком E_p с длиной волны λ_p ($\lambda_p > \lambda_r$, где λ_r – длина записывающей волны в вакууме), распространяющимся под углом Брэгга к пленке. Ориентация слоя полимера задается приложенным электрическим полем E_a [5].

Освещение полимера пучками E_1, E_2 приводит к формированию динамических анизотропных решеток показателя преломления $\Delta \hat{n}(z, x, t)$ и поглощения (коэффициент пропускания по интенсивности $\hat{T}(z, x, t)$), на которых рассеиваются как пробный, так и сами записываю-

*Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

**Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, химический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

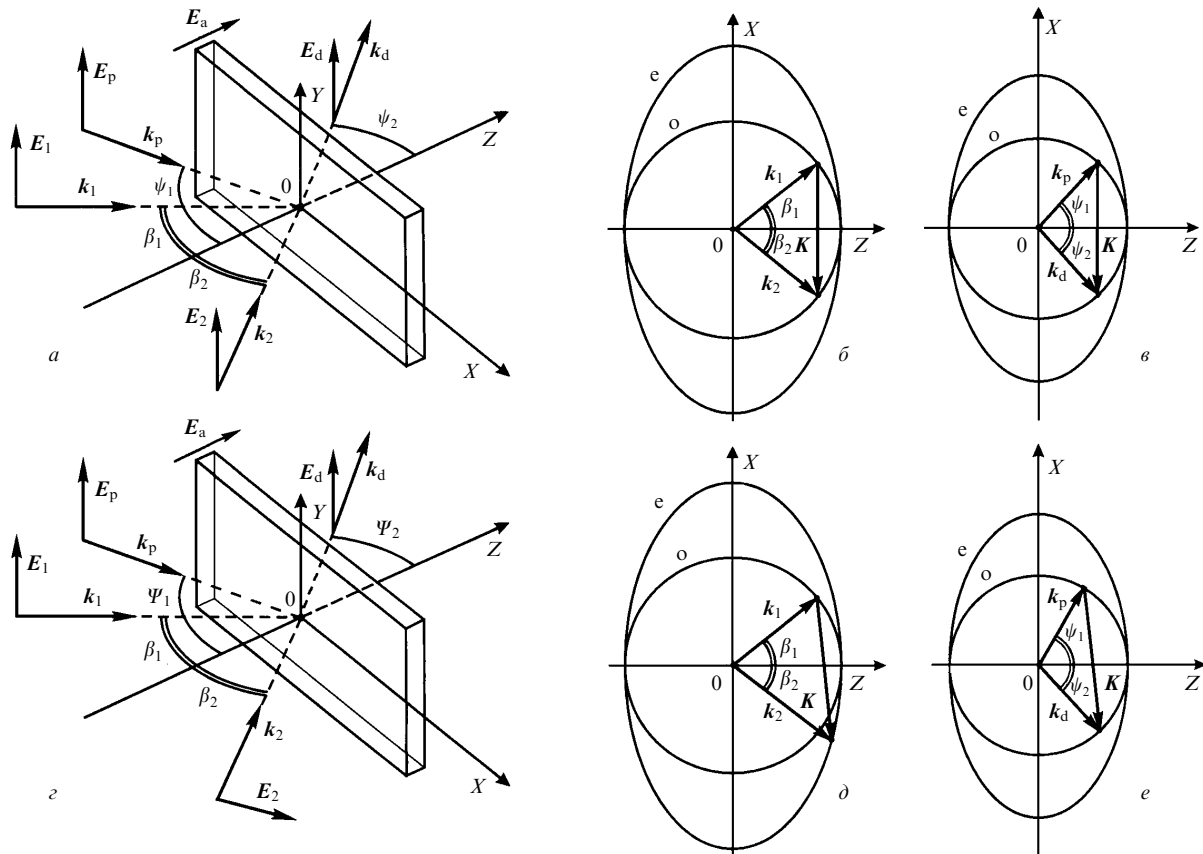


Рис. 1. Геометрия голографической записи s-s- (a) и s-p- (z) поляризованными световыми пучками, а также векторные диаграммы соответствующих дифракционных процессов в ориентированной пленке ЖК полимера – внутримодовая (b), межмодовая (d) записи и внутримодовое (c, e) считывание голограмм.

щие пучков. Вид тензорных функций $\Delta\hat{n}(z, x, t)$, $\Delta\hat{T}(z, x, t)$ определяется поляризацией и направлением распространения записывающих световых пучков (типом дифракционного процесса). Из-за нелинейного поглощения света в полимере амплитуды решеток сложным образом изменяются с глубиной (вдоль оси Z). В общей постановке аналитический расчет процессов записи и считывания анизотропной динамической голограммы в слое полимера конечной толщины не представляется возможным, поэтому последующий теоретический анализ будет проводиться с привлечением методов численного моделирования.

Представим пленку полимера в виде набора амплитудно-фазовых экранов, расположенных вдоль оси Z с интервалом Δz , и введем обозначения для световых полей:

$$E_i = e_i E_i, \quad E_i = \frac{1}{2} A_i(z, x) \exp(ik_i r) + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

где $A_i(z, x)$ – комплексная амплитуда; e_i – единичный вектор поляризации; k_i – волновой вектор светового пучка ($i = 1, 2$ – записывающие пучки, $i = p$ – пробный пучок). При этом $k_i = 2\pi n_i / \lambda_i$ – волновые числа пучков в анизотропной среде: показатель преломления n_i определяется поляризацией i -го пучка и направлением его распространения. Полагая, что комплексные амплитуды $A_i(z, x)$ являются известными в плоскости z , найдем амплитуды полей на следующем слое $z + \Delta z$. Полученную процедуру расчета в дальнейшем распространим на всю толщину пленки L . Представим последовательность

этапов вычисления:

1. На основании уравнения фото процессов в полимере по известным $A_1(z, x)$ и $A_2(z, x)$ вычисляем параметры анизотропного амплитудно-фазового экрана $\Delta\hat{n}(z, x, t)$ и $\hat{T}(z, x, t)$.

2. С учетом явного вида $\Delta\hat{n}(z, x, t)$ и $\hat{T}(z, x, t)$ рассматриваем дифракцию записывающих световых пучков. Находим

$$A_i(z + \Delta z, x) = \hat{P}(\Delta z) [T(z, x, t)]^{1/2} A_i(z, x) \times \exp[ik_i \Delta n(z, x, t) \Delta z / \bar{n}].$$

Здесь $\hat{P}(\Delta z)$ – оператор распространения (дифракции) на расстояние Δz ; $\Delta n(z, x, t)$ – добавка к показателю преломления для данного дифракционного процесса; $i = 1, 2$; \bar{n} – невозмущенное значение показателя преломления.

3. Полагаем, что пробный пучок не вызывает фотопревращений в полимере, и пренебрегаем его рассеянием на амплитудной составляющей записанной решетки. С учетом уже известных фазовых неоднородностей в слое находим

$$A_p(z + \Delta z, x) = \hat{P}(\Delta z) A_p(z, x) \times \exp[ik_p \Delta n(z, x, t) \Delta z / \bar{n} - \kappa_p \Delta z / 2],$$

где κ_p – коэффициент поглощения пробного пучка по интенсивности.

Основные этапы вычисления, таким образом, сводятся к нахождению параметров модельного амплитудно-фазового экрана для текущего слоя полимера, а также к расчету дифракции световых пучков на каждом проме-

жуточном слое.

Векторные диаграммы дифракционных процессов, отвечающие геометриям взаимодействия на рис. 1, *a* и *z*, приведены на рис. 1, *b*, *в* и *д*, *e* соответственно. На них показаны сечения поверхностей волновых векторов для обыкновенной (о-) волны (s-поляризация) и необыкновенной (е-) волны (р-поляризация) в случаях записи и считывания голограмм. Запись голограмм по схеме рис. 1, *b* и последующее считывание (рис. 1, *в*) производится обыкновенными s-поляризованными пучками на основе внутримодовой дифракции с сохранением поляризации. В то же время запись по схеме рис. 1, *д* – это межмодовый процесс (s – р-поляризованные световые пучки), а считывание (рис. 1, *e*) – внутримодовый процесс (s – s-поляризованные пучки).

Из условия равенства векторов решетки **K** при записи и считывании на основании приведенных диаграмм могут быть определены углы считывания (ψ_1) и дифракции (ψ_2) для пробного светового пучка (здесь все углы являются углами распространения в полимере), удовлетворяющие условию Брэгга. Так, для геометрии рис. 1, *a* легко получить

$$\psi_1 = \psi_2 = \arcsin \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_r} \sin \beta_1 \right). \quad (2)$$

Здесь учтено, что в экспериментах $\beta_1 = \beta_2$. В случае межмодовой дифракции (рис. 1, *z*) углы ψ_1 и ψ_2 можно найти, приравняв проекции вектора решетки **K** на оси *X* и *Z* в процессе записи (рис. 1, *д*) и считывания (рис. 1, *e*) голограммы. С учетом условия $\beta_1 = \beta_2$ получаем

$$\sin \beta_1 [n_e(\beta_1) + n_\perp] \lambda_p = n_\perp (\sin \psi_1 + \sin \psi_2) \lambda_r, \quad (3)$$

$$\cos \beta_1 [n_e(\beta_1) - n_\perp] \lambda_p = n_\perp (\cos \psi_2 - \cos \psi_1) \lambda_r.$$

Здесь $n_e(\beta_1) = (\cos^2 \beta_1 / n_\perp^2 + \sin^2 \beta_1 / n_\parallel^2)^{-1/2}$ – показатель преломления для необыкновенной волны, распространяющейся под углом β_1 ; n_\parallel , n_\perp – главные значения показателя преломления ориентированной пленки полимера вдоль и поперек направления ЖК директора.

Полученные выражения (2) и (3) используются в дальнейшем при численном моделировании для определения углов распространения пробного пучка ψ_1 и ψ_2 в полимере, отвечающих условию Брэгга. Следует отметить, что в полимере расщепление поверхностей волновых векторов за счет двулучепреломления ($\sim 2\pi(n_\parallel - n_\perp)/\lambda_p$) превышает неопределенность волнового вектора из-за ограниченности голограммы по толщине ($\sim 2\pi/d$). Здесь $d = \min(L, d_{\text{ef}})$, где d_{ef} – эффективная глубина оптической записи. При этом различные типы дифракции разрешаются по углам. Жесткая заданность поляризации и углов падения световых пучков однозначно определяет тип дифракционного процесса.

Расчет дифракции световых пучков будем проводить, используя метод распространяющихся пучков (МРП) (см., напр., [12]). МРП позволяет по известной комплексной амплитуде поля $A(z, x)$ в слое z найти амплитуду поля $A(z + \Delta z, x)$ в следующем продольном слое $z + \Delta z$ при дифракции света в однородной среде:

$$A(z + \Delta z, x) = \hat{P}(\Delta z)A(z, x) = \hat{F}^{-1} \{ \hat{F} [A(z, x'), x'; k_x] \times \exp [i\Delta z (\sqrt{k^2 - k_x^2} - k)], k_x; x \}. \quad (4)$$

Здесь k – волновое число; $\hat{F}[\cdot]$, $\hat{F}^{-1}\{\cdot\}$ – операторы пря-

мого и обратного преобразования Фурье. Отметим, что, в отличие от традиционного парааксиального МРП, алгоритм (4) представляет собой точное решение скалярного уравнения Гельмгольца для ТЕ-волны. Данный подход позволяет адекватно рассчитывать дифракцию световых пучков, распространяющихся под большими углами к нормали слоя. Подобное выражение, но для амплитуды магнитного поля световой волны, получается в случае дифракции р-поляризованного пучка [13].

Перейдем теперь к анализу динамики фотопроцессов в тонком слое полимера (без учета дифракции). Основываясь на результатах этого анализа, определим параметры модельных амплитудно-фазовых экранов.

2. Динамика голографической записи в слое полимера

Как было ранее показано в [5], на начальных стадиях светового облучения при $t \ll b^{-1}$ (b – параметр скорости фотоизомеризации) основную роль играют процессы, происходящие в подсистеме азохромов. Для записываемых световых пучков с произвольными поляризациями эволюция функции плотности углового распределения трансизомеров азокрасителя $n_1(\vartheta, \varphi, t)$ определяется уравнением

$$\frac{\partial n_1(\vartheta, \varphi, t)}{\partial t} = -\frac{\gamma_1}{\hbar\omega} g \hat{\sigma}_1 : \mathbf{E} \mathbf{E} n_1 + \left(\frac{1}{\tau} + \frac{\gamma_2}{\hbar\omega} g \hat{\sigma}_2 : \mathbf{E} \mathbf{E} \right) \times (N_0 - \langle n_1 \rangle) \rho_0(\vartheta, \varphi). \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$ – результирующий вектор напряженности электрического поля световой волны; γ_1 и γ_2 – квантовые выходы реакций транс-цис- и цис-трансизомеризации соответственно; $\hat{\sigma}_1$ и $\hat{\sigma}_2$ – тензоры поглощения транс- и цисизомеров азокрасителя; ϑ, φ – эйлеровы углы, характеризующие ориентацию выделенного трансизомера азокрасителя; N_0 – полная концентрация азокрасителя в полимере; τ – время тепловой релаксации цисформы в транссостояние; $g \equiv \bar{n}c_0/4\pi$ – постоянная; \bar{n} – средний показатель преломления полимера; c_0 – скорость света в вакууме.

В этих обозначениях параметр скорости фотоизомеризации $b = \gamma_1 \sigma_1 I / \hbar\omega$, I – интенсивность света. Множитель $\rho_0(\vartheta, \varphi)$ в правой части (5) позволяет учесть влияние ЖК упорядочения на процессы углового перераспределения трансизомеров азокрасителя при цис-трансфотоизомеризации. В дальнейшем будем считать, что $\rho_0(\vartheta, \varphi)$ определяется из теории самосогласованного поля Майера–Заупе, и будем использовать аппроксимацию, предложенную в [14]. Положим также, что в исходном состоянии полимер содержит только трансизомеры, распределенные в соответствии с $\rho_0(\vartheta, \varphi)$, т. е.

$$n_1(\vartheta, \varphi, t = 0) = N_0 \rho_0(\vartheta, \varphi) \approx N_0 [1 + 5SP_2(\mathbf{v}\mathbf{m})]/4\pi, \quad (6)$$

где вектор $\mathbf{v} = \{0, \sin \xi, \cos \xi\}$ – нематический директор; $\mathbf{m} = \{\sin \vartheta \cos \varphi, \sin \vartheta \sin \varphi, \cos \vartheta\}$ – единичный вектор, характеризующий угловое положение трансизомера хромофора; S – параметр ориентационного порядка; $P_2(x)$ – второй полином Лежандра. Для нахождения $n_1(\vartheta, \varphi, t)$ дополним равенство (5) уравнениями, описывающими поглощение световых пучков при их распространении в полимере. Вводя обозначения $I_i = gA_i^2/2$ ($i = 1, 2$ – номер пучка) и используя формулы из [5], получаем

$$\frac{dI_i(z, x, t)}{dz} = -[\langle \hat{\sigma}_1 : \mathbf{e}_i \mathbf{e}_i \rangle_{n_1} + (N_0 - \langle n_1 \rangle) \hat{\sigma}_2 : \mathbf{e}_i \mathbf{e}_i] I_i(z, x, t). \quad (7)$$

Здесь усреднение производится по распределению $n_1(\vartheta, \varphi, t)$, а граничные условия для (7) определяют интенсивности световых пучков на входе слоя: $I_i(z=0, x, t)$. Решение (5) совместно с (7) дает $n_1(\vartheta, \varphi, t)$, что позволяет найти светоиндуцированные изменения показателя преломления Δn_{ind} в текущем слое полимера. Например, выражение для изменения показателя преломления в направлении оси Y в соответствии с [5] будет иметь следующий вид:

$$\Delta n_{\text{ind}}^y = 4\pi \{ f \alpha_1 + \alpha_2 [N_0 - \langle n_1(\vartheta, \varphi, t) \rangle] \} / 2\bar{n}, \quad (8)$$

$$f = \langle \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi \rangle_{n_1(\vartheta, \varphi, t)} - \langle \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi \rangle_{n_1(\vartheta, \varphi, t=0)}.$$

Здесь α_1 и α_2 – поляризуемости транс- и цисизомеров азокрасителя соответственно.

Отметим, что правые части (5) и (7) содержат комбинации быстроосциллирующих пространственных множителей $\sim \exp(i\mathbf{k}_1 \mathbf{r})$, $\exp(i\mathbf{k}_2 \mathbf{r})$. По этой причине при анализе уравнений мы будем проводить усреднение по пространственным частотам k_1 и k_2 , оставляя интерференционные члены вида $\sim \cos(\mathbf{K} \mathbf{r})$ и т. д. Здесь $\mathbf{K} \equiv \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ – вектор пространственной решетки распределения интенсивности, $|\mathbf{K}| = [k_1^2 + k_2^2 - 2k_1 k_2 \cos(\beta_1 + \beta_2)]^{1/2}$. Окончательное выражение $n_1(\vartheta, \varphi, t)$, получаемое при совместном решении (5) и (7), нелинейно зависит от амплитуд взаимодействующих полей (вследствие эффектов насыщения полимера) и содержит интерференционные члены вида $\sim \cos(m\mathbf{K} \mathbf{r})$. Таким образом, формируемая решетка показателя преломления является ангармонической.

При численном моделировании уравнений (5) и (7) учет временной динамики светоиндуцированных процессов в полимере приводит к необходимости сохранения данных о локальных значениях $\Delta \hat{n}(z, x, t)$, $\hat{T}(z, x, t)$ с тем, чтобы по этим величинам можно было рассчитать $\Delta \hat{n}(z, x, t + \Delta t)$, $\hat{T}(z, x, t + \Delta t)$ в следующие моменты времени. В нашем случае оказывается возможным значительное сокращение объема промежуточных данных при переходе в уравнении (5) к новой независимой переменной – световой экспозиции

$$W(z, x, t) = \int_0^t I(z, x, t') dt',$$

где t – текущее время. При этом достаточно сохранять только распределение $W(z, x, t)$ по всему слою полимера на предыдущем шаге вычислений. Отметим, что переход к $W(z, x, t)$ в уравнении (5) является приближенным и требует выполнения неравенства $I(z, x, t) \gg \hbar\omega / (\gamma_2 \sigma_2 \tau)$.

3. Голографическая запись s – s-поляризованными пучками

Геометрия голографической записи s – s-поляризованными световыми пучками представлена на рис.1,а. В этом случае для векторов поляризации электрического поля световых волн можно записать $\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_y$. Введя обозначение $I(z, x, t) = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos(Kx)$, где $K = 4\pi n_{\perp} \sin(\beta_1) \lambda_r^{-1}$ и $\beta_1 = \beta_2$ (условие эксперимента), уравнение (5) перепишем в виде

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -\frac{\gamma_1 \sigma_1 I(z, x, t)}{\hbar\omega} n_1 \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi + \left(\frac{1}{\tau} + \frac{\gamma_2 \sigma_2 I(z, x, t)}{\hbar\omega} \right) (N_0 - \langle n_1 \rangle) \rho_0(\vartheta, \varphi). \quad (9)$$

С учетом симметрии взаимодействия уравнение, описывающее поглощения света в полимере, можно записать в терминах $I(z, x, t)$:

$$\frac{dI(z, x, t)}{dz} = -[\sigma_1 \langle \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi \rangle_{n_1} + \sigma_2 (N_0 - \langle n_1 \rangle)] I(z, x, t). \quad (10)$$

Так как выражения (9) и (10) не зависят явно от x (только через граничное условие), то результаты [5], полученные для случая одного распространяющегося в пленке полимера пучка, могут быть непосредственно применены для нахождения решений (9) и (10). При этом светоиндуцированная добавка к показателю преломления Δn_{ind}^y и коэффициент пропускания $T(z, x, t)$ текущего слоя полимера определяются как

$$\Delta n_{\text{ind}}^y(z, x, t) = F[I(z, x, t), t, E_a], \quad (11)$$

$$T(z, x, t) \equiv \frac{I(z + \Delta z, x, t)}{I(z, x, t)} = \frac{G[I(z, x, t), \Delta z, t]}{I(z, x, t)}.$$

Явный вид функций G, F приведен в [5].

Таким образом, в соответствии с (11), вычислив интенсивность света в текущей точке слоя полимера, можно найти Δn_{ind}^y в этой же точке на следующем временном шаге. Полученная процедура вычисления $\Delta n_{\text{ind}}^y(z, x, t)$ и коэффициента пропускания $T(z, x, t)$ будет использоваться ниже для расчета параметров амплитудно-фазовых экранов при численном моделировании по схеме МРП.

4. Голографическая запись s – p-поляризованными пучками

Геометрия голографической записи s – p-поляризованными световыми пучками представлена на рис.1,з. Единичные векторы поляризации световых пучков в выбранной системе координат имеют вид $\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_y$ и $\mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_x \cos \beta_2 + \mathbf{e}_z \sin \beta_2$. В рассматриваемом случае уравнения (5) и (7) не могут быть записаны в терминах одной функции двух неизвестных интенсивностей взаимодействующих световых пучков $I_{1,2}(z, x, t)$ так, как это было сделано выше. Поэтому, сохранив общий вид (5) и (7), получим

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -\frac{\gamma_1 \sigma_1}{\hbar\omega} \{ B_1(\vartheta, \varphi) I_1 + B_2(\vartheta, \varphi) I_2 + 2[B_1(\vartheta, \varphi) B_2(\vartheta, \varphi) I_1 I_2]^{1/2} \cos(Kx) \} n_1 + \left[\frac{1}{\tau} + \frac{\gamma_2 \sigma_2}{\hbar\omega} (I_1 + I_2) \right] (N_0 - \langle n_1 \rangle) \rho_0(\vartheta, \varphi), \quad (12)$$

$$\frac{dI_i(z, x, t)}{dz} = -[\sigma_1 \langle B_i(\vartheta, \varphi) \rangle_{n_1} + \sigma_2 (N_0 - \langle n_1 \rangle)] I_i(z, x, t). \quad (13)$$

Здесь $i = 1, 2$ – номер пучка;

$$B_1(\vartheta, \varphi) = \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi, \tag{14}$$

$$B_2(\vartheta, \varphi) = (\sin \beta_2 \cos \vartheta + \cos \beta_2 \sin \vartheta \cos \varphi)^2$$

– угловые коэффициенты, определяемые проекциями главных осей трансизомеров на векторы электрического поля световых пучков. Решение уравнения (12) может быть найдено методом последовательных приближений в виде ряда по малому параметру bt ($bt \ll 1$) по аналогии с [5]. Сохраняя члены второго порядка малости по bt и группируя множители при одинаковых степенях интенсивностей пучков, находим

$$n_1(\vartheta, \varphi, t) = N_0 \rho_0(\vartheta, \varphi) + \sum_{i=1}^2 \sum_{j=0}^{2i} K_i^j(\vartheta, \varphi, t) \times [I_1(z, x, t)]^{j/2} [I_2(z, x, t)]^{i-j/2}. \tag{15}$$

Здесь $K_i^j(\vartheta, \varphi, t)$ – коэффициенты, зависящие от углов и времени и определяющиеся при подстановке (15) в (12). Полученное выражение (15) используем затем для вычисления средних в правой части уравнения (13):

$$\frac{dI_1(z, x, t)}{dz} = -C_1^1 I_1 + C_2^1 (I_1)^{3/2} (I_2)^{1/2} + C_3^1 I_1 I_2, \tag{16}$$

$$\frac{dI_2(z, x, t)}{dz} = -C_1^2 I_2 + C_2^2 (I_2)^{3/2} (I_1)^{1/2} + C_3^2 I_2 I_1.$$

Для сокращения записи в системе (16) введены коэффициенты C_q^l ($l = 1, 2$ – номер пучка), получающиеся при усреднении $B_i(\vartheta, \varphi)$ по распределению (15). Система (16) позволяет определить коэффициенты пропускания выделенного слоя полимера для записывающих световых пучков. При численном моделировании системы уравнений (16) новые значения интенсивностей $I_{1,2}(z + \Delta z, x, t)$ вычисляются методом Рунге–Кутты 4-го порядка точности по шагу Δz . Окончательное выражение для $n_1(\vartheta, \varphi, t)$, учитывающее затухание интенсивности излучения вдоль оси Z , получим при подстановке решений системы (16) $I_{1,2}(z, x, t)$ в разложение (15). Используя равенство (8), можно найти Δn_{ind}^y в направлениях вектора E_p (т.е. для внутримодового считывания голограммы). Развернутые выражения не приводим из-за их громоздкости.

Перейдем теперь к описанию экспериментов и сравнению экспериментальных данных с результатами численного моделирования.

5. Эксперимент. Сравнение с численным расчетом

Эксперименты по голографической записи проводились с использованием пленочных образцов гребнеобразного нематического ЖК полимера с молярной концентрацией химически связанных фрагментов азокрасителя 20% [10, 11]. Температурный интервал нематической фазы полимерного образца составлял 40–104°C. Для экспериментов была изготовлена ячейка, содержащая слой полимера толщиной $L = 50$ мкм, который находился между стеклянными пластинами с прозрачными токопроводящими электродами из SnO_2 . Начальная нежесткая планарная ориентация пленки полимера достигалась предварительным натиранием поверхностей ог-

раничивающих пластин. К проводящим покрытиям стеклянных пластин прикладывалось переменное напряжение $U_a = 0 - 100$ В с частотой 350 Гц, что позволяло изменять ориентацию нематического директора в слое полимера (вследствие разворота мезогенных фрагментов вдоль поля). Конструкция ячейки предусматривала также нагрев и стабилизацию рабочей температуры пленки полимера в диапазоне 40–120°C с точностью $\sim 0.1^\circ\text{C}$.

По данным гониометрических измерений, проведенных с ячейкой, главные значения показателей преломления в гомеотропно ориентированном слое полимера ($U_a = 80$ В) есть $n_{\parallel} \approx 1.78$, $n_{\perp} \approx 1.46$, что хорошо согласуется со значениями, ранее найденными в работе [11] для подобных сред. Оптические плотности пленки при $\lambda_r \approx 532$ нм и $\lambda_p \approx 633$ нм в направлениях вдоль и поперек преимущественной ориентации директора были $D_{\perp} \approx 0.9$, $D_{\parallel} \approx 2.8$ и $D_{\perp} \approx 0.07$, $D_{\parallel} \approx 0.2$ соответственно.

Запись голограмм в полимерном образце осуществлялась по интерференционной схеме на пропускание излучением второй гармоники YAG:Nd-лазера ЛТН 402А ($\lambda_r \approx 532$ нм). Схема экспериментальной установки приведена на рис.2. Излучение лазера, пройдя через электро-механический затвор 1 и коллиматор 2 с диафрагмой ~ 20 мкм, попадало на делительный кубик 3. Полученные световые пучки, отраженные зеркалами 6 и 7, образовывали интерференционную картину в плоскости пленки полимера 11. Поляризации пучков задавались двойными ромбами Френеля 4 и 5, а выравнивание их интенсивностей производилось с помощью набора нейтральных фильтров 8.

Считывание голограмм одновременно с записью осуществлялось излучением He–Ne-лазера ЛГН-207А ($\lambda_p \approx 633$ нм), распространяющимся под углом $\tilde{\psi}_1$ (в воздухе) к нормали пленки полимера. Интенсивность света в брэгговском порядке дифракции (I_B) измерялась фотодатчиком 9, что позволяло найти дифракционную эффективность $\eta(t) = I_B/I_p$, где I_p – интенсивность пробного пучка. При расчете $\eta(t)$ определялось только для слоя полимера. Влияние ограничивающих стеклянных пластин ячейки учитывалось при обработке данных измерений. Фотодатчик 10 использовался для вспомогательных гониометрических измерений. Общее управление экспериментальной установкой и сбор данных осуществлялись с помощью персонального компьютера через электронный блок управления 12 и плату аналогоцифрового и цифроаналогового преобразователя.

Пространственная частота решетки L^{-1} , соответствующая углу схождения записывающих световых пучков в воздухе $2\tilde{\beta} \approx 28^\circ$, составляет около 909 лин./мм (L^{-1} примерно одинакова для случаев рис.1,а,з). Угол считывания $\tilde{\psi}_1 \approx 16.5^\circ$, удовлетворяющий условию Брэгга в геометрии рис.1,а, был определен экспериментально для ориентирующего напряжения 40 В (350 Гц). Для

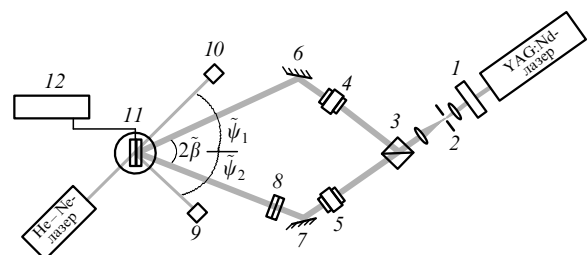


Рис.2. Схема экспериментальной установки.

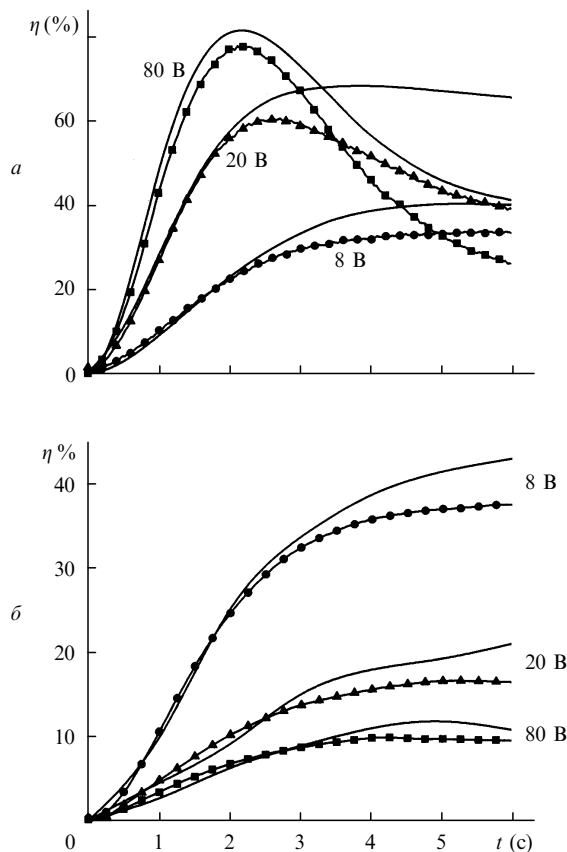


Рис.3. Динамика дифракционной эффективности голограммы в пленке нематического полимера в ориентирующем электрическом поле при записи s-s (а) и s-p (б) поляризованными пучками; сплошные линии – расчет, точки – эксперимент.

случая рис.1,2 угол $\tilde{\psi}_1 \approx 17.5^\circ$ при том же напряжении. В ходе экспериментов углы считывания оставались фиксированными.

Кривые динамики дифракционной эффективности при разных прикладываемых напряжениях и различных поляризациях записываемых пучков представлены на рис.3. Голографическая запись проводилась световыми пучками равной интенсивности ($I_1 \approx I_2 \approx 85$ мВт/см²) при температуре образца $\sim 70^\circ\text{C}$. Как следует из рис.3,а, в геометрии рис.1,а увеличение ориентирующего электрического поля приводит к возрастанию максимального $\eta(t)$. Это можно объяснить тем, что с увеличением поля из-за гомеотропного выстраивания полярных групп происходит уменьшение поглощения света ($\lambda_r \approx 532$ нм) в полимере – возрастает эффективная глубина записи голограммы.

В геометрии рис.1,б наблюдается обратная зависимость – уменьшение $\eta(t)$ с возрастанием напряженности поля (кривые рис.3,б). В данном случае рост электрического поля приводит к уменьшению недиагональных членов тензора $\Delta\hat{n}(z, x, t)$ на частоте решетки, ответственных за межмодовые дифракционные процессы. Расчетные кривые на графиках были получены для тех же условий. Параметры полимера были такими же, как и в работе [5]. Видно, что в области $t \ll b^{-1}$ (в нашем случае $b^{-1} \approx 9$ с)

теоретические кривые хорошо согласуются с экспериментальными.

Заключение

Экспериментально исследованы особенности голографической записи в пленке азосодержащего нематического полимера в присутствии ориентирующего электрического поля. Продемонстрирована возможность эффективного управления голографическими характеристиками полимерного слоя при изменении напряженности приложенного поля. Построена теоретическая модель, учитывающая анизотропные свойства соединения и позволяющая адекватно описать динамику голографических процессов на основе внутримодовой и межмодовой дифракции. Полученные теоретические результаты хорошо согласуются с данными экспериментов.

Авторы выражают признательность С.Г.Костромину и А.И.Стаханову за подготовку полимерных образцов, а также благодарят В.И.Шмальгаузена за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 98-02-17125) и INTAS (грант № 97-1672).

1. Sutherland R.L., Natarajan L.V., Tondiglia V.P., Bunning T.J., Adams W.W. *Appl.Phys.Letts*, **64**, 1074 (1994).
2. Tondiglia V.P., Natarajan L.V., Sutherland R.L., Bunning T.J., Adams W.W. *Optics Letts*, **20**, 1325 (1995).
3. Sutherland R.L., Natarajan L.V., Tondiglia V.P., Bunning T.J., Adams W.W. *SPIE*, **2532**, 309 (1995).
4. Larichev A.V., Simonov A.N., Shibaev V.P., Stakhanov A.I. In: *Polymer Preprints of Symposium on Azo Containing Polymers* (ACS Annual Meeting, Boston, 1998, v. 39, p. 274).
5. Симонов А. Н., Ларичев А. В. *Квантовая электроника*, **28**, 87 (1999).
6. Todorov T., Nikolova L., Tomova N. *Appl.Optics*, **23**, 4588 (1984).
7. Pedersen T.G., Johansen P.M., Holme N.C.R., Ramanujam P. S., Hvilsted S. *Phys.Rev.Letts*, **80**, 89 (1998).
8. Huang T., Wagner K.H. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **13**, 282 (1996).
9. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (СПб., Наука, 1992, гл. 5).
10. Shibaev V.P., Kostromin S.G., Ivanov S.A. In *Polymers as electro-optical and photooptical active media* (ed. V.P.Shibaev) (Springer-Verlag, Berlin, 1996, p. 37).
11. Шибает В.П., Костромин С.Г., Иванов С.А. *Высокомолекулярные соединения А*, **39**, 1 (1997).
12. Bridges R.E., Boyd R.W., Agrawal G.P. *J. Opt. Soc. Amer. B*, **13**, 553 (1996).
13. Fleck J. A., Feit M.D. *J. Opt.Soc.Amer.*, **73**, 920 (1983).
14. Золотко А.С., Китаева В.Ф, Терсков Д.Б. *ЖЭТФ*, **106**, 1722 (1994).

A.N.Simonov, A.V.Larichev, V.P.Shibaev. **Holographic recording in films of azo-containing LC polymers in the presence of aligning electric field.**

The dynamics of holographic recording in a film of azo-containing liquid-crystal polymer is studied both experimentally and theoretically in the presence of the aligning electric field. The possibility is demonstrated to efficiently control the optical recording regime by varying the applied field. The specificity of hologram synthesis in the case of different polarisation of the interacting light beams is considered. A theoretical model describing the holographic recording dynamics in a film of azo-containing nematic polymer is presented; numerical simulation of the processes of recording and read-out in anisotropic holograms is carried out as well.