

ТОНКАЯ СТРУКТУРА УГЛОВОЙ СЕЛЕКТИВНОСТИ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГОЛОГРАММ, ЗАПИСАННЫХ НА МАТЕРИАЛАХ, ПОЛИМЕРИЗУЕМЫХ ИНФРАКРАСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Р. С. Акопян, А. В. Галстян*

*Ереванский государственный университет
375025, Ереван, Армения*

Т. В. Галстян

*Центр оптики, фотоники и лазера при университете Лавалья
G1K7P4, Квебек, Канада*

Поступила в редакцию 24 ноября 2004 г.

Экспериментально исследовано и теоретически объяснено явление асимметрии угловой селективности дифракционной эффективности, наблюдаемой в полимерно-диспергированных жидкокристаллических голограммах, полимеризующихся под действием инфракрасного излучения. Теория связанных волн, развитая для анизотропных сред, успешно объясняет ключевые дифракционные свойства полученных анизотропных голографических решеток.

PACS: 61.30.Pq, 42.70.Df

1. ВВЕДЕНИЕ

Дифракция света на объемных фазовых решетках на основе многослойных или голографических материалов изучалась довольно тщательно (см., например, [1]). В частности, голографические полимерные системы были предметом детального изучения в течение прошлых десятилетий [2–4] благодаря потенциальной возможности их применения в различных оптических системах, используемых для записи информации [5], детектирования акустических волн [6], получения плоских экранов и экранов желаемой кривизны [7, 8], очищения пучка [9] и голографической фокусировки [10] и т. п. В отличие от классических записывающих материалов, таких как фотогографические материалы, фоторезисторы или желатины, эти материалы дают возможность записи с высоким разрешением в режиме реального времени, малых энергий облучения и без влажного процесса проявки. Постоянная фиксация голограмм в этих материалах реализуется благодаря полимери-

зации (которая инициируется в освещенных участках) и молекулярной диффузии, результатом чего является периодическая модуляция коэффициента преломления.

Иногда после экспозиции желательно контролировать дифракционную эффективность, например, для получения электрооптически управляемых голографических умножителей, единиц хранения информации и линз с динамически изменяемым фокусным расстоянием. В связи с этим в последнее время наблюдается растущий интерес к голографическим полимерно-диспергированным жидким кристаллам (ЖК) [11]. Этот интерес объясняется большой оптической анизотропией и возможностью управления двулучепреломлением в жидкокристаллических каплях, что дает возможность легко контролировать оптические свойства компонентов, сделанных из этих материалов.

Голографические полимерно-диспергированные ЖК-материалы формируются освещением однородных светочувствительных мономерно-жидкокристаллических смесей двумя когерентными интерферирующими волнами. По мере того как начинает-

*E-mail: rhakob@server.physdep.r.am

ся полимеризация и число мономеров в освещенных областях уменьшается, мономеры из темных областей диффундируют в освещенные зоны. Для полимерно-диспергированных ЖК выбираются такие молекулы ЖК, которые смешиваются с начальным раствором мономера, но не образуют смеси с полимером или частично полимеризованным раствором. Результатом этого является фазовое разделение ЖК и полимера, создающее трехмерные жидкокристаллические домены (капли) преимущественно в темных областях [12]. В некоторых специальных случаях образуются хорошо разделенные планарные зоны полимера и ЖК с субмикронным разрешением [13]. Во всех этих системах изначально однородная смесь полностью разделяется на области, богатые полимерами, и области, богатые ЖК, при этом в коэффициенте преломления материала возникает периодическое возмущение. Молекулярное ориентационное распределение в каждой капле (или слое) ЖК контролируется энергией упругой деформации, обусловленной условиями связи на стенках капель, давлением, изменением формы капли и ее размерами. Так как плотность ЖК в темных областях выше, чем в освещенных, эффективный коэффициент преломления на этих участках определяется в основном ориентацией ЖК. Освещенные области более насыщены полимером, и суммарный коэффициент преломления этих областей близок к коэффициенту преломления полимера. Поэтому модуляция коэффициента преломления, а также и дифракционная эффективность таких полимерно-диспергированных ЖК-решеток сильно зависят от размеров капель жидкого кристалла, их плотности, формы, а также ориентации ЖК внутри капле. Так как эти материалы сильноанизотропны, одним из важнейших вопросов является понимание роли ЖК в угловой и поляризационной зависимости характеристик полученных систем [14–16].

С другой стороны, хорошо известно, что ключевым параметром объемных голографических решеток является условие Брэгга и отклонение от условия Брэгга. Хотя это условие в описанных выше анизотропных системах может быть получено посредством строгих численных методов, простая формула оценки этого условия и умеренного углового отклонения от него была бы очень полезна. В самом деле, проблема фазового отклонения и обусловленного им дифракционного сдвига оказывается весьма важной. Наиболее общепринятой техникой описания дифракционных свойств толстых голограмм является теория связанных волн, или теория связанных мод [17]. В работе [18] эта теория

была успешно обобщена на случай дифракционных решеток, созданных из анизотропных материалов. Однако в этой работе окончательные расчеты проведены только для фоторефрактивных кристаллов. Кроме того, отсутствует явный вид угловой зависимости дифракционной эффективности, что затрудняет его использование для объяснения экспериментальных результатов. Поэтому есть необходимость модифицировать эту теорию с целью исследования анизотропной дифракции при отклонении от угла Брэгга. Мы сделали конкретные теоретические расчеты анизотропной дифракционной решетки с целью объяснить специфику поведения недавно обнаруженных нами [19, 20] голографических полимерно-диспергированных ЖК, чувствительных в ближней инфракрасной области спектра (850 нм). Такие решетки в некоторых случаях могут обладать дифракционной эффективностью свыше 95 %. Так как указанная длина волны 850 нм является важной с практической точки зрения для диодных лазеров и лазеров с вертикальными резонаторами, она имеет множество применений в области записи голографических структур.

Во многих упомянутых выше случаях специальный интерес представляет асимметрия угловой селективности подобных голографических элементов. Несмотря на то что эта асимметрия является опытным фактом [12, 13], часто ею пренебрегают. Отметим также, что проведенные нами экспериментальные и теоретические исследования позволяют получить информацию об ориентации молекул в ЖК-каплях, не прибегая к сложным микроскопическим методам.

Работа организована следующим образом. В разд. 2 приведено решение системы уравнений связанных волн в приближении ненаклонных полос и для чисто фазовой прозрачной объемной решетки. В разд. 3 представлен специальный случай фазового отклонения от условия Брэгга в голографических полимерно-диспергированных ЖК. Соответствующие экспериментальные результаты описаны в разд. 4. Выводы и заключения даны в разд. 5.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

Рассмотрим ненаклонную прозрачную дифракционную решетку толщиной d и периодом Λ . Направим ось y вдоль нормали к поверхности решетки, а ось x — вдоль вектора решетки (рис. 1). Предполагаем, что падающий свет с длиной волны λ_0

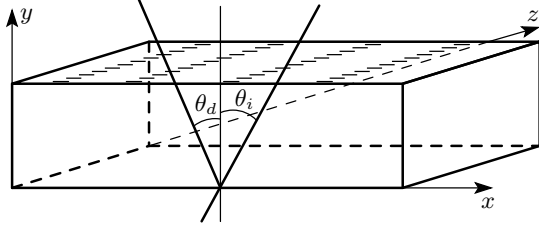


Рис. 1. Принципиальная схема дифракции света на толстой пропускающей голограмме

и волновым вектором $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ в вакууме монохроматичен и линейно поляризован. Свет падает на полимерно-диспергированный ЖК под углом θ_i , измеряемым внутри образца. Рассмотрим решетку, которая образована только модуляцией коэффициента преломления, следовательно, тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ не имеет комплексной части. Мы предполагаем, что $\hat{\epsilon}$ меняется синусоидально по оси x , главная оптическая ось среды также направлена по x . Следовательно, тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ можно записать в виде

$$\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}^0 + \hat{\epsilon}^1 \cos(Kx), \quad (1)$$

где $\hat{\epsilon}^0$ — средний тензор диэлектрической проницаемости, $\hat{\epsilon}^1$ — тензор диэлектрической проницаемости, компоненты которого описывают глубину модуляции. Волновой вектор \mathbf{K} ориентирован вдоль оси x , его модуль равен $K = 2\pi/\Lambda$, где Λ — период решетки. Следуя [17], для толстых голограмм рассматриваем распространение только двух волн (падающей и дифрагированной). Электрическое поле внутри анизотропной среды представляем в виде суммы двух упомянутых выше волн:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = [\mathbf{E}_i(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}) + \mathbf{E}_d(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{r})] \times \exp(i\omega t) + \text{c.c.}, \quad (2)$$

где $\mathbf{E}_i(\mathbf{r})$ и $\mathbf{E}_d(\mathbf{r})$ — соответственно комплексные амплитуды падающей и дифрагированной волн. Пользуясь условием Брэгга $\mathbf{k}_i + \mathbf{K} = \mathbf{k}_d$, можно написать

$$\exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}) \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{r}),$$

$$\exp(i\mathbf{k}_d \cdot \mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}).$$

Учитывая эти соотношения, как и в работе [18], подставим уравнения (1), (2) в волновое уравнение

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r})) = k_0^2 \hat{\epsilon} \mathbf{E}(\mathbf{r}). \quad (3)$$

Исключая члены, описывающие распространение света в невозмущенной среде, и применяя приближе-

ние медленно меняющихся амплитуд, получим следующую систему связанных уравнений:

$$2i|k_i| \nabla E_i [\hat{\mathbf{k}}_i - \mathbf{e}_i(\mathbf{e}_i \cdot \hat{\mathbf{k}}_i)] = \frac{k_0}{2} A E_d, \quad (4)$$

$$2i|k_d| \nabla E_d [\hat{\mathbf{k}}_d - \mathbf{e}_d(\mathbf{e}_d \cdot \hat{\mathbf{k}}_d)] - 2k_i E_d (\mathbf{d}_d \cdot \mathbf{e}_d)^2 \Delta = \frac{k_0}{2} A E_i. \quad (5)$$

Здесь и далее будем пользоваться следующими обозначениями: $\mathbf{e}_i = \mathbf{E}_i/E_i$ и $\mathbf{e}_d = \mathbf{E}_d/E_d$ — единичные векторы соответственно вдоль \mathbf{E}_i и \mathbf{E}_d , $\mathbf{d}_{i,d}$ — единичные векторы вдоль соответствующих векторов индукции электрического поля, $A = \mathbf{e}_i \hat{\epsilon}^1 \mathbf{e}_d = \mathbf{e}_d \hat{\epsilon}^1 \mathbf{e}_i$, $\hat{\mathbf{k}}_{i,d}$ — единичные векторы вдоль волновых векторов $\mathbf{k}_{i,d}$. Фазовую расстройку от условия Брэгга определим, как и в работе [17]:

$$\Delta = \frac{k_d^2 - k_i^2}{2k_i}. \quad (6)$$

Этот подход более удобен для сравнения теоретических результатов с экспериментальными. Выражения в квадратных скобках в уравнениях (4) и (5) — это векторы, направленные вдоль направления распространения энергии (вектора Пойнтинга), и, следовательно, можно написать

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{k}}_i - \mathbf{e}_i(\mathbf{e}_i \cdot \hat{\mathbf{k}}_i) &= g_i \mathbf{u}_i, \\ \hat{\mathbf{k}}_d - \mathbf{e}_d(\mathbf{e}_d \cdot \hat{\mathbf{k}}_d) &= g_d \mathbf{u}_d, \end{aligned} \quad (7)$$

где \mathbf{u}_i и \mathbf{u}_d — единичные векторы вдоль векторов Пойнтинга, $g_{i,d}$ — косинусы углов между волновыми векторами и векторами Пойнтинга. В приближении плоских волн предположим, что амплитуда электрического поля зависит только от координаты y . Таким образом, уравнения (4) и (5) для связанных волн можно переписать в следующем виде:

$$E'_i = -i\chi_i E_d, \quad (8)$$

$$E'_d + 2i\frac{\xi}{d} E_d = -i\chi_d E_i, \quad (9)$$

где производная берется только по y , ξ — параметр, описывающий брэгговскую расстройку, $\chi_{i,d}$ — постоянные связи двух волн,

$$\xi = \frac{dg_d k_i \Delta}{2k_d \cos \varphi_d}, \quad \chi_{i,d} = \frac{k_0 A}{4n_{i,d} g_{i,d} \cos \varphi_{i,d}}, \quad (10)$$

φ_i и φ_d — углы между нормалью к поверхности полимерно-диспергированного ЖК (ось y) и вектором

Пойнтинга соответственно для падающего и дифрагированного пучков, $n_{i,d}$ — средний коэффициент преломления для падающего и дифрагированного пучков ($k_{i,d} = k_0 n_{i,d}$). Амплитуду электрического поля на выходе из решетки находим, решая уравнения (8) и (9) для связанных волн. Главное решение этой системы можно записать в виде

$$\begin{aligned} E_i &= E_i^{01} \exp(\gamma_1 y) + E_i^{02} \exp(\gamma_2 y), \\ E_d &= E_d^{01} \exp(\gamma_1 y) + E_d^{02} \exp(\gamma_2 y), \end{aligned} \quad (11)$$

где $E_{i,d}^{01}$, $E_{i,d}^{02}$ — комплексные постоянные. Подставляя (11) в систему уравнений (8), (9), находим

$$\gamma_{1,2} = -i \frac{\xi}{d} \pm i \sqrt{\chi_i \chi_d + \frac{\xi^2}{d^2}}. \quad (12)$$

Из нормированных начальных условий $E_i(0) = 1$, $E_d(0) = 0$ и с учетом (12) решение системы уравнений (8), (9) для дифрагированных волн с p - и s -поляризацией примет следующий вид:

$$E_d(d) = -i \sqrt{\frac{\chi_d}{\chi_i}} \frac{\sin \sqrt{\nu^2 + \xi^2}}{\sqrt{1 + \xi^2/\nu^2}} e^{i\xi}, \quad (13)$$

где $\nu = d \sqrt{\chi_i \chi_d}$ описывает модуляцию решетки, ξ описывает фазовую расстройку от условия Брэгга ($\xi = 0$ при падении света под углом Брэгга).

Дифракционная эффективность η определяется как отношение нормальных (к поверхности решетки) компонент потоков мощностей дифрагированной и падающей волн. Учитывая (13), для дифракционной эффективности получим

$$\eta = \frac{\sin^2 \sqrt{\xi^2 + \nu^2}}{1 + \xi^2/\nu^2}, \quad (14)$$

Выражение (14) имеет тот же вид, что и аналогичное выражение в [17, 18]. Определение ν совпадает с определением в работе [18], а фазовая расстройка определяется как в [17].

3. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ПОЛИМЕРНО-ДИСПЕРГИРОВАННЫЙ ЖК ПРИ ФАЗОВОЙ РАССТРОЙКЕ

Чтобы развить модель дальше и сравнить теоретические результаты с экспериментом, надо сделать некоторые предположения относительно композитной решетки. Мы предполагаем, что решетка имеет области высокой концентрации ЖК-капель, разделенные твердыми областями полимера.

Измерение рассеяния p - и s -поляризованного света при нормальном падении показывает, что, когда поляризация света направлена вдоль волнового вектора решетки (p -поляризация), рассеяние света больше, чем при s -поляризации (перпендикулярно волновому вектору). Известно, что анизотропные молекулы ЖК рассеивают свет, поляризованный вдоль директора эффективнее, чем свет, поляризованный перпендикулярно директору ЖК молекул [21]. Тем самым нами установлено, что молекулы жидкого кристалла в каплях ориентированы параллельно вектору решетки (см. рис. 1), что подтверждают наши исследования дифракционной эффективности, приведенные в настоящей работе. Так что s -поляризованный свет имеет эффективный коэффициент преломления, определяемый перпендикулярной компонентой диэлектрической проницаемости жидкого кристалла. Это было подтверждено нашими исследованиями с помощью поляризационного микроскопа и сканированием с помощью электронного микроскопа. Аналогичные результаты для ориентации молекул ЖК были получены в работах [22, 23] при сравнении теоретического и экспериментального исследований дифракционной эффективности несколько иного полимерно-диспергированного ЖК. Мы предполагаем также, что в областях, богатых полимером, почти нет ЖК-капель. С учетом всех упомянутых выше предположений тензор диэлектрической проницаемости для изучаемого полимерно-диспергированного ЖК будет иметь следующий вид:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (15)$$

где $\epsilon_{xx} = \epsilon_{\parallel}$ — диэлектрическая проницаемость ЖК для света, вектор поляризации которого направлен вдоль вектора решетки, $\epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = \epsilon_{\perp}$ — диэлектрическая проницаемость для света, вектор поляризации которого перпендикулярен вектору решетки. Таким образом, в уравнении (1) полагаем

$$\begin{aligned} \epsilon_{\perp,\parallel}^0 &= \epsilon_{\perp,\parallel}^{LC} c + \epsilon_{pol}(1 - c), \\ \epsilon_{\perp,\parallel}^1 &= (\epsilon_{\perp,\parallel}^{LC} c - \epsilon_{pol}) c, \end{aligned} \quad (16)$$

где c — объемная концентрация жидкого кристалла, $\epsilon_{\parallel}^{LC}$, ϵ_{\perp}^{LC} — компоненты диэлектрической проницаемости ЖК соответственно для света, поляризованного параллельно и перпендикулярно вектору решетки, ϵ_{pol} — диэлектрическая проницаемость полимера. Для численной оценки положим $\epsilon_{\parallel}^{LC} = 2.95$

и $\varepsilon_{\perp}^{LC} = 2.3$ для жидкого кристалла E7, а для фотополимера, который использовался в наших экспериментах, $\varepsilon_{pol} = 2.4$. Концентрация ЖК в экспериментах составляла величину порядка 30 %.

Для изучения угловой селективности дифракционной эффективности необходимо в выражении (14) для дифракционной эффективности иметь зависимости всех параметров от угла падения в явном виде. Легко заметить, что углы между нормалью к поверхности решетки (ось y) и волновыми векторами $\theta_{i,d}$ падающего и дифрагированного света связаны с углами $\varphi_{i,d}$ соотношениями $\varphi_{i,d} = \theta_{i,d} + \arccos g_{i,d}$. В общем случае выражения для коэффициентов преломления $n_{i,d}$ и косинусов углов $g_{i,d}$ между волновыми векторами и векторами Пойнтинга для p -поляризованного света имеют вид

$$g_{i,d} = \frac{\varepsilon_{\parallel}^0 \sin^2 \theta_{i,d} + \varepsilon_{\perp}^0 \cos^2 \theta_{i,d}}{\sqrt{(\varepsilon_{\parallel}^0)^2 \sin^2 \theta_{i,d} + (\varepsilon_{\perp}^0)^2 \cos^2 \theta_{i,d}}}, \quad (17)$$

$$n_{i,d}^2 = \frac{\varepsilon_{\perp}^0 \varepsilon_{\parallel}^0}{\varepsilon_{\parallel}^0 \sin^2 \theta_{i,d} + \varepsilon_{\perp}^0 \cos^2 \theta_{i,d}},$$

а для s -поляризованного света —

$$g_{i,d} = 1, \quad n_{i,d}^2 = \varepsilon_{\perp}^0. \quad (18)$$

Из определения (6) для Δ можно получить следующее выражение:

$$\Delta = \frac{K^2 - 2k_0 K n_i \sin \theta_i}{2k_0 n_i}. \quad (19)$$

Параметр $A = e_i \hat{\varepsilon}^1 e_d = e_d \hat{\varepsilon}^1 e_i$ можно записать в виде

$$A = \varepsilon_{\perp}^1 \sin \varphi_i \sin \varphi_d - \varepsilon_{\parallel}^1 \cos \varphi_i \cos \varphi_d \quad (20a)$$

для p -волны и

$$A = \varepsilon_{\perp}^1 \quad (20b)$$

для s -волны.

Можно легко проверить, что все выражения в (17), (19), (20) несимметричны относительно угла Брэгга. Угол Брэгга θ_B определяется из формулы (19) при условии $\Delta = 0$. Поэтому угловая зависимость дифракционной эффективности также должна быть асимметрична относительно угла Брэгга θ_B . Важно отметить, что $\theta_{i,d}$ — углы внутри образца; для сравнения теоретических результатов с экспериментальными мы сделали перерасчет к внешнему углу.

Для численных расчетов при малых расстройках от условия Брэгга примем $\theta_i = \theta_d = \theta$. Угловая зависимость параметров $g_{i,d}$ и коэффициента преломления приводят к небольшой поправке к асимметрии

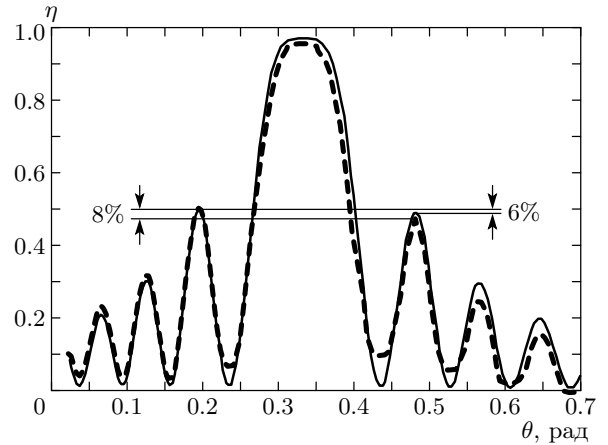


Рис. 2. Теоретическая (сплошная линия) и экспериментальная (штриховая линия) зависимости дифракционной эффективности от угла падения для p -поляризованной волны

угловой зависимости дифракционной эффективности. Основной вклад в асимметрию вносят асимметричная зависимость брэгговской расстройки и асимметричная зависимость модуляционного параметра A или ν . Первый механизм является изотропным (присутствует также в изотропных решетках), второй механизм — анизотропным (присутствует только в анизотропных решетках).

Численные вычисления были выполнены с помощью программы МАТНЕМАТИСА 4.0. Параметры, использованные при вычислениях для полимера и жидкого кристалла E7, приведены выше. Длина волны пробного пучка $\lambda = 0.628$ мкм, период решетки $\Lambda = 1.0$ мкм, толщина $d = 27.4$ мкм. Как видно из рис. 2 (сплошная линия), угловая зависимость дифракционной эффективности слегка асимметрична относительно угла Брэгга $\theta_B = 18.3^\circ = 0.32$ рад. Очевидно, что на рис. 2 левосторонний первый максимум (η_{-1}) выше, чем правосторонний первый максимум (η_{+1}). Определим параметр a как меру асимметрии следующим образом:

$$a = 2 \frac{\eta_{-1} - \eta_{+1}}{\eta_{-1} + \eta_{+1}}, \quad (21)$$

тогда $a_p \approx 6\%$ для p -поляризованной пробной волны в нашем случае с упомянутыми выше параметрами материалов. Чтобы вычислить дифракционную эффективность для s -поляризованной волны, везде нужно вместо ε_{\parallel} подставить ε_{\perp} . Тогда угловая зависимость модуляционного параметра исчезает. Поэтому асимметрия брэгговской расстройки (19) остается единственным механизмом угловой асимметрии

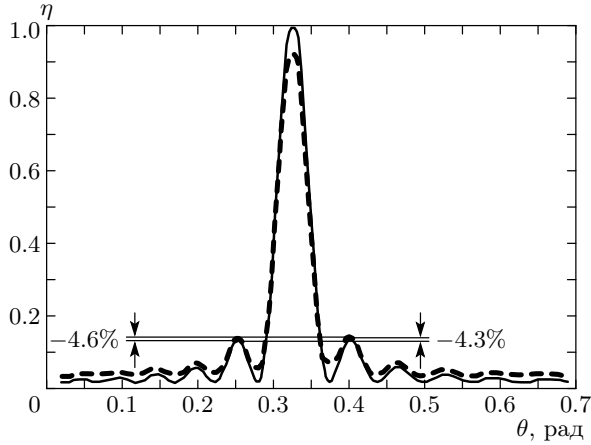


Рис. 3. Теоретическая (сплошная линия) и экспериментальная (штриховая линия) зависимости дифракционной эффективности от угла падения для *s*-поляризованной волны

дифракционной эффективности (рис. 3, сплошная кривая). Согласно определению (21), эта асимметрия отрицательна, и $a_s \approx -4.3\%$. Из полученных результатов следует, что анизотропный механизм дает намного больший вклад в асимметрию, чем изотропный. Кроме того, вклад анизотропного механизма частично компенсируется изотропным механизмом асимметрии.

Любопытно обратить внимание на некоторые различия между боковыми максимумами в случаях *p*-поляризованной и *s*-поляризованной пробных волн. Отметим, что в случае *p*-поляризованной пробной волны боковые максимумы больше. Как видно из (14), дифракционный максимум порядка *m* равен

$$\eta_m = \frac{\nu^2}{\nu^2 + \xi^2} \quad \text{при} \quad \sqrt{\nu^2 + \xi^2} = \frac{\pi}{2} + \pi m.$$

Это означает, что отношение между соседними максимумами равно

$$\frac{\eta_{m+1}}{\eta_m} = \frac{(2m+1)^2}{(2m+3)^2}.$$

Центральный максимум получается, когда $\xi = 0$ и $\nu = \pi/2 + \pi m$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Для нашей решетки полимерно-диспергированного ЖК $\nu_p = 7.43$, $\nu_s = -1.44$ при $\theta = \theta_B$, именно поэтому для *s*-поляризованного пробного пучка значение *m*, соответствующее центральному и последующим максимумам, начинается с нуля, а для *p*-поляризованного — с двух. Вследствие этого $\eta_1/\eta_0 = 1/9$ для *s*-поляризованного пробного пучка и $\eta_1/\eta_0 = 25/49$ для *p*-поляризованного.

Существует третий механизм угловой асимметрии дифракционной эффективности. Этот механизм связан с наличием поглощения. Чем больше угол падения на решетку, тем больший оптический путь проходит луч, следовательно, больше поглощается. Это ведет к положительной асимметрии. Учет поглощения приводит к следующей поправке: выражение (14) для дифракционной эффективности должно быть умножено на $\exp(-\alpha d / \cos \theta)$, где α — коэффициент поглощения. Однако обсуждение механизма с поглощением не является целью данной работы, так как поглощение в нашем материале довольно мало ($\alpha = 35 \text{ см}^{-1}$ и $\alpha d = 0.0875$) и асимметрия дифракционной эффективности, обусловленная механизмом поглощения, совершенно незначительна.

Таким образом, мы выяснили, что существует анизотропный механизм асимметрии, который конкурирует с асимметрией брэгговской расстройки. Естественно, вклад анизотропного механизма сильно зависит от поляризации падающего пучка, что дает возможность управлять величиной асимметрии. Поскольку при *p*-поляризации (азимутальный угол $\beta = 0$) асимметрия имеет положительное значение приблизительно 6%, а в случае *s*-поляризации (азимутальный угол $\beta = 90^\circ$) асимметрия имеет отрицательное значение около -4.3% , при некоторой поляризации асимметрия обязательно должна обратиться в нуль. Чтобы исследовать зависимость величины асимметрии от азимутального угла поляризации падающего пучка, обозначим интенсивности дифрагированных волн *p*- и *s*-поляризации соответственно I_{dp} и I_{ds} , интенсивности падающих волн *p*- и *s*-поляризации соответственно I_{ip} и I_{is} , а углы между нормалью к поверхности полимерно-диспергированного ЖК (ось *y*) и вектором Пойнтинга для падающего и дифрагированного пучков *p*- и *s*-поляризации соответственно φ_{ip} , φ_{is} , φ_{dp} , φ_{ds} . Согласно определению дифракционной эффективности, для *p*- и *s*-волн можно записать

$$\begin{aligned} \eta_p &= \frac{I_{dp}(d)n_{dp}g_{dp} \cos \varphi_{dp}}{I_{ip}(0)n_{ip}g_{ip} \cos \varphi_{ip}}, \\ \eta_s &= \frac{I_{ds}(d)n_{ds}g_{ds} \cos \varphi_{ds}}{I_{is}(0)n_{is}g_{is} \cos \varphi_{is}}. \end{aligned} \quad (22)$$

Поскольку

$$\begin{aligned} I_{ip} &= E_{ip}E_{ip}^* = E_iE_i^* \cos^2 \beta = I_i \cos^2 \beta, \\ I_{dp} &= E_{dp}E_{dp}^* = E_dE_d^* \cos^2 \beta = I_d \cos^2 \beta, \\ I_{is} &= E_{is}E_{is}^* = E_iE_i^* \sin^2 \beta = I_i \sin^2 \beta, \\ I_{ds} &= E_{ds}E_{ds}^* = E_dE_d^* \sin^2 \beta = I_d \sin^2 \beta, \end{aligned} \quad (23)$$

где β — азимутальный угол поляризации падающего

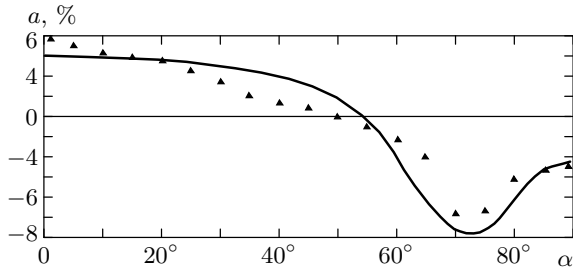


Рис. 4. Теоретическая (сплошная линия) и экспериментальная (треугольники) зависимости асимметрии угловой селективности дифракционной эффективности от азимутального угла поляризации

пучка, I_i и I_d — суммарные интенсивности падающего и дифрагированного пучков, для интенсивности дифрагированной волны получим

$$I_d = I_{ds} + I_{dp} = I_i(\eta_s f_s \sin^2 \beta + \eta_p f_p \cos^2 \beta), \quad (24)$$

$$f_p = \frac{n_{ip} g_{ip} \cos \varphi_{ip}}{n_{dp} g_{dp} \cos \varphi_{dp}}, \quad f_s = \frac{n_{is} g_{is} \cos \varphi_{is}}{n_{ds} g_{ds} \cos \varphi_{ds}}.$$

В общем случае выражение для дифракционной эффективности имеет следующий вид:

$$\eta = \frac{I_d(d) \cos \theta'_d}{I_i(0) \cos \theta'_i} = \frac{1}{f} \frac{I_d}{I_i}, \quad (25)$$

где $f = \cos \theta'_i / \cos \theta'_d$, θ'_i и θ'_d — углы падения и дифракции вне образца, которые можно выразить через углы падения и дифракции внутри образца, θ_i и θ_d , с помощью формулы Снеллиуса. Подставляя (24) в (25), получаем выражение для зависимости дифракционной эффективности от азимутального угла поляризации падающего пучка:

$$\eta = \frac{1}{f} (\eta_s f_s \sin^2 \beta + \eta_p f_p \cos^2 \beta). \quad (26)$$

По формуле (26) при изменении азимутального угла поляризации от 0 до 90° с шагом 5° была построена серия кривых угловой зависимости дифракционной эффективности, из которых затем, согласно (21), рассчитана зависимость асимметрии от угла поляризации. Полученная кривая приведена на рис. 4 (сплошная линия). Как видно из рис. 4, асимметрия от $a = 6\%$ для случая p -поляризации начинает убывать, обращается в нуль при угле поляризации около 55°, затем достигает минимума и далее соответствует случаю s -поляризованной пробной волны.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

В эксперименте использовался фотополимеризуемый раствор мономера и жидкого кристалла, чувствительного в ближней инфракрасной области спектра [20]. Материал состоял из следующих компонентов: мономера ДПЭПА (д-пента-эритрол-пента-акрилат), мономера 2ЭЭЭА (2-этоксисилокси-этил-акрилат), жидкого кристалла Е7 и фоточувствительной системы. Последняя состояла из трех элементов: цианинового красителя IR-140, имеющего пик поглощения вблизи 818 нм (с шириной линии 100 нм), донора электронов СВг₄ и инициатора ЭДМАБ (этил-диметил-амино-бензоат). Этот фотополимеризуемый раствор помещался между двумя параллельными стеклянными пластинами (ширина и длина 25 мм, толщина 1 мм) с прокладкой 27.4 мкм.

Отметим, что основной используемый пятифункциональный мономер ДПЭПА создает трехмерную сеть, в то время как однофункциональный мономер 2ЭЭЭА с малой вязкостью может с легкостью диффундировать из малоосвещенных областей в сильноосвещенные области. Освещение композитной системы фотоинициатора инфракрасным светом приводит к необратимому фотолизу и отбеливанию красителя. Таким образом, даже с образцами, имеющими начальную оптическую плотность более чем два (на длине волны 823 нм), конечное поглощение материала намного ниже. В результате можно получить очень эффективную (более 95%) воспроизводимую голографическую решетку с высоким разрешением. Ненаклонная прозрачная решетка была записана с использованием стандартной интерференционной установки. Два вертикально поляризованных луча (s -поляризация) от титан-сапфирового лазера непрерывного действия ($\lambda = 823$ нм) интерферируют под углом 48.6°, в результате образуется наиболее эффективный период порядка 1 мкм [24].

Принципиальная схема измерительной установки приведена на рис. 5. Пробный пучок He-Ne-лазера ($\lambda = 628$ нм), поляризованный под углом 45° относительно плоскости падения, проходит через $\lambda/4$ -пластинку и становится циркулярно-поляризованным. Затем луч проходит через поляризатор Р, который закреплен на шаговом двигателе SM2 и программно управляется персональным компьютером РС при помощи интерфейса САМАС. Минимальный угол, на который двигатель способен поворачивать поляризатор, составляет около 0.77°. С помощью этой системы

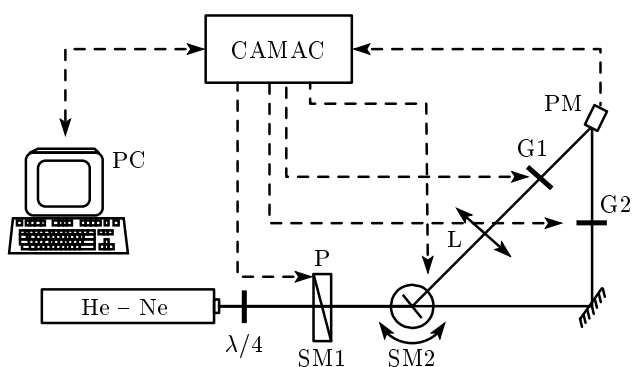


Рис. 5. Схема экспериментальной установки для измерения угловых и поляризационных зависимостей дифракционных решеток

программно можно задавать заранее известную поляризацию падающего пучка. Далее свет падает на голографическую решетку, которая закреплена на шаговом двигателе SM1. Минимальный угол, на который SM1 способен поворачивать голографическую решетку, равен примерно 0.25° . Из решетки выходят две волны, прошедшая и дифрагированная. Дифрагированная волна прямо, а прошедшая, отражаясь от зеркала, проходят через оптомеханические затворы G1 и G2, закрытое и открытое состояния которых также управляются компьютером. Эти два луча падают на фотоприемник PM. С периодом 140 мс затворы, закрывая дифрагированную волну, открывают прошедшую волну, и фотоприемник измеряет ее интенсивность, затем закрывают прошедшую волну, открывая дифрагированную. Когда шаговый двигатель SM1 вращает решетку, прошедшая волна остается неподвижной, а дифрагированная волна смещается. Для этого между затвором G1 и решеткой ставится линза L, отображающая освещенную точку решетки на фотоприемник, следовательно, любой луч (под любым углом), который падает на линзу, обязательно попадет на фотоприемник. Установка сначала измеряет угловую зависимость дифракционной эффективности для p -поляризации, затем вращает поляризатор P шаговым двигателем SM2 на 5° и снова измеряет угловую зависимость дифракционной эффективности, и так далее до s -поляризации. Получается серия кривых угловой зависимости дифракционной эффективности в зависимости от поляризации. Каждое измерение интенсивности проводится десять раз и затем усредняется. Статистическая погрешность эксперимента составляет примерно 0.01 %.

На рис. 2 и 3 приведены экспериментальные результаты для угловой зависимости дифракционной эффективности в случаях p - и s -поляризованных падающих волн (штриховые кривые). Экспериментально полученный угол Брэгга $\theta_B = 18.9^\circ = 0.329$ рад. Считая асимметрию согласно (21), с учетом экспериментальных данных получаем $a_p \approx 8\%$ для p -поляризованной падающей волны (см. рис. 2) и $a_s \approx -4.6\%$ для s -поляризованной волны (см. рис. 3). Эти результаты хорошо согласуются с теоретическими расчетами.

На рис. 4 приведена экспериментальная кривая зависимости асимметрии угловой зависимости дифракционной эффективности от угла поляризации (треугольники). Как и предполагалось, при некотором угле поляризации асимметрия обращается в нуль. Экспериментально этот угол равен 50° . Меняя поляризацию, фактически можно управлять величиной асимметрии. Поведение экспериментальной кривой хорошо совпадает с теоретическими результатами.

Отметим, что при наших параметрах (d, Λ, \dots) величина $Q = K^2 \lambda d / 2\pi n_0$, которой определяется толстая голографическая решетка, равна $Q = 67$, однако есть другой параметр, $\rho = 2\lambda^2 / \Lambda^2 n_0 n_1$, которым также определяется решетка. В нашем случае $\rho = 14.499$ для p -поляризованной волны и $\rho = 46.398$ для s -поляризованной волны. Согласно работе [25], параметр ρ должен удовлетворять условию $\rho > 20$ для толстых голографических решеток. Таким образом, при наших параметрах в случае s -поляризованной волны мы находимся полностью в режиме Брэгга, а в случае p -поляризованной волны близки к нему, и наши расчеты для толстых голограмм в довольно хорошем приближении совпадают с экспериментом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе теоретически и экспериментально исследована дифракционная решетка на основе полимерно-диспергированных ЖК, чувствительная в ближней инфракрасной области спектра. Изучение рассеяния света показало, что ориентация молекул ЖК в полимерной матрице параллельна волновому вектору решетки, и на этом основании построена модель для такой анизотропной решетки. Сопоставление наших экспериментов и теоретических расчетов подтверждают правомерность изложенного распределения директора ЖК. Наблюдается и теоретически объяс-

няется явление асимметрии угловой селективности дифракционной эффективности. Исследована зависимость асимметрии от поляризации падающего пучка и возможность управления асимметрией азимутального угла поляризации подающего излучения.

Авторы благодарят С. Харбора (S. Harbour) за любезное предоставление экспериментальной установки для записи наших голограмм.

Исследования, проведенные в настоящей работе, были возможны, в частности, благодаря гранту CRDF (№ AP2-2302-YE-02), коллаборативному гранту правительства Квебека и NSERC (Nat. Science, Engin. & Research. Council of Canada).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*, Wiley, New York (1988), с. 150.
2. N. Noiret, C. Meyer, D. J. Lougnot et al., *Pure Appl. Opt.* **3**, 55 (1994).
3. G. Zhao and P. Mouroulis, *J. Mod. Opt.* **41**, 1929 (1994).
4. J. T. Sheridan and J. R. Lawrence, *J. Opt. Soc. Amer. A* **17**, 1108 (2000).
5. H. Lee, X. Gu, and D. Psaltis, *J. Appl. Phys.* **65**, 2191 (1998).
6. D. A. Larson, T. D. Black, M. Green et al., *J. Opt. Soc. Amer. A* **7**, 1745 (1990).
7. J. Qi, M. DeSarkar, G. T. Warren, and G. P. Crawford, *J. Appl. Phys.* **91**, 4795 (2002).
8. M. J. Escuti, J. Qi, and G. P. Crawford, *Opt. Lett.* **28**, 522 (2003).
9. P. Pilot and T. V. Galstian, *Proc. SPIE* **4087**, 1302 (2000).
10. F. Bouguin and T. V. Galstian, *SPIE* **4342**, 492 (2001).
11. T. J. Bunning, L. V. Natarajan, V. P. Tondiglia et al., *Ann. Rev. Mater. Sci.* **30**, 83 (2000).
12. R. L. Sutherland, L. V. Natarajan, V. P. Tondiglia et al., *Chem. Mater.* **5**, 1533 (1993).
13. Р. Капуто, А. В. Сухов, Ч. Уметон и др., *ЖЭТФ* **118**, 1374 (2000).
14. J. J. Butler, M. A. Rodriguez, M. S. Malcuit et al., *Opt. Comm.* **155**, 23 (1998).
15. R. L. Sutherland, V. P. Tondiglia, L. V. Natarajan et al., *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1420 (2001).
16. P. Pilot, Y. B. Boiko, and T. V. Galstian, *SPIE* **3638**, 26 (1999).
17. H. Kogelnik, *Bell Syst. Tech. J.* **48**, 2909 (1969).
18. G. Montemezzani and M. Zgonik, *Phys. Rev. E* **55**, 1035 (1997).
19. P. Pilot, Y. B. Boiko, and T. V. Galstian, *SPIE* **3635**, 143 (1999).
20. T. Galstian and A. Tork, *US Patent* **6,398,981**, June 4, 2002.
21. П. де Жен, *Физика жидких кристаллов*, Мир, Москва (1977), с. 125.
22. R. T. Pogue, L. V. Natarajan, V. P. Tondiglia et al., *Proc. SPIE* **3475**, 2 (1998).
23. J. J. Butler, M. S. Malcuit, and M. A. Rodriguez, *J. Opt. Soc. Amer. B* **19**, 183 (2002).
24. P. Nagtegaele and T. V. Galstian, *Synth. Met.* **127**, 85 (2002).
25. M. G. Moharam and T. K. Gaylord, *J. Opt. Soc. Amer.* **71**, 811 (1981).