

УДК 535.421

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ТОЛСТЫХ АНИЗОТРОПНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК

Р.С. АКОПЯН, А.В. ГАЛСТЯН, Г.Г. ЗАХАРЯН, Ю.С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 4 февраля 2004 г.)

Экспериментально и теоретически изучены поляризационные свойства толстых анизотропных голографических решеток. Получены зависимости дифракционной эффективности, состояния поляризации выходного дифракционного пучка от азимутального угла линейной поляризации падающего пучка в случае падения под углом Брэгга. Показана возможность управления дифракционными характеристиками в большом интервале путем изменения поляризации падающего излучения.

1. Введение

В последние годы большое внимание исследователей привлекают фотополимерные материалы [1-4]. Особый интерес представляют композитные материалы – так называемые полимерно-диспергированные жидкие кристаллы (ПДЖК) [5]. Эти среды интересны тем, что они обладают механическими свойствами полимеров и управляемой анизотропностью жидких кристаллов (ЖК). Дифракция света на объемных фазовых решетках на основе многослойных или голографических материалов исследована довольно подробно [6]. Благодаря потенциальной возможности их применения в различных оптических системах, таких как оптическая запись [7], оптико-волоконные переключатели [5], изучение ПДЖК дифракционных решеток представляет как научный, так и практический интерес. В ПДЖК фиксация голограмм реализуется благодаря полимеризации (которая инициируется в освещенных регионах) и молекулярной диффузии, результатом чего является периодическая модуляция коэффициента преломления как полимера, так и ЖК. Так как эти материалы сильно анизотропны, одним из важнейших вопросов здесь является понимание роли жидкого кристалла в угловой [8-10] и поляризационной зависимостях полученных систем. Температурные свойства таких ПДЖК изучались довольно интенсивно [9,11]. В работе [9] исследована зависимость дифракционной эффективности от температуры ПДЖК, а в [11] изучены зависимости интенсивностей дифракционного и прошедшего пучков от температуры. Однако поляризационные свойства менее изучены [11], а именно, экспериментально исследованы лишь зависимости интенсивнос-

тей дифракционного и прошедшего пучков от угла, составленного линейной поляризацией с плоскостью падения при температуре 27°C.

Целью данной работы являлось экспериментальное и теоретическое изучение поляризационных свойств ПДЖК решеток, а именно, зависимость дифракционной эффективности и поляризации дифракционной волны на выходе из решетки от азимутального угла линейной поляризации падающей волны в случае падения под углом Брэгга. Присутствие анизотропных молекул ЖК приводит к сильной зависимости дифракционных и поляризационных характеристик от азимутального угла, что позволяет легко управлять параметрами дифракционной волны.

2. Методика эксперимента

Схема экспериментальной установки показана на рис.1. Пучок He-Ne лазера с длиной волны 628 нм, поляризованный под углом 45° относительно плоскости падения, проходит через $\lambda/4$ пластинку и становится циркулярно поляризованным. Затем луч проходит через поляризатор P1, который закреплен на шаговом двигателе SM1 и программно управляется с персонального компьютера PC с помощью интерфейса CAMAC. Минимальный угол, на который способен вращать SM1 поляризатор P1, порядка 0.77°. С помощью этой системы из персонального компьютера программно можно задавать заранее известную линейную поляризацию падающего пучка.

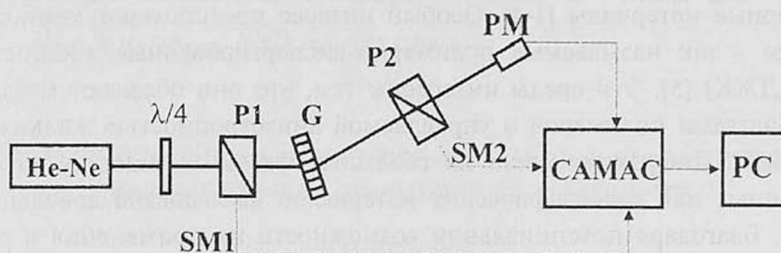


Рис.1. Принципиальная схема экспериментальной установки.

Далее свет падает на голографическую решетку под углом Брэгга ($\theta_B = 18.3^\circ$). Из решетки выходят две волны – прошедшая и дифракционная. Дифрагированный луч проходит через поляризатор P2, который закреплен на шаговом двигателе SM2, управляемый с персонального компьютера PC с тем же минимальным шагом, что и P1. Затем дифрагированный пучок падает на фотоприемник PM, подключенный к аналого-цифровому преобразователю (АЦП) в интерфейсе CAMAC. Поляризатор вращается от 0° до 90° с шагом 4°, за исключением первого шага (2°). При каждой поляризации падающего пучка поляризатор P2 с возможным минимальным шагом вращается на 360° и АЦП снимает показания фотоприемника PM. Сделав перерасчет этих дан-

ных, восстанавливается состояние поляризации дифракционного пучка. Например, если в полярных координатах зависимость интенсивности на фотоприемнике от угла поляризатора P2 имеет вид восьмерки, то значит, поляризация линейная, а угол поляризации равен углу наклона восьмерки. Таким образом, для каждого начального угла падения мы получаем угол поляризации выходного дифракционного пучка. В случае эллиптической поляризации дифракционного пучка этим углом является угол, составленный большой полуосью эллипса и плоскостью падения.

3. Экспериментальные результаты

На рис.2 приведена экспериментальная зависимость (окружности) дифракционной эффективности от азимутального угла поляризации падающего пучка α . Эффективность меняется плавно от $\eta_p = 0.45$ ($\alpha = 0^\circ$) до $\eta_s = 0.14$ ($\alpha = 90^\circ$). На рис.3 показана экспериментальная (окружности) зависимость угла ориентации эллипса поляризации β от α . Как видно, ориентация эллипса поляризации дифракционной волны медленно возрастает от 0° до 5° при изменении α от 0° до $\sim 50^\circ$, затем в области от 50° до $\sim 60^\circ$ угол ориентации эллипса поляризации дифракционной волны резко возрастает до 85° , после чего в интервале α от 60° до 90° ориентация эллипса поляризации дифракционной волны медленно возрастает до 90° . На рис.4 приведена экспериментальная (окружности) зависимость эллиптичности μ (отношение малой и большой полуосей эллипса) от α . Видно, что эллиптичность поляризации дифракционной волны возрастает почти линейно от 0 до 96 при азимутальном угле падающей волны от 0° до $\sim 55^\circ$, после чего эллиптичность начинает убывать опять почти линейно до нуля.

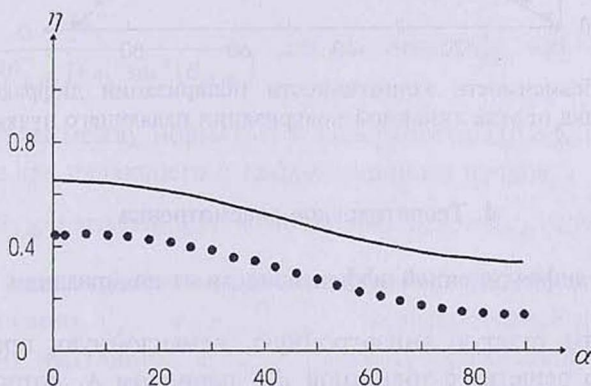


Рис.2. Зависимость дифракционной эффективности от азимутального угла линейной поляризации падающего пучка.

Таким образом, в интервале α от 0° до $\sim 55^\circ$ ориентация эллипса не следует за ориентацией линейной поляризации α , а просто увеличивается эллиптичность. Около 55° поляризация дифракционной волны почти

круговая. В интервале 50° – 60° слегка сплюснутая окружность поляризации резко меняет ориентацию приблизительно на 80° . В интервале 60° – 90° эллиптичность начинает убывать, но при этом ориентация почти не меняется.

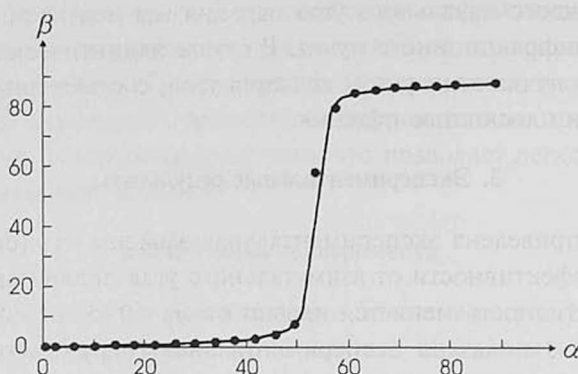


Рис.3. Зависимость ориентации поляризации дифракционного пучка от угла линейной поляризации падающего пучка.

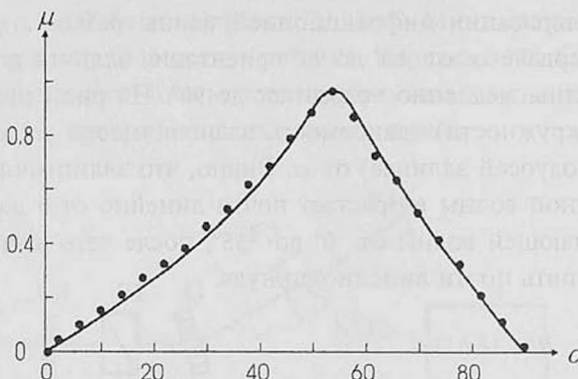


Рис.4. Зависимость эллиптичности поляризации дифракционного пучка от угла линейной поляризации падающего пучка.

4. Теоретическое рассмотрение

4.1. Зависимость дифракционной эффективности от поляризации

Рассмотрим толстую анизотропную, ненаклонную, пропускательную голографическую решетку с толщиной d и периодом Λ , которая записана в ПДЖК. Направим ось y вдоль нормали к поверхности решетки, а ось x – вдоль вектора решетки. Свет падает на ПДЖК под углом θ_i (угол вне решетки). Предполагаем, что падающий свет монохроматичен и линейно поляризован с длиной волны λ_0 в вакууме и волновым вектором $k_0 = 2\pi/\lambda_0$. Предположим, что модуль электрического поля падающей волны равен E_0 . Следуя теории связанных волн [12–14], выходная дифракционная волна имеет следу-

ющий вид:

$$E_{dp}(d) = -iE_{0ip} \sqrt{\frac{\chi_{dp}}{\chi_{ip}}} \frac{\sin \sqrt{v_p^2 + \xi_p^2}}{\sqrt{1 + \xi_p^2/v_p^2}} \exp(i\xi_p) \quad \text{для } p\text{-волны,} \quad (1)$$

$$E_{ds}(d) = -iE_{0is} \sqrt{\frac{\chi_{ds}}{\chi_{is}}} \frac{\sin \sqrt{v_s^2 + \xi_s^2}}{\sqrt{1 + \xi_s^2/v_s^2}} \exp(i\xi_s) \quad \text{для } s\text{-волны,} \quad (2)$$

где $\chi_{ip,dp}$, $\chi_{is,ds}$ являются коэффициентами связи падающей и дифракционной волны:

$$\chi_{ip,dp} = \frac{k_0 A_p}{4g_{ip,dp} n_{ip,dp} \cos \varphi_{ip,dp}} \quad \text{для } p\text{-волны,} \quad \chi_{is,ds} = \frac{k_0 A_s}{4g_{is,ds} n_{is,ds} \cos \varphi_{is,ds}} \quad \text{для } s\text{-волны.} \quad (3)$$

В (3) $A_p = \varepsilon_{\perp}^1 \sin \varphi_{ip} \sin \varphi_{dp} - \varepsilon_{\parallel}^1 \cos \varphi_{ip} \cos \varphi_{dp}$ для p -волны, $A_s = \varepsilon_{\perp}^1$ для s -волны. Здесь $\varepsilon_{\perp}^1 = (\varepsilon_{\perp}^{LC} - \varepsilon_{pol})(c - a)$, $\varepsilon_{\perp}^{LC}$ – перпендикулярная и параллельная компоненты диэлектрической проницаемости ЖК, ε_{pol} – диэлектрическая проницаемость полимера, c – объемная концентрация ЖК, a – часть концентрации ЖК, которая не участвует в модуляции концентрации. $g_{ip,dp}$, $g_{is,ds}$ – косинусы углов между волновыми векторами и векторами Пойнтинга, $n_{ip,dp}$, $n_{is,ds}$ – средний коэффициент преломления для падающего и дифракционного пучков, соответственно:

$$g_{ip,dp} = \frac{\varepsilon_{\parallel}^0 \sin^2(\theta_{ip,dp}) + \varepsilon_{\perp}^0 \cos^2(\theta_{ip,dp})}{\sqrt{(\varepsilon_{\parallel}^0)^2 \sin^2(\theta_{ip,dp}) + (\varepsilon_{\perp}^0)^2 \cos^2(\theta_{ip,dp})}} \quad \text{для } p\text{-волны,} \quad g_{is,ds} = 1 \quad \text{для } s\text{-волны,} \quad (4)$$

$$n_{ip,dp}^2 = \frac{\varepsilon_{\perp}^0 \varepsilon_{\parallel}^0}{\varepsilon_{\perp}^0 \cos^2(\theta_{ip,dp}) + \varepsilon_{\parallel}^0 \sin^2(\theta_{ip,dp})} \quad \text{для } p\text{-волны,} \quad n_{is,ds}^2 = \varepsilon_{\perp}^0 \quad \text{для } s\text{-волны.} \quad (5)$$

$\varphi_{ip,dp}$, $\varphi_{is,ds}$ – углы между нормалью к поверхности ПДЖК (ось oy) и вектором Пойнтинга для падающего и дифракционного пучков:

$$\varphi_{ip,dp} = \theta_{ip,dp} + \arccos(g_{ip,dp}) \quad \text{для } p\text{-волны,} \quad \varphi_{is,ds} = \theta_{is,ds} \quad \text{для } s\text{-волны.} \quad (6)$$

$\theta_{ip,dp}$, $\theta_{is,ds}$ – углы падения и дифракции внутри образца для s - и p -компонент, соответственно. $v_{p,s} = d\sqrt{\chi_{ip,dp}\chi_{dp,ds}}$ – модуляционный параметр, описывающий глубину модуляции, а $\xi_{p,s}$ – параметр Брэгговской расстройки, который описывает отклонение от условия Брэгга:

$$\xi_{p,s} = \frac{dg_{dp,ds}\Delta_{p,s}}{4k_0 n_{dp,ds} \cos \varphi_{dp,ds}}, \quad (7)$$

где $\Delta_{p,s} = (k_{dp,ds}^2 - k_{ip,is}^2)/2k_{ip,is}$ – фазовая расстройка от условия Брэгга [12]. Здесь $k_{ip,is}$ и $k_{dp,ds}$ – волновые числа прошедшей и дифрагированной волн для s - и p -компонент. В выражениях (1) и (2) $E_{0ip} = E_0 \cos \alpha$, $E_{0is} = E_0 \sin \alpha$ –

модули s - и p -компонент падающего пучка, α – азимутальный угол линейной поляризации падающего пучка. Согласно определению дифракционной эффективности [13] и учитывая выражения (1), (2), эффективность можно написать в удобной форме:

$$\eta_{p,s} = \frac{\sin^2 \sqrt{\xi_{p,s}^2 + \nu_{p,s}^2}}{1 + \xi_{p,s}^2 / \nu_{p,s}^2}. \quad (8)$$

Дифракционную эффективность для произвольной поляризации можно выразить через s - и p -компоненты следующим образом:

$$\eta = \frac{\eta_s f_s \sin^2 \alpha + \eta_p f_p \cos^2 \alpha}{f}, \quad (9)$$

где $f_s = n_{is} g_{is} \cos(\varphi_{is}) / n_{ds} g_{ds} \cos(\varphi_{ds})$, $f_p = n_{ip} g_{ip} \cos(\varphi_{ip}) / n_{dp} g_{dp} \cos(\varphi_{dp})$, $f = \cos(\theta_i) / \cos(\theta_d)$, θ_i , θ_d – углы прошедшей и дифрагированной волн вне решетки. Под углом Брэгга имеем $\theta_i = \theta_d$.

На рис.2 приведена также теоретическая зависимость (сплошная кривая) дифракционной эффективности от α при падении под углом Брэгга. Легко видеть, что дифракционная эффективность при $\alpha = 0^\circ$ больше, чем при $\alpha = 90^\circ$. Как видно, поведение теоретической кривой находится в хорошем соответствии с экспериментальными результатами. Однако абсолютное значение теоретической кривой несколько выше экспериментальной. Дело в том, что мы пренебрегаем поглощением решетки и полагаем модуляцию коэффициента преломления синусоидальной, что также является приближением. Поэтому абсолютное значение экспериментальной дифракционной эффективности несколько ниже теоретической.

4.2. Изменение состояния поляризации

Рассмотрим изменение состояния поляризации в толстой анизотропной голографической решетке. Выясним, каковы зависимости ориентации и эллиптичности поляризации дифрагированной волны от азимутального угла поляризации. Задача сводится к вычислению модулей s - и p -волн дифрагированной волны при $y = d$ и фазового набеге между s - и p -компонентами из-за анизотропности решетки. Если разложить линейно-поляризованную волну с модулем E_0 на s - и p -компоненты, то для p -волны модули электрических полей падающей и дифрагированной волн в точке $y = 0$ равны $E_{0ip} = E_0 \cos \alpha$, $E_{0dp} = 0$, а для s -волны $E_{0is} = E_0 \sin \alpha$, $E_{0ds} = 0$. Следовательно, выходные компоненты дифракционной волны под углом Брэгга ($\xi = 0$) примут следующий вид:

$$E_{dp} = -iE_0 \sin \nu_p \cos \alpha, \quad E_{ds} = -iE_0 \sin \nu_s \sin \alpha. \quad (10)$$

Общее поле дифракционной волны можно представить следующим образом:

$$E_d(d) = e_{ds} R_{ds} \exp(i(k_0 r_{ds} - \omega t - \pi/2)) + e_{dp} R_{dp} \exp(i(k_0 r_{dp} - \omega t - \pi/2)), \quad (11)$$

где e_{ds} и e_{dp} — единичные векторы по направлениям E_{ds} и E_{dp} , R_{ds} и R_{dp} являются модулями дифракционной волны соответственно для s - и p -компонент:

$$R_{ds} = E_0 \sin \nu_s \sin \alpha, \quad R_{dp} = E_0 \sin \nu_p \cos \alpha, \quad (12)$$

r_{ds} и r_{dp} — оптические пути, которые проходят s - и p -волны. Фазовое расхождение s - и p -волн для дифракционной волны $\delta = k_0 r_{ds} - k_0 r_{dp}$ примет следующий вид:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{d}{\cos \theta_{ds}} n_{ds} + d(\operatorname{tg} \theta_{ds} - \operatorname{tg} \theta_{dp}) \sin \theta_i - \frac{d}{\cos \theta_{dp}} n_{dp} \right]. \quad (13)$$

Из (12), (13) можно найти угол ориентации эллиптической поляризации (угол между главной полуосью эллипса и плоскостью падения) выходного дифракционного пучка

$$\beta = \frac{1}{2} \arctg \left(\frac{2R_{ds} R_{dp}}{R_{dp}^2 - R_{ds}^2} \cos \delta \right). \quad (14)$$

Определим эллиптичность как отношение малой полуоси выходного эллипса к большой: $\mu = R_{\min}/R_{\max}$. На рис.3 приведена теоретическая (сплошная кривая) зависимость угла ориентации эллипса β от азимутально-го угла поляризации падающего пучка для следующих параметров решетки: $d = 26.4$ мкм, $\Lambda = 1.0$ мкм, $\lambda = 628$ мкм, $\varepsilon_{pol} = 2.2535$, $\varepsilon_{\perp} = 2.3$, $\varepsilon_{\parallel} = 2.9474$, $c = 0.35$. Поведение теоретической кривой хорошо совпадает с экспериментальными точками. На рис.4 представлена теоретическая (сплошная кривая) зависимость эллиптичности от угла линейной поляризации падающего пучка для вышеуказанных параметров.

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе теоретически и экспериментально исследованы дифракционная эффективность и изменение состояния поляризации линейно-поляризованного света в толстой анизотропной голограмме под углом Брэгга в зависимости от азимутального угла поляризации падающего пучка. Приведено подробное описание экспериментальной установки, с помощью которой проводились исследования. Показано, что меняя поляризацию падающего пучка, можно в некоторых пределах управлять дифракционной эффективностью анизотропной голограммы. Из полученных данных следует, что ориентация эллипса дифракционного пучка в большинстве случаев близка к 0° или 90° . Резкое изменение ориентации от 0° к 90° наблюдается в узком интервале. В толстых анизотропных дифракционных решетках эллиптичность достигает максимума при $\sim 55^\circ$.

Авторы благодарны Т. Галстяну и С. Харбору из университета Лаваль (Квебек) за предоставление дифракционных решеток на основе ПДЖК, чувствительных в ближней инфракрасной области спектра. Исследования, представленные в настоящей работе, были возможны, в частности, благодаря гранту CRDF №AP2-2302-YE-02.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Pilot, Y.B.Boiko, T.V.Galstian. SPIE, 3635, 143 (1999).
2. P.Pilot, T.V.Galstian. Proc. SPIE, 4087, 1302 (2000).
3. T.Galstian, A.Tork. United States Patent 6 398 981, June 4 (2002).
4. Н.М.Ганжерми, Ю.Н.Денисюк, С.П.Конол. Письма в ЖТФ, 26 (16), 22 (2000).
5. L.H.Domash, Y.M.Chen, C.Gozewski, P.Haugjsjaa, and M.Oren. Proc. SPIE, 3010, 214 (1997).
6. P.Yeh. Optical Waves in Layered Media. New York, Wiley, 1988.
7. H.Lee, X.Gu, and D.Psaltis. J. Appl. Phys., 65, 2191 (1998).
8. J.J.Butler, M.A.Rodriguez, M.S.Malcuit, et al. Opt. Comm., 155, 23 (1998).
9. Y.Liu, B. Zhang, Y.Jia, K. Xu. Opt. Comm., 218, 27 (2003).
10. P.Pilot, Y.B. Boiko, T.V.Galstian. SPIE, 3638, 26 (1999).
11. A.Y.-G. Fuh, C.-R.Lee, and Y.-H. Ho. Appl. Opt., 41 (22), 4585 (2002).
12. H.Kogelnik. Bell Syst. Tech. J., 48, 2909 (1969).
13. G.Montemezzani and M.Zgonik. Phys. Rev. E, 55, 1035 (1997).
14. Р.С.Акопян, А.В.Галстян, Т.В.Галстян. ЖЭТФ, 126, 1 (2004).

ՀԱՍՏ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ՑԱՆՑԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄՆԵՐԻ ՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ռ.Ս. ՀԱՎՈՐՅԱՆ, Ա.Վ. ԳԱԼՍՏՅԱՆ, Գ.Գ. ԶԱԽԱՐՅԱՆ, ՅՈՍ.ՇԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ

Տեսականորեն և փորձնականորեն հետազոտված են հաստ անիզոտրոպ հոլոգրաֆիկ դիֆրակցիոն ցանցերի բևեռացումային հատկությունները: Ստացված են դիֆրակցիոն էֆեկտիվության և դիֆրակցված փնջի բևեռացման վիճակի կախվածությունները ընկնող փնջի գծային բևեռացման ազիմուտալ անկյունից բրեգգյան անկման դեպքում: Ցույց է տրված դիֆրակցիոն բնութագրերի ղեկավարման հնարավորությունը, ընկնող լույսի բևեռացման փոփոխության լայն տիրույթում:

POLARIZATION PROPERTIES OF THICK ANISOTROPIC DIFFRACTION GRATINGS

R.S.AKOPYAN, A.V.GALSTYAN, G.G.ZAKHARYAN, Yu.S.CHILINGARYAN

Polarization properties of thick anisotropic holographic gratings are investigated experimentally and theoretically. The diffraction beam polarization state and diffraction efficiency dependences on the azimuthal angle of the linear polarization of the incident beam at the Bragg angle are obtained. The opportunity of controlling of diffraction characteristics in a wide interval of the incident beam polarization is shown.