

УДК 532.783

АХРОМАТИЧНЫЕ ЦИКЛОИДНЫЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ РЕШЕТКИ

А.А. АЙРАПЕТЯН*, Р.А. АРАМЯН, М.Р. АКОПЯН, Р.С. АКОПЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: alexhayrapetyan99@gmail.com

(Поступила в редакцию 22 апреля 2019 г.)

Предлагается теория широкополосного тонкоплёночного поляризационного разделителя пучка, основанного на анизотропной циклоидной дифракционной решетке. Ахроматизация решетки обеспечивается с помощью создания двухслойной пленки с противоположными раскрутками спирали кириальной структуры. Такая система обладает почти 100%-ной эффективностью. Расчеты проводились методом матриц Джонса. Величина полученной эффективности и полосы пропускания выше полученных ранее известных результатов.

1. Введение

Дифракционные волновые пластинки (ДВП) или технология оптики четвертого поколения [1,2] необходимы для создания тонких широкополосных и эффективных оптических элементов и систем. Они имеют важное значение в широком спектре приложений, включая жидкокристаллические (ЖК) дисплеи, поляризацию, астрономию, оптоволоконные коммуникации, квантовые вычисления и микроскопию. В отличие от традиционных систем для разделения света на ортогональные поляризации, которые имеют большие размеры/вес и ограниченный рабочий диапазон длин волн, ДВП имеют микронные толщины, умеренные поперечные размеры и практически невесомы.

Дифракционные волновые пластинки представляют собой эффективные, чувствительные к поляризации, дифракционные тонкие пленки [3–7], управляемые электрическими и магнитными полями [8–10], которые могут со ~100% эффективностью дифрагировать лучи в первые порядки, с поляризационной селективностью, аналогичной стеклянным делителям пучков. Одним из таких примеров является циклоидная дифракционная волновая пластинка (ЦДВП) [3,5,6]. Она обладает спиральным-линейным двулучепреломлением, однородным по толщине слоя. Такого рода структуры применялись для создания

эффективных тонкопленочных линз для круговых поляризаций [11], массивов всех типов оптических элементов [12] и длинноволновых инфракрасных оптических элементов [13]. Однако высокая дифракционная эффективность ЦДВП имеет место только в умеренной полосе пропускания, что является ограничением, которое применяется практически ко всем решеткам.

В этой статье приведена теория ахроматической ЦДВП, образованной реактивными мезогенами (полимеризуемые ЖК) [14,15], которая одновременно выполняет хроматические и поляризационные разделения. Такая конструкция может обеспечить ~100% эффективность во всем видимом диапазоне длин волн, достигая ахроматической дифракции путем компенсации хроматической дисперсии запаздывания с использованием эффекта скручивания. При вычислениях мы пользуемся методом матриц Джонса.

2. Твист циклоидная дифракционная волновая пластинка

Рассмотрим две циклоидные дифракционные волновые пластинки, в которых молекулы в плоскостях параллельных стенкам пластин имеют периодически закрученные ориентации. В перпендикулярном к этим плоскостям направлении ориентации молекул имеют закрученную структуру. Эти две киральные структуры имеют противоположные знаки вращения. Мы рассматриваем две ЦДВП, расположенные в пределах $0 < z < L$ и $L < z < 2L$ и с оптическими осями n (директор), вращающие по x и z координатам. Таким образом, создается периодически вращающаяся структура

$$n_0(x) = \{ \cos \delta(x, z); \sin \delta(x, z); 0 \},$$

$$\delta(x, z) = \begin{cases} qx + \Phi_t \frac{z}{L} & \text{when } 0 < z < L \\ qx - \Phi_t \frac{z}{L} + 2\Phi_t & \text{when } L < z < 2L \end{cases} \quad q = 2\pi / \Lambda. \quad (1)$$

Здесь Λ – период распределения директора, δ – азимутальный угол поля директора, L – толщина и Φ_t – твист угол каждого кирального слоя.

Дифракционная эффективность η_m для m -ого порядка дифракции может быть вычислена методом матриц Джонса в параксиальном (малые углы) приближении [16, 17]. Следуя [16], вначале вычислим матрицу пропускания для первого слоя, имеющего вид твист структуры, в которой в каждой плоскости, перпендикулярной оси спирали, директор имеет циклоидальное распределение с периодом $\Lambda = 2\pi/q$. Матрицу пропускания для такой структуры получаем в виде

$$M_T = M_T^0 + M_T^{+1} \exp[i(2qx + \Phi_t)] + M_T^{-1} \exp[-i(2qx + \Phi_t)], \quad (2)$$

$$M_T^0 = \begin{bmatrix} \cos X \cos \Phi_t + \Phi_t \sin \Phi_t \frac{\sin X}{X} & -\cos X \sin \Phi_t + \Phi_t \cos \Phi_t \frac{\sin X}{X} \\ \cos X \sin \Phi_t - \Phi_t \cos \Phi_t \frac{\sin X}{X} & \cos X \cos \Phi_t + \Phi_t \sin \Phi_t \frac{\sin X}{X} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$M_T^{\pm 1} = \frac{1}{2} \Phi \frac{\sin X}{X} \begin{bmatrix} -i & \mp 1 \\ \mp 1 & i \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Здесь, $X = (\Phi_t^2 + \Phi^2)^{1/2}$, $2\Phi = 2\pi\Delta n L/\lambda$ – фазовое запаздывание слоя, λ – длина волны света, а $\Delta n = n_e - n_o$ – анизотропия показателя преломления. Как известно, пропускание или дифракционная эффективность для света, проходящего через матрицу $M_{i,j}$, определяется как

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^2 |M_{i,j}|^2. \quad (5)$$

Тогда имеем

$$\eta_0 = \cos^2 X + \Phi_t^2 \left[\frac{\sin X}{X} \right]^2, \quad (6)$$

$$\eta_{+1} = \eta_{-1} = \frac{1}{2} \Phi^2 \left[\frac{\sin X}{X} \right]^2. \quad (7)$$

3. Ахроматичная циклоидная дифракционная волновая пластинка

Теперь к такой твист-структуре добавим другую такую же твист циклоидальную структуру, с таким же абсолютным значением угла, но с противоположным знаком кручения. Оптическая ось передовой поверхности второй структуры повернута на угол Φ_t по сравнению с таковой для первой структуры. Поэтому для записи матрицы пропускания для второй структуры в (5-7) надо заменить δ_0 на $(\delta_0 + \Phi_t)$. Кроме того, поскольку вторая структура имеет противоположный знак кручения, необходимо заменить Φ_t на $-\Phi_t$. Матрицу пропускания для системы двух структур получим умножением их матриц пропускания. Таким образом, матрица Джонса для ахроматичной циклоидной дифракционной волновой пластинки получится в виде

$$M_{AT} = M_{AT}^0 + M_{AT}^{+1} \exp[i(2qx)] + M_{AT}^{-1} \exp[-i(2qx)], \quad (8)$$

где

$$M_{AT}^0 = \left\{ \cos^2 X + (\Phi_t^2 - \Phi^2) \left[\frac{\sin X}{X} \right]^2 \right\} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (9)$$

$$M_{AT}^{\pm 1} = \Phi \frac{\sin X}{X} \left(\cos X \pm i\Phi_t \frac{\sin X}{X} \right) \begin{bmatrix} -i & \mp 1 \\ \mp 1 & i \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Для дифракционных эффективностей дифрагированных волн имеем

$$\eta_0 = \left\{ \cos^2 X + (\Phi_t^2 - \Phi^2) \left[\frac{\sin X}{X} \right]^2 \right\}^2, \quad (11)$$

$$\eta_{+1} = \eta_{-1} = 2\Phi^2 \left[\frac{\sin X}{X} \right]^2 \left\{ \cos^2 X + \Phi_t^2 \left[\frac{\sin X}{X} \right]^2 \right\}. \quad (12)$$

В более общем случае, когда имеем падающий эллиптически поляризованный свет, вместо (12) получим

$$\eta_{\pm 1} = 2\Phi^2 (1 \mp S'_3) \left[\frac{\sin X}{X} \right]^2 \left\{ \cos^2 X + \Phi_t^2 \left[\frac{\sin X}{X} \right]^2 \right\},$$

где $S'_3 = S_3 / S_0$ есть нормализованный параметр Стокса. Заметим, что мы имеем только три порядки дифракции $(0, \pm 1)$, которые зависят как от запаздывания 2Φ , так и от угла кручения Φ_t . Покажем, что можно получить 100% дифракцию балансированием эффектов кручения и запаздывания. Заметим также, что первые порядки имеют ортогональные циркулярные поляризации и чувствительны к поляризации падающей волны. В общем, ахроматизация является результатом компенсации хроматических дисперсий линейной и твист-индуцированной циркулярной двулучепреломлений. Если нужно иметь пропускание только в дифракционных порядках ($\eta_0 = 0$) в широкой полосе фазового запаздывания 2Φ или длины волны, необходимо решить уравнение

$$\Phi_t^2 + \Phi^2 \cos 2\left(\sqrt{\Phi_t^2 + \Phi^2}\right) = 0$$

или

$$\frac{\sin X}{X} = \frac{1}{\sqrt{2}\Phi}. \quad (13)$$

Заметим, что широкая полоса ахроматичности обеспечивается возведением в квадрат в формуле для η_0 . Последнее обеспечивается присутствием двух слоев структур. Поэтому степень ахроматичности можно еще увеличить созданием многослойных структур. Для решения уравнения (13) рассмотрим слои как половинные волновые пластинки ($\Phi = \pi/2$). Тогда получим $X = 2.0103$ и $\Phi_t = 1.2546 = 71.88^\circ$. Чтобы количественно оценить ширину полосы дифракции, введем спектральную ширину $\Delta\lambda$ для высокой дифракционной эффективности как область длины волны, по которой суммарная дифракция первого порядка $\sum \eta_{\pm 1} \geq 99.5\%$. Нормализованная ширина полосы $\Delta\lambda/\lambda_0$ определяется как

отношение спектральной ширины к центральной длине волны λ_0 . В случае единой киральной структуры получается довольно низкое значение – $\Delta\lambda / \lambda_0 \cong 6.8\%$. Для системы двух противоположно закрученных структур необходимо решить уравнение

$$\cos^2 X + (\Phi_t^2 - \Phi^2) \left[\frac{\sin X}{X} \right]^2 = \pm \sqrt{0.05},$$

при условии $\sum \eta_{\pm 1} \geq 99.5\%$. Отсюда для фиксированного Φ_t определяем решения Φ_1 , Φ_2 и $\Delta\Phi$ или $\Delta\lambda$. При условии, что в центральной части дифракционной эффективности η_0 была точно равна нулю или $\sum \eta_{\pm 1} = 1$, то для $\Phi_t = 1.2546 = 71.88^\circ$ получаем $\Delta\lambda / \lambda_0 \cong 34.23\%$. Сегодня максимальное значение для $\Delta\lambda / \lambda_0$ было получено в [18] при $\Phi_t = 1.22175 = 70^\circ$: $\Delta\lambda / \lambda_0 \cong 41.12\%$. При условии, $\sum \eta_{\pm 1} \geq 99.5\%$ во всей области ахроматичности, то для $\Phi_t = 1.20498 = 69.04^\circ$ получим $\Delta\lambda / \lambda_0 \cong 44.15\%$. Заметим, что это значение в 6.5 раз выше, чем оно для единой циклоидной дифракционной волновой пластинки.

4. Заключение

Таким образом, применяя метод матриц Джонса мы описали ахроматическую волновую пластинку для дифракции и разделения пучков с высоким значением эффективности. Система состоит из двух слоев твист-циклоидных структур с противоположными знаками кручения. В такой системе линейная и твист анизотропия компенсируют хроматические дисперсии, в результате чего получаем нормализованную ширину полосы $\Delta\lambda / \lambda_0 \cong 44.15\%$. Среди существенных преимуществ предлагаемого устройства отметим возможность полностью использовать суммарную мощность деполяризованного света с большой спектральной шириной разделением в две перпендикулярные поляризации. Ахроматические поляризационные решетки могут использоваться для различных целей оптической модуляции, включая электрооптические и нелинейно-оптические переключения и спектральные настройки, с помощью которых возможно управление лучом фазовых и поляризационных модуляций.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.V. Tabiryan, D.E. Roberts, D.M. Steeves, B.R. Kimball. "4G Optics: New Technology Extends Limits to the Extremes", Photonics Spectra, March, 2017, pp. 46.
2. N.V. Tabiryan, S.R. Nersisyan, D.M. Steeves, B.R. Kimball. Optics and Photonics News, **21**, 41 (2010).
3. L. Nikolova, T. Todorov. Opt. Acta, **31**, 579 (1984).
4. J. Tervo, J. Turunen. Opt. Lett. **25**, 785 (2000).
5. H. Sarkissian, J.B. Park, N.V. Tabirian, B.Ya. Zeldovich. Optics in the Southeast 2003 conference program, p. PSE 02 (2003).

6. **H. Sarkissian, J.B. Park, N.V. Tabirian, B.Ya. Zeldovich.** Mol. Cryst. Liq. Cryst., **451**, 1 (2006).
7. **M.J. Escuti, C. Oh, C. Sanchez, C.W.M. Bastiaansen, D.J. Broer.** Proc. SPIE, **6302**, 632614 (2006).
8. **H. Sarkissian, S.V. Serak, N.V. Tabiryan, L.B. Glebov, V. Rotar, B.Y. Zeldovich.** Opt. Lett., **31** 2248 (2006).
9. **R.K. Komanduri, W.M. Jones, C. Oh, M.J. Escuti.** J. Soc. Inf. Disp., **15**, 589 (2007).
10. **C. Provenzano, P. Pagliusi, G. Cipparrone.** Appl. Phys. Lett., **89**, 121105 (2006).
11. **N.V. Tabiryan, S.V. Serak, S.R. Nersisyan, D.E. Roberts, B.Ya. Zeldovich, D.M. Steeves, B.R. Kimball.** Optics Express, **24** (7), 7091 (2016).
12. **S.V. Serak, D.E. Roberts, J.-Y. Hwang, S.R. Nersisyan, N.V. Tabiryan, T. J. Bunning, D.M. Steeves, B.R. Kimball.** JOSAB, **34** (5), B56 (2017).
13. **E. Ouskova, D.E. Roberts, N.V. Tabiryan, D.M. Steeves, B.R. Kimball.** Proc. of SPIE, **10194**, 1019404 (2017).
14. **D.J. Broer,** Macromol. Chem. Phys. **190**, 2255 (1989).
15. **S.M. Kelly, J. Mater.** Chem. **5**, 2047 (1995).
16. **P. Yen, C. Gu.** Optics of Liquid Crystal Displays, Second edition, Wiley, 2010.
17. **A. Yativ, P. Yeh.** Optical Waves in Crystals, Wiley, 1984.
18. **C. Oh, M.J. Escuti,** Opt. Lett., **33**, 2287 (2008).

ԱԽՐՈՄԱՏԻԿ ՑԻԿԼՈՒԴԱՅԻՆ ԴԻՖՐԱԿՏԱՅԻՆ ՑԱՆՑԵՐ

Ա.Ա. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ, Ռ.Ա. ԱՐԱՄՅԱՆ, Մ.Ռ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ռ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Առաջարկվում է տեսություն լայն շերտ, բարակ թաղանթային բևեռացումային ճառագայթաբաժանիչի համար, որը հիմնված է անիզոտրոպ ցիկլոիդային դիֆրակտային ցանցի վրա: Ցանցի ախրոմատիկացումը ապահովվում է տարբեր պտույտի նշան ունեցող երկու կիրալ կառուցվածքների ստեղծման միջոցով: Նման համակարգը ունի համարյա 100% էֆեկտիվություն: Հաշվարկները կատարվել են Ջոնսի մատրիցաների մեթոդով: Ստացված էֆեկտիվությունը և թողունակությունը բարձր են մինչ այժմ հայտնի արդյունքներից:

ACHROMATIC CYCLOIDAL DIFFRACTION GRATINGS

A.A. HAYRAPETYAN, R.A. ARAMYAN, M.R. HAKOBYAN, R.S. HAKOBYAN

A theory of a broadband, thin-film polarizing beam splitter based on an anisotropic cycloidal diffraction grating is proposed. Achromatization of the grating is provided by creating a two-layer chiral structures with an opposite twist sense. Such a system has almost 100% efficiency. The calculations were carried out by the Jones matrix method. The resulting efficiency and bandwidth are higher than previously known results.