

基于液晶光波导的电控偏振旋转器

查正桃 张谦述

Electrically controlled polarization rotator based on liquid crystal optical waveguide

ZHA Zheng-tao, ZHANG Qian-shu

引用本文:

查正桃, 张谦述. 基于液晶光波导的电控偏振旋转器[J]. *中国光学*, 2022, 15(3): 552–561. doi: 10.37188/CO.2021–0213

ZHA Zheng-tao, ZHANG Qian-shu. Electrically controlled polarization rotator based on liquid crystal optical waveguide[J]. *Chinese Optics*, 2022, 15(3): 552-561. doi: 10.37188/CO.2021-0213

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.37188/CO.2021–0213>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

键合型掺铒纳米晶-聚合物波导放大器的制备

Fabrication of optical waveguide amplifiers based on bonding-type NaYF₄: Er nanoparticles-polymer

中国光学. 2017, 10(2): 219 <https://doi.org/10.3788/CO.20171002.0219>

弯曲波导研究进展及其应用

Research progress of bent waveguide and its applications

中国光学. 2017, 10(2): 176 <https://doi.org/10.3788/CO.20171002.0176>

声光偏转快调谐脉冲CO₂激光器实验研究

Experimental research on acousto-optic deflection rapid tuning pulsed CO₂ lasers

中国光学. 2019, 12(2): 355 <https://doi.org/10.3788/CO.20191202.0355>

海面太阳耀光背景下的偏振探测技术

Application of polarization detection technology under the background of sun flare on sea surface

中国光学. 2018, 11(2): 231 <https://doi.org/10.3788/CO.20181102.0231>

分孔径红外偏振成像仪光学系统设计

Design of decentered aperture-divided optical system of infrared polarization imager

中国光学. 2018, 11(1): 92 <https://doi.org/10.3788/CO.20181101.0092>

傅立叶变换型线偏振干涉成像系统分析与设计

Analysis and design of Fourier transform polarization interference imaging system

中国光学. 2019, 12(3): 638 <https://doi.org/10.3788/CO.20191203.0638>

基于液晶光波导的电控偏振旋转器

查正桃^{1,2}, 张谦述^{2*}

(1. 西华师范大学 物理与天文学院, 四川 南充 637009;
2. 西华师范大学 电子信息工程学院, 四川 南充 637009)

摘要: 为了更准确地分析基于液晶光波导的电控偏振旋转器的偏振转换长度和偏振转换效率, 研究了向列相液晶场致重新取向的渐变特性。首先, 根据液晶磁场耦合方程组得出的本征值方程构建偏振转换长度与外加电压的对应关系。然后通过对电场传输方程进行横向有限差分离散得到了交替方向隐式束传播法迭代方程组的显式表达, 用于求解液晶光波导中的传播场, 进而计算偏振转换效率。最后, 通过仿真实验求解了本征模式以及传播场, 进而分析液晶指向矢的渐变特性对偏振转换长度和偏振转换效率的影响。结果表明, 液晶指向矢的渐变对偏振转换长度的影响可以忽略, 但其得出的最大偏振转换效率相较于液晶重新取向均匀的求解结果低大约 20%。这一结果将为基于液晶光波导的电控偏振旋转器的实际开发提供理论参考。

关键词: 液晶; 光波导; 偏振旋转器; 电调谐

中图分类号: TN252; O753+2 文献标志码: A doi: 10.37188/CO.2021-0213

Electrically controlled polarization rotator based on liquid crystal optical waveguide

ZHA Zheng-tao^{1,2}, ZHANG Qian-shu^{2*}

(1. School of Physics and Astronomy, China West Normal University, Nanchong 637009, China;
2. School of Electronic Information Engineering, China West Normal University, Nanchong 637009, China)

* Corresponding author, E-mail: jackyzhang@cwnu.edu.cn

Abstract: In this study, the gradient characteristic of field-induced reorientation of nematic liquid crystal was investigated to accurately analyze the Polarization Conversion Length (PCL) and Polarization Conversion Efficiency (PCE) of an electronically controlled polarization rotator based on a liquid crystal optical waveguide. Firstly, according to the eigenvalue equation obtained from the liquid crystal magnetic field coupling equations, the corresponding relationship between PCL and the applied voltage was constructed. Then, the explicit expression of the iterative equations of the Alternating Direction Implicit Beam Propagation Method (ADI-BPM) was obtained by transverse finite-difference discretization of the electric field transmission equa-

收稿日期: 2021-12-06; 修订日期: 2021-12-22

基金项目: 四川省科技厅科研基金 (No. 2014JY0024); 南充市科技局科研基金 (No. 19YFZJ0090); 西华师范大学英才科研基金 (No. 17YC056)

Supported by the Scientific Research Foundation of the Science and Technology Department of Sichuan Province, China (No. 2014JY0024); the Scientific Research Foundation of the Science and Technology Bureau of Nanchong, China (No. 19YFZJ0090); the Talent Scientific Research Foundation of China West Normal University Foundation, China (No. 17YC056)

tion, which was used to solve the propagation field in the liquid crystal optical waveguide and calculate the PCE. Finally, the eigenmode and propagation field were solved through a simulation experiment, and then the effects of the gradient characteristics of the liquid crystal director on PCL and PCE were analyzed. The results show that the effect of the gradient of the liquid crystal director on the PCL can be ignored, but the maximum PCE is about 20% lower than that of the uniform reorientation of the liquid crystal. This result will provide a certain theoretical reference for the practical development of an electronically controlled polarization rotator based on a liquid crystal optical waveguide.

Key words: liquid crystal; optical waveguide; polarization rotator; electric tuning

1 引言

偏振旋转器作为偏振调制系统中最重要器件之一^[1],可在不移动偏振器件的情况下利用波导中场分量间的能量耦合效应实现波导中横电(Transverse Electric, TE)、横磁(Transverse Magnetic, TM)模式的相互转换^[2],已被广泛应用于密集波分复用系统^[3],阵列波导光栅解复用器^[4]、光交叉连接^[5]等研究领域。

传统偏振旋转器为无源型器件,主要通过基于非对称周期脊形波导^[6-7]、弯曲波导^[8-9]、混合等离子体光子晶体光纤^[10]、倾斜截面波导^[11]等技术实现。其中,倾斜截面波导能极大地减小偏振转换长度(Polarization Conversion Length, PCL)以及传输损耗,但对倾斜角度的尺寸要求非常严格,此外,上述其余技术均存在PCL较大的应用局限。为此,近年来基于液晶光波导的电控偏振旋转器^[5,12]逐渐引起了研究人员的兴趣,因为向列相液晶材料具有大的光学双折射^[13],可满足当前偏振旋转器的超短PCL的需要;其次,由于液晶的大电光效应导致其指向矢易被低电压驱动^[14],使得液晶光波导偏振旋转器的电调谐易于实现。一般地,液晶光波导都存在取向层,使得液晶指向矢被锚定。根据Freedericksz转变^[15],当外加电压导致液晶指向矢发生偏转时,其偏转角度是沿外加电场方向渐变的,而在上述这些电控偏振旋转器的研究中并未考虑液晶指向矢的渐变特性。因此,其得出的偏振旋转效率(Polarization Conversion Efficiency, PCE)是不准确的。

为了更准确地分析基于液晶光波导的电控偏振旋转器的PCL和PCE,本文在向列相液晶介电张量沿着一个维度渐变的条件下,首先分析了由液晶磁场耦合方程组得出的本征值方程,以便于

确定PCL与外加电压的关系;然后对液晶光波导中的电场传输方程进行横向有限差分离散,进而得到了交替方向隐式束传播法(Alternate Direction Implicit-Beam Propagation Method, ADI-BPM)迭代方程组的显式表达式,用于求解液晶光波导中的传播场,从而计算出不同外加电压下的PCE。最后,给出一个数值案例,通过求解本征模式分析了液晶指向矢的渐变特性对外加电压调控PCL的影响;进一步地,将PCL作为波导长度进行传输场的求解,并与在液晶场致重新取向均匀(液晶分子的最大偏转角作为所有液晶分子的偏转角)的假设下得出的传播场进行比较,分析了液晶指向矢的渐变特性对电场分布以及PCE的影响。

2 原理分析

被各向同性包层环绕的向列相液晶芯光波导如图1(a)所示,其液晶芯区的宽、厚分别为 w, h 。

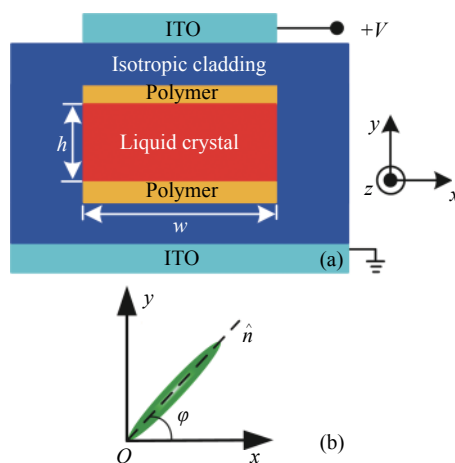


图1 (a) 液晶光波导横截面示意图; (b) 液晶分子偏转示意图

Fig. 1 (a) Schematic diagram of the cross-section of liquid crystal optical waveguide; (b) deflection diagram of liquid crystal molecular

当不存在外加电压时,液晶层上下边界的薄聚合物(内表面摩擦方向沿 x 轴方向)使液晶分子沿 x 轴取向。当氧化铟锡 (Indium Tin Oxide, ITO) 电极之间施加电压后,液晶指向矢 \hat{n} 将绕 z 轴在 xoy 平面内偏转,如图 1(b) 所示。根据 Frank-Oseen 弹性连续体理论^[16] 和欧拉—拉格朗日变分理论^[17] 可得液晶指向矢的旋转角 $\varphi(y)$ 为:

$$\frac{y}{h} = \frac{V_c}{\pi V} \int_0^{\varphi(y)} \sqrt{\frac{\cos^2 \alpha + (k_{33}/k_{11}) \sin^2 \alpha}{\sin^2 \varphi_m - \sin^2 \alpha}} d\alpha, \quad (1)$$

式中, V 为外加电压, k_{11}, k_{33} 为 Frank 弹性常数, $V_c = \pi \sqrt{k_{11}/(\epsilon_0 |\Delta \epsilon|)}$ 为阈值电压。其中, ϵ_0 为真空中的介电常数, $\Delta \epsilon$ 为液晶的介电各向异性。此外, φ_m 为液晶分子的最大偏转角。对于这种偏转,

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{zz}} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \frac{\epsilon_{yx}}{\epsilon_{zz}} \frac{\partial^2 H_x}{\partial x \partial y} + \left(1 - \frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{zz}}\right) \frac{\partial^2 H_y}{\partial x \partial y} - \frac{\epsilon_{yx}}{\epsilon_{zz}} \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + k_0^2 (\epsilon_{yy} H_x - \epsilon_{yx} H_y) = \beta^2 H_x, \\ \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + \frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{zz}} \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{zz}} \frac{\partial^2 H_y}{\partial x \partial y} + \left(1 - \frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{zz}}\right) \frac{\partial^2 H_x}{\partial x \partial y} - \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{zz}} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + k_0^2 (\epsilon_{xx} H_y - \epsilon_{xy} H_x) = \beta^2 H_y \end{cases}, \quad (4)$$

式中, H_x, H_y 分别表示 x, y 方向的本征磁场分量, β 表示纵向传播常数, $k_0 \equiv 2\pi/\lambda_0$, 为真空中传播常数, λ_0 为真空中波长。因为介电张量 ϵ 在 y 方向是渐变的, 导致方程组 (4) 为变系数偏微分方程组, 但在有限差分法中, 每一个单元网格区域内的介电张量都可以被认为是均匀的^[19]。因此, 当对方程组 (4) 进行有限差分离散时, 其在形式上能退化为文献 [19] 中的常系数偏微分方程组, 则根据有限差分法的网格填充规则^[20] 可得特征值方程为^[19]

$$[\mathbf{M} - \beta^2 \mathbf{I}] \begin{pmatrix} H_x & H_y \end{pmatrix}^T = \mathbf{0}, \quad (5)$$

式中, \mathbf{M} 是考虑液晶渐变介电张量的条件下由本征模场的差分系数^[19] 填充的稀疏算符矩

波导坐标系 xyz 下液晶的介电张量为^[15]

$$\boldsymbol{\epsilon} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中,

$$\begin{cases} \epsilon_{zz} = n_{\perp}^2, \\ \epsilon_{xx} = n_{\parallel}^2 \cos^2 \varphi(y) + n_{\perp}^2 \sin^2 \varphi(y), \\ \epsilon_{yy} = n_{\parallel}^2 \sin^2 \varphi(y) + n_{\perp}^2 \cos^2 \varphi(y), \\ \epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = \cos \varphi(y) \sin \varphi(y) (n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2) \end{cases}, \quad (3)$$

式中 n_{\parallel}, n_{\perp} 分别表示平行和垂直液晶光轴的主轴折射率。设 z 轴正方向为光传输方向, 根据麦克斯韦方程可得液晶中横向磁场分量间的耦合本征方程组为^[18]

阵。此外, \mathbf{I} 为与 \mathbf{M} 相同尺寸的单位阵, 上标 T 表示转置。根据耦合模理论 (Coupled Mode Theory, CMT)^[21], 横向各向异性光波导在半拍长位置能够实现偏振旋转, 且 PCL 定义为

$$L_C = \frac{\pi}{\beta_1^{(e)} - \beta_1^{(o)}}, \quad (6)$$

式中, 上标 e, o 分别对应液晶光波导中的非寻常光波和寻常光波, 下标 1 表示基模。联立上述各式即可得到 PCL 随外加电压变化的规律。

另一方面, 对于传播场, 根据麦克斯韦方程组以及 Douglas-Rachford 型分离^[22] 可得菲涅尔近似^[20] 下电场的传输方程为^[23]

$$\begin{cases} \left[1 - \frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \left(F_x + \frac{v_{xx}}{2}\right)\right] \Gamma_x^{(l+1/2)} = \left[1 + \frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \left(F_x + \frac{v_{xx}}{2}\right) + \frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} \left(G_y + \frac{v_{yy}}{2}\right)\right] \psi_x^{(l-1/2)} + \frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} (T_{xy} \psi_x^{(l-1/2)} - U_{xy} \psi_y^{(l)}), \\ \left[1 - \frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \left(G_y + \frac{v_{yy}}{2}\right)\right] \psi_x^{(l+1/2)} = \Gamma_x^{(l+1/2)} - \frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \left(G_y + \frac{v_{yy}}{2}\right) \psi_x^{(l-1/2)}, \\ \left[1 - \frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \left(F_y + \frac{v_{yy}}{2}\right)\right] \Gamma_y^{(l+1)} = \left[1 + \frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \left(F_y + \frac{v_{yy}}{2}\right) + \frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} \left(G_x + \frac{v_{xx}}{2}\right)\right] \psi_y^{(l)} + \frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} (T_{yx} \psi_y^{(l)} - U_{yx} \psi_x^{(l+1/2)}), \\ \left[1 - \frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \left(G_x + \frac{v_{xx}}{2}\right)\right] \psi_y^{(l+1)} = \Gamma_y^{(l+1)} - \frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \left(G_x + \frac{v_{xx}}{2}\right) \psi_y^{(l)}, \end{cases} \quad (7)$$

方程 (7) 中, n_{eff} 为参考折射率, Δz 为 z 方向的传输步长, 上标 $l \pm \tau$ 表示当前传输位置 $z \pm \tau \Delta z$, 其中

$$\begin{cases} \psi_a = E_a \exp(jk_0 n_{\text{eff}} z), G_b \psi_a = \frac{\partial^2 \psi_a}{\partial b^2}, v_{aa} = k_0^2 (\varepsilon_{aa} - n_{\text{eff}}^2), \\ T_{ab} \psi_a = \frac{\partial}{\partial a} \left[\frac{1}{\varepsilon_{zz}} \frac{\partial}{\partial b} (\varepsilon_{ba} \psi_a) \right], F_a \psi_a = \frac{\partial}{\partial a} \left[\frac{1}{\varepsilon_{zz}} \frac{\partial}{\partial a} (\varepsilon_{aa} \psi_a) \right], \\ U_{ab} \psi_b = \frac{\partial^2 \psi_b}{\partial b \partial a} - k_0^2 \varepsilon_{ab} \psi_b - \frac{\partial}{\partial a} \left[\frac{1}{\varepsilon_{zz}} \frac{\partial}{\partial a} (\varepsilon_{ab} \psi_b) \right] - \frac{\partial}{\partial a} \left[\frac{1}{\varepsilon_{zz}} \frac{\partial}{\partial b} (\varepsilon_{bb} \psi_b) \right], \end{cases} \quad (8)$$

式中 a, b 表示 x 或者 y , E 表示电场。

尽管文献 [23] 中已经指出对方程 (7) 进行横向差分即可实现 ADI-BPM 求解, 但其研究对象并非为具有渐变介电张量的材料, 而且也并未给出式 (8) 中各算符的差分表达式。因此, 为了能够求解液晶光波导中的传播场, 应推导出式 (8) 中各横向算符的显式差分表达。根据有限差分法 [20], 利用图 2 所示的差分网格可得方程 (7) 所对应的 ADI-BPM 迭代方程组为

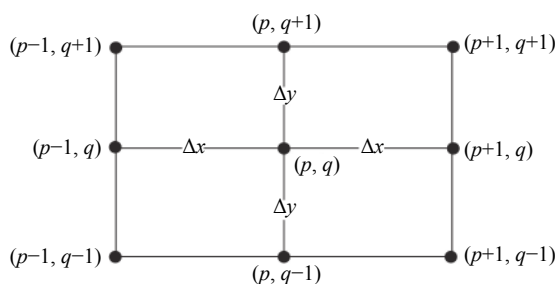


图 2 有限差分法中使用的网格节点示意图。 (p, q) 表示中心节点, 其余节点为距离其最近的 8 个节点。 Δx , Δy 分别表示 x 和 y 方向上的网格间距

Fig. 2 Diagram of mesh nodes used in the finite difference method. (p, q) represent the central node, and the other nodes are the 8 nodes closest to the central node. Δx and Δy are the mesh spacing in the x and y direction, respectively

$$\begin{cases} A_1 \Gamma_{x(p-1,q)}^{(l+1/2)} + A_2 \Gamma_{x(p,q)}^{(l+1/2)} + A_3 \Gamma_{x(p+1,q)}^{(l+1/2)} = D_{(p,q)}^{(l),(l-1/2)} \\ A_{13} \psi_{x(p,q-1)}^{(l+1/2)} + A_{14} \psi_{x(p,q)}^{(l+1/2)} + A_{15} \psi_{x(p,q+1)}^{(l+1/2)} = f_{(p,q)}^{(l+1/2),(l-1/2)} \\ R_1 \Gamma_{y(p,q-1)}^{(l+1)} + R_2 \Gamma_{y(p,q)}^{(l+1)} + R_3 \Gamma_{y(p,q+1)}^{(l+1)} = K_{(p,q)}^{(l+1/2),(l)} \\ R_{13} \psi_{y(p-1,q)}^{(l+1)} + R_{14} \psi_{y(p,q)}^{(l+1)} + R_{15} \psi_{y(p+1,q)}^{(l+1)} = g_{(p,q)}^{(l+1),(l)} \end{cases} \quad (9)$$

这里 D, f, K, g 均为含有差分系数和场强分量的表达式, 在每次循环中它们都是已知量, A, R 均表示与当前节点 (p, q) 有关的差分系数, 所有这些量的具体表达式见附录。当考虑所有网格节点后, 方程组 (9) 中每一个方程都可以改写成一

$\tau \in \{0, 1/2, 1\}$ 。此外, Γ_x, Γ_y 均为方程 (7) 中自定义的中间变量, 电场振幅和横向算符的表达式如下:

个具有三对角稀疏矩阵的特征方程, 在初始光场的激励下反复迭代方程 (9) 即可求得传播场分布。此外, 在求解中采用了透明边界条件 [24] 去压制波导中辐射模在计算窗口边界上引起的不必要反射。

当求得传播场后即可确定任意传输位置的 PCE, 根据 PCE 定义 [25], 有

$$\eta_1 = \frac{P_{\text{TM}}}{P_{\text{TE}} + P_{\text{TM}}} \times 100\% \quad (10)$$

式中, $P_{\text{TM}} = \iint_{\Omega} |E_y|^2 dx dy$, $P_{\text{TE}} = \iint_{\Omega} |E_x|^2 dx dy$ 分别表示当前传播位置 E_y, E_x 分量的 (忽略常数公因子) 功率, 下标 Ω 表示整个液晶光波导横截面计算窗口。

3 仿真实验

以典型的向列相液晶 E7 为例, 其在室温下的弹性常数为 $k_{11} = 11.1$ pN, $k_{33} = 17.1$ pN 以及介电各向异性 $\Delta \varepsilon$ 为 13.8 [26]。真空中的波长 λ_0 被选择为 $1.55 \mu\text{m}$, 根据扩展柯西方程 [27] 可得室温下 E7 液晶的主轴折射率分别为 $n_{\parallel} = 1.697, n_{\perp} = 1.5024$ 。不同外加电压下介电张量关于 y 的曲线如图 3 所示。

从图 3 可以清晰地看到, 当外加电压超过阈值以后, ε 为 y 方向渐变的介电张量, 而且当外加电压超过某一临界电压值后, 非对角项 ε_{xy} (或 ε_{yx}) 的渐变曲线不再为拱形, 而是近似为 M 字形。在本文当前的例子中, 这一临界电压值约为阈值电压的 1.26 倍, 此时液晶分子的最大偏转角 φ_m 为 45° 。

此外, 波导包层折射率选择为 1.48, 波导芯区的尺寸 w, h 均为 $5 \mu\text{m}$, 计算窗口尺寸为 $8 \mu\text{m} \times 8 \mu\text{m}$, 横向网格尺寸 $\Delta x, \Delta y$ 均等于 $0.02 \mu\text{m}$ 。图 4 显示了液晶场致重新取向渐变和均匀两种

情况下,经特征值方程得出的 PCL 与外加电压的关系曲线。应当说明的是,这两种介电张量在后文所有的图中分别对应 *graded* 和 *uniform* 标签。

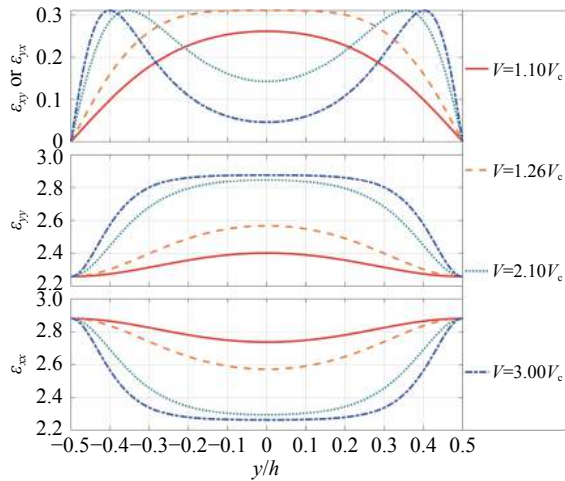


图 3 不同外加电压下 ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{xy} (或 ε_{yx}) 随 y 的一维渐变曲线

Fig. 3 One-dimensional gradual change curves of ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{xy} (or ε_{yx}) with y at different applied voltages

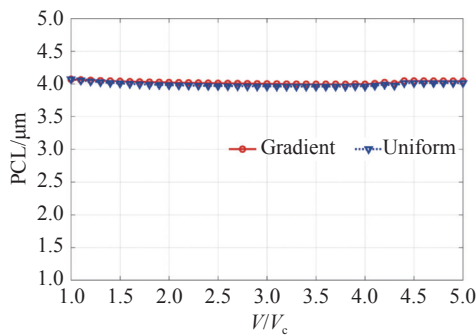


图 4 PCL 分别在渐变和均匀两种介电张量下随外加电压变化的曲线

Fig. 4 PCL varying with applied voltage under gradient and uniform dielectric tensors, respectively

从图 4 可见,通过两种液晶介电张量得出的 PCL 不仅均几乎不随外加电压变化,而且它们之间的差异可以忽略。这是因为任意外加电压下所有液晶分子的光轴都始终位于 xoy 平面内,导致近轴光波的折射率很难随外加电压改变^[28],从而使得 PCL 也很难受外加电压调控。因此,可以近似认为 PCL 与液晶层边界的锚定能以及外加电压均无关。这一点对于电控液晶光波导偏振旋转器的实现至关重要,因为其波导的长度通常是由 PCL 决定的,而希望在改变外加电压的同时不用

重新调整波导的长度,也不用考虑锚定能对其产生的影响。特别地,从图 4 还可以看到这里 PCL 约为 $4 \mu\text{m}$,比典型的超短 PCL 值^[1]还小 $3.2 \mu\text{m}$,这归因于液晶的大双折射率。

另一方面,尽管 PCL 随外加电压的变化可以被忽略,但为了使波导终端传播场的求解结果更加精确,采用上述 PCL 的平均值 \bar{L}_C 作为波导输出端位置,在当前的例子中 \bar{L}_C 约等于 $4.02 \mu\text{m}$ 。初始激励光波选择光斑半径为 $2.1 \mu\text{m}$ 的准-TE 高斯光 (y 方向电场分量可被忽略),用以模拟窄线宽激光光源^[29-30]。将上述特征值方程在不同电压下得出的,由非寻常光波激励的基模有效折射率的平均值 $\bar{n}_1^{(e)}$ 作为参考折射率 n_{eff} ,传输步长 Δz 设为 $0.01 \mu\text{m}$ 。考虑到图 3 中非对角项的两种截然不同的渐变趋势,分别选择阈值电压的 1.26 倍和 2.1 倍作为外加电压值。此外,为了与之前的传输场结果进行对比,在液晶介电张量为二维渐变和均匀的两种情况下,分别对 ADI-BPM 迭代方程组进行了求解。在初始位置 ($z=0$) 以及输出位置 ($z=\bar{L}_C$) 处的传播场分布如图 5 所示。

从图 5(e)~5(f) 可见,对于均匀介电张量,当外加电压为阈值电压的 1.26 倍时 (φ_m 为 45°), x 方向的电场分量 E_x 的能量几乎完全被耦合到了 E_y 上。然而,从图 5(c)~5(d) 可见,对于一维渐变介电张量, E_x 的能量却并未完全耦合到 E_y 上,即便此时非对角项的峰值已经增加到当前液晶材料所能达到的极限 ($\Delta\varepsilon/2$); 此外,从图 5(g)~5(j) 可见,当外加电压为 2.1 倍阈值时 (φ_m 约为 76°),反而是一维渐变介电张量(相比于均匀介电张量)从 E_x 耦合到 E_y 中的能量更多。为了更清晰地解释产生这一现象的原因,将这两个外加电压下 X 截面 (yoz 平面) 和 Y 截面 (xoz 平面) 上的传播场分布展示在图 6 和图 7。

从图 6(e)~6(h) 可见,当外加电压为 1.26 倍阈值时,无论介电张量是一维渐变还是均匀的, Y 截面的场强都实现了能量从 E_x 到 E_y 的几乎完全转移,这一结果与文献 [5] 是非常一致的,只是这里的转换是 TE 到 TM。然而,从图 6(a)~6(d) 可见,对于 X 截面来说,两种介电张量得出的结果存在显著的区别。与均匀介电张量下 E_x 的能量全部被耦合到 E_y 不同,一维渐变介电张量下只有波导最中心区域才实现了 E_x 到 E_y 的能量强耦合,而

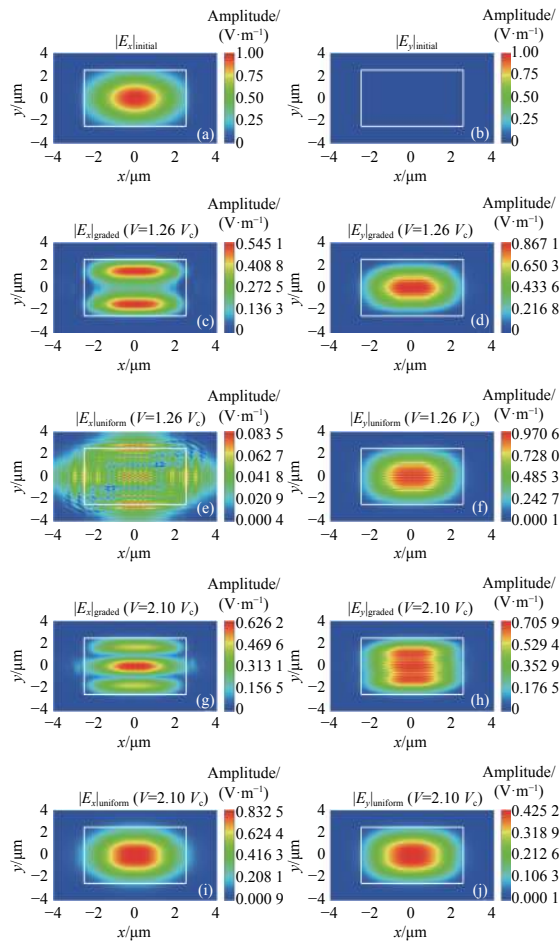


图 5 初始和输出位置处的电场分布。(a)~(b) 初始激励; (c)~(f) 外加电压为 1.26 倍阈值时输出端的传播场分布; (g)~(j) 外加电压为 2.1 倍阈值时输出端的传播场分布

Fig. 5 Electric field distribution at initial and output positions. (a)~(b) Initial excitation; (c)~(f) propagation field distribution at the output when the applied voltage is 1.26 times the threshold; (g)~(j) propagation field distribution at the output when the applied voltage is 2.1 times the threshold

这一截面正是液晶分子指向矢渐变的平面。参照图 3 可见, 由于液晶分子是在 y 方向渐变的, 除了波导最中心区域的部分液晶分子能具有当前液晶材料决定的最大非对角项外, 其余液晶分子的非对角项都非常小, 尤其是靠近液晶层上下边界的区域。根据 CMT^[21], 非对角项越大场分量间能量耦合效应就越强, 因此, 在 1.26 倍阈值电压下, 由于液晶分子的渐变特性, 在波导芯区两边(靠近上下包层)的液晶分子的耦合能力非常弱, 从而导致在 PCL 位置仍有很大一部分剩余的 E_x , 更直观的结果见图 5(c)。

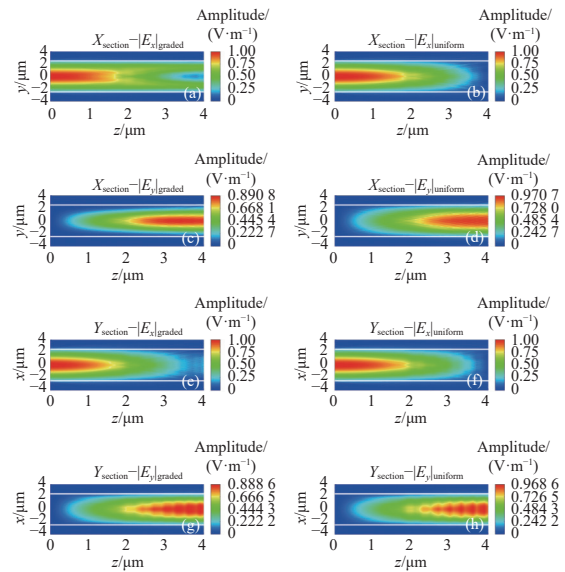


图 6 外加电压为 1.26 倍阈值时 X 截面 (a)~(d) 和 Y 截面 (e)~(h) 的传播场分布

Fig. 6 When the applied voltage is 1.26 times the threshold, the propagation field distribution of X section (a)~(d) and Y section (e)~(h)

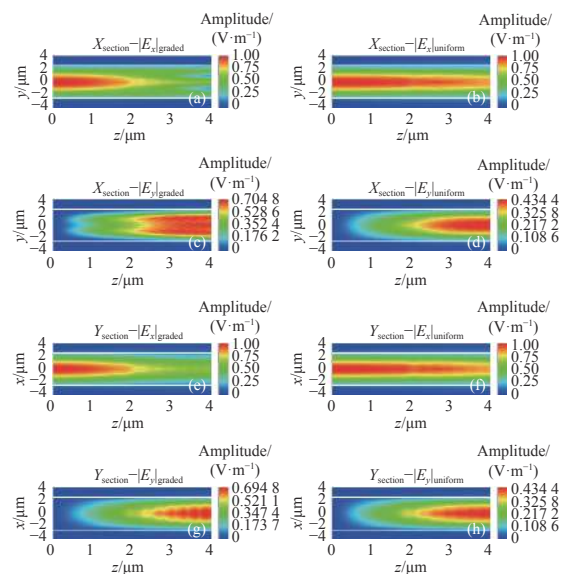


图 7 外加电压为 2.1 倍阈值时 X 截面 (a)~(d) 和 Y 截面 (e)~(h) 的传播场分布

Fig. 7 When the applied voltage is 2.1 times the threshold, the propagation field distribution of X section (a)~(d) and Y section (e)~(h)

对于电压为 2.1 倍阈值时, 从图 3 可见, 由于此时非对角项对 y 的渐变趋势不再是拱形, 而是 M 字形, 因此, 其能量耦合最强的位置对称地位于波导最中心区域的两边, 如图 7(a) 所示, 更直观的结果见图 5(g)。此外, 从图 3 还可以看到,

当前电压下渐变介电张量的非对角项在液晶层的大范围内都比均匀情况下的非对角项($y=0$ 位置的)更大,因此,一维渐变介电张量相较于均匀介电张量具有更强的耦合能力,如图 7 (a)~7(d) 所示。

为了更直观地看到液晶指向矢的渐变特性对偏振旋转器性能的影响,我们分别求解了渐变和均匀两种介电张量下,在波导输出端的 PCE 随外加电压变化的曲线。此外,为了与传统无源偏振旋转器的 PCE 进行比较,采用通过光轴倾斜角确定的 PCE 公式^[31](忽略波导长度的切割误差)

$$\eta_2 = \sin^2(2\varphi_m) \times 100\% \quad (11)$$

图 8 展示了 η_1, η_2 随外加电压变化的关系。

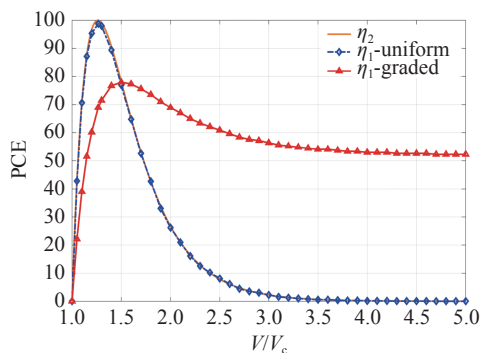


图 8 PCE 随外加电压变化的曲线

Fig. 8 PCE varying with concerning applied voltage

从图 8 明显可见,在忽视锚定效应的理想情况下^[12](即均匀介电张量),液晶光波导也能像无源偏振旋转器^[1,31]那样可以实现接近 100% 的最大 PCE,并且只需要几个伏特的电压就可以做到。在这里 $V = 1.26 V_c$ 约为 1.2 伏,考虑到包层具有一定的厚度,因此在实际中的电压会比这个值更大。然而,由于锚定能的作用导致液晶分子的偏转是渐变的,使得强锚定下的液晶光波导仅能实现最高约为 78% 的最大 PCE,此时的外加电压约为 1.5 倍阈值(在当前的例子中,约等于 1.42 伏)。此外,随着外加电压的继续增加,相较于均匀介电张量,渐变介电张量情况下的 PCE 始终更大,即耦合能力更强,原因与上述分析的 2.1 倍阈值电压是一致的。

进一步地,我们还可以看到渐变介电张量(相较于均匀介电张量)对应的 PCE 随外加电压增加

而下降得更加缓慢,而且不会持续衰减为零,即液晶光波导始终存在场分量间的耦合能力。这是因为介电张量非对角项的 M 字形分布导致其始终存在两个关于波导中心对称的峰值。基于这些结果,我们可以得出液晶分子的渐变特性对其 PCE 有极大的影响。

4 结 论

本文在向列相液晶场致重新取向渐变的条件下,根据液晶磁场耦合方程组得出的本征值方程构建了 PCL 与外加电压的对应关系,然后通过对电场传输方程进行横向有限差分离散得到了能求解液晶光波导中传播场的 ADI-BPM 迭代方程组的显式表达,进而准确地分析了液晶光波导的 PCL 和 PCE。结果显示,液晶指向矢的渐变对 PCL 的影响可以忽略,但其得出的最大 PCE 相较于液晶重新取向均匀的求解结果低大约 20%。因此,在基于液晶光波导的电控偏振旋转器的实际制备中,应当注意取向层的预处理(例如,采用双边对称弱锚定从而提高 PCE),因为锚定能的强弱直接影响到其器件的性能。

尽管如此,基于液晶光波导的电控偏振旋转器仍然具有非常大的应用潜力,因为从我们的仿真实验中可见液晶光波导只需要 4 μm 的 PCL 以及几个伏特的低电压即可实现最大 PCE,这是传统偏振旋转器所不具有的特性。

附录:

场量以及差分系数表达式如下:

$$\begin{aligned} D_{(p,q)}^{(l),(l-1/2)} = & A_{4(p,q)}\psi_{x(p+1,q+1)}^{(l-1/2)} + A_{5(p,q)}\psi_{x(p+1,q)}^{(l-1/2)} + \\ & A_{6(p,q)}\psi_{x(p+1,q-1)}^{(l-1/2)} + A_{7(p,q)}\psi_{x(p,q+1)}^{(l-1/2)} + A_{8(p,q)}\psi_{x(p,q)}^{(l-1/2)} + \\ & A_{9(p,q)}\psi_{x(p,q-1)}^{(l-1/2)} + A_{10(p,q)}\psi_{x(p-1,q+1)}^{(l-1/2)} + A_{11(p,q)}\psi_{x(p-1,q)}^{(l-1/2)} + \\ & A_{12(p,q)}\psi_{x(p-1,q-1)}^{(l-1/2)} + B_{1(p,q)}\psi_{y(p+1,q+1)}^{(l)} + B_{2(p,q)}\psi_{y(p+1,q)}^{(l)} + \\ & B_{3(p,q)}\psi_{y(p+1,q-1)}^{(l)} + B_{4(p,q)}\psi_{y(p-1,q+1)}^{(l)} + B_{5(p,q)}\psi_{y(p-1,q)}^{(l)} + \\ & B_{6(p,q)}\psi_{y(p-1,q-1)}^{(l)} + B_{7(p,q)}\psi_{y(p,q)}^{(l)}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} f_{(p,q)}^{(l+1/2),(l-1/2)} = & A_{13(p,q)}\psi_{x(p,q-1)}^{(l-1/2)} + (A_{14(p,q)} - 1)\psi_{x(p,q)}^{(l-1/2)} + \\ & A_{15(p,q)}\psi_{x(p,q+1)}^{(l-1/2)} + \Gamma_{x(p,q)}^{(l+1/2)}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\left\{ \begin{aligned}
 A_{1(p,q)} &= -\frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{2}{(\Delta x)^2} \frac{\varepsilon_{xx(p-1,q)}}{\varepsilon_{zz(p-1,q)} + \varepsilon_{zz(p,q)}}, A_{3(p,q)} = -\frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{2}{(\Delta x)^2} \frac{\varepsilon_{xx(p+1,q)}}{\varepsilon_{zz(p+1,q)} + \varepsilon_{zz(p,q)}}, \\
 A_{2(p,q)} &= 1 - \frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \left[\frac{k_0^2}{2} (\varepsilon_{xx(p,q)} - n_{\text{eff}}^2) - \frac{2}{(\Delta x)^2} \left(\frac{\varepsilon_{xx(p,q)}}{\varepsilon_{zz(p+1,q)} + \varepsilon_{zz(p,q)}} + \frac{\varepsilon_{xx(p,q)}}{\varepsilon_{zz(p-1,q)} + \varepsilon_{zz(p,q)}} \right) \right], \\
 A_{4(p,q)} &= \frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{1}{4\Delta x \Delta y} \frac{\varepsilon_{yx(p+1,q+1)}}{\varepsilon_{zz(p+1,q)}}, A_{5(p,q)} = \frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{2}{(\Delta x)^2} \frac{\varepsilon_{xx(p+1,q)}}{\varepsilon_{zz(p+1,q)} + \varepsilon_{zz(p,q)}}, \\
 A_{6(p,q)} &= -\frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{1}{4\Delta x \Delta y} \frac{\varepsilon_{yx(p+1,q-1)}}{\varepsilon_{zz(p+1,q)}}, A_{7(p,q)} = A_{9(p,q)} = \frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}} (\Delta y)^2}, A_{13(p,q)} = A_{15(p,q)} = -\frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{1}{(\Delta y)^2}, \\
 A_{8(p,q)} &= 1 - \frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{2}{(\Delta x)^2} \left(\frac{\varepsilon_{xx(p,q)}}{\varepsilon_{zz(p+1,q)} + \varepsilon_{zz(p,q)}} + \frac{\varepsilon_{xx(p,q)}}{\varepsilon_{zz(p-1,q)} + \varepsilon_{zz(p,q)}} \right) - \frac{\Delta z}{jk_0 n_{\text{eff}} (\Delta y)^2} + \frac{3k_0^2 \Delta z}{8jk_0 n_{\text{eff}}} (\varepsilon_{xx(p,q)} - n_{\text{eff}}^2), \\
 A_{10(p,q)} &= -\frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{1}{4\Delta x \Delta y} \frac{\varepsilon_{yx(p-1,q+1)}}{\varepsilon_{zz(p-1,q)}}, A_{11(p,q)} = \frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{2}{(\Delta x)^2} \frac{\varepsilon_{xx(p-1,q)}}{\varepsilon_{zz(p-1,q)} + \varepsilon_{zz(p,q)}}, \\
 A_{12(p,q)} &= \frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{1}{4\Delta x \Delta y} \frac{\varepsilon_{yx(p-1,q-1)}}{\varepsilon_{zz(p-1,q)}}, A_{14(p,q)} = 1 - \frac{\Delta z}{4jk_0 n_{\text{eff}}} \left[-\frac{2}{(\Delta y)^2} + \frac{k_0^2}{2} (\varepsilon_{xx(p,q)} - n_{\text{eff}}^2) \right], \\
 B_{1(p,q)} &= -\frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{1}{4\Delta x \Delta y} \left(1 - \frac{\varepsilon_{yy(p+1,q+1)}}{\varepsilon_{zz(p+1,q)}} \right), B_{6(p,q)} = -\frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{1}{4\Delta x \Delta y} \left(1 - \frac{\varepsilon_{yy(p-1,q-1)}}{\varepsilon_{zz(p-1,q)}} \right), \\
 B_{2(p,q)} &= \frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{2}{(\Delta x)^2} \frac{\varepsilon_{xy(p+1,q)}}{\varepsilon_{zz(p+1,q)} + \varepsilon_{zz(p,q)}}, B_{3(p,q)} = -\frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{1}{4\Delta x \Delta y} \left(\frac{\varepsilon_{yy(p+1,q-1)}}{\varepsilon_{zz(p+1,q)}} - 1 \right), \\
 B_{4(p,q)} &= -\frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{1}{4\Delta x \Delta y} \left(\frac{\varepsilon_{yy(p-1,q+1)}}{\varepsilon_{zz(p-1,q)}} - 1 \right), B_{5(p,q)} = \frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} \frac{2}{(\Delta x)^2} \frac{\varepsilon_{xy(p-1,q)}}{\varepsilon_{zz(p-1,q)} + \varepsilon_{zz(p,q)}}, \\
 B_{7(p,q)} &= -\frac{\Delta z}{2jk_0 n_{\text{eff}}} \left[\frac{2}{(\Delta x)^2} \left(\frac{\varepsilon_{xy(p,q)}}{\varepsilon_{zz(p+1,q)} + \varepsilon_{zz(p,q)}} + \frac{\varepsilon_{xy(p,q)}}{\varepsilon_{zz(p-1,q)} + \varepsilon_{zz(p,q)}} \right) - k_0^2 \varepsilon_{xy(p,q)} \right],
 \end{aligned} \right. \quad (14)$$

此外, $K_{(p,q)}^{(l+1/2),l}$ 的表达式可以通过对式 (12) 进 转换得到:

行如下转换得到:

$$f \rightarrow g, A \rightarrow R, x \rightarrow y, p \leftrightarrow q, l-1/2 \rightarrow l, l+1/2 \rightarrow l+1, \quad (16)$$

$$D \rightarrow K, A \rightarrow R, B \rightarrow S, x \leftrightarrow y, p \leftrightarrow q, l-1/2 \rightarrow l, l \rightarrow l+1/2 \quad (15)$$

以及 $R_{1(p,q)} \text{---} R_{15(p,q)}, S_{1(p,q)} \text{---} S_{7(p,q)}$ 可通过对式 (14) 进行如下转换得到:

$$g_{(p,q)}^{(l+1),l} \text{ 的表达式可以通过对式 (13) 进行如下 } \quad A \rightarrow R, B \rightarrow S, p \leftrightarrow q, x \leftrightarrow y \quad (17)$$

参考文献:

[1] WANG ZH CH, DAI D X. Ultrasmall Si-nanowire-based polarization rotator[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2008, 25(5): 747-753.

[2] 戴道铎, 王健, 陈思涛. 硅基片上复用—解复用技术与器件[J]. *电信科学*, 2015, 31(10): 9-21.

DAI D X, WANG J, CHEN S T. Silicon-based-chip multiplexing technologies and devices[J]. *Telecommunications Science*, 2015, 31(10): 9-21. (in Chinese)

[3] ONO T, YANO Y. Key technologies for terabit/second WDM systems with high spectral efficiency of over 1 bit/s/Hz[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1998, 34(11): 2080-2088.

[4] INOUE Y, TAKAHASHI H, ANDO S, et al.. Elimination of polarization sensitivity in silica-based wavelength division multiplexer using a polyimide half waveplate[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1997, 15(10): 1947-1957.

[5] LI T H, CHEN Q M, YU W X, et al.. Planar polarization-routing optical cross-connects using nematic liquid crystal waveguides[J]. *Optics Express*, 2018, 26(1): 402-418.

[6] SHANI Y, ALFERNESS R, KOCH T, et al.. Polarization rotation in asymmetric periodic loaded rib waveguides[J]. *Applied Physics Letters*, 1991, 59(11): 1278-1280.

[7] VAN DER TOL J J G M, HAKIMZADEH F, PEDERSEN J W, et al.. A new short and low-loss passive polarization converter on InP[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1995, 7(1): 32-34.

[8] OBAYYA S S A, RAHMAN B M A, GRATAN K T V, et al.. Beam propagation modeling of polarization rotation in

- deeply etched semiconductor bent waveguides[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2001, 13(7): 681-683.
- [9] OBAYYA S S A, RAHMAN B M A, GRATAN K T V, *et al.*. Improved design of a polarization converter based on semiconductor optical waveguide bends[J]. *Applied Optics*, 2001, 40(30): 5395-5401.
- [10] CHEN L, ZHANG W G, ZHOU Q, *et al.*. Polarization rotator based on hybrid plasmonic photonic crystal fiber[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2014, 26(22): 2291-2294.
- [11] BEGGS D M, MIDRIO M, KRAUSS T F. Compact polarization rotators for integrated polarization diversity in InP-based waveguides[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(15): 2176-2178.
- [12] HAMEED M F O, HUSSAIN F F K, OBAYYA S S A. Ultracompact polarization rotator based on liquid crystal channel on silicon[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2017, 35(11): 2190-2199.
- [13] DAVIS S R, ROMMEL S D, FARCA G, *et al.*. A new electro-optic waveguide architecture and the unprecedented devices it enables[C]. *SPIE Defense and Security Symposium. Orlando, United States: International Society for Optics and Photonics*, 2008: 697503.
- [14] TRIPATHI U S, RASTOGI V. Liquid crystal based rib waveguide[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2020, 38(15): 4045-4051.
- [15] 杨登科, 吴诗聪. 液晶器件基础[M]. 郭太良, 周雄图, 译. 2版. 北京: 科学出版社, 2016.
YANG D K, WU S T. *Fundamentals of Liquid Crystal Devices*[M]. GUO T L, ZHOU X T, trans. 2nd ed. Beijing: Science Press, 2016. (in Chinese)
- [16] KHOO I C. *Liquid Crystals*[M]. 2nd ed. Hoboken: Wiley-Interscience, 2007.
- [17] AGRAWAL O P. Formulation of Euler-Lagrange equations for fractional variational problems[J]. *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, 2002, 272(1): 368-379.
- [18] 查正桃, 张谦述. 液晶光波导中本征模内场分量间的关系[J]. *液晶与显示*, 2022, 37(1): 14-20.
ZHA ZH T, ZHANG Q SH. Relationship of field components in the liquid crystal optical waveguide eigenmode[J]. *Chinese Journal of Liquid Crystal and Displays*, 2022, 37(1): 14-20. (in Chinese)
- [19] FALLAHKHAIR A B, LI K S, MURPHY T E. Vector finite difference modesolver for anisotropic dielectric waveguides[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2008, 26(11): 1423-1431.
- [20] KAWANO K, KITOH T. *Introduction to Optical Waveguide Analysis: Solving Maxwell's Equations and the Schrödinger Equation*[M]. New York: John Wiley & Sons, Inc, 2001.
- [21] YAMAMOTO S, KOYAMADA Y, MAKIMOTO T. Normal - mode analysis of anisotropic and gyrotropic thin - film waveguides for integrated optics[J]. *Journal of Applied Physics*, 1972, 43(12): 5090-5097.
- [22] YAMAUCHI J, TAKAHASHI G, NAKANO H. Full-vectorial beam-propagation method based on the McKee-Mitchell scheme with improved finite-difference formulas[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1998, 16(12): 2458-2464.
- [23] ALCANTARA L D S, TEIXEIRA F L, CÉSAR A C, *et al.*. A new full-vectorial FD-BPM scheme: application to the analysis of magneto-optic and nonlinear saturable media[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2005, 23(8): 2579-2585.
- [24] HADLEY G R. Transparent boundary condition for beam propagation[J]. *Optics Letters*, 1991, 16(9): 624-626.
- [25] HOLMES B M, HUTCHINGS D C. Realization of novel low-loss monolithically integrated passive waveguide mode converters[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2006, 18(1): 43-45.
- [26] BULJA S, MIRSHEKAR-SYAHKAL D, JAMES R, *et al.*. Measurement of dielectric properties of nematic liquid crystals at millimeter wavelength[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2010, 58(12): 3493-3501.
- [27] LI J, WU S T, BRUGIONI S, *et al.*. Infrared refractive indices of liquid crystals[J]. *Journal of Applied Physics*, 2005, 97(7): 073501.
- [28] 查正桃, 张谦述, 张耀进, 周琪. 液晶平板光波导中耦合模式的研究[J/OL]. 西华师范大学学报(自然科学版): 1-7. [2021-12-04]. <http://kns.cnki.net/kcms/detail/51.1699.N.20211130.1830.008.html>.
ZHA ZH T, ZHANG Q SH, ZHANG Y J, *et al.* Coupling modes in liquid crystal slab optical waveguide[J/OL]. *Journal of China West Normal University (Natural Sciences)*: 1-7. [2021-12-04]. <http://kns.cnki.net/kcms/detail/51.1699.N.20211130.1830.008.html>.
- [29] 杨文晨, 秦增光, 刘兆军, 等. 基于希尔伯特-黄变换的双马赫-曾德分布式光纤传感振动定位方法[J]. *中国光学*, 2021, 14(6): 1410-1416.
YANG W CH, QIN Z G, LIU ZH J, *et al.*. A Hilbert-Huang transform method for vibration localization based on a dual

- Mach-Zehnder distributed optical fiber sensor[J]. *Chinese Optics*, 2021, 14(6): 1410-1416. (in Chinese)
- [30] 刘野, 刘宇, 肖辉东, 等. 638nm光栅外腔窄线宽半导体激光器[J]. *中国光学*, 2020, 13(6): 1249-1256.
LIU Y, LIU Y, XIAO H D, *et al.*. 638 nm narrow linewidth diode laser with a grating external cavity[J]. *Chinese Optics*, 2020, 13(6): 1249-1256. (in Chinese)
- [31] DENG H H, YEVICK D O, BROOKS C, *et al.*. Design rules for slanted-angle polarization rotators[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2005, 23(1): 432-445.

作者简介:



查正桃(1997—), 男, 四川自贡人, 2020年于西华师范大学获工学学士学位, 在读硕士研究生, 主要从事波导光学的理论与技术的研究。E-mail: zack-
tao@sina.cn



张谦述(1974—), 男, 四川自贡人, 2010年于电子科技大学获光学工学博士学位, 副教授, 主要从事光通信与集成光学、微波光子学、集成光波导器件的理论与技术等方面的研究。E-mail: jackyzhang@cwnu.edu.cn

《光学 精密工程》(月刊)

- 中国光学开拓者之一王大珩院士亲自创办的新中国历史最悠久的光学期刊
- 现任主编为国家级有突出贡献的青年科学家曹健林博士
- Benjamin J Eggleton, John Love 等国际著名光学专家为本刊国际编委

《光学 精密工程》主要栏目有现代应用光学(空间光学、纤维光学、信息光学、薄膜光学、光电技术及器件、光学工艺及设备、光电跟踪与测量、激光技术及设备);微纳技术与精密机械(纳米光学、精密机械);信息科学(图像处理、计算机应用与软件工程)等。

- * 美国工程索引 EI 核心期刊
- * 中国出版政府奖期刊提名奖
- * 中国精品科技期刊
- * 中文核心期刊
- * 百种中国杰出学术期刊
- * 中国最具国际影响力学术期刊

主管单位:中国科学院

主办单位:中国科学院长春光学精密机械与物理研究所

中国仪器仪表学会

地址:长春市东南湖大路 3888 号

邮编:130033

电话:0431-86176855

传真:0431-84613409

电邮:gxjmgc@sina.com

网址:http://www.eope.net

定价:100.00 元/册