

混合排列向列相液晶导模中挠曲电效应的影响

邢红玉^{1,2,3} 叶文江³ 司立彬³ 李志广³ 张志东^{3*} 宣 丽¹

(¹ 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所应用光学国家重点实验室, 吉林 长春 130033)
² 中国科学院大学, 北京 100049; ³ 河北工业大学理学院, 天津 300401)

摘要 强锚泊混合排列向列相(HAN)液晶盒中, 挠曲电效应会对液晶指向矢分布产生影响, 这种变化可以通过改进的液晶全漏导模技术实验进行测量。基于液晶多层光学理论和液晶弹性理论, 计算得到强锚泊混合排列向列相全漏液晶波导反射率和透射率随内角(光线射入液晶层的角度)的变化曲线, 分析了挠曲电效应的影响。挠曲电系数取符号“ $-$ ”或“ $+$ ”, 全漏液晶波导反射率或透射率变化曲线相对于不考虑挠曲电效应时右移或左移一段距离, 并且挠曲电系数数值不同移动的距离也会发生变化。由移动距离可知挠曲电系数的数值, 为实验确定挠曲电系数提供了理论依据。

关键词 材料; 全漏导模技术; 挠曲电效应; 多层光学理论; 弹性理论; 混合排列向列相

中图分类号 O753 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0223002

Influence of Flexoelectric Effect on Guided Mode of Hybrid-Aligned Nematic Liquid Crystal

Xing Hongyu^{1,2,3} Ye Wenjiang³ Si Libin³ Li Zhiguang³ Zhang Zhidong³ Xuan Li¹

¹ State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130033, China
² University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China
³ School of Sciences, Hebei University of Technology, Tianjin 300401, China

Abstract The flexoelectric effect has an influence on the distribution of liquid crystal in the strong anchoring hybrid-aligned nematic (HAN) liquid crystal cell, which can be measured by the improved full-leaky guided mode technique of liquid crystal. Based on the multi-layer optical theory and the elastic theory of liquid crystal, the variation curves between the reflectivity and transmittance of the full-leaky liquid crystal waveguide due to the strong anchoring hybrid-aligned nematic liquid crystal and the internal angle (the angle of incidence for which light is incident on the liquid crystal layer) are calculated theoretically, by which the influence of flexoelectric effect is analyzed. For different sign of the flexoelectric coefficient such as negative or positive, the variation curves of reflectivity or transmittance of the full-leaky liquid crystal waveguide will move a distance to the left or the right relative to the case of ignoring the flexoelectric effect, and the moved distance will vary with the different flexoelectric coefficients. The flexoelectric coefficients can be known from the moved distance, which provides the theoretical basis for determining the flexoelectric coefficients.

Key words materials; full-leaky guided mode technique; flexoelectric effect; multi-layer optical theory; elastic theory; hybrid-aligned nematic

OCIS codes 310.2785; 230.7390; 230.3720

收稿日期: 2012-08-27; 收到修改稿日期: 2012-10-29

基金项目: 国家自然科学基金(11147103, 11274088, 10974042)、河北省自然科学基金(A201000004)、河北省教育厅项目(Z2012061, Z2011133)和河北省高校重点学科资助课题。

作者简介: 邢红玉(1978—), 女, 硕士, 讲师, 主要从事液晶物理和液晶器件物理等方面的研究。

E-mail: hongyu_xing@163.com

* 通信联系人。E-mail: zhidong_zhang@eyou.com

1 引言

夹在两块透明导电玻璃基板之间的液晶层可构成波导层,光在其间传播形成导波,其导模结构反映液晶分子取向排列情况。利用液晶层的导模技术可精确确定影响液晶指向矢剖面的因素^[1],挠曲电效应即是其中的一种。类似于固体中的压电效应,具有永久偶极矩的向列相液晶分子(楔形或香蕉形)在展曲和弯曲形变下会产生极化现象,反过来电场也可能使液晶发生形变,这就是所谓的挠曲电效应^[2]。作为一阶近似理论,Meyer^[3]提出了描述挠曲电极化强度矢量的定量表达式。挠曲电效应对基板的锚泊能^[4,5]、液晶盒电光效应^[6,7]、液晶盒视角特性^[8]、液晶盒双稳态^[9,10]和电流体畴^[11,12]等产生影响,这些变化都是基于挠曲电效应对液晶指向矢剖面的影响,并由此发展了许多测量挠曲电系数的方法^[13~17]。在众多测量方法中,混合排列向列相(HAN)液晶半漏导模技术是一种精确测量挠曲电系数的方法^[17]。但是,这种技术存在两种缺陷:1)光进入液晶层需要高折射率棱镜耦合;2)液晶盒上下玻璃基板的折射率要求不同,这与商用的液晶盒有很大的区别^[1,18]。采用改进的全漏导模技术可以对商用液晶盒进行实验测量,本文理论分析了混合排列向列相全漏液晶波导的导模变化。

混合排列向列相液晶盒中上下基板锚泊处理不同,下基板液晶分子平行于基板锚泊,而上基板垂直于基板锚泊。如果上下基板均是强锚泊,则挠曲电表面效应不存在,只有体积效应,并且挠曲电体积效应对液晶指向矢分布产生影响^[19]。这样,在外加电压作用下,强锚泊混合排列向列相液晶盒中不同挠曲电系数的液晶其指向矢明显不同,反映在导模结构上必然会存在差异。本文基于液晶多层光学理

论^[20]和液晶弹性理论,计算强锚泊混合排列向列相液晶全漏导模反射率和透射率随内角(光线射入液晶层的角度)的变化曲线,并对其进行分析,考虑挠曲电效应的影响。

2 基本理论

2.1 液晶盒系统平衡态方程

强锚泊混合排列向列相液晶盒结构如图1所示,液晶盒厚度为 l 。在外加电压 U 作用下,液晶盒内指向矢分布将在 xoz 平面内变化,用倾角 θ 描述并且假定 θ 只是 z 的函数。单位面积系统的自由能包括三部分:弹性自由能、介电自由能和挠曲电效应引起的自由能,对应的自由能密度分别表示为

$$f_{\text{elas}} = \frac{1}{2}k_{11}(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + \frac{1}{2}k_{22}(\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + \frac{1}{2}k_{33}(\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 = \frac{1}{2}f(\theta)\theta'^2, \quad (1)$$

$$f_{\text{diel}} = -\frac{1}{2}\mathbf{D} \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{2}\frac{D_z^2}{g(\theta)}, \quad (2)$$

$$f_{\text{flexo}} = -\mathbf{P} \cdot \mathbf{E} = -\frac{e_{11} + e_{33}}{2}\sin 2\theta \cdot \theta' \frac{D_z}{g(\theta)}, \quad (3)$$

式中 k_i ($i = 1, 2, 3$)为液晶的展曲、扭曲和弯曲弹性常数, $f(\theta) = k_{11}\cos^2\theta + k_{33}\sin^2\theta$, \mathbf{D} 为电位移矢量并且 $\mathbf{D} = \epsilon_{\perp}\mathbf{E} + \Delta\epsilon(\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})\mathbf{n}$,其中 $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ 为液晶的介电各向异性, ϵ_{\parallel} 和 ϵ_{\perp} 分别为平行和垂直于液晶分子长轴方向的介电常数,其 z 分量为 $D_z = U/\int_0^l \frac{dz}{g(\theta)}$, $g(\theta) = \epsilon_{\perp} + \Delta\epsilon\sin^2\theta$, \mathbf{n} 为液晶指向矢量, ∇ 为哈密顿算子。由此可以得到单位面积系统的自由能为

$$F = \int_0^l (f_{\text{elas}} + f_{\text{diel}} + f_{\text{flexo}}) dz = \frac{1}{2} \int_0^l f(\theta)\theta'^2 dz - \frac{1}{2} \frac{U^2}{\int_0^l \frac{dz}{g(\theta)}} - \frac{e_{11} + e_{33}}{2} \frac{D_z}{\Delta\epsilon} \ln\left(\frac{\epsilon_{\perp} + \Delta\epsilon\sin^2\theta_l}{\epsilon_{\perp} + \Delta\epsilon\sin^2\theta_0}\right), \quad (4)$$

式中 θ_l 和 θ_0 分别是上、下基板处液晶指向矢倾角。

利用类似于文献^[21]中的变分方法,可以得到液晶指向矢倾角满足的微分方程为

$$\frac{1}{2} \frac{df(\theta)}{d\theta} (\theta')^2 - \frac{d}{dz} [f(\theta)\theta'] - \frac{1}{2} \Delta\epsilon D_z^2 \frac{\sin 2\theta}{g^2(\theta)} - \frac{e_{11} + e_{33}}{2} \frac{D_z^2}{U} \frac{\sin 2\theta}{g^2(\theta)} \ln\left(\frac{\epsilon_{\perp} + \Delta\epsilon\sin^2\theta_l}{\epsilon_{\perp} + \Delta\epsilon\sin^2\theta_0}\right) = 0, \quad (5)$$

边界条件为

$$\theta_0 = 0^\circ, \quad \theta_l = 90^\circ. \quad (6)$$

由(5)式可以看出,挠曲电效应对液晶指向矢倾角 θ

会产生影响,并且挠曲电系数 $e_{11} + e_{33}$ 取不同数值时影响程度也会发生变化。

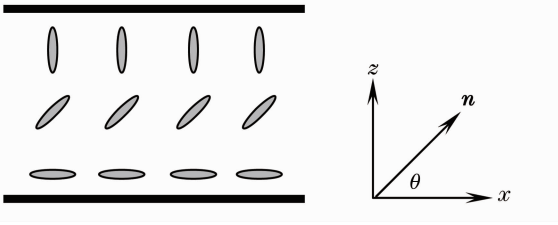


图1 强锚泊混合排列向列相液晶盒结构及坐标系

Fig. 1 Configuration of strong anchoring hybrid-aligned nematic liquid crystal cell and the coordinate system

2.2 液晶多层光学理论

液晶层本身是多层光学介质膜，光在其内传播的问题可以通过 Berreman 4×4 矩阵的方法求解^[22]。将液晶层沿 z 方向划分为 N 个子层，其结构如图 2 所示^[23]。假设整个液晶层仅仅沿 z 方向是不均匀的，并且液晶的介电常数张量沿此方向连续变化，每一个子层内的介电常数张量保持不变。研究光在整个液晶层中的传播，每一子层分界面处的反射都必须考虑进去。入射光与 z 轴之间的夹角为 α ，其入射面为 xoz 平面。

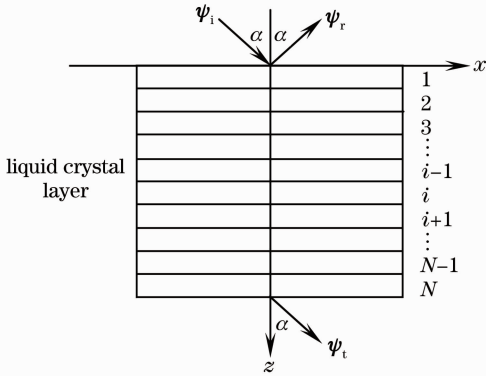


图2 光在液晶层中传播的示意图

Fig. 2 Schematic diagram showing the propagation of light through liquid crystal layer

定义 Berreman 矢量为 $\boldsymbol{\psi} = (E_x, \eta_0 H_y, E_y, -\eta_0 H_x)^T$ ，其中 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ 为真空电阻， E_x, E_y, H_x 和 H_y 是光波场电场和磁场的 4 个分量，满足 Berreman 方程

$$\frac{\partial \boldsymbol{\psi}}{\partial z} = -ik_0 \boldsymbol{Q} \cdot \boldsymbol{\psi}, \quad (7)$$

式中 \boldsymbol{Q} 为 Berreman 矩阵，与液晶的介电常数张量有关，受液晶指向矢倾角 θ 影响。由于倾角 θ 受挠曲电效应的影响，因此介电常数张量亦受此效应的影响。根据介电常数张量的对称性可知， $Q_{13} = Q_{42}$ ， $Q_{11} = Q_{22}$ ， $Q_{41} = Q_{23}$ 。由于介电张量在 z (第 i 层) 到 $z + \Delta z$ (第 $i+1$ 层) 范围内不改变， $\boldsymbol{Q}(z)$ 在这个区域

内也不会改变，方程的解可表示为

$$\boldsymbol{\psi}(z + \Delta z) = \exp[-ik_0 \boldsymbol{Q}(z) \Delta z] \cdot \boldsymbol{\psi}(z) \equiv \boldsymbol{P}(z) \cdot \boldsymbol{\psi}(z), \quad (8)$$

式中 $\boldsymbol{P}(z)$ 对应第 i 液晶子层的转移矩阵，它也与液晶指向矢倾角 θ 相关，同样受挠曲电效应的影响。由此可知，整个液晶层的转移矩阵为 N 个液晶子层的转移矩阵的乘积，即 $\boldsymbol{P} = \prod_{i=1}^N \boldsymbol{P}(i\Delta z)$ 。假设入射光、反射光和透射光的 Berreman 矢量分别为 $\boldsymbol{\psi}_i, \boldsymbol{\psi}_r$ 和 $\boldsymbol{\psi}_t$ ，根据电磁场在液晶层上下边界处切向分量连续的条件，它们之间满足下列关系式

$$\boldsymbol{\psi}_i + \boldsymbol{\psi}_r = \boldsymbol{F} \cdot \boldsymbol{\psi}_t, \quad (9)$$

式中 $\boldsymbol{F} = \boldsymbol{P}^{-1}$ 为液晶层转移矩阵的逆矩阵。

$\boldsymbol{\psi}_i, \boldsymbol{\psi}_r$ 和 $\boldsymbol{\psi}_t$ 三个 Berreman 矢量中均含有电场和磁场两种分量，由麦克斯韦方程组可以确定电场和磁场之间的关系并得到只含电场分量的三个 Berreman 矢量，进而可以确定光的偏振状态。电场分量位于和垂直于入射面时分别表示 p 偏振和 s 偏振，对应的光为 p 光和 s 光。假设液晶层上下介质的折射率相同 (实际的液晶盒结构为折射率相同的玻璃基板)，均为 n ，则三个 Berreman 矢量可表示为^[24,25]

$$\begin{cases} \boldsymbol{\psi}_i = (E_{ip} \cos \alpha, nE_{ip}, E_{is}, nE_{is} \cos \alpha)^T \\ \boldsymbol{\psi}_r = (-E_{rp} \cos \alpha, nE_{rp}, E_{rs}, -nE_{rs} \cos \alpha)^T \\ \boldsymbol{\psi}_t = (E_{tp} \cos \alpha, nE_{tp}, E_{ts}, nE_{ts} \cos \alpha)^T \end{cases} \quad (10)$$

式中 E_{ip}, E_{rp} 和 E_{tp} 为 p 光的入射、反射和透射情形的振幅， E_{is}, E_{rs} 和 E_{ts} 为 s 光的入射、反射和透射情形的振幅。将 (10) 式代入 (9) 式中，光通过液晶层的反射率和透射率为^[24]

$$\begin{cases} R_{pp} = r_{pp} r_{pp}^*, & r_{pp} = \left(\frac{E_{rp}}{E_{ip}} \right)_{E_{is}=0} = G_{11} + G_{12} \\ R_{ps} = r_{ps} r_{ps}^*, & r_{ps} = \left(\frac{E_{rs}}{E_{ip}} \right)_{E_{is}=0} = G_{21} + G_{22} \\ R_{sp} = r_{sp} r_{sp}^*, & r_{sp} = \left(\frac{E_{rp}}{E_{is}} \right)_{E_{ip}=0} = G_{13} + G_{14} \\ R_{ss} = r_{ss} r_{ss}^*, & r_{ss} = \left(\frac{E_{rs}}{E_{is}} \right)_{E_{ip}=0} = G_{23} + G_{24} \\ T_{pp} = t_{pp} t_{pp}^*, & t_{pp} = \left(\frac{E_{tp}}{E_{ip}} \right)_{E_{is}=0} = G_{31} + G_{32} \\ T_{ps} = t_{ps} t_{ps}^*, & t_{ps} = \left(\frac{E_{ts}}{E_{ip}} \right)_{E_{is}=0} = G_{41} + G_{42} \\ T_{sp} = t_{sp} t_{sp}^*, & t_{sp} = \left(\frac{E_{tp}}{E_{is}} \right)_{E_{ip}=0} = G_{33} + G_{34} \\ T_{ss} = t_{ss} t_{ss}^*, & t_{ss} = \left(\frac{E_{ts}}{E_{is}} \right)_{E_{ip}=0} = G_{43} + G_{44} \end{cases} \quad (11)$$

式中矩阵

$G =$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & F_{11} + F_{12} \frac{n}{\cos \alpha} & \frac{F_{13}}{\cos \alpha} + F_{14} n \\ -1 & 0 & F_{21} \frac{\cos \alpha}{n} + F_{22} & \frac{F_{23}}{n} + F_{24} \cos \alpha \\ 0 & -1 & F_{31} \cos \alpha + F_{32} n & F_{33} + F_{34} n \cos \alpha \\ 0 & 1 & \frac{F_{41}}{n} + \frac{F_{42}}{\cos \alpha} & \frac{F_{43}}{n \cos \alpha} + F_{44} \end{bmatrix}^{-1} \quad (12)$$

3 计算结果与讨论

3.1 计算方法

计算思路:1)计算液晶指向矢分布;假设整个液晶层分成 $N(N=100)$ 个子层,每一液晶子层内液晶指向矢恒定,根据(5)式和(6)式,采用差分迭代方法^[26]可以得到不同液晶子层的指向矢倾角;2)求液晶子层的转移矩阵。将每一液晶子层的液晶指向矢倾角代入(8)式中,求得对应液晶子层的转移矩阵;3)根据(11)式,计算不同偏振状态的光通过整个液晶层的偏振保存和偏振转换的反射率及透射率随光入射到液晶层的角度 α 的变化;4)为了与实验进行比较,需要将光射入和射出全漏液晶波导几何结构的角速度与光射入液晶层的角度之间进行变换,同时还要考虑光强的变化。

一般情况下,导波不会从液晶波导的衬底层或覆面层直接激发,光需要通过棱镜耦合进入液晶波导层^[1]。全漏液晶波导几何结构如图3所示,主要由上下棱镜、折射率匹配液和液晶盒构成。入射到

上棱镜底的光束,其入射角 β 大于光经过界面的全反射临界角时,在间隙中产生消逝场,它可以渗透到波导层中以激起液晶波导的导模,构成光束输入;反过来,液晶波导层中的导模也在间隙中产生消逝场,渗透到下棱镜中去,构成光束输出。光束输入和光束输出的耦合过程都是依靠光学隧道效应进行的。通常取光束入射到棱镜的角度 β' 为外角,而入射到液晶波导层的入射角 β 为内角,它们之间的关系可由 Snell 公式简单给出。

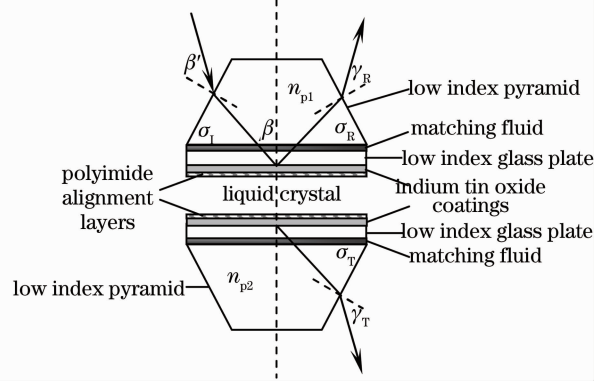


图3 全漏液晶波导几何结构

Fig. 3 Geometry of the fully leaky liquid crystal waveguide

实验测得的数据为经过棱镜耦合射到空气中的反射光和透射光与射入全漏液晶波导几何结构的光强度之比(反射率和透射率)与外角之间的关系。假设不同偏振状态下的光穿过液晶层的反射和透射系数为 $R_{pp}, R_{ps}, R_{sp}, R_{ss}, T_{pp}, T_{ps}, T_{sp}, T_{ss}$, 由上下棱镜射出的光对应的反射和透射系数为 $R'_{pp}, R'_{ps}, R'_{sp}, R'_{ss}, R'_{pp}, R'_{ps}, R'_{sp}, R'_{ss}$, 它们之间满足^[27,28]

$$R'_{pp} = A_p B_p R_{pp}, \quad R'_{ps} = A_p B_s R_{ps}, \quad R'_{sp} = A_s B_p R_{sp}, \quad R'_{ss} = A_s B_s R_{ss}, \quad (13)$$

$$T'_{pp} = A_p C_p T_{pp}, \quad T'_{ps} = A_p C_s T_{ps}, \quad T'_{sp} = A_s C_p T_{sp}, \quad T'_{ss} = A_s C_s T_{ss}, \quad (14)$$

式中 $A_p, A_s, B_p, B_s, C_p, C_s$ 的表达式由菲涅耳公式确定,分别为

$$\begin{aligned} A_p &= \frac{4n_{p1} \cos \beta' \cos(\sigma_1 - \beta)}{[n_{p1} \cos \beta' + \cos(\sigma_1 - \beta)]^2}, & A_s &= \frac{4n_{p1} \cos \beta' \cos(\sigma_1 - \beta)}{[\cos \beta' + n_{p1} \cos(\sigma_1 - \beta)]^2}, \\ B_p &= \frac{4n_{p1} \cos(\sigma_R - \beta) \cos \gamma_R}{[n_{p1} \cos \gamma_R + \cos(\sigma_R - \beta)]^2}, & B_s &= \frac{4n_{p1} \cos(\sigma_R - \beta) \cos \gamma_R}{[n_{p1} \cos(\sigma_R - \beta) + \cos \gamma_R]^2}, \\ C_p &= \frac{4n_{p2} \cos(\sigma_T - \beta) \cos \gamma_T}{[n_{p2} \cos \gamma_T + \cos(\sigma_T - \beta)]^2}, & C_s &= \frac{4n_{p2} \cos(\sigma_T - \beta) \cos \gamma_T}{[n_{p2} \cos(\sigma_T - \beta) + \cos \gamma_T]^2}. \end{aligned} \quad (15)$$

3.2 结果与讨论

计算中,液晶盒、液晶及全漏液晶波导的一些参数包括:液晶盒上下玻璃基板、折射率匹配液及棱镜的折射率均为 1.52, 即 $n_{p1} = n_{p2} = n = 1.52$, 上下棱镜均为等腰棱镜且其底角为 60° , 即 $\sigma_1 = \sigma_R =$

$\sigma_T = 60^\circ$, 氧化铟锡(ITO)涂层的介电常数为 $\epsilon_{//} = \epsilon_{\perp} = 3.3 + i0.12$, 聚酰亚胺(PI)取向层的介电常数为 $\epsilon_{//} = \epsilon_{\perp} = 2.4 + i0.001$, ITO 和 PI 两介质层的厚度均为 50 nm, 液晶盒厚度为 6 μm 和 20 μm , 灌注的液晶为丁基苯胺(MBBA), 其材料参数如表1所示^[29]。

表 1 液晶材料参数

Table 1 Material parameters of liquid crystal

Parameter	Value
k_{11} / pN	6.4
k_{22} / pN	3.6
k_{33} / pN	8.2
$\epsilon_{//}$	4.8
ϵ_{\perp}	5.3
n_e	1.74
n_o	1.52

假设单位强度的红激光($\lambda=632.8\text{nm}$)以 β' 角度($-20\leq\beta'\leq 0^\circ$)入射到全漏液晶波导上棱镜,由于液晶盒玻璃基板、折射率匹配液及棱镜的折射率相同,并且 ITO 涂层和 PI 取向层的厚度相对于上述三种介质层很小,光线直线射入液晶层,其入射角为 $\beta(60\leq\beta\leq 74^\circ, \beta=\alpha)$ 。不同挠曲电系数和施加

4 V 电压条件下,厚度为 $6\ \mu\text{m}$ 和 $20\ \mu\text{m}$ 的全漏液晶波导反射率和透射率随内角变化的曲线分别如图 4 和图 5 所示。厚度为 $6\ \mu\text{m}$ 的全漏液晶波导反射率和透射率包括 p 光和 s 光入射的偏振保存和偏振转换的全部 8 种情况,即 R_{pp} 、 R_{ps} 、 R_{sp} 、 R_{ss} 、 T_{pp} 、 T_{ps} 、 T_{sp} 和 T_{ss} ;而厚度为 $20\ \mu\text{m}$ 的全漏液晶波导只给出了 p 光和 s 光入射的偏振保存反射率和偏振转换透射率随内角变化 4 种情况,即 R_{pp} 、 R_{ss} 、 T_{ps} 和 T_{sp} ,其他 4 种情况变化很小,没有给出。挠曲电系数一直是倍受关注的液晶材料参数之一,其量级一般认为 10^{-11}C/m 。尽管 Harden 等^[30]报道在弯曲度向列相液晶材料中挠曲电系数要大三个数量级,但是这个结论仍然存在争议。因此,在计算中取挠曲电系数为 $e_{11}+e_{33}=\pm(2.5\ 1.5\ 0)\times 10^{-11}\text{C/m}$ 。

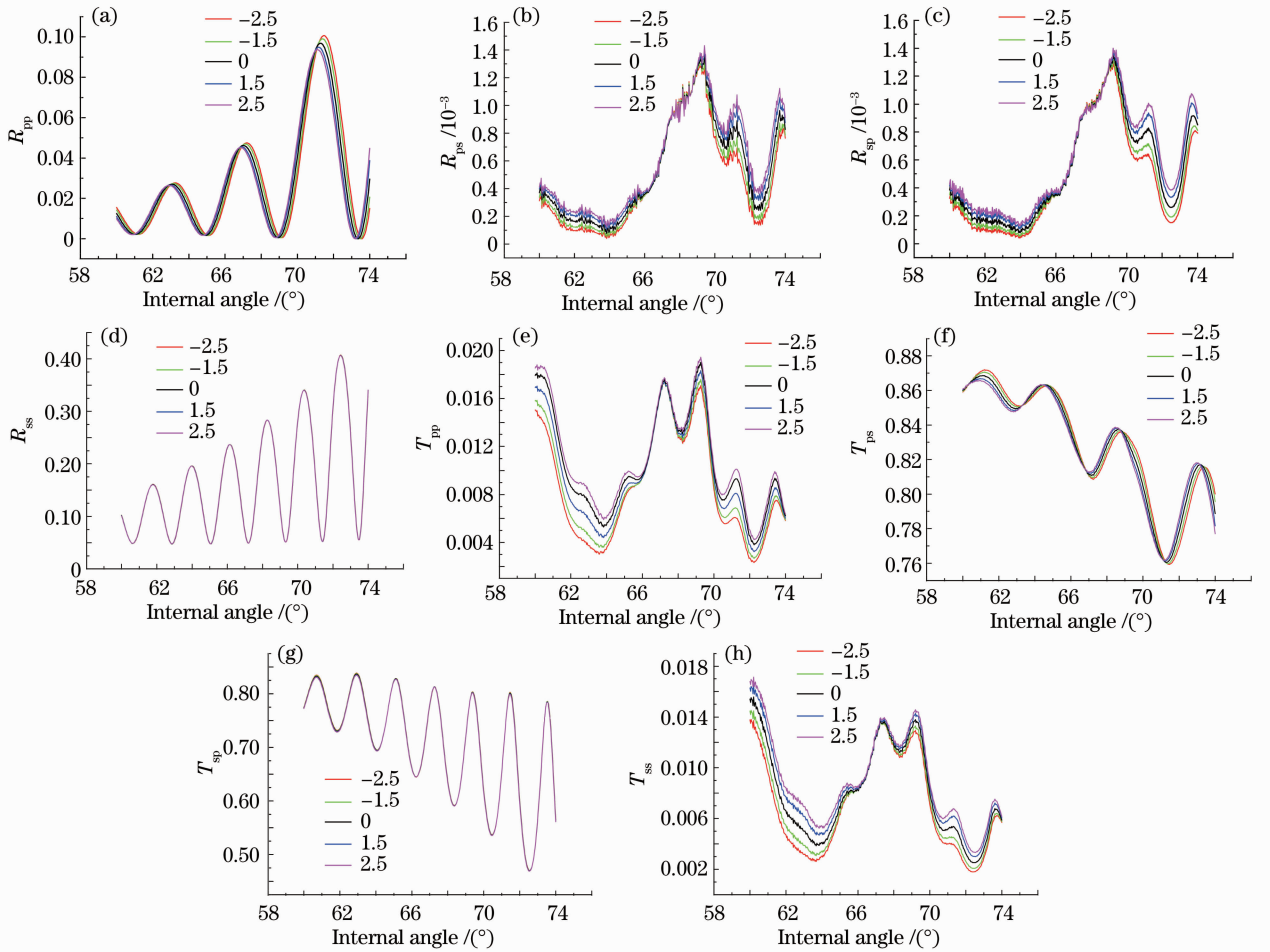

 图 4 厚度为 $6\ \mu\text{m}$ 的全漏液晶波导反射率和透射率随内角的变化

 Fig. 4 Reflectivity and transmissivity versus the internal angle of the fully leaky guided liquid crystal waveguide with the cell thickness of $6\ \mu\text{m}$

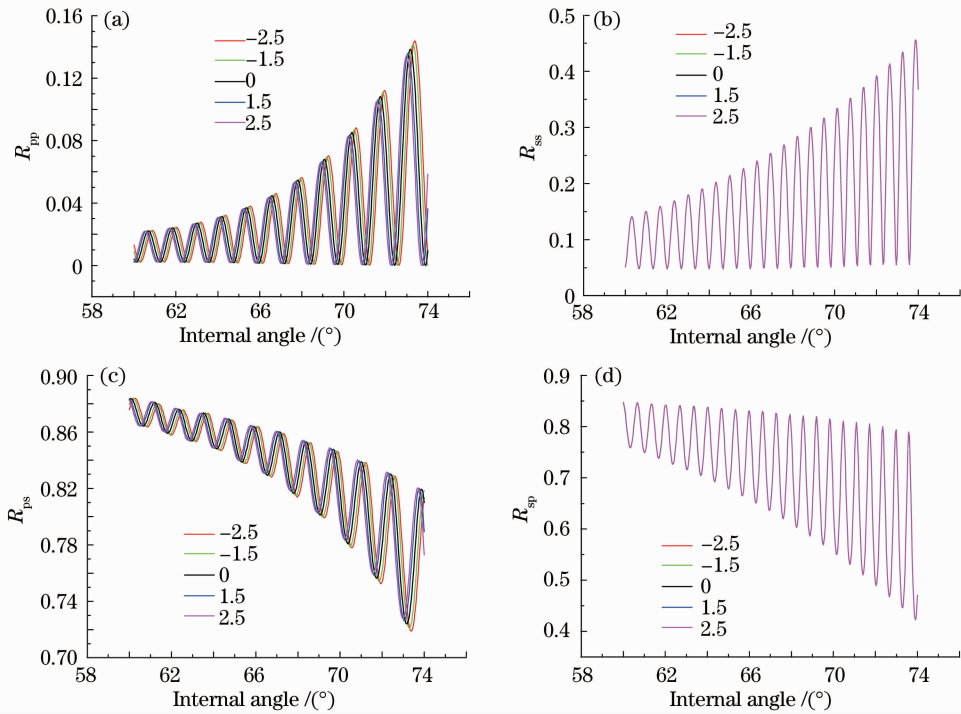


图 5 厚度为 20 μm 的全漏液晶波导反射率和透射率随内角的变化

Fig. 5 Reflectivity and transmissivity versus the internal angle of the fully leaky guided liquid crystal waveguide with the cell thickness of 20 μm

对比图 4 和图 5 可以看出:1)无论液晶盒厚度为 6 μm 还是 20 μm ,不同挠曲电系数下全漏液晶波导结构对 p 光较敏感,尤其是 R_{pp} 和 T_{ps} ,随着挠曲电系数之和从 -2.5×10^{-11} C/m 增加到 2.5×10^{-11} C/m, R_{pp} 和 T_{ps} 随内角变化曲线向左移动,并且随盒厚的不同移动的距离也会不同,这些变化可以用来对挠曲电系数进行测量;2)两种厚度的全漏液晶波导结构对 s 光不敏感,尤其是 R_{ss} 和 T_{sp} ,随挠曲电系数的不同几乎没有变化;3)厚度为 6 μm 的全漏液晶波导结构 R_{ps} 和 R_{sp} 及 T_{pp} 和 T_{ss} 随内角的变化趋势几乎相同,但是相对于其他 4 种 R_{pp} 和 R_{ss} 及 T_{ps} 和 T_{sp} 值很小, R_{ps} 和 R_{sp} 。

4 结 论

外加电压作用下,强锚泊混合排列向列相液晶盒中挠曲电效应对液晶指向矢的影响可以改变液晶导模的结构,包括液晶全漏导模反射率和透射率。对于反射率 R_{pp} 和透射率 T_{ps} ,挠曲电系数取符号“ $-$ ”或“ $+$ ”,其变化曲线相对于不考虑挠曲电效应时右移或左移一段距离,并且数值不同移动的距离也会发生变化。由此可知,挠曲电系数的数值可以通过移动距离的大小进行定量的理论计算。实验上得到混合排列向列相液晶全漏导模的实验数据,通

过与理论计算的比较可以实现挠曲电系数液晶全漏导模技术的实验测量。

参 考 文 献

- 1 F. Z. Yang, J. R. Samble. Guided Mode Studies of Liquid Crystal Layers[M]. Oxford: Taloy and Francis Ltd, 2003
- 2 Xie Yuzhang. The Physics of Liquid Crystals [M]. Beijing: Science Press, 1998. 108~112
谢毓章. 凝聚态物理学丛书:液晶物理学[M]. 北京:科学出版社, 1998. 108~112
- 3 R. B. Meyer. Piezoelectric effects in liquid crystal [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1969, **22**(18): 918~921
- 4 A. V. Zakharov, R. Y. Dong. Surface polarization and effective anchoring energy in liquid crystals [J]. *Phys. Rev. E*, 2001, **64**(4): 042701
- 5 G. C. Yang, R. H. Guan, H. L. An. The flexoelectric effect and the anchoring energy of a NLC cell [J]. *Liq. Cryst.*, 2003, **30**(8): 997~1005
- 6 J. S. Patel, R. B. Meyer. Flexoelectric electro-optics of cholesteric liquid crystal [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(15): 1538~1540
- 7 Ye Wenjiang, Xing Hongyu, Zhang Zhidong *et al.*. Flexoelectric effect on electro-optical characteristics of a nematic liquid crystal cell [J]. *Chinese J. Computational Physica*, 2009, **26**(1): 114~120
叶文江, 邢红玉, 张志东 等. 挠曲电效应对向列相液晶光电效应的影响[J]. 计算物理, 2009, **26**(1): 114~120
- 8 Wenjiang Ye, Hongyu Xing, Zhi Ren *et al.*. Viewing angle characteristics of a nematic liquid crystal cell with two crossed-grating surface substrates [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2010, **8**(12): 1171~1174
- 9 L. A. Parry-Jones, R. B. Meyer, S. J. Elston. Mechanisms of flexoelectric switching in a zenithally bistable nematic device [J].

- J. Appl. Phys.*, 2009, **106**(1): 014510
- 10 Guan Ronghua. The bistable state of a nematic liquid crystal cell with surface order-electricity polarization and flexoelectric polarization at saturation point [J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, **60**(1): 016105
关荣华. 表面序电极化、挠曲电极化与向列相液晶盒饱和点的双稳态[J]. *物理学报*, 2011, **60**(1): 016105
- 11 Y. Xiang, Y. K. Liu, X. S. Xie *et al.*. A kind of two-dimensional electroconvection at ultralow electric frequency [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, **97**(20): 203507
- 12 A. Krekhov, W. Pesch, Á. Buka. Flexoelectricity and pattern formation in nematic liquid crystals [J]. *Phys. Rev. E*, 2011, **83**(5): 051706
- 13 C. L. Trabi, C. V. Brown, A. A. T. Smith *et al.*. Interferometric method for determining the sum of the flexoelectric coefficients ($e_1 + e_3$) in an ionic nematic material [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2008, **92**(22): 223509
- 14 R. A. Ewings, C. Kischka, L. A. Parry-Jones *et al.*. Measurement of the difference in flexoelectric coefficients of nematic liquid crystals using a twisted nematic geometry [J]. *Phys. Rev. E*, 2006, **73**(1): 011713
- 15 C. Kischka, L. A. Parry-Jones, S. J. Elston *et al.*. Measurement of the flexoelectric coefficient e_1 and e_3 in nematic liquid crystals [J]. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 2008, **480**(1): 103~110
- 16 H. P. Hinov. On the coexistence of the flexo-dielectric walls-flexoelectric domains for the nematic MBBA—a new estimation of the modulus of the difference between the flexoelectric coefficients of splay and bend $|e_{1z} - e_{3x}|$ [J]. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 2010, **524**(1): 26~35
- 17 A. Mazzulla, F. Ciuchi, J. R. Sambles. Optical determination of flexoelectric coefficients and surface polarization in a hybrid aligned nematic cell [J]. *Phys. Rev. E*, 2001, **64**(2): 021708
- 18 F. Z. Yang, J. R. Sambles. Optical fully-leaky mode characterisation of a standard liquid crystal cell [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1999, **16**(3): 488~497
- 19 Ye Wenjiang, Xing Hongyu, Yang Guochen. Bulk flexoelectric effect in a nematic liquid crystal cell [J]. *Chinese J. Computational Physics*, 2007, **24**(3): 337~341
叶文江, 邢红玉, 杨国琛. 向列相液晶盒中的挠曲电体积效应[J]. *计算物理*, 2007, **24**(3): 337~341
- 20 D. Y. K. Ko, J. R. Sambles. Scattering matrix method for propagation of radiation in stratified media; attenuated total reflection studies of liquid crystals [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1988, **5**(11): 1863~1866
- 21 Ye Wenjiang, Xing Hongyu, Yang Guochen *et al.*. Threshold property of nematic liquid crystal cell with two grating surface substrates [J]. *Chin. Phys. B*, 2009, **18**(1): 238~245
- 22 D. W. Berreman. Optics in stratified and anisotropic media; 4×4 -matrix formulation [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1972, **62**(4): 502~510
- 23 D. K. Yang, S. T. Wu. *Fundamentals of Liquid Crystal Devices* [M]. Chichester: John Wiley & Sons Ltd., 2006. 95~103
- 24 Lin Yuyao. Study of Using a Quartz Wave-Plate to Realize Correct and Stable Characteristics of Light Intensity to Verify Reliability in Full Leaky Guided Mode System [D]. Tainan: National Cheng Kung University, 2008. 24~36
林予堯. 利用石英波板实现正确与稳定之光强度特性以验证全漏光导模系统之可靠性研究 [D]. 台南: 成功大学, 2008. 24~36
- 25 I. Abdulhalim. Analytic propagation matrix method for linear optics of arbitrary biaxial layered media [J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 1999, **1**(5): 646~654
- 26 Wang Qian, He Sailing. Simulation and comparison study of liquid crystal director distributions [J]. *Acta Physica Sinica*, 2001, **50**(5): 926~932
王 谦, 何赛灵. 液晶指向矢分布的模拟和比较研究 [J]. *物理学报*, 2001, **50**(5): 926~932
- 27 S. L. Cornford. Recovery and Analysis of Director Profiles in Liquid Crystal Cells [D]. Exeter: Exeter University, 2008. 200~203
- 28 Ye Wenjiang. The Anchoring Mechanism, Measurement and Application of Nematic Liquid Crystal on Substrate [D]. Tianjin: Hebei University of Technology, 2011. 42~46
叶文江. 向列相液晶在基板上锚泊的机理、检测及应用 [D]. 天津: 河北工业大学, 2011. 42~46
- 29 N. T. Kirkman, T. Stirner, W. E. Hagston. Continuum modelling of hybrid-aligned nematic liquid crystal cells; optical response and flexoelectricity-induced voltage shift [J]. *Liq. Cryst.*, 2003, **30**(9): 1115~1122
- 30 J. Harden, B. Mbanga, N. éber *et al.*. Giant flexoelectricity of bent-core nematic liquid crystals [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **97**(15): 157802

栏目编辑: 韩 峰