全息液晶/聚合物透射光栅光学各向异性的研究*

黄文彬[1)2)] 邓舒鹏[1)2)] 刘永刚[1)] 彭增辉[1)] 姚丽双[1)] 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, 长春 130033)

2) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2011 年 7 月 1 日收到; 2011 年 8 月 23 日收到修改稿)

基于聚合物支撑 (polymer scaffolding) 形貌的全息液晶/聚合物透射光栅, 系统研究了光栅的光学各向异性. 在这种形貌的光栅内, 液晶不是以液滴的形态存在于富液晶区, 据此建立了相应光栅的简化模型, 然后在各向异性耦合波理论框架下研究了光栅的衍射特性. 详尽的衍射效率实验值和计算值比较, 很好解释了液晶/聚合物光栅的光学各向异性, 也证实了液晶分子大致沿着光栅矢量排列.

关键词: 全息聚合物分散液晶, 各向异性光栅

PACS: 42.40. Pa, 42.25. Fx, 42.70. Df

1 引 言

全息液晶/聚合物光栅制备简单, 成本低廉, 具有衍射效率电场可调的优点, 已经被证实在位相调制器 [1], 平板显示 [2], 分布反馈激光器 [3] 等领域有着广泛的应用前景. 一般而言, 液晶/聚合物透射光栅呈现很强的光学各向异性 [4,5−7], p 光衍射效率往往远高于 s 光衍射效率, 这种偏振依赖性来源于液晶分子在富液晶区一定的有序排列. 一些关于液晶/聚合物光栅衍射性质或者相分离过程的研究 [8,9] 往往忽略了这一点, 无法给出对于光栅内部结构的深入理解.

国外有关液晶/聚合物光栅各向异性的研究 [10−12] 都是基于液晶液滴形貌的光栅 [4,13−15], 这些研究一般先对光栅内液晶液滴形状, 大小以及液晶分子在液晶中的分布情况进行合理假设, 然后将所有液晶液滴指向作统计假设, 再通过各向异性耦合波理论定量解释在布拉格角位置 p 光和 s 光衍射效率, 所得结果证实了这种形貌光栅内液晶液滴平均指向倾向于沿着光栅矢量. 但其中存在着一些问题, 首先为了和实验数据符合, 液晶液滴形状和大小, 液晶分子在液滴中的分布情况及液滴指向统计值都通过拟合参数给出, 这就给计算过程带来很多不确定值, 这些拟合参数往往给我们正确理解光栅内部结构带来困难. 其次是这些研究中对于光栅性质的表征往往固定在该光栅布拉格角位置测量衍射效率 [10,11], 光栅布拉格角附近的实验值以及与理论值的比较没有给出, 这就无法排除可能存在的位相过调制现象 [16] 或者是所研究的光栅不在布拉格光栅区 (一些研究 [10] 中光栅 Q 因子仅在 1 左右, 根本不能用耦合波理论来解释) 带来的错误, 让人对理论或者模型的正确性产生怀疑. 最后这些研究中关于衍射效率的计算并没有考虑到光栅内液晶微畴对于光的散射作用, 而散射对于液晶/聚合物光栅衍射特性的影响一般是不可忽略的. 国内未见有关液晶/聚合物光栅光学各向异性的报道.

2002 年 Vardanyan 等人报道了 [5] 一种不存在液晶液滴的光栅, 这种光栅内聚合物层和聚合物层之间存在一些交联的聚合物链, 液晶分子则以均匀态存在于这些网状结构中, 被称为聚合物支撑 (polymer scaffolding) 形貌光栅. 本文研究便是基于这种形貌的光栅, 因此在计算模型中不需要带入对液滴形状, 大小, 以及液晶在液滴中分布的假设, 不会出现无法让人信服的拟合值. 文中利用在液晶

* 国家自然科学基金 (批准号: 60277033, 50473040, 19974046, 59973020) 和吉林省科委基金 (批准号: 20020603) 资助的课题.

† E-mail: xuanli@ciomp.ac.cn

© 2012 中国物理学会 Chinese Physical Society

清亮点以上光栅衍射效率, 间接获得液晶在光栅中的分布情况, 然后假设常温下液晶分子沿着光栅矢量排列, 利用各向异性耦合波理论计算了常温下 p 光在布拉格角及其附近的衍射效率和 s 光在布拉格角的衍射效率. 计算值和实验值基本相符, 证实富液晶区液晶分子沿着光栅矢量排列, 也给出了液晶/聚合物光栅光学各向异性的具体解释.

2 实 验

2.1 光栅制备

样品各组分配比及光栅制备光路与文献 [17] 相同, 样品主要由向列相液晶 TEB30A ($n_0 = 1.522$, $\Delta n = 0.1703$, $T_{N-I} = 61.2$ °C 由石家庄永生华清液晶有限公司提供) 和两种单体 PDDA(邻苯二甲酸二甘醇二丙烯酸酯, 由北京东方亚科利化工科技有限公司提供), DPHPA(二季戊四醇羟基五丙烯酸酯, 由 Aldrich 公司提供) 组成, 少量的 NVP (N- 乙烯基吡咯烷酮, 由 Aldrich 公司提供) 加入作为溶剂和交联剂, 光引发剂 RB(rose bengal, 由 Aldrich 公司提供) 和共引发剂 NPG (N- 苯基甘氨酸, 由 Aldrich 公司提供) 在制备光曝光下产生自由基, 从而引发聚合反应. 样品在暗室搅拌 12 h 至均匀态, 然后注入到盒厚为 7.9 μm 标准盒 (由北方彩晶显示有限公司提供) 中. 利用 532 nm Nd:YAG 激光器作为制备光源, 经过分束棱镜分成两束光, 单束光功率密度为 3.75 mW/cm^2, 分别以与液晶盒法线成 $\theta = 30°$ 对称入射. 曝光时间在 5 min 左右, 制备完毕后, 在高压汞灯下固化 5 min, 后处理后 RB 特征色完全消失. 完成的光栅为正光栅, 由于聚合物收缩对透射光栅周期没有影响 [18], 所以光栅周期可以由干涉条纹公式 $\Lambda = \dfrac{\lambda_{532}}{2\sin\theta}$ 精确描述, 为 532 nm. 633 nm 入射光下该光栅 Q 因子为 72 $\gg$ 1, 光栅为布拉格光栅, 可以用耦合波理论来解释.

2.2 衍射效率测试

衍射效率测试示意图由图 1 给出, 探测光源有出射波长为 633 nm 的 He-Ne 激光器, 532 nm 的 Nd-YAG 激光器和 785 nm 的半导体激光器, 利用偏振片来调制入射光的偏振态, 样品被固定在加热台上, 加热台中心透光, 然后将加热台固定在精密旋转台上面, 来调整入射角, 为了准确测量衍射效率, 实验中不仅记录了 0 级光和 1 级光的强度, 还记录了入射光光强和玻璃反射的光的强度. 实验测量了同一样品两种不同条件下的衍射效率, 首先是以 He-Ne 为探测光, 固定入射角为布拉格角, 利用控温器精确控制样品温度, 记录其衍射效率随着温度变化. 其次是利用三种光源作为探测光, 固定测试温度为 20 °C, 测试 s 光和 p 光在光栅布拉格角及其附近的衍射性质.

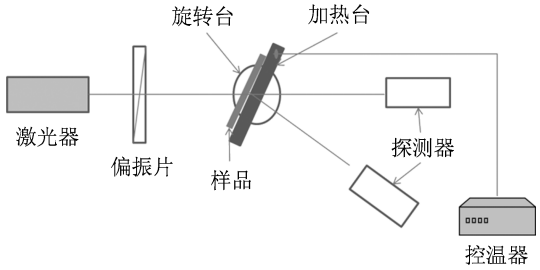

图 1 光栅衍射效率测试示意图

2.3 散射测量

由于液晶/聚合物光栅中存在波长尺寸的散射微畴, 这些微畴对探测光有很强的散射作用 [19], 而被散射的光能不应该算入衍射效率计算中, 为了定量表征散射 [20], 我们利用紫外可见光谱仪测试了样品的透射曲线, 对比光路中加入了灌有纯 TEB30A 液晶的液晶盒来校准玻璃反射损失, 由于液晶折射率和液晶/聚合物膜层的折射率相近, 且纯液晶对光没有散射, 利用这种方法可以定量测试液晶/聚合物光栅散射.

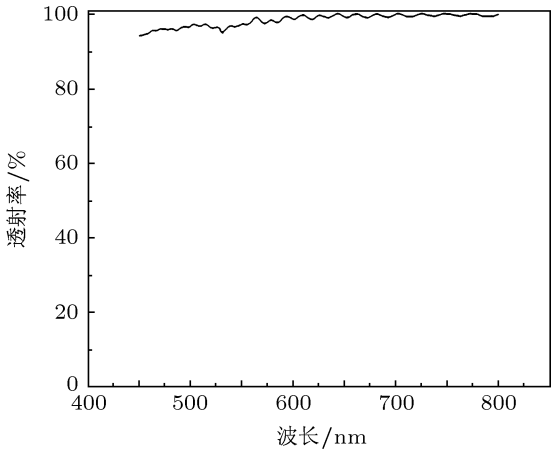

图 2 光栅透射曲线

光栅透射曲线由图 2 给出, 可以看出这种光栅

散射比较低, 对于波长 600 nm 以上入射光, 散射在 1%以下, 随着入射光频率升高, 散射有所增加, 在可见光波段, 散射损失在 5%以下. 由曲线可以读出, 在 532 nm 处, 散射比 σ 为 3.0%, 在 633 nm 处, 散射比 σ 为 1.0%, 在 785 nm 处, 散射比 σ 为 0.5%, 将这些散射考虑在内, 后面所有实验测量的衍射效率值定义为 $\eta = \dfrac{I_1}{I_{\rm in} - I_{\rm re} - \sigma I_{\rm in}}$. 其中 I_1 为一级衍射光强, $I_{\rm in}$ 为入射光强, $I_{\rm re}$ 为入射光被玻璃反射光强, σ 为散射损失比.

3 各向异性耦合波理论及计算模型

本文使用的坐标系由图 3(a) 给出, x 为光栅矢量方向, z 为玻璃盒法线方向, 各向异性光栅相对介电系数可以表示为

$$\varepsilon_x = \varepsilon_{\rm ave} + \varepsilon_1 \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right), \tag{1}$$

其中 $\varepsilon_{\rm ave}$ 为平均相对介电系数张量, ε_1 为相对介电系数调制张量, Λ 是光栅周期. 1997 年 Montemezzani 和 Zgonik[21] 修正了各向同性布拉格光栅耦合波 [22] 理论, 使之适用于各向异性布拉格光栅, 在布拉格角附近各向异性光栅的衍射效率表示为

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

其中 $\nu = \dfrac{\pi d}{\lambda_0}\dfrac{\boldsymbol{e}_0\varepsilon_1\boldsymbol{e}_1}{2n_{\rm ave}\cos\theta\cos\delta}$, 是表征耦合强度的物理量, 该式中 d 代表盒厚, λ_0 是探测光在真空中的波长, $\boldsymbol{e}_0$ 和 $\boldsymbol{e}_1$ 分别是 0 级光和 1 级光偏振方向的单位矢量, $n_{\rm ave}$ 为光栅平均折射率, 该值随着入射角不同有着细微的变化, θ 为 1 级衍射光能量传播方向和液晶盒法线 (z 轴) 成的夹角, 由于仅仅考虑在光栅在布拉格角附近的衍射性质, 该值取为光栅的布拉格角, δ 为 1 级衍射光能量传播方向和波矢方向的角度差, 由于液晶/聚合物光栅各向异性比较弱, 该值很小, $\cos\delta$ 近似等于 1.

在本文实验部分中, 仅仅考虑了正光栅条件, 表征光栅性质的平均相对介电系数张量和相对介电系数调制张量都是对角阵, 分别表示如下:

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\rm ave} = \begin{pmatrix} \varepsilon^0_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon^0_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon^0_{zz} \end{pmatrix},$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_1 = \begin{pmatrix} \varepsilon^1_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon^1_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon^1_{zz} \end{pmatrix}. \tag{3}$$

由图 3(a) 可以看出对于入射为 s 光, $\boldsymbol{e}_0$ 和 $\boldsymbol{e}_1$ 为 $(0\quad 1\quad 0)$. 对于入射为 p 光, $\boldsymbol{e}_0$ 和 $\boldsymbol{e}_1$ 分别为 $(\cos\theta\quad 0\quad -\sin\theta)$, $(\cos\theta\quad 0\quad \sin\theta)$. 最终 s 光和 p 光耦合强度表达式为 $\nu_{\rm s} = \dfrac{\pi d}{\lambda_0}\dfrac{\varepsilon^1_{yy}}{2n_{\rm ave}\cos\theta}$ 及 $\nu_{\rm p} = \dfrac{\pi d}{\lambda_0}\dfrac{(\cos^2\theta\varepsilon^1_{xx} - \sin^2\theta\varepsilon^1_{zz})}{2n_{\rm ave}\cos\theta}$.

衍射效率公式中 $\xi = \dfrac{\Delta k d}{2}$ 是表征在入射角偏离布拉格角时候光栅的失谐因子, $\Delta\boldsymbol{k} = \boldsymbol{k}_0 - \boldsymbol{k}_1 - \boldsymbol{K}_{\rm g}$, 由图 3(b) 可以看出, 波矢 x 方向满足守恒条件 $k_{\rm ox} = k_{1x} + \boldsymbol{K}_{\rm g}$, 因此 $\Delta\boldsymbol{k}$ 的绝对值 $\Delta k = k_{0z} - k_{1z}$, 在入射角偏离布拉格角很小时候, 有 $\Delta k = n_0 k_0 \sin(\theta - \theta_b)$.

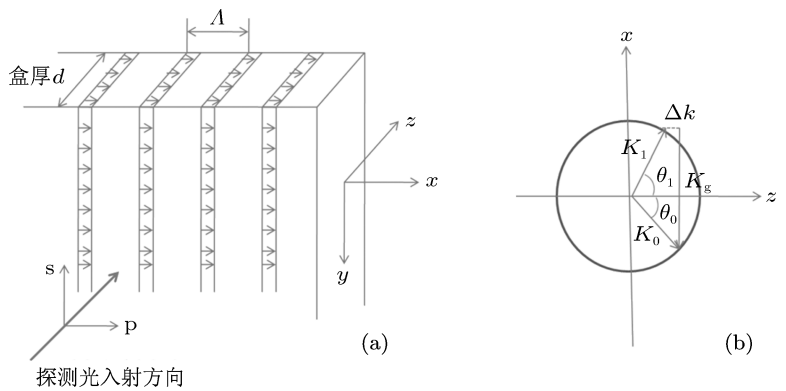

图 3 (a) 光栅示意图, x 为光栅矢量方向, z 为玻璃盒法线方向, Λ 为光栅周期; (b) 衍射示意图, 其中 K_0 为 0 级光波矢, K_1 为 1 级光波矢, θ_0 为 0 级光与 z 轴所成夹角, θ_1 为 1 级光与 z 轴所成夹角, $K_{\rm g}$ 为光栅常数, Δk 为不匹配相位

由衍射效率公式可以看出, 只要获得光栅平均相对介电系数张量以及相对介电系数调制张量, 就可以模拟出光栅在 s 光或者 p 光入射下的衍射性质. 这两个张量取决于液晶在光栅周期结构中的分布及取向情况. 通过观察光栅扫描电镜 (SEM) 照片图 4(a), 所制备的液晶/聚合物光栅形貌与文献 [5,6] 相似, 液晶不是以液滴的形态存在于光栅富液晶区, 据此建立了以下光栅模型图 4(b): 光栅的一个周期结构可以看成由面积相等的低折射率区和高折射率区组成, 低折射率区由聚合物组成, 其中溶解有少量未能相分离出去的液晶, 这些液晶分子处于混乱态, 且指向不具有温度或者电场可调性; 高折射率区由聚合物以及有一定取向的纯液晶层组成. 光栅平均相对介电系数张量和相对介电系数调制张量和这两区域平均相对介电系数张量有如下近似关系:

$$\varepsilon_{\rm ave} = \frac{1}{2} + \left(\varepsilon_{\text{高}} + \varepsilon_{\text{低}}\right), \tag{4}$$

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{2}\left(\varepsilon_{\text{高}} - \varepsilon_{\text{低}}\right). \tag{5}$$

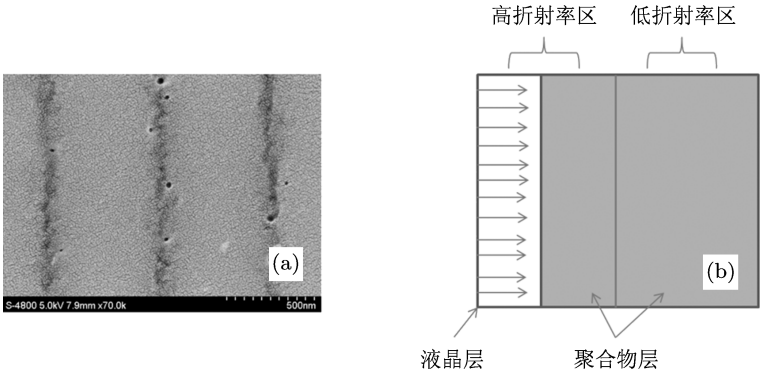

图 4 (a) 为光栅 SEM 照片; (b) 计算所用模型, 低折射率区由聚合物组成, 高折射率区由聚合物和液晶层组成, 两个区域所占的面积相等

4 结果和讨论

4.1 液晶分布的确定

图 5 显示的是光栅衍射效率随着读取温度的变化曲线, 随着温度升高, p 光衍射效率下降, s 光衍射效率上升, 这由液晶层中液晶分子有序度随着温度上升而下降造成的. 45 °C 为光栅中液晶 N-I 相变点, 高于此温度液晶处于各向同性态, 光栅为各向同性光栅, 此时 s 光和 p 光衍射效率差来源于各向同性态下由于偏振方向不同而造成的耦合系数不同. 可以看出光栅中液晶 N-I 相变点 (45 °C) 要低于纯 TEB30A 液晶的相变点 (61 °C), 原因是液晶层中会溶解少量的单体 [11], 由于含量很少, 计算时候可以忽略.

由于高温下液晶层中液晶分子处于混乱排列, 光栅为各向同性光栅, 此时可以用 Kogelnik 的各向同性耦合波理论来解释. 假设 c 为聚合物中溶解的液晶所占体积比, f 为光栅纯液晶层占高折射率区的体积比, 低折射率区平均折射率 $n_{\rm b}$ 和高折射率区平均折射率 $n_{\rm a}$ 可以表示为

$$n_{\rm p(LC)} = n_{\rm b} = cn_{\rm iso} + (1-c)n_{\rm p}, \tag{6}$$

$$n_{\rm a} = fn_{\rm iso} + (1-f)n_{\rm P(LC)}, \tag{7}$$

其中 $n_{\rm iso}$ 为液晶处于各向同性态的折射率, $n_{\rm iso} = \sqrt{1/3n_{\rm e}^2 + 2/3n_{\rm o}^2} = 1.58$, $n_{\rm p}$ 为纯聚合物折射率, 通过阿贝折射率仪测量值为 1.5252. 根据高温衍射效率, 可以计算出高温下光栅折射率调制度 n_1:

$$(n_{\rm a} - n_{\rm b})/2 = n_1 = \frac{\arcsin\sqrt{\eta_{\rm s}}\lambda_{633}\cos\theta_{\rm B}}{\pi d}, \tag{8}$$

其中 $\theta_{\rm B}$ 为光栅内的布拉格角, d 为标准盒盒厚, n_1 计算值为 0.0051.

同时由于样品配比已知, 平均折射率也可以计算出来:

$$\begin{aligned}(n_{\rm a} + n_{\rm b})/2 &= n_{\rm ave} = 0.72n_{\rm p(pure)} + 0.28n_{\rm iso} \\ &= 1.541.\end{aligned} \tag{9}$$

将 (8), (9) 式代入到 (6), (7) 式中, 得到 $c = 0.178$, $f = 0.222$. 也就是说聚合物层中溶解有 17.8% 的液晶, 该结果与 PDLC 中聚合物 [23] 一般溶解有 20% 左右液晶类似, 而液晶层宽度占总周期的 11.1% , 这个值和 SEM 结果也是匹配的, 计算结果同时也

表明了大概有 40%的液晶从预聚物中相分离出来. 从而通过表征高温下光栅衍射效率, 我们间接获得了液晶在光栅中的分布情况, 为接下来计算常温下光栅衍射特性做好准备.

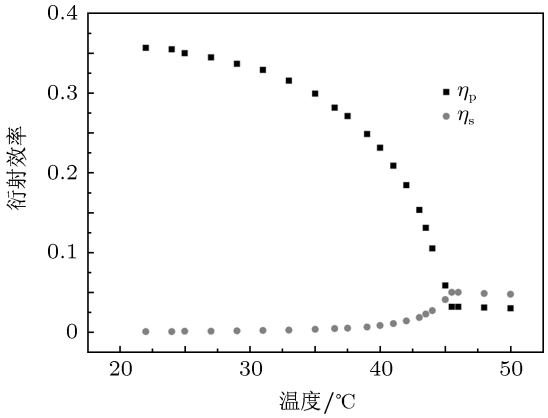

图 5 衍射效率随读取温度的变化, ■ 代表 p 光衍射效率, ● 代表 s 光衍射效率

4.2 常温下相对介电系数调制张量

常温下, 由于聚合物为各向同性介质, 低折射率区平均相对介电系数 $\varepsilon_{低} = n_b^2 = 2.3589$, 而高折射率区由于液晶存在一定排列, 所以平均相对介电系数需要用张量表示. 为了定量研究液晶分子的排列, 我们先根据文献 [5] 提出的模型, 假设常温下液晶分子沿着光栅矢量, 即所选取的 x 轴方向排列, 且有序度为 1, 通过对比这样假设后的理论值与实际测量值, 来验证该假设是否成立. 一旦液晶排列沿着 x 轴, 高折射率区的平均相对介电系数可以表示为

$$\varepsilon_{高} = f\varepsilon_{LC} + (1-f) = \varepsilon_{p(LC)} = \begin{pmatrix} 2.4703 & 0 & 0 \\ 0 & 2.3496 & 0 \\ 0 & 0 & 2.3496 \end{pmatrix}. \tag{10}$$

根据 (4), (5) 式, 光栅常温下平均相对介电系数张量和相对介电系数调制张量为

$$\varepsilon_{ave} = \begin{pmatrix} 2.4146 & 0 & 0 \\ 0 & 2.3543 & 0 \\ 0 & 0 & 2.3543 \end{pmatrix}, \tag{11}$$

$$\varepsilon_1 = \begin{pmatrix} 0.05568 & 0 & 0 \\ 0 & 0.0047 & 0 \\ 0 & 0 & 0.0047 \end{pmatrix}. \tag{12}$$

4.3 布拉格角位置衍射效率实验值和计算值比较

一般而言, 光栅平均折射率 n_{ave} 随着入射角或者入射光偏振方向不同有着细小的差别, 由于这个差值不大, 且计算结果对该值不敏感, n_{ave} 取为 1.554. 理论计算时候使用的布拉格角值由 $\sin\theta_B = \dfrac{\lambda_{in}}{2n_{ave}\Lambda}$ 给出, 其中周期 Λ 为光栅周期理论值. 为了排除光栅形成过程中单体聚合收缩作用对透射光栅周期的影响, 证实计算中使用的布拉格角值是客观合理的, 表 1 也给出了布拉格角的实验值. 布拉格角直接测试值为空气中入射光和液晶盒法线所成夹角, 光栅内部实验值由 $\sin\theta_B = \dfrac{\sin\theta_{air}}{n_{ave}}$ 给出, 可以看出与理论值符合的很好. 最后将 4.2. 所得的相对介电系数调制张量代入到 (2) 式中, 布拉格角位置衍射效率计算结果以及实验结果由表 1 给出. 因此计算模型使用常温下液晶分子沿着光栅矢量取向的假设, 很好解释了这种液晶/聚合物光栅 p 光衍射效率为何远远高于 s 光衍射效率.

4.4 p 光在布拉格角附近衍射效率实验值和计算值比较

为了进一步验证模型的正确性, 排除一些可能会带来错误结果的因素, 比如光栅处于过调制状态或者所研究的光栅不是完全的体光栅, 我们进一步的比较了三种探测光下, p 光在布拉格角附近的衍射性质 (s 光衍射效率很低, 所以比较其在布拉格角附近的衍射效率意义不大). 图中给出了计算曲线和实验数据的比较, 由于色散作用布拉格角位置的计算值和实验值存在细小的差异, 为了更客观准确的说明问题, 绘图时我们将计算曲线的布拉格角位置作稍稍平移至实验测得的布拉格角位置. 三种探测光下的实验值和计算曲线基本呈现相同趋势, 在布拉格角的一侧, 计算值和实验值符合的非常好, 而在曲线布拉格角另一侧, 实验值和计算曲线都存在一定的偏离, 出现实验数据不根据布拉格角对称的原因和丙烯酸酯单体聚合机制有关系. 在丙烯酸酯单体通过光引发的自由基为中心发生聚合反应时候, 这类单体的凝胶点出现的很早, 甚至在单体转化效率不到 5%[24] 时就会发生, 一旦出现凝胶, 后续单体双键的转化引起的收缩力会直接转移到聚合物上面, 从而对富液晶层的液晶造成挤压, 液晶

表 1 布拉格角及不同偏振光在布拉格角位置衍射效率实验值和计算值的比较

探测波长 /nm	η_P/%		η_s/%		θ_B/(°)	
	实验值	计算值	实验值	计算值	实验值	计算值
633	34.6	35.0	1.0	0.4	22.44	22.50
532	52.8	49.8	2.5	0.6	18.65	18.77
785	22.5	22.0	2.0	0.3	28.65	28.34

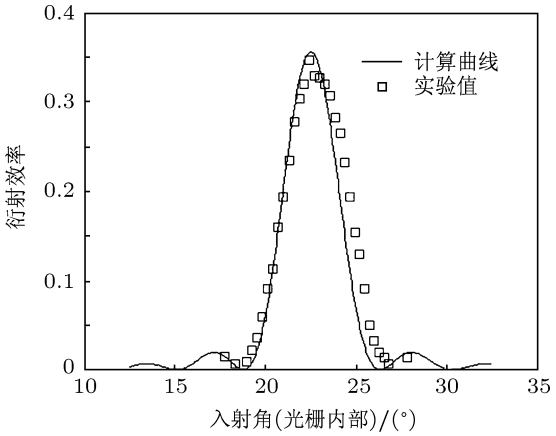

图 6 633 nm 探测下, 布拉格角附近 p 光衍射效率计算曲线和实验值

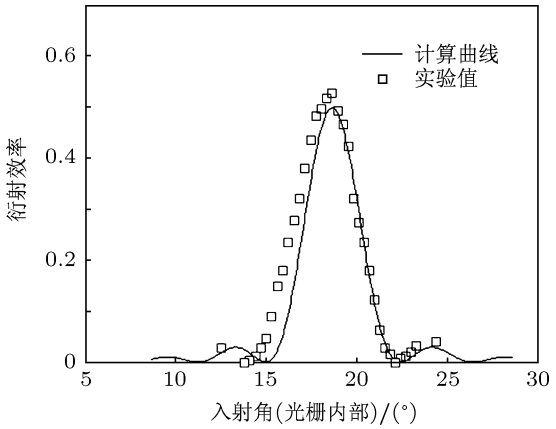

图 7 532 nm 探测下, 布拉格角附近 p 光衍射效率计算曲线和实验值

分子无法完全沿着光栅矢量排列, 很可能与光栅矢量存在一个很小的倾角, 这个倾角就会造成衍射效率曲线的不对称, 这种光栅光学性质曲线不对称性在 Sutherland 小组有关反射光栅 [25] 的研究中也有提到. 还有由于色散的影响, 532 nm 和 785 nm 计算值和测量值误差要大一点. 总体而言, 衍射效率计算曲线和实验值在布拉格角附近基本符合, 说明在常温下, 富液晶区液晶分子基本都沿着光栅矢量排列, 整体指向与光栅矢量方向仅存在一个很小的倾角差.

最后值得说明的是, 我们直接利用高温下得出的液晶分布数据来解释常温下光栅的衍射特性, 并没有考虑温度对液晶折射率的影响. 这是因为聚合物折射率随着温度的变化趋势与之大致相同, 这就大为减弱了温度对该计算结果的负面影响, 这点也可以从图 5 光栅衍射效率在 45 °C 以上基本没有变化推测出. 所以即使没有详细考虑温度因素, 计算依然客观准确描述了液晶/聚合物光栅内部结构及其衍射特性.

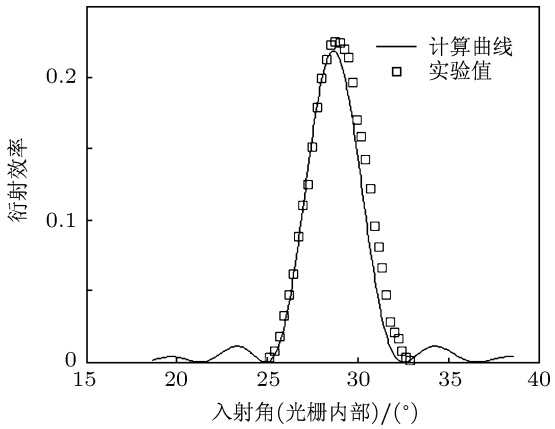

图 8 785 nm 探测下, 布拉格角附近 p 光衍射效率计算曲线和实验值

5 结 论

本文选取聚合物支撑形貌的透射光栅为研究对象, 这种形貌的光栅内不存在液晶液滴, 这样在计算时候就不需要带入关于液晶液滴尺寸, 形状以及液晶分子在液滴中分布情况的假设. 利用高温下液晶/聚合物光栅为各向同性光栅的性质和相应光栅简化模型, 通过高温下衍射效率间接获得液晶在光栅内的分布. 最后假设常温下富液晶区液晶分子沿着光栅矢量排列, 得出光栅相对介电系数调制张量, 利用该张量计算出常温下 s 光和 p 光在布拉格角位置及布拉格角附近在三种探测光下的衍射性

质, 并与考虑了散射损失的实验值做比较. 计算结果在 s 光和 p 光布拉格角位置衍射效率符合很好, 而 p 光在布拉格角附近的衍射效率, 计算曲线和实验值在曲线一侧存在一定偏差, 该偏差来源于单体聚合收缩造成的液晶分子指向沿着光栅矢量存在小的倾角. 总体而言, 计算值和实验值符合得很好, 证实液晶分子大致沿着光栅矢量排列. 本研究利用了各向异性耦合波理论系统研究液晶/聚合物光栅的光学各向异性, 加深了我们对于各向异性光栅衍射特性及液晶/聚合物光栅内部结构的理解, 对于后续液晶/聚合物光栅衍射性能提高及相关相分离动力学研究有一定的借鉴作用.

[1] Sio L D, Tabiryan N, Caputo R, Veltri A, Umeton C 2008 *Opt. Express* **16** 7619

[2] Date M, Takeuchi Y, Kato K 1998 *J. Phys.* D: *Apply. Phys.* **31** 2225

[3] Huang W B, Deng S P, Li W C, Peng Z H, Liu Y G, Hu L F, Xuan L 2011 *J. Opt.* **13**, 085501

[4] Sutherland R L, Natarajan L V Tondiglia V P 1993 *Chem. Mater.* **5** 1533

[5] Vardanyan K K, Qi J, Eakin J N Sarkar M D, Crawford G P 2002 *Appl. Phys. Lett.* 81 4736

[6] Sarkar M D, Gill N L, Whitehead J B, Crawford G P 2003 *Macromolecules* **36** 630

[7] Caputo R, Veltri A Umeton C, Sukhov A V 2005 *J. Opt. Soc. Am.* B **22** 735

[8] Yin D J, Pu H H, Gao B Gao H Y, Dai H T, Liu J H 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 211108

[9] Zheng Z G, Li W C, Liu Y G, Xuan L 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57**(11) 7344 (in Chinese) [郑志刚, 李文萃, 刘永刚, 宣丽 2008 物理学报 **57** 73448]

[10] Mojca Jazbins k, Irena Drevens k Olenik, Zgonik M, Fontecchio A K, Crawford G P 2001 *J. Appl. Phys* **90** 3831

[11] Holmes M E, Malcuit M S 2002 *Phys. Rev.* E **65** 066603

[12] Sutherland R L, Natarajan L V, Tondiglia V P, Chandra S, Shepherd C K, Brandelik D M, Siwecki S A 2002 *J. Opt. Soc. Am.* B **19** 3004

[13] Wofford J M, Natarajan L V, Tondiglia V P, Sutherland R L, Lloyd P F Siwecki S A, Bunning T J 2006 *SPIE* **6332** 63320Q

[14] Bowley C C, Crawford G P 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 2235

[15] Vita F, Lucchetta D E, Castagna R, Criante L, Simoni F 2009 *J. Opt.* A: *Pure Appl. Opt.* **11** 024021

[16] Drevenšek-Olenik I, Fally M, Ellabban M A 2006 *Phys. Rev.* E **74** 021707

[17] Deng S P, Li W C, Huang W B, Liu Y G, Lu X H, Xuan L 2011 *Acta. Phys. Sin.* **60** 056102 (in Chinese) [邓舒鹏, 李文萃, 黄文彬, 鲁兴海, 宣丽 2011 物理学报 **60** 056102]

[18] Qi J 2003 *Ph. D. Dissertation* (Rhode Island: Brown University)

[19] Caputo R, Luca A D, Sio L D, Pezzi L, Strangi G, Umeton C, Veltri A, Asquini R 2009 *J. Opt.* **11** 024017

[20] Wu Y H Lin Y H, Lu Y Q, Ren H W, Fan Y H Wu J R, Wu S T 2004 *Opt. Express* **12** 6382

[21] Montemezzani G Zgonik M 1997 *Phys. Rev.* E **55** 1035

[22] Kogelnik H 1969 *Bell Syst. Tech. J.* **48** 2909

[23] Drzaic P S 1997 *Liquid Crystal Dispersions* (Singapore: World Scientific Press) p341

[24] Natarajan L V, Shepherd C K, Brandelik D M, Sutherland R L, Chandra S, Tondiglia V P, Tomlin D, Bunning T J 2003 *Chem. Mater.* **15** 2477

[25] Sutherland R L, Tondiglia V P, Natarajan L V, Bunning T J 2004 *J. Appl. Phys* **96** 951

Study on anisotropic diffraction properties of holographic dispersed liquid crystal transmission grating*

Huang Wen-Bin[1)2)] Deng Shu-Peng[1)2)] Liu Yong-Gang[1)] Peng Zeng-Hui[1)]
Yao Li-Shuang[1)] Xuan Li[1)†]

1) (*State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun* 130033*, China*)

2) (*Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100049*, China*)

(Received 1 July 2011; revised manuscript received 23 August 2011)

Abstract

In this paper, we study the anisotropic diffraction properties of transmission grating based on scaffolding morphology holographic dispersed liquid crystal. Due to the absence of liquid crystal droplet formation within the grating, a simple model is proposed and combined with the anisotropic coupled-wave theory to investigate the diffractive properties. The detailed comparison between experiment and theory indicates that the alignment of liquid crystal molecules in the LC-rich region is along the grating vector.

Keywords: holographic dispersed liquid crystal, anisotropic transmission grating

PACS: 42.40.Pa, 42.25.Fx, 42.70.Df

* Project supported by the National Natural Science Foundation (Grant Nos. 60277033, 50473040, 19974046, 59973020), and the Science Foundation of Jilin Province (Grant No. 20020603).

† E-mail: xuanli@ciomp.ac.cn