

掺杂 C₆₀ 向列相液晶全息光栅衍射增强的研究

任常愚 蔡吉花 金永君 李晓萍

(黑龙江科技学院理学院, 黑龙江 哈尔滨 150027)

摘要 利用二波耦合(2BC)实验研究了掺杂 C₆₀ 垂直排列的向列相液晶(5CB)样品中形成光折变全息光栅的动态衍射特性。利用厚度为 20 μm 的样品中记录的光折变全息光栅(光栅间距 $\Lambda \approx 24 \mu\text{m}$) 获得了高达 40% 的一阶衍射效率,且衍射强度不对称分布。根据取向光折变效应体机制和表面电荷调制机制对此现象给出了解释,认为液晶中电场的增强是表面电荷调制和 Carr-Helfrich 效应共同作用的结果。薄光折变全息光栅的高衍射效率来源于液晶中非正弦调制的空间电荷场。数值模拟结果与实验测量结果一致,证实了所提出物理机制的正确性。

关键词 向列相液晶;二波耦合;取向光折变效应;衍射光栅

中图分类号 O753+.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.0216002

Research on Diffraction Enhancement of Dynamic Holographic Grating in C₆₀-Doped Nematic Liquid Crystals

Ren Changyu Cai Jihua Jin Yongjun Li Xiaoping

(School of Science, Heilongjiang Institute of Science and Technology, Harbin, Heilongjiang 150027, China)

Abstract Photorefractive diffraction gratings were studied in cells of homeotropically aligned 4-cyano-4-pentyl-biphenyl (5CB) liquid crystals doped with buckminsterfullerene (C₆₀) based on two-beam coupling (TBC) experiment. In the 20 μm thick NLC sample (grating spacing was $\Lambda \approx 24 \mu\text{m}$), the first-order diffraction efficiency of the orientational PR grating was as high as 40%, and the distribution of the diffractive intensities was asymmetric. According to the volume-mediated photorefractive and surface-mediated photorefractive, a qualitative analysis that the electric field enhancement results from the surface charge modulation and Carr-Helfrich effect is proposed. The high first-order diffraction efficiency obtained from the thin grating in NLC is probably attributed to the non-sinusoidal modulated space-charge field. The simulation results are in good agreement with the experimental results and also confirmed the physical mechanism.

Key words nematic liquid crystal; two-beam coupling; orientational photorefractive effect; diffraction grating

OCIS codes 160.3710; 190.0190; 230.1950

1 引言

液晶(LC)是一种非常重要的光折变(PR)材料^[1~5]。1994年,Rudenko和Sukhov首次报道染料掺杂向列相液晶系统(NLC)的光折变效应之后^[5,6],人们对这种材料的光折变性能进行了广泛的研究^[7~16]。与聚合物材料相比,NLC具有更强各向异性可以在较弱的光强和外加电场下产生很强的光折变效应(PR effect)(折射率调制)。因此,NLC系统在光子学领域具有更广泛的应用前景,如动态

全息图像存储、空间光调制、图像放大及边缘增强和相位共轭等^[17~21]。NLC的光折变效应源于光致电荷的产生和重新分布,这种情况可能出现在NLC体内,即体调制光折变效应(Volume-mediated photorefractive)^[8~12],也可能在NLC与排列层的界面,即表面调制光折变效应(Surface-mediated photorefractive)^[13~15]。

对于体调制光折变效应,当向列相液晶样品在周期调制光强的照射下,光致空间电荷通过漂移和扩散

收稿日期:2010-04-06;收到修改稿日期:2010-06-26

基金项目:黑龙江省自然科学基金(A200915)和黑龙江省教育厅科学技术研究项目(11533065)资助课题。

作者简介:任常愚(1963—),男,博士,教授,主要从事液晶材料光学信息处理方面的研究。

E-mail: renchangyu@126.com

作用在液晶中重新分布,从而建立内部空间电荷场,此空间电荷场的力矩使指向矢重新取向从而导致折射率调制(即相位光栅),由于折射率调制的机制与光折变晶体相似,因此向列相液晶中的光折变效应也称“取向光折变效应”(OPR effect)。对于表面调制光折变效应情况,光致电荷的产生和重新分布或者在排列层中(包括ITO玻璃),或者在排列层与NLC的界面上。这种表面电荷的调制将改变表面的锚定情况,从而引起NLC中电场的重新分布,导致NLC中指向矢重新取向形成新的折射率光栅。

由于材料的物理特性,目前看来NLC中形成的光折变光栅的间距还比较大(与样品的厚度相当,即几十微米)。因此,NLC中记录的光栅应当是薄光栅(Thin gratings),其工作在Raman-Nath机制下。在这种机制下,由薄光栅的衍射理论^[22],二波耦合实验中光栅衍射时有多阶衍射现象,且衍射强度应呈对称分布,特别是光栅的正负一阶衍射效率相同而且不大于33.8%。实验发现,本文制备的NLC样品中形成全息光折变光栅的衍射具有明显的不对称性,且一阶衍射效率超过40%。对于这种现象目前未见完整理论分析。本文从实验上研究了C₆₀掺杂向列相液晶薄膜中记录的全息光折变光栅动态衍射增强的特性,并提出了电压控制光栅衍射增强的物理机制,还利用双e指数函数,通过数值模拟验证物理机制的合理性。

2 实验样品及光路

实验所用样品是向列相液晶5CB(4,4-n-pentylcyanobiphenyl)中掺杂了质量分数约为0.05%的富勒烯C₆₀而制成的垂直排列厚度为20 μm液晶盒,5CB为美国Sigma-Aldrich公司生

产。C₆₀会被光激发而产生光致空间电荷,具有增强光导电性的作用,从而增强液晶中的空间电荷场^[23],使NLC具有更强的光学非线性,增大样品中形成光栅的衍射效率。

图1是典型的二波耦合(2BC)实验光路。实验所用的光源为二极管抽运激光器,波长为514.5 nm。分束镜(BS)将入射光束分为水平偏振(p-polarized)的信号光和参考光I₁₀和I₂₀,功率为I₁₀=I₂₀=0.85 mW,光斑直径为2.0 mm。两光束以θ≈1.5°的交角在样品中叠加,在薄膜中形成相应的强度光栅,光栅间距约为24 μm{Δ=λ/[2n₀sin(θ/2)]},n₀为液晶的平均折射率,液晶薄膜的厚度为20 μm。液晶盒表面垂直于信号光和参考光所确定的水平面,液晶指向矢与信号光和参考光之间角平分线的夹角为β=45°。加在液晶盒的两极上直流电压为0~5 V。文献[22]给出的无量纲参数Q=2πLλ/n₀Δ²是判别光栅特性的一个重要指标,其中L=d/cosβ。对于薄光栅,Q≪1;对于厚光栅(Thick gratings),Q≫1。在图1给出的实验配置下,Q=2πLλ/n₀Δ²≈0.08≪1,可认为NLC中记录的光栅为薄光栅,在这种情况下,二波耦合实验中将出现Raman-Nath多阶衍射现象。当样品倾斜放置时,衍射不对称,规定偏向液晶盒法线方向的衍射为正(I₊₁,I₊₂…),另一方向为负(I₋₁,I₋₂…)。I₁₂和I₂₁分别为I₁₀和I₂₀的透射光。实验时,可利用另一束不相干的、微弱的水平线偏振光的衍射实时监测光折变全息光栅的动态演化过程,也可以通过挡住一束记录光束,观察另一束光的衍射来监测光折变全息光栅的动态演化过程,一般称作自衍射(self-diffraction),实验时采用第二种手段。

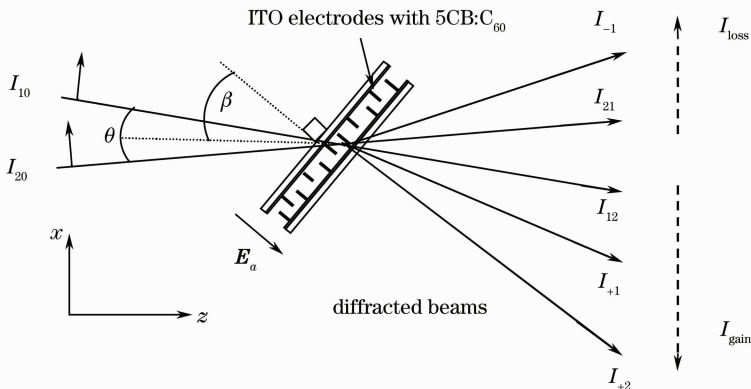


图1 二波耦合实验示意图

Fig. 1 Schematic of the two wave-mixing experiments

当非均匀光照射到液晶盒时,液晶中将产生非均匀分布的电荷载流子,光致载流子经过扩散、俘获产生了空间电荷场,这类似于无机晶体中光折变效应,具体过程如图 2 所示。首先,两束相干的平面记录光波在液晶中相交,在交叠区域内会产生如图 2(a)所示的周期性的光强空间分布。在光辐照的区域,可以自由移动的正、负电荷(空穴和电子)被激发产生,如图 2(b)所示。随后,可以自由移动的载流子(这里是正电荷)通过扩散并在光暗区被俘获形成如图 2(c)中曲线所描述的空间电荷分布。最后,该

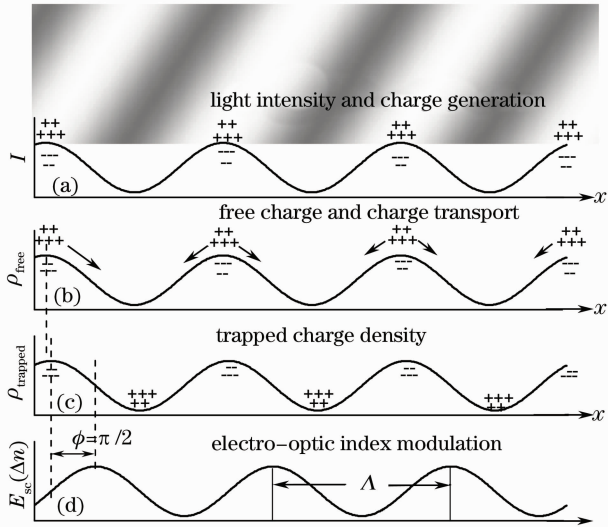


图 2 空间调制的光强分布在无机晶体中产生光折变全息光栅的示意图

Fig. 2 Schematic diagram for the formation of the photorefractive grating produced by the modulated light intensity in the inorganic crystal

空间电荷分布产生如图 2(d)所示的空间电荷场和折射率调制。必须强调的是,液晶中的载流子为正、负离子并且主要通过扩散形成空间电荷分布,所以形成的空间电荷场与光强分布的相移 $\phi = \pi/2$ 。光栅的这种非局域性是很多光折变效应重要应用的基础。空间电荷场与外加直流电场共同作用来调制液晶指向矢重新取向,从而在液晶薄膜中形成取向折射率光栅^[8]。此外, Khoo 认为向列液晶中的空间电荷场还有另外一个来源,即一旦液晶分子在上述光致空间电荷场和外加电场的共同作用下重新取向,液晶分子的电导率和电容率各向异性将会在外加直流电场作用下产生新的空间电荷场,使得总的空间电荷场比初始的光致空间电荷场大几十倍,该效应被称为 Carr-Helfrich 效应^[8,9]。

在二波耦合过程中,两束相干的 p 偏振光之间存在明显的自衍射现象和非对称能量转移现象;而两束相干的 s 偏振光之间不存在耦合行为,也不会产生自衍射现象。但是,无论是 p 偏振还是 s 偏振的写入光都能够在 NLC 中记录光栅,而只有 p 偏振的光才能被光栅衍射。另外,没有外加电压就不能记录光栅。这些实验结果说明液晶薄膜中记录的光栅来源于外加电场和空间电荷场共同作用下液晶分子的重新取向,即该光栅为光折变全息光栅。

图 3 给出了在外加电压为 2.5 V、记录时间为 30 s 时,两束记录光通过 NLC 中记录的光栅的自衍射图样。从图中可看到明显的非对称高阶衍射,虽然记录的光栅表现为 Raman-Nath 型薄光栅,却不是严格的正弦调制。

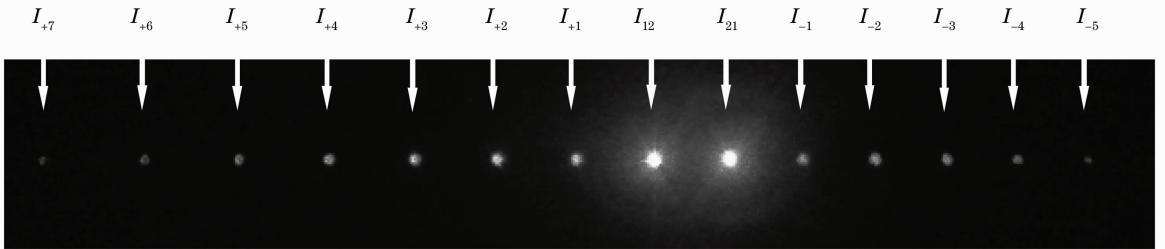


图 3 外加电压为 2.5 V 时二波耦合实验的自衍射图样

Fig. 3 Self-diffraction pattern of grating in TBC experiment under the application of a dc voltage of 2.5 V

3 电控全息光栅一阶衍射特性

采用第 2 节提到的第二种手段来探测再现过程自衍射光强与电压的关系。首先利用两束水平偏振的相干光(外加电压 1.5 V)在样品中记录动态光栅,然后挡住写入光断开外加电压,将电源电压调到某一个值。然后打开一束光 I_{10} (作为探测光)和外

加电压,并用相同的光电二极管探测器测量入射光束 I_{10} 和一阶衍射光 I_{+1} 的强度。实验发现,不加电压,只打开探测光并没有衍射现象出现;只有探测光和电压同时存在才有衍射现象,且衍射强度与电压的大小和方向有关。

图 4 给出了不同外加电压下相同记录光栅的

+1 阶衍射强度随时间的动态演化曲线。一阶衍射光强表现出瞬间增强的脉冲现象,但是瞬间增强后并没有完全衰减,而是衰减到一个稳定的值。上升时间与样品的弹性、粘滞特性决定的取向特征时间有关^[15]。+1 阶衍射动态过程受外加电压的影响非常明显,当电压增大时曲线的上升和下降会变得非常快,且上升时间会随着电压的增加变短。+1 阶衍射的瞬态峰值随着外加电压增大而迅速增大,电压越高瞬态衍射后的稳态值也越大,实验发现,只要有电压维持,这个稳态值基本不会衰减。但电压一旦关闭,稳态衍射会在约 1 s 的时间内消失,与指向矢取向的特征时间基本相当。

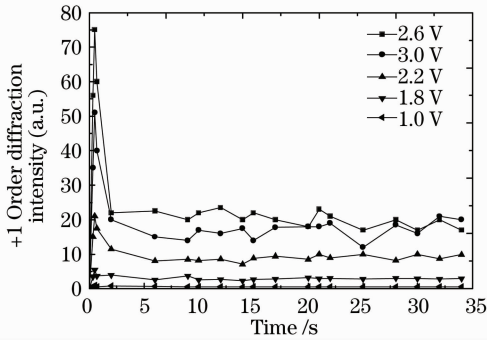


图 4 不同外加电压时同条件记录光栅一阶衍射强度随时间的动态演化曲线

Fig. 4 Time evolution of the first-order diffraction intensity under application of different voltages with recording grating using the same methods

薄光栅一阶衍射效率 η_1 可表示为

$$\eta_1 = (I_{+1}/I_{10}) \times 100\%, \quad (1)$$

其中 I_{10} 为其中一束入射光强, I_{+1} 为另一束光 (I_{20}) 不存在时 I_{10} 经由光栅后的一阶衍射光强。

图 5 给出了一阶衍射效率与外加直流电压的关系曲线(不同电压的衍射效率对应于图 4 中动态衍射曲线的峰值)。当外加电压低于 1.0 V 时,衍射效率为零,即此时观测不到一阶及更高阶的衍射光斑;当外加电压大于某一阈值(1.25 V)时,一阶衍射效率随着外加电压的升高而缓慢增加,可以探测到衍射光;当电压达到 1.7 V 时,一阶衍射效率随着电压的增大而迅速增大;当电压增加到 2.6 V 时,获得了最佳的 +1 阶衍射效率,高达 40%,已经超过 Raman-Nath 衍射理论的最大值(33.8%)。之后,由于强烈的散射现象的出现(电压太大或光强太强时液晶指向矢将会剧烈地扰动,从而出现散射现象,并随着电压或光强的继续增加而加剧),一阶衍射效率随着外加电压的继续增加而逐渐下降。在该实验中,记录光和探测光不变且强度较弱,散射现象是由

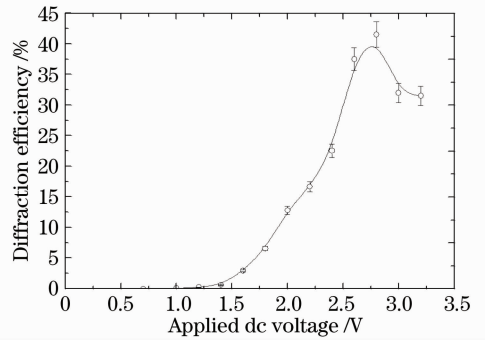


图 5 一级衍射效率与电压的关系

Fig. 5 First-order diffraction efficiencies as a function of applied dc voltage

液晶盒两端所施加的外加电压太大引起的。

4 全息光栅衍射增强的物理机制

由薄光栅衍射理论,纯相位薄光栅的 +1 阶衍射效率为 $\eta_1 = |J_1(\phi)|^2$, J_1 为一阶贝塞尔函数, $\phi = (2\pi\Delta nd/\lambda\cos\beta)$ 是折射率光栅的相位幅, d 为液晶盒厚度, Δn 为光栅调制度。对于 $|\phi| \ll 1$, $J_{+1}(\phi) = J_{-1}(\phi) \approx \phi/2$, 且 +1 阶衍射效率不超过 33.8%^[22], 但实验中 +1 阶瞬态衍射效率达到 40%。产生不一致的原因到目前为止还没有完全搞清楚,从表象来看一般有两种假设,1) 光折变光栅不是严格的正弦分布;2) 参数 Q 不为零,因为薄光栅衍射理论中 $\eta_1 = |J_1(\phi)|^2$ 的成立条件是 $Q = 0$ 。

基于体机制和表面电荷调制机制,对光栅记录和再现过程中衍射增强现象进行分析。对于 NLC 中记录的光折变全息光栅,当液晶盒施加电场时, NLC 中载流子将移向盒的表面,形成表面电荷层。调制的写入光照射液晶盒时,表面电荷受到调制光强的作用而重新分布形成表面电场,这种表面调制的电场不只是存在表面,还要向体内渗透并在此外加电场的作用下,通过 Carr-Helfrich 效应产生更强的空间电荷场,这个空间电荷场驱使液晶指向矢转动,从而形成光折变动态全息光栅。

光栅写入之后,关闭电压和写入光,来自于 NLC 一侧和取向层一侧的电荷将会在界面成对复合。这些电荷的“中和”将使电荷的调制被屏蔽,光栅好像被“隐藏”,没有衍射现象。当外加电压和参考光重新照射到样品上时,入射光束将吸收表面电荷,与此同时,外加电场将驱使屏蔽电荷离开界面向另一电极移动。界面屏蔽电荷的减少将使贯穿 NLC 体内的电压增强。表面电荷密度与体电压的关系为^[24]

$$V_{\text{Bulk}} \propto \left(V_a - 2 \frac{\sigma_q \xi}{\epsilon_s} \right), \quad (2)$$

式中 V_a 为外加直流电压, ϵ_s 是表面膜的介电常数, ξ 是表面介电膜的厚度, σ_q 是表面电荷密度。全息光栅瞬态增强的现象也可由表面调制电荷场和体电荷场的共同作用来解释。把光栅再现分为三个过程。首先, 界面电荷的分离或表面势垒的降低使界面空间调制的电场重新出现; 接着这个电场将在界面附近对指向矢产生力矩, 使指向矢重新取向, 即光栅被重新显现; 然后在表面电荷分离的同时, 即表面电荷密度降低及外加电压增大的情况下, 由(2)式可以看出液晶体内的有效电压将增大。由 Carr-Helfrich 效应产生的增大的空间电荷场, 加上外加电场的共同作用, 液晶中将产生瞬间增大的力矩, 使指向矢产生更大的取向, 再现光束的衍射会出现瞬间增强。之后, 屏蔽电场出现, 衍射减弱并趋于稳定。

在垂直排列的 NLC 中, 表面调制的电场和由 Carr-Helfrich 效应产生的空间电荷场的叠加电场并非严格的正弦分布, 因此, 产生的折射率光栅也就不是严格的正弦分布, 且光栅折射率调制不能写成偶函数形式^[22]。这时光栅的衍射分布将呈现出非对称分布形式, 一阶衍射效率就不能完全符合 Raman-Nath 衍射理论预期, 最大衍射效率就有可能突破 Raman-Nath 衍射理论的限制, 这也是在实验中观察到的现象。

5 全息光栅衍射增强的数值模拟

实验中的全息光栅的再现过程与通常意义的光栅读出有所不同。一般情况下, 只有读出光或在读出过程中电压维持恒定时(相当于擦除过程), 光栅读出时衍射光强的变化是经历 e 指数衰减过程, 可以是单 e 指数衰减, 也可能是双 e 指数衰减。而实验中全息光栅的再现过程是读出光和外加电压同时作用在样品上, 即液晶中的空间电荷场存在两种竞争机制: 1) 光折变空间电荷场的衰减; 2) Carr-Helfrich 效应产生的空间电荷场和外加直流电场 E_a 的瞬间增强^[8]。衰减电场和增强电场共同对液晶指向矢施加力矩, 液晶分子重新取向复现折射率光栅。由于液晶的粘滞阻力和界面势垒的存在, 电场的变化不可能在瞬间完成, 外加电场越大、光强越强, 电场的响应时间越短。对于无机光折变晶体或光折变聚合物而言, 擦除过程的空间电荷场可由 e 指数函数来描述, 即光栅的衍射效率是一个按 e 指数形式随时间的变化过程。对于 NLC 光折变系

统, 单 e 指数关系不能完全描述电场随时间演化过程, 采用双 e 指数函数来拟合实验曲线。则在读出过程存在两个时间常数, τ_{decay1} 和 τ_{decay2} , 或者说电场衰减存在快、慢两个响应过程, 快过程响应时间常数基本不随外加电压的变化而变化(与无机光折变晶体或光折变聚合物类似), 而慢过程时间常数随着外加电压的升高而变小。

下面给出双 e 指数形式:

$$y_1 = A_0 + A_1 \exp(-t/\tau_{\text{decay1}}) + A_2 \exp(-t/\tau_{\text{decay2}}), \quad (3)$$

式中 A_0 为刚开始衰减时($t=0$)对应的光折变空间电荷场强度; τ_{decay1} 和 τ_{decay2} 为空间电荷场衰减过程的两个响应时间常数, 二者分别对应于快响应过程和慢响应过程; A_1 和 A_2 分别为上述两个响应过程对应的幅值大小。空间电荷场衰减时间常数^[8]

$$\tau_{\text{decay}} \approx \frac{\gamma}{K \left(\frac{\pi^2}{d^2} + \frac{4\pi^2}{\Lambda^2} \right)}, \quad (4)$$

式中 $\gamma = 10^{-2} (\text{N} \cdot \text{s})/\text{m}^2$ 为 NLC 的粘滞系数, $K = 10^{-11} \text{N}$ 为弹性系数, $d = 20 \mu\text{m}$ 为样品厚度, $\Lambda = 24 \mu\text{m}$ 为光栅的条纹周期。对于双 e 指数电场衰减过程来说, τ_{decay} 相当于快响应过程的衰减时间常数 τ_{decay1} , 由(4)式计算约为 2 s, 与实验值基本相符, 而慢衰减时间常数取 $\tau_{\text{decay2}} = 7.5 \text{ s}$, 则典型的双 e 指数电场衰减曲线如图 6 所示。

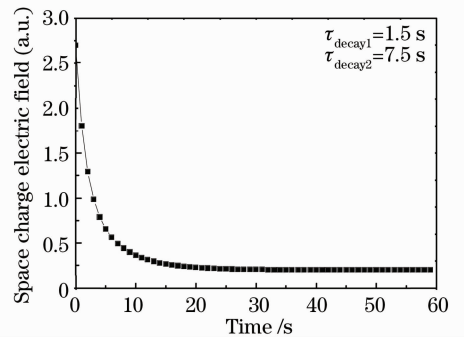


图 6 空间电荷场双 e 指数衰减曲线

Fig. 6 Double-exponential decay curve of space charge electric field

样品施加直流电场和照射参考光束之后, 在光折变空间电荷场衰减的同时, 由 Carr-Helfrich 效应产生的空间电荷场将产生瞬间增强, 变化形式可利用单 e 指数关系进行拟合, 函数式为

$$y_2 = A'_1 [1 - \exp(-t/\tau_{\text{rise}})], \quad (5)$$

式中 A'_1 为 Carr-Helfrich 效应产生的空间电荷场增强的饱和值, τ_{rise} 为空间电荷场指数增长函数的时间常数, 表示为^[25]

$$\tau_{\text{rise}} \approx \frac{\gamma}{\frac{\Delta\epsilon E_a^2}{4\pi} - \frac{K4\pi^2}{\Lambda^2}}, \quad (6)$$

式中 $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ 为 NLC 介电常数的各向异性, γ 为 NLC 的粘滞系数, E_a 为外加电场, K 为弹性系数, Λ 为光栅的条纹周期。如果外加电场与粘滞阻力相比足够大, 则指向矢的取向速度将足以使空间电荷场的建立跟上外加电场的速度。即认为液晶中空间电荷的建立速度与 E_a 基本同步。空间电荷场的增长如图 7 所示。时间常数取 $\tau_{\text{rise}} = 1.5 \text{ s}$ 。

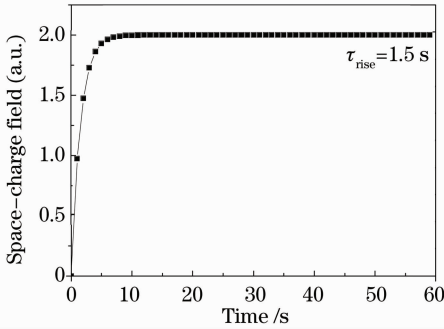


图 7 空间电荷场 e 指数增长曲线

Fig. 7 Exponential rise curve of space-charge field

NLC 中形成的折射率光栅的再现过程, 是液晶中光折变空间电荷场的衰减与 Carr-Helfrich 效应产生的空间电荷场和外加直流电场 E_a 共同对液晶指向矢施加力矩, 液晶分子重新取向。再现过程中 NLC 中总的电场变化情况可描述为

$$y_1 \times y_2 = [A_0 + A_1 \exp(-t/\tau_{\text{decay}1}) + A_2 \exp(-t/\tau_{\text{decay}2})] \{A_1' [1 - \exp(-t/\tau_{\text{rise}})]\}. \quad (7)$$

图 8 显示了全息光栅再现过程中总的空间电荷场的变化情况, 数值模拟时选取的电压最大为 2.5 V, 当电压太高时将出现动态散射, (3)式和(5)式将不再适用。

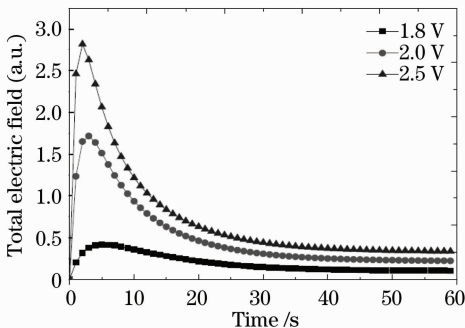


图 8 光栅再现过程中总的空间电荷场的数值模拟

Fig. 8 Numerical simulation of the total space-charge field during the reconstruction process of grating

样品中总的空间电荷场的变化情况也就是液晶指向矢的取向情况^[8], 即光折变光栅的变化过程。由以上可以看出, 数值模拟的结果与实验测量的衍射强度动态演化曲线(图 4)非常吻合, 从而说明对全息光栅再现过程中衍射增强物理机制的分析是可信的, 也为进一步研究 NLC 取向光折变机制提供了一种方法。

6 结 论

研究了 NLC 中光折变全息光栅的衍射特性。实验发现, 两束相干的水平偏振光之间存在明显的自衍射现象和非对称能量转移现象; 而两束相干的竖直偏振光之间不存在耦合行为, 也不会产生自衍射现象。但是, p 偏振和 s 偏振的写入光都能够在 NLC 中记录光栅, 其中只有水平偏振光才能被光栅衍射。另外, 只有外加电压存在才能记录折射率光栅。光栅写入之后, 在不加外电场时光栅可以被隐藏, 有外加电场时, 光栅又可以显示出来。光栅的 Raman-Nath 衍射分布呈现出非对称分布形式, 且外加电压可以使瞬间衍射效率增强, 实验中 +1 阶瞬态衍射效率达到 40%, 超过 Raman-Nath 衍射理论所预期的薄光栅衍射效率的上限(33.8%)。利用 NLC 取向光折变效应的体块机制和表面电荷调制机制分析了电控光栅衍射增强的物理机制。采用双 e 指数函数式模拟 NLC 中空间电荷场的变化过程, 数值模拟结果与实验测量曲线非常吻合, 这也体现了提出物理机制的正确性。研究结果表明, 电压可以实现对光栅衍射的控制, 这对人们研究 NLC 中形成折射率光栅的机制及其应用提供帮助。

参 考 文 献

- 1 I. C. Khoo. Liquid Crystals [M]. 2nd ed. Hoboken: Wiley, 2007. 273~317
- 2 G. P. Wiederrecht. Photorefractive liquid crystals [J]. *Ann. Rev. Mater. Res.*, 2001, **31**: 139~169
- 3 Zhang Jihong, Chen Gang, Gu Lingjuan *et al.*. A novel electrically switchable holographic polymer dispersed liquid crystal Bragg grating [J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(4): 491~495
郑继红, 陈刚, 顾玲娟等. 新型聚合物分散液晶材料研制的电控体全息光栅 [J]. *光学学报*, 2003, **23**(4): 491~495
- 4 Zhang Cuiyu, Huang Ziqiang. Characteristics analysis of binary optic liquid crystal blazed grating [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(7): 1231~1235
张翠玉, 黄子强. 二元光学液晶闪耀光栅的特性分析 [J]. *光学学报*, 2008, **28**(7): 1231~1235
- 5 Liu Yongjun, Lian Jia, Lu Xinghai *et al.*. Investigation of one-dimensional photonic crystal with nematic liquid crystal [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(7): 1987~1990
刘永军, 连佳, 鲁兴海等. 一维行列相液晶光子晶体的研究 [J]. *光学学报*, 2009, **29**(7): 1987~1990

- 6 E. V. Rudenko, A. V. Sukhov. Optically induced spatial charge separation in a nematic and the resultant orientational nonlinearity [J]. *J. Exp. Theor. Phys.*, 1994, **78**(6): 875~882
- 7 I. C. Khoo. Holographic grating formation in dye-and fullerene C₆₀-doped nematic liquid crystal film [J]. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(20): 2137~2139
- 8 I. C. Khoo. Orientational photorefractive effects in nematic liquid crystal films [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1996, **32**(3): 525~534
- 9 W. Helfrich. Conduction-induced alignment of nematic liquid crystals; basic model and stability considerations [J]. *J. Chem. Phys.*, 1969, **51**(9): 4092~4105
- 10 G. P. Wiederrecht, B. A. Yoon, M. R. Wasielewski. High photorefractive gain in nematic liquid crystals doped with electron donor and acceptor molecules [J]. *Science*, 1995, **270**(5243): 1794~1797
- 11 I. C. Khoo, S. Slussarenko, B. D. Guenther *et al.*. Optically induced space-charge fields, dc voltage, and extraordinarily large nonlinearity in dye doped nematic liquid crystals [J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(4): 253~255
- 12 E. J. Kim, H. R. Yang, S. J. Lee *et al.*. Orientational photorefractive holograms in porphyrin; Zn doped nematic liquid crystals [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(22): 17329~17341
- 13 J. Zhang, V. Ostroverkhov, K. D. Singer *et al.*. Electrically controlled surface diffraction gratings in nematic liquid crystals [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(6): 414~416
- 14 P. Pagliusi, G. Cipparrone. Photorefractive effect due to a photoinduced surface-charge modulation in undoped liquid crystals [J]. *Phys. Rev. E.*, 2004, **69**(6): 061708
- 15 Platon P. Korneychuk, Oleksandr G. Tereshchenko, Yuriy A. Reznikov. Hidden surface photorefractive gratings in a nematic-liquid crystal cell in the absence of a deposited alignment layer [J]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 2006, **23**(6): 1007~1011
- 16 Zhang Yong, Yao Fengfeng *et al.*. High-diffraction-efficiency holographic gratings in C₆₀-doped nematics [J]. *Appl. Opt.*, 2009, **48**(33): 6506~6510
- 17 I. C. Khoo, B. D. Guenther, M. V. Wood *et al.*. Coherent beam amplification with a photorefractive liquid crystal [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(16): 1229~1231
- 18 Cheng Shaoyan, Hu Lifa, Cao Zhaoliang *et al.*. Application of liquid crystal adaptive optics system on human eye fundus imaging with high spatial resolution [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(10): 2524~2527
- 程少园, 胡立发, 曹召良等. 液晶自适应光学在人眼底高分辨率成像中的应用[J]. *中国激光*, 2009, **36**(10): 2524~2527
- 19 W. Lee, Y. L. Wang. Evidence for holographic image storage in a fullerene-doped liquid-crystal film [J]. *Chin. J. Phys.*, 2001, **39**(4): 295~298
- 20 Ma Haotong, Zhou Pu, Wang Xiaolin *et al.*. Near-field beam shaping based on liquid crystal spatial light modulator [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(1): 1~5
- 马浩统, 周朴, 王小林等. 基于液晶空间光调制器的激光束近场整形[J]. *光学学报*, 2010, **30**(1): 1~5
- 21 M. Y. Shih, A. Shishido, I. C. Khoo. All-optical image processing by means of a photosensitive nonlinear liquid-crystal film; edge enhancement and image addition subtraction [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(15): 1140~1142
- 22 R. Magnusson, T. K. Gaylord. Diffraction efficiencies of thin phase gratings with arbitrary grating shape [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1978, **68**(16): 806~809
- 23 Y. Wang. Photoconductivity of fullerene-doped polymers [J]. *Nature*, 1992, **356**(6370): 585~587
- 24 L. Lucchetti, M. Gentili, F. Simoni. Colossal optical nonlinearity induced by a low frequency external electric field in dye-doped liquid crystals [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(6): 2236~2241
- 25 E. Jakeman, E. P. Raynes. Electro-optical response times in liquid crystals [J]. *Phys. Lett.*, 1972, **A39**: 69~70