

文章编号: 0253-2239(2003)12-1484-5

旋光晶体在偏光干涉实验中电光效应的研究*

尹 鑫 王继扬 张少军

(山东大学晶体材料研究所晶体材料国家重点实验室, 济南 250100)

摘要: 研究了旋光晶体在偏光干涉实验中的电光效应, 给出了旋光晶体在偏光干涉实验中出射光强与晶体旋光性之间关系的表达式 $I = A_0^2 \cos^2 [\beta - (\pi/\lambda)(n_l - n_r)l]$, 以及与旋光晶体电光效应之间关系的表达式 $I = A_0^2 \cos^2 [\beta - (\pi/\lambda)(n_l - n_r)l + (\pi/\lambda)(n_2 - n_1)l]$ 。根据这些表达式给出的关系, 将典型的旋光晶体 $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 制作成了电光 Q 开关, 像那些用无旋光性晶体制作的 Q 开关一样工作良好。在中等功率输出的激光器中, $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 晶体电光 Q 开关有可能取代氧化磷酸二氢钾(DKDP)晶体电光 Q 开关。

关键词: 光学器件; 电光 Q 开关; 旋光性; 电光效应; 偏光干涉; $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 晶体
中图分类号: O482.537 文献标识码: A

1 引 言

对晶体旋光性和晶体电光效应的独立研究目前已比较成熟。对电磁波通过同时具有双折射和旋光性材料的过程也有人进行过研究^[1], 还有人在研究 $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ 晶体的光折变效应时, 用旋光晶体制作过光-光开关^[2], 但没有见到过用旋光晶体制作成在激光谐振腔内使用的电光 Q 开关的报道。

本文报道了在偏光干涉实验中对旋光晶体电光效应的研究成果, 给出了在偏光干涉实验中出射光强与晶体旋光性之间关系的表达式, 以及与旋光晶体电光效应之间关系的表达式。并根据这些表达式给出的关系, 将典型的旋光晶体 $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ (简称 LGS)^[3,4] 制成了电光 Q 开关。

2 光强与晶体旋光性之间的关系

旋光性是晶体本身的一种属性, 只要有光沿旋光晶体的光轴方向通过, 其旋光性就要表现出来。而电光效应则是在外场作用下晶体的一种效应。所以在偏光干涉实验中首先应该研究出射光强与晶体旋光性之间的关系。

所谓旋光性是指单色平面偏振光沿光轴方向通过晶体后, 其偏振面会发生转动, 转动的角度与晶片

的厚度成正比。旋光晶体中光的偏振面的旋转是相对于波矢量 \mathbf{k} 而言的, 迎着光线看去, 偏振面沿顺时针方向旋转者, 称为右旋; 偏振面沿逆时针方向旋转者, 称为左旋。我们所用的偏光干涉实验装置如图 1 所示^[3]。

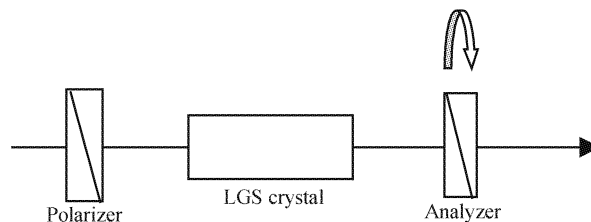


Fig. 1 The experimental set of polarized light interference

经过起偏器的一束平面偏振光, 通过旋光晶体 LGS 后, 其偏振面旋转了一定的角度, 经检偏器后, 由光电转换元件将光信号转变为电信号。出射光强 I 可表示为

$$I = A_0^2 \cos^2 \alpha, \quad (1)$$

式中 A_0 为入射至旋光晶体的平面偏振光的振幅, α 为出射于旋光晶体的平面偏振光的振动方向与检偏器所允许通过的偏振光的振动方向(以下简称检偏器的振动方向)之间的夹角。当 α 为零度时, 光强 I 最大, 当 α 为 $\pi/2$ 时, 光强 I 最小。

如果检偏器的转动方向与晶体的旋光方向相同, 则 α 规定为正; 反之, 如果检偏器的转动方向与晶体的旋光方向相反, 则 α 规定为负。对于右旋晶体, 迎着光线看去, 检偏器沿顺时针方向旋转, 所得 α 为正; 检偏器沿逆时针方向旋转, 所得 α 为负。对于左旋晶体, 检偏器沿逆时针方向旋转, 所得 α 为正;

* 国家 973 项目(1998061403)、教育部博士点基金(2002042207)资助课题。

E-mail: jywang@icm.sdu.edu.cn

收稿日期: 2002-07-22; 收到修改稿日期: 2002-12-05

检偏器沿顺时针方向旋转,所得 α 为负。

在锥光偏光干涉实验中,如果 α 为正,随着 α 角的连续增大,锥光干涉图中的干涉环“冒”出来,如图 2(a) 所示;如果 α 为负,随着 α 角负值的连续增大,锥光干涉图中的干涉环“涌”进去,如图 2(b) 所示。

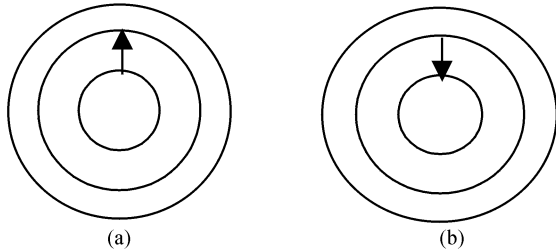


Fig. 2 (a) The interferometric ring are emitted out when α is positive ($\alpha > 0$); (b) The interferometric ring are shrink in when α is negative ($\alpha < 0$)

3 光强与旋光晶体电光效应之间的关系

根据菲涅耳的旋光理论^[4,5],一束平面偏振光入射旋光晶体后,分解为频率相同、振幅相同、初始相位相同、沿相反方向旋转的两个圆偏振光,分别称为右旋圆偏振光和左旋圆偏振光。传播了一定距离后,由于两者的相速不同,从而有了一定的相位差,这时两个圆偏振光合成后的平面偏振光的振动面相对于入射到晶体时转过了一定角度 Φ ^[4]

$$\Phi = \frac{\pi}{\lambda}(n_l - n_r)l, \quad (2)$$

式中 λ 为入射光在真空中的波长, l 为旋光晶体沿通光方向的长度, n_r 和 n_l 分别为右旋圆偏振光和左旋圆偏振光的折射率。由此可见,单位长度晶体旋光性引起的偏振面旋转的角度 ρ 取决于两圆偏振光的折射率之差 $n_l - n_r$, ρ 称为旋光率,并有 $\Phi = \rho l$ 之关系。如果 n_l 大于 n_r ,晶体的旋光为右旋;如果 n_l 小于 n_r ,晶体的旋光为左旋。

如果将检偏器与起偏器所允许通过的平面偏振光的振动方向一致时作为参考点,则情形如图 3 所示。

图中 β 为检偏器所允许通过的平面偏振光的振动方向与起偏器所允许通过的平面偏振光的振动方向之间的夹角, Φ 为平面偏振光通过旋光晶体后转过的角度,并有 $\alpha = \beta - \Phi$ 。(1) 式成为

$$I = A_0^2 \cos^2 \alpha = A_0^2 \cos^2 (\beta - \Phi) = A_0^2 \cos^2 \left[\beta - \frac{\pi}{\lambda}(n_l - n_r)l \right], \quad (3)$$

上式中括号内的第一项 β 可通过转动检偏器改变。

第二项 $\frac{\pi}{\lambda}(n_l - n_r)l$ 是两个圆偏振光的双折射引起的两束光的相位差的一半,这一项是晶体旋光性对偏光干涉出射光强 I 大小的贡献。

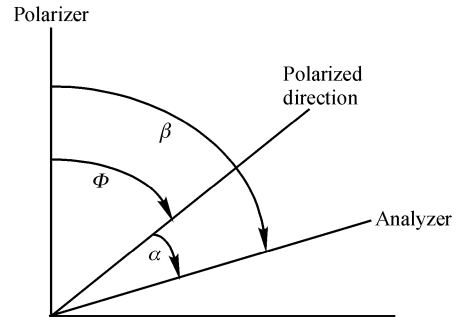


Fig. 3 The relations between β, Φ and α with the reference direction of polarizer

这时,如果在晶体的一定方向加电场,由于旋光晶体具有电光效应,同样使得旋光晶体有双折射产生。如:在旋光晶体 LGS 的 x 方向加电场,沿光轴方向通光,电光效应引起的折射率的变化为^[4]

$$n_1 = -\frac{1}{2}n_0^3 \gamma_{11} E_1, \quad n_2 = \frac{1}{2}n_0^3 \gamma_{11} E_1,$$

E_1 为在 LGS 单晶 x 方向所加的电场,电光效应引起的双折射为

$$\Delta n = n_2 - n_1 = n_0^3 \gamma_{11} E_1, \quad (4)$$

和旋光晶体两个圆偏振光产生的双折射相比较,电光效应产生的双折射是在两个互相垂直的方向上。我们认为,电光效应产生的双折射引起的两束光的相位差和两个圆偏振光产生的双折射所引起的两束光的相位差一样,对出射光强 I 都有贡献,并具有相同的形式,即 $\frac{\pi}{\lambda}(n_2 - n_1)l$ 。因此,晶体的旋光性和电光效应所引起的光强变化可记为

$$I = A_0^2 \cos^2 \left[\beta - \frac{\pi}{\lambda}(n_l - n_r)l + \frac{\pi}{\lambda}(n_2 - n_1)l \right], \quad (5)$$

式中中括号内的第三项 $\frac{\pi}{\lambda}(n_2 - n_1)l$ 是旋光晶体电光效应对出射光强 I 的贡献。

当 $\beta = \pi/2 + \Phi$, 即 $\alpha = \pi/2$ 时,

$$I_{\perp} = A_0^2 \sin^2 \frac{\pi}{\lambda}(n_2 - n_1)l = A_0^2 \sin^2 \frac{\Gamma}{2}, \quad (6)$$

式中 $\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda}(n_2 - n_1)l$, Γ 为电光效应产生的双折射所引起的两束光的相位差。

当 $\beta = \Phi$, 即 $\alpha = 0^\circ$ 时,

$$I_{\parallel} = A_0^2 \left(1 - \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \right). \quad (7)$$

从以上三式中看不到电光效应所引起的折射率感应主轴(通常称为电感应主轴)方向与检偏器振动方向之间有角度关系,这说明出射光强 I 与电光效应所引起的折射率感应主轴的方向无关。这一

结论和(5)式~(7)式所表示的出射光强与晶体的旋光性及电光效应的关系可由旋光晶体的锥光偏光干涉图得到证实。当 $\beta = \pi/2 + \Phi$, 即 $\alpha = \pi/2$ 时, LGS 单晶的锥光干涉图如图 4 所示。

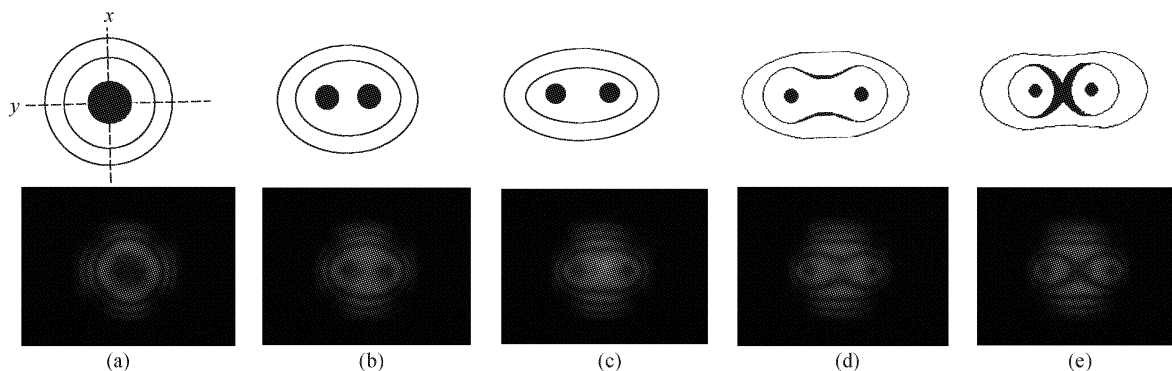


Fig. 4 The cone light interferogram of LGS single crystal when $\beta = \pi/2 + \Phi$ or $\alpha = \pi/2$. (a) $V = 0$; (b) $0 < V < V_{\pi}$; (c) $V = V_{\pi}$; (d) $V_{\pi} < V < V_{2\pi}$; (e) $V = V_{2\pi}$

在偏光干涉实验装置中的 LGS 单晶前加一毛玻璃,可得到其锥光干涉图。图 4(a)为晶体上未加电压时的干涉图,这时,出射光强 I 最小。当在 LGS 单晶的 x 轴方向开始连续加电压时,干涉图中心的黑色圆斑沿晶体的 y 轴方向开始分裂为两个较小的黑斑,靠近干涉图中心的第一个干涉圆环的半径沿晶体的 y 轴方向伸长,沿晶体的 x 轴方向缩短,开始成为一个椭圆,如图 4(b)所示。随着晶体上电压的连续上升,两个小黑斑分别沿晶体 y 轴的正方向和负方向继续移动,第一个干涉环的椭圆度继续增大,当电压升至半波电压 V_{π} 时,出射光强 I 达到最大,如图 4(c)所示。当电压再继续增加时,两个小黑斑之间的距离沿 y 方向继续增大,第一个干涉环与晶体 x 轴方向的两个交点向干涉图中心靠近,与晶体 y 轴方向的两个交点继续向外移动,如图 4(d)所示。当电压增至整波电压 $V_{2\pi}$ 时,第一个干涉环与 x 轴的两个交点同时移动到了干涉图的中心。这样,第一个干涉环就逐渐变成了两个近似的圆,这两个圆相互相切。在此过程中,靠近干涉图中心的圆弧也逐渐变粗。两个小黑斑也随之移动到了两个圆的近似中心处。这时出射光强 I 最小,如图 4(e)所示。

由偏光干涉原理可知,晶体上未加电压时,靠近干涉图中心的第一个干涉环与干涉图中心的黑色圆斑的相位相差为 π 。在晶体上开始加电压,通过晶体的电光效应,使第一个干涉环与晶体 x 轴的交点移动到了干涉图的中心。电光效应使得晶体 x 轴方向的相位改变了 $(-\pi)$,同时,晶体 y 轴方向的相

位也改变了 π 。这时晶体上所加的电压为 $V_{2\pi}$,如图 4(e)所示。同样,如果电光效应使得晶体 x 轴方向的相位改变了 $(-\pi/2)$,晶体 y 轴方向的相位也改变了 $\pi/2$,这时晶体上所加的电压为半波电压 V_{π} ,如图 4(c)所示。这是电光效应产生的双折射所引起的两束光的相位差对出射光强的贡献,与(5)式和(6)式给出的关系完全一致。如果晶体 x 轴方向所加的电压反向,图(4)中所示的随电压变化的锥光干涉图旋转了 90° 。如果在晶体的 y 方向加电压,随电压变化的锥光干涉图旋转了 45° 。这一结果证明出射光强 I 与电光效应所引起的折射率感应主轴的方向无关。这是有旋光性晶体电光效应和无旋光性晶体电光效应的重要差别之一。

当 $\beta = \Phi$ 即 $\alpha = 0^{\circ}$ 时, LGS 单晶的锥光干涉图如图 5 所示。图 5(a)为晶体上未加电压时的干涉图,这时出射光强 I 最大。在 LGS 单晶的 x 轴方向开始加电压,两个干涉环与晶体 x 轴方向的交点向干涉图中心靠近,与 y 轴的交点向外移动,两个干涉环开始变为两个椭圆,如图 5(b)所示。随着晶体上电压的连续上升,离干涉图中心最近的第一个干涉环与晶体 x 轴方向的两个交点继续向干涉图中心靠近,当电压升至半波电压 V_{π} 时,两个交点同时移动到了干涉图中心,与晶体 y 轴的两个交点沿晶体的 y 轴方向继续向外移动,这样,第一个干涉环就逐渐变成了两个近似的圆,且互相相切。在这个过程中,两个圆靠近干涉图中心的圆弧也逐渐变粗。这时出射光强 I 最小,如图 5(c)所示。如果电压继续上升,两个相切的圆开始分离,如图 5(d)所示。

当电压升至整波电压 $V_{2\pi}$ 时,两个相切的圆分离的更远,这时出射光强 I 最大,如图 5(e)所示。

同样,晶体的电光效应使得晶体 x 轴方向的相位差变化了 $(-\pi/2)$,晶体 y 轴方向的相位差也随之变化了 $\pi/2$,出射光强 I 由最大变为最小,这时晶体上所加的电压为半波电压 V_{π} ,如图 4(c)所示。当晶体的电光效应使得晶体 x 轴方向的相位差变化了 $(-\pi)$ 时,晶体 y 轴方向的相位差也相应变化了 π 。这时,出射光强 I 由最小又变为最大,这时晶体

上所加的电压为整波电压 $V_{2\pi}$,如图 4(e)所示。这些实验结果与(5)式和(7)式给出的出射光强 I 与旋光晶体电光效应产生的双折所引起的两束光的相位差的关系完全一致,又一次证明了(5)式和(7)式的正确性。如果在晶体的 y 轴方向加电压,图 5 中随电压变化的锥光干涉图旋转了 45° 。再次证明了出射光强 I 与旋光晶体电光效应引起的折射率感应主轴的方向无关这一结论。

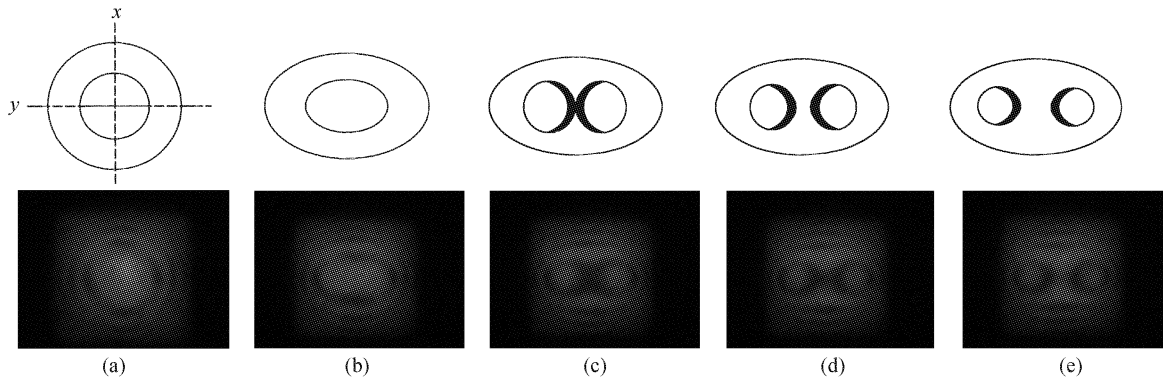


Fig. 5 The cone light interferogram of the LGS single crystal when $\beta = \Phi$ or $\alpha = 0^\circ$. (a) $V = 0$; (b) $0 < V < V_{\pi}$; (c) $V = V_{\pi}$; (d) $V_{\pi} < V < V_{2\pi}$; (e) $V = V_{2\pi}$

4 旋光晶体电光效应的应用——LGS 晶体 Q 开关

旋光晶体中光的偏振面的旋转是相对于波矢量 k 而言的,一束光沿波矢量 k 方向传播了一定距离后,其偏振面转过了角度 Φ ,如被反射,沿 $-k$ 方向回到出发点,其偏振面旋转的角度为 $\Phi + (-\Phi) = 0^\circ$ 。利用这一原理,可以将 LGS 单晶制作成泡克耳斯盒,置于 Nd:YAG 激光器的激光腔中作为电光 Q 开关使用,如图 6 所示。

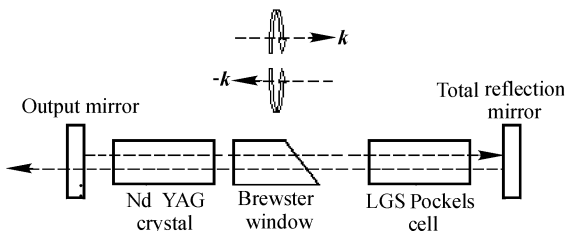


Fig. 6 The schematic diagram of the laser cavity with LGS Pockels cell

由 Nd:YAG 晶体产生的波长为 $1.0642 \mu\text{m}$ 的激光,经布儒斯特窗后,为一束平面偏振光,通过由旋光晶体 LGS 制作成的泡克耳斯盒后,其偏振面旋转了 Φ 角,经全反镜反射回后,又一次通过普克尔

盒,其偏振面旋转了一 Φ 角。由于光束来回两次通过 LGS 晶体,其偏振面旋转了角度 $\phi = \Phi + (-\Phi) = 0^\circ$ 。这时,出射于旋光晶体的平面偏振光的振动方向与检偏器的振动方向之间的夹角 α 也为零度。这正符合(7)式给出的出射光强与旋光晶体电光效应之间的关系,也和无旋光性电光晶体在平行偏光干涉实验装置中的干涉情况相类似。

用一块 $X \times Y \times Z = (8 \times 8 \times 37.5) \text{ mm}^3$ 的 LGS 单晶制作成一电光 Q 开关, z 方向通光, x 方向加电场。LGS 单晶的电光系数 γ_{11} 用干涉法测得 $\gamma_{11} = 2.3 \times 10^{-12} \text{ m/V}^{[8]}$ 。当电压加至半波电压 $V_{\pi} = 3600 \text{ V}$ 时,用退压方式成功的实现了调 Q。

在全反镜和泡克耳斯盒之间插入一 $1/4$ 波长薄片,使出射于泡克耳斯盒后的平面偏振光的振动方向与检偏器的振动方向之间的夹角 $\Phi = \pi/2$,即检偏器的振动方向与出射平面偏振光的振动方向之间的夹角 $\alpha = \pi/2$,这正符合(6)式所给出的出射光强与旋光晶体电光效应之间的关系,也和无旋光性电光晶体在正交偏光干涉实验装置中的干涉情况相类似。用加压方式成功的实现了调 Q,且效果比前者更好。这是因为 Q 开关在关时,LGS 晶体上未加电压,无电光效应与旋光性的交互作用,没有影响激光偏振态的变化,如图 4(a)所示。在输出功率 2 J 的

Nd:YAG 激光器中,调 Q 重复频率为每秒 10 次,激光输出光斑示于图 7。

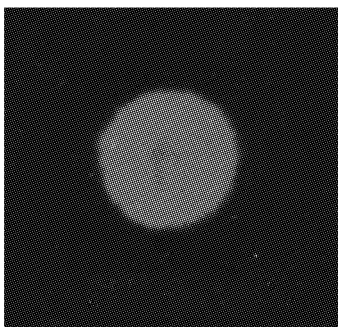


Fig. 7 The light spot of emitted laser by using LGS single crystal Q switch

结论 研究了旋光晶体在偏光干涉实验中的电光效应,给出了旋光晶体在偏光干涉实验中出射光强与晶体旋光性之间关系的表达式,以及与旋光晶体电光效应之间关系的表达式,由旋光晶体在 $\alpha=\pi/2$ 和 $\alpha=0^\circ$ 时,随电压变化的锥光偏光干涉图加以证实。并根据这些表达式给出的关系,将典型的旋光晶体 $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 制作成了电光 Q 开关。

参 考 文 献

- 1 Tabor W J, Chen F S. Electromagnetic propagation through materials possessing both Faraday rotation and birefringence: experiments with ytterbium orthoferrite. *J. Appl. Phys.*, 1969, **40**(10):2760~2766
- 2 Liu Xiaben. Opto-optical switching using field enhancing effect in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. *J. Appl. Phys.*, 1992, **72**(2):337~343
- 3 Kaminskii A A, Silvestrova I M, Sarkisov S E *et al.*. Investigation of trigonal $(\text{La}_{1-x}\text{Nd}_x)_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ crystal. *Phys. Stat. Sol. (A)*, 1983, **80**(1):607~620
- 4 Jiang Minhua. *Crystal Physics* (晶体物理). Jinan: Shandong Science and Technology Press, 1982. 349, 366 (in Chinese)
- 5 Xiao Dingquan, Wang Min. *Crystal Physics* (晶体物理学). Chengdu: Sichuan University Press, 1989. 150 (in Chinese)
- 6 Chen Gang, Liao Liji. *Crystal Physics basics* (晶体物理学基础). Beijing: Science Press, 1992. 320, 474 (in Chinese)
- 7 Kaminski A A, Mill B V, Khodzhabagyan G G *et al.*. Investigation of trigonal $(\text{La}_{1-x}\text{Nd}_x)_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ crystal. *Phys. Stat. Sol. (A)*, 1983, **80**(1):387~398
- 8 Yin Xin, Wang Jiyang, Jiang Huaidong. Measurement of electro-optic coefficients of low symmetry crystal $\text{GdCa}_4\text{O}(\text{BO}_3)_3$. *Opt. and Laser Technol.*, 2001, **33**(8): 563~566

The Study of the Electrooptic Effect of the Optical Active Crystals in the Polarized Light Interferometric Experiment

Yin Xin Wang Jiyang Zhang Shaojun

(National Key Laboratory of Crystal Materials, Institute of Crystal Materials, Shandong University, Ji'nan 250100)

(Received 22 July 2002; revised 5 December 2002)

Abstract: The electrooptic effect of the optical active crystals is studied in the experimental set of polarized light interference. In the polarized light interferometric experiment, the express equation of the relation between the emitted light intensity and the optical activity $I=A_0^2\cos^2[\beta-(\pi/\lambda)(n_l-n_r)l]$ is given. The express equation of the relation between the emitted light intensity and the electrooptic effect of the optical active crystals is also given, that is $I=A_0^2\cos^2[\beta-(\pi/\lambda)(n_l-n_r)l+(\pi/\lambda)(n_2-n_1)l]$. According to these relations expressed by the equations, the electrooptic Q switch is made by using $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ crystal which is a typically optical active crystal. The Q switch works normally as those switches which have not optical activity. It may be used in medium output energy lasers to partly take the place of DKAP Q switches.

Key words: optical device; electrooptic Q switch; optical activity; electrooptic effect; polarized light interference; $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ crystal