

# 旋光性与电光效应交互作用及其对 旋光晶体电光 Q 开关的影响<sup>\*</sup>

尹 鑫 王继扬

(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)

(2003 年 10 月 20 日收到 2004 年 1 月 16 日收到修改稿)

研究了晶体的旋光性与电光效应的交互作用、以及此交互作用对旋光晶体电光 Q 开关的影响。

关键词: 旋光性, 电光效应, 电光 Q 开关,  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  晶体

PACC: 7820J, 4260F

## 1. 引 言

多年以来, 由于对晶体的旋光性和电光效应这两种物理效应的交互作用研究得很少, 人们一直误认为用旋光晶体制作电光器件是件很复杂的事, 其中也包括国外的一些知名学者. 美国光学学会 1978 年出版的《光学手册》第 146 页<sup>[1]</sup>在评述了 ADP, KDP, DKDP,  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{LiNbO}_3$  等晶体的电光性能后, 谈到石英晶体时说: “令人感兴趣的是石英晶体的可用性及其优异的光学性能, 而不是其较大的电光效应. 石英晶体具有旋光性, 使得这种材料作为电光调制器的使用很复杂.” 最近我们用典型的旋光晶体  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  (LGS) 研制成了电光 Q 开关<sup>[2]</sup>. 从目前在 Nd:YAG 激光器中的使用情况来看, 有可能在中等输出功率的激光器中取代 DKDP 晶体和  $\text{LiNbO}_3$  晶体电光 Q 开关.

鉴于以上事实, 有必要从电磁学理论方面对晶体旋光性与电光效应的交互作用、以及此交互作用对旋光晶体电光 Q 开关的影响进行研究.

## 2. 晶体旋光性与电光效应的交互作用

### 2.1. 旋光性电磁学理论介绍

单色平面偏振光沿某些晶体的光轴方向通过晶

体后, 其偏振面会发生转动, 转动的角度与晶片厚度成正比, 这就是晶体的旋光现象<sup>[3-6]</sup>.

电磁学中, 晶体中的电位移矢量  $D_i(\omega)$  与电场矢量  $E_i(\omega)$  之间的关系一般用线性物质方程描述<sup>[3-5]</sup>

$$D_i(\omega) = \epsilon_{ij} E_j(\omega) \quad (i, j = 1, 2, 3), \quad (1)$$

这里  $\epsilon_{ij}$  是晶体的绝对介电常数.

旋光晶体的电磁场理论, 是考虑到电场  $E(t, r)$  的空间分布的不均匀性<sup>[3-5]</sup>, 电位移矢量  $D_i(\omega)$  还包含了电场对空间的各阶导数, 若省略  $\omega$  的记号,  $D_i$  可表示为

$$D_i = \epsilon_{ij}^{(0)} E_j + \epsilon_{ijl} \frac{\partial E_j}{\partial x_l} + \epsilon_{ijlm} \frac{\partial^2 E_j}{\partial x_l \partial x_m} + \dots \quad (i, j, l, m = 1, 2, 3), \quad (2)$$

将一波矢量为  $k$  的单色平面电磁波

$$E_i(\omega) = E_0 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{n}{c} k \cdot r\right)\right], \quad (3)$$

这里  $k$  为波矢量的单位矢. 代入(2)式, 忽略

$\epsilon_{ijlm} \frac{\partial^2 E_j}{\partial x_l \partial x_m}$  以后的项, 取一级近似得

$$D_i = \epsilon_{ij(k)} E_j, \quad (4)$$

式中

$$\epsilon_{ij}(k) = \epsilon_{ij}^0 - i \frac{\omega n}{c} \epsilon_{ijl} k_l, \quad (5)$$

式中  $k_l$  为波矢量单位矢的方向余弦. 介电常数  $\epsilon_{ij}(k)$  已不再是实张量, 而是一个复张量, 其中第一

<sup>\*</sup> 教育部博士点基金(批准号 200204007)资助的课题.

项为实部,第二项为虚部.虚部的  $\epsilon_{ij}$  对光的能量损耗有贡献.

忽略介质吸收即能量损耗,利用光场能量守恒,再经过一系列的张量运算,可得到在介电张量的主轴坐标系中的晶体的空间色散方程<sup>[4,5]</sup>

$$D_j = \epsilon_j E_j + [E \times G] \quad (j = 1, 2, 3), \quad (6)$$

$G$  称为旋光矢量,它与旋光张量  $g$  有如下关系

$$g = g_{ml} k_m k_l = G_m k_m = G \cdot k \quad (m, l = 1, 2, 3). \quad (7)$$

(6) 式与晶体光学的基本方程(见文献[5]第331页和文献[4]第111页)

$$D_j = n^2 \{E_j - (E \cdot k) k_j\} \quad (j = 1, 2, 3) \quad (8)$$

应相等.

当  $G = 0$  时,从(6)和(8)式的联立等式中可解得无旋光性晶体的折射率方程

$$(n^2 - n_1^2)(n^2 - n_2^2) = 0, \quad (9)$$

$n_1$  和  $n_2$  分别为无旋光晶体两个相互垂直的电位移矢量  $D'$  和  $D''$  方向的折射率主值.光波进入无旋光晶体后,要分解为两个振动方向相互垂直的平面偏振光.其折射率分别为  $n' = n_1$  和  $n'' = n_2$ .

当  $G \neq 0$  时,用微扰法可解得旋光晶体的折射率方程

$$(n^2 - n_1^2)(n^2 - n_2^2) = g^2. \quad (10)$$

对比(10)式和(9)式可以看出,全部旋光性的作用表现在  $g$  这个参量上.

当  $n_1 = n_2 = n_0$  时,待求的两个折射率的修正解分别为

$$\begin{cases} n' = n_0 + \frac{g}{2n_0}, \\ n'' = n_0 - \frac{g}{2n_0}. \end{cases} \quad (11)$$

一束平面偏振光进入旋光晶体后,分解为折射率分别为  $n'$  和  $n''$  的左旋和右旋的两束圆偏振光,出射晶体后,两束圆偏振光合成为一束平面偏振光.与刚进入旋光晶体时相比,这束平面偏振光的偏振面转过了一定角度  $\Phi$ <sup>[4,5]</sup>.并有  $\Phi = \rho l$ ,  $l$  为晶体通光方向的长度, $\rho$  为单位长度偏振面转过的角度,称为旋光率.并有<sup>[4,5]</sup>

$$\rho = \pm \frac{\pi}{\lambda} \frac{g}{n_0} = \pm \frac{\pi}{\lambda} (n_l - n_r), \quad (12)$$

式中  $\lambda$  为光波的波长, $n_l$  和  $n_r$  分别为左旋和右旋的圆偏振光的折射率.

## 2.2. 旋光性与电光效应的交互作用

上面讨论的分别是无旋光性和旋光性(不包含自然双折射)存在的情况下(10)式的特殊解.为探讨晶体旋光性与电光效应的交互作用问题,现在我们来求(10)式的一般解.

用  $n'$  和  $n''$  表示待求的旋光晶体的两个折射率.因为  $g$  为最小表示单位,假定其值本身为正数,则(10)式可拆分为两式

$$\begin{cases} (n'^2 - n_1^2)(n''^2 - n_2^2) = g \times g, \\ (n'^2 - n_1^2)(n''^2 - n_2^2) = (-g) \times (-g). \end{cases} \quad (13)$$

(13)式可进一步拆分

$$\begin{cases} n'^2 - n_1^2 = g, \\ n''^2 - n_2^2 = g. \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} n'^2 - n_1^2 = -g, \\ n''^2 - n_2^2 = -g. \end{cases} \quad (15)$$

我们规定电位移矢量  $D'$  方向为实轴  $x$  方向, $D''$  方向为实轴  $y$  方向<sup>[5]</sup>.(14)式和(15)式的解近似为

$$\begin{cases} n'_x = n_1 + \frac{g}{2n_1}, \\ n''_y = n_2 + \frac{g}{2n_2}. \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{cases} n'_x = n_1 - \frac{g}{2n_1}, \\ n''_y = n_2 - \frac{g}{2n_2}. \end{cases} \quad (17)$$

以上是四个椭圆偏振光的折射率,(16)式是两个大椭圆偏振光的折射率,(17)式是两个小椭圆偏振光的折射率.

对于右旋晶体,左旋椭圆偏振光的折射率  $n_l$  大于右旋椭圆偏振光的折射率  $n_r$ ;对于左旋晶体,左旋椭圆偏振光的折射率  $n_l$  小于右旋椭圆偏振光的折射率  $n_r$ <sup>[5]</sup>.将(16)式和(17)式按照上述要求重新组合,可得到右旋晶体和左旋晶体的折射率,它们分别为

$$\begin{cases} n_l = n'_x = n_1 + \frac{g}{2n_1}, \\ n_r = n''_y = n_2 - \frac{g}{2n_2}. \end{cases} \quad (18)$$

$$\begin{cases} n_l = n'_x = n_1 - \frac{g}{2n_1}, \\ n_r = n''_y = n_2 + \frac{g}{2n_2}. \end{cases} \quad (19)$$

(18) 式是右旋晶体两个椭圆偏振光的折射率 (19) 式是左旋晶体两个椭圆偏振光的折射率.

从 (1) 到 (5) 式可以看出,  $\epsilon_{ij}(k)$  的虚部, 即旋光张量  $g$  与  $-i \frac{\omega}{c} n$  因子有关, 而该因子是平面电磁波  $E = E_0 \exp[i\omega(t - \frac{n}{c} \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$  对空间求一阶偏导数得到的. 旋光晶体上加电场后, 因为所加电场的表达式中不含  $\exp[i\omega(t - \frac{n}{c} \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$  项, 所以其电光效应并不能引起  $\epsilon_{ij}(k)$  的虚部的变化, 只可能引起其实部的变化. 只要令 (18) 式和 (19) 式中的  $n_1$  和  $n_2$  等于加电场后旋光晶体的折射率, 而不必考虑  $g$  的变化, 就可以得到旋光晶体加电场后左旋椭圆偏振光折射率和右旋椭圆偏振光折射率的表达式.

当晶体上未加电场时, 表示晶体折射率的二次曲面方程 (也称为折射率椭球) 为

$$\beta_{11}x^2 + \beta_{22}y^2 + \beta_{33}z^2 = 1, \quad (20)$$

$\beta$  为介电不渗透张量. 对于单轴晶,  $\beta_{11} = \beta_{22} = \frac{1}{n_o^2}$ ,  $\beta_{33} = \frac{1}{n_e^2}$ . 如果在晶体上加电场, 例如, 在 LGS 晶体 (32 点群)<sup>7]</sup> 的  $x$  方向加电场, 则有

$$\begin{pmatrix} \Delta\beta_1 \\ \Delta\beta_2 \\ \Delta\beta_3 \\ \Delta\beta_4 \\ \Delta\beta_5 \\ \Delta\beta_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{11} & 0 & 0 \\ -\gamma_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \gamma_{41} & 0 & 0 \\ 0 & -\gamma_{41} & 0 \\ 0 & -\gamma_{11} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix}, \quad (21)$$

式中采用了简化足符,  $\beta_{11} \rightarrow \beta_1$ ,  $\beta_{22} \rightarrow \beta_2$ ,  $\beta_{33} \rightarrow \beta_3$ ,  $\beta_4 \rightarrow \beta_{23}$ ,  $\beta_5 \rightarrow \beta_{31}$ ,  $\beta_6 \rightarrow \beta_{12}$ .  $\gamma_{ij}$  为相应的电光系数. 晶体折射率椭球方程为

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + \gamma_{11}E_1\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - \gamma_{11}E_1\right)y^2 + \frac{1}{n_e^2}z^2 + 2\gamma_{41}E_1yz = 1, \quad (22)$$

式中  $\beta'_1 = \frac{1}{n_o^2} + \gamma_{11}E_1$ ,  $\beta'_2 = \frac{1}{n_o^2} - \gamma_{11}E_1$ ,  $\beta'_3 = \frac{1}{n_e^2}$ ,  $\beta'_{23} = \beta'_{32} = \gamma_{41}E_1$ .  $n_o$  和  $n_e$  分别为 LGS 晶体 o 光和 e 光的折射率. 当沿晶体的  $z$  方向通光时, 用过坐标原点垂直于波矢量  $\mathbf{k}$  的平面方程  $z = 0$  和上式联立求解, 可得  $x - y$  坐标平面上的椭圆方程

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + \gamma_{11}E_1\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - \gamma_{11}E_1\right)y^2 = 1, \quad (23)$$

此椭圆长短半轴的长度分别为晶体中慢光和快光的折射率. 令  $\frac{1}{n_1'^2} = \frac{1}{n_o^2} + \gamma_{11}E_1$ ,  $\frac{1}{n_2'^2} = \frac{1}{n_o^2} - \gamma_{11}E_1$ . 由  $d\left(\frac{1}{n^2}\right) = -2n^{-3}dn$  可得电光效应引起折射率的变化为  $dn_1 = -\frac{1}{2}n_o^3\gamma_{11}E_1$ ,  $dn_2 = \frac{1}{2}n_o^3\gamma_{11}E_1$ . 为书写方便, 令  $\Delta = \frac{1}{2}n_o^3\gamma_{11}E_1$ .

令 (18) 式中的  $n_1 = n_o - \Delta$ ,  $n_2 = n_o + \Delta$ , 因为  $\Delta \ll n_o$ , 再对  $\frac{\Delta}{n_o}$  作泰勒级数展开, 可得到加电场后 LGS 晶体的左旋椭圆偏振光的折射率和右旋椭圆偏振光的折射率

$$\begin{cases} n_l \approx (n_o - \Delta) + \frac{g}{2n_o} \left[ 1 + \frac{\Delta}{n_o} + \left(\frac{\Delta}{n_o}\right)^2 \right], \\ n_r \approx (n_o + \Delta) - \frac{g}{2n_o} \left[ 1 - \frac{\Delta}{n_o} + \left(\frac{\Delta}{n_o}\right)^2 \right]. \end{cases} \quad (24)$$

和 (11) 式相比较, (24) 式中多了  $\Delta$  项和  $\left(\frac{g}{2n_o}\right)\left(\frac{\Delta}{n_o}\right)$  和  $\left(\frac{g}{2n_o}\right)\left(\frac{\Delta}{n_o}\right)^2$  项.  $\Delta$  项为电光效应引起的折射率的变化, 而  $\left(\frac{g}{2n_o}\right)\left(\frac{\Delta}{n_o}\right)$  和  $\left(\frac{g}{2n_o}\right)\left(\frac{\Delta}{n_o}\right)^2$  项既包含了电光效应引起折射率的变化项  $\Delta$ , 又包含了旋光张量  $g$  项, 应为电光效应与晶体旋光性交互作用引起的折射率的变化.

### 3. 旋光晶体在偏光干涉实验中电光效应的研究

经过起偏器, 一束振幅为  $A_0$  的平面偏振光沿光轴方向进入加电场的旋光晶体后, 根据菲涅尔理论<sup>5]</sup> 要分解为同频率同振幅  $\left(\frac{A_0}{2}\right)$  的左旋和右旋两束椭圆偏振光, 它们具有相同的初始位相. 出射晶体后, 根据振幅矢量图解法的叠加原理<sup>8]</sup>, 振幅的平方应为

$$A^2 = \left(\frac{A_0}{2}\right)^2 + \left(\frac{A_0}{2}\right)^2 + 2\left(\frac{A_0}{2}\right)\left(\frac{A_0}{2}\right)\cos\Gamma = A_0^2\cos^2\frac{\Gamma}{2}, \quad (25)$$

其中  $\Gamma$  为两束椭圆偏振光的位相差, 由 (18) 式得

$$\frac{\Gamma}{2} = \frac{\pi}{\lambda}(n_l - n_r)l$$

$$= \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{g}{n_o} \right) l - \frac{\pi}{\lambda} (2\Delta) l + \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{g}{n_o} \right) \left( \frac{\Delta}{n_o} \right)^2 l. \quad (26)$$

由(12)(25)和(26)式得

$$A^2 = A_0^2 \cos^2 \left[ \rho l - \frac{\pi}{\lambda} (2\Delta) l + \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{g}{n_o} \right) \left( \frac{\Delta}{n_o} \right)^2 l \right]. \quad (27)$$

如果旋光晶体上不加电场,即  $\Delta = 0$ ,上式中括号内只剩下  $\rho l$ ,为旋光晶体的圆双折射引起的光程差.

假定晶体为无旋光性晶体,即  $g = 0, \rho = 0$ ,当晶体上加电场时,上式中括号内只剩下  $-\frac{\pi}{\lambda} (2\Delta) l$ ,为电光效应引起的位相差.

$\left( \frac{g}{2n_o} \right) \left( \frac{\Delta}{n_o} \right) l$  项由于正负号相互抵消,而剩下的  $\frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{g}{n_o} \right) \left( \frac{\Delta}{n_o} \right)^2 l$  项则应该是旋光性与电光效应交互作用引起的位相差.

下面讨论在晶体后面再加一检偏器时出射光强的表达式.

首先规定坐标系,起偏器的偏振方向与晶体的  $x$  轴方向一致,  $\beta$  为检偏器的偏振方向与起偏器的偏振方向之间的夹角,如图 1 所示.

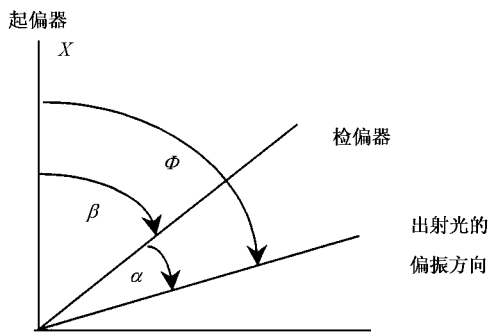


图 1  $\beta, \Phi$  和  $\alpha$  之间的关系

晶体上不加电场时,通过晶体后的平面偏振光的偏振方向与起偏器的偏振方向(即晶体的  $x$  轴)所成的夹角为  $\Phi = \rho l$ ,与检偏器的偏振方向所成的夹角为  $\alpha = \Phi - \beta$ . 光束通过检偏器后,其强度表达式为

$$\begin{aligned} I &= A_0^2 \cos^2 \alpha \\ &= A_0^2 \cos^2 (\Phi - \beta) \\ &= A_0^2 \cos^2 (\rho l - \beta) \\ &= A_0^2 \cos^2 \left[ \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{g}{n_o} \right) l - \beta \right], \quad (28) \end{aligned}$$

上式表达的是在偏光干涉装置中,旋光晶体上未加电场时,出射光强与旋光性的圆双折射引起的位相差的关系.如果检偏器旋转的角度  $\beta = \Phi$ ,即  $\alpha = 0$ ,则有  $I = A_0^2$ .如果检偏器旋转的角度  $\beta = \Phi \pm \frac{\pi}{2}$ ,使

$\alpha = \pm \frac{\pi}{2}$ ,则有  $I = 0$ .

如果在晶体上加电场,因为  $\Delta \ll n_o$ ,我们可以认为两束圆偏振光的折射率发生了微小的变化,成为两束椭圆偏振光的折射率.出射旋光晶体后的两束椭圆偏振光仍将近似地合成为一束平面偏振光,这束平面偏振光的偏振方向与检偏器的偏振方向仍将成一定的角度.和晶体上未加电场时的光强表达式(28)一样,只要在(27)式中的位相因子中减去  $\beta$ ,就可以得到在旋光晶体上加电场时,光束出射检偏器后,其强度  $I$  的表达式为

$$\begin{aligned} I &= A_0^2 \cos^2 \left[ \left( \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{g}{n_o} \right) l - \beta \right) - \frac{\pi}{\lambda} (2\Delta) l \right. \\ &\quad \left. + \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{g}{n_o} \right) \left( \frac{\Delta}{n_o} \right)^2 l \right], \quad (29) \end{aligned}$$

上式表达的是在偏光干涉实验装置中,光强  $I$  与晶体旋光性的圆双折射、电光效应产生的双折射以及它们交互作用引起的位相差之间的关系.

旋转检偏器,使  $\beta = \Phi \pm \frac{\pi}{2}$ ,即  $\alpha = \pm \frac{\pi}{2}$ ,则

$$I = A_0^2 \sin^2 \left[ -\frac{\pi}{\lambda} (2\Delta) l + \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{g}{n_o} \right) \left( \frac{\Delta}{n_o} \right)^2 l \right]. \quad (30)$$

如果忽略电光效应与晶体旋光性的交互作用项  $\frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{g}{n_o} \right) \left( \frac{\Delta}{n_o} \right)^2 l$  (30)式与无旋光性晶体在正交偏光干涉装置中,当起偏器的偏振方向和晶体感应主轴方向之间的夹角  $\alpha = 45^\circ$  时的光强表达式<sup>[4,6]</sup>

$$\begin{aligned} I' &= A_0^2 \sin^2 (2\alpha) \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \\ &= A_0^2 \sin^2 \left[ \frac{\pi}{\lambda} (-2\Delta) l \right] \quad (31) \end{aligned}$$

是一样的.

同理,旋转检偏器,使  $\beta = \Phi$ ,即  $\alpha = 0$  则有

$$I = A_0^2 \cos^2 \left[ -\frac{\pi}{\lambda} (2\Delta) l + \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{g}{n_o} \right) \left( \frac{\Delta}{n_o} \right)^2 l \right] \quad (32)$$

忽略电光效应与晶体旋光性的交互作用项  $\frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{g}{n_o} \right) \left( \frac{\Delta}{n_o} \right)^2 l$  后(32)式与无旋光性晶体在平行偏光干涉装置中,当起偏器的偏振方向和晶体的感应

主轴方向之间的夹角  $\alpha = 45^\circ$  时的光强表达式<sup>[4,6]</sup>

$$I' = A_0^2 \left[ 1 - \sin^2(2\alpha) \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \right] \\ = A_0^2 \cos^2 \left[ \frac{\pi}{\lambda} (-2\Delta) l \right] \quad (33)$$

也是一样的。

和无旋光性晶体的偏光干涉相比较,如果检偏器的偏振方向和出射于旋光晶体后的光束的偏振方向成  $0^\circ$  或  $\pm \frac{\pi}{2}$  的话,旋光晶体的光强表达式中,除了相同的电光效应引起的位相差外,还增加了旋光性与电光效应交互作用项  $\frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{g}{n_o} \right) \left( \frac{\Delta}{n_o} \right)^2 l$  引起的位相差。

## 4. 讨 论

1. 旋光晶体中光的偏振面的旋转是相对于波矢量  $k$  而言的, LGS 晶体电光 Q 开关被置于激光腔内后,经布儒斯特窗后的平面偏振光通过 LGS 晶体后,其偏振面转过了角度  $\phi$ ,经全反镜反射回后,又一次通过 LGS 晶体电光 Q 开关,其偏振面旋转了  $-\phi$  角.由于光束来回两次通过 LGS 晶体,其偏振面旋转的角度为零.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  $\alpha$  为零度,如图 2 所示。

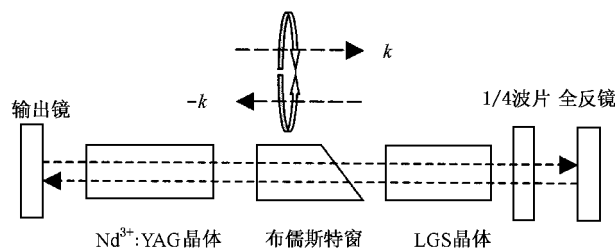


图 2 旋光晶体 LGS 电光 Q 开关在激光腔中的使用

和用无旋光性晶体制作电光 Q 开关比较,用旋光晶体制作电光 Q 开关,当晶体上加半波电压时,增加了电光效应与晶体旋光性的交互作用项

$$\frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{g}{n_o} \right) \left( \frac{\Delta}{n_o} \right)^2 l.$$

如果采用降压式调 Q (相当于平行偏光干涉),当在晶体上加半波电压时 Q 开关处于关门状态,光快门关门不严。

如果采用升压式调 Q (相当于正交偏光干涉),

当晶体上不加电压时 Q 开关处于关门状态,由(24)式可以看出,光快门关门是严的.当晶体上加半波电压时, Q 开关处于开门状态,虽然有少量光不能通过布儒斯特窗,但是光快门还是能够打开.同时也保障了输出激光的单模模式。

通常,我们在 LGS 晶体和激光腔的全反镜之间插入  $\frac{1}{4}$  波片,  $\frac{1}{4}$  波片的快慢轴之一和出射于旋光晶体光束的偏振方向成  $45^\circ$  角,来回通过  $\frac{1}{4}$  波片的平面偏振光的位相改变了  $\frac{\pi}{2}$ . 这就相当于将平行偏光干涉转变为正交偏光干涉,即将降压式调 Q 转变为升压式调 Q.旋光晶体 LGS 电光 Q 开关在激光腔中的使用示于图 2。

2. 从 LGS 晶体电光系数的矩阵可以看出,在 LGS 晶体的  $x$  方向加电场,  $z$  方向通光,利用的是电光系数  $\gamma_{11}$  和  $\gamma_{21}$ . 晶体的电感应偏振方向沿  $x$  轴方向和  $y$  轴方向. LGS 晶体电光 Q 开关置于激光腔内,其电感应偏振方向沿  $x$  方向与布儒斯特窗的偏振方向成零度角,这是符合无旋光晶体在偏光干涉实验中的光强表达式(29)的要求的.如果此点群的晶体为无旋光性晶体,从(31)式和(32)式可以看出,晶体的电感应偏振方向即  $x$  方向或  $y$  方向必须与布儒斯特窗的偏振方向成  $45^\circ$ , Q 开关才能正常工作.这是旋光晶体电光 Q 开关和无旋光性晶体电光 Q 开关最重要的差别之一.这也是在用旋光晶体 LGS 制作电光 Q 开关时发现的新现象之一。

3. 激光器输出的激光存在一定的发散度.激光束在激光腔内来回振荡时,总有部分光束斜入射至 LGS 晶体中,由电光效应与晶体旋光性发生交互作用推断,晶体的旋光性与自然双折射也会产生交互作用,同样会对旋光晶体电光 Q 开关产生一定影响,这也是在用旋光晶体制作电光 Q 开关时需要考虑的因素之一。

4. 如果晶体中存在应力双折射  $\Delta n$ ,除了和对无旋光晶体消光比的影响一样外,从(20)式和(27)

式可以看出,  $\left( \frac{g}{2n_o} \right) \left( \frac{\Delta}{n_o} \right) l$  项不能互相抵消,由于这是  $\Delta$  的一次方项,它对旋光晶体动态消光比的影响远大于电光效应与晶体旋光性的交互作用项  $\frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{g}{n_o} \right) \left( \frac{\Delta}{n_o} \right)^2 l$ ,后者为  $\Delta$  的二次方项。

- [ 1 ] Driscoll W G and William Vaughan 1978 *Handbook of Optics* [ Washing : Opt. Soc. Am. Press ] chapter 10 p146
- [ 2 ] Yin X *et al* 2002 *Jpn. J. Appl. Phys.* **41** 7419
- [ 3 ] Li Y Y 1987 *Phys.* **16** 583 ( in Chinese ) [ 李荫远 1987 物理 **16** 583 ]
- [ 4 ] Xiao D Q , Wang M 1989 *Crystal Physics* ( Chengdu : Sichuan University Press ) p150 , 142 ( in Chinese ) [ 肖定全、王 民 1989 晶体物理学(成都:四川大学出版社)第 150 , 142 页 ]
- [ 5 ] Cheng G , Liao L J 1992 *Crystal Physics basics* ( Beijing : Science Press ) p474 , 331 ( in Chinese ) [ 陈 纲、廖理几 1992 晶体物理学基础(北京:科学出版社)第 474 , 331 页 ]
- [ 6 ] Jiang M H 1982 *Crystal Physics* ( Jinan : Shandong Science and Technology Press ) p303 , 278 ( in Chinese ) [ 蒋民华 1982 晶体物理(济南:山东科学技术出版社)第 303 , 278 页 ]
- [ 7 ] Mill B V *et al* 1983 *Phys. Status. Solidi A* **80** 387
- [ 8 ] Mu G G , Zhan Y L 1979 *Optics* ( Beijing : People Education Press ) p199 ( in Chinese ) [ 母国光、战元龄 1979 光学(北京:人民教育出版社)第 199 页 ]

## Interaction of the optical activity and electro-optic effect and its influence on the optically active crystal electro-optic Q switcher<sup>\*</sup>

Yin Xin<sup>†</sup> Wang Ji-Yang

( Institute of Crystal Materials , National Key Laboratory of Crystal Materials , Shandong University , Jinan , 250100 , China )

( Received 20 October 2003 ; revised manuscript received 16 January 2004 )

### Abstract

In this paper , the interaction between the optical activity and electro-optic effect has been studied , and its influence on the electro-optic Q switcher made of the optically active crystal has also been studied.

**Keywords :** optical activity , electro-optic effect , electro-optic Q switcher ,  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  crystal

**PACC :** 7820J , 4260F

<sup>\*</sup> Project supported by the Doctoral Program Foundation of State Ministry of Education of China ( Grant No. 200204007 ).

<sup>†</sup> E-mail : Yinxin@icm.sdu.edu.cn