

去除光学器件弹光双折射的方法

李长胜 陈佳

How to eliminate unwanted elasto-optical birefringence from optical devices

Li Chang-Sheng Chen Jia

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 037801 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.037801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.037801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I3>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

外腔镜非线性运动对激光回馈应力测量系统精度的影响及修正

Correction of error induced by nonlinear movement of feedback mirror in laser feedback stress measurement system

物理学报.2015, 64(8): 084208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.084208>

电光与磁光效应的互补特性及其传感应用

Mutual compensation property of electrooptic and magneto optic effects and its application to sensor

物理学报.2015, 64(4): 047801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.047801>

铌酸锂波导电光重叠积分因子的波长依赖特性分析

Analyses of wavelength dependence of the electro-optic overlap integral factor for LiNbO₃ channel waveguides

物理学报.2014, 63(7): 077801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.077801>

激子复合区厚度对有机磁效应的影响

The influence of the excitation recombination zone on the organic magnetic-field effect

物理学报.2013, 62(6): 067801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.067801>

TiO₂ 电子结构与其双折射性、各向异性关联的理论研究

Theoretical research of correlation of electronic structure with birefringence and anisotropy of TiO₂

物理学报.2012, 61(2): 027801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.027801>

去除光学器件弹光双折射的方法

李长胜[†] 陈佳

(北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院, 北京 100191)

(2015年9月9日收到; 2015年11月1日收到修改稿)

在电光、磁光调制器和传感器等光学器件的制作和使用过程中, 经常会产生影响器件性能的弹光双折射. 根据折射率椭球分析法, 通过系统分析各晶系晶体的弹光效应, 提出了若干去除光学器件中静态弹光双折射的方法. 主要结论包括: 对于正交晶系的双轴晶体, 当光波沿着晶体任意一个主轴方向传播时, 如果作用于晶体另外两个主轴方向的应力能够满足某一与晶体自身参数有关的倍数关系且不存在剪切应力, 则可以去除这两个应力引起的弹光双折射; 对利用所有单轴晶体, $\bar{4}3m$, 432 , $m3m$ 点群的立方晶体和匀质光学玻璃制作的光学器件, 如果能够保持晶体沿着 x_1 , x_2 轴方向的正应力相等且不存在剪切应力, 或只对晶体施加 x_3 方向的正应力, 也可以避免沿着晶体主光轴 x_3 方向传播光波的弹光双折射. 上述去除弹光双折射的方法对光学器件的设计、制作和使用具有重要参考价值.

关键词: 弹光效应, 双折射, 电光效应, 光学器件

PACS: 78.20.hb, 78.20.Fm, 78.20.Jq, 42.79.-e

DOI: 10.7498/aps.65.037801

1 引言

弹光效应是指晶体或玻璃等光学材料在外加应力场的作用下, 折射率发生变化的现象, 且其折射率的变化量一般与外加应力成正比^[1,2]. 弹光效应已被广泛应用于弹光与声光调制器, 应力、压力和加速度传感器以及光弹应力分析法等技术领域^[3-7]. 所有光学晶体或玻璃均具有弹光效应, 只是不同光学材料的弹光系数大小存在较大的差别. 但只有20种点群的光学晶体兼有线性电光效应(Pockels效应), 即晶体在外加电场的作用下, 其折射率大小及其主轴方位角产生变化的现象, 且其折射率变化量与外加电场强度成正比^[7].

弹光效应与电光效应在光学本质上均为外场引起的线性双折射, 因而当这两种效应同时存在时会产生相互耦合与叠加. 文献^[2]已对包括电光、弹光效应在内的晶体多重物理光学效应之间的关系进行了理论分析. 合理利用上述电光与弹光效应的相互关系, 可以设计实现新型光学器件. 例如, 文

献^[4]提出利用单块晶体实现外加应力与电压乘法运算的新型光学器件; 文献^[5, 6]提出基于电光与弹光效应互相补偿特性的光学应力传感器; 文献^[8]利用弹光效应提供光学电压传感器的光学相位偏置; 文献^[9]利用弹光效应提高电光调制效率并有效降低了电光调制器的半波电压. 但在大多数情况下, 对于利用电光、磁光等光学效应的光学器件而言, 弹光效应及其产生的应力双折射现象实际上是一种不利的干扰因素, 会影响光学器件性能的稳定性或引起额外的测量不确定度. 例如, 在各种电光调制器、光学电压与电流传感器以及成像系统中, 通常会存在光学材料的残余双折射, 以及在器件装配和使用过程中产生的应力双折射^[10-17]; 高功率固体激光器的工作物质、电光Q开关、及其磁光隔离器中经常出现热致应力双折射^[18-22]等.

为了排除这种非理想因素诱导的弹光双折射对光学器件性能的影响, 人们已经采取了许多措施. 例如: 采用特殊设计的包层产生附加应力去除脊形光波导的模式双折射^[12]; 通过对传感器输出正交偏振分量光强度取平均值来有效抑制温度和

[†] 通信作者. E-mail: cli@buaa.edu.cn

应力诱导双折射引起的测量误差^[14]; 采用闭环自动控制的方法抑制电光调制器中光学偏置点的漂移^[17]; 利用弹性装配技术取代传统硬性夹持的方法来去除夹持应力对电光调Q开关的影响^[20]; 通过附加四分之一波片补偿固体激光器中电光Q开关的热光效应的影响^[22]; 采用实时测量晶体温度的方法补偿光学电压传感器的温度漂移^[23]; 采用主轴方位角正交放置的双晶体互补以去除非理想双折射的方法^[24,25]; 通过镀多层膜、化学腐蚀和热退火等方法去除磁光波导中的残余双折射^[26]; 以及在晶体某个特定方向上施加应力的方法^[4]等. 上述各种措施能够有效抑制所涉及的光学器件中晶体应力双折射的不利影响, 但尚未从弹光效应机理上系统分析去除其不利影响的方法.

为了解决不利的弹光双折射对光学器件性能影响的问题, 本文根据各种晶体和玻璃弹光效应机理以及折射率椭球分析法, 通过系统分析各种典型光学晶体和玻璃的弹光效应特征, 提出了避免光学器件中弹光双折射影响的一些方法.

2 去除光学介质弹光双折射影响的方法

任何光学介质均具有弹光效应, 即各种不同应力作用下光学介质将会产生相应的折射率变化, 但对于某一确定方向传播的光波, 是否能够产生弹光双折射, 则主要取决于光学晶体的对称点群类型及其外加应力的方向. 如果光学材料在使用过程中的外加应力是不可避免的, 但其作用方向和大小可以选择, 例如当光学晶体和玻璃使用过程中对其采取夹持和固定措施时, 则可以采用折射率椭球分析法, 讨论如何去除由此产生的弹光双折射对相关光学器件性能的影响.

根据文献^[1]中各种晶体的弹光系数矩阵, 以下分别讨论双轴晶体、单轴晶体、立方晶体和匀质光学玻璃的情况.

2.1 双轴晶体

双轴晶体主要包括三斜、单斜和正交(或称为斜方)晶系的晶体, 它们均属于对称性低的低级晶族. 对于三斜晶系双轴晶体, 其三个结晶轴均不互相垂直, 而对于单斜晶系的双轴晶体, 只有 x_2 轴垂直于 x_1x_3 平面, 而 x_1, x_3 轴并不互相垂直. 因而对

于上述两类晶体, 当沿着相互正交的实验室坐标轴(例如 $O-XYZ$)方向施加正应力时, 将不可避免地产生相对于晶体结晶轴(例如 $o-x_1x_2x_3$)的剪切应力. 而当剪切应力不为零时, 根据晶体的弹光系数矩阵分析可知, 晶体的折射率椭球方程中的交叉项也不为零, 此时晶体弹光双折射主轴的取向及其折射率大小均会受到外加应力的影响; 因而, 对于沿着晶体结晶主轴方向或其主光轴方向传播的光波, 要想避免弹光双折射的影响, 需要控制两个或多个外加应力, 使得晶体的弹光双折射大小为零且其主轴方向固定不变, 从光学器件的实际使用情况而言, 需要采取特殊设计的装置以实现这种外加应力的控制, 否则难以避免弹光双折射对基于这两类晶体的光学器件的影响.

现考虑正交晶系双轴晶体, 此类晶体的三个结晶主轴是互相正交的, 假设其结晶主轴($o-x_1x_2x_3$)与相互正交的实验室坐标轴($O-XYZ$)重合, 根据文献^[1]中此类晶体(包括 $mm2, 222, mmm$ 点群晶体)的弹光系数矩阵, 在任意外加应力 $[\sigma_1 \ \sigma_2 \ \sigma_3 \ \sigma_4 \ \sigma_5 \ \sigma_6]^T$ 作用下晶体的折射率椭球方程为

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{n_1^2} + \pi_{11}\sigma_1 + \pi_{12}\sigma_2 + \pi_{13}\sigma_3 \right) x_1^2 \\ & + \left(\frac{1}{n_2^2} + \pi_{21}\sigma_1 + \pi_{22}\sigma_2 + \pi_{23}\sigma_3 \right) x_2^2 \\ & + \left(\frac{1}{n_3^2} + \pi_{31}\sigma_1 + \pi_{32}\sigma_2 + \pi_{33}\sigma_3 \right) x_3^2 \\ & + 2\pi_{44}\sigma_4 x_2 x_3 + 2\pi_{55}\sigma_5 x_3 x_1 + 2\pi_{66}\sigma_6 x_1 x_2 \\ & = 1, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 n_1, n_2, n_3 分别为双轴晶体在无外场作用条件下的主轴折射率.

根据晶体实际应用情况, 不失一般性, 可假设在固定或夹持晶体的过程中 $\sigma_1 \neq 0, \sigma_2 \neq 0$, 且 $\sigma_3 = \sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_6 = 0$, 则(1)式简化为

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{n_1^2} + \pi_{11}\sigma_1 + \pi_{12}\sigma_2 \right) x_1^2 \\ & + \left(\frac{1}{n_2^2} + \pi_{21}\sigma_1 + \pi_{22}\sigma_2 \right) x_2^2 \\ & + \left(\frac{1}{n_3^2} + \pi_{31}\sigma_1 + \pi_{32}\sigma_2 \right) x_3^2 = 1. \end{aligned} \quad (2)$$

根据折射率椭球分析法, 由(2)式可知, 上述应力作用下晶体新折射率椭球的主轴方向不变, 其新主轴

折射率大小分别为

$$\begin{cases} n'_1 \approx n_1 - 0.5n_1^3(\pi_{11}\sigma_1 + \pi_{12}\sigma_2), \\ n'_2 \approx n_2 - 0.5n_2^3(\pi_{21}\sigma_1 + \pi_{22}\sigma_2), \\ n'_3 \approx n_3 - 0.5n_3^3(\pi_{31}\sigma_1 + \pi_{32}\sigma_2), \end{cases} \quad (3)$$

对于沿晶体主轴 x_3 方向传播的光波, 晶体的双折射为

$$\begin{aligned} \Delta n'_3 &= n'_2 - n'_1 \\ &\approx n_2 - n_1 + 0.5[n_1^3(\pi_{11}\sigma_1 + \pi_{12}\sigma_2) \\ &\quad - n_2^3(\pi_{21}\sigma_1 + \pi_{22}\sigma_2)]. \end{aligned} \quad (4)$$

由(4)式可知, 如果两个不为零的外加应力满足下述关系

$$\sigma_1 = \frac{n_2^3\pi_{22} - n_1^3\pi_{12}}{n_1^3\pi_{11} - n_2^3\pi_{21}}\sigma_2 = C_1\sigma_2, \quad (5)$$

则晶体双折射为 $\Delta n'_3 \approx n_2 - n_1$, 等于其自然双折射, 即此时可去除弹光双折射对光波的影响, 式中 C_1 为与晶体折射率和压光系数等参数相关的比例系数. 此结果表明, 如果能够控制晶体在 x_1 和 x_2 轴方向上的外加应力, 使其满足 $\sigma_1 = C_1\sigma_2$ 的关系, 则对于沿 x_3 方向传播的光波, 晶体不会产生弹光双折射.

对于沿着晶体 x_1, x_2 方向传播的光波, 其分析方法和结果与上述相似.

2.2 单轴晶体

不失一般性, 考虑结构对称性相对较低的 $3, \bar{3}$ 点群的单轴晶体, 在晶体非弹光效应应用中, 假设剪切应力 $\sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_6 = 0$ 是允许的, 此时在外加应力 $[\sigma_1 \ \sigma_2 \ \sigma_3 \ 0 \ 0 \ 0]^T$ 作用下, 在晶体主轴坐标系 $o-x_1x_2x_3$ 中, 根据文献[1]中的弹光系数矩阵, 晶体的折射率椭球方程为

$$\begin{aligned} &\left(\frac{1}{n_o^2} + \pi_{11}\sigma_1 + \pi_{12}\sigma_2 + \pi_{13}\sigma_3\right)x_1^2 \\ &+ \left(\frac{1}{n_o^2} + \pi_{12}\sigma_1 + \pi_{11}\sigma_2 + \pi_{13}\sigma_3\right)x_2^2 \\ &+ \left(\frac{1}{n_e^2} + \pi_{31}\sigma_1 + \pi_{31}\sigma_2 + \pi_{33}\sigma_3\right)x_3^2 \\ &+ 2\pi_{41}(\sigma_1 - \sigma_2)x_2x_3 + 2\pi_{52}(-\sigma_1 + \sigma_2)x_3x_1 \\ &+ 2\pi_{62}(-\sigma_1 + \sigma_2)x_1x_2 = 1, \end{aligned} \quad (6)$$

式中 n_o, n_e 分别为晶体的寻常光和非寻常光折射率.

考虑光波沿单轴晶体主轴 x_3 方向传播的情况, 通过分析(6)式的特征可知, 当外加应力 $\sigma_1 = \sigma_2 \neq 0$, 且 σ_3 为任意值时, (6)式简化为

$$\begin{aligned} &\left[\frac{1}{n_o^2} + (\pi_{11} + \pi_{12})\sigma_1 + \pi_{13}\sigma_3\right](x_1^2 + x_2^2) \\ &+ \left(\frac{1}{n_e^2} + 2\pi_{31}\sigma_1 + \pi_{33}\sigma_3\right)x_3^2 = 1. \end{aligned} \quad (7)$$

根据折射率椭球分析法, 由(7)式可知, 上述应力作用下新主轴方向不变, 其主轴折射率大小分别为

$$\begin{cases} n_1 = n_2 \approx n_o - 0.5n_o^3[(\pi_{11} + \pi_{12})\sigma_1 \\ \quad + \pi_{13}\sigma_3], \\ n_3 \approx n_e - 0.5n_e^3[2\pi_{31}\sigma_1 + \pi_{33}\sigma_3], \end{cases} \quad (8)$$

可见, 对于沿 x_3 轴方向传播的光波, 弹光双折射为 $\Delta n = n_1 - n_2 = 0$. 此结果表明, 如果单轴晶体在 x_1 和 x_2 轴方向上所受到的应力能够保持相等, 则无论 x_3 轴方向上是否受力, 沿 x_3 轴方向的光波均不会产生弹光双折射.

此外, 如果令 $\sigma_3 \neq 0$, 其余应力分量均为零, 则由(8)式可得:

$$\begin{cases} n_1 = n_2 \approx n_o - 0.5n_o^3\pi_{13}\sigma_3, \\ n_3 \approx n_e - 0.5n_e^3\pi_{33}\sigma_3. \end{cases} \quad (9)$$

(9)式表明, 晶体 x_3 轴方向上所受应力不会引起同方向传播光波的弹光双折射效应.

根据文献[1]中给定的单轴晶体的弹光系数矩阵, 上述结论适用于所有的单轴晶体, 包括三方、四方、六方晶系的晶体.

2.3 立方晶体和匀质光学玻璃

对于 $\bar{4}3m, 432, m\bar{3}m$ 点群的立方晶体和匀质光学玻璃, 根据文献[1]中给定的弹光系数矩阵, 在任意外加应力 $[\sigma_1 \ \sigma_2 \ \sigma_3 \ \sigma_4 \ \sigma_5 \ \sigma_6]^T$ 作用下, 其折射率椭球方程一般形式为

$$\begin{aligned} &\left(\frac{1}{n_o^2} + \pi_{11}\sigma_1 + \pi_{12}\sigma_2 + \pi_{12}\sigma_3\right)x_1^2 \\ &+ \left(\frac{1}{n_o^2} + \pi_{12}\sigma_1 + \pi_{11}\sigma_2 + \pi_{12}\sigma_3\right)x_2^2 \\ &+ \left(\frac{1}{n_o^2} + \pi_{12}\sigma_1 + \pi_{12}\sigma_2 + \pi_{11}\sigma_3\right)x_3^2 \\ &+ 2\pi_{44}\sigma_4x_2x_3 + 2\pi_{44}\sigma_5x_3x_1 + 2\pi_{44}\sigma_6x_1x_2 \\ &= 1. \end{aligned} \quad (10)$$

对于匀质光学玻璃, (10)式中的弹光系数 $\pi_{44} = \pi_{11} - \pi_{12}$. 根据(10)式, 当 $\sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_6 = 0$ 时, 式

中的交叉项为零, 此时晶体主轴方向不变. 在此条件下, 采用与上述类似的分析方法可知, 对于沿晶体任意一个主轴方向传播的光波, 均可以得到避免弹光双折射影响的方法, 结果与上述单轴晶体的情况类似, 分别为:

- 1) 对于沿 x_1 方向传播的光波, 应令 $\sigma_2 = \sigma_3 \neq 0$, σ_1 为任意值, 或 $\sigma_2 = \sigma_3 = 0$, $\sigma_1 \neq 0$;
- 2) 对于沿 x_2 方向传播的光波, 应令 $\sigma_1 = \sigma_3 \neq 0$, σ_2 为任意值, 或 $\sigma_1 = \sigma_3 = 0$, $\sigma_2 \neq 0$;
- 3) 对于沿 x_3 方向传播的光波, 应令 $\sigma_1 = \sigma_2 \neq 0$, σ_3 为任意值, 或 $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$, $\sigma_3 \neq 0$.

对于 23, $m3$ 点群的立方晶体, 根据文献 [1] 中给定的弹光系数矩阵, 在任意外加应力 $[\sigma_1 \ \sigma_2 \ \sigma_3 \ \sigma_4 \ \sigma_5 \ \sigma_6]^T$ 作用下, 其折射率椭球方程的一般形式为

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{n_o^2} + \pi_{11}\sigma_1 + \pi_{12}\sigma_2 + \pi_{13}\sigma_3 \right) x_1^2 \\ & + \left(\frac{1}{n_o^2} + \pi_{13}\sigma_1 + \pi_{11}\sigma_2 + \pi_{12}\sigma_3 \right) x_2^2 \\ & + \left(\frac{1}{n_o^2} + \pi_{12}\sigma_1 + \pi_{13}\sigma_2 + \pi_{11}\sigma_3 \right) x_3^2 \\ & + 2\pi_{44}\sigma_4 x_2 x_3 + 2\pi_{44}\sigma_5 x_3 x_1 + 2\pi_{44}\sigma_6 x_1 x_2 \\ & = 1. \end{aligned} \quad (11)$$

由 (11) 式可知, 对于沿晶体任意一个主轴方向传播的光波, 当 $\sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_6 = 0$, 且 $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 \neq 0$ 时, (11) 式变为

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{n_o^2} + (\pi_{11} + \pi_{12} + \pi_{13})\sigma_1 \right] (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2) \\ & = 1. \end{aligned} \quad (12)$$

由 (12) 式可见, 新主轴方向不变, 新主轴折射率均变为

$$\begin{aligned} n_1 = n_2 = n_3 \\ \approx n_o - 0.5n_o^3(\pi_{11} + \pi_{12} + \pi_{13})\sigma_1. \end{aligned} \quad (13)$$

可见, 在均匀应力作用下, 虽然晶体的折射率大小发生变化, 但仍然是立方晶体. 这种情况的典型实例是处于局部压强近似均匀的液体或气体中的小块晶体, 即流体静压力下的小块晶体; 对于需要夹持并固定在自由空间中的晶体而言, 一般不易完全满足 $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 \neq 0$ 的条件; 但对于质量较轻的光学晶体器件, 如果用很小的力夹持晶体边角上某点, 一般可以认为晶体有效通光部位的外加应力均为零.

3 应用实例与讨论

现以典型双轴、单轴电光晶体, 以及个别磁光晶体为例, 具体介绍如何避免弹光双折射对其电光、磁光调制性能的影响.

3.1 正交晶系双轴电光晶体

典型的正交晶系电光晶体主要有磷酸钛氧钾 (KTiOPO₄, KTP) 晶体、磷酸钛氧铷 (RbTiOPO₄, RTP) 晶体等, 它们属于 $mm2$ 点群, 常用于电光 Q 开关、电光调制器和激光倍频器件 [27-29].

考虑晶体的横向电光调制, 假设外加电场分量 $E_3 \neq 0$, 而 $E_1 = E_2 = 0$, 而晶体使用过程中的外加应力分量中 $\sigma_1 \neq 0$, $\sigma_3 \neq 0$, $\sigma_2 = \sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_6 = 0$, 根据文献 [1, 2] 中 $mm2$ 点群晶体的电光系数和弹光系数矩阵, 可写出此时晶体的折射率椭球方程为

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{n_1^2} + \pi_{11}\sigma_1 + \pi_{13}\sigma_3 + r_{13}E_3 \right) x_1^2 \\ & + \left(\frac{1}{n_2^2} + \pi_{21}\sigma_1 + \pi_{23}\sigma_3 + r_{23}E_3 \right) x_2^2 \\ & + \left(\frac{1}{n_3^2} + \pi_{31}\sigma_1 + \pi_{33}\sigma_3 + r_{33}E_3 \right) x_3^2 = 1. \end{aligned} \quad (14)$$

由 (14) 式可知, 新折射率椭球的主轴方向不变, 其主轴折射率大小分别为

$$\left. \begin{aligned} n'_1 & \approx n_1 - 0.5n_1^3(\pi_{11}\sigma_1 + \pi_{13}\sigma_3 + r_{13}E_3) \\ n'_2 & \approx n_2 - 0.5n_2^3(\pi_{21}\sigma_1 + \pi_{23}\sigma_3 + r_{23}E_3) \\ n'_3 & \approx n_3 - 0.5n_3^3(\pi_{31}\sigma_1 + \pi_{33}\sigma_3 + r_{33}E_3) \end{aligned} \right\}, \quad (15)$$

对于沿晶体主轴 x_2 方向传播的光波, 晶体的双折射为

$$\begin{aligned} \Delta n'_2 & = n'_3 - n'_1 \\ & \approx n_3 - n_1 + 0.5(n_1^3 r_{13} - n_3^3 r_{33})E_3 \\ & \quad + 0.5[n_1^3(\pi_{11}\sigma_1 + \pi_{13}\sigma_3) \\ & \quad - n_3^3(\pi_{31}\sigma_1 + \pi_{33}\sigma_3)]. \end{aligned} \quad (16)$$

令 (16) 式中与弹光双折射相关的项为零, 可得

$$\sigma_1 = \frac{n_3^3 \pi_{33} - n_1^3 \pi_{13}}{n_1^3 \pi_{11} - n_3^3 \pi_{31}} \sigma_3 = C_2 \sigma_3. \quad (17)$$

当两个不为零的外加应力满足 (17) 式的关系时, 晶体的双折射为

$$\begin{aligned} \Delta n'_2 & = n'_3 - n'_1 \\ & \approx n_3 - n_1 + 0.5(n_1^3 r_{13} - n_3^3 r_{33})E_3. \end{aligned} \quad (18)$$

可见此时已经去除了弹光双折射的影响.

3.2 三方晶系单轴电光晶体

常用的 $3m$ 点群晶体主要包括铌酸锂(LiNbO_3 , LN)、钽酸锂(LiTaO_3 , LT)和偏硼酸钡($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$, BBO)晶体等, 32 点群晶体主要包括硅酸镓镧($\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$, LGS)和石英(SiO_2)晶体等^[27], 这些晶体常用于电光波导调制器、电光Q开关、以及光学电压和电场传感器等, 这些器件在加工过程中以及夹持和固定等使用过程中通常会产生弹光双折射, 其中在高功率固体激光器中使用的电光Q开关常常会出现热致应力双折射.

考虑 $3m$ 点群单轴晶体, 其常用的通光方向为 x_3 轴, 故可采用沿 x_1, x_2 轴施加相等应力的方法来夹持和固定晶体, 即外加应力为 $[\sigma_1 \ \sigma_1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]^T$, 以避免弹光双折射对电光调制性能的影响, 假设外加调制电场为 $[E_1, E_2, 0]^T$, 则在晶体主轴坐标系 $o-x_1x_2x_3$ 中, 根据文献^[1, 2]中 $3m$ 点群晶体的弹光和电光系数矩阵, 其折射率椭球方程为

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{n_o^2} + (\pi_{11} + \pi_{12})\sigma_1 - r_{22}E_2 \right] x_1^2 \\ & + \left[\frac{1}{n_o^2} + (\pi_{11} + \pi_{12})\sigma_1 + r_{22}E_2 \right] x_2^2 \\ & + \left(\frac{1}{n_e^2} + 2\pi_{31}\sigma_1 \right) x_3^2 + 2r_{51}E_2x_2x_3 \\ & + 2r_{51}E_1x_1x_3 - 2r_{22}E_1x_1x_2 = 1. \end{aligned} \quad (19)$$

由(19)式可知, 在上述应力和电场同时作用下, 由于通常 $n_o - n_e \gg r_{51}E_1, r_{51}E_2$, 故新主轴 x'_3 方向几乎与 x_3 轴平行, 新主轴方向矢量分别为

$$\begin{cases} x'_1 \approx [(E_2 - E_m)/E_1 \ 1 \ 0], \\ x'_2 \approx [(E_2 + E_m)/E_1 \ 1 \ 0], \\ x'_3 \approx [0 \ 0 \ 1], \end{cases} \quad (20)$$

式中 $E_m = \sqrt{E_1^2 + E_2^2}$ 为合成电场强度; 新主轴折射率大小分别为

$$\begin{cases} n_1 \approx n_o - 0.5n_o^3[(\pi_{11} + \pi_{12})\sigma_1 + r_{22}E_m], \\ n_2 \approx n_o - 0.5n_o^3[(\pi_{11} + \pi_{12})\sigma_1 - r_{22}E_m], \\ n_3 \approx n_e - n_e^3\pi_{31}\sigma_1. \end{cases} \quad (21)$$

由(20)和(21)式可知, 外加应力几乎不影响晶体新主轴的取向, 且对于 x_3 方向传播的光波, 晶体双折射只与外加电场 E_m 有关, 而与外加应力无关, 即

$$\Delta n = n_2 - n_1 \approx n_o^3 r_{22} E_m. \quad (22)$$

LN晶体薄片常被用于制作电光波导调制器, 现已被广泛应用于光通信和光传感领域, 为了利用其最大电光系数 r_{33} 以降低半波电压, 通常设计光波导调制电极使晶体的外加电场方向近似平行于 z 轴(即 x_3 轴), 例如考虑一块 x -切、 y -传光的直波导相位调制器, 在光波导区域的有效电场可近似为 $[0 \ 0 \ E_3]^T$, 假设夹持波导的应力只有 σ_3 分量, 则此时晶体的折射率椭球方程为

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{n_o^2} + \pi_{13}\sigma_3 + r_{13}E_3 \right) (x_1^2 + x_2^2) \\ & + \left(\frac{1}{n_e^2} + \pi_{33}\sigma_3 + r_{33}E_3 \right) x_3^2 = 1. \end{aligned} \quad (23)$$

由(23)式可见, 晶体新主轴方向不变, 新主轴折射率大小分别为

$$\begin{cases} n_1 = n_2 \approx n_o - 0.5n_o^3(\pi_{13}\sigma_3 + r_{13}E_3), \\ n_3 \approx n_e - 0.5n_e^3(\pi_{33}\sigma_3 + r_{33}E_3). \end{cases} \quad (24)$$

对于沿 y 轴(即 x_2 轴)方向传播的光波, 晶体总的双折射为

$$\begin{aligned} \Delta n &= n_2 - n_3 \\ &\approx n_o - n_e + 0.5[(n_e^3\pi_{33} - n_o^3\pi_{13})\sigma_3 \\ &\quad + (n_e^3r_{33} - n_o^3r_{13})E_3]. \end{aligned} \quad (25)$$

由(25)式可见, 此时不能去除弹光双折射的影响. 由类似分析易知, 当 $\sigma_1 = \sigma_2 \neq 0$ 且其余应力均为零时, 对于 x_2 轴方向传播的光波也不能避免弹光双折射的影响.

3.3 四方晶系单轴电光晶体

考虑 $\bar{4}2m$ 点群电光晶体, 例如KDP(KH_2PO_4 , 磷酸二氢钾)型系列电光晶体, 包括ADP($(\text{NH}_4)\text{H}_2\text{PO}_4$, 磷酸二氢铵)晶体, 常用于电光Q开关. 假设外加应力为 $[\sigma_1 \ \sigma_1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]^T$, 外加调制电场为 $[0, 0, E_3]^T$, 则折射率椭球方程为

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{n_o^2} + (\pi_{11} + \pi_{12})\sigma_1 \right] (x_1^2 + x_2^2) \\ & + \left(\frac{1}{n_e^2} + 2\pi_{31}\sigma_1 \right) x_3^2 + 2r_{63}E_3x_1x_2 = 1. \end{aligned} \quad (26)$$

(26)式符合文献^[4]中方程(1)的形式, 根据该文献中方程(2)—(7), 可得新主轴方向矢量分别为 $[1 \ 1 \ 0]^T$, $[-1 \ 1 \ 0]^T$, $[0 \ 0 \ 1]^T$, 与外加应力无关; 新主轴折射率大小分别为

$$\begin{cases} n_1 \approx n_o - 0.5n_o^3[(\pi_{11} + \pi_{12})\sigma_1 + r_{63}E_3], \\ n_2 \approx n_o - 0.5n_o^3[(\pi_{11} + \pi_{12})\sigma_1 - r_{63}E_3], \\ n_3 \approx n_e - n_e^3\pi_{31}\sigma_1. \end{cases} \quad (27)$$

对于 x_3 方向传播的光波, 晶体总的场致双折射为

$$\Delta n = n_2 - n_1 = n_o^3 r_{63} E_3. \quad (28)$$

可见此时晶体的场致双折射只与外加电场 E_3 有关, 而与外加应力大小无关. 此结果表明, 对基于 KDP 型晶体的电光 Q 开关, 在选择夹持晶体的方式时, 如果采取在晶体的 x_1, x_2 轴方向上保持相等应力使其固定的方法, 则可以有效避免弹光双折射对电光效应的不利影响.

此外, KDP 型晶体电光 Q 开关在应用于高功率激光器时经常产生热致应力双折射, 固体激光器的工作物质也通常会产生热致应力双折射, 根据上述分析, 如果热致应力双折射分布在晶体的 x_1x_2 平面内每一点上均能保持 $\sigma_1 = \sigma_2$, 则对于沿着 x_3 轴方向传播的光波, 该点不会产生弹光双折射. 但由于在以 x_3 轴为轴线的不同半径的圆柱面上的热致应力可能不同, 仍然会存在光束自聚焦现象.

3.4 立方晶系典型电光晶体

例如 $\bar{4}3m$ 点群的闪烁锗酸铋 ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$)、闪烁硅酸铋 ($\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$) 晶体, 常被用于电光调制器和光学电压传感器, 此外还有 ZnTe, ZnSe, GaAs 等半导体晶体^[7]. 文献^[4]已经提供了一种去除弹光双折射影响的方法, 即外加应力和电场均沿晶体 x_3 轴方向. 与此不同, 现假设外加应力为 $[\sigma_1 \ \sigma_1 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0]^T$, 外加电场为 $[0, 0, E_3]^T$, 此时的折射率椭球方程为

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{n_o^2} + (\pi_{11} + \pi_{12})\sigma_1 \right] (x_1^2 + x_2^2) \\ & + \left(\frac{1}{n_o^2} + 2\pi_{12}\sigma_1 \right) x_3^2 + 2r_{41}E_3x_1x_2 = 1. \end{aligned} \quad (29)$$

(29) 式与上述方程 (26) 类似, 通过对方程 (29) 的主轴化变换, 可得外场作用下新的主轴折射率分别为

$$\begin{cases} n_1 \approx n_o - 0.5n_o^3[(\pi_{11} + \pi_{12})\sigma_1 + r_{41}E_3], \\ n_2 \approx n_o - 0.5n_o^3[(\pi_{11} + \pi_{12})\sigma_1 - r_{41}E_3], \\ n_3 \approx n_o - n_o^3\pi_{12}\sigma_1. \end{cases} \quad (30)$$

对于沿着 x_3 方向传播的光波 (纵向调制), 晶体的场致双折射为

$$\Delta n = n_2 - n_1 = n_o^3 r_{41} E_3, \quad (31)$$

此时 Δn 与外加应力大小无关. 由此可见, 对于此类立方电光晶体, 如果在晶体的 x_1, x_2 轴方向上保持相等应力使其固定, 也可以有效避免弹光双折射对沿 x_3 方向传播光波的影响.

3.5 典型磁光晶体

弹光效应引起的双折射对法拉第磁光效应相关器件也会产生不利的影 响^[26,30], 上述方法也可以用于去除磁光器件中的应力双折射. 例如: 属于立方晶系 $m3m$ 点群的石榴石 ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) 磁光晶体、以及 AOT-5 和 FR-5 等各种磁光玻璃, 这些晶体和玻璃常用于磁光调制器、磁光隔离器、以及光学电流和磁场传感器等^[31], 根据上述分析, 并考虑磁光调制方式一般为纵向调制 (例如: 外加磁场和光波传播方向均沿着 x_3 轴方向), 因而夹持和固定这些磁光器件的方式应采用 $\sigma_1 = \sigma_2 \neq 0$, 其余应力分量均为零的方法, 即可去除弹光双折射对磁光调制的不良影响.

4 结 论

根据折射率椭球分析法, 通过系统分析各种点群光学晶体和玻璃的弹光效应可知, 对于三斜和单斜晶系的双轴晶体及其沿晶体主轴方向传播的光波, 难以避免弹光双折射的影响; 但对于正交晶系的双轴晶体, 当作用于晶体任意两个主轴上的应力为某一确定的倍数关系时, 则可以去除沿另一主轴方向传播的光波的弹光双折射; 对于所有单轴晶体, 以及 $\bar{4}3m, 432, m3m$ 点群的立方晶体和匀质光学玻璃, 如果能够保持晶体沿着 x_1, x_2 方向的正应力相等且不存在剪切应力, 或晶体只存在 x_3 方向的正应力, 则可以去除沿着晶体主光轴 x_3 方向光波的弹光双折射. 以上结论适用于光学器件的静态弹光双折射, 对于因环境振动等因素引起的动态弹光双折射对光学器件的影响, 需另行分析. 本文上述去除静态弹光双折射的方法对各种电光与磁光调制器和传感器等相关光学器件的设计、制作和使用具有重要的指导意义和实用价值.

参考文献

- [1] Nye J F 1957 *Physical Properties of Crystals* (London: Oxford University Press) pp241–259

- [2] Liao Y B 2003 *Polarization Optics* (Beijing: China Science Press) pp130–133, 137–155 (in Chinese) [廖延彪 2003 偏振光学 (北京: 科学出版社) 第 130—133, 137—155 页]
- [3] Li K W, Wang Z B, Chen Y H, Yang C Q, Zhang R 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 184206 (in Chinese) [李克武, 王志斌, 陈友华, 杨常青, 张瑞 2015 物理学报 **64** 184206]
- [4] Li C S 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 074207 (in Chinese) [李长胜 2014 物理学报 **63** 074207]
- [5] Li C S 2011 *Appl. Opt.* **50** 5315
- [6] Li C S, Yuan Y 2014 *Acta Opt. Sin.* **34** 0428001 (in Chinese) [李长胜, 袁媛 2014 光学学报 **34** 0428001]
- [7] Yariv A 1997 *Optical Electronics in Modern Communications* (5th Ed.) (London: Oxford University Press) pp326–367, 474–490
- [8] Chu W S, Heo S W, Oh M C 2014 *J. Lightwave Technol.* **32** 4730
- [9] Chen Y H, Zhang J L, Wang Y C, Wei H C, Wang Z B, Zhang R, Wang L F 2012 *Acta Opt. Sin.* **32** 1116002 (in Chinese) [陈友华, 张记龙, 王艳超, 魏海潮, 王志斌, 张瑞, 王立福 2012 光学学报 **32** 1116002]
- [10] Li C S, Cui X, Li B S, Liao Y B 2000 *High Voltage Engineer.* **26** 40 (in Chinese) [李长胜, 崔翔, 李宝树, 廖延彪 2000 高电压技术 **26** 40]
- [11] Savchenkov A A, Liang W, Ilchenko V S, Dale E, Savchenkova E A, Matsko A B, Seidel D, Maleki L 2014 *AIP Adv.* **4** 122901
- [12] Xu D X, Cheben P, Dalacu D, Delège A, Janz S, Lamontagne B, Picard M J, Ye W N 2004 *Opt. Lett.* **29** 2384
- [13] Cen Z F, Li X T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5784 (in Chinese) [岑兆丰, 李晓彤 2010 物理学报 **59** 5784]
- [14] Lee K S 1990 *Appl. Opt.* **29** 4453
- [15] Perciante C D, Aparicio S, Illa R, Ferrari J A 2015 *Appl. Opt.* **54** 5708
- [16] Wang P, Tian W, Wang R D, Wang L P 2013 *Chin. Opt.* **6** 57 (in Chinese) [王平, 田伟, 王汝冬, 王立朋 2013 中国光学 **6** 57]
- [17] Chen W F, Wei Z J, Guo L, Hou L Y, Wang G, Wang J D, Zhang Z M, Guo J P, Liu S H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 080304
- [18] Khazanov E, Andreev N, Babin A, Kiselev A, Palashov O 2000 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 99
- [19] Cao D X, Zhang X J, He S B, Wu D S, Zheng W G, Tan J C 2007 *High Power Laser and Particle Beams* **19** 548 (in Chinese) [曹丁象, 张雄军, 贺少勃, 吴登生, 郑万国, 谭吉春 2007 强激光与粒子束 **19** 548]
- [20] Wang F Z, Chen B, Sun J, Dou F F, Zhang L, Hu Y Z, Xu J J 2013 *J. Synth. Cryst.* **42** 1315 (in Chinese) [王富章, 陈彬, 孙军, 窦飞飞, 张玲, 胡永钊, 许京军 2013 人工晶体学报 **42** 1315]
- [21] Vyatkin A G, Khazanov E A 2015 *IEEE J. Quantum Electron.* **51** 1700108
- [22] Huang J, Hu X H, Chen W B 2015 *Chin. Opt. Lett.* **13** 021402
- [23] Zheng X P, Liao Y B 2000 *Acta Opt. Sin.* **20** 1684 (in Chinese) [郑小平, 廖延彪 2000 光学学报 **20** 1684]
- [24] Zhang J, Zhang X J, Wu D S, Tian X L, Li M Z, Zheng K X 2011 *Infrared and Laser Engineer.* **40** 1662 (in Chinese) [张君, 张雄军, 吴登生, 田晓琳, 李明中, 郑奎兴 2011 红外与激光工程 **40** 1662]
- [25] Li L J, Zhang W J, Li H, Pan R 2013 *Appl. Opt.* **52** 8706
- [26] Wolfe R, Fratello V J, McGlashan-Powell M 1987 *Appl. Phys. Lett.* **51** 1221
- [27] Wang J Y, Guo Y J, Li J, Zhang H J 2010 *Mater. China* **29** 49 (in Chinese) [王继扬, 郭永解, 李静, 张怀金 2010 中国材料进展 **29** 49]
- [28] Ebberts C A, Velsko S P 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 593
- [29] Li X M, Shen X J, Liu X, Wang L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 094205 (in Chinese) [李晓明, 沈学举, 刘恂, 王琳 2015 物理学报 **64** 094205]
- [30] Jaeklin A A, Lietz M 1972 *Appl. Opt.* **11** 617
- [31] Liu G Q, Yue Z Q, Shen D F 2001 *Magneto-optics* (Shanghai: Shanghai Science & Technology Press) pp165–189 (in Chinese) [刘公强, 乐志强, 沈德芳 2001 磁光学 (上海: 上海科学技术出版社) 第 165—189 页].

How to eliminate unwanted elasto-optical birefringence from optical devices

Li Chang-Sheng[†] Chen Jia

(School of Instrumentation Science and Opto-Electronics Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

(Received 9 September 2015; revised manuscript received 1 November 2015)

Abstract

There often appears unwanted elasto-optical birefringence in optical devices such as electro-optical, magneto-optical modulators and sensors when they are manufactured and used. This kind of elasto-optical birefringence causes unwanted effect for optical device and needs to be removed. Based on the method of index ellipsoid analysis, we theoretically analyze elasto-optical effects in various point groups of optical crystals and glasses, and accordingly propose some methods to eliminate unwanted elasto-optical birefringences in optical crystals and glasses. Main conclusions show that for orthorhombic biaxial crystal and the light wave propagating along any one crystalline axis of the crystal, if there is no shearing stress and the two external normal stresses applied to the other two crystalline axes can keep a constant ratio related to crystal parameters including refractive index and photoelastic constants, then unwanted elasto-optical birefringence can be eliminated from relevant optical devices, typical crystals include potassium titanium oxide phosphate (KTiOPO₄, KTP) crystal and rubidium titanium oxide phosphate (RbTiOPO₄, RTP) crystal, which are usually used as electrooptic Q-switchers in laser systems. For all the uniaxial crystals such as potassium dihydrogen phosphate (KH₂PO₄, KDP), beta-barium borate (β -BaB₂O₄, BBO) and lithium niobate (LiNbO₃, LN) crystals, cubic crystals of $\bar{4}3m$, 432, $m\bar{3}m$ point groups such as bismuth germanate (Bi₄Ge₃O₁₂, BGO) crystal, and optical glasses, if the two normal stresses applied to the x_1 - and x_2 -crystalline axes of the crystal are equal to each other and there is no shearing stress, or there exists only one normal stress applied to the x_3 -crystalline axis of the crystal, then for the light wave propagating along the x_3 -crystalline axis, unwanted elasto-optical birefringence in relevant optical devices can also be eliminated. The above-proposed method to remove unwanted elasto-optical birefringence is beneficial to design, manufacture, and usage of related optical devices.

Keywords: elasto-optical effects, birefringence, electro-optical effects, optical devices

PACS: 78.20.hb, 78.20.Fm, 78.20.Jq, 42.79.-e

DOI: 10.7498/aps.65.037801

[†] Corresponding author. E-mail: cli@buaa.edu.cn