

晶体的双参量调制及其应用

李长胜[†]

(北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院光电工程系, 北京 100191)

(2013年9月22日收到; 2013年12月13日收到修改稿)

利用折射率椭球分析法, 分析了某些具有多重光学效应的光学晶体在两个外场同时作用下的一些特有调制规律. 结果表明, 当晶体的折射率椭球方程的三个交叉项中只有一项 x_1x_2 不为零时, 可以得到其外场诱导新主轴折射率及其主轴取向的简单计算式. 据此可以揭示出某些晶体在两个外加电场同时作用下将具有双横向电光 Pockels 效应, 例如 $\bar{6}$ 点群的电光晶体. 但一般晶体在双横向应力作用下不具有与双横向电光效应类似的调制特性, 其弹光双折射大小与其应力差成正比, 其双折射主轴方向一般为固定值. 在相互垂直的外加应力和电场同时作用下, 某些晶体 (例如 $\bar{4}3m$ 点群晶体) 的双折射大小与外加应力和外加电场的加权几何平均值成正比, 且新折射率主轴旋转角由外加应力和外加电场的比值来确定. 晶体的上述双参量调制特性对设计新型光学调制器或传感器具有重要指导意义.

关键词: 电光调制, 弹光调制, 双横向电光效应, 双折射

PACS: 42.79.Hp, 78.20.Jq, 78.20.H-, 78.20.Fm

DOI: 10.7498/aps.63.074207

1 引言

晶体的线性电光效应及弹光效应一般是指晶体在外加电场或应力作用下产生了线性双折射, 且双折射大小与外加电场或应力成线性关系. 晶体在单一电场或应力作用下的调制规律比较简单, 且已广泛应用于电光调制器、弹光调制器、电压或电场传感器、以及压力或应力传感器等. 但晶体在相互独立的两个电场或两个应力、以及电场和应力混合作用下的调制特性相对复杂, 现有文献对该问题的理论分析与应用研究均较少. 一些文献已报道了某些点群晶体具有双横向电光 Pockels 效应和双横向电光 Kerr 效应^[1-5]. 这两种特殊电光效应的主要特点是, 电光诱导双折射主轴方位角只与外加电场的方向有关, 与外加电场大小无关; 电光诱导双折射大小只与外加电场的幅值有关, 与外加电场方向角无关. 这两种横向电光效应已被应用于电光双边带调制、光波偏振态控制、电光晶体乘法器、光学电功率传感器以及二维电场传感器等^[6-10]. 此外, 文献^[11,12]理论分析了任意电场作用下晶体的电光

效应, 文献^[13]详细讨论了在应用中如何选择各类电光晶体, 文献^[14]给出了光学晶体多重光学效应的一般分析方法, 文献^[15]研究了某些晶体的二维声电光效应. 虽然已有上述文献给出了任意电场作用下晶体电光效应的一般理论分析, 但在某些特定方向上的外加电场和应力场的同时作用下, 光学晶体所呈现的一些特有调制规律, 目前尚未见文献报道.

本文采用折射率椭球分析法, 讨论某些兼有弹光效应和电光效应的晶体在两个外场同时作用下的一些特有调制规律. 结果表明, 在特定的外加应力场和外加电场作用下, 某些晶体呈现出与上述双横向电光效应类似的调制特性, 此特性可以用于指导新型光学器件及传感器的设计.

2 晶体双参量调制机理的折射率椭球分析

根据文献^[16], 一般可以用折射率椭球分析法研究多功能晶体在外场作用下的调制特性. 考虑兼

[†] 通讯作者. E-mail: cli@buaa.edu.cn

有弹光效应和电光效应的单轴晶体同时受到两个外场的作用, 此处仅考虑外加应力场和外加电场, 在晶体主轴坐标系 $o-x_1x_2x_3$ 中, 假设其折射率椭球方程具有如下一般形式:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + a\right)x_1^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + b\right)x_2^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + d\right)x_3^2 + 2cx_1x_2 = 1, \quad (1)$$

式中 n_o, n_e 分别为单轴晶体的寻常光和非寻常光折射率, a, b, c, d 分别表示晶体的弹光效应和电光效应引起的微扰项. 注意方程 (1) 只考虑了一个交叉项, 即 $2cx_1x_2$. 这主要是考虑到另外两个交叉项涉及到 x_3 轴的转动, 但由于一般情况下, 上述微扰项远小于单轴晶体的自然双折射, 导致与此相应的轴的转动角度很小, 通常是可以忽略的. 根据线性代数的有关理论, 通过对方程 (1) 主轴化, 可以求得外场作用下晶体新的折射率及其主轴取向. 假设新主轴方向分别表示为矢量 x'_1, x'_2, x'_3 , 则在晶体原主轴坐标系 $o-x_1x_2x_3$ 中, 新主轴取向可表示为

$$x'_1 = \left(\frac{a - b + \sqrt{(a - b)^2 + 4c^2}}{2c}, 1, 0\right), \quad (2)$$

$$x'_2 = \left(\frac{a - b - \sqrt{(a - b)^2 + 4c^2}}{2c}, 1, 0\right), \quad (3)$$

$$x'_3 = (0, 0, 1), \quad (4)$$

相应的新主轴折射率分别表示为

$$n'_1 \approx n_o - 0.25n_o^3 \left(a + b + \sqrt{(a - b)^2 + 4c^2}\right), \quad (5)$$

$$n'_2 \approx n_o - 0.25n_o^3 \left(a + b - \sqrt{(a - b)^2 + 4c^2}\right), \quad (6)$$

$$n'_3 \approx n_e - 0.5n_e^3 d. \quad (7)$$

由 (2)—(4) 式可知, 新折射率主轴 x'_3 与原主轴 x_3 重合, 但在 x_1x_2 平面内, 新主轴相对于原主轴围绕 x_3 轴旋转了一个角度, 如图 1 所示, 假设 x'_1 相对于 x_1 轴的旋转角为 θ , 则由 (2) 式可知,

$$\tan \theta = \frac{2c}{a - b + \sqrt{(a - b)^2 + 4c^2}}, \quad (8)$$

利用 (8) 式和有关三角函数公式, 可以推导出角度 θ 的更简单的计算式, 即

$$\tan 2\theta = \frac{2 \tan \theta}{1 - \tan^2 \theta} = \frac{2c}{a - b}. \quad (9)$$

此外, 对于常用的沿晶体光轴 x_3 方向的光波, 由 (5), (6) 式可得其外场诱导双折射大小为

$$\Delta n = n'_2 - n'_1 \approx 0.5n_o^3 \sqrt{(a - b)^2 + 4c^2}. \quad (10)$$

根据上述 (5)—(10) 式, 可以讨论一些多功能晶体在外场作用下的一些特有调制规律, 例如可以发现更多具有双横向调制特性的晶体.

对于立方晶体, 将上述 (1) 式和 (7) 中的 n_e 用 n_o 代换即可, 此时也可以单独考虑交叉项 x_2x_3 和 x_1x_3 , 并可以得到与上述类似的相关结果.

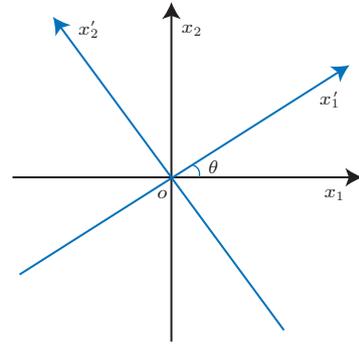


图 1 外场作用下晶体新折射率主轴相对于原主轴的旋转

晶体在某些特定的外加应力场和电场同时作用下, 上述方程中的微扰项 a, b, c, d 的取值不同, 晶体将呈现不同的调制特性, 现分类分析如下.

3 晶体的双参量调制及其应用

3.1 电光双参量调制及其应用

在两个相互垂直且独立的外加电场作用下, 只有部分电光晶体具有双横向电光效应^[9]. 例如, $\bar{6}m2(m \perp x_1)$ 点群的电光晶体, 受到沿 x_1 和 x_2 方向的外加电场作用, 即 $\mathbf{E} = [E_1, E_2, 0]$, 根据文献 [16] 中给定的晶体电光系数张量, 可知 $a = -r_{22}E_2$, $b = r_{22}E_2$, $c = -r_{22}E_1$, $d = 0$, 将其代入 (9), (10) 式可得电场诱导双折射及其新主轴旋转角分别为

$$\Delta n \approx n_o^3 r_{22} \sqrt{E_1^2 + E_2^2} = n_o^3 r_{22} E_m, \quad (11)$$

$$\theta = 0.5 \arctan (E_1/E_2) = 0.5\alpha, \quad (12)$$

式中 $E_m = \sqrt{E_1^2 + E_2^2}$ 为合成外加电场的幅值, α 为合成外加电场的方位角, (11) 和 (12) 式表明, $\bar{6}m2(m \perp x_1)$ 点群晶体具有双横向电光 Pockels 效应, 这与文献 [9] 中的结论一致; 同时表明 (5)—(10) 式能够适用于双横向电光效应的分析. 此外, 由 (12) 式可知, 新主轴旋转角度是外加电场方位角的线性函数.

又如, $\bar{6}$ 点群的电光晶体, 受到沿 x_1 和 x_2 方向的外加电场作用, 即 $\mathbf{E} = [E_1, E_2, 0]$, 根据文献 [16] 中给定的晶体电光系数张量, 可知 $a = -b =$

$r_{11}E_1 - r_{22}E_2$, $c = -r_{22}E_1 - r_{11}E_2$, $d = 0$, 将其代入(9), (10)式可得电场诱导双折射及其新主轴旋转角分别为

$$\Delta n = n_o^3 \sqrt{r_{11}^2 + r_{22}^2} E_m, \quad (13)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \frac{r_{22} + r_{11}(E_2/E_1)}{-r_{11} + r_{22}(E_2/E_1)}. \quad (14)$$

(13)和(14)式表明, $\bar{6}$ 点群的电光晶体也具有上述双横向Pockels效应. 但与(12)式不同的是, 由(14)式可知, 新折射率主轴旋转角是外加电场方位角的非线性函数.

晶体的电光双参量调制特别是双横向Pockels效应已成功应用于二维电场传感器、电光晶体乘法器、光学电功率和电压传感器以及偏振控制器等[6-9,17]. 光波偏振态控制器已广泛应用于光通信和光谱偏振成像技术等领域[18,19]. 可以预见, 电光双参量调制的上述调制特性将在光通信、偏振成像、激光参数优化与控制以及激光测量等诸多科学技术领域具有潜在的应用价值.

3.2 弹光双参量调制及其应用

考虑 $4mm$, $\bar{4}2m$, 422 , $4/mmm$, $\bar{6}m2$, 622 , $6mm$, $6/mmm$ 点群晶体, 受到沿 x_1 和 x_2 方向的两个外加应力场的作用, 即 $\sigma = [\sigma_1, \sigma_2, 0]$, 根据文献[20]中给定的晶体弹光系数张量, 可知上述参数 $a = \pi_{11}\sigma_1 + \pi_{12}\sigma_2$, $b = \pi_{12}\sigma_1 + \pi_{11}\sigma_2$, $c = 0$, $d = \pi_{31}(\sigma_1 + \sigma_2)$. 假设 $a > b$, 将其代入方程(9), (10)可得应力场诱导双折射及其主轴旋转角分别为

$$\Delta n = 0.5n_o^3(\pi_{11} - \pi_{12})(\sigma_1 - \sigma_2), \quad (15)$$

$$\theta = 0^\circ. \quad (16)$$

由(15), (16)式可知, 对于上述点群晶体, 尽管受到沿 x_1 和 x_2 两个方向且大小不同的外加应力场作用, 但其新主轴方位角始终为零度, 即外加应力只改变新主轴折射率的大小, 不影响新主轴的方向, 且双折射大小与双横向应力差成正比. 当 $a < b$ 时, 可以得到与(15), (16)式类似的结果, 但其双折射的取值不同. 晶体的各个新主轴折射率可以根据(5)–(7)式计算.

考虑 4 , $\bar{4}$, $4/m$, 6 , $\bar{6}$, $6/m$ 点群的晶体, 受到沿 x_1 和 x_2 方向的两个外加应力场的作用, 即 $\sigma = [\sigma_1, \sigma_2, 0]$, 根据文献[20]中给定的晶体弹光系数张量, 可知 $a = \pi_{11}\sigma_1 + \pi_{12}\sigma_2$, $b = \pi_{12}\sigma_1 + \pi_{11}\sigma_2$, $c = \pi_{61}(\sigma_1 - \sigma_2)$, $d = \pi_{31}(\sigma_1 + \sigma_2)$, 将其代入(9),

(10)式可得应力诱导双折射及其新主轴旋转角分别为

$$\Delta n = 0.5(\sigma_1 - \sigma_2) \sqrt{(\pi_{11} + \pi_{12})^2 + 4\pi_{61}^2}, \quad (17)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \frac{2\pi_{61}}{\pi_{11} - \pi_{12}} \quad (\text{当}\sigma_1 \neq \sigma_2\text{时}). \quad (18)$$

(17)式表明, 应力诱导双折射与双横向应力差成正比; 又由(18)式可知, 对于上述点群的晶体, 尽管受到沿 x_1 和 x_2 方向且大小不同的两个外加应力场作用, 但其双折射主轴方位角始终保持不变, 其角度值仅由晶体材料的相关应力弹光系数确定. 由此可见, 上述晶体在双横向应力作用下的弹光调制特性与双横向电光效应截然不同, 一是其弹光双折射并不与合成应力成正比, 而是与两个应力的差值成正比, 二是其双折射主轴方位角一般为固定值, 不随外加应力的大小而改变.

上述弹光调制特性可用于调制器或传感器的合理设计与使用. 例如: 由(15)和(17)式可知, 上述晶体可以用于测量两个正交方向的应力差, 即 $\sigma_1 - \sigma_2$, 或通过监测双折射 $\Delta n = 0$ 来判别两个正交方向的应力是否平衡. 当上述晶体用于电光调制器或光学电压传感器, 而且希望抑制应力双折射对调制器或传感器性能的影响时, 在相关器件设计及装配过程中应尽可能使上述两个正交方向的应力保持平衡, 从而使其应力差 $\sigma_1 - \sigma_2 = 0$, 这对于提高相关电光调制器或传感器的实际性能具有重要指导意义.

3.3 电光与弹光双参量调制及其应用

考虑兼有弹光和电光效应的 $\bar{4}3m$ 点群晶体, 沿 x_3 方向同时受到外加电场和应力场的作用, 即 $E = [0, 0, E_3]$ 和 $\sigma = [0, 0, \sigma_3]$, 根据文献[16]和[20]中给定的晶体电光系数和弹光系数张量, 可知 $a = b = \pi_{12}\sigma_3$, $c = r_{41}E_3$, $d = \pi_{11}\sigma_3$, 将其代入(9), (10)式可得外场诱导双折射和主轴旋转角分别为

$$\Delta n = n_o^3 r_{41} E_3, \quad (19)$$

$$\theta = 45^\circ. \quad (20)$$

由(19), (20)式可知, 对于上述 $\bar{4}3m$ 点群晶体, 在上述外加电场和应力场的同时作用下, 对于沿 x_3 方向的光波, 其双折射大小只与外加电场有关, 且其双折射主轴方位角始终保持为 45° .

但如果改变外加应力场的作用方向, 使其沿 x_1 方向, 即 $\sigma = [\sigma_1, 0, 0]$, 外加电场方向不变, 则

由(9), (10)式可得外场诱导双折射和主轴旋转角分别为

$$\Delta n = 0.5n_o^3 \sqrt{(\pi_{11} - \pi_{12})^2 \sigma_1^2 + (2r_{41}E_3)^2}, \quad (21)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \frac{2r_{41}E_3}{(\pi_{11} - \pi_{12})\sigma_1}. \quad (22)$$

可见, 此时场致双折射大小与外加电场和外加应力均有关, 即与外加应力和电场的加权几何平均值成正比, 其加权因子由晶体的相关弹光系数和电光系数来确定; 且新主轴旋转角由外加电场和外加应力的比值来确定. 当外加应力沿 x_2 方向时, 可以得到与(21), (22)式类似的结果.

上述电光与弹光双参量调制特性可以用于指导电光传感器的合理设计. 例如, 如果利用 $\bar{4}3m$ 点群晶体的纵向电光效应测量单方向电场 E_3 , 由(19)—(22)式可知, 在传感头装配过程中我们应该沿 x_3 方向夹持和固定传感晶体, 因为 σ_3 不影响双折射 Δn 的大小及其主轴方向; 同时应避免在晶体的 x_1 和 x_2 方向存在附加应力, 因为 σ_1 和 σ_2 对 Δn 的大小及其主轴方向均有影响, 并由此导致传感器的测量误差.

此外, 文献[21]报道了一种电光双折射补偿型光学应力传感器, 利用铌酸锂晶体的电光双折射与弹光双折射的互补特性可以实现应力测量. 由(21), (22)式可知, 利用兼有电光和弹光效应的 $\bar{4}3m$ 点群晶体也可以设计电光补偿型光学应力传感器, 但此时采用了横向和纵向的混合调制方式, 具体分析如下. 假设

$$p = 2r_{41}E_3, \quad q = (\pi_{11} - \pi_{12})\sigma_1, \quad (23)$$

则由 p 和 q 可构成一个三角形, 如图2所示, 图中角度定义为 $\alpha = \arctan(p/q)$. 故由(21), (22)式可得

$$\Delta n = n'_2 - n'_1 = 0.5n_o^3 \sqrt{p^2 + q^2}, \quad (24)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \frac{p}{q} = \frac{1}{2} \alpha. \quad (25)$$

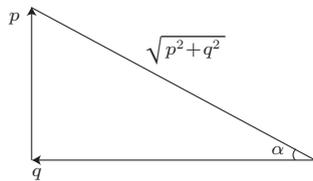


图2 由 p 和 q 构成的三角形

对于沿 x_3 方向传播的光波, 外加应力场和电场产生的合成相位延迟可表示为

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L = \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 L \sqrt{p^2 + q^2}. \quad (26)$$

式中 λ 为自由空间中的光波长, L 为晶体沿通光方向上的长度. 由图2和(25)式易知

$$\sin \alpha = \frac{p}{\sqrt{p^2 + q^2}} = \sin(2\theta), \quad (27)$$

$$\cos \alpha = \frac{q}{\sqrt{p^2 + q^2}} = \cos(2\theta). \quad (28)$$

参考文献[7,8]中的有关结论, 当以方位角为 45° 的线偏振光入射此晶体时, 输出光波的第一个 Stokes 参数可表示为

$$\begin{aligned} S_1 &= \sin^2(0.5\Gamma) \sin(4\theta) \approx 0.5\Gamma^2 \sin(2\theta) \cos(2\theta) \\ &= 0.5k^2 pq = k^2 r_{41} (\pi_{11} - \pi_{12}) E_3 \sigma_1. \end{aligned} \quad (29)$$

式中 $k = \pi n_o^3 L / \lambda$ 为比例系数, 且假设 Γ 较小, 使得近似式 $\sin^2(0.5\Gamma) \approx (0.5\Gamma)^2$ 成立. (29)式表明, 输出光强度及光波 Stokes 参数中包含着外加应力 (σ_1) 与外加电场 (E_3) 的乘积信号, 表明上述光学器件可以用于实现一个外加电场与一个外加应力场的乘法运算.

根据(29)式, 可以设计灵敏度可调的光学应力传感器, 即以 σ_1 为被测应力, 则通过控制 E_3 即可改变测量灵敏度; 如果在被测应力 σ_1 变化过程中, 通过实时调整外加电场 E_3 的值使输出光强度保持不变, 并由外加电场 E_3 的变化获知被测应力 σ_1 的变化, 则成为电光补偿型光学应力传感器. 这种新型光学应力传感器的传感机理显然不同于文献[21]中的应力传感器, 因为这里应用了外加电场与外加应力场的乘法运算关系, 而文献[21]应用了电光双折射与弹光双折射的加法关系.

4 结 论

某些多功能晶体在两个及多个外场作用下, 当其折射率椭球方程具有方程(1)所示的形式时, 将呈现出一些特有的外场调制特性, 例如包括 $\bar{6}$ 点群晶体在内的晶体双横向电光 Pockels 效应. 特别是, 在双横向应力作用下, 许多晶体的弹光双折射大小与其应力差成正比, 且其双折射主轴方向一般不随外加应力而改变, 它们不具有与双横向电光效应类似的调制特性; 在互相垂直的外加应力和外加电场的同时作用下, 某些晶体(例如 $\bar{4}3m$ 点群晶体)的场致双折射大小与外加应力和电场的加权几何平均值成正比, 且双折射主轴方向只与外加电场和外加应力的比值有关. 晶体的上述双参量调制特性对于设计新型调制器或传感器具有重要指导意义. 例如, 可以提供如何避免应力场对电光调制器或传感器的不利影响, 可以设计一个能够实现外加电场与

外加应力场乘法运算的新型光学器件, 并依此设计灵敏度可调或电光补偿型光学应力传感器.

参考文献

- [1] Buher C F, Bloom L R, Baird D H 1963 *Appl. Opt.* **2** 839
- [2] Willison F K 1966 *Appl. Opt.* **5** 97
- [3] Hu C L 1967 *J. Appl. Phys.* **38** 3275
- [4] Kalymnios D, Widdis F C 1970 *J. Phys. D* **3** 884
- [5] Li C S 2009 *Acta Optica Sinica* **29** 1671 (in Chinese) [李长胜 2009 光学学报 **29** 1671]
- [6] Hidaka K, Kouno T 1989 *Rev. Sci. Instrum.* **60** 1252
- [7] Li C S, Cui X 1997 *Chin. J. Lasers* **A24** 1079 (in Chinese) [李长胜, 崔翔, 1997 中国激光 **A24** 1079]
- [8] Li C S, Cui X, Yoshino T 2001 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **50** 1375
- [9] Li C S 2008 *Appl. Opt.* **47** 2241
- [10] Li C S 2008 *Appl. Opt.* **47** 5701
- [11] Nelson D F 1975 *J. Opt. Soc. Am.* **65** 1144
- [12] Gunning M J, Raab R E 1998 *Appl. Opt.* **37** 8438
- [13] Wang J Y, Huang L Y, Qin F L, et al 2012 *Progress in Phys.* **32** 33 (in Chinese) [王继扬, 黄林勇, 覃方丽, 等 2012 物理学进展 **32** 33]
- [14] Liao Y B 2003 *Polarization Optics* (Beijing: Science Press) p137 (in Chinese) [廖延彪 2003 偏振光学 (北京: 科学出版社) 第 137 页]
- [15] Yu K X, Ding X H, Pang Z G 2011 *Acousto-optic Principle and Devices* (Beijing: Science Press) p263 (in Chinese) [俞宽新, 丁晓红, 庞兆广 2011 声光原理与声光器件 (北京: 科学出版社) 第 263 页]
- [16] Yariv A, Yeh P 2007 *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications 6th Ed.* (London: Oxford University Press, Inc.) p365
- [17] Li C S, Yoshino T 2002 *J. Lightwave Technol.* **20** 843
- [18] Li S, Ma H Q, Wu L A 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084214 [李申, 马海强, 吴令安 2013 物理学报 **62** 084214]
- [19] Li J, Zhu J P, Qi C 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 044206 [李杰, 朱京平, 齐春 2013 物理学报 **62** 044206]
- [20] Chen G, Liao L J, Hao W 2007 *Fundamental of Crystal Optics* (Beijing: Science Press) p471 (in Chinese) [陈纲, 廖理几, 郝伟 2007 晶体物理学基础 (北京: 科学出版社) 第 471 页]
- [21] Li C S 2011 *Appl. Opt.* **50** 5315

Crystals modulated by two parameters and their applications

Li Chang-Sheng[†]

(Department of Optoelectronics Engineering, School of Instrumentation Science and Optoelectronics Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

(Received 22 September 2013; revised manuscript received 13 December 2013)

Abstract

In the applications of two external fields, such as stresses and electric fields, the optical modulation properties of some crystals are theoretically analyzed using the method of index ellipsoid. Simple mathematical formulas for the calculations of the field-induced principal refractive indexes of some crystals and corresponding azimuthal angles of their principal axes can be deduced from the equation of index ellipsoid if there exists only one nonzero cross term in the equation, e.g. x_1x_2 . According to these simple formulas, we can find out some crystals exhibiting dual transverse electrooptic effect, e.g. crystals of the $\bar{6}$ symmetry point group. Under two simultaneously applied external stresses, elasto-optic birefringence of a crystal is proportional to the difference between the two external stresses, and the orientations of their birefringent axes are unchanged. When a stress and an electric field are simultaneously and perpendicularly applied to some crystals such as cubic crystals of $\bar{4}3m$ point group, the field-induced birefringence of the crystal is proportional to the weighted geometric mean of the applied stress and electric field, and the orientations of their birefringent axes only depend on the ratio of the applied electric field and stress. The above electrooptic and elasto-optic modulation properties are useful to the design of novel optical modulators and sensors.

Keywords: electro-optical modulation, elasto-optical modulation, dual transverse electrooptic effect, birefringence

PACS: 42.79.Hp, 78.20.Jq, 78.20.H-, 78.20.Fm

DOI: 10.7498/aps.63.074207

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