

# 六角形单块铌酸锂电光 Q 开关

陈绍和 杨功成

(中国科学院上海光机所)

## Hexagonal single block LiNbO<sub>3</sub> electro-optic Q-switch

Cheng Shaohu Yang Gongchen

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

### Abstract

Hexagonal single block LiNbO<sub>3</sub> electro-optic Q-switches of various sizes were designed. The performances of such Q-switches have been improved greatly in comparison with those of double 45° single block LiNbO<sub>3</sub> electro-optic Q-switches. Its extinction ratio is square times of that for common electro-optic Q-switches, the efficiency is one time higher and the insertion losses are decreased.

单块双 45° 电光 Q 开关虽然有很多优点,特别是它能自然光调制,对中小型激光功率器件的应用很方便,但它还存在一些缺点,需要完善提高。这种 Q 开关中 o 光、e 光分离角较大,造成了消光比低。对石榴石等高增益工作物质往往因消光比低而“关不死”。对铌酸锂双 45° 单块电光 Q 开关,实际应用中大多采用偏光瞬时加电压工作方式,这样工作电压比退电压方式高二倍,特别是效率降低约一倍<sup>[1,2]</sup>,不能充分发挥单块 Q 开关自然光调制、效率高等优点。本文介绍的六角形单块电光 Q 开关克服了这些缺点,保留了它的优点。

电压,它变成了双轴晶体,感应主轴  $x'$ ,  $y'$  相对  $x$ ,  $y$  轴转动 45°, 椭球方程可写成

$$\left(\frac{1}{n_0^2} - r_{22}E\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{22}E\right)y'^2 + \frac{1}{n_e^2}z^2 = 1 \quad (1)$$

任一偏离 Z 轴(光轴)  $\Delta\theta$  角, 偏离感应主轴  $x'\phi$  角传播的光束如 S, 其正交椭球截面(过椭球中心)的椭圆方程是:

$$\begin{aligned} X^2 & \left[ \frac{1}{n_0^2} + \Delta \sin^2 \Delta \theta \cos^2 \beta \right. \\ & \left. + r_{22}E(\sin^2 \beta \cos 2\phi - \cos 2\phi \cos^2 \beta - \sin 2\beta \sin 2\phi) \right] \\ & + Y^2 \left[ \frac{1}{n_0^2} + \Delta \sin^2 \Delta \theta \sin^2 \beta \right. \\ & \left. + r_{22}E(\cos^2 \beta \cos 2\phi + \sin 2\beta \sin 2\phi - \sin^2 \beta \cos 2\phi) \right] + XY [\sin 2\beta \\ & \times (\Delta \sin^2 \Delta \theta - 2r_{22}E \cos 2\phi) \\ & + 2r_{22}E \sin 2\phi \cos 2\beta] = 1 \quad (2) \end{aligned}$$

对任一 Z 切割的铌酸锂晶体  $x$  方向加

收稿日期: 1978 年 12 月 20 日。

$$\Delta = \frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2}$$

$E$  表示加在晶体上的场强 ( $x$  方向)。上式椭圆交叉项应为零, 由此得出

$$\operatorname{tg} 2\beta = \frac{2r_{22}E \sin 2\phi}{2r_{22}E \cos 2\phi - \Delta \sin^2 \Delta\theta} \quad (3)$$

$$\left(\frac{1}{n_x^2}\right) = \frac{1}{n_o^2} + \cos^2 \beta \Delta \sin^2 \Delta\theta + r_{22}E (\sin^2 \beta \cos 2\phi - \cos 2\phi \cos^2 \beta - \sin 2\beta \sin 2\phi)$$

$$\left(\frac{1}{n_y^2}\right) = \frac{1}{n_o^2} + \Delta \sin^2 \Delta\theta \sin^2 \beta + r_{22}E (\cos^2 \beta \cos 2\phi + \sin 2\beta \sin 2\phi - \sin^2 \beta \cos 2\phi)$$

$$\Delta n = n_x - n_y$$

光沿  $S$  方向传播的相位延迟  $\Gamma^*$ :

$$\Gamma = \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 l_c [(\delta + \Delta \sin^2 \Delta\theta)^2 - 4\delta \sin^2 \Delta\theta \sin^2 \phi]^{1/2} \quad (4)$$

$l_c$ ——光轴方向的晶体长度。

$$\delta = -2r_{22}E$$

很明显, 当光沿光轴方向传播时, 由于  $\Delta\theta = 0$ ,

$$\phi = 0, \text{ 故 } \beta = 0, \Gamma = \Gamma_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 E l_c r_{22}$$

当光不沿光轴方向传播 ( $\Delta\theta \neq 0$ ) 时, 从公式(2)、(3)、(4)看出: (1) 晶体中的偏光振动方向相对光沿光轴方向传播时的偏光振动方向转动  $\beta$  角, 后面将看出  $\beta$  角的大小对消光比影响很大。(2) 由于光不沿光轴传播, 晶体的自然双折射将产生相位延迟  $\Gamma_0$ 。从公式(4)看出:

$$\Gamma_0 = \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 \Delta l_c \sin^2 \Delta\theta \quad (5)$$

当  $\Delta\theta$  角很小时,  $\Gamma_0$  与  $\Delta\theta^2$  成正比。

消光比  $M^{**}$  的表示式

$$M = \frac{I_\lambda}{I_0} = \frac{1}{1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \left(\frac{\Gamma}{2}\right)} \quad (6)$$

[平行偏光镜]

$I_\lambda$ ——入射光强。

$I_0$ ——晶体上加半波电压后的透过光强。

$\Gamma$ ——相位延迟。

$\alpha$ ——晶体中偏光振动方向与偏振镜振动方向之间的夹角。

$$\alpha = 45^\circ + \phi - \beta \quad (7)$$

从公式(4)、(6)、(7)看出,  $\Delta\theta$ 、 $\phi$ 、 $l_c$  均影响消光比  $M$ 。下面我们分两种情况讨论:

(A) 光沿  $x'z$  平面传播,  $\phi = 0$ 。从公式(3)、(7)看出,  $\beta = 0$ ,  $\alpha = 45^\circ$ ,  $\sin^2 2\alpha = 1$ , 公式(6)改写成

$$M = \frac{1}{1 - \sin^2 \left(\frac{\Gamma}{2}\right)} \quad (8)$$

与光沿光轴传播调制情况一样, 而且半波电压略有降低(从公式(4)看出)。

从公式(5)看出, 当晶体上电压为零,  $E = 0$ , 此时开关打开, 由于  $\Gamma_0 \neq 0$ , 将引入附加插入损耗。

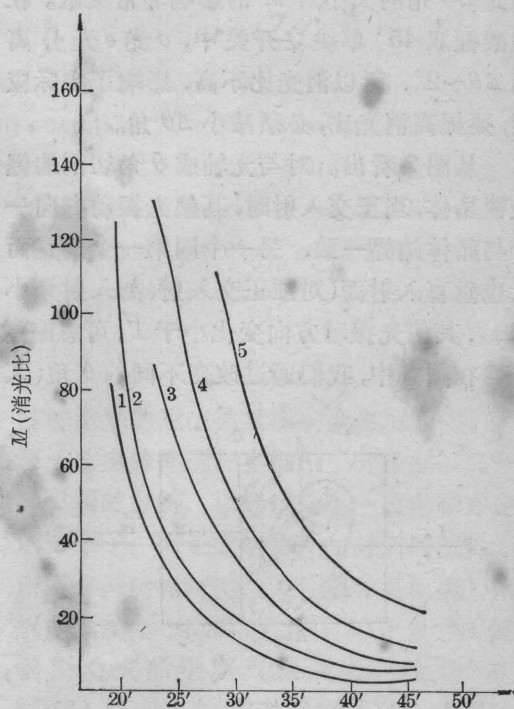


图1 在  $yz$  平面传播的光, 不同的  $\Delta\theta$ 、不同的  $l_c$  对消光比  $M$  的影响

1— $l_c = 25$  毫米; 2— $l_c = 20$  毫米; 3— $l_c = 15$  毫米; 4— $l_c = 12$  毫米; 5— $l_c = 9$  毫米

\* 在  $\theta$  角较小的情况下。

\*\* 假定开关附加插入损耗为零的情况下的表示式。

(B) 光沿  $yz$  平面传播, 即  $\phi=45^\circ$  入射。  
公式(6)表示为

$$M = \frac{\Delta^2 \sin^4 \Delta\theta + 4r_{22}^2 E^2}{\Delta^2 \sin^4 \Delta\theta + 4r_{22}^2 E^2 - 4r_{22}^2 E^2 \sin^2\left(\frac{\Gamma}{2}\right)} \quad (9)$$

或

$$M \approx \frac{\lambda}{2} \frac{1}{\Delta n^2 l_0^2 \sin^4 \Delta\theta} \quad (10)$$

从(10)式看出, 在这种情况下(晶体上加半波电压), 消光比  $M$  与  $\sin^4 \Delta\theta$ 、 $l_0^2$ 、 $\Delta n^2$  成反比。图1是据根公式(10)计算  $M$  与  $l_0$  和  $\Delta\theta$  的关系。

### 三

从图1看出, 由于  $M$  与  $\sin^4 \Delta\theta$  成反比, 因此  $\Delta\theta$  角的大小对  $M$  的影响非常灵敏。在铌酸锂双  $45^\circ$  单块  $Q$  开关中,  $o$  光  $e$  光分离角  $\Delta\theta \sim 2^\circ$ , 所以消光比不高, 影响了实际应用, 要提高消光比, 必须减小  $\Delta\theta$  角。

从图2看出, 对与光轴成  $\theta$  角切割的铌酸锂晶体, 当正交入射时, 其偏光振动方向一个与晶体边界一致, 另一个同第一个垂直而且也垂直入射面(对准正交入射, 如入射角小于  $1^\circ$ , 其偏光振动方向变化小于  $1'$ , 可忽略)。

在图3中, 我们通过改变不同的  $\theta$  角(入

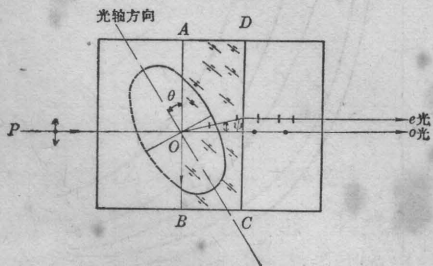


图2 正交入射时, 与光轴成  $\theta$  角(边  $AB$ ) 的铌酸锂晶体的双折射

图中,  $P$ —一束正交入射的自然光。 $ABCD$  是一个与光轴成  $\theta$  角(边  $AB$ ) 的铌酸锂晶体块。正交入射时, 由于晶体的双折射,  $o$  光、 $e$  光的夹角为  $\psi$  角,  $e$  光的偏振方向  $OB$ (晶体边方向),  $o$  光的偏振方向在其入射面的垂直面上, 并与  $PO$  正交。当其准正交入射时, 偏光振动方向变化很小。

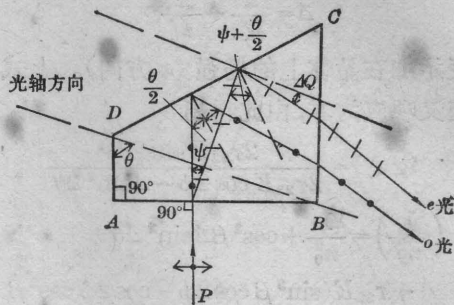


图3 铌酸锂晶体中的双折射和全反射

射光束和光轴方向的夹角), 利用晶体双折射和全反射相结合的方法, 减小全反射后  $o$  光和  $e$  光的分离角( $o$  光沿光轴方向传播)  $\Delta\theta$ 。

图中,

$$\operatorname{tg} \psi = \left( \frac{n_o^2}{n_e^2} - 1 \right) \operatorname{tg} \theta / \left( 1 + \frac{n_o^2}{n_e^2} \operatorname{tg}^2 \theta \right) \quad (11)$$

全反射后,  $o$  光  $e$  光分离角  $\Delta\theta$  (即  $e$  光偏离光轴方向的角度)

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \Delta\theta &= \operatorname{ctg} \left( \frac{\theta}{2} \right) - \frac{n_o}{n_e} \\ &\times \left( N + N \frac{n_o^2}{n_e^2} \operatorname{ctg}^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) - N^2 \right)^{1/2} \\ &/ \left( \frac{n_e^2}{n_o^2} \operatorname{ctg} \left( \frac{\theta}{2} \right) - N \right) \\ N &= \frac{1}{1 + \left( \frac{n_o^2}{n_e^2} - 1 \right) \sin^2 \theta} \quad (12) \end{aligned}$$

当  $\theta=90^\circ$  时,

$$\operatorname{tg} \Delta\theta = \frac{1}{2} \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_e^2} \quad (13)$$

利用公式(12)、(13)容易算出:

$$\begin{aligned} \theta = 58^\circ & \quad \Delta\theta \approx 53' \\ \theta = 70^\circ & \quad \Delta\theta \approx 1^\circ 20' \\ \theta = 80^\circ & \quad \Delta\theta \approx 1^\circ 45' \\ \theta = 90^\circ & \quad \Delta\theta \approx 2^\circ \end{aligned}$$

因此, 利用图3的结构来减小  $\Delta\theta$  是有效的。由于  $o$  光  $e$  光均需满足全反射条件,  $\theta$  角不能太小。对于铌酸锂晶体, 当  $\lambda=1.06$  微米时,  $n_o=2.233$ ,  $n_e=2.154$ 。 $o$  光的临界角  $\sim 26^\circ 36'$ ,  $e$  光的临界角  $\sim 27^\circ 42'$ 。

#### 四

很明显，将铌酸锂晶体加工成图4的结构，将是一种比较好的单块电光Q开关，我们称它为六角形单块铌酸锂电光Q开关(以下简称六角形开关)。由前面分析看出，这种结构相当于将一个Z切割的铌酸锂晶体放置在两组平行偏光镜之间(偏光振动方向分别平行晶轴 $x$ 、 $y$ )。图中 $\theta$ 角选择在 $57\sim 58^\circ$ 之间，这样 $\Delta\theta/2\approx 25'$ 。由前面讨论知道，六角形开关有二种基本工作方式：

(1) 对称斜入射，即光束在 $x'z$ 平面传

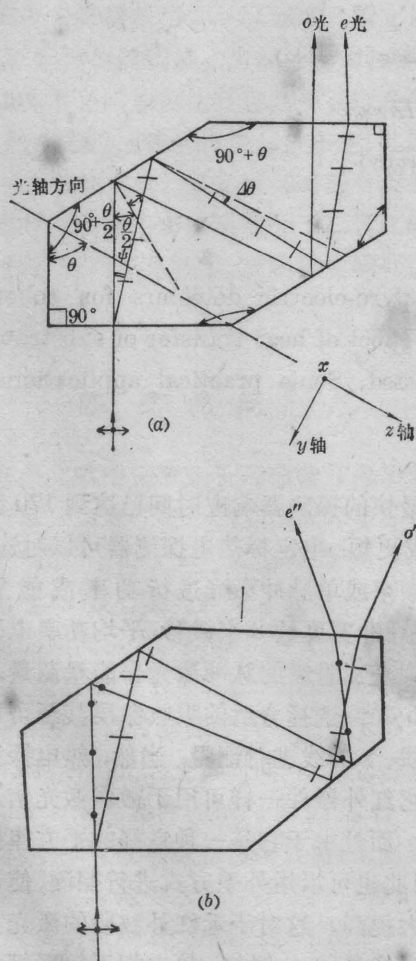


图4 单块铌酸锂六角形电光Q开关

- (a) 晶体上电压为零  
(b) 在 $x$ 轴方向加半波电压

播(光束分别在水平方向(向右)和垂直方向偏离 $\sim n_0 \frac{\Delta\theta}{2}$ 入射，结果 $o$ 光 $e$ 光均偏离光轴 $\frac{\Delta\theta}{\sqrt{2}}$ 角并在 $x'z$ 平面传播)。这种工作方式光虽然不沿光轴方向传播，从公式(3)、(7)知道，由于 $\phi=0$ ，故 $\beta=0$ ， $\alpha=45^\circ$ ，与光沿光轴方向调制情况一样。与普通电光Q开关比较，普通电光Q开关是一次调制(振荡一次)，六角形开关是二次调制，故它的消光比是普通电光Q开关的平方倍，而且插入损耗也有所降低。这种工作方式的优点是消光比高，对质量较差的铌酸锂晶体特别适用。

(2) 平行对称入射。即光束在 $yz$ 平面传播， $\phi=45^\circ$ 入射(调整时入射光束水平向右偏离 $\sim n\Delta\theta/2$ 角入射)。这种工作方式最大优点是插入损耗小，除了晶体吸收和表面反射外，原则上无附加损耗，它的消光比比双 $45^\circ$ 铌酸锂单块Q开关大约可提高 $\sim 20$ 倍，对一般质量的铌酸锂晶体，都可满足实验要求。

这种开关的主要优点：(1)自然光调制，效率高；(2)腔内是二次调制，消光比高；(3)使用方便，晶体尺寸不受严格限制，腔内调整要求低；(4)与相同尺寸的铌酸锂双 $45^\circ$ 开关相比，消光比可提高20倍以上。

我们加工了一个 $l_0=11$ 毫米、 $\theta=60^\circ$ 的六角形开关，理论计算消光比 $M^2\sim 1000$ (二次调制)，应用在腔长 $\sim 170$ 厘米的Nd:YAG激光器上，输出功率大约10兆瓦，没有观察到前置脉冲输出。

对于铌酸锂六角形开关， $\theta$ 角选择在 $57\sim 58^\circ$ 之间，这样 $M>40$ ，开关总的调制深度 $>1600$ ，使得与YAG棒上增透膜匹配。

同时，开关光轴方向长度 $l_0\leq 15$ 毫米，对一般口径的YAG棒均实用。半波电压可降低到4000伏以下。

#### 参 考 文 献

- [1] В. И. Беспалов; *ОМП*, 1971, № 12, 30.  
[2] J. L. Wentz; *Proc. IEEE*, 1972, 60, No. 3, 343.