

周期极化铌酸锂晶体电控光栅

张欣欣 余卫龙

中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广东 广州 510275

摘要 提出周期极化铌酸锂晶体电控宽带光栅, 并利用耦合波理论, 推导出电控光栅的衍射光光强分布解析表达式。数值结果表明, 该电控光栅的衍射光谱可被外加电场调控。在 310 V 的外加电压下, 1.21~1.83 μm 波段的 1 级光衍射效率达到 60% 以上, 在 1.5 μm 的 1 级衍射光衍射效率为 70%; 而在 165 V 的外加电压下, 0.68~0.92 μm 波段的 1 级光衍射效率达到 60% 以上, 在 0.8 μm 的 1 级衍射效率为 81%。该电控光栅响应时间短, 故有望在高速光开关、波分复用器或调制器方面有重要应用。

关键词 非线性光学; 电光效应; 耦合波理论; 电控光栅

中图分类号 O436.4

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0105001

Electrically Controlled Grating Based on PPLN

Zhang Xinxin She Weilong

State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-Sen University,
Guangzhou, Guangdong 510275, China

Abstract An electrically controlled broadband grating based on periodically poled LiNbO₃ is reported. According to the wave-coupling theory, the analytical expression of the diffraction intensity for the grating is derived, and the numerical results show that the diffraction spectrum of the grating can be tuned by an applied electric field. For example, with an applied voltage of 310 V, the diffraction efficiency of first order spectrum is greater than 60% over the band from 1.21 μm to 1.83 μm . Especially at the wavelength of 1.5 μm , it reaches 70%. With an applied voltage of 165 V, the diffraction efficiency of first order spectrum is more than 60% over the band from 0.68 μm to 0.92 μm . Particularly at the wavelength of 0.8 μm , it is up to 81%. Due to the short response time, the grating can be expected to have important applications in high-speed optical switches, wavelength division multiplexers or optical modulators.

Key words nonlinear optics; electro-optic effect; wave-coupling theory; electrically controlled grating

OCIS codes 050.1950; 190.4360; 230.2090; 050.1940; 050.2770; 250.4390

1 引 言

光栅是一种很重要的光学器件。除了光谱学应用外,它在光通信方面也有十分重要的应用,例如用作光滤波器^[1]、波分复用器^[2]、光耦合器^[3]、光传感器^[4]等。电光光栅由于其响应速度快而得到广泛应用,目前电光光栅大多使用叉指型电极结构^[5-6],叉指电极产生的电场并不均匀^[7]。而在叉指光栅的设计中,通常都将晶体中的不均匀电场分布作矩形近似或正弦近似^[6,8],这种近似使人们难以精确控制光栅,如果要实现精确的调控,则需要相当复杂的电场分布计算。本文提出另一种基于周期极化铌酸锂晶体(PPLN)的电控光栅。由于PPLN两侧整片电极产生的电场均匀分布,以及PPLN的周期性极化,不用复杂的电场分布计算就能很容

收稿日期: 2014-06-17; 收到修改稿日期: 2014-08-10

基金项目: 国家自然科学基金(11274401, U0934002)、国家重点基础项目(2010CB923200)、教育部科学技术研究重点项目(V200801)

作者简介: 张欣欣(1990—),女,硕士研究生,主要从事非线性光学方面的研究。E-mail: fire_687980@yeah.net

导师简介: 余卫龙(1952—),男,教授,博士生导师,主要从事光物理及非线性光学等方面的研究。

E-mail: shewl@mail.sysu.edu.cn(通信联系人)

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

易地推出光栅的衍射光强表达式,这有利于对衍射光实行精确的调控。

自从 Baron 等^[9]在 1996 年利用外加高压电场的方法成功制备出超晶格结构 PPLN 以后, PPLN 的各种非线性效应在准位相匹配(QPM)技术^[10]上的应用得到广泛研究,例如,用于倍频(SHG)^[11]和频(SFG)^[12]、差频(DFG)^[11]、参量振荡^[13]和太赫兹波^[14]产生等。1996 年, Yamada 等^[15]首次研究了基于 PPLN 的布拉格反射光栅器件,此光栅属窄带短周期光栅。与布拉格光栅不同的是,本文所研究的电光光栅,光沿垂直于 PPLN 侧面的方向入射,在电光效应诱导下 PPLN 就能形成宽带长周期光栅。且其工作中心波长能够通过改变外加电压来调节,所以它除了能在光谱分析领域用作不同波段的色散元件外,还能用作可调谐的波分复用器、光开关和光调制器,这在光通信领域将有重要的应用。

2 理论和计算

基于 PPLN 的电控光栅装置如图 1 所示, x 轴、 y 轴和 z 轴表示晶体的三条主轴, z 轴为极化方向。当光平行或垂直于 PPLN 的极化方向入射, 此时在 PPLN 的侧面施加电压, 晶体的电光效应将使 PPLN 形成折射率周期性排列的相位光栅, 对光产生衍射。因此通过控制外加电场就能控制衍射光谱和光强分布。

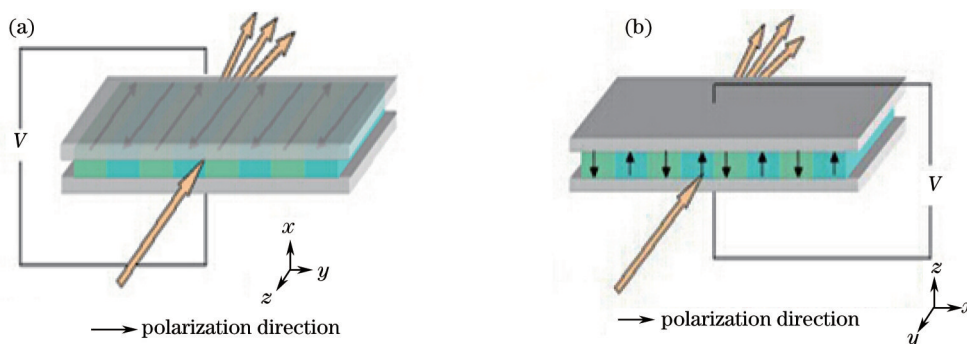


图 1 基于 PPLN 的电控光栅装置示意图。(a) 光平行于 PPLN 的极化方向入射; (b) 光垂直于 PPLN 的极化方向入射

Fig.1 Schematic of electrically controlled grating. (a) Incident light beam parallel to the polarization direction of the PPLN; (b) incident light beam perpendicular to the polarization direction of the PPLN

光沿着极化方向(z 轴)和沿着垂直于极化方向(y 轴)入射,情况是类似的,只是入射光的偏振不同导致有效非线性系数不同而已。接下来将利用线性电光耦合理论^[16]和基尔霍夫衍射理论推导出衍射光强表达式,并根据此表达式研究外加电场对衍射光强的影响。推导衍射光强表达式分为两步,即用线性电光效应耦合波理论^[16]计算出晶体出射波面和用基于基尔霍夫衍射理论计算相位光栅衍射场的简化方法^[17]分析衍射光强分布。在计算过程中, 铌酸锂晶体中的 o 光和 e 光折射率 n_o 和 n_e 分别用 Sellmeie 公式^[18]计算, 晶体温度取 300 K。

2.1 计算晶体出射波面

入射情况 1 如图 2 所示, 设单色平面波入射时晶体中光场场强的两个独立的偏振垂直分量 $E_1(z) = E_1(z)\mathbf{a}$, $E_2(z) = E_2(z)\mathbf{b}$, 其中, $\mathbf{a} = (1, 0, 0)$, $\mathbf{b} = (0, 1, 0)$ 为光场的偏振方向的单位矢量。偏振分量 1 和 2 都为 o 光, 波数 $k_1 = k_2 = 2\pi n_o / \lambda$, 其中, λ 为入射光波长。设外加电场 $E(0) = E_0\mathbf{c}$, 其中, $\mathbf{c} = (0, \cos \alpha, \sin \alpha)$ 代

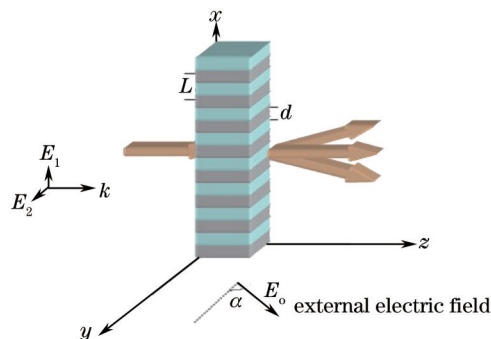


图 2 入射情况 1: 光沿着光轴传播

Fig. 2 Case one: light propagating along z axis

表电场的方向矢量, E_o 为外加电场大小, α 为外加电场方向与 y 轴的夹角。令 $f(x) = \sum_{m=0}^{n-1} \text{rect}\left(\frac{x-Lm}{l}\right)$ 为二阶极化率张量 $\chi^{(2)}$ 的调制函数, 其中, l 为周期矩形函数 $f(x)$ 的脉冲宽度, 即单畴晶体宽度, L 为周期长度, n 为周期数。

类似文献[16]的耦合波理论处理方法, 得到线性电光效应的耦合波方程为

$$\frac{dE_1(z)}{dz} = -if(x)\frac{k}{2n_o}r_{\text{eff1}}E_oE_2(z)\exp(-i\Delta kz) - if(x)\frac{k}{2n_o}r_{\text{eff2}}E_oE_1(z), \quad (1)$$

$$\frac{dE_2(z)}{dz} = -if(x)\frac{k}{2n_o}r_{\text{eff1}}E_oE_1(z)\exp(-i\Delta kz) - if(x)\frac{k}{2n_o}r_{\text{eff3}}E_oE_2(z), \quad (2)$$

式中 k 为真空中的波数, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, r_{eff1} , r_{eff2} , r_{eff3} 为晶体的有效电光系数, 它们可由非零电光系数算得, 即

$$r_{\text{eff1}} = 0, \quad (3)$$

$$r_{\text{eff2}} = n_o^4(r_{112} \cos \alpha + r_{113} \sin \alpha) = n_o^4(6.8 \cos \alpha + 9.6 \sin \alpha), \quad (4)$$

$$r_{\text{eff3}} = n_o^4(r_{222} \cos \alpha + r_{223} \sin \alpha) = n_o^4(-6.8 \cos \alpha + 9.6 \sin \alpha), \quad (5)$$

式中 r_{112} 、 r_{113} 、 r_{222} 、 r_{223} 均为铌酸锂晶体的非零光电系数。设 $E_1(0)$ 、 $E_2(0)$ 为两个独立偏振光分量在入射面的初始光场, 由(1),(2)式解得在出射端,

$$E_1(z) = E_1(0)\exp[ik[n_1 - f(x)\Delta n_1]z], \quad (6)$$

$$E_2(z) = E_2(0)\exp[ik[n_2 - f(x)\Delta n_2]z], \quad (7)$$

式中 $n_1 = n_2 = n_o$, Δn_1 、 Δn_2 为加了电压后偏振分量 1, 偏振分量 2 的等效折射率改变量, 它们为

$$\Delta n_1 = \frac{1}{2n_o}r_{\text{eff2}}E_o = \frac{1}{2}n_o^3(6.8 \cos \alpha + 9.6 \sin \alpha)E_o f(x) = \frac{1}{2}n_o^3 a E_o f(x), \quad (8)$$

$$\Delta n_2 = \frac{1}{2n_o}r_{\text{eff3}}E_o = \frac{1}{2}n_o^3(-6.8 \cos \alpha + 9.6 \sin \alpha)E_o f(x) = \frac{1}{2}n_o^3 b E_o f(x), \quad (9)$$

其中, 常量 $a = r_{112} \cos \alpha + r_{113} \sin \alpha$, $b = r_{222} \cos \alpha + r_{223} \sin \alpha$ 。

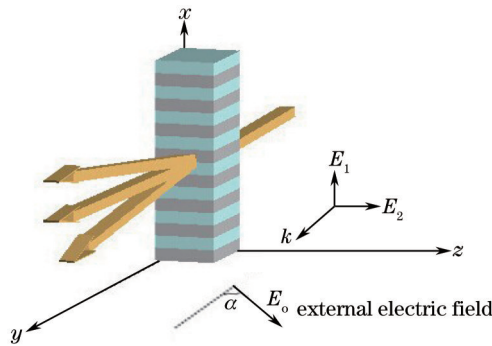


图3 入射情况 2: 光垂直于光轴入射

Fig.3 Case two: light propagating along y axis

入射情况 2 如图 3 所示, 入射情况 2 也可作同样分析, 所不同的是偏振光分量 1 为 o 光, 偏振光分量 2 为 e 光, $n_1 = n_o$, $n_2 = n_e$ 。根据耦合波理论, 计算得到 o 光、e 光对应的等效折射率改变量为

$$\Delta n_3 = \frac{1}{2n_o}r_{\text{eff2}}E_o = \frac{1}{2}n_o^3(6.8 \cos \alpha + 9.6 \sin \alpha)E_o = \frac{1}{2}n_o^3 a E_o, \quad (10)$$

$$\Delta n_4 = \frac{1}{2n_e}r_{\text{eff3}}E_o = \frac{1}{2}n_e^3 30.8 \sin \alpha E_o = \frac{1}{2}n_e^3 b E_o, \quad (11)$$

式中 $a = 6.8 \cos \alpha + 9.6 \sin \alpha$, $b = 30.8 \sin \alpha$ 。

由此看出, 在电场作用下, 周期性晶体相当于一个对不同偏振光分量起不同调制作用的矩形相位光栅。

2.2 计算衍射光场

由基尔霍夫衍射理论可知, 夫朗禾费衍射的复振幅分布函数是衍射物透射率函数的傅里叶变换。矩形

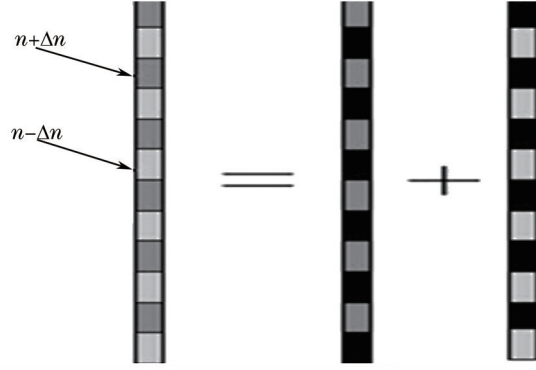


图4 矩形相位光栅透射率

Fig.4 Transmittivity of rectangular phase grating

相位光栅的透射率函数可写为狭缝光栅在两种不同折射率介质中的和^[17],如图4所示。这两种介质的折射率分别为 $n + \Delta n$, $n - \Delta n$, n 为某偏振分量的折射率, Δn 加电后所对应的折射率改变量。因此,衍射场分布表达式即可表示为这两个透射率函数之和的傅里叶变换。

假设光栅的占空比为 50%, 即 $L = 2l$, 光在晶体中传播的距离为 d , 则某偏振分量的透射率函数为

$$t(x) = \exp\{i[n - f(x)\Delta n]kd\} = t_1(x) + t_2(x) = \exp[ik(n + \Delta n)d] \sum_{m=0}^{n-1} \text{rect}\left(\frac{x - mL}{l}\right) + \exp[ik(n - \Delta n)d] \sum_{m=0}^{n-1} \text{rect}\left[\frac{x - (m + 1/2)L}{L - l}\right]. \quad (12)$$

对 $t(x)$ 作傅里叶变换可得

$$T(f_x) = \text{sinc}(lf_x) \exp[i(kdn - \pi f_x l)] \cos(kd\Delta n + \pi f_x l) \sum_{m=0}^{n-1} \exp(-i2\pi f_x mL), \quad (13)$$

式中角频率 $f_x = \cos \theta / \lambda$, θ 为衍射角。令 $I = E_1(0)^2$ 为初始入射光强, $\beta = 2\pi f_x L$, 则此偏振分量的衍射光场光强为

$$I(\theta) = IT(f_x)T^*(f_x) = I \text{sinc}^2\left(\frac{\cos \theta}{\lambda} l\right) \cos^2\left(kd\Delta n + \frac{\pi \cos \theta}{\lambda} l\right) \sum_{m=0}^n \exp(-im\beta) \cdot \left[\sum_{m=0}^n \exp(im\beta) \right] = I \text{sinc}^2\left(\frac{\cos \theta}{\lambda} l\right) \cos^2\left(kd\Delta n + \frac{\pi \cos \theta}{\lambda} l\right) \frac{\sin^2(n\beta/2)}{\sin^2(\beta/2)}. \quad (14)$$

由此可见,对入射情况 1 和入射情况 2, 它们的每一个偏振分量的衍射光都有如下共同特性: 由 $\frac{\sin^2(n\beta/2)}{\sin^2(\beta/2)}$ 得

在 $\cos \theta = \frac{m}{L} \lambda$ 的位置上出现衍射光, 衍射角 $\theta = \arccos\left(\frac{m}{L} \lambda\right)$, 半角宽 $\Delta\theta \approx \lambda/nl$, 第 m 级衍射强度极大值为

$$I_{dm} = I \text{sinc}^2\left(\frac{m}{2}\right) \cos^2\left(kd\Delta n + \frac{m}{2}\pi\right). \quad (15)$$

因此 0 级光强极大值 $I(0) = I \cos^2[k(d\Delta n)]$; 1 级光强极大值 $I_{d1} = I \text{sinc}^2\left(\frac{1}{2}\right) \cos^2\left(kd\Delta n + \frac{1}{2}\pi\right)$, 衍射效率

$$\eta = \frac{\int_{\lambda/d - \Delta\theta}^{\lambda/d + \Delta\theta} I(\theta) d\theta}{\int_{\pi/2} I d\theta};$$

则若外加电场引起的折射率改变量 Δn 满足

$$kd\Delta n = \left(s + \frac{1}{2}\right)\pi, \quad s = 0, 1, 2, \dots, \quad (16)$$

0 级将出现缺失, 1 级衍射的峰值达到最大值。

2.3 外加电场的方向和大小选择

首先讨论关于外加电场的数量级。由(15)式中的 $\cos^2\left(kd\Delta n + \frac{m}{2}\pi\right)$ 及 $\Delta n \propto E_0$ 可知, 外加电场通过影响相位因子 $kd\Delta n$ 实现对衍射光场的分布进行调控。为使电场产生显著的作用, $kd\Delta n$ 至少与 $\frac{m}{2}\pi$ 在同一量

级。相位因子 $kd\Delta n$ 中包含的有效电光系数为皮米每伏的量级,而通光长度 d 受到 PPLN 制备长度的限制,约为厘米量级,因此 E_0 必须取到兆伏每米的量级,这样既能保持在安全场强 $10 \text{ MV/m}^{[9]}$ 范围内,又能保证 $kd\Delta n$ 有足够的变化。而关于外加电场的方向,由于通光长度 d 为厘米量级, E_0 在兆伏每米的量级, E_0 若加在通光方向上需要上万伏的电压,这是没必要的,若采取横向电光调制可以使电极间距尽可能小,从而得到小的外加电压,因此在入射情况 1 中 $\alpha=0$,在入射情况 2 中 $\alpha=\frac{\pi}{2}$ 。

3 光栅各种性能分析

在入射情况 1 中,当 $\alpha=0, a=-b=6.8, \Delta n_1=-\Delta n_2$, 于是 $I_2(\theta)=I_1(\theta)$, 因此可不区分偏振分量 1 和 2。

在入射情况 2 中, $\alpha=\frac{\pi}{2}$ 时, o 光与 e 光对应的 Δn 中电压的系数不同,当电压满足(16)式时,另一个偏振分量通常会有一部分光仍存在 0 级,因此除非限制入射光的偏振方向,否则不适用于波分复用器以及光开关。所以对波分复用器性能以及光开关性能的讨论,只针对入射情况 1 以及入射情况 2 但限制入射光的偏振方向的情况。由(14)式可知,只要 Δn 相同,入射情况 1 与入射情况 2 的各个偏振光的衍射的光场分布是相同的。在 Δn 的表达式中,对入射情况 2, e 光的电压系数 $n_o^3 r_{33}$ 约为 o 光 $n_o^3 r_{13}$ 的 3 倍,而 $n_o^3 r_{13}$ 略大于入射情况 1 Δn 的表达式中 $n_o^3 r_{12}$, 其中 r_{33} 、 r_{13} 和 r_{23} 均为铌酸锂晶体的非零电光系数,所以要达到同样的衍射效果,在入射情况 2 中 o 光的驱动电压约为 e 光的驱动电压的 3 倍。而对同样采用 o 光,入射情况 1 的驱动电压要比入射情况 2 的高。

以下讨论中,取 PPLN 周期数 $n=20$,周期长度 $L=18 \mu\text{m}$,两种入射情况均取通光长度 $d=1 \text{ cm}$ 。电极间距 h 尽可能取小的同时考虑到电极间光的衍射,取 $h=0.1 \text{ mm}$ 。

该光栅的响应时间主要为电极的充放电时间 $\tau=RC$, 其中 R 为外加电阻,而铌酸锂电容 $C=\epsilon S/h$ 。由以上数据可计算得中电极面积 $S=nLd$, 电容率 ϵ 对于 o 光有 $\epsilon=\epsilon_{11}\epsilon_o$, 对 e 光有 $\epsilon=\epsilon_{33}\epsilon_o$, 其中, ϵ_o 为真空电容率, ϵ_{11} 和 ϵ_{33} 为铌酸锂相对介电常数张量的主介电常数。估算得电容 C 的量级很小,约为 10^{-12} F , 因此外加电阻选取 500Ω 以内就能使两种入射情况的响应时间均达到纳秒量级。

3.1 波分复用性能

当不加电压时,即 $V=0$, 出射光强分布如图 5 所示,任何波长的入射光都沿原方向出射,不发生衍射。

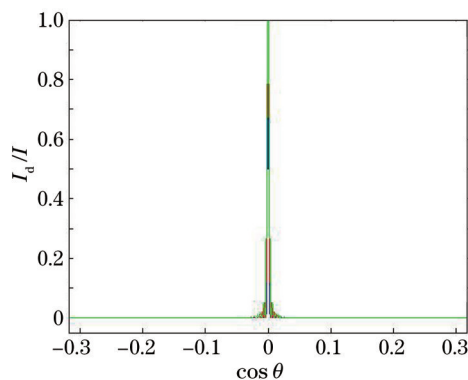


图 5 $V=0$ 时出射光强分布

Fig.5 Diffraction intensity distribution at $V=0$

当加上电压时,由衍射角式子 $\theta=\arccos(\frac{m}{L}\lambda)$ 得不同波长的光发生衍射将出现在不同方向上。当电压为 0 时,所有波长的光都在 0 级上,电压不为 0 时,各个波长的光被区分出来,这种特性可以充分应用在波分复用中。如图 6 所示,在入射情况 1 中,当入射光为 $1.5, 1.2, 1.8 \mu\text{m}$ 组成的复色光时,若选择让 $1.5 \mu\text{m}$ 光的 1 级衍射光强最大而 0 级衍射消失,则应加的电压为 310 V 。在此电压下, $1.2 \mu\text{m}$ 和 $1.8 \mu\text{m}$ 的光也发生明显衍射并与 $1.5 \mu\text{m}$ 光按波长大小从内向外排列。

在 310 V 的电压下,带宽范围如图 7 所示, $1.21\sim 1.83 \mu\text{m}$ 波段的一级光衍射效率都达到 60% 以上,其中

1.5 μm 光的一级衍射效率为 70%。由(14)式可知,对入射情况 2,要达到同样的衍射效率, e 光所需要的电压为 73 V,而 o 光则为 220 V。

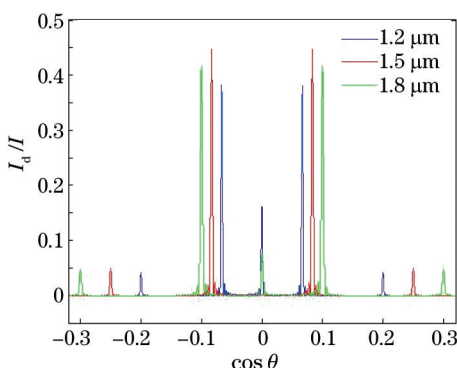


图 6 入射情况 1 中电压 310 V 下, 1.2、1.5、1.8 μm 波长的光强分布

Fig.6 Intensity distributions at 1.2, 1.5, 1.8 μm when V=310 V in case one

当转换到其他波段时,可以通过控制电压来达到波分复用的性能,如图 8 所示。当选用以 0.8 μm 为中心波长的波段时,由(16)式计算得使 0.8 μm 光衍射 1 级光强最大的电压为 165 V。在 165 V 的电压下, 0.68~0.92 μm 波段的一级光衍射效率都达到 60% 以上,其中 0.8 μm 光的一级衍射效率为 81%。由(14)式可知,对于入射情况 2,要达到同样的衍射效率, e 光所需要的电压为 39 V,而 o 光则为 117 V。

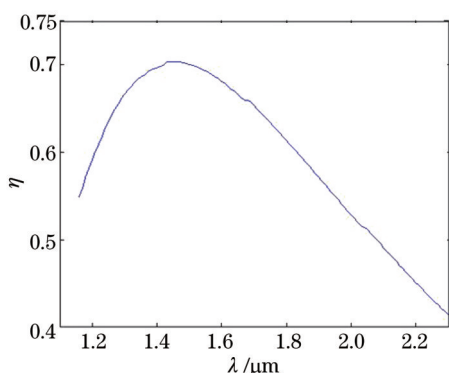


图 7 入射情况 1 中电压 310 V 的一级衍射效率-波长曲线

Fig.7 Diffraction efficiency of first order spectrum plotted against wavelength at 310 V in case one

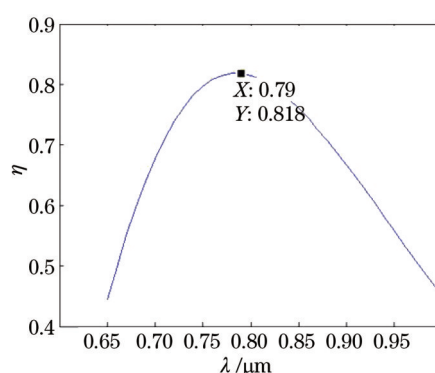


图 8 在入射情况 1 中电压 165 V 的一级衍射效率-波长曲线

Fig.8 Diffraction efficiency of first order spectrum plotted against wavelength at 165 V in case one

因此基于此光栅的波分复用器不仅速度快,带宽较宽,而且可以根据需要调节电压以适应不同波段。另外,由关系式 $kl\Delta n = (s + \frac{1}{2})\pi$ 以及 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\Delta n \propto E_0$, s 为常整数可知,调谐波段的中心波长与外加电压成线性关系,容易转换波段。

3.2 光开关性能

入射情况 1 中, 1.5 μm 光在 130, 158, 230, 310 V 电压下的光强衍射图如图 9 所示,可以看出,当电压由 130 V 变化到 310 V 时,衍射光逐渐由 0 级转移到了 1 级。因此,通过电压的调节,能够使光从 0 级移除从而实现光开关的功能,它的消光比由 $10 \lg \frac{P_{310V}}{P_{0V}}$ 可计算得为 35 dB,其中, P_{310V} 和 P_{0V} 分别表示 310 V 和 0 电压下 0 级衍射光功率。对于入射情况 2,要达到同样的消光比, e 光光开关需要 73 V 的电压,而 o 光光开关需要 220 V。与其他设计相比,这样的光开关消光比较高,响应速度快而且可以调节电压使其适用于不同波长。按入射情况 1 设计的光开关驱动电压比入射情况 2 高,但无偏振依赖性。

3.3 调制性能

由(14)式可知,该光栅可通过电压对衍射光进行相位调制。在入射情况 1 中, 1.5 μm 波长的 1 级光强随

电压变化曲线如图 10 中绿色曲线所示,可以看出这种变化在 $60\text{ V} < V < 250\text{ V}$ 的条件下接近直线,因此可以在此区间进行强度调制。

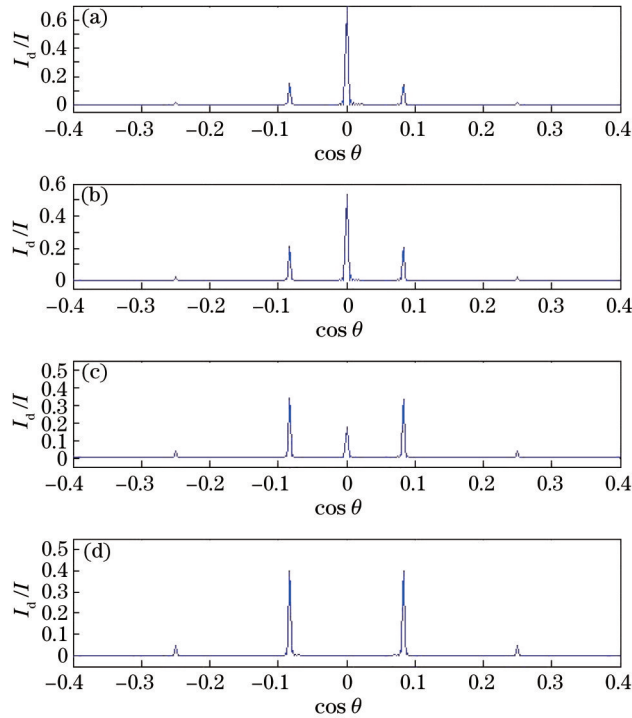


图 9 不同电压时 $1.5\ \mu\text{m}$ 波长在入射情况 1 中的衍射光强分布。(a) 130 V; (b) 158 V; (c) 230 V; (d) 310 V

Fig.9 Diffraction intensity distributions with different voltages at the wavelength of $1.5\ \mu\text{m}$ in case one. (a) 130 V; (b) 158 V; (c) 230 V; (d) 310 V

在入射情况 2 中,如图 10 所示,当入射光为线偏振光时,e 光可在 $18\sim 55\text{ V}$ 区间进行强度调制,而 o 光则在 $60\sim 177\text{ V}$ 区间进行强度调制。当入射光为圆偏振光时,可分别在 $18\sim 55\text{ V}$ 和 $156\sim 190\text{ V}$ 两个区间进行强度调制。入射情况 2 与入射情况 1 相比,优势在于驱动电压较低,但受到偏振态的限制。

该光栅可通过电压对 1 级光进行强度调制,可以根据不同波长选择不同的电压调节范围以期达到最佳效果。另外,因特定的波长沿特定的方向衍射,所以在调制的同时有滤波的效果。

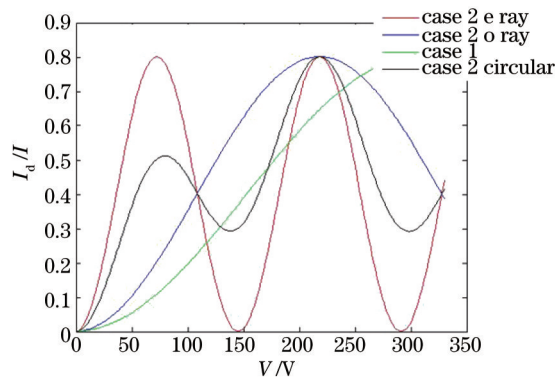


图 10 $1.5\ \mu\text{m}$ 波长的 1 级光强随电压变化

Fig.10 First order diffraction intensity as a function of voltage

4 结 论

提出一种新的周期铌酸锂电光光栅,并用耦合波理论推导出电光光栅的光强分布解析表达式,利用该表达式计算电光光栅的 1 级光强衍射效率,衍射角以及获得最大衍射效率所需的电压等重要的特性参量。从分析结果中可以看出周期铌酸锂电光光栅具有衍射效率高、响应快的特点。一般的光栅衍射效率是固定

的,且只能适应于某一特定波段,而对周期极化铌酸锂电光光栅,可以通过调节电压灵活适应于各个波段,使工作波长处于最大衍射效率。作为一种新型电光器件,周期铌酸锂电光光栅可以被开发成为光开关、波分复用器以及光调制器等,在光通信和光分析领域有广阔的应用前景。

参 考 文 献

- 1 Y M Chu, K S Chiang, Q Liu. Widely tunable optical bandpass filter by use of polymer long-period waveguide gratings [J]. Appl Opt, 2006, 45(12): 2755-2760.
- 2 Z Y Sheng, J J He, S L He. Reduced back reflection design for an etched diffraction grating based planar demultiplexer [J]. Opt Quant Electron, 2003, 35(12): 1123-1131.
- 3 Y Bai, Q Liu, K P Lor, *et al.*. Widely tunable long-period waveguide grating couplers [J]. Opt Express, 2006, 14(26): 12644-12654.
- 4 Cai Jiangjiang, Xu Guoliang, Hu Junhui, *et al.*. Remote fiber Bragg grating sensors system based on self-heterodyne detection [J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(12): 1214002.
蔡江江,许国良,胡君辉,等.基于自外差探测的多光纤光栅远程传感系统[J].中国激光,2012,39(12):1214002.
- 5 W Jin, K S Chiang, Q Liu. Electro-optic long-period waveguide gratings in lithium niobate [J]. Opt Express, 2008, 16(25): 20409-20417.
- 6 Qian Chen, Chen Zhenyu, Zhu Ninghua. Analysis of interdigital electrooptic Bragg diffraction grating [J]. Acta Optica Sinica, 2004, 24(4): 548-557.
钱 辰,陈振宇,祝宁华.叉指电光布拉格衍射光栅分析[J].光学学报,2004,24(4):548-557.
- 7 Jiang Qiang, Wang Xuan, Li Zhiyuan. Measurement of the electro-optic coefficients in electro-optic polymer thin film devices with interdigitated coplanar electrodes [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(9): 0931001.
蒋 强,王 暄,李志远.共面插指电极结构电光聚合物薄膜器件的电光系数测量[J].光学学报,2013,33(9):0931001.
- 8 M S Wu, T Shiosaki, A Kawabata. Electrooptic diffraction modulation in ZnO film on sapphire [J]. IEEE J Quantum Electron, 1989, 25(3): 252-256.
- 9 C Baron, H Cheng, M C Gupta. Domain inversion in LiTaO₃ and LiNbO₃ by electric field application on chemically patterned crystals[J]. Appl Phys Lett, 1996, 68(4): 481-483.
- 10 Guo Shanlong, Han Yashuai, Wang Jie, *et al.*. Investigation of quasi-phase-matching frequency doubling of 1560 nm laser by use of PPLN and PPKTP crystals [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(3): 0319001.
郭善龙,韩亚帅,王 杰,等.1560 nm激光经PPLN和PPKTP晶体准相位匹配倍频研究[J].光学学报,2012,32(3):0319001.
- 11 H Ishizuki, T Suhara, M Fujimura, *et al.*. Wavelength-conversion type picosecond optical switching using a waveguide QPM-SHG/DFG device [J]. Opt Quantum Electron, 2001, 33(7-10): 953-961.
- 12 Y Min, J Lee, Y Lee, *et al.*. Tunable all-optical control of wavelength conversion of 5 ps pulses by cascaded sum-and difference frequency generation (cSFG/DFG) in a Ti:PPLN waveguide [J]. Optical Fiber Communications Conference, 2003, 23(2): 767-768.
- 13 L Lefort, K Puech, S D Buterworth, *et al.*. Efficient low-threshold synchronously-pumped parametric oscillation in periodically-poled lithium niobate over the 1.3 to 5.3 μm range [J]. Opt Commun, 1998, 152(1-3): 55-58.
- 14 G H Ma, G Kh Kitaeva, I I Naumova, *et al.*. Terahertz generation in Czochralski-grown periodically poled Mg:Y:LiNbO₃ by optical rectification [J]. J Opt Soc Am B, 2006, 23(1): 81-89.
- 15 M Yamada, M Saitoh, H Ooki. Electric-field induced cylindrical lens, switching and deflection devices composed of the inverted domains in LiNbO₃ crystals [J]. Appl Phys Lett, 1996, 69(24): 3659-3661.
- 16 W L She, W K Lee. Wave coupling theory of linear electrooptic effect [J]. Opt Commun, 2001, 195(1-4): 303-311.
- 17 Gao Hua, Zhou Jing, Zheng Zhiyuan. Study of diffraction spectrum of the transisison rectangle phase grating [J]. College Physics, 2012, 31(1): 27-30.
高 华,周 静,郑志远.透射式矩形相位光栅的衍射光谱分析[J].大学物理,2012,31(1):27-30
- 18 G L Zheng, H C Wang, W L She. Wave coupling theory of quasi-phase-matched linear electro-optic effect [J]. Opt Express, 2006, 14(12): 5535-5540.
- 19 W J Lynch. Calculation of electric field breakdown in quartz as determined by dielectric dispersion analysis [J]. J Appl Phys, 1972, 43(8): 3274-3278.