

基于准周期光学超晶格的高效电光调制差频转换

李培培 唐海波 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 为获得尽可能大的差频转换效率,基于准周期极化铌酸锂(QPPLN)光学超晶格,提出了级联电光和差频理论,用于高效的差频转换。其方法是沿 QPPLN 光学超晶格的 y 方向施加一个外加电场,用来控制能量在抽运光、信号光、 o 偏振的差频光和 e 偏振的差频光四个光波之间的转移。计算结果表明,在一个 $100\text{ }^\circ\text{C}$, 40 mm 长的 QPPLN 光学超晶格中,当 1550 nm 信号光与 1064 nm 抽运光光强比值 $r < 0.324$ 时,对光强超过特定值的任意抽运光都可以通过施加一个适当的外加电场将抽运光完全转化为 1550 nm 信号光和 3393.4 nm 差频光;当 $r \geq 0.324$, 只当抽运光光强落在一定范围内时,才可以通过施加外加电场使抽运光完全转化为信号光和差频光;超过该范围,外加电场不能增加差频光转换效率。计算结果还表明,电光调制差频转换效率对温度和畴构造误差都不敏感。

关键词 非线性光学;差频转换效率;电光效应;准周期光学超晶格

中图分类号 O436.4 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201232.0619004

Efficient Electro-Optical Controlled Difference-Frequency Conversion in Quasi-Periodic Optical Superlattice

Li Peipei Tang Haibo She Weilong

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

Abstract In order to obtain as high efficiency of difference frequency conversion as possible, a method based on the cascaded electro-optic and difference frequency theory in the quasi-periodically poled LiNbO_3 optical superlattice (QPPLN) is put forward. The idea is that an external electric field is applied along the y -axis of the QPPLN to control the energy conversion among the pump beam, signal beam, o -polarized difference-frequency beam and e -polarized difference-frequency beams. The numerical results show that, in a 40-mm long QPPLN at $100\text{ }^\circ\text{C}$, when the ratio r of the intensity of the 1550-nm signal beam to that of the 1064 nm pump one, is less than 0.324 , any pump light with an intensity higher than a specific value can be fully translated into the 1550-nm signal light and the 3393.4-nm difference-frequency light as long as a suitable electric field is applied. In the case that r is equal to or larger than 0.324 , only in a fixed range can the pump light be translated into signal and difference-frequency ones completely under an appropriate applied electric field. Out of the range the applied electric field cannot increase the efficiency of difference-frequency conversion. The further investigation indicates that the difference-frequency conversion modulated by electro-optical effect is not sensitive to both temperature and domain structure error.

Key words nonlinear optics; difference-frequency conversion efficiency; electro-optical effect; quasi-periodic optical superlattice

OCIS codes 160.2100; 190.4975; 260.1440

1 引 言

差频产生(DFG)是一种重要的获得新的中红外波长的方法。而中红外光在气体检测领域有着重

要的应用价值,特别是 $3\sim 5\text{ }\mu\text{m}$ 区^[1~3]。一方面是一些重要的大气污染气体在这个光谱区有它们的基频吸收带,另一方面是这个光谱区的 DFG 系统有多

收稿日期: 2011-11-14; 收到修改稿日期: 2012-02-14

基金项目: 国家自然科学基金(10874251)资助课题。

作者简介: 李培培(1987—),女,硕士研究生,主要从事非线性光学方面的研究。E-mail: lipeipei6547@126.com

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)

种信号光种子光源方案可供选择。为了实现差频转换,传统的方法是在均匀块状晶体中利用双折射实现相位匹配^[4],另一种就是基于光学超晶格的准相位匹配(QPM)原理^[5,6]。早在 20 世纪后半叶,准相位匹配技术就开始广泛应用于各种非线性效应(如倍频效应、三倍频效应和更复杂的级联非线性效应)^[7~9]中,但是,在 QPM 条件下,对于一个给定的光学超晶格,DFG 效率是随着抽运光强度的增加不断振荡的。换句话说,DFG 效率开始随着抽运光强度的增加单调地增加,而当 DFG 效率变得可观时,从差频光和信号光到抽运光的能量回流就会发生。因此,在任意抽运强度下高效的差频转换并不是总能得到。为了得到尽可能大的差频效率,一种方法是改变超晶格结构参数^[10,11]。然而,在一个已经制备好的 QPM 材料中去改变结构参数是不现实的。另一种方法是沿光学超晶格的光轴方施加一个外加电场,利用电光效应引入可调谐线性光栅,通过外加电场改变晶体的折射率,引入可控相位失配,然后利用可控相位失配去抑制能量回流,来获得高效的谐波输出^[12,13]。考虑到准周期极化铌酸锂(QPPLN)光学超晶格中二阶非线性系数和电光系数的同步调制,在本文中提出了级联的差频和电光耦合波理论,这使得持续高效的差频输出变成可能。1999 年 Brien 等^[14]用 1.5 kV/mm 的外加电场控制周期极化铌酸锂(PPLN)光学超晶格中的光参量振荡,实

现了 8.91 cm^{-1} 的频谱转移;2002 年 Chang 等^[15]通过用电场控制 532 nm 的基频光及其倍频光的相位来实现对波长转换和振幅的同步调制;2005 年 Huang 等^[16]在 PPLN 光栅内实现了倍频和电光的耦合,其结果表明,外加直流电场可以控制二次谐波的偏振态和振幅大小。本文提出沿 QPPLN 的 y 方向施加一个合适的外加电场,控制能量在抽运光、信号光、 o 偏振差频光和 e 偏振差频光这四个光波之间的流动,进而获得高效的差频输出。电光调制差频转换仅在一块 QPPLN 晶体中进行,且没有机械移动部件,因而操作非常简单、快速、精确和稳定。

2 理论和计算

利用波长为 1064 nm 的抽运光和 1550 nm 的信号光在 QPPLN 晶体中实现差频效应,从而产生波长为 3393.4 nm 的差频光。另外,通过外加电场,使差频光的 o 光和 e 光两个分量产生电光耦合,从而调节差频光的输出效率,控制差频光的偏振态。为了能利用铌酸锂晶体最大的非线性系数 d_{33} ,需使抽运光、信号光和产生的差频光的电场都沿光轴(即 z 轴)振动,且光波沿 x 轴方向传播。为了用较小的电压得到较强的电光效应,外加电场加在 y 轴方向。图 1 是基于 QPPLN 电控 DFG 装置示意图。

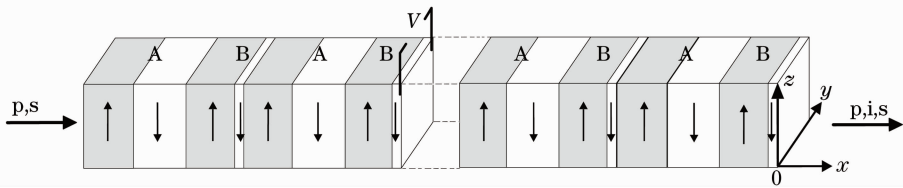


图 1 基于 QPPLN 电控 DFG 装置示意图

Fig. 1 Schematic of DFG controlled by electric field based on QPPLN

图 1 中,外加电场 E_0 沿 y 轴方向。 x, y 和 z 代表晶体的三个原轴,箭头表示畴自发极化方向。 p, s, i 分别表示抽运光、信号光和差频光。

类似文献^[17~19]的耦合波理论处理方法,在 QPPLN 光学超晶格中,得到级联的差频($\omega_{pz} - \omega_{sz} \leftrightarrow \omega_{iz}$)和电光效应($\omega_{iy} \leftrightarrow \omega_{iz}$)耦合波方程:

$$\frac{dE_{pz}(x)}{dx} = i \frac{\omega_p d_{33}}{cn_{pz}(x)} g(x) E_{iz}(x) E_{sz}(x) \exp(i\Delta k_1 x), \quad (1)$$

$$\frac{dE_{sz}(x)}{dx} = i \frac{\omega_s d_{33}}{cn_{sz}(x)} g(x) E_{pz}(x) E_{iz}^*(x) \exp(-i\Delta k_1 x), \quad (2)$$

$$\frac{dE_{iy}(x)}{dx} = i \frac{k_0 n_{iy} n_{iz}^2 r_{42}}{2} E_0 g(x) E_{iz}(x) \exp(-i\Delta k_2 x) - i \frac{k_0 n_{iy}^3 r_{22}}{2} E_0 g(x) E_{iy}(x), \quad (3)$$

$$\frac{dE_{iz}(x)}{dx} = i \frac{k_0 n_{iy}^2 n_{iz} r_{42}}{2} E_0 g(x) E_{iy}(x) \exp(i\Delta k_2 x) + i \frac{\omega_i d_{33}}{cn_{iz}(x)} g(x) E_{pz}(x) E_{sz}^*(x) \exp(-i\Delta k_1 x), \quad (4)$$

$$\text{式中 } \Delta k_1 = k_{iz} + k_{sz} - k_{pz} = 2\pi \left(\frac{n_{iz}}{\lambda_i} + \frac{n_{sz}}{\lambda_s} - \frac{n_{pz}}{\lambda_p} \right),$$

$$\Delta k_2 = k_{iy} - k_{iz} = \frac{2\pi}{\lambda_i} (n_{iy} - n_{iz}), E_{j\mu}, E_0, \lambda_j, \omega_j, k_{j\mu} \text{ 和}$$

$n_{j\mu}$ ($j = p, i, s; \mu = y, z$) 分别是光场、外加电场、波长、光波圆频率、波数和折射率; k_0 为差频光在真空中的波数; d_{33} 为非线性系数; r_{22} 和 r_{42} 为电光系数; * 表示复共轭; $g(x) = 1, -1$ 是结构函数, 对应于 QPPLN 光学超晶格的正畴和负畴。显然, 当外加电场 E_0 为零时, (1)~(4) 式就简化为常见的描述 DFG 的耦合波方程。

假定 QPPLN 光学超晶格可提供两个倒格矢用来补偿两个波矢失配: 1) DFG 时从抽运光和信号光到 e 偏振差频光的波矢失配; 2) 差频光之间电光效应的波矢失配。假定 QPPLN 晶体是由 A 和 B 两个基元按准周期序列排列构成, 每个基元又由一对正负畴构成。A 和 B 的宽度分别为 $l_A = l_A^+ + l_A^-$ 和 $l_B = l_B^+ + l_B^-$ 。设定基元 A 和 B 的正畴宽度都相同, 即 $l_A^+ = l_B^+ = l$; 超晶格长度 $L = 40 \text{ mm}$, 工作温度 $T = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ 。利用铌酸锂的 Sellmeier 方程^[20] 计算得到的差频效应和电光效应的两个波矢失配分别为 $|\Delta k_1| = 0.21 \text{ } \mu\text{m}^{-1}$, $\Delta k_2 = 0.1110 \text{ } \mu\text{m}^{-1}$ 。对于普通形式的准周期结构^[21], 将(1)~(4) 式中的结构函数 $g(x)$ 展开为傅里叶级数

$$g(x) = \sum_G g_{m,n} \exp(iG_{m,n}x).$$

根据文献[21], 倒格矢

$$G_{m,n} = 2\pi \frac{m + n\tau}{D},$$

式中 $D = \tau l_A + l_B$ 。对应的傅里叶变换系数^[22]

$$g_{m,n} = 2(1 + \tau) l D^{-1} \text{sinc}(G_{m,n}l/2) \text{sinc}(X_{m,n}),$$

式中 $X_{m,n} = \pi D^{-1}(1 + \tau)(ml_A - nl_B)$ 。根据相位匹配条件

$$G_{m,n} = 2\pi(m + n\tau)/D = |\Delta k_1|,$$

$$G_{m',n'} = 2\pi(m' + n'\tau)/D = \Delta k_2,$$

得

$$\tau = \frac{m'\Delta k_1 - m\Delta k_2}{n\Delta k_2 - n'\Delta k_1}, \quad D = \frac{2\pi(nm' - mn')}{n\Delta k_2 - n'\Delta k_1}.$$

已知 $|\Delta k_1|$ 和 Δk_2 , 通过选择 m, n, m', n' , 就可确定 τ 和 D 的值。为了得到较大的傅里叶系数, 选 $m = 1, n = 1, m' = 0, n' = 1$, 得到结构参数 $\tau = 1.1207, D = 63.42 \text{ } \mu\text{m}$ 。选择 $l = 18 \text{ } \mu\text{m}, l_A = 37.5 \text{ } \mu\text{m}$, 则可根据 $D = \tau l_A + l_B$ 得出 $l_B = 21.39 \text{ } \mu\text{m}$ 。于是, 与差频效应和电光效应相关的两个傅里叶系数可以算出, 其中 $g_{11} = 0.3546, g_{01} = 0.3514$ 。超晶格序列可以根据畴边界条件^[21]

$$x_n = na + \left(\frac{na}{b} - \left[\frac{na}{b} \right] \right)$$

进行确定, 其中 a, b 为普遍形式准周期结构的结构参数, 17 个基元序列为 ABABABABABABABABA, $[\cdot]$ 表示取整运算。于是, 在满足 QPM 的条件下, (1)~(4) 式简化为

$$\frac{dE_{pz}(x)}{dx} = i \frac{\omega_p d_{33}}{cn_{pz}(x)} g_{11} E_{iz}(x) E_{sz}(x), \quad (5)$$

$$\frac{dE_{sz}(x)}{dx} = i \frac{\omega_s d_{33}}{cn_{sz}(x)} g_{11} E_{pz}(x) E_{iz}^*(x), \quad (6)$$

$$\frac{dE_{iy}(x)}{dx} = i \frac{k_0 n_{iy} n_{iz}^2 r_{42}}{2} E_0 g_{01} E_{iz}(x) - i \frac{k_0 n_{iy}^3 r_{22}}{2} E_0 g(x) E_{iy}(x), \quad (7)$$

$$\frac{dE_{iz}(x)}{dx} = i \frac{k_0 n_{iy}^2 n_{iz} r_{42}}{2} E_0 g_{01} E_{iy}(x) + i \frac{\omega_i d_{33}}{cn_{iz}(x)} g_{11} E_{pz}(x) E_{sz}^*(x). \quad (8)$$

定义输入的信号光和抽运光光强之比为

$$r = \frac{I_{s0}}{I_{p0}},$$

式中 I_{p0}, I_{s0} 作为数值模拟的初始条件, 分别表示输入的抽运光和信号光在 QPPLN 输入端的强度。差频转换效率定义为

$$\eta = I_i(L)/I_{p0} \times 100\%,$$

式中 $I_i(L)$ 表示在 QPPLN 输出端差频光的强度。

研究无外加电场情况下相应于不同 r ($r =$

0.01, 0.1, 1) 的差频效率 η 与抽运光初始强度 I_{p0} 的关系。此时只存在差频效应, 只有抽运光、信号光和 e 偏振的差频光。对 $L = 40 \text{ mm}$ 。数值计算结果如图 2 所示。 $r = 0.01$ 时, η 首先随 I_{p0} 的增加不断地增大, 并在 9.5 MW/cm^2 时达到最大值 (31.35%), 之后由于从信号光和差频光到抽运光的能量回流的发生, η 随 I_{p0} 的增加逐渐减少; $r = 0.1$ 时, η 在 $I_{p0} = 4.15 \text{ MW/cm}^2$ 处达到最大值 (31.35%), 在 16.5 MW/cm^2 时降到了最小值 (0), 之

后随 I_{p0} 的增加逐渐增加; $r=1$ 时, η 在 $I_{p0} = 1.05 \text{ MW/cm}^2$ 处第一次达到最大值 (31.35%), 在 4.05 MW/cm^2 时第一次降到了最小值 (0), 之后重复先前的过程。由此可见, 当 E_0 不存在时, 对于一个给定的 r , 差频效率 η 并不是在任何抽运光初始强度下都能达到理想值。由图 2 可知, 尽管 r 不同, 但最大的差频效率都是一样的, 都是 31.35%, 它都发生在抽运光损耗殆尽的时候, 并且, η 是随着 I_{p0} 的增加不断的振荡的。所不同的是, r 越大, η 随着 I_{p0} 的增加越快, 能量回流过程也越快, 能够使差频光高效输出的 I_{p0} 范围也越窄。因此, 要想在 QPPLN 输出端面获得最大的差频效率 (31.35%), 需要选择适当大小和比例的抽运光和信号光强度。

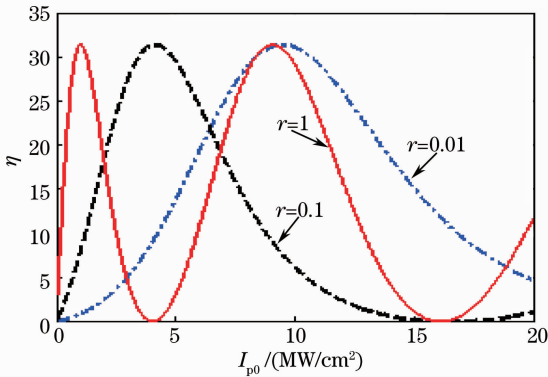


图 2 无外加电场时差频转换效率 η 和抽运强度 I_{p0} 的关系

Fig. 2 Relation between difference-frequency conversion efficiency η and the intensity of pump light I_{p0} without external electric field

图 3 显示了无外加电场情况下 $r=0.1$, $I_{p0} = 16.5 \text{ MW/cm}^2$ 时抽运光、信号光和 e 偏振差频光光强随传播距离的变化关系。从图 3 中可以看出, 差频光和信号光光强开始随传播距离的增加而逐渐增大, 并且都在 20 mm 处达到最大值。此时, 抽运光损耗殆尽, 差频光能量占总能量的比例为 0.285, 差频效率达到最大值 (31.35%)。之后, 由于能量回流, 差频光和信号光光强随传播距离的增加逐渐减少, 在 40 mm 处达到最小值 (差频光光强为 0), 此时抽运光光强最大。该过程中能量在抽运光、差频光和信号光之间来回转移, 使输出的抽运光和信号光光强最后都变得与输入的光强相同, 此时差频效率为 0。此结果对应于图 2 中 $r=0.1$ 时差频效率为零的一点。因此, 对于一定的 r 和 I_{p0} , 晶体长度不同, 输出的差频效率也不同。

当外加电场 E_0 存在时, 差频效应和电光效应耦合在一起, 导致能量在抽运光、信号光、o 偏振差

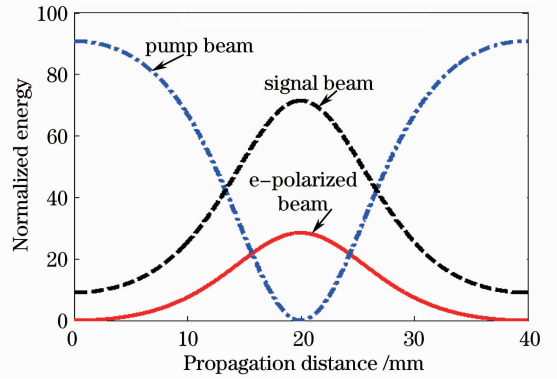


图 3 无外加电场时抽运光、信号光和 e 偏振差频光与传播距离的关系

Fig. 3 Relation between propagation distance and the normalized energy of pump beam, signal beam and e-polarized difference-frequency beam without external electric field

频光以及 e 偏振差频光之间交换流动, 情况变得不一样。这意味着, 可以通过调节 E_0 来控制差频输出。对于不同的输入抽运光强 I_{p0} 、输入信号光和抽运光强度比 r , 图 4(a) 显示了能够获得最高差频效率 η ; 图 4(b) 显示对应的所需要的外加电场 E_0 。A、B 线分别表示 η 第一次、第二次达到最大值 (31.35%) 及对应的外加电场。它们分别将图 4(a), (b) 分为一一对应的 I、II 和 III 三个区域。在 I 区, 当 I_{p0} 一定时, 获得最高差频效率 η 总是在 E_0 为零的时候。这是因为, 对 $E_0=0$, 此时能量尚未出现回流, 抽运光在超晶格长度范围内只是单向地转化为信号光和差频光。 η 随 I_{p0} 的增加不断地增大, 直到达到最大值 (31.35%)。此时, 再加电光调制反而会降低差频效率。在 A 线上, 没有外加电场, 对 $1.01 \sim 20 \text{ MW/cm}^2$ 的任何一个抽运光, 都能找到一个 r , 使抽运光完全转化为差频光和信号光。然而在 II 区和 III 区, 当没有外加电场时, 对任意输入的 I_{p0} 和 r , 由于从 e 偏振差频光和信号光到抽运光的能量回流过程发生, 差频效率总是介于 0 和最大值 (31.35%) 之间。所以, 在 QPPLN 输出端不能获得最大的差频输出效率 (31.35%), 如图 2 所示。但是, 在 II 区, 可以通过施加一个合适的 E_0 来控制差频效率并使其达到最大值。例如, 对应 $r=0.1$ 的三个抽运光强 6、16.5、18 MW/cm^2 , 若分别施加 0.615、0.69、0.635 kV/mm 的三个电场, 则三个差频效率将分别从原来不加电场时的 24.44%, 0, 0.19% 提高到 31.35%, 31.35%, 31.35%。当 $r < 0.324$, 只存在 I、II 两个区域, 对光强超过特定值的任意抽运光都可以通过施加一个适当的外加电场将抽运光完全转化为信号光和差频

光。然而当 $r \geq 0.324$, 除了 I 和 II 区外, III 区也出现。I 和 II 区内情况与 $r < 0.324$ 时相同, 但是在 III 区, 情况有所不同。在一定区域内 (III 区中的鲜红区, 彩图请见网络电子版), 电光调制并不能增加差频转换效率。过了该区域, 可以通过施加外电场来增加差频转换效率, 甚至使该效率上升至最大值。图 4(c) 以 $r=1$ 为例, 显示了对不同的 I_{p0} , 不加电场和加电场时的差频效率的比较; 图 4(d) 显示了加电场后输出的 o 偏振差频光和 e 偏振差频光之间相位差。其中 C 点、D 点分别对应不加电场时差频效率第一、第二次达到最大值时的相位差。C 点和 E 点为临界点。C 点之前, 属于 I 区, $E_0 = 0$ 的时 η 最

大, 输出的差频光是沿光轴的线偏振光。C 点到 D 点, 属于 II 区, 可通过外加电场对差频光进行电光调制, 使输出的差频效率保持最大值。该区域内输出的差频光为椭圆偏振光。D 点以后属于 III 区。D 点到 E 点, 电光调制不能提高差频转换效率, 不加电场时差频效率更大, 输出的差频光为沿光轴振动的线偏振光。E 点为临界点, 不加电场时的差频效率与加电场后能达到的极大差频效率相等, 区别在于前者输出的差频光为沿光轴振动的线偏振光, 后者为右旋椭圆偏振光。E 点以后, 通过加适当的电场可以使差频效率提高, 最佳情况效率可达 31.35%, 输出的差频光为右旋椭圆偏振光。

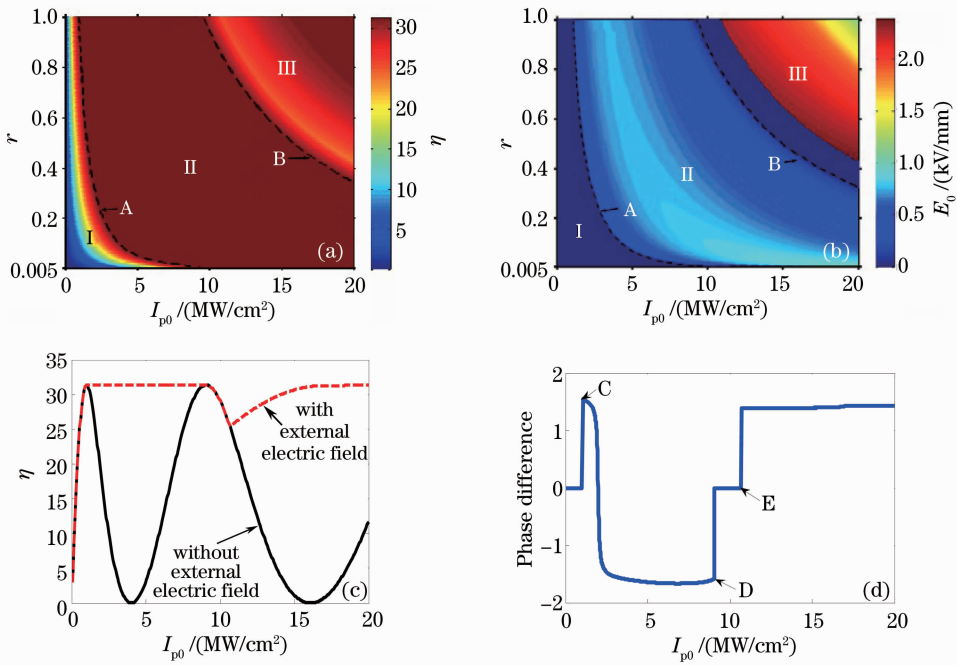


图 4 (a) 对于不同的 I_{p0} 和 r , 能够获得最高差频效率 η ; (b) 为获得最高差频效率 η 所需的外加电场 E_0 ; (c) $r=1$ 时, 对于不同的 I_{p0} , 不加电场的差频效率和加电场后差频效率; (d) $r=1$ 时, 对于不同的 I_{p0} , 输出的 o 偏振差频光与 e 偏振差频光之间的相位差

Fig. 4 (a) Possible highest difference-frequency conversion efficiency η for different I_{p0} and r ; (b) external electric field needed to obtain highest difference-frequency conversion efficiency η ; (c) difference-frequency conversion efficiencies of with and without electric field for different I_{p0} when $r=1$; (d) phase difference between output o-polarized and e-polarized difference-frequency beams

在计算中, 设定 $r=0.1$, $I_{p0}=16.5 \text{ MW/cm}^2$, $L=40 \text{ mm}$, $\lambda_p=1064 \text{ nm}$, $\lambda_s=1550 \text{ nm}$, $E_0=0.69 \text{ kV/mm}$, 并在 $93 \text{ }^\circ\text{C} \sim 107 \text{ }^\circ\text{C}$ 之间调节温度 T 。计算结果如图 5 所示。由图 5 可知, 差频效率 η 对温度 T 不甚敏感, 当温度偏离中心温度 $2 \text{ }^\circ\text{C}$ 时才会导致 50% 的差频效率下降。类似于文献 [23~25] 对畴构造误差的处理方法, 为每个畴引入一个随机误差, 其大小在每个畴长度的 $0 \sim R$ 倍之间。数值模拟了当 $r=0.1$, $I_{p0} =$

16.5 MW/cm^2 , $T=100 \text{ }^\circ\text{C}$, $\lambda_p=1064 \text{ nm}$, $\lambda_s=1550 \text{ nm}$, $E_0=0.69 \text{ kV/mm}$ 且 R 分别为 $0, 0.1, 0.2$ 时差频效率 η 对传播距离的依赖关系, 如图 6 所示, 彩图请见网络电子版。数据结果显示, 差频效率 η 对随机构造误差也不很敏感, 这与文献 [23~25] 的研究是一致的。这是因为各个畴模块随机误差带来的相位失配互相补偿, 以致一定范围内的随机构造误差不会导致明显的整体相位失配。

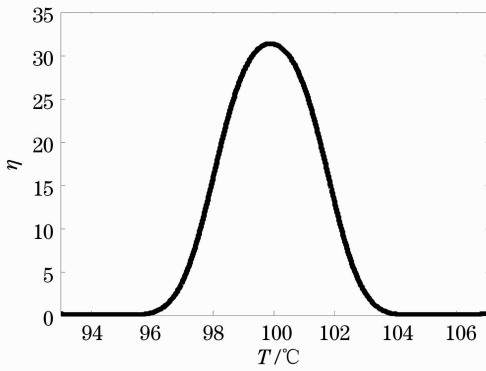


图 5 差频转换效率 η 对温度 T 的依赖关系

Fig. 5 Dependence of difference-frequency conversion efficiency η on temperature

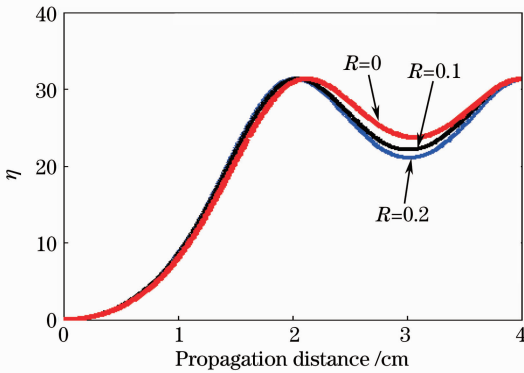


图 6 随机误差存在时差频转换效率 η 对传播距离的依赖关系

Fig. 6 Dependence of difference-frequency conversion efficiency η on propagation distance with random error

3 结 论

基于 QPPLN 光学超晶格, 提出了级联的电光和差频理论, 研究高效的差频转换。计算结果表明, 在一个 $100\text{ }^\circ\text{C}$, 40 mm 长的 QPPLN 光学超晶格中, 当 1550 nm 信号光与 1064 nm 抽运光光强比值 $r > 0.324$ 时, 对光强超过特定值的任意抽运光都可以通过施加一个适当的外加电场将抽运光完全转化为 1550 nm 信号光和 3393.4 nm 差频光; 当 $r \geq 0.324$, 只当抽运光光强落在一定范围内时, 才可以通过施加外加电场使抽运光完全转化为信号光和差频光, 超过该范围, 外加电场不能增加差频光转换效率。计算结果还表明, 电光调制差频转换效率对温度和畴构造误差都不是很敏感。

参 考 文 献

1 K. P. Petrov, L. Goldberg, F. K. Tittel *et al.*. Detection of CO in air by diode-pumped $4.6\text{-}\mu\text{m}$ difference-frequency generation in quasi-phase-matched LiNbO₃ [J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(1):

86~88

- 2 Wang Liusan, Cao Zhensong, Wang Huan *et al.*. A widely tunable mid-infrared difference frequency generation laser and Its detection of atmospheric water [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(4): 0414003
汪六三, 曹振松, 王欢等. 宽调谐中红外差频激光及大气水汽浓度探测 [J]. *光学学报*, 2011, **31**(4): 0414003
- 3 Li Guang, Wang Li. Tuning properties and conversion efficiency in mid-infrared laser using ZnGeP₂-difference frequency generation [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(1): 54~58
李光, 王丽. ZnGeP₂-差频中红外激光器的角调谐特性及转换效率 [J]. *中国激光*, 2010, **37**(1): 54~58
- 4 J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing *et al.*. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric [J]. *Phys. Rev.*, 1962, **127**(6): 1918~1939
- 5 E. J. Lim, H. M. Hertz, M. L. Bortz *et al.*. Infrared radiation generated by quasi-phase-matched difference-frequency mixing in a periodically poled lithium niobate waveguide [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **59**(18): 2207~2209
- 6 L. Goldberg, W. K. Burns, R. W. McElhanon. Difference-frequency generation of tunable mid-infrared radiation in bulk periodically poled LiNbO₃ [J]. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(11): 1280~1282
- 7 V. Pruneri, G. Bonfrate, P. G. Kazansky *et al.*. Greater than 20%-efficient frequency doubling of 1532-nm nanosecond pulses in quasi-phase-matched germanosilicate optical fibers [J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(4): 208~210
- 8 N. Zhu, Y. Zhu, N. B. Ming. Quasi-phase-matched third-harmonic generation in a quasi-periodic optical superlattice [J]. *Science*, 1997, **278**(5339): 843~846
- 9 L. Lefort, K. Puech, S. D. Buterworth *et al.*. Efficient low-threshold synchronously-pumped parametric oscillation in periodically-poled lithium niobate over the $1.3\text{--}5.3\text{ }\mu\text{m}$ range [J]. *Opt. Commun.*, 1998, **152**(15): 55~58
- 10 C. L. Tang, P. P. Bey. Phase matching in second-harmonic generation using artificial periodic structures [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1973, **9**(1): 9~11
- 11 M. M. Fejer, G. Magel, D. Jundt *et al.*. Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(11): 2631~2664
- 12 Li Chun, An Yuying, Zeng Xiaodong. LiNbO₃ electrooptic tuning optical parametric oscillator [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(2): 172~174
李春, 安毓英, 曾晓东. LiNbO₃ 电光调谐光学参变振荡器 [J]. *光学学报*, 2004, **24**(2): 172~174
- 13 F. Xu, J. Liao, X. Zhang *et al.*. Complete conversion of sum-frequency generation enhanced by controllable linear gratings induced by an electro-optic effect in a periodic optical superlattice [J]. *Phys. Rev. A*, 2003, **68**(3): 033808
- 14 N. O. Brien, M. Misse, P. Powers *et al.*. Electro-optic spectral tuning in a continuous-wave, asymmetric-duty-cycle, periodically poled LiNbO₃ optical parametric oscillator [J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(23): 1750~1752
- 15 K. W. Chang, A. Chiang, T. Lin *et al.*. Simultaneous wavelength conversion and amplitude modulation in a monolithic periodically-poled lithium niobate [J]. *Opt. Commun.*, 2002, **203**(1-2): 163~168
- 16 C. P. Huang, Q. Wang, Y. Zhu. Cascaded frequency doubling and electro-optic coupling in a single optical superlattice [J]. *Appl. Phys. B*, 2005, **80**(6): 741~744
- 17 W. She, W. Lee. Wave coupling theory of linear electro-optic effect [J]. *Opt. Commun.*, 2001, **195**(1-4): 303~311
- 18 G. Zheng, H. Wang, W. She. Wave coupling theory of quasi-phase-matched linear electro-optic effect [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(12): 5535~5541

- 19 D. Huang, W. She. High-flux photon-pair source from electrically induced parametric down conversion after second-harmonic generation in single optical superlattice [J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(13): 8275~8283
- 20 G. J. Edwards, M. Lawrence. A temperature-dependent dispersion equation for congruently grown lithium niobate [J]. *Opt. & Quantum Electron.*, 1984, **16**(4): 373~375
- 21 K. Fradkin-Kashi, A. Arie. Multiple-wavelength quasi-phase-matched nonlinear interactions [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1999, **35**(11): 1649~1656
- 22 C. Zhang, H. Wei, Y. Y. Zhu *et al.*. Third-harmonic generation in a general two-component quasi-periodic optical superlattice [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(12): 899~901
- 23 H. Tang, L. Chen, W. She. Electrically controlled second harmonic generation of circular polarization in a single LiNbO₃ optical superlattice [J]. *Appl. Phys. B*, 2009, **94**(1): 661~666
- 24 Y. Lee, F. Fan, Y. Huang *et al.*. Nonlinear multiwave length conversion based on an aperiodic optical superlattice in lithium niobate [J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(24): 2191~2193
- 25 F. Ji, B. Zhang, E. Li *et al.*. Theoretical study of the electro-optic effect of aperiodically poled lithium niobate in a Q-switched dual-wavelength laser [J]. *Opt. Commun.*, 2006, **262**(2): 234~237

栏目编辑：李文喆