

准相位匹配 LN 倍频波导铁电畴 反转光栅的研究

陈云琳 倪文俊 王冬梅 夏润宇 李世忱

(天津大学精仪学院 天津 300072)

摘要 从准相位匹配理论出发,对铁电畴反转区域长度和畴界位置的偏差造成偏离理想准相位匹配的情况进行了理论分析和研究,得出这些偏差直接影响二次谐波输出功率。

关键词 准相位匹配,铁电畴反转,二次谐波

1 引 言

目前人们正通过各种技术来提高产生二次谐波非线性过程的转换效率,其中准相位匹配技术受到人们的关注,因为通过准相位匹配可以实现非线性光学过程的增强^[1],进而提高二次谐波的转换效率。通过非线性介质二阶非线性系数周期性跃变,即铁电畴反转光栅可以实现准相位匹配。准相位匹配有许多优点:(1)可以利用非线性介质最大的非线性系数;(2)所产生二次谐波的导模易聚焦为一点;(3)对任意波长的波不存在匹配的任何限制。

大量的实验已证实了准相位匹配非线性过程的增强。在实验中最早是用铁电畴晶片堆积的方法观测到倍频光的增强,后来人们研究并采用了多种技术制备铁电畴反转光栅^[2~6]。因为实现准相位匹配铁电畴反转光栅畴反转区域的长度和边界位置直接影响着转换效率的提高。用参考文献[2~5]的技术所形成的畴反转仅仅发生在晶面附近很浅的三角区域内,所以本文不加以研究。本文主要对用参考文献[6]的技术所形成的畴反转贯穿晶片厚度且截面几何形状近似于矩形的畴反转光栅进行研究,并给出相应的理论分析结果。

2 畴反转光栅的理论研究

2.1 准相位匹配

将频率为 ω 的基波入射到非线性介质中,通过晶体中的非线性作用,产生频率为 2ω 的二次谐波,也称为倍频光波。由于基波与它所激发的二次谐波在介质中的折射率不同,导致了两波在介质中以不同的相速度传播,因此基波与谐波间存在着相位差,此相位差就决定着两波间能量的转换。而要提高二次谐波的转换效率就必须消除此相位差。有两种方法可以实现:一是普遍应用的双折射相位匹配方法,二是准相位匹配。由非线性理论可知,二次谐波的转换效率与介质的非线性系数成正比,对于 LN 晶体,它的非线性系数 d_{31} 是能够相位匹配的,然而其最

大的非线性系数 d_{33} 却不能相位匹配, 但可以通过准相位匹配对 LN 的 d_{33} 加以利用。理论结果表明^[1]与双折射相位匹配相比, 准相位匹配的倍频转换效率提高了 $(2d_{33}/\pi d_{31})^2 \sim 20$ 倍。

所谓准相位匹配就是在介质中传播的基波和由它所激发的二次谐波间存在相位失配时所进行的相位补偿, 而此相位补偿是通过介质非线性系数周期性跃变实现的。对于一个带有畴反转光栅的条形波导(如图 1 所示), 通过在每一个相干长度上介质极化强度 P_s 符号周期性地改变(介质的非线性系数符号周期性改变)来提高二次谐波的输出强度, 如图 2 所示。图 2 这种情况称为一级准相位匹配。

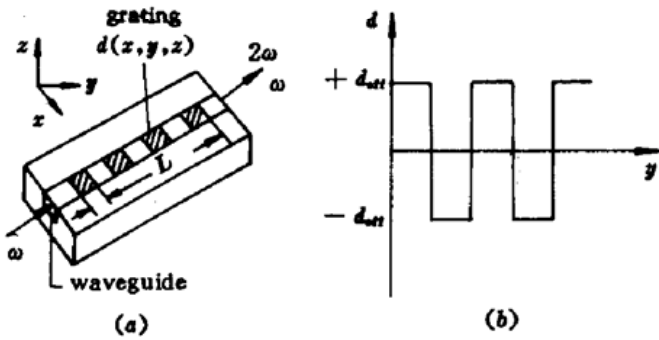


图 1 (a) 带有畴反转光栅的条形波导示意图; (b) 非线性系数符号周期性跃变形成的矩形畴反转光栅示意图

Fig. 1 (a) Channel waveguide with gratings;

(b) the configuration of a rectangular domain inverted grating

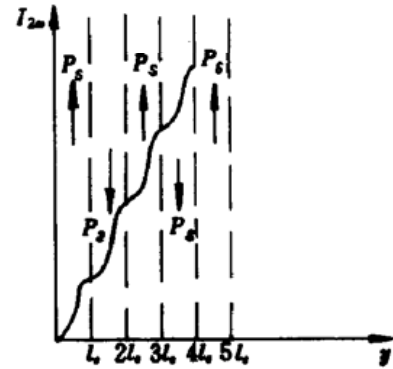


图 2 由每一相干长度上自发极化强度符号反向所实现的一级准相位匹配

Fig. 2 First order QPM by flipping the sign of the spontaneous polarization at every coherence length

2.2 理论探讨

虽然我们通过引入铁电畴界 π 相位改变的概念^[7], 说明了带有铁电畴反转光栅 LN 波导的相位补偿效应, 并用图解法阐明了倍频波导中的准相位匹配。但是对畴反转光栅周期的不均匀性及畴界位置偏差造成偏离理想准相位匹配的情况没有进行过理论分析和研究, 而实际准相位匹配波导倍频器件的制作中必不可少地存在着这些偏差, 因此必须要对这些偏离理想准相位匹配条件的误差进行理论研究。介质周期性调制非线性系数的傅里叶表达式为

$$d(y) = d_{\text{eff}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m \exp(-ik_m y) \quad (1)$$

式中 d_{eff} 为介质的有效非线性系数, $k_m = m \frac{2\pi}{\Lambda}$ 为傅里叶第 m 个分量的光栅波矢量, Λ 为畴反转光栅的周期。存在相位失配情况下倍频过程中二次谐波的耦合波方程为

$$\frac{dE_2(y)}{dy} = \Gamma d(y) \exp(-i\Delta k' y) \quad (2)$$

其中 $\Gamma = i\omega E_1^2/n_2 c$, $\Delta k' = k_2 - 2k_1 = \pi/l_c$, k_1 和 k_2 分别是基波和二次谐波的波矢量值, $l_c = \lambda/4(n_2 - n_1)$ 为相干长度。对(2)式积分可得出波导长度为 L 末端的谐波场

$$E_2(L) = \Gamma \int_0^L d(y) \exp(-i\Delta k' y) dy \quad (3)$$

对于准相位匹配, $d(y)$ 由在 y_j 处符号周期性变化的 $\pm d_{\text{eff}}$ 组成, 设 g_j 是第 j 个畴的符号。对(3)式积分得

$$E_2 = \frac{i\Gamma d_{\text{eff}}}{\Delta k'} \sum_{j=1}^N g_j [\exp(-i\Delta k' y_j) - \exp(-i\Delta k' y_{j-1})] \quad (4)$$

式中 N 为反转畴的数目。

由于偏离理想光栅设计结构而引起相位差的积累,设第 j 个畴边界位置的偏差为 $\delta y_j = y_j - y_{j,0}$,波矢量的偏差为 $\delta\Delta k' = \Delta k' - \Delta k'_0$,其中 $y_{j,0}, \Delta k'_0$ 分别是理想光栅的畴界和波矢值。则第 j 个畴的相位差积累 Φ_j 为

$$\Phi_j = \Delta k' y_j - \Delta k'_0 y_{j,0} \approx \Delta k' \delta y_j + \delta\Delta k' y_{j,0} \quad (5)$$

则二次谐波(4)式为

$$E_2 = \frac{i\Gamma g_1 d_{\text{eff}}}{\Delta k'} [2 \sum_{j=1}^{N-1} e^{-i\Phi_j} + (e^{-i\Phi_N} + 1)] \quad (6)$$

因为 $N \gg 1$,所以(6)式近似为

$$E_2 = \frac{i2\Gamma g_1 d_{\text{eff}}}{\Delta k'} \sum_{j=1}^N e^{-i\Phi_j} \quad (7)$$

对于一个理想的光栅结构 $N = L/ml_c = L\Delta k'/m\pi$, (7)式变为

$$E_{2,0} \approx \frac{i2\Gamma g_1 d_{\text{eff}} L}{m\pi} \quad (8)$$

因为

$$\sum_{j=1}^{N-1} e^{-i\Phi_j} + \frac{1}{2}(e^{-i\Phi_N} + 1) \approx \frac{1}{ml_c} \int_0^L e^{-i\Phi(y)} dy \quad (9)$$

所以(6)式可以近似为

$$E_2 = \frac{i2\Gamma g_1 d_{\text{eff}}}{\Delta k'} \cdot \frac{1}{ml_c} \int_0^L e^{-i\Phi(y)} dy \quad (10)$$

(10)与(8)相比得

$$\frac{E_2}{E_{2,0}} = \frac{1}{L} \int_0^L e^{-i\Phi(y)} dy \quad (11)$$

归一化二次谐波输出功率为

$$P = \frac{A}{L^2} \int_0^L e^{-i\Phi(y)} dy \quad (12)$$

其中 A 为常数。

从(12)式可见,反转畴界位置的偏差将减小二次谐波场,进而降低输出功率,如图3所示。

将非线性系数 $d(y)$ 的符号表达项 $g(y)$ 归一化为

$$g(y) = d(y)/d_{\text{eff}} \quad (13)$$

在 $0 < y < L$ 范围内 $g(y)$ 取值为 $+1$ 和 -1 。方程(3)可写为

$$E_2 = \Gamma d_{\text{eff}} L G(\Delta k') \quad (14)$$

式中 $G(\Delta k')$ 是 $g(y)$ 的傅里叶变换,可表示为

$$G(\Delta k') = \frac{1}{L} \int_0^L g(y) \exp(-i\Delta k' y) dy \quad (15)$$

因为 G 是 $\Delta k'$ 的函数,故称 $G(\Delta k')$ 为失配函数。

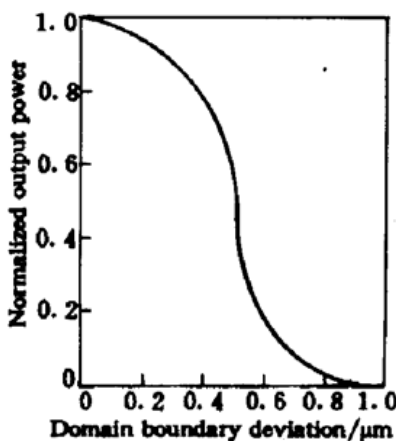


图3 归一化二次谐波功率随畴界位置偏差变化的曲线

Fig. 3 Normalized second harmonic power as a function of the domain boundary deviation

由于 $g(y)$ 是沿着 y 方向周期为 Λ 的周期函数, 则

$$g(y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m e^{ik_m y} \quad (16)$$

第 m 级准相位匹配光栅波矢量的值为

$$k_m = \frac{2\pi m}{\Lambda} \quad (17)$$

可见 k_m 与 $\Delta k'$ 相等, 因为 $\Lambda = 2ml_c$ 。(14) 式可写为

$$E_2 \approx ie^{-\frac{\Delta k L}{2}} \Gamma d_Q L \frac{\sin \frac{\Delta k L}{2}}{\frac{\Delta k L}{2}} \quad (18)$$

式中 $d_Q = d_{\text{eff}} G_m$, 是准相位匹配非线性系数 $d(y)$ 的幅值,

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 - k_m \quad (19)$$

是波矢量失配值。

因为畴反转光栅截面几何形状是矩形的, $g(y)$ 的值是 $+1$ 和 -1 周期性交替变换的, 则对应于 N 个畴反转宽度为确定值 l 的光栅, 定义其占空比为

$$D = \frac{l}{\Lambda} \quad (20)$$

在 $k_m = \Delta k'$ 的前提下, 通过傅里叶变换可得

$$G_m = \frac{2}{\pi m} \sin(\pi m D) \quad (21)$$

则

$$d_Q = d_{\text{eff}} \cdot \frac{2}{\pi m} \sin(\pi m D) \quad (22)$$

(22) 代入到 (18) 得

$$E_2 \approx ie^{-\frac{i\Delta k L}{2}} \Gamma d_{\text{eff}} \cdot \frac{2}{\pi m} \sin(\pi m D) \cdot \frac{\sin \frac{\Delta k L}{2}}{\frac{\Delta k L}{2}} \quad (23)$$

归一化二次谐波输出功率为

$$P = B \cdot \sin^2(\pi m D) \quad (24)$$

由 (24) 式可知, 当 m 是奇数时, 占空比 D 的最佳值为 $1/2$, 即 N 个畴反转宽度 $l = \frac{1}{2}\Lambda$ 时, 二次谐波的转换效率最高。当 m 是偶数时, 占空比的最佳值分别为 $1/2m$ 或 $(m \pm 1)/2m$ 。因此设计制作畴反转光栅时, 在考虑光栅周期均匀性的同时要选定最佳畴反转区域宽度的值。图 4 所示为 m 是奇数时的归一化二次谐波输出功率与占空比的关系曲线。

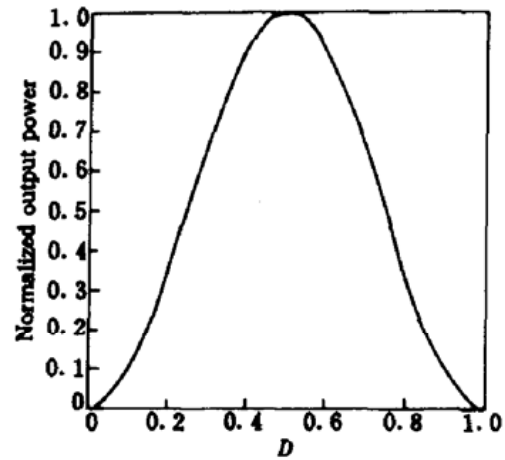


图 4 归一化二次谐波功率随占空比 (D) 的变化曲线

Fig. 4 Normalized output power as a function of D

3 结 论

本文就准相位匹配 LN 倍频波导铁电畴反转光栅制备过程中的偏差对二次谐波所产生的影响进行了理论研究, 结果表明铁电畴反转光栅每一畴界和畴反转长度的偏差直接影响二次

谐波的输出功率,并且得出畴反转光栅的占空比是一个非常重要的参量。

参 考 文 献

- 1 J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing *et al.*. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, 1962, **127**: 1918~1939
- 2 E. J. Lim, M. M. Fejer, R. L. Byer *et al.*. Blue light generation by frequency doubling in periodically poled lithium niobate channel waveguide. *Electron. Lett.*, 1989, **25**(11): 731~732
- 3 J. Webjorn, F. Laurell, G. Arvidsson. Blue light generated by frequency doubling of laser diode light in a lithium niobate channel waveguide. *IEEE Photon Technol Lett.*, 1989, **1**: 316~318
- 4 M. Fujimura, T. Suhara, H. Nishihara. Ferroelectric-domain inversion induced by SiO₂ cladding for LiNbO₃ waveguide SHG. *Electron. Lett.*, 1991, **27**(13): 1207~1209
- 5 Zhang Zhiyong, Zhu Yongyuan, Zhu Shining *et al.*. Domain inversion in LiNbO₃ by proton exchange and quick heat treatment. *J. of Synthetic Crystals* (人工晶体学报), 1995, **24**(1): 1~9 (in Chinese)
- 6 Chen Yunlin, Ruan Yongfeng, Yao Pei *et al.*. Fabrication of domain-inverted grating in LiNbO₃ by electron-beam scanning. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1996, **A23**(6): 505~508
- 7 Yongfen Ruan, Yunlin Chen, Xiaoming Wang. The phase compensation effect of the domain-inverted grating formed in LiNbO₃ waveguide. *Opt. Commun.*, 1996, **122**(4/6): 135~140

Theoretical Analysis of LN Waveguide Second Harmonic Generation Quasi Phase Matched with Ferroelectric Domain Inversion Gratings

Chen Yunlin Ni Wenjun Wang Dongmei Xia Runyu Li Shichen

(Department of Precision Instrument, Tianjin University, Tianjin 300072)

Abstract From the theory of quasi-phase-matched second harmonic generation, a theoretical analysis on errors, which departure from ideal quasi phase matched LN waveguides with ferroelectric domain inversion gratings, is given. The errors in the domain inversion grating are analyzed, and their effects on the output power of the second harmonic generated are found.

Key words QPH, ferroelectric domain inversion, SHG