

文章编号 : 0253-2239(2002)03-0257-05

切伦科夫型级联二阶非线性效应的解析优化^{*}

张海斌 胡鸿璋 梁麦林 钟开生

(天津大学理学院应用物理学系, 天津 300072)

摘要: 在考虑传输损耗的基础上, 用解析的方法详细分析和优化了平板波导中切伦科夫型级联二阶非线性效应引起的基波非线性相位移动和基波功率的变化。结果表明, 基波非线性相位移动和基波功率变化对波导参数和光波波长有强烈的依赖关系。另外, 即使不引入周期畴反转, 只要对波导厚度和入射光波波长合理选择, 就可以在基波功率消耗很小的情况下得到相当大的基波非线性相位移动($>2\pi$)。不引入畴反转可以避免制作高质量反转结构的技术困难, 对该结构在全光开关器件中的实际应用有重要的价值。

关键词: 平板波导; 切伦科夫频段; 级联二阶非线性效应; 非线性相移; 全光开关器件

中图分类号: O437.1 文献标识码: A

1 引 言

由于全光通讯、全光信息处理和光计算发展的迫切要求, 利用光信号调制光信号的全光信息处理技术已成为一个重要的研究课题。全光开关器件和其他全光处理器件能够提高处理速度并且具有低成本和低复杂性, 与电子器件相比, 具有很大的优点。全光信息处理通常被认为是三阶非线性效应($\chi^{(3)}$)的领域, 折射率变化造成的非线性相位移动则是其中最重要的量, 因此, 目前大多数全光器件的研究都是基于三阶非线性效应。但由于现有材料的三阶非线性系数非常小, 而寻找和制造具有大的三阶非线性系数的新材料非常困难, 因此, 利用三阶非线性效应研制全光器件具有很大的困难, 有必要利用新的物理机理来实现全光器件。在这种情况下, 级联二阶非线性效应成为一种重要的替代方案而受到国际学术界的广泛关注^[1]。由于典型的二阶非线性系数比三阶非线性系数大得多^[2~4], 级联二阶非线性效应能比传统的三阶非线性效应提供高几个数量级的有效三阶非线性系数, 因此级联二阶非线性效应被认为是实现全光信息处理最可能的技术。

切伦科夫型级联二阶非线性效应引起的基波非线性相位移动和基波功率的变化已经得到了大量的研究, 但由于辐射模的复杂性等原因, 相关的理论计

算一直基于数值方法^[5,6], 并且在处理过程中忽略了传输损耗, 使得计算得到的结果并不精确。在这种情况下, 我们已经用解析的方法分析了周期极化反转的情况下切伦科夫型级联二阶非线性效应引起的基波非线性相位移动和基波功率的变化^[7], 并得到了很好的结果。但由于引入了畴反转结构, 而目前的技术水平难以稳定地实现高质量的畴反转^[8], 因此, 在器件实现上具有很大的困难。如果在得到足够大的非线性相位移动过程中, 可以不引入畴反转结构, 这在器件实现上具有极大的优点。基于这种考虑, 本文在考虑传输损耗的基础上, 用解析的方法详细分析和优化了平板波导中的切伦科夫型级联二阶非线性效应引起的基波非线性相位移动和基波功率的变化。结果表明, 基波非线性相位移动和基波功率变化这两个关键的量对波导参数和光波波长有着强烈的依赖关系。本文结果还表明, 在不引入周期畴反转的情况下, 通过对波导厚度和入射光波波长的合理选择, 可在基波功率损失很小的基础上得到相当大的基波非线性相位移动。由于不引入畴反转, 这种器件结构简单易于实现, 因而可在全光器件的实现中发挥重要的作用。另外, 本文还详细地讨论了传输损耗对基波非线性相位移动和基波功率的变化的影响, 得到了许多新的结果, 这些结果对全光开关器件的研制有重要的指导意义。

2 理论分析

切伦科夫型波导的结构如图 1 所示。

^{*} 国家自然科学基金(19874047)和中科院半导体所集成光电子学国家重点实验室资助项目。

E-mail: zhanghaibin@eyou.com

收稿日期: 2001-03-30; 收到修改稿日期: 2001-05-04

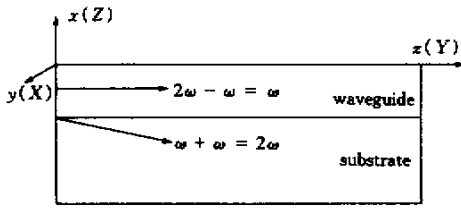


Fig. 1 Waveguide geometry for Cherenkov configuration. (X, Y, Z) represent the principal axes of the crystal and x, y, z represent the coordinate system

在这样的波导结构中,基波(频率为 ω)为导模,二次谐波即倍频波(频率为 2ω)为辐射模,辐射模的传播常数是连续分布的,因此二次谐波可以表示为所有本征辐射模的线性叠加。考虑质子交换铌酸锂平板波导,其 TM 模的导模(下标 f)和辐射模(下标 s)在 x 方向的电场分量具有如下形式:

$$E_{xf}(x, z) = A(z)E_{xf}(x) \exp[i(\omega t - \beta_f z)], \quad (1)$$

$$E_{xs}(x, z) = \int_0^{+\infty} B(\rho, z)E_{xs}(\rho, x) \exp[i(2\omega t - \beta_s z)] d\rho, \quad (2)$$

其中 β_f 和 β_s 分别代表基波和二次谐波的传播常数, β_s 和 ρ 分别是二次谐波波矢在 z 方向和 x 方向上的分量。 $A(z)$ 代表导模振幅在 z 方向的变化, $B(\rho, z)$ 代表 x 方向上波矢分量为 ρ 的二次谐波的辐射模振幅在 z 方向的变化, ω 和 2ω 分别代表基波和二次谐波的圆频率。 $E_{xf}(x)$ 和 $E_{xs}(\rho, x)$ 分别为基波和二次谐波的归一化模场分布^[5]。

在波导中,对应 TM 模,可得到耦合模方程

$$\frac{dA(z)}{dz} = -iA^*(z) \int B(\rho, z)Y(\beta_s) \exp(i\Delta z) d\rho, \quad (3)$$

$$\frac{dB(\rho, z)}{dz} = -iA^2(z)X(\beta_s) \exp(-i\Delta z), \quad (4)$$

上标*表示复共轭,其中 $\Delta = 2\beta_f - \beta_s$ 代表相位失配因子, $X(\beta_s)$ 和 $Y(\beta_s)$ 为两个计算因子,并满足:

$$X(\beta_s) = \frac{\mu_0 \beta_f^2}{\epsilon_0 \beta_s} \int \frac{d_{33}}{n_{ef}^4} H_{yf}^2(x) H_{ys}^*(\rho, x) dx, \quad (5)$$

$$Y(\beta_s) = \frac{\mu_0 \beta_s}{4\epsilon_0} \int \frac{d_{33}}{n_{ef}^2 n_{es}^2} H_{yf}^2(x) H_{ys}(\rho, x) dx \quad (6)$$

其中 μ_0, ϵ_0 为真空中的磁导率和介电常数, d_{33} 表示有效非线性系数。 $H_{yf}(x)$ 和 $H_{ys}(x)$ 分别表示基频光和倍频光在 x 方向的磁场分量。设 $A(z) = A_1(z) \exp[-i\phi(z)]$,则 $A_1(z)$ 和 $\phi(z)$ 分别表示经过传输距离 z 后的基波振幅变化和非线性相位移

动。通过应用拉普拉斯变换和慢变近似,解(3)式和(4)式得到^[7]

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = -\alpha_r |A_1(z)|^2 A_1(z) \quad (7)$$

$$\frac{d\phi(z)}{dz} = -\alpha_i A_1^2(z), \quad (8)$$

其中

$$\alpha_r = \pi \mu_0 X(\beta_f) Y(\beta_f) \quad (\text{当 } \Delta = 0 \text{ 时}), \quad (9)$$

$$\alpha_i = -\left(\frac{n_{\omega s}}{n_{2\omega s}}\right)^2 \int \frac{X(\beta_s) Y(\beta_s) \beta_s}{\rho \Delta} d\Delta. \quad (10)$$

由(7)式和(8)式可得经过传播距离 z 后的基频光波的振幅变化和相位变化。设初始条件为 $A_1(0) = A_0$, $\phi(0) = 0$,此时 $A_0^2 = P_0$ 为基频光入射功率。则有

$$A_1(z) = \frac{A_0}{\sqrt{2\alpha_r z A_0^2 + 1}}. \quad (11)$$

由(8)式结合(11)式可得基波非线性相位移动

$$\phi(z) = -\frac{\alpha_i}{2\alpha_r} \ln(1 + 2\alpha_r A_0^2 z). \quad (12)$$

在得到(11)式和(12)式的过程中,我们并没有考虑波导的传输损耗,实际上,由于基频光波的功率密度很大,波导的传输损耗对基频光波的振幅变化和相位变化是有较大影响的,而倍频光波的功率密度很小,波导的传输损耗的影响可以忽略。因此,我们引入一个损耗因子 α 来描述基频光波在波导中的传输损耗,则(7)式变为:

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = -\alpha_r |A_1(z)|^2 A_1(z) - \alpha A_1(z). \quad (13)$$

(13)式是一个非线性方程,对它进行如下变换:

$$s(z) = [A_1(z) \exp(\alpha z)]^{-1}, \quad (14)$$

可以将(13)式转化成线性方程:

$$\frac{ds(z)}{dz} = 2\alpha_r \exp(-2\alpha z). \quad (15)$$

在初始条件 $A_1(0) = A_0 = [s(0)]^{-1/2}$ 下,(15)式的解为

$$s(z) = \frac{1}{A_0^2} \left\{ 1 + \frac{A_0^2 \alpha_r [1 - \exp(-2\alpha z)]}{\alpha} \right\}, \quad (16)$$

则

$$A_1(z) = \frac{A_0 \exp(\alpha z)}{\sqrt{1 + A_0^2 \alpha_r [1 - \exp(-2\alpha z)]} \alpha}, \quad (17)$$

$$\phi(z) = -\frac{\alpha_i}{2\alpha_r} \ln \left\{ 1 + \frac{A_0^2 \alpha_r [1 - \exp(-2\alpha z)]}{\alpha} \right\}. \quad (18)$$

(17)式、(18)式分别表示基频光经过 z 传输距离后

的基波振幅的变化和基波非线性相位移动。当 α 趋于零时 (17) 式、(18) 式可分别简化为 (11) 式、(12) 式, 由此可见, 传输损耗对基波非线性相位移动和基波功率的变化具有一定的影响。

3 数值计算

针对上述理论, 我们对波导厚度 (h)、光波波长 (λ) 和输入功率 (A_0^2) 对基波功率 [$A(z)^2$] 和基波相位移动 [$\phi(z)$] 的影响进行了计算, 以 z 切质子交换 LiNbO₃ 波导为例计算振幅变化和非线性相位移动。计算中所用到的参数取值如下: 除非另有说明, 输入基频功率 $P_0 = 1$ MW/m, 输入基频波长 $\lambda = 0.84 \mu\text{m}$, 作用长度 $L = 6$ mm, 非线性系数 d_{33} 在基底中的值 $d_{\text{sb}} = -34.4 \times 10^{-12}$ m/V, 波导中 $d_{\text{fl}} = d_{\text{sb}}$, 覆盖层中 $d_c = 0$, 覆盖层折射率 $n_c = 1.0$, 基底折射率 $n_{e2s} = 2.295$, $n_{o2s} = 2.408$, $n_{e2f} = 2.165$, $n_{o2f} = 2.252$, 波导层折射率 $n_{e1s} = 2.295 + 0.22$, $n_{o1f} = 2.165 + 0.15$, $n_{o1s} = n_{o2s}$, 这里下标 1 和 2 分别代表波导和基底, f 和 s 分别代表基波和倍频波, 考虑到双折射效应, ρ 和 e 分别代表 o 光和 e 光。

3.1 基波功率、相位移动随波导厚度的变化

当入射波长 $\lambda = 0.84 \mu\text{m}$ 时, 基波非线性相位移动 ($\phi(z)$) 和出射基波功率 P_{out} 随 h 的变化如图 2(a) 和 2(b) 所示。图中的点划线、实线和虚线分别对应 $\alpha L = 0, 0.5, 1.0$ 三种情况。由图可见, 只有适当地选择波导厚度, 才能使基波非线性相位移动达到比较大的数值。

另外, 从图中可以看出, 损耗越大, 非线性相位移动的绝对值和出射基波功率越小, 但是损耗对出射基波功率的影响比对非线性相位移动的影响要大。由于波导的传输损耗对基频光波的振幅变化和相位变化的影响较大, 制作高质量低损耗的光学波导非常必要。

随着波导厚度变化, 出射基波功率呈周期性变化, 也就是说倍频波也呈现周期性变化, 这个结论与其它文献的结果是一致的^[21]。非线性相位移动也呈周期性变化, 并在 $0.53 \mu\text{m}$ 、 $0.74 \mu\text{m}$ 和 $0.96 \mu\text{m}$ 处出现极值, 最大的基波非线性相位移动超过了 2π , 但它与出射基波功率的变化并不同步。例如当 $h = 0.74 \mu\text{m}$ 时, $\phi = 7.02 (>2\pi)$, 但基波功率损失只有 5%。这说明, 基波功率损失最大的地方并不对应着最大的非线性相位移动。所以, 通过合理的选择波

导厚度, 既可以避免很大的基波功率损失, 又可以得到较大的非线性相位移动, 这对实现全光开关器件是很有价值的。

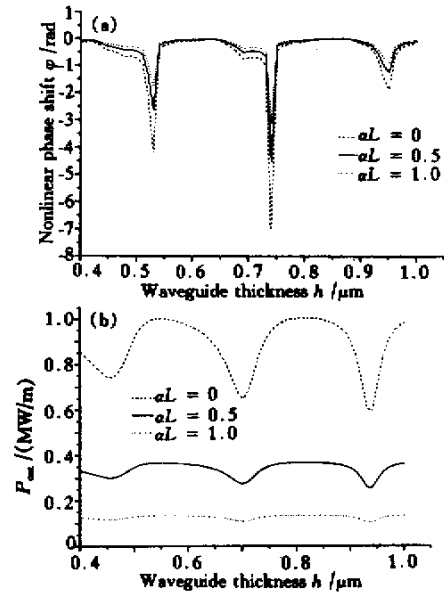


Fig. 2 (a) The relationship between the nonlinear phase shift and the waveguide thickness; (b) The relationship between the output power of fundamental wave and the waveguide thickness

3.2 基波功率、相位移动随光波波长的变化

基底中的铌酸锂晶体的折射率随波长的变化如下:

$$n_o(\lambda) = 2.20773 + \frac{2.98764 \times 10^{-14}}{\lambda^2} + \frac{9.60225 \times 10^{-28}}{\lambda^4}, \quad (19)$$

$$n_e(\lambda) = 2.12777 + \frac{2.54184 \times 10^{-14}}{\lambda^2} + \frac{7.20959 \times 10^{-28}}{\lambda^4}, \quad (20)$$

数据来自于文献[9], 并用车比雪夫方法拟合, 波长单位为米。波导中的折射率分布被认为遵循如下规律: $n_{o1f} = n_{o2f}$, $n_{o1s} = n_{o2s}$, $n_{e1s} = n_{e2s} + 0.22$, $n_{e1f} = n_{e2f} + 0.15$ 。

取 $h = 0.74 \mu\text{m}$, 非线性相位移动和出射基波功率随光波波长的变化如图 3(a) 和 3(b) 所示。图中的点划线、实线和虚线与图 2 一样, 分别对应 $\alpha L = 0, 0.5, 1.0$ 三种情况。由图可见, 非线性相位移动对波长十分敏感, 在特定的波导厚度下, 只有正确的选择入射波长, 才有可能实现大的相位移动, 满足全

光处理的需要。损耗对它们的影响与图 2 也一致,使非线性相移动和出射基波功率减小。与 h 变化的情况相类似,非线性相移动最大时基波功率损失并非最大。基波功率在 $0.87 \mu\text{m}$ 时出现极小值,说明在此波长下耦合效率最大。而在 $0.84 \mu\text{m}$ 附近相位变化最大,达到 $7.02(\lambda > 2\pi)$ 。相位变化最大时功率损失并不最大,这说明要得到大的相移动,并不需要很大的耦合效率。

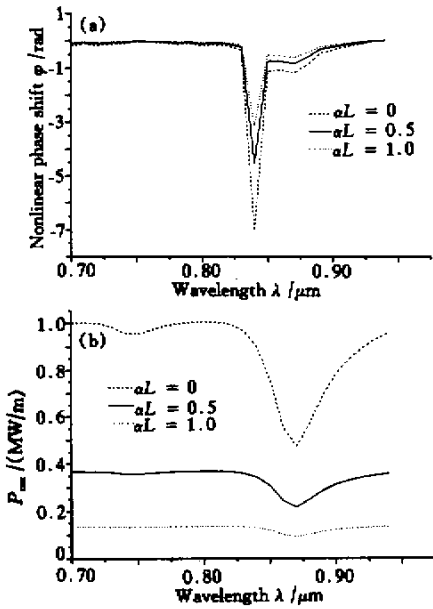


Fig. 3 (a) The relationship between the nonlinear phase shift and the wavelength; (b) The relationship between the output power of fundamental wave and the wavelength

3.3 基波功率、相移动随入射光功率的变化

取 $h = 0.74 \mu\text{m}$, $\lambda = 0.84 \mu\text{m}$, 非线性相移动和出射基波功率随入射光功率的变化如图 4(a) 和图 4(b) 所示。图中的点划线、实线和虚线分别对应 $\alpha L = 0, 0.5, 1.0$ 三种情况。由图可见,入射光功率越大,所得到的非线性相移动和出射基波功率越大,它们之间的关系是近似线性的。因此,在波导参数确定的情况下,通过适当地调节入射光功率,可以达到所需的非线性相移动,这样就达到了用光信号调节光信号的目的,可以实现全光开关器件要求的功能。

结论 本文在考虑传输损耗的基础上,用解析的方法详细分析和优化了平板波导中的切伦科夫型级联二阶非线性效应引起的基波非线性相移动和基波功率的变化,说明了基波非线性相移动这一关键

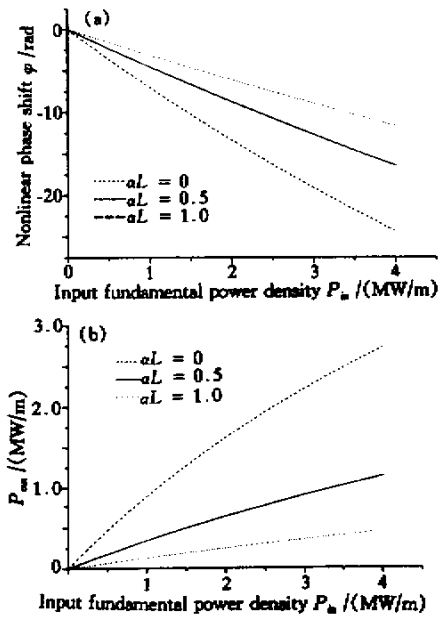


Fig. 4 (a) The relationship between the nonlinear phase shift and the input power for fundamental wave; (b) The relationship between the output power and the input power of fundamental wave

的量对波导参数和光波波长的强烈依赖关系。计算结果表明,在不引入周期畴反转的情况下,通过对波导厚度和入射光波波长的合理选择和优化,可以得到相当大的基波非线性相移动 ($> 2\pi$)。因而该结构具有结构简单、易于制作的优点,在全光开关器件中有着重要的应用前景。

参 考 文 献

- [1] Stegeman G I, Hagan D J, Torner L. $\chi^{(2)}$ cascading phenomena and their application to all-optical signal processing, mode-locking, pulse compression and solitons. *Opt. & Quant. Electron.*, 1996, **28**(6):1691~1740
- [2] Zhong K S, Hu H Z, Xue T *et al.*. Analysis and optimization of Cherenkov second harmonic generation from a channel waveguide. *Opt. Commun.*, 2001, **188**(1):77~92
- [3] Wu Yongjian, Xu Zhengquan. SHG Cherenkov radiation in LiNbO₃ waveguides. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1994, **14**(12):1333~1336 (in Chinese)
- [4] Shao Zengshu, Wang Jiyang, Zhuo Zhuang. Theoretical and experimental study on the second-harmonic generation of anisotropic crystal waveguides. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1997, **17**(1):1~9 (in Chinese)
- [5] Thyagarajan K, Vaya M, Kumar A. Coupled mode analysis to study cascading in the QPM Cherenkov regime in waveguide. *Opt. Commun.*, 1997, **140**(1):316~322
- [6] Krijnen G J, Torruellas W, Stegeman G I *et al.*.

- Optimization of second harmonic generation and nonlinear phase-shifts in the Cherenkov regime. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, **QE-32**(4):729~738
- [7] Zhong Kaisheng, Hu Hongzhang, Zhang Haibing. An analytical study on Cherenkov cascading second order nonlinearity. *Acta Optica Sinica*(*光学学报*), 2002, **22**(1):6~9 (in Chinese)
- [8] Yamada M, Nada N, Saitoh M *et al.*. First order quasi-phase matched waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second harmonic generation. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **62**(5):435~436
- [9] Nelson D F, Mikulyak R M. Refractive indices of congruently melting lithium niobate. *J. Appl. Phys.*, 1974, **45**(8):3688~3689.

Analytical Optimization of Cherenkov Cascading Nonlinear Effects

Zhang Haibing Hu Hongzhang Liang Mailin Zhong Kaisheng

(*Department of Applied Physics, School of Science, Tianjin University, Tianjin 300072*)

(Received 30 March 2001 ; revised 4 May 2001)

Abstract : The nonlinear phase shift and the changes of fundamental wave amplitude caused by Cherenkov cascading second order nonlinearity have been analyzed and optimized, taking into account the propagation loss. According to author's calculation, the nonlinear phase shift and the change of fundamental power are strongly dependent on two parameters: the thickness of the waveguide and the fundamental light wavelength. The results show that, a very large nonlinear phase shift ($>2\pi$) could be attained with a very small depletion of fundamental power even if the reversal period is not introduced into the waveguide by properly choosing the two parameters, which is very attractive to the realization of the all-optical switches. Many useful results are obtained which are important to the research and development of all-optical switches.

Key words : slab waveguides ; Cherenkov SHG ; cascading second order nonlinearity ; nonlinear phase shift ; all-optical switches