

文章编号: 0253-2239(2002)01-0006-04

平板波导中切伦科夫型级联二阶非线性效应的理论分析*

钟开生 胡鸿璋 张海斌 梁麦林

(天津大学理学院应用物理系, 天津 300072)

摘要: 用解析的方法详细讨论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, 通过选择合适的反转周期, 可以得到相当大的基波非线性相位移动(大于 π)。由于切伦科夫型非线性器件结构比准相位匹配器件具有更大的容差, 并且基波和谐波自然分离, 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在全光开关器件中有着重要的应用。

关键词: 平板波导; 切伦科夫倍频; 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

自非线性光学诞生以来, 二阶非线性效应($\chi^{(2)}$)的研究一直集中在倍频、差频和和频等方面^[1~6], 并在晶体、条形波导和平板波导中取得了重要的进展, 大大拓展了激光光源的波长范围。全光信息处理一直被认为是三阶非线性效应($\chi^{(3)}$)的领域, 而折射率变化引起的非线性相位移动则是其中最关键的量。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材料非常困难, 因此有必要用另外的物理机制来实现集成化的全光开关器件。

在非线性光学发展的早期, 人们已经发现级联二阶非线性效应对于三阶非线性有很大的贡献, 两个直接测量非线性相移实验促进了级联二阶非线性效应的蓬勃发展^[7]。由于级联二阶非线性效应能够提供比传统的三阶非线性效应高几个数量级的有效三阶非线性效应, 再加上准相位匹配技术的发展, 级联二阶非线性效应有了非常广阔的应用前景。利用这个效应可以实现全光器件, 特别是其中最为重要的全光开关器件, 以满足光通信、光计算和全光信息处理技术发展的迫切要求。

目前, 为了实现实用化的集成化的全光开关器件, 绝大多数级联二阶非线性效应的研究都集中在

波导结构上, 而其中大部分又集中在准相位匹配波导结构上, 即基频波和倍频波都为导模。实际上, 如果使用的波导结构中倍频波为辐射模, 即所谓的切伦科夫型波导结构, 则能够使波导结构比准相位匹配有更大的容差, 同时也能得到很大的非线性相移, 并且基波和谐波自然分离, 这些优点使得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在全光开关器件中有着重要的应用。

但到目前为止, 由于辐射模的复杂性等原因, 关于这方面的理论研究一直采用数值方法^[8,9], 并且忽略了基波功率的损耗, 结果很不完整。本文用解析的方法表达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功率的变化和基波非线性相位移动, 详细讨论了这些结果。这一解析方法和数值结果对于优化实现全光开关器件有重要的意义。

2 理论分析

在切伦科夫型波导中, 基波(圆频率为 ω)为导模, 二次谐波(圆频率为 2ω)为辐射模, 辐射模的传播常数是连续分布的, 二次谐波可以表示为所有本征辐射模的线性叠加。在本文中, 我们考虑质子交换铌酸锂平板波导, 并且加上周期极化反转, 如图 1 所示。这种结构支持 TM 导模和 TM 辐射模, 因此, 可以假设导模(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:

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

* 国家自然科学基金(19874047)中国科学院半导体研究所集成光电子学国家重点实验室资助课题。

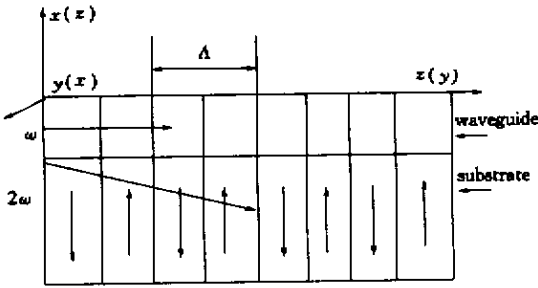


Fig. 1 Waveguide geometry for Cherenkov configuration. (xyz) represent the principal axes of the crystal and $x_1y_1z_1$ the coordinate system

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

式中 β_f 和 β_s 分别代表基波和二次谐波的传播常数。同时 β_s 也是二次谐波波矢在 z 方向上的分量, ρ 为二次谐波波矢在 x 方向上的分量。 $A(z)$ 代表导模振幅在 z 方向的变化, $B(\rho, z)$ 代表在 x 方向上的波矢分量为 ρ 的二次谐波的辐射模振幅在 z 方向的变化。 $E_{x1}(x)$ 和 $E_{xs}(\rho, x)$ 分别为基波和二次谐波的归一化模场分布^[6]。

在波导中, 对应 TM 模, 导致二次谐波和基波非线性相位移动的非线性极化分别为

$$\left. \begin{aligned} P_{xs} &= d_{33} E_{xf}^2, \\ P_{xf} &= 2d_{33} E_{xs} E_{xf}^*, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

上标 * 表示复共轭, d_{33} 为非线性系数, 基波 E_{xf} 和二次谐波 E_{xs} 分别满足波动方程

$$\nabla^2 E_{xj}(x, z) = \mu_0 \varepsilon_j \frac{\partial^2 E_{xj}(x, z)}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P_{xj}}{\partial t^2} \quad (j = f \text{ or } s). \quad (4)$$

利用(1)式~(3)式, 可以得到下列耦合模方程

$$\frac{dA(z)}{dz} = -iA^*(z) \int B(\rho, z) Y(\beta_s) \exp(i\Delta z) d\rho, \quad (5)$$

$$\frac{dB(\rho, z)}{dz} = -iA^2(z) X(\beta_s) \exp(-i\Delta z), \quad (6)$$

式中 $\Delta = 2\beta_f - \beta_s + K$ 代表相位失配, $K = 2\pi/\Lambda$, Λ 为反转周期, 并有

$$X(\beta_s) = \frac{\mu_0 \beta_f^2}{\varepsilon_0 \beta_s} \int \frac{d_{\text{eff}}}{n_{\text{ef}}^4} H_{y1}(x) H_{y1}(x) H_{ys}^*(\rho, x) dx,$$

$$Y(\beta_s) = \frac{\mu_0 \beta_s}{4\varepsilon_0} \int \frac{d_{\text{eff}}}{n_{\text{ef}}^2 n_{\text{ws}}^2} H_{y1}^*(x) H_{y1}^*(x) H_{ys}(\rho, x) dx,$$

其中 H_{y1} 和 H_{ys} 分别为基频波和倍频波的归一化磁场分量, μ_0 、 ε_0 为真空常数, d_{eff} 为有效非线性系数,

折射率 n 的下标 e 代表 e 光。对 $[A(z)]^*$ 进行拉普拉斯变换, 可得

$$\alpha(s) = \int_0^{+\infty} [A(z)]^* \exp(-sz) dz$$

$$\text{则有 } [A(z)]^* = \frac{1}{2\pi i} \int_{0^+ - i\infty}^{0^+ + i\infty} \alpha(s) \exp(sz) ds,$$

于是(6)式变换为

$$\frac{dB(\rho, z)}{dz} = -\frac{1}{2\pi} \left[\int_{0^+ - i\infty}^{0^+ + i\infty} \alpha(s) \exp(sz) ds \right] X(\beta_s) \exp(-i\Delta z), \quad (7)$$

对 z 积分后有,

$$B(\rho, z) = -\frac{1}{2\pi} \left[\int_{0^+ - i\infty}^{0^+ + i\infty} \frac{\alpha(s) \exp(sz)}{s - i\Delta} ds \right] X(\beta_s) \exp(-i\Delta z), \quad (8)$$

代入(5)式后, 有

$$\frac{dA(z)}{dz} = \frac{i}{2\pi} A^*(z) \times \int X(\beta_s) Y(\beta_s) \left[\int_{0^+ - i\infty}^{0^+ + i\infty} \frac{\alpha(s) \exp(sz)}{s - i\Delta} ds \right] d\rho, \quad (9)$$

$$\text{并有 } \frac{1}{s - i\Delta} = \frac{s}{s^2 + \Delta^2} + i \frac{\Delta}{s^2 + \Delta^2}. \quad (10)$$

式中 s 为拉普拉斯变换的自变量。因为在 $s = 0$ 附近时, s 对(10)式贡献最大, 故可取 $s = 0$ 则上式为

$$\frac{1}{s - i\Delta} = \frac{s}{s^2 + \Delta^2} + i \frac{1}{\Delta}, \quad (11)$$

$$\text{并设 } A(z) = A_f(z) + A_s(z), \quad (12)$$

将(11)式和(12)式代入(10)式, 分离实部和虚部, 得

$$\frac{dA_f(z)}{dz} = \frac{i}{2\pi} X(\beta_s) Y(\beta_s) \times \int_{0^+ - i\infty}^{0^+ + i\infty} i \frac{\alpha(s) \exp(sz)}{\Delta} ds d\rho A^*(z), \quad (13)$$

$$\frac{dA_s(z)}{dz} = \frac{i}{2\pi} X(\beta_s) Y(\beta_s) \times \left[\int_{0^+ - i\infty}^{0^+ + i\infty} \frac{s\alpha(s) \exp(sz)}{s^2 + \Delta^2} ds \right] d\rho A^*(z), \quad (14)$$

(13)式可化为

$$\frac{dA_f(z)}{dz} = -i\alpha_i |A^2(z)| A^*(z),$$

$$\text{其中 } \alpha_i = \int \frac{X(\beta_s) Y(\beta_s)}{\Delta} d\rho.$$

(14) 式右边等于

$$\frac{i}{2\pi} \int_{0^+ - i\infty}^{0^+ + i\infty} \alpha(s) \exp(sz) ds \int X(\beta_s) Y(\beta_s) \frac{s}{s^2 + \Delta^2} d\rho A^*(z).$$

因为

$$\rho = \frac{n_{o2s}}{n_{e2s}} [n_{e2s}^2 k_p^2 - (2\beta_f + 2\pi/\Lambda - \Delta)]^2. \quad (15)$$

式中折射率 n 的下标 2 代表基底, $k_p = 2k_0$ 。对 (15)

式级数展开, 并采用一级近似, 可有

$$\rho(\Delta) = \rho_0 - \mu\Delta + \dots$$

其中

$$\rho_0 = \frac{n_{o2s}}{n_{e2s}} [n_{e2s}^2 k_p^2 - (2\beta_f + K)^2]^{1/2},$$

$$\mu = \frac{n_{o2s}}{n_{e2s}} \frac{(2\beta_f + K)}{[n_{e2s}^2 k_p^2 - (2\beta_f + K)^2]^{1/2}},$$

因此 (14) 式可化为

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

其中, $\alpha_r = \pi\mu X(\beta_s) Y(\beta_s)$,

此时 $\Delta = 0$ 。又由 (15) 式可得

$$d\rho = -\left(\frac{n_{o2s}}{n_{e2s}}\right)^2 \frac{\beta_s}{\rho} d\beta_s,$$

因此有

$$\alpha_i = -\left(\frac{n_{o2s}}{n_{e2s}}\right)^2 \int \frac{X(\beta_s) Y(\beta_s) \beta_s}{\rho \Delta} d\Delta.$$

再设

$$A(z) = A_1(z) \exp[i\phi(z)],$$

则有

$$\frac{dA_1(z)}{dz} = -\alpha_r |A_1(z)|^2 A_1(z), \quad (16)$$

$$\frac{d\phi(z)}{dz} = -\alpha_i A_1^2(z). \quad (17)$$

由 (16) 式和 (17) 式可得经过传播距离 z 后的基波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 $A_0^2 = P_0$ 为基波光功率。则有

$$A_1(z) = \frac{A_0}{\sqrt{2\alpha_r z A_0^2 + 1}}, \quad (18)$$

由 (17) 式结合 (18) 式可得基波非线性相位移动

$$\phi(z) = -\frac{\alpha_i}{2\alpha_r} \ln(1 + 2\alpha_r A_0^2 z), \quad (19)$$

(18) 式和 (19) 式分别为基波光经过 z 传输距离后的基波振幅的变化和基波非线性相位移动。

3 数值计算

(18) 式和 (19) 式给出了振幅变化和非线性相位移动的解析表达式, 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, 具体的数值如下^[8]:

输入基频功率: $P_0 = 1 \text{ MW/m}$;

输入基频波长: $\lambda = 0.84 \mu\text{m}$;

相互作用长度: $L = 6 \text{ mm}$;

非线性系数 d_{33} 基底中 $d_{\text{sb}} = -34.4 \times$

10^{-12} m/V ,

波导中 $d_{\text{fl}} = d_{\text{sb}}$, 覆盖层 $d_c = 0$;

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: $n_{e1s} = 2.295 + 0.22$,

$n_{e1f} = 2.165 + 0.15$,

$n_{o1f} = n_{o2f}$, $n_{o1s} = n_{o2s}$;

波导层厚度: $h = 0.3 \mu\text{m}$ 。

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, o 和 e 分别代表 o 光和 e 光 (因为本文考虑了双折射效应)。

图 2 表示反转周期分别为 $5 \mu\text{m}$ 、 $6 \mu\text{m}$ 、 $7 \mu\text{m}$ 时非线性相位移动随传输距离的关系, 从图中可以看出, 非线性相位移动随传输距离的变化并不是线性的, 这从解析表达式 (18) 式中也可以看出来, 这与文献 [8] 的结论是不同的, 这是因为文献 [8] 忽略了基波由于转换成倍频波而引起的功率损耗。

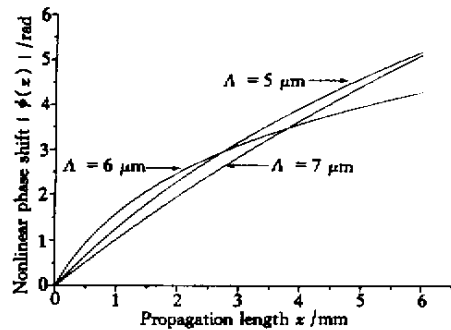


Fig. 2 The relationship between the nonlinear phase shift and the propagation length

图 3 表示在反转周期分别为 $5 \mu\text{m}$ 、 $6 \mu\text{m}$ 、 $7 \mu\text{m}$ 时基波功率随传输距离的变化, 表明忽略基波振幅变化是很不确切的, 可看出, 基波功率变化很大。

图 4 表示平板波导没有周期调制的情况下, 非线性相位移动和基波振幅随传输距离的变化, 从图中可以看出, 非线性相位移动和基波振幅随传输距离几乎是线性变化的, 此时的非线性相位移动也能达到很大, 并且基波振幅变化很小, 这在实现全光开关器件方面有重要的意义。

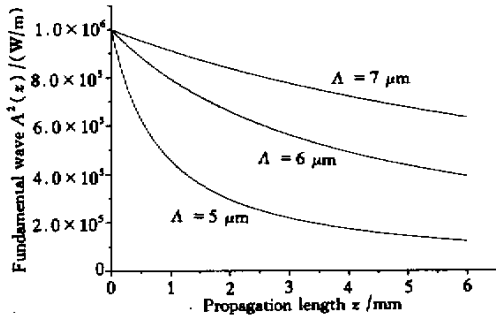


Fig.3 The relationship between the fundamental wave power and the propagation length

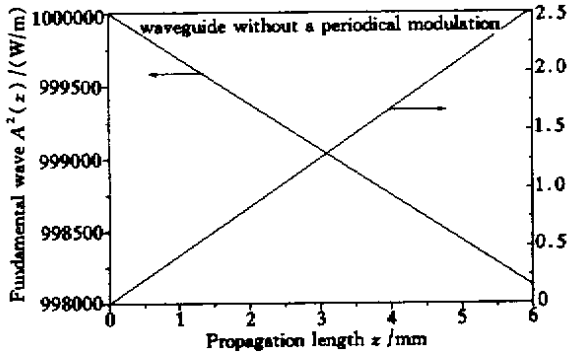


Fig.4 The relationship between the nonlinear phase shift, the fundamental wave power and the propagation length when the waveguide configuration does not modulated periodically

结论 本文用解析的方法详细讨论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,由于能够得到相当大的基波非线性相位移动,因此平板波导中的切伦科夫型级联二阶非线性效应在实现全光开关器件有重要的意义,由于解析方法的优点,它对于优化实现全

光开关器件有重要的作用。

参 考 文 献

- [1] Hu H Z, Yi X G, Ding R L. Theoretical analysis of second harmonic generation in the form of radiation from a rectangular optical waveguide. *Opt. Commun.*, 1998, **149**(1):101 ~ 107
- [2] Hu H Z, Zhong K S, Tang D Q *et al.*. Theoretical analysis of Cherenkov frequency-doubling in a periodically poled LiNbO₃ waveguide. *Opt. Commun.*, 2000, **174**(1):105 ~ 118
- [3] Wu Yongjian, Xu Zhengquan. SHG Cherenkov radiation in LiNbO₃ waveguide. *Acta Optica Sinica*(光学学报), 1994, **14**(12):1333 ~ 1336 (in Chinese)
- [4] Shao Zhongshu, Wang Jiyang, Zhuo Zhuang *et al.*. Theoretical and experimental study on second-Harmonic generation of anisotropic crystal waveguides. *Acta Optica Sinica*(光学学报), 1997, **17**(1):1 ~ 9 (in Chinese)
- [5] Zhong Kaisheng, Hu Hongzhang, Tang Duoqiang *et al.*. Effect of the propagation loss on the Cherenkov SHG in a channel waveguide. *Acta Optica Sinica*(光学学报), 2001, **21**(8):901 ~ 904 (in Chinese)
- [6] Hitoshi Tamada. Coupled-mode analysis of second harmonic generation in the form of Cherenkov radiation from a planar optical waveguide. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, **QE-27**(3):502 ~ 508
- [7] 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
- [8] 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
- [9] 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-37**(4):729 ~ 738

An Analytical Study on Cherenkov Cascading Second Order Nonlinearity

Zhong Kaisheng Hu Hongzhang Zhang Haibing Liang Mailin

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

(Received 19 December 2000; revised 21 February 2001)

Abstract: The analytical study on the nonlinear phase shift and the change of fundamental wave amplitude caused by Cherenkov cascading second order nonlinearity is given. The result shows that a very large nonlinear phase shift ($> \pi$) could be attained by choosing an appropriate reversal period, and a rather large nonlinear phase shift can be attained even if the waveguide does not modulated periodically. The Cherenkov configuration has many advantages such as the large fabrication tolerance, the natural separation of fundamental wave and the SHG wave etc, thus this configuration can be applied to the all-optical switches.

Key words: planar waveguides; Cherenkov second harmonic generation; cascading second order nonlinearity; nonlinear phase shift; all-optical switches