

# $c$ -切 $\text{MgO} : \text{LiNbO}_3$ 质子交换平板波导中 切伦科夫倍频的理论分析\*

牟晓东 邵宗书 陈 军 岳学锋 卓 壮

(山东大学晶体材料研究所, 济南 250100)

## 提 要

从耦合模方程出发, 推导了切伦科夫倍频转换效率公式, 并得出该效率主要是由交叠积分决定的结论; 通过对交叠积分的计算找到了进一步提高该效率的有效方法; 最后用 Nd : YAG 激光器进行了切伦科夫倍频实验, 得到了接近 1% 的转换效率, 增加包层折射率可以使该效率增加到 1.3%, 实验结果证实了理论分析.

**关键词** 转换效率, 倍频.

## 1 序 言

波导型倍频器件主要有两种类型, 一种是利用波导导模之间的位相匹配来实现倍频转换, 其中包括了近几年发展起来的波导中的准位相匹配技术, 这主要集中在金属扩散波导中<sup>[1~3]</sup>和质子交换光波导中<sup>[4,5]</sup>. 另一种是利用波导导模和辐射模的位相匹配来实现倍频转换, 这主要集中在质子交换波导中<sup>[6,7]</sup>, 也称切伦科夫倍频. 对半导体激光器的倍频已得到了接近 1% 的转换效率<sup>[7]</sup>.

目前这一领域的理论研究工作开展得异常活跃<sup>[8~11]</sup>, 已给出了几种不同的转换效率计算公式, 但大多推导过程比较复杂或结果不够理想, 本文从耦合波方程出发, 推导了切伦科夫倍频的转换效率并利用实验对其主要结论作了验证.

## 2 理论分析

### 2.1 耦合模方程

切伦科夫倍频是基频导模到倍频辐射模的转换, 对于已制作好的波导, 基频导模的传播常数只能取一些特定的不连续值, 而辐射模的传播常数是连续变化的, 因此这种类型的倍频可自动满足位相匹配条件. 为了分析上的方便, 任意选取一模阶数的基频导模场和与其相应的倍频辐射场, 由它们之间的耦合模方程推导出最后的倍频转化效率公式.

在质子交换  $\text{LiNbO}_3$  波导中, 只有  $e$  光折射率得到增加<sup>[2]</sup>, 图 1 是根据后面的实验结果绘制的  $\text{MgO} : \text{LiNbO}_3$  质子交换波导中  $e$  光折射率的实际分布情况, 可以看出, 这是很好的近阶

收稿日期: 1992 年 7 月 2 日; 收到修改稿日期: 1992 年 9 月 15 日

\* 本课题得到国家“863”计划基金的资助.

跃分布,因此可以将这种波导看作平板波导来处理,对 c-切 Mg:LiNbO<sub>3</sub> 基片上生长的波导,只能形成 TM 导模.选取如图 2 所示的坐标系, x 轴垂直于波导面,光沿 z 轴传播,倍频光的传播方程可以写成如下列形式<sup>[13]</sup>

$$\nabla^2 E_x(r,t) = \mu \varepsilon (\partial^2 / \partial t^2) E_x(r,t) + \mu (\partial^2 / \partial t^2) P_x(r,t) \quad (1)$$

式中  $P_x(r,t)$  为二阶非线性极化矢量,这里倍频场是 TM 辐射模,其电场分量  $E_x(r,t)$  可表示为

$$E_x(r,t) = (\beta / 2\omega \varepsilon) B(z) H_y(x) e^{i(2\omega t - \beta z)} \quad (2)$$

$\beta$  为倍频光沿 z 方向的波矢量,也称为传播常数,将(2)式代入(1)式中,利用慢变振幅近似和归一化条件,可以推得耦合模方程为:

$$\frac{\partial B(z)}{\partial z} e^{i(2\omega t - \beta z)} = \frac{-i\omega^2}{2\beta} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu P_x(r,t) H_y(x) dx \quad (3)$$

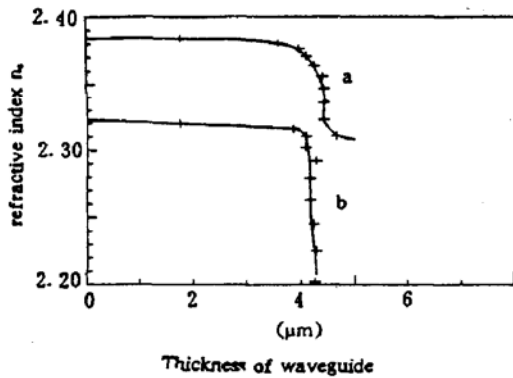


Fig. 1 The refractive index profiles of PE-MgO:LiNbO<sub>3</sub>. Curves a and b are the refractive index profiles corresponding to wavelengths of 0.532 μm and 0.633 μm respectively

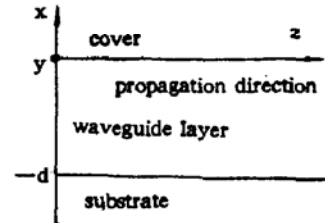


Fig. 2 Configuration of the planar optical waveguide

加入非线性极化矢量中的时间因子  $e^{i(2\omega t - 2\beta z)}$ ,同时考虑到切伦科夫倍频的相位匹配条件是可以自动实现的,因此有  $2\beta_s - \beta = 0$ ,方程(3)可以改写为:

$$\frac{\partial B}{\partial z} = \frac{-i\omega^2}{2\beta} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu P_x(r) H_y(x) dx \quad (4)$$

这里  $B^2(z) = P^{2\omega}$ ,由(4)式可以看出,倍频光的功率是由非线性极化矢量和倍频场乘积的积分决定的,这个积分定义为交叠积分  $I_R$

$$I_R = \int_{-\infty}^{+\infty} P_x(r) H_y(x) dx \quad (5)$$

将非线性极化矢量看作微扰后,考虑平板阶跃波导的情况,可以利用无源情况下的场分布作为一级近似来计算交叠积分.

## 2.2 波导模的场分布

根据 Zyss 的推导<sup>[14]</sup>,可以方便地推导出 c-切 MgO:LiNbO<sub>3</sub> 波导的导模和辐射模场分布.

### 2.2.1 基频导模的场分布

$$H_f(x) = \begin{cases} -B_f(h_f/q_f) \exp(-q_f x) & x > 0 \\ -B_f(h_f/q_f) [\cos(h_f x) + \sin(h_f x)] & 0 > x > -d \\ -B_f(h_f/q_f) [\cos(h_f d) + \sin(h_f d)] \exp[p_f(x+d)] & -d > x \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} h_f &= (n_{1of}/n_{2ef})k_\omega(n_{2ef}^2 - n_{eff}^2)^{1/2} \\ q_f &= (n_{2of}/n_1)^2k_\omega(n_{eff}^2 - n_1^2)^{1/2} \\ p_f &= (n_{2of}/n_{3ef})^2k_\omega(n_{eff}^2 - n_{3ef}^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (7)$$

式中对折射率下角标记为  $i = 1, 2, 3$  分别表示空气、波导层和衬底,  $x = e, o$  分别表示  $e$  和  $o$  光,  $y = f, s$  分别表示基频和倍频光.  $n_{eff}$  为波导模的有效折射率,  $k_f$  为基频导模的波矢量. 利用归一化条件<sup>[15]</sup>

$$(\beta_g/2\omega\epsilon_0) \int_{-\infty}^{+\infty} \{[H_f(x)]^2/n_j^2\} dx = P^\omega \quad (8)$$

可以得到归一化系数  $B_f$  为(这里暂略去功率  $P^\omega$ )

$$B_f^2 = 2\omega\epsilon_0/D\beta_g \quad (9)$$

其中,  $B_f$  表示基频导模的传播常数,

$$D = h^2/(2n_1^2q_f^2) + [(h_f^2/q^2 - 1)A_1 + h_f d + h_f A_2/q_f] + h_f^2 A_3/2p_f q_f^2 \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= 1/2[h_f(1 - p_f q_f/h_f^2) + (p_f + q_f)/h_f(1 - p_f q_f/h_f^2)] + h_f d/2 \\ A_2 &= 1/\{1 + [h_f(1 - p_f q_f/h_f^2)/(p_f + q_f)]^2\} \\ A_3 &= [1 + (p_f + q_f)/(h_f - p_f q_f/h_f)]^2/\{1 + [(p_f + q_f)/(h_f - p_f q_f/h_f)]^2\} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

### 2.2.2 倍频辐射模的场分布<sup>[15]</sup>

$$H_s(x) = \begin{cases} B_s(h_s/q_s)\exp(-q_s x) & x > 0 \\ B_s[-(h_s/q_s)(\cosh_s x + \sinh_s x)] & 0 > x > -d \\ B_s[-h_s/q_s)(\cosh_s d + \sinh_s d)\sec\psi_2 \cos[\rho_s(x+d) + \psi_2] & -d > x \end{cases} \quad (12)$$

$$\left. \begin{aligned} h_s &= (n_{2os}/n_{2es})k_s(n_{2es}^2 - n_{eff}^2)^{1/2}; & q_s &= (n_{2os}/n_1)^2k_s(n_{eff}^2 - n_1^2)^{1/2} \\ \rho_s &= (n_{2os}/n_{3es})^2k_s(n_{3es}^2 - n_{eff}^2)^{1/2}; & \tan\psi_2 &= -(h_s/\rho_s)\tan(h_s d - \psi), \tan\psi = q_s/h_s \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

辐射模的归一化条件可以写为:

$$(\rho/2\omega\epsilon_0) \int_{-\infty}^{+\infty} (1/n_j^2)(H_{\rho s} H_{\rho' s}) dx = p^{2\omega} \delta(\rho - \rho') \quad (14)$$

得出归一化系数  $B_s$ :

$$B_s = 4n_3^2\omega\epsilon_0/\pi\beta E \quad (15)$$

$$E = \cos(h_s d - \psi) + (h_s^2/\rho_s^2)\sin^2(h_s d - \psi) \quad (16)$$

### 2.3 转换效率

非线性极化矢量  $P(r)$  可以写成<sup>[8]</sup>:

$$P_x = \epsilon_0 d_{31} E_{fz}^2 + \epsilon_0 d_{33} E_{fz}^2, \quad P_z = \epsilon_0 d_{22} E_{fz}^2 + 2\epsilon_0 d_{31} E_{fz} E_{fz} \quad (17)$$

由于  $\text{LiNbO}_3$  晶体的  $d_{33}$  要比其余的非线性系数大得多; 另外, 对于基频低阶模的倍频,  $E_{fz}$  分量为主要分量, 这样就可以忽略掉其它项的影响. 考虑到波导层和衬底中的非线性系数存有差异<sup>[7,10]</sup>, 可以将极化矢量写成为:

$$P_z = \begin{cases} \epsilon_0 d_{33}^w E_{fz}^2 & 0 > x > -d \\ \epsilon_0 d_{33}^s E_{fz}^2 & -d > x \end{cases} \quad (18)$$

其中  $d_{33}^w$  的上标  $w$  为波导层中的非线性系数,  $s$  为衬底中的非线性系数. 对(4)式积分可求得:

$$B^2 = (\mu^2\omega^4/4\beta^2)I_k^2 L^2 \quad (19)$$

转换效率可写成:

$$P^{2\omega}/p^\omega = p^\omega (\mu^2\omega^4/4\beta^2)I_k^2 L^2 \quad (20)$$

从(20)式中可以看出,基频场和倍频场的交叠积分决定了切伦科夫倍频的转换效率,因此可以方便地通过对交叠积分的计算来分析切伦科夫倍频的转换效率的变化规律.

#### 2.4 几种情况下的交叠积分

根据 MgO:LiNbO<sub>3</sub> 晶体的具体参数和后面实验部分测量结果,对其折射率作如下取值:

$$\begin{aligned} n_{3es} &= 2.2307 & n_{3os} &= 2.3091 & n_{2es} &= 2.3807 & n_{2os} &= 2.2591 \\ n_{3ef} &= 2.1544 & n_{3of} &= 2.2314 & n_{2ed} &= 2.2644 & n_{2of} &= 2.1914 \\ n_1 &= 1.0000 \end{aligned}$$

##### 2.4.1 通常情况下

图 3 是按上面的折射率取值计算的交叠积分随波导层厚度的变化规律. 其中 a 是 0 阶模的交叠积分, b 是 1 阶模的交叠积分,可以看出交叠积分随波导层的厚度呈周期性变化. 对于 0 阶模,第一周期的最大值要高于第二周期的最大值,在波导层厚度  $d = 0.56, 0.74, 1.10 \mu\text{m}$  时交叠积分为零,在  $d = 0.61, 0.80 \mu\text{m}$  时达到其最大值. 交叠积分的这种变化规律同文献[8,9,11]中报道的离子交换型 MgO:LiNbO<sub>3</sub> 的切伦科夫倍频转换效率随波导层厚度的变化规律是一致的,证明了波导模间的交叠积分决定了离子交换波导的切伦科夫倍频转换效率. 同时可以看出,低阶模的交叠积分要好于高阶模的交叠积分,这同后面的实验情况是一致的.

##### 2.4.2 外界包层折射率 $n_1$ 改变时

对 0 阶模,当包层折射率改变时,交叠积分的变化规律如图 4 所示. 图中由 a 到 d 分别对应  $n_1 = 1, 1.3, 1.6, 1.9$  时的情况. 可以看出,随着外界包层折射率的增加交叠积分在第一周期中得到显著提高,在第二周期中也略有增加,可用于切伦科夫倍频的厚度范围向厚度比较薄的方向作整体移动,但交叠积分的中间零点位置不变. 由此可见,外界环境折射率的改变可以改变交叠积分某些零点的位置,改善切伦科夫倍频的转换效率,这已被后面的实验所证实.

##### 2.4.3 波导层折射率 $n_2$ 改变时

当波导层折射改变时,0 阶模交叠积分的变化规律如图 5 所示. 图中从 a 到 d 分别代表波导层折射率相对衬底折射率的增加为  $\Delta n_{ef} = 0.15, \Delta n_{os} = 0.155; \Delta n_{ef} = 0.11, \Delta n_{os} = 0.17; \Delta n_{ef} = 0.115, \Delta n_{os} = 0.185; \Delta n_{ef} = 0.13, \Delta n_{os}$

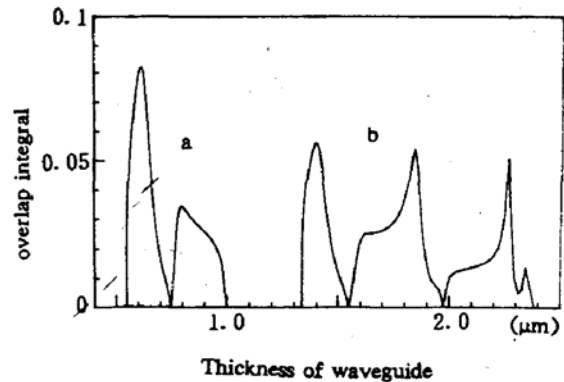


Fig. 3 The value of overlap integral as a function of the waveguide depth. Curves a and b correspond to the overlap integral of the first and second order mode

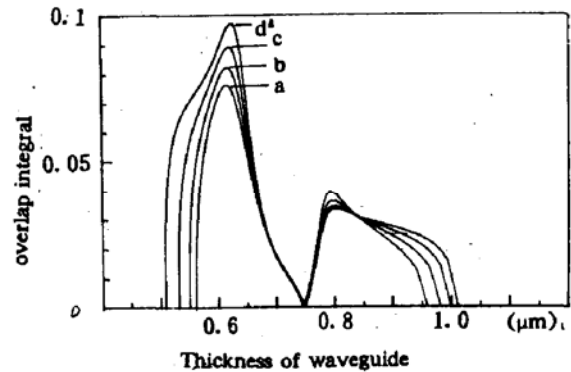


Fig. 4 The value of overlap integral as a function of the cover refractive index. In the calculation, we suppose that the cover index is 1, 1.3, 1.6, 1.9, the corresponding results are shown in the figure as curves a, b, c and d

$= 0.20$ . 由图 5 中可以看出,随着波导层折射率的增加,交叠积分在第一周期中得到加强,而在第二周期中却迅速减弱,可用于切伦科夫倍频的波导层厚度上限迅速减小,同时交叠积分的零点位置全部发生了移动,这与上面讨论的情况有所不同. 由于第一个周期的交叠积分最大,因此实际的波导倍频器件都应选择与此对应的波导厚度,增大波导层的折射率有利于该种器件倍频转换效率的进一步提高,这同文献[8]中讨论的情况一样.

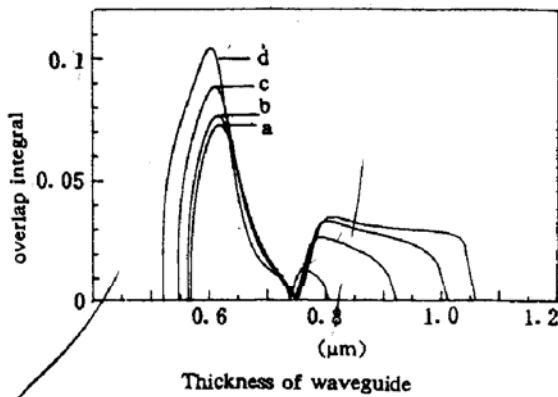


Fig. 5 The value of overlap integral as a function of the refractive index of wave guide layer. In the calculation, we suppose that the index corresponding to the fundamental and the harmonic waves in the waveguide layer are 0.105, 0.115; 0.11, 0.17; 0.115, 0.185; 0.13, 0.20; the corresponding results are shown in the figure as curves a, b, c and d

### 3 实验结果

本实验中使用的波导是用质子交换方法制作的,将  $c$ -切  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  基片浸入  $240^\circ\text{C}$  的苯甲酸(常温下为固体)溶液中,控制交换时间就可以生长出不同厚度的波导. 用  $m$ -线测量术可以对波导的参数进行标定,表 1 列出了波导的生长条件和波导参数. 图 1 中用 WKB 方法绘出的 5 号样品的  $e$  光折射率分布,由线 a 和 b 分别对应波长  $0.53\ \mu\text{m}$  和  $0.633\ \mu\text{m}$  时的折射率分布,可以看出这是很好的近阶跃分布,其相对衬底的折射率增加分别为 0.159 和 0.136.

Table 1 Parameters of the waveguides ( $\lambda = 0.633\ \mu\text{m}$ )

Sample No.	exchange time (h)	mode number	waveguide depth ( $\mu\text{m}$ )	$n_s$
1	0.7	2	0.58	2.326
2	0.9	2	0.67	2.327
3	2.0	2	0.98	2.326
4	6.0	4	1.68	2.328
5	35	10	4.16	2.325

在波导倍频实验中,采用棱镜耦合的方式,棱镜为金红石材料作成,底角为  $45^\circ$ ;波导片的出光端面加工成  $77^\circ$ 角,这样加工主要是为了改变倍频光的出射方向,使之近似沿  $z$  轴方向传播. 实验原理如图 6 所示. 用  $\text{Nd}:\text{YAG}$  声光调 Q 激光器输出的  $1.06\ \mu\text{m}$  激光作为基频光源. 在  $\text{Nd}:\text{YAG}$  激光器前加一起偏器来产生  $e$  光偏振,用一长焦距透镜( $f = 30\ \text{cm}$ )将光束聚入耦合棱镜之中,在倍频输出端用检偏器检测倍频光的偏振性,并用功率计检测倍频光和波导层输出的基频光强度. 我们对表 1 中的 5 块样品进行了倍频实验,实验结果列于表 2. 由此可以看出,2 号样品获得了最强的倍频输出,输入的基频功率为  $1.65\ \text{mW}$ ,倍频光输出功率为  $16.3\ \mu\text{W}$ ,转换效率接近 1%. 这主要是由于 2 号样品厚度为  $0.67\ \mu\text{m}$ . 正好对应于交叠积分较强的情况. 为了验证前面的理论分析,观察了包层折射率的改变对转换效率的影响,用折射率为 1.36 的无水乙醇和折射率为 1.74 的二碘甲烷分别滴加在波导层的表面上,测量结果表明,随

着包层折射率的增加,转换效率分别提高了 1.2 和 1.32 倍,理论分析与实验结果吻合得非常好.另外,特别值得注意的是 5 号样品的倍频,在三个入射角度上观察到了倍频输出,这是因为 5 号样品的波导层比较厚,可以存在五个基频传播模式,除前两阶模的有效折射率已超出了切伦科夫倍频范围外,后三阶模正好处于该范围内,所以能观察到三个角度上的倍频输出.进一步的测量表明,这三个倍频输出随着模阶数的升高而逐渐减弱,这同前面的分析也是一致的.在上面的实验中,基频光和倍频光都为  $e$  光,利用了 MgO:LiNbO<sub>3</sub> 晶体的非线性系数  $d_{33}$ ,这不同于体块倍频.

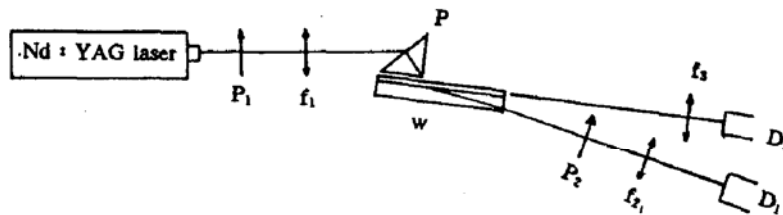


Fig. 6 The experimental arrangement of CSHG

Table 2 The CSHG (1.064  $\mu\text{m}$  to 0.532  $\mu\text{m}$ ) experimental results

sample No.	input angle	output angle	input power (mW)	output power ( $\mu\text{W}$ )
1	44.8	9.1	1.65	14.3
2	45.4	9.0	1.65	16.3
3	49.5	7.8	1.65	14.0
4	54.3	7.0	1.65	10.7
	47.9			weak
5	43.5		1.65	weaker
	38.5			the weakest

## 4 结 论

切伦科夫倍频转换效率主要是由基频场和倍频场的交叠积分决定的,通过对交叠积分的计算表明,离子交换型 MgO:LiNbO<sub>3</sub> 波导的最佳倍频厚度为 0.61  $\mu\text{m}$ ,增加包层折射率和波导层的折射率可改善交叠积分的分布情况,提高倍频的转换效率,这为进一步提高切伦科夫倍频转换效率找到了有效的方法.同时也表明,可以通过改变外界包层折射率来调节这类器件使其达到最佳化.最后的实验结果同理论分析吻合得非常好,证明本文的理论推导和分析是正确的.

## 参 考 文 献

- [1] Naoshi Uesugi, Tatsuya Kimura, Efficient second harmonic generation in three-dimensional LiNbO<sub>3</sub> optical waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 1976, 29(9): 572~574
- [2] W. Sohler, H. Suche, Second-harmonic generation in Ti-diffused LiNbO<sub>3</sub> optical waveguides with 25% conversion efficiency. *Appl. Phys. Lett.*, 1978, 33(6): 518~520
- [3] R. Regener, W. Sohler, Efficient second-harmonic generation in Ti-LiNbO<sub>3</sub> channel waveguide resonators. *J. Opt. Soc. Am., B*, 1988, 5(2): 267~277
- [4] K. Miuuchil, K. Yamamoto, Generation of blue light by quasiphase matching SHG in LiTaO<sub>3</sub>. *California*

*CLEO*, 1992 : 388~389

- [5] K. Shinozaki, T. Takamori, T. Fukunaga *et al.*, New quasiphase matching technique for second-harmonic generation in an optical waveguide with a periodically poled LiNbO<sub>3</sub> waveguide. *California CLEO*, 1992 : 390~391.
- [6] T. Taniuchi, K. Yamamoto, Second harmonic generation by Cerenkov radiation in proton-exchanged optical LiNbO<sub>3</sub> waveguide. *CLEO*, 1986 : 203~231
- [7] G. Tohmon, K. Yanamoto, T. Taniuchi, Blue light source using guide-wave frequency doubler with a diode laser. *Proc. SPIE*, 1988, **898** : 70~75
- [8] M. J. Li, M. De Micheli, Q. He *et al.*, Cerenkov configuration second-harmonic generation in proton-exchanged lithium niobate guides. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(8) : 1384~1393
- [9] Kazuya Hayata, Takeshi Sugawara, Masanori Koshiha, Modal analysis of the second-harmonic electromagnetic field generated by the Cerenkov effect in optical waveguides. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(1) : 123~134
- [10] N. A. Sanford, J. M. Connors, Optimization of the Cerenkov sum-frequency generation in proton-exchanged MgO : LiNbO<sub>3</sub> channel waveguides. *J. Appl. Phys.*, 1989, **65**(4) : 1429~1437
- [11] Hitoshi Tamada, Coupled-mode analysis of second harmonic generation in the form of Cerenkov radiation from a planar optical waveguide. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, **QE-27**(3) : 502~508
- [12] J. L. Jackel, C. E. Rice, J. J. Veselka, Proton exchange for high-index waveguides in LiNbO<sub>3</sub>. *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **41**(7) : 607~608
- [13] A. Yariv, Coupled-mode theory for guide-wave optics. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1973, **QE-9**(9) : 919~933
- [14] J. Zyss, D. S. Chemla, *Nonlinear optical properties of organic molecules and crystals*. 1987 : 159~190
- [15] 金锋等, 集成光学(上册). 北京: 国防出版社, 1981

## Theoretical analysis of cerenkov second harmonic generation in proton exchanged *c*-cut MgO : LiNbO<sub>3</sub> optical waveguides

MU Xiaodong SHAO Zhongshu CHEN Jun YUE Xuefeng ZHOU Zhuang

(National Laboratory of Crystal Materials, Shandong University, Jinan 250100)

(Received 2 July 1992; revised 15 September 1992)

### Abstract

By using coupled-mode equation, the formula for conversion efficiency of Cerenkov second harmonic generation (CSHG) is deduced in this paper. It can be concluded from the analysis that the conversion efficiency of CSHG is determined mainly by overlap integral and an effective method for the enhancement of conversion efficiency is proposed. The measured conversion efficiency in the CSHG experiment using Nd : YAG laser is approximately 1% and it can be enhanced to 1.3% by increasing the cover refractive index of the waveguide. The experimental results are in good agreement with the theoretical prediction.

**Key words** conversion efficiency, second harmonic generation.