

各向异性晶体波导的倍频理论和实验研究*

邵宗书 王继扬 卓 壮** 张晓阳 孟宪林 蒋民华
(山东大学晶体材料研究所, 济南 250100)

摘 要 在波导耦合理论基础上, 根据平面波导和通道波导的具体结构, 分别推导了二种波导的倍频转换效率表达式, 讨论了各种因素对倍频效率的影响, 并采用离子交换法制备了掺氧化镁铌酸锂和钽酸锂波导, 测试和分析了它们的倍频性能, 讨论和比较了平面和通道波导的特点。

关键词 各向异性晶体, 光波导, 契仑柯夫倍频。

1 引 言

1970 年, Tien^[1] 等人首次在 ZnS 多晶光波导(衬底为 ZnO) 中利用契仑柯夫(Cerenkov) 式辐射, 实现了 Nd:YAG 激光 $1.064 \mu\text{m}$ 到 $0.532 \mu\text{m}$ 的倍频转换。其后, 有关光波导倍频的理论和实验研究越来越深入。近年来, 随着半导体激光器的发展, 倍频已成为实现短波长激光输出的一个热点。目前的波导倍频器中, 一类是利用波导的模式色散实现导模之间的位相匹配^[2~6], 以掺 Ti:LiNbO₃ 为代表; 另一类是利用契仑柯夫辐射产生二次谐波, 是基频导模向倍频辐射模的转换^[7~10]。契仑柯夫倍频具有倍频温度范围宽、可实现晶体透光范围内任意波长光倍频, 可设计利用任一较大非线性光学(NLO) 系数及波导制作条件要求低等优点, 特别适用于半导体激光器的倍频。

近年来, 波导倍频理论的研究十分活跃。一种是导模间倍频(GSHG) 理论^[11], 另一种是基频导模和倍频辐射模之间的倍频(CSHG) 理论, 有辐射天线模型^[1]、偶极辐射理论^[12]和耦合模理论^[10], 其中耦合模理论给出了清晰物理表达式并系统阐述了 CSHG 转换效率和波导参量的关系。为了清楚地理解各向异性晶体倍频, 本文根据平面波导和通道波导的不同情况, 推导了平面波导和通道波导的契仑柯夫倍频转换效率的表达式, 分析了各种因素与倍频效率之间的关系。对实验结果进行了分析和讨论, 并比较了平面和通道契仑柯夫倍频的特点。

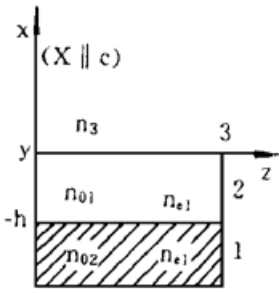
2 平面波导中倍频效率的表达

2.1 平面波导的模场

* 此工作得到国家攀登计划《光电功能材料》资助。

** 现地址: 山东师范大学物理系 250014。

收稿日期: 1995 年 9 月 8 日; 收到修改稿日期: 1996 年 3 月 7 日



平面波导的结构如图 1 所示。图中 1 为衬底, 2 是波导层, 3 为覆盖层, 其中 1 和 2 为各向异性单轴介质, 3 为各向同性介质, 其折射率分别为 n_{o1} , n_{e1} , n_{o2} , n_{e2} , n_3 , 且有 $n_3 < n_{e2} < n_{e1}$, 假设 1) 波导及衬底为各向异性无损耗单轴晶 Z 切波导, 2) 仅考虑 $\text{TM}^{\omega} \rightarrow \text{TM}^{2\omega}$ 间的倍频, 3) 波导层折射率为阶跃型。

对于波导中 TM 辐射模式场分布, 由无源条件的麦克斯韦 (Maxwell) 方程和电磁场边界条件得:

Fig. 1 Structure of planer waveguide

$$H_y^r = Br \begin{cases} \exp(-\Delta x) & 3 \text{ 区} \\ \sec \Phi \cos(\sigma x + \Phi) & 1 \text{ 区} \\ \sec \Phi [\cos(\sigma h - \Phi) \cos \rho(x + h) \\ + (n_{o2}/n_{o1})^2 \sigma / \rho \sin(\sigma h - \Phi) \sin \rho(x + h)] & 2 \text{ 区} \end{cases} \quad (1)$$

式中 $\sigma = n_{o1}(K^2 n_{e1}^2 - \beta^2)^{1/2} / n_{e1}$, $\rho = n_{o2}(K^2 n_{e2}^2 - \beta^2)^{1/2} / n_{e2}$, $\Delta = (\beta^2 - k^2 n_3^2)^{1/2}$, $\Phi = \text{tg}^{-1} [(n_{o1}/n_3)^2 \Delta / \sigma]$

(1) 式中, Br 为归一化常数, 可由模式正交性方程求得, β 为辐射的传播常数。考虑到 $\text{MgO} : \text{LiNO}_3$ 、 $\text{LiTaO}_3(\text{LD})$ 晶体同属 $3m$ 点群, KTP 晶体属 $mm2$ 点群, 三种晶体都具有较大的非线性系数 d_{33} 。为利用大的 d_{33} 实现倍频, 选 Z 切晶体基片作衬底, 波导中晶体物理轴和实验室坐标轴一致, 当波导中激发模为传播常数 β_m 、振幅 B_m 的 TM 基频模式时, 非线性极化强度为:

$$P_x = \epsilon_0 df(x) E_x^2 = (1/2) \epsilon_0 (\beta_m / \omega \epsilon_0 n_e^2) B_m^2 df(x) [H_y^g(x)]^2 \exp[i(2\omega t - 2\beta_m z)] \quad (2)$$

根据由麦克斯韦方程推导耦合波方程的一般表达式, 综合考虑到 TM 模可能会成为辐射模和导模, 利用慢变振幅近似可得 TM 模式的耦合波方程, 利用模式的正交关系, 该方程可表达为:

$$\begin{aligned} & (dB_m/dz) \exp i(2\omega t - \beta_m z) + [dB(\rho : z)/dz] \exp i(\omega t - \beta z) + c. c \\ & = i(\mu/2\beta) (d^2/dt^2) \int_{-\infty}^{\infty} H_y P_x dx \end{aligned} \quad (3)$$

由此可推导出 GSHG 和 CSHG 转换效率表达式。

2.2 平面波导导模间的倍频

波导内导模间的倍频要求基频导模和倍频导模间必须满足位相匹配条件, 这种倍频方式和体块材料的倍频方式类似, 要求条件苛刻, 仅对材料透光波段内的特殊波长倍频才满足匹配条件。

由(3)式可得到导模与导模间倍频的耦合波方程, 并可推导出波导的 GSHG 转换效率为:

$$\eta = P_{2\omega} / P_{\omega} = [(\mu \epsilon_0 / \beta_n)^2 (\beta_m / \epsilon_0)^4 P_{\omega} I^2 L^2 \sin^2(\Delta L / 2)] / (\Delta L / 2)^2 \quad (4)$$

式中: I 为波导基频 m 阶导模 $H_y^{g(m)}(x)$ 和倍频导模 $H_y^{g(n)}(x)$ 的交叠积分, 由非线性光学系数 d 的分布和模式共同决定其值大小, 其精确值可通过计算机数值求解, 由(4)式可见 GSHG 转换效率与泵浦基模的功率、波导长度的平方成正比的。非线性光学系数的 $df(x)$ 分布直接影响交叠积分大小。当非线性光学系数 d_{33} 分布为:

$$df(x) = \begin{cases} d_{\omega} & 1 \text{ 区} \\ d_a & 2 \text{ 区时:} \end{cases}$$

$$I_0 = d_a I_a + d_{\omega} I_{\omega}$$

$$I_s = B_g^2 B_r a_1 a_2 (2r_m a_n - \rho a_4) / n_s^4 \quad (12)$$

$$I_w = B_k^2 B_r b_1 / n_{ef}^4 [xx + yy + zz] \quad (13)$$

式中各符号表达式已略去。

满足位相匹配的契仑柯夫辐射要求 $\Delta = 0$ 即 $\beta = 2\beta_m$, 其中 β 为倍频辐射模的传播常数, 取连续值; 而 β_m 为基频导模的传播常数, 只能取分离值。用折射率表示位相匹配条件为:

$$n_{ef}^{\omega} = n^{2\omega}(\theta) \cos \theta \quad (14)$$

对于一般的非线性介质, 由于材料的色散原因总有 $n^{2\omega} > n_{ef}^{\omega}$, 所以通常波导总能满足位相匹配条件, 也就是说 VSHG 自动满足位相匹配条件。

契仑柯夫式倍频光以一定的角度出射, 契仑柯夫角和波导的厚度、折射率直接相关。并受非线性系数调制函数影响。

契仑柯夫角定义如下:

$$\theta = \text{tg}^{-1}(\rho/2\beta_m) \quad (15)$$

当非线性系数 d 未受调制时,

$$\theta = \text{tg}^{-1}\{n_{o2n}[kp^2 - (2\beta_m/n_{e2z})^2]/2\beta_m\} \quad (16)$$

2.4 质子交换 MLN 和 LT 晶体波导的契仑柯夫倍频性能研究

采用离子交换在 Z 切 5 mol% MgO : LiNbO₃ 和 LiTaO₃ 晶体上制备了平面波导^[13,14], 如上分析, 对于 MLN 波导, 基频低阶模和倍频高阶模间可能满足位相匹配条件产生 GSHG, 但交叠积分小, 厚度要求严格, 转换效率低。对于 LT 波导, 由于其为正单轴晶体, 故不可能产生 GSHG。

对于 CSHG, MLN 波导都能满足位相匹配条件 $n_{ef}^{\omega} = n_o^{2\omega}(\theta) \cdot \cos \theta$, 因而可以实现 CSHG。

从转换效率公式可看出波导倍频转换效率和波导的基本参量(如波导深度, 表面折射率增量及覆盖层折射率等)有密切关系, 同时, 波导层中非线性系数 d 的取值和调制特性也对转换效率有很大的影响。假设 PE : MLN 波导退火后波导层折射率分布角为阶跃式, 其深度为退火后波导的总扩散深度, 波导层折射率值为退火后波导层表面折射率值。为了分析方便, 选择入射基频光波长: $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$, 波导长度 $L = 10 \text{ mm}$, 非线性光学系数 $d_{33} = 34.4 \text{ pm/v}$ 。

2.5 MLN 波导契仑柯夫式倍频实验结果

综上所述, 以 5 mol% PE : MLN 波导为例, 分析了波导倍频转换效率和波导厚度等参量

Table 1 Frequency-doubling waveguides with 5 mol% PE : MLN

	min	μm
1 [#]	14	0.50
2 [#]	20	0.59
3 [#]	24	0.65
4 [#]	28	0.70
5 [#]	36	0.80
6 [#]	45	0.89
7 [#]	60	1.02
8 [#]	360	2.52

的关系。认为对零阶基模, 厚度限制在 0.4~1.1 μm 内的 PE : MLN 波导, 满足基频零阶模的契仑柯夫位相匹配条件, 其转换效率较高, 且在 0.68 μm 处有最大值。制备了一批 5 mol% PE : MLN 波导, 交换温度为 243 $^{\circ}\text{C}$, 以此计算的各波导的厚度结果见表 1。

表 1 中各波导样品从 1[#] 到 7[#] 均可支持零阶基频导模, 因此可以观测到不同厚度波导的零阶基频的契仑柯夫式倍频辐射输出。

测量倍频转换效率的实验装置如图 3 所

示, 光源是 Control 公司生产的 QT520 型声光调 Q 准连续 Nd:YAG 激光器, 基模输出, 波长为 $1.064 \mu\text{m}$ 。选用金红石等腰直角棱镜作为基频光输入耦合器, 要求波导样品输出端面精密抛光, 实验中调节波导的耦合同步角, 使其零阶基频模耦合进入波导层, 即可从波导输出端面获得契仑柯夫式倍频输出光。

为了判断所获得的倍频光是契仑柯夫式辐射输出的波导倍频光, 特在入射耦合基频光前加上一个起偏器, 使入射光呈 e 光偏振, 同时在出射端后放上一个 e 偏向的检偏器, 结果证明输出光是 e 光偏振, 即 CSHG 产生过程是 $e_{\omega} + e_{\omega} \rightarrow e_{2\omega}$, 是波导层的契仑柯夫式倍频辐射, 而不是 MLN 晶体的体块倍频辐射。用图 3 装置测试了各个波导样品的 CSHG 结果。输入功率为波导总的出射功率, 即基频导模耦合输出与 CSHG 输出之和。获得的 PE:MLN 波导的契仑柯夫式倍频最高转换效率为 1.01%, 比理论计算值略低。这可能是由于理论值未计及波导的散射和吸收等损耗的原因, 将上述结果绘成曲线如图 4 所示。

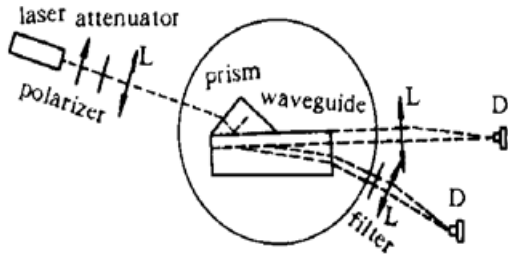


Fig. 3 Measuring system for CSHG efficiency of waveguide

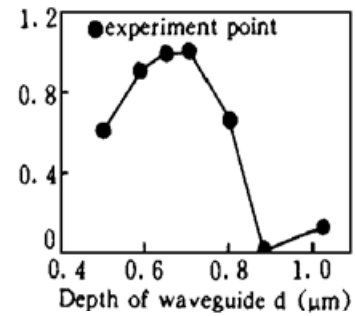


Fig. 4 Curve of CSHG experiment with 5 mol% PE : MLN waveguide

该图表明波导的 CSHG 转换效率及波导厚度的关系和理论计算曲线是一致的, 同时对多模波导 8# 样品的测量表明, 当波导的深度过深时, CSHG 转换效率比单模波导低得多, 因此在制备波导倍频器时, 最好制成基频单模波导。

3 通道波导契仑柯夫式倍频的倍频理论和实验

3.1 通道波导契仑柯夫式倍频的倍频理论

为讨论方便, 以阶跃式折射率分布的单轴晶体为代表来讨论各向异性晶体通道波导契仑柯夫式倍频的相应理论。波导的结构如图 5 所示:

图中 $n_{e1i} > n_{e2i} > n_{e4i} > n_{e5i} > n_3$, $n_{o1i} = n_{o2i} = n_{o4i} = n_{o5i}$; $i = f$, s ; f 为基频光, s 为倍频光, 通道波导的宽为 w , 深为 h 。

设波导中仅存在基频导模 E_{mn}^x (通常为 E_{11}^x) 向倍频辐射模 TM 模的契仑柯夫式频率转换, 则根据麦克斯韦方程, 可得到耦合波方程为:

$$\nabla^2 E_x(\mathbf{r}, t) - \mu t d^2 E_x / dt^2 = \mu d^2 P_x / dt^2 \quad (17)$$

式中的场 E_x 为:

$$E_x = \iint_0^\infty \beta / (2\alpha\epsilon) B(\rho\rho' : z) H_y(\rho : x, \rho : y) \exp [i(\alpha t - \beta z)] d\rho d\rho' + c. c \quad (18)$$

将其代入(17)式并利用缓变振幅近似和波场的正交归一化条件得:

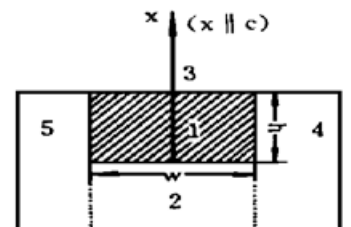


Fig. 5 Structure of Channel waveguide

$$\begin{aligned}
& [dB(\rho, \rho' : z)/dz] \exp [i(\omega t - \beta z) d\rho d\rho'] + c. c \\
& = (i/2\beta) \iint d^2/dt^2 P_x H_y(\rho : x, \rho' : y) dx dy \quad (19)
\end{aligned}$$

上式变换中 $\iint |B|^2 d\rho d\rho'$ 是倍频辐射模的功率, β 是其传播常数, ρ 和 ρ' 分别是辐射模在 x 和 y 方向上的波数。

对于通道波导, 精确求解其导模的场分布是极其复杂的。可根据各向同性介质通道波导的 Marcatili^[6] 分析法, 取其 Marcatili 场近似, 由模式色散方程组求得传播常数各分量, 并由归一化条件求得归一化常数。

对于 TM 倍频辐射模, 由于很难求出其三维空间的表达式, 所以假设仅在通道波导(1区)以下的衬底区域(2区)存在倍频辐射模, 即考虑准平面近似条件, 此时采用平面波导近似获以下辐射模场分布:

$$H_y = \begin{cases} H_f \cos [\sigma(x - h) + \Phi] & 1 \text{ 区} \\ H_s \cos (\rho x + \Phi) & 2 \text{ 区} \\ H_c \exp [-\Delta(x - h)] & 3 \text{ 区} \end{cases}$$

为了处理方便, 仅考虑波导区(1区)和衬底区(2区)的非线性极化波对波导 CSHG 倍频辐射模的贡献, 由非线性极化强度方程式可得到通道波导的契仑柯夫式倍频转换效率公式为:

$$\eta = P_w C^2 2L \pi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta_{xy} [I_s(\beta, \theta_{xy}) + I_w(\beta, \theta_{xy})]^2 \quad (20)$$

式中, $[I_s(\beta, \theta_{xy}) + I_w(\beta, \theta_{xy})]^2$ 为基频导模和倍频辐射模的交叠积分。

为了推导交叠积分 I_w 和 I_s 的解析表达式, 可转换到极坐标下求解, 求得其坐标 $x - y' - z'$ 中表达式为:

$$I_s(\beta, \theta_{xy}) = d_s H^2 H_s / n_{e2f}^4 \cos^2(k_x h - \Phi_1) I_1 \quad (21)$$

$$I_w(\beta, \theta_{xy}) = d_w H^2 H_s / n_{e1f}^4 I_2 \quad (22)$$

$$\text{式中, } I_1 = \int_{-\infty}^0 dx \int_{-w/2}^{w/2} dy \cos^2(k_y y + \Phi_2) \cos(\rho x + \Phi) \cos(\beta \sin \theta_{xy})$$

$$I_2 = \int_x dx \int_{-w/2}^{w/2} dy [\cos^2(k_x(x - h) + \Phi_1)] \cos^2(k_y y + \Phi_2) \cos[\sigma(x - h) + \Phi_c] \cos(\beta \sin \theta_{xy})$$

$$\beta = \sqrt{(n_{e2s} k_p)^2 - [(n_{e2s} k_p)^2 - 4\beta_g^2] \cos^2 \theta_{xy}}$$

θ_c 为契仑柯夫辐射角。

这样, 利用以上各式, 就可以分析阶跃式折射率分布通道波导的 CSHG 转换效率和波导的基本参量之间的关系, 从而寻找优化通道波导倍频器的条件。

3.2 通道波导的 CSHG 转换效率和波导参量的关系

从通道的 CSHG 转换效率表达式来看, 转换效率和波导的基本参量(如波导深度、表面折射率增量及复盖层折射率等)和波导层中非线性系数 d 有密切关系, 以 5 mol% MgO : LiNbO₃ 质子交换通道波导为例对几个因素进行分析。

1) CSHG 转换效率和表面折射率增量的关系

在保持 PE : MLN 通道波导倍频光表面折射率不变而改变倍频光和基频光的折射率增

量两种不同的情况下, 计算 CSHG 转换效率与波导深度的关系, 如图 6(a) 和 6(b) 所示。该两图表明了当波导宽度不变时, CSHG 转换效率随着波导深度增加而周期性地振荡减小, 当基频光和倍频光折射率增加时, CSHG 转换效率提高, 图 6(b) 表明随着 Δn_f 增加, 波导深度的允许误差范围增大。而图 6(a) 则反映出波导深度的允许误差随 Δn_{es} 增加而减小。

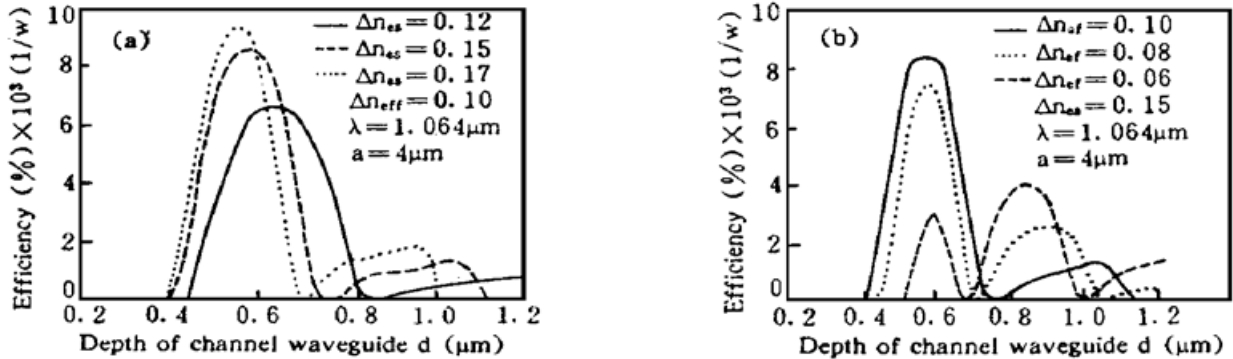


Fig. 6 Curves of CSHG efficiency vs. depth of channel waveguide for different increments of refractive index on surface (a) frequency doubling light; (b) primary light

2) CSHG 转换效率和波导层非线性系数 d_{33} 的关系

保持波导层对基频、倍频光折射率增量不变, 计算了宽度为 $4 \mu\text{m}$ 的 PE:MLN 通道波导的 CSHG 转换效率与波导非线性光学系数 d_{33} 的关系, 如图 7 所示。可看出当波导层的非线性系数 d_{33} 和衬底的非线性系数取相反符号, CSHG 转换效率比两者取相同符号时大十多倍。由此可见当通道波导层实现畴反转调制时, 可以大大提高通道波导的 CSHG 转换效率, 和平面波导类似, 说明通过畴反转技术, 可以实现波导的高效率倍频。

3) CSHG 转换效率和波导宽度的关系

为了分析通道波导宽度对 CSHG 转换效率的影响, 取基频光, 倍频光的折射率增量分别为 0.10 和 0.15, 在不考虑波导层对倍频辐射的贡献的条件下, 通过 CSHG 公式计算了在不同通道宽度条件下, 转换效率和波导深度的关系, 如图 8 所示。该图表明, 当波导深度增加时, 转换效率增加并趋近于饱和, 这主要是在计算时采取了准平面近似的原因。

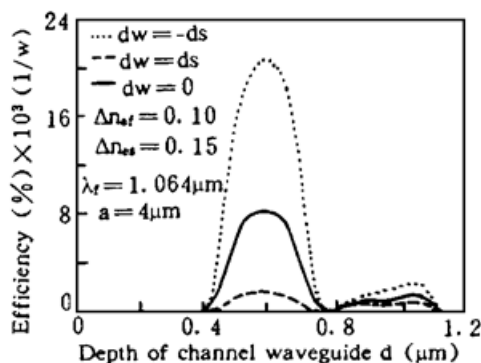


Fig. 7 Curve of efficiency vs. nonlinear index

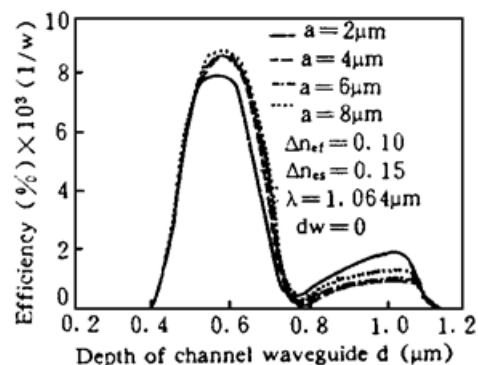


Fig. 8 Curve of efficiency vs. depth of waveguide

3.3 通道波导的 CSHG 实验

采用质子交换法制备了 $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 通道波导。所用的衬底为 5 mol% $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 晶体的 Z 切片, 双面抛光, 尺寸为 $5 \times 10 \times 1 \text{ mm}$ ($x \times y \times z$), 用光刻后采用干法腐蚀, 通过离子交换制备了通道波导。在 243°C 下苯甲酸中制成的 5 mol% PE:MLN 波导, 深度为 $0.57 \mu\text{m}$ 。采用的装置如图 9 所示, 分别测量了几种不同输出功率下, 通道波导的契伦柯夫式倍频输出功率, 当输入光功率为 1.8 mW 时, 谐波输出功率为 $23 \mu\text{W}$, 此时波导的 CSHG 转

转换效率为 1.3%。

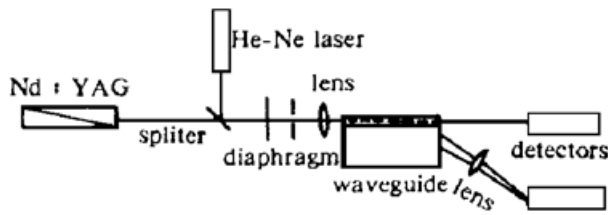


Fig. 9 CSHG optical path of channel waveguide

用麦克斯韦方程, 通过求解各向异性晶体的耦合波方程, 分析了各向异性阶跃式折射率分布平面波导和通道波导的非线性耦合波方程, 从而推出平面波导的不同位相匹配类型的 GSHG 和 CSHG 转换效率表达式。从中可见, GSHG 位相匹配较难实现, 但通过在波导层中周期性畴反转可以满足位相匹配条件, 对于 CSHG 波导则能自动满足位相匹配条件。以 5 mol% PE:MLN 波导为例, 可以看到当波导层表面折射率增量一定时, CSHG 转换率随着波导深度增加周期性地振荡减小; 当波导对基频光、倍频光的表面折射率增量增加时, CSHG 转换效率增加, 但当基频光折射率增量超过一定值时, CSHG 转换效率峰趋于饱和并开始减小, 这主要是由于波导层内基频光场分布的变化影响了基频导模场和倍频辐射场的交叠积分。当波导覆盖层折射率增加时, PE:MLN 和 PE:LT 波导的 CSHG 转换效率增加幅度减小, 表面覆盖层折射率变化对倍频场分布影响不大, 而 Rb:KTP 波导衬底折射率较小, 表面覆盖层折射率的变化可以显著改变倍频辐射场分布, 从而引起 CSHG 转换效率的较大幅度变化。当波导层的非线性系数 d_{33} 变化时, 可以显著地改变这三种波导的 CSHG 转换效率, 特别是当波导层畴取向和衬底的畴反向时, 此时波导层具有和衬底相反符号的非线性光学系数 d_{33} , CSHG 转换效率大大提高了。而当非线性系数 d_{33} 通过周期性畴反转实现周期性调制后, 波导的 CSHG 转换效率通过恰当地选择调制周期可以提高几十倍, 对于阶跃性折射率分布的通道波导, 本文在耦合波方程基础上推导的各向异性通道波导的 CSHG 转换效率公式也清晰地反映了 CSHG 转换效率与波导深度、表面折射率增量和波导层中非线性系数 d_{33} 的关系。其基本变化规律和平面波导类似。但当通道深度增加时, 其 CSHG 转换效率增加趋于饱和。无论是平面波导还是通道波导, 其 CSHG 转换效率均和波导的长度平方成正比, 这和体块材料效率与器件长度平方成正比是不同的。但二者均和输入功率成正比, 和基频模与倍频辐射模的交叠积分成正比。对于平面波导, 本文以 PE:MLN 为例, 测试了波导对低功率激光的频率转换, 并验证了其转换效率与波导深度和长度的关系, 测量了波导覆盖层折射率变化对 CSHG 转换效率的影响。PE:MLN 波导在 $1.064 \mu\text{m}$ 的 Nd:YAG 激光倍频过程中, 1.65 mW 输入功率获得了 $17 \mu\text{W}$ 的倍频光, 其转换效率为 1.01%。又以脉冲钛宝石激光做光源, 验证了 PE:MLN、PE:LT 和 Rb:KTP 波导 CSHG 对可调谐激光的倍频, 证明了其位相匹配条件是自动满足的, 在 800 nm 处, 输入 1 mJ 光能量, 获得了约 $1 \mu\text{J}$ 的蓝光输出, 其转换效率近似为 0.1%, 对于通道波导, 作者也测量了 5 mol% PE:MLN 波导对 $1.06 \mu\text{m}$ 的倍频, 在 1.7 mW 耦合下, 获得了 $23 \mu\text{W}$ 的 $0.532 \mu\text{m}$ 绿光输出, 其转换效率为 1.32%, 通过实验发现如果进一步改善基频光的耦合技术, 提高耦合效率, 改进波导的制备技术和条件, 很有希望继续提高波导 CSHG 的转换效率。

参 考 文 献

- [1] Tien PK, Ulrich R, Martin BS, Optical second harmonic generation in form coherent cerenkov radiation from a thin film waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 1970, **17**(10): 447~ 450
- [2] W. P. Rish, S. D> Lau, R. Fontana *et al.*, Type II second-harmonic generation and sum-frequency mixing in uniform KTiOPO₄ channel waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **63**(10): 1301~ 1303

- [3] L. Babsail, G. Lifante, P. D. Townsend, Second-harmonic generation in ion-implanted quartz planar waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **59**(4) : 384~ 386
- [4] Atsuo Yamada, Hitoshi Tamada, Masaki Saitoh, LiNbO₃ thin-film optical waveguide grown by liquid phase epitaxy using Li₂O-B₂O₃ flux. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, **61**(24) : 2848~ 2850
- [5] Regener R, Sohler W, Efficient second-harmonic generation in Ti : LiNbO₃ channel waveguide resonators. *J. Opt. Soc. Am.*, 1988, **B5**(2) : 267~ 277
- [6] Sohler W, Suche H, Second-harmonic generation in Ti-diffused LiNbO₃ optical waveguide with 25% conversion efficiency. *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **33**(6) : 518~ 520
- [7] Hayata H, Koshiba M, Suzuki M., Finite-element solution of arbitrary nonlinear, graded-index slab waveguides. *Electron. Lett.*, 1987, **23**(8) : 429~ 431
- [8] Keys R, J. Modern, Cerenkov second-harmonic generation in proton-exchanged lithium niobate waveguide. *J. Modern Opt.*, 1990, **37**(4) : 545~ 553
- [9] Hayata H, Hoshiba M, Split-step finite-element method applied to nonlinear integrated optics. *Electron Lett.*, 1990, **26** : 206~ 210
- [10] Sanford NA, Connors JM, Optimization of the cerenkov sum-frequency generation in proton-exchanged Mg : LiNbO₃ channel waveguides. *J. Appl. Phys.*, 1989, **65**(4) : 1429~ 1437
- [11] Yariv A, Coupled-mode theory for guided-wave optics. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1973, **QE-9**(9) : 919~ 933
- [12] Chikura K, Umegaki S, Characteristics of optical second-harmonic generation due to cerenkov-radiation-type phase matching. *J. Opt. Soc. Am.*, 1990, **B7**(5) : 768~ 775
- [13] 卓壮, 王象泰, 孟宪林等, 质子交换 MgO : LiNbO₃ 波导及其镁含量对波导性能影响的研究. 中国激光, 1995, **A22**(5) : 347~ 352
- [14] 卓壮, 邵宗书, 陈军等, 苯甲酸质子交换 LiTaO₃ 波导及其退火性能的研究. 中国激光, 1994, **A21**(6) : 517~ 522

Theoretical and Experimental Study on Second-Harmonic Generation of Anisotropic Crystal Waveguides*

Shao Zongshu Wang Jiyang Zhuo Zhuang** Zhang Xiaoyang
 Meng Xianlin Jiang Minhua

(Institute of Crystal Materials, Shandong University, jinan 250100)

(Received 8 September 1995; revised 7 March 1996)

Abstract Based on the couple wave theory of waveguide, second-harmonic generation (SHG) efficiencies of planar and channel waveguides have been deduced for the specific structures of the two waveguides. The effects of various factors on SHG efficiency of the waveguides were discussed. Mg : LN and LT waveguides were fabricated by ion-exchange and their SHG properties have been measured and discussed.

Key words anisotropic crystal, waveguides, Cerenkov frequency-doubling.

* This work is supported by a grant of state key climb project of Science and Technology Commission of China

** Present address: Shandong Normal University, Jian 250014