

相匹配契伦可夫辐射式倍频*

廖常俊 刘颂豪

(华南师范大学量子电子学研究所,
广州 510631)

Wang Xiaodong

(Department of Physics, Arizona State University,
Tempe, AZ85287-1504 U. S. A)

提 要

用波导产生倍频波时,如果倍频波进入辐射模区,仍然有相匹配问题。契伦可夫辐射式倍频不是自动地实现相匹配的。相匹配要求导波基波模式场,倍频传输场(自由波),倍频触发场,以及经多次反射透射后的辐射场的迭加形成的总辐射场处于同步的相匹配状态。根据这个相匹配的分析,提出波导契伦可夫相匹配的特有的方法,那就是对波导的模式色散进行设计,并指出非对称波导的特有优点,是改变一个边界上的反射相变,即选择不同色散的线性材料作包层,由此可得到相匹配的高效契伦可夫倍频辐射。

关键词: 倍频,波导,契伦可夫辐射。

一、序 言

波导倍频是得到小型可见光相干光源的一种很吸引人的方法。因为有波导的约束,可以有相当长的相互作用距离,从而使非共线的倍频获得高效率^[1]。研究得较多的是基波导波到倍频导波的转换,而实际应用中尤以契伦可夫辐射式倍频为重,即基波为导波,而倍频波为波导的辐射模。半导体激光器可以看作一段有源波导,而由其特有的能带结构决定的辐射特性主要在近红外波段。若集成以产生倍频的波导,则正好覆盖整个可见光波段。若用辐射式倍频,光束的准直性也很好。这种倍频已从实验上观察到,可用于对波导模式进行直接测量^[2]。到目前为止,已报道的最高转换效率是从50~100 mW的半导体激光器得到1 mW的蓝光输出^[3]。

一般认为波导中由于增加了模式场这个自由度,相匹配容易实现。对于辐射式倍频,由于辐射模表现为连续谱,相匹配便能自动实现,因而将辐射方式作为实现相匹配的一种方法^[4]。增强倍频辐射的方法,则考虑了调整非线性极化率的横向分布,采用畴反转的槽波导,预计可得到明显的增强的倍频辐射^[5]。

本文证明,倍频辐射不是自动地实现相匹配的^[6]。文中将介绍契伦可夫辐射式倍频的相匹配条件。说明相匹配条件是严格的,也是可以实现的。仔细分析了非对称波导实现相匹配的方法。采用改变波导一个边界的边界条件,甚至单模波导也可以实现相匹配的辐射式倍频。

二、理论分析

考虑典型的三层非对称波导如图1所示。各层的折射率的各向异性暂不考虑,芯层为

收稿日期: 1990年12月24日; 收到修改稿日期: 1991年2月19日

* 本课题受国家自然科学基金资助。

非线性材料。基波为导波。倍频场为两部分：一是由基波产生的二次极化场激励的驱动场；一是满足边界条件的倍频传输场，这部分场在上下边界多次反射迭加干涉。驱动场与传输场再次迭加形成总场。对于计算中的三层非对称波导，设主要贡献的非线性系数是 χ_{322} 。当满足条件

$$n_2(2\omega) - n_2(\omega) < [ck_{1s}(\omega)/\omega] - n_0(\omega) < n_0(2\omega) - n_0(\omega)$$

时，产生契伦可夫辐射式倍频场，倍频场从 n_0 介质中辐射出去。对于 TE 波为基波，各透射波迭加后总的倍频波电场的辐值为^[6]

$$e_0(x) = \frac{\chi_{322}\epsilon_1^2(\omega)t_{10}}{D \cos \theta_{1f}} \left\{ \left(\frac{\exp(i\delta)J_\delta}{1-r_{10}\exp(i\delta)} + C \right) x - \frac{Dr_{10}\exp(i2\delta)J_\delta}{[1-r_{10}\exp(i\delta)]^2} [1-r_{10}^{x/D}\exp(i\delta x/D)] \right\}, \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} J_\delta &= (1/2) [(1-r_{10})\alpha_{10} - i(1+\alpha_{10})\beta_{10}] + (-1)^m \exp(-i\beta/2) [\alpha_{12} \sin \varphi_{12}(2\omega) - \beta_{12} \cos \varphi_{12}(2\omega)], \\ C &= -(1/2)(\alpha_{10} + i\beta_{10}), \quad D = 2(Z_h + W) \tan \theta_{1s}, \\ \alpha_{1i} &= \frac{8\pi \sin \theta_{1f} \cos \theta_{1s}}{\epsilon_1(2\omega) - \epsilon_1(\omega)} \frac{n_1(2\omega)}{n_1(\omega)} \left[\cos 2\varphi_{1i}(\omega) + \frac{\epsilon_1(2\omega) - \epsilon_1(\omega)}{\epsilon_1(2\omega) \cos^2 \theta_{1s}} \right], \\ \beta_{1i} &= \frac{8\pi \sin \theta_{1f}}{\epsilon_1(2\omega) - \epsilon_1(\omega)} \frac{\epsilon_1(\omega)}{\epsilon_1(2\omega)} \cos \theta_{1f} \sin 2\varphi_{1i}(\omega); \quad i=0, 2 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中 J_δ 为相失配函数， Z_h 为在 n_1 及 n_2 介面上的 Goos-Haechen 位移； r_{10} 及 t_{10} 为倍频辐射在从 n_1 到 n_0 的界面上的反射及透射； φ_{1i} 表示从 n_1 介质到 n_i 介质全反射时的反射相变；下标 f 表示基波， s 表示倍频波。值得注意的是

$$\delta = 2k_{1s}(2\omega)W - 2\varphi_{12}(2\omega) - 2m\pi, \quad (3)$$

$$(m=0, 1, 2, \dots, \text{及 } |\delta| < 2\pi)$$

(3)式代表相匹配条件。相匹配要求 $\delta=0$ 。只有在 $\delta=0$ 的条件下，倍频信号才随相互作用距离的增加而线性增加。

在 n_1 与 n_0 的边界上，倍频的契伦可夫辐射场的相位函数也可以写成两部分。倍频传输场的相位函数是

$$\psi_b(2\omega) = 2k_{1s}(2\omega)W - 2\varphi_{12}(2\omega), \quad (4)$$

其相干加强的条件是

$$\psi_b(2\omega) = 2m\pi, \quad (5)$$

但是，作为倍频驱动场的相位，是由基波传输场产生的非线性极化场决定的。基波传输场具有相位函数

$$\psi_a(\omega) = 2k_{1s}(\omega)W - 2\varphi_{12}(\omega) - 2\varphi_{10}(\omega). \quad (6)$$

对应于传输模的本征解

$$\psi_a(\omega) = 2n\pi. \quad (n=0, 1, 2, \dots) \quad (7)$$

正好是平板波导的本征方程。倍频驱动场的初相与传输基波同步，则有

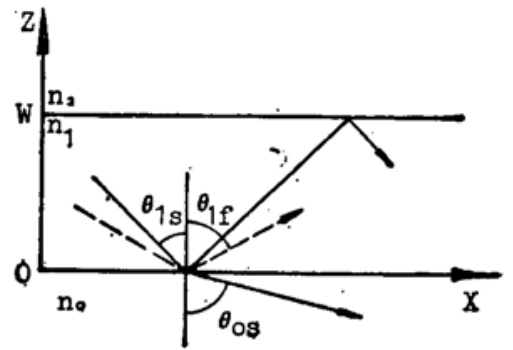


Fig. 1 Typical unsymmetrical slab waveguide. The second harmonic wave (solid line) radiates across the lower boundary. The fundamental wave (dashed line) is guided mode

$$\psi_a(\omega) = \psi_a(2\omega)。 \quad (8)$$

达到相匹配时, 应有

$$\psi_a(2\omega) = \psi_b(2\omega)。 \quad (9)$$

这也是同步条件。分析这个条件, 可以得到波导契伦可夫辐射式倍频实现相匹配的方法。对于所讨论的非对称波导, 有

$$k_{1z}(2\omega) - k_{1z}(\omega) = [\varphi_{12}(2\omega) - \varphi_{12}(\omega) - \varphi_{10}(\omega)]/W, \quad (10)$$

由于 k_{1z} 是波导中波矢量在 z 方向的投影, (10) 式的含意是, 波导横向波矢的色散, 可用改变边界条件来得到补偿。波导芯层的厚度 W 及界面两侧材料的色散情况都通过由它们决定的传播常数改变在边界上的全反射时的相变。利用这种相变差值的变化, (10) 式所表示的条件能得到满足。

实际计算中, 反射相变的差值

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{12}(2\omega) - \varphi_{12}(\omega) - \varphi_{10}(\omega) &= \arctan \zeta(2\omega) - \arctan \zeta(\omega), \\ \zeta(2\omega) &= \{[\beta^2/n_2^2(2\omega)]/[n_1^2(2\omega) - \beta^2]\}^{1/2}, \\ \zeta(\omega) &= \frac{[n_1^2(\omega) - \beta^2]^{1/2}\{[\beta^2 - n_0^2(\omega)]^{1/2} + [\beta^2 - n_2^2(\omega)]^{1/2}\}}{n_1^2(\omega) - \beta^2 - \{[\beta^2 - n_0^2(\omega)][\beta^2 - n_2^2(\omega)]\}^{1/2}}, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

式中 β 为作为非线性极化场源的传输基波的本征值。

三、讨 论

契伦可夫辐射是研究基本粒子时发现的一种光辐射现象。当快速带电粒子穿过透明介质时, 只要粒子速度大于光在此介质中的速度 c/n , 就会产生光辐射。在光学倍频上运用这个概念, 是指基波的相速度大于它产生的倍频波的相速度, 即相当于粒子的极化子的速度大于它产生的电磁波的速度。这样一种类比是恰当的, 但不是完全相同的。带电粒子的契伦可夫辐射, 其辐射方向与粒子运动方向的夹角与粒子运动的速度有关; 粒子运动速度变慢时夹角减小, 而且产生连续谱的可见光。这种辐射并不需要具有波导结构。在波导中基波传输的相速度是由波导结构决定的。辐射波为倍频波, 辐射波的方向与组成波导的各层介质的折射率色散和波导的结构都有关系。

事实上, 在具有正色散方向上产生的非共线相匹配倍频, 都可以用契伦可夫辐射的理论来解释。象带电粒子产生的契伦可夫光辐射一样, 这种非共线相匹配产生的倍频波十分微弱。基波与倍频波间的夹角满足

$$\cos \alpha = [n(\omega)/n(2\omega)]。 \quad (12)$$

这种相匹配倍频不需波导。只是因为转换效率低而未能得到应用。

非共线相匹配转换效率低的原因, 被认为是相互作用距离短。一个直接想法是利用波导增加相互作用距离。单纯靠增加相互作用距离是得不到高效倍频的。由于损耗随距离的增加而增加, 基波的能量很快被消耗掉了。

波导契伦可夫辐射式倍频的相匹配问题是由于采用波导结构引起的。由于波导的约束, 波导中的场分裂成为模式场。契伦可夫辐射场的方向可能不满足模式场的条件。靠多模波导中众多的模式来实现相匹配并不容易。而且, 众多的模式中, 基模集中了大量的能量, 如果

不用基模, 转换效率就不高。一旦波导作成, 导波的模式场也就决定了, 波矢也就决定了。如果模式场不满足相匹配, 则用调温度, 或加电场来改变折射率等各种方法来实现相匹配都很困难。早期很多关于波导倍频的实验都是在 $100\sim 200^{\circ}\text{C}$ 的温度下进行的。

最近关于采用畴反转的方法来增强契伦可夫辐射式倍频的建议^[5] 仍然基于波导契伦可夫辐射式倍频已经是相匹配的思想。用调节非线性极化率的横向分布的方法, 转换效率估计能由原来的 1% 提高到 10% 或 20%。

按照契伦可夫辐射的理论, 对于光子来说光能量的减少, 表现为光子数的减少, 而不表现为光速的减慢。在波导中传输时, 不论传输多长的距离, 都满足契伦可夫辐射的条件。基波的消耗仅仅是由于倍频及波导的吸收、散射等损耗。在不计损耗的情况下, 转换效率应能达到 100%。

波导中非共线相匹配倍频或契伦可夫式倍频辐射的方向与基波传输的方向按契伦可夫辐射的理论应满足

$$\cos \alpha = \beta(\omega) / n(2\omega), \quad (13)$$

式中 $\beta(\omega)$ 为基波的传播常数。(13)式可以写成

$$\beta(2\omega) = \beta(\omega). \quad (14)$$

而 $\beta(2\omega)$ 为倍频波的传播常数。这就是通常认为契伦可夫辐射倍频相匹配自幼实现的原因。但 $\beta(2\omega)$ 也必须满足边界条件。由于色散的原因, 相匹配条件被破坏了。根据(10)式相匹配可以用改变边界条件来实现。当芯层为倍频材料而且波导厚度已经确定之后, 只要改变包层材料的色散就行了。

如果定义一个形式矢量

$$k_z(\varphi) = [\varphi_{12}(2\omega) - \varphi_{12}(\omega) - \varphi_{10}(\omega)] / W. \quad (15)$$

则(10)式变成

$$k_{1z}(2\omega) - k_{1z}(\omega) - k_z(\varphi) = 0. \quad (16)$$

对应的在波的传播方向的相匹配条件是

$$k_{1x}(2\omega) - 2k_{1x}(\omega) = 0. \quad (17)$$

(16)式与(17)式类似于相匹配条件在直角坐标中的分解。

选用三层非对称波导的目的是为了固定一个边界而只保留一个边界可变。这种结构在应用中也便于集中使用倍频辐射。作为一个例子取倍频晶体 KTP 材料为芯层, $n_y(\lambda=0.53\mu\text{m})=1.7924$, $n_y(\lambda=1.06\mu\text{m})=1.7469$, $\beta(\omega)=1.7450$ 。计算的相变状态示于图 2。图 2 中仅示出 TE 模的情况。图中相变 $\Delta\varphi$ 随 $\beta(\omega)$ 的变化表明, 波导契伦可夫辐射式倍频应选用 TE₀ 模。对于所需顶层材料的色散的大小可以通过改变芯层厚度来调节, 也可以采用多层边界。对于 TM 模将有更复杂的情况, 尚需深

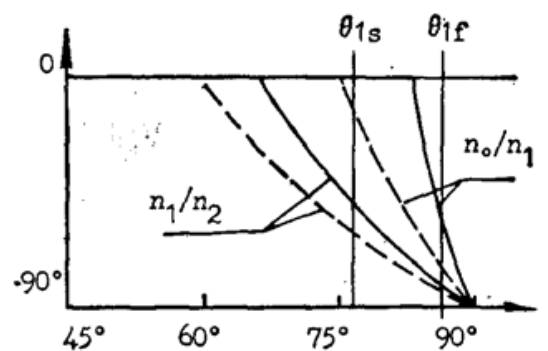


Fig. 2 The reflection phase change of TE wave at the boundaries of the unsymmetrical slab waveguide of KTP. The solid line represents the second harmonic wave. The dashed line represents the fundamental wave.

入研究。

结论: 波导契伦可夫辐射式倍频必需考虑相匹配的问题。此相匹配可用边界条件来实现。

参 考 文 献

- [1] G. I. Stegeman, C. Liao; *Appl. Opt.*, 1983, **22**, No. 17 (Sep), 2518.
- [2] N. A. Sanford, W. C. Robinson; *Opt. Lett.*, 1987, **12**, No. 6, 445~447.
- [3] T. Taniuchi, K. Yamamoto; «*Digest of Tech. Papers, CLEO'1987*», WP6.
- [4] K. Chikuma, S. Umegaki; *J. O. S. A. (B)*, 1990, **7**, No. 5 (May), 768~772.
- [5] K. Hayata *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**, No. 3 (Jan), 206~208.
- [6] X. Wang *et al.*; «*NLO'90*», Post dead line paper, 1990 (July).

Phase matching Cerenkov radiation type SHG

LIAO CHANGJUN AND LIU SONGHAO

(*South China Institute of Quantum Electronics, South China Normal University, Guangzhou 510631*)

WANG XIAODONG

(*Department of Physics, Arizona State University, Tempe, AZ 85287-1504 USA*)

(Received 24 December 1990; revised 19 February 1991)

Abstract

Guided wave second-harmonic (SH) generation can not be phase matched automatically by Cerenkov radiation scheme. There is still phase-matching condition to be satisfied in case of the SH generation in radiation mode of the waveguide. The phase matching condition is so critical that all the fundamental wave (the driving source), the generated SH wave, and the free SH wave multiply reflected and transmitted across the boundaries of the waveguide have to keep in phase. This kind of phase matching can be obtained by typical waveguide technique, i.e. to change the boundary condition. With the unsymmetrical slab waveguide scheme, phase matching can be achieved by simply changing the cover material with different index. The formula is given.

Key words: SHG, waveguide, Cerenkov radiation.