

文章编号: 0258-7025(2007)05-0661-06

倍频注入法实现倍频稳定输出的模拟研究

邓青华^{1,2}, 彭翰生³, 李明中¹, 丁磊¹, 王建军¹,
唐军¹, 罗亦明¹, 林宏奂¹, 吕新杰^{1,2}, 王明哲⁴

(中国工程物理研究院¹ 激光聚变研究中心, ² 研究生部, ³ 院机关, 四川 绵阳 621900)
⁴ 国防科技大学光电学院, 湖南 长沙 410073

摘要 在对描述 I 类相位匹配倍频过程的耦合波进行分析的基础上, 发现不同初始条件下倍频过程中基频光和倍频光强度变化情况不相同。当注入倍频光能量不为零, 且初始相位满足一定条件时, 能量会在基频光和倍频光中循环交换。利用倍频过程中的这个循环过程, 提出在倍频过程中注入倍频种子光(简称倍频注入)以实现稳定的倍频能量输出, 并用数值模拟计算结果证明了倍频注入方法的有效性。进一步的数值模拟研究结果表明: 倍频注入方法中可以通过改变注入的倍频种子光强和倍频种子光与基频光之间的相对相位来调节实现稳定倍频输出所需的倍频晶体长度。

关键词 非线性光学; I 类相位匹配; 倍频注入; 倍频稳定输出

中图分类号 O 437.1; TN 248.1 **文献标识码** A

Research on the Method to Stabilize Second Harmonic Generation by Injecting 2ω Signal

DENG Qing-hua^{1,2}, PENG Han-sheng³, LI Ming-zhong¹, DING Lei¹, WANG Jian-jun¹,
TANG Jun¹, LUO Yi-ming¹, LIN Hong-huan¹, LÜ Xin-jie^{1,2}, WANG Ming-zhe⁴

¹Laser Fusion Research Center, ²Postgraduate Department, ³Headquarter,
Chian Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

⁴Optoelectric Institute, National University of Defence Science and Technology, Changsha, Hunan 410073, China

Abstract After analyzing the type I phased matched coupling equations for second harmonic generation (SHG) course, it is found that when the input 2ω signal intensity and the preliminary phase difference $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0)$ change, the output 2ω intensity varies along with the length of SHG in different way. When the input 2ω signal intensity is not zero and $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) \neq \pm \pi/2$, part of the energy oscillates between 1ω and 2ω . It is proposed that this kind of phenomenon can be used to improve the stability of the output 2ω intensity. Simulation proves that the method of injecting 2ω signal can greatly improve the stability of SHG course. Further simulation shows that length of SHG crystal changes as the input 2ω intensity and phase difference between 1ω and 2ω changing.

Key words nonlinear optics; type I phase matching; injecting 2ω signal; stable 2ω output

1 引言

近年来光学参量啁啾脉冲放大技术获得广泛的研究^[1~4], 其抽运系统大多是 Nd:YAG (1064 nm) 系统输出的倍频绿光, 因而人们对倍频绿光输出的稳定性非常关注。这是因为抽运源的稳定性是影响

光学参量啁啾脉冲放大系统输出稳定性的关键因素。理论计算表明, 不稳定的抽运光源能够造成很大的输出起伏, 10% 的抽运光强的起伏造成工作在非稳区的光学参量啁啾脉冲放大系统的输出变化幅度有 44.5% 之多。即使光学参量啁啾脉冲放大系统

收稿日期: 2006-09-05; 收到修改稿日期: 2006-11-29

作者简介: 邓青华(1976—), 女, 博士研究生, 主要从事高功率激光技术研究。E-mail: dqhaj@yahoo.com.cn

导师简介: 彭翰生(1936—), 男, 研究员, 博士生导师, 主要从事等离子物理和超短脉冲技术研究。

E-mail: penghsh@caep.ac.cn

工作在稳定区,实验结果也有 $\pm 5.7\%$ 的起伏^[5]。

对于如何实现 I 类相位匹配倍频过程的稳定输出,作者在文献[6]中提出了用相位失配法,但在研究后发现 I 类相位匹配倍频过程使用该方法能实现稳定倍频输出,但倍频转换效率有限,且对倍频晶体的调节精度有很高要求。本文提出在倍频过程中注入倍频种子光(简称倍频注入)以实现倍频稳定输出,并用数值模拟计算结果证明了倍频注入方法的有效性。

2 理论分析

文献[7]给出了 I 类相位匹配倍频过程的稳态耦合波方程组

$$\frac{dE_1}{dz} = -i \frac{\omega_1 d_{\text{eff}}}{n_1 c} \frac{1}{\cos^2 \beta_1} E_1^* E_2 \exp(-i\Delta k z), \quad (1a)$$

$$\frac{dE_2}{dz} = i \frac{\omega_2 d_{\text{eff}}}{2n_2 c} \frac{1}{\cos^2 \beta_2} E_1^2 \exp(-i\Delta k z), \quad (1b)$$

式中 $E_j, \beta_j (j = 1, 2)$ 分别为倍频过程中基频光和倍频光的电场和光波在非线性质介质中传播时的坡印亭(Poynting)矢量的走离角; E_1^* 为 E_1 的复共轭; ω_j 为圆频率; n_j 为折射率; c 为真空中光速; z 为光的 z 轴传播方向; Δk 为倍频过程的相位失配($\Delta k = 2k_1 - k_2$); d_{eff} 为倍频晶体的有效非线性系数。该方程组所示倍频过程忽略了晶体吸收、衍射、群速度失配、群速度色散、三阶非线性效应等多种效应。该方程能描述脉宽大于数百皮秒的单色平面基频光的倍频过程。

假设 $E_j = \rho_j \exp(i\phi_j)$ (ρ_j 为 E_j 的振幅, ϕ_j 为 E_j 的相位), 则式(1a), (1b)可化为

$$\frac{d\rho_1}{dz} = -\frac{\omega_1 d_{\text{eff}}}{n_1 c \cos^2 \beta_1} \rho_1 \rho_2 \sin\theta, \quad (2a)$$

$$\frac{d\rho_2}{dz} = \frac{\omega_2 d_{\text{eff}}}{2n_2 c \cos^2 \beta_2} \rho_1^2 \sin\theta, \quad (2b)$$

$$\frac{d\theta}{dz} = \Delta k + \frac{d_{\text{eff}}}{c} \left(\frac{\omega_2}{2n_2 \cos^2 \beta_2} \frac{\rho_1^2}{\rho_2} - \frac{\omega_1}{n_1 \cos^2 \beta_1} \rho_2 \right) \cos\theta, \quad (2c)$$

其中 $\theta = \phi_2 - 2\phi_1 + \Delta k z$ 。

通过引入以下物理量

$$W = \left(\frac{c^2}{4\pi\omega_1} \right) \left(k_1 \rho_1^2 \cos^2 \beta_1 + \frac{1}{2} k_2 \rho_2^2 \cos^2 \beta_2 \right), \quad (3a)$$

$$u_1 = \left(\frac{c^2 k_1}{4\pi\omega_1 W} \cos^2 \beta_1 \right)^{1/2} \rho_1, \quad (3b)$$

$$u_2 = \left(\frac{c^2 k_2}{4\pi\omega_2 W} \cos^2 \beta_2 \right)^{1/2} \rho_2, \quad (3c)$$

$$\zeta = (2\omega_1^2 d_{\text{eff}} / k_1 \cos^2 \beta_1) (8\pi\omega_1 W / c^4 k_2 \cos^2 \beta_2)^{1/2} z, \quad (3d)$$

将(2a), (2b)代入(2c)可得简化方程组

$$\frac{du_1}{d\zeta} = -u_1 u_2 \sin\theta, \quad (4a)$$

$$\frac{du_2}{d\zeta} = u_1^2 \sin\theta, \quad (4b)$$

$$\frac{d\theta}{d\zeta} = \Delta k \frac{dz}{d\zeta} + \cot\theta \frac{d \ln(u_1^2 u_2)}{d\zeta}. \quad (4c)$$

在相位完全匹配的倍频过程中, $\Delta k = 0$ 。所以可由方程(4c)得到

$$u_1^2 u_2 \cos\theta = \Gamma, \quad (5)$$

其中 $\Gamma = u_1^2(0)u_2(0)\cos\theta(0)$, 是一个积分常数。

由(3a)~(3d)式可得

$$u_1^2 + u_2^2 = 1, \quad (6)$$

结合(4b), (5), (6)式可得

$$\left(\frac{d}{d\zeta} \right) (u_2^2) = \pm 2[u_2^2(1-u_2^2)^2 - \Gamma^2]^{1/2}, \quad (7)$$

式中的正负号由 $z = 0$ 处 $\sin\theta$ 的符号确定。

由于 $\Gamma = u_1^2(0)u_2(0)\cos\theta(0)$, 所以 $\Gamma^2 \leq u_1^4(0)u_2^2(0)$ 。又因 $u_1^2(0) + u_2^2(0) = 1$, 所以可得 $\Gamma_{\text{max}}^2 = 4/27 = 0.1481$ (此时 $u_2^2 = 1/3$), 即有 $0 \leq \Gamma^2 \leq 4/27$ 。

由于 $0 \leq u_2^2 \leq 1$, 由(7)式可知 u_2^2 的两个极值为方程 $u_2^2(1-u_2^2)^2 - \Gamma^2 = 0$ 的两个大于等于 0 并小于等于 1 的根。假设这两个根为 u_a^2, u_b^2 , 且 $u_a^2 \leq u_b^2$ 。 u_2^2 会在 u_a^2, u_b^2 间起伏变化。

当 $\Gamma = 0$ 时, 有 $u_a^2 = 0, u_b^2 = 1$, 即能量会在基频光和倍频光中实现完全转换。 Γ 会在三种情况下取值为 0: 1) 初始倍频光为 0(即 $u_2^2 = 0$), 通常情况下倍频初始条件都如此; 2) $u_2^2 \neq 0$, 但 $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) = \pi/2$; 3) $u_2^2 \neq 0$, 但 $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) = -\pi/2$ 。

当 $\Gamma \neq 0$ 时, 就会有 $0 < u_a^2 < 1, 0 < u_b^2 < 1$, 倍频过程中能量不会在基频光和倍频光中实现完全转换, 而是部分能量在基频光和倍频光间循环转换。 Γ 会在以下情况中取值不为 0: $u_2^2 \neq 0$, 且 $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) \neq \pm \pi/2$ 。

用龙格-库塔(Runge-Kutta)方法对描述倍频过程的耦合波方程组(4a)~(4c)进行数值计算。模拟计算是在 BBO 晶体在 I 类相位匹配(o+o→e)倍频过程中进行的, BBO 晶体的 Sellmier 方程和有效非线性系数取自文献[8]。抽运基频光波长为 1064 nm, 初始基频光光强假设为 400 MW/cm²。当倍频光光强不为 0 时, 假设为 20 MW/cm²。模拟计

算了不同倍频光注入条件下基频光和倍频光的能量转换过程。模拟计算结果如图 1(a)~(f)所示。

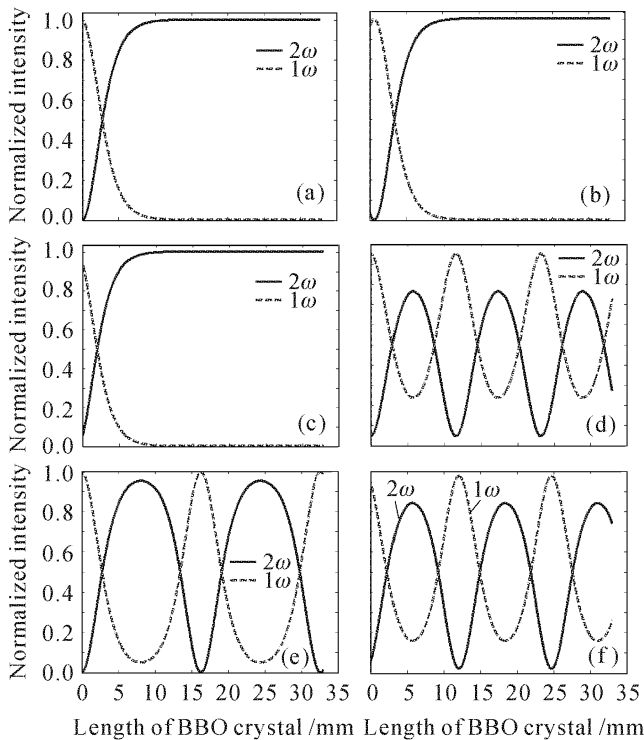


图 1 倍频过程中基频光和倍频光强度随晶体长度的变化曲线

Fig. 1 Normalized intensity of 1ω and 2ω varying with the length of second harmonic generation (SHG) BBO crystal length in type I phase matching SHG course

(a) $u_2^2 = 0$; (b) $u_2^2 = 0.0476$ and $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) = \pi/2$;
(c) $u_2^2 = 0.0476$ and $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) = -\pi/2$; (d) $u_2^2 = 0.0476$ and $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) = 0$;
(e) $u_2^2 = 0.0025$ and $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) = 0$;
(f) $u_2^2 = 0.0476$ and $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) = -\pi/4$

当 $\Gamma = 0$ 时,能量会在基频光和倍频光中实现完全转换。由图 1(a)可知,当倍频光强为 0 时,基频光直接完全转换为倍频光,无论倍频晶体长度增至多少,逆过程都不会发生;由图 1(b)可知, $u_2^2 \neq 0$ 但 $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) = \pi/2$ 时,倍频光能量先转换成基频光能量,然后所有能量再完全转换为倍频光;由图 1(c)可知, $u_2^2 \neq 0$ 但 $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) = -\pi/2$ 时,基频光能量直接完全转换成倍频光能量。

而当 $u_2^2 \neq 0$,且 $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) \neq \pm \pi/2$ 时,即 $\Gamma \neq 0$,部分能量会在基频光和倍频光间循环转换,因而归一化倍频光强会在 u_a^2 和 u_b^2 间起伏振荡;在倍频光和基频光间的初始相位差相同的条件下,倍频注入光强不同时 u_a^2 和 u_b^2 取值不同,基频光

和倍频光间能量振荡周期也不同;而对于相同强度的倍频光强,倍频光和基频光间的初始相位差不同时, u_a^2 和 u_b^2 取值不同,基频光和倍频光间能量振荡周期也不同。这些结论可通过比较图 1(d)~(f)得到印证。能量在基频光和倍频光间的这种循环转换特性可以加以利用,本文就是利用此特性来实现稳定的倍频光能量输出的。

3 倍频注入实现倍频稳定输出的有效性模拟计算

实验室有一套能量输出起伏 $P-V$ 值为 15% 的激光二极管抽运的 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ 激光系统,所以模拟计算时基频光波长取为 1064 nm,假设基频光强度为 $400 \text{ MW}/\text{cm}^2$,起伏 15%,在模拟计算时该起伏转化为基频光强度变化 +7.5%, 0, -7.5% 三种情况,计算仍以 BBO 晶体中的 I 类相位匹配倍频过程进行。图 2 为这三种基频光强度入射条件下倍频光强度随 BBO 倍频晶体长度的变化曲线。对图 2 所示倍频输出强度的稳定性进行分析计算,分析计算过程为:计算出不同晶体长度处三种条件下倍频强度的最大差值,然后将该差值与基频光强度变化为 0 时该晶体长度处倍频光强相比,即可得该晶体长度处基频光起伏 15% 时倍频输出稳定性数据。计算结果如图 3 所示,由图 3 可知 I 类相位匹配倍频过程中倍频输出的最好稳定性与基频光强稳定性相同,起伏为 15%。

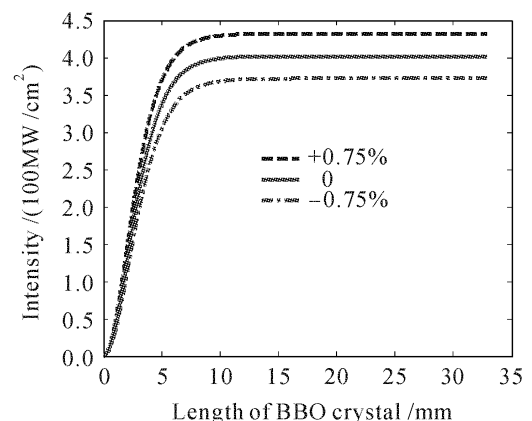


图 2 BBO 晶体 I 类相位匹配倍频过程中基频光强度起伏变化时的倍频输出曲线

Fig. 2 2ω output curves when 1ω intensity fluctuating in type I phase matching SHG course

而一般激光系统由于抽运不稳定性等多种原因,输出基频光都有一定起伏,为了提高啁啾脉冲光

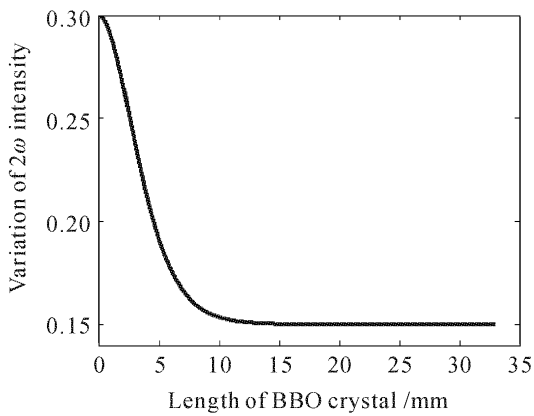


图 3 BBO 晶体 I 类相位匹配倍频过程中基频光强度起伏 15% 时的倍频输出稳定性曲线

Fig. 3 Stability curve of the output 2ω intensity along with the nonlinear crystal length when 1ω intensity fluctuating 15% in type I phase matching SHG course

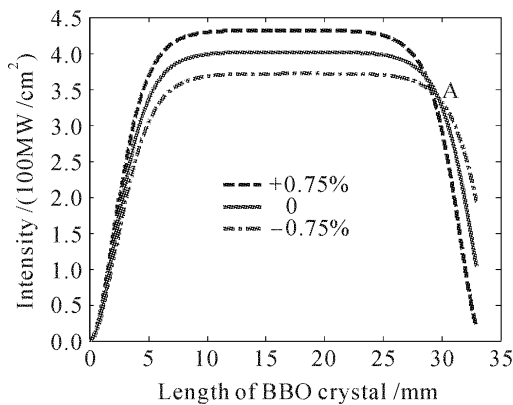


图 4 10 W/cm² 倍频种子光注入、基频光强度起伏变化时倍频输出随晶体长度的变化曲线

Fig. 4 2ω output curves with 10 W/cm^2 2ω signal intensity when 1ω intensity fluctuating

参量放大(OPCPA)等系统输出稳定性,应该进一步提高倍频绿光的输出稳定性。在倍频系统中注入倍频种子光以实现倍频稳定输出的分析和模拟计算可知:在倍频过程中有倍频种子光注入时,只要 $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) \neq \pm \pi/2$, 倍频和差频逆过程会循环发生,能量会在基频光和倍频光间循环转化。这种循环转化可用于提高倍频输出稳定性。本文就这种方法的有效性进行分析计算:假设注入倍频种子光强为 10 W/cm^2 , 且 $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) = 0$, 模拟计算了基频光强以 400 MW/cm^2 为基础分别变化 $+7.5\%$, 0 , -7.5% 时倍频输出强度随 BBO 倍频晶体长度变化曲线,如图 4 所示。由图 4 可知,当注入倍频种子光强相同时,基频光强较大的倍频输出曲线先进入差频逆过程,倍频强度开始减小;而基频光

强较小的倍频输出曲线后进入差频逆过程。因而基频光强变化时的倍频输出强度曲线会在某处交叉汇聚,出现倍频稳定区,如图 4 中 A 处。对如图 4 所示的倍频注入条件下基频光强度变化时倍频输出强度的稳定性进行计算,结果如图 5 所示。由图 5 可知当 BBO 晶体长度为 29.14 mm 时,倍频输出强度的最小起伏只有 2.35% , 远小于基频光强度起伏 15% , 此时输出倍频光强为 356.61 MW/cm^2 , 倍频转换效率为 89.15% 。所以图 4 和图 5 表明了能利用倍频注入法实现稳定倍频输出。

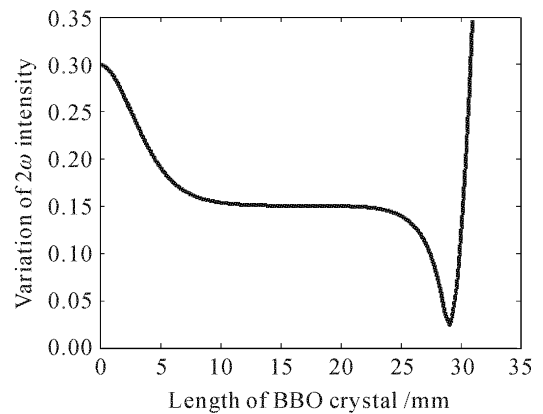


图 5 10 W/cm^2 倍频种子光注入、基频光强度起伏 15% 时的倍频输出稳定性曲线

Fig. 5 2ω output stability curve with 10 W/cm^2 2ω signal intensity when 1ω intensity fluctuating by 15%

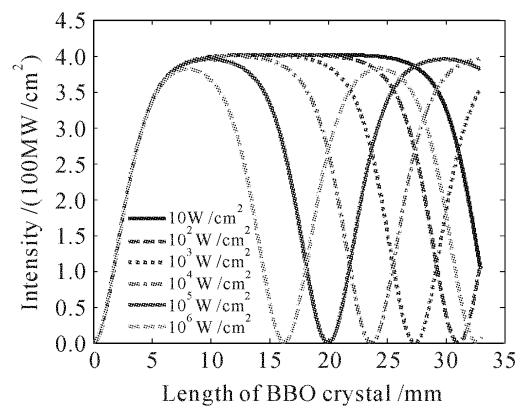


图 6 不同倍频种子光注入时倍频输出随晶体长度的变化曲线

Fig. 6 2ω output curves with different 2ω signal intensity

保持 $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) = 0$ 条件不变,而当倍频种子光强变化时,能量在基频光和倍频光间循环变化的周期不同。如图 6 所示,当入射倍频种子光强由 $10 \sim 10^6\text{ W/cm}^2$ 增加时,能量振荡周期减小。为了分析不同倍频注入强度时 BBO 晶体倍频输出稳定性,分别计算了入射倍频光强由 $10 \sim 10^6\text{ W/cm}^2$ 变化条件下,基频光强度分别起伏

+7.5%, 0, -7.5% 时倍频输出光强随晶体长度的变化曲线, 并对倍频输出光强稳定性进行分析计算, 结果列于表 1。由表 1 可知随着入射倍频种子光强的增加, 最小倍频输出起伏减小, 实现稳定倍频输出所需的倍频晶体长度减小, 但倍频转换效率也有一定程度的减小。为了减小倍频过程中走离效应等的影响, 应减小稳定倍频输出时所用的 BBO 晶体长度, 所以在转换效率可以接受的情况下, 应该尽可能增大入射倍频种子光强。

表 1 不同强度倍频种子光注入时稳定倍频输出参数

Table 1 Parameters of stable 2ω output with different 2ω signal intensity

Injecting 1ω intensity / (W/cm^2)	Minimum fluctuation of 2ω / %	BBO length for most stable 2ω / mm	Intensity of most stable 2ω / (MW/cm^2)	Conversion ratio of most stable 2ω / %
10	2.35	29.14	356.61	89.15
10^2	2.09	25.67	349.68	87.42
10^3	1.82	22.28	340.38	85.09
10^4	1.55	18.91	327.93	81.98
10^5	1.26	15.60	310.30	77.58
10^6	1.03	12.50	286.97	71.74

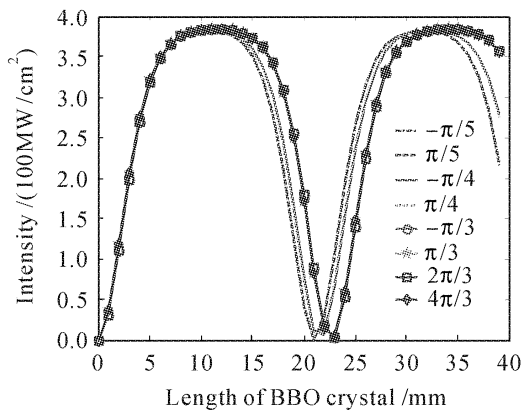


图 7 不同倍频光和基频光初始相位差 $\theta(0)$ 时倍频输出随晶体长度的变化曲线

Fig. 7 2ω output curves with different $\theta(0)$

而当注入倍频光强一定时, 能量在基频光和倍频光间循环的变化与倍频光和基频光之间的初始相位差 ($\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0)$) 有关系。图 7 显示了倍频注入光强为 $10^6 \text{ W}/\text{cm}^2$, $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0)$ 变化时 BBO 倍频晶体不同长度处输出倍频光强变化曲线。由图 7 可见 $|\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0)|$ 相同时, 输出倍频光强随晶体长度变化曲线完全重合; 而当 $|\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0)|$ 变化时, 能量振荡周期有一定变化; $|\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0)|$ 取值为

$\pi/3, 2\pi/3, 4\pi/3$ 时输出倍频强度曲线也完全重合。将入射倍频光强固定为 $10^6 \text{ W}/\text{cm}^2$, 计算了 $\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0) = \pm\pi/3, \pm\pi/4, \pm\pi/5$ 条件下, 基频光强度分别起伏 +7.5%, 0, -7.5% 时倍频输出光强随晶体长度的变化曲线, 并对倍频输出光强稳定性进行分析计算, 结果列于表 2。表 2 给出了不同 $\theta(0)$ 时倍频输出的最小起伏、实现最小倍频起伏所需的 BBO 晶体长度、最稳倍频输出强度及倍频转换效率。结合由图 7 得出的结论和表 2 所示数值可知: 在相同注入倍频光强时, 随着初始相位差绝对值 $|\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0)|$ 除以 π 的余数 (当余数小于 $\pi/2$ 时) 或余数所示角度的余角 (当余数大于 $\pi/2$ 时) 在 $(0, \pi/2)$ 区间减小时, 最小倍频输出起伏减小, 实现稳定倍频输出所需的倍频晶体长度减小, 但倍频转换效率也有一定程度的减小。通过微调倍频晶体位置改变注入基频光和倍频光的初始相位差, 从而可以在特定注入倍频强度条件下, 实现稳定倍频输出所需倍频晶体长度的调整。

表 2 倍频种子光注入不同初始相位差条件下稳定倍频输出参数

Table 2 Parameters of stable 2ω output with different $\theta(0)$

Phase difference / μrad	Minimum fluctuation of 2ω / %	BBO length for most stable 2ω / mm	Intensity of most stable 2ω / (MW/cm^2)	Conversion ratio of most stable 2ω / %
$\pi/3$	1.18	14.42	302.81	75.70
$-\pi/3$	1.14	14.21	299.14	74.79
$\pi/4$	1.11	13.44	293.99	73.50
$-\pi/4$	1.09	13.27	290.69	72.67
$\pi/5$	1.09	13.05	290.38	72.59
$-\pi/5$	1.05	12.92	286.89	71.72

4 结 论

理论分析和模拟计算结果表明有倍频种子光注入且倍频光和基频光初始相位差满足一定条件时, 随着倍频晶体长度的增加, 能量在倍频光和基频光间循环变化。进一步的模拟计算结果表明该循环变化过程能用来实现稳定的倍频能量输出; 在一定初始相位差条件下, 随着入射倍频种子光强增加, 最小倍频输出起伏减小, 实现稳定倍频输出所需的倍频晶体长度减小, 但倍频转换效率也有一定程度的减小。为了减小倍频过程中走离效应等的影响, 应减小稳定倍频输出时所用的 BBO 晶体长度, 所以在转

换效率可以接受的情况下,应该尽可能增大入射倍频种子光强。在一定的倍频注入光强条件下,随着初始相位差绝对值 $|\theta(0) = \phi_2(0) - 2\phi_1(0)|$ 除以 π 的余数(当余数小于 $\pi/2$ 时)或余数所示角度的余角(当余数大于 $\pi/2$ 时)在 $(0, \pi/2)$ 区间减小时,最小倍频输出起伏减小,实现稳定倍频输出所需的倍频晶体长度减小,但倍频转换效率也有一定程度的减小。通过微调倍频晶体位置改变注入基频光和倍频光的初始相位差,从而可以在特定注入倍频强度条件下,实现稳定倍频输出所需倍频晶体长度的调整。

参 考 文 献

- 1 I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie *et al.*. The prospect for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers [J]. *Opt. Commun.*, 1997, **144**:125~133
- 2 Ian N. Ross, John L. Collier, Pavel Matousek *et al.*. Generation of terawatt pulses by use of optical parametric chirped pulse amplification [J]. *Appl. Opt.*, 2000, **39**(15):2422~2427
- 3 Zhang Weiquan. Femtosecond optical parametric amplification with group velocity matching for periodically poled KTP [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(11):1481~1485
张为权. 周期性极化晶体的群速度匹配飞秒脉冲光学参量放大[J]. *中国激光*, 2006, **33**(11):1481~1485
- 4 Wang Li, Han Xiuyou. Influence of low order dispersion in optical parametric effect on ultra-short Gaussian pulse broadening [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(11):1512~1516
王 丽,韩秀友. 光参量效应中低阶色散对超短高斯脉冲展宽的影响[J]. *中国激光*, 2006, **33**(11):1512~1516
- 5 Liu Hongjun, Chen Guofu, Zhao Wei *et al.*. The generation of high efficiency and high stability parametric amplified light [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(11):105~113
刘红军,陈国夫,赵 卫 等. 高质量高效率高稳定性参量放大光产生的研究[J]. *物理学报*, 2004, **53**(1):105~113
- 6 Deng Qinghua, Peng Hansheng, Li Mingzhong *et al.*. Stable second harmonic generation using mismatched SHG [J]. *High Power Laser and Particle Beams* (to be published)
邓青华,彭翰生,李明中 等. 相位失配法实现倍频稳定输出[J]. *强激光和粒子束*(已录用)
- 7 Yao Jianquan. Nonlinear Frequency Conversion and Laser Tuning Technique [M]. Beijing: Science Press, 1995
姚建铨. 非线性频率变换和激光调谐技术[M]. 北京:科学出版社,1995
- 8 Zhang Kecong, Wang Ximin. Science of Nonlinear Optics Crystal Materials [M]. Beijing: Science Press, 2005
张克从,王希敏. 非线性光学晶体材料科学[M]. 北京:科学出版社,2005