

文章编号: 0258-7025(2002)Supplement-0069-04

高强度三倍模拟计算与实验*

马 驰¹ 魏晓峰¹ 袁 静¹ 骆永全¹ 王建军¹ 栗敬钦² 何钰娟²

(¹ 中国工程物理研究院高温高密度等离子体物理国家重点实验室, 绵阳 621900)
(² 四川大学, 成都 610054)

摘要 对大口径、高功率情况下的三次谐波转换, 选择 KDP 晶体 Type I / Type II 匹配角度失谐的三倍频方案, 并从非线性三波耦合方程组出发, 采用离散傅里叶变换和四阶龙格-库塔(R-K)积分方法, 编制了二维模拟三次谐波转换的计算程序。计算了各种晶体厚度和不同失谐角条件下, 二、三次谐波的转换特性和效率。并对入射基频光为六阶超高斯分布时的三倍频器进行了优化, 三倍频转换效率达 80%, 此时具有较大的动态范围和较高的三倍频转换效率, 并进行了实验研究。

关键词 三次谐波转换, 数值模拟, 非线性晶体

中图分类号 O437.1 **文献标识码** A

Two-dimension Numerical Simulation Study on High-power High-efficiency Tripling Harmonic

MA Chi¹ WEI Xiao-feng¹ YUAN Jing¹ LUO Yong-quan¹

WANG Jian-jun¹ SU Jing-qin² HE Yu-juan²

(¹ National Key Laboratory of Laser Fusion of CAEP, Mianyang 621900)
(² Department of Optics and Electronics of Sichuan University, Chengdu 610054)

Abstract Type I / Type II angle-detuning tripling frequency scheme of KDP crystal was chose for triple harmonic conversion with large aperture and high power. Based on three-wave mixing nonlinear coupling equation, wrote a two-dimension program for numerical simulation triple harmonic conversion by introducing discrete Fourier transform and a fourth-order Runge-Kutta integrating method. With the code, conversion features and efficiencies of second and third harmonics were calculated with different thickness of crystal and different angle-detuning. The tripling frequency system is also optimized assuming the intensity distribution of 1ω is super Gaussian distribution with sixth-order. The results showed that the system has both broad dynamic range and more high conversion efficiency.

Key words third-harmonic conversion, numerical simulation, nonlinear crystal

在高功率密度情况下, KDP 晶体的三次谐波转换过程中将会出现许多低功率密度中所不会出现的问题, 诸如三次谐波转换过程中的非线性损耗, 高功率密度情况下晶体及膜层的损伤, 晶体中的横向非线性效应 SRS(stimulated Raman scattering), SBS(stimulated Brillouin scattering)以及高强度紫外激光长程传输过程中的非线性效应等。

本文在二维模拟计算程序中考虑了衍射、离散、吸收和端面反射等物理因素对谐波转换的影响。针对 x, y 方向均是六阶超高斯分布的入射基频光, 功

率密度在 $2\sim 8\text{ GW/cm}^2$ 时, 得到了 Type I 倍频晶体厚度 11.8 mm , 失谐角 $300\ \mu\text{rad}$; Type II 混频晶体厚度 9 mm , 失谐角为 $0\ \mu\text{rad}$ 的优化参数, 此时具有较大的动态范围和较高的三倍频转换效率。并在星光 II 激光装置上进行了光束口径为 $\phi 70\text{ mm}$ 的高强度三倍频实验研究工作。入射基频光功率密度在 $1\sim 6\text{ GW/cm}^2$ 范围变化时, 对基频光和三倍频光的能量、近场分布、脉冲宽度、波前等量进行了对应测量。二、三倍频的外部转换效率均达 60% 以上; 基频光远场发散角为 0.3 mrad ; 三倍频和基频光的位相波前分布 P-V 值为 1 至 6 waves。

* 国家 863-416 资助课题。

1 物理模型

在使用 KDP 晶体作倍频的方式中,一般通过两块 KDP 晶体的倍频与混频来分别完成。由于有两种匹配方式和两种控制光子混合比例的方法,三倍频器的设计就有许多可能方案^[1]。

在高功率密度、大口径 KDP 晶体的三倍频过程中,强激光作用下晶体内产生 SBS 和 SRS 效应随口径的增大而急剧增加,因此,我们选择了 Type I + Type II 角度失谐匹配方式,通过角度失谐来控制光子混合比例以产生不同的二次谐波转换效率,如图 1 所示。选择适当的倍频晶体厚度和失谐角度,使每三个入射基频(ω)光子中的两个输出混合形成一个 e 方向上的二倍频(2ω)光子,此 2ω 光子和剩余的 ω 混频形成 3ω 光子,这样可以得到较高的三倍频转换效率。

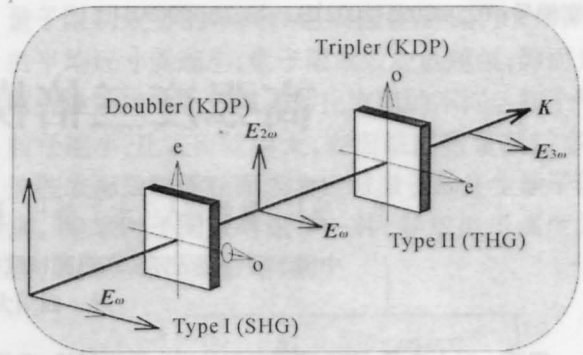


图 1 Type I / Type II 匹配方式示意图

Fig.1 Schematics of Type I / Type II angle-detuning tripling frequency scheme

考虑傍轴衍射、离散效应(空间变化场)、晶体体损耗及表面反射和三波混频(二倍频和三倍频)等物理过程,相应的谐波转换方程组如下。

对于 I 类匹配二倍频,耦合波方程组为^[2]:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + 2in_e(2\omega) \frac{2\omega}{c} \left[\frac{\partial H}{\partial z} + \rho_{2\omega}(\theta) \frac{\partial H}{\partial y} \right] = - \frac{(2\omega)^2}{c^2} \bar{\chi} F^2 \exp(-i\Delta kz) - i \frac{2n_e(2\omega)\omega}{c} \alpha_2 H \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + 2in_o(\omega) \frac{\omega}{c} \frac{\partial F}{\partial z} = - \frac{\omega^2}{c^2} \bar{\chi} F H \exp(i\Delta kz) - i \frac{n_o(\omega)\omega}{c} \alpha_1 F \quad (2)$$

其中, F, H 分别为 $1\omega, 2\omega$ 的复振幅, $\rho_{2\omega}(\theta) = \frac{1}{n_e(2\omega, \theta)} \frac{\partial n_e(2\omega, \theta)}{\partial \theta}$ 为离散因子; $\bar{\chi} = -\chi \sin\theta \sin 2\varphi$ 为非线性系数; $\Delta k = \frac{2\omega}{c} [n_e(2\omega, \theta) - n_o(\omega)]$ 为位相失配量, c 为光速。以上式子中, θ 是光传播方向 z 与光轴的夹角, $\varphi = 45^\circ$ 为方位角, $n_e(2\omega, \theta)$ 为 e 光的折射率, $n_o(\omega)$ 为 o 光的折射率, α_1, α_2 分别是 1ω 光和 2ω 光的吸收系数。

对于 II 类匹配三倍频,耦合波方程为:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + 2in_e(\omega) \frac{\omega}{c} \left[\frac{\partial F}{\partial z} + \rho_\omega(\theta) \frac{\partial F}{\partial y} \right] = - \frac{(\omega)^2}{c^2} \bar{\chi} H \cdot G \exp(i\Delta kz) - i \frac{2n_e(\omega)\omega}{c} \alpha_1 F \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + 2in_o(2\omega) \frac{2\omega}{c} \frac{\partial H}{\partial z} = - \frac{(2\omega)^2}{c^2} \bar{\chi} F \times G \exp(i\Delta kz) - i \frac{2n_o(2\omega)\omega}{c} \alpha_2 H \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 G}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial y^2} + 2in_e(3\omega) \frac{3\omega}{c} \left[\frac{\partial G}{\partial z} + \rho_{3\omega}(\theta) \frac{\partial G}{\partial y} \right] = - \frac{(3\omega)^2}{c^2} \bar{\chi} F H \exp(-i\Delta kz) - i \frac{3n_e(3\omega)\omega}{c} \alpha_3 G \quad (5)$$

其中, F, H 和 G 分别为 $1\omega, 2\omega$ 和 3ω 的复振幅,

$$\rho_\omega(\theta) = \frac{1}{n_e(\omega, \theta)} \frac{\partial n_e(\omega, \theta)}{\partial \theta}, \quad \rho_{3\omega}(\theta) = \frac{1}{n_e(3\omega, \theta)} \frac{\partial n_e(3\omega, \theta)}{\partial \theta}$$

为离散因子; $\bar{\chi} = -\chi \sin 2\theta \cos 2\varphi$ 为非线性系数;

$$\Delta k = \frac{\omega}{c} [3n_e(3\omega, \theta) - n_e(\omega, \theta) - 2n_o(2\omega)]$$

为位相失配量;以上三式中, θ 是光传播方向 z 与光轴的夹角, $\varphi = 0^\circ$ 为方位角, $n_e(\omega, \theta)$ 和 $n_e(3\omega, \theta)$ 为 e 光的折射率, $n_o(2\omega)$ 为 o 光的折射率, $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 分别为 1ω 光, 2ω 光和 3ω 的吸收系数。

以上的耦合波方程用离散傅里叶变换和四阶龙

格-库塔(R-K)积分方法分步来求解。根据上面的物理模型和数值化方法,编制了二维数值模拟计算程序,对所编的模拟计算程序进行了验证,并与一些文献的结果进行了比较^[2-5],二者吻合很好。

2 模拟计算与参数优化

影响 KDP 晶体三倍频效率的因素很多,其中以晶体厚度、相位失谐角度、入射线偏振光方向与晶体

o 轴的夹角以及进入混频晶体的基频光子数和二倍频光子数的混合比例的影响最大。故在 KDP 晶体高效率三倍频中, 晶体参数的优化显得尤为重要。

I/II 角度失谐方案如图 1 所示, $o_{1\omega} + o_{1\omega} \rightarrow e_{2\omega}$, 调整晶体长度和失谐角度, 使其内转换效率约为 66.7%, 这样进入混频晶体的基频 o 光子与二倍频 e 光子的能量比为 1:2 (光子数比 1:1), $o_{1\omega} + e_{2\omega} \rightarrow e_{3\omega}$, 一个基频 o 光子正好与一个二倍频 e 光子结合, 三倍频效率最高。

利用计算程序, 选择入射基频光场在 x, y 两个

方向上都是六阶超高斯分布, 其光斑半径为 2 cm, 倍频晶体对基频光的吸收为 0.058 cm^{-1} , 晶体对其他光场无吸收的条件下, 在 $2 \sim 8 \text{ GW/cm}^2$ 范围内优化了二、三倍频晶体的参数。另外模拟计算了入射基频光波前有一定相扰动时, 对二倍频光和三倍频光转换效率的影响, 以及对所产生的二倍频光和三倍频光空间强度分布的影响。优化计算得到二倍频晶体厚度为 11.8 mm, 失谐角为 $300 \mu\text{rad}$, 三倍频晶体厚度为 9 mm 失谐角为零时, 二、三倍频的转换效率分别为 64% 和 81%。空间分布如图 2 所示。

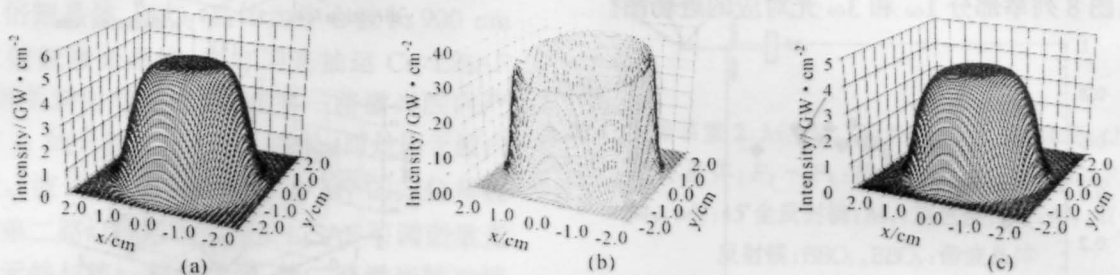


图 2 (a) 入射基频光功率密度分布; (b) 剩余基频光功率密度分布; (c) 三倍频光功率密度分布

Fig. 2 (a) Power density distribution of incident fundamental wave; (b) Power density distribution of residual fundamental wave; (c) Power density distribution of third harmonic

对上述入射基频光束所施加的位相调制:

$$\Phi(x, y) = 2\pi\sigma \left[\sin \frac{2\pi x}{l} + \sin \frac{2\pi y}{l} \right] \quad (6)$$

其中调制度 $\sigma = 0.10$, 调制周期 $l = 2 \text{ mm}$, 如图 3。此时, 二倍频转换效率为 61%, 三倍频转换效率为 38%。

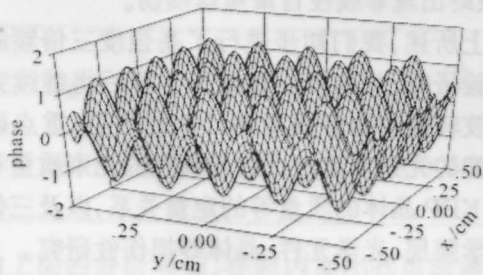


图 3 对入射基频光束所施加的相位调制
Fig. 3 Phase modulation added on incident fundamental wave

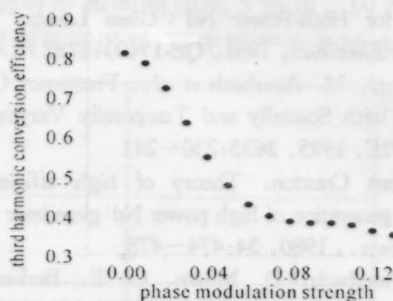


图 4 三次谐波转换率随位相调制度的变化
Fig. 4 Curve between conversion efficiency of third harmonic and phase modulation

图 4 是三倍频效率随位相调制度 σ 的变化, 随 σ 的增加转换效率明显下降, 当位相调制度 σ 大于 0.07 时转换效率的下降趋势变缓。由此可以看出入射基频的光束质量对二、三倍频的转换特性和效率有较大的影响。

3 高强度三倍频实验

高强度三倍频实验平台是建立在星光 II 激光装置大厅内, 实验平台照片见图 5。在星光 II 激光装置 $\phi 150 \text{ mm}$ 末级片状放大器输出处取光, 把基频光 ($1.053 \mu\text{m}$) 导入 1.8:1 的缩束空间滤波器, 滤波器中心小孔为 $\phi 1.5 \text{ mm}$, 把 $\phi 135 \text{ mm}$ 的光束缩小成

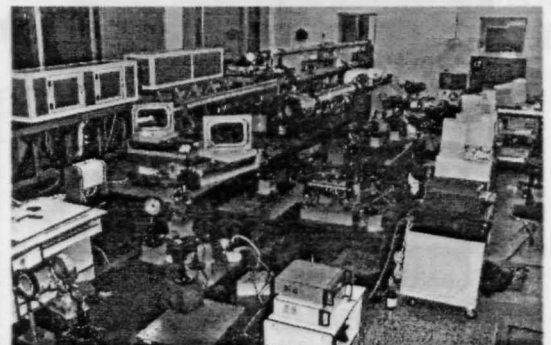


图 5 实验平台光路和测量设备照片
Fig. 5 Photo of the experimental platform optical path and measurement equipment

$\phi 70$ mm 的光束,以提高基频光的功率密度。

基频光和三倍频光的近场采 512×512 点阵的 CCD 记录,激光能量采用 $\phi 100$ mm 能量卡计测量,脉宽用条纹相机记录,波前测量采用哈特曼小孔板记录,基频光远场采用列阵相机进行记录。实验用 KDP 晶体的口径为 $80 \text{ mm} \times 80 \text{ mm}$, Type I 厚度分别为 11.4 mm 、Type II 厚度分别为 10 mm 。

二、三倍频的转换效率曲线图见图 6 和图 7,可从中看出二、三次谐波的最高外部转换效率分别达 66.6% 和 62.5% 。 1ω 和 3ω 光的近场像是用 CCD 测量的,图 8 列举部分 1ω 和 3ω 光对应的近场图。

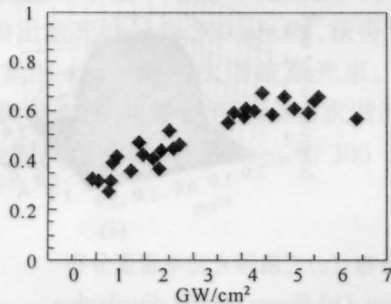


图 6 二倍频转换效率

Fig. 6 Conversion efficiency of frequency-doubling

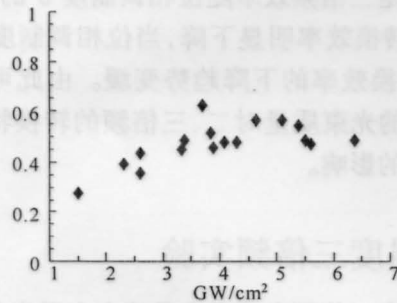


图 7 三倍频转换效率

Fig. 7 Conversion efficiency of frequency-tripling

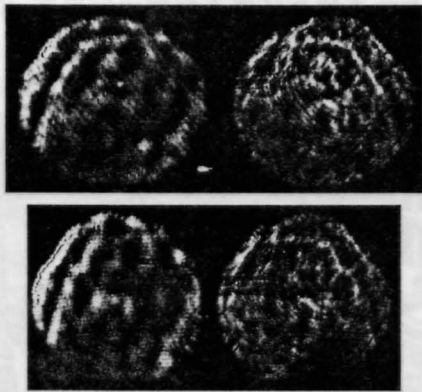


图 8 部分基频光与对应三倍频光的近场分布图

Fig. 8 Near-field profiles of partial fundamental frequency and corresponding frequency-tripled light

通过图像处理,得到光束强度调制度一般为 $0.9(1\omega)$ 和 $0.7(3\omega)$ 。光束通量对比度一般为

$0.3(1\omega)$ 和 $0.2(3\omega)$ 。基频光至三倍频光脉宽变化一般为由 0.8 ns 至 0.5 ns 。基频光的远场发散角为 $\theta = 0.3 \pm 0.06 \text{ mrad}$ 。入射 1ω 光和 3ω 光的波前,是采用哈特曼小孔阵列板和场图纸进行测量的。采用 Zernik 多项式进行波前恢复得到如图 9 所示分布。

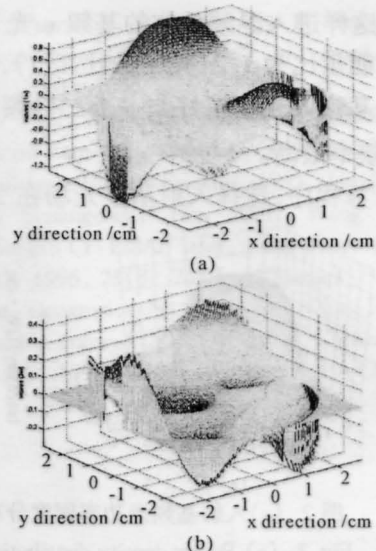


图 9 恢复 1ω 光(a)和 3ω 光(b)在 3 m 处波前分布

Fig. 9 Wavefront profiles at 3 m of the recovered 1ω (a) and 3ω (b) light

近场分布边有明显的强调制区,这些调制对二、三倍频的转换和光束质量有较大的影响,造成 KDP 晶体表面出现体损伤。随着实验的进行,损伤更严重,并最终出现非线性自聚焦丝损伤。

综上所述,我们初步进行了高强度三倍频的理论和实验研究,并取得一些结果。今后将继续完善三次谐波转换的物理模型和计算程序后,重点研究三倍频光的光束质量与入射基频光的光束质量和转换环节 KDP 晶体的质量等的定量关系,以及三倍频光对光学膜层、光学元件、晶体等损伤性研究。

参 考 文 献

- 1 R. S. Craxton. High Efficiency Frequency Tripling Schemes for High-Power Nd : Glass Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1981, **QE-17**(9):1782
- 2 W. Milonni, M. Auerbach *et al.*. Frequency Conversion Modeling with Spatially and Temporally Varying Beams. *Proc. SPIE*, 1995, **2633**:230~241
- 3 R. Stephen Craxton. Theory of high efficiency third harmonic generation of high power Nd:glass laser radiation. *Opt. Comm.*, 1980, **34**:474~478
- 4 J. M. Auerbach, D. Milam, C. E. Barker *et al.*. Frequency-Conversion Modeling. UCRL-LR-105821-96-4
- 5 D. Eimerl, J. M. Auerbach. Paraxial Wave Theory of Second and Third Harmonic Generation in Uniaxial Crystal. *J. Modern Optics*, **42**:(5):1037~1067