

# 采用光栅角色散的宽带二倍频及聚焦特性分析\*

李琨<sup>1</sup>, 张彬<sup>1</sup>, 吴显云<sup>1</sup>, 王成程<sup>2</sup>

(1 四川大学 电子信息学院, 成都 610064)

(2 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

**摘 要:**针对带宽为 20 nm 左右、中心波长为 1 053 nm 的线性啁啾宽带激光, 分析了采用光栅角色散方式宽带二倍频的原理, 讨论了光栅角色散性能及光栅加工误差引入的基频光位相扰动对二倍频光转换效率及聚焦特性的影响. 研究表明: 采用光栅角色散方式的宽带二倍频光的转换效率、脉冲宽度和带宽均明显增大; 在 0~22 nm 基频光带宽范围内, 二倍频光均可保持 80% 左右的转换效率; 对于入射基频光带宽为 22 nm 的情况, 光栅角色散率在 30~80  $\mu\text{rad}/\text{nm}$  范围内变化时, 宽带二倍频转换效率均可保持在 70% 以上; 基频光有位相扰动时, 二倍频光带宽对二倍频聚焦光斑的主瓣影响不大, 但对旁瓣有一定的匀滑作用, 采用光栅角色散方式宽带二倍频的聚焦光斑旁瓣的匀滑效果更为明显.

**关键词:**宽带二倍频; 光栅角色散; 频率啁啾; 位相畸变; 聚焦特性

**中图分类号:** O437.1

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1004-4213(2008)02-0260-5

## 0 引言

在惯性约束聚变(ICF)研究中, 运用诱导空间非相干(ISI)<sup>[1]</sup>以及光谱色散匀滑(SSD)<sup>[2]</sup>等光束平滑技术可有效地改善靶上的均匀辐照度, 从而有效地提高靶对激光的吸收. 通常, 光束的频谱宽度越宽, 则光束匀滑化效果越好. 宽带激光还可抑制大口径激光器件中产生的受激布里渊散射和受激喇曼散射等有害非线性效应. 然而, 激光带宽的增大会导致频率转换效率明显降低<sup>[3-4]</sup>, 因此, 高效宽带激光的谐波转换技术研究具有重要意义. 目前, 针对较大带宽激光, 有效的倍频方法主要是采用光栅或者棱镜引入角谱色散 ASD (Angular Spectral Dispersion)<sup>[4-6]</sup>, 使基频光的不同频率成分均能以其匹配角入射到倍频晶体, 从而实现高效宽带谐波转换. 单块棱镜可提供的角色散相对较小, 多块棱镜的串接使用可增大角色散率<sup>[6]</sup>, 但同时也增大了光束的反射、吸收损耗. 采用光栅可提供较大的角色散, 并且具有 90% 以上的衍射效率<sup>[7-8]</sup>, 可对较大带宽的入射基频光进行有效的谐波转换.

现有的采用角色散方式的宽带倍频, 在理论分析及模拟计算中大多采取了对位相失配量取一阶近似的方法<sup>[4]</sup>, 这种分析方法对于基频光带宽较小时(如 5 nm 左右)较为准确, 然而, 当基频光带宽较

大时, 计算中会出现较大的误差. 本文针对带宽 20 nm 左右的线性啁啾基频光入射情况, 定量分析了光栅角色散方法对宽带二倍频转换效率、时间波形及光谱特性的影响. 在此基础上, 讨论了针对光栅加工误差引起的角色散率误差以及基频光波前畸变对宽带二倍频光转换效率的影响. 此外, 还讨论了基频光有波前畸变时的二倍频光带宽对二倍频光聚焦特性的影响.

## 1 采用光栅角色散方式的宽带二倍频理论模型

### 1.1 宽带二倍频理论模型

对于 I 类匹配的二倍频( $1\omega + 1\omega \rightarrow 2\omega$ ), 在综合考虑了近轴衍射、离散效应、群速度失配、群速度色散、自相位调制和交叉相位调制、晶体损耗(吸收和表面反射)等因素情况下, 相应的耦合波方程组为

$$\frac{\partial A_{1\omega}}{\partial z} = -\frac{1}{v_{g1\omega}} \frac{\partial A_{1\omega}}{\partial t} - \frac{i}{2} \beta_{1\omega} \frac{\partial^2 A_{1\omega}}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_{1\omega}} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_{1\omega} + \frac{i\omega_{1\omega}}{n_{1\omega}c} [d_{\text{eff}} A_{2\omega} A_{1\omega}^* \exp(i\Delta kz) + \frac{3C_{1\omega}^{\text{SPM}}}{2} |A_{1\omega}|^2 A_{1\omega} + 3C_{1\omega}^{\text{XPM}} |A_{2\omega}|^2 A_{1\omega}] - \alpha_{1\omega} A_{1\omega} \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_{2\omega}}{\partial z} = -\frac{1}{v_{g2\omega}} \frac{\partial A_{2\omega}}{\partial t} - \frac{i}{2} \beta_{2\omega} \frac{\partial^2 A_{2\omega}}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_{2\omega}} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_{2\omega} - \rho_{2\omega}(\theta) \frac{\partial A_{2\omega}}{\partial y} + \frac{i\omega_{2\omega}}{n_{2\omega}c} [d_{\text{eff}} A_{1\omega}^2 \exp(-i\Delta kz) + \frac{3C_{2\omega}^{\text{SPM}}}{2} |A_{2\omega}|^2 A_{2\omega} + 3C_{2\omega}^{\text{XPM}} |A_{1\omega}|^2 A_{2\omega}] - \alpha_{2\omega} A_{2\omega} \quad (2)$$

式中:  $i$  为虚数单位;  $A_j$  为复振幅 ( $j=1\omega, 2\omega$ , 分别代表基频  $\omega$  光和二倍频  $2\omega$  光);  $v_{g\omega}$  为群速度;  $n_j$  为折射

\* 国家 863 高技术研究与发展规划、四川省青年科技基金(05ZQ026-013)和四川省学术和技术带头人培养基金(2200306)资助

Tel: 028-85405363 Email: anryco@sohu.com

收稿日期: 2006-07-03

率; $k_j$ 为波矢; $\Delta k$ 为波矢失配量; $\beta_j$ 为群速度色散系数; $\rho_{2e}$ 为二倍频e光的走离系数; $c$ 为真空中的光速; $C_j^{\text{SPM}}$ 和 $C_j^{\text{XPM}}$ 分别为自相位调制系数和叉相位调制系数; $\alpha_j$ 为损耗系数.对于KDP晶体,二阶有效非线性系数 $d_{\text{eff}} = -\chi \sin \theta \sin 2\Phi$ ,非线性系数 $\chi = 0.78 \text{ pm/v}$ , $\theta$ 是光传播方向与光轴的夹角,方位角 $\Phi = 45^\circ$ ,位相匹配角 $\theta_m = 41^\circ 11'$ .

假设入射基频光为线性啁啾高斯脉冲,空间光强为超高斯分布,即

$$A(x, y, z, t) = A_0 \exp[-(y/w_0)^n - (1+iC/2)(t/\tau)^2] \quad (3)$$

式中: $w_0$ 为光束的半径, $\tau$ 为基频光脉冲的 $1/e$ 半宽度, $n$ 为超高斯分布的阶数, $C$ 为初始啁啾参量.入射基频光的瞬时频率 $\omega(t) = \omega_0 + Ct/\tau^2$ ,频谱的 $1/e$ 半宽度 $\Delta\omega = (1+C^2)^{1/2}/\tau$ .在基频光脉冲宽度一定的前提下,可通过改变初始啁啾参量 $C$ 来模拟入射基频光带宽的改变.

## 1.2 采用角色散方式的宽带二倍频理论

光谱角色散的基本原理是利用光栅或棱镜等色散元件提供角色散,使不同基频光频率成分以不同的角度入射到倍频晶体,以保证宽带激光各个频率成分均实现位相匹配.

将KDP晶体的Sellmeier方程<sup>[9]</sup>及负单轴晶体e光折射率的计算公式

$$\frac{1}{n_e^2(\lambda, \theta)} = \frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2(\lambda)} + \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2(\lambda)} \quad (4)$$

代入I类二倍频的波矢失配量的计算公式

$$\Delta k(\lambda, \theta) = \frac{2\pi}{\lambda/2} n_{2e}(\lambda, \theta) - 2 \times \frac{2\pi}{\lambda} n_o(\lambda) \quad (5)$$

计算得到波矢失配量 $\Delta k$ 随基频光波长及入射角度的变化如图1.

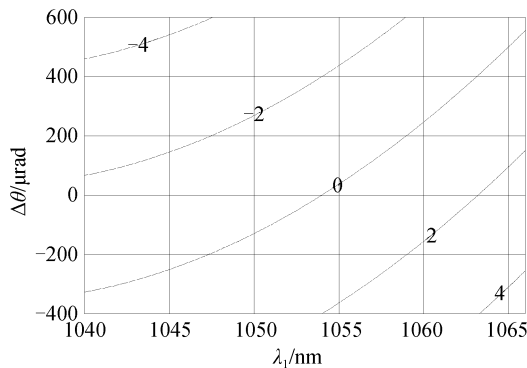


图1 波矢失配量随基频光波长及晶体内部失谐角的变化  
Fig. 1 Wave-vector mismatching vs. the wavelength of the fundamental field and the internal detuned angle

由图1可见,不同的基频光波长以适合的入射角度入射,均能实现波矢匹配( $\Delta k = 0$ ),并且,在 $1040 \sim 1066 \text{ nm}$ 的波长范围内,满足位相匹配条件时的失谐角与波长近似成线性的关系.因此,采用

角色散的方法,使不同基频光波长以不同的角度入射,可在较大带宽范围内均满足位相匹配条件,从而获得高的转换效率.经过计算可知,KDP晶体所需的内部角色散率 $D_m = 33.6 \mu\text{rad/nm}$ .考虑到基频光在KDP晶体表面的折射,晶体外部为空气或真空,折射率 $n_1 = 1.0$ ,基频光入射到晶体表面的入射角为 $\theta_1$ (中心波长的入射角为 $0$ ); $n_2$ 、 $\theta_2$ 分别为晶体内部的折射率及折射角.由Snell定律 $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ 可得

$$\cos \theta_1 \frac{d\theta_1}{d\lambda} = n_2 \cos \theta_2 \frac{d\theta_2}{d\lambda} + \sin \theta_2 \frac{dn_2}{d\lambda} \quad (6)$$

式中: $d\theta_1/d\lambda = D_{\text{out}}$ 、 $d\theta_2/d\lambda = D_m$ 分别为晶体外部与晶体内部的角色散率.

根据光栅方程 $\sin \theta_i + \sin \theta_m = m\lambda/d$ (其中: $\theta_m$ 为第 $m$ 阶衍射角, $\theta_i$ 为入射角, $d$ 为光栅周期, $m$ 为衍射级次, $\lambda$ 为光波波长),为了得到高的衍射效率,使光栅对基频光中心波长( $1053 \text{ nm}$ )的一级衍射为闪耀( $\theta_i = \theta_m$ ),则光栅方程变为

$$2 \sin \theta_i = \lambda/d \quad (7)$$

由式(7)可得光栅的角色散率

$$D_{\text{out}} = d\theta_i/d\lambda = 1/(2d \cos \theta_i) \quad (8)$$

结合式(6)~(8)计算可知,为了满足晶体所需的内部角色散率的要求,光栅第一级衍射的角色散率(即晶体所需的外部角色散率) $D_{\text{out}}$ 应为 $50 \mu\text{rad/nm}$ ,光栅的入射角度 $\theta_i$ 及第一级衍射角度 $\theta_1$ 均为 $26.33 \text{ mrad}$ ,光栅线数 $l = 1/d = 50 \text{ g/mm}$ ,并且,光栅在 $22 \text{ nm}$ 的带宽范围内为线性角色散.

## 2 计算结果及分析

本文针对采用光栅角色散方式的I类匹配的KDP晶体宽带二倍频进行定量分析.采用分步离散傅里叶变换及四阶龙格-库塔算法,对耦合波方程组(1)、(2)进行数值计算,初始条件为: $A_{1o} = (2I_0/\epsilon_0 c)^{1/2}$ , $A_{2e} = 0$ .计算中,基频光 $\lambda = 1053 \text{ nm}$ , $\tau = 0.1 \text{ ns}$ , $C = 3200$ (相应的带宽 $22 \text{ nm}$ ),超高斯分布的阶数 $n = 12$ ,入射基频光强为 $5 \text{ GW/cm}^2$ ,二倍频晶体厚度 $1.5 \text{ cm}$ ,对中心频率失谐角为 $0$ ,光束口径为 $10 \text{ cm}$ .

不加光栅时,计算得到的二倍频转换效率为 $47\%$ .在二倍频晶体前加入一个角色散率为 $50 \mu\text{rad/nm}$ 的光栅时,得到了最大的二倍频转换效率 $79\%$ .加入光栅前后的输出二倍频光时间波形和功率谱分布如图2、图3.为了比较方便,图中还分别给出了输入基频光的时间波形和功率谱分布.

从图2和图3可见,加入光栅以后,二倍频光脉冲宽度和带宽均明显增大,二倍频光的频谱宽度

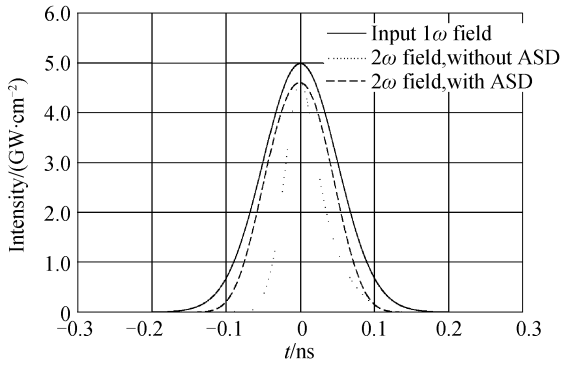


图2 输入基频光和输出二倍频光的时间波形  
Fig. 2 Pulse shapes of the input fundamental field and the output SH field

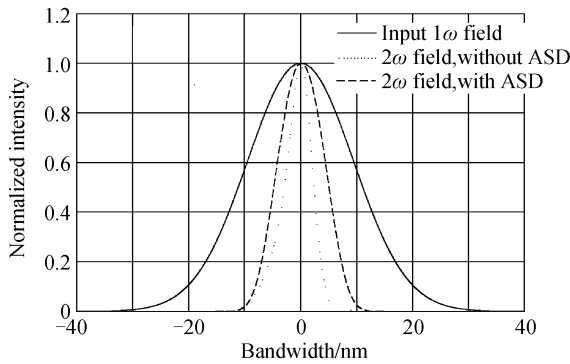


图3 输入基频光和输出二倍频光的功率谱分布  
Fig. 3 Spectrums of the input fundamental field and the output SH field

(FWHM)约为 10 nm,比不加光栅时增大了 1 倍。

为了进一步说明加入光栅后二倍频光转换效率的变化,图 4 给出了不加光栅(实线)与加入角色散率为  $50 \mu\text{rad}/\text{nm}$  的光栅(虚线)时,二倍频光转换效率随入射基频光带宽的变化。由图 4 可见,不加光栅时,在带宽  $0\sim 22 \text{ nm}$  的范围内,二倍频转换效率由 84% 下降为 47%,基频光带宽的增大导致二倍频光转换效率明显降低。然而,在二倍频晶体前加入角色散率为  $50 \mu\text{rad}/\text{nm}$  的光栅后,基频光带宽为 22 nm 时,二倍频转换效率增大到 79%。此外,进一步分析图 4 可知,采用光栅角谱色散方案,在  $0\sim 22 \text{ nm}$  基频光带宽范围内,二倍频光均保持较高的

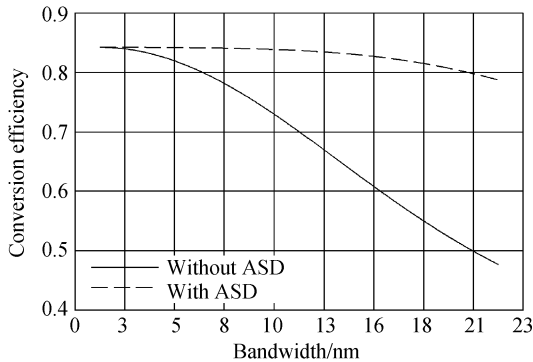


图4 二倍频转换效率随入射基频光带宽的变化  
Fig. 4 Variation of the SH conversion efficiency with the input fundamental field

转换效率。

光栅结构及制造准确度决定了光栅的角色散率,为了说明光栅加工工艺对宽带二倍频转换效率的影响,图 5 给出了二倍频光转换效率随光栅角色散率  $D$  的变化曲线。从图 5 可以看出,对于入射基频光带宽为 22 nm 的情况,光栅角色散率  $D$  在  $30\sim 80 \mu\text{rad}/\text{nm}$  范围内,宽带二倍频光转换效率均可保持在 70% 以上。

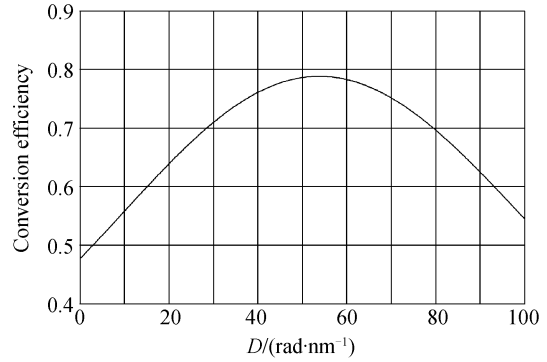


图5 二倍频转换效率随光栅角色散率的变化  
Fig. 5 Variation of the SH conversion efficiency with the angular dispersion of the grating

经过光栅角色散后,基频光脉冲将被展宽,然而,由于本文讨论的基频光脉冲宽度约为 0.1 ns,因此,可将光栅对基频光脉冲的展宽忽略不计。

此外,由于光栅加工过程中由于刻蚀的相干光源的波前畸变以及机械刻蚀误差等因素的影响,会对光栅刻槽深度、形状及栅距等产生加工误差,从而对经衍射后的基频光光场带来波前畸变。基频光的位相畸变不仅将导致二倍频光转换效率的降低,还会影响二倍频光的聚焦特性。同时,光栅对基频光场引入的光谱角色散将导致转换得到的二倍频光的不同频率成分具有不同的出射角度,从而对二倍频光的聚焦造成一定的影响。

本文将光栅加工误差对衍射光场带来的位相畸变用随机位相扰动来表示,于是,经光栅衍射后的基频光场可表示为:  $A'(y, t) = A(y, t) \exp [i\psi(y)]$ 。其中:  $A'(y, t)$  为有位相扰动的光场;  $A(y, t)$  为无位相扰动的理想光场;  $\psi(y)$  为空间位相调制函数<sup>[9]</sup>,  $\psi(y) = \psi_1(y) + \psi_2(y)$ ;  $\psi_1$  为低频随机位相屏函数,  $\Phi_{P1}(y) = R(y) * \exp [-(y/S - y)^2]$ ,  $R(y)$  为  $[-1, 1]$  区间上的随机数序列,“\*”表示卷积,  $S - y$  为  $y$  方向决定位相畸变空间起伏的参量;  $\psi_2$  为中、高频随机位相调制函数,  $\psi_2(y) = \sigma_P R(y)$ ,  $\sigma_P$  为中、高频随机位相调制幅度。

图 6 给出了基频光具有空间位相扰动时,在不同的二倍频光带宽情况下得到的二倍频光聚焦光强分布。计算中假设基频光低频随机位相屏均方根梯

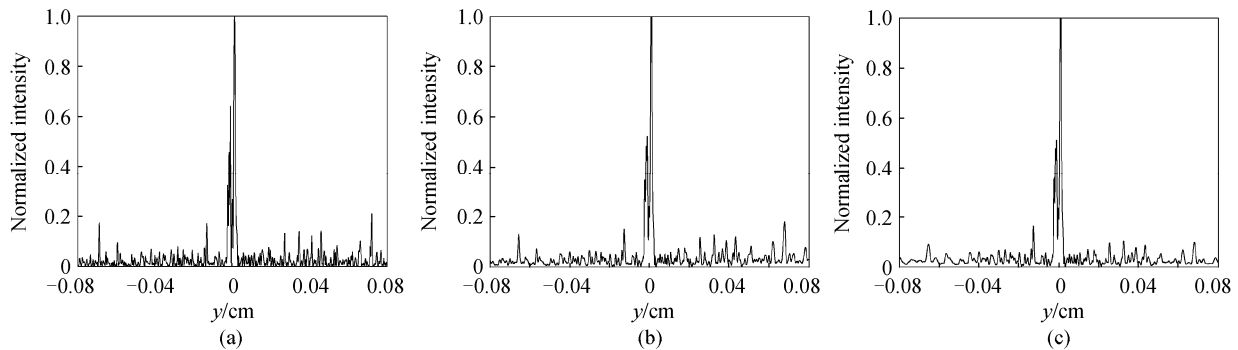


图6 二倍频聚焦光斑分布

Fig.6 Focal spots of the second harmonic field

度  $s=0.05 \text{ wave/cm}$ 、 $S-y=6.0 \text{ cm}$ , 高频位相扰动幅度  $\sigma_P=0.15$ .

基频光带宽为 0(二倍频光带宽为 0)时的二倍频光聚焦光斑如图 6(a), 相应的二倍频转换效率为 69%, 而基频光无位相扰动时的二倍频转换效率为 84%; 基频光带宽为 22 nm、不加光栅角色散时的二倍频光聚焦光强分布(二倍频光带宽为 5 nm)如图 6(b), 相应的二倍频转换效率为 44%, 而基频光无位相扰动时的二倍频转换效率为 47%; 基频光带宽为 22 nm、加光栅角色散时的聚焦光强分布(二倍频光带宽为 10 nm)如图 6(c), 二倍频转换效率为 64%, 而基频光无位相扰动时的二倍频转换效率为 79%.

数值计算结果表明: 基频光空间位相扰动导致了二倍频光转换效率下降<sup>[11]</sup>; 在窄带情况下, 低频位相扰动将导致聚焦光斑中心主瓣增大, 而高频位相扰动导致聚焦光斑出现旁瓣<sup>[12]</sup>. 比较图 6(a)、(b)、(c)可见: 在宽带情况下, 二倍频光聚焦光斑的旁瓣有一定的匀滑效果, 并且, 当二倍频光带宽较大时, 聚焦光斑旁瓣的匀滑度较好; 然而, 二倍频光带宽对聚焦光斑主瓣的影响较小, 聚焦光斑中心主瓣的匀滑效果并不明显. 由此可见, 由于采用光栅角色散方法的二倍频增大了二倍频光的光谱宽度, 从而对基频光高频位相扰动引起的二倍频光聚焦光斑的旁瓣有更好的匀滑作用. 其主要原因在于, 对于宽带的啁啾脉冲, 光脉冲的各个时刻(对应于不同的波长成分)经过透镜后的聚焦光斑有所不同, 而聚焦光斑的空间形态是由光强在光脉冲时间内累加的结果, 因此, 在光场有位相扰动的情况下, 宽带激光经过聚焦后对聚焦光斑旁瓣有匀滑作用, 并且, 带宽较大时的匀滑作用更好. 另外, 当采用了光谱角色散时, 二倍频光脉冲的不同波长成分相对于聚焦透镜的入射角度有所不同, 经过透镜聚焦后的焦点位置略有不同, 从而会聚焦光斑的尺寸稍有增大, 但对聚焦光斑仍有一定的匀滑作用.

### 3 结论

本文分析了采用光栅角色散方法实现宽带二倍频的原理, 讨论了光栅角色散性能及光栅加工引入的基频光波前畸变对宽带二倍频的影响, 并对宽带二倍频光的聚焦特性作了分析. 研究表明, 采用光栅角谱色散, 可使入射宽带基频光的各频率成分按照各自的位相匹配角入射到倍频晶体, 从而使带宽较大的入射基频光仍能获得较高的倍频转换效率, 并使二倍频光保持较大的带宽. 此外, 采用光栅角色散方法的宽带二倍频方案可增大二倍频光的光谱宽度, 从而对由基频光高频位相扰动引起的二倍频光聚焦光斑旁瓣有更好的抑制作用.

#### 参考文献

- [1] LEHMBERG R H, SCHMITT A J, BODNER S E. Theory of induced spatial incoherence[J]. *J Appl Phys*, 1983, **62**: 2680-2701.
- [2] GARNIER J, VIDEAU L, GOUÉDARD C, *et al.* Statistical analysis for beam smoothing and some applications[J]. *J Opt Soc Am A*, 1997, **14**(8): 1928-1936.
- [3] LI Qiang, ZHANG Bin, CAI Bang-wei, *et al.* The effect of temporal phase modulation on high-power third harmonic conversion[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(7): 782-785. 李强, 张彬, 蔡邦维, 等. 时间位相调制对高强度三次谐波转换的影响[J]. *光子学报*, 2004, **33**(7): 782-785.
- [4] PENNINGTON D M, HENESIAN M A, MILAM D, *et al.* Efficient broadband third harmonic frequency conversion via angular dispersion[C]. *SPIE*, 1997, **2663**: 645-654.
- [5] QIAN Lie-jia. Chirp matched third harmonic conversion for broad-band laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 1995, **15**(6): 662-667. 钱列加. 宽频带激光的啁啾匹配型三次谐波转换[J]. *光学学报*, 1995, **15**(6): 662-667.
- [6] RICHMAN B A, BISSON S E, TREBINO T, *et al.* All-prism achromatic phase matching for tunable second-harmonic generation[J]. *Appl Opt*, 1999, **38**(15): 3316-3323.
- [7] Holographic transmission grating for spectral dispersion[M]. *LLE Review*, 1999, **82**: 71-77.

- [8] JÉRÔME N, ERIC J, GAËL G, *et al.* Design, optical characterization, and operation of large transmission gratings for the laser integration line and laser megajoule facilities[J]. *Appl Opt*, 2005, 44(16): 3143–3152.
- [9] EIMERL D. Electro-optic, linear, and nonlinear optical properties of KDP and its isomorphs[J]. *Ferroelectrics*, 1987, 2: 95-139.
- [10] LAWSON J K, AUERBACH J M, ENGLISH R E, *et al.* NIF optical specification the importance of the RMS Gradient [C]. *SPIE*, 1999, 3932:336-342.
- [11] MILONNI P W, AUERBACH J M, EIMERL D. Frequency conversion modeling with spatially and temporally varying beams[C]. *SPIE*, 1997, 2622: 230-241.
- [12] WILLIAMS W H, AUERBACH J M, HENESIAN M A, *et al.* Modeling characterization of the national ignition facility focal spot[C]. *SPIE*, 1998, 3264: 93-104.

## Analysis of Second Harmonic Generation and Focusing Property of Broadband Laser with Grating Angular Spectral Dispersion

LI Kun<sup>1</sup>, ZHANG Bin<sup>1</sup>, WU Xian-yun<sup>1</sup>, WANG Cheng-cheng<sup>2</sup>

(1 College of Electronic Information, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

(2 Research Center of Laser Fusion, CAEP, P. O. Box 919-988, Mianyang, Sichuan 621900, China)

Received date:2006-07-03

**Abstract:** The theory of the second harmonic generation of the linearly chirped broadband laser with the bandwidth of about 22nm and central wavelength of 1053nm by using grating angular spectral dispersion was analyzed. The influence of the angular dispersion of the grating as well as the phase disturbance of the fundamental field caused by the grating on the conversion efficiency and the focusing property of the second harmonic (SH) field was discussed in detail. The results show that the conversion efficiency, the pulse width and the bandwidth of the SH field increase significantly by using grating angular spectral dispersion and the conversion efficiency of about 80% can be obtained for the input fundamental field with the bandwidth of 0~22 nm. The conversion efficiency of above 70% can also be obtained for the input fundamental field with the bandwidth of 22 nm and the angular dispersion of 30~80  $\mu\text{rad}/\text{nm}$ . Moreover, for the input fundamental field with phase perturbation, the bandwidth of the SH field has slight effect on the central spot of the focused SH field, whereas it can smooth the side lobes of the focal spot. The smooth effect on the side lobes of the focal spot is more obvious for the second harmonic generation of broadband laser with grating angular spectral dispersion.

**Key words:** Broadband second harmonic generation; Grating angular spectral dispersion; Frequency chirp; Phase perturbation; Focusing property



**LI Kun** was born in 1980. She got B. S. form Sichuan University in 2002. Now she is studying for Ph. D. in Sichuan University. Her research field is laser technology and physics. Her interests include the propagation and nonlinear effect of the broadband laser.