

文章编号: 1001-3806(2012)01-0134-04

不同脉宽激光和频产生蓝色超短激光的模拟研究

孔艳^{1,2}, 陈险峰³, 朱拓⁴, 高淑梅¹

(1. 江南大学 理学院 光信息科学与技术系, 无锡 214122; 2. 江南大学 物联网工程学院, 无锡 214122; 3. 上海交通大学 物理系, 上海 200240; 4. 河海大学 理学院, 南京 210098)

摘要: 为了扩展现有飞秒激光的波段, 采用非周期的准位相匹配光学超晶格进行了两束激光的和频研究。光学超晶格的结构由遗传算法根据要求模拟计算得到, 在此结构晶体上进行平顶长脉宽激光与飞秒激光和频, 可以有效地抑制和频光的脉宽展宽, 生成 457nm 的蓝色飞秒激光。结果表明, 该技术提供了一种通过两束不同激光和频产生新波长超短脉冲激光的全新技术方案。

关键词: 非线性光学; 超短脉冲; 和频; 准位相匹配; 光学超晶格

中图分类号: O437 文献标识码: A doi: 10.3969/j.issn.1001-3806.2012.01.035

Ultra-short blue laser generation by sum-frequency of two lasers with different pulse width

KONG Yan^{1,2}, CHEN Xian-feng³, ZHU Tuo⁴, GAO Shu-mei¹

(1. Department of Optical Information Science and Technology, School of Science, Jiangnan University, Wuxi 214122, China; 2. School of Internet of Things Engineering, Jiangnan University, Wuxi 214122, China; 3. Department of Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, China; 4. School of Science, Hohai University, Nanjing 210098, China)

Abstract: In order to get new femtosecond-laser, an aperiodic poled optical superlattice was employed during the sum-frequency generation process. The optimized structure of the quasi-phase matching optical superlattice was studied by means of the genetic algorithm. Femtosecond blue-light laser at 457nm can be generated through femtosecond pulse mixed with top-hat pump pulse in the aperiodic optical superlattice. The simulation results indicate that this technique give a new scheme for generating a new ultra-short laser through nonlinear frequency conversion.

Key words: nonlinear optics; ultra-short pulse; sum-frequency generation; quasi-phase-matching; optical superlattice

引言

由于飞秒激光脉冲的时间宽度极短而瞬间强度高, 因而被广泛应用于物理、化学和生物学等领域进行探测和分辨超快过程^[1-4]。由于常用的飞秒激光器所能产生的激光波长仅限制在为数不多的几个固定波长, 远远不能满足无处不在的超短脉冲激光的应用需求, 扩展超短激光的波段是目前超短脉冲激光研究的重要内容。光学超晶格晶体的频率变换技术已被广泛地应用于拓展激光输出波长范围^[5-7], 但是, 飞秒脉冲在频率转换中, 大的群速率失配

(group-velocity mismatch, GVM) 会引起时域上的走离, 所以, 只有比较薄的晶体(大约几百个微米厚)可以用于飞秒脉冲的频率转换。为了匹配带宽并减少时域上的走离效应, 几百微米厚的 BBO 晶体常被用于 Ti 飞秒激光二次谐波的产生^[8]。不幸的是, 由于转化效率是与晶体的长度成正比的, 所以转化效率通常不高。怎样提高转化效率并避免非线性参量过程中的群速率失配是一个难点。

近年来, 有许多利用各种周期结构光学超晶格进行超短脉冲压缩、整形及频率变换的报道。常用的方法就是通过线性或非线性啁啾准位相匹配光栅, 在倍频(second-harmonic generation, SHG) 过程中去除啁啾, 产生高峰值功率超短脉冲, 以及进一步压缩脉冲。尽管直接倍频法可以获得可靠性与超短脉冲激光源类似的二次谐波^[8-9], 但这样产生的超短激光脉冲受基波光源的限制, 故能得到的波长也是极其有限的。而且连续的啁啾光栅制造比较困难, 精度很难达到理论要求。参考文献[10]中就介绍了一种离散的非周期准

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(60908041); 中国博士后科学基金资助项目(20080440153); 江苏省博士后科研计划资助项目(0802021C)

作者简介: 孔艳(1979-), 女, 讲师, 主要从事光学教学和非线性光学方面的研究。

E-mail: ykong80@163.com

收稿日期: 2011-05-08; 收到修改稿日期: 2011-07-15

位相匹配光学超晶格的设计方法,利用这种方法可以通过 SHG 过程进行脉冲压缩或整形。

本文将这种设计方法拓展至超短脉冲的频率上转换,通过和频平顶长脉宽激光(相对于飞秒激光来说是连续光或准连续光)和 Ti 飞秒激光,在合理设计光学超晶格结构的情况下,有效地解决了群速率失配问题,并可以采用较长的晶体提高转换效率。这种设计方法的运用,为采用和频技术得到新波长的超短激光脉冲提供了一种新的可行方案。

1 数学模型

对于准位相匹配和频过程(quasi-phase matching sum-frequency generation, QPM-SFG)在非均匀光学超晶格的表述与参考文献[11]~参考文献[12]中分析 QPM-SHG 过程的描述类似。假设平面波沿 z 方向在介质内无损传播,在输入信号光未被放大和抽运光未衰减近似的条件下考虑和频光的生成过程。从 Maxwell 方程出发,假设慢变包络近似,可以得到频率包络的一维耦合波方程组:

$$\frac{\partial^2 \hat{E}_3(z, \omega)}{\partial z^2} + k^2(\omega) \hat{E}_3(z, \omega) = -\mu_0 \omega^2 \hat{P}_{nl}(z, \omega) \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \hat{E}_1(z, \omega)}{\partial z^2} + k^2(\omega) \hat{E}_1(z, \omega) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \hat{E}_2(z, \omega)}{\partial z^2} + k^2(\omega) \hat{E}_2(z, \omega) = 0 \quad (3)$$

式中 $\hat{E}_m(z, \omega)$ 为激光脉冲电场强度的傅里叶变换 $m = 1, 2, 3$, 分别表示信号光、抽运光及和频光 $k(\omega)$ 是与频率相关的波矢量,且 $k(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega)$ $n(\omega)$ 为介质折射率 $\hat{P}_{nl}(z, \omega)$ 为非线性极化率的频谱。

在考虑信号光和抽运光场强振幅的情况下,非线性极化率的频谱可以由如下方程表示:

$$\hat{P}_{nl}(z, \omega) = 2\varepsilon_0 d(z) \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{E}_1(z, \omega - \omega') \hat{E}_2(z, \omega') d\omega' \quad (4)$$

式中 $d(z) = d_{\text{eff}} \cdot f(z)$ 是随着光栅的位置变化而变化的非线性系数 d_{eff} 是材料的非线性系数 $f(z)$ (取值为 ± 1) 是光栅的结构因子。

场强振幅与频域的包络 $\hat{A}_m(z, \Omega_m)$ 的关系与参考文献[11]中的表述相同,根据频域包络定义, (1) 式~(3) 式可以改写成:

$$\frac{\partial}{\partial z} \hat{A}_3(z, \Omega_3) = -i \frac{\mu_0 \omega_3^2}{2k_3} \hat{P}_{nl}(z, \Omega_3) \times \exp[ik(\omega_3 + \Omega_3)z] \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \hat{A}_1(z, \Omega_1) = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \hat{A}_2(z, \Omega_2) = 0 \quad (7)$$

非线性极化率 $\hat{P}_{nl}(z, \Omega_3)$ 可以写为:

$$\hat{P}_{nl}(z, \Omega) = 2\varepsilon_0 d(z) \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{A}_1(z, \Omega - \Omega') \hat{A}_2(z, \Omega') \times \exp\{-i[k(\omega_1 + \Omega - \Omega') + k(\omega_2 + \Omega)]z\} d\Omega' \quad (8)$$

式中 $\Omega = \Omega_3 = \omega - \omega_3$, $\Omega' = \omega' - \omega_2$ 。

对(5)式~(7)式求解,可得:

$$\hat{A}_1(z, \Omega) = \hat{A}_1(z=0, \Omega) = \hat{A}_1(\Omega) \quad (9)$$

$$\hat{A}_2(z, \Omega) = \hat{A}_2(z=0, \Omega) = \hat{A}_2(\Omega) \quad (10)$$

$$\hat{A}_3(L, \Omega) = -i\gamma \int_0^L d(z) dz \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{A}_1(\Omega' - \Omega) \hat{A}_2(\Omega') \exp[-i\Delta k(\Omega, \Omega')z] d\Omega' \quad (11)$$

式中 $\gamma = 2\pi/(\lambda_3 n_3)$, λ_3 是和频光波长, n_3 是和频光在晶体中的折射率。这里波矢失配量为:

$$\Delta k(\Omega, \Omega') = k(\omega_1 + \Omega - \Omega') + k(\omega_2 + \Omega) - k(\omega_3 + \Omega) \quad (12)$$

现在假设抽运光是连续(或准连续)单色光,那么它的频域内的包络就是一个 δ 函数^[13]:

$$\hat{A}_2(\Omega) = E_2 \delta(\Omega - 0) \quad (13)$$

式中 E_2 是抽运光的振幅。将(13)式带入(11)式可得:

$$\hat{A}_3(L, \Omega) = -i\gamma \hat{A}_1(\Omega) E_2 \int_{-\infty}^{+\infty} d(z) \times \exp[-i\Delta k(\Omega)z] dz \quad (14)$$

式中 $\Delta k(\Omega)$ 是个变量,且其定义如下:

$$\Delta k(\Omega) = k(\omega_1 + \Omega) + k(\omega_2) - k(\omega_3 + \Omega) \quad (15)$$

需要说明的是,在(13)式中用频谱带宽比较窄的脉冲光代替单色连续光也是成立的。在时域上,抽运光的脉宽要远大于信号光脉宽。更准确地说,抽运光的脉宽 τ_2 要大于在给定晶体长度下抽运光-信号光的群速率延迟累积量 $\pi_2 > \delta v_{12} L$ 其中 $\delta v_{12} = 1/u_1 - 1/u_2$ 是抽运光-信号光的群速率失配量。

QPM-SFG 的转换效率是和脉冲光谱、强度及晶格结构有关的复杂函数。假设脉宽为 τ_1 的高斯信号脉冲与脉宽为 τ_2 的平顶抽运光相互作用,利用(14)式的结果积分和频光的所有频谱成分,则和频光的转换效率为:

$$\eta = \frac{n_3 \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{A}_3(\Omega)^2 d\Omega}{n_1 \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{A}_1(\Omega)^2 d\Omega + n_2 \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{A}_2(\Omega)^2 d\Omega} \quad (16)$$

2 非周期光学超晶格的结构设计与数值模拟

在频率变换和脉冲压缩的研究中,常用的是线性啁啾光栅^[11-12],这种光栅对极化的精度要求非常高,在考虑高级色散的情况下,设计过程也过于复杂,而且

不能够充分考虑转换效率。在这里给出了另外一种光栅结构的设计方案:将一块长为 L 的非线性晶体,将它等分成 N 块,如图1所示。根据不同的需求,相应地确定每一块的非线性系数符号,确定的方法是:根据所需求的输出脉冲的参量,建立一目标函数,这个目标函数是定义在晶体的非线性系数符号分布上的,用优化算法找出最符合要求的一组分布。这种方案解决了前面的困难,晶体的极化困难减小,精度要求没有前面那么严格,转换效率也可以当作参量放到目标函数中去,以提高转换效率。

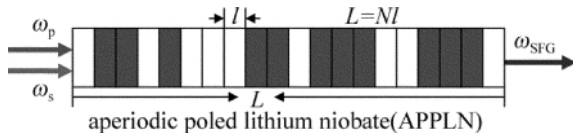


Fig. 1 Model of the QPM grating with aperiodic domains in part

光学超晶格晶体选择铌酸锂晶体,在室温 25°C 下工作,其折射率由参考文献[14]中给出的 Sellmeier 方程计算得到。晶体的总长度 $L = 10\text{mm}$,畴的长度 l 可以根据实际情况任意给定,选择了3种长度 l 分别为 $8\mu\text{m}$ 、 $5\mu\text{m}$ 、 $4\mu\text{m}$ 。

假设抽运光是一长脉宽平顶脉冲光,脉宽为 10ps ,中心波长为 1064nm ,其频率域包络由(13)式给出,初始抽运光强为 $100\text{MW}/\text{cm}^2$ 。信号光是一线性啁啾高斯脉冲,中心波长为 800nm , $\tau_0 = 24.0\text{fs}$ (半峰全宽为 40.0fs), $C_1 = 20\tau_0^2$,其频率域的包络为:

$$\hat{A}_s(\Omega) = \frac{1}{2\pi} E_1 \tau_0 \exp\left[-\frac{1}{2}(\tau_0^2 + iC_1)\Omega^2\right] \quad (17)$$

信号光与抽运光初始场强强度之比为 $E_1:E_2 = 10:1$ 。

由(15)式可知, $\hat{A}_3(\Omega)$ 的值是由可调的非线性系数

$d(z)$ 、晶体长度 L 和畴个数 n 决定的。在模拟过程中,晶体长度 L 和畴个数 n 是给定的,作者的目标就是找到一组最优的光栅结构因子分布,希望通过和频过程消除材料色散对闲置光的展宽。消除材料色散对闲置光的展宽在频率域的表现,就是输出的闲置光的不同频率成分的位相基本一致,没有位相延迟。作者采用遗传算法进行优化计算,确定光学超晶格中每个畴的极化方向,并选则位相的方差为目标函数:

$$F = \min(\sigma^2) = \min\left\{\frac{1}{n} [(\varphi_1 - \bar{\varphi})^2 + (\varphi_2 - \bar{\varphi})^2 + \dots + (\varphi_n - \bar{\varphi})^2]\right\} \quad (18)$$

光学超晶格的初始结构分布是由随机函数生成的一组+1和-1排列,通过遗传算法计算可以得到一组满足要求的最优光学超晶格分布,由于序列较长无法全部给出,现给出最优的非周期光学超晶格结构的一部分如图2所示(黑色表示-1,也就是负畴)。



Fig. 2 Part of calculated aperiodic optical superlattice

通过遗传算法寻优找到一组最优的畴结构排列,根据得到的正负畴的排列顺序,模拟计算得到了输出和频光的频谱和位相分布图,如图3所示。由图可以看到,抽运光和信号光经过优化设计后的非周期光学超晶格,产生的和频脉冲的位相在 $442\text{nm} \sim 471\text{nm}$ 之间基本上是一致的,差别不大,这样有利于抑制输出和频光脉冲的脉宽展宽。

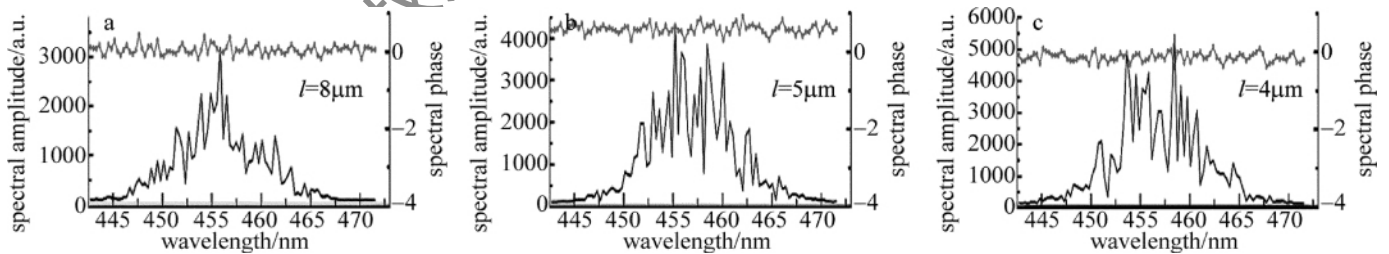


Fig. 3 Spectral amplitude (solid line) and spectral phase (dotted line)

图4中给出的是和频光在铌酸锂晶体内(畴的长度为 $4\mu\text{m}$)的传播状况。从图中可以看到,和频光的光强是逐渐增强的,基本上输出光强是与晶体长度成正比的,在输出端和频光的转换效率可达 1.023% 。而图5中给出的是在铌酸锂晶体内(畴的长度为 $4\mu\text{m}$)不同位置和频光的脉宽示意图。和频光的脉宽总体上是随着晶体长度的增长而下降的,其和频光的脉宽不是在晶体的后端最窄,最窄处位于铌酸锂晶体的前端。对于啁啾光脉冲,群速率失配是影响参量过

程中获得最宽光谱带输出的重要因素。在晶体的前端,相互作用的光波之间走离效应、群速率失配比较小,且晶体的极化结构对群速率差异有很好的抑制作用,故在晶体长度为 3mm 时和频光脉宽达到最窄。由于群速率色散的存在,随着通过晶体长度的增大,和频光的脉宽将逐渐展宽。但是在模拟结果中,随着通过晶体长度的增加和频光没有继续展宽,是因为设计过程中,设计的非周期结构对于群速率色散起到了很好的补偿作用,进而抑制了脉宽展宽。

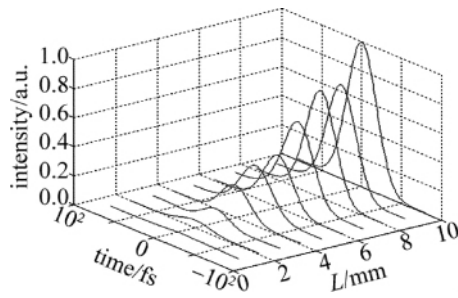


Fig. 4 Transmission process of the sum-frequency pulse in the aperiodic poled optical superlattice

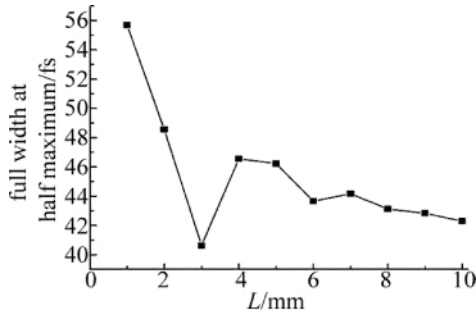


Fig. 5 Full width at half maximum of idle pulse in the aperiodic poled optical superlattice

3 结 论

(1) 经过理论研究和频过程在准位相匹配光栅中耦合波的频域模型, 获得了和频光的输出物理模式。
 (2) 提出了采用平顶长脉宽激光与飞秒激光相互作用, 能够有效地解决群速率失配问题, 并可以采用较长的晶体提高转换效率。利用遗传算法寻找出最优的光学超晶格结构, 使得各频谱的位相基本一致, 通过和频方式得到飞秒量级的蓝光。

本工作提供了一种新的用两个激光器通过和频方式产生短波长超短脉冲激光的方法。

参 考 文 献

[1] FEURER T, VAUGHAN J C, NELSON K A. Sation temporal coherent control of lattice vibrational wave [J]. *Science*, 2003, 299 (5606): 374-377.

(上接第 89 页)

[10] ZHANG J, QUADE M, DU K M, *et al.* Efficient TEM₀₀ operation of Nd:YVO₄ laser end pumped by fibre-coupled diode laser[J]. *SPIE*, 1997, 3097: 629-632.
 [11] KOGELNIK H, LI T. Laser beam and resonators [J]. *Applied Optics*, 1966, 5(10): 1550-1567.
 [12] ASKIN A, BOYED G D, DZIEDZIC J M. Resonant optical second harmonic generation and mixing [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1966, QE2(6): 109-123.
 [13] ZHANG K Sh, ZHANG J, XIE Ch D, *et al.* Efficient second har-

[2] TIAN P F, KEUSTERS D, SUZAKI Y, *et al.* Femtosecond phase-coherent two-dimensional spectroscopy [J]. *Science*, 2003, 300 (5625): 1553-1555.
 [3] CHEN B F. Numerical simulation of femtosecond pulse measurement with SPIDER [J]. *Laser Technology*, 2006, 30(1): 13-15 (in Chinese).
 [4] LIU W J, LI H J, QU Sh L, *et al.* Femtosecond pulse compression in external cavity [J]. *Laser Technology*, 2007, 31(6): 665-667 (in Chinese).
 [5] ASHIHARA S, SHIMURA T, KURODA K. Group-velocity matched second-harmonic generation in tilted quasi-phase-matched gratings [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 2003, A20(5): 853-856.
 [6] FUJIOKA N, ASHIHARA S, ONO H, *et al.* Group-velocity-matched noncollinear second-harmonic generation in quasi-phase matching [J]. *Journal of the Optical Society of America* 2005, B22(6): 1283-1289.
 [7] GAO S M, YANG C X, JIN G F. Wavelength converter based on linearly chirped gratings in lithium niobate through cascaded second-order processes [J]. *Chinese Physics Letters*, 2003, 20(8): 1272-1274.
 [8] ZHANG J Y, HUANG J Y, WANG H. *et al.* Second-harmonic generation from regeneratively amplified femtosecond laser pulses in BBO and LBO crystals [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1998, B15(1): 200-209.
 [9] CHEVILLE R A, REITEN M T, HALAS N J. Wide-bandwidth frequency doubling with high conversion efficiency [J]. *Optics Letters*, 1992, 17(19): 1343-1345.
 [10] LI P Ch, CHEN X F, Y CHEN Y P. Pulse compression during second-harmonic generation in engineered aperiodic quasiphasematching gratings [J]. *Optics Express*, 2005, 13(18): 6807-6814.
 [11] IMESHEV G, ARBORE M A, FEJER M M, *et al.* Ultrashort-pulse second-harmonic generation with longitudinally nonuniform quasi-phase matching gratings: pulse compression and shaping [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 2000, B17(2): 304-318.
 [12] IMESHEV G, ARBORE M A, KASRIEL S, *et al.* Pulse shaping and compression by second-harmonic generation with quasi-phase-matching gratings in the presence of arbitrary dispersion [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 2000, B17(8): 1420-1437.
 [13] IMESHEV G, FEJER M M, GALVANASKAS A. Pulse shaping by difference-frequency mixing with quasi-phase-matching gratings [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 2001, B18(4): 534-539.
 [14] JUNDT D H. Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate [J]. *Optics Letters*, 1997, 22(20): 1553-1555.

monic generation of 1.06 μm using an external resonator [J]. *Acta Optica Sinica*, 1998, 18(8): 1015-1018 (in Chinese).

[14] WANG N R, WANG C Zh, ZHAO Ch M, *et al.* 138W narrow pulse width solid state green laser operation [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2006, 33(8): 1017-1020 (in Chinese).
 [15] ZHAO Zh L, ZHU J Q, CHEN L H, *et al.* Grads-compensating temperature control for crystal in high power green light laser [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2007, 34(5): 623-627 (in Chinese).