

GW/cm² 量级飞秒脉冲倍频的宽谱谐波产生

黄章超¹, 张文定², 林洪沂¹, 许英朝¹, 沈汉鑫¹, 阮剑剑¹, 孙 栋¹, 王 衡², 朱文章¹

¹厦门理工学院光电与通信工程学院福建省光电技术与器件重点实验室,

厦门市 LED 照明应用工程技术研究中心, 福建 厦门 361024;

²西北工业大学理学院空间应用物理化学教育部重点实验室, 陕西省光信息技术重点实验室, 陕西 西安 710072

摘要 使用含镁摩尔分数为 5% 的掺镁铌酸锂晶体对 57.4 fs 脉冲在 1550 nm 通信波段进行了 I 型(o+o-e)和 0 型(e+e-e)的倍频对比实验。对于 I 型倍频, 在 4.3 GW/cm² 的峰值功率密度下得到了谱宽为 28 nm、脉宽为 79 fs 的谐波脉冲, 转换效率最高达 54%; 对于 0 型倍频, 在 3.7 GW/cm² 的峰值功率密度下得到了谱宽为 2.1 nm 的谐波脉冲, 转换效率最高为 40%。分别从飞秒脉冲多波长成分的相位匹配(频域)和基波与谐波脉冲的群速度匹配(时域)两个角度, 对倍频过程中基波脉冲和谐波脉冲的演变进行了详细分析。发现同时满足多波长成分相位匹配时, 传播中谐波的谱宽能维持不变; 而仅满足中心波长相位匹配时, 谐波光谱则随着传播长度的增加而逐渐变窄。

关键词 超快光学; I 型倍频; 飞秒脉冲; 群速度匹配; 掺镁铌酸锂

中图分类号 O437 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0332001

Broadband Second Harmonic Generation of Femtosecond Pulses at Magnitude of GW/cm²

Huang Zhangchao¹, Zhang Wending², Lin Hongyi¹, Xu Yingchao¹, Shen Hanxin¹,
Ruan Jianjian¹, Sun Dong¹, Wang Heng², Zhu Wenzhang¹

¹ Fujian Key Laboratory of Optoelectronic Technology and Devices,

Xiamen LED Lighting Engineering Research Center, School of Opto-Electronic and Communication Engineering,
Xiamen University of Technology, Xiamen, Fujian 361024, China;

² Key Laboratory of Space Applied Physics and Chemistry, Ministry of Education,

Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology, School of Science, Northwestern Polytechnical University,
Xi'an, Shaanxi 710072, China

Abstract The experiments of second harmonic generation (SHG) of 57.4 fs pulses at 1550 nm wavelength for type I (o+o-e) and type 0 (e+e-e) are achieved using Mg-doped lithium niobate crystal with mole fraction of 5% of magnesium. For SHG of type I, the second harmonic pulse with spectrum width of 28 nm and pulse width of 79 fs is obtained at the peak density of 4.3 GW/cm², and the conversion efficiency is up to 54%. For SHG of type 0, the second harmonic pulse with spectrum width of 2.1 nm is obtained at the peak density of 3.7 GW/cm², and the conversion efficiency is up to 40%. The key points of the evolution for fundamental pulse and second harmonic pulse in SHG process are analyzed, which are the phase-match of femtosecond pulse multi-wavelength components of fundamental wave in frequency domain and the group-velocity-match of fundamental pulse and second harmonic pulse in time domain. It is found that the spectral width can keep constant in the propagation when the phase-match of multi-wavelength components is satisfied. However, the spectral width will gradually become narrower with the increase of the propagation distance when the phase-match of the center wavelength is satisfied only.

Key words ultrafast optics; type I second harmonic generation; femtosecond pulses; group velocity match; Mg-doped lithium niobate

OCIS codes 320.2250; 320.5550; 190.7110; 190.2620

收稿日期: 2016-11-14; **收到修改稿日期:** 2016-12-19

基金项目: 国家自然科学基金(11404263, 61675169, 11304259)、中央高校基本科研业务费专项资金(3102015ZY060)、福建省自然科学基金(2016J01683)、福建省中青年骨干教师教育科研项目(JA15387)、厦门理工学院科学技术研究项目(YKJ13035R)

作者简介: 黄章超(1985—), 男, 博士, 讲师, 主要从事超短脉冲频率转换方面的研究。E-mail: huangzc@xmut.edu.cn

1 引 言

飞秒脉冲的产生和传播是近十年来人们关注的焦点问题,其频率转换更是研究的热点^[1-4]。飞秒脉冲具有高峰值功率、多波长成分的特点,所以在频率转换中有不同于连续光和长脉冲之处。连续光和长脉冲通常最注重的是转换效率,但是对于飞秒脉冲来说,除了转换效率外,保持所产生的谐波(SH)脉冲的质量(控制好脉冲宽度和光谱宽度)也非常关键。在激光频率转换中,常常通过制作准相位匹配(QPM)晶体来弥补基波和谐波之间的相位失配。制作 QPM 晶体有众多材料可以选择,其中掺镁铌酸锂有较强的抗光折变能力和大的非线性系数^[5],使制得的 QPM 晶体既容易获得高转换效率,又可以在高功率下使用,所以在众多 QPM 材料中具有很大的优势。

在飞秒脉冲倍频(SHG)中,之所以得到的谐波脉冲光谱窄,是因为基波脉冲和谐波脉冲群速度失配。为了解决这个问题,研究者们想了很多办法^[6-12],其中最为简便的是对光波的偏振和倍频材料作恰当的选择。Yu 等^[11]于 2002 年提出了选择掺镁摩尔分数为 5% 的铌酸锂晶体,在 1550 nm 通信波段附近进行 o+o-e 的 I 型倍频方案(基波选取 o 光偏振,谐波选取 e 光偏振)来消除基波脉冲和谐波脉冲的群速度失配;并使用连续光进行了倍频实验,得到了 52 nm 的 QPM 带宽(针对基波波长)。随后该小组在 2003 年针对 95 fs 的脉冲做了倍频实验^[12],获得了 25 nm 的 QPM 带宽,但是其实验条件中峰值功率密度仅在 MW/cm² 量级,转换效率仅为 8%。Zhang 等^[13]对掺镁铌酸锂掺杂浓度对飞秒脉冲倍频的影响进行了理论研究;其在随后发表的论文中又针对连续光抽运进行了 I 型倍频实验,测量了波长调谐曲线和温度调谐曲线^[14]。本文针对 57.4 fs 的基波脉冲进行了 I 型倍频,在 4.3 GW/cm² 的峰值功率密度下,获得了谱宽为 28 nm 的谐波脉冲输出,对应的 QPM 带宽为 56 nm,而且转换效率最高达到了 54%,既获得了高转换效率,又实现了飞秒脉冲倍频的宽谱输出。

2 理论依据

根据慢变包络近似,飞秒脉冲倍频的理论方程^[15]为:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{i}{2}\beta_{21} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = -i\kappa d_{\text{eff}} A_2 A_1^* \exp(-i\Delta k z) - i \frac{n_2 k_1}{n_{01}} (|A_1|^2 + 2|A_2|^2) A_1 \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1}\right) \frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{i}{2}\beta_{22} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = -i\kappa d_{\text{eff}} A_1^2 \exp(i\Delta k z) - i \frac{n_2 k_2}{n_{02}} (|A_2|^2 + 2|A_1|^2) A_2 \end{cases}, \quad (1)$$

式中下标 1 和 2 分别代表基波和谐波的相关参量。其中 A_i 为光波振幅, v_i 为光脉冲的群速度, β_{2i} 为群速度色散系数, n_{0i} 为折射率, n_2 为三阶非线性系数, k_i 为波矢, $\kappa = (2\omega_1^2/\epsilon_0 c^3 n_{01}^2 n_{02} S_{\text{eff}})^{1/2}$ 为耦合系数(S_{eff} 为晶体有效横截面积), $d_{\text{eff}} = \frac{2}{\pi} d$ 为晶体的有效非线性系数(I 型 $d = d_{31}$, 0 型 $d = d_{33}$), $\Delta k = k_2 - 2k_1 - \frac{2\pi}{\Lambda}$ 为准相位匹配中的相位失配量(Λ 为光栅周期)。

表 1 各个参数取值

Table 1 Value of the parameters

| Parameter | Value |
|--|---------------------|
| $\beta_{21} / (\text{fs}^2 \cdot \text{m}^{-1})$ | 0.11×10^6 |
| $\beta_{22} / (\text{fs}^2 \cdot \text{m}^{-1})$ | 0.37×10^6 |
| $d_{31} / (\text{pm} \cdot \text{V}^{-1})$ | 3.4 |
| $d_{33} / (\text{pm} \cdot \text{V}^{-1})$ | 20.3 |
| $n_2 / (\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1})$ | 1×10^{-13} |

利用成熟的 QPM 技术,可针对特定的基波波长制作相应周期的周期极化掺镁铌酸锂(Mg:PPLN)晶体来实现有效倍频。传统的 QPM 倍频通常选取 e 光偏振的基波与 e 光偏振的谐波(e+e-e),即 0 型倍频,这样可以利用 Mg:PPLN 晶体的最大非线性系数 d_{33} 获得较高的转换效率。但是对于光谱很宽的飞秒脉冲来说,相位匹配只针对单一波长时难以真正实现有效倍频。针对掺镁摩尔分数为 5% 的 Mg:PPLN 晶体,在 1550 nm 波段附近 0 型和 I 型倍频中基波与谐波相位失配量的绝对值 $|\Delta k'| = |k_2 - 2k_1|$ 随波长的变化曲线如图 1 所示。

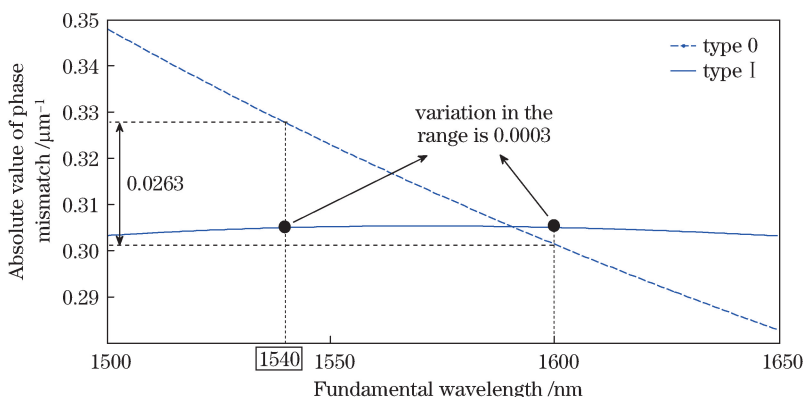


图 1 0 型和 I 型倍频中基波与谐波相位失配量的绝对值随波长的变化曲线

Fig. 1 Absolute value of phase mismatch of fundamental wave and SH versus wavelength in type 0 and type I SHG

由图 1 可以看出,对于 0 型倍频,在 1540~1600 nm 之间 60 nm 范围内,相位失配量的变化为 $0.0263 \mu\text{m}^{-1}$ 。也就是说针对 1540 nm 制作的晶体周期与针对 1600 nm 制作的周期之间相差 $1.6 \mu\text{m}$,不可能使用单一 QPM 周期实现宽带相位匹配。而对于 I 型倍频,在这 60 nm 波长范围内,基波与谐波相位失配量变化极小,仅有 $0.0003 \mu\text{m}^{-1}$,可以使用同一 QPM 周期来实现飞秒宽谱中多个波长成分的有效倍频,从而获得高质量的宽谱输出。

若从数学上使用 $\Delta k' = k_2 - 2k_1$ 对基波波长 λ_1 进行求导,可得:

$$\frac{d(\Delta k')}{d\lambda_1} = \frac{4\pi c}{\lambda_1^2} \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) \quad (2)$$

当等式右侧 $\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} = 0$ 时, $\frac{d(\Delta k')}{d\lambda_1} = 0$,即基波与谐波相位失配量 $\Delta k'$ 在一定波长范围内不随波长改变而改变。此时基波脉冲群速度 v_1 与谐波脉冲群速度 v_2 相等,即为群速度匹配。当基波脉冲与谐波脉冲群速度失配时,它们在传播方向上会出现走离,常用走离参量 $\delta = \frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1}$ 来表示它们的走离情况,具体内容将在后面详述。由此可见,飞秒脉冲频域上的多波长成分同时相位匹配与时域上基波和谐波脉冲的群速度匹配是等同条件。

3 倍频对比实验

3.1 实验装置

针对飞秒脉冲的 I 型倍频和 0 型倍频设计了对比实验,使它们在完全一致的条件下进行。图 2 是实验装置图。

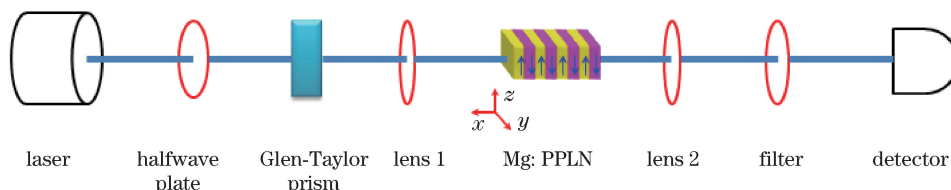


图 2 倍频实验装置图

Fig. 2 Experimental setup figure of SHG

实验中所用的晶体有两块,一块是单周期($\Lambda = 19.36 \mu\text{m}$)掺镁摩尔分数为 5% 的 Mg:PPLN 晶体,用于 0 型倍频;一块是多周期($\Lambda = 20.6 \sim 23.3 \mu\text{m}$, 每间隔 $0.3 \mu\text{m}$ 一个周期)掺镁摩尔分数为 5% 的 Mg:PPLN 晶体,用于 I 型倍频。两块晶体的长度均为 5 mm,它们的端面都进行了抛光但没有镀膜。实验中使用的激光光源是重复频率为 1 kHz 的飞秒激光器;所用的脉冲中心波长为 1550 nm,谱宽为 77 nm,根据自相关曲线测得脉冲的半峰全宽(FWHM)为 57.4 fs。光谱图和自相关曲线如图 3 所示。

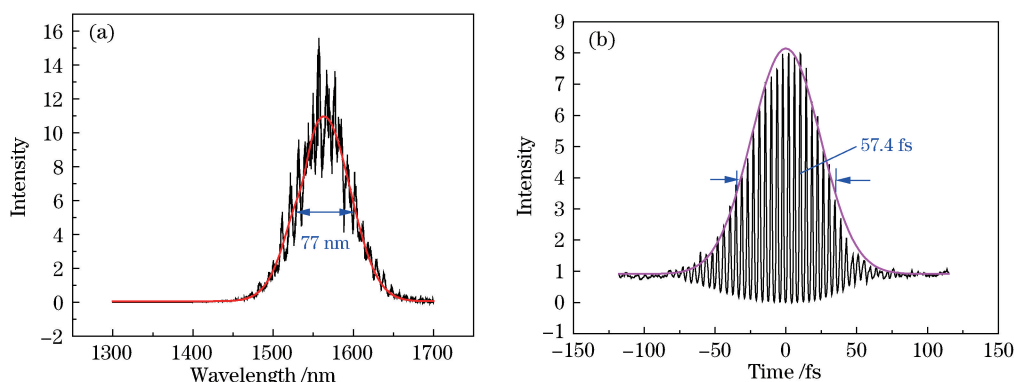


图 3 (a)基波光谱;(b)基波脉冲的自相关曲线

Fig. 3 (a) Spectrum of fundamental wave; (b) auto-correlation curve of fundamental wave pulses

在激光器后面放置半波片和格兰-泰勒棱镜来控制入射光的偏振。当要求 o 光偏振时,旋转格兰-泰勒棱镜使光束偏振平行于 y 轴;当要求 e 光偏振时,则使光束偏振平行于 z 轴。其后再放置焦距为 220 mm 的透镜将激光聚焦进 Mg:PPLN 晶体,入射前的光束半径为 3.5 mm,聚焦后光束束腰为 31 μm 。为了避免飞秒激光过高的峰值功率对晶体造成损伤,将焦点设在晶体之外(后端面之后),晶体前端面光束截面半径为 1163 μm ,后端面为 1083 μm 。在晶体后面放置一块透镜,从而将发散的光束重新调整为平行光束,之后放置合适的滤光片,滤去剩余的基频光波和其它杂散光。Mg:PPLN 晶体放置在一个最高温度为 200 $^{\circ}\text{C}$ 的控温炉内,其调整精度为 0.1 $^{\circ}\text{C}$ 。

3.2 实验结果

根据掺镁摩尔分数为 5% 的铌酸锂晶体的折射率方程,对可能获得宽谱输出的入射波长、所需温度和晶体周期进行了估算^[16]。在实验中对周期和温度进行反复调整尝试,发现在 45 $^{\circ}\text{C}$ 下使用周期 $\Lambda = 20.6 \mu\text{m}$ 时能获得宽谱谐波输出,其谱宽为 28 nm。光谱如图 4(a)中实线所示,峰值出现在 784 nm 处,所对应的基波中心波长为 1568 nm。谐波脉冲的自相关曲线如图 4(c)所示,脉冲的 FWHM 为 79 fs。此时,入射功率为 9.8 mW,晶体中平均光束半径为 1123 μm ,峰值功率密度为 4.3 GW/cm^2 。图 4(b)为出射功率与转换效率随入射功率的变化曲线,入射功率范围在 5~50 mW 区间,所对应的峰值功率密度为 3.85~38.5 GW/cm^2 。当入射功率小于 30 mW 时,出射功率随入射功率的增大而线性增大,转换效率为 54%;当入射功率大于 30 mW 后,转换效率有所降低,约为 44%。总体来说,转换效率很高,倍频转换非常充分。

根据第 2 节所描述飞秒脉冲的倍频方程进行数值模拟,参数设置与实验条件一致,得到的模拟光谱如图 4(a)中虚线所示,谱宽为 17.7 nm。在实验所得的光谱曲线中[图 4(a)所示实线],峰值右侧有一凸起的小峰,光谱整体在从单峰向双峰乃至多峰的演变中,所以实际谱宽比模拟所得的要大,这应该是由高峰值功率引起的三阶非线性效应造成的,而模拟中所用的三阶非线性系数 n_2 可能偏小。模拟的谐波脉冲时域图如图 4(d)所示,其 FWHM 为 81.8 fs,与实验中脉冲宽度 79 fs 吻合得很好。

在相同实验条件下,将入射光调整为 e 光偏振,进行了 0 型倍频实验,获得的谐波光谱如图 5(a)中实线所示。光谱宽度为 2.1 nm,峰值出现在 772 nm,对应基波中心波长为 1544 nm。此时脉冲入射峰值功率密度为 3.7 GW/cm^2 。出射功率与转换效率随入射功率的变化曲线如图 5(b)所示,与 I 型倍频出射功率与入射功率几乎成线性关系不同,这里出射功率随入射功率的增大呈二次曲线增长,而转换效率则逐渐降低,最高时为 40%,最低时为 22%。

模拟所得的光谱如图 5(a)中虚线所示,谱宽为 1.3 nm,小于实际所得谱宽(2.1 nm),应该也是由于三阶非线性效应造成的。模拟所得的谐波脉冲时域图如图 5(c)所示,可以看出此时脉冲由于走离效应已经严重变形,不是标准的脉冲形状。

I 型和 0 型倍频的实验结果与第 2 部分的理论预测结果基本一致。I 型倍频中基波脉冲的各个波长成分都进行了有效倍频,谱宽达到 28 nm,对应的 QPM 带宽(针对基波波长)为 56 nm,转换效率最高

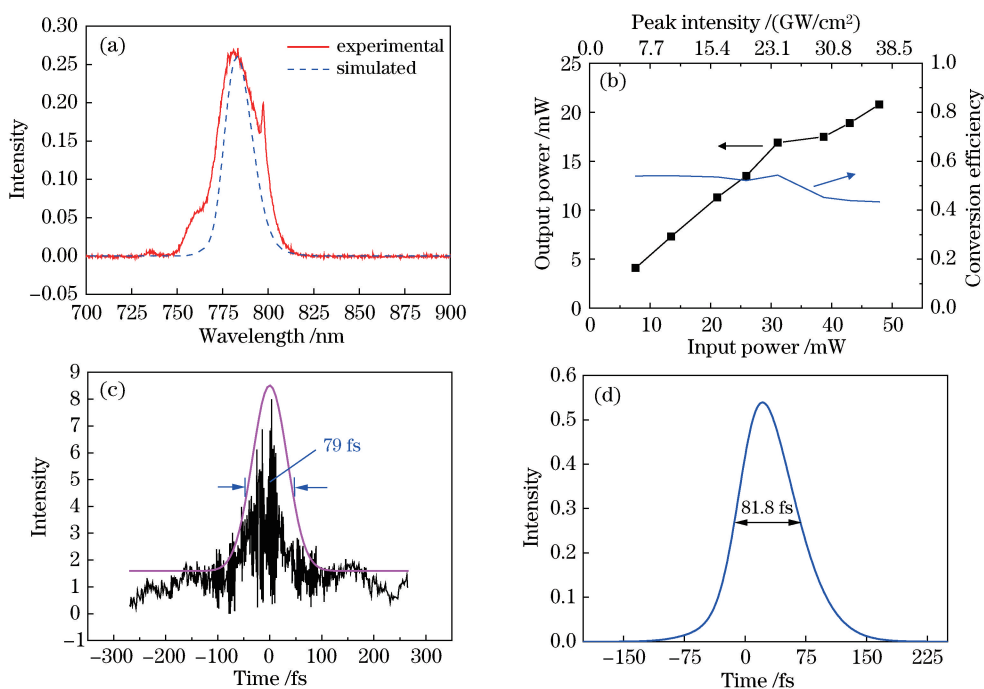


图 4 I 型倍频(o+o-e)。(a)实验与模拟所得谐波光谱图;(b)出射功率与转换效率随入射功率的变化曲线;
(c)谐波脉冲自相关曲线;(d)模拟所得谐波脉冲时域图

Fig. 4 SHG of type I (o+o-e). (a) Spectra of experimental and simulated SH; (b) output power and conversion efficiency versus incident power; (c) auto-correlation curve of SH pulses; (d) time-domain figure of simulated SH pulses

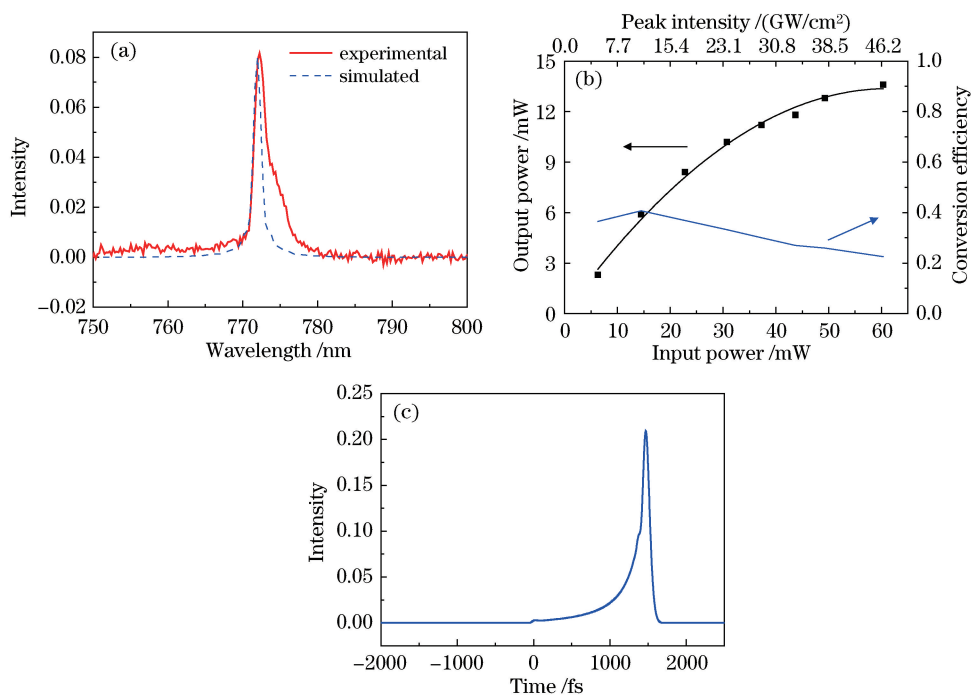


图 5 0 型倍频(e+e-e)。(a)实验与模拟所得谐波光谱图;(b)出射功率与转换效率随入射功率的变化曲线;
(c)模拟所得谐波脉冲时域图

Fig. 5 SHG of type 0(e+e-e). (a) Spectra of experimental and simulated SH; (b) output power and conversion efficiency versus incident power; (c) time-domain figure of simulated SH pulses

达到 54%;0 型倍频尽管最高效率也达到了 40%,但是谐波谱宽仅有 2.1 nm,确实仅有中心波长进行了有效倍频。

4 脉冲光谱与时域波形的演变分析

为了更加清晰地了解飞秒脉冲倍频过程中基波和谐波脉冲的演化情况,根据实验条件设定模拟参数,I型倍频中入射功率为 9.8 mW,对应峰值功率密度为 4.3 GW/cm^2 ;0型倍频中入射功率为 8.4 mW,对应峰值功率密度为 3.7 GW/cm^2 。据此对基波和谐波脉冲光谱形状与时域波形的演变做了进一步的分析。

4.1 光谱演变

I型与0型倍频基波和谐波的光谱演化如图6所示。模拟中I型倍频基波中心波长设在 1568 nm,0型倍频设在 1544 nm,与实验相一致。从图6(b)可以看出,I型倍频中谐波光谱在传播过程中宽度几乎不变,到了 5 mm 传播长度处,光谱的 FWHM 为 17.7 nm,整个光谱曲线包含的波长范围为 770~800 nm,宽度足有 30 nm;参与有效倍频的基波波长范围为 1540~1600 nm,即 QPM 带宽达到 60 nm。根据第2部分的理论依据可发现 1540~1600 nm 之间 60 nm 范围内基波与谐波相位失配量的变化极小,可用同一 QPM 周期来实现有效倍频;而第3部分实验中得到实际的 QPM 带宽为 56 nm,与此处结论皆一致。从图6(d)可以看出,0型倍频中谐波光谱在传播过程中逐渐变窄,最后谱宽仅有 1.3 nm,仅中心波长附近的成分进行了有效转化。本课题组在既往研究中推导过相关公式,当飞秒脉冲仅能实现中心波长相位匹配时,光谱形状随着传播长度增加会被逐渐压窄^[17]。若能同时实现多波长成分相位匹配,则能实现随传播长度增加光谱形状保持不变的目标。

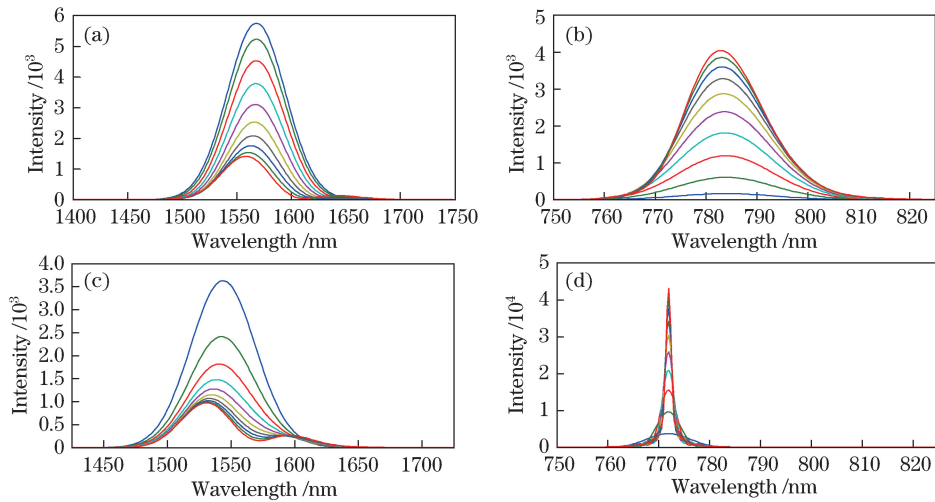


图6 (a) I型(o+o-e)倍频基波光谱演化图;(b) I型(o+o-e)倍频谐波光谱演化图;
(c) 0型(e+e-e)倍频基波光谱演化图;(d) 0型(e+e-e)倍频谐波光谱演化图

Fig. 6 (a) Spectral evolution of fundamental wave in type I (o+o-e) SHG; (b) spectral evolution of SH in type I (o+o-e) SHG; (c) spectral evolution of fundamental wave in type 0 (e+e-e) SHG; (d) spectral evolution of SH in type 0 (e+e-e) SHG

4.2 时域波形演变

时间轴上 $t=0$ 的位置代表传播过程中基波脉冲中心所在,时域图中所有脉冲位置都以此为参照。由于谐波脉冲的群速度小于基波脉冲,所以在传播过程中谐波脉冲逐渐落后。I型倍频中,群速度走离参量为 100 fs/cm ,也就是说每传播 1 cm,谐波脉冲与基波脉冲分离 100 fs,实验所用晶体的长度为 5 mm,所以最终得到的分离量仅为 50 fs 左右。从图7(b)、(e)可以看出,随着传播长度的增加,谐波脉冲在时间轴上移动得很少,当走完整个 5 mm 长度时,基波脉冲与谐波脉冲仍然保持着良好的交叠。而在0型倍频中,群速度走离参量为 3100 fs/cm ,经过 5 mm 的传播长度,分离量达到 1550 fs。从图7(d)、(f)可以看出,谐波脉冲在传播过程中逐渐往 $t>0$ 一侧偏移,最后输出的谐波脉冲几乎完全与基波脉冲分离,形状很不规则,带有一个长长的拖尾。

4.3 三阶非线性效应对谐波光谱的影响

模拟中使用的 Mg:PPLN 的三阶非线性系数 n_2 为 $1 \times 10^{-13} \text{ m}^2/\text{W}$ 。当使用与实验条件一致的入射功率时,不论是 I 型倍频还是 0 型倍频,在有无三阶非线性的情况下光谱的变化均很小,所以需要将模拟的入

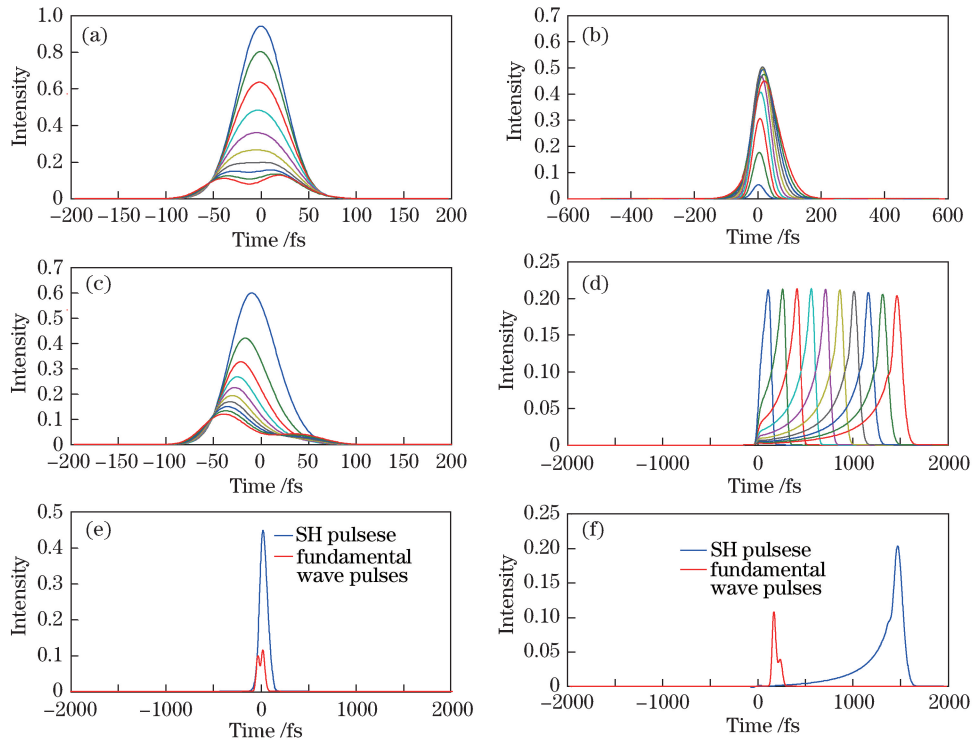


图 7 (a) I 型倍频(o+o-e)基波脉冲时域演化图;(b) I 型倍频(o+o-e)谐波脉冲时域演化图;
 (c) 0 型倍频(e+e-e)基波脉冲时域演化图;(d) 0 型倍频(e+e-e)谐波脉冲时域演化图;
 (e) I 型倍频最后输出的基波脉冲与谐波脉冲交叠图;(f) 0 型倍频最后输出的基波脉冲与谐波脉冲交叠图

Fig. 7 (a) Temporal evolution of fundamental wave in type I (o+o-e) SHG; (b) temporal evolution of SH in type I (o+o-e) SHG; (c) temporal evolution of fundamental wave in type 0 (e+e-e) SHG; (d) temporal evolution of SH in type 0 (e+e-e) SHG; (e) final temporal shapes of fundamental wave and SH pulses in type I SHG; (f) final temporal shapes of fundamental wave and SH pulses in type 0 SHG

射功率提高。I 型倍频入射功率提高到实验条件(入射功率为 9.8 mW, 对应峰值功率密度为 4.3 GW/cm²) 的 3 倍时, 三阶非线性效应的作用才开始表现出来, 所以选取入射功率为实验条件的 3、3.5、4 倍(对应入射功率分别为 29.4、34.3、39.2 mW; 峰值功率密度分别为 12.9、15.1、17.2 GW/cm²) 3 种情况进行分析, 结果如图 8(a)、(b)、(c)所示; 而 0 型倍频入射功率提高到实验条件(入射功率为 8.4 mW, 对应峰值功率密度为 3.7 GW/cm²) 的 3.5 倍时, 三阶非线性效应的作用才表现出来, 所以选取入射功率为实验条件的 3.5、4、5 倍(对应入射功率分别为 29.4、33.6、42.0 mW; 峰值功率密度分别为 13.0、14.8、18.5 GW/cm²) 3 种情况来进行分析, 结果如图 8(d)、(e)、(f)所示。由此可以看出, 飞秒脉冲倍频模拟中所使用的三阶非线性系数 $n_2 = 1 \times 10^{-13} \text{ m}^2/\text{W}$ 可能还是偏小, 实际实验中三阶非线性效应要更强。

在 I 型倍频中, 入射功率为实验条件的 3 倍时, 在有二阶非线性情况下比无二阶非线性谐波光谱底部明显展宽, 而且有出现边峰的趋势; 当入射功率增大到 3.5 倍时, 左边的边峰开始显现出来; 当入射功率达到 4 倍时, 已经是明显的三峰结构。存在二阶非线性效应时这种光谱展宽并且由单峰向多峰演变的趋势明显加快。在 0 型倍频中, 入射功率为实验条件的 3.5 倍时, 在有二阶非线性情况下比无二阶非线性光谱峰值强度有所下降, 略微展宽; 当入射功率增大到 4 倍时, 光谱顶部左侧有小峰隆起的迹象; 当入射功率达到 5 倍时, 光谱裂变成双峰结构。可见随着入射功率增大, 二阶非线性效应增强, 光谱也出现展宽现象并且逐渐裂变成多峰结构。

5 结 论

本文分析了不同偏振入射情况下飞秒脉冲倍频中光谱形状和时域波形的演变趋势。对 I 型和 0 型倍频进行了对比实验, 验证了理论部分所提出的飞秒脉冲倍频的关键问题, 即频域上多波长成分同时相位匹配和

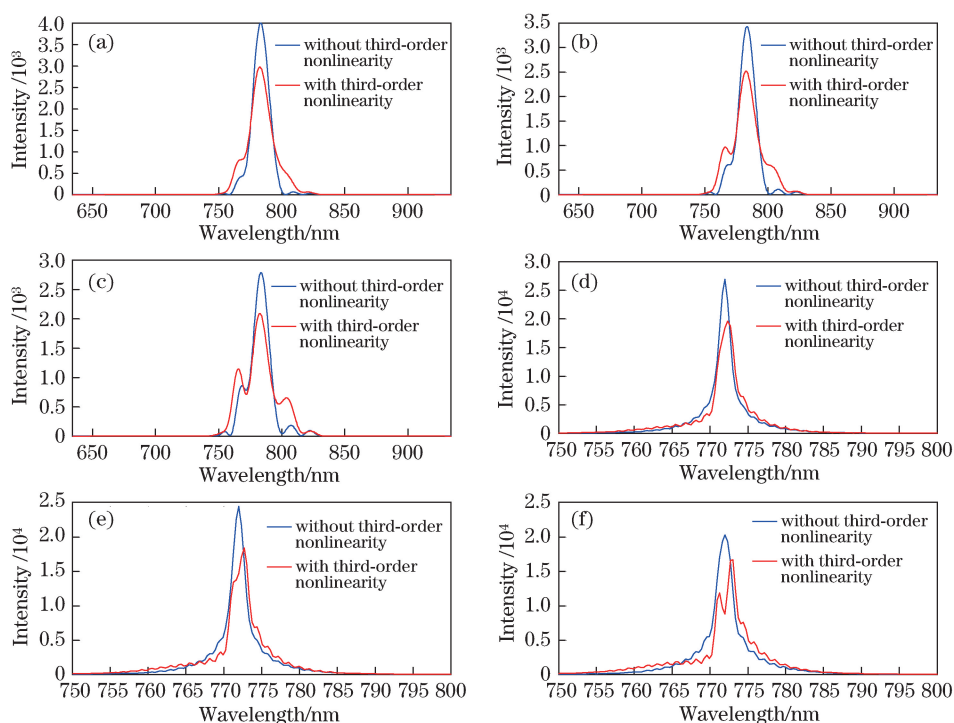


图 8 I 型倍频($o+o-e$)在有/无三阶非线性情况下的谐波光谱:(a)模拟入射功率为实验入射功率的 3 倍;
(b)模拟入射功率为实验入射功率的 3.5 倍;(c)模拟入射功率为实验入射功率的 4 倍;
0 型倍频($e+e-e$)在有/无三阶非线性情况下的谐波光谱:(d)模拟入射功率为实验入射功率的 3.5 倍;
(e)模拟入射功率为实验入射功率的 4 倍;(f)模拟入射功率为实验入射功率的 5 倍

Fig. 8 Contrast figure of SHG spectra with third-order nonlinearity and without third-order nonlinearity in type I SHG ($o+o-e$):
(a) Simulated incident power is three times of experimental incident power; (b) simulated incident power is three point five times of experimental incident power; (c) simulated incident power is four times of experimental incident power; contrast figure of SHG spectra with third-order nonlinearity and without third-order nonlinearity in type 0 SHG ($e+e-e$):
(d) simulated incident power is three point five times of experimental incident power; (e) simulated incident power is four times of experimental incident power; (f) simulated incident power is five times of experimental incident power

时域上基波与谐波脉冲的群速度匹配。I 型倍频中得到了谱宽为 28 nm 的宽谱脉冲,脉宽为 79 fs;0 型倍频中得到了谱宽为 2.1 nm 的脉冲。所进行的飞秒脉冲倍频实验转换效率高,转化充分,并且入射峰值功率密度都在 GW/cm^2 量级,符合飞秒脉冲的实际应用场景,希望能给飞秒脉冲的频率转换研究及其在多光子成像、生物医学、材料特性分析等方面的具体应用提供参考。

致谢 感谢厦门市留学人员科研项目的资助。

参 考 文 献

- [1] Peng Tianduo, Liu Bowen, Zhang Juhui, *et al.* Generation of few-cycle femtosecond pulses via coherent synthesis based on self-frequency-shifted solitons in all-solid-state photonic bandgap fiber[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(7): 0702006. 彭天铎, 刘博文, 张巨慧, 等. 基于全固光子带隙光纤中自频移孤子的相干合成产生少周期飞秒激光脉冲[J]. 中国激光, 2015, 42(7): 0702006.
- [2] Ren Jun, Wu Sida, Cheng Zhaochen, *et al.* Mode-locked femtosecond erbium-doped fiber laser based on graphene oxide versus semiconductor saturable absorber mirror[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(6): 0602013. 任 军, 吴思达, 程昭晨, 等. 基于氧化石墨烯与半导体可饱和吸收镜的锁模飞秒掺铒光纤激光器[J]. 中国激光, 2015, 42(6): 0602013.
- [3] Wang X, Yan L, Si J, *et al.* High-frame-rate observation of single femtosecond laser pulse propagation in fused silica using an echelon and optical polarigraphy technique[J]. Appl Opt, 2014, 53(36): 8395-8399.
- [4] Yu H, Wang X, Zhang H, *et al.* Linearly-polarized fiber-integrated nonlinear CPA system for high-average-power

- femtosecond pulses generation at 1.06 μm [J]. *J Lightwave Technol*, 2016, 34(18): 4271-4277.
- [5] Yang Chunhui, Sun Liang, Leng Xuesong, *et al.* Photorefractive nonlinear optical material lithium niobate crystal[M]. Beijing: Science Press, 2009: 237.
杨春晖, 孙亮, 冷雪松, 等. 光折变非线性光学材料铌酸锂晶体[M]. 北京: 科学出版社, 2009: 237.
- [6] Mizuuchi K, Yamamoto K, Kato M, *et al.* Broadening of the phase-matching bandwidth in quasi-phase-matched second-harmonic generation[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1994, 30(7): 1596-1604.
- [7] Bortz M L, Fujimura M, Fejer M M. Increased acceptance bandwidth for quasi-phase-matched second harmonic generation in LiNbO_3 waveguides[J]. *Electron Lett*, 1994, 30(1): 34-35.
- [8] Fujioka N, Ashihara S, Ono H, *et al.* Group-velocity-matched noncollinear second-harmonic generation in quasi-phase matching[J]. *J Opt Soc Am B*, 2005, 22(6): 1283-1289.
- [9] Das R, Thyagarajan K. Broadening of the phase-matching bandwidth in quasi-phase-matched second-harmonic generation using GaN-based bragg reflection waveguide[J]. *Opt Lett*, 2007, 32(21): 3128-3130.
- [10] Chen L, Lu S, Wang Y, *et al.* Bandwidth broadening and spectrum tailoring of second-harmonic generation in transversely nonuniform quasi-phase-matching gratings with spatial spectral dispersion[J]. *Optik*, 2015, 126: 5149-5153.
- [11] Yu N E, Ro J H, Cha M, *et al.* Broadband quasi-phase-matched second-harmonic generation in MgO-doped periodically poled LiNbO_3 at the communications band[J]. *Opt Lett*, 2002, 27(12): 1046-1048.
- [12] Yu N E, Kurimura S, Kitamura K, *et al.* Efficient frequency doubling of a femtosecond pulse with simultaneous group-velocity matching and quasi phase matching in periodically poled, MgO-doped lithium niobate[J]. *Appl Phys Lett*, 2003, 82(20): 3388-3390.
- [13] Zhang J, Chen Y, Lu F, *et al.* Effect of MgO doping of periodically poled lithium niobate on second-harmonic generation of femtosecond laser pulses[J]. *Appl Opt*, 2007, 46(32): 7792-7796.
- [14] Zhang J, Chen Y, Lu F, *et al.* Flexible wavelength conversion via cascaded second order nonlinearity using broadband SHG in MgO-doped PPLN[J]. *Opt Express*, 2008, 16(10): 6957-6962.
- [15] Zheng Z, Weiner A M, Parameswaran K R, *et al.* Femtosecond second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate waveguides with simultaneous strong pump depletion and group-velocity walk-off[J]. *J Opt Soc Am B*, 2002, 19(4): 839-848.
- [16] Zelmon D E, Small D L, Jundt D. Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol. % magnesium oxide-doped lithium niobate[J]. *J Opt Soc Am B*, 1997, 14(12): 3319-3322.
- [17] Jiang Baohua, Huang Zhangchao, Lü Fuyun. Numerical simulation of frequency doubling of femtosecond pulses[J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2013, 30(4): 466-472.
姜宝华, 黄章超, 吕福云. 飞秒激光脉冲倍频特性的数值模拟[J]. *量子电子学报*, 2013, 30(4): 466-472.