

用反射式达曼光栅产生飞秒激光双脉冲

刘文军^{1,2)†} 白冰²⁾ 周常河²⁾ 曲士良¹⁾ 戴恩文²⁾ 李国伟²⁾

1) 哈尔滨工业大学光电科学系(威海), 威海 264209)

2) 中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

(2006 年 8 月 17 日收到, 2006 年 10 月 16 日收到修改稿)

采用反射式达曼光栅建立了一种产生飞秒激光双脉冲的新装置. 由于采用反射式结构, 避免了材料色散和吸收导致的脉冲畸变, 并构建了一台二次谐波-频率分辨光学开关装置对产生的双脉冲进行了测量. 实验结果表明可以实现脉冲强度相等、时间宽度相同、不同间隔的双脉冲输出. 产生双脉冲的装置在飞秒激光领域有着应用的价值.

关键词: 飞秒激光双脉冲, 达曼光栅, 二次谐波-频率分辨光学开关

PACC: 4280W, 4280F

1. 引言

飞秒激光脉冲的时间宽度极窄而强度极高, 因而成为揭示光与物质相互作用的有力工具, 被广泛应用于物理、化学、生物学等领域^[1-5]. 然而, 由于飞秒脉冲的时间宽度极短而光谱范围极宽, 当飞秒脉冲被应用于泵浦探测领域时, 它的光谱分辨率并不高, 如果对所使用的飞秒脉冲进行适当地时间延迟和选择形成双脉冲序列, 从而产生光谱干涉用于光谱分析则可以产生很高的光谱分辨率^[6-9]. 此外, 飞秒激光双脉冲序列也被应用于微加工领域^[10, 11]. 在飞秒脉冲测量装置, 如光谱干涉法(SPIDER)和频率分辨光学开关法(FROG)中, 也都要用到双脉冲^[12-14].

产生飞秒激光双脉冲的常用方法是采用自相关仪式结构, 用分光镜将入射的飞秒脉冲一分为二, 其中的一束经过固定臂, 另一束经过延迟臂, 经两臂反射回来的光脉冲在分光镜中重新汇合形成共线的双脉冲. 飞秒脉冲经过分光镜时由于材料的色散和吸收必将导致脉冲畸变^[15], 从而使得反射脉冲和透射脉冲在脉冲强度上并不相等, 脉冲的时间宽度也不相同. 为了避免材料色散的影响, 对分光镜的厚度有

着特定的要求, 一些严格的实验要求使用 $2\ \mu\text{m}$ 厚的分光镜^[16], 要获得这么薄的分光镜是很困难的^[17]. Li 提出了用反射式达曼光栅分光的方案^[18], 并证明了光栅引入的脉冲展宽量比分光镜小的多, 同时避免了材料色散的影响. 在白冰工作的基础上改进了利用反射式达曼光栅产生飞秒激光双脉冲的装置, 该装置是全反射式结构, 不含透射元件, 因此没有材料色散和吸收的影响, 可以实现等强度和等宽度的双脉冲输出. 双脉冲的宽度和间隔可以根据需要进行调节. 并对产生的双脉冲进行了测量, 实验结果表明产生的双脉冲效果很好.

2. 理 论

达曼光栅是一种特殊的二元位相光栅, 它可以按照要求把入射光分成强度均匀、间隔相同的阵列^[19, 20]. 文献^[21, 22]详细讨论了脉冲在光栅对中角色散的产生及补偿原理. 设入射光是具有线性啁啾的高斯脉冲, 即

$$E_i(t) = \exp[-2\ln 2 (t/\tau_{\text{FWHM}})^2] \exp(ibt^2), \quad (1)$$

当光线经过光栅对后沿原路返回时, 出射光场和入射光场的关系为^[21, 22]

$$E(x, y, \omega) = E_i(\omega) \exp(ik\beta^2 \omega^2 z) \exp\left\{-i \frac{k}{2} \left[\frac{x^2}{q(d+z_1+z_2+2\alpha^2 z)} + \frac{y^2}{q(d+z_1+z_2+2z)} \right]\right\}, \quad (2)$$

† E-mail: liuwenjun86@yahoo.com.cn, liuwenjun86@163.com

$E_i(\omega)$ 是 $E_i(t)$ 的傅里叶变换, k 为波数, $\beta = -m\lambda_0^2(2\pi cd\cos\theta)$, m 是第 m 级衍射级次, λ_0 为光束的中心波长, c 是光速, d 是光栅常数, θ 为光束的衍射角; z_2 是沿入射光束方向上的坐标, z, z_1 是光束经过第一个和第二个光栅后沿光束方向上的坐

标, $E(x, y, \omega)$ 是垂直于光束传播方向的电场分布, $q(z) = z + i\pi\sigma^2/\lambda$; $\alpha = -\cos\gamma/\cos\theta$, γ 为光束的入射角.

对(2)式进行傅里叶逆变换, 对应的输出脉冲在时域的场分布为

$$E(x, y, t) = \exp\left\{-\frac{ik}{2}\left[\frac{x^2}{q(d+z_1+z_2+2\alpha^2z)} + \frac{y^2}{q(d+z_1+z_2+2z)}\right]\right\} \times \exp\left(\frac{-2\ln 2t^2}{\tau^2}\right) \exp(ibt^2) \otimes \exp\left(\frac{-it^2}{4k\beta^2z}\right), \quad (3)$$

$$\left[\exp\left(\frac{-2\ln 2t^2}{\tau^2}\right) \exp(ibt^2)\right] \otimes \exp\left(\frac{-it^2}{4k\beta^2z}\right) = \exp\left\{\left[\frac{-2\ln 2}{64k^2\beta^4z^2\ln^2 2/\tau^2 + (4bk\beta^2z-1)^2\tau^2}\right]t^2\right\} \times \exp\left\{i\left[\frac{-16k\beta^2z\ln^2 2 - b^2(4k\beta^2z)\tau^4 + b\tau^4}{64k^2\beta^4z^2\ln^2 2 + (4bk\beta^2z-1)^2\tau^4}\right]t^2\right\}, \quad (4)$$

$$z = \frac{L}{\cos 2\theta}, \quad (5)$$

L 为分束光栅及色散补偿光栅之间的水平距离. 把(4)式和(5)式代入(3)式, 可得输出场为

$$E(x, y, t) = \exp\left\{-\frac{ik}{2}\left[\frac{x^2}{q(d+z_1+z_2+2\alpha^2z)} + \frac{y^2}{q(d+z_1+z_2+2z)}\right]\right\} \times \exp\left\{\frac{-2\ln 2t^2}{\left[4bk\beta^2(L/\cos 2\theta) - 1\right]^2\tau_{\text{FWHM}}^2 + 64\ln^2 2k^2\beta^4L^2(\tau_{\text{FWHM}}^2\cos^2 2\theta)}\right\} \times \exp\left\{\frac{i\left[-16k\beta^2\left(\frac{L}{\cos 2\theta}\right)\ln^2 2 - 4b^2k\beta^2\left(\frac{L}{\cos 2\theta}\right)\tau_{\text{FWHM}}^4 + b\tau_{\text{FWHM}}^4\right]t^2}{64k^2\beta^4\left(\frac{L}{\cos 2\theta}\right)^2\ln^2 2 + \left(4b \cdot k\beta^2\left(\frac{L}{\cos 2\theta}\right) - 1\right)^2\tau^4}\right\}. \quad (6)$$

由(6)式得出, 当脉冲进入一对平行放置的完全相同的光栅对沿原路返回时输出脉冲宽度 τ_{out} 为

$$\tau_{\text{out}} = \sqrt{\left[4bk\beta^2(L/\cos 2\theta) - 1\right]^2\tau_{\text{FWHM}}^2 + \frac{64\ln^2 2k^2\beta^4L^2}{\tau_{\text{FWHM}}^2\cos^2 2\theta}}. \quad (7)$$

当宽度为 70 fs 的输入脉冲正入射到达曼光栅, 啁啾量 b 为 -0.0004 rad/fs^2 , 达曼光栅周期分别为 10, 25, 100 μm 时, 输出脉冲的宽度与 L 之间的关系如图 1 所示.

对于入射光是无啁啾的高斯脉冲而言, 与上面的推导过程类似, 可以得到输出脉冲宽度 τ_{out} 为

$$\tau_{\text{out}} = \sqrt{\tau_{\text{FWHM}}^2 + \frac{64\ln^2 2k^2\beta^4L^2}{\tau_{\text{FWHM}}^2\cos^2 2\theta}}. \quad (8)$$

当宽度为 70 fs 的无啁啾高斯脉冲正入射到达曼光栅, 达曼光栅周期分别为 10, 25, 100 μm 时, 输出脉冲的宽度与光栅对间距 L 之间的关系如图 2 所示.

对比图 1 和图 2 可以看出, 入射脉冲分别为无啁啾和线性啁啾的高斯脉冲时, 输出脉冲宽度随光栅对间距 L 的变化关系是不同的. 无啁啾的输入脉

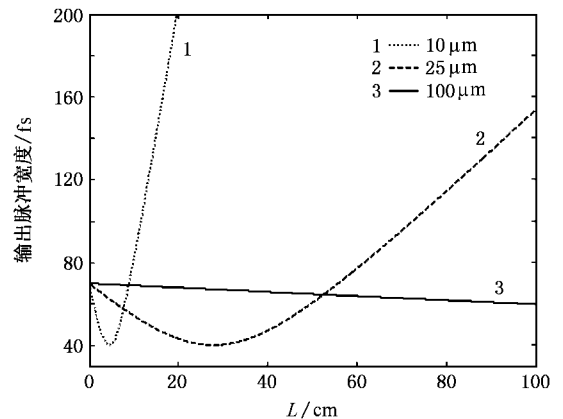


图 1 入射脉冲为线性啁啾的高斯脉冲时, 输出脉冲宽度随光栅对间距 L 的变化

冲, 经过光栅对产生的双脉冲宽度将被展宽, 具有线

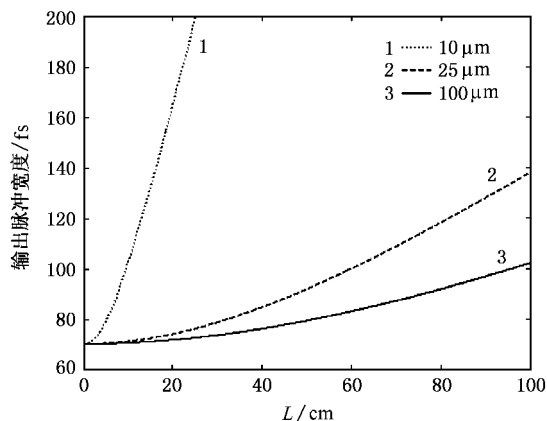


图2 入射脉冲为无啁啾的高斯脉冲时,输出脉冲宽度随光栅对间距 L 的变化

性啁啾的入射脉冲经过光栅对后,输出双脉冲的宽度可以随光栅对间距的增加先被压缩然后被展宽.

3. 实 验

实验中使用的达曼光栅是按照标准的二元光学制作方法,利用实验室已经制作好的光栅模板,对镀铬玻璃板进行曝光、显影、去胶、去铬、湿法腐蚀,在玻璃底片上加工出中心波长为 810 nm ,周期为 $25\text{ }\mu\text{m}$ 的 1×2 反射型达曼光栅,光栅的表面镀金膜.实验装置如图3所示,入射飞秒激光脉冲照射到第一个达曼光栅 G_1 上,被分成光强相同的两部分,产生 $+1$ 和 -1 级衍射.由于光栅的衍射作用会引入角色散,两束光分别入射到另外的达曼光栅 G_2 和 G_3 上进行角色散补偿,再经过反射镜 M_1, M_2 被反射回来,让反射镜有一定角度的倾斜,从而可以把入射光和反射光分开,两束反射光重新汇合在第一个光栅 G_1 上并被反射出来形成双脉冲.光栅 G_2 和 G_3 到光栅 G_1 的距离保持相同,以保证产生的双脉冲宽度相同;其中光栅 G_1 固定在移动平台上,通过移动 G_1 可以改变输出脉冲的宽度;色散补偿光栅 G_3 和平面镜 M_2 为固定臂,光栅 G_2 和平面镜 M_1 作为移动臂,通过横向移动平面镜 M_1 的位置可以调节脉冲对之间的时间间隔,设固定臂和移动臂之间的光程差为 X ,则产生的双脉冲之间的时间间隔为 $T = 2X/c$, c 为光速.

实验中移动臂 M_1 的最大可移动长度为 12.5 cm ,可移动的最小距离为 $1\text{ }\mu\text{m}$,产生的双脉冲输入到搭建的二次谐波-频率分辨光学开关装置中

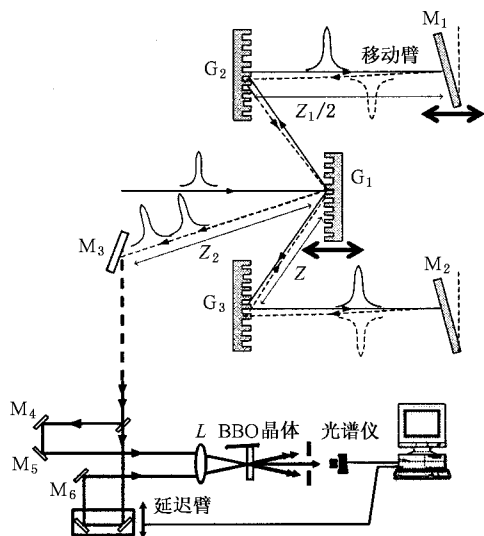


图3 飞秒激光双脉冲的产生及测量装置示意图 $G_1—G_3$ 为达曼光栅, $M_1—M_6$ 为反射镜, L 为会聚透镜,实线为入射脉冲,虚线为输出脉冲

进行测量,非线性晶体 BBO 的厚度为 $100\text{ }\mu\text{m}$.首先用二次谐波-频率分辨光学开关装置对输入脉冲进行测量,测量结果如图4所示,描述图的大小为 128×128 像素,输入脉冲的宽度为 70 fs ,中心波长为 813 nm ,带宽为 22 nm ,算法误差为 2.2% ,脉冲的时间带宽积为 0.9096 .从图4(b)中可以看出,输入脉冲为具有负啁啾的高斯脉冲.

当实验装置中的 $L = 30\text{ cm}$,固定臂和移动臂之间的光程差 X 约为 $50\text{ }\mu\text{m}$,用光谱仪拍摄的输出双脉冲的描述图及迭代运算结果如图5所示,输出双脉冲的脉冲宽度为 46 fs ,脉冲的间隔为 349 fs .从输出双脉冲的时域分布特性可以看出,双脉冲的强度相等,时间宽度相同.当 $L = 30\text{ cm}$ 时,由(7)式给出的输出脉冲宽度理论值为 44.6 fs ,理论值和实验值之间的相对误差为 3.1% ,误差较小.产生误差的主要原因可能是光栅对间距 L 和啁啾量 b 的测量不准确造成的.从理论上来说,在实际中两个补偿达曼光栅不完全相同及它们的调整状态不同时,产生的双脉冲会有差别,可以根据(7)式推算出当光栅 G_2 和 G_3 到光栅 G_1 的距离差 $\Delta L = 1\text{ cm}$ 时,输出双脉冲的宽度差为 0.4 fs ,由此可以看出调整状态和光栅质量稍微有些差别时对输出双脉冲宽度的影响极小.另外,在实验中迭代算法给出的双脉冲宽度和强度分别相同.因此,实验中光栅质量和调整状态引入的误差极其小,小于所用 FROG 的探测精度,所以实验结果中体现不出双脉冲的差别.保持 L 不变,改变

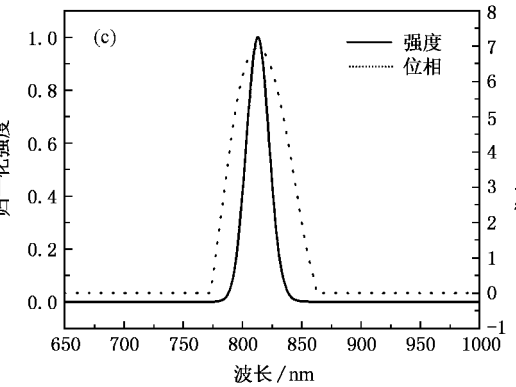
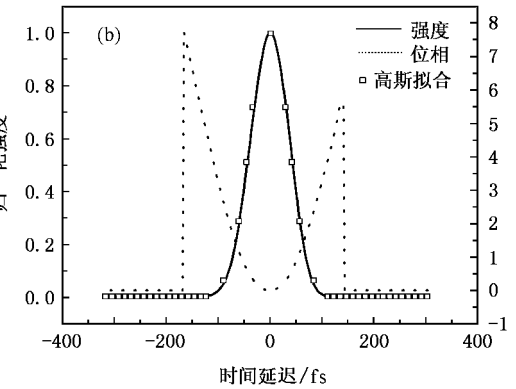
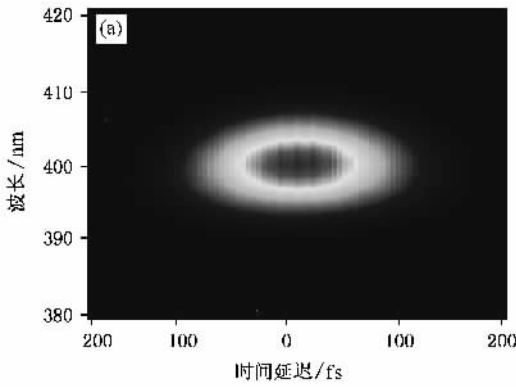


图4 输入单脉冲的时域和频域特性 (a)输入单脉冲的描述图 (b)输入单脉冲强度和位相在时域内的分布 (c)输入单脉冲的强度和位相在频域内的分布

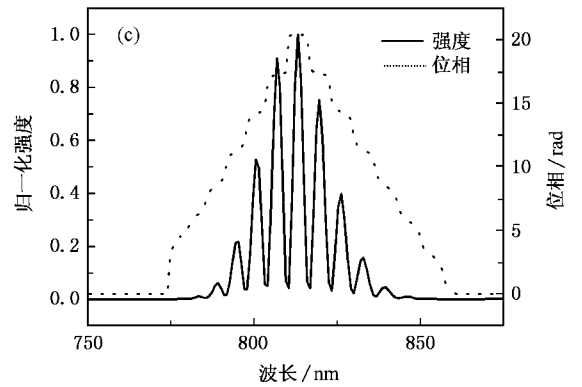
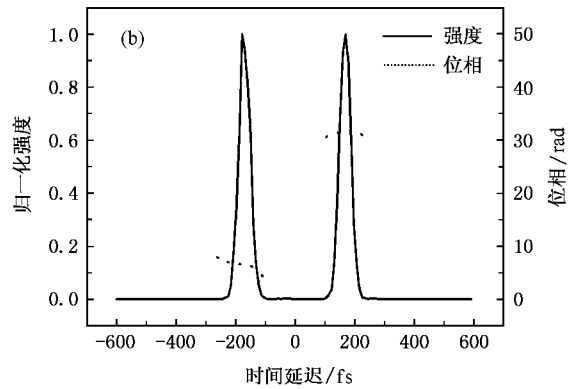
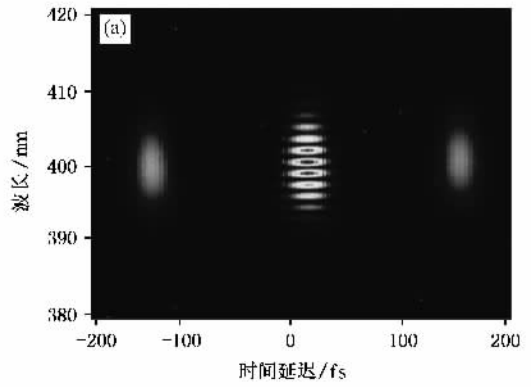


图5 $L = 30\text{ cm}$ 时输出双脉冲的测量结果 (a)输出双脉冲的描述图 (b)输出双脉冲的强度和位相在时域内的分布 (c)输出双脉冲的强度和位相在频域内的分布

固定臂和移动臂间的光程差 X , 当 $X = 0$ 时双脉冲重合为一个脉冲, 横向移动平面镜 M_1 可以使 X 连续变化, 从而产生任意间隔的双脉冲, 图 6 是脉冲宽度为 46 fs , 脉冲间隔分别为 150 fs 和 360 fs 的双脉冲描述图, 对描述图信号进行计算机迭代处理, 同样可以得到双脉冲的强度和位相在时域和频域内的详细分布信息.

光栅 G_1 和色散补偿光栅 G_2, G_3 之间距离为 $L = 48\text{ cm}$, 固定臂和移动臂的光程差 $X = 60\text{ }\mu\text{m}$, 输

出双脉冲的描述图如图 7(a) 所示, 对描述图进行迭代运算的结果如图 7(b), (c) 所示. 输出脉冲宽度为 60 fs , 脉冲之间的间隔为 400 fs . 当 $L = 48\text{ cm}$ 时, 由 (7) 式给出的输出脉冲宽度为 57.8 fs , 理论值和实验值之间的相对误差为 3.8% , 误差较小. 同时改变 L 和 X , 可以得到不同宽度和不同间隔的双脉冲, 脉冲宽度为 65 fs , 间隔为 450 fs 双脉冲的描述图和脉冲宽度为 50 fs , 间隔为 150 fs 双脉冲的描述图如图 8(a)(b) 所示.

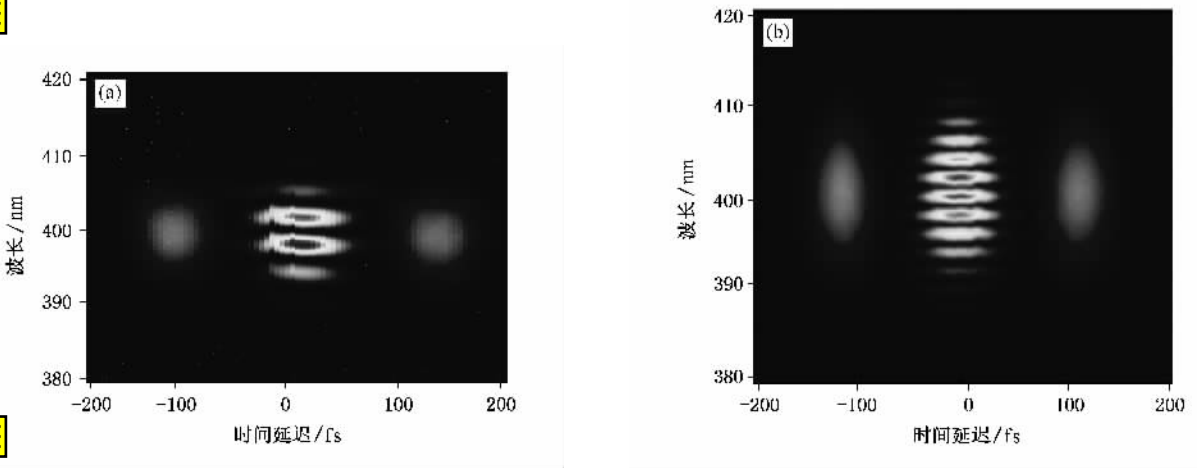


图 6 脉冲宽度为 46 fs,双脉冲间隔为 150 fs 时的描述图(a)和双脉冲间隔为 360 fs 时的描述图(b)

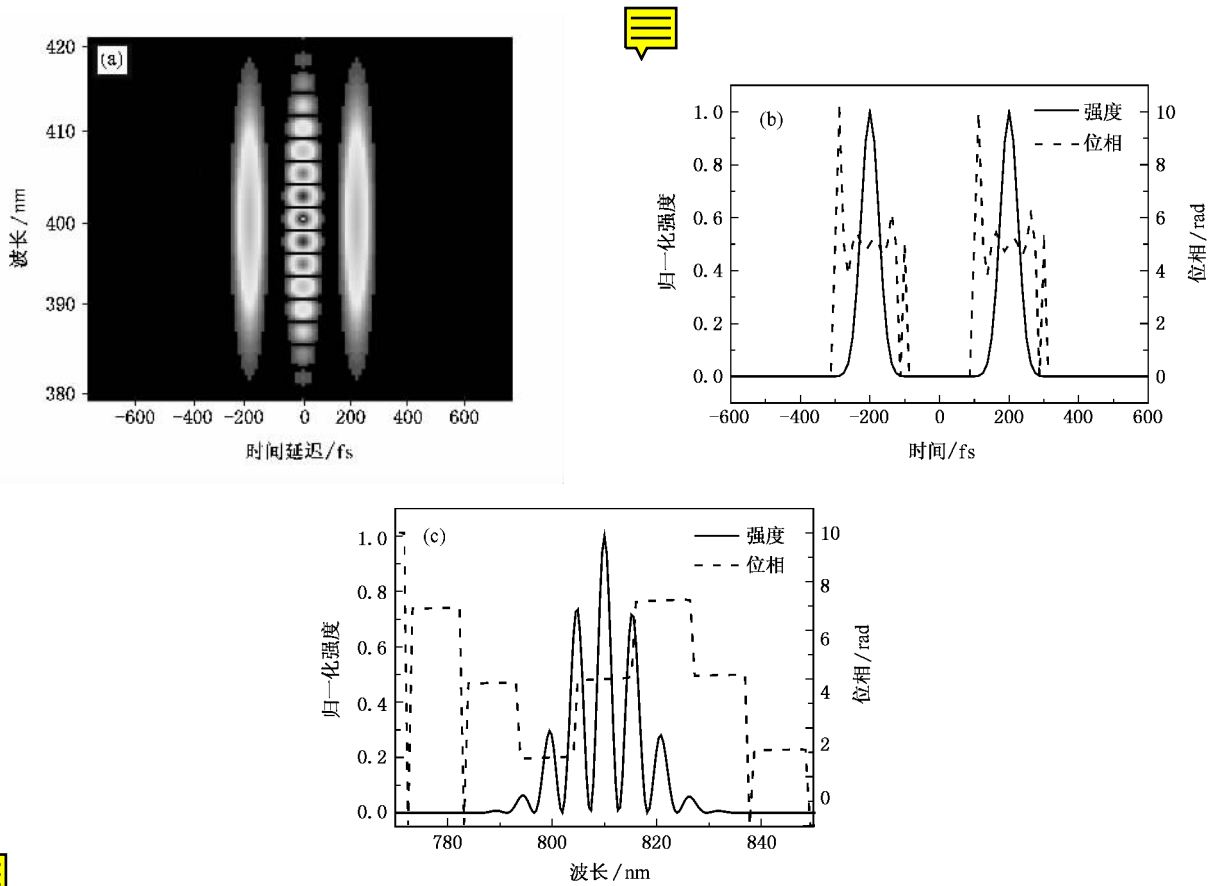


图 7 $L = 48\text{ cm}$, $X = 60\ \mu\text{m}$ 时输出双脉冲的测量结果 (a)输出双脉冲的描述图 (b)输出双脉冲的强度和位相在时域内的分布 (c)输出双脉冲的强度和位相在频域内的分布

根据(7)式,光栅 G_1 和色散补偿光栅 G_2, G_3 之间的距离为 $L = 55.7\text{ cm}$ 时,输出双脉冲的宽度为 70 fs ,等于输入脉冲的宽度 70 fs . 调节光栅 G_1 和色散补偿光栅 G_2, G_3 之间的距离 L 约为 55.7 cm , X 为 $30\ \mu\text{m}$ 时,实验中的描述图如图 9(a)所示,对描述图进行迭代运算的结果如图 9(b)(c)所示,输出双脉

冲宽度为 72 fs ,脉冲宽度的理论值与实验值的相对误差为 2.9% ,误差产生的主要原因可能也是光栅对间距 L 和啁啾量 b 的测量不准确造成的.

另外,用功率计测得实验过程中输入脉冲光束的平均功率约为 644 mW ,改变光栅对之间的距离及平面镜的位置时输出功率在 270 mW 附近波动,

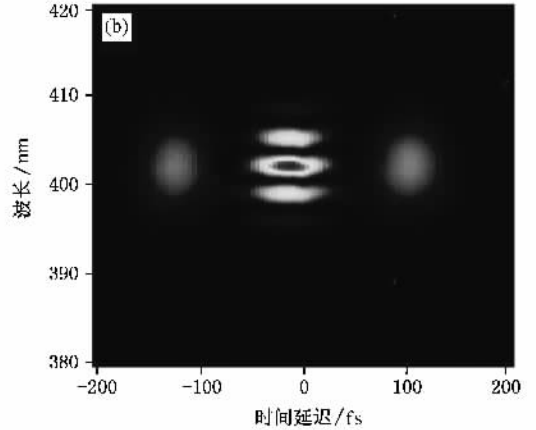
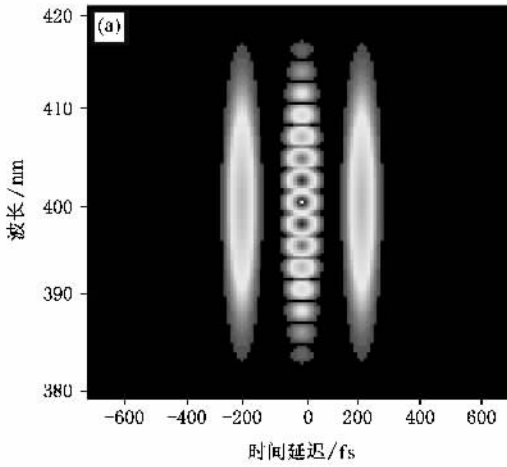


图 8 (a) 宽度为 65 fs ,间隔为 450 fs 双脉冲的描述图 (b) 宽度为 50 fs ,间隔为 150 fs 双脉冲的描述图

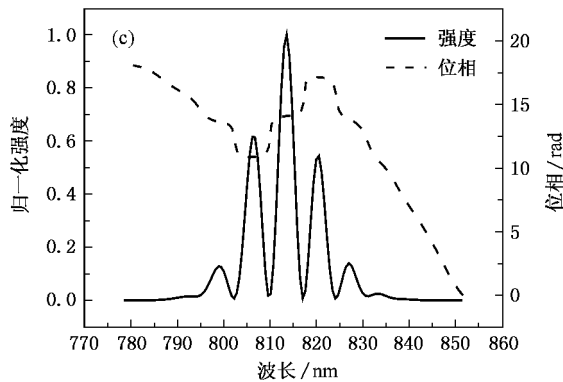
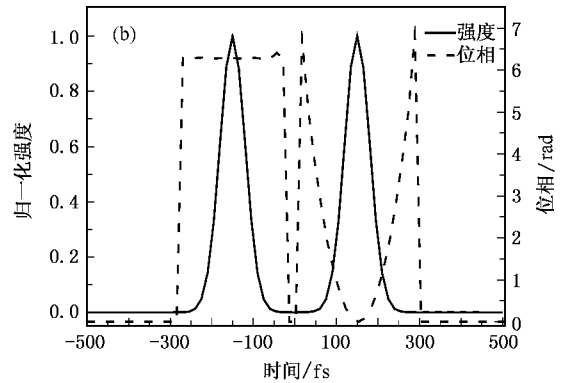
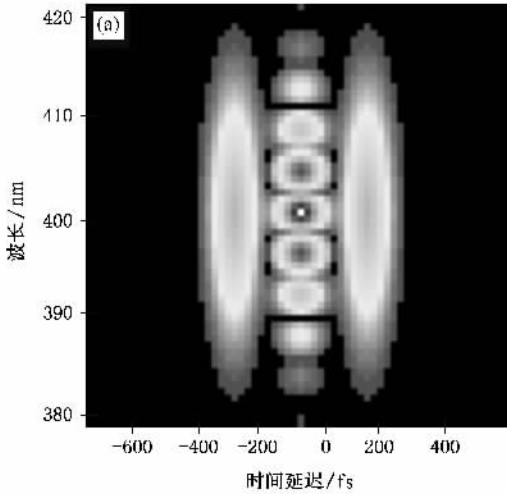


图 9 $L = 55.7 \text{ cm}$, $X = 30 \mu\text{m}$ 时输出双脉冲的测量结果 (a) 输出双脉冲的描述图 (b) 输出双脉冲的强度和位相在时域内的分布 (c) 输出双脉冲的强度和位相在频域内的分布

装置的光能效率约为 42% . 如果将普通的达曼光栅用闪耀式光栅代替 , 那么系统的光能效率可以得到显著的提高 .

4. 结 论

采用反射式达曼光栅产生了飞秒激光双脉冲并

进行了测量,实验结果与理论计算吻合的较好.实验结果表明可以实现强度相等、时间宽度相同、不同间隔的双脉冲输出.输出脉冲的宽度可以通过调节光栅 G_1 的位置而改变,双脉冲的间隔可以通过调节平面

镜 M_1 的位置而改变,并且飞秒激光双脉冲的产生过程中没有采用透射光学元件,从而避免了材料色散和吸收导致的脉冲畸变;另外,装置结构简单,成本低.该装置在飞秒激光领域有着一定的应用价值.

- [1] Zewail A H 2000 *J. Phys. Chem. A* **104** 5660
- [2] Zhu P P, Liu J S, Xu Z Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 803 (in Chinese) [朱频频、刘建胜、徐至展 2004 物理学报 **53** 803]
- [3] Xu S Z, Jia T Q, Sun H Y, Li X X, Cheng Z G, Feng D H, Li C B, Xu Z Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4146 (in Chinese) [徐世珍、贾天卿、孙海轶、李晓溪、程兆谷、冯东海、李成斌、徐至展 2005 物理学报 **54** 4146]
- [4] Osterholz J, Brandl F, Fischer T, Hemmers D, Cerchez M, Pretzler G, Willi O, Rose S J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 085002
- [5] Li C B, Jia T Q, Sun H Y, Li X X, Xu S Z, Feng D H, Wang X F, Ge X C, Xu Z Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 0217 (in Chinese) [李成斌、贾天卿、孙海轶、李晓溪、徐世珍、冯东海、王晓峰、葛晓春、徐至展 2006 物理学报 **55** 0217]
- [6] Luo M S, Chuang S L, Lien S, Planken P C, Brener I, Nuss M C 1993 *Phys. Rev. B* **48** 11043
- [7] Zhao Z X, Tong X M, Lin C D 2003 *Phys. Rev. A* **67** 043404
- [8] Iwai S, Ishige Y, Tanaka S, Okimoto Y, Tokura Y, Okamoto H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 057403
- [9] Daniel C, Full J, Gonzalez L, Lupulescu C, Manz J, Merli A, Vajda S, Woste L 2003 *Science* **299** 536
- [10] Ihtesham H C, X Xu 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 151110
- [11] Tetsuya N, Masanao K, Minoru O 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 251103
- [12] Iaconis C, Walmsley I A 1999 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-35** 501
- [13] Trebino Rick 2002 *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Boston : Kluwer Academic Publishers)
- [14] Wang Z H, Wei Z Y, Zhang J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1194 (in Chinese) [王兆华、魏志义、张 杰 2005 物理学报 **54** 1194]
- [15] Selcuk A, Mark K, Patrick O, Rick T 2003 *Opt. Express* **11** 68
- [16] Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, Stentz A, Windeler R S, Hall J L, Cundiff S T 2000 *Science* **288** 635
- [17] Kim J, Birge J R, Sharma V, Fujimoto J G, Kaertner F X, Scheuer V, Angelow G 2005 *Opt. Lett.* **30** 1569
- [18] Li G W, Zhou C H, Dai E W 2005 *J. Opt. Soc. Am. A* **22** 767
- [19] Dammann H, Klotz E 1977 *Opt. Acta* **24** 505
- [20] Morrison R L 1992 *J. Opt. Soc. Am. A* **9** 464
- [21] Treacy E B 1969 *IEEE J. Q. E.* **QE-5** 454
- [22] Martinez O E 1986 *J. Opt. Soc. Am. B.* **3** 929

Generating femtosecond double pulses using Dammann reflection gratings

Liu Wen-Jun^{1,2)†} Bai Bing²⁾ Zhou Chang-He²⁾ Qu Shi-Liang¹⁾ Dai En-Wen²⁾ Li Guo-Wei²⁾

¹⁾ *Department of Optics and Electronics Sciences, Harbin Institute of Technology at Wei Hai, Wei Hai 264209, China*

²⁾ *Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*

(Received 17 August 2006 ; revised manuscript received 16 October 2006)

Abstract

A novel device for generating femtosecond double pulses is constructed, which mainly consists of three Dammann reflection gratings. Being free from transmission elements, pulse distortion is avoided. Measuring the generated double pulses with a home-made second-harmonic generation frequency-resolved optical gating, experimental results demonstrated that this device can generate double pulses exactly equal in pulse intensity and pulse width with arbitrary delay time. This method should be highly interesting for double pulses generation and its practical applications.

Keywords : femtosecond double pulses, Dammann-grating, second-harmonic generation frequency-resolved optical gating

PACC : 4280W, 4280F

† E-mail : liuwenjun86@yahoo.com.cn, liuwenjun86@163.com