

利用双层体光栅产生飞秒双脉冲

闫晓媛¹ 阎晓娜^{2*} 戴 晔² 杨希华² 马国宏²

(¹ 长春理工大学电子信息工程学院通信工程系, 吉林 长春 130022)
² 上海大学物理系超快光子学实验室, 上海 200444)

摘要 基于 Kogelnik 耦合波理论和矩阵光学, 讨论了调节双层体光栅的穿插层厚度产生飞秒激光双脉冲的方法。推导了飞秒脉冲读出双层体光栅后的衍射场表达式, 数值模拟了瞬时衍射光强分布随穿插层厚度变化的关系曲线。数值模拟结果表明当穿插层厚度在 4~11 mm 区间变化时, 衍射脉冲变成双脉冲, 且双脉冲间隔与穿插层厚度成正比, 利用衍射理论及衍射场表达式对其进行了解释。利用周期性介质群时延讨论了衍射脉冲时延随穿插层厚度的变化, 发现脉冲间隔随穿插层厚度变化的斜率是脉冲时延随穿插层厚度变化斜率的绝对值的 2 倍。

关键词 激光光学; 超短脉冲; 体光栅; 衍射; 飞秒双脉冲; 脉冲间隔; 脉冲时延

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201333.1205003

Generation of Femtosecond Double Pulses by Two-Layer Volume Holographic Grating

Yan Xiaoyuan¹ Yan Xiaona² Dai Ye² Yang Xihua² Ma Guohong²

¹ Department of Communication Engineering, School of Electronics and Information Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China

² Laboratory of Ultrafast Photonics, Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China

Abstract Based on Kogelnik's coupled-wave theory and matrix optics, generation of femtosecond double pulses by modulating the thickness of buffer layer of two-layer volume holographic grating is discussed. The diffraction field expressions with a femtosecond pulse reading out the two-layer volume holographic grating are deduced. The relation curve of instantaneous diffraction intensity distribution varying with thickness of buffer layer numerically simulated. Simulation results show that when the buffer layer thickness changes from 4 mm to 11 mm, the diffraction pulse turns into double pulses and the interval between double pulses is linearly proportional to the thickness of the buffer layer. We use the diffraction theory and diffraction field expressions to give an explanation. At last, we discuss time delay of diffraction double pulses with respect to the thickness of the buffer layer by group time delay of periodic media, and it is shown that the slope of the pulse interval with respect to the thickness of the buffer layer is 2 times of that of pulse time delay.

Key words laser optics; ultrashort pulse; volume holographic grating; diffraction; femtosecond double pulses; pulse interval; pulse time delay

OCIS codes 050.1940; 050.7330; 090.2890

1 引 言

超短激光脉冲, 特别是飞秒脉冲, 由于持续时间短、峰值功率高, 已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, 化学和生物学等领域。超短脉冲整形后的脉冲序列用于光谱分析可以提高光谱分辨率^[1-2]。另外, 超短激光双脉冲序列还可

收稿日期: 2013-07-02; **收到修改稿日期:** 2013-07-26

基金项目: 国家自然科学基金(60908007, 11274225, 11174195)、上海市重点学科项目(S30105)、上海市教委创新基金项目(12YZ002)

作者简介: 闫晓媛(1973—), 女, 博士, 讲师, 主要从事光通信和光电信息处理等方面的研究。

E-mail: xindiyan@sina.com

* 通信联系人。E-mail: xnyan@staff.shu.edu.cn

应用于光通信、飞秒激光精密微加工、飞秒脉冲测量、量子态的相干控制等领域^[3-7]。在常用的飞秒脉冲测量方法如频率分辨光学门(FROG)和直接电场重建光谱相位干涉仪(SPIDER),也需要飞秒双脉冲^[8-9],因此如何获得飞秒双脉冲是一个重要的研究课题。

常用的产生飞秒双脉冲的方法是采用自相关仪结构,但由于分光材料的色散和吸收容易导致脉冲畸变。关于双脉冲获得,Li等^[10]提出用反射式达曼光栅产生双脉冲,避免透射式结构中材料色散的影响。Dai等^[11]提出用三个相同的金膜光栅实现二次谐波的频谱分辨测量。Zheng等^[12]用双线光栅实现了脉冲压缩和双脉冲。后来,Bai等^[13-14]提出了改进的全反射式结构,实现了脉冲间隔可变、强度相等而时间宽度相同的双脉冲。近期,Wu等^[15]提出用二个透射型光栅实现双脉冲,并发现二个光栅间距改变 1/4 周期时会实现单、双脉冲转换。韩峰等^[16]研究了通过调节单层体光栅的折射率调制度获得飞秒双脉冲。

本文基于双层体光栅结构和 Kogelnik 耦合波方程^[17],讨论通过调节双层体光栅的穿插层厚度产生间隔可变而脉冲宽度不变的飞秒双脉冲。

2 飞秒脉冲照射下双层体光栅的衍射理论

图 1 所示为透射型双层体光栅结构图,它由 2 个体光栅层和 1 个夹于其间各向同性材料组成的穿插层构成。2 个体光栅层厚度分别是 T_1 和 T_2 ,穿插层厚度为 d 。为讨论方便,假定穿插层介质折射率和 2 个体光栅材料的背景折射率相等。

设 2 个光栅层是光折变材料,体光栅可用双光束干涉法记录。设记录时两个相干平面波相对于材

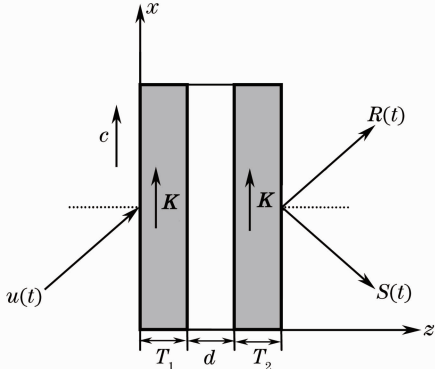


图 1 双层体光栅的结构图

Fig. 1 Structure of two-layer volume holographic grating

料的法线方向对称入射,则记录的光栅矢量 \mathbf{K} 平行于光轴 c ,即 x 轴,且 2 个体光栅周期都相同,记录的是相位型光栅,折射率空间分布为

$$n(\omega) = n_0(\omega) + n_1 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}), \quad (1)$$

式中 n_0 表示体光栅材料的背景折射率, n_1 表示最大折射率调制度, $n_1 \ll n_0(\omega)$ 。

光栅记录后用飞秒脉冲 $u(t)$ 来读,读出时选择读出角度 θ_r ,使读出脉冲的中心频率分量满足体光栅的布拉格条件,经双层体光栅衍射后,在出射界面得到衍射和透射脉冲 $S(t)$ 和 $R(t)$ 。

设入射的飞秒脉冲在时域满足高斯分布,即

$$u(z = 0, t) = \exp(-j\omega_0 t - t^2/\tau^2), \quad (2)$$

式中 ω_0 是入射脉冲的中心角频率,参数 $\tau = \Delta\tau/(2\sqrt{\ln 2})$, $\Delta\tau$ 是入射脉冲的半峰全宽。入射脉冲所对应的频谱分布为

$$U(0, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u(z = 0, t) \exp(j\omega t) dt = \frac{\tau}{2\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{\tau^2(\omega - \omega_0)^2}{4}\right]. \quad (3)$$

对任一光栅层,其中传播的总光场都由读出和衍射光场两部分组成,

$$E_i(z, \omega) = R_i(z, \omega) \exp(-j\mathbf{k}_{gr} \cdot \mathbf{r}) + S_i(z, \omega) \exp(-j\mathbf{k}_{gd} \cdot \mathbf{r}), \quad (4)$$

其中 $i(i = 1, 2)$ 代表第 i 层体光栅, $R_i(z, \omega)$ 和 $S_i(z, \omega)$ 分别是第 i 层体光栅中透射和衍射光场在位置 z 处的频谱分布, $\mathbf{k}_{gr}, \mathbf{k}_{gd}$ 分别是相应的透射和衍射光场波矢量。

将(1)式和(4)式代入标量亥姆霍兹方程 $\nabla^2 E_i + k^2 E_i = 0$ [$k = 2\pi n(\omega)/\lambda$],在不考虑介质吸收且假设复振幅慢变情况下,推得对飞秒脉冲中任意频谱分量都适用的耦合波方程:

$$\begin{cases} R'_i(z, \omega) = -j\nu S_i(z, \omega) \sqrt{C_d/C_r} \\ S'_i(z, \omega) + 2j\xi S_i(z, \omega) = -j\nu R_i(z, \omega) \sqrt{C_r/C_d} \end{cases}, \quad (5)$$

其中 $R'(z, \omega)$ 和 $S'(z, \omega)$ 代表对 z 求导, $C_r = \cos \theta_r$ 和 $C_d = \cos \theta_d$ 是读出角度和衍射角度的余弦函数。

耦合系数 $\nu = \frac{\pi n_1}{\lambda (\cos \theta_r \cos \theta_d)^{1/2}} \cdot \xi = \frac{\delta T_i}{2 \cos \theta_d}$,其中

$\delta = \Delta\theta K \sin(\varphi - \theta_0) - \frac{\Delta\lambda K^2}{4\pi n_0}$ 是相位失配因子,是由于读出波长分量偏离体光栅的布拉格条件引起的。

解(5)式,得到反映单个体光栅对入射飞秒脉冲衍射的传输矩阵^[18]

$$\begin{bmatrix} R_{ir} \\ S_{ir} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{i11} & m_{i12} \\ m_{i21} & m_{i22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} R_{il} \\ S_{il} \end{bmatrix} = [M_i] \begin{bmatrix} R_{il} \\ S_{il} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

其中 R_{il}, S_{il} 代表第 i 光栅层左侧面的两个入射场, R_{ir}, S_{ir} 代表右侧面上的透射和衍射场。矩阵各参数分别是

$$\begin{cases} m_{i11} = \exp(-j\xi T_i) [\cos(\sqrt{\xi^2 + \nu^2} T_i) + \frac{j\xi}{\sqrt{\xi^2 + \nu^2}} \sin(\sqrt{\xi^2 + \nu^2} T_i)] \\ m_{i12} = -j \frac{\nu}{\sqrt{\xi^2 + \nu^2}} \sqrt{\frac{C_S}{C_R}} \exp(-j\xi T_i) \sin(\sqrt{\xi^2 + \nu^2} T_i) \\ m_{i21} = -j \frac{\nu}{\sqrt{\xi^2 + \nu^2}} \sqrt{\frac{C_R}{C_S}} \exp(-j\xi T_i) \sin(\sqrt{\xi^2 + \nu^2} T_i) \\ m_{i22} = \exp(-j\xi T_i) [\cos(\sqrt{\xi^2 + \nu^2} T_i) - \frac{j\xi}{\sqrt{\xi^2 + \nu^2}} \sin(\sqrt{\xi^2 + \nu^2} T_i)] \end{cases} \quad (7)$$

通过双层体光栅的第 1 个体光栅层的衍射和透射光场紧接着穿过厚度为 d 的穿插层, 穿插层的输入和输出光场之间的转换关系可以用传输矩阵 \mathbf{D} 表示:

$$\begin{bmatrix} R_{2l} \\ S_{2l} \end{bmatrix} = \mathbf{D} \times \begin{bmatrix} R_{1r} \\ S_{1r} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

其中

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} \exp(-jk_{br}d) & 0 \\ 0 & \exp(-jk_{bd}d) \end{bmatrix} = \exp(-jk_{br}d) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-2j\zeta d) \end{bmatrix}. \quad (9)$$

类似于在体光栅层设定相位失配因子, 在穿插层中也引入相位失配因子 ζ :

$$\zeta = \frac{k_{bd} - k_{br}}{2}. \quad (10)$$

双层体光栅由 2 个光栅层和 1 个穿插层组成, 其输入和输出光场间的关系为

$$\begin{bmatrix} R(T, \omega) \\ S(T, \omega) \end{bmatrix} = \mathbf{M}_c \times \begin{bmatrix} U(0, \omega) \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

式中 $R(T, \omega)$ 和 $S(T, \omega)$ 分别是超短脉冲 $u(t)$ 经过双层体光栅衍射后在出射面上的透射和衍射光场, 其中 T 代表双层体光栅的总厚度,

$$T = T_1 + d + T_2. \quad (12)$$

\mathbf{M}_c 代表双层体光栅的传输矩阵:

$$\mathbf{M}_c = \mathbf{M}_2 \mathbf{D} \mathbf{M}_1. \quad (13)$$

将衍射场的频谱分布 $S(T, \omega)$ 作逆傅里叶变换, 则得到瞬时衍射光场表达式:

$$S(T, t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(T, \omega) \exp(-j\omega t) d\omega. \quad (14)$$

相应的瞬时衍射光强分布为

$$I_S(T, t) = |S(T, t)|^2. \quad (15)$$

由上面的讨论可以知道, 双层体光栅的瞬时衍射光强分布是与二个单层体光栅的厚度、周期、折射率调制度以及穿插层的厚度有关的。下面以光折变材料 $\text{Fe}:\text{LiNbO}_3$ 作为体光栅层材料讨论双层体光栅的瞬时衍射光强分布与穿插层厚度的关系, 特别是出现飞秒双脉冲的情况。

3 瞬时衍射光强分布随穿插层厚度的变化及飞秒双脉冲的获得

下面根据(6)~(15)式数值模拟瞬时衍射光强随穿插层厚度的变化曲线。模拟中, 取光栅层和穿插层背景折射率均为 $n_0 = 3.314$, 体光栅的折射率调制度 $n_1 = 2 \times 10^{-5}$, 二个体光栅层的厚度相同 $T_1 = T_2 = 7.8 \text{ mm}$, 光栅周期 $\Lambda = 7.3 \times 10^{-6} \text{ m}$, 入射飞秒脉冲的中心波长 $\lambda_0 = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$, 相应的中心频率 $\omega_0 = 4\pi \times 10^{14} \text{ rad/s}$, 脉宽 $\Delta\tau = 100 \text{ fs}$ 。

图 2 是根据 $I = u^2(z=0, t)$ 和(2)式模拟的当脉宽 $\Delta\tau = 100 \text{ fs}$ 时入射飞秒脉冲的瞬时强度。由图 2 可见, 入射的飞秒脉冲是单脉冲, 以时间轴 0 点为对称中心。

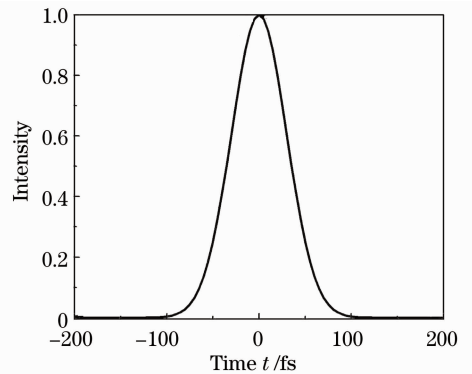


图 2 当 $\Delta\tau = 100 \text{ fs}$ 时的入射飞秒脉冲瞬时强度分布
Fig. 2 Instantaneous intensity distribution of incident femtosecond pulse when $\Delta\tau = 100 \text{ fs}$

图 3 是当双层体光栅的穿插层厚度在 0~3.5 mm 区间变化时,飞秒脉冲通过双层体光栅衍射后的瞬时衍射强度分布。由图 3 可见,当穿插层厚度 $d=0$ 时,相当于厚度为 $T=T_1+T_2$ 的体光栅对入射飞秒脉冲的衍射,此时衍射脉冲仍是单脉冲,但相对于入射脉冲,衍射脉冲的脉宽展宽为 250 fs,且衍射脉冲的中心出现小的凹陷,展宽和凹陷均来自于体光

栅的布拉格选择性。这是因为脉冲入射体光栅时读出角度是固定的,而入射的飞秒脉冲中包含不同频率的频谱分量,体光栅的布拉格选择性对入射脉冲中包含的不同频谱分量具有不同的衍射作用,且某些频谱分量被滤除,因此脉冲展宽。在时域上各衍射频谱分量的综合结果是衍射脉冲中心出现凹陷。

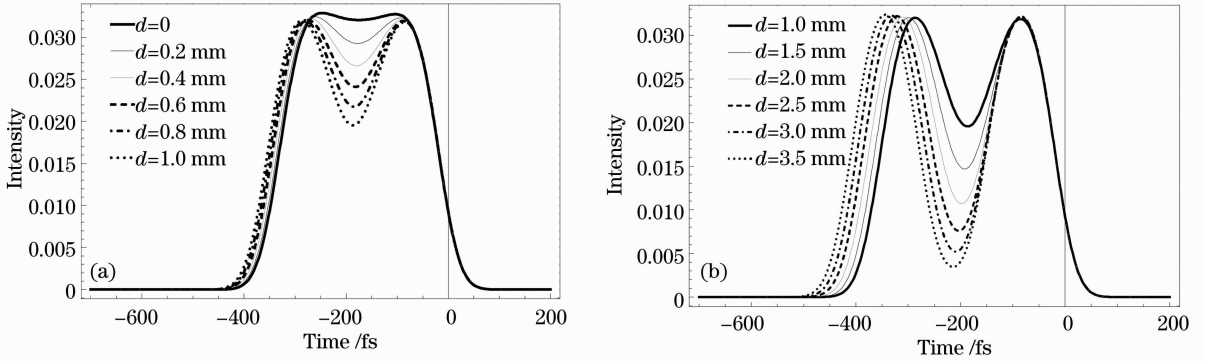


图 3 穿插层厚度在 0~3.5 mm 区间变化时,双层体光栅的瞬时衍射光强分布

Fig. 3 Distributions of instantaneous diffraction intensity of two-layer volume holographic grating when the thickness of buffer layer changes in the range of 0~3.5 mm

当二个体光栅层的厚度不变时,随着穿插层厚度的增加,衍射脉冲中心的凹陷越来越深,但所有衍射脉冲的前沿始终重合,后沿随穿插层厚度的增加逐渐向负时间轴方向延迟,使总的衍射脉冲的脉宽逐渐增加。随着凹陷加深,单个衍射脉冲逐渐向双脉冲演化。凹陷的中心就是衍射脉冲的中心,由图 3 发现,相对于时间轴的零点,所有的衍射脉冲的中心向负时间轴方向平移,且随着穿插层厚度的增加,平移量越来越大。

分布。由图 4 可见,在所讨论的穿插层厚度变化区间内,所有的衍射脉冲都包含双脉冲,且第一个衍射脉冲是完全重合的,第二个衍射脉冲之间有时间上的延迟,且延迟量随穿插层厚度的增加也相应增加。由图 4 还可以发现,所有的衍射单脉冲都有近似相等的峰值强度和脉冲宽度。经计算得到衍射单脉冲的脉宽是 125 fs,入射飞秒脉冲的脉宽是 100 fs,说明在衍射中脉冲出现了展宽现象。另外,随着穿插层厚度的增加,衍射脉冲的中心向负时间轴偏移,且偏移量的大小随穿插层厚度的增加而增加。这与图 3 的偏移趋势是相同的。

图 4 是当穿插层厚度在 4~11 mm 区间变化时,飞秒脉冲通过双层体光栅衍射后瞬时衍射强度

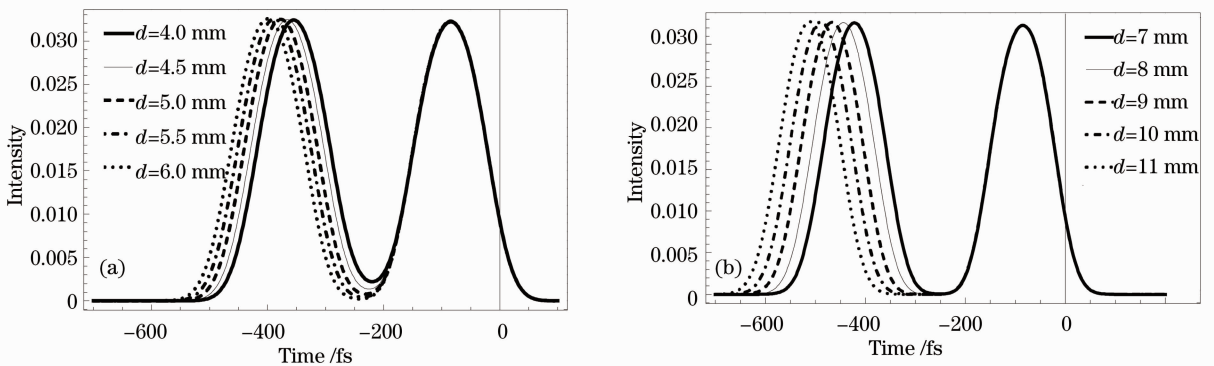


图 4 穿插层厚度在 4~11 mm 区间变化时,双层体光栅的瞬时衍射光强分布

Fig. 4 Distributions of instantaneous diffraction intensity of two-layer volume holographic grating when the thickness of buffer layer changes in the range of 4~11 mm

4 飞秒双脉冲产生的原因及脉冲间隔与穿插层厚度的关系

由前面的讨论可知,一个单的飞秒脉冲通过双层体光栅衍射后可以获得飞秒量级的二个衍射脉冲,双脉冲的获得可以由双层体光栅的衍射解释。下面以入射飞秒脉冲光场中某一频谱分量为例来讨论其通过双层体光栅的衍射。

由于体光栅的耦合作用,某一频谱分量通过第一层体光栅衍射后会出现同频率的一个衍射光场分量和一个透射光场分量。经过穿插层后,由(8)式和(9)式可知,衍射光场分量相对于透射光场分量会有一个相位延迟,相位延迟量与穿插层厚度成正比。通过第二层体光栅时,由于体光栅的耦合作用,第一层体光栅的透射光场分量会在第二层体光栅中耦合出一个透射和一个衍射光场分量,分别向着输出面的透射和衍射方向出射。同样,经过相位延迟的衍射光场分量也会在第二层体光栅中耦合出一个透射和一个衍射光场分量,分别向着输出面的衍射和透射方向出射。这样,在输出面的衍射方向,会出现同频的一个透射光场和一个衍射光场分量。由(6)~(13)式可以推得两个衍射光场分量分别为

$$S(T, \omega) = [M_{221}M_{111} + M_{222}M_{121} \times \exp(-2j\zeta d)]U(0, \omega). \quad (16)$$

由前面讨论可知光栅参数 M_{221} , M_{111} , M_{222} 和 M_{121} 是与穿插层厚度 d 无关的量,因此(16)式所描述的输出面衍射光场分量中,第二个分量相对于第一个分量有一个与穿插层厚度成正比的相对的相位延迟量。由傅里叶光学可知,频域的相位延迟变换到时域则是时间上的延迟,即时域的衍射光场应该包含 2 个有一定时间间隔的脉冲,且双脉冲的间隔应该与穿插层厚度成正比。当穿插层厚度较小时,两个时域脉冲之间的间隔较小,因此叠加后的脉冲中心附近的总强度较大,凹陷较小。当穿插层厚度增大时,脉冲间隔也相应增大,因此凹陷也增大。这与图 3 的模拟结果是一致的。当穿插层厚度增大到一定程度时,两个脉冲之间的间隔大于单个衍射脉冲的脉宽,以致两个脉冲之间没有叠加区域,因此出现双脉冲。当穿插层厚度进一步增加时,双脉冲之间的间隔也将进一步增大。这与图 4 的模拟结果是相符的。

在图 4 所示的时域图上,定义两个衍射脉冲峰值之间的距离为双脉冲间隔,从图 3 和图 4 可见,随着穿插层厚度的增加,脉冲间隔也是增加的。根据

图 3 和图 4 的数据,图 5 给出了衍射双脉冲的脉冲间隔和穿插层厚度之间的关系曲线。其中每一点代表在一个穿插层厚度下,对应的衍射双脉冲的脉冲间隔,直线是利用所有点拟合的结果。从图 5 中可以看出衍射双脉冲之间的时间间隔与穿插层厚度成正比,这与前面的叙述是相符的。经计算得到直线的斜率为 $k_1 = 22.5 \text{ fs/mm}$ 。

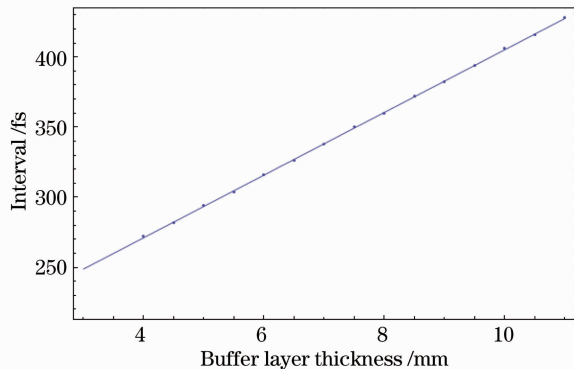


图 5 衍射双脉冲的脉冲间隔与穿插层厚度的关系曲线
Fig. 5 Relation curve of interval of two diffracted pulses with respect to the thickness of buffer layer

由前面的叙述可知,调节双层体光栅穿插层的厚度可以产生脉冲间隔可变的脉冲。双脉冲的强度相等而宽度均为 125 fs。双脉冲间隔与厚度之间的线性关系对于获得所需间隔的脉冲非常有利,减小了厚度选择的困难。通过调节双层体光栅其他参数还可以得到间隔更大或更小的双脉冲。

5 衍射脉冲的时延

可以从群时延的角度解释衍射脉冲的中心相对于时间轴的平移。体光栅的周期性结构是高度色散的,利用这种色散性质可以实现对光束群速度的控制。超短脉冲可以看作是不同频率的平面波的线性叠加。体光栅所具有的周期性结构对超短脉冲中不同频谱分量的作用是不同的。因此可以利用双层体光栅对脉冲的色散作用来实现对光束群速度和群时延的控制。下面从群时延的角度对衍射脉冲的时延随穿插层厚度的变化关系进行解释。

衍射脉冲群速度定义为传输长度 l 时相位的改变量对频率的微分的倒数^[19],

$$V_g = l \left(\frac{\partial \phi}{\partial \omega} \right)^{-1}. \quad (17)$$

这里 l 是指衍射光在双层体光栅结构内传播的距离, $l = T / \cos \theta_a$, T 是双层体光栅的总厚度。 ϕ 是衍射光经过双层体光栅后的相位改变量。衍射光脉冲

经过双层体光栅后,在输出面上对应的群时延为

$$\tau_g = \frac{l}{V_g} = \frac{\partial \phi}{\partial \omega}. \quad (18)$$

由(6)~(13)式得到衍射脉冲的频谱表达式,并由此得到相位 ϕ ,以第3节定义的双层体光栅的参数代入(18)式,数值模拟得到衍射脉冲的时延与穿插层厚度的关系曲线如图6所示。

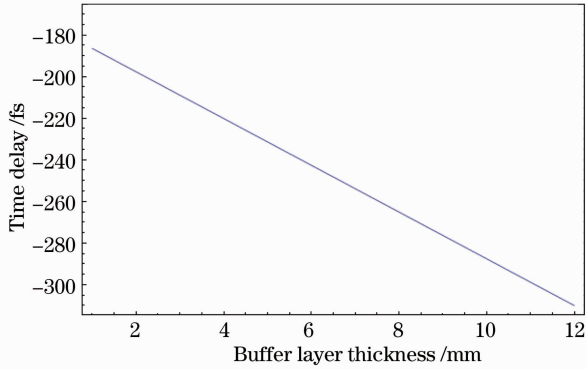


图6 不同穿插层厚度下衍射脉冲时延的变化

Fig. 6 Time delay of diffraction pulse with different thicknesses of the buffer layer

由图6可见,在所讨论的穿插层厚度内,衍射脉冲的时延是负的,且随着穿插层厚度的增加,时延的绝对值是增加的,这与图3和图4的数值模拟结果是相符的。另外,因为衍射脉冲的时延与穿插层厚度成正比,经计算得到直线斜率的绝对值为 $|k_2| = 11.25 \text{ fs/mm}$ 。由上节的讨论可知, $k_1 = 2|k_2|$,即脉冲间隔随穿插层厚度线性变化的斜率是脉冲时延随穿插层厚度变化斜率绝对值的2倍。

6 结 论

通过调节双层体光栅的穿插层厚度实现飞秒双脉冲。基于Kogelnik耦合波方程和矩阵光学推导了双层体光栅的衍射光强谱表达式和瞬时衍射光强表达式。数值模拟了瞬时衍射光强随穿插层厚度的改变,发现当穿插层厚度在0~3.5 mm区间变化时,单衍射脉冲的中心出现凹陷,且随着穿插层厚度的增加,凹陷越来越深,当穿插层厚度在4~11 mm区间变化时,出现衍射双脉冲,且脉冲间隔随穿插层厚度的增加而增加,二者成线性关系,通过双层体光栅的衍射对其进行了解释。最后由周期性结构的群时延讨论了衍射脉冲中心相对于入射脉冲中心的时延,发现时延也与穿插层厚度成正比。

参 考 文 献

1 M S C Luo, S L Chuang, P C M Planken, *et al.*. Coherent double-pulse control of quantum beats in a coupled quantum well

- [J]. Phys Rev B, 1993, 48(15): 11043–11050.
- 2 Z X Zhao, X M Tong, C D Lin. Alignment-dependent ionization probability of molecules in a double-pulse laser field [J]. Phys Rev A, 2003, 67(4): 043404.
- 3 Cao Lan, Yan Xiaona, Dai Ye, *et al.*. Space-to-time conversion by femtosecond spectrum holography [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(6): 0609001.
- 曹 澜, 阎晓娜, 戴 晔, 等. 利用飞秒脉冲光谱全息实现空域信息向时域信息的转换 [J]. 光学学报, 2012, 32(6): 0609001.
- 4 Han Zehua, Zhou Changhe, Dai Enwen, *et al.*. Micromachining with polarized light femtosecond double pulses [J]. Chinese J Lasers, 2008, 35(5): 768–771.
- 韩泽华, 周常河, 戴恩文, 等. 偏振光飞秒双脉冲微加工 [J]. 中国激光, 2008, 35(5): 768–771.
- 5 T Nagata, M Kamata, M Obara. Optical waveguide fabrication with double pulse femtosecond lasers [J]. Appl Phys Lett, 2005, 86(25): 251103.
- 6 D Felinto, C A C Bosco, L H Acioli, *et al.*. Accumulative effects in temporal coherent control [J]. Phys Rev A, 2001, 64(6): 063413.
- 7 S Noël, E Axente, J Hermann. Investigation of plumes produced by material ablation with two time-delayed femtosecond laser pulses [J]. Appl Surf Sci, 2009, 255(24): 9738–9741.
- 8 S Akturk, M Kimmel, P O'Shea, *et al.*. Measuring spatial chirp in ultrashort pulses using single-shot frequency-resolved optical gating [J]. Opt Express, 2003, 11(1): 68–78.
- 9 R Trebino, K W DeLong, D N Fittinghoff, *et al.*. Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating [J]. Rev Sci Instrum, 1997, 68(9): 3277–3295.
- 10 G W Li, C H Zhou, E W Dai, *et al.*. Splitting of femtosecond laser pulses by using a Dammann grating and compensation gratings [J]. J Opt Soc Am A, 2005, 22(4): 767–772.
- 11 E Dai, C Zhou, G Li, *et al.*. Dammann SHG-FROG for characterization of the ultrashort optical pulses [J]. Opt Express, 2005, 13(16): 6145–6152.
- 12 J J Zheng, C H Zhou, E W Dai, *et al.*. Double-line-density gratings structure for compression and generation of double femtosecond laser pulses [J]. J Opt Soc Am B, 2007, 24(4): 979–984.
- 13 B Bai, C H Zhou, E W Dai, *et al.*. Generation of double pulses in-line by using reflective Dammann gratings [J]. Optik, 2008, 119(2): 74–80.
- 14 Liu Wenjun, Bai Bing, Zhou Changhe, *et al.*. Generating femtosecond double pulses using Dammann reflection gratings [J]. Acta Physica Sinica, 2007, 56(6): 3292–3298.
- 刘文军, 白 冰, 周常河, 等. 用反射式达曼光栅产生飞秒激光双脉冲 [J]. 物理学报, 2007, 56(6): 3292–3298.
- 15 T F Wu, C H Zhou, J J Zheng, *et al.*. Generation of double femtosecond pulses by using two transmissive gratings [J]. Appl Opt, 2010, 49(24): 4506–4513.
- 16 Han Feng, Yan Xiaona, Zou Hua, *et al.*. Influence of refractive index modulation on diffraction pulse of volume grating readout by a femtosecond pulse [J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(6): 1560–1565.
- 韩 峰, 阎晓娜, 邹 华, 等. 飞秒脉冲照射下体光栅衍射脉冲受折射率调制的影响 [J]. 光学学报, 2010, 30(6): 1560–1565.
- 17 H Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings [J]. Bell Syst Technol J, 1969, 48(9): 2909–2947.
- 18 A M Yan, L R Liu, Y N Zhi, *et al.*. Bragg diffraction of multilayer volume holographic gratings under ultrashort laser pulse readout [J]. J Opt Soc Am A, 2009, 26(1): 135–140.
- 19 S H Lin, K Y Hsu, P Yeh. Experimental observation of the slowdown of optical beams by a volume index grating in a photorefractive LiNbO₃ crystal [J]. Opt Lett, 2000, 25(21): 1582–1584.

栏目编辑: 韩 峰