

文章编号: 0253-2239(2007)09-1558-7

# 超短脉冲激光光束被局域体全息光栅衍射的性质分析\*

王春花 刘立人 闫爱民 刘德安 周煜

(中国科学院上海光学精密机械研究所信息光学研究室, 上海 201800)

**摘要:** 利用二维耦合波理论, 分析了超短脉冲激光光束被完全重叠型的局域体全息光栅衍射的时空变化性质, 给出了衍射和透射脉冲激光光束沿光栅出射边界的强度时空分布。以  $\text{LiNbO}_3$  晶体为例, 数值研究了衍射光脉冲强度沿光栅出射边界的分布和脉冲波形的变化及光栅的总衍射效率受光栅二维尺寸、入射角度、光栅折射率调制度及入射脉冲的脉冲时域半峰全宽等条件的影响而变化的情况。与一维体全息光栅对超短脉冲激光光束衍射的性质, 及此光栅对连续光衍射的性质作比较, 给出了合理选择光栅参量及入射条件以在光栅出射边界上得到总衍射效率较大且分布较均匀的衍射光脉冲的方法。

**关键词:** 衍射与光栅; 局域体全息; 超短脉冲激光光束, 二维耦合波理论; 衍射效率

中图分类号: O436.1 文献标识码: A

## Diffraction Properties of Local Volume Holographic Grating Read by an Ultra-Short Pulsed Laser Beam

Wang Chunhua Liu Liren Yan Aimin Liu Dean Zhou Yu

(Laboratory of Information Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract:** Based on the two-dimensional (2D) coupled-wave theory, the temporal and spatial diffraction properties of an overlapping finite size volume holographic grating read by an ultra-short pulsed laser beam are studied. The temporal and spatial distribution of the diffracted and transmitted light intensity along the output boundary of the grating is obtained. Taking  $\text{LiNbO}_3$  as an example, the effects of the two-dimensional grating size, incident angle, the grating's refractive-index modulation and the pulse width of the input ultra-short laser pulse upon the intensity distributions of the diffracted and transmitted pulsed laser beams along the output boundary of the grating, pulse shaping and the total diffraction efficiency are given. By comparison with the diffraction properties of one-dimensional volume holographic grating read by ultra-short pulsed laser beams and the diffraction properties of the grating read by continuous waves, the method of choosing grating parameters and input conditions to obtain the diffracted pulsed laser beams with uniform-distributed pulse and larger total diffraction efficiency is presented.

**Key words:** diffraction and gratings; local volume hologram; ultra-short pulsed beam; two-dimensional coupled-wave theory; diffraction efficiency

## 1 引言

体全息光栅在现代光学的许多领域中得到了越来越广泛的应用, 它对连续光束衍射的性质已被人们进行了深入研究<sup>[1~3]</sup>。近年来, 由于超短脉冲激光光束在现代通信及光信息处理等许多领域的广泛

研究和应用<sup>[4]</sup>, 体全息光栅对超短脉冲激光光束衍射的性质最近也引起了人们的注意<sup>[5~11]</sup>。这些研究在科杰尼克(Kogelnik)耦合波理论的基础上<sup>[12]</sup>, 给出了一维体全息光栅对超短脉冲光束衍射的特性, 遗憾的是只适用于光栅输入输出面尺寸(与之相

\* 国家自然科学基金(60177106)和国家科学技术部(2002CCA3500)资助课题。

作者简介: 王春花(1980—), 女, 江苏人, 博士研究生, 主要从事衍射光学、信息光学及光通信等方面的研究。

E-mail: chwang@siom.ac.cn

导师简介: 刘立人(1942—), 男, 上海人, 研究员, 博士生导师, 主要从事光通信、衍射光学、光折变、光计算、光学图像处理等方面的研究。E-mail: lirenliu@mail.shnc.ac.cn

收稿日期: 2006-10-08; 收到修改稿日期: 2007-02-26

应的是入射光束和衍射光束的尺寸)远大于光栅厚度的情况,这种情况下光栅可以分为透射型和反射型两类。但在体全息光栅的许多应用中,光栅尺寸趋向于小型化,使用方式也有了邻面入射式即所谓 $90^\circ$ 光路<sup>[13]</sup>。因此这类更为接近实际情况且具有广阔应用前景的二维局域体全息光栅对超短脉冲激光光束衍射的特性需要人们进一步的研究。

对于局域体全息光栅,通常假定在垂直于光栅条纹平面( $x-z$ 平面)的方向上材料的性质和光波的性质均无变化,通常这一方向也被指定为光波电场矢量的方向。其中研究的较多的是完全重叠型光栅,它是有限宽度的两光束在记录介质中相交,在相交的全部区域中形成。在 L. Solymar 等<sup>[14]</sup>发展的二维耦合波理论的基础上, P. St. J. Russell 等<sup>[15]</sup>研究了读出光束和参考光束等宽时对连续光衍射的特性。S. Tao 等<sup>[16]</sup>进一步完善了这一研究。本文在这一理论的基础上进一步拓展,分析了衍射和透射脉冲光束的强度沿光栅的出射边界在频谱域和时间域的分布,给出了这一分布和光栅的衍射效率受光栅局域尺寸、入射角度、光栅折射率调制度及入射脉冲宽度的影响,并进行了数值模拟。

## 2 耦合波理论

如图 1 所示的局域体全息光栅,两边的宽度分别为  $W_R$  和  $W_S$ ,即记录此光栅的参考光束和信号光束的光束宽度分别为  $W_R$  和  $W_S$ 。一束超短脉冲光束  $u_0$  沿记录时参考光束的方向,即相对于  $x$  轴以角度  $\phi_0$  入射此光栅。在图 1 所示的光栅出射边界上,可以得到透射脉冲激光光束  $u_1$  和衍射脉冲激光光束  $u_2$ ,光束宽度分别为  $W_R$  和  $W_S$ 。入射脉冲光束、衍射

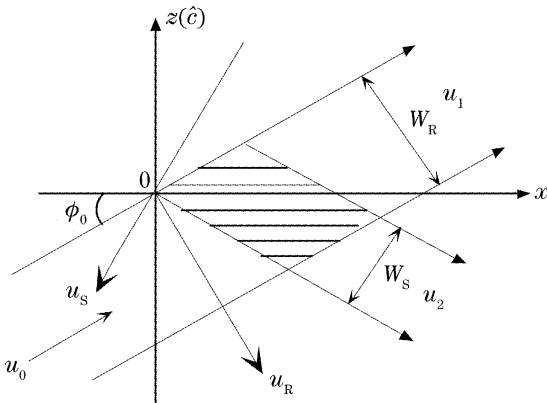


图 1 完全重叠型的局域体全息光栅对超短脉冲激光光束衍射的图示

Fig. 1 Schematic of the diffraction of the overlapping local volume holographic grating by an ultra-short pulsed beam

和透射脉冲光束的电场矢量都垂直于  $x-z$  平面。

此光栅的记录光场可以表示为

$$E_{i0} = a_{i0} A_{i0} \exp(-j\beta_0 p_{i0}), \quad (1)$$

其中  $i = 1, 2$  分别代表参考光束和信号光束,  $a_{i0}$  为沿波阵面的归一化振幅分布,  $A_{i0}$  为常量, 相应于两束记录光的光强,  $\beta_0 = 2\pi n_0 / \lambda_0$  为光在介质中的传播常量, 其中  $n_0$  为光栅介质的平均折射率,  $p_{i0}$  为光的波前相位函数, 它可以记为

$$p_{i0} = x \cos \phi_0 - (-1)^i z \sin \phi_0, \quad (2)$$

所形成的光栅表示为介质的相对介电常量  $\epsilon_r$  的周期性变化:

$$\epsilon_r = \epsilon_{r0} + \epsilon_{r1} a_{10} a_{20} \cos[\beta_0 (p_{10} - p_{20})], \quad (3)$$

式中  $\epsilon_{r0}$  为平均介电常量,  $\epsilon_{r1}$  为变化的幅值。

取入射的超短脉冲激光光束为

$$u_0(t) = \exp(-j\omega_0 t - t^2/T^2), \quad (4)$$

式中  $\omega_0$  为脉冲的中心频率,  $\omega_0 = 2\pi c / \lambda_0$ ,  $c$  为真空中的光速,  $\lambda_0$  为中心波长,  $T = \Delta\tau / \sqrt{2 \ln 2}$ ,  $\Delta\tau$  为此脉冲强度分布的脉冲时域半峰全宽。(4) 式经傅里叶变换后, 其频谱域的振幅分布为

$$E_0(\lambda) = \sqrt{\pi} T \exp\left\{-\left[\pi T c \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right)\right]^2\right\}. \quad (5)$$

此脉冲的谱域半峰全宽  $\Delta\lambda = 0.441\lambda_0^2 / (c\Delta\tau)$ 。

在入射高斯脉冲激光光束的平均功率较低时, 可把体全息光栅看作一个线性系统, 它对入射超短脉冲中的每一个频率成分响应可用二维耦合波理论求解。然后再对每一频谱成分的衍射光波和透射光波作时间逆傅里叶变换, 即可得衍射脉冲光束和透射脉冲光束沿此光栅出射边界的时空分布。光栅介质的色散效应较小时, 可以忽略, 并将光栅介质的折射率近似看作为介质相对于中心波长的折射率值。对于波长  $\lambda$  的频率分量, 由于体全息光栅的布拉格衍射特性, 可设介质中只有入射波电场  $E_1$  和衍射波电场  $E_2$  存在<sup>[14~16]</sup>, 表示为

$$E_i(\lambda) = a_i A_i \exp(-j\beta p_i), \quad (6)$$

式中  $\beta$  为光栅中读出光波的传播常量,  $\beta = 2\pi n_0 / \lambda$ ,  $p_i = p_{i0}$ , 总的电场为  $E(\lambda) = E_1(\lambda) + E_2(\lambda)$ 。

光波的电场应满足标量波动方程

$$\nabla^2 E(\lambda) + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r E(\lambda) = 0, \quad (7)$$

式中  $\epsilon_0$  和  $\mu_0$  分别为真空中的介电常量和磁导率,  $\omega = 2\pi c / \lambda$ 。对吸收较小光栅介质可忽略光栅的吸收, 并采用文献<sup>[16]</sup>中同样的近似后, 可以得到

$$\nabla A_1 \cdot \nabla p_1 + j\kappa \frac{a_{20} a_{10} a_2}{a_1} \exp(-jK) A_2 = 0, \quad (8)$$

$$\nabla A_2 \cdot \nabla p_2 + j\kappa \frac{a_{20} a_{10} a_1}{a_2} \exp(jK) A_1 = 0, \quad (9)$$

式中  $K = (\beta_0 - \beta)(p_{10} - p_{20})$  为局域体全息光栅对脉冲光束中频率为  $\lambda$  的分量的光束衍射的波长失配因子,  $\kappa = \beta_0 \varepsilon_{r1} / (4\varepsilon_r) = \pi n_1 / \lambda$ ,  $n_1$  为光栅介质的平均折射率调制度。

取新坐标系  $(u_R, u_S)$  的基矢分别垂直于光波传播矢量(如图 1):

$$u_R = (x \sin \phi_0 - z \cos \phi_0) / W_S, \quad (10)$$

$$u_S = (-x \sin \phi_0 - z \cos \phi_0) / W_S, \quad (11)$$

则在此新坐标系中,光栅被定义在  $-1 < u_S < 0$ ,  $0 < u_R < R_W$  的范围内,其中  $R_W = W_R / W_S$  为参考光和信号光光束宽度的比,振幅分布函数  $a_i$  成为单变量的函数  $a_1(u_R)$  和  $a_2(u_S)$ ,由此可得

$$\frac{\partial A_1}{\partial u_S} = j \frac{\kappa W_S}{\sin(2\phi_0)} \frac{a_{20} a_{10} a_2}{a_1} \exp(-jK) A_2, \quad (12)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial u_R} = -j \frac{\kappa W_S}{\sin(2\phi_0)} \frac{a_{20} a_{10} a_1}{a_2} \exp(jK) A_1, \quad (13)$$

对于入射超短脉冲激光光束的中心波长  $\lambda_0$ ,  $K = 0$ ; 而对于波长为  $\lambda$  的频率分量有

$$K = \delta W_S (u_R + u_S), \quad (14)$$

式中  $\delta = (\beta - \beta_0) \tan \phi_0$ 。为求解耦合波方程组(12)和(13),不失一般性,可设  $a_1 = a_{10} = 1$ ,  $a_2 = a_{20} = 1$ 。此时  $A_1, A_2$  即为超短脉冲光中频率为  $\lambda$  的平面光束被局域体全息光栅衍射后的透射光和衍射光沿各自传播方向的振幅分布。采用类似与文献[16]的方法,解此耦合波方程组,并忽略相位因子  $\exp(-j\beta p_i)$ ,可得透射和衍射光束在频谱域的振幅分布:

$$E_1(u_R, -1, \lambda) = E_0(\lambda) - \frac{E_0(\lambda) \kappa W_S \exp(-j\delta W_S u_R)}{\sin(2\phi_0)} \int_0^{u_R} \sqrt{\frac{1}{u_R - \zeta}} J_1 \left[ \frac{2\kappa W_S}{\sin(2\phi_0)} \sqrt{u_R - \zeta} \right] \exp(j\delta W_S \zeta) d\zeta, \quad (15)$$

$$E_2(R_W, u_S, \lambda) = -j \frac{E_0(\lambda) \kappa W_S \exp(j\delta W_S u_S)}{\sin(2\phi_0)} \int_0^{R_W} J_0 \left[ \frac{2\kappa W_S}{\sin(2\phi_0)} \sqrt{u_S(\zeta - R_W)} \right] \exp(j\delta W_S \zeta) d\zeta, \quad (16)$$

式中  $J_0$  为零阶贝塞尔函数,对(15)式和(16)式分别取模的平方,可得透射和衍射光束在频谱域的能量分布。如对(15)式和(16)式作时间逆傅里叶变换,可得透射和衍射脉冲光束的时空分布:

$$u_1(u_R, -1, t) = \int E_1(u_R, -1, \omega) \exp(j\omega t) d\omega = \int E_1(u_R, -1, \lambda) \exp\left(j \frac{2\pi c t}{\lambda}\right) \left(-\frac{2\pi c}{\lambda^2}\right) d\lambda, \quad (17)$$

$$u_2(R_W, u_S, t) = \int E_2(R_W, u_S, \omega) \exp(j\omega t) d\omega = \int E_2(R_W, u_S, \lambda) \exp\left(j \frac{2\pi c t}{\lambda}\right) \left(-\frac{2\pi c}{\lambda^2}\right) d\lambda. \quad (18)$$

定义局域体全息光栅的总衍射效率  $\eta$  为体全息光栅沿出射边界的所有频率的衍射光波的能量与沿入射边界的所有频率的入射光波的能量之比:

$$\eta = \frac{\int_0^1 \int I_2(R_W, u_S, \lambda) \frac{-2\pi c}{\lambda^2} d\lambda du_S}{\int_{R_W} I_0(\lambda) \frac{-2\pi c}{\lambda^2} d\lambda}, \quad (19)$$

式中  $I_2(R_W, u_S, \lambda) = |E_2(R_W, u_S, \lambda)|^2$ ,

$$I_0(\lambda) = |E_0(\lambda)|^2,$$

由(19)式可知,局域体全息光栅的衍射效率受记录时两束记录光的宽度  $W_R$  和  $W_S$ 、记录角度  $\phi_0$ 、形成光栅的折射率调制度  $n_1$  的影响。在入射脉冲的时域半峰全宽  $\Delta\tau$  较大时,入射脉冲光束也愈趋向于连续光,(17)式~(19)式中波长在中心波长附近的变化范围变得愈来愈小,此时光栅的总衍射效率逐渐趋向于波长为  $\lambda_0$  的连续光读出此光栅时的衍射效率值:

$$\eta = 1 - J_0^2[2\kappa W_S R_W^{1/2} / \sin(2\phi_0)] - J_1^2[2\kappa W_S R_W^{1/2} / \sin(2\phi_0)], \quad (20)$$

式中  $J_1$  为一阶贝塞尔函数。由(16)式可知,入射超短激光脉冲中不同波长成分的分量,被光栅衍射后的光强分布不同。因此,在衍射光束出射边界上的某点处  $(R_R, u_S)$ ,由于光栅的波长选择性,在中心波长附近存在一个有效的波长范围  $\Delta\lambda_G$ ,超出这个范围的波长成分将不能被光栅有效衍射,在该点处衍射效率降低为其对中心波长衍射的一半。由此可将光栅的光谱宽度  $\Delta\lambda_G$  表达为

$$\Delta\lambda_G(R_\Omega, u_S) = \frac{1}{2\bar{K}\lambda_0^2 [W_S(R_W + u_S) \tan \phi_0 \cdot 2\pi n_0]^{-1}}, \quad (21)$$

其中  $\bar{K}$  为在衍射光束的出射边界上某点处对于某一波长成分,衍射效率降低到其最大值的一半时波长失配量的平均值。

由(21)式可知,记录光束的光束宽度  $W_S$  或  $W_R$  愈大,记录角度  $\phi_0$  愈大,衍射光束的光谱宽度愈小,即脉冲被展宽,发生变形的程度愈大。但由于光栅的局域尺寸的影响,在衍射光束出射边界上的各点处衍射光脉冲的光谱宽度不同,而且愈靠近坐标原点

处,光谱宽度愈小,光束发生的展宽和变形愈严重。

### 3 衍射光束强度分布随光栅参数的变化

#### 3.1 光栅有限尺寸的影响

设图 1 所示的局域体全息光栅记录于 LiNbO<sub>3</sub> 晶体中,光轴沿 z 方向,且  $\phi_0 = \pi/18$ ,  $W_s = 1 \text{ mm}$ ,  $n_1 = 1 \times 10^{-4}$ .取入射的超短脉冲光束的时域半峰全宽  $\Delta\tau = 30 \text{ fs}$ ,  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ , 则  $n_0 = 2.2572$ 。图 2 分别给出了  $R_w = 1, 2$  时,衍射脉冲光束强度在频谱域

和时间域上的分布。由图 2 可见,由于光栅有限尺寸的影响,衍射光束在出射边界处的分布很不均匀。在靠近  $u_s$  为 0 处,衍射光束的强度峰值最大,脉冲时域半峰全宽也最大。但  $W_s$  不变,随着  $R_w$  的增加,衍射光束分布的这种不均匀性更加明显。在沿光栅的出射边界  $u_s$  减小的方向上,衍射脉冲的谱域分布波形发生分裂,时域分布波形的旁瓣也愈来愈大,在光栅出射边界  $u_s = 0$  处,衍射脉冲在时域被展宽得更为明显。

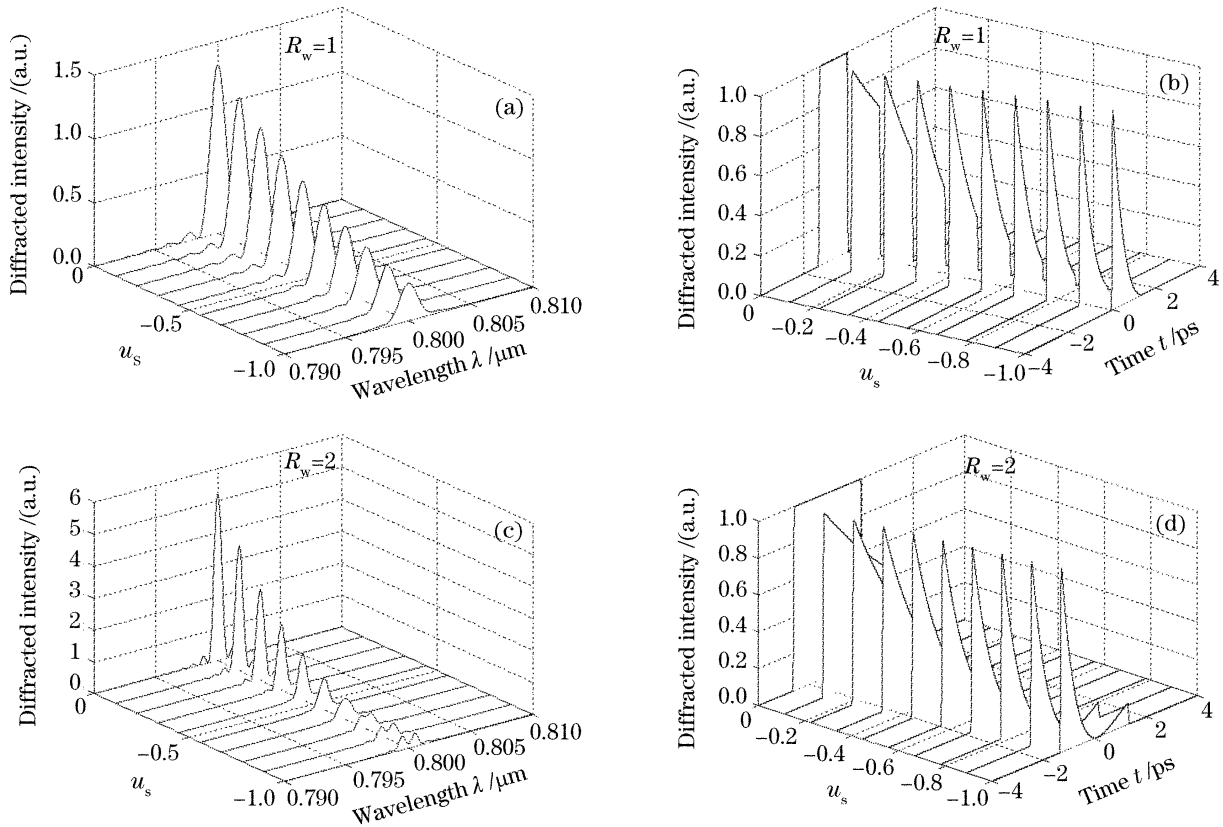


图 2  $R_w = 1, 2$  时,衍射脉冲光束强度沿局域体全息光栅出射边界在频谱域(a),(c)和时间域上的分布(b),(d)  
Fig. 2 Intensity distributions of the diffracted pulsed beams along the output boundary of the local holographic grating (a), (c) in spectral domain and (b), (d) in temporal domain for  $R_w = 1, 2$  respectively

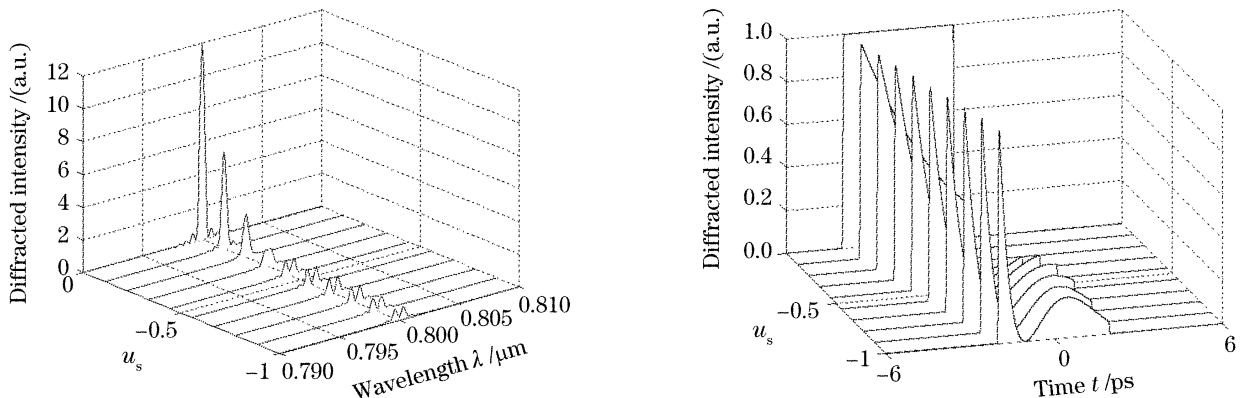
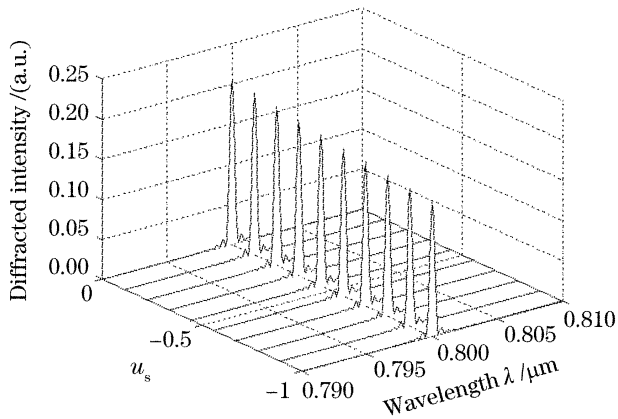


图 3  $W_s = 1.5 \text{ mm}$  时,衍射脉冲光束强度沿局域全息光栅出射边界在频谱域(a)和时间域(b)上的分布  
Fig. 3 Intensity distributions of the diffracted pulsed beams (a) in spectral domain, (b) in temporal domain along the output boundary of the local holographic grating as  $W_s = 1.5 \text{ mm}$

如果  $R_w$  不变, 增加  $W_s$ , 那么衍射脉冲光束强度在频率域和时间域分布的变化如图 3 所示, 其中  $W_s = 1.5 \text{ mm}$ ,  $R_w = 1$ ,  $\phi_0 = \pi/18$ ,  $n_1 = 1 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta\tau = 30 \text{ fs}$  与图 2(a) 和图 2(b) 相比较可知,  $R_w$  不变, 若  $W_s$  变大, 即记录光栅时信号光束宽度增加, 从而与  $R_w$  增加对衍射光脉冲分布变化的影响类似, 也会加剧衍射脉冲光束沿光栅出射边界强度分布的不均匀。这与对(21)式的分析一致。

### 3.2 光栅记录角度的影响

只增加记录和读出时体全息光栅的角度, 如取



$\phi_0 = \pi/6$ , 且  $W_s = 1 \text{ mm}$ ,  $R_w = 1$ ,  $n_1 = 1 \times 10^{-4}$ , 那么衍射脉冲光束强度在频谱域和时间域的分布受到的影响如图 4 所示。与图 2(a) 和图 2(b) 相比较可知,  $\phi_0$  变大, 虽然衍射脉冲光束的强度峰值迅速减小, 但此分布沿光栅的出射边界  $u_s$  减小的方向分布变化较小, 这是由于光栅有限尺寸的影响带来分布不均匀性降低。且由(21)式可知,  $\phi_0$  变大, 光栅沿衍射光出射边界上各点的光栅波长选择范围迅速变小, 因此出现在图 4 中衍射光束沿光栅出射边界的脉冲谱域半峰全宽变小, 脉冲被极大展宽的现象。

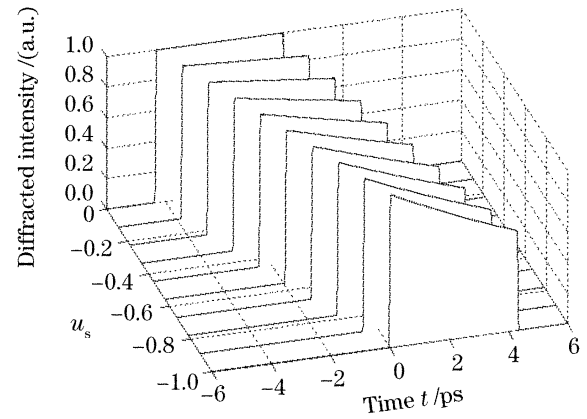


图 4  $\phi_0 = \pi/6$  时, 衍射脉冲光束强度沿局域全息光栅出射边界在频谱域(a)和时间域(b)上的分布

Fig. 4 Intensity distributions of the diffracted pulsed beams (a) in spectral domain, (b) in temporal domain along the output boundary of the local holographic grating

由分析可知,  $W_s$ ,  $W_R$ ,  $R_w$  或  $\phi_0$  的增加, 都会使光栅沿衍射光出射边界上各点的光栅波长选择范围变小, 从而使入射脉冲光束中心波长附近愈来愈多的频谱成分不能通过体全息光栅有效衍射, 因此导致沿光栅出射边界的衍射脉冲光束发生展宽和变形。而对于一维体全息光栅, 光栅厚度增加, 入射脉冲光束被展宽甚至变形的结果一致。但不同于一维体全息光栅, 这种展宽在局域体全息光栅出射边界上各点处的程度是不同的。

### 3.3 光栅折射率调制度的影响

对图 2 给出的光栅参量, 只增加光栅的折射率调制度时, 衍射脉冲光束和透射脉冲光束间的能量耦合增加, 如取  $n_1 = 2 \times 10^{-4}$ ,  $\phi_0 = \pi/18$ ,  $W_s = 1 \text{ mm}$ ,  $R_w = 1$  时, 衍射光在频谱域和时间域受到的影响如图 5 所示。

与图 2(a) 和图 2(b) 相比较可知,  $n_1$  变大, 衍射脉冲光束的强度分布沿光栅的出射边界  $u_R = R_w$ ,  $u_s$  减小的方向上发生了更加强烈的变形, 谱域波形

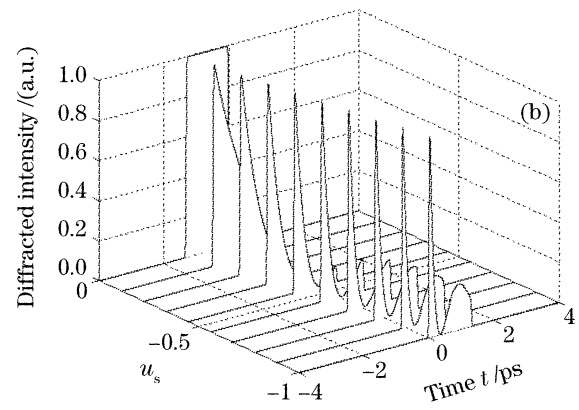
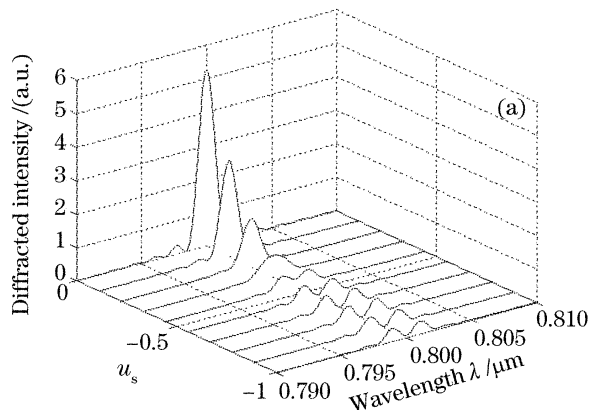


图 5 当  $n_1 = 2 \times 10^{-4}$  时, 衍射脉冲光束强度沿局域全息光栅出射边界在频谱域(a)和时间域(b)上的分布

Fig. 5 Intensity distributions of the diffracted pulsed beams (a) in spectral domain, (b) in temporal domain along the output boundary of the local holographic grating for  $n_1 = 2 \times 10^{-4}$

分布发生脉冲分裂,时域分布的旁瓣相应愈来愈大。由于光栅有限尺寸的影响,在靠近  $u_s$  为 0 处,衍射光束的强度逐渐变大。这是因为  $n_1$  的大小影响了衍射和透射脉冲光束能量耦合强度的大小。

#### 4 衍射效率的变化

对于图 1 所示的局域体全息光栅,利用总衍射效率(19)式,取  $W_s=1$  mm,分别变化  $R_w$ ,  $\phi_0$  和  $n_1$ ,光栅总衍射效率随着入射脉冲的时域半峰全宽  $\Delta\tau$  的变化而变化的曲线如图 6 所示。图 6 中 A, B, C 曲线:  $R_w$  分别取 0.5, 1, 2, 且  $n_1=2 \times 10^{-4}$ ,  $\phi_0=\pi/18$ ,  $W_s=1$  mm; D 曲线:  $R_w=1$ ,  $n_1=2 \times 10^{-4}$ ,  $\phi_0=\pi/36$ ,  $W_s=1$  mm; E 曲线:  $R_w=1$ ,  $n_1=1 \times 10^{-4}$ ,  $\phi_0=\pi/18$ ,  $W_s=1$  mm。由图 6 可以看出,光栅的总衍射效率随着  $\Delta\tau$  的增加而增加,且在脉冲宽度  $\Delta\tau > 1$  ps 时,继续增加脉冲宽度,光栅的总衍射效率变化得非常缓慢,其衍射效率也愈来愈接近入射光束为连续光时用(20)式计算的值。这是因为  $\Delta\tau$  增加,  $\Delta\lambda$  变得愈来愈小,入射脉冲光束愈趋于连续光,从而光栅的布拉格波长选择性对此入射脉冲衍射的限制也愈少,使得光栅的总衍射效率增加。

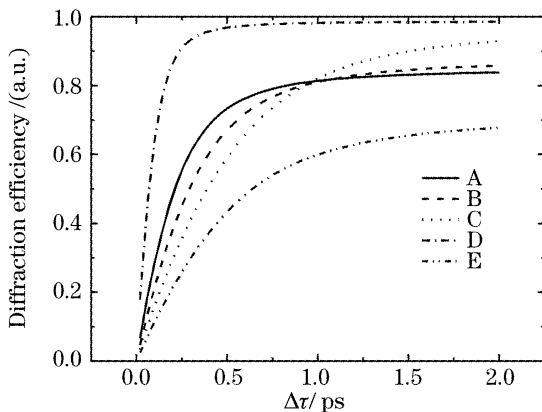


图 6 光栅参量取不同值时,光栅总衍射效率的变化

Fig. 6 Variation of the total diffraction efficiency with various grating parameters

由(21)式可知,记录角度  $\phi_0$  较小时,入射脉冲光束中心波长附近更大范围的波长成分能够通过此光栅有效衍射,从而使光栅总衍射效率增加。而当光栅的折射率调制度增加时,光栅中光束间的耦合系数变大,光束间能量的转换更多,从而使衍射效率增加。

在  $\Delta\tau > 1$  ps 时,随着  $R_w$  的增加,衍射效率变大,与入射光束为连续光时,光栅的衍射效率随光束宽度变化的规律一致<sup>[16]</sup>,但  $\Delta\tau < 1$  ps 时,光栅的总衍射效率随着  $R_w$  的增加反而变小。

图 7 进一步给出了  $\Delta\tau=30$  fs, 100 fs, 1 ps 时与连续光(CW)入射时,光栅的总衍射效率随  $R_w$  的变化曲线<sup>[16]</sup>,  $n_1=2 \times 10^{-4}$ ,  $\phi_0=\pi/18$ ,  $W_s=1$  mm。由图 7 可知,  $\Delta\tau=1$  ps 时,光栅的总衍射效率随  $R_w$  的增加而增加,这与连续光入射的曲线变化规律较一致,而  $\Delta\tau$  较小时则不一致。这是因为,  $W_s$  不变,  $R_w$  增加,光栅的波长选择性变得更加严格,从而使入射脉冲光束中愈来愈多的波长成分不能被光栅有效衍射,以致总衍射效率降低。这一变化曲线不同于二维透射光栅衍射效率随光栅厚度增加而振荡的变化趋势,也不同于二维反射体全息光栅衍射效率随光栅厚度增加而增加的变化趋势<sup>[9~11]</sup>。

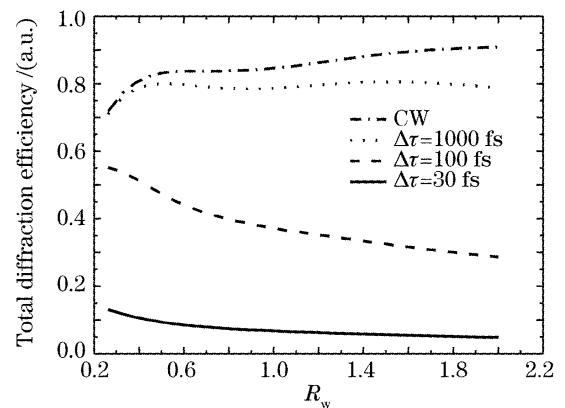


图 7 不同入射脉冲宽度及连续光入射时,衍射效率随  $R_w$  的变化

Fig. 7 Variation of the total diffraction efficiency with  $R_w$  for the input pulses with different pulse width and continuous wave

#### 5 结 论

拓展二维局域体全息光栅对连续光衍射的理论,分析了超短脉冲激光光束被完全重叠型的局域体全息光栅衍射的性质,给出了衍射和透射脉冲激光光束的强度分布在频谱域和时间域分布和光栅总衍射效率的计算表达式,并以  $\text{LiNbO}_3$  晶体为例,进行了数值计算。研究表明,衍射和透射脉冲激光光束的强度分布和光栅的总衍射效率受光栅二维尺寸、记录角度、光栅折射率调制度以及读出脉冲的时域半峰全宽的影响很大。信号光束愈宽,参考光束与信号光束的宽度比愈大,折射率调制度愈大,记录角度愈小,衍射脉冲光的强度沿光栅出射边界的分布将愈不均匀,所发生的波形变形及分裂愈强烈。这不同于二维体全息光栅的衍射光束强度沿光栅出射边界分布不发生变化的情形。折射率调制度愈大,入射角度愈小,入射脉冲的时域半峰全宽愈大时,光栅的衍射效率愈大。这与二维体全息光栅被

超短脉冲激光光束读出时,总衍射效率变化的规律一致。

但入射脉冲光束的时域半峰全宽较小,入射脉冲较短,如小于 1 ps 时,衍射效率随参考光束与信号光束的宽度比的增加而减小,不同于以连续光读出时衍射效率随参考光束与信号光束宽度比的增加而变大的情形。因此,为使衍射的脉冲光束沿光栅出射边界分布均匀,且光栅的衍射效率较大,光栅的有限尺寸,光栅参量及入射条件的影响必须均衡考虑、优化选择。

### 参 考 文 献

- 1 George Barbastathis, Michal Balberg, D. J. Brady. Conforal microscopy with a volume holographic filter[J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(12): 811~813
- 2 J. Hultriede, I. Nee, D. Kip *et al.*. Thermally fixed reflection gratings for infrared light in LiNbO<sub>3</sub>:Ti:Fe channel waveguides [J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(17): 1405~1407
- 3 Kebin Jia, Dapeng Yang, Shubo Dun *et al.*. Holographic storage scheme based on digital signal processing[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2003, **1**(10): 579~582
- 4 G. Steinmeyer, D. H. Sutter, L. Gallmann *et al.*. Frontiers in ultrashort pulse generation; pushing the limits in linear and nonlinear optics[J]. *Science*, 1999, **286**(5444): 1507~1512
- 5 D. Brady, Alan G.-S. Chen, G. Rodriguez. Volume holographic pulse shaping[J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(8): 610~612
- 6 R. A. Athale, K. Raj. Fourier-plane filtering by a thick grating a space-bandwidth analysis[J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(12): 880~882
- 7 S. Han, B. Yu, S. Chung *et al.*. Filter characteristics of a chirped volume holographic grating [J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(1): 107~109
- 8 Y. Ding, D. D. Nolte, Z. Zheng *et al.*. Bandwidth study of volume holography in photorefractive InP:Fe for femtosecond pulse readout at 1.5 μm[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1998, **15**(11): 2763~2768
- 9 Shuyun Teng. Applications of the diffraction in optical communication and optical information processing[D]. Shanghai: Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, 2004. 104~121 (in Chinese)  
滕树云. 衍射光学在光通信和光学信息处理中的应用[D]. 上海: 中国科学院上海光机所, 2004. 104~121
- 10 Wang Chunhua, Liu Liren, Yan Aimin *et al.*. Diffraction properties of transmission photorefractive volume holographic grating reading by an ultrashort pulsed laser beam [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(6): 801~805 (in Chinese)  
王春花,刘立人,闫爱民等. 透射型光折变体全息光栅对超短脉冲激光光束衍射的特性[J]. *光学学报*, 2006, **26**(6): 801~805
- 11 Wang Chunhua, Liu Liren, Yan Aimin *et al.*. Diffraction properties of reflection volume holographic grating reading by an ultrashort pulsed laser beam [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(7): 980~984 (in Chinese)  
王春花,刘立人,闫爱民等. 反射型体全息光栅对超短脉冲激光光束衍射的性质[J]. *光学学报*, 2006, **26**(7): 980~984
- 12 H. Kogelink. Coupled wave theory for thick hologram gratings [J]. *Bell Syst. Technol. J.*, 1969, **48**(9): 2909~2947
- 13 S. Breer, K. Buse. Wavelength demultiplexing with volume phase holograms in photorefractive lithium niobate[J]. *Appl. Phys. B*, 1998, **66**(3): 339~345
- 14 L. Solymar, D. J. Cooke. *Volume Holography and Volume Gratings* [M]. New York: Academic Press, 1981. 164~207
- 15 P. St. J. Russell, L. Solymar. The properties of holographic overlap gratings[J]. *Optica Acta*, 1979, **26**(3): 329~347
- 16 S. Tao, B. Wang, G. W. Burr *et al.*. Diffraction efficiency of volume gratings with finite size; corrected analytical solution[J]. *J. Mod. Opt.*, 2004, **51**(8): 1115~1122