

文章编号: 0253-2239(2010)12-3378-08

# 光栅边界形状对脉冲高斯光束衍射特性的影响

胡志娟<sup>1</sup> 戴翠霞<sup>2</sup> 杜国平<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 上海师范大学数理学院, 上海 200234; <sup>2</sup> 上海应用技术学院理学院, 上海 200235)

**摘要** 基于三维耦合波理论并利用二维 Runge-Kutta 数值法,研究了空间域和时间域都为高斯分布的脉冲激光光束经边界形状被截取后的体全息光栅(VHG)的衍射特性,分析了再现过程中入射参考光的偏振态及光栅边界形状的改变对衍射光束在频谱域和时间域分布以及衍射效率的影响。计算结果表明,通过对 VHG 边界形状进行合理的截取,控制读出光束的偏振态,并恰当选择入射光的脉冲宽度,可以改善脉冲衍射光束在频谱域和时间域的分布情况,获得衍射效率更高,光束质量更好的衍射光脉冲。

**关键词** 光栅与衍射;局域体全息光栅;耦合波理论;脉冲高斯光束

中图分类号 O438.1 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103012.3378

## Influence of Grating Boundary Shapes on Diffraction Properties of Gaussian Pulsed Beam

Hu Zhijuan<sup>1</sup> Dai Cuixia<sup>2</sup> Du Guoping<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> College of Mathematics and Science, Shanghai Normal University, Shanghai 200234, China)  
(<sup>2</sup> College of Science, Shanghai Institute of Technology, Shanghai 200234, China)

**Abstract** Based on the three-dimensional coupled wave theory and the two-dimensional Runge-Kutta methods, diffraction properties of ultrashort pulsed Gaussian beams by volume holographic gratings (VHG) with truncated boundaries are studied. Effects of the polarizations of the readout beams and the grating boundaries on the intensity distributions of diffracted pulsed beams in spectral and temporal domains are presented, and the effects on Bragg selectivity bandwidth, the total diffraction efficiency of gratings are also given. Simulation results show that the Bragg selectivity bandwidth and the distributions of the diffracted pulsed beams along the output boundary of local holographic gratings in spectral and temporal domains can be improved, and the diffracted pulsed beams with better beam quality and higher diffraction efficiency can be obtained by choosing the truncated parameters of local holographic gratings, controlling the polarizations of the readout beams and choosing the pulse duration of readout pulsed beams.

**Key words** diffraction and gratings; local volume holographic grating; coupled-wave theory; pulsed Gaussian beams

## 1 引 言

体全息光栅(VHG)由于具有灵敏的布拉格选择特性、衍射效率高以及对机械震动和温度变化不敏感等优点,在现代光学领域得到了广泛的应用<sup>[1,2]</sup>。对这种光栅衍射特性的分析主要采用耦合波理论<sup>[3~5]</sup>,并应用于连续光束的衍射分析。局域

体光栅的耦合波理论分析显示,输出光束的质量存在一定程度的失真<sup>[4,5]</sup>,然而衍射和透射光束的保真度对体光栅在光通信、激光发射和接收以及光束整形等方面的应用有十分重要的影响。Russell等<sup>[5]</sup>在理论分析和实验上都证实了体光栅边界对衍射光束形状有很大的影响。Kenan<sup>[6]</sup>通过适当选择

收稿日期: 2010-04-12; 收到修改稿日期: 2010-06-08

基金项目: 上海市自然科学基金(09ZR1431300)、上海师范大学重点学科资助项目(DZL804)和校级科研项目(SK200819)资助课题。

作者简介: 胡志娟(1978—),女,博士,讲师,主要从事衍射光学和光学图像处理等方面的研究。

E-mail: huzhijuan@shnu.edu.cn

入射光的振幅形状的方法,来提高衍射光的光束质量。Bao 等<sup>[7]</sup>通过对平行四边形边界的局域体光栅进行部分截取,来改变光栅的边界,提高体光栅的衍射光的光束质量。但是这些分析都是基于连续光而不是超短脉冲激光光束而进行的。

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,超短脉冲激光光束经 VHG 的传输特性引起了人们的广泛兴趣,进而有了一些用于脉冲整形方面的实验研究<sup>[8]</sup>。Y. Ding 等<sup>[9]</sup>在理论和实验上研究了飞秒脉冲激光照明光折变 VHG 的带宽特性。Wang 等<sup>[10,11]</sup>分析了超短脉冲激光光束经各向异性完全重叠型局域 VHG 衍射的时空变化性质。Yan 等<sup>[12,13]</sup>在理论上分析了光栅结构参量对脉冲高斯光束布拉格衍射特性的影响。然而,这些分析没有考虑通过改变局域 VHG 的边界形状来实现体光栅对超短脉冲激光光束的整形应用。

本文基于三维耦合波理论并利用二维 Runge-Kutta 数值算法,研究了空间域和时间域都为高斯型分布的脉冲激光光束经边界形状被截取后的 VHG 的衍射特性。考虑到光栅记录材料的各向异性,讨论

了再现过程中入射参考光的偏振态及光栅边界形状改变对高斯脉冲光束经 VHG 衍射性质的影响。

## 2 理论分析

如图 1(a)所示,假设在 LiNbO<sub>3</sub> 晶体中记录了一个由宽度分别是  $W_R$  和  $W_S$  的参考光束  $R_1$  和信号光束  $S_1$  干涉产生的具有平行四边形边界的标准 VHG。晶体的光轴方向平行于  $z$  轴,两记录光束在选定的坐标系中分别相对于  $x$  轴以角度  $\theta_0$  和  $-\theta_0$  入射。记录光场可以表示为

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

式中  $i = 1, 2$  分别代表参考光和信号光,  $A_{i0}$  为常数,表示两记录光束的电场相对强度,  $e_{i0}$  为描述其偏振方向和振幅分布的矢量。这里两束记录光在晶体中同为  $o$  偏振光,  $\beta_0 = 2\pi n_0 / \lambda_0$  为光在介质中的传播常数,  $n_0$  为光栅介质的平均折射率,  $p_{i0}$  为两记录光束的波前相位函数,记为  $p_{i0} = x \cos \theta_0 - (-1)^i z \sin \theta_0$ 。所形成的光栅表示为介质的介电常数  $\epsilon_r$  的周期性变化。  $\epsilon_r(\lambda) = \epsilon_{r0}(\lambda) + \epsilon_{r1}(\mathbf{e}_{10} \cdot \mathbf{e}_{20}) \cos[\beta_0(p_{10} - p_{20})]$ , 其中  $\epsilon_{r0}$  表示平均介电常数,  $\epsilon_{r1}$  表示变化的幅值。

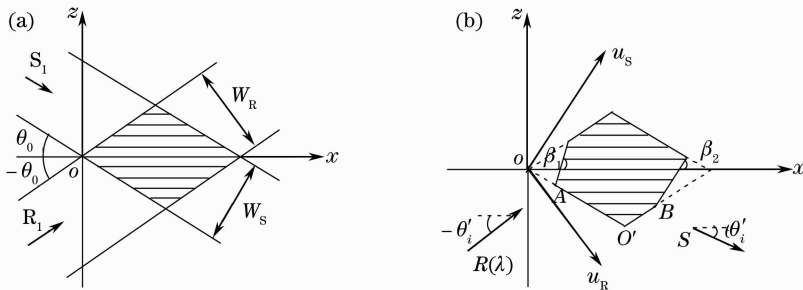


图 1 (a)局域 VHG 的结构示意图, (b)超短脉冲激光束经边界截取后 VHG 的读出结构

Fig. 1 (a) Configuration of local VHG, (b) reconstruction configuration of a VHG with arbitrarily shaped boundary by an ultrashort pulsed beam

单轴晶体中,存在  $o$  光和  $e$  光,它们的电场振动方向互相垂直。由于单轴晶体的各向异性, $o$  光和  $e$  光也能够互相耦合,因此在不同体光栅条件下,有两种布拉格衍射类型:各向同性布拉格衍射包括  $o-o$  型衍射(再现光和衍射光均为  $o$  光)和  $e-e$  型衍射(再现光和衍射光均为  $e$  光),各向异性布拉格衍射包括  $o-e$  型(再现光为  $o$  光,衍射光为  $e$  光)和  $e-o$  型(再现光为  $e$  光,衍射光为  $o$  光)。在文中讨论的是  $o-o$  型和  $e-e$  型的衍射,并不考虑吸收。图 1(b)是所讨论高斯脉冲激光束经边界被截取后的标准 VHG 的读出结构图,对标准 VHG 边界的截取可通过截取参数:光栅入射长度  $O'A, O'B$  和截取角度  $\beta_1, \beta_2$  进

行控制。

再现光波为空间域和时间域都为高斯型分布的脉冲光束,可表示为

$$R_0(r, t) = \exp(-j\omega_0 t - \frac{t^2}{T^2}) \exp\left[-\frac{(r - \omega/2)^2}{(\omega/2)^2}\right], \quad (2)$$

其偏振矢量为  $e_i$ ,在晶体中为  $o$  偏振光或者  $e$  偏振光;  $\omega_0 = 2\pi c / \lambda_0$  为脉冲的中心频率,  $\lambda_0$  为中心波长;  $c$  为真空中光速;  $\omega/2$  为读出脉冲高斯光束的束腰半径;  $T = \frac{\Delta\tau_{imp}}{\sqrt{2\ln 2}}$ ,  $\Delta\tau_{imp}$  为脉冲高斯光束强度分布的时域脉冲半峰全宽(FWHM)。(2)式经傅里叶变换后,其频谱域的振幅分布为

$$R_o(r, \lambda) = \sqrt{\pi} T \exp \left\{ - \left[ \pi T c \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \right]^2 \right\} \times \exp \left[ - \frac{(r - w/2)^2}{(w/2)^2} \right], \quad (3)$$

此脉冲的谱域 FWHM  $\Delta\lambda_{in} = 0.441\lambda_0^2 / (c\Delta\tau_{imp})$ 。

在入射脉冲光束的平均功率较低时, 可把 VHG 看作一个线性系统, 它对入射脉冲光束中的每一个频率成份的响应可用三维耦合波理论求解。忽略掉高斯光束的相位畸变, 对于波长为  $\lambda$  的频率分量, 设介质中只有再现光束  $R$  和衍射光束  $S$ <sup>[4,5]</sup>, 表示为

$$E(x, z, \lambda) = e_{Ri} R_i(x, z, \lambda) \exp(-j\beta_i p_{Ri}) + e_{Si} S_i(x, z, \lambda) \exp(-j\beta_i p_{Si}), \quad (4)$$

式中  $i$  为  $o$  或  $e$ ,  $e_{Ri}$  和  $e_{Si}$  为光栅中读出光束及衍射光束的偏振矢量,  $\beta_i = 2\pi n_i(\lambda) / \lambda_i$ ,  $p_{Ri, Si} = \tilde{x} \cos \theta_i \pm \tilde{z} \sin \theta_i$  为读出光束和衍射光束的波前相位函数,  $n_i(\lambda)$  为介质的平均折射率, 且有

$n_e(\lambda) = n_o(\lambda) n_{e0}(\lambda) [n_o^2(\lambda) \cos^2 \theta_e + n_{e0}^2(\lambda) \sin^2 \theta_e]^{-1/2}$ , 式中  $n_o(\lambda)$ ,  $n_{e0}(\lambda)$  为单轴晶体  $o$  光和  $e$  光的主折射率, 从 Sellmeier<sup>[14]</sup> 公式中可得出  $\theta_e$  为光栅对  $o$  偏

振脉冲光束中心波长的布拉格衍射角, 这里  $\theta_o = \theta_0$ ;  $\theta_e$  为光栅对  $e$  偏振脉冲光束中心波长的布拉格衍射角, 且满足  $\sin \theta_e = \sin \theta_o [n_o(\lambda_0) / n_e(\lambda_0)]$ 。

光栅内的总电场满足矢量波动方程:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \{ \epsilon_{r0} + \epsilon_{r1} (\mathbf{e}_{10} \cdot \mathbf{e}_{20}) \times \cos[\beta_0 (p_{10} - p_{20})] \} \mathbf{E} = 0, \quad (5)$$

当读出光束为  $e$  偏振脉冲光束时, 根据晶体光学, 单轴晶体中波矢传播方向与能量传播方向之间存在一夹角  $\delta_\theta$ , 且  $\tan \delta_\theta = \frac{[n_e^2(\lambda_0) - n_o^2(\lambda_0)] \tan \theta_e}{n_o^2(\lambda_0) + n_e^2(\lambda_0) \tan^2 \theta_e}$ , 此时

的入射角应该为  $\theta'_e = \theta_e + \delta_\theta$ , 则

$$\mathbf{e}_{Re} = [-\cos \theta'_e \quad 0 \quad \sin \theta'_e],$$

$$\mathbf{e}_{Se} = [\cos \theta'_e \quad 0 \quad \sin \theta'_e],$$

若读出光束为  $o$  光  $\delta_\theta = 0$ , 则

$$\mathbf{e}_{Ro} = \mathbf{e}_{So} = [0 \quad 1 \quad 0].$$

用文献[15]中近似的方法, 对于无吸收, 或者吸收较小的 VHG, 采用短波长近似, 并忽略高阶振幅, 可得如下耦合波方程:

$$\sin \theta_i \frac{\partial R_i(x, z, \lambda)}{\partial x} + \cos \theta_i \frac{\partial R_i(x, z, \lambda)}{\partial z} + j\kappa_i \exp(-jM) (\mathbf{e}_{Ri} \cdot \mathbf{e}_{Si}) S_i(x, z, \lambda) = 0, \quad (6)$$

$$\sin \theta_i \frac{\partial S_i(x, z, \lambda)}{\partial x} + \cos \theta_i \frac{\partial S_i(x, z, \lambda)}{\partial z} + j\kappa_i \exp(jM) (\mathbf{e}_{Ri} \cdot \mathbf{e}_{Si}) R_i(x, z, \lambda) = 0, \quad (7)$$

其中  $M = \beta_0 (p_{10} - p_{20}) - \beta_i (p_{Ri} - p_{Si})$  为 VHG 对超短脉冲光束中的不同波长成分, 因波长失配引起的布拉格失配因子, 对于入射脉冲中的中心波长成分,  $M = 0$ .  $\kappa_i = \pi n_1 / \lambda$  为耦合系数, 其中  $n_1$  为光栅介质的平均折射率调制度, 它既与记录光束的偏振状态有关, 也与读出光束的偏振状态有关。对于  $o$  光记录的光栅, 若用  $o$  光读出,  $n_1$  取为  $n_{1o-o} = -\frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_{SC}$ , 若用  $e$  光读出,  $n_1$  取为  $n_{1e-e} = [-n_o^4(\lambda_0) r_{13} \sin^2 \theta'_e + n_e^4(\lambda_0) r_{33} \cos^2 \theta'_e] E_{SC} \frac{1}{2n_e(\lambda_0)}$ , 对  $\text{LiNbO}_3$  晶体取  $r_{13} = 8.6 \times 10^{-12}$  m/V,  $r_{33} = 30.8 \times 10^{-12}$  m/V,  $E_{SC}$  为晶体中通过线性电光效应产生的空间电荷场。

为了求解耦合波方程(6), (7)式进而按照 Solymar 等<sup>[15]</sup>的方法, 引入如下新坐标系  $(u_S, u_R)$ , 且  $u_R = x \sin \theta_i - z \cos \theta_i$  和  $u_S = \sin \theta_i x + \cos \theta_i z$ , 在新坐标系中, 光栅被定义在  $0 < u_S < W_S, 0 < u_R < W_R$  的范围内, 由此可得:

$$\frac{\partial R_i(u_S, u_R, \lambda)}{\partial u_S} + j\kappa'_i \exp(-jM) S_i(u_S, u_R, \lambda) = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial S_i(u_S, u_R, \lambda)}{\partial u_R} + j\kappa'_i \exp(jM) R_i(u_S, u_R, \lambda) = 0, \quad (9)$$

式中, 当读出光波为  $o$  光时, 取  $\kappa'_o = \pi n_{1o-o} / (\lambda \sin 2\theta_o)$ ,  $M = \delta(u_S + u_R)$ ,  $\delta = -\Delta\lambda \tan \theta_0 (2\pi n_g / \lambda_0)$ , 其中  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ ,  $n_g = n_o(\lambda_0) - \frac{\lambda_0 dn_o(\lambda)}{d\lambda} \Big|_{\lambda=\lambda_0}$ ; 当读出光波为  $e$  光时, 取  $\kappa'_e = \cos^2(2\theta'_e) (\pi n_{1o-e}) / (\lambda \sin 2\theta_e)$ ,  $M = \delta(u_S + u_R)$ ,  $\delta = -\Delta\lambda \tan \theta_0 (2\pi n_g / \lambda_0)$ , 其中  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ ,  $n_g = n_e(\lambda_0) - \frac{\lambda_0 dn_e(\lambda)}{d\lambda} \Big|_{\lambda=\lambda_0}$ 。

给定初始条件, 即

$$u_R = 0 \text{ 上 } S(u_S, u_R, \lambda) = 0, u_S = 0 \text{ 上 } R(u_S, u_R, \lambda) = \sqrt{\pi} T \exp \left\{ \left[ -\pi T c \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \right]^2 \right\} \exp \left[ -\frac{(u_R - W_R/2)^2}{(W_R/2)^2} \right],$$

对于标准平行四边形体光栅,采用类似文献[5]的方法,可得到耦合波方程组的解。但是标准光栅的边界形状被任意截取后,由于边界条件的改变,很难得到耦合波方程的解析解。采用两维 Runge-Kutta 法进行数值分析<sup>[16]</sup>。设读出光束和衍射光束分别由实部和虚部组成  $S(u_S, u_R, \lambda) = s(u_S, u_R, \lambda) + j\Sigma(u_S, u_R, \lambda)$  和  $R(u_S, u_R, \lambda) = r(u_S, u_R, \lambda) + jP(u_S, u_R, \lambda)$ , 并代入(8),(9)式将得到以下方程组

$$\begin{cases} \frac{\partial r(u_S, u_R, \lambda)}{\partial u_S} = B(u_S, u_R) \kappa' [\cos M \cdot \Sigma(u_S, u_R, \lambda) - \sin M \cdot s(u_S, u_R, \lambda)] \\ \frac{\partial P(u_S, u_R, \lambda)}{\partial u_S} = B(u_S, u_R) \kappa' [-\sin M \cdot \Sigma(u_S, u_R, \lambda) - \cos M \cdot s(u_S, u_R, \lambda)] \\ \frac{\partial s(u_S, u_R, \lambda)}{\partial u_R} = B(u_S, u_R) \kappa' [\cos M \cdot P(u_S, u_R, \lambda) + \sin M \cdot r(u_S, u_R, \lambda)] \\ \frac{\partial \Sigma(u_S, u_R, \lambda)}{\partial u_R} = B(u_S, u_R) \kappa' [-\cos M \cdot r(u_S, u_R, \lambda) + \sin M \cdot P(u_S, u_R, \lambda)] \end{cases}, \quad (10)$$

式中  $B(u_S, u_R)$  为数值计算过程中的边界控制函数,当处于光栅边界内时  $B(u_S, u_R) = 1$ , 处于体光栅边界外部位置时  $B(u_S, u_R) = 0$ , 利用两维 Runge-Kutta 法求解(10)式可得到任意边界形状下光栅衍射的透射光和衍射光的振幅,其强度表达式为

$$I_R(u_R, W_S, \lambda) = |r(u_R, W_S, \lambda) + jP(u_R, W_S, \lambda)|^2, \quad (11)$$

$$I_S(u_S, W_R, \lambda) = |s(u_S, W_R, \lambda) + j\Sigma(u_S, W_R, \lambda)|^2. \quad (12)$$

对衍射和透射光束频谱域的振幅分布做时间逆傅里叶变换,并取其模的平方,即可得衍射和透射光束强度的时间分布表达式。定义体光栅对脉冲高斯光束衍射的衍射效率为所有频率的衍射光波的能量与所有频率的透射光波的能量和衍射光波的能量之和的比值,即

$$\eta_{\text{Tot}} = P_d / (P_d + P_t), \quad (13)$$

式中

$$P_d = \iint S(u_S, \lambda) S^*(u_S, \lambda) du_S d\lambda,$$

$$P_t = \iint R(u_R, \lambda) R^*(u_R, \lambda) du_R d\lambda.$$

### 3 数值结果与讨论

研究入射光偏振态及光栅边界形状改变对衍射脉冲光束强度分布、光栅的布拉格选择带宽及总的衍射效率的影响,假设局域 VHG 记录于  $\text{LiNbO}_3$  晶体中,光轴方向沿  $z$  轴方向。如图 2(a)是具有平行四边形边界的标准 VHG,此光栅由光束宽度分别为  $W_R \times W_S = 1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$  的参考光束  $R_1$  和信号光束  $S_1$ ,以入射角  $\theta_0 = \pi/9$  干涉形成光栅,空间电荷场  $E_{\text{SC}} = 5.0 \times 10^6 \text{ V/m}$ 。图 2(b)是标准 VHG 经边界截取后的形状,其截取参数为  $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$ ,  $d_{O'A} = 304.9 \mu\text{m}$ ,  $d_{O'B} = 304.9 \mu\text{m}$ 。图 2(c)是标准 VHG 经边界截取后的另一形状,其截取参数为  $\beta_1 = \beta_2 = 80^\circ$ ,  $d_{O'A} = 187.6 \mu\text{m}$ ,  $d_{O'B} = 0$ 。取入射的高斯型超短脉冲光束的时域 FWHM 为  $\Delta\tau_{\text{imp}} = 50 \text{ fs}$ ,入射光束中心波长  $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ ,脉冲高斯光束的束腰半径为  $W_R/2$ 。

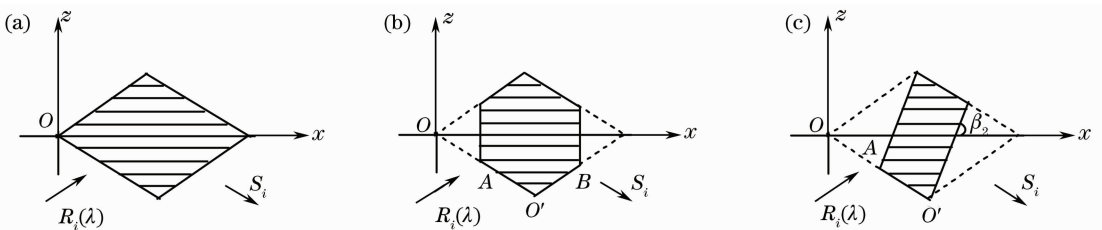


图 2 三种边界形状被截取后的 VHG 结构图

Fig. 2 Three reconstruction configurations of volume holographic gratings with truncated boundaries

### 3.1 光栅的布拉格选择带宽

入射超短脉冲激光光束中不同波长成分的分量,被光栅衍射后的衍射效率不同。因此,在衍射光束的出射边界上,由于光栅的波长选择特性,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,衍射效率降低为其中心波长衍射的一半。由布拉格失配因子可将光栅的光谱范围  $\Delta\lambda_G$  表示为

$$\Delta\lambda_G = 2\bar{M}\lambda_0^2[(u_S + u_R)\tan\theta_0(2\pi n_g)]^{-1}, \quad (14)$$

式中  $\bar{M}$  是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布拉格失配因子的平均值。由(14)式可见,光栅的布拉格选择带宽与光栅出射边界形状,介质色散效应和入射角等因素有关。图3给出了图2所示三种不同边界形状的VHG分别用o偏振光和e偏振光束读出时,在中心频率对应的光栅耦合系数  $\kappa_i = \pi n_1/\lambda_0$  时,归一化衍射效率随波长偏移  $\Delta\lambda$  变化的曲线图。

由图3可见边界被截取后的VHG的布拉格选择特性比标准VHG的弱,其中边界被截取的VHG[图2(c)]的布拉格选择性最弱。但对于同一光栅,e-e型衍射比o-o型衍射的布拉格选择特性更弱,这是由于光栅介质色散效应的影响,o偏振光束读出时的  $n_g$  大于e偏振光束读出时的值,因此e偏振脉冲光束读出光栅时有更多的频谱成份可以通过,这会对衍射光强度分布产生很大的影响。而当VHG

边界被截取后,由于光栅平均布拉格失配值  $\bar{M}$  值变小的影响,同一光栅的e-e型衍射和o-o型衍射对应的光栅布拉格选择带宽会越来越相近。因此,可以通过控制VHG边界截取参数,读出光的偏振状态及中心波长的布拉格入射角,来确定合适的体光栅布拉格衍射带宽,这在实现超短高斯脉冲光束整形方面有重要的意义。

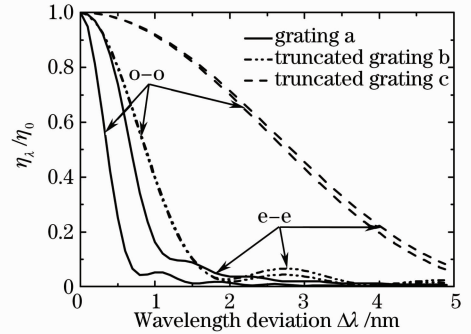


图3 三种不同边界形状VHG归一化衍射效率随波长偏移  $\Delta\lambda$  的变化曲线图

Fig. 3 Bragg selectivity of three gratings with different boundary shape as function of wavelength deviation  $\Delta\lambda$

### 3.2 衍射光束的谱域和时域分布特性

图4给出了图2(a)所示的标准形状VHG,在读出光束和衍射光束同为o光(o-o型衍射)或同为e光(e-e型衍射)时,衍射脉冲光束强度在谱域和时域的归一化分布图。取入射的超短脉冲光束的时域

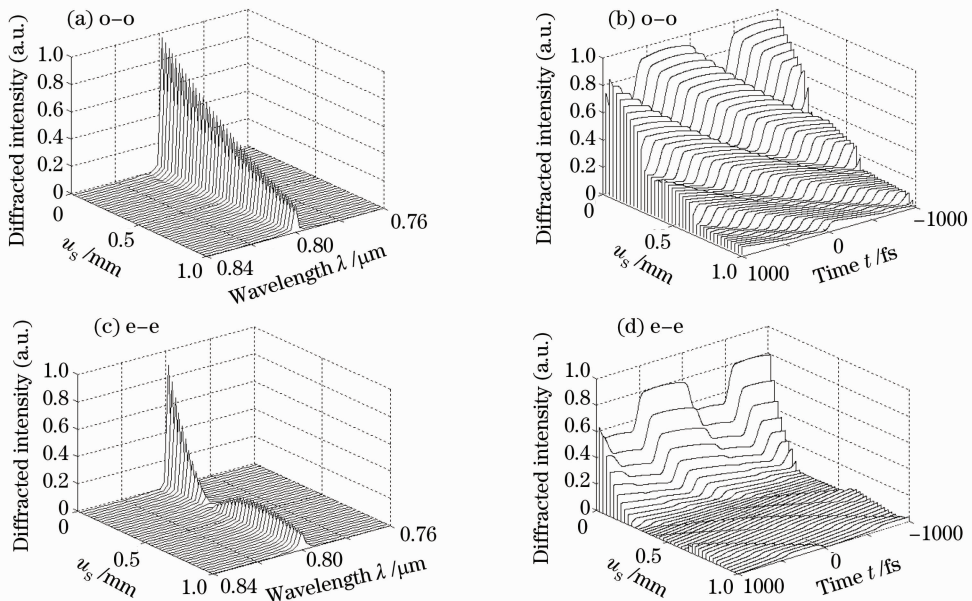


图4 衍射脉冲光束强度[经图2(a)所示VHG]沿  $u_s$  方向在频谱域(a),(c)和时间域(b),(d)的归一化分布图

Fig. 4 Normalized intensity distributions of the diffracted pulsed beams along  $u_s$  direction in the spectral (a),(c) and temporal (b),(d) domain for VHG as shown in Fig. 2(a)

FWHM  $\Delta\tau_{\text{inp}} = 50$  fs, 中心波长  $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ 。由图 4 可见, 用 o 光读出时, 衍射光束沿出射边界处的分布出现了很大的失真, 不再显现高斯分布状态, 同时衍射光束在时域上的分布被极大地展宽, 并沿着光栅出射边界增加的方向上脉冲峰值迅速减少。而用 e 光读出时, 衍射脉冲光束在谱域也不呈高斯分布状, 且沿出射边界出现了更明显的失真, 在出射边界中心位置附近出现“零”峰值。衍射脉冲光束在时域分布情况也出现了明显的失真, 衍射脉冲光束在时域也不再呈高斯分布状, 脉冲峰值沿出射边界的增加迅速降低。

图 5 给出了图 2 (b) 所示的标准光栅边界形状

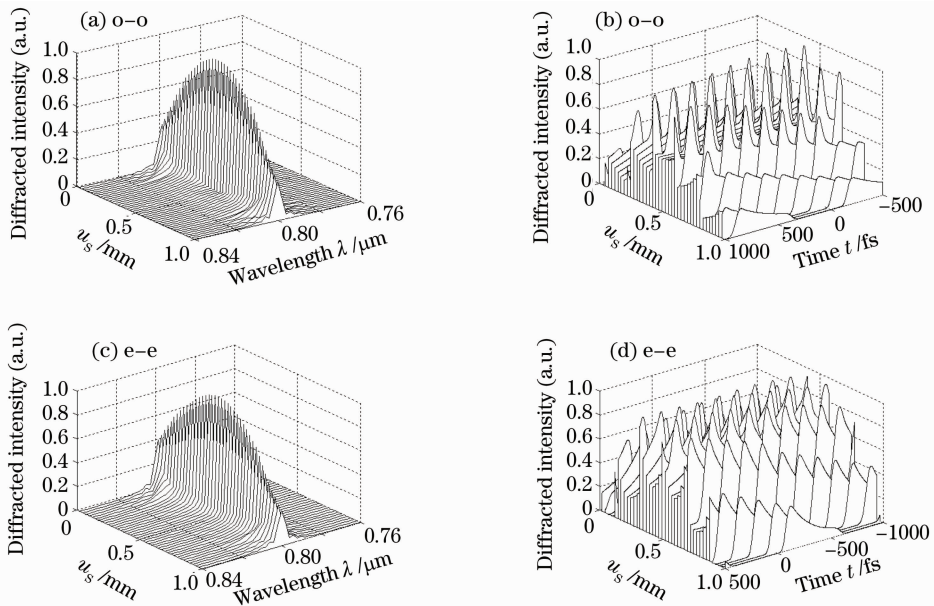


图 5 衍射脉冲光束强度[经图 2(b)所示 VHG]沿  $u_s$  方向在频谱域(a),(c)和时间域(b),(d)的归一化分布图  
Fig. 5 Normalized intensity distributions of the diffracted pulsed beams along  $u_s$  direction in the spectral (a), (c) and temporal (b), (d) domain for VHG as shown in Fig. 2(b)

图 6 给出了图 2 (c) 所示的标准光栅边界形状被截取后, 在 o 偏振和 e 偏振高斯脉冲光束读出下的衍射光束强度在谱域和时域的归一化分布图。

对比图 6(a),(c) 可以看出两种偏振态高斯脉冲光束读出下, 衍射脉冲光束在谱域分布情况相似, 其随出射边界  $u_s$  的分布具有明显的空间分布的对称性, 谱域 FWHM 变大, 但出现较为明显的旁瓣。衍射光束的时域脉冲 FWHM 更小, 在空间的分布上, 出射边界中间部分对应的时域脉冲峰值最大, 出射边界两端对应的峰值较小。o 光读出时衍射光束的时域脉冲展宽及峰值和 e 光读出时的情形较为相似。这是因为此边界形状的体光栅在两种偏振态高

被截取后, 在 o 偏振和 e 偏振高斯脉冲光束读出下的衍射光束强度在谱域和时域的归一化分布图。

与图 4 对比可以看出两种偏振态高斯脉冲光束读出下, 衍射脉冲光束在谱域分布中随出射边界  $u_s$  的分布有了较大地提高, 类似高斯分布, 显示了空间分布的对称性。衍射光束的时域脉冲峰值增大, 在空间的分布上, 出射边界中间部分对应的时域脉冲峰值最大, 而出射边界两端对应的脉冲峰值较小。

与图 4(b),(d) 比较, 衍射光束的时域 FWHM 变小。同时, 比较图 5 中的(b),(d), o 光读出时衍射光束的时域脉冲展宽现象更甚于 e 光读出时的情形, 且脉冲峰值小于 e 光读出时的脉冲峰值。

斯脉冲光束读出下的布拉格选择带宽值越来越接近的缘故。

从以上分析可以看出, 光栅边界形状的改变及入射光的偏振状态的选择对脉冲光束的振幅分布有很大的影响。通过对光栅边界形状的改变, 可以提高衍射光束强度的分布, 为获得最好的脉冲整形效果, 可根据要求合理设计光栅边界的截取参数。

### 3.3 衍射效率

图 7 给出了图 2 所示的三种不同边界形状的标准光栅边界形状, 经偏振态为 o 或 e 脉冲高斯型光束读出下的总的衍射效率随入射脉冲宽度  $\Delta\tau_{\text{inp}}$  的变化曲线图。

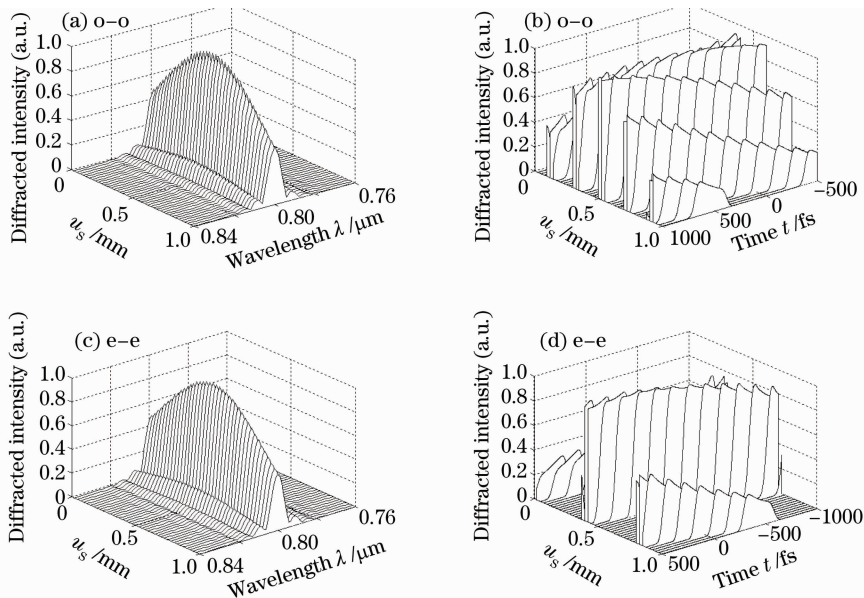


图 6 衍射脉冲光束强度[经图 2(c)所示 VHG]沿  $u_s$  方向在频谱域(a), (c)和时间域(b), (d)的归一化分布图  
 Fig. 6 Normalized intensity distributions of the diffracted pulsed beams along  $u_s$  direction in the spectral (a), (c) and temporal (b), (d) domain for VHG as shown in Fig. 2(c)

从图 7 中可见,光栅的总衍射效率随着  $\Delta\tau_{mp}$  的增加而增加,并趋于饱和。而且对于相同的光栅,用 e 偏振脉冲高斯光束读出的总衍射效率比 o 偏振脉冲高斯光束读出的总衍射效率大,这是因为 e 光读出时,  $\kappa'$  值最大,光束之间的耦合最强,随着脉冲宽度的增加,衍射效率的偏振依赖特性变得更加明显。同时,对于 o-o 型(e-e 型)衍射,当光栅被截取后,衍射效率曲线随  $\Delta\tau_{mp}$  增加而趋于饱和值的速度越快,且饱和值越小。但当入射脉冲宽度  $\Delta\tau_{mp}$  较小时,截取后光栅的衍射效率会出现大于标准光栅的衍射效率。这是因为超短脉冲光束读出下光栅的衍射效率受光栅的布拉格选择带宽  $\Delta\lambda_G$ , 光栅的尺寸大小和

入射脉冲宽度  $\Delta\tau_{mp}$  等因素的影响。当入射的脉冲宽度  $\Delta\tau_{mp}$  较小时,光栅的总衍射效率主要受光栅布拉格选择带宽  $\Delta\lambda_G$  的影响,  $\Delta\lambda_G$  越大,脉冲光束中愈多的频谱成份可以通过光栅,因而衍射效率越大。而随着入射的脉冲宽度  $\Delta\tau_{mp}$  的增加,光栅的总衍射效率变化规律愈来愈接近于连续入射的情形,这时总衍射效率主要受光栅的尺寸大小的影响,光栅边界截取后的衍射效率低于标准光栅的衍射效率。

### 4 结 论

利用三维耦合波理论研究了空域和时域都为高斯型分布的脉冲激光光束经 VHG 时,读出光束的偏振态和光栅边界形状的改变对光栅衍射带宽、衍射脉冲光束强度在频谱域和时间域分布及光栅总的衍射效率的影响。分析表明,通过对光栅边界形状的截取,可以改善脉冲衍射光束在谱域和时域以及出射边界上的分布情况。光栅的衍射效率受光栅的布拉格选择带宽、光栅尺寸大小、读出光束的偏振态和脉冲宽度等参量的影响,当入射光的脉冲宽度较小时,光栅的总衍射效率主要受光栅衍射带宽的影响,边界截取后光栅的衍射效率更大,但随着入射脉冲光束宽度的增加,光栅的总衍射效率逐渐增加,并趋于饱和,而边界截取后光栅的衍射效率较低。用 e 偏振脉冲光束读出比用 o 偏振脉冲光束读出时得到的衍射效率更大。因此,为了得到较大衍射效率,较好光束质量的衍射脉冲光束,可以通过对改变

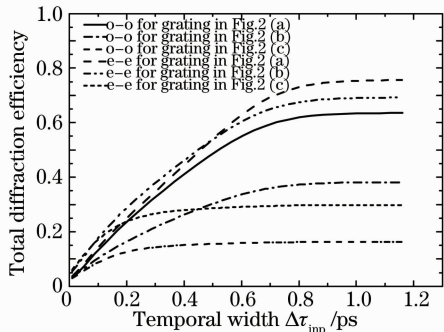


图 7 三种不同边界形状光栅在不同偏振态读出光束下的总衍射效率随入射脉冲 FWHM  $\Delta\tau_{mp}$  的变化曲线  
 Fig. 7 Variation of the total diffraction efficiency versus the input FWHM puls duration  $\Delta\tau_{mp}$  for three gratings with different boundary shape in different reading polarization cases

光栅边界形状,控制读出光偏振态等因素进行优化选择。该结论可应用于超短脉冲高斯光束的整形和处理研究。

### 参 考 文 献

- 1 L. R. Liu, B. Liu, X. N. Yan *et al.*. Photorefractive miniaturized integration of optical three-dimensional systems[J]. *J. Opt. A*, 1999, **1**(2): 220~224
- 2 K. Buse, A. Adibi, D. Psalfis. Non-volatile holographic storage in doubly doped lithium niobate crystals [J]. *Nature*, 1998, **393**(7): 665~668
- 3 H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings [J]. *Bell Syst. Tech. J.*, 1969, **48**(9): 2909~2947
- 4 M. G. Moharam, T. K. Gaylord. Bragg diffraction of finite beams by thick gratings[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1980, **70**(3): 300~304
- 5 P. S. J. Russell, L. Solymar. The properties of holographic overlap gratings[J]. *Opt. Acta*, 1979, **26**(3): 329~347
- 6 R. P. Kenan. Theory of crossed beam diffraction gratings[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1978, **QE-14**(12): 924~930
- 7 Y. Bao, C. M. Verber, R. P. Kenan. Influence of grating shapes on beam profiles for right-angle guided-wave diffraction [J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(8): 595~597
- 8 D. Brady, Alan G. -S. Chen, G. Rodriguez. Volume holographic pulse shaping[J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(8): 610~612
- 9 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  $\mu\text{m}$ [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1998, **15**(11): 2763~2768
- 10 Chunhua Wang, Liren Liu, Aimin Yan *et al.*. Three-dimensional vectorial study for finite sized volume holographic gratings in anisotropic crystals under ultrashort pulsed beams readout[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2007, **24**(6): 1799~1807
- 11 Wang Chunhua, Liu Liren, Yan Aimin *et al.*. Diffraction properties of local volume holographic grating read by an ultrashort pulsed laser beam[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(9): 1558~1564
- 王春花, 刘立人, 闫爱民等. 超短脉冲激光光束被局域体全息光栅衍射的性质分析[J]. *光学学报*, 2007, **27**(9): 1558~1564
- 12 Aimin Yan, Liren Liu, De'an Liu *et al.*. Analysis of an ultrashort pulsed finite beam diffracted by volume gratings[J]. *J. Optics A: Pure and Applied Optics*, 2007, **9**(1): 66~72
- 13 Yan Aimin, Liu De'an, Zhou Yu *et al.*. Influence of geometry parameter on the Bragg diffraction by volume gratings of a pulsed Gaussian beam [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(11): 1517~1521
- 闫爱民, 刘德安, 周煜等. 结构参量对脉冲高斯光束布拉格衍射特性的影响[J]. *中国激光*, 2006, **33**(11): 1517~1521
- 14 D. S. Smith, H. D. Riccius, R. P. Edwin. Refractive indices of lithium niobate[J]. *Opt. Commun.*, 1976, **17**(3): 332~335
- 15 L. Solymar, D. J. Cooke. Volume Holography and Volume Gratings[M]. Academic, Oxford, 1981. 229~253
- 16 G. Notni, R. Kowarschik. Diffraction analysis of three-dimensional volume gratings with arbitrary boundaries[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1989, **6**(11): 1682~1691