

文章编号: 0253-2239(2009)01-0126-06

透射型体光栅对超短脉冲高斯光束衍射特性研究

郑光威¹ 刘 莉¹ 何焰蓝² 谭吉春² 郑浩斌² 王 逍³ 王晓东³

(¹ 国防科技大学光电科学与工程学院, 湖南, 长沙 410073; ² 国防科技大学理学院, 湖南, 长沙 410073)
³ 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川, 绵阳 621900)

摘要 采用傅里叶频谱分析法, 将超短脉冲高斯光束展开为单色单角谱成分的线性叠加; 利用 Kogelnik 一维耦合波理论, 分析透射型体光栅对各单色单角谱成分的衍射特性; 再通过逆傅里叶变换得出衍射光波的时空分布与光栅各参量的对应关系。结果表明: 衍射光束在时域以及在光栅波矢与光栅前表面法向所构成平面内的空域光强分布随光栅周期的减小而呈展宽趋势, 且在空域的展宽趋势较为迅速, 与入射光束在空域进行比较, 衍射光束空域分布发生非常明显的畸变; 衍射光束在时域以及在光栅波矢与光栅前表面法向所构成平面内的空域光强分布随光栅厚度的增大亦呈展宽趋势, 且展宽速度相当, 与入射光束在时域和空域比较, 均发生了较明显的畸变。

关键词 衍射与光栅; 体光栅衍射特性; 耦合波理论; 超短脉冲高斯光束; 傅里叶变换

中图分类号 O438.1 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20092901.0126

Diffraction Properties of Ultra-Short Pulsed Gaussian Laser Beam by Transmission Volume Grating

Zheng Guangwei¹ Liu Li¹ He Yanlan² Tan Jichun² Zheng Haobin²
Wang Xiao³ Wang Xiaodong³

¹ College Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defence Technology, Changsha, Hunan 410073, China
² College of Science, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China
³ Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

Abstract Based on Fourier transform, the ultra-short pulsed Gaussian laser beam is transformed into linear combinations of monochromatic plane waves. Depending on Kogelnik's one-dimensional coupled-wave theory, the diffraction characteristics of monochromatic plane waves by transmitting volume grating are put forward, when the central wave vector satisfies the Bragg condition of the volume grating. With the inverse Fourier transform of diffraction of monochromatic plane waves, the law of spatial and temporal intensifying distribution of diffractive beam with different parameters of volume grating is given. The results show that diffractive laser beam is broadened in the temporal and spatial domains, in the plane comprising of the grating vector and the normal vector of the grating front surface, with the decreasing period of the transmitting volume grating. Its broadening trend in the spatial domain is faster than that in the temporal domain. Compared with input ultra-short pulsed Gaussian laser beam, the diffractive laser beam is deteriorated obviously in the spatial domain. Diffractive laser beam is broadened in the temporal and spatial domains in the plane comprising of the grating vector and the normal vector of the grating front surface, with the increasing thickness of the grating. And its broadening trend is equal to each other in the spatial and in temporal domains. Compared with the input ultra-short pulsed Gaussian laser beam, the diffractive laser beam is deteriorated both in the temporal and spatial domains.

Key words diffraction and grating; diffractive characteristics of volume grating; coupled-wave theory; ultra-short pulsed Gaussian laser beam; Fourier transform

1 引 言

体光栅是一种非常重要的光学元器件, 其突出特点是当入射光束满足布拉格条件时具有很高的衍

射效率(在某些特殊记录基质中, 如光热折变玻璃, 其衍射效率可达 99%)以及较好的波长、角度选择性(半高光谱宽度和半高角谱宽度分别可达 100 pm

收稿日期: 2008-05-06; 收到修改稿日期: 2008-07-03

基金项目: 国家自然科学基金(10676038)资助课题。

作者简介: 郑光威(1981—), 男, 博士研究生, 主要从事高功率激光空间低通滤波研究。E-mail: zgw198196@126.com

导师简介: 谭吉春(1947—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事光信息获取、传输与处理等方面的研究。

E-mail: nudt2004@126.com

和 $100 \mu\text{rad}$ ^[1]。其应用范围主要涉及光束偏转、光束合成以及光束整形等领域^[1, 2]。

对体光栅衍射特性的理论研究一直是个热门课题。国外 Kogelnik^[3]通过一定近似, 得出分析体光栅衍射特性的一维耦合波理论, 随后 Solymer^[4]提出二维、三维耦合波理论, Gaylord^[5, 6]课题组提出严格耦合波理论, 车诺夫^[7]提出严格三维矢量特征波理论, 但他们只分析体光栅对单色平面波的衍射特性, 并没有考虑到脉冲高斯光束输入时的一般情况; 国内研究有单独考虑高斯光束^[8]或超短脉冲激光光束入射至体光栅的衍射特性分析^[9, 10], 而分析体光栅对超短脉冲高斯光束的衍射特性方法显得比较复杂^[11], 因此如何有效地分析体光栅对超短脉冲高斯光束的衍射特性就显得非常迫切。本文采用傅里叶频谱以及 Kogelnik 耦合波理论, 分析超短脉冲高斯光束斜入射至透射型体光栅时的衍射特性, 所得结果对实际应用透射型体光栅来完成超短脉冲高斯光束非相干合成、超短脉冲高斯光束偏转以及超短脉冲高斯光束空间低通滤波具有理论指导意义。

2 超短脉冲高斯光束的数学描述及其傅里叶展开

超短脉冲高斯光束入射至透射型体光栅如图 1 所示。其中 XOZ 平面为体光栅前表面法方向 N 与光栅矢量 K 所在平面, 坐标系 $X'Y'Z'O$ 与坐标系 $XYZO$ 的对应关系可由角 β_1 和角 β_2 来描述, 其中 β_1 表示 Y' 轴与 Y 轴之间的夹角, 而 β_2 表示 X' 轴与 X 轴之间的夹角。光栅为传导率和介电常数均正弦同周期变化的体光栅, 图 1 中所示平行条纹表示传导率

与介电常数的峰值 d 、 Λ 、 φ 分别表示体光栅厚度、周期以及光栅条纹与 Z 轴的夹角, $|K| = 2\pi/\Lambda$ 。

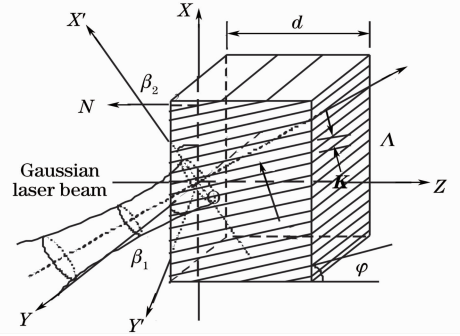


图 1 超短脉冲高斯光束入射至透射型体光栅示意图(空域)

Fig. 1 Schematic of input of ultra-short Gaussian laser beam into transmitting volume grating (in spatial domain)

为方便讨论, 选取平行平面共焦腔基模超短脉冲高斯光束作为研究对象, 其电场振幅的标量表达式(忽略电场的相位分布, 且偏振方向垂直于入射面)。

$$E = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z')} \exp\left(-\frac{x'^2 + y'^2}{\omega^2(z')}\right) \exp(-t^2/T^2) \times \exp[i(2\pi f_0 t + k'_0 \cdot r')], \quad (1)$$

其中 ω_0 、 $\omega(z') = \omega_0(1 + (z'/f)^2)^{1/2}$ 分别表示此高斯光束束腰处的腰斑和距束腰为 z' 处的腰斑半径, f 表示共焦腔镜的焦距; $f_0 = c/\lambda_0$ 表示的脉冲的中心频率, λ_0 为中心波长, c 为真空中的光速; $T = \Delta\tau/(2\ln 2)^{1/2}$, $\Delta\tau$ 为高斯脉冲强度分布的脉冲半峰全宽; k'_0 表示此光束的中心波矢(方向为光束轴向方向, 波数 $k'_0 = 2\pi/\lambda_0$)。

利用傅里叶变换, 在时域和空域(对在 $X'OY'$ 面内的光场)对(1)式分别作一维以及二维傅里叶展开, 其单色单角谱振幅的表达式如下:

$$U(k'_x, k'_y, \lambda, z') = A \exp\left\{-\left\{\left[\frac{\omega(z')}{2}(k'_x - k'_{x0})\right]^2 + \left[\frac{\omega(z')}{2}(k'_y - k'_{y0})\right]^2\right\}\right\} \exp\{-[\pi Tc(1/\lambda - 1/\lambda_0)]^2\} \exp(ik'_{z0} z'), \quad (2)$$

其中 k'_x 、 k'_y 和 $k'_z = (k'^2 - k'^2_x - k'^2_y)^{1/2}$ 分别表示波矢 k' 在 X' 轴、 Y' 轴以及 Z' 轴上的投影, k'_{x0} 、 k'_{y0} 和 k'_{z0} 分别表示中心波矢 k'_0 在轴 X' 和 Y' 以及 Z' 上的投影。

由坐标系 $XYZO$ 与坐标系 $X'Y'Z'O$ 的对应关系, 可得

$$\begin{bmatrix} k'_x \\ k'_y \\ k'_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta_2 & \sin \beta_1 \sin \beta_2 & -\cos \beta_1 \sin \beta_2 \\ 0 & \cos \beta_1 & \sin \beta_1 \\ \sin \beta_2 & -\sin \beta_1 \cos \beta_2 & \cos \beta_1 \cos \beta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k_x \\ k_y \\ k_z \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中 k_x 、 k_y 和 k_z 分别表示波矢 k 在 X 轴、 Y 轴以及 Z 轴上的投影值。将(3)式代入(2)式即可得出 $U(k_x, k_y, \lambda, z)$ 的大小。

定义 ϕ 为波矢 k 在 XOZ 平面内的投影 k_{xz} 与光

栅条纹之间的夹角, 如图 2 所示。其表达式如下:

$$\begin{aligned} \phi &= \arctan(k_x/k_z) - \varphi \\ &= \arctan(k_x/\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}) - \varphi. \end{aligned} \quad (4)$$

图 2 中, ϕ_s 为衍射光束波矢 \mathbf{k}_s 在 XOZ 平面内的投影 \mathbf{k}_{sxz} 与光栅条纹之间的夹角。当波矢 \mathbf{k} 满足布拉格条件时, \mathbf{k}_{xz} 、 \mathbf{k}_{sxz} 与光栅波矢 \mathbf{K} 构成封闭三角形。

将(4)式代入 $U(k_x, k_y, \lambda, z)$ 即可得到单色单角谱的强度由自变量 ϕ, k_y 以及 λ 的表示形式 $U(\phi, k_y, \lambda, z)$ 。

定义超短脉冲高斯光束角谱宽度 $\Delta\phi_L (\lambda = \lambda_0)$ 和光谱宽度 $\Delta\lambda_L (\phi = \phi_0)$ 分别满足下面表达式

$$U(\phi_0 + \Delta\phi_L/2, k_{y0}, \lambda_0, z) = U(\phi_0, k_{y0}, \lambda_0, z) / \sqrt{2}, \quad (5)$$

$$U(\phi_0, k_{y0}, \lambda_0 + \Delta\lambda_L/2, z) = U(\phi_0, k_{y0}, \lambda_0, z) / \sqrt{2}. \quad (6)$$

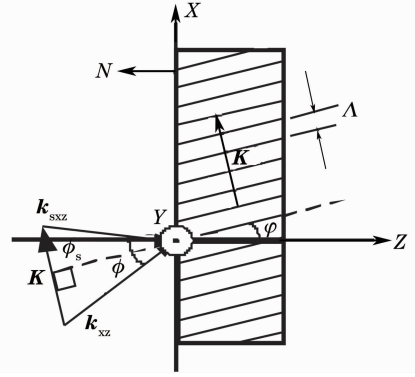


图 2 \mathbf{k}_{xz} 、 \mathbf{k}_{sxz} 与 \mathbf{K} 的矢量关系图

Fig. 2 Vector diagram of \mathbf{k}_{xz} , \mathbf{k}_{sxz} , and \mathbf{K}

3 耦合波理论

忽略各单色单角谱成分通过体光栅时相互之间的能量耦合, 采用类似 Kogelnik 耦合波理论的方法, 并考虑中心波矢 \mathbf{k}_0 在 XOZ 面内且满足布拉格条件, 即 $2 \sin\phi_0 \mathbf{k}_0 = \mathbf{K}$ 时(此时 $k_{0x}/k_{0z} = \tan(\phi_0 + \varphi)$, 如图 2 所示), 可得入射光波与衍射光波的耦合波方程组如下:

$$\begin{cases} C_R \frac{dR(\phi, k_y, \lambda, z)}{dz} + \alpha R(\phi, k_y, \lambda, z) + i\kappa S(k_{sx}, k_{sy}, \lambda, z) = 0, \\ C_S \frac{dS(k_{sx}, k_{sy}, \lambda, z)}{dz} + (\alpha + i\vartheta) S(k_{sx}, k_{sy}, \lambda, z) + i\kappa R(\phi, k_y, \lambda, z) = 0, \end{cases} \quad (7)$$

其中 $R(\phi, k_y, \lambda, z)$ 、 $S(k_{sx}, k_{sy}, \lambda, z)$ 分别表示角谱为 (ϕ, k_y) 、 (k_{sx}, k_{sy}) 波长为 λ 的入射光波以及衍射光波在 z 处的振幅, 其中: $\tan(k_{sx}/\sqrt{k^2 - k_{sx}^2 - k_{sy}^2}) = \phi - \varphi$, $k_{sy} = k_y$, $C_S = \cos(\phi + \varphi) + K \sin \varphi / \beta$, $C_R = \cos(\phi + \varphi)$, $\beta = \omega[\mu\epsilon_0\epsilon_{r0}(\lambda)]^{1/2}$, $\vartheta = K \sin \phi - K^2/2\beta$, $\alpha = \sigma_0(\lambda)[\mu/\epsilon_0(\lambda)\epsilon_{r0}(\lambda)]^{1/2}/2$, $\kappa = \frac{\epsilon_{r1}(\lambda)\beta}{4\epsilon_{r0}(\lambda)} +$

$i \frac{\sigma_1(\lambda)}{4} [\mu/\epsilon_0(\lambda)\epsilon_{r0}(\lambda)]^{1/2}$, 其中 ϵ_0 、 $\epsilon_{r0}(\lambda)$ 和 $\epsilon_{r1}(\lambda)$ 分别表示自由空间中的介电常数、体光栅中的相对平均介电常数以及介电常数调制度; $\sigma_0(\lambda)$ 、 $\sigma_1(\lambda)$ 表示电导率以及电导率的调制度; 利用透射型体光栅的边界条件 $\begin{cases} R(\phi, k_y, \lambda, 0) = U(\phi, k_y, \lambda, 0) \\ S(k_{sx}, k_{sy}, \lambda, z) = 0 \end{cases}$, 可得出衍射光波的复振幅解为:

$$S(k_{sx}, k_{sy}, \lambda, d) = -iU(\phi, k_y, \lambda, 0) \left(\frac{C_R}{C_S}\right)^{1/2} \exp\left(-i\xi - \frac{\alpha d}{C_R}\right) \frac{\sin \Phi}{\Phi/\nu}, \quad (8)$$

其中 $\nu = \frac{\kappa d}{(C_R C_S)^{1/2}}$, $\xi = i \frac{d}{2} \left(\frac{\alpha}{C_R} - \frac{\alpha}{C_S} - i \frac{\vartheta}{C_S}\right)$, $\Phi = (\nu^2 + \xi^2)^{1/2}$ 。

由于使用体相位型光栅较体振幅型光栅或混合型光栅的场合要频繁, 因此忽略材料的吸收, 只考虑体相位型光栅, 且光栅无倾斜, 即 $\varphi = 0^\circ$ 时的情形, 可得出衍射光波的强度如下:

$$I_S(k_{sx}, k_{sy}, \lambda, d) = |U(\phi, k_y, \lambda, 0)|^2 \sin^2(\nu^2 + \xi^2)^{1/2} / (1 + \xi^2/\nu^2), \quad (9)$$

定义单色单角谱成分的衍射效率为其衍射强度与其入射强度的比值。由(9)式, 可得出单色单角谱成分的衍射效率为

$$\eta(k_{sx}, k_{sy}, \lambda, d) = \sin^2(\nu^2 + \xi^2)^{1/2} / (1 + \xi^2/\nu^2), \quad (10)$$

其中

$$\nu = \pi n_1(\lambda) d / (\lambda \cos \phi) \quad (11)$$

$n_1(\lambda)$ 表示折射率调制度, 其值等于 $\epsilon_{r1}(\lambda) / [2 \sqrt{\epsilon_{r0}(\lambda)}]$ 。

考虑波长和角度失配对衍射效率的影响, 对 ξ 在 (φ_0, λ_0) 做一阶泰勒级数展开, 可得

$$\xi = \frac{d}{2} \left[\left(\frac{K}{\cos^2 \phi_0} - \frac{K^2}{4\pi n_0(\lambda)} \frac{\lambda}{\cos^2 \phi_0} \right) \cdot (\phi - \phi_0) + \frac{K^2}{4\pi \cos \phi_0} \left(\frac{\lambda}{n_0(\lambda)} \right)' \Big|_{\lambda=\lambda_0} (\lambda - \lambda_0) \right]. \quad (12)$$

$n_0(\lambda)$ 表示平均折射率, 其值等于 $\sqrt{\varepsilon_{r_0}(\lambda)}$ 。

显然, 超短脉冲高斯光束中心波矢分量集中了光束中的大部分的能量, 因此当中心波矢分量的衍射效率 $\eta(k_{sx0}, k_{sy0}, \lambda_0, d) = 1$ 时, 体光栅对此光束的衍射效率最高。由式(10)、(11)和(12), 可得出此式:

$$\nu = \pi n_1(\lambda) d / (\lambda_0 \cos \phi_0) = \pi(1 + m) / 2 \quad (m = 0, 1, 2, 3 \dots) \quad (13)$$

定义体光栅衍射光强的角谱宽度 $\Delta\phi_G$ 和光谱宽度 $\Delta\lambda_G$ 分别为其各自主瓣宽度的一半, 由(12)式可推得它们表达式分别为:

$$\Delta\phi_G = \frac{\sqrt{3}\pi}{d} \cdot \left(\frac{K}{\cos^2 \phi_0} - \frac{K^2}{4\pi} \frac{\lambda_0}{n_0(\lambda_0)} \frac{\sin \phi_0}{\cos^2 \phi_0} \right)^{-1} = \frac{\sqrt{3}\pi}{Kd} = \frac{\sqrt{3}\Lambda}{2d}, \quad (14)$$

$$\Delta\lambda_G = \frac{4\sqrt{3}\pi^2 \cos \phi_0}{K^2 d} \left[\left(\frac{\lambda}{n_0(\lambda)} \right)' \Big|_{\lambda = \lambda_0} \right]^{-1} = \frac{\sqrt{3} \cos \phi_0 \Lambda^2}{d} \left[\left(\frac{\lambda}{n_0(\lambda)} \right)' \Big|_{\lambda = \lambda_0} \right]^{-1}. \quad (15)$$

综上, 衍射光束在波长为 λ_p 处为时空光强, 分布为:

$$I_d(x, y, \lambda_p) = \left| \iint S(k_{sx}, k_{sy}, \lambda_p, d) \cdot \exp[i(k_{sx}x + k_{sy}y)] dk_{sx} dk_{sy} \right|^2 \quad (16)$$

而衍射光束在角为 (k_{sx}, k_{sy}) 处的时域光强分布为:

$$I_t(t, k_{sx}, k_{sy}) = \int I_s(k_{sx}, k_{sy}, \lambda, d) (-c/\lambda^2) \exp(izct/\lambda) d\lambda \quad (17)$$

4 数值模拟

分析当此超短脉冲高斯光束的中心波矢 \mathbf{k}_0 满足体光栅的布拉格条件时, 衍射光束在时域波形以及空域在光栅矢量 \mathbf{K} 方向上的分布(因为一维体光栅仅对平行于光栅波矢方向的分量有衍射作用)随体光栅周期以及厚度的变化规律。对于下面的模拟过程, 均假定: i) 光栅为各向同性介质, 且忽略光栅的色散特性, 在此超短脉冲光谱范围内 $n_0(\lambda) = 1.500$; ii) 满足体光栅条件 ($Q = 2\pi\lambda d / [(n_0(\lambda)\Lambda^2)] > 1$ ^[12]);

(iii) 超短脉冲高斯光束的中心波长 $\lambda_0 = 1064$ nm, 脉宽 $T = 100$ fs, 束腰半径 $w(0) = 0.25$ mm。由(5)、(6)式, 可以得出光谱宽度 $\Delta\lambda_L = 28$ nm 和角谱宽度 $\Delta\phi_L = 2.0$ mrad。

4.1 衍射光束谱线随光栅周期的变化

图 3(a)、(b) 分别给出衍射光谱与衍射角谱随光栅周期的变化规律。图 3(b) 中横坐标 $\Delta\phi_s$ 表示衍射光束角谱偏离中心角谱 ϕ_s 的值。

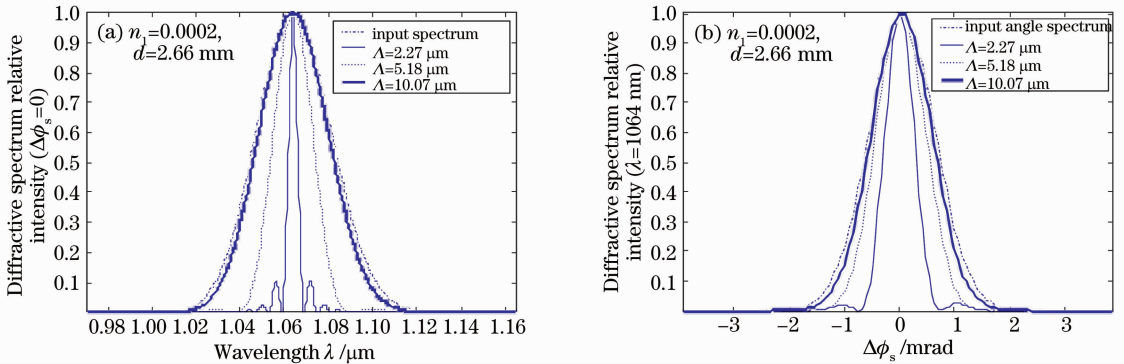


图 3 衍射光束谱线随光栅周期的变化

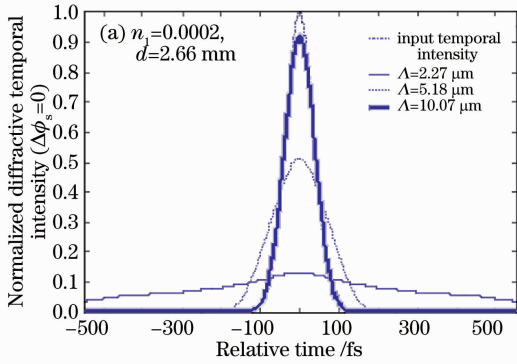
Fig. 3 Normalized spectrum distribution of diffractive laser beam with different grating periods

从图 3 可看出: 随着体光栅周期的增大, 衍射光束的光谱以及角谱宽度也相应增大。当 $\Lambda = 10.07 \mu\text{m}$ 时 [由(14)、(15)式可得出 $\Delta\lambda_G = 91.3$ nm $\gg \Delta\lambda_L$, $\Delta\phi_G = 3.0$ mrad $> \Delta\phi_L$], 衍射光束的光谱和角谱与入射光束的光谱与角谱几乎重合, 即衍射光束中已包含了入射光束中的大部分光谱以

及角谱信息。对比图 3(a)、(b), 可看出: 衍射光谱分布随周期的变化较角谱分布要敏感一些, 这由体光栅的衍射光谱宽度与角谱宽度随光栅周期的变化规律也能得出(见公式(14)、(15), 体光栅的衍射光谱宽度随光栅周期的平方成正比, 而角谱宽度随光栅的周期呈正比)。

4.2 衍射光束时域、空域分布随光栅周期的变化

图 4(a)、(b) 分别给出了衍射光束时域以及空



域在 XOZ 平面内光强分布随光栅周期的变化。

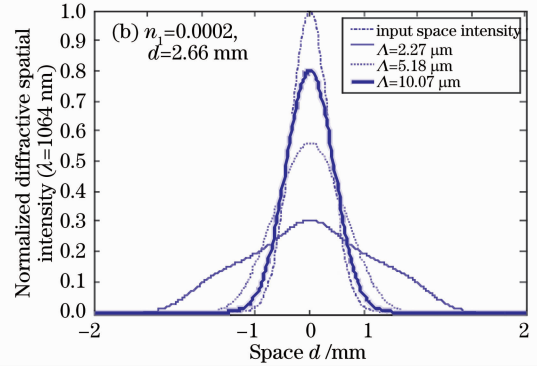


图 4 衍射光束时域、空域分布随光栅周期的变化

Fig. 4 Normalized intensity distribution of diffractive laser beam with different grating periods is temporal and spatical domains

从图 4 可看出[图 4(a)中未给出衍射光束较入射光束的时间延迟]:当光栅周期较小时,如: $\Lambda = 2.27 \mu\text{m}$ 时,衍射光束较入射光束在时域以及空域均有较大的畸变,在时域和空域均发生展宽;随着光栅周期的增大,衍射光束的时域与空域分布接近入射光束的时域和空域分布,可认定光束无失真的转移到衍射光束中去。因此,为了有效地利用体光栅的光束偏转特性,在满足体光栅的前提下,可采用光栅周期较大的透射型体光栅。

4.3 衍射光束谱线随光栅厚度的变化

因为已假定中心波矢满足布拉格条件,为了达到衍射效率最高,必须满足(14)式,此时

$$n_1(\lambda_0)d = \lambda_0 \cos \phi_0 / 2,$$

取 $m = 0$,其中 $\cos \phi_0 = [1 - (\lambda_0 / (2n_0(\lambda_0)\Lambda))^2]^{1/2}$ 为定值,因而 $n_1(\lambda_0)d$ 为定值。所以本文只考虑满足(13)式下的衍射光束谱线随光栅厚度的变化。图 5 (a)、(b) 分别给出了衍射光谱与角谱随光栅厚度的变化规律。

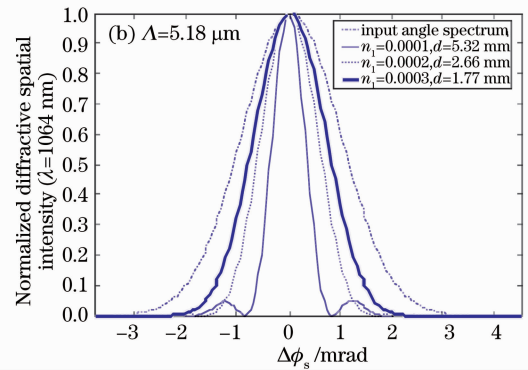
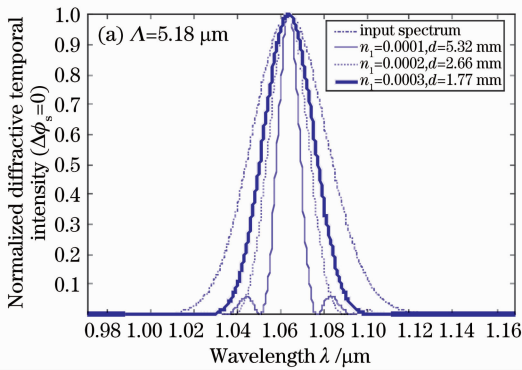


图 5 衍射光束谱线随光栅厚度的变化(折射率调制度与厚度乘积为定值)

Fig. 5 Normalized spectrum distribution of diffractive laser beam with different grating thickness

从图 5 可看出:衍射光束的光谱与角谱宽度随光栅厚度的变大均变窄,且变化趋势相当。当光栅较薄时,衍射光束的光谱和角谱分布就比较接近于入射光束的光谱及角谱分布,此时入射光束的大部分能量转移到衍射光束中去。

4.4 衍射光束时域、空域分布随光栅厚度的变化

图 6(a)、(b) 分别给出衍射光束时域、空域在 XOZ 平面内光强分布随光栅厚度的变化规律。

从图 6 可看出[图 6(a)中未画出衍射光束较入射光束的时间延迟]:当体光栅较厚时,衍射光束较入射光束在时域及空域均发生较大的畸变;而当光栅较薄时,衍射光束接近于入射光束的时、空分布。因此为了有效地使入射光束发生无失真的光束偏转,在满足体光栅的前提下,可采用较薄的体光栅。

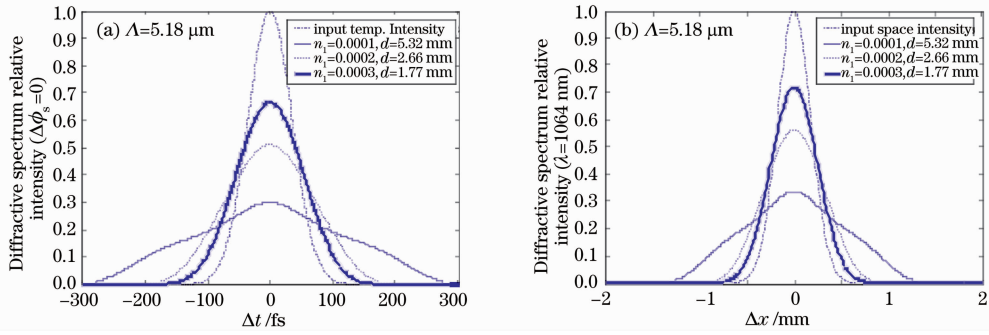


图6 衍射光束时域、空域分布随光栅厚度的变化

Fig. 6 Relative intensity distribution of diffractive laser beam with different grating thickness in temporal and spatial domains

5 结 论

本文研究透射型体光栅对超短脉冲高斯光束的衍射特性。采用傅里叶频谱分析法,得出衍射光束在时域以及空域的光强分布与光栅参量之间的对应关系。结果表明:透射型体光栅的衍射光谱带宽和角谱带宽均与光栅的厚度成反比,因此随着光栅厚度的增大,当入射光束中心波矢满足体光栅布拉格条件时,入射光束中仅有较少一部分的光谱和角谱成分发生衍射,衍射光束在时域以及在光栅波矢与光栅前表面所构成平面内的空域光强分布均呈展宽的趋势,且时域及空域光强分布展宽趋势相当,衍射光束波形较入射光束发生畸变;衍射光谱带宽与角谱带宽亦与光栅周期有关,且光谱带宽与光栅周期的平方成正比,而角谱带宽与光栅周期成线性正比。因此随着光栅周期的增大,入射光束将有更多的光谱和角谱成分发生衍射,且衍射光束在时域的光强分布较其在光栅波矢与光栅前表面所构成平面内的空域光强分布更接近于入射光束。衍射光束时域光强分布随光栅厚度以及光栅周期的变化规律与文献[9]相一致,而衍射光束空域光强分布随光栅厚度的变化规律与文献[11]一致。因此如何选择体光栅的参量,通过控制其光谱以及角谱宽度来满足实际应用需要是具体应用所需注意的问题,如在超短脉冲高斯光束的空间低通滤波过程中,可折中采用厚度较厚(提高体光栅的角度选择性)而光栅周期较长(减小体光栅的光谱选择性)的透射型体光栅来满足要求。

对于任意时空分布的入射光束,可采用离散傅里叶方法将其展开成单色单角谱成分的线性叠加,利用本文的方法,得出衍射光束的时空分布随体光栅各参量的变化规律,以期在实际应用中给予理论性的指导。

参 考 文 献

- 1 T. Chung, A. Rapaport, Y. Chen *et al.*. Spectral narrowing of solid state lasers by narrow - band PTR Bragg mirrors [C]. *Laser Source and System Technology for Defense and Security II. Proc. of SPIE*, 2006, **6216**: 03-1~03-10
- 2 Armen Sevian, Oleksiy Andrusyas, Igor Ciapurin *et al.*. Efficient power scaling of laser radiation by spectral beam combing [J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(4): 384~386
- 3 H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings [J]. *Bell Syst. Technol. J.*, 1969, **48**(9): 2909~2947
- 4 L. Solymar, D. J. Cooke. Volume holography and volume gratings [M]. London: Academic Press, 1981, 164~203, 229~253
- 5 E. N. Glytsis, T. K. Gaylord. Rigorous three-dimensional coupled-wave diffraction analysis of single and cascaded anisotropic gratings[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1987, **4**(11): 2061~2080
- 6 Shun-Der Wu, T. K. Gaylord, Elias N. Glytsis *et al.*. Three-dimensional converging-diverging Gaussian beam diffraction by a volume grating[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2005, **22**(7): 1293~1303
- 7 B. C. Chernov, E. I. Krupitsky. Rigorous three-dimensional vector characteristic wave analysis of holographic gratings diffraction[C]. *SPIE Holography*, 1989, **1183**: 632~642
- 8 Guo Hanming, Chen Jiabi, Li Xiangning *et al.*. Bragg diffraction of a Gaussian beam in a uniaxial crystal [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(10): 1421~1428
郭汉明, 陈家璧, 李湘宁等. 高斯光束在单轴晶体中的布拉格衍射特性[J]. *光学学报*, 2004, **24**(10): 1421~1428
- 9 Wang Chunhua, Liu Liren, Yan Aimin *et al.*. Diffraction properties of transmission photorefractive volume holographic grating read by an ultrashort pulsed laser beam [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(6): 801~805
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束衍射的特性[J]. *光学学报*, 2006, **26**(6): 801~805
- 10 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. 超短脉冲激光束被局域体光栅衍射的性质分析[J]. *光学学报*, 2007, **27**(9): 1558~1564
- 11 Yan Aimin, Liu Dean, Zhou Yu *et al.*. Influences of geometry parameter on the Bragg diffraction by volume gratings of a pulsed Gaussian beam [J]. *Chinese Journal of 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
- 12 Liu Simin, Guo Ru, Xu Jinjun. Photorefractive Nonlinear Optics and its Application [M]. Beijing: Science Press, 2004, 65
刘思敏, 郭儒, 许京军. 光折变非线性光学及其应用[M]. 北京: 科学出版社, 2004, 65