

光折变光栅在超短脉冲光照射下衍射的研究*

杨 冰^{1,2} 阎晓娜¹ 张 瑜¹

(1 上海大学理学院物理系, 上海 200444)

(2 聊城大学物理科学与信息工程学院, 聊城 252059)

摘 要 利用 Kogelnik 单色光在体光栅中衍射效率公式推导出超短脉冲光读出稳态光折变体光栅时的衍射光频谱表达式, 并在此基础上导出了脉冲光读出时的总衍射光强及总光强衍射效率. 研究发现衍射光的频谱分布、总光强及衍射效率与光栅周期 Λ 、光栅厚度 d 和读出光脉冲宽度 $\Delta\tau$ 有密切的关系. 通过调整这些参量, 光折变光栅可以对入射的超短脉冲光实现不同程度的滤波作用. 该结论可用于超短脉冲的整形研究.

关键词 信息光学; 飞秒激光; 光折变效应; 衍射光强谱; 衍射效率

中图分类号 O438.2; O436.1

文献标识码 A

0 引言

近年来, 飞秒激光脉冲技术^[1,2] 及其应用已成为光学中一个很活跃的研究领域, 研究其通过光学系统和光学介质的传播特性对于促进其应用有重要意义. 飞秒激光脉冲包含很多频谱成分, 当它通过光学系统和光学介质时由于色散效应和衍射效应, 其传播特性与连续光有很大不同. 很多学者对此领域做过研究, 如 Cooper、Ziplkowski 等人研究了超短激光脉冲在自由空间的传播^[3,4], 王中阳等人研究了超短激光脉冲在远场的谱线漂移性^[5], 王淮生等人讨论了超短激光脉冲通过薄光栅后的 Talbot 自成像现象^[6]. 光折变效应是光致折射率变化效应的简称, 通过对连续光光折变效应的研究已发现了很多独特的现象, 如光折变光栅是体光栅具有很强的布喇格角选择特性, 光折变光栅的记录、读出是动态的、实时的等. 这些特性都说明它与一般的薄光栅不同, 因此研究飞秒激光脉冲通过光折变光栅的衍射特性及飞秒激光与光折变材料的相互作用是很有意义的. 关于这方面的工作已有一些研究, 如 H. Yan 等人研究了光折变晶体中超短相位共轭脉冲^[8], Y. Ding 等人研究了光折变多量子阱动态光栅的飞秒整形^[9], Q. Wu 等人研究了光折变晶体中飞秒脉冲光引起的扇形光散射^[10], A. G. Grandpierre 等人研究了光折变晶体中的空间孤子^[11]等.

本文由 Kogelnik 单色光衍射效率入射, 研究了飞秒脉冲光读出稳态光折变体光栅时的衍射光性质, 推导出脉冲光的衍射效率谱, 得出了衍射光强谱表达式, 并在此基础上给出了衍射光强和总光强衍射效率. 结果发现衍射光频谱分布及衍射效率与读

出脉冲光的脉宽 $\Delta\tau$ 、光折变体光栅的周期 Λ 和厚度 d 有密切关系. 该结论对于研究飞秒超短脉冲光通过光折变光栅传播特性及飞秒超短脉冲光用于光学信息处理有指导意义.

1 衍射光的频谱分布及衍射效率

两束偏振方向相同、波长均为 λ 的相干平面光波 E_1, E_2 分别以外入射角 θ_1, θ_2 入射光折变晶体. 通过光折变效应, 在晶体内记录了体相位光栅, 具有如下形式

$$\Delta n = \Delta n_0 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (1)$$

式中 Δn_0 是由光折变效应而引起的晶体折射率变化量; \mathbf{K} 是光栅矢量, $|\mathbf{K}| = 2\pi/\Lambda$, $\Lambda = \lambda/(2\sin\theta)$ 是光栅周期, 其中 $\theta = (\theta_1 + \theta_2)/2$; \mathbf{r} 是位置矢量. 为简化, 本文考虑两束光对称入射的情况, 即 $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, 这时 $\Lambda = \lambda/(2\sin\theta)$.

光栅记录过程结束后, 用超短脉冲光读出记录的体光栅来研究衍射光的性质. 假定读出的超短脉冲光具有高斯分布

$$u_r(t) = \exp(-i\omega_r t - t^2/T^2) \quad (2)$$

ω_r 为读出超短脉冲光的中心角频率, 参量 T 与入射光脉冲的半峰全宽(脉冲宽度) $\Delta\tau$ 的关系为 $T = \Delta\tau/(2\sqrt{\ln 2})$. 相应的入射光总光强为

$$I_r = \int_{-\infty}^{+\infty} |u_r(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |\exp(-i\omega_r t - t^2/T^2)|^2 dt = \frac{\sqrt{2\pi}T}{2} \quad (3)$$

定义式(2)脉冲光的傅里叶变换为

$$u_r(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} u_r(t) \exp(i\omega t) dt = \frac{T}{2\sqrt{\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{T^2(\omega - \omega_r)^2}{4}\right] \quad (4)$$

相应的入射光强谱表达式为

* 国家自然科学基金(60377017)和上海市教委青年基金资助
Tel: 021-66132520 Email: internet@ruyi.com
收稿日期: 2004-10-10

$$I_r(\omega) = |u_r(\omega)|^2 = \frac{T^2}{4\pi} \exp\left[-\frac{T^2(\omega - \omega_r)^2}{2}\right] \quad (5)$$

当读出光是单色光,且满足记录光栅的布喇格条件时,由 Kogelnik 弱耦合波理论可知衍射效率为^[12]

$$\eta_0 = \nu^2 = (\kappa d / \cos \theta'_r)^2 = [\pi \Delta n_r d / (\cos \theta'_r \lambda_r)]^2 = [\omega_r \Delta n_r d / (2 \cos \theta'_r \cdot c)]^2 \quad (6)$$

式中 $\kappa = \pi \cdot \Delta n_r / \lambda_r$ 是耦合系数, $\Delta n_r = \Delta n_o$, λ_r 为读出光波长, ω_r 为相应的角频率, d 为光栅厚度, θ'_r 为读出光波在晶体内的入射角, c 为真空中光速. 由式(6),单色光的衍射效率是与读出光波长或角频率有关的.

当读出单色光波的角频率 ω 偏离 ω_r 时,如果仍以原来角度读出光栅,就会偏离光栅的布喇格条件,此时衍射效率为

$$\eta(\omega) = \eta_0 \operatorname{sinc}^2\left[\frac{\pi d c}{\Lambda^2 n_r \cos \theta'_r} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{\omega_r}\right)\right] \quad (7)$$

式中 ω 为读出光角频率, ω_r 为同一入射角度下满足布喇格条件读出光角频率, n_r 为晶体折射率, Λ 为光栅周期. sinc^2 项产生是由于读出光角频率 ω 偏离 ω_r 从而偏离光栅布喇格条件引起的. 频率偏差越大, sinc^2 项的值就越小,相应的衍射效率就越低.

当读出光为飞秒脉冲光时,其中将包含很多空间频率成分. 假定读出时脉冲光中心频率分量 ω_r 以布喇格角 θ_r (晶体外)入射,由于激光的发散角很小,故可近似认为各频谱分量均已同样的角度入射晶体. 各频率成分不同,入射角度相同,因此偏离布喇格条件的程度不同,但都可用式(7)中的 sinc^2 项表示,式(7)对超短脉冲的任意频谱分量是一个通用的衍射效率公式.

根据衍射效率定义: $\eta(\omega) = I_d(\omega) / I_r(\omega)$, 由式(5)、(6)和式(7),得到衍射光强的频谱分布表达式为

$$I_d(\omega) = \eta(\omega) I_r(\omega) = [\omega_r \Delta n_r d / (2 \cos \theta'_r \cdot c)]^2 \operatorname{sinc}^2\left[\frac{\pi d c}{\Lambda^2 n_r \cos \theta'_r} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{\omega_r}\right)\right] \frac{T^2}{4\pi} \exp\left[-\frac{T^2(\omega - \omega_r)^2}{2}\right] \quad (8)$$

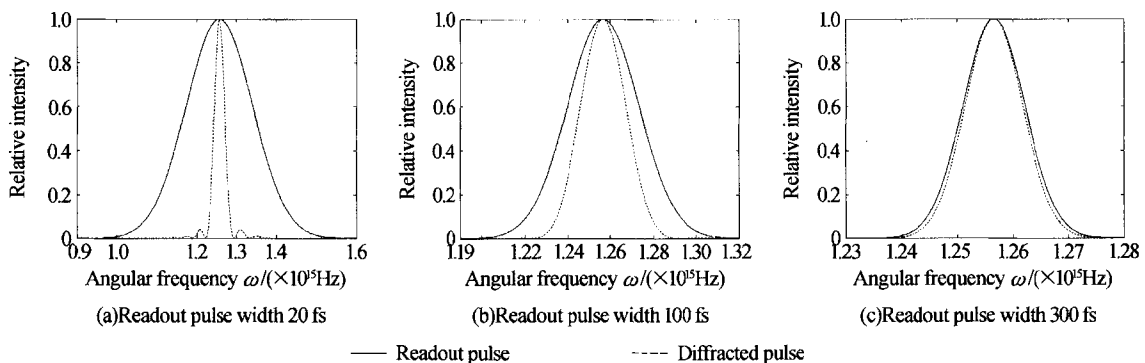


图1 不同脉冲宽度下的归一化光强频谱分布

Fig. 1 Normalized diffraction spectrum of different readout pulse width

定义归一化衍射光强谱为

$$I'_d(\omega) = \operatorname{sinc}^2\left[\frac{\pi d c}{\Lambda^2 n_r \cos \theta'_r} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{\omega_r}\right)\right] \cdot \exp\left[-\frac{T^2(\omega - \omega_r)^2}{2}\right] \quad (9)$$

此式即为飞秒脉冲光通过光折变体光栅时衍射光的归一化频谱分布表达式.

根据 Parseval 定理,总衍射光强为

$$I_d = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \cdot I_d(\omega) = 2\pi [\omega_r \Delta n_r d / (2 \cos \theta'_r \cdot c)]^2 \times \frac{T^2}{4\pi} \times \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \cdot \operatorname{sinc}^2\left[\frac{\pi d c}{\Lambda^2 n_r \cos \theta'_r} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{\omega_r}\right)\right] \exp\left[-\frac{T^2(\omega - \omega_r)^2}{2}\right] \quad (10)$$

总入射光强为式(3),则脉冲光读出时总光强衍射效率为

$$\eta = \frac{I_d}{I_r} = 2\pi [\omega_r \Delta n_r d / (2 \cos \theta'_r \cdot c)]^2 \times \frac{T}{2\pi \sqrt{2\pi}} \times \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \cdot \operatorname{sinc}^2\left[\frac{\pi d c}{\Lambda^2 n_r \cos \theta'_r} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{\omega_r}\right)\right] \cdot \exp\left[-\frac{T^2(\omega - \omega_r)^2}{2}\right] \quad (11)$$

式(8)~(11)是研究超短脉冲读出光通过稳态光折变体光栅时衍射光性质的基本公式,它们是光栅周期 Λ 、光栅厚度 d 和读出光脉冲宽度 $\Delta\tau$ 的函数.

2 数值计算与讨论

1) 首先从式(9),即衍射光强的频谱分布讨论光折变光栅对超短脉冲的作用. 假定记录光波长为 980 nm,读出超短脉冲光的中心波长为 $\lambda_r = 1.5 \mu\text{m}$,相应角频率为 $\omega_r = 4\pi \times 10^{14}$ Hz,光速 $c = 3 \times 10^8$ m/s. 选择光折变晶体为 GaAs,厚度 $d = 7.8$ mm,对读出光的背景折射率为^[13] $n_r = 3.134$.

选择光栅记录角度 θ ,使光栅周期 $\Lambda = 7.3 \mu\text{m}$,从布喇格条件计算得 $\cos \theta'_r \approx 0.9995$,则在其它条件相同情况下,对于不同脉宽的入射脉冲,其归一化衍射光强频谱分布如图 1.

由图 1 可见,随着入射脉冲宽度的增加,输出脉冲所包含的频谱成分越来越接近于输入脉冲;入射脉冲宽度越小,输出脉冲的频谱成分就越集中在入射脉冲的中心频率处. 对于 $\Lambda=7.3 \mu\text{m}$ 的光栅,当脉冲宽度 $\Delta\tau=300 \text{ fs}$ 时,入射脉冲内所包含的绝大部分频谱成分都可以被衍射出来.

这是由于对于特定的光折变光栅,它对波长或对频率的选择特性是由布喇格条件决定的,如同一带通滤波器,通频带处于中心频率两侧一定的范围内. 入射脉冲越宽,它所包含的频率成分在中心频率两侧分布的范围越窄,因而所有的频率成分就越容易衍射出来,衍射谱和读出谱分布很接近;相反,脉冲越窄,其频率成分在中心频率两侧分布的范围就越大,光折变光栅不能把远离中心频率处的频谱分量衍射出来,因而衍射光的频谱只是读出脉冲光频谱的一部分.

图 2 是当入射脉冲宽度 $\Delta\tau=100 \text{ fs}$,对于不同的光栅周期 Λ ,其归一化入射光强谱和衍射光强谱(其它参量选取同上相同).

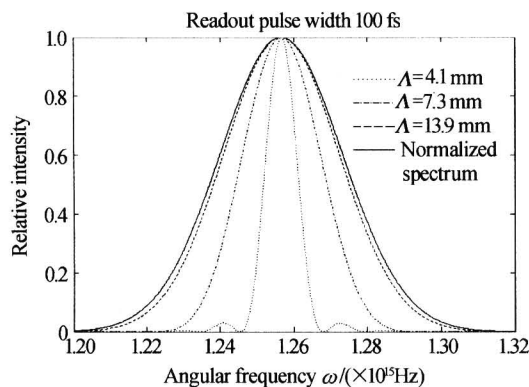


图 2 不同光栅常量下,衍射脉冲的归一化频谱分布
Fig. 2. Normalized spectrum of diffracted pulse with different grating spacing

由图 2 可见,随着光栅周期的增大,衍射光的脉宽越来越接近于入射脉冲的脉宽,脉冲包络内越来越多的频谱成分被衍射出来. 这可解释为由于光栅常量增大,其相应的波长选择性,即频率选择性就越不敏感,因而,可以允许偏离布喇格条件的频谱范围也就越大. 所以,光栅常量越大,衍射光的频谱分布就越接近入射光的频谱分布.

当入射脉冲宽度 $\Delta\tau=100 \text{ fs}$,光栅周期 $\Lambda=7.3 \mu\text{m}$,对于不同的光栅厚度 d ,其归一化入射强度频谱和衍射强度频谱如图 3.

从图 3 中可以看出,光栅厚度越大,衍射光脉冲越窄. 这是因为光栅厚度越大,衍射作用过程就越长,波长选择性,即频率选择性就越强,导致偏离中心频率的更多的频谱分量被过滤掉,因此相应的衍射光频谱就越窄.

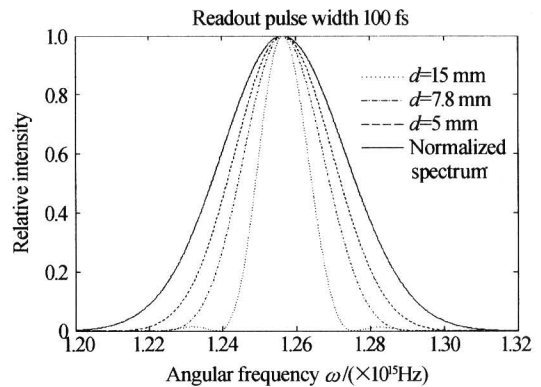


图 3 不同光栅厚度下,衍射脉冲的归一化频谱分布
Fig. 3 Normalized spectrum of diffracted pulse with different grating thickness

由此可见,对于入射的超短脉冲光来说,稳态的光折变光栅相当于空间滤波器的作用,通过选择不同的入射脉冲光宽度 $\Delta\tau$ 、记录光栅周期 Λ 或记录角度 θ ,光栅厚度 d ,可以对脉冲的频谱进行控制,从而得到需要的衍射脉冲.

2) 讨论总的衍射光强及脉冲光衍射效率与光栅厚度 d ,光栅周期 Λ 和入射脉冲光宽度 $\Delta\tau$ 的关系.

参量选择同(1)中相同,即:读出脉冲光中心波长 $\lambda_r=1.5 \mu\text{m}$,光速 $c=3\times 10^8 \text{ m/s}$. 光栅厚度 $d=7.8 \text{ mm}$,光折变晶体对读出光的背景折射率为^[13] $n_r=3.134$, $\Delta n_r=4\times 10^{-6}$,计算得 $\cos \theta'_r = \sqrt{1 - (\frac{\lambda}{2\Lambda n_r})^2}$. 将以上数据代入式(11)中,得到在不同光栅周期下衍射效率随入射脉冲宽度的变化关系曲线,如图 4.

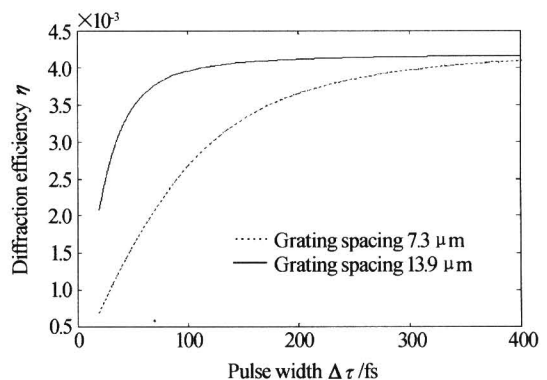


图 4 衍射效率随入射脉冲宽度的变化
Fig. 4 Curve of diffraction efficiency vs different grating spacing

很明显,随着入射脉冲宽度的增大,两条衍射效率曲线都递增的趋于一个定值. 光栅周期越大,其衍射效率趋于定值的速度就越快. 对于相同宽度的入射脉冲,光栅常量越大,衍射效率也越大. 这是由于光栅常量小的光栅频率选择性强,故在相同入射脉冲条件下,能衍射出的频谱成分少,因而其衍射效率就小. 随着脉冲宽度的增大,其包含的频谱成分

就越来越少,而对于固定的光折变光栅,其频率选择性是一定的,当脉冲光所包含的频谱成分绝大部分被衍射出来的时候,其衍射效率就基本就趋于定值.同时由式(10)、(3)可以得出,随着入射脉冲宽度的增加,总的衍射光强也是不断增强的.

在入射脉冲宽度已知情况下,脉冲光衍射效率随光栅常量的变化关系曲线如图5.

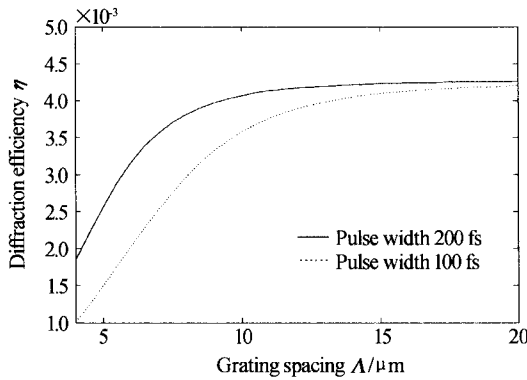


图5 衍射效率随光栅常量的变化

Fig. 5 Curve of diffraction efficiency vs grating spacing

可以看出,不同宽度的入射脉冲光,随着光栅常量的增加,衍射效率逐渐增大,并在约 $\Delta = 20 \mu\text{m}$ 处趋于衍射极大值.相同条件下,脉冲宽度越大,衍射效率越大,到达衍射极大时相应光栅常量也相应越小.根据光折变光栅的衍射特性,这也是很容易解释的.

当入射脉冲宽度为 100 fs,在不同的光栅常量下,衍射效率随光栅厚度的变化曲线如图6.

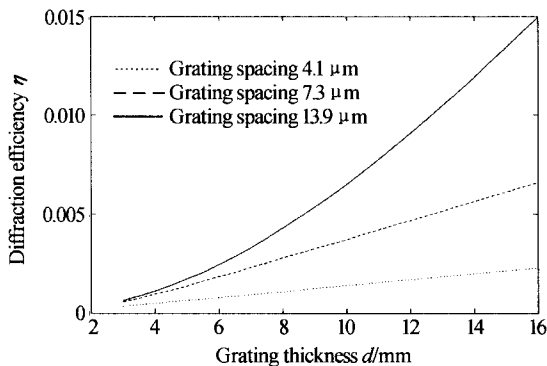


图6 衍射效率随光栅厚度的变化

Fig. 6 Curve of diffraction efficiency vs grating thickness

可以看出,随着光栅厚度的增大,不同的光栅常量下的衍射效率也是增大的,光栅常量越大,衍射效率增大速率也越快,相应衍射效率也越大.这是由于光栅厚度越大,衍射作用过程越长,从而衍射效率也就越大;光栅常量越大,光栅频率选择性越差,因而衍射效率增大.由于考虑的是弱衍射作用,所以光栅厚度不能无限增大,否则假设不能继续成立,但在光栅厚度小于 20 mm 的前提下,本文近似基本是正确的.

3 结论

本文利用 Kogelnik 的单色光衍射效率公式推导出了超短脉冲光读出稳态光折变体光栅时的衍射光频谱表达式,脉冲光的总衍射光强及总光强衍射效率.得出如下结论:1)入射的脉冲光宽度越窄,衍射出去的光的频谱成分相对入射光就越少,这可以解释为脉冲宽度越窄,所包含的频率成分越多,频谱分布越弥散,而由于光折变光栅布喇格条件的选择性,光栅所能选择的频谱范围有限,因而导致总衍射效率减小;2)光折变光栅的光栅常量越小,光栅对频率的选择性就越强,因此衍射出的光脉冲的频率成分就越少,相应的衍射效率也会减小;3)在弱衍射近似下,光栅厚度越大,衍射效率越大,这是由于光栅厚度越大,光波耦合过程越长造成的.

控制光折变光栅的写入光波长及两写入光束的夹角,可以得到不同布喇格条件光折变体光栅;选择适当的脉冲宽度及光栅厚度,可以得到不同衍射强度及包含不同频率成分的衍射光,本文结论可以应用于超短脉冲整形的研究,对研究飞秒脉冲在光折变介质中传播特性也有一定的指导意义.

参考文献

- Zhou J, Taft G, Huang C, *et al.* Pulse evolution in a broad-bandwidth Ti : sapphire laser. *Opt Lett*, 1994, **19** (15):1149~1151
- Stingl A, Spielmann C, Krausz F, *et al.* Generation of 11 fs pulses from a Ti : sapphire laser without the use of prisms. *Opt Lett*, 1994, **19**(3):204~206
- Cooper J, Marx E. Free-space propagation of ultrashort light pulsed. *J Opt Soc Am (A)*, 1985, **2**(10):1711~1720
- Ziplkowski R W, Jukkins J B. Propagation characteristics properties of ultrawide-bandwidth pulsed gaussian beam. *J Opt Soc Am (A)*, 1992, **9**(11):2021~2030
- Wang Z, Zhang Z, Xu Z, *et al.* Spectral and temporal properties of ultrashort light pulse in the far zone. *Opt Commun*, 1996, **123**(1~3):5~10
- 王淮生,周常河,李建朗,等.光栅在超短脉冲激光照射下的塔尔博特效应. *光学学报*, 2001, **21**(3):320~322
Wang H S, Zhou C H, Li J L, *et al.* *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(3):320~323
- 王淮生,傅守利,郑迎东.在超短脉冲照射下光栅的瞬时 Talbot 效应的研究. *光子学报*, 2002, **31**(2):152~156
Wang H S, Fu S L, Zheng Y D. *Acta Photonica Sinica*, 2002, **31**(2):152~156
- Yan H F, Pan E Y, Wang P J, *et al.* Mechanism for ultrashort phase conjugate pulse with photorefractive crystal. *Chinese Journal of Physics*, 1998, **36**(6):791~799
- Ding Y, Brubaker R M, Nolte D D, *et al.* Femtosecond

- pulse shaping by dynamic holograms in photorefractive multiple quantum wells. *Optics Lett*, 1997, **22**(10): 718~720
- 10 Wu Q, Xu J J, Zhang G Q, *et al.* Fanning scatter in LiNbO_3 at 750~850 nm induced by femtosecond laser. *Optical Materials*, 2003, **23**(1-2): 277~280
- 11 Grandpierre A G, Christodoulides D N, Coskun T H, *et al.* Gray spatial solitons in biased photorefractive media. *J Opt Soc Am(B)*, 2001, **18**(1): 55~63
- 12 Herwig Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *Bell Syst Tech J*, 1969, **48**(9): 2909
- 13 Ding Y, Nolte D D, Zheng Z, *et al.* Bandwidth study of volume holography in photorefractive InP: Fe for femtosecond pulse readout at 1.5 μm . *J Opt Soc Am(B)*, 1998, (15): 2763~2768

Study of Diffraction Effect of a Photorefractive Volume Holography Under Ultrashort Pulsed-Laser Beam Illumination

Yang Bing^{1,2}, Yan Xiaona¹, Zhang Yu¹

¹ Physics Department, College of Science, Shanghai 200444

² School of Physics Science and Information Technology, Liao Cheng 252059

Received date: 2004-10-10

Abstract Using Kogelnik's equation of diffraction efficiency of monochrome light from thick hologram gratings, an expression for calculating the diffraction intensity spectrum of a photorefractive volume hologram under ultrashort-pulsed light illumination was derived. Then total diffraction intensity and diffraction efficiency were deduced. Study shows that the diffraction intensity spectrum, total diffraction intensity and diffraction efficiency were in close connection with grating spacing Λ , grating thickness d , and readout pulse width $\Delta\tau$. Through modulating these parameters, different extent of filtering for the incident ultrashort pulse can be realized. The results can be utilized to study the shaping of ultrashort pulse.

Keywords Information optics; Femtosecond laser; Photorefractive effect; Diffraction intensity spectrum; Diffraction efficiency



Yang Bing was born in 1977, received his B. S. degree in the Department of Physics from Liaocheng Teachers University in 2000. At present, he is a master candidate in the College of Science, Shanghai University. His research area mainly focuses on the photorefractive optics and ultra-short pulse laser.