

文章编号: 0253-2239(2010)06-1560-06

飞秒脉冲照射下体光栅衍射脉冲受折射率调制的影响

韩 峰 阎晓娜 邹 华 梁玲亮 何晓明 戴 晔 杨希华

(上海大学理学院物理系, 上海 200444)

摘要 基于体光栅的耦合波理论, 推导了飞秒脉冲通过无吸收、透射型体光栅时衍射光强的频谱表达式和瞬时表达式。在此基础上, 讨论了二者随折射率调制度的变化。发现在一定的折射率调制度范围内, 衍射脉冲的瞬时变化为: 开始是单脉冲, 然后中心向下凹陷分裂为二个脉冲, 而后是三个脉冲。如果此时折射率调制度进一步增加, 则脉冲数目又回复到一个脉冲。在一定的折射率调制度范围内, 上述过程是重复发生的。同时发现, 在折射率调制度处于 $1.0 \times 10^{-3} \sim 1.0 \times 10^{-2}$ 区间时, 双脉冲间隔随折射率调制度增大而增大。对衍射光强随折射率调制度的变化进行了数值模拟, 并对衍射脉冲的瞬时变化进行了解释。

关键词 衍射; 体光栅; 超短脉冲; 折射率调制度

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103006.1560

Influence of Refractive Index Modulation on Diffraction Pulse of Volume Grating Read Out by a Femtosecond Pulse

Han Feng Yan Xiaona Zhou Hua Liang Lingliang He Xiaoming Dai Ye Yang Xihua

(Department of Physics, School of Science, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

Abstract Based on the volume grating coupled wave theory, temporal and spectrum expressions of a non-absorption transmission volume grating read out by a femtosecond pulsed laser beam are deduced. Then their changes with the refractive index modulation are discussed. It is showed by numerical simulation that, when the refractive index is increasing in a certain range, at first the temporal diffracted pulse will be one, then the center of the pulse will decrease and split into two pulses, then into three pulses. If increasing the refractive index modulation further more, the number of pulses will return to two, then to one. The above processes will be repeated if the refractive index modulation increased to another certain level. Moreover, if the refractive index modulation changes from 1.0×10^{-3} to 1.0×10^{-2} , the interval between two diffraction pulses will increase with the increasing of the index. And the simulation of the changes of diffraction intensity spectrum with the refractive index are also mode.

Key words diffraction; volume grating; ultra-shot pulse; refractive index modulation

1 引 言

体光栅由于具有布拉格角度和波长选择性, 与脉冲光相互作用时与连续光有很大的不同。1979年Chen等^[1]从实验上讨论了脉冲光通过体光栅时的衍射; 1983年G. C. Valley^[2]从理论上系统

地讨论了短及超短脉冲光折变体光栅的形成。近年来有关脉冲光与体光栅相互作用的研究引起了众多学者的兴趣^[3,4]。Y. Ding^[5]提出通过改变体光栅的周期及厚度, 来提高超短脉冲通过体光栅衍射后的光谱范围。王春花等^[6]分别研究了单层反射型、

收稿日期: 2009-08-10; 收到修改稿日期: 2009-09-10

基金项目: 国家自然科学基金(60908007, 10974132)、上海市教委重点学科建设项目(S30105)和上海市教委创新基金(10YZ10)资助课题。

作者简介: 韩 峰(1982—), 男, 硕士研究生, 主要从事激光与材料相互作用方面的研究。E-mail: adarm2000@shu.edu.cn

导师简介: 阎晓娜(1970—), 女, 博士, 副教授, 主要从事光折变光学和体光栅等方面研究。

E-mail: xnyan@staff.shu.edu.cn(通信联系人)

透射型体全息光栅^[7]和多层体光栅^[8]对超短脉冲激光光束的衍射行为。杨冰等^[9~11]分别讨论了入射脉冲宽度、光栅周期、光栅厚度、折射率调制度以及光栅记录介质的色散对衍射的影响。张瑜等^[12]研究了飞秒脉冲体光栅的记录和读出。

前期研究中发现体光栅的折射率调制度不同的情况下,衍射脉冲不再是单一的高斯脉冲^[9,10],但这方面的研究并未引起重视。在前期讨论基础上,进一步把折射率调制变化范围扩展到 $10^{-4} \sim 10^{-2}$ 数量级,目的是找到能够得到 2 个或 3 个衍射脉冲的条件,用于光谱分析和微加工领域^[13]。而选择这个范围是因为根据光折变效应记录的体光栅折射率调制度可以达到 $10^{-6} \sim 10^{-4}$ 量级^[14],运用飞秒激光诱导的体光栅这一成熟技术,折射率调制度可达 10^{-2} 的数量级。数值模拟结果表明,通过调节折射率调制度的大小,可以在衍射中得到单脉冲、双脉冲和三脉冲,并且这种脉冲波形会随着折射率调制度的改变而呈一定的重复规律变化。本文获得的双脉冲和三脉冲可用在光学微加工,飞秒脉冲测量装置等领域。

2 理论分析

体光栅可以利用光折变效应或飞秒激光诱导来制作。本节讨论用飞秒脉冲光 E_r 读出已记录好的体光栅,推导衍射光在时域和频域的表达式。

假设读出飞秒脉冲光的中心角频率为 ω_0 (相应的中心波长为 λ_0),选择读出角度 θ_r (晶体内的读出角为 θ'_r),使读出脉冲的中心角频率分量满足体光栅的布拉格(Bragg)条件 $\Lambda = \lambda_0 / 2 \sin \theta_r$,其中 Λ 为光栅周期。设读出脉冲具有时间上的高斯分布

$$E_r(t) = \exp(-i\omega_0 t - t^2/T^2), \quad (1)$$

参数 T 与脉冲的半峰全宽 $\Delta\tau$ 的关系为 $T = \Delta\tau / (2\sqrt{\ln 2})$, $E_r(t)$ 所对应的频谱分布为

$$E_r(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_r(t) \exp(i\omega t) dt = \frac{T}{2\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{T^2(\omega - \omega_0)^2}{4}\right]. \quad (2)$$

在研究脉冲光与体光栅相互作用时,为简单起见,不考虑介质的吸收和色散,并假设衍射光的频谱分量和透射光频谱分量在光栅内的相互作用过程比较缓慢,从而得到耦合波方程^[9]

$$\cos \theta'_r \frac{dE_t(\omega, z)}{dz} = -i\kappa E_d(\omega, z), \quad (3)$$

$$\cos \theta'_r \frac{dE_t(\omega, z)}{dz} - i \frac{2\pi c K^2}{4\pi n_0} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{\omega_0}\right) E_d(\omega, z) = -i\kappa E_t(\omega, z), \quad (4)$$

式中 $E_t(\omega, z)$ 和 $E_d(\omega, z)$ 分别为透射和衍射光场的复振幅,它们是角频率和传播距离 z 的函数。 $\kappa = \omega \Delta n / 2c$ 为耦合系数, ω 为脉冲光中包含的任意频谱分量所对应的角频率, Δn 为折射率调制度, c 为真空中光速, n_0 为材料的背景折射率。

(3)式和(4)式是对任意频谱分量都适用的耦合波方程,考虑到除中心角频率分量外其他分量都不满足体光栅的 Bragg 条件,这里用 $-i \frac{2\pi c K^2}{4\pi n_0} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{\omega_0}\right) E_d(\omega, z)$ 项表示偏离 Bragg 条件的大小。当 $\omega = \omega_0$ 时这一项被消除,恢复到一般的耦合波方程^[13]。

求解(3)式和(4)式并代入初始条件,得到衍射场的频谱表达式

$$E_d(\omega, z) = -i\nu z \exp(\xi z) \frac{\sin \sqrt{(\nu z)^2 - (\xi z)^2}}{\sqrt{(\nu z)^2 - (\xi z)^2}} E_r(\omega), \quad (5)$$

式中 $\nu = \frac{\omega_0 \Delta n}{2c \cos \theta'_r}$, 表示满足 Bragg 条件时的增益系数; $\xi = \frac{i\pi^2 c}{\Lambda^2 n_0 \cos \theta'_r} \left(\frac{1}{\omega} - \frac{1}{\omega_0}\right)$ 是由偏离 Bragg 条件引起的。当读出分量的角频率等于中心角频率时,这一项为 0。

把(2)式代入(5)式并令 z 等于体光栅厚度 d , 得到在光栅出射面上衍射光波场的频谱表达式

$$E_d(\omega, d) = -i\nu d \exp(\xi d) \frac{\sin \sqrt{(\nu d)^2 - (\xi d)^2}}{\sqrt{(\nu d)^2 - (\xi d)^2}} \times \frac{T}{2\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{T^2(\omega - \omega_0)^2}{4}\right]. \quad (6)$$

相应的衍射光强谱表达式为

$$I_d(\omega, d) = |E_d(\omega, d)|^2. \quad (7)$$

对(6)式进行傅里叶逆变换,可以得到衍射光波随时间变化的瞬时场分布

$$E_d(d, t) = \int_{-\infty}^{\infty} E_d(\omega, d) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (8)$$

进一步得到衍射光强瞬时表达式为

$$I_d(d, t) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_d(\omega, d) \exp(-i\omega t) d\omega \right|^2. \quad (9)$$

由(6),(7)和(9)式可见,衍射光强谱和衍射光强的瞬时变化是与 d , Λ 和读出脉冲宽度以及折射率调制度有关的。关于 d , Λ 和读出脉冲宽度对衍射的影响在杨冰论文中已有详细讨论^[9], 重点讨论折

射率调制度对衍射脉冲形状的影响。

3 衍射光强谱和衍射光强瞬时变化受折射率调制度的影响

选取 $\Delta = 7.3 \mu\text{m}$, $d = 7.8 \text{ mm}$; 入射光脉冲的半峰全宽为 $\Delta\tau = 100 \text{ fs}$, 中心角频率为 $\omega_0 = 4\pi \times 10^{14} \text{ rad/s}$ (相应的中心波长为 $\lambda_0 = 1.5 \mu\text{m}$), $n_0 = 3.134$, $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ 。读出时使中心角频率分量满足 Bragg 条件, 得到材料内的入射角余弦 $\cos \theta'_r =$

$$\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2\Delta n_0}\right)^2}。$$

3.1 折射率调制度不同情况下, 衍射光强瞬时变化特性

图 1 是折射率调制度 Δn 在 $1.0 \times 10^{-4} \sim 3.0 \times 10^{-4}$ 范围内变化时衍射光强的瞬时分布。由图 1(a) 可见, 当 Δn 由 1×10^{-4} 增加时, 衍射脉冲由开始时的单个脉冲逐渐出现中心凹陷。随着折射率

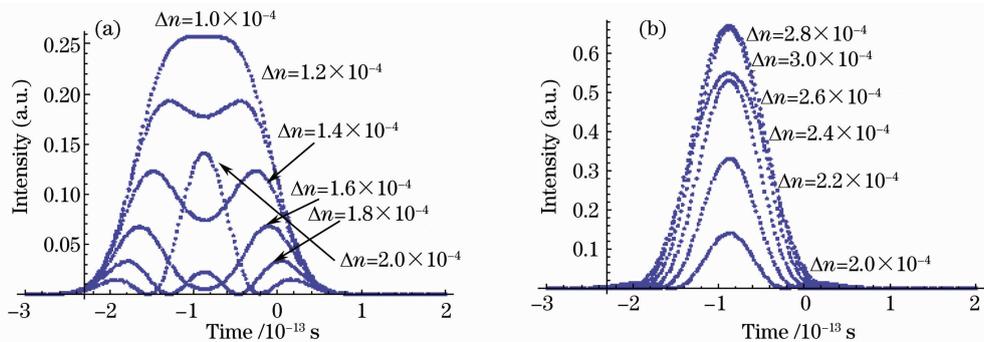


图 1 折射率调制度在 $1.0 \times 10^{-4} \sim 3.0 \times 10^{-4}$ 情况下衍射光强的瞬时分布

Fig. 1 Diffraction intensity versus time when Δn is $1.0 \times 10^{-4} \sim 3.0 \times 10^{-4}$

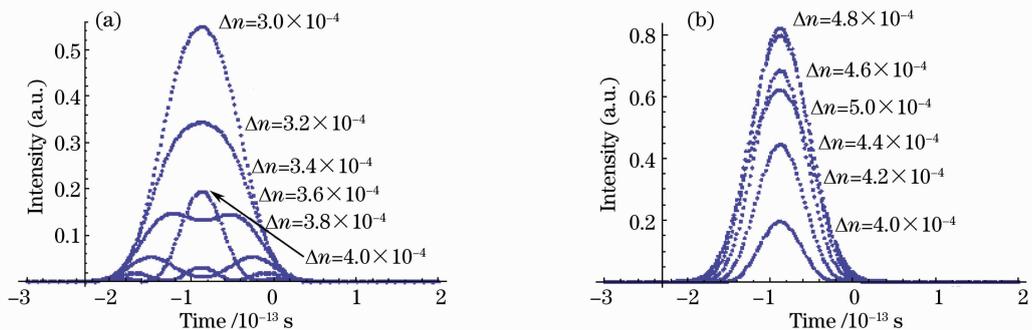


图 2 折射率调制度在 $3 \times 10^{-4} \sim 5 \times 10^{-4}$ 情况下衍射光强的瞬时分布

Fig. 2 Diffraction intensity versus time when Δn is $3 \times 10^{-4} \sim 5 \times 10^{-4}$

当折射率调制度 Δn 进一步增加, 在 $5.0 \times 10^{-4} \sim 1.0 \times 10^{-3}$ 区间内变化时, 衍射脉冲波形的变化规律重复图 1 和图 2 的变化过程。同样是单脉冲到双脉冲、三脉冲, 而后回复到单脉冲情形。一个脉冲变化周期 Δn 仍需经历 2.0×10^{-4} 的变化。由图 1

调制度变大, 中心凹陷越来越厉害。当 Δn 增加到 1.6×10^{-4} 时, 单脉冲分裂成了脉宽和峰值都相同的双脉冲; 当 Δn 继续增加到 1.8×10^{-4} 时, 分裂成了峰值近似相同的三个脉冲。如果此时继续增加折射率调制度, 则中心脉冲的强度增加, 边缘二个脉冲的强度随之降低, 最后又回复到单脉冲。在单脉冲情况下, 如图 1(b) 所示, 随着 Δn 增加, 相应的衍射光强也增加; 当 Δn 增加到 3.0×10^{-4} 时, 衍射脉冲强度又开始降低。接着如图 2(a) 所示, 中心又开始出现凹陷, 然后分裂为二个脉冲, 而后是三个脉冲, 变化过程同图 1(a) 类似。如果折射率调制度继续增加, 脉冲波形变化规律图 2(b) 与 1(b) 类似。从图 1 和图 2 可以发现这个由单脉冲到双脉冲、三脉冲, 再回到单脉冲的变化过程是重复的, 重复周期由 Δn 决定, Δn 每变化 2.0×10^{-4} 就发生一次周期性变化。下称一个脉冲周期变化。

和图 2 中可以总结出折射率调制度在 $1 \times 10^{-4} \sim 1 \times 10^{-3}$ 范围变化时, 衍射脉冲波形随时间变化的情况。首先衍射脉冲是关于中心对称的单脉冲, 然后单脉冲的中心开始出现凹陷。随着 Δn 的增加凹陷越来越大, 带动周围两个峰值逐渐下降, 在某一 Δn 处, 总可

以得到峰值和宽度都相同的双脉冲。如果此时 Δn 继续增大,双脉冲时间分布的中心逐渐凸起,导致边缘脉冲峰值下降,在某一 Δn 值处也是总可以得到峰值和宽度都相同的三个脉冲。而后中心脉冲峰值逐渐增加,边缘脉冲峰值逐渐降低,最后又回复到单脉冲

情况。

接下来讨论 Δn 在 $1.0 \times 10^{-3} \sim 1.0 \times 10^{-2}$ 区间变化时,衍射脉冲瞬时分布的变化情况,如图 3 和图 4 所示。

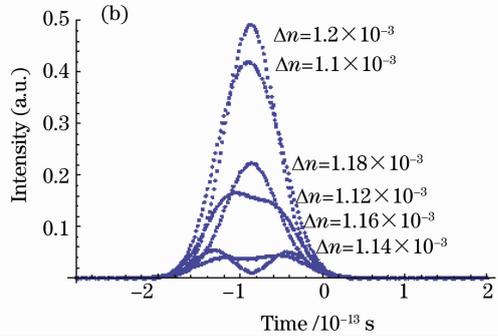
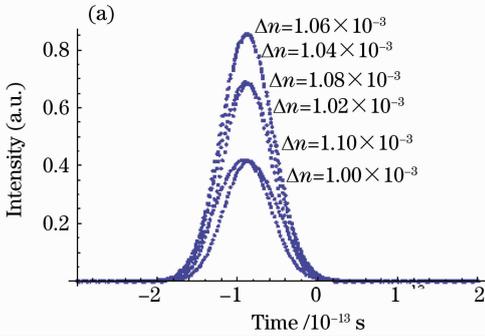


图 3 折射率调制度在 $1 \times 10^{-3} \sim 1.2 \times 10^{-3}$ 情况下衍射光强的瞬时分布
Fig. 3 Diffraction intensity versus time when Δn is $1 \times 10^{-3} \sim 1.2 \times 10^{-3}$

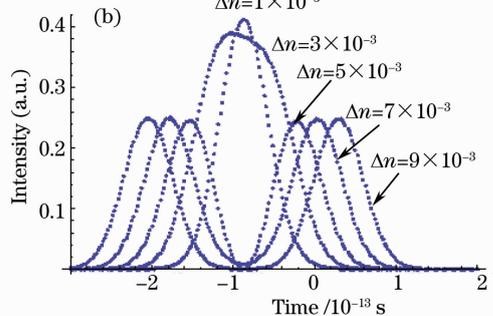
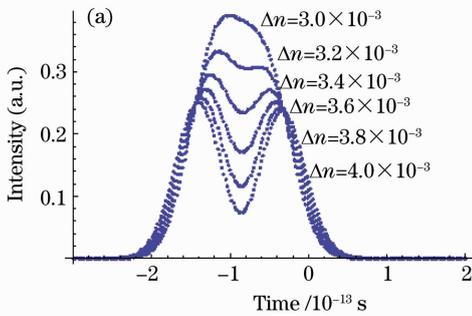


图 4 折射率调制度在(a) $3 \times 10^{-3} \sim 4 \times 10^{-3}$; (b) $1 \times 10^{-3} \sim 1 \times 10^{-2}$ 情况下衍射光强的瞬时分布
Fig. 4 Diffraction intensity versus time when Δn is (a) $3 \times 10^{-3} \sim 4 \times 10^{-3}$ (b) $1 \times 10^{-3} \sim 1 \times 10^{-2}$

在图 3 中,当 Δn 在 $1.0 \times 10^{-3} \sim 1.2 \times 10^{-3}$ 区间变化时,衍射脉冲光强的瞬时分布与 Δn 在 $1.0 \times 10^{-4} \sim 1.0 \times 10^{-3}$ 区间的变化类似,也会出现脉冲波形的周期性变化,并且引起波形变化一个周期的 Δn 仍是 2.0×10^{-4} 。

图 4(a)进一步给出了 Δn 在 $3.0 \times 10^{-3} \sim 4.0 \times 10^{-3}$ 区间变化时光强瞬时分布,可以明显看出脉冲中心开始出现凹陷,并且随着 Δn 增加,凹陷越来越大。当 Δn 增加到 5.0×10^{-3} 时,变成如图 4(b)所示的双脉冲情形。

图 4(b)总结了 Δn 在 $1.0 \times 10^{-3} \sim 1.0 \times 10^{-2}$ 区间变化时,衍射脉冲随时间的变化。与前面讨论不同的是这里折射率调制度的步长为 2.0×10^{-3} 。当 Δn 由 1.0×10^{-3} 增加时,衍射脉冲的中心逐渐出现凹陷,到 5×10^{-3} 时,凹陷最大,变成双脉冲,这是与图 4(a)相对应的。如果此时 Δn 继续增加,仍是两个脉冲,且两个衍射脉冲的峰值光强和脉宽都不变,变化的仅是双脉冲的时间间隔。在图 1~图 3

中也可以看到双脉冲间隔随折射率调制度增加的情况。这实际上提供了一种办法,通过飞秒激光诱导不同折射率调制度的光栅来得到脉冲间隔不同的双脉冲,得到的双脉冲在脉冲整形中是非常有用的。

在图 4(b)中之所以没有出现三脉冲的情形,是因为折射率调制度的步长取得较大,刚好保证每次都得到双脉冲。实际在每个步长期间正如图 3 所示,仍然可以得到单到双,再到三脉冲的变化。

3.2 折射率调制度不同的情况下,衍射光强谱的变化

研究 Δn 在 $1 \times 10^{-4} \sim 1 \times 10^{-3}$ 范围内变化时,相对应的衍射光强谱的变化。

在图 5(a)中,当 Δn 在 $1.0 \times 10^{-4} \sim 1.6 \times 10^{-4}$ 区间变化时,由图 5 可以看到对任一折射率调制度曲线来说,当读出分量的角频率等于中心角频率 $\omega_0 = 4\pi \times 10^{14}$ rad/s 时,衍射光强最大;随着读出频率偏离中心频率的值越大,衍射光强下降得越大,这是由体光栅的 Bragg 选择性决定的。由图 5(a)同时可见,随着折射率调制度的增加,衍射光强谱的峰

值是逐渐减小的。这是因为总能量是不变的,边缘频谱分量对应光强的增加必然导致其中心处能量值的降低。特别是当 $\Delta n = 1.6 \times 10^{-4}$, 1.8×10^{-4} 和

2.0×10^{-4} 时,可以明显看到衍射光强谱不再是单高斯分布,而变成二个和三个脉冲的频谱分布,这可以解释图 1(a) 双脉冲和三脉冲产生的原因。

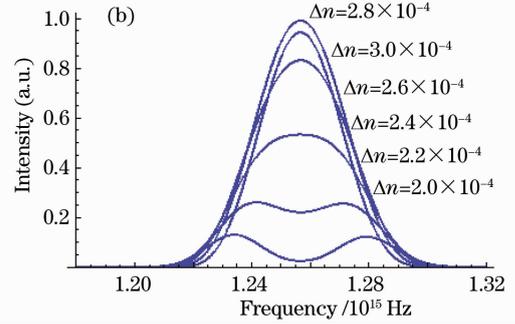
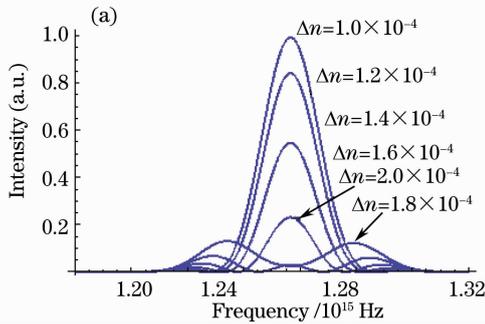


图 5 折射率调制度在 $1.0 \times 10^{-4} \sim 3.0 \times 10^{-4}$ 情况下衍射光强谱的变化

Fig. 5 Diffraction spectrum versus time when Δn is $1.0 \times 10^{-4} \sim 3.0 \times 10^{-4}$

上述现象是由于超短的读出脉冲可以看作不同频谱分量的线性叠加,体光栅对不同的频谱分量具有不同的衍射,从而导致输出脉冲频谱发生变化。这种变化包括频谱域上的展宽和波形变化,后者使一个脉冲分裂为二个脉冲和三个脉冲频谱分布,相对应产生随时间变化的双脉冲和三脉冲分布。至于图 1~图 3 中双脉冲和三脉冲多次重复的产生,可能是衍射光强谱随折射率调制度变化的周期性所致。

图 5(b) 给出了 Δn 在 $2 \times 10^{-4} \sim 3.0 \times 10^{-4}$ 区间变化时,衍射光强谱的变化。从图 5(b) 中可以看出,随着折射率调制度的增加,衍射光强谱的中心幅值是逐渐增加的。当 Δn 增加到 3.0×10^{-4} 时,中心峰值再次降低。总的变化趋势与图 1(b) 相对应。

图 6 是 Δn 在 $1 \times 10^{-3} \sim 1.16 \times 10^{-3}$ 区间变化时,衍射光强谱的变化。由图 6 可见,衍射光场频域的变化趋势与图 5 相类似,同样发生幅值变化和波形变化,因此可以用来解释时域图 3 的产生。

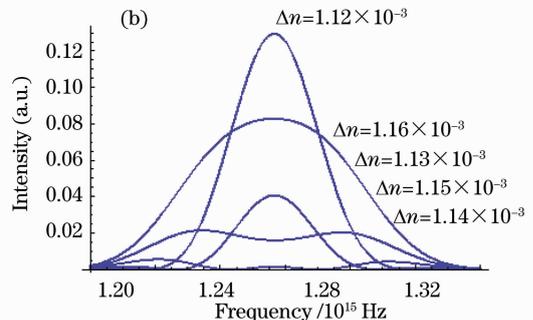
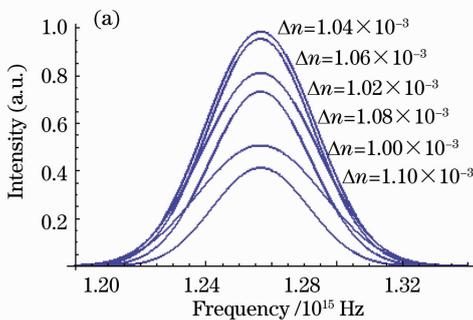


图 6 折射率调制度在 $1 \times 10^{-3} \sim 1.16 \times 10^{-3}$ 情况下衍射光场谱变化

Fig. 6 Diffraction spectrum versus time when Δn is $1 \times 10^{-3} \sim 1.16 \times 10^{-3}$

4 结 论

在 Kogelnik 耦合波理论的基础上,通过求解耦合波方程,给出了衍射光波场随时间变化的瞬时场分布和光谱分布。由表达式可见,光栅参数与入射脉冲对衍射的分布有很大的影响。着重研究了不同折射率调制度 Δn 对衍射脉冲瞬时光强分布的影响,特别是在不同 Δn 情况下,衍射脉冲的形状变化。发现衍射脉冲由单脉冲向双脉冲,再向三脉冲转化的现象,并且在一定范围内这种转化随 Δn 的

变化呈现出周期性。衍射脉冲之所以出现多脉冲,可能是因为读出的飞秒脉冲是不同频谱分量的线性叠加,当不同频谱分量通过体光栅时,由于体光栅的 Bragg 选择性不同频率分量衍射情况也不同,从而导致重新组合后的输出脉冲分布不同。这种现象的产生归根到底是由体光栅的 Bragg 角选择性决定的。通过数值模拟可见,通过改变体光栅的折射率调制度,能够控制衍射光脉冲形状,这在光脉冲整形及光信号处理中都具有一定的应用价值。作者同时数值模拟了光栅周期和光栅厚度在合理范围内变化

时,衍射脉冲的变化,结果都得不到上述多脉冲的波形变化。这说明了在飞秒脉冲读出静态体光栅时,多脉冲的出现是折射率调制度变化特有的。

参 考 文 献

- 1 C. T. Chen, D. M. Kim, D. von der Linder. Efficient hologram recording in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ using optical pulses [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1979, **34**(5): 321~324
- 2 G. C. Valley. Short-pulse grating formation in photorefractive materials[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1983, **QE-19**(11): 1637~1645
- 3 Zheng Guangwei, Liu Li, He Yanlan *et al.*. Diffraction properties of ultra-short pulsed Gaussian laser beam by transmission volume grating [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(1): 127~131
郑光威, 刘 莉, 何焰蓝等. 透射型体光栅对超短脉冲高斯光束衍射特性研究[J]. *光学学报*, 2009, **29**(1): 126~131
- 4 Yan Aimin, Liu De'an, Zhou Yu *et al.*. Influences 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
- 5 Y. Ding, D. D. Nolte, Z. Zheng *et al.*. Bandwidth study of volume holography in photorefractive $\text{InP}:\text{Fe}$ for femtosecond pulse readout at $1.5\ \mu\text{m}$ [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1998, **15**(11): 2763~2768
- 6 Wang Chunhua, Yan Aimin, Liu Liren *et al.*. Diffraction properties of 1D reflective photorefractive volume holographic grating read by an ultrashort pulsed laser [J]. *Acta Photomica Sinica*, 2006, **35**(12): 1803~1807
王春花, 闫爱民, 刘立人等. 超短脉冲激光光束在一维反射型体全息光栅中的衍射[J]. *光子学报*, 2006, **35**(12): 1803~1807
- 7 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光束衍射的特性[J]. *光学学报*, 2006, **26**(6): 801~805
- 8 Aimin Yan, L. R. Liu, Yanan Zhi *et al.*. Bragg diffraction of multiplayer volume holographic gratings under ultrashort laser pulse readout [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2009, **26**(1): 135~141
- 9 Bing Yang, Xiaona Yan, Yanhua Yang *et al.*. Study on the instantaneous characteristics of diffracted and transmitted light of static photorefractive grating illuminated by ultra-short pulse laser [J]. *Optics & Laser Technology*, 2008, **40**: 906~911
- 10 B. Yang, X. Yan, B. K. Yu. Theoretical study on grating formation in photovoltaic photorefractive LiNbO_3 crystal with short light pulses [J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2005, **37**(8): 723~733
- 11 Chen Yang, Xiaona Yan. Influence of dispersion on diffractive properties of volume grating in photorefractive $\text{InP}:\text{Fe}$ for femtosecond pulse readout [J]. *Optik*,
- 12 Zhang Yu, Yan Xiaona. Study on writing and reading of the volume grating by time domain ultra-short pulse [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(4): 631~635
张 瑜, 阎晓娜. 时域超短脉冲光栅记录和读取的研究[J]. *光子学报*, 2007, **36**(4): 631~635
- 13 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
- 14 Liu Simin, Guo Ru, Ling Zhenfang. Photo Refractive Nonlinear Optics[M]. Beijing: Science Press, 1992
刘思敏, 郭 儒, 凌振芳. 光折变非线性光学[M]. 北京: 中国标准出版社, 1992