

文章编号: 0258-7025(2004)10-1177-06

脉冲和连续多色光源照明下光栅 泰伯效应的等价性

滕树云, 刘立人, 祖继锋, 栾竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要 利用部分相干光理论对多色光源照明下光栅的非涅耳衍射进行了理论分析,得到了任意谱相干度照明下光栅衍射光强分布的一般公式,并对脉冲激光光源和连续的多色光源照明下光栅的非涅耳衍射进行了相应的数值计算,进而讨论了光源的频谱分布对光栅泰伯效应的影响。理论结果表明超短脉冲的有限弛豫时间对光栅自成像的影响与多色连续光源的谱分布对光栅自成像的影响完全等价。这一等价性为借助于连续多色光照明下光栅的非涅耳衍射来研究超短脉冲激光照明下光栅的非涅耳衍射提供了理论依据。实验中选用发光二极管(LED)作为照明光源,对连续多色光照明下光栅的自成像分布进行了测量,实验结果和理论分析相符合。

关键词 衍射与光栅;泰伯效应;部分相干光

中图分类号 O 436.1 **文献标识码** A

Equivalence of Talbot Effect of the Grating Illuminated by the Pulsed Laser and Continuous Polychromatic Light

TENG Shu-yun, LIU Li-ren, ZU Ji-feng, LUAN Zhu

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract Using of the cross mutual spectral density of the partially coherent theory, the self-imaging of grating under illumination with arbitrary degree of partial coherence is developed. Both the temporal and the averaged distributions of diffracted intensities at the self-imaging distances are formulated, which can be applied to either continuous or pulsed illuminations with any kind of spectra. The theoretical result shows that the ultra-short laser pulse and the continuous polychromatic illuminations, whose spectrum distributions are the same, have the similar averaged self-image distribution. So, the Talbot effect may help to study the temporal and spectral characteristics of ultra-short laser pulses. An experiment using a light-emitting diode (LED) as the source of illumination is performed, and the experimental results confirm with the theoretical ones.

Key words diffraction and gratings; Talbot effect; partially coherent light

1 引言

对连续单色光照明下光栅泰伯效应的研究^[1~6],是衍射光学研究领域中的重要内容之一,并且已在光学阵列照明^[2],Lau 阱和位相锁定^[3]以及信息存储^[5]等许多方面获得广泛应用。由泰伯效应的定义^[1]可知,获得光栅自成像的泰伯距离与照明

光波的频率相对应,因此对于包含多种频率的光波同时照明光栅时,由于光源频谱分布的影响必将引起对应于某一频率的光栅自成像的畸变,有关多色光对光栅泰伯效应的影响的研究至今尚少见于报道。

近年来随着超短脉冲技术的不断发展,超短脉冲激光在光通信、医学成像、激光材料加工等领域有

收稿日期:2003-07-21;收到修改稿日期:2003-09-24

基金项目:国家科技部(2002CCA03500)资助项目。

作者简介:滕树云(1971—),女,中国科学院上海光学精密机械研究所在读博士研究生,主要从事衍射光学、光学信息处理以及光通信等方面的研究。E-mail:tenshuyun@yahoo.com.cn

广阔的应用前景,而对超短脉冲激光在光学系统或光学介质中的传输特性的研究是超短脉冲技术应用的前提,因而超短脉冲激光经光栅的衍射也受到人们的关注^[7~9]。研究表明光栅的自成像由于脉冲光源的有限弛豫时间而发生形变,但这一结论并未得到实验验证。实际上,超短脉冲激光与通常连续的单色激光相比,包含了丰富的频谱成分,这些频谱成分之间具有一定的关联程度,但在现有的文献[7]中一方面认为不同频谱之间是相干的同时,在计算不同频谱成分对衍射光强的贡献时却采用非相干叠加,因此对已有文献中得出的超短脉冲激光照明下光栅菲涅耳衍射的理论结果还需进一步考证。

对于两类不同发光类型的多色光源(脉冲光源和连续发光光源),由于各自频谱成分之间的关联程度的不同,要给出适用于任意谱相干度的光源照明下光栅自成像的一般公式,应从部分相干光理论出发对光栅自成像的形成过程进行理论分析。为此本文利用部分相干光理论中的交叉互谱密度对任意的时间部分相干光源照明下光栅的菲涅耳衍射进行了详细的理论推导,由此得到了瞬时和平均衍射光强的一般公式,并就不同发光类型的多色光源照明下的光栅自成像进行了讨论。

2 部分相干光照明下光栅的泰伯效应

假设光波的频率为 ω ,振幅分布为 $u(\omega)$ 的单色平行光垂直照明位于物面 r_0 的光栅。光波经光栅衍射后,在菲涅耳衍射区内与光栅平行且相距为 z 的观察面 r 上得到衍射光场的分布。衍射系统框图如图1所示,由部分相干光理论^[10]可知,物面上两点的交叉互谱密度 $s(r_{01}, r_{02}, \omega_1, \omega_2)$ 满足

$$s(r_{01}, r_{02}, \omega_1, \omega_2) = \langle u(r_{01}, \omega_1) u^*(r_{02}, \omega_2) \rangle \quad (1)$$

其中 $u(r_0, \omega)$ 表示在观察面上 r_0 点处的光振幅,本文仅讨论平行光照明光栅的情况,此时照明光波是

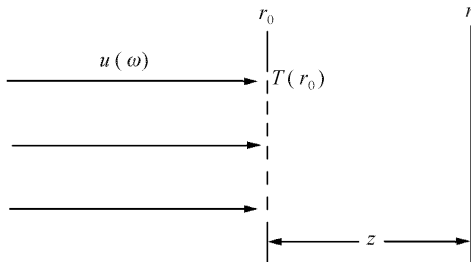


图1 多色光照明下光栅的菲涅耳衍射
Fig. 1 Fresnel diffraction of grating illuminated by the polychromatic light

空间完全相干的,所以在物面两点处的光波的交叉互谱密度 $s^-(r_{01}, r_{02}, \omega_1, \omega_2)$ 可以简化为以下形式^[10,11]

$$s^-(r_{01}, r_{02}, \omega_1, \omega_2) = s^-(\omega_1, \omega_2) \quad (2)$$

假设光栅的透过率函数为 $T(r_0)$,则透过光栅在相应两点处的光波的交叉互谱密度为

$$s(r_{01}, r_{02}, \omega_1, \omega_2) = s^-(\omega_1, \omega_2) T(r_{01}) T^*(r_{02}) \quad (3)$$

如果菲涅耳衍射系统的点扩展函数为 $K(r; r_0, \omega)$,利用互谱密度的传播,可以得到观察面上相应两点处光波的交叉互谱密度的形式

$$s(r_1, r_2, \omega_1, \omega_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s^-(\omega_1, \omega_2) T(r_{01}) T^*(r_{02}) \times K(r_1; r_{01}, \omega_1) K^*(r_2; r_{02}, \omega_2) dr_{01} dr_{02} \quad (4)$$

在旁轴近似下,菲涅耳衍射区的点扩展函数可简化为

$$K(r; r_0, \omega) = \frac{\omega n}{i2\pi c z} \exp\left(\frac{i\omega z n}{c}\right) \exp\left(i \frac{\omega n}{2zc} |r - r_0|^2\right) \quad (5)$$

式中 c 表示光波在真空中的传输速度, n 为介质的折射率,为了简单起见,仅限于讨论光在无色散介质中的传播。将(5)式代入(4)式,于是

$$s(r_1, r_2, \omega_1, \omega_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s^-(\omega_1, \omega_2) \frac{\omega_1 \omega_2 n^2}{4\pi^2 c^2 z^2} T(r_{01}) T^*(r_{02}) \times \exp\left[\frac{in}{2zc} (\omega_1 |r_1 - r_{01}|^2 - \omega_2 |r_2 - r_{02}|^2)\right] \times \exp\left[i \frac{(\omega_1 - \omega_2) z n}{c}\right] dr_{01} dr_{02} \quad (6)$$

利用交叉互谱密度与互相干函数以及互强度之间的关系^[10],可得观察面上一点的光强分布为

$$I(r, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s^-(\omega_1, \omega_2) \frac{\omega_1 \omega_2}{4\pi^2 v^2 z^2} T(r_{01}) T^*(r_{02}) \times \exp\left[\frac{i}{2zv} (\omega_1 |r_1 - r_{01}|^2 - \omega_2 |r_1 - r_{02}|^2)\right] \times \exp\left[i(\omega_1 - \omega_2) \left(t - \frac{z}{v}\right)\right] dr_{01} dr_{02} d\omega_1 d\omega_2 \quad (7)$$

式中 $v = c/n$ 表示光波在介质中的传播速度,该式给出了非稳态光源照明下光栅菲涅耳衍射的一般公式。实际上,它不仅适用于非稳态的含时光源,也适用于稳态不含时的光源。它们的区别只是对于非稳态的光源来讲,光源在物面上两点处产生的光波的交叉互谱密度介于0和1之间,而对于连续发光的

多色光源, 只有当 $\omega_1 = \omega_2$ 时, 交叉互谱密度 $s^-(\omega_1, \omega_2)$ 才不为 0^[11,12]。因此严格说来非稳态光源的不同频谱之间是部分相干的, 而连续的多色光源的不同频谱成分则是不相干的。

如果光源在光栅面上两点处产生的光波的交叉互谱密度不同, 观察面上的瞬时衍射光强的分布就具有不同的形式。然而在实验中观察和测量的光强分布并非瞬时光强而是平均光强, 因此有必要给出观察面上的平均衍射光强分布, 即瞬时衍射光强对时间的积分形式

$$I(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\omega) \frac{\omega^2}{4\pi^2 v^2 z^2} \times \left| \int_{-\infty}^{\infty} T(r_0) \exp\left[\frac{i\omega}{2zv}(|r-r_0|^2)\right] dr_0 \right|^2 d\omega \quad (8)$$

式中 $\Gamma(\omega) = s^-(\omega, \omega)$ 为光源的频谱强度分布。这一平均衍射光强分布首先表明了只要给定光源的频谱强度分布 $\Gamma(\omega)$, 经光栅衍射后的平均光强就可以完全确定。其次对于不同发光类型的光源, 无论是脉冲光源还是连续光源, 只要它们的频谱分布相同, 由它们分别照明光栅在非涅耳衍射区内获得的平均衍射光强分布就具有相同的形式。

为简单起见, 下面以一维矩形光栅为例详细讨论光栅的非涅耳衍射。设光栅的透过率函数为 $T(r_0) = T(x_0) = \sum_n \text{rect}\left(\frac{x_0 - nd}{d/M}\right)$, 其中 rect 为矩形函数, d 为光栅常数, M 为光栅的开口比, 这一周期函数可进行傅里叶级数展开

$$T(x_0) = \sum_n C_n \exp\left(i \frac{2\pi n x_0}{d}\right) \quad (9)$$

式中 C_n 为傅里叶级数的展开系数, 将(9)式代入(7)和(8)式, 便可得到一维光栅非涅耳衍射的瞬时和平均光强分布

$$I(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s^-(\omega_1, \omega_2) \frac{\sqrt{\omega_1 \omega_2}}{2\pi v z} \times \sum_m C_m \exp\left(\frac{i2\pi x m}{d}\right) \exp\left(-i \frac{2\pi^2 z v m^2}{d^2 \omega_1}\right) \times \sum_l C_l \exp\left(\frac{i2\pi x l}{d}\right) \exp\left(-i \frac{2\pi^2 z v l^2}{d^2 \omega_2}\right) \times \exp\left[i(\omega_1 - \omega_2)\left(t - \frac{z}{v}\right)\right] d\omega_1 d\omega_2 \quad (10)$$

$$\text{和 } I(x, z) = C \int \frac{1}{\lambda^2} \Gamma(\omega) \sum_n \sum_{n'} C_n C_{n'} \times \exp\left[i \frac{2\pi(n-n')x}{d}\right] \exp\left[-i \frac{\pi\lambda(n^2-n'^2)z}{d^2}\right] d\omega \quad (11)$$

其中 C 为与光栅及其光路参数有关的常数。

由(10)和(11)式可以看出因坐标变量 x 出现在求和项中的指数位相因子上, 因此在 x 方向上, x 每改变一个光栅常数 d 时, 求和项中的第一个指数的位相改变 2π 。由(11)式, 还可以看出 z 改变 $2d^2/\lambda$ 的整数倍时, 平均衍射光强的求和项中的第二个指数的位相也改变 2π 的整数倍, 所以观察面上平均衍射场的光强随坐标变量 x, z 的变化呈现周期性变化。

对于单色连续光源, 其互谱密度为一 δ 函数, 即 $s^-(\omega_1, \omega_2) = I_0 \delta(\omega - \omega_0)$, 其中 ω_0 为光源的角频率。当观察面位于 $z_N = N \frac{2d^2}{\lambda_0}$ (N 为整数) 处时, 在非涅耳衍射区的观察面上形成的瞬时和平均衍射光强分布均可表示为

$$I(x, t) = I(x) = \frac{I_0}{2kd^2} \sum_m \text{rect}\left(\frac{x - md}{d/M}\right) \quad (12)$$

由此可见, 观察面上衍射场的光强除了前面多一常数外, 其分布形式与光栅的结构完全相似, 这就是所谓的光栅的泰伯效应^[1], 对应的光强分布为严格的光栅泰伯像或自成像, $z_N = N \frac{2d^2}{\lambda}$ (N 为非负整数) 称为第 N 泰伯距离。

3 非相干的多色连续照明光源

如果光源是非相干的, 光源的互谱密度可表示为

$$s^-(\omega_1, \omega_2) = I(\omega_1) \delta(\omega_1 - \omega_2) \quad (13)$$

其中 $I(\omega_1)$ 表示光源的频谱强度分布。一般来讲, 假设光源的频谱强度分布为高斯型, 即

$$I(\omega) = \exp\left(-\frac{\omega - \omega_0}{\omega_T}\right)^2 \quad (14)$$

其中 ω_0 为中心频率, ω_T 是频谱强度降低为最大值的 e^{-1} 倍时的频谱的半宽度, 它与频谱分布的半高全宽 $\Delta\omega$ 具有关系 $\omega_T = \frac{\Delta\omega}{2\sqrt{\ln 2}}$ 。将(13), (14)两式分别代入(10)和(11)式中, 并在对应中心频率 ω_0 的第 N 泰伯距离处 ($z_N = N \frac{2d^2}{\lambda_0}$ (N 为整数)) 的观察面上, 瞬时衍射光强和平均衍射光强的分布为

$$I(x, t) = I(x) = B \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-(\omega - \omega_0)^2 / \omega_T^2] \omega}{2Nd^2 \omega_0} \times \left| \sum_m C_m \exp\left(\frac{i2\pi x m}{d}\right) \exp\left(-i \frac{2\pi N m^2 \omega_0}{\omega}\right) \right|^2 d\omega \quad (15)$$

其中 B 为积分常数。由(15)式可知, 观察面上的衍

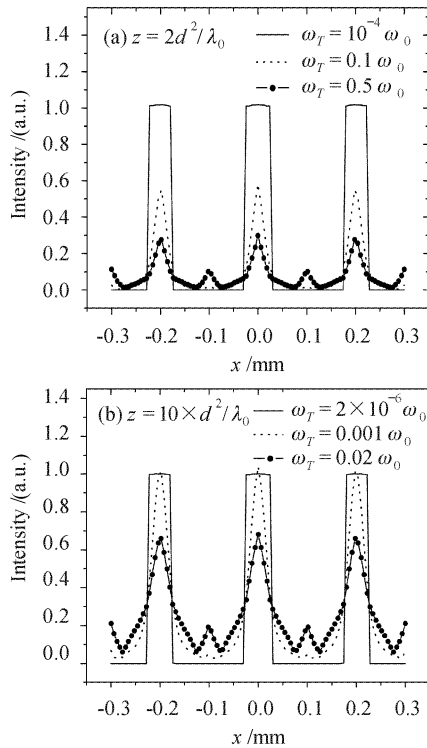


图 2 连续多色光照明下光栅的衍射图样随光源频谱宽度变化的演化过程

(a)和(b)分别为在第一和第五泰伯距离处不同频谱宽度光源照明下光栅衍射图样的平均光强分布

Fig. 2 Diffraction pattern of the grating illuminated by a polychromatic light varies with the increasing of the spectral width of the source

(a) and (b) show the intensity distribution with different spectral width at the first and fifth Talbot distance, respectively

射光强分布 $I(x, z_N)$ 与频谱宽度 ω_T 的关系隐含在积分表达式中,即光源的频谱对光栅衍射光强的影响并非成简单的比例关系,因此很难得到衍射光强分布的解析解,所以本文对多色光照明下光栅的非涅耳衍射进行了数值计算,图 2 给出了对应于中心频率($\omega_0 = 2.335 \times 10^{15}$ Hz)的不同泰伯距离处在不同的频谱宽度下得到的衍射光强随坐标变量变化的演化曲线,由图可以看出,当光源的光谱宽度相对于中心频率非常窄时,仍然能够得到光栅的泰伯像,但随着光源的频谱宽度的不断增加,光栅的泰伯像逐渐发生变形,但此时衍射光强的分布仍具备光栅的周期性结构,我们称区别于严格泰伯像的这一结构为光栅的类泰伯像。当光源的频谱宽度进一步增加时,与光栅的周期性结构相似的衍射光强的分布逐渐变化,致使最终光强分布的周期与光栅的周期完全不同,此时光栅的泰伯效应消失。由图 2(a)和

(b)比较可以看出,在较大的泰伯距离处要得到理想的泰伯像,需要光源具有更小的频谱宽度,并且要得到类似的衍射光强分布,后者要求光源的光谱也要相应地减小。

4 超短脉冲激光光源

与连续发光光源相对应的为脉冲光源,现讨论具有高斯分布的激光超短脉冲照明下的光栅的泰伯效应,脉冲的振幅 $u(t)$ 可表示为以下形式^[7]

$$u(t) = \exp(-i\omega_0 t) \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right) \quad (16)$$

其中 ω_0 为脉冲激光的中心频率,即脉冲激光的载频, τ 为激光脉冲有效的弛豫时间。利用(16)式很容易得到激光脉冲的傅里叶谱的分布

$$u(\omega) = \frac{\tau}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \tau^2\right] \quad (17)$$

于是脉冲激光发出的光波的互谱密度可表示为 $s^-(\omega_1, \omega_2) =$

$$\frac{\tau^2}{2\pi} \exp\left\{-\frac{1}{2}[(\omega_1 - \omega_0)^2 + (\omega_2 - \omega_0)^2] \tau^2\right\} \quad (18)$$

若将激光脉冲的频谱分布归一化,显然光波的互谱密度为一负指数分布,其分布范围在 0 和 1 之间,因此严格说来,这类光源的频谱之间是部分相干的。再次利用频谱密度和频谱强度之间的关系,可以得到脉冲激光光源的频谱强度分布为

$$I(\omega) = s^-(\omega, \omega) = \frac{\tau^2}{2\pi} \exp[-(\omega - \omega_0)^2 \tau^2] \quad (19)$$

将(19)式分别代入(10)和(11)式,即可得到超短脉冲激光照明下光栅的瞬时和平均衍射光强分布为

$$I(x, t) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sqrt{\omega\tau}}{2\pi \sqrt{2\pi v z_N}} \exp\left[-\frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \tau^2\right] \exp\left[i\omega\left(t - \frac{z_N}{v}\right)\right] \times \sum_m C_m \exp\left(\frac{i2\pi x m}{d}\right) \exp\left(-i \frac{2\pi^2 z_N v m^2}{d^2 \omega}\right) d\omega \right|^2 \quad (20)$$

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tau^2}{2\pi} \exp[-(\omega - \omega_0)^2 \tau^2] \frac{\omega}{2kd^2\omega_0} \times \left| \sum_m C_m \exp\left(\frac{i2\pi x m}{d}\right) \exp\left(-i \frac{2\pi k m^2 \omega_0}{\omega}\right) \right|^2 d\omega \quad (21)$$

由(20),(21)式可看出,激光脉冲的有效弛豫时间 τ 越短,脉冲激光的频谱分布越宽,衍射光强来自更多频谱成分的叠加。图 3 给出了在不同的有效弛豫

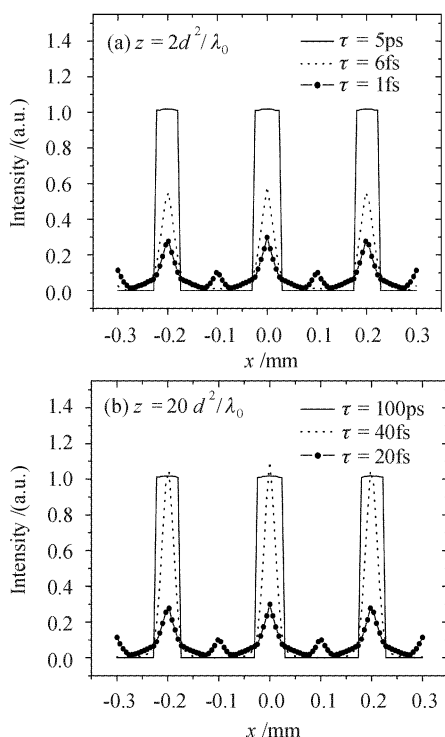


图3 脉冲激光照明下光栅的非涅耳衍射图样随激光脉冲有效弛豫时间缩短的演化过程

(a) 在第一泰伯距离处不同有效弛豫时间的脉冲激光光源照明下光栅衍射图样的平均光强分布;(b) 在第十泰伯距离处的观察面上的平均衍射光强的空间分布

Fig.3 Diffraction pattern of the grating illuminated by pulsed laser varies with the decreasing of the effective duration time of the pulsed laser

(a) and (b) show the diffraction intensity distribution with different effective duration time at first and tenth Talbot distance, respectively

时间下平均衍射光强随空间坐标变量的关系曲线。可以看出,激光脉冲的有效弛豫时间越短,光栅自成像的变形越严重。另外在较大的泰伯距离处相同的有效弛豫时间对光栅自成像形状的影响也越大。

5 光栅泰伯效应的等价性

将图2(a)和图3(a)进行比较,可以看出,在相同的泰伯距离处,超短激光脉冲的有效弛豫时间 τ 对光栅自成像的影响与连续多色光源的频谱宽度 ω_T 对光栅自成像的影响完全相同。根据公式(14)和(17),这一现象可以得到合理的解释。如果用脉冲光源的有效弛豫时间 τ 来代替(15)式中连续多色光源频谱半宽度 ω_T 的倒数,则两种情况下光源频谱的强度分布将完全相同,由此得到的连续多色光源照明

下光栅的平均衍射光强分布(15)式与超短脉冲激光照明时得到的平均衍射光强分布(21)式就具有相同形式。因此如果超短脉冲激光的有效弛豫时间和多色连续光源的频谱的半宽度具有倒数的关系,这两种不同发光类型的多色光源由于相同的频谱分布也必将引起光栅自成像相同程度的形变。由此可见,超短脉冲的有限弛豫时间对光栅自成像的影响与多色连续光源的谱分布对光栅自成像的影响是完全等价的。但需要指出的是这两类光源引起光栅自成像形变的原因却是不同的,脉冲光源的不同频谱之间是部分相干的,而连续的多色光源的频谱之间却是不相干的。

根据脉冲激光光源和连续多色光源照明下光栅泰伯效应的这一等价性,可以借助于连续多色光源照明下光栅的非涅耳衍射来研究超短脉冲激光照明下光栅的非涅耳衍射。因为对具有一定频谱分布的照明光源,光栅衍射的光强分布是确定的,完全可以利用光栅的泰伯效应来研究光源的发光特性,这为超短脉冲激光的特性参数如脉冲的有效弛豫时间的测定提供了一种有效途径。此外,利用脉冲激光光源和连续多色光源照明下光栅泰伯效应的等价性,也可以通过对连续多色光照明下光栅的非涅耳衍射的测量来预言脉冲激光经光栅衍射后的传输情况。

6 多色光照明下光栅泰伯效应的测量

为了验证光源的频谱分布对光栅泰伯像的影响,我们对连续多色光照明下光栅的非涅耳衍射进行了观察和测量。实验框图如图4所示,采用发光二极管(LED)作为照明光源 S_1 ,其频谱宽度和中心频率分别为 $\omega_T = 0.03575\omega_0 = 0.100377 \times 10^{15}$ rad/s和 $\omega_0 = 2.80738 \times 10^{15}$ rad/s。但该光源具有一定的发光面积,为了消除因光源的有限发光面积而造成的空间部分相干性对实验结果的影响,采用一直

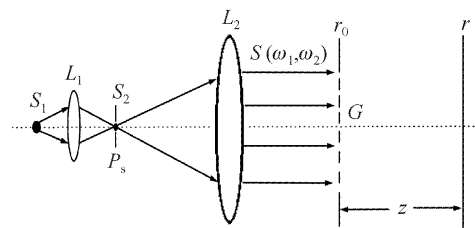


图4 多色连续光照明下测量光栅非涅耳衍射图样的实验框图

Fig.4 Experimental setup of Fresnel diffraction of the grating illuminated by polychromatic light LED

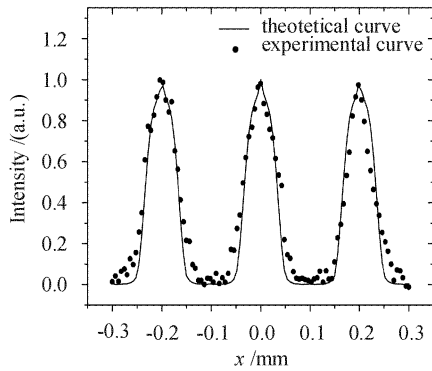


图5 发光二极管照明下光栅菲涅耳衍射的一维光强随空间坐标变量 x 变化的分布曲线

Fig. 5 One-dimension intensity distributions of Fresnel diffraction of the grating illuminated by LED vary with spatial coordinate x

径为 0.3 mm 的针孔滤波器 P_1 对光源的像点进行空间滤波。经空间滤波后光源的像点可以看作二次光源 S_2 ，由 S_2 发出的光波经平行光管后变为平行光，垂直照明位于物平面 r_0 的矩形光栅 G ，实验中所用光栅的光栅常数 d 为 200 μm ，开口比 M 为 2。一两维 CCD 放置在光栅的菲涅耳衍射区内某一位置处的观察面 r 上，且观察面与物平面平行。调整 CCD 使其靶面所处的位置恰好为光源中心频率对应的泰伯距离处，在该处用 CCD 拍摄光栅的衍射光强分布并将图像以数据文件的形式存储下来，利用程序读取衍射光强分布图像的一行数据，得到一维光强分布。图 5 给出了 CCD 放置在对应光源中心频率的第二泰伯距离处时观察面上的一维衍射光强与横坐标变量 x 的关系曲线。可以看出理论结果和实验结果符合较好，但由于二次光源并非严格的点光源，它仍具有一定的发光面积，这使得实验结果与理论相比略有扩展。

7 结 论

利用部分相干光理论对任意谱相干度的光源照明下光栅的菲涅耳衍射进行了详细的理论分析，得到了光栅自成像的一般公式。发现光栅的平均衍射光强分布只与光源的频谱强度分布有关，而与光源的谱相干度以及光源的时间分布轮廓无关，并且在

具有相同谱分布的超短脉冲激光光源和多色连续照明光源照明下光栅的平均衍射光强分布具有相同的形式，即超短脉冲的有限弛豫时间对光栅自成像的影响与多色连续光源的谱分布对光栅自成像的影响完全等价。数值计算的结果也进一步证明了这一等价性。实验上对发光二极管发出的光波照明下光栅泰伯效应的观察和测量进而验证了光源的频谱分布对光栅自成像的影响。本文得出的衍射光强的形式适用于不同发光类型的光源照明下光栅的菲涅耳衍射，这对于研究超短脉冲激光以及任意谱相干度的光源照明下光栅的菲涅耳衍射提供了有力的理论依据，而且也为利用光栅的泰伯效应来测定超短脉冲激光的时间和频谱特性提供了一种有效途径。

参 考 文 献

- 1 H. F. Talbot. Facts relating to optical science [J]. *Philos. Mag.*, 1836, **9**:401~407
- 2 A. W. Lohmann, J. A. Thomas. Making an array illuminator based on the Talbot effect [J]. *Appl. Opt.*, 1990, **29**(29): 4337~4340
- 3 Liren Liu. Lau cavity and phase locking of laser arrays [J]. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(23):1312~1314
- 4 P. Latimer, R. F. Crouse. Talbot effect reinterpreted [J]. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(1):80~89
- 5 C. Zhou, S. Stankovic, C. Denz *et al.*. Phase codes of Talbot array illumination for encoding holographic multiplexing storage [J]. *Opt. Commun.*, 1999, **161**:209~211
- 6 Teng Shuyun, Liu Liren, Liu Dean *et al.*. Fresnel diffraction of the grating illuminated by partially coherent light [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(5):692~695
滕树云, 刘立人, 刘德安 等. 部分相干光照下光栅的塔尔博特效应[J]. *光学学报*, 2004, **24**(5):692~695
- 7 H. Wang, C. H. Chou, J. L. Li *et al.*. Talbot effect of a grating under ultrashort pulsed-laser illumination [J]. *Microw. Opt. Technol. Lett.*, 2000, **25**(3):184~187
- 8 H. S. Wang, C. H. Zhou, S. Zhao *et al.*. The temporal Fresnel diffractive field of a grating illuminated by an ultrashort pulsed-laser beam [J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2001, **3**: 159~163
- 9 Wang Huaisheng, Zhou Changhe, Li Jianlang *et al.*. Talbot effect of a grating under ultrashort pulsed-laser beam illumination [J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(3):320~323
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[J]. *光学学报*, 2001, **21**(3):320~323
- 10 L. Mandel, E. Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics* [M]. Cambridge: Syndicate Press of the University of Cambridge, 1995
- 11 M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics* [M]. 7th (expanded) edition, Cambridge: Cambridge U. Press, 2001. Chapter X
- 12 M. Bertolotti, A. Ferrari, L. Sereda. Far-zone diffraction of polychromatic and nonstationary plane waves from a slit [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(8):1519~1526