

文章编号: 0253-2239(2006)11-1651-6

一维亚波长周期结构物成像的光子学研究

张成义^{1,2} 陶纯堪¹

(¹ 南京理工大学电光学院, 南京 210094
² 南京信息工程大学物理系, 南京 210044)

摘要: 当用波长为 λ 的单色平行光垂直照射到光栅常数 $d < \lambda$ 的亚波长周期结构衍射物时, 会产生隐失波。由于快速衰减, 这种亚波长周期物是不能成像的。但是, 通过对亚波长周期结构物进行适当的编码后可得到均匀波, 使这种携带了隐失波信息的均匀波通过经特别设计的光学系统并被放大到 CCD 所能识别的像素大小后, 再进行必要的解码以滤掉编码波, 即可得到原亚波长周期结构衍射物的像, 最终达到超分辨的目的。基于这种新颖的成像技术, 用常规仪器就实现了对亚波长周期结构物的成像。在运用光子学方法对实验和成像过程进行较为详尽的理论分析的同时, 对编码器、解码器的位置以及它们相对物光栅的取向给出了设计性研究, 对滤波器的选择给予了必要的说明。实验结果验证了该设计理论的正确性。

关键词: 信息光学; 亚波长成像; 光子学方法; 编码; 解码

中图分类号: TN911.74; O438.2 文献标识码: A

Photonic Study on Imaging of One-Dimensional Periodic Object with Subwavelength Structure

Zhang Chengyi^{1,2} Tao Chunkan¹

(¹ School of Electronic Engineering & Optoelectronic Technology, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094
² Department of Physics, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044)

Abstract: When a periodic object with subwavelength structure is illuminated by normal incident monochromatic parallel light, evanescent waves occurs. For the quick attenuation of the evanescent wave, the object with subwavelength structure cannot be imaged properly by ordinary method. However, one-dimensional periodic object with subwavelength structure can be encoded by a grating so that homogeneous waves can be obtained. Passing through the optical system designed specially, the well-distributed waves with evanescent waves information is enlarged so that it can be recognised by CCD camera. After that, the homogeneous waves with evanescent waves information is decoded by a decoding grating, the information of the encoding grating is filtered, and the image of the object with subwavelength structure reappears in the image plane. The imaging technique based on the conventional optical setup is novel for superresolution image of object with subwavelength structure can be obtained. Theoretical analysis of the imaging process and experiment is given well by photonic method. It is designed that where the encoding and decoding gratings are placed, so does how to choose the tilt angles between the two gratings and the object. The low-pass filters used in the novel technique are also discussed. The results of experiments demonstrate that the theory is valid.

Key words: information optics; subwavelength imaging; photonic method; encoding; decoding

1 引 言

通常情况下, 一个周期结构物, 当其空间周期小于入射光波长时, 是不能用常规方法对其成像的。这是因为, 经该物的衍射光波成为隐失波, 而隐失波

在传播过程中迅速衰减。通常将空间周期 d 小于光波波长 λ 的物称为亚波长周期结构物, 满足 $d < \lambda$ 的一维光栅就是一种最简单、最典型的亚波长周期结构物。研究表明, 在对这种亚波长结构的光栅进

作者简介: 张成义(1961~), 男, 黑龙江人, 副教授, 博士生, 主要从事信息光学、生物光子学及其成像技术、热力学等领域的研究。E-mail: dzcy1@163.com

导师简介: 陶纯堪(1938~), 男, 重庆人, 教授, 博士生导师, 主要从事光学信息论、生物光子学等和显微镜成像与设计领域的研究。E-mail: taock812@sohu.com

收稿日期: 2006-04-29; 收到修改稿日期: 2006-06-27

行适当的编码后,能使经衍射而形成的隐失波被均匀波所携带;再经过恰当的解码,滤掉编码波,就会再现出原周期性物光栅的空间信息,最终取得用传统光学仪器对亚波长周期结构物成像的结果。于是,采用这种新颖的成像技术,便实现了对亚波长周期物的超分辨成像。本文运用光子学方法对编码、解码的过程进行设计性分析,同时给出滤波器的实用设计。实验结果表明,设计方法可行,所采用的光

子学研究方法是可靠的。

2 亚波长周期物及隐失波的产生

为了说明的方便,假定在 $Z=0$ 的空间平面 $(x,y,0)$ 上,存在一个宏观光场分布,分布函数为 $U(x,y,0)$ 。讨论由 $U(x,y,0)$ 在坐标 z 处的空间平面 (x,y,z) 上引起的光场分布 $U(x,y,z)$ 。根据傅里叶光学的平面波展开法, $U(x,y,0)$ 可以表达为

$$U(x,y,0) = \iint A_0(f_x, f_y) \exp[j2\pi(xf_x + yf_y)] df_x df_y, \quad (1)$$

其中 $A_0(f_x, f_y)$ 由傅里叶变换

$$A_0(f_x, f_y) = \iint U(x,y,0) \exp[-j2\pi(xf_x + yf_y)] dx dy, \quad (2)$$

给出,类似地, $U(x,y,z)$ 可以表为

$$U(x,y,z) = \iint A(f_x, f_y, z) \exp(j2\pi(xf_x + yf_y)) df_x df_y, \quad (3)$$

在无源空间, $U(x,y,z)$ 应满足亥姆霍兹方程

$$(\nabla^2 + k^2)U(x,y,z) = 0, \quad (4)$$

将(3)式代入(4)式可解出

$$A(f_x, f_y, z) = A_0(f_x, f_y) \exp\left[j2\pi\left(\frac{1}{\lambda^2} - f_x^2 - f_y^2\right)^{1/2} z\right], \quad (5)$$

将(5)式代入(3)式可求出坐标为 (x,y,z) 处的衍射光场分布为

$$U = \iint A_0(f_x, f_y) \exp\left[j2\pi\left(\frac{1}{\lambda^2} - f_x^2 - f_y^2\right)^{1/2} z\right] \exp(j2\pi(xf_x + yf_y)) df_x df_y, \quad (6)$$

(6)式与(1)式的主要区别就是传播因子项 $\exp[j2\pi(1/\lambda^2 - f_x^2 - f_y^2)^{1/2} z]$ 的存在。

当用波长为 λ 的单色平行光垂直照射到宏观光场分布即透射率函数为 $U(x,y,0)$ 的物函数上时,若入射光波的空间频率 $f=1/\lambda$ 满足

$$f^2 < f_x^2 + f_y^2, \quad (7)$$

则(6)式所表示的 $U = U(x,y,z)$ 随着坐标 z 迅速减弱,成为隐失波^[1,2]。一般认为,由于衰减太快,在这种情况下,透射率函数为 $U(x,y,0)$ 的衍射物是不能成像的,或称不能分辨。

在下面的讨论中,我们取定宏观光场分布函数 $U(x,y,0)$ 为图 1 所示的龙基(Ronchi)光栅,即

$$U(x,y,0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{0n} \exp\left(j2\pi \frac{n}{d} x\right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{0n} \exp(j2\pi \mathbf{f} \cdot \mathbf{x}), \quad (8)$$

在这种情况下,空间频率 $f_x = n/d, f_y = 0$,由上面的讨论可知,当入射的单色平面波满足 $d < \lambda$ 时,经光栅衍射的出射波即为隐失波,称这种情况下的光

栅为一维亚波长周期结构物,对其成像称为超分辨成像。

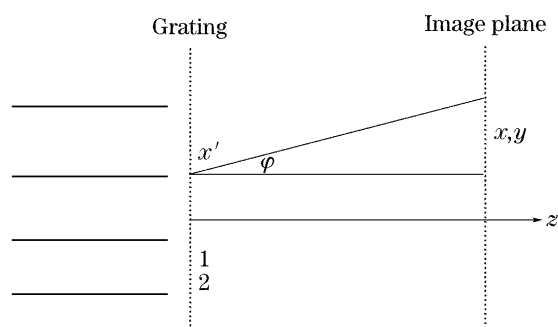


图 1 龙基光栅衍射示意图

Fig. 1 Diffraction by Ronchi grating

3 超分辨成像概述

瑞利(Lord Rayleigh)和阿贝(Abbe)提出,由于光的波动性,每一个透镜都有一个有限的分辨极限,就空间频率而言,透镜是带限的,其截止频率由光波的波长和透镜的尺寸等因素决定。到目前为止,为了取得超分辨的效果,已经提出了多种实验设计。

各种超分辨实验的目的,都是运用特别设计的光学设备,使其能够传递的空间频率,超出该实验中所采用的仪器中透镜的截止频率。但是,这些努力都受到衍射物的特征所限制。超分辨成像就是采取措施,提高光学系统的成像分辨能力,从而取得超出衍射限制的成像。常见方法主要有三种:第一种是减小光波长,第二种是增大成像仪器的数值孔径,第三种是通过对物信息的编码,降低通过成像仪器的空间频率。三种方法各有其优缺点,扫描电子显微镜(SEM)就是利用缩短波长提高分辨极限的应用,其分辨极限可达原子级(0.1 nm)水平。但存在孔径小(不到 10°)的缺点。增大成像仪器的数值孔径可通过增大透镜尺度,增大光传播所在媒质的折射率来实现,但是,其分辨极限也难以突破 $\lambda/2$,且这种方法还会使光学系统庞大且造价大大提高。在不改变光学透镜几何尺寸的条件下,增大系统的综合孔径是比较好的选择之一,效果也相当明显。为此,A. W. Lohmann 和 W. Lukosz 等^[3,4]在1967年前后,较早提出了图2所示的第三种方法,主要是采用了两个向相反方向等速 v 移动的光栅,物面 M_1 上的周期物用虚线表示,两个沿相反方向移动的光栅用带箭头并冠以移动速度 v 的实线表示。从光学信息论角度看^[5],可认为两个反向移动的光栅分别完成对物信息的编码和解码,从而取得超分辨的目的。在图2中,位于物面后的光栅用于编码,而透镜2后面的光栅用于解码。实验表明,用Lohmann和Lukosz等提出的方法,可将光学系统的综合孔径扩大5~6倍。在此以后,对该实验进行了多方面的改进,例如,采用旋转的达曼(Dammann)光栅并辅以反射镜,使操作更加灵活^[6,7](较近期的应用见于文献^[8,9])。上述设计的基本思想是,对于给定的光学系统,其所能传递信号的空间带宽积是确定的^[10,11]。受超精细成像实验的启发,结合光学信息论的基本思想^[5],仅需适当地设计编、解码光栅并对图2加以改进,就可实现对亚波长周期结构物的超分辨成像。

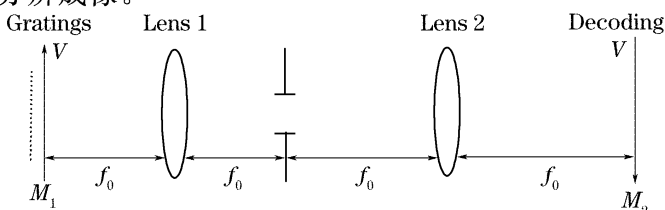


图2 用移动光栅有效地增大光学系统的综合孔径
Fig. 2 Achieving effectively larger aperture of optical system by two moving gratings

4 一维亚波长周期结构物成像研究

4.1 实验设计

4.1.1 编码光栅设计

将图2中物所在平面 M_1 的编码系统改造成为图3所示的情形。其中编码光栅、物光栅的周期分别为 d_1 和 d_2 ,使两者密接且夹角为 α 。适当选择夹角 α 并适度调整两者间距离,即可实现均匀波对隐失波的携带,最终取得对亚波长周期结构物 d_2 的超分辨成像目的。

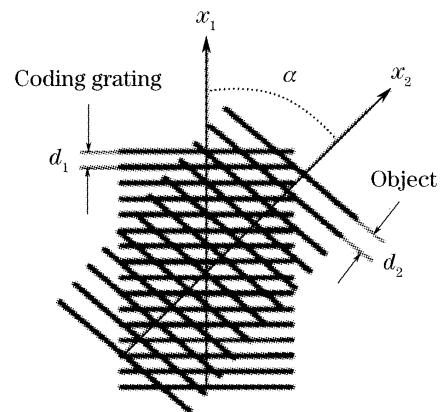


图3 用编码光栅对一维周期结构物光栅进行编码
Fig. 3 One-dimensional periodic object attached to encoding grating

4.1.2 光路布置

当物平面 M_1 放置了图3所示的编码光栅后,可将成像光路重新布置成图4所示的情形。这里,为了将物信息放大到CCD相机所能辨识的像素大小,在物面 M_1 和解码平面 M_2 之间放置了两个焦距不等的透镜 F_1 和 F_2 ,以便使系统放大率达到 $M=f_{02}/f_{01}$,式中 f_{01} 和 f_{02} 分别表示透镜 F_1 和 F_2 的焦距,图4中的1和2是两个对光束起滤波作用的孔径形滤波器。

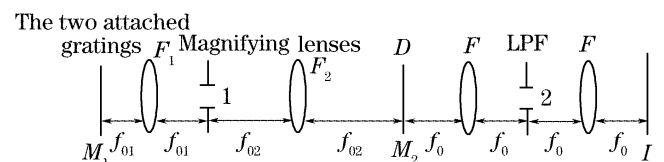


图4 亚波长周期结构物成像的实验仪器

Fig. 4 Optical system for subwavelength super-resolution experiment

4.2 理论分析

实验中采用龙基光栅。参考(8)式,物平面 M_1 上,每一光栅的振幅透射率函数可表示为^[1,2,12,13]

$$U(x_i, y_i, 0) = \sum_{-\infty}^{\infty} A_{0n} \exp(j2\pi f_i \cdot x_i), \quad (9)$$

式中 n 为衍射级次, A_{0n} 为第 n 级衍射光的波幅大

小, i 等于 1 或 2 时, $U(x_i, y_i, 0)$ 分别代表图 3 中的编码光栅或物光栅的振幅透射率函数。

4.2.1 光子对于周期性空间信息的记忆

现在, 我们换一个角度来考虑(9)式的意义。按照爱因斯坦理论, 假定光是由光子所组成, 考虑任一个光子, 在图 1 所示的衍射光栅情况下, 无论这个光子是从开孔 1 出射, 还是从开孔 2 或开孔 m 的对应点出射, 由于光栅开孔的空间周期性, 决定了光栅对光子作用的空间周期性; 又由于各个开孔是完全相同的, 所以, 各开孔对光子应该具有相同的作用效果。从统计平均的意义上说, 该光子从光栅各个开孔衍射出射时, 应具有相同的衍射出射状态。既然光子是具有波动性的, 那么, 相同的衍射出射状态, 至少应具有相同的相位。这样, 在图 1 中, 如取周期性物光栅所在位置坐标 $z=0$, 图面为 $y=0$ 的平面, 并将孔 1 与孔 2 的对应位置在 x 方向的间隔记为光栅常数 d , 经衍射作用的光子从衍射屏出射端面始, 其后的传播是自由的, 具有波粒二象性的光子, 其波动性, 可用量子力学中自由粒子的波函数来描写^[14]:

$$U(\mathbf{r}, t) = A \exp[j(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)], \quad (10)$$

于是, 由相位关系可得到

$$k_x(x_2 - x_1) = k_x d = 2n\pi, \quad (11)$$

式中 $n=0, 1, 2, 3, \dots$ 取整数。如考虑光栅上第 m 个与第 l 个开口, 则 $x_l - x_m = Nd$, 从而有 $k_x Nd = 2n\pi N$, 仍可得到(11)式表示的关系, 进一步简化(11)式可得

$$k_x = 2\pi \frac{n}{d} = 2\pi f_x \Rightarrow f_x = \frac{n}{d}, \quad (12)$$

k_x 为波数 $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{e}_k$ 在 x 方向上的分量, f_x 为 x 方向的空间频率大小。这些同波动理论的结果是一致的, 这里的 $f_x = n/d$ 仍然是衍射光在 x 方向的空间频率, 而 $1/d$ 为基频。但我们注意到, 如果物光栅的周期性遭到破坏, 就不能写出(11)式来, 因此, 也就没有(12)式的关系。这样, 可以认为光子经周期性物光栅衍射后, 便以倍频 n/d 的形式将物的周期性空间信息 $1/d$ 标记了下来。

4.2.2 光子对于周期性空间信息的再现

(9)式表明, 经各光栅衍射后, 光子的波幅是由各种不同空间频率的波幅叠加而成, 这正是叠加原理的结果^[14]。但是, 对于光子而言, 衍射级次 n 大(或周期 d_i 小), 空间频率大、衍射角 φ 大, 难于通过光学系统, 因此也就难分辨。而零级衍射对应的是成像的背景信息, 代表衍射前后光子传播方向不变。所

以, 我们更关心的是, 光子除零级以外的最小衍射级。对于光子的一级衍射, 注意到(9)式的 $f_i = \frac{1}{d_i} \mathbf{e}_{x_i}$ 中的单位矢为 \mathbf{e}_{x_i} , 当 i 取 1 或 2 时分别代表图 3 中沿着 x_1 或 x_2 的不同取向。参照图 3 并考虑到经过物光栅和编码光栅的作用后, 光子同时记忆了物光栅和编码光栅的空间信息, 所携带的空间频率应为 $f = f_1 + f_2$, 这反映出光子记忆了物和编码光栅的合成空间信息, 这一信息出现在光子波复振幅的指数项中, 体现了物光栅和编码光栅对光子的透射率函数是相乘的关系, 这也正是傅里叶光学的结论。经编码后, 坐标为 x 处光子的一级衍射波可表为

$$U(x) = U(x_1) \cdot U(x_2) = A_2 A_1 \exp(j2\pi \mathbf{x} \cdot \mathbf{f}), \quad (13)$$

式中 A_1 代表编码光栅透射率函数中的振幅, A_2 表示物光栅透射率函数的振幅。合成信息 f 的大小可表示为

$$f_{\pm}^2 = \frac{1}{d_1^2} + \frac{1}{d_2^2} \pm \frac{2|\cos \alpha|}{d_1 d_2}, \quad (14)$$

式中的 f_+ , 因为频率太高, 超出了透镜的截止频率以至于不能通过透镜 F_1 。恰当地选择 d_1 和亚波长结构物光栅与编码光栅之间的夹角 α , 可使 $f_- < 1/\lambda$ 。于是, 经编码后的光子携带的是均匀波, 但该波是携带了原物光栅和编码光栅的空间周期性信息的均匀波, 为了恢复物光栅的特征信息 d_2 , 还需要进行必要的解码以便取出编码信息 d_1 。考虑到解码的需要, 在图 4 所示的光路中, 将两个滤波器 1 和 2 均相对于编、解码光栅一致取向放置。

在图 4 所示的成像系统中, 编码后, 经滤波器 1 的滤波作用, 光子在 (x, y) 平面内的空间频率将变为

$$f' = (f_1 + f_2 \cos \alpha) \mathbf{e}_{x_1}, \quad (15)$$

由于 F_1 和 F_2 两透镜的作用, 在 M_2 平面上, 原空间信息 $d_i = 1/f_i$ 均已经被放大了 $M = f_{02}/f_{01}$ 倍。这时, 若将均匀波中所含的编码信息 d_1 取出, 即可得到原周期物 d_2 的相关信息。而取出高频信息较为容易, 因此, 图 3 中应选取 $d_1 < d_2$ 以使编码信息为高频, 从而方便地在解码时取出。低通滤波器(LPF)正是为了滤去高频编码波信息而设。其孔径的选择应视编码光栅的周期和系统放大率的情况而定。

在解码光栅 M_2 处得到的是经系统空间放大后的频率为

$$f_M = \left(\frac{1}{M d_1} + \frac{\cos \alpha}{M d_2} \right) \mathbf{e}_{x_1}, \quad (16)$$

的空间信息, 该信息经解码光栅作用后将变成

$$\begin{aligned} f'_M &= \left(\frac{1}{Md_1} + \frac{\cos \alpha}{Md_2} \pm \frac{1}{Md_1} \right) e_{x1}, \\ f'_{M1} &= \frac{\cos \alpha}{Md_2} e_{x1}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$f'_{M2} = \left[\left(\frac{1}{Md_1} + \frac{\cos \alpha}{Md_2} \right) + \frac{1}{Md_1} \right] e_{x1}, \quad (18)$$

由于 $\left(\frac{1}{Md_1} + \frac{\cos \alpha}{Md_2} \right) > 0$, 所以 $|f'_{M2}| > |f'_{M1}|$ 。这样, (18) 式表示的高频将在后面的低通滤波器 (LPF) 中被滤掉, 从而由 (17) 式可得到原物的放大信息, 但是该信息的频率方向已经相对原物转动了 α 角, 空间周期也被放大了 M 倍。

4.2.3 信息再现的条件

从上面的讨论可以看出, 能否形成编码后的均匀波是超分辨成像技术的关键环节, 由 (14) 式并结合 (7) 式, 要求经编码后光子的空间频率 $f < 1/\lambda$, 这相当于

$$\frac{1}{d_1} \left(\frac{1}{d_1} - \frac{2\cos \alpha}{d_2} \right) < \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{d_2^2}, \quad (19)$$

由于亚波长周期物 $d_2 < \lambda$, 所以有

$$1 > \cos \alpha > d_2/(2d_1). \quad (20)$$

除了 (20) 式所表示的条件外, 解码光栅必须与编码光栅取向一致, 这是由 (16) 式中滤出编码信息的要求。另外, 1 和 2 两个滤波器开口大小 Δx_i 由其放置的位置和衍射角度 φ 共同确定。对于滤波器 $i = 1, 2$, 其射入光波空间频率的 x 分量可表为

$$f_{xi} = (\sin \varphi)/\lambda, \quad (21)$$

例如, 滤波器 1 的空间频率 f_{x1} 由 (15) 式定义, 故其开度可取定为

$$\begin{aligned} 2\lambda f_{01} (f_1 + f_2 |\cos \alpha|) &\geq \Delta x_1 \geq \\ 2\lambda f_{01} (f_1 - f_2 |\cos \alpha|), \end{aligned} \quad (22)$$

式中 f_{01} 为透镜 F_1 的焦距。同理可取定滤波器 2 的开度大小。上述 3 个方面是信息再现时必须保证的。

5 实验结果与分析

依据上述实验配置要求和数据选择原则, 例如选择仪器参量为 $d_2 = 450 \text{ nm}$, $d_1 = 400 \text{ nm}$, $f = 50 \text{ mm}$, $M = 83$, 光波长 $\lambda = 633 \text{ nm}$; 透镜的数值孔径为 1.2 进行实验, 实验结果如图 5 所示^[15], 正如 (17) 式所指出的, 这里所得到的放大像相对于原物光栅来说, 旋转了 α 角, 这也正是上述分析中预料到的。为方便比较, 图 6 给出了对于非亚波长周期性一维光栅的实验结果。在这里, 采用的仍是图 4 的仪器布置, 但同文中介绍的新方法相比, 拍摄图 6 时, 选择光栅常数 $d > \lambda$, 且从左至右, 光栅常数依次

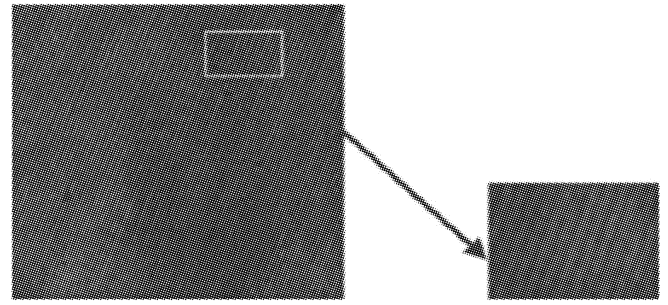


图 5 亚波长物光栅的超分辨像

Fig. 5 Superresolution image of subwavelength grating

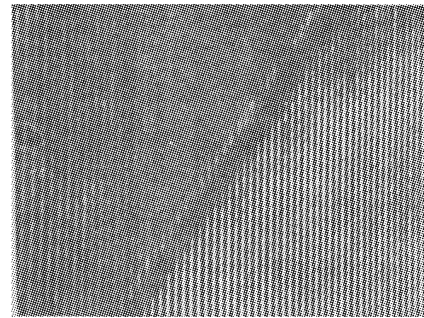


图 6 频率从左向右逐渐增大的物光栅实验结果

Fig. 6 Experimental result of the object as frequency increases from the left to the right

减小, 并且物光栅与编码光栅也不是密接的。获得图 6 时, 采用了两次曝光的方法, 图形左上角是未加入编、解码光栅, 盖住物光栅右下角曝光的结果, 显然它是常规的而不是超分辨的; 而右下角则是加入了编码、解码光栅并且盖住物光栅左上角的实验结果, 这是超分辨的。从图 6 中可以明显看出, 随着光栅常数 d 的减小, 常规实验中的物光栅已经变得越来越不可辨识, 超分辨实验中虽可辨认, 但是, 像的分辨率和强度却变得越来越低。由此可以想象到, 当光栅常数处于亚波长范围时, 由于隐失波的迅速衰减, 成像实际上是难于分辨的, 这正是理论研究所指出的结果。而文中所介绍的新方法较 Lohmann 和 Lukosz 等提出的超分辨方法, 其重要改进就是, 物光栅与编码光栅采取了密接的方式, 两者之间的相对取向正如文中所指出的。采用文中介绍的新方法, 对于亚波长结构的一维光栅拍摄的结果图 5 明显的是可分辨的。至于物光栅与编码光栅密接的原因, 可由塔尔博特 (Talbot) 效应来理解, 在进行编码时, 实际上是编码光栅 (衍射物) 对衍射物 (编码光栅) 的塔尔博特自成像进行编码, 由于周期衍射物的塔尔博特像出现在距离衍射物塔尔博特距离 $z_T = d^2/\lambda$ 的整数倍位置^[2], 对一维非亚波长衍射物, $d > \lambda$, 塔尔博特距离较大, 当然, 物光栅与编码光栅无需密接; 而对于一维亚波长衍射物, $d < \lambda$, 塔尔博特距

离小,物光栅与编码光栅则需要密接。我们发现,采用新技术的另一优点在于,调整夹角 α 较之 Lohmann 和 Lukosz 等提出的实验中沿相反方向移动编、解码光栅要容易得多,尤其是在物光栅与编码光栅密接的情况下更是如此。

由亚波长周期衍射物的成像结果图 5 可知,这里所得到的物栅信号还是很微弱的。这也正是实验中将编码光栅放在了物光栅之前的原因。因为这样做,可以增大经编码后所形成的均匀波中物波信息的相对比例,使最终的成像较清晰,当然,这是以牺牲强度为代价的,但它是确保亚波长周期物超分辨实验成功所采取的重要手段之一。

参 考 文 献

- Zhang Shulin. *Scanning Near-Field Optical Microscope & Its Application* [M]. Beijing: Science Press, 2003. 13~32 (in Chinese)
张树霖. 近场光学显微镜及其应用[M]. 北京: 科学出版社, 2003. 13~32
- Zhang Chengyi, Tao Chunkan. A study of Talbot effect based on photonic theory[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2006, **43**(5): 63~66 (in Chinese)
张成义,陶纯堪. 光栅 Talbot 效应的光子学研究[J]. 激光与光电子学进展, 2006, **43**(5): 63~66
- M. A. Grimm, A. W. Lohmann. Superresolution image for one-dimensional object[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1966, **56**(9): 1151~1156
- W. Lukosz. Optical systems with resolving powers exceeding the classical limit [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1966, **56**(11): 1463~1472
- Tao Chunkan, Tao Chunkuang. *Information Theory in Optics* [M]. Beijing: Science Press, 2005. 24~34 (in Chinese)
陶纯堪,陶纯匡. 光学信息论[M]. 北京: 科学出版社, 2005. 24~34
- David Mendlovic, Adolf W. Lohmann, Naim Konforti *et al.*. One-dimensional superresolution optical system for temporally restricted objects[J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(11): 2353~2359
- David Mendlovic, David Farkas, Zeev Zalevsky. High-frequency enhancement by an optical system for superresolution of temporally restricted objects[J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(10): 801~803
- Amir Shemer, David Mendlovic, Zeev Zalevsky *et al.*. Superresolving optical system with time multiplexing and computer decoding[J]. *Appl. Opt.*, 1999, **38**(35): 7245~7251
- Anthony J. Devaney, Pengyi Guo. Superresolution imaging from limited-aperture optical diffracted field data[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2005, **22**(6): 1086~1092
- David Mendlovic, Adof W. Lohmann. Space-bandwidth product adaptation and its application to superresolution; fundamentals [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1997, **14**(3): 558~562
- David Mendlovic, Adof W. Lohmann, Zeev Zalevsky. Space-bandwidth product adaptation and its application to superresolution; examples [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1997, **14**(3): 563~567
- Yan Yuan, Chen Hui, Zhu Wenyong. A vector modal theory for perfectly-conducting rectangular aperture grating[J]. *Acta Optica Sinica*, 1994, **14**(6): 622~625 (in Chinese)
严 瑗,陈 晖,朱文勇. 矩孔光栅的矢量模式理论[J]. 光学学报, 1994, **14**(6): 622~625
- Fan Weijun, Zhou Bifang, Wang Haitao *et al.*. Research of Fourier phase in optical synthetic-aperture imaging technique[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(3): 408~412 (in Chinese)
范伟军,周必方,王海涛等. 光学综合孔径成像中的傅里叶相位研究[J]. 光学学报, 2004, **24**(3): 408~412
- Zeng Jinyan. *Quantum Mechanics* [M]. Beijing: Science Press, 2000. 1~55 (in Chinese)
曾谨言. 量子力学[M]. 北京: 科学出版社, 2000. 1~55
- Vardit Eckhouse, Zeev Zalevsky, Naim Konforti *et al.*. Subwavelength structure imaging [J]. *Opt. Engng.*, 2004, **43**(10): 2462~2468