

利用相位型衍射光栅生成能量按比例分布 的多个螺旋光束的研究^{*}

齐晓庆¹⁾ 高春清^{1)†} 刘义东²⁾

1) 北京理工大学光电学院, 北京 100081)

2) 电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

(2009 年 4 月 17 日收到, 2009 年 4 月 29 日收到修改稿)

研究了基于计算全息光栅的方法产生能量按比例分布的多个螺旋光束的技术. 在计算全息光栅的过程中引入了 Gerchberg-Saxton 迭代算法, 并在此基础上利用位相型空间光调制器产生了具有轨道角动量态的多种光束, 实现了多个指定轨道角量子数的螺旋光光场分布. 给出了计算机仿真结果和实验结果, 表明利用 Gerchberg-Saxton 迭代算法生成的位相型光栅可以生成多个指定轨道角动量量子数的光束, 研究结果对于利用轨道角动量进行信息传输有益.

关键词: 轨道角动量, 螺旋光束, Gerchberg-Saxton 迭代算法, 计算全息光栅

PACC: 4230, 4280K, 4240E

1. 引 言

1992 年 Allen 等人发现^[1] 具有 $\exp(il\varphi)$ 形式相位因子的光束的每个光子携带轨道角动量 $l\hbar$ (l 为轨道角动量量子数), 此后有关光束轨道角动量的性质、测量及应用的研究相继展开. 这种具有相位因子 $\exp(il\varphi)$ 的光束的典型特征为光束中心存在相位奇点和波前为螺旋形, 因此这种光束也被称为螺旋光束, 其典型代表是拉盖尔-高斯光束 (Laguerre-Gaussian beam) 和贝塞尔光束 (Bessel beam). 具有轨道角动量的螺旋光束在实现高密度信息存储与传输^[2,3]、光学扳手^[4]、量子加密^[5,6]等方面具有重要的应用.

螺旋光束可以通过腔内选模法^[7,8]或腔外转换法^[9-12]生成. 腔内选模法是通过在激光腔内引入低阶模式损耗, 使得高阶横模更易于产生, 但是腔内选模损耗大, 不易获得较高功率的输出, 也不易产生角量子数较大的模式. 因此人们常采用腔外转换法来生成螺旋光束. 腔外转换法可分为三种: 模式转换器法^[9,10]、螺旋相位片法^[11]和全息光栅法^[12]. 模式转换器法是采用两个(或三个)柱透镜构成 $\pi/2$ 转换

器, 将高阶厄米-高斯光束 (Hermite-Gaussian beam) 转换成拉盖尔-高斯光束, 但是装置体积较大. 螺旋相位片法是通过加工一个能够产生螺旋形相位延迟的薄片给平面波前, 嵌入“螺旋形波前”, 但相位片要求的加工精度很高, 制作困难. 光栅衍射法相对比较简单, 可以采用计算机生成全息图方法 (computer generating hologram, CGH) 生成需要的衍射光栅图样, 然后把衍射光栅的图样在介质上制作出来. 常见的两种衍射光栅是振幅型衍射光栅和相位型衍射光栅. 利用振幅型衍射光栅能够方便的生成螺旋光, 但是能量利用率较低、衍射效率较低、难以生成 $\pm 2m$ 级衍射^[13]; 采用相位型衍射光栅则可以获得较高能量利用率和衍射效率, 并可以得到所需要的衍射级.

本文推导了利用相位型衍射光栅生成螺旋光束的衍射方程, 并将 Gerchberg-Saxton (G-S) 迭代算法引入相位型衍射光栅的设计, 给出了数值仿真结果和实验结果.

2. 利用相位型衍射光栅生成螺旋光束的理论推导

考虑两束相干光 E_1 和 E_2 , 其中 E_1 为单位幅度

^{*} 国家自然科学基金(批准号 60778002)和教育部“新世纪优秀人才”计划资助的课题.

[†] E-mail: gao@bit.edu.cn

的均匀平面波,传播方向与 z 向成 θ 角,在 $x-y$ 平面内的投影与 x 轴正方向成 α 角,

$$E_1 = \exp(ikx \sin \theta \cos \alpha + iky \sin \theta \sin \alpha + ikz \cos \theta), \quad (1)$$

E_2 为沿 z 向传播的 Laguerre-Gaussian 光束,其横向光场可表示为

$$E_2 = \exp\left[-\frac{ikr^2}{2R} - \frac{r^2}{w^2} - i(2p + l + 1)\phi\right] \times \exp(i l \phi) \cdot \left(\frac{r}{w}\right)^{1/2} L_p^l\left(\frac{2r^2}{w^2}\right), \quad (2)$$

式中 R 代表激光光束波前曲率半径, w 代表光束半径, ϕ 代表 Gouy 相位, w_0 表示光束的束腰半径。

我们采用类似文献 [13] 的处理方法,假定两束光在面 $z=0$ 处发生干涉,且 α 角为 0,易得干涉场相位分布为

$$\Phi(\rho, \phi, z) = l\phi - kx \sin \theta. \quad (3)$$

用 $a(\Phi(\rho, \phi, z))$ 表示衍射光栅的相位透过率随相位 $\Phi(\rho, \phi, z)$ 的分布函数,则纯相位型衍射光栅可用传输函数 $h(\Phi(\rho, \phi, z))$ 表示,即

$$h(\Phi(\rho, \phi, z)) = \exp[i a(\Phi(\rho, \phi, z))] = \exp\{i a[\text{mod}(l\phi - kx \sin \theta, 2\pi)]\}, \quad (4)$$

其中 mod 表示取余。可以看出, $h(\Phi)$ 为一个纯相位项,因而透射光场相对于入射光场只发生了相位上的改变。

可将相位型衍射光栅的传输函数按傅里叶级数展开

$$h(\Phi(\rho, \phi, z)) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \exp[in\Phi(\rho, \phi, z)] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \exp[in(l\phi - kx \sin \theta)]. \quad (5)$$

傅里叶展开系数 A_n 表征各衍射分量大小, $|A_n|^2$ 表示第 n 级衍射的能量。

当基模高斯光束 $u_{00}(\rho, \phi)$ 入射到该相位衍射光栅后,透射光场分布为

$$u_{in}(\rho, \phi) = u_{00}(\rho, \phi) \cdot h(\Phi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \cdot u_{00}(\rho, \phi) \times \exp[in(l\phi - kx \sin \theta)]. \quad (6)$$

衍射光场的远场分布可以看作其近场分布的傅里叶变换,若以 (ρ', ϕ') 表示远场空间极坐标, $F_2(\cdot)$ 表示二维傅里叶变换,则

$$u_{far}(\rho', \phi') = F_2(u_{in}(\rho, \phi)) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n F_2(u_{00}(\rho, \phi) \exp(inl\phi)) \otimes F_2(\exp(-inkx \sin \theta)), \quad (7)$$

式中 $\otimes$ 表示卷积。

场 $(u_{00}(\rho, \phi) \exp(inl\phi))$ 可以展开成 Laguerre-Gaussian 模的叠加

$$u_{00}(\rho, \phi) \exp(inl\phi) = \sum_{p=0}^{\infty} c_p u_{p,nl}(\rho, \phi), \quad (8)$$

$$c_p = \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} u_{00}(\rho, \phi) \times \exp(i l \phi) \cdot u_{p,nl}^* \rho d\rho d\phi. \quad (9)$$

而 Laguerre-Gaussian 模存在傅里叶变换性质^[14]

$$F[u_{p,nl}(\rho, \phi)] = i^{2p+|l|} 2\pi u_{p,nl}^{LG}(\rho', \phi'). \quad (10)$$

又根据二维傅里叶变换可知

$$F_2(\exp(-inkx \sin \theta)) = 2\pi \cdot \delta(v_x + nk \sin \theta) \cdot \delta(v_y), \quad (11)$$

其中 (v_x, v_y) 为远场空间直角坐标,满足 $v_x = \rho' \cos \phi'$ 和 $v_y = \rho' \sin \phi'$ 。

将 (11) (13) (14) 式代入 (10) 式整理得

$$u_{far}(\rho', \phi') = 4\pi^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \sum_p c_p i^{2p+|nl|} u_{p,nl}(\rho', \phi') \otimes [\delta(v_x + nk \sin \theta) \cdot \delta(v_y)]. \quad (12)$$

从 (15) 式能够看出,基模高斯光束透过相位型衍射光栅后,远场衍射光场为叠加的拉盖尔-高斯光束,叠加的方式为第 n 级衍射光场为角量子数为 nl 的拉盖尔-高斯模,相对于中心零级衍射有 $nk \sin \theta$ 横向平移。

如果期望能量集中在某些特定的衍射级上,那么只需使得这些特定级次之外的衍射分量对应的 $|A_n|$ 尽可能小, $|A_n| \rightarrow 0$, 获得特定的衍射级次分布的过程可以采用 G-S 迭代算法来实现。

3. 利用 G-S 迭代算法对相位衍射光栅进行优化

G-S 迭代算法早在 1972 年由 Gerchberg 和 Saxton 提出^[15],该算法可用于设计衍射光学元件,能够实现根据已知的输入平面上光场振幅分布和要求的输出平面上光场分布,计算得到所需的输入平面上光场相位分布,使得光学系统正确地调制入射波场。2004 年 Gibson 等人提到将 G-S 迭代算法引入相位衍射光栅的设计^[16],此后 Lin 等人利用迭代算法实

现了具有多个轨道角量子数的光束^[17,18]. 在本文中, 我们主要研究 OAM 在信息传输方面的应用, 考虑到参考文献 [17,18] 中利用空间光调制器(spatial light modulator, SLM) 直接进行信息加载时, 信息调制速率将受到 SLM 调制屏刷新频率的制约, 此处期望通过相位型衍射光栅生成多个螺旋光束的一维横向分布或者二维分布, 在此基础上通过光学或其他方法进行信息的加载将大大提高信息调制速率, 同时, 该相位型衍射光栅还可用于光束轨道角动量态的检测.

G-S 迭代算法可以简单地描述为: 首先任意假设一个相位分布初值, 结合入射波振幅作为输入光场的复振幅分布, 对此复振幅分布作傅里叶变换得到频域分布, 在频域根据需要的条件对其振幅加以限制而保留相位分布得到新的频域分布, 然后此新的频域分布作反傅里叶变换得到空域分布, 再把此分布的振幅更换为入射波振幅而保留其相位构成新一轮迭代的输入光场的复振幅分布, 接着重复以上步骤, 直到满足条件为止.

G-S 迭代算法引入相位型衍射光栅的计算的具体算法流程如图 1 所示.

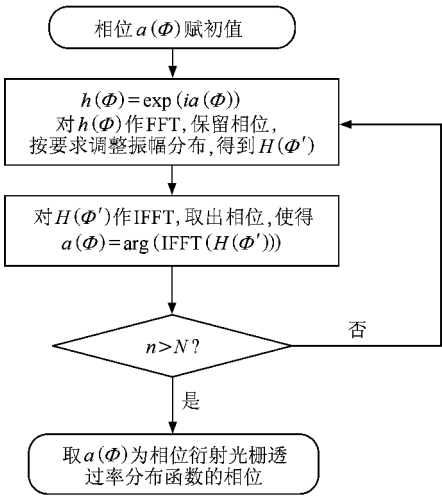


图 1 G-S 迭代算法流程图(图中 FFT 表示傅里叶变换, IFFT 表示傅里叶逆变换, arg 表示取相角)

以上算法中, 相位初值的选取会影响算法的收敛性, 经过比较, 我们最终选取 $a(\Phi) = \arg(\sum_{n \in N} A_n \exp(in\Phi))$ (N 为有能量分布的衍射级次) 作为相位初值, 程序具有良好的收敛性.

4. 理论仿真与实验结果

采用图 1 中描述的算法可以计算得到各衍射级次上能量不同分布一维叉状光栅, 我们在 Matlab 环境下进行了仿真计算, 并通过 Holoeye LC-R 2500 位相型 SLM 生成了相应的相位光栅. 在实验中, 我们使用波长为 632.8 nm 的 He-Ne 激光光源, 搭建了如图 2 所示的光路.

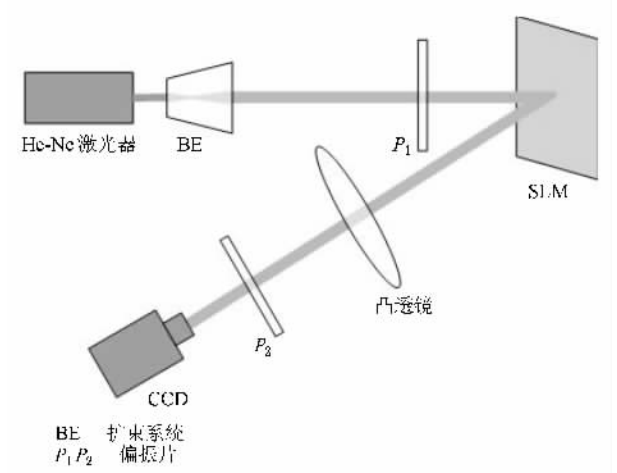


图 2 利用 SLM 进行螺旋光束的生成实验示意图

图 2 所示光路中, 光束经过扩束系统 BE 后, 通过偏振片 P_1 起偏, 经 SLM 进行相位调制后, 再通过偏振片 P_2 检偏, SLM 和 CCD 相机分别置于傅里叶变换透镜的前后焦点上. 光路中之所以引入偏振片 P_1, P_2 , 是因为空间光调制器对线偏振光具有较好的相位调制性能, 调整 P_1 快轴方向与图中纸面方向成约 80° 夹角, 且 P_2 与 P_1 快轴方向夹角约为 20° 时, 可以观测到最佳相位调制特性.

4.1. 能量对称分布的一维衍射光栅仿真与实验结果

由于实际应用中(比如用光栅探测光束的轨道角动量态) 经常需要光栅各衍射级能量相等以利于检测, 本文选择能量对称分布在 $-2, -1, +1, +2$ 四个衍射级上, 生成角量子数分别为 $-2, -1, +1, +2$ 的四个螺旋光束, 分别做数值仿真和实验验证.

图 3 是仿真计算的结果和实验所得结果的对比, 图中分别给出了远场衍射图样以及相应中心剖线上的归一化能量分布情况. 从图 3(a) 与 (b) 中的衍射图样来看, 仿真结果与实验结果是一致的, 结合

中心剖线上的归一化能量分布图,我们注意到实验所得衍射图样与仿真衍射图样相比,相同角量子数的光束半径略大.这是因为在仿真计算时,假定 CCD 相机置于傅里叶变换透镜的后焦点上,而实际测量时,CCD 的位置置于傅里叶变换透镜后焦点之外,

即 CCD 与透镜间距大于一倍焦距 f 所致.从图 3(b) 中的能量分布情况,可以看出,实验中所得的衍射图样能量分布不均匀,能量分布偏重在各级衍射光环的右侧,这是由于被测光束与探测系统之间存在准直误差造成的^[13].

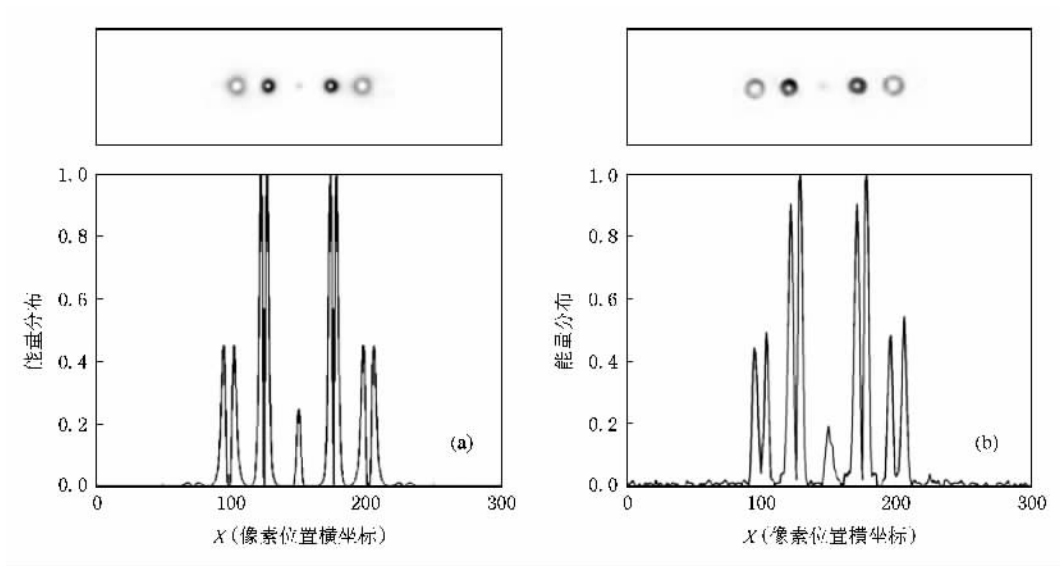


图 3 衍射级次能量对称分布的相位光栅仿真及实验结果 (a) 计算机仿真结果 (b) 实验结果

假定相位型光栅的周期为 T ,入射到相位衍射光栅上的基模高斯光束波长为 λ ,光斑半径为 w_0 ,在傅里叶变换透镜(焦距为 f)的焦平面上测得的光斑半径为 w'_0 ,存在 $w'_0 \propto \frac{f\lambda}{\pi}$,0 级与 +1 级衍射级之间的距离为 d 满足 $d = \frac{f\lambda}{T}$.在设计相位光栅时,我们取光栅周期为 0.4 mm,入射到光栅上的光斑直径约

为 2 mm,傅里叶变换透镜焦距为 300 mm,实验得到 -1 衍射级与 +1 衍射级之间距离约为 0.96 mm,理论值为 0.948 mm,二者在误差允许范围内一致.

4.2. 能量非对称分布的一维衍射光栅仿真与实验结果

类似的,我们计算了能量非对称分布的一维相位衍射光栅,以衍射能量按 2:1 的比例分布在 -1

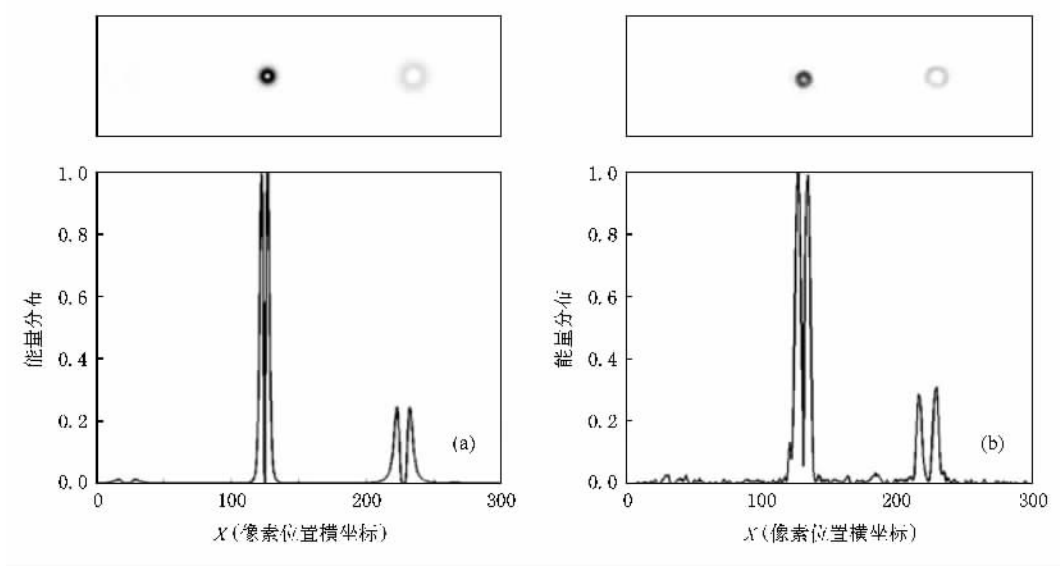


图 4 衍射级次能量非对称分布的相位光栅仿真及实验结果 (a) 计算机仿真结果 (b) 实验结果

和 +3 衍射级上的一维相位光栅为例,下面给出了该相位型衍射光栅的仿真结果及实验结果(图 4).

按照 4.1 小节中同样的分析方法,实验测得 -1 衍射级与 +3 衍射级之间距离约为 1.91 mm,理论值为 1.896 mm,二者在误差允许范围内一致.

4.3. 关于衍射能量分布情况的分析和讨论

我们以 4.2 小节中生成角量子数为 -1, +3 的

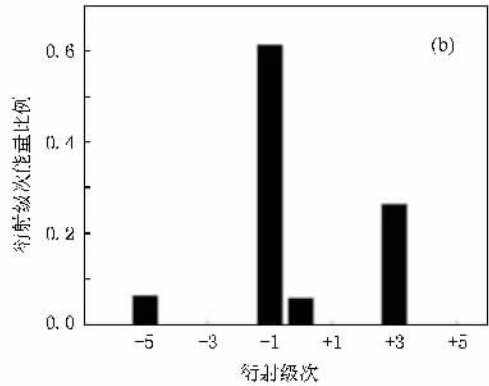
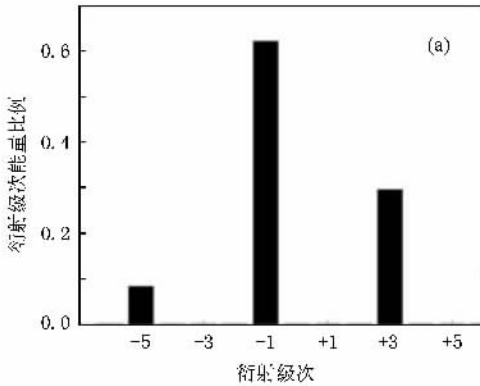


图 5 远场衍射能量分布情况仿真结果及实验结果 (a) 计算机仿真结果 (b) 实验结果

理想情况下, G-S 算法迭代 500 次计算可得衍射能量有效利用率为 91.68%, 根据实验中 CCD 所拍摄图像粗略计算衍射能量有效利用率约为 84.6%. 这其中一个重要原因就是在使用 SLM 模拟生成相位衍射光栅时, 其相位调制曲线成近似线性, 且存在略微的幅度调制.

4.4. 关于叠加相位衍射光栅的分析与讨论

在一维相位衍射光栅的基础上, 我们可以利用两个相位光栅叠加生成更多的衍射图样. 假定相位调制屏 A 的相位延迟分布函数为 $a_1(\Phi) = a_1(l_1\phi + xx_1 + yy_1)$, 其远场衍射能量均匀分布在 N_1 个衍射级上(此 N_1 个衍射级构成集合 M), 对应传输函数的傅里叶级数展开为 $h_1(\phi) = \sum_{m \in M} A_m \exp(-im(l_1\phi + xx_1 + yy_1))$, 相位调制屏 B 的相位延迟分布函数为 $a_2(\Phi) = a_2(l_2\phi + xx_2 + yy_2)$, 其远场衍射能量均匀分布在 N_2 个衍射级上(此 N_2 个衍射级构成集合 N), $h_2(\phi) = \sum_{n \in N} B_n \exp(-in(l_2\phi + xx_2 + yy_2))$, 其中 l_1 和 l_2 为相位光栅中心位错数 (x_1, y_1) 和 (x_2, y_2) 为 +1 级衍射光斑坐标. 那么相位调制屏 A 与 B 叠加后生成的相位调制屏传输函数为 $h(\phi) = \exp(-ia_1) \cdot \exp(-ia_2)$, 代入(9)式, 整理可得

螺旋光束为例, 分析衍射能量分布比例及衍射能量有效利用率, 分别给出在仿真和实验中的计算结果. 理论仿真情况下的能量分布, 可以直接由 G-S 算法优化后的相位光栅分布函数的傅里叶变换求得. 在对实验结果分析时, 根据 CCD 在非饱和状态下成像灰度与光强之间存在线性关系, 我们以灰度来表示某点光强, 可以粗略得到远场衍射各衍射级上的能量和总的衍射能量(图 5).

$$u_{\text{far}}(\rho', \phi') = 4\pi^2 \sum_{m \in M} \sum_{n \in N} A_m B_n \times \sum_p c_p i^{2p+1} \binom{ml_1+nl_2}{p} u_{p, ml_1+nl_2}(\rho', \phi') \otimes [\delta(v_x + mx_1 + nx_2) \times \delta(v_y + my_1 + ny_2)]. \quad (13)$$

对应的远场衍射场将有 $N_1 N_2$ 个衍射光斑, 在 $(mx_1 + nx_2, my_1 + ny_2)$ 位置上生成角量子数为 $(ml_1 + nl_2)$ 的拉盖尔-高斯模.

利用能量均匀分布在 -1 和 +1 两个衍射级上, 中心位错数分别为 1 和 0, α 角分别为 0° 和 90° 的两个相位光栅进行叠加, 生成了如图 6(a) 所示的衍射图样, 利用能量均匀分布在 -1 和 +1 两个衍射级上, 中心位错数分别为 1 和 2, α 角分别为 0° 和 90° 的两个相位光栅进行叠加, 生成了如图 6(b) 所示的衍射图样, 利用能量均匀分布在 -1 和 +1 两个衍射级上, 中心位错数分别为 2 和 1, α 角分别为 0° 和 45° 的两个相位光栅进行叠加, 生成了如图 6(c) 所示的衍射图样, 利用能量均匀分布在 -2, -1, +1, +2 四个衍射级上, 中心位错数分别为 2 和 3, α 角分别为 0° 和 90° 的两个相位光栅进行叠加, 生成了如图 6(d) 所示的衍射图样, 利用能量均匀分布在 +1, +2, +3 三个衍射级上, 中心位错数均为 1, α 角分别为 0° 和

45°的两个相位光栅进行叠加,生成了如图 6(e)所示的衍射图样.其中,图 6(a)和(b)中各级衍射光斑均匀分布在一个圆周上,又被称之为“珍珠项链光”^[19].从图 6(d)和(e)中能够看出,在 $(mx_1 + nx_2, my_1 + ny_2)$ 位置之外仍然存在一些微弱的衍射光斑,且各级衍射能量分布也不尽均匀,这是由于设计相位光栅时采用的迭代算法是用一个近似的傅里叶叠加形式的函数来逼近能量理想分布情况下的衍射光栅函数,即用一个纯相位函数来近似理

想的衍射光栅函数,这是一个近似逼近的过程,不能实现绝对相等,而对两个相位光栅进行叠加时,在一定程度上放大了近似误差,降低了衍射能量有效利用率.

本小节给出了在 Matlab 环境下用 G-S 迭代算法根据期望的衍射能量分布情况计算相位型衍射光栅的仿真结果,以及用 LC-R 2500 位相型 SLM 生成相位光栅的实验验证,给出了相对应的实验测量衍射图样.从仿真和实验的结果总的来看,能量绝大部分

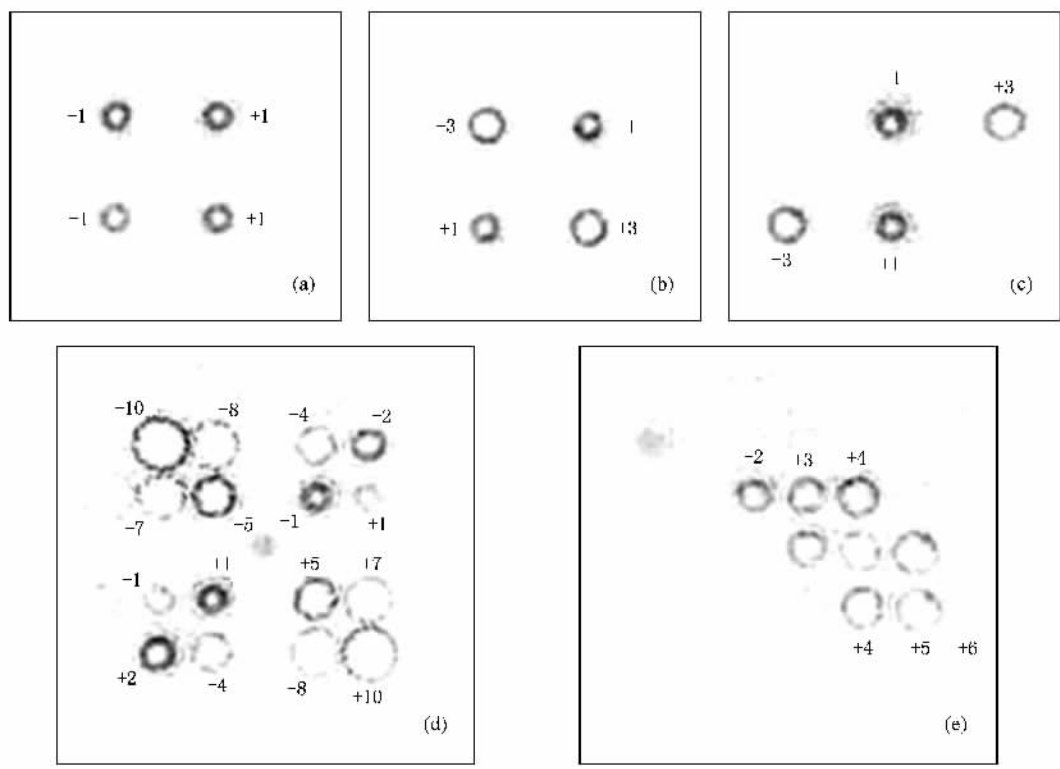


图 6 叠加的相位衍射光栅生成的远场衍射图样

集中在期望的衍射级上,且各期望衍射级能量分布比例与设计目标基本符合,这一点充分说明将 G-S 迭代算法引入相位光栅的设计是有效可行的.

5. 结 论

本文将 Gerchberg-Saxton 迭代算法引入相位衍

射光栅的设计,通过该相位型衍射光栅能够将入射的基模高斯光束转换为一系列螺旋光束,且可以通过优化光栅相位调制函数来调节能量在各个衍射分量上的分布比例.该相位型衍射光栅可以采用 SLM 方便的生成,在光束轨道角动量的相关研究中,可以用于具有轨道角动量的螺旋光束的生成及光束轨道角动量的探测.

- [1] Allen L ,Beijersbergen M W ,Spreeuw R J C ,Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [2] Liu Y D ,Gao C Q ,Li F ,Gao M W 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 854 (in Chinese)[刘义东、高春清、李 丰、高明伟 2007 物理学报 **56** 854]
- [3] Wu J Z ,Li Y J 2007 *Chin. Phys.* **16** 1334
- [4] Gao M W ,Gao C Q ,He X Y ,Li J Z ,Wei G H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 413 (in Chinese)[高明伟、高春清、何晓燕、李家泽、魏光辉 2004 物理学报 **53** 413]
- [5] Mair A ,Vaziri A ,Weihs G ,Zeilinger A 2001 *Nature* **412** 313
- [6] Su Z K ,Wang F Q ,Lu Y Q ,Jin R B ,Liang R S ,Liu S H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3016 (in Chinese)[苏志锟、王发强、路轶群、金锐博、梁瑞生、刘颂豪 2008 物理学报 **57** 3016]
- [7] Tamm C 1988 *Phys. Rev. A* **8** 5960
- [8] Tamm C ,Weiss C O 1900 *J. Opt. Soc. Am. B* **7** 1034
- [9] Beijersbergen M W ,Allen L 1993 *Opt. Commun.* **96** 1
- [10] Gao C Q ,Wei G H ,Weber H 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 771
- [11] Beijersbergen M W ,Coerwinkel R P C ,Kristensen M ,Woerdman J P 1994 *Opt. Commun.* **122** 321
- [12] Heckenberg N R ,McDuff R ,Smith C P ,White A G 1991 *Opt. Lett.* **17** 221
- [13] Li F ,Gao C Q ,Liu Y D ,Gao M W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 860 (in Chinese)[李 丰、高春清、刘义东、高明伟 2008 物理学报 **57** 860]
- [14] Bogush A J Jr ,Elkins R E 1986 *IEEE* **34** 228
- [15] Gerchberg R W ,Saxton W O 1972 *Optik* **35** 237
- [16] Gibson G ,Courtial J ,Vasnetsov M ,Barnett S ,Franke-Arnold S 2004 *Proc. of SPIE* **5550** 367
- [17] Lin J ,Yuan X C ,Tao S H ,Burge R E 2005 *Opt. Lett.* **30** 3266
- [18] Lin J ,Yuan X C ,Tao S H ,Burge R E 2006 *J. Opt. Soc. Am. A* **23** 1214
- [19] Gabriel M T ,Juan P T ,Lluis T 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 013601

Generation of helical beams with pre-determined energy distribution based on phase modulation gratings^{*}

Qi Xiao-Qing¹⁾ Gao Chun-Qing^{1)†} Liu Yi-Dong²⁾

¹⁾ School of Optical-Electronics ,Beijing Institute of Technology ,Beijing 100081 ,China)

²⁾ School of Physical Electronics ,University of Electronic Science and Technology ,Chengdu 610054 ,China)

(Received 17 April 2009 ; revised manuscript received 29 April 2009)

Abstract

The generation of helical beams with different pre-determined orbital angular momentum states based on computer-generated holograms is studied. The phase-type diffraction gratings are designed by using the Gerchberg-Saxton iterative method ,and realized by using the spatial light modulator(SLM). In the experiments diffraction fields with different helical beams distribution are obtained by using the gratings. The theoretical simulation agrees with the experimental results. This method is meaningful for the information transmission based on the orbital angular momentum.

Keywords : orbital angular momentum , helical beams , Gerchberg-Saxton algorithm , computer-generated hologram

PACC : 4230 , 4280K , 4240E

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60778002) and the Program for New Century Excellent Talents in University (NCET).

[†] E-mail : gao@bit.edu.cn