

使用亚波长光栅器件产生圆柱型矢量光束

周国尊¹, 田维坚^{1,2}

- (1. 西北工业大学 电子信息学院, 陕西 西安 710072;
2. 浙江清华长三角研究院杭州分院, 浙江 杭州 310000)

摘要: 基于严格矢量衍射理论, 分析了亚波长光栅将圆偏光转化为线偏光的机理。根据分析的结果提出了一种利用光栅空间分布控制出射光偏振态分布的方法, 并使用该方法设计了一类光栅区域呈多带环形分布的偏振器件。通过改变该型器件的环形光栅区域数量, 可以得到不同的偏振光束。通过对出射光束使用 Richards-Wolf 矢量衍射法进行数值分析, 得到了在大数值孔径条件下, 聚焦光束在焦点附近的归一化光强分布。其中大多数出射光束的焦点光强分布为平顶光斑, 光斑的最大径向半高全宽达到了 1.541λ 。与同数值孔径下线偏光、径向偏振光及角向偏振光的聚焦光强分布具有明显区别。

关键词: 亚波长光栅器件; 圆柱型矢量光束; 矢量衍射分析; 平顶聚焦光强分布

中图分类号: O436.3 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201948.0302004

Generation of cylindrical vector beams by using subwavelength grating polarizer

Zhou Guozun¹, Tian Weijian^{1,2}

- (1. College of Electronics and Information, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China;
2. The Hangzhou Branch of Yangtze Delta Region Institute of Tsinghua University, Hangzhou 310000, China)

Abstract: Based on the rigorous vectorial diffraction theory, the mechanism that the subwavelength gratings convert circular polarized light into linear polarized light was analyzed. Based on the analysis results, a design method of controlling polarization state of output beam with grating spatial distribution was proposed. Using this method, several subwavelength grating polarizers with annular gratings areas were designed. By changing the number of the annular gratings areas, different type of cylindrical vector beams can be obtained. Using the Richards-Wolf vectorial diffraction method, the amplitude and intensity distributions of the different components in the vicinity of focus were calculated on high numerical aperture condition. Most of the intensity distributions in the vicinity of focus were flattop distributions. The full width at half maxima of intensity is 1.541λ in radial direction. Compared with other type of beams such as linearly polarized beam, radially polarized beam and azimuthally polarized beam, the optical performances of the output beams from the polarizers designed in this research are distinctly particular.

Key words: subwavelength grating polarizers; cylindrical vector beams; vectorial diffraction analysis; flattop focusing intensity distribution

收稿日期: 2018-10-10; 修订日期: 2018-11-20

作者简介: 周国尊(1984-), 男, 博士生, 主要从事纳米光学及微纳光学器件方面的研究。Email: zhouguozun@sina.com

导师简介: 田维坚(1957-), 男, 教授, 博士生导师, 博士, 主要从事光学成像、空间光学及光学仪器方面的研究。Email: tianweijian@sina.com

0 引言

圆柱型矢量光束 (Cylindrical vector beam, CVB) 是一类典型的偏振态具有非空间一致分布的偏振光。其偏振态在光束的光场空间中呈圆柱型对称分布。其中, 径向偏振光与角向偏振光就是较为常见的两种 CVB。CVB 的特殊偏振特性使其在高分辨率成像^[1-2]、光学机械加工^[3]、微粒捕获与操控^[4]、光量子信息处理^[5]等领域具有广泛的应用。获得 CVB 的方法可以分为两大类: 主动方式和被动方式。主动方式指的是通过改变激光器谐振腔的结构 (如改变谐振腔反射端面的结构或改变工作物质的材料), 迫使激光器进入特定的振动模式, 直接输出 CVB 的方法。而利用被动方式产生 CVB, 一般需要使用腔外元件, 对激光器输出的偏振态分布空间一致偏振光 (线偏光或圆偏光) 进行转化。相对而言, 被动法更加灵活、应用也更为广泛。

亚波长光栅器件^[6]就是一种可以将偏振态分布空间一致的偏振光转换成 CVB 的光学元件。文中研究设计的器件就是一种亚波长光栅器件。亚波长光栅器件的优点是激光的透射效率更高, 产生偏振光的偏振性更好, 不需要过多的附加光学器件, 可使相应的光学系统布置更加简单、灵活。更重要的是亚波长光栅作为一种纳米尺度结构, 利用光子的偏振态为信息载体, 在集成光子器件中有潜在的巨大应用价值^[7]。

亚波长光栅器件是一种通过对基片上的金属^[8-9]或非金属^[6]薄膜进行刻蚀等微纳加工获得^[10], 表面具有亚波长浮雕光栅结构的器件。在局部上, 可以认为这种结构为矩形光栅。当光束入射亚波长光栅后, 其透射光和反射光的水平分量与垂直分量间一般会产一个相位差。相位差的大小取决于光栅的周期、浮雕深度、占空比以及光栅材料的折射率等因素。合理的设计优化上述参数, 即可使相应波长的透射光产生 π 或 $\pi/2$ 的相位差。在局部空间位置, 器件的性质与半波片或四分之一波片类似, 可将入射的空间一致偏振光转化为特定方向的线偏光。而在整体上, 这种表面亚波长浮雕光栅的空间分布会随空间位置而连续变化, 从而使出射光的偏振态在整个光场空间形成一定规律性的分布。

现有器件的表面浮雕光栅分布结构相对单一, 产生的光束类型也主要以径向偏振光和角向偏振光为主^[11]。文中基于光栅的矢量衍射理论, 设计了一种复合结构的亚波长光栅器。它可将入射的圆偏光转化为特殊的 CVB。该出射光束在大数值孔径物镜聚焦下, 焦点可产生利用其他光学手段较难实现的平顶光强分布。

1 亚波长光栅器件的局部结构设计

亚波长光栅器件的局部结构可以认为是一种矩形光栅, 如图 1 所示。通过对基底上沉积的光栅物质薄膜刻蚀加工, 即可以得到图 1 中的结构。光栅的刻蚀部分和余留部分均为矩形。光栅的周期为 d , 余留部分的宽度为 a , 刻蚀深度, 即光栅层的厚度为 h 。光栅物质的折射率为 n_g , 基底的折射率为 n_s 。

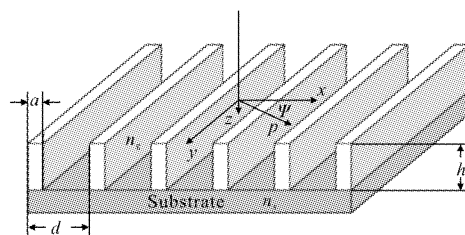


图 1 亚波长光栅的局部结构示意图

Fig.1 Local structure of subwavelength gratings

光束入射器件上的浮雕光栅结构后, 会因光栅的作用, 在两个正交偏振方向间产生一个相位差。该相位差的大小与光栅结构相关, 具体的数值可通过将光栅参数代入严格耦合波分析的方程求解得出^[12]。如果是线偏光入射, 那么亚波长光栅就需要产生一个大小为 π 的相位差, 作用类似于半波片。对于出射光 (可以是反射光也可以是透射光) 在局部上仍然是线偏光, 但相比入射光的偏振方向会旋转一个角度。这个角度与亚波长光栅器件上浮雕光栅的分布与方向相关。如果入射光是圆偏光, 则亚波长光栅只需要产生一个 $\pi/2$ 的相位差, 作用类似于四分之一波片。这时出射光在局部上也会被转换为线偏光。线偏光的偏振方向是由亚波长光栅器件上浮雕光栅的分布与方向决定的。控制光栅的分布与方向就可以得到需要的 CVB。亚波长光栅器件整体上相当于一个光轴连续变化的半波片或四分之一波片。

设计亚波长光栅器件可以分为两个步骤。第一

步,设计光栅的局部结构(包括设计、计算光栅周期 d 、光栅层厚度 h 、宽度 a 等参数),使亚波长光栅产生 $\pi/2$ 的相位差,将入射的空间一致偏振光(线偏光或圆偏光)转化为与光栅方向具有固定关系的线偏光;第二步,设计光栅的方向与空间分布,控制出射线偏光的方向,使出射光束在特定的空间位置具有特定方向的偏振态,整体上构成所需的 CVB。

器件采用透射工作模式、入射光为圆偏光,圆偏光入射器件后,透射光即为设定的 CVB。需要确定的光栅结构参数包括:周期 d 、光栅层厚度 h 和填充因子 f ($f=ad$)。确定参数的方法是利用严格耦合波分析来搜索计算。严格耦合波分析是一种用来分析光栅矢量衍射的数学工具,使用该理论构造的严格耦合波方程可以用来建立光栅结构参数与入射光及出射光的关系^[13-14]。

当使用严格耦合波分析求解光栅参数时,已知量是入射光与出射光的解析表达,光栅参数成为了待求解的未知量。这时可以采用搜索计算的方法来确定光栅参数。具体方法是首先设定周期 d 、光栅层厚度 h 和填充因子 f 这三个参数的可能取值范围。在该范围内,从最小值开始,按照一定的增量,重复将这三个参数的不同值带入严格耦合波方程并求出相应结果。如果结果满足将入射光圆偏光转化为线偏光的约束条件,则保留该组参数作为亚波长光栅器件上浮雕光栅的可选局部参数结构。

将入射光圆偏光转化为线偏光的约束条件具体设置如下:若入射圆偏光的归一化振幅为 1,则其 x 分量与 y 分量的归一化振幅均为 $\sqrt{2}/2$,约为 0.707。经器件上的浮雕光栅衍射后,虽然大部分光能会集中于透射光的 0 级次,但还是会有小部分能量或分散于高级次透射光中或存在于反射光之中。所以透射光的 x 分量和 y 分量的实际归一化振幅会小于 0.707。如果两分量的振幅过小,则说明器件能量损耗太大,不符合设计要求。因此,设置的第一个约束条件是:

$$|T_{x0}| > 0.55, |T_{y0}| > 0.55 \quad (1)$$

式中: T_{x0} 和 T_{y0} 分别代表透射光 0 级次 x 分量和 y 分量的复振幅。入射光的 x 分量与 y 分量经光栅衍射后均会发生相位改变,在 0 级次透射光的 x 分量和 y 分量间形成一个相位差。为使入射圆偏光通过光栅

衍射后,产生的 0 级次透射光在局部变为线偏光,其 x 分量与 y 分量间的相位差应为 $\pi/2$,对应的数值大小约为 1.571。实际制作器件时,受限于加工精度以及光栅空间分布等原因,相位差大小不会严格为 $\pi/2$ 。因此,可将第二个约束条件设置为:

$$1.52 < |\arg(T_{x0}) - \arg(T_{y0})| < 1.62 \quad (2)$$

在 0 级次透射光的 x 分量和 y 分量之间产生 $\pi/2$ 相位差的同时,两分量的振幅差距也不应过大,理想的情况最好是 x 分量的振幅与 y 分量的振幅相等。当 0 级次透射光的 x 分量和 y 分量振幅相等或相近时,会给后续的光栅的整体空间分布设计带来便利。所以再加入第三个约束条件:

$$||T_{x0}| - |T_{y0}|| < 0.05 \quad (3)$$

当亚波长光栅满足以上三个条件时,对应的光栅结构可在能量损失较小的条件下,在局部将圆偏光转化为特定方向的线偏光,如图 2 所示。

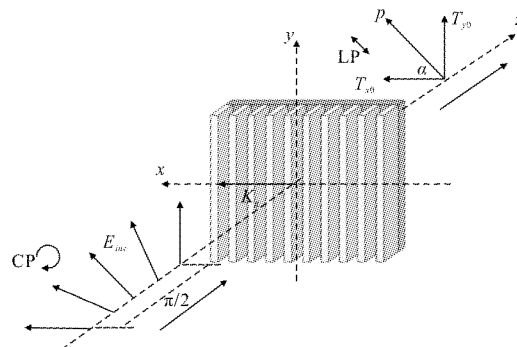


图 2 亚波长光栅在局部将圆偏光转化为特定方向的线偏光
Fig.2 Subwavelength gratings convert circularly polarized light into linearly polarized light in particular direction

图 2 中标示的矢量 K_g 被称为光栅矢量,用来表示光栅的方向和密度。 K_g 的方向与光栅刻线的方向垂直,光栅的密度越大(周期 d 越小), K_g 的长度越大。该矢量的定义式为^[12]:

$$K_g = \frac{2\pi}{d} e_x \quad (4)$$

式中: e_x 为单位矢量,与光栅刻线方向垂直。图 2 中的入射光是左旋圆偏光,其通过光栅后被转化为偏振方向与 K_g 夹角为 α 的线偏光。如果是右旋圆偏光入射(图中未画出),则透射线偏光的偏振方向与 K_g 的夹角会改变为 $-\alpha$ 。 α 的数值可由下式求得:

$$\tan\alpha = \frac{|T_{y0}|}{|T_{x0}|} \quad (5)$$

根据设置的约束条件 $|T_{x0}|$ 和 $|T_{y0}|$ 的大小应十分相近,所以 α 的值应接近 $\pi/4$,即透射光的偏振方向与光栅矢量 K_g 夹的夹角是相对固定的,值为 $\pi/4$ 。 α 固定之后,只需通过改变光栅的走向,就可以控制出射光的偏振方向。文中将亚波长光栅器件的工作波长确定在了 532 nm。光栅材料的折射率设定为 2.1。光栅材料的折射率越高越容易获得较大的相位差。

经搜索计算以后,得到满足约束条件的结果:光栅周期 d 的允许范围是 250~340 nm,光栅层厚度 $h=350$ nm,填充因子 $f=1/4$ 。在该参数条件下,光栅周期 d 范围内,将亚波长纳米结构光栅可产生的相位差和 0 级次透射光的偏振角度 α 绘制成曲线如图 3 所示。图中蓝色曲线为光栅周期 d 与相位差的函数关系曲线,绿色曲线为光栅周期 d 与 0 级次透射光偏振角度 α 的函数关系曲线,两曲线 y 轴坐标单位均为 π 。从图 3 中可以看到,在设计的光栅周期范围内,0 级透射光次 x 分量与 y 分量的相位差保持在 0.5π 左右,且随着周期的增加,相位差会小幅增加,说明以此参数制造光栅可以产生合适的相位差。而偏振角度 α 的值基本保持在 $\pi/4$ (即 45°),说明随着光栅周期 d 在设计范围内改变,0 级次透射光的偏振方向几乎不会受到影响,可以依此来设计器件表面的亚波长光栅空间分布。

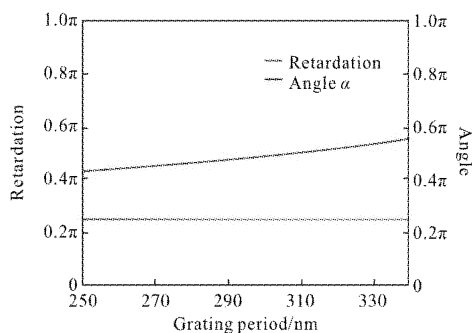


图 3 光栅周期与相位差及 0 级次透射光偏振方向角的函数关系曲线

Fig.3 Phase retardation and the polarized direction angle of 0th order transmission respect of grating period

2 器件表面浮雕光栅的整体分布设计

CVB 种类繁多,只有对目标 CVB 做出准确的数学描述,才能根据描述设计出相应的器件产生该光

束。其中一种描述方法是在亚波长光栅器件的出射表面建立极坐标系,坐标系的原点在器件的几何中心,如图 4 所示。

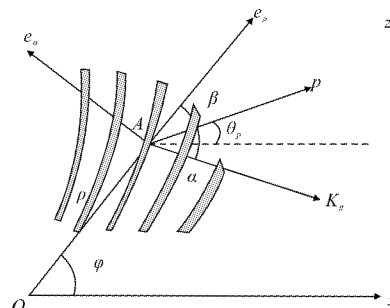


图 4 器件表面极坐标系下的 CVB 截面

Fig.4 CVB in the polar coordinate system on the element surface

在图 4 中,灰色条纹代表 A 点所在位置空间分布连续变化的亚波长纳米光栅, K_g 是 A 点处的光栅矢量,与 A 点处光栅刻线的切线垂直。 e_ρ 和 e_φ 是极坐标系中的两个单位矢量。 ρ 是极坐标原点到 A 点的距离。要生成的目标 CVB 在 A 点的偏振矢量是 p 。当入射光为左旋圆偏光时,矢量 p 与 K_g 的夹角为 α , α 为固定值,由光栅的局部结构参数决定。

在该坐标系中,透射 CVB 在该截面中任意一点的偏振状态均可以使用在该坐标系下的极坐标函数描述。描述 CVB 空间任意一点偏振状态的函数是在极坐标下关于位置的偏振方向函数。根据 CVB 的中心对称性,光束中任意一点 $A(\rho, \varphi)$ 的偏振矢量 p 的方向角 θ_p 可表示如下:

$$\theta_p = l_c \varphi + \varphi_0 \quad (6)$$

即 θ_p 仅是 φ 的线性函数。其中 l_c 是方位角 φ 的倍率系数,由于 CVB 的轴对称性,一般 l_c 为 1/2 的整数倍。 φ_0 是 l_c 初始的附加偏振角,在 $-\pi/2$ 到 $\pi/2$ 之间。使用公式(6)可以描述大部分常见的 CVB。例如对于径向偏振光,其光束中任意一点的偏振方向与方位角方向一致,所以 $l_c=1, \varphi_0=0$;对于角向偏振光,其光束中任意一点的偏振方向与径向垂直,所以 $l_c=1, \varphi_0=\pi/2$ 。

由于光栅的空间分布与光栅矢量 K_g 的位置函数是唯一对应的,所以根据 K_g 与 p 的空间位置关系就可以求出能够产生目标 CVB 的亚波长光栅空间分布。根据图 4 可知, p 与极轴的夹角是 θ_p , K_g 与极轴的夹角是 $\theta_p - \alpha$ 、与单位矢量 e_ρ 的夹角 $\beta = (\theta_p - \alpha) - \varphi$ 。

所以, K_g 在该极坐标系中的位置函数可表示为^[12]:

$$K_g(\rho, \varphi) = \frac{2\pi}{d(\rho, \varphi)} (e_\rho \cos\beta + e_\varphi \sin\beta) \quad (7)$$

式中: $d(\rho, \varphi)$ 为光栅区中任意一点的局部周期。由于光栅整体具有中心对称性, $d(\rho, \varphi)$ 与方位角 φ 无关, 可将 $d(\rho, \varphi)$ 表示为 $d(\rho)$ 。光栅的刻线数为定值, 所以周期只与器件的半径成正比。设 ρ_0 处光栅的周期为最小值 d_0 , $d(\rho)$ 可表示为:

$$d(\rho) = \frac{d_0 \rho}{\rho_0} \quad (8)$$

将公式(6)、(8)及 β 的值代入公式(7)得到 K_g 的位置函数表达式:

$$K_g(\rho, \varphi) = \frac{2\pi\rho_0}{d_0\rho} \{ e_\rho \cos[(l_c - 1)\varphi + \varphi_0 - \alpha] + e_\varphi \sin[(l_c - 1)\varphi + \varphi_0 - \alpha] \} \quad (9)$$

进一步, 根据公式(9)可以求出光栅在极坐标下的刻线方程。设通过 A 点的刻线方程为 $\varphi = g(\rho)$, 则 K_g 与该方程的切线垂直, 即该切线与 e_ρ 的夹角为 $\beta + \pi/2$, 根据曲线斜率的定义可以得到如下关系:

$$\frac{\rho d\varphi}{d\rho} = \tan\left(\frac{\pi}{2} + \beta\right) \quad (10)$$

将 β 的值代入公式(10)并化简得到微分方程:

$$\frac{d\varphi}{d\rho} = -\frac{1}{\rho} \cot[(l_c - 1)\varphi + \varphi_0 - \alpha] \quad (11)$$

公式(11)中的微分方程是由 l_c 和 φ_0 两个参数决定的, 不同种类的 CVB 具有不同的对应参数。因此, 不同的 CVB 对应不同的光栅刻线方程。所以, 可以通过公式(11)得出产生不同种类 CVB 的光栅分布。在 $l_c = 1$ 的情况下, 公式(11)能够得到确切的解析表达。在其他情况下, 可以通过数值计算得到刻线方程中几个离散点的坐标, 再使用样条函数, 通过拟合得到近似曲线, 作为光栅刻线的函数曲线。应用公式(11)得到光栅分布的方法将在下一小节中以径向偏振光与角向偏振光为例具体介绍。

3 器件的表面光栅的空间分布与出射光性质分析

利用光栅分布的设计方法首先可以先得到产生径向偏振光与角向偏振光的亚波长光栅布局。描述径向偏振光与角向偏振光的参数分别是 $l_{c_rad} = 1$,

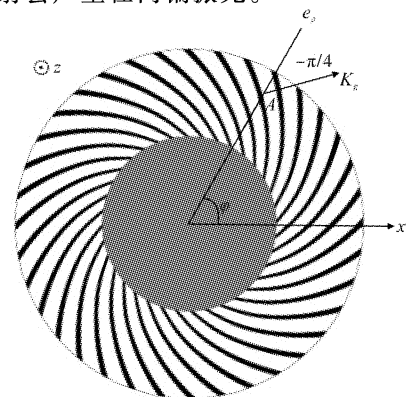
$\varphi_{_rad} = 0$ 和 $l_{c_azi} = 1, \varphi_{_azi} = \pi/2$ 。当左旋圆偏光入射时, $\alpha = \pi/4$ 。根据径向偏振光的参数得到 β 的值为 $-\pi/4$ 。当右旋圆偏光入射时, $\alpha = -\pi/4$ 。根据角向偏振光的参数得到 β 的值亦为 $-\pi/4$ 。所以径向偏振光和角向偏振光是对偶光束, 可以通过同一种光栅结构产生。在整个光栅区域中, 该光栅空间分布的 β 值始终为 $-\pi/4$, 即在器件表面任意一点处, 光栅矢量 K_g 与单位矢量 e_ρ 的夹角始终为 $-\pi/4$ 。将 $\beta = -\pi/4$ 代入公式(10)可以得到描述光栅刻线的微分方程:

$$\frac{d\varphi}{d\rho} = \frac{1}{\rho} \quad (12)$$

利用 A 点的坐标 (ρ_A, φ_A) , 可以得到该微分方程的解:

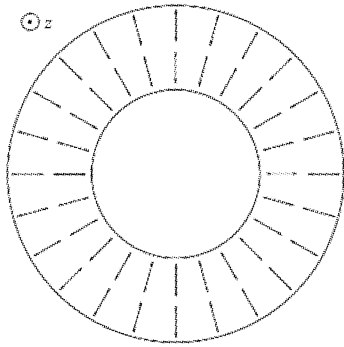
$$\varphi = \ln\left(\frac{\rho}{\rho_A}\right) + \varphi_A \quad (13)$$

一般情况下, 可将 A 点的初始位置选择在光栅区域的最小半径、 $\varphi = 0$ 的位置。在光栅区域最小半径处, 光栅应具有最小周期 d_0 。依据 d_0 依次选点, 就可以得到所有的光栅刻线。图 5(a) 是根据刻线方程制成的器件表面浮雕光栅空间分布示意图。黑色代表光栅凸脊, 白色代表光栅的沟槽。光栅所在的区域为透光区, 中间灰色部分为不透光区域。由于器件的半径和光栅周期成正比, 根据之前确定的光栅周期范围 250~340 nm, 光栅区域内径与外径之比为 25/34。图 5(b) 和图 5(c) 分别是左旋圆偏光与右旋圆偏光入射该器件后, 出射光的偏振态分布, 分别对应径向偏振光和角向偏振光。显然根据之前的分析, 如果器件的光栅分部与图 5(a) 中的光栅分布为镜像对称关系, 那么左旋圆偏光入射则会产生角向偏振光, 右旋圆偏光入射会产生径向偏振光。



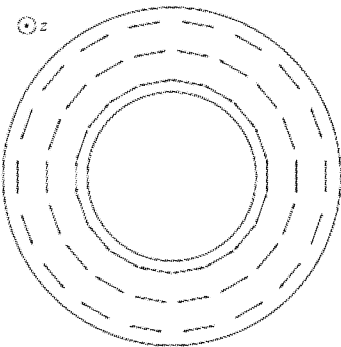
(a) 器件的表面浮雕光栅的分布示意图

(a) Distribution of relief gratings on the element surface



(b) 左旋圆偏光入射产生径向偏振光

(b) Left-handed circularly polarized beam converted into radially polarized beam



(c) 右旋圆偏光入射产生角向偏振光

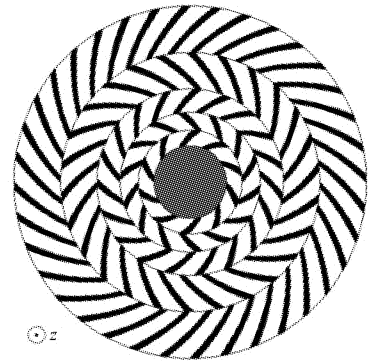
(c) Right-handed circularly polarized beam converted into azimuthally polarized beam

图 5 产生径向/角向偏振光的亚波长的光栅分布与出射光的偏振态分布

Fig.5 Distribution of subwavelength gratings in generation of radially/azimuthally polarized beams and distribution of polarization states of output beams

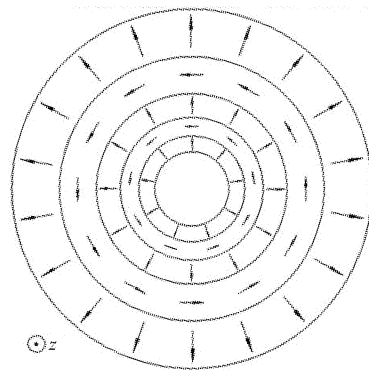
图 5(a)中所示器件具有一个环形的透光光栅区域,如果能在该器件的设计基础上,在原有光栅区域的内侧增加数个新的环形的透光光栅区域,且相邻区域间的光栅分布互为镜像,那么出射光将是径向偏振光与角向偏振光多层嵌套的特殊 CVB。图 6(a)即为这种器件的光栅分布示意图,该器件具有多个环形光栅带,当左旋圆偏光入射该器件后,相应的透射光偏振态分布如图 6(b)所示。该器件可以使用反应离子束刻蚀等光学微加工方法制作^[15]。

由于入射光是左旋圆偏光,图 6(b)中,最外层环形光栅区域对应的出射光是径向偏振光,向内第二层光栅区域对应的出射光变为了角向偏振光,之后



(a) 器件的表面浮雕光栅分布示意图

(a) Distribution of relief gratings on the element surface



(b) 出射光偏振态分布(左旋圆偏光入射)

(b) Distribution of polarization states of output beams (incidence of left-handed circularly polarized beam)

图 6 产生径向/角向嵌套复合型 CVB 的亚波长光栅分布与出射光偏振态分布

Fig.6 Distribution of subwavelength gratings in generation of radially/azimuthally composite CVB and distribution of polarization states of output beams

随着光栅区域的增多,出射光的偏振态在相应的光栅带中以径向、角向偏振交替变化。在器件设计中,环形光栅区域数 n 是可变的。由于光栅周期的限制,新增加环形光栅区域内径与外径之比也为 25/34。根据光栅区域数 n 的不同,对图 6(b)所示的出射光经物镜聚焦后,焦点附近的归一化光强分布进行了多次数值计算。图 7 是根据计算得出的模拟归一化光强分布图,计算中应用了 Richards-Wolf 矢量衍射法。根据该方法,出射 CVB 在焦点附近的复振幅的径向分量、角向分量和轴向分量可表示如下^[16-17]:

$$E_r(r, \omega, z) = 2B \cos \varphi_0 \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} P(\theta) \sin \theta \cos \theta J_1(kr \sin \theta) e^{ikz \cos \theta} d\theta$$

$$E_\omega(r, \omega, z) = 2B \sin \varphi_0 \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} P(\theta) \sin \theta J_1(kr \sin \theta) e^{ikz \cos \theta} d\theta \quad (14)$$

$$E_z(r, \omega, z) = i2B \cos \varphi_0 \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} P(\theta) \sin^2 \theta J_0(kr \sin \theta) e^{ikz \cos \theta} d\theta$$

式中： r 、 ω 和 z 是以几何焦点为原点的柱面坐标； B 代表归一化系数； φ_0 是偏振光的参数，由偏振光的性

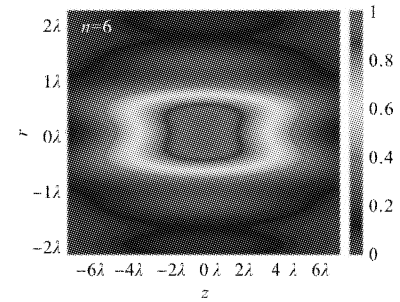
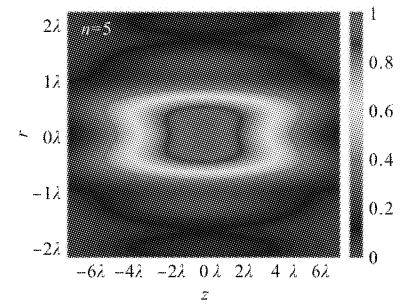
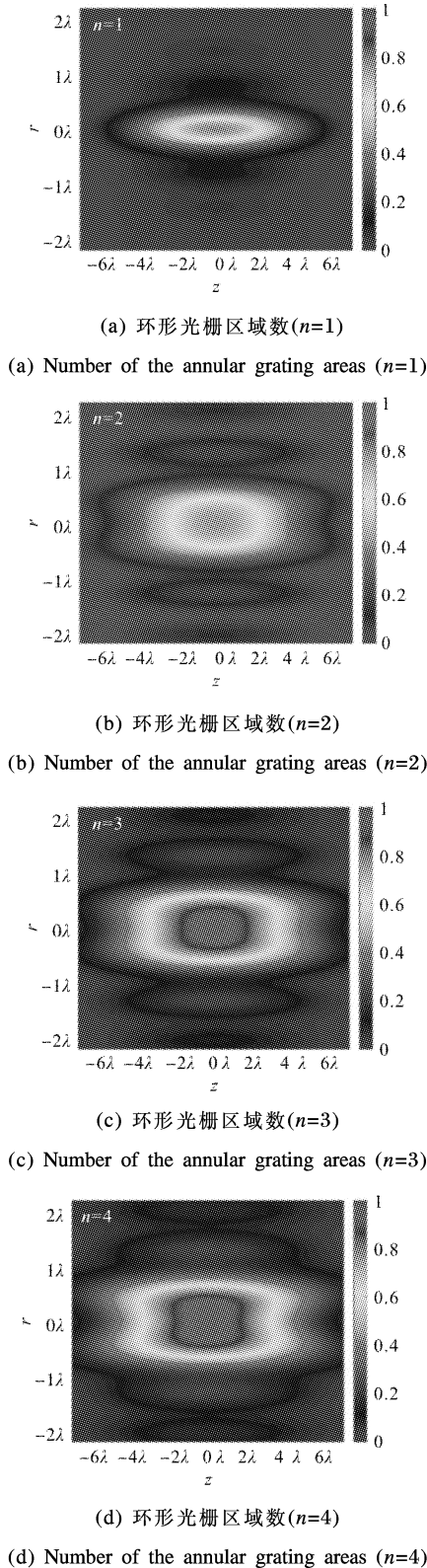


图 7 出射光束聚焦后的轴向归一化光强分布($NA=0.8$)
Fig.7 Longitudinal normalized intensity distribution of output beam in the vicinity of the focus ($NA=0.8$)

质决定,具体定义见公式(6)。 $P(\theta)$ 是出射光的光瞳函数。对于平面光波,一般可以认为 $P(\theta)=\cos(\theta)$ 。 θ 是光瞳面上任意一点与几何焦点的连线和主光轴的夹角。积分限 θ_{\max} 和 θ_{\min} 由聚焦透镜的数值孔径和整个光栅区域的径向宽度决定。 J_0 和 J_1 分别代表 0 阶和 1 阶第一类贝塞尔函数, k 是入射光的波数。由于 CVB 的中心对称性,其焦点的光强分布与方位角 ω 无关,从公式(14)三个解析表达式中不含变量 ω ,也可以证实这一点。因此利用轴向归一化光强分布就可以完全描述光束的聚焦性质。复振幅各分量与总光强的关系为:

$$I = |E_r|^2 + |E_\omega|^2 + |E_z|^2 \quad (15)$$

图 7 中共模拟了六个器件的聚焦光强分布,使用透镜的数值孔径 $NA=0.8$ 。从图 7(a)~(f) 分别对应的环形光栅区域的数 n 为 1~6。从图中可以看到,当 $n=1$ 时,器件只有一个光栅区域,出射光是普通的径向偏振光,焦点处的归一化光强分布也与典型的径向偏振光相同。而随着 n 的增大,光斑的径向宽度逐渐展宽,中心强度也逐渐增大。为了更好地对比,将

$z=0$ 平面内的各器件出射光的聚焦一维径向归一化光强分布绘制如图 8 所示。

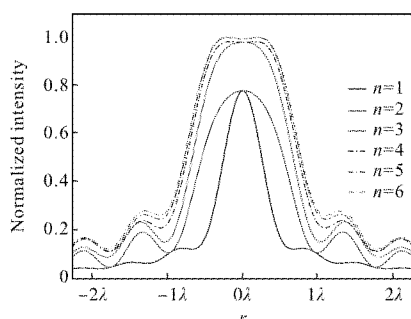


图 8 $z=0$ 平面内的各个器件出射光的聚焦一维径向归一化光强分布($NA=0.8$)

Fig.8 1D radial normalized intensity distribution of output beam from each element in the plane in which $z=0$ ($NA=0.8$)

从图中可以看到, $n=1$ 与 $n=2$ 时, 焦点的中心归一化光强为 0.778, 平顶现象并不明显。当 $n>3$ 时, 焦点光斑出现了明显的平顶现象, 光斑的宽度明显增加达到或接近 1, 主瓣边缘光强的下降幅度也更大。 $n=1$ 时, 光斑的径向半高全宽 (Full Width at Half Maxima, FWHM) 为 0.636λ 。 $n=6$ 时, 光斑的径向 FWHM 增大到了 1.541λ 。另一方面, 当 $n>3$ 以后光强分布的变化并不明显。当 $n>5$ 以后, 光强分布几乎不会发生变化, 这是因为受限于器件半径与环形光栅区域宽度的限制, 继续增大光栅区域数量带来的通光量很小, 所以对出射光性质的影响也很小。

4 结论

文中基于严格矢量衍射分析, 研究了亚波长光栅将空间一致的偏振光转化为空间非一致的 CVB 的过程。提出了一种设计纳米尺度亚波长光栅偏振器件的方法。该方法在设计光栅偏振器件方面具有普遍性, 可以利用该方法设计多种类型的亚波长光栅器件, 产生不同种类的空间非一致偏振光。在文中, 利用该方法设计了一种可以输出径向/角向偏振光嵌套复合 CVB 的亚波长光栅偏振器件。经使用 Richards-Wolf 矢量衍射法, 对该器件输出的 CVB 进行了聚焦光强的模拟, 证实了该器件输出光束聚焦后可产生平顶焦点光强分布。传统衍射光束整形技术中, 使用的衍射元件的理论基础多为标量衍射理论。整形的重点是降低焦斑的主瓣宽度, 并实现超分

辨。而且, 这一过程中往往伴随着能量损失^[18]。文中产生的 CVB 是一种矢量光束, 根据其矢量特性, 聚焦可直接产生平顶光强分布。由于出射光束聚焦过程中无需引入附加元件进行衍射整形, 所以不会产生因衍射导致的能量损失。该类型聚焦光斑可以应用在激光精密切割等领域, 相比传统聚焦光斑可以获得更好的加工效果^[19]。最后, 经过数值计算, 分析了器件参数变化对出射光性质的影响, 当器件中的光栅区域达到合适数量时, 器件可以产生径向 FWHM 为 1.541λ 的平顶聚焦光斑。

参考文献:

- [1] Stafeev S S, O'Faolain L, Kotlyar V V, et al. Tight focus of light using micropolarizer and microlens [J]. *Applied Optics*, 2015, 54(14): 4388-4394.
- [2] Li Shujun, Jiang Huilin, Zhu Jingping, et al. Development status and key technologies of polarization imaging detection [J]. *Chinese Optics*, 2013, 6(6): 803-809. (in Chinese)
- [3] Kraus M, Ahmed M A, Michalowski A, et al. Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beam with radial and azimuthal polarization [J]. *Optics Express*, 2010, 18 (21): 22305-22313.
- [4] Liu Z, Jones P H. Optical manipulation using highly focused alternate radially and azimuthally polarized beams modulated by a devil's lens [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2016, 33(12): 2501-2508.
- [5] Guzman -Silva D, Brüning R, Zimmermann F, et al. Demonstration of local teleportation using classical entanglement [J]. *Laser & Photonics Review*, 2016, 10(2): 317-321.
- [6] Niv A, Biener G, Kleiner V, et al. Formation of linearly polarized light with axial symmetry by use of space-variant subwavelength gratings[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(7): 510-512.
- [7] Doerr C R, Buhl L L. Circular grating coupler for creating focused azimuthally and radially polarized beams [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(7): 1209-1211.
- [8] Liu Jing, Liu Juan, Wang Yongtian, et al. Resonant properties of sub-wavelength metallic gratings [J]. *Chinese Optics*, 2011, 4(4): 363-368. (in Chinese)
- [9] Ji Shuying, Kong Weijin, Li Na, et al. Subwavelength sandwiched metal polarizing beam grating for 800 nm [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2017, 46 (8): 0820002.

- (in Chinese)
- [10] Wu Na, Tan Xin, Yu Haili, et al. Design and fabrication of broadband holographic ion beam etching gratings[J]. *Optics and Precision Engineering*, 2015, 23(7): 1979–1982. (in Chinese)
- [11] Kotlyar V V, Stafeev S S, Kotlyar M V, et al. Subwavelength micropolarizer in a gold film for visible light [J]. *Applied Optics*, 2016, 55(19): 5025–5032.
- [12] Bomzon Z, Kleiner V, Hasman E. Computer-generated space-variant polarization elements with subwavelength metal stripes[J]. *Optics Letters*, 2001, 26(1): 33–35.
- [13] Moharam M G, Gaylord T K. Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1981, 71(7): 811–818.
- [14] Yang Liang, Li Yanqiu, Ma Xu, et al. Rigorous coupled wave analysis of grating-embedded multilayer structure conical diffraction [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 43(6): 1900–1902. (in Chinese)
- [15] Ghadyani Z, Vartiainen I, Harder I, et al. Concentric ring metal grating for generating radially polarized light [J]. *Applied Optics*, 2011, 50(16): 2451–2457.
- [16] Zhan Q. Cylindrical vector beam: from mathematical concepts to applications [J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2009, 1(1): 1–57.
- [17] Wei Datong, Zhang Yunhai, Tang Yuguo. Effect of polarization, phase and amplitude on depletion focus spot in STED [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2014, 22(5): 1157–1164. (in Chinese)
- [18] Zhou Guozun, Tian Weijian, Chen Huifang. Three-dimensional superresolving phase optical pupil filter with polynomial function [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(12): 1211002.
- [19] Niziev V G, Nesterov A V. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1999, 32(32): 1455–1461.