

非周期高透射亚波长会聚光栅的研究^①

岳春云 姜夕梅 房文敬 范鑫焯 白成林 牛慧娟

(聊城大学 物理科学与信息工程学院、山东省光通信科学与技术重点实验室, 山东 聊城 252059)

摘要 亚波长光栅作为一种新颖的光学器件可以实现光束的偏转、功分、会聚、偏振分束等功能。针对空间光的耦合以及微型激光器输出光的束型需求,本文提出了一种具有透射光束会聚效果的一维亚波长光栅,通过对亚波长光栅的结构设计,控制亚波长光栅的波前相位使得亚波长光栅具有高的透射率,以实现透射光束的会聚效果。利用有限元分析法(FEM)对设计的一维非周期亚波长会聚光栅数值进行仿真,结果表明:仿真焦距在 10 μm 处的光束会聚的透射光栅,仿真得到的实际焦距 f_x 为 7.715 μm ,透射率为 81.8%。因此,利用有限元法设计的非周期光栅对发散光束具有优异的会聚效果,有望在光通信器件的集成以及空间光耦合领域得到重要应用。

关键词 亚波长光栅;透射;光束会聚

中图分类号 TN243

文献标识码 A

0 引言

会聚透镜是一种重要光学元器件,它对光线具有束型效果,可以拓展与提升光通信器件的光学特性,直接用于输出镜,使微型激光器能够输出横向模式轮廓。当光束垂直入射到光栅时,光束发生会聚效果,由于非周期亚波长光栅具有干涉相长和干涉相消,使得亚波长光栅具有高透射特性。根据这一特性,制成的亚波长会聚与传统的透镜相比,一维亚波长光栅具有体积小、结构简单、易集成。

近年来,亚波长光栅在光学领域备受青睐,具有会聚功能的透射镜在光学系统也发挥着越来越重要的作用。光束会聚能够将通过光栅的发散光束聚焦在一点,减少光损耗,增强出光效果。其次,亚波长光栅有着特殊的光学衍射特性,不仅可以实现高透射、偏振选择、功分、耦合等光学特性^[1-4],而且还具有波前相位控制特性,通过改变光栅结构参数来控制相位的变化,从而控制光束的方向,实现光束会聚、光束偏振分束等^[5-8]。2015 年美国哈佛大学 Francesco Aieta 等人提出双条形介质耦合结构,并利用此结构实现了近红外波段上的超表面会聚功能^[9];2017 年长春光机所张贺课题组设计一种亚波长透射光栅,利用该光栅实现 980 nm 半导体激光器阵列的光谱合束^[10];2017 年长春理工大学董连和课题组设计并制备了一维亚波长光栅面型超表面,实现单个平面透镜在 10.6 μm 波长处的会聚作用^[11]。利用这一光学衍射特性,设计出的光栅具有高透射、高会聚的透镜,但是对于 894 nm 波段的会聚光栅的研究,还相对较少。

针对上述需求,提出了一种一维非周期亚波长会聚光栅,该结构能够实现透射光束的会聚效果。而现如今研究火热的 894 nm VCSEL 激光器,出射光具有一定的发散角度,光束光斑较大,为了改善激光器的光束效果,设计了 InP 为材料的一维非周期透射亚波长会聚光栅,将亚波长光栅集成于激光器输出镜,实现光束的束型聚焦。系统分析了光栅各结构参数对亚波长光栅光束会聚的影响,并利用有限元分析法^[12-15](Finite-element method, FEM)对设计的亚波长会聚光栅进行仿真模拟,得到了可用于空间光直接与探测器、光纤的耦合,大大减少了器件复杂性。

① 收稿日期:2018-05-18

基金项目:国家自然科学基金项目(318011605)资助

通讯作者:范鑫焯,男,汉族,博士,讲师,研究方向:光电通信, E-mail: fanxinye@lccu.edu.cn.

1 光栅结构设计

对于透射型亚波长光栅来说,它既可以是一个会聚透镜也可以看作是一个耦合器,一束发散的光通过透射光栅光束实现会聚,由于亚波长光栅没有高阶衍射波,提高了光传输的耦合效率,可以直接与光纤耦合进行传输.另外,影响亚波长光栅光学特性的参数主要有光栅的周期(Λ)、占空比(η)以及光栅的厚度(t),光波在进入极短的光栅波导传输,通过改变局部的光栅参数调整透射光相位的排布,以此保持高透射率.图1给出的是一维非周期亚波长光栅的截面分布图,其中每个方块代表着一个光栅条,光栅材料选用InP,光栅条与折射率为1的空气相互交替构成设计的透射光栅结构,每个亚波长光栅条都分别对入射到亚波长光栅的局域光进行独立、不同的相位调制,以及不同程度的透射、反射.

以894 nm的TE波垂直入射为例(如图1所示),光栅区域分为三部分,第一部分:入射区域I,主要为空气,折射率 $n_1=1$;第二部分:光栅区域II,光栅材料采用InP,以InP和空气交替组合;第三部分:透射区域III,以SiO₂衬底,折射率为1.47,利用有限元分析法,对一维非周期光栅仿真计算.设定焦距参数为10 μm ,InP在894 nm的折射率为3.44,空气的折射率为1,光栅厚度 t 固定在0.5 μm ,衬底SiO₂厚度为650 nm.

TE模的控制方程可以写为

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial^2 z} + k_0^2 \epsilon_r(x, z) \Phi = 0, \quad (1)$$

其中 k_0 是自由空间的波数. $k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$, ϵ_r 是光栅的介电常数,可以将边值问题等价于变分问题

$$\begin{cases} \delta F(\Phi) = 0, \\ \Phi = p, \end{cases} \quad (2)$$

得到式(1)等价泛函

$$F(\Phi) = \frac{1}{2} \iint_{\Omega} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 + k_0^2 \epsilon_r \Phi^2 \right] d\Omega + \int_{\Gamma} \left(\frac{1}{2} \gamma \Phi - q \Phi \right) d\Gamma, \quad (3)$$

其中 $\gamma(\Phi)$ 是一个与边界条件有关的算子.

然后,将求解域 Ω 进行剖解分成节点基三角元.每个单元中的场为

$$\Phi^{(e)}(x, z) = \sum_j N_j^{(e)} \Phi_j^{(e)}(x, z) = \{N^{(e)}\}^T \{\Phi^{(e)}\}, \quad (4)$$

其中 $\Phi_j^{(e)}(x, z)$ 和 $N_j^{(e)}(x, z)$ 分别表示相关的节点基三角元(e)的展开系数和形函数.将式(4)代入式(2),利用Rayleigh-Ritz方法,得到方程组

$$[k]\{\Phi\} - \sum_{a=1}^4 \sum_e \int_{\Gamma_a} \{N\} \frac{\partial \Phi}{\partial n} |_{\Gamma_a} d\Gamma = \{0\}, \quad (5)$$

其中 $\{\Phi\}$ 中的元素是 Φ 在求解域 Ω 所在的节点上的值. $[k]$ 是一个复数矩阵

$$k_{ij} = \iint_{\Omega} \left\{ \frac{\partial N_i^{(e)}}{\partial x} \frac{\partial N_j^{(e)}}{\partial x} + \frac{\partial N_i^{(e)}}{\partial z} \frac{\partial N_j^{(e)}}{\partial z} - k_0^2 \epsilon_r N_i^{(e)} \partial N_j^{(e)} \right\} dx dz, \quad (6)$$

$$\begin{bmatrix} [k]_{00} & [k]_{01} & [k]_{02} & [k]_{03} & [k]_{04} \\ [k]_{10} & [k]_{11} & [k]_{12} & [k]_{13} & [k]_{14} \\ [k]_{20} & [k]_{21} & [k]_{22} & [k]_{23} & [k]_{24} \\ [k]_{30} & [k]_{31} & [k]_{32} & [k]_{33} & [k]_{34} \\ [k]_{40} & [k]_{41} & [k]_{42} & [k]_{43} & [k]_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{\Phi\}_0 \\ \{\Phi\}_1 \\ \{\Phi\}_2 \\ \{\Phi\}_3 \\ \{\Phi\}_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \{0\} \\ - \sum_e \int_{\Gamma_1} \{N\} \frac{\partial \Phi}{\partial x} |_{\Gamma_1} dz \\ \sum_e \int_{\Gamma_2} \{N\} \frac{\partial \Phi}{\partial x} |_{\Gamma_2} dz \\ \sum_e \int_{\Gamma_3} \{N\} \frac{\partial \Phi}{\partial z} |_{\Gamma_3} dx \\ \sum_e \int_{\Gamma_4} \{N\} \frac{\partial \Phi}{\partial z} |_{\Gamma_4} dx \end{bmatrix}, \quad (7)$$

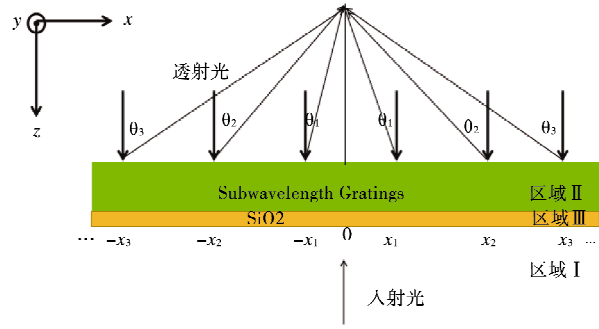


图1 一维非周期亚波长光栅的分布图

然后对边界进行处理. 当 TE 偏振光以 θ 角入射光栅表面时, 零阶弗洛盖本征模为

$$\Phi^{inc}(x, z) = e^{-j\beta_0 x} e^{j\gamma_0 z}, \quad (8)$$

其中 $\beta_0 = k_0 \sin\theta$ 是布洛赫波数. $\gamma_0 = k_0 \cos\theta$, $k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$.

在光栅的周期分布中, 模函数满足 $\Phi(x + \Lambda, z) = e^{-j\beta_0 \Lambda} \Phi(x, z)$. 在边界 Γ^1 (边界 1), Γ^2 (边界 2) 上与计算域内的总场可以认为是弗洛盖本征模的线性叠加. 在边界上的总场是入射和透射波的叠加, 在下边界是透射波, 沿着光栅周期的方向上, 是另外两个周期边界条件 Γ^3 、 Γ^4 , 将这四个边界条件代入矩阵(7)就可以求解出 Φ 在边界上的节点值, 然后代入(4)式, 得到电场, 就可以计算出透射率和反射率.

在图 1 坐标系下, 每一块光栅条对应的 x 坐标分别标记为 x_1, x_2, \dots, x_n . 设光栅上某一点处的透射光与入射光波矢之间的夹角为 θ_i , 对应光栅中心位置的 x_i 处. 那么透射波在 x_i 附近的电场强度可以表示为

$$E(\theta_i, x, z) = E_0(x, z) \exp[jk_0(x \sin\theta_i + z \cos\theta_i)], \quad (9)$$

其中 k_0 是入射波长为 λ 时的波数, 角度 θ_i 是 z 轴正方向与 x_i 领域透射光波矢之间的夹角, 当在 z 轴方向上是定值时, 透射平面上的相位表示为

$$\Phi(x) = k_0 \sin\theta_i x + c, \quad (10)$$

式中 c 为常数. 对相位 $\Phi(x)$ 求微分, 得到

$$\Phi(x)' = k_0 x \sin\theta_i, \quad (11)$$

根据射线方程得

$$\sin\theta_i = \Phi(x)' / k_0 = x / (x_2 + f_x^2), \quad (12)$$

对(9)式进行积分得

$$\Phi(x) = \int \Phi(x)' dx = k_0 (x_2 + f_x^2)^{1/2} x + c, \quad (13)$$

由此得到透射光束实现会聚功能的相位分布.

实现光束会聚的设计方法是基于非周期相位调制原理^[16]. 在高透射区域选择满足相位在 $0-2\pi$ 范围内连续变化的一系列光栅参数, 选择出满足光栅条件的局部参数, 使得任意两个相邻的光栅条之间的位置和相位关系满足式(10), 光栅条位置和相位关系可以用公式表示^[17]

$$x_{n+1} = x_n + (\Lambda_n + \Lambda_{n+1}) / 2, \quad n = 0, 1, 2, \dots, N, \quad (14)$$

$$\Phi(x_{n+1}) = \Phi[x_n + (\Lambda_n + \Lambda_{n+1}) / 2] = k_0 [(x_2 + f_x^2)^{1/2} - f_x] x_n + \Phi_0. \quad (15)$$

实现光束会聚功能的光栅结构关于 $x_0 = 0$ 左右对称, 左右两侧各个光栅条的坐标的绝对值相等.

2 仿真

图 2 给出的是仿真透射图和相位变化图, 以周期为横轴, 变化范围从 $0.2-0.8 \mu\text{m}$, 以占空比为纵轴, 变化范围在 $0.2-0.8 \mu\text{m}$. 图 2(a) 中含有星状区域代表着在透射率高的区域, 从中选取满足相位的周期和占空比; 图 2(b) 代表相位在 0 至 2π 范围内连续变化, 满足光栅的参数组合起来形成新的非周期高透射亚波长光栅结构来实现光束会聚.

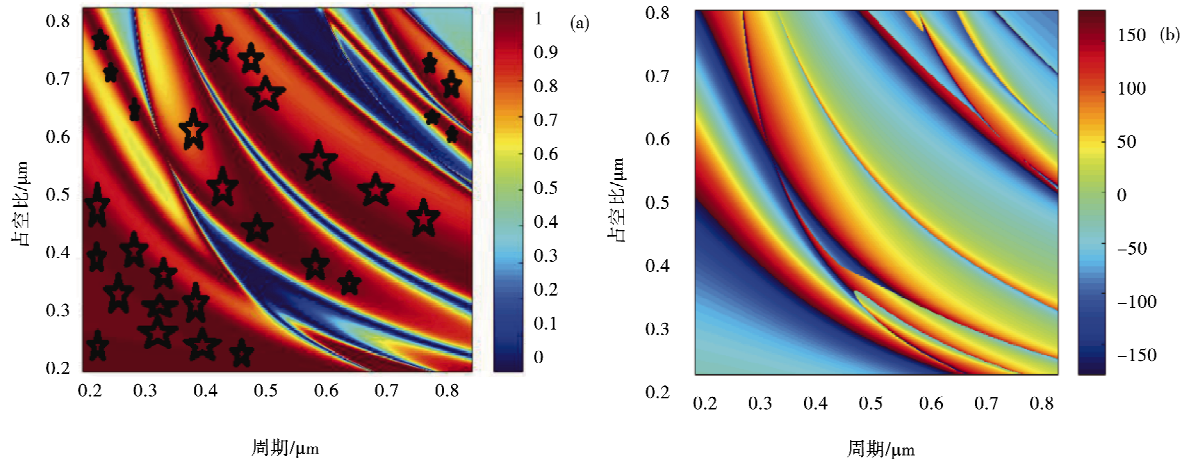


图 2 TE 偏振光下光栅透射率(a)透射图, (b)相位图

满足相位和透射率的光栅参数及对应的相位分布如图 3 所示. 设计光栅结构的相位分布, 圆点表示选取的对应光栅参数的离散相位值, 曲线表示理想的抛物曲线相位分布. 由于亚波长会聚光栅是关于 $x_0 = 0$ 左右对称, 所以在设计过程中, 只需考虑 $x > 0$ 的部分即可. 所以每个光栅条对应的离散相位组合在一起形成的整体部分, 然后从中间位置的第 0 个光栅开始, 在高透射区域, 由左至右依次挑选出满足相位分布的每一个光栅条的周期和占空比. 最后, 把第 1 到第 N 个光栅条的排列关于 $x_0 = 0$ 对称, 可以得到整个会聚光栅结构.

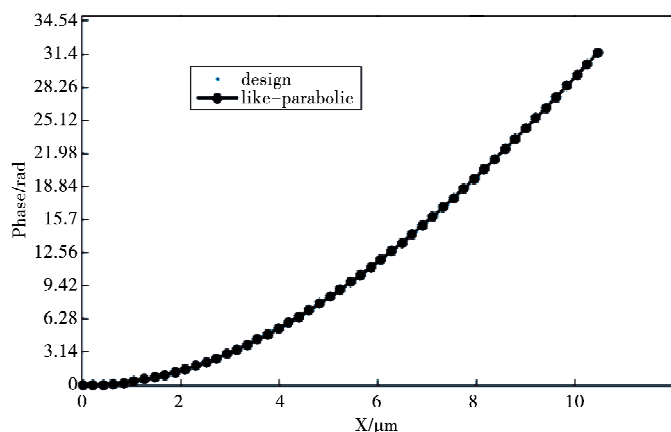


图 3 会聚光栅相位设计图

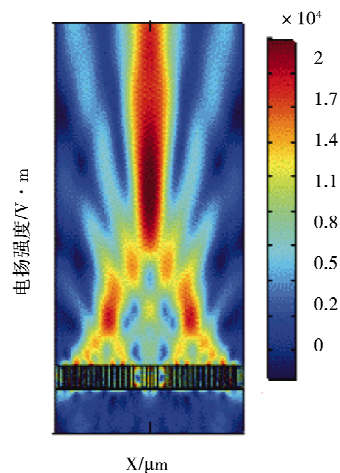


图 4 会聚光栅效果

将选取的周期参数依次进行排布, 得到非周期条形透射光栅结构. 利用 COMSOL 有限元仿真软件对非周期光栅进行仿真. 该结构在设计时所需要的总的相位差为 10.3π , 光栅结构总长度为 $7.232 \mu\text{m}$. 图 4 显示透射光的电场强度分布, 可以看出, 当 894 nm 波长的 TE 偏振光垂直入射光栅表面时, 非周期条形透射光栅的透射光波实现会聚. 计算得到透射平面上总的透射率为 81.8% , 焦距为 $7.715 \mu\text{m}$, 说明了该结构具有优越的光束会聚功能.

3 结论

利用 Comsol 有限元仿真软件设计出一个适用于 894 nm 波段光通信器件的光束会聚的亚波长光栅, 设定光栅厚度为 $0.5 \mu\text{m}$, 利用有限元分析法对光栅的周期、占空比进行数值计算, 设计出的非周期总长度为 $7.232 \mu\text{m}$, 仿真出透射性非周期亚波长光栅, 通过理论分析获得焦距在 $10 \mu\text{m}$ 处平面的电场分布, 仿真结果得到的实际焦距在 $7.715 \mu\text{m}$, 透射率为 81.8% . 研究了亚波长透射会聚光栅微型器件, 实现了光束的会聚, 有望在光通信器件的集成、微型激光器输出光镜以及空间光耦合领域得到重要应用.

参 考 文 献

- [1] Chang-Hasnain C J. High contrast gratings for integrated optoelectronics[C]. //IEEE Photonics Society, 2010 Meeting of the IEEE, 2010.
- [2] Sun T, Yang W, Changhasnain C. Surface-normal coupled four-wave mixing in a high contrast gratings resonator[J]. Optics Express, 2015, 23(23):29565.
- [3] Wang B, Zhou C, Wang S, et al. Polarizing beam splitter of a deep-etched fused-silica grating[J]. Optics Letters, 2007, 32(10):1299-1301.
- [4] Taillaert D, Thourhout D V, Laere F V, et al. Compact and highly efficient grating couplers between optical fiber and nanophotonic waveguides[J]. Journal of Lightwave Technology, 2007, 25(1):151-156.
- [5] 谈春雷, 易永祥, 汪国平. 一维金属光栅的透射光学特性[J]. 物理学报, 2002, 51(5):1063-1067.
- [6] 赵华君, 杨守良, 张东, 等. 亚波长金属偏振分束光栅设计分析[J]. 物理学报, 2009, 58(9):6236-6242.
- [7] 毛敏, 黄永清, 房文静, 等. 基于非周期高折射率差亚波长光栅的光功分器(英文)[J]. 激光与光电子学进展, 2016(1):61-65.
- [8] Wang B. Polarizing beam splitter of total internal reflection fused-silica grating under second Bragg angle incidence[J]. Optoelectronics and Advanced Materials-Rapid Communications, 2011, 5(5-6):484-487.
- [9] Aieta F, Kats M A, Genevet P, et al. Applied optics multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation[J]. Science, 2015, 347(6228):1342.

- [10] 张俊明,吴肖杰,马晓辉,等.用于光谱合束技术的透射光栅设计与优化[J].光学学报,2017(10):55-60.
- [11] 李哲,董连和,孙艳军,等.平面波透射聚焦超表面结构设计[J].光散射学报,2017,29(2):167-171.
- [12] Fernandez F A, Beeckman J, Neyts K, et al. A finite element beam propagation method for simulation of liquid crystal devices[J]. Optics Express, 2009, 17(13):10895-10909.
- [13] Koshiha M, Inoue K. Simple and efficient finite-element analysis of microwave and optical waveguides[J]. IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques, 1992, 40(2):371-377.
- [14] Koshiha M, Hayata K, Suzuki M. Improved finite-element formulation in terms of the magnetic field vector for dielectric waveguides [J]. IEEE Transactions on Microwave Theory & Techniques, 2003, 33(3):227-233.
- [15] 秦卫平,方大纲.有限元法结合周期边界条件分析介质光栅衍射[J].电波科学学报,2001,16(4):479-483.
- [16] He S, Wang Z, Liu Q. Positive focal shift of gallium nitride high contrast grating focusing reflectors[J]. Materials Research Express, 2016, 3(9):095901.
- [17] Shiono T, Kitagawa M, Setsune K, et al. Reflection micro-Fresnel lenses and their use in an integrated focus sensor[J]. Applied Optics, 1989, 28(16):3434.

Non-periodic Subwavelength Transmission Convergence Grating

YUE Chun-yun JIANG Xi-mei FANG Wen-jing FAN Xin-ye

BAI Cheng-lin NIU Hui-juan

(School of Physics and Information Engineering, Shandong Key Laboratory of Optical Communication Science and Technology, Liaocheng University, Liaocheng 252059, China)

Abstract Sub-wavelength grating as a novel optical device can achieve beam deflection, power split, convergence, polarization splitting and other functions. Coupling for spatial light and beam type requirements for micro laser output light. Sub-wavelength grating with transmission beam convergence effect is proposed. By designing the structure of the sub-wavelength grating, the wavefront phase of the sub-wavelength grating is controlled so that the sub-wavelength grating has a high transmittance to achieve the convergent effect of the transmitted beam. The finite element analysis (FEM) was used to simulate the numerical value of the designed one-dimensional non-periodic sub-wavelength convergence grating. The simulation results show that the non-periodic grating designed by the finite element method has convergent effect on the divergent beam. The simulated transmission grating with a focal length of $10\ \mu\text{m}$ is converged. The actual focal length f_x obtained by the simulation is $7.715\ \mu\text{m}$ and the transmittance is 81.8%. It is expected to have important applications in the field of optical communication device integration and space optical coupling.

Key words sub-wavelength grating; transmitted beam; beam convergence