

TE₀ 导模干涉刻写周期可调亚波长光栅理论研究

王茹 王向贤 杨华 叶松

Theoretical investigation of adjustable period sub-wavelength grating inscribed by TE₀ waveguide modes interference lithography

Wang Ru Wang Xiang-Xian Yang Hua Ye Song

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 094206 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.094206

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.094206>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I9>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

全介质光栅在太赫兹波段的光调控特性

[Optical modulation characteristics of all-dielectric grating at terahertz frequencies](#)

物理学报.2016, 65(7): 074209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074209>

畴腐蚀掺镁铌酸锂可调阵列光分束器的研究

[Tunable array beam splitter with different domain-etching depth based on MgO-doped lithium niobate crystal](#)

物理学报.2016, 65(1): 014215 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014215>

基于光纤叠栅的全光纤声光可调谐滤波器的特性分析

[Analysis of all fiber acousto-optic tunable filter based on superimposed fiber Bragg gratings](#)

物理学报.2015, 64(17): 174207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174207>

双层金属纳米光栅的 TE 偏振光异常透射特性

[Extraordinary optical transmission through bilayer metallic nano-grating for s-polarization light](#)

物理学报.2015, 64(16): 164206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164206>

Bragg 反射齿型平面凹面衍射光栅性能研究

[Study on planar concave diffraction grating with Bragg reflector facets](#)

物理学报.2015, 64(15): 154211 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154211>

TE₀导模干涉刻写周期可调亚波长光栅理论研究*王茹¹⁾ 王向贤^{1)†} 杨华¹⁾ 叶松²⁾

1)(兰州理工大学理学院, 兰州 730050)

2)(巢湖学院机械与电子工程学院, 合肥 238000)

(2015年12月3日收到; 2016年1月7日收到修改稿)

通过棱镜耦合激发非对称金属包覆介质波导结构中的TE₀导波模式, 利用两束TE₀模的干涉从理论上实现了周期可调的亚波长光栅刻写. 分析了TE₀模式的色散关系, 刻写亚波长光栅的周期与激发光源、棱镜折射率、光刻胶薄膜厚度及折射率之间的关系. 用有限元方法数值模拟了金属薄膜、光刻胶薄膜和空气多层结构中TE₀导模的干涉场分布. 研究发现, 激发光源波长越短, TE₀模干涉刻写的亚波长光栅周期越小; 光刻胶越厚, 刻写的亚波长光栅周期越小; 高折射率光刻胶有利于更小周期亚波长光栅的刻写. 相较于表面等离子体干涉光刻, 基于TE₀模的干涉可在厚光刻胶条件下通过改变激发光源、棱镜折射率、光刻胶材料折射率、特别是光刻胶薄膜的厚度等多种方式实现对亚波长光栅周期的有效调控.

关键词: 亚波长光栅, 导模, 色散曲线, 有限元方法

PACS: 42.79.Dj, 42.79.Gn, 42.50.St

DOI: 10.7498/aps.65.094206

1 引言

亚波长光栅作为微纳米光学领域的重要光学元件, 广泛使用于偏振分光器^[1,2]、偏振片^[3,4]、集成光学、光开关、生物成像等^[5]领域. 由于亚波长光栅广阔的应用领域, 也使得制备亚波长光栅的光刻方法多种多样, 诸如常用的聚焦离子束光刻^[6-8]、电子束曝光光刻^[9-11]、极紫外光刻^[12,13]、沉浸光刻^[14,15]、X射线光刻^[16,17]等光刻技术^[18]. 但是以上光刻技术存在成本昂贵, 过程复杂, 而且产出低等不足. 2004年, Luo等^[19,20]通过特殊设计的金属光栅掩模层来激发表面等离子体(surface plasmons, SPs), 通过SPs干涉, 成功实现了亚波长光栅的刻写. 自此, 基于SPs的亚波长光刻引起了研究者的广泛关注. 2014年, Li等^[21]用400 nm飞秒激光照射Al狭缝/光刻胶结构, 实现了基于SPs非线性吸收的亚波长光刻, 刻写了周期138 nm的亚波长光栅. Liang等^[22]用金属光栅和金属薄膜

组成的法布里-珀罗腔进行SPs干涉光刻, 发现可以提高刻写亚波长光栅图形的均匀性. Guo等^[23]则在光栅掩模的基础上增加金属反射层, 发现利用这种结构的腔共振特性, 不仅可以提高刻写亚波长光栅图形的均匀性, 同时还可以增强SPs干涉的强度. 这些SPs干涉光刻都需要通过特殊设计的金属掩模层来激发SPs, 这在一定程度上增加了光刻的成本和复杂性, 且刻写的亚波长光栅周期不可调. 2010年, Sreekanth等^[24]用时域有限差分法(finite difference time domain, FDTD)模拟, 并从实验上实现了基于棱镜ATR结构的无掩模表面等离子体干涉光刻, 刻写出了周期156 nm的亚波长光栅. 但由于SPs的穿透深度有限, 因而只能采用高折射率棱镜和薄光刻胶薄膜. Prabhathan和Murukeshan^[25]提出用棱镜激发双金属层复合介质结构中的长程表面等离子体进行SPs干涉光刻, 可实现在厚光刻胶条件下的亚波长光刻. 该结构虽然可在厚光刻胶条件下进行亚波长光栅刻写, 但仍然存在周期不可调的不足. 基于SPs的亚波长光刻

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CBA01703)、国家自然科学基金(批准号: 61505074)、兰州理工大学红柳青年教师培养计划(批准号: Q201509)和巢湖学院自然科学基金(批准号: XLZ201201)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangxx869@126.com

只能用TM偏振光作激发源. 2011年, 我们提出了既能用TM偏振光、也能用TE偏振光激发的导模干涉光刻技术, 该技术可在厚光刻胶条件下实现亚波长光栅刻写^[26]. 同年, Wang等^[27]提出并实现了基于金属介质波导结构激发TE导模干涉的亚波长光栅刻写, 但由于该技术需要通过聚焦离子刻蚀方法在金属薄膜上开缝, 显然也增加了光刻的成本和复杂性. 2013年, 我们提出了基于非对称金属包覆介质波导结构的亚波长光刻技术^[28], 并通过改变光刻介质的厚度, 利用导模干涉场初步实现了不同周期的大面积亚波长光栅刻写. 2014年, Kanta等^[29]在我们提出的导模干涉光刻研究的基础上, 成功利用导模干涉刻写了二维和三维亚波长光栅, 并研究了刻写光栅的超材料性质. 但以上文献中都没有对亚波长光栅的周期依赖因素进行详细研究. 本文在前期工作的基础上, 从理论上深入研究基于非对称金属包覆介质波导结构中TE₀导模干涉场刻写周期可调亚波长光栅的规律, 该光刻技术可通过激发光源、光刻胶折射率特别是光刻胶的厚度实现周期可调的大面积亚波长光栅制备, 为降低亚波长光栅的制作成本并为亚波长光栅的广泛利用提供了重要的理论参考.

2 TE₀导模干涉光刻结构示意图及基本理论

图1所示为通过棱镜耦合方式激发非对称金属包覆介质波导结构中的TE₀导模干涉刻写亚波长光栅的结构示意图. 不同于文献^[24]采用的高折射率棱镜、金属薄膜、折射率匹配油、光刻胶薄膜、玻璃基底结构, 图1采用棱镜、折射率匹配油、玻璃基底(与棱镜同折射率)、金属薄膜、光刻胶薄膜、空气层的光刻结构. 显然, 该光刻结构中, 金属薄膜蒸镀在玻璃基底上, 光刻胶薄膜旋涂在金属薄膜上, 在进行光刻实验时, 光刻胶层的另一侧是空气而不是文献^[24]所采用结构中的折射率匹配油, 这有效避免了折射率匹配油对光刻胶的污染. 此外, 基于非对称金属包覆介质波导结构的亚波长光刻对棱镜没有特殊要求.

非对称金属包覆介质波导结构中TE₀导模的本征方程为^[30,31]

$$\kappa_2 d = \arctan\left(\frac{\alpha_3}{\kappa_2}\right) + \arctan\left(\frac{\alpha_1}{\kappa_2}\right), \quad (1)$$

而且有

$$\begin{cases} \kappa_2 = (k_0^2 \varepsilon_2 - \beta^2)^{1/2}, \\ \alpha_1 = (\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1)^{1/2}, \\ \alpha_3 = (\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_3)^{1/2}, \end{cases} \quad (2)$$

其中, β 为TE₀导模的传播常数, 其存在范围为 $k_0 \sqrt{\varepsilon_3} < \beta < k_0 \sqrt{\varepsilon_2}$; d 为光刻胶厚度; k_0 为真空中的光波矢; $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ 分别为金属、光刻胶和空气的介电常数.

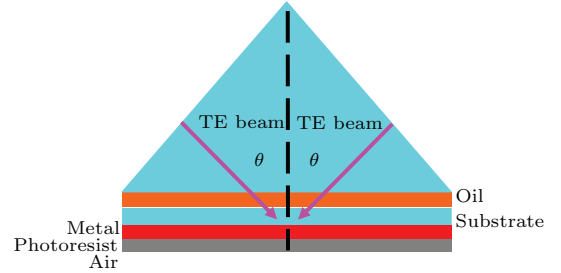


图1 (网刊彩色) 基于非对称金属包覆介质波导结构的TE₀导模干涉光刻结构示意图

Fig. 1. (color online) Schematic of the TE₀ waveguide modes interference lithography based on asymmetric metal-cladding dielectric waveguiding structure.

通过棱镜耦合方式激发非对称金属包覆介质波导结构中的TE₀导模时, 必须满足波矢匹配条件:

$$k_0 n_0 \sin \theta = k_0 n_{\text{eff}} = \beta, \quad (3)$$

其中 n_0 为棱镜的折射率, θ 为TE₀导模的激发角, n_{eff} 为有效折射率.

当两束TE偏振的入射光以TE₀导模的激发角 θ 照射在玻璃基底和金属的分界面时, 将激发光刻胶层中两束分别向左和向右传播的TE₀导波. 两束TE₀导波的干涉场曝光光刻胶, 再经后续显影等工艺后, 便可制备得到亚波长光栅. TE₀导模干涉刻写的亚波长光栅的周期为

$$\Delta x = \frac{\lambda_0}{2\sqrt{\varepsilon_0} \sin \theta} = \frac{\lambda_0}{2n_{\text{eff}}} = \frac{\pi}{\beta}. \quad (4)$$

3 研究结果与讨论

通过上述理论分析可知, 亚波长光栅的周期与非对称金属包覆介质波导结构中TE₀导模的传播常数 β 成反比. 凡是影响传播常数 β 的因素都能影响亚波长光栅的周期. 通过(1) — (3)式分析可得, 影响 β 的因素有TE₀模的激发光、金属薄膜、光刻胶. 而非对称金属包覆介质波导结构中的TE₀模式能否被激发则决定于所使用棱镜的折射率. 金属

薄膜需要通过激发光进行确定, 一般情况下, 可见光波段激发光选银 (Ag) 膜, 而紫外光波段的激发光选铝 (Al) 膜. 下文主要讨论激发光、光刻胶和棱镜对 TE₀ 导模干涉刻写亚波长光栅周期的影响.

3.1 激发光对亚波长光栅周期的影响

有效折射率的范围是 $1 < n_{\text{eff}} < \sqrt{\varepsilon_2}$, 由 (4) 式分析可得刻写亚波长光栅的最小周期为 $\lambda_0/2\sqrt{\varepsilon_2}$. 显然, 激发光的波长越小, 所能刻写的亚波长光栅的最小周期也就越小. 考虑实验研究中常用的激光器, 本研究选用 442, 405, 355 和 325 nm 波长的激光作为 TE₀ 导模的激发光源, 其中, 442 和 405 nm 激发光选用 45 nm 的 Ag 膜, 355 和 325 nm 激发光选用 17 nm 的 Al 膜. 图 2 (a) 为使用上述 4 种激发光计算的色散关系曲线, 计算中光刻胶的折射率取 1.65. 图 2 (b) 为不同激发光刻写的亚波长光栅的周期与光刻胶厚度之间的关系, 计算中棱镜和光刻胶折射率分别取 1.7 和 1.65. 从图中可以看出, 光刻胶厚度、折射率都相同时, 激发光波长越短, 相应的 TE₀ 导模的传播常数 β 也越大, 所刻写的亚波长光栅的周期越小. 为进一步说明这种关系, 在光刻胶

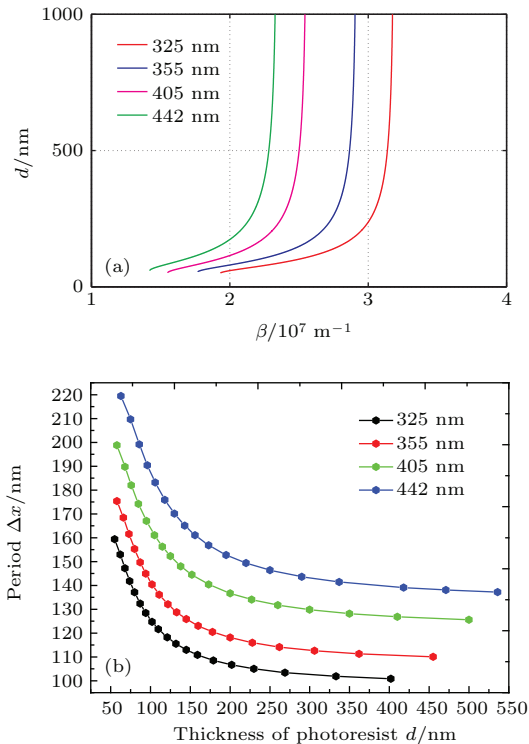


图2 (网刊彩色) (a) 不同激发光源的色散关系曲线; (b) 不同激发光条件下亚波长光栅周期与光刻胶厚度的关系
Fig. 2. (color online) (a) Dispersion curve for different exciting light; (b) relationship between the period of sub-wavelength grating and thickness of photoresist for different exciting light.

厚 110 nm 的条件下, 用有限元方法计算了 442 和 325 nm 激光作激发光源时, 非对称金属包覆介质波导结构中 TE₀ 导模的干涉光场分量电场 $|E_y|$ 的分布, 结果见图 3. 图 3 (a) 对应 442 nm 的激发光, 刻写的亚波长光栅周期为 180 nm; 图 3 (b) 为 325 nm 的激发光, 刻写的亚波长光栅周期为 122 nm. 因此, 通过选取恰当的激发光源, 可实现不同周期的亚波长光栅刻写.

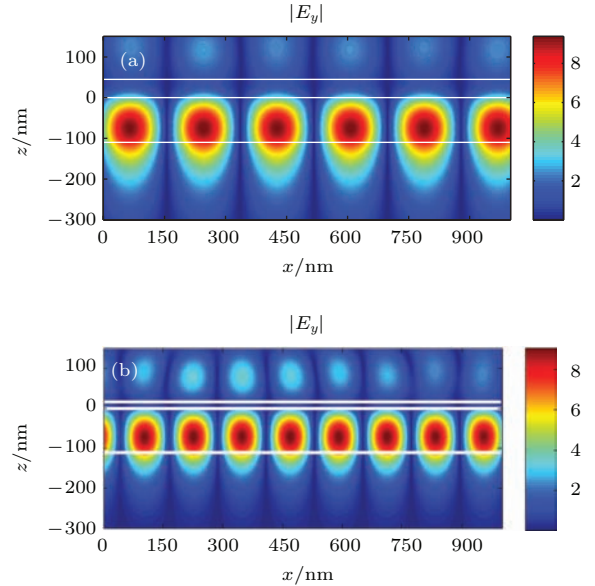


图3 (网刊彩色) TE₀ 导模干涉电场 $|E_y|$ 分布图, 光刻胶厚 110 nm, 激发光波长为 442 nm (a) 和 325 nm (b), 图中三条白线从上到下分别是玻璃基底、金属、光刻胶和空气的界面

Fig. 3. (color online) Simulated electric field ($|E_y|$) of TE₀ modes interference in the multilayer film. Exciting light wavelength are 442 nm (a) and 325 nm (b). Thickness of photoresist is 110 nm. The white lines indicate the interfaces of the glass, metal, photoresist, and air from top to the bottom.

3.2 光刻胶对亚波长光栅周期的影响

光刻胶的厚度和折射率对 TE₀ 导模的传播常数进而对刻写的亚波长光栅的周期有很大影响. 选取 442 nm 激光为 TE₀ 导模的激发光, Ag 膜厚同前选为 45 nm. 进一步深入研究刻写亚波长光栅的周期对光刻胶厚度和折射率的依赖. 图 4 (a) 和图 4 (b) 分别为不同光刻胶折射率的色散关系曲线和刻写亚波长光栅的周期与光刻胶厚度之间的关系 (计算中棱镜折射率取 1.65). 当光刻胶折射率一定时, 传播常数 β 随着光刻胶厚度的增大而增大, 刻写的亚波长光栅的周期则随光刻胶厚度的增加而减小. 光刻胶薄膜的厚度相同时, 光刻胶折射率越大, 传播常数 β 也越大, 刻写的亚波长光栅的

周期则越小. 图5为用有限元方法计算的442 nm激光激发的TE₀导模干涉光场分量电场|E_y|分布图, 计算中棱镜折射率与图4(b)相同. 其中图5(a)对应的光刻胶折射率和厚度分别为1.5和205 nm, 刻写的亚波长光栅的周期为169 nm. 图5(b)对应的光刻胶厚度为95 nm, 折射率同图5(a), 刻写的亚波长光栅的周期为211 nm. 显然, 光刻胶折射率相同时, 厚光刻胶有利于更小周期的亚波长光栅刻写. 图5(c)中的光刻胶厚度与图5(b)相同为95 nm, 而光刻胶折射率为1.8, 能够刻写的亚波长光栅的周期为170 nm, 显然其周期小于相同厚度的小折射率光刻胶.

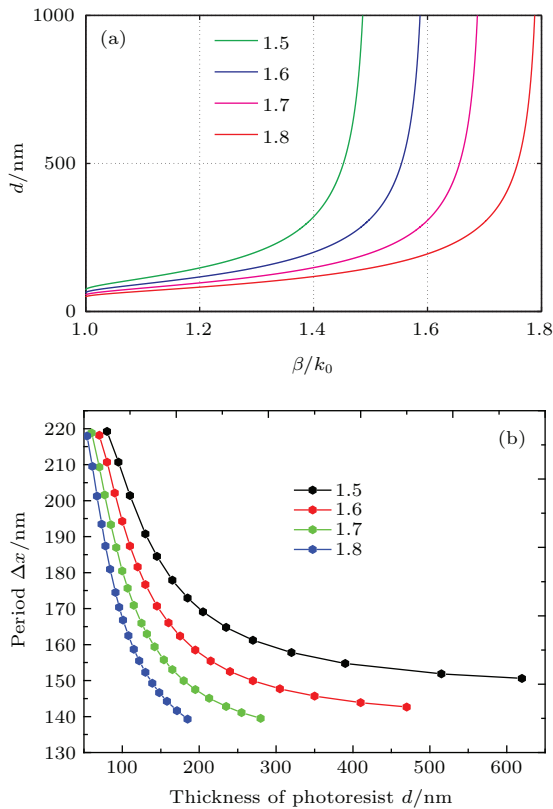


图4 (网刊彩色) 不同光刻胶折射率条件下, TE₀模式的色散关系曲线(a), 亚波长光栅周期与光刻胶厚度的关系(b)
 Fig. 4. (color online) For different refractive index of photoresist condition, dispersion curve of TE₀ mode (a), relationship between the period of sub-wavelength grating and photoresist thickness (b).

当棱镜和光刻胶折射率不变时, 通过改变光刻胶的厚度, 可实现不同周期的亚波长光栅刻写. 但刻写亚波长光栅的最小极限周期为 $\lambda_0/2\sqrt{\epsilon_2}$, 显然, 大折射率光刻胶能够刻写的亚波长光栅的最小周期小于小折射率光刻胶刻写. 因此, 想要刻写更小周期的亚波长光栅, 应该选取大折射率材料的光刻胶. 通过以上研究结果分析, 我们可以通过调节光

刻胶的厚度或者光刻胶的折射率实现对亚波长光栅周期的调控.

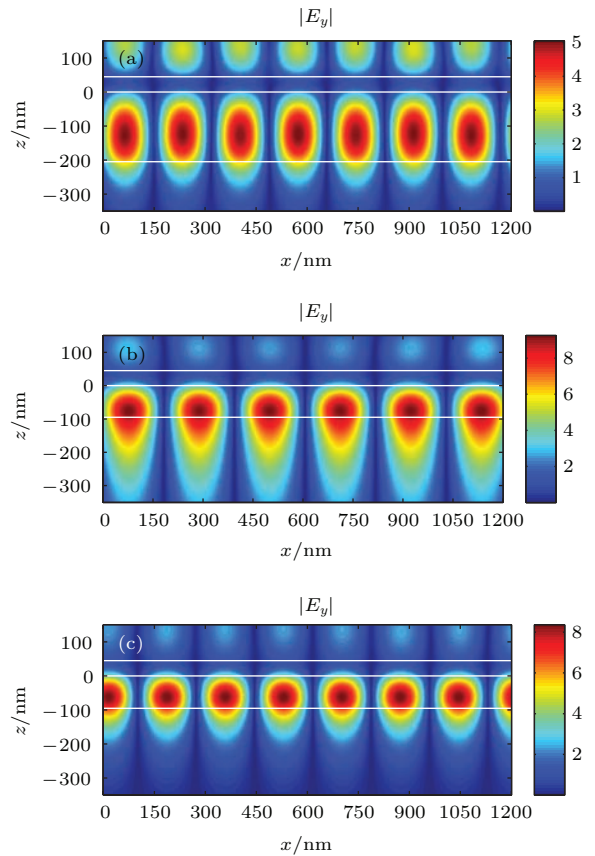


图5 (网刊彩色) TE₀导模干涉电场|E_y|分布图, 光刻胶折射率和厚度分别为1.5和205 nm (a), 1.5和95 nm (b), 1.8和95 nm (c); 图中三条白线从上到下分别是玻璃基底、金属、光刻胶和空气的界面

Fig. 5. (color online) Simulated electric field ($|E_y|$) of TE₀ modes interference in the multilayer film. The refractive index and thickness of photoresist are 1.5 and 205 nm (a), 1.5 and 95 nm (b), 1.8 and 95 nm (c), respectively. The white lines indicate the interfaces of the glass, metal, photoresist, and air from top to the bottom.

3.3 棱镜折射率对刻写亚波长光栅的影响

棱镜耦合方式是激发TE₀导模的一种方法, 棱镜的作用是提供激发导模所需要的波矢匹配条件, 而TE₀模式的传播常数是由金属薄膜和光刻胶以及空气层决定的. 显然, 棱镜能够提供的波矢匹配条件所对应的最大传播常数为

$$\beta_{\max} = k_0 n_0 \sin 90^\circ = k_0 n_0. \quad (5)$$

而TE₀导模的传播常数 $\beta < k_0 \sqrt{\epsilon_2}$, 且传播常数随着光刻胶薄膜厚度的增加而增大. 当所用棱镜不能提供导模所需的传播常数时, 自然就不能激发非对称金属包覆介质波导结构中的TE₀导模, 从而

无法刻写亚波长光栅. 因此, 在实际光刻中, 应该根据需要选取适当折射率的棱镜和光刻胶.

3.4 TE₀ 导模干涉刻写亚波长光栅的优势

棱镜耦合方式也可以激发非对称金属包覆介质波导结构中的 TM₀ 模式, 即 SPs 模式. 但由于 SPs 的穿透深度有限, 故对光刻胶的厚度要求比较苛刻, 即 SPs 光刻所需的光刻胶的厚度非常薄, 一般在十几纳米至几十纳米, 这不利于亚波长光栅的应用. 另外, 旋涂非常薄的光刻胶也会给实际实验操作带来困难. 而利用 TE₀ 模式刻写亚波长光栅, 就可以实现在厚光刻胶的条件下刻写亚波长光栅. 为进一步说明 TE₀ 模式刻写亚波长光栅的优势, 我们以棱镜和光刻胶折射率分别为 1.85 和 1.65, 刻写周期同为 163 nm 的亚波长光栅为例, 进行理论计算和数值模拟干涉光场分布. 结果表明, 用 TE₀ 导模和 TM₀ 导模干涉刻写周期 163 nm 的亚波长光栅所需的光刻胶厚度分别为 150 nm 和 20 nm. 图 6 所示为数值模拟的干涉场分布, 其中图 6(a) 是 TE₀ 导模干涉的电场 $|E_y|$ 分布图, 图 6(b) 为 TM₀ 导模干涉的磁场 $|H_y|$ 分布图. 通过数值模拟的干涉场分布图可以发现, TE₀ 导模干涉时光场分布在

光刻胶层, 而 TM₀ 导模干涉时光场则主要分布在金属和光刻胶的分界面.

4 结 论

研究了非对称金属包覆介质波导结构中的 TE₀ 模式干涉刻写周期可调亚波长光栅的规律. 通过理论分析和数值模拟干涉场分布两方面研究了亚波长光栅的周期对激发光源、光刻胶以及棱镜的依赖关系. 通过改变激发光源、光刻胶折射率特别是光刻胶的厚度(在实验中最容易实现)可以实现对亚波长光栅周期的有效调控. 短波长激发光、高折射率光刻胶有利于刻写更小周期的亚波长光栅, 光刻胶厚度越厚刻写的亚波长光栅周期越小, 高折射率棱镜可提供较大传播常数的波矢匹配条件, 从而刻写更小周期的亚波长光栅. 与 SPs 干涉光刻相比, TE₀ 模式干涉可实现厚光刻胶条件下的亚波长光栅刻写, 这种模式刻写的亚波长光栅有望得到更广泛的应用.

参考文献

- [1] Pajewski L, Borghi R, Schettini G, Frezza F, Santarsiero M 2001 *Appl. Opt.* **40** 5898
- [2] Lopez A G, Graighead H G 1998 *Opt. Lett.* **23** 1627
- [3] Yi D R, Yan Y B, Tan X F 2003 *Chin. J. Lasers* **30** 405 (in Chinese) [伊德尔, 严瑛白, 谭峭峰 2003 中国激光 **30** 405]
- [4] Cescato L H, Gluch E, Streibl N 1990 *Appl. Opt.* **29** 3286
- [5] Zhao H J, Yuan D R, Wu Z M 2008 *Laser & Optoelectronics Progress* **45** 38 (in Chinese) [赵华君, 袁代蓉, 吴正茂 2008 激光与光电子学进展 **45** 38]
- [6] Watt F, Bettiol A A, Vankan J A, Teo E J, Breese M B H 2005 *Int. J. Nanosci.* **4** 269
- [7] Cabrini S, Carpentiero A, Kumar R, Businaro L, Candelloro P, Prasciolu M, Gosparini A, Andreani C, Vittorio M D, Stomeo T, Fabrizio E D 2005 *Microelectron. Eng.* **78** 11
- [8] Xu X D, Liu Y, Qiu K Q, Liu Z K, Hong Y L, Fu S J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 234202 (in Chinese) [徐向东, 刘颖, 邱克强, 刘正坤, 洪义麟, 付绍军 2013 物理学报 **62** 234202]
- [9] Vieu C, Carcenac F, Pépin A, Chen Y, Mejias M, Lebib A, Manin-Ferlazzo L, Couraud L, Launois H 2000 *Appl. Surf. Sci.* **164** 111
- [10] Fischer P B, Chou S Y 1993 *Appl. Phys. Lett.* **62** 2989
- [11] Sun X, You S F, Xiao P, Ding Z J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 148 (in Chinese) [孙霞, 尤四方, 肖沛, 丁泽军 2006 物理学报 **55** 148]

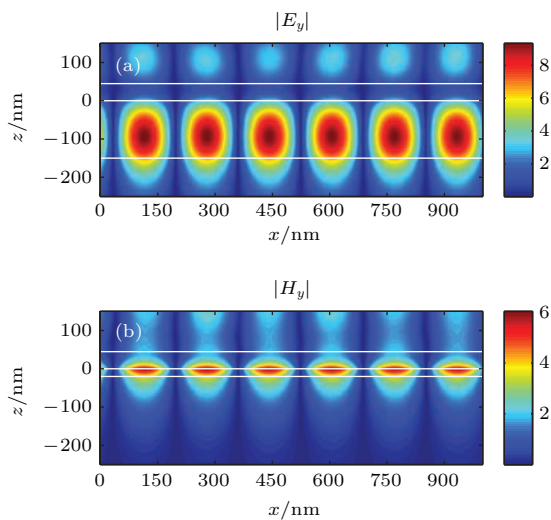


图 6 (网刊彩色) (a) 光刻胶厚 150 nm, TE₀ 导模干涉电场 $|E_y|$ 分布图; (b) 光刻胶厚 20 nm, TM₀ 导模干涉磁场 $|H_y|$ 分布图; 图中三条白线从上到下分别是玻璃基底、金属、光刻胶和空气的界面

Fig. 6. (color online) (a) Simulated electric field ($|E_y|$) of TE₀ waveguide modes interference for 150 nm thickness photoresist; (b) simulated magnetic-field ($|H_y|$) of TM₀ waveguide modes interference for 20 nm thickness photoresist. The white lines indicate the interfaces of the glass, metal, photoresist, and air from top to the bottom.

- [12] Taylor J S, Sommargren G E, Sweeney D W, Hudyma R M 1998 *Proc. SPIE.* **3331** 580
- [13] Silverman P J 2005 *J. Microlith. Microfab. Microsyst.* **4** 011006
- [14] Owa S, Nagasaka H 2004 *J. Microlith. Microfab. Microsyst.* **3** 97
- [15] Switkes M, Rothschild M 2001 *J. Vac. Sci. Technol. B* **19** 2353
- [16] Spille E, Feder R 1977 *Top. Appl. Phys.* **22** 35
- [17] Feiertag G, Ehrfeld W, Freimuth H, Kolle H, Lehr H, Schmidt M, Sigalas M M, Soukoulis C M, Kiriakidis G, Pedersen T, Kuhl J, Koenig W 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 1441
- [18] Xie Z H, Yu W X, Wang T S, Zhang H X, Fu Y Q, Liu H, Li F Y, Lu Z W, Sun Q 2011 *Plasmonics* **6** 565
- [19] Luo X, Ishihara T 2004 *Opt. Express* **12** 3055
- [20] Luo X, Ishihara T 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 4780
- [21] Li Y, Liu F, Ye Y, Meng W, Cui K, Feng X, Zhang W, Huang Y D 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 081115
- [22] Liang H M, Wang J Q, Wang X, Wang G M 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 104206
- [23] Guo K, Liu J L, Zhou K Y, Liu S T 2015 *Chin. Phys. B* **24** 047301
- [24] Sreekanth K V, Murukeshan V M 2010 *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS* **9** 023007
- [25] Prabhathan P, Murukeshan V M 2015 *Opt. Eng.* **54** 097107
- [26] Wang X X, Zhang D G, Chen Y K, Fu Q, Wang P, Ming H 2011 *CN Patent* ZL201120355625.1 (in Chinese) [王向贤, 张斗国, 陈漪恺, 傅强, 王沛, 明海 2011 *CN Patent* ZL 201120355625.1]
- [27] Wang B, Chew A B, Teng J, Si G, Danner A J 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 151106
- [28] Wang X, Zhang D, Chen Y, Zhu L, Yu W, Wang P, Yao P, Ming H, Wu W, Zhang Q 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 031103
- [29] Kusaka K, Kurosawa H, Ohno S, Sakaki Y, Nakayama K, Moritake Y, Ishihara T 2014 *Opt. Express.* **22** 18748
- [30] Wang X X 2013 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [王向贤 2013 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [31] Cao Z Q 2007 *Guided Wave Optics* (Beijing: Science Press) pp150–154 (in Chinese) [曹庄琪 2007 导波光学 (北京: 科学出版社) 第150—154页]

Theoretical investigation of adjustable period sub-wavelength grating inscribed by TE₀ waveguide modes interference lithography*

Wang Ru¹⁾ Wang Xiang-Xian^{1)†} Yang Hua¹⁾ Ye Song²⁾

1) (School of Science, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China)

2) (College of Mechanical and Electrical Engineering, Chaohu University, Hefei 238000, China)

(Received 3 December 2015; revised manuscript received 7 January 2016)

Abstract

Sub-wavelength grating is a critical element in micro and nano-photonics. So its fabrication and application have attracted a great deal of research attention. While the existing lithography technologies of sub-wavelength grating fabrication have some insufficient points, such as high cost, low output, technical complexity, or difficult to change the period of the sub-wavelength grating. In this paper, an adjustable period and large area sub-wavelength grating with low cost and maskless is proposed and theoretically realized. The sub-wavelength grating is inscribed by the interference between two TE₀ waveguide modes, where the TE₀ waveguide mode is existent in an asymmetric metal-cladding dielectric waveguide structure excited by the prism coupling method. The dispersion curve of TE₀ waveguide mode, the relationship between the period of the sub-wavelength grating and the exciting light source, the refractive index of the prism and the photoresist, especially the thickness of the photoresist are theoretically analyzed in detail. The distribution of the interference optical field of TE₀ waveguide mode in the multilayer structure including metal film, photoresist and air layer is numerically simulated using the finite element method. The shorter the exciting light wavelength with the identical photoresist condition, the smaller the period of sub-wavelength grating inscribed by TE₀ waveguide modes interference lithography is. For further studying the influences of refractive index and thickness of photoresist and the refractive index of the prism on the period of sub-wavelength grating, the exciting light with 442 nm wavelength and the Ag metal film are used. The period of sub-wavelength grating is smaller with thicker photoresist film, when the refractive indexes of photoresist and prism are the same. The larger refractive index of photoresist is beneficial to inscribing the sub-wavelength grating with smaller period when the refractive index of prism and the thickness of photoresist are identical. The prism with higher refractive index can provide wave vector-matching condition with larger propagation constant, and can inscribe sub-wavelength grating with smaller period. Compared with surface plasmons interference lithography which needs the thicker photoresist film due to the finite penetration depth of SPs, TE₀ waveguide modes interference can realize adjustable period sub-wavelength grating writing for thicker photoresist condition by changing exciting light source, the refractive index of prism, the refractive index of photoresist and especially the thickness of photoresist. The realization of adjustable period sub-wavelength grating inscribed by TE₀ waveguide modes interference lithography will provide important theoretical support for reducing the fabrication cost of sub-wavelength gratings and broadening the application scope of sub-wavelength grating.

Keywords: sub-wavelength grating, waveguide mode, dispersion curve, the finite element method

PACS: 42.79.Dj, 42.79.Gn, 42.50.St

DOI: 10.7498/aps.65.094206

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CBA01703), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61505074), the HongLiu Young Teachers Training Program Funded Projects of Lanzhou University of Technology, China (Grant No. Q201509) and the Natural Science Foundation of Chaohu University, China (Grant No. XLZ201201)

† Corresponding author. E-mail: wangxx869@126.com