

光学学报

“水窗”波段等直径单模小孔波导光子筛的聚焦分析

朱吉瑞, 曹清*, 程长杰, 李潮越, 陈文轩, 毛亚星

上海大学理学院, 上海 200444

摘要 随着加工技术的成熟和对空间分辨率要求的不断提高,光子筛小孔越来越小。对于光子筛上不同大小的圆孔,均匀平面波入射时会激发一个或多个波导模,进而导致模间色散和相位差的出现。即使小孔中只有单模传输,基模的有效折射率也与小孔的大小有关,从而会导致不同直径的小孔在出射端面处具有不同的相位。为了消除这些相位差,提出等直径小孔单模光子筛。研究了“水窗”波段中等直径小孔单模光子筛的聚焦效应,并建立了相应的高斯远场衍射模型。基于有限元软件的数值模拟确认了高斯模场的分布,并基于菲涅耳衍射积分的计算进一步确认了远场解析模型的有效性。

关键词 衍射; 光子筛; 波导; “水窗”波段

中图分类号 O436 文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2005001

Focusing Analysis of Single-Mode Photon Sieve with Equal-Diameter Pinholes Working in "Water Window" Band

Zhu Jirui, Cao Qing*, Cheng Changjie, Li Chaoyue, Chen Wenxuan, Mao Yaxing

College of sciences, Shanghai University, Shanghai 200444, China

Abstract As processing technologies become mature, and the requirement for spatial resolution increases, pinholes on the photon sieve get smaller and smaller. For pinholes with different sizes on the photon sieve, the incident uniform plane wave can excite one or more waveguide modes, which results in the inter-modal dispersion and phase difference. Even if there is only single-mode transmission in the pinholes, the effective refractive index of the fundamental mode is related to the size of the pinhole, which leads to different phases of pinholes with different diameters at the exit. To eliminate these phase differences, the single-mode photon sieve with equal-diameter pinholes is proposed. The focusing effect of the photon sieve in the "water window" band is studied, and the corresponding Gaussian far-field diffraction model is established. In addition, the distribution of the Gaussian mode field is confirmed based on the numerical simulation through the finite element software, and the effectiveness of the far-field model is verified by calculating the Fresnel diffraction integral.

Key words diffraction; photon sieve; waveguides; "water window" band

1 引言

在光刻^[1-2]与显微成像^[3-5]等领域中,聚焦元件具有重要作用。对于极紫外、软X射线波段,由于材料的强吸收,故传统折射透镜无法工作,而作为衍射聚焦元件的菲涅耳波带片^[6-7]则在此波段中工作得较好。Kipp等^[8]在菲涅耳波带片的基础上,用小孔代替波带片的透明环带设计出了光子筛。与波带片相比,光子筛能够产生比最小孔的直径更小的焦斑,且能够抑制焦平

面的旁瓣。紧接着,Cao和Jahns^[9-10]建立了低数值孔径光子筛的傍轴远场模型和较大数值孔径光子筛的非傍轴远场模型。随后,Andersen和Tullson^[11-12]将光子筛用于望远镜中,Zhang等^[13]建立了方形孔径光子筛的远场模型,Wang等^[14-15]设计了宽光谱光子筛,Xie等^[16]研究了硬X射线光子筛的波导效应。类似于Arbabi等^[17-22]将超表面分区用于聚焦多个波长的情况,Chung等^[23]通过将光子筛分区设计了双波长光子筛,可用于蓝色光和红色光的聚焦。Zhou等^[24]也用分

收稿日期: 2022-02-23; 修回日期: 2022-04-20; 录用日期: 2022-04-27

通信作者: *qcao@shu.edu.cn

区的思想,设计了多波长光子筛,可用于红绿蓝三色的聚焦。国内外学者对光子筛进行深入研究,并取得了一系列成果^[25-29]。光子筛被应用于光刻^[30]、光通信^[31]、光束整形^[32]、空间望远镜^[33]、光谱学^[34]和生物光学^[35]等领域中。

近年来,纳米制造技术的不断发展,提升了光子筛、纳米波导^[36-37]和超表面^[38-39]等微纳光学结构的加工工艺水平,进而制造得到的光子筛的小孔的直径越来越小。对于光子筛最外层上的小孔,孔径很小,此时就不得不考虑光在孔内的波导效应。另外,光子筛的分辨率和最外层小孔的直径有关,故研究光子筛小孔内的波导效应具有重要意义。对于光子筛上不同大小的圆孔,当均匀平面波入射时,会激发一个或多个波导模。由于不同波导模的传播常数不同,故会导致模间色散。同时,由于小孔中波导的有效折射率和小孔尺寸有关,故若小孔尺寸相差很大,则会导致有效折射率和厚度的乘积相差很大,这样就会导致光场从不同大小的小孔入射端面到达小孔出射端面时的相位不同。此时,各小孔的衍射光场到达焦点处的相位差不再是 2π 的整数倍,这是不符合光子筛的制造原理的。

本文建议让光子筛的全部小孔直径相等,并且让这些孔仅能容纳一个本征模。当均匀平面波垂直照射光子筛端面时,对于所有小孔来说,入射的光场相位是相同的。由于消除了不同小孔之间的色散,故出射的光场相位也是相同的。此时,各小孔的衍射光场到达焦点处的相位差为 2π 的整数倍,所有单个小孔的光振幅相互加强,进行聚焦。利用等直径单模小孔光子筛替代以前的具有不同直径小孔的光子筛,消除了模间色散和相位差,在光刻、高分辨率显微成像和 X 射线聚焦等领域中具有广阔的应用场景。

研究“水窗”波段(2.34~4.40 nm)^[40-41]中光子筛小孔内的波导效应。建立考虑波导效应时的光子筛单

个小孔的远场模型,给出单个单模小孔的远场解析表达式。将所提公式与菲涅耳衍射积分进行比较,以验证所提公式的准确性,并给出所提公式的适用范围。

2 光子筛波导效应研究和单个小孔远场模型的建立

波带片的设计原理是经波带片各环带的光场到达焦点时,各光场的相位差为 2π 的整数倍,使光振幅相互加强,进行聚焦。如图 1(a)所示,普通光子筛的设计原理和波带片一样,将波带片的圆环用小孔来替代,各小孔的衍射光场的相位差为 2π 的整数倍,光程差为波长的整数倍,当各小孔的光场到达焦点时,产生建设性干涉。对于普通光子筛上的小孔,其大小满足 $d/w = 1.5, 3.5, 5.5, \dots$ 时的聚焦效果较好,其中 d 为小孔的直径, w 为波带片的环带宽度^[9]。小孔离光子筛中心越远,小孔半径越小,随着对分辨率要求的提高,光子筛的最外层小孔尺寸越来越小,此时就需要考虑光在光子筛小孔内的波导效应的影响。当均匀平面波入射小孔时,会激发一个或多个波导模。若用 x - y 平面表示光子筛光场的出射平面, l 表示光子筛厚度,小孔出射光场 $U_{\text{out}}(x, y, l)$ 可由波导模 $U_m(x, y)$ 的叠加得到,即

$$U_{\text{out}}(x, y, l) = \sum_{m=0}^{M-1} c_m U_m(x, y) \exp(-j\beta_m l), \quad (1)$$

$$\beta_m = kn_{\text{eff},m} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff},m}, \quad (2)$$

式中: M 为模式场数目; β_m 为第 m 个模的传播常数; $n_{\text{eff},m}$ 为第 m 个模的有效折射率; $k = 2\pi/\lambda$ 为波数,其中 λ 为入射波波长;系数 c_m 由相应的波导模和入射光场 $U_{\text{in}}(x, y)$ 的重叠积分给出,即

$$c_m = \iint_{-\infty}^{\infty} U_{\text{in}}(x, y) U_m(x, y) dx dy. \quad (3)$$

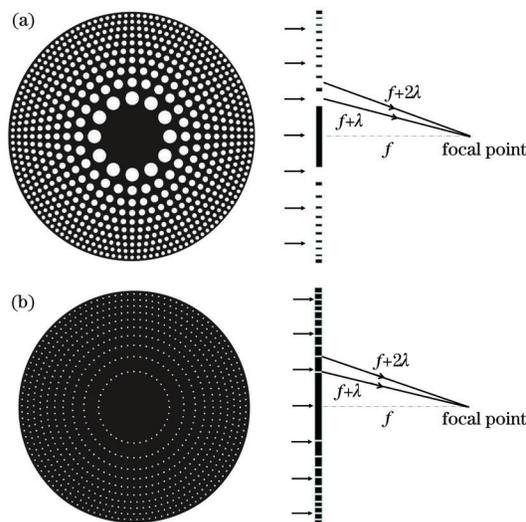


图 1 不同光子筛示意图。(a)普通光子筛;(b)等直径小孔光子筛

Fig. 1 Schematic diagram of different photon sieves. (a) Ordinary photon sieve; (b) equal-diameter-pinhole photon sieve

随着小孔直径的增加,小孔内能容纳的波导模数量也在增加,但是不同波导模的传播常数不同,进而会产生模间色散,这会影响光子筛的成像质量。控制光子筛的小孔直径使其仅能容纳一个本征模,即可消除模间色散。在小孔直径仅能容纳一个本征模的情况下,若小孔大小不同,则单模波导传播常数也会不同,从而引起不同小孔出射场的相位差异。当各小孔的衍射光场到达焦点时,相位差不再是 2π 的整数倍,这不利于光子筛的聚焦成像。将光子筛上的所有小孔都设置成一样大,且只能允许单模传输,如图 1(b) 所示。当均匀平面波垂直照射光子筛端面时,入射的光场相位是一样的,出射的光场相位也是一样的,当各环带的光到达焦点时,各光场的相位差为 2π 的整数倍,光程差为波长的整数倍,这样可以提升光子筛的聚焦效果。

当光子筛小孔孔径满足单模传输条件时,从小孔出射的光场只有基模。对于基模,其电场分布形状近似于高斯函数^[42],即

$$E(r) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{W^2}\right), \quad (4)$$

式中: r 为光子筛上任意一点与小孔中心间的距离; E_0 为小孔中心 ($r=0$) 处的电场; W 为模场半径(在光子筛领域的论文中,常用 w 来表示波带片环带宽度,在这里高斯光束的光束半径用 W 来表示)。模场半径的近似公式^[42]为

$$\frac{W}{a} \approx 0.65 + \frac{1.619}{V^{\frac{3}{2}}} + \frac{2.879}{V^6}, \quad (5)$$

式中: V 为波导参数,可以用导芯折射率 n_1 、包层折射率 n_2 ($n_1 > n_2$) 和小孔半径 a 来描述^[43],其表达式为

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (6)$$

图 2 为由大量等直径小孔组成的厚度为 l , 小孔半径为 a 的光子筛。光子筛光场出射面位于 x - y 平面,焦平面位于 X - Y 平面,两平面间距为 q , 光子筛焦点位于 $X=0, Y=0$ 处。根据线性叠加原理,焦平面上的总衍射场 $U(X, Y)$ 是来自不同小孔的单个衍射场的总和。利用菲涅耳衍射积分公式,第 n 个小孔的衍射场 $U_n(X, Y)$ 可表示为

$$U_n(X, Y) = \frac{1}{\lambda q} \iint_{-\infty}^{\infty} V_n(x, y) \times \exp\left[jk \frac{(X-x)^2 + (Y-y)^2}{2q}\right] dx dy, \quad (7)$$

式中: $V_n(x, y)$ 表示从光子筛第 n 个小孔右端面出射的电场复振幅分布。忽略式(7)中共同因子 $-j \exp(jkq)$ 。因为从小孔右端面出射的电场是基模,所以 $V_n(x, y) = E(r) = E_0 \exp(-r^2/W^2)$, 将其代入式(7)中,并将 $r^2 = (x-x_n)^2 + (y-y_n)^2$ 代入式(7)中,此时可得到

$$U_n(X, Y) = \frac{1}{\lambda q} \iint_{-\infty}^{\infty} E_0 \exp\left[-\frac{(x-x_n)^2 + (y-y_n)^2}{W^2}\right] \times \exp\left[jk \frac{(X-x)^2 + (Y-y)^2}{2q}\right] dx dy, \quad (8)$$

式中: (x_n, y_n) 表示第 n 个小孔的中心位置。经坐标变换 $X' = X - x_n, Y' = Y - y_n, x' = x - x_n, y' = y - y_n, R' = \sqrt{(X')^2 + (Y')^2}, r' = \sqrt{(x')^2 + (y')^2}$, 可以得到

$$U_n(X, Y) = \frac{E_0}{\lambda q} \exp\left[jk \frac{(R')^2}{2q}\right] \times \iint_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(r')^2}{W^2}\right] \times \exp\left[jk \frac{(r')^2 - 2X'x' - 2Y'y'}{2q}\right] dx' dy'. \quad (9)$$

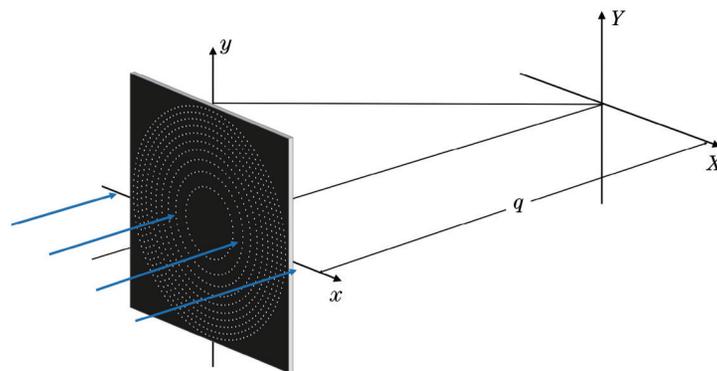


图 2 等直径小孔光子筛示意图

Fig. 2 Schematic diagram of equal-diameter-pinhole photon sieve

对于基模来说,电场不仅仅存在于小孔内,故需要对全空间进行积分。将积分内的坐标用极坐标来表示,进一步可得到

$$U_n(X, Y) = \frac{E_0}{\lambda q} \exp\left[jk \frac{(R')^2}{2q}\right] 2\pi \int_0^\infty \exp\left[-\frac{(r')^2}{W^2}\right] \times \exp\left[jk \frac{(r')^2}{2q}\right] J_0\left(\frac{2\pi R'}{\lambda q} r'\right) r' dr', \quad (10)$$

式中: $J_0(\cdot)$ 为第一类零阶贝塞尔函数。利用文献[9]的近似, 即 $\exp\left[jk \frac{(r')^2}{2q}\right] \approx 1 + jk \frac{(r')^2}{2q}$, 可得到

$$U_n(X, Y) = \frac{E_0}{\lambda q} \exp\left[jk \frac{(R')^2}{2q}\right] 2\pi \int_0^\infty \exp\left[-\frac{(r')^2}{W^2}\right] \left[1 + jk \frac{(r')^2}{2q}\right] J_0\left(\frac{2\pi R'}{\lambda q} r'\right) r' dr', \quad (11)$$

若小孔足够小, 根据参考文献[9], $jk \frac{(r')^2}{2q}$ 可以忽略不计, 此时式(11)可以转化为

$$U_n(X, Y) = \frac{E_0}{\lambda q} \exp\left[jk \frac{(R')^2}{2q}\right] 2\pi \int_0^\infty \exp\left[-\frac{(r')^2}{W^2}\right] J_0\left(\frac{2\pi R'}{\lambda q} r'\right) r' dr', \quad (12)$$

利用贝塞尔函数的积分特性^[44], 即 $\int_0^\infty \exp(-\rho x^2) J_0(bx) x dx = \frac{1}{2\rho} \exp[-b^2/(4\rho)]$, 可得到

$$U_n(X, Y) = \frac{1}{\lambda q} \exp\left[jk \frac{(R')^2}{2q}\right] \pi E_0 W^2 \exp\left[-\frac{\pi^2 (R')^2 W^2}{q^2 \lambda^2}\right]. \quad (13)$$

式(13)表示第 n 个小孔的衍射场, 总衍射场可以表示为

$$U(X, Y) = \sum_{n=1}^N U_n(X, Y), \quad (14)$$

式中: N 为光子筛上小孔的数目。光子筛根据波带片的聚焦原理对光进行聚焦, 来自不同小孔的衍射光场在聚焦点有相同的相位或者相位相差 2π 的整数倍。对于焦点, 其光场可以表示为

$$U_n(0, 0) = \frac{1}{\lambda q} \exp\left[jk \frac{r_n^2}{2q}\right] \pi E_0 W^2 \exp\left[-\frac{\pi^2 r_n^2 W^2}{q^2 \lambda^2}\right], \quad (15)$$

式中: $r_n^2 = x_n^2 + y_n^2$, 所有的小孔都沿着传统菲涅耳波带片的环带区域分布, 此时 r_n 的表达式^[9-10]为

$$r_n = \frac{\lambda f}{2w}, \quad (16)$$

式中: $f = q$ 为光子筛的焦距。将式(16)代入式(15)中, 可以得到单个小孔在焦点的聚焦贡献关于波带片环带宽度 w 的函数关系, 即

$$U_n(0, 0) = \frac{1}{\lambda q} \exp\left[jk \frac{r_n^2}{2q}\right] \pi E_0 W^2 \exp\left[-\frac{\pi^2 W^2}{4w^2}\right], \quad (17)$$

式(17)又可以转化为

$$U_n(0, 0) = \frac{\lambda q}{\pi r_n^2} \exp\left[jk \frac{r_n^2}{2q}\right] E_0 \left(\frac{\pi W}{2w}\right)^2 \exp\left[-\frac{\pi^2 W^2}{4w^2}\right], \quad (18)$$

通过式(18)可以得到

$$U_n(0, 0) \propto \left(\frac{W}{w}\right)^2 \exp\left[-\frac{\pi^2 W^2}{4w^2}\right]. \quad (19)$$

作为比较, 将 Cao 和 Jahns^[9-10] 给出的普通光子筛的单个小孔对焦点的聚焦贡献表达式列出, 即

$$U_n(0, 0) \propto \frac{d}{w} J_1\left(\frac{\pi d}{2w}\right), \quad (20)$$

式中: $J_1(\cdot)$ 为一阶第一类贝塞尔函数。

3 模拟分析

为了验证理论推导的可行性, 利用商业软件 COMSOL 对周期性小孔进行模拟仿真, 求解小孔内光场的本征模式, 得到各模式的场分布和有效折射率。模拟过程中使用的金属的折射率来自文献[45]。

图 3(a) 所示的等直径小孔光子筛的小孔分布可以近似成如图 3(b) 所示的周期性排列, 并且用均匀平面波垂直照射光子筛。现取如图 3(c) 所示的周期性单元进行研究, 其中 x - y 平面是光子筛光场的出射平面, 光子筛的厚度用 l 来表示, 小孔半径为 a , 方形单元边长取为 $6a$ 。小孔波导的入射端面在 $z = 0$ 处, 出射端面在 $z = l$ 处。孔内的填充物是空气, 折射率为 n_1 , 包层是金属, 折射率为 n_2 。

首先, 将式(4)的电场分布与模拟结果进行对比,

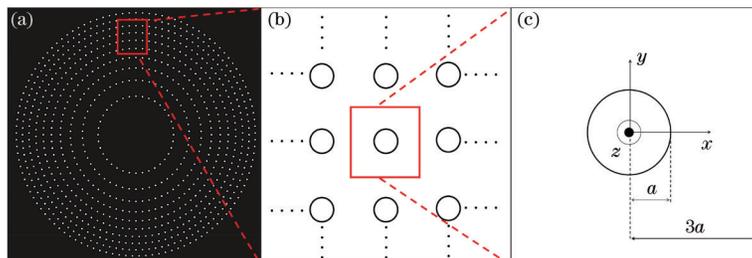


图 3 等直径小孔光子筛及其内部结构示意图。(a) 等直径小孔光子筛示意图; (b) 小孔周期性分布图; (c) 光子筛周期性单元
Fig. 3 Schematic diagram of equal-diameter-pinhole photon sieve and its internal structures. (a) Schematic diagram of equal-diameter-pinhole photon sieve; (b) periodic distribution of pinholes; (c) periodic unit of photon sieve

预设模拟参数: 波长为 $\lambda=2.4$ nm; 光速为 $c=2.99792458 \times 10^8$ m/s; 小孔里面是空气, 折射率为 1; 当包层材料是金时, 折射率为 $0.9952972-0.0044862j$, 当包层材料是银时, 折射率为 $0.9977156-0.0039295j$ 。当 $V=2.4$ 时, 计算求得金、银情况下的小孔半径分别为 8.666 nm 和 11.090 nm。对金和银分别进行模拟, 图 4(a)、(c) 中圆形实线表示空气-金属分界面。由于光子筛小孔是周期性排列的, 故

将方形计算窗口边界设置为周期性边界条件, 方形单元边长取为 $6a$ 进行模拟。选取 x 方向的电场分布进行理论值和模拟结果对比, 结果如图 4(b)、(d) 所示。理论值是由式 (4) 计算得到的, 从图 4(b)、(d) 可以看出, 理论值和模拟结果存在微小差别, 但两组结果整体相符, 说明了理论值的正确性。由于金和银的材料折射率差别不大, 且都是在单模条件下, 故模拟和计算之后发现金和银的场分布类似。

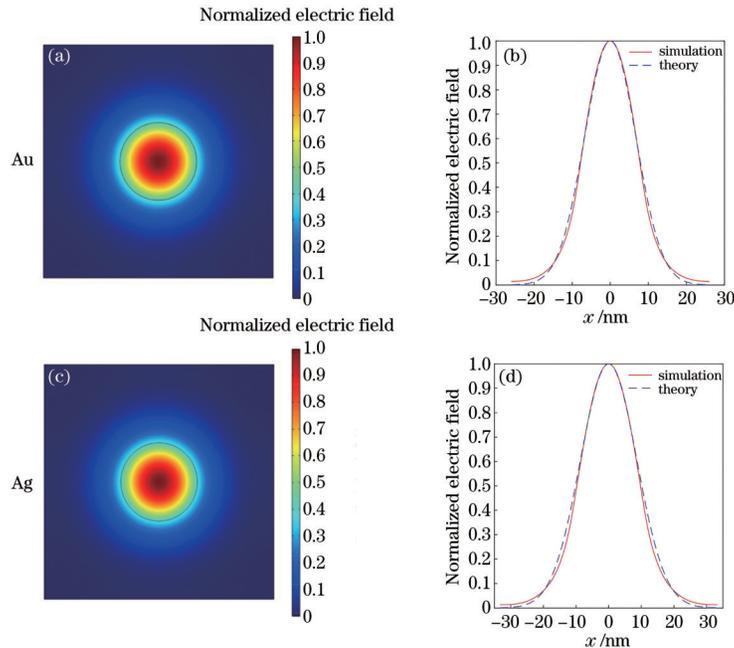


图 4 光子筛小孔中基模的归一化电场分布和 x 方向的电场分布。(a)(c) 归一化电场分布; (b)(d) x 方向的电场分布

Fig. 4 Normalized electric field distribution and electric field distribution in x direction of fundamental mode in pinhole of photon sieve.

(a) (c) Normalized electric field distribution; (b) (d) electric field distribution in x direction

接着, 在不同参数和波长条件下对式 (4) 计算得到的电场分布与模拟结果进行对比。考虑到金和银具有相似的模拟结果, 故模拟计算只选取金。在 $V=2.4$ 的情况下, 改变波长大小, 当 $\lambda=3.4$ nm, $a=10.21$ nm 时, 金的材料折射率为 $0.9938701-0.0079719j$, 当 $\lambda=4.4$ nm, $a=12.05$ nm 时, 金的材料折射率为 $0.9929679-0.010244j$ 。模拟得到的结果和计算结果如图 5(a) 和图 5(c) 所示, 此时模拟得到的波长为 3.4 nm 情况下的基模有效折射率为 $0.99578-0.0012777j$, 波长为 4.4 nm 时的基模有效折射率为 $0.99486-0.0016276j$ 。图 5(b)、(d) 所示的是基模强度随光子筛厚度的损耗和入射光强度在金属材料内部随光子筛厚度的损耗。可以看出, 随着光子筛厚度的增加, 光在金属材料内部的损耗更大, 非基模部分被吸收得更厉害, 增加光子筛厚度可以提高信噪比。在光子筛厚度为 200 nm 的情况下, 当波长为 3.4 nm 时, 基模的强度还剩 38.89%, 当波长为 4.4 nm 时, 基模的强度还剩 39.47%, 损耗小于波长为 3.4 nm 时的情况。出现该现象的原因是随着波长的增加, 当 $V=2.4$ 时, 小孔的直径也在增加, 此时基模的能量更多地集中在空气层中, 从而使损耗逐渐减小。

接下来, 增加小孔孔径, 以便对模间色散进行分析。当 $\lambda=2.4$ nm, $a=11.5$ nm 时, 模拟得到的基模有效折射率为 $0.9981-0.00037198j$, 传播常数为 $\beta_0=2.6130-0.00097384j$, 一阶模(第二损耗模)的有效折射率为 $0.9953-0.001116j$, 传播常数为 $\beta_1=2.60569-0.00292168j$ 。可知, 基模和一阶模的传播常数 β_0 和 β_1 的实部有差异, 用 $\text{Re}(\beta_0)$ 表示 β_0 的实部, $\text{Re}(\beta_1)$ 表示 β_1 的实部, 传播常数实部差为 $\Delta_R = \text{Re}(\beta_0) - \text{Re}(\beta_1)$ 。在传输 200 nm 距离之后, 基模和一阶模之间的相位差为 $\Delta_R l \approx 0.465\pi$, 此时基模与一阶模之间会形成色散。同时, 也模拟了 $\lambda=3.4$ nm、 $a=16$ nm 情况和 $\lambda=4.4$ nm、 $a=20$ nm 情况, 当传输距离为 200 nm 时, 基模和一阶模之间的相位差分别为 0.387π 和 0.333π 。同理, 第三损耗模和更高阶的模式与基模间的 Δ_R 更大, 其相位差也更大。为了提高光子筛的成像本领, 可以使光子筛的小孔直径相等, 且让这些孔仅能容纳一个本征模, 以此来消除因模间相位差导致的色散。

接着, 在“水窗”波段 (2.34~4.4 nm) 内, 每隔 1 nm 进行研究, 选取 2.4, 3.4, 4.4 nm 这三个波长, 将

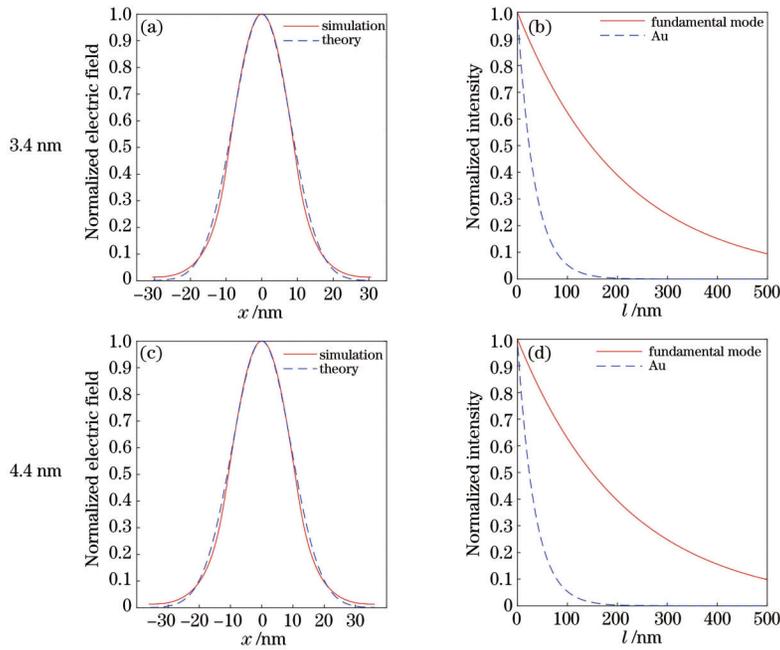


图 5 小孔中基模的电场分布和传输损耗。(a)(c)电场分布;(b)(d)传输损耗

Fig. 5 Electric field distribution and transmission loss of fundamental mode in pinhole. (a)(c) Electric field distribution; (b)(d) transmission loss

理论推导的式(13)和模拟的基模的菲涅耳衍射积分得到的结果进行对比,并讨论公式的适用范围。选取材料为金,设置的焦距为 20000 nm,研究了 $\lambda=2.4$ nm、 $a=8.666$ nm, $\lambda=3.4$ nm、 $a=10.21$ nm 和 $\lambda=4.4$ nm、 $a=12.05$ nm 这三种情况。模拟结果如图 6 所示,可以看出,理论推导的式(13)和菲涅耳衍射积分模拟的基模的远场分布在主瓣范围内具有很好的吻合性。现在设焦点到光子筛边缘的张角为 α 。在激光原理中,定义基模高斯光束的远场发散角为 $\theta=$

$0.6367\lambda/W^{[46]}$ 。当波长为 2.4 nm 时,图 6(a)的主瓣范围为 $-4210\sim 4210$ nm, $\alpha=2.63\theta$ 。当波长为 3.4 nm 时,图 6(b)的主瓣范围为 $-5120\sim 5120$ nm, $\alpha=2.66\theta$;当波长为 4.4 nm 时,图 6(c)的主瓣范围为 $-5620\sim 5620$ nm, $\alpha=2.66\theta$ 。同时,可以看出,由于理论推导的式(13)是高斯函数,故不存在旁瓣,但是模拟得到的基模的远场是有旁瓣的。因此,所提公式仅在主瓣范围内有效,即焦点到光子筛边缘的张角 α 在远场发散角的 2.6 倍范围内。

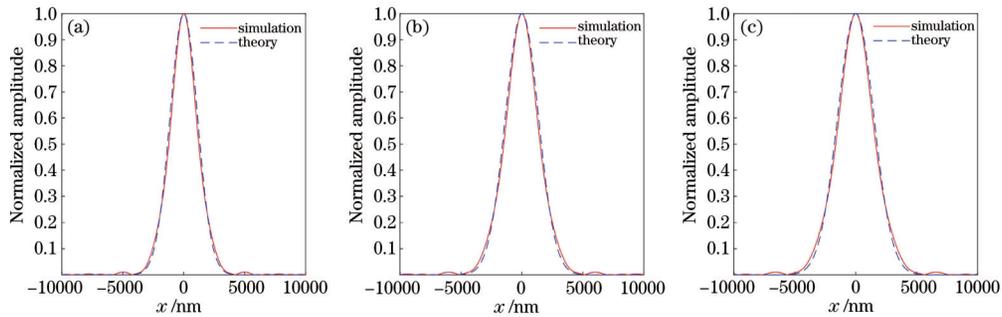


图 6 不同波长下单模小孔光子筛中单个小孔的理论及模拟的归一化远场电场分布。(a) $\lambda=2.4$ nm; (b) $\lambda=3.4$ nm; (c) $\lambda=4.4$ nm
Fig. 6 Far-field electric field distribution of single pinhole in single-mode pinhole photon sieve obtained by theory and simulation under different wavelengths. (a) $\lambda=2.4$ nm; (b) $\lambda=3.4$ nm; (c) $\lambda=4.4$ nm

最后,在 $\lambda=2.4$ nm, $a=8.666$ nm, 焦距为 20000 nm 情况下,比较普通光子筛单个小孔的远场光强分布、单模小孔光子筛中单个小孔的理论远场光强分布和单模小孔光子筛中单个小孔的模拟远场光强分布,如图 7 所示。可以看出,考虑波导效应的小孔远场比普通光子筛的小孔远场具有更小的半峰全宽,且旁瓣更小。从远场光强分布来看,考虑波导效应

的光子筛单模小孔的衍射远场光场强度和模拟的衍射远场光场强度也更加符合。

4 讨 论

当均匀平面波垂直照射光子筛端面时,等直径小孔光子筛如图 2(b)所示,光子筛上所有小孔的中心都落在圆形的环上。对于已经设计好的光子筛来说,它

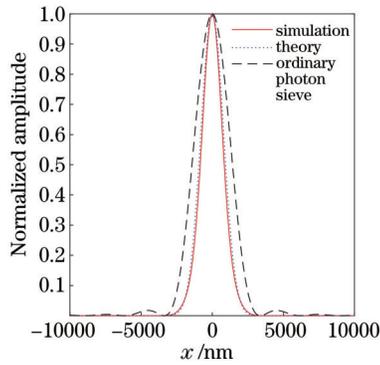


图 7 当 $\lambda=2.4 \text{ nm}$ 时,单模小孔光子筛单个小孔理论的归一化远场光强分布、单模小孔光子筛单个小孔模拟的归一化远场光强分布和普通光子筛单个小孔的归一化远场强度分布

Fig. 7 Normalized far-field intensity distribution of single pinhole in single-mode pinhole photon sieve obtained by theory, normalized far-field intensity distribution of single pinhole in single-mode pinhole photon sieve obtained by simulation and normalized far-field intensity distribution of single pinhole in ordinary photon sieve at $\lambda=2.4 \text{ nm}$

对入射光倾斜角的容忍度很低,满足 $y \sin \varphi < 10^{-4} \lambda$, 其中 φ 为入射光与光轴的夹角^[47]。若均匀平面波倾斜照射到光子筛端面上时,则需要对光子筛进行专门的设计。

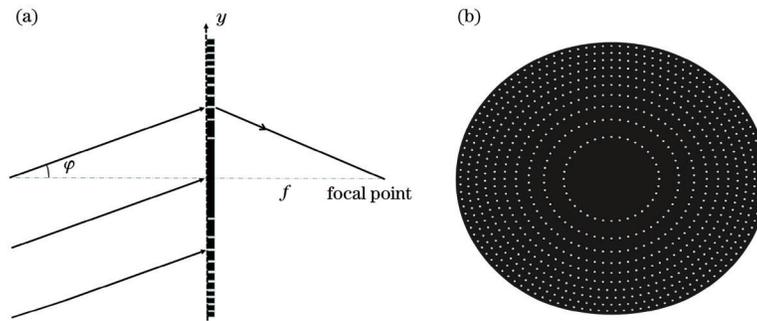


图 8 均匀平面波倾斜照射时的等直径小孔光子筛示意图。(a)聚焦示意图;(b)结构示意图

Fig. 8 Schematic diagram of equal-diameter-pinhole photon sieve under oblique plane wave irradiation. (a) Schematic diagram of focusing; (b) structural diagram

参 考 文 献

[1] 曾宗顺, 张方, 牛志元, 等. 基于遗传算法的微反射镜阵列角位置分布算法[J]. 中国激光, 2020, 47(8): 0805003.
Zeng Z S, Zhang F, Niu Z Y, et al. Angular position distribution algorithm of micro mirror array based on genetic algorithm[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(8): 0805003.

[2] 马晓喆, 张方, 黄惠杰. 光刻机照明光场强度分布校正技术研究[J]. 中国激光, 2021, 48(20): 2005001.
Ma X Z, Zhang F, Huang H J. Correction technology for

图 8(a)所示的是均匀平面波倾斜照射光子筛的聚焦示意图。对于光子筛上的小孔,需要满足各小孔的衍射光场到达焦点时,相位差为 2π 的整数倍,光程差为波长的整数倍,可以得到 $y \sin \varphi + \sqrt{x^2 + y^2 + f^2} = f + o\lambda$, 其中 o 表示环数,对应的椭圆方程是 $x^2 + y^2 \cos^2 \varphi + 2(f + o\lambda)y \sin \varphi - 2o\lambda f - o^2 \lambda^2 = 0$ 。此时,光子筛上的小孔中心不再落在圆形的环上,而是落在椭圆的环上。当均匀平面波倾斜照射光子筛端面时,光子筛结构如图 8(b)所示。当均匀平面波倾斜照射光子筛时,光波从光子筛另一侧出射,光场分布仍然是基模,近似于高斯函数。

5 结 论

随着加工技术的成熟和对分辨率要求的提高,光子筛边缘小孔很小,此时基于常规的基尔霍夫边界条件下的小孔光子筛聚焦的解析模型不再适用。用所提的等直径小孔单模光子筛替代以前的具有不同直径小孔的光子筛,虽然降低了部分光通量,但是可以消除因普通光子筛上小孔大小不同而导致的模间色散和相位差。同时,建立了考虑波导效应时的单个单模小孔的远场模型。通过将理论推导得到的结果与基于菲涅耳衍射积分得到的计算结果进行比较,证明了所提远场模型的准确性,并讨论了公式的适用范围。模拟结果表明,考虑波导效应的光子筛的单个小孔的远场具有更低的旁瓣。此外,所推导的公式还包括单个小孔在焦点的聚焦贡献。

illumination field intensity profile in photolithography machine[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(20): 2005001.

[3] 梁瑜, 徐媛媛, 邹阳, 等. 免偏振敏感消色差超构镜设计研究[J]. 中国激光, 2021, 48(3): 0303001.
Liang Y, Xu Y Y, Zou Y, et al. Design of achromatic polarization-insensitive metalens[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(3): 0303001.

[4] 莫之畅, 魏劲松, 曹清. 多层微图案成像特性的研究[J]. 光学学报, 2021, 41(20): 2011001.
Mo Z C, Wei J S, Cao Q. Study on imaging characteristics of multilayer micropatterns[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(20): 2011001.

- [5] 李建军, 褚春艳, 卢玮彤, 等. 微透镜阵列的制备与应用研究进展[J]. 光学学报, 2021, 41(21): 2100001.
Li J J, Chu C Y, Lu W T, et al. Development of microlens arrays: from fabrication to photonic applications [J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(21): 2100001.
- [6] Chao W L, Harteneck B D, Liddle J A, et al. Soft X-ray microscopy at a spatial resolution better than 15 nm[J]. Nature, 2005, 435(7046): 1210-1213.
- [7] 高雅增, 吴鹿杰, 卢维尔, 等. 基于严格耦合波理论的硬 X 射线菲涅耳波带片设计[J]. 光学学报, 2021, 41(11): 1111002.
Gao Y Z, Wu L J, Lu W E, et al. Design of hard X-ray Fresnel zone plates based on rigorous coupled wave theory[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(11): 1111002.
- [8] Kipp L, Skibowski M, Johnson R L, et al. Sharper images by focusing soft X-rays with photon sieves[J]. Nature, 2001, 414(6860): 184-188.
- [9] Cao Q, Jahns J. Focusing analysis of the pinhole photon sieve: individual far-field model[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2002, 19(12): 2387-2393.
- [10] Cao Q, Jahns J. Nonparaxial model for the focusing of high-numerical-aperture photon sieves[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2003, 20(6): 1005-1012.
- [11] Andersen G, Tullson D. Broadband antihole photon sieve telescope[J]. Applied Optics, 2007, 46(18): 3706-3708.
- [12] Andersen G. Membrane photon sieve telescopes[J]. Applied Optics, 2010, 49(33): 6391-6394.
- [13] Zhang J Y, Cao Q, Lu X Q, et al. Individual far-field model for photon sieves composed of square pinholes[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2010, 27(6): 1342-1346.
- [14] Wang C, Sun T, Pu D L, et al. Full-visible achromatic imaging with a single dual-pinhole-coded diffractive photon sieve[J]. Optics Express, 2021, 29(18): 28549-28561.
- [15] Li Y X, Wang C X, Zhao X N, et al. Multispectral and large bandwidth achromatic imaging with a single diffractive photon sieve[J]. Optics Express, 2018, 26(16): 21141-21152.
- [16] Xie C Q, Zhu X L, Jia J. Focusing properties of hard X-ray photon sieves: three-parameter apodization window and waveguide effect[J]. Optics Letters, 2009, 34(19): 3038-3040.
- [17] Arbabi E, Arbabi A, Kamali S M, et al. Multiwavelength metasurfaces through spatial multiplexing[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 32803.
- [18] Chen Q, Nan X H, Chen M J, et al. Nanophotonic color routing[J]. Advanced Materials, 2021, 33(49): 2103815.
- [19] Lin D M, Holsteen A L, Maguid E, et al. Photonic multitasking interleaved Si nanoantenna phased array[J]. Nano Letters, 2016, 16(12): 7671-7676.
- [20] 陈沁, 文龙, 杨先光, 等. 面向高像素密度图像传感器的结构色技术[J]. 光学学报, 2021, 41(8): 0823010.
Chen Q, Wen L, Yang X G, et al. Structural color technology for high pixel density image sensors[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(8): 0823010.
- [21] Sell D, Yang J J, Doshay S, et al. Periodic dielectric metasurfaces with high-efficiency, multiwavelength functionalities[J]. Advanced Optical Materials, 2017, 5(23): 1700645.
- [22] Chen M J, Wen L, Pan D H, et al. Full-color nanorouter for high-resolution imaging[J]. Nanoscale, 2021, 13(30): 13024-13029.
- [23] Chung H H, Bradman N, Davidson M R, et al. Dual wavelength photon sieves[J]. Optical Engineering, 2008, 47(11): 118001.
- [24] Zhou C X, Dong X C, Shi L F, et al. Experimental study of a multiwavelength photon sieve designed by random-area-divided approach[J]. Applied Optics, 2009, 48(8): 1619-1623.
- [25] Giménez F, Monsoriu J A, Furlan W D, et al. Fractal photon sieve[J]. Optics Express, 2006, 14(25): 11958-11963.
- [26] 李优, 张军勇, 张艳丽, 等. 基于多焦点光子筛阵列的同轴相移全息技术[J]. 中国激光, 2019, 46(3): 0309003.
Li Y, Zhang J Y, Zhang Y L, et al. In-line phase-shifting holography technology based on multi-focal photon-sieve array[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(3): 0309003.
- [27] Gao Y T, Huang W L, Tao S H. The phase-only Tribonacci photon sieve[J]. Optics Communications, 2020, 474: 126090.
- [28] 周润, 张新, 王仁浩. 大口径光子筛的小孔环带衍射模型设计[J]. 光学学报, 2019, 39(10): 1005003.
Zhou R, Zhang X, Wang R H. Design of large-aperture photon sieve using pinhole ring diffraction model[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(10): 1005003.
- [29] Xia T, Cheng S B, Tao S H. An optimized fractional fractal photon sieve with two optimum ratios and optimized apodization window values[J]. Results in Physics, 2020, 16: 102997.
- [30] Menon R, Gil D, Barbastathis G, et al. Photon-sieve lithography[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2005, 22(2): 342-345.
- [31] Jia J, Jiang J, Xie C Q, et al. Photon sieve for reduction of the far-field diffraction spot size in the laser free-space communication system[J]. Optics Communications, 2008, 281(17): 4536-4539.
- [32] Cheng Y G, Tong J M, Zhu J P, et al. Clad photon sieve for generating localized hollow beams[J]. Optics and Lasers in Engineering, 2016, 77: 18-25.
- [33] Li Y C, Liu H Y, Xie J, et al. Radial-shearing interferometric imaging with Theon-Kepler bifocal telescope[J]. Applied Optics, 2020, 59(17): 5265-5268.
- [34] Huang K, Liu H, Garcia-Vidal F J, et al. Ultrahigh-capacity non-periodic photon sieves operating in visible light[J]. Nature Communications, 2015, 6: 7059.
- [35] Furlan W D, Garcia-Delpech S, Udaondo P, et al. Diffractive corneal inlay for presbyopia[J]. Journal of Biophotonics, 2017, 10(9): 1110-1114.
- [36] 王智, 张丽梅, 陈颖川, 等. 硅基纳米波导的双模干涉[J]. 中国激光, 2012, 39(7): 0705003.
Wang Z, Zhang L M, Chen Y C, et al. Two mode

- interference for nano SOI waveguides[J]. Chinese Journal of Lasers, 2012, 39(7): 0705003.
- [37] Singh M R, Brasseur G, Yastrebov S. Optical quantum yield in plasmonic nanowaveguide[J]. Nanotechnology, 2021, 32(13): 135207.
- [38] Bao Y J, Yan J H, Yang X G, et al. Point-source geometric metasurface holography[J]. Nano Letters, 2021, 21(5): 2332-2338.
- [39] Fan Z B, Shao Z K, Xie M Y, et al. Silicon nitride metalenses for close-to-one numerical aperture and wide-angle visible imaging[J]. Physical Review Applied, 2018, 10(1): 014005.
- [40] 涂凌君, 冯超, 王晓凡, 等. 产生超快水窗波段 X 射线的 ESASE 方案模拟[J]. 强激光与粒子束, 2022, 34(3): 031019.
Tu L J, Feng C, Wang X F, et al. Simulation of generating attosecond water window band pulses by enhanced self-amplified spontaneous emission method[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2022, 34(3): 031019.
- [41] Teichmann S M, Silva F, Cousin S L, et al. 0.5-keV soft X-ray attosecond continua[J]. Nature Communications, 2016, 7: 11493.
- [42] Marcuse D. Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fibers[J]. Journal of the Optical Society of America, 1978, 68(1): 103-109.
- [43] Gloge D. Weakly guiding fibers[J]. Applied Optics, 1971, 10(10): 2252-2258.
- [44] 王竹溪, 郭敦仁. 特殊函数概论[M]. 北京: 北京大学出版社, 2000.
Wang Z X, Guo D R. Introduction to special function [M]. Beijing: Peking University Press, 2000.
- [45] Henke B L, Gullikson E M, Davis J C. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E=50-30,000$ eV, $Z=1-92$ [J]. Atomic Data & Nuclear Data Tables, 1993, 54(2): 181-342.
- [46] 周炳琨, 高以智, 陈侗嵘, 等. 激光原理[M]. 5 版. 北京: 国防工业出版社, 2004.
Zhou B K, Gao Y Z, Chen T R. The principle of laser [M]. 5th ed. Beijing: National Defense Industry Press, 2004.
- [47] 何渝. 光子筛光学特性研究[D]. 成都: 中国科学院光电技术研究所, 2015: 19-23.
He Y. Research of optical characters of a photon sieve [D]. Chengdu: Institute of Optics and Electronics, Chinese Academy of Sciences, 2015: 19-23.