

## 金属膜圆孔阵列异常透射特性的波导机制

薛润玉, 王正宇, 王正岭\*

江苏大学物理与电子工程学院, 江苏 镇江 212013

**摘要** 对线偏振平面波垂直入射到亚微米金属膜圆孔阵列的透射谱进行了研究, 优化结构参数后得到的最大透射率可达 0.896, 远大于圆孔阵列的孔填充比, 突破了传统理论的预期。对金属膜圆孔阵列的电场分布、波导模式、相位特征及色散关系等进行了分析, 研究了基于金属膜圆孔波导的异常透射机制。研究发现, 表面 Bloch 波的存在使得金属膜圆孔阵列的上方形形成了一套二维周期性的光晶格, 并且光晶格的电场分布中心正好在金属膜圆孔部分的上方。当光晶格的电场模式与圆孔中的横向本征电场模式匹配时, 将导致较大的耦合效率。如果电场模式沿着圆孔传播时满足相位匹配条件, 就能保证圆孔中的光能从圆孔中有效地耦合出来, 进而形成较大的透射率。该机制不但可以解释较厚的二维金属膜圆孔阵列的光频段异常透射现象, 而且适用于太赫兹波段。如果在圆孔中填充大折射率介质, 还可以实现波长远大于孔半径情况下的较大透射率。

**关键词** 薄膜; 圆孔阵列; 透射机制; 模式特性; 圆孔波导

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0431001

## Waveguide Mechanism of Extraordinary Transmission Characteristics of Circular Hole Array on Metal Film

Xue Runyu, Wang Zhengyu, Wang Zhengling\*

*School of Physics and Electronic Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China*

**Abstract** The transmission spectrum regarding the vertical incidence of a linearly polarized plane wave on the circular hole array on a submicron metal film is investigated. The maximum transmittance after the optimization of structural parameters is up to 0.896, which is much higher than the hole-filling ratio of the circular hole array, breaking through the expectation of traditional theories. After the analysis of the electric field distribution, waveguide mode, phase characteristics and dispersion relationship of the circular hole array on the metal film, the extraordinary transmission mechanism based on the circular hole waveguide on the metal film is investigated. A two-dimensional (2D) periodic optical lattice is formed above the circular hole array on the metal film due to the surface Bloch wave, and the electric field distribution center of the optical lattice is just above the circular hole part of the metal film. When the electric field mode of the optical lattice matches the transverse intrinsic electric field mode in the circular hole, the coupling efficiency will be large. If the phase matching condition is satisfied when the electric field mode propagates along the circular hole, the light in the circular hole can be effectively coupled from the circular hole, which thus generates a large transmittance. This mechanism can not only explain the extraordinary transmission phenomenon of a thick 2D circular hole array on a metal film but also be applicable to terahertz bands. If the circular holes are filled with a medium having a large refractive index, a large transmittance can be achieved when the wavelength is much larger than the hole radius.

**Key words** thin films; circular hole array; transmission mechanism; mode characteristics; circular hole waveguide

收稿日期: 2021-07-07; 修回日期: 2021-08-10; 录用日期: 2021-08-27

基金项目: 江苏省自然科学基金(BK20161342)、江苏省“六大人才高峰”高层次人才项目(GDZB-018)、江苏省高校自然科学研究重大基金(15KJA140001)

通信作者: \*zlwang@ujs.edu.cn

## 1 引言

Bethe<sup>[1]</sup>在研究小孔衍射理论时发现,当光通过无限薄理想金属板上的单一亚波长小孔时,小孔的透射率随着入射光波长变大而指数性减少,且当波长大于某一个临界入射光波长时,光不能穿过小孔。Ebbesen 等<sup>[2]</sup>观察到了与 Bethe 理论预言结果不同的高透射峰,最终结果比经典的小孔透射理论预言的数值高若干个数量级,这种现象被称为光学异常透射(EOT)。随后,EOT 的应用得到了快速的发展,关于其形成机制也引起了广泛讨论。Ebbesen 等<sup>[2-3]</sup>认为入射光与金属表面的电子发生耦合产生的表面等离子极化激元(SPP)导致了异常透射的产生。同时,金属孔径边缘处的局域表面等离子激元(LSP)也会引起异常透射现象<sup>[4-5]</sup>。Lezec 等<sup>[6-7]</sup>提出了一种复合衍射倏逝波(CDEW)模型,他们认为 CDEW 表面波导致了 EOT 的产生。Liu 等<sup>[8-10]</sup>进一步提出了 SPP 和准柱面波(QCW)的复合波(HW)模式。

由于在太赫兹和微波波段周期性结构的金属表面没有 SPP,但也可以观察到 EOT 现象,故 Lalanne 等<sup>[11-14]</sup>提出了宏观 Bloch 模式,这是一种束缚在金属表面的电磁波波导模式<sup>[15-16]</sup>。虽然基于波导模式的异常透射理论已经被提出,但是异常透射过程中光场的耦合与传输过程尚未解释清楚。为了得到异常透射的物理图像,本文采用有限元方法研究了线偏振平面波垂直入射到二维金膜圆孔阵列的异常透射现象,分析了金属膜圆孔阵列中的电场模式,发现了一种基于圆孔波导模式的异常透射机制,并从相位特征与色散关系的角度进行了验证。

## 2 金膜圆孔阵列的透射谱及电场分布特性

选择二维亚微米金膜圆孔阵列来研究异常透射情况下的光强透射机制及电场模式,为了便于对透射机制及电场模式进行分析,此处忽略基底的影响。图 1 为金膜圆孔阵列的结构示意图。设金膜圆孔阵列的周期为  $a_0$ ,圆孔半径为  $R$ ,厚度为  $h$ 。取竖直向上方向为  $z$  轴,坐标原点选在中间圆孔的中心,水平面为  $x-y$  平面。选择商用 COMSOL Multiphysics 软件中的射频(RF)模块对周期性边界条件的  $3 \times 3$  金膜圆孔阵列进行有限元(FEM)研究。入射光为线偏振平面波,沿  $-z$  方向入射。对于金属材料,一般都使用忽略电子振荡的自由电子

气模型,即 Drude 模型<sup>[17]</sup>,介电常数的表达式为  $\epsilon_r = 1 - \omega_p^2 / [\omega(\omega + i\omega_c)]$ ,其中  $\omega$  为入射光角频率,  $\omega_c$  为阻尼系数,  $\omega_p$  为等离子体角频率。对金<sup>[18-19]</sup>而言,其  $\omega_c = 4.084 \times 10^{13}$  rad/s,  $\omega_p = 1.3673 \times 10^{16}$  rad/s。

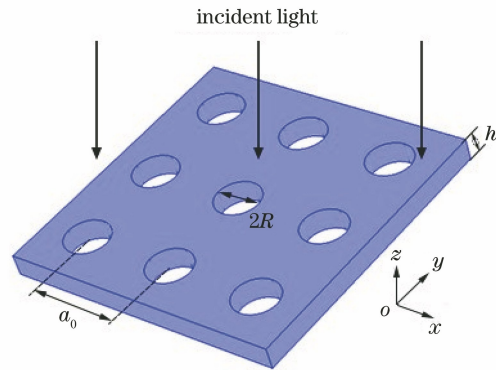


图 1 金膜圆孔阵列的结构示意图

Fig. 1 Structural diagram of gold film circular hole array

对于二维金膜圆孔阵列,取周期  $a_0$  为  $1000 \text{ nm}$ <sup>[2]</sup>,优化结构参数  $R$  与  $h$ ,以取得最大的透射率。当  $h$  为  $238.0 \text{ nm}$ 、 $R$  为  $234.0 \text{ nm}$  时,反射率  $S_{11}$ 、透射率  $S_{21}$  与吸收率  $(1 - S_{11} - S_{21})$  随波长  $\lambda$  的分布如图 2 所示。从图 2(a) 中可以看出,在  $300 \sim 700 \text{ nm}$  波长范围内的透射谱上出现了若干个异常透射谱,其中最大透射率出现在波长为  $367.5 \text{ nm}$  处。在波长  $367.5 \text{ nm}$  附近的反射率  $S_{11}$ 、透射率  $S_{21}$  与吸收率  $(1 - S_{11} - S_{21})$  如图 2(b) 所示。从图 2(b) 中可以看出,在  $367.5 \text{ nm}$  波长处,  $S_{11}$  为  $0.003$ ,  $S_{21}$  为  $0.896$ ,  $1 - S_{11} - S_{21}$  为  $0.101$ 。

当波长  $\lambda$  为  $367.5 \text{ nm}$  时,保持结构参数  $R$  不变或者  $h$  不变,改变另一个结构参数,可得到如图 3 所示的透射率  $S_{21}$  分布。图 3 中的方点线为  $R$  取  $234.0 \text{ nm}$  时,  $S_{21}$  随  $h$  的分布。可以看出,在  $h$  处于  $162.0 \sim 270.0 \text{ nm}$  之间时,  $S_{21}$  可以保持在  $0.8$  以上,最高的  $S_{21}$  出现在  $h$  为  $238.0 \text{ nm}$  处。圆点线为  $h$  取  $238.0 \text{ nm}$  时,  $S_{21}$  随  $R$  的分布。可以看出,在  $R$  处于  $224.0 \sim 242.0 \text{ nm}$  之间时,  $S_{21}$  可以保持在  $0.8$  以上,最高的  $S_{21}$  出现在  $R$  为  $234.0 \text{ nm}$  处。根据图 3 可以得到优化后的  $R$  与  $h$ ,此时可以取得最大的透射率。

$a_0$  为  $1000 \text{ nm}$ ,  $h$  为  $238.0 \text{ nm}$ ,  $R$  为  $234.0 \text{ nm}$  的金膜圆孔阵列在波长  $367.5 \text{ nm}$  处的透射率  $S_{21}$  为  $0.896$ ,说明入射到圆孔阵列表面上光强的  $89.6\%$  能够透射出圆孔阵列。定义圆孔阵列的孔填充比  $F$  为单个圆孔面积  $S_0$  与圆孔阵列的单元面积

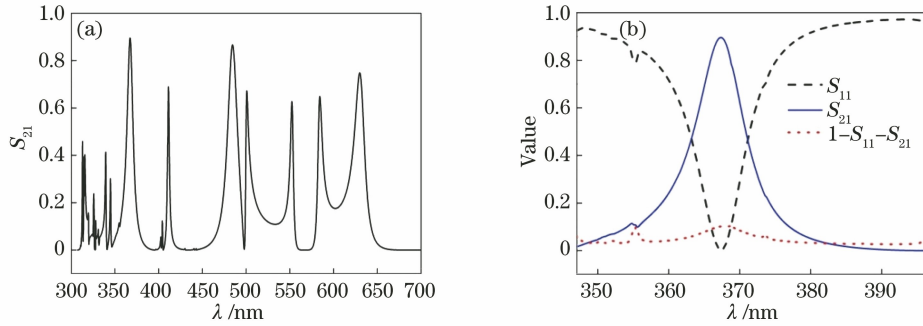


图 2 当  $a_0=1000\text{ nm}$ ,  $h=238.0\text{ nm}$ ,  $R=234.0\text{ nm}$  时的透射谱。(a)透射率随波长的变化;  
(b)在  $367.5\text{ nm}$  波长附近处反射率、透射率与吸收率随波长的变化

Fig. 2 Transmission spectra when  $a_0=1000\text{ nm}$ ,  $h=238.0\text{ nm}$  and  $R=234.0\text{ nm}$ . (a) Transmittance varying with wavelength; (b) reflectance, transmittance and absorptivity varying with wavelength around wavelength of  $367.5\text{ nm}$

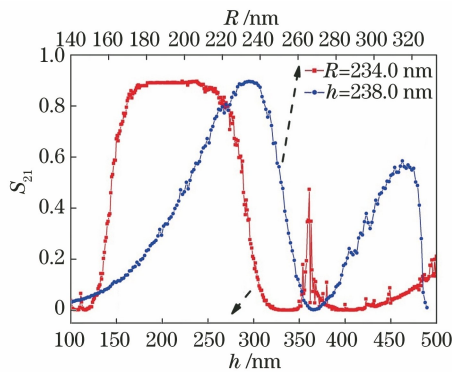


图 3 透射率随  $R$  与  $h$  的变化

Fig. 3 Transmittance varying with  $R$  and  $h$

$S_1$  的比值,即  $F=S_0/S_1$ 。透射率  $S_{21}$  远大于圆孔阵列的孔填充比  $F(0.172)$ ,这是因为不在圆孔表面上的入射光也对圆孔透射有贡献。透射率  $S_{21}$  的理论最大值为 1 意味着入射到圆孔列表面上的所有光通过某种方式可完全耦合进入圆孔,并沿着圆孔无损耗传播,最后可从圆孔中全部耦合出来。

接着,对电场分布特性进行了分析。对于  $a_0$  为  $1000\text{ nm}$ ,  $h$  为  $238.0\text{ nm}$ ,  $R$  为  $234.0\text{ nm}$  的金膜圆孔阵列,取入射光的电场强度分量  $E_y$  为  $1\text{ V/m}$ 。图 4 给出了当波长为  $367.5\text{ nm}$ ,沿  $y$  方向偏振的线偏振光沿着  $-z$  方向入射时,不同  $z_1$  处  $x-y$  平面上的电场强度分量  $E_y$  的分布图。图 4(a)~(c) 分别是距离阵列中心向上  $400, 300, 200\text{ nm}$  处的  $E_y$  分布。从图 4(b)中可以看出,入射光在金属膜圆孔阵列的上方平面上可以演化成二维晶格的  $E_y$  分布,并且晶格的  $E_y$  分布中心在圆孔的上方。图 4(e)是阵列在  $z$  轴中心位置的情况,图 4(d)和图 4(f) 分别是距离阵列中心向上  $100\text{ nm}$  和向下  $100\text{ nm}$  处的  $E_y$  分布。可以看出,在圆孔阵列部分,  $E_y$  几乎都分布在圆孔内部,  $E_y$  的最大值约为入

射电场强度  $E_y$  的  $10^7$  倍,但在金属内几乎没有  $E_y$  分布。在圆孔内部,  $E_y$  在  $x-y$  平面上形成了一定的横向模式,纵向沿着圆孔向下传播并耦合出圆孔。图 4(g)~(i) 分别是距离阵列中心向下  $200, 300, 400\text{ nm}$  处的  $E_y$  分布。图 4(f)和图 4(h) 可以看成是图 4(d)与图 4(b) 经过金属膜圆孔阵列  $E_y$  的空间镜像反演的负值。

如果金属膜圆孔中的  $E_y$  在沿着圆孔的纵向传播过程中满足相位匹配条件,则圆孔中的光强能够从圆孔中有效地耦合出来。为了直观地理解金属膜圆孔中  $E_y$  的分布与传播过程,当  $a_0$  为  $1000\text{ nm}$ ,  $R$  为  $234.0\text{ nm}$  时,给出了几种  $h$  对应最大透射率情况下,单个圆孔中  $E_y$  在  $x-z$  平面上 ( $y=0$ ) 的分布图,结果如图 5 所示。实线矩形框间的部分是圆孔中的  $E_y$  分布。图 5(a)~(h) 涉及的  $h, \lambda, S_{21}$  分别是:  $h=119.0\text{ nm}, \lambda=560.0\text{ nm}, S_{21}=0.8022$ ;  $h=238.0\text{ nm}, \lambda=367.5\text{ nm}, S_{21}=0.8960$ ;  $h=476.0\text{ nm}, \lambda=393.0\text{ nm}, S_{21}=0.8467$ ;  $h=952.0\text{ nm}, \lambda=482.2\text{ nm}, S_{21}=0.7597$ ;  $h=1428.0\text{ nm}, \lambda=509.7\text{ nm}, S_{21}=0.7560$ ;  $h=1904.0\text{ nm}, \lambda=525.0\text{ nm}, S_{21}=0.8002$ ;  $h=2380.0\text{ nm}, \lambda=561.0\text{ nm}, S_{21}=0.6490$ ;  $h=2856.0\text{ nm}, \lambda=562.8\text{ nm}, S_{21}=0.6315$ 。需要说明的是,在图 5 中各个  $h$  对应图中的  $R$  与  $h$  的大小比例并不一样,这里主要是观察圆孔金属波导中电场模式的分布与位置关系。从图 5 中可以看出,  $E_y$  相对于圆孔中心有着简单的对称或反对称关系。同时,当  $E_y$  沿着金属膜圆孔透射时,会形成半波长倍数的驻波状波导模式,此时入射光强与电场可被金属膜圆孔完全耦合出来,进而此时透射率最大。从电场的角度出发,可以很直观地发现圆孔中波导模式的

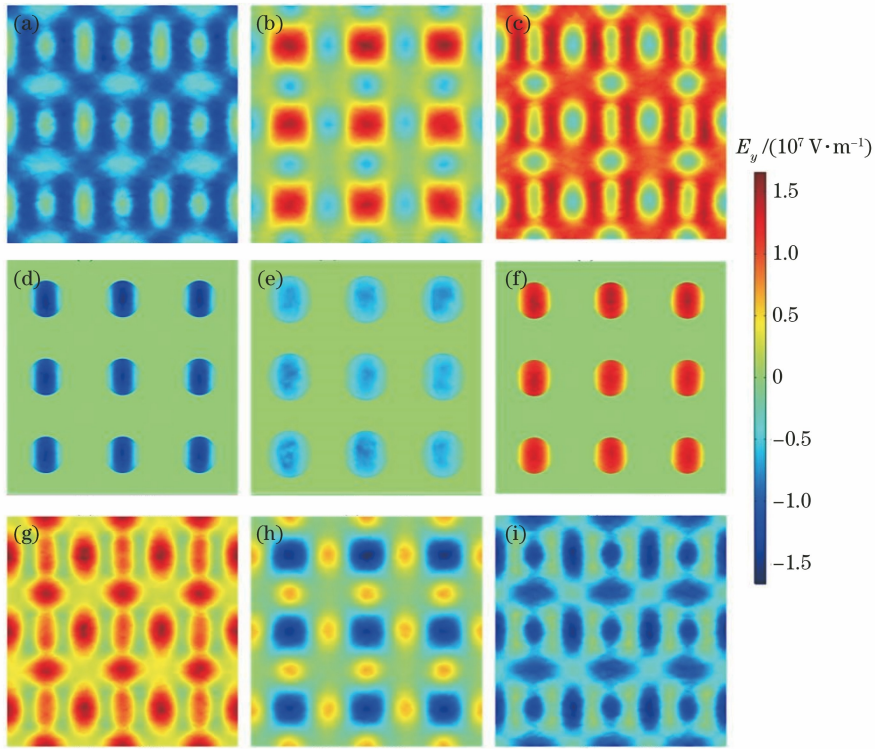


图 4 不同  $z_1$  处  $x$ - $y$  平面上的  $E_y$  分布。(a) 400 nm;(b) 300 nm;(c) 200 nm;  
(d) 100 nm;(e) 0;(f) -100 nm;(g) -200 nm;(h) -300 nm;(i) -400 nm

Fig. 4 Distribution of  $E_y$  in  $x$ - $y$  plane at different  $z_1$ . (a) 400 nm; (b) 300 nm; (c) 200 nm;  
(d) 100 nm; (e) 0; (f) -100 nm; (g) -200 nm; (h) -300 nm; (i) -400 nm

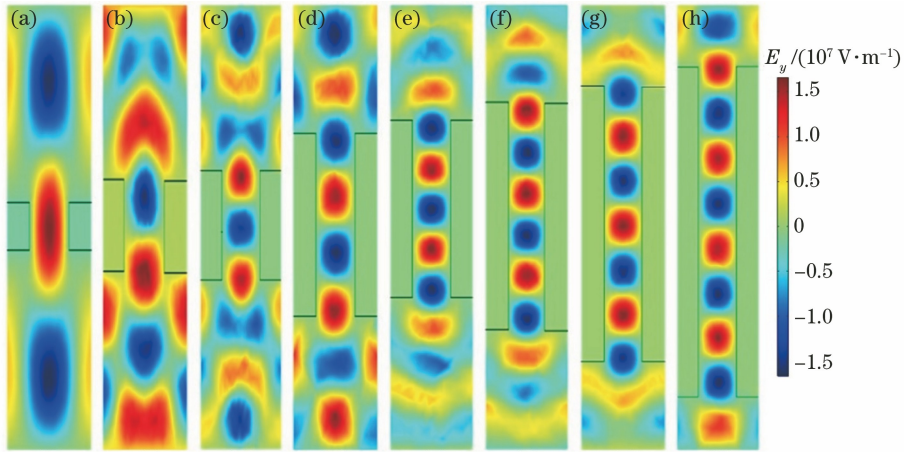


图 5 当  $R = 234.0$  nm 时,不同  $h$  对应最大透射率情况下单个圆孔中的  $E_y$  在  $x$ - $z$  平面 ( $y = 0$ ) 上的分布。(a)  $h = 119.0$  nm, $\lambda = 560.0$  nm,  $S_{21} = 0.8022$ ; (b)  $h = 238.0$  nm, $\lambda = 367.5$  nm,  $S_{21} = 0.8960$ ; (c)  $h = 476.0$  nm, $\lambda = 393.0$  nm,  $S_{21} = 0.8467$ ; (d)  $h = 952.0$  nm, $\lambda = 482.2$  nm,  $S_{21} = 0.7597$ ; (e)  $h = 1428.0$  nm, $\lambda = 509.7$  nm,  $S_{21} = 0.7560$ ; (f)  $h = 1904.0$  nm, $\lambda = 525.0$  nm,  $S_{21} = 0.8002$ ; (g)  $h = 2380.0$  nm, $\lambda = 561.0$  nm,  $S_{21} = 0.6490$ ; (h)  $h = 2856.0$  nm, $\lambda = 562.8$  nm,  $S_{21} = 0.6315$

Fig. 5 Distribution of  $E_y$  in single circular hole on  $x$ - $z$  plane ( $y = 0$ ) with different  $h$  corresponding to maximum transmittance when  $R = 234.0$  nm. (a)  $h = 119.0$  nm,  $\lambda = 560.0$  nm,  $S_{21} = 0.8022$ ; (b)  $h = 238.0$  nm,  $\lambda = 367.5$  nm,  $S_{21} = 0.8960$ ; (c)  $h = 476.0$  nm,  $\lambda = 393.0$  nm,  $S_{21} = 0.8467$ ; (d)  $h = 952.0$  nm,  $\lambda = 482.2$  nm,  $S_{21} = 0.7597$ ; (e)  $h = 1428.0$  nm,  $\lambda = 509.7$  nm,  $S_{21} = 0.7560$ ; (f)  $h = 1904.0$  nm,  $\lambda = 525.0$  nm,  $S_{21} = 0.8002$ ; (g)  $h = 2380.0$  nm,  $\lambda = 561.0$  nm,  $S_{21} = 0.6490$ ; (h)  $h = 2856.0$  nm,  $\lambda = 562.8$  nm,  $S_{21} = 0.6315$

存在,并且当圆孔变得非常长时,波导模式依然可以起决定性作用,故最终可获得较大的透射率。

对于  $a_0$  为 1000 nm,  $h$  为 238.0 nm,  $R$  为 234.0 nm 的金膜圆孔阵列,在 367.5 nm 波长附近,相位随波长的变化如图 6 所示。可以看出,透射谱相位( $\phi_T$ )曲线和反射谱相位( $\phi_R$ )曲线相对于 367.5 nm 有着简单的  $2^\circ$  旋转对称关系,二者分别为图 6 中的虚线和实线。当波长不为 367.5 nm 时, $\phi_T$  的绝对值在单调且缓慢地增加,而  $\phi_R$  的绝对值先是迅速增加到最大值,然后缓慢减小。透射谱和反射谱的相位差( $\phi_T - \phi_R$ )如图 6 中点线所示,其曲线相对于 367.5 nm 也有着简单的  $2^\circ$  旋转对称关系,并且在波长 367.5 nm 处存在一个大约是  $2\pi$  的突变,重复了一个空间周期,传播了一个完整的波形,即两个半波形。当波长不为 367.5 nm 时, $\phi_T - \phi_R$  的绝对值先是非常迅速地增加到最大值,然后几乎保持不变。图 6 中相位  $\phi_T, \phi_R$  与  $\phi_T - \phi_R$  的  $2^\circ$  旋转对称正好对应着图 5(b)中  $E_y$  分布相对于圆孔中心的反对称关系。图 5(a)说明电场传播一个半波形,对应的相位差变化为  $\pi$ 。图 5(c)说明电场传播了三个半波形,对应的相位差变化为  $3\pi$ 。随着  $h$  的增大,电场传播半波形的数量在整数倍增大,对应相位差变化也在以  $\pi$  的整数倍增大。反射谱对应的相位突变可有效抑制反射光强。透射谱对应的相位单调、缓慢变化现象将促使光强通过圆孔中的波导模式耦合出去,进而产生较大的透射率。

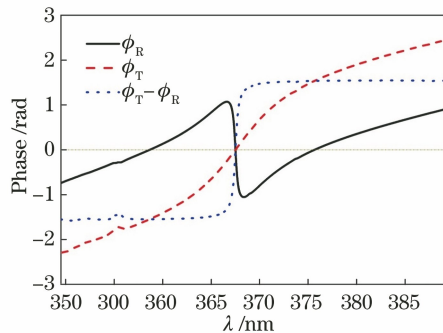


图 6 相位随波长的变化

Fig. 6 Phase varying with wavelength

### 3 表面光晶格的形成及 $EH_{11}$ 模式的波导与耦合

根据 Bloch 理论,圆孔阵列表面在入射光照射下会激发表面 Bloch 模式,即在金属膜圆孔阵列表面激发了 SPP 模式,满足的条件<sup>[2,11]</sup>为

$$\mathbf{K}_{SPP} = \mathbf{K}_{inc} \pm m\mathbf{G}_x \pm n\mathbf{G}_y, \quad (1)$$

式中: $\mathbf{K}_{SPP}$  是 SPP 的波矢; $\mathbf{K}_{inc}$  是入射平面波波矢在  $x$ - $y$  平面上的分量; $\mathbf{G}_x = (2\pi/a_0)\mathbf{i}$ ,其中  $a_0$  为圆孔阵列周期; $\mathbf{i}$  为  $x$  方向上的单位长度矢量; $\mathbf{G}_y = (2\pi/a_0)\mathbf{j}$ , $\mathbf{j}$  为  $y$  方向上的单位长度矢量; $m$  和  $n$  为整数。在  $x$ - $y$  平面上,对于垂直入射的平面波, $\mathbf{K}_{inc}$  的大小为  $K_{inc} = 0$ , $\mathbf{K}_{SPP}$  在  $x$  方向上的大小为  $K_{SPP,x} = \pm 2\pi m/a_0$ , $\mathbf{K}_{SPP}$  在  $y$  方向上的大小为  $K_{SPP,y} = \pm 2\pi n/a_0$ 。

由于入射平面波是垂直入射到圆孔阵列  $x$ - $y$  平面上的,因此两个等振幅的衍射波在  $x$  或  $y$  方向上会沿相反的方向传播。当两个衍射波满足 (1) 式时,各自会形成 SPP。此外,由于两个衍射波在  $x$  或  $y$  方向上是反向传播的,故在  $x$ - $y$  平面上会干涉形成二维 SPP 驻波。在基模情况下, $m = n = 1$ ,此时在  $x$  与  $y$  方向上驻波的周期与圆孔阵列周期相同,也就是入射波在金属膜圆孔阵列的上方形成了周期与阵列周期  $a_0$  相同的光晶格。

光晶格中单个光斑在  $x$ - $y$  平面上沿径向  $r$  的电场强度分量  $E_y^{Lattice}(r)$  可以近似看成高斯模式。图 4 所示的圆孔阵列中心圆孔上方 318 nm 处(光斑聚焦处)单个光斑的  $E_y^{Lattice}(r)$  随  $r$  的分布如图 7 中的虚线所示。图 7 中的实线来自束腰半径  $\omega$  为 175 nm 的高斯模式,  $E_y^{Gauss}(r) = C_1 \exp(-r^2/\omega^2)$ , 其中  $C_1$  是表示电场大小的系数。图 7 中的点线来自圆孔中  $EH_{11}$  模式的电场  $E_y^{EH_{11}}(r)$  (此时  $R$  取 234.0 nm)。图 7 中的电场大小都已经经过归一化处理。可以发现,三个电场在  $x$ - $y$  平面上的分布曲线在光斑中心处非常相似。因此,在后续的计算中,通过利用高斯模式的电场  $E_y^{Gauss}(r)$  替代光晶格中单个光斑的电场强度分量  $E_y^{Lattice}(r)$  的方式来估算耦合效率。

当光场被耦合进金属膜圆孔中传输时,其可以激发出的横向模式<sup>[20-21]</sup> 为横电模  $TE_{0q}$ 、横磁模

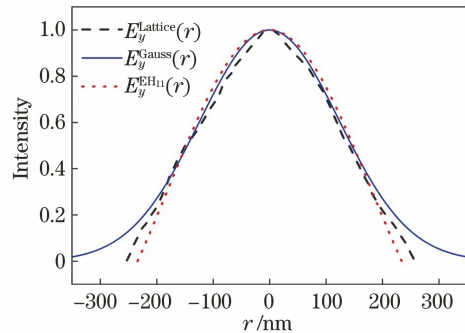


图 7 不同电场随  $r$  的变化

Fig. 7 Different electric fields varying with  $r$

TM<sub>0q</sub> 和混杂模 EH<sub>mq</sub>。TE<sub>0q</sub> 模的电场是一系列与  $z$  轴共轴的圆环,其对应的磁场在包含  $z$  轴的平面上。第一阶横电模 TE<sub>01</sub> 是一种圆偏振且电场分布呈环状的模式。第一阶横磁模 TM<sub>01</sub> 是一种径向偏振且电场分布呈环状的模式。EH<sub>mq</sub> 模是混杂的,它的电场和磁场几乎均是横向的。第一阶混杂模 EH<sub>11</sub> 是一种高斯模,它在圆孔金属波导中的空心区是线偏振的,并具有高斯强度分布。

只有当圆孔上方的光晶格和圆孔中本征模的偏振与横向电场模式匹配时,金属膜圆孔中的横向模式才会被以较大的耦合效率激发出来。由于圆孔中高阶模很弱,因此只考虑第一阶模的情况。当圆孔阵列表面光晶格的  $y$  方向线偏振高斯光束被耦合进入金属膜圆孔的空心区时,由于 TE<sub>01</sub> 模是圆偏振、环状的电场模式, TM<sub>01</sub> 模是径向偏振、环状的电场模式,因此它们不能被有效激发,此时只有与  $y$  方向线偏振高斯光束分布类似的 EH<sub>11</sub> 模能被有效激发。

在金属膜圆孔中的  $y$  方向线偏振 EH<sub>11</sub> 模的电场分布<sup>[21]</sup>可以表示为

$$E_y^{\text{EH}_{11}}(r) = C_2 J_0\left(u_{11} \frac{r}{R}\right), \quad (2)$$

式中:  $C_2$  是表示电场大小的系数;  $u_{mq}$  是第一类贝塞尔函数  $J_{m-1}(u_{mq})=0$  的第  $q$  个根,其中  $m$  是方

位角参数,对于 EH<sub>11</sub> 模,  $u_{11}=2.405$ 。

将金属膜圆孔中 EH<sub>11</sub> 模  $E_y^{\text{EH}_{11}}(r)$  的平均能流密度和圆孔阵列表面上光晶格中单个光斑的高斯模式  $E_y^{\text{Gauss}}(r)$  的入射平均能流密度之比定义成模式耦合效率  $\rho$ ,其表达式<sup>[21]</sup>为

$$\rho = \frac{\left| \int_0^R E_y^{\text{EH}_{11}}(r) E_y^{\text{Gauss}}(r) r dr \right|^2}{\int_0^R |E_y^{\text{EH}_{11}}(r)|^2 r dr \int_0^\infty |E_y^{\text{Gauss}}(r)|^2 r dr} \quad (3)$$

在(3)式中,表示电场大小的系数  $C_1$  与  $C_2$  可以约去。当  $R$  为 234.0 nm,在  $x$ - $y$  平面上光斑中心离开圆孔中心的距离  $t$  为 0(光斑中心与圆孔中心重合)时,根据(3)式计算了光晶格高斯模光斑耦合进入金属膜圆孔 EH<sub>11</sub> 模的耦合效率  $\rho$  随入射高斯光束的束腰半径  $w$  的变化,如图 8(a)所示。可以发现,当束腰半径  $w$  为 151.0 nm 时,可以得到的最大耦合效率为 98.1%,而对于束腰半径  $w$  为 175.0 nm 的高斯模式,其耦合效率为 95.4%。当  $R$  为 234.0 nm,  $w$  为 151.0 nm 时,耦合效率  $\rho$  随光斑中心离开圆孔中心的距离  $t$  的变化如图 8(b)所示。可以发现,当光斑中心正对圆孔中心时,  $\rho$  最大,并且随着  $t$  的增大,  $\rho$  逐渐减小。当  $t$  增加到约 400.0 nm 时,  $\rho$  减小到 0,此时没有光强耦合进入圆孔。

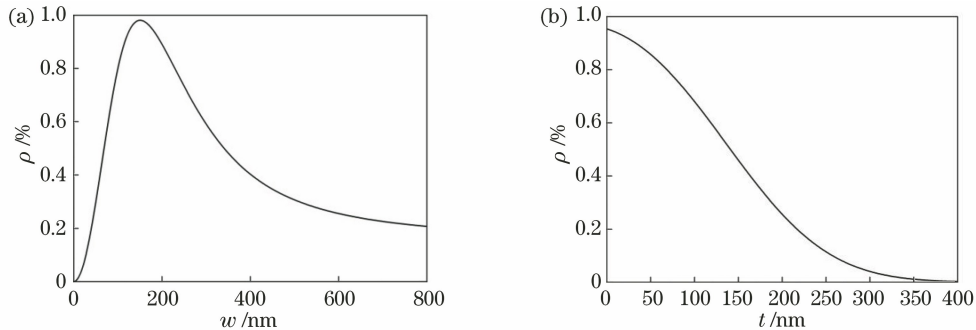


图 8 高斯模与 EH<sub>11</sub> 模的耦合效率  $\rho$ 。(a)当  $t=0, R=234.0$  nm 时,  $\rho$  随  $w$  的变化;(b)当  $R=234.0$  nm,  $w=175.0$  nm 时,  $\rho$  随  $t$  的变化

Fig. 8 Coupling efficiency  $\rho$  of Gauss mode and EH<sub>11</sub> mode. (a)  $\rho$  varying with  $w$  when  $t=0, R=234.0$  nm; (b)  $\rho$  varying with  $t$  when  $R=234.0$  nm,  $w=175.0$  nm

金属膜圆孔中 EH<sub>11</sub> 模的波导特性也可以通过其色散曲线加以验证。对于  $a_0$  为 1000 nm,  $h$  为 238.0 nm,  $R$  为 234.0 nm 的金膜圆孔阵列,其色散关系如图 9 所示。图 9 分别给出了理想光子(虚线)、SPP(实线)、一阶波导模(方形线)、二阶波导模(斜方形线)、LSP(圆点线)、杂化模式(三角线)的色散曲线,其中  $k$  是波矢大小,插图展示了当  $\omega$  与  $k$  的取值范围增加时,理想光子(虚线)与 SPP(实线)

的色散曲线。

理想光子的色散如图 9 中虚线所示,满足的色散关系为  $\omega = ck$ ,其中  $c$  为光速,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,此时  $\omega$  与  $k$  成正比。图 9 中实线表示的是 SPP,其低频区域的色散曲线和理想光子的色散曲线接近,其高频区域色散曲线的渐近线<sup>[22]</sup>为  $\omega = \omega_p/\sqrt{2}$ ,此处截止频率  $\omega_{\text{cut-off}} = \omega_p/\sqrt{2} = 9.668 \times 10^{15}$  rad/s。图 9 中的圆点

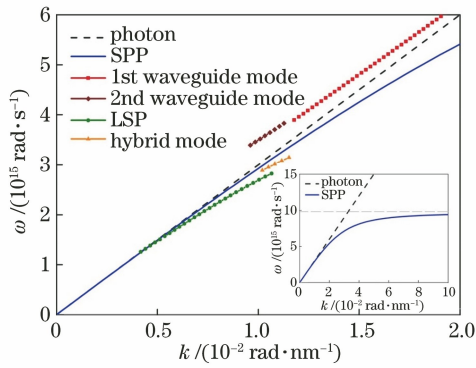


图 9 不同模式的色散曲线

Fig. 9 Dispersion curves of different modes

线表示的是 LSP,三角线表示的是杂化模式,其处于 SPP 和 LSP 之间。图 9 中的方形线表示的是一阶波导模,斜方形线表示的是二阶波导模,二阶波导模很弱,不容易被激发,故在研究中不予考虑。

对于  $a_0$  为 1000 nm,  $h$  为 238.0 nm,  $R$  为 234.0 nm 的金膜圆孔阵列,当入射光波长为 367.5 nm,  $k$  为  $1.71 \times 10^{-2}$  rad/nm 时,角频率的特征值为  $5.47 \times 10^{15}$  rad/s。当  $k$  为  $1.71 \times 10^{-2}$  rad/nm 时,图 9 中一阶波导模、理想光子与 SPP 的特征角频率分别是  $5.40 \times 10^{15}$ ,  $5.11 \times 10^{15}$ ,  $4.82 \times 10^{15}$  rad/s。可以看出,金膜圆孔阵列中角频率的特征值与一阶波导模非常接近,此时一阶波导模能被有效激发。

#### 4 讨论与应用

当金属膜圆孔阵列的圆孔半径  $R$  远小于波长  $\lambda$  (如  $R < \lambda/4$ ) 时<sup>[3]</sup>,金属膜圆孔阵列不支持任何波导模式,此时光强只能通过隧穿来透射,进而透射率非常小。如果在圆孔中加入具有较大折射率的介质对波长进行调控,就可以使亚波长圆孔阵列具有较大的透射率。取金膜圆孔阵列的  $a_0$  为 1000 nm,  $R$  为

304.0 nm,  $h$  为 2250.0 nm,在圆孔中填入折射率为 3.48 的介质硅,此时透射率随波长的演化曲线如图 10 所示。可以看出,在 600~3600 nm 波长范围内出现了若干个异常透射峰,最大透射率出现在波长为 1545.5 nm 处,透射率约为 0.432,相应谱线的半峰全宽 (FWHM) 为 19.18 nm,品质因子  $Q = \lambda/\Delta\lambda = 80.58$ ,其中  $\Delta\lambda$  为波长差。当波长增加到 2292.5 nm 时,孔半径大约是波长的 13%,远小于波长,此时透射率大约为 0.291。

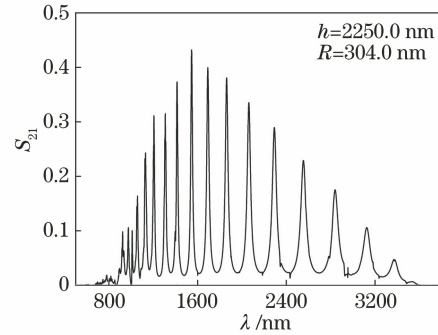


图 10 在填充介质后,圆孔阵列透射率随波长的变化

Fig. 10 Transmittance of circular hole array varying with wavelength after filling medium

在太赫兹波段<sup>[23-24]</sup>,如果取铝膜圆孔阵列<sup>[25]</sup>的  $a_0$  为 1000  $\mu\text{m}$ ,  $R$  为 328.0  $\mu\text{m}$ ,  $h$  为 800.0  $\mu\text{m}$ ,从透射率随波长的演化曲线中可以发现在 400~1000  $\mu\text{m}$  波长范围内出现了若干个异常透射峰。当波长为 569.5  $\mu\text{m}$  时,透射率可达 0.991。此时,在  $x$ - $y$  平面 ( $z=0$ ) 上和  $x$ - $z$  平面 ( $y=0$ ) 上的  $E_y$  分布如图 11 所示。可以看出,在金属内没有电场分布,电场  $E_y$  都分布在圆孔内部。此外,从图 11(a) 中可以看出,  $x$ - $y$  平面上形成了二维晶格的  $E_y$  分布。从图 11(b) 中可以看出,在没有 SPP 存在的太赫兹波段中圆孔内也可形成波导模式,这是因为在太赫兹波段存在类表面等离激元 (SSP)<sup>[13,23]</sup>。

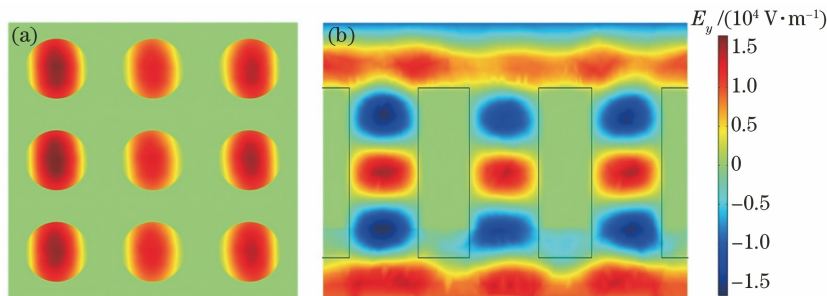


图 11 在太赫兹波段内,不同平面上的  $E_y$  分布。(a) 在  $x$ - $y$  平面 ( $z=0$ ) 上;(b) 在  $x$ - $z$  平面 ( $y=0$ ) 上

Fig. 11  $E_y$  distribution on different planes in terahertz band. (a) On  $x$ - $y$  plane ( $z=0$ ); (b) on  $x$ - $z$  plane ( $y=0$ )

亚波长金属微纳结构对电磁波的入射角、环境介质和结构参数等都有着很强的敏感性,其在系统集成和微纳光学中具有极大的应用前景。基于亚波长金属膜圆孔阵列的气体折射率传感器<sup>[26-28]</sup>可用于探测微小的折射率变化。当金膜圆孔阵列的  $a_0$  为 1000 nm,  $R$  为 234.0 nm,  $h$  为 238.0 nm, 在真空环境下如果在圆孔中填充气体且电磁波垂直入射时,传感器的灵敏度可以达到 280 nm/RIU (RIU 为折射率单位)。若电磁波的入射角为  $45^\circ$ , 则灵敏度可以提高到 610 nm/RIU。若在圆孔中填充折射率为 2.45 的介质, 则灵敏度为 390 nm/RIU。在太赫兹波段, 传感器也可以取得较大的灵敏度, 当铝膜圆孔阵列的  $a_0$  为 1000  $\mu\text{m}$ ,  $R$  为 328.0  $\mu\text{m}$ ,  $h$  为 800.0  $\mu\text{m}$  时, 传感器的灵敏度可以达 560  $\mu\text{m}$ /RIU。

## 5 结 论

采用有限元方法研究了线偏振平面波垂直入射到二维金属膜圆孔阵列的异常透射情况。由于表面 Bloch 模式的存在, 故金属膜圆孔阵列上方形成了二维周期性光晶格的电场分布。若光晶格的电场中心恰好在圆孔的上方, 并且电场模式正好与圆孔中的电场模式相匹配, 则产生较大的耦合效率, 此时圆孔中的电场模式被有效激发, 进而形成波导。反射谱对应的相位突变导致反射光强受到有效抑制, 透射谱对应的相位单调、缓慢变化导致光强通过圆孔中的波导模式耦合出去, 进而产生较大的透射率。

在可见光波段, 对结构参数进行了优化, 取金膜圆孔阵列的  $a_0$  为 1000 nm,  $h$  为 238.0 nm,  $R$  为 234.0 nm, 在波长 367.5 nm 处的最大透射率为 0.896。在圆孔中填充大折射率介质后, 可以实现波长远大于孔半径的亚波长情况下的较大透射率。取金膜圆孔阵列的  $a_0$  为 1000 nm,  $R$  为 304.0 nm,  $h$  为 2250.0 nm, 在填入折射率为 3.48 的介质硅后, 在波长为 1545.5 nm 处的最大透射率为 0.432。在太赫兹波段, 取铝膜圆孔阵列的  $a_0$  为 1000  $\mu\text{m}$ ,  $R$  为 328.0  $\mu\text{m}$ ,  $h$  为 800.0  $\mu\text{m}$ , 在波长为 569.5  $\mu\text{m}$  处的最大透射率为 0.991。由于这种基于波导模式的金属膜圆孔阵列对电磁波的入射角、环境介质和结构参数等都有着很强的敏感性, 故其可被用于气体传感器中, 用来探测微小的折射率变化。在光波段和太赫兹波段, 这种气体传感器的灵敏度分别可达 610 nm/RIU 和 560  $\mu\text{m}$ /RIU。

## 参 考 文 献

- [1] Bethe H A. Theory of diffraction by small holes[J]. *Physical Review*, 1944, 66(7/8): 163-182.
- [2] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, et al. Extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays [J]. *Nature*, 1998, 391(6668): 667-669.
- [3] Barnes W L, Murray W A, Dintinger J, et al. Surface plasmon polaritons and their role in the enhanced transmission of light through periodic arrays of subwavelength holes in a metal film [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(10): 107401.
- [4] van der Molen K L, Koerkamp K J K, Enoch S, et al. Role of shape and localized resonances in extraordinary transmission through periodic arrays of subwavelength holes: experiment and theory [J]. *Physical Review B*, 2005, 72(4): 045421.
- [5] Degiron A, Ebbesen T W. The role of localized surface plasmon modes in the enhanced transmission of periodic subwavelength apertures [J]. *Journal of Optics A* 2005, 7(2): S90-S96.
- [6] Lezec H, Thio T. Diffracted evanescent wave model for enhanced and suppressed optical transmission through subwavelength hole arrays [J]. *Optics Express*, 2004, 12(16): 3629-3651.
- [7] Liu H T, Lalanne P. Microscopic theory of the extraordinary optical transmission [J]. *Nature*, 2008, 452(7188): 728-731.
- [8] Liu H T, Lalanne P. Light scattering by metallic surfaces with subwavelength patterns [J]. *Physical Review B*, 2010, 82(11): 115418.
- [9] Zhang X, Liu H T, Zhong Y. Microscopic analysis of surface Bloch modes on periodically perforated metallic surfaces and their relation to extraordinary optical transmission [J]. *Physical Review B*, 2014, 89(19): 195431.
- [10] Zhang X, Liu H T. Progress in extraordinary optical transmission [J]. *Progress in Physics*, 2016, 36(4): 118-127.  
张鑫, 刘海涛. 光学异常透射研究进展 [J]. *物理学进展*, 2016, 36(4): 118-127.
- [11] Lalanne P, Rodier J C, Hugonin J P. Surface plasmons of metallic surfaces perforated by nanohole arrays [J]. *Journal of Optics A*, 2005, 7(8): 422-426.
- [12] Martín-Moreno L, García-Vidal F J, Lezec H J, et al. Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(6): 1114-1117.
- [13] Pendry J B, Martín-Moreno L, García-Vidal F J. Mimicking surface plasmons with structured surfaces [J]. *Science*, 2004, 305(5685): 847-848.
- [14] García-Vidal F J, Martín-Moreno L, Pendry J B.

[1] Bethe H A. Theory of diffraction by small holes[J].



- Surfaces with holes in them: new plasmonic metamaterials[J]. *Journal of Optics A*, 2005, 7(2): S97-S101.
- [15] García-Vidal F J, Lezec H J, Ebbesen T W, et al. Multiple paths to enhance optical transmission through a single subwavelength slit [J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90(21): 213901.
- [16] Yang F Z, Sambles J R. Resonant transmission of microwaves through a narrow metallic slit [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(6): 063901.
- [17] Drude P. Electronic theory of metals [J]. *Annalen der Physik*, 1900, 1: 566-613.
- [18] Johnson P B, Christy R W. Optical constants of the noble metals[J]. *Physical Review B*, 1972, 6(12): 4370-4379.
- [19] Linden S, Enkrich C, Wegener M, et al. Magnetic response of metamaterials at 100 terahertz [J]. *Science*, 2004, 306(5700): 1351-1353.
- [20] Marcatili E A J, Schmeltzer R A. Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers [J]. *The Bell System Technical Journal*, 1964, 43(4): 1783-1809.
- [21] Wang Z L, Dai M, Yin J P. Atomic (or molecular) guiding using a blue-detuned doughnut mode in a hollow metallic waveguide [J]. *Optics Express*, 2005, 13(21): 8406-8423.
- [22] Yin Y N, Xu S P, Li T, et al. 2D surface optical lattice formed by plasmon polaritons with application to nanometer-scale molecular deposition[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7(1): 7788.
- [23] Liu Y Q, Li L S, Yin H C. Studies on terahertz electronic sources based on two-dimensional metallic metamaterials[J]. *Journal of Microwaves*, 2018, 34(S1): 271-274.
- 刘永强, 李粮生, 殷红成. 基于二维金属超材料结构的太赫兹电子学源的研究 [J]. *微波学报*, 2018, 34(S1): 271-274.
- [24] Cong L Q. Review of active terahertz metadevices [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(19): 1914005.
- 丛龙庆. 主动式太赫兹超材料器件综述 [J]. *中国激光*, 2021, 48(19): 1914005.
- [25] Qu D X, Grischkowsky D, Zhang W L. Terahertz transmission properties of thin, subwavelength metallic hole arrays [J]. *Optics Letters*, 2004, 29(8): 896-898.
- [26] Pan T T, Cao W, Wang M. Optical properties of multi-hole periodic silver film array structure [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(1): 0104001.
- 潘庭婷, 曹文, 王鸣. 多圆孔周期性银膜阵列结构的光学特性 [J]. *光学学报*, 2019, 39(1): 0104001.
- [27] Liu X, Wang Z L. Refractive index sensor based on trapezoidal dielectric grating and metallic film structure [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(7): 072401.
- 刘啸, 王正岭. 基于梯形介质光栅金属薄膜结构的折射率传感器 [J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(7): 072401.
- [28] Huo H, Yan F P, Wang W, et al. Terahertz high-sensitivity sensor design based on metamaterial [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(8): 0814004.
- 霍红, 延凤平, 王伟, 等. 基于超材料的太赫兹高灵敏度传感器的设计 [J]. *中国激光*, 2020, 47(8): 0814004.