

# 表面等离激元的传播操控:从波束调制到近场全息

李涛, 陈绩, 祝世宁

南京大学固体微结构物理国家重点实验室, 现代工程与应用科学学院,  
人工微结构科学与技术协同创新中心, 江苏 南京 210093

**摘要** 表面等离激元是一种存在金属与介质界面的电磁模式, 具有亚波长传播和局域场增强的特性, 因而受到人们的青睐, 作为在微纳尺度下进行光子操纵和集成的优良载体。随着人们对表面等离激元认识的不断深入和对微纳光子器件应用需求的增加, 如何在近场范围内精确调控等离激元波的传播并实现特定的场强分布成为人们关注的热点。综述人们通过微纳结构对等离激元波进行操控所发展的新原理和新方法, 以及对波束性质和近场分布调控的研究进展; 重点介绍包括艾里波束、无衍射准直波束、角向贝塞尔波束在内的各类特殊等离激元波束的基本特性, 产生与调控的实现, 以及近年来拓展的近场全息技术; 并进一步探讨表面等离激元光场调控在新型微纳光子学器件中的可能应用。

**关键词** 表面光学; 表面等离激元; 相位调制; 波束设计; 面内衍射; 近场全息

**中图分类号** O436 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/LOP54.050002

## Manipulating Surface Plasmon Propagation: From Beam Modulation to Near-Field Holography

Li Tao, Chen Ji, Zhu Shining

*National Laboratory of Solid State Microstructures, College of Engineering and Applied Sciences, Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, Nanjing University, Nanjing, Jiangsu 210093, China*

**Abstract** Surface plasmon polariton (SPP) is a kind of electromagnetic mode confined at the interface of metal and dielectric, and it is expected to be a good carrier for photonic arrangement and integration in micro/nano scale owing to its strong field enhancement and confinement properties. Along with the deep understanding of SPP properties and the increasing requirement for developing micro/nano optical devices, how to precisely control the propagation of SPP waves and realize the specific distribution of near-field intensity has become the focus. We review the new principles and methods of manipulating the SPP beams by micro/nano structures, and the enhanced ability to control the beam property and the near-field distribution. The basic characteristics, the generation and the control of the special plasmon beams, including Airy beams, diffraction-free collimating beams and angular Bessel beams, are mainly addressed, which has been extended to near-field holography recently. The possible applications of novel micro/nano photonics devices based on SPP manipulation are discussed as well.

**Key words** optics at surfaces; surface plasmons; phase modulation; beam engineering; in-plane diffraction; near-field holography

**OCIS codes** 240.6680; 120.5060; 090.1970; 090.2890

## 1 引言

等离激元光子学是新世纪以来光学领域最为活跃的研究前沿方向之一, 是当前纳米光子学研究的重要

**收稿日期:** 2016-12-01; **收到修改稿日期:** 2017-01-04

**基金项目:** 国家重大科学研究计划(2012CB921501)、国家自然科学基金(11322439, 11674167, 11621091)、南京大学登峰人才支持计划

**作者简介:** 李涛(1978—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事微纳光学, 等离激元光子学, 亚波长光子集成, 非线性光学和量子光学等方面的研究。E-mail: taoli@nju.edu.cn

部分。表面等离子激元(SP)指的是金属表面的电荷集体振荡形成的电荷密度波,当它和外界的光场耦合时就形成了一种特殊的耦合电磁模式——表面等离子极化激元(SPP)。由于平时观察和研究的大都是电荷振荡与光子的耦合模式 SPP,简化起见经常会将表面等离子激元和表面等离子极化激元通用。SPP 是一种场强高度局域在金属/介质界面的电磁波,波长比相邻介质中的光波短,因而具有光场局域增强和亚波长传播的特性。如果金属界面并非无穷大平面,而是有特定尺度限制的纳米结构(如纳米线、纳米棒、纳米球等)时,等离子激元模式会受纳米结构的尺寸和边界调制形成 SPP 的高阶模式或局域等离子激元(LSP)模式,并具有特殊的空间矢量位型的电磁场分布。这些特性都为人们在微纳尺度上约束光场、调控光场提供了强大的手段。随着微纳加工技术的不断进步,人们基于人工微纳结构的等离子激元设计已经在纳米光子回路,纳米激光器,超构材料与超表面,增强拉曼与非线性,增强光吸收,高灵敏度探测等方面取得突出的成果<sup>[1-9]</sup>。从这些进展可以看出,等离子激元光子学在信息、能源乃至生物医学领域具有巨大的应用潜力。

在基本物理特性层面,SPP 波是一个约束于金属表面的二维电磁波,与三维空间的电磁波/光波有明显的维度上的差异,这决定了人们很难将传统空间光学元件运用于 SPP 的调控中。基于 SPP 所表现出的在光子集成、高分辨成像、高灵敏度检测等方面的重要意义,如何在微纳尺度和平面维度下进行高效的 SPP 传播和场分布调控成了人们非常关心的问题。本文将从 SPP 波传播的基本性质出发,着重介绍近十余年来金属表面 SPP 波束的形成、传播性质的调控以及在与空间光场转换过程中的调制等方面的一系列进展,并探讨相关研究进一步发展的方向。

突破衍射极限实现光的亚波长聚焦是人们一直在追求的目标,它体现了人类约束光场的能力极限。因此,人们首先关注的就是利用 SPP 的亚波长特性尽可能实现光场的强聚焦。研究人员先后发展了原子力显微镜(AFM)探针、锥形金属波导、耦合纳米天线等特殊的纳米结构实现了 SPP 强聚焦<sup>[10-13]</sup>。本文也将从 SPP 的聚焦出发,从 SPP 在二维面内的传播调控角度介绍 SPP 聚焦波束的方法以及相关的功能特性。真正引起人们广泛兴趣的 SPP 波束调制是近年来一系列无衍射光束的发现与实现,特别是具有无衍射、无发散、自弯曲、自加速特性的艾里(Airy)波束的研究<sup>[14-19]</sup>。本文将基于电磁波亥姆霍兹波动方程,系统阐述满足波动方程的 SPP 特解以及形成的一系列特殊波束的方案和实验结果。其中包含 SPP 的准直无衍射波束,自弯曲艾里波束,非傍轴 Mathieu 和 Weber 波束,以及符合任意弯曲函数的焦散波束。在最新进展中,有研究人员提出了全息思想和方案,进一步推动了 SPP 的波束及近场调控的研究。因此,本文将着重探讨近年来人们所关注的几类 SPP 全息技术,其中包含 SPP 波作为参考光,或作为物光,或同时作为参考光和物光的全息实现过程。全息方法的引入,为 SPP 的波束调控、SPP 近场波与空间光场的转换以及空间全息成像等功能和应用提供了更强大的手段。这些研究进展一方面将人们对 SPP 二维近场光传播特性的理解与调控提升到了新的高度,另一方面也为开发研制 SPP 集成光子器件开拓了新的思路和空间。

## 2 表面等离子激元波的传播性质

无限大金属平板的表面等离子激元的电磁模式可以通过横磁(TM)偏振下电磁场满足的金属与介质界面的 Maxwell 方程及电磁场连续性条件求解得出<sup>[3]</sup>。具体可以得到 SPP 的传播场形式如下( $x$ - $y$  为金属/介质界面, $z$  为法向方向,SPP 沿  $x$  方向传播)。

在介质层部分,

$$\begin{cases} E_x^d(z) = iA_2 \frac{1}{\omega\epsilon_0\epsilon_2} k_2 \exp(i\beta x) \exp(-k_2 z) \\ H_y^d(z) = A_2 \exp(i\beta x) \exp(-k_2 z) \\ E_z^d(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega\epsilon_0\epsilon_2} \exp(i\beta x) \exp(-k_2 z) \end{cases}, \quad (1)$$

在金属层部分,

$$\begin{cases} E_x^m(z) = -iA_1 \frac{1}{\omega\epsilon_0\epsilon_1} k_1 \exp(i\beta x) \exp(k_1 z) \\ H_y^m(z) = A_1 \exp(i\beta x) \exp(k_1 z) \\ E_z^m(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega\epsilon_0\epsilon_1} \exp(i\beta x) \exp(k_1 z) \end{cases}, \quad (2)$$

式中  $\beta = k_0 \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2 / (\epsilon_1 + \epsilon_2)}$  为 SPP 波的传播常数,  $\epsilon_1$  和  $\epsilon_2$  分别为介质和金属的介电函数。根据 Drude 模型,在可见光和近红外波段,金银等贵金属具有很大的负介电函数,容易推算出  $\beta$  是一个大于  $n_1 k_0$  的值 ( $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$  为无磁性介质折射率,  $k_0$  为真空中波数),特别是当  $\epsilon_1$  和  $\epsilon_2$  的绝对值接近时,  $\beta$  可以远大于  $n_1 k_0$ 。波长远小于对应介质中的光波长,因而具有亚波长性质。此外,从场表达式[(1)式和(2)式]可以看出,该表面电磁模式沿界面法向在介质和金属中都是按照指数衰减,体现了场局域特性。

(1)式和(2)式给出的仅为 SPP 的平面波形式,即该 SPP 波具有无限大的宽度和能量。实际情况中 SPP 总是一个有限能量的光场和有限宽度的波束。正如自由空间常见的高斯光束,二维平面 SPP 常见的也是高斯波束,满足二维傍轴近似波动方程

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + 2ik \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

式中  $\phi$  描述在  $x$ - $z$  平面传播的 SPP 电磁场函数,其传播方向为  $z$  轴,  $x$  为波束横向。引入(1)式和(2)式中 SPP 场的特征,通过方程的求解可获得 SPP 的高斯波束解为

$$\phi(x, y, z, t) = \phi_0 \frac{\omega_0}{\omega} \exp(-\alpha_{1,2} |y|) \exp\left(-\frac{x^2}{\omega^2}\right) \times \exp\left\{i\left\{k_{\text{SPP}} z - \frac{k_{\text{SPP}} x^2}{2z\{1 + [k\tau\omega_0^2/(2z)]^2\}} - \omega t\right\}\right\}, \quad (4)$$

式中  $\exp(-\alpha_{1,2} |y|)$  表示 SPP 场是离开  $y=0$  界面指数衰减,在介质和金属两侧的衰减系数分别为  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$ ;后面的两个 e 指数项则是一个波束宽度为  $\omega$  的二维平面的高斯波束解,其中  $k_{\text{SPP}}$  是 SPP 波的复波数。

由于 SPP 与空间光存在波矢失配,需要通过一些特殊方式才能将空间光束耦合到金属表面形成 SPP 波束。具体的产生方式有很多种<sup>[3,20-23]</sup>,考虑到耦合调控的灵活性,在实验中常用光栅耦合。由于波矢失配, SPP 也不会直接退耦合回空间光,因此也需要特殊的方式才能观测到传播的 SPP。目前使用的观测手段主要有近场扫描显微镜(NSOM)成像<sup>[24]</sup>,荧光成像<sup>[25]</sup>和泄漏模显微镜(LRM)成像<sup>[26]</sup>。在这几种方法中,LRM 成像方式与一般显微镜相似,操作相对简单,而且方便观察相应的傅里叶变换,因此较多的研究组采用这种方式进行 SPP 的观测研究。图 1 所示为 LRM 的工作原理示意图以及通过 LRM 观察到的光栅耦合的

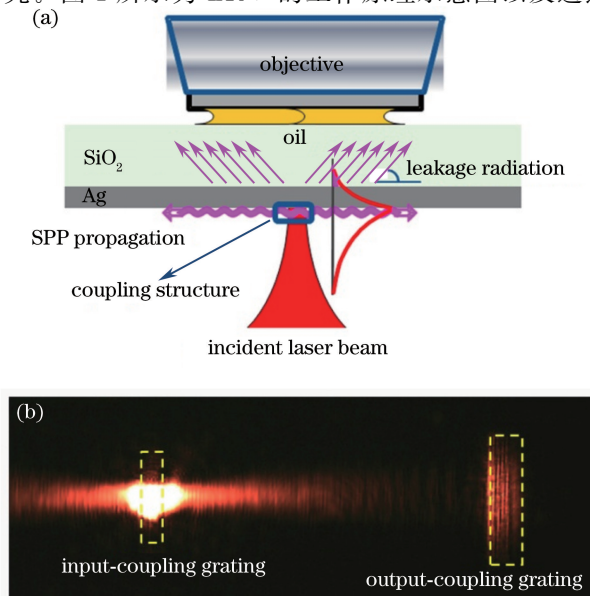


图 1 (a)LRM 工作原理图;(b)利用 LRM 观察到的 SPP 高斯波束

Fig. 1 (a) Schematic of LRM working principle; (b) SPP Gaussian beam observed by the LRM

SPP 高斯波束。通过耦出光栅的亮斑宽度可以看到,在传播一定距离之后,SPP 波束已经发生明显展宽。

从高斯波束的解形式可以看到它是一种聚焦波束,在束腰半径处波束最窄,传播到远处之后慢慢扩散演化成一个球面波(对 SPP 来说是一个弧形波)。根据高斯波束解的特性,束腰半径和发散角乘积为一定值,想要获得更小的聚焦尺寸就需要一个更大的聚束角度。因此,在实现 SPP 聚焦波束并进行功能调控上提出了多种方案。

### 3 表面等离子激元波束调控

表面等离子激元作为一种传播的电磁波,可以用传统波的调制手段进行操控。较之于空间光的镜面反射,布拉格光栅反射是一种针对平面系统最简单而常用的方式,已经广泛用于光子晶体、介质波导等系统中。人们早期在金属表面设计制备了布拉格光栅或布拉格点阵对 SPP 波进行反射和分束,取得比较好的效果<sup>[27-28]</sup>。然而这些反射或衍射的波束并没有受到波前调制,基本都是按照高斯波束的形式继续在金属表面传播。根据前述介绍,改变一个高斯波束的发散角就可以获得一个束腰很小的聚焦波束,对波束进行聚焦是一种最基本的波束调控方式。

#### 3.1 表面等离子激元聚焦波束

在金属平面上进行等离子激元波的聚焦,是近场范围内调控电磁场能量的重要手段,也是在微纳尺度下进行亚波长光子集成的一个重要功能。2005 年, Yin 等<sup>[29]</sup>成功通过金属表面弧形排列的小孔将 SPP 波进行强聚焦并耦合进一个 250 nm 宽的波导中。这是一种非常直观而有效的方法,调制 SPP 形成弧形波前完成聚焦。人们更常采用光栅耦合的方法将空间光场耦合到金属表面形成 SPP,在耦合过程中进行相位调控实现 SPP 聚焦是一种行之有效的方法。据此原理发展出基于线偏振入射光的弧形栅栏结构<sup>[30-31]</sup>,针对圆偏振入射的螺旋线光栅<sup>[32-36]</sup>等一系列方法获得很好的 SPP 亚波长聚焦。这些特定的微纳结构为空间光场在耦合至 SPP 波的过程中提供了局域偏振态到 SPP 相位的转换关系,人们可以通过对入射光的偏振调节进行结构区域内 SPP 场的调控,甚至发展到对纳米粒子的操控<sup>[37]</sup>。图 2 所示为实现 SPP 聚焦和调控的相关结果。这种 SPP 近场调控原理随着人们近年来对光子自旋霍尔效应的研究进展<sup>[38-39]</sup>获得进一步推广。Xiao 等<sup>[40]</sup>利用一组复杂的纳米长方孔阵列实现了针对左旋和右旋圆偏振入射光的 SPP 聚焦和特殊场操控。然而,这些 SPP 聚焦大都是在耦合结构空间内部形成的,其聚焦区域有限,同时与外部结构对 SPP 波进行进一步调控的拓展性受限。其实,如果对聚焦的场约束和增强性质没有很高的要求时,用一段弧形衍射结构就可以实现具有一定开放空间的 SPP 波束聚焦,甚至可以利用外在光源的偏振特性进行调控<sup>[41]</sup>。

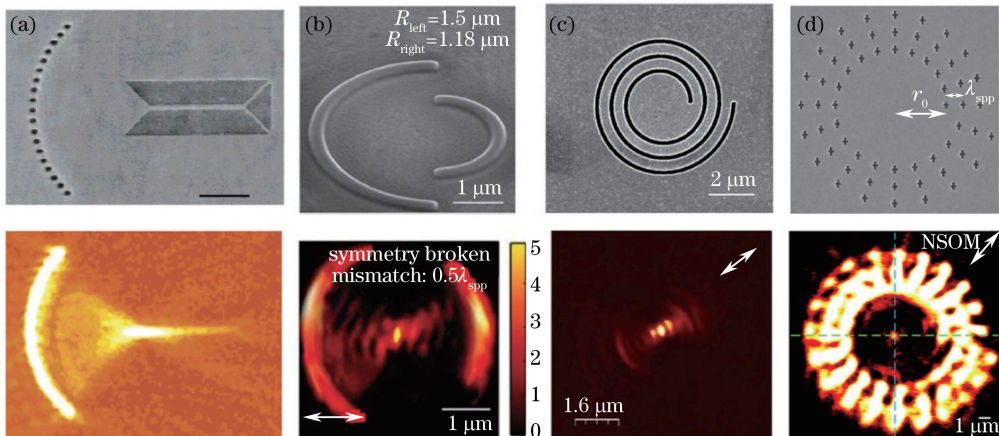


图 2 通过弧形耦合结构实现的 SPP 聚焦。(a)利用弧形排列的小孔将 SPP 波聚焦到狭缝波导中<sup>[29]</sup>; (b)通过破缺的弧形栅栏结构对线偏振入射光进行聚焦<sup>[31]</sup>; (c)通过阿基米德螺旋线结构实现 SPP 聚焦<sup>[32]</sup>; (d)以螺旋排列的十字纳米孔实现角动量 SPP 波聚焦<sup>[36]</sup>

Fig. 2 SPP focusing coupled by arc structures. (a) Focused SPP by arc arranged nanohole array propagates into a slit waveguide<sup>[29]</sup>; (b) SPP focusing by broken arc nanobars with a linearly polarized incidence<sup>[31]</sup>; (c) SPP focusing by Archimedes spiral structure coupling<sup>[32]</sup>; (d) focusing of SPP with angular momentum by spirally arranged cross nanoholes<sup>[36]</sup>

人们希望通过 SPP 耦合结构的设计实现更多的聚焦和调控功能,比如多焦点。2009 年 Zhao 等<sup>[42]</sup>设计了弧形的衍射光栅,可在 SPP 耦合的过程中实现多衍射级次的聚焦。此后,他们将二元光学设计的原理应用到耦合光栅的设计中,通过衍射退火算法设计出一系列平直像素化纳米槽结构,实现了 SPP 波束的多点聚焦,且聚焦质量很好<sup>[43]</sup>。在此基础上,Zhao 等<sup>[44]</sup>进一步进行了结构的功能化研究,设计制备了具有多波长响应的 SPP 聚焦结构,并将不同波长的 SPP 聚焦进不同条形波导中,实现 SPP 波分复用功能,波长分辨率达到 10 nm,相关结果如图 3 所示。2011 年,Tanemura 等<sup>[45]</sup>也通过优化计算在金属表面设计长方形孔阵,针对三种波长的 SPP 进行聚焦结构的波分复用设计,并通过实验将硅材料集成到 SPP 分束器件中,通过光电流的检测演示了高度集成的 SPP 波分复用器。从相关进展可以看出,SPP 聚焦研究已经从基本现象的演示向集成功能器件迈进。

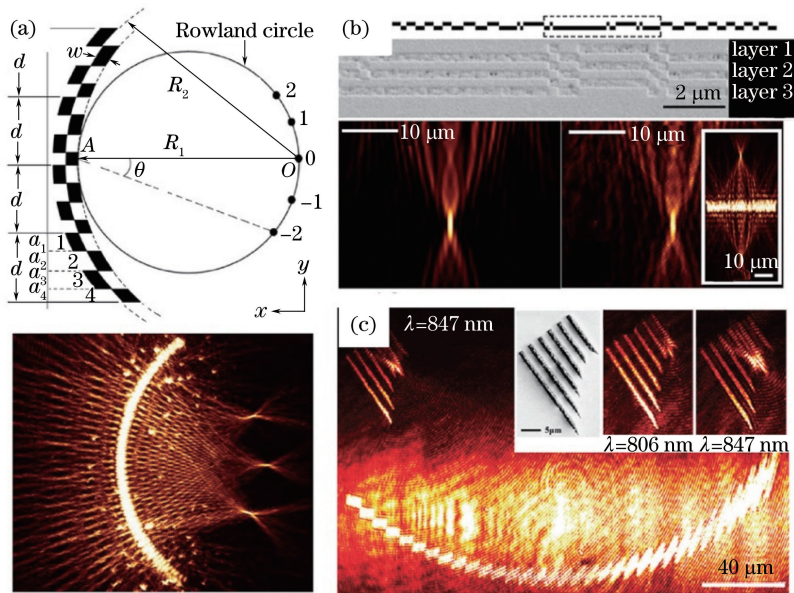


图 3 (a)弧形衍射光栅设计耦合 SPP 实现多级衍射聚焦<sup>[42]</sup>;(b)二元光学原理下退火算法设计平直衍射光栅实现高质量 SPP 聚焦<sup>[43]</sup>;(c)弧形衍射结构设计将不同波长 SPP 波聚焦进不同条形波导中实现 SPP 解波分复用<sup>[44]</sup>

Fig. 3 (a) Multiple focusing of SPP coupled by arc diffracting gratings<sup>[42]</sup>; (b) binary design for high quality SPP focusing by straight diffracting gratings via annealing algorithm<sup>[43]</sup>; (c) arc diffracting structure design for multi-wavelength SPPs focusing into different waveguides to achieve the SPP wavelength demultiplexing<sup>[44]</sup>

上述研究都是通过设计空间光转换到 SPP 的耦合结构实现对波束的调控。这种方案固然简单直接,但 SPP 的聚焦和波形的控制依赖于外界光束的耦合过程,不具有 SPP 面内操控与集成的独立性和灵活性。其实,人们较早地借鉴了空间光学元件通过折射率改变进行面内传播 SPP 的波前调制。2005 年 Hohenau 等<sup>[46]</sup>提出介质光学元件的设想,通过在金属表面制备各种形状的介质单元实现对 SPP 波的折射调控[图 4(a)]。该调控原理的基本思想是利用金属/空气和金属/介质不同界面的 SPP 模式折射率不同,从而由介质元件的形状决定 SPP 波累积相位的变化达到波前的控制。虽然该方法成功演示了 SPP 波聚焦、发散、折射等功能,然而由于介质单元的尺寸过大,不同界面间反射损耗大,调控效果并不理想,在后来的研究中未被广泛采用。从相位调制器件的空间尺度考虑,菲涅耳波带片是一种很好的选择,在空间光学器件的平板聚焦中获得普遍应用。2007 年 Feng 等<sup>[47]</sup>提出面内 SPP 波的傅里叶二元光学设计,在金属表面按照 SPP 波前要求制备一系列纳米结构(硅纳米块或纳米孔洞)实现了 SPP 的聚焦[图 4(b)]。2010 年 Fang 等<sup>[48]</sup>也采用类似的设计用银纳米块阵列构建 SPP 波带片,并通过荧光成像的方法观测到 SPP 的聚焦过程。SPP 菲涅耳波带片调控原理揭示了在金属平面上通过衍射的方法可以很好地进行波前的调制。2011 年 Li 等<sup>[49]</sup>则进一步发展出普适性更高的基于面内衍射调控 SPP 波前的原理,称为非完美匹配的布拉格衍射方法。他们通过实验验证了有限的衍射结构区域在空间的倒格点会展宽,从而使得入射波具有更宽松的衍射条件(图 5)。这样可以通过构建特定非周期的纳米点阵对入射的 SPP 波产生一系列满足不同角度匹配要求的衍射波,这些角度

的变化构成了衍射波束横向相位的特定调制。他们成功地针对傍轴近似的 SPP 聚焦波束设计了二次型的相位结构,获得了可见光 SPP 的聚焦<sup>[50]</sup>。由于采用了非周期衍射结构,其相位调制在很宽的波长范围内都可以满足二次型相位分布,因而获得较宽的聚焦带宽(图 6)。Li 等还进一步研究了不同波长的分束效果,考察了该结构作为 SPP 波分复用器的功能特性,实验结果显示该结构可以获得的 SPP 波长分辨率达 12 nm。随后,他们还针对 SPP 点源产生的弧形波用面内衍射的方法实现聚焦乃至其他波形的转换<sup>[51]</sup>,证明了这种面内衍射的方法具有广泛的适用性。之后,同课题组的 Cheng 等<sup>[52]</sup>还将此宽带聚焦方法拓展到介质加载的等离激元波导系统中,针对不同阶数的 TM 和 TE 波导模式进行聚焦,实现了杂化波导中的解模分复用功能。

随着 SPP 波束聚焦到波分复用功能的实现,可以看到已经从简单单一的聚焦向复杂的调控和功能器件发展。以上利用介质元件相位积累、菲涅耳波带片、面内衍射等原理进行 SPP 波束调控都是在金属二维平面上完成的,不依赖于 SPP 的耦合结构,因而具有更好的面内操控性和拓展性。

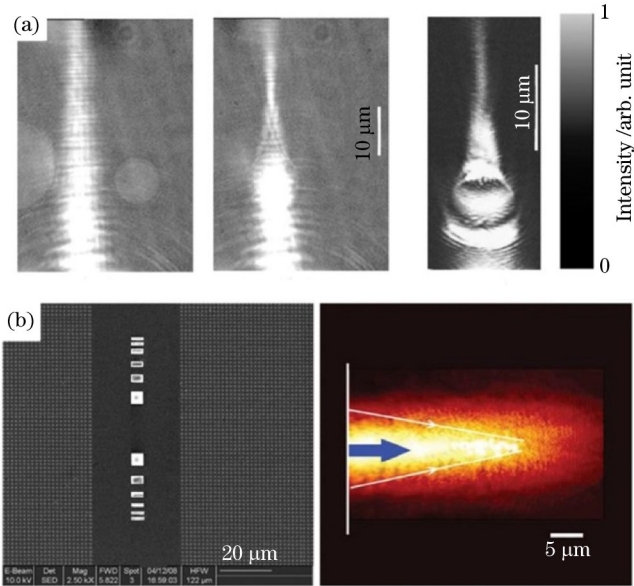


图 4 (a)利用金属表面涂覆介质单元构建透镜对 SPP 进行聚焦<sup>[46]</sup>; (b)利用面内菲涅耳波带片原理对 SPP 进行聚焦,并利用荧光进行显微成像<sup>[48]</sup>

Fig. 4 (a) SPP focusing by dielectric elements on a metal surface<sup>[46]</sup>; (b) SPP focusing by Fresnel zone plate design, which is displayed by luminescence microscope<sup>[48]</sup>

### 3.2 表面等离激元准直波束

表面等离激元波本征的金属损耗使其传播距离受限。在完整的金属平面上根据不同金属和表面平整度,理想的 SPP 波传播长度大约为 20~80  $\mu\text{m}$ (可见光波段,1550 nm 通信波段约为几百微米量级)。有限的传播距离是制约 SPP 在光子集成器件中应用的主要障碍。对于波束来说,SPP 波的衰减不仅来源于本征的金属损耗,还有平面内传播的波束衍射效应。与前述关于 SPP 聚焦波束的研究类似,如果能够有效地控制 SPP 在面内的衍射发散特性,将为构建微米尺寸 SPP 集成器件提供新的方案。因此,研究 SPP 波的自准直性和无衍射特性成为近几年来人们关注的一个问题。

人们想要实现无衍射不发散光束的愿望由来已久,光子晶体、超构材料、变换光学等新原理的提出为控制电磁波的传播和光束性质提供丰富的手段<sup>[53-57]</sup>。Stein 等<sup>[58]</sup>曾将光子能带的调控原理应用于 SPP 传播中,设计了二维周期金属结构,利用能带扭曲获得特定角度范围内的平直 SPP 等频线,从而实现 SPP 准直波束。该方法是在等离激元晶体中而非平滑金属的自由平面上实现 SPP 传播。我们着重探讨自由平面上的 SPP 波束调控。

对于自由空间无衍射准直光束的研究最早开始于贝塞尔光束。从基本的光传播方程——亥姆霍兹方程  $\nabla^2 u + k^2 u = 0$  出发,可以得到柱坐标的方程形式为

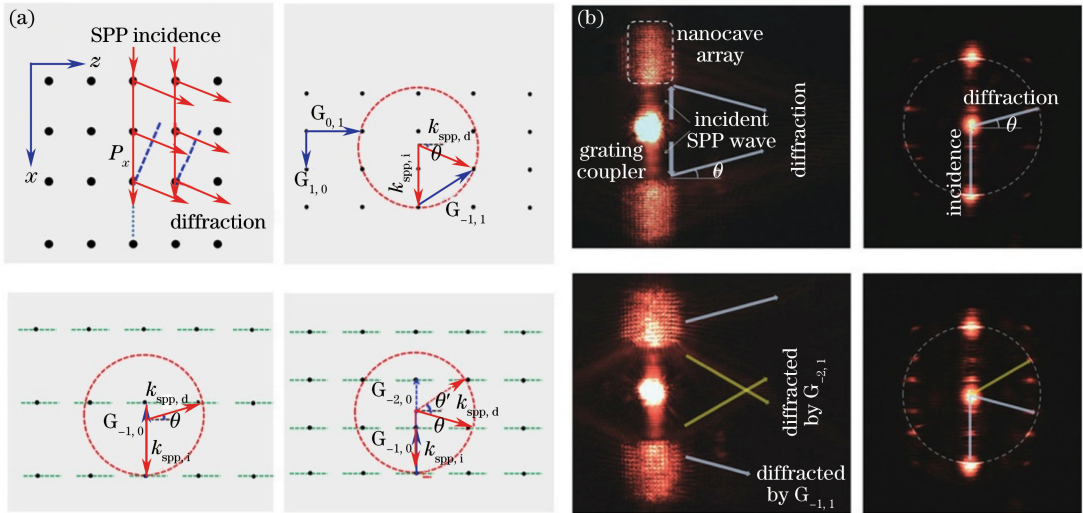


图 5 (a)非完美布拉格匹配的衍射原理示意图;(b)设计制备了相应的点阵结构,经 LRM 观察测得的 SPP 满足图 5(a)中预测的衍射规律<sup>[49]</sup>

Fig. 5 (a) Schematic of non-perfectly-matched Bragg diffraction principle; (b) LRM detected SPP diffractions by corresponding arrays, which agree well with the theoretical predictions in Fig. 5(a)

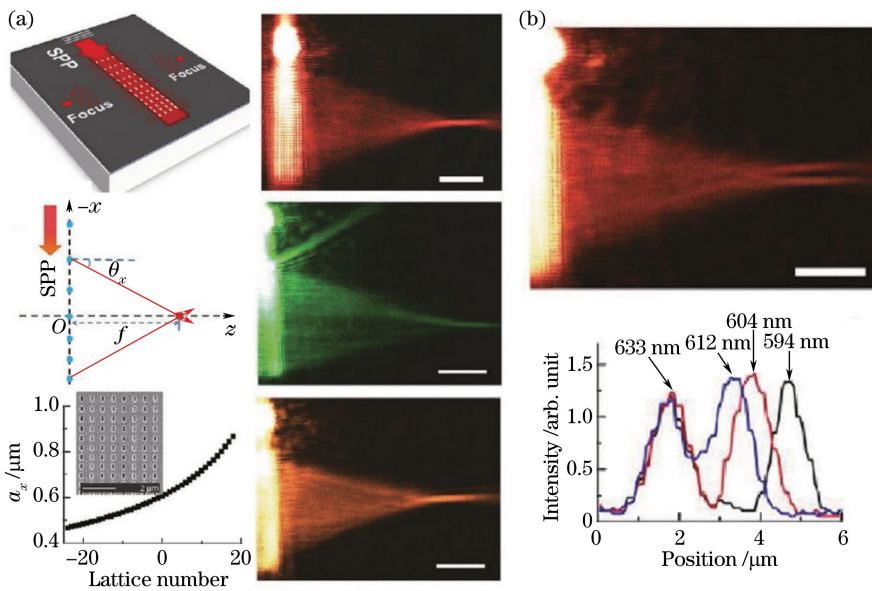


图 6 (a)面内衍射实现 SPP 宽带聚焦的设计及实验结果;(b)针对不同波长同时入射获得的聚焦效果以及波分复用功能<sup>[50]</sup>

Fig. 6 (a) Design of broadband SPP focusing and experimental result; (b) SPP focusing results with respect to different wavelengths and the functionality of wavelength division multiplexing<sup>[50]</sup>

$$\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + k^2 u = 0. \quad (5)$$

通过分离变量  $U(r, \theta, z) = R(r)\phi(\theta)Z(z)$ , 可以求解得到当波束的横向场分布满足贝塞尔函数时, 即  $R(r) = A J_m(k_r r)$ , 由于变量函数之间的独立性, 该横向场分布在传播过程中可以保持不变, 即表现出无衍射无发散特性。Durnin 等<sup>[59]</sup>在 1987 年就提出了这种无衍射的贝塞尔波束解, 通过透镜焦面上安置环形狭缝得到轴对称的锥状平行光束干涉实现了贝塞尔光束, 并实验测得该光束约在 7 m 范围内不发散无衍射的特性。此后, 还有很多研究者通过锥形透镜、全息片等方法也实现了贝塞尔光束<sup>[60-65]</sup>。虽然贝塞尔光束具有准直无衍射特性, 但它是三维空间柱坐标下的波动方程[(5)式]的解, 不能直接推广到二维平面特征的 SPP 波。实际上, SPP 场由于在界面法向( $z$  方向)呈指数衰减, 在  $x$ - $y$  面内波所满足的方程的解其实更为简单, 可以表示为  $E_z = A \exp(ik_{spp}x) \cos(k_y y) \exp(-\alpha z)$ , 传播方向为  $x$  方向, 横向满足余弦函数。可以看到, 这

也是一个波动方程分离变量得到的特征解, SPP 在  $x$  方向传播过程中, 横向的余弦形式场分布不会发生变化, 对应于准直的无衍射 SPP 波束。2012 年, 哈佛大学 Lin 等<sup>[66]</sup>研究了 SPP 的余弦波束。由于理想的余弦波束是由无限大的平面波干涉形成, 在实际体系中他们通过两组交错的光栅将空间光耦合到 SPP 中, 由于横向波矢的干涉得到了具有余弦函数形式的横向场调制。由于光栅本身区域有限, 耦合得到的波束还受到高斯函数的约束, 实验获得了一定区域内准直无衍射的余弦高斯 SPP 波束<sup>[66]</sup>, 如图 7 所示。此后, 南开大学 Wei 等<sup>[67]</sup>还在类似的耦合光栅中引入错位结构实现对准直波束的强度分布调制。

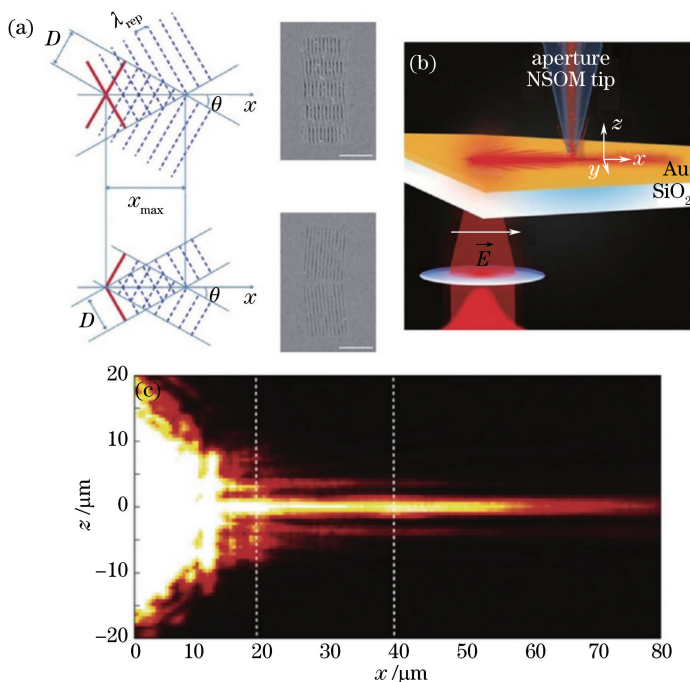


图 7 利用交叉光栅耦合构建对称的线性相位分布实现准直无衍射的余弦高斯型 SPP 波束<sup>[66]</sup>

Fig. 7 Straight and nondiffracting cosine Gaussian SPP beam coupled by crossing gratings<sup>[66]</sup>

余弦波束的形成原理为通过一组对称的具有一定夹角的平面波干涉在波束的横向形成余弦函数调制的驻波。其横向的场分布是一对正负方向的线性相位调制。之前 Li 等已经提出了面内衍射进行波束调控的方法, 并实现了 SPP 波束聚焦, 如果将聚焦所需的二次型相位设计改为一次线性分布, 应该可以获得准直无衍射的余弦波束。于是, Li 等<sup>[68]</sup>于 2013 年详细研究了一系列准直 SPP 波束的形成过程, 演示了 SPP 横向相位调制从二次型到一次线性逐渐过渡的多种波束。结果显示了 SPP 波束从聚焦到准直的转变[图 8(c)]。他们还发现在近似无衍射条件下, 通过适当调节波束横向的相位分布, 可以实现对波束传播过程中场强的调控。由于 SPP 波在传播过程中会衰减, Li 等根据损耗的强度反演出补偿损耗所需的相位要求, 成功实现了在  $35 \mu\text{m}$  范围内强度恒定的准直 SPP 波束[图 8(b)], 为调控 SPP 波形及能量传输提供了有效的手段。

### 3.3 表面等离子激元艾里波束

前文讨论的空间贝塞尔光束及金属表面的余弦等离子激元波束都是准直的无衍射波束。人们对于无衍射光束的研究热潮的兴起源自艾里光束的实现。早在 1978 年, Berry 和 Balaz 在理论上提出一种薛定谔方程的特解——艾里波包, 它在传播演化时不发生变化, 是一种无衍射的波包<sup>[14]</sup>。光传播的傍轴近似波动方程在数学形式上与含时薛定谔方程具有一致性, 有理由预见光的传播也可以满足艾里函数的波包获得无衍射的波束。特别要指出的是, 艾里函数预示了这个波束还具有自弯曲和自加速的性质, 这对于没有外力作用下的光场的传播行为显得尤为神奇, 因而吸引了很多研究者的兴趣。2007 年, Siviloglou 等通过约化(1+1)维度傍轴近似波动方程

$$i \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} = 0, \quad (6)$$

得到满足光波的艾里函数解。理想的艾里函数无限发散使得艾里光束具有无限能量, 考虑到实际情况, 在波束横向引入指数衰减从而获得有限能量的艾里光束形式[图 9(a)、(b)]。随后他们通过透镜变换, 在傅里叶



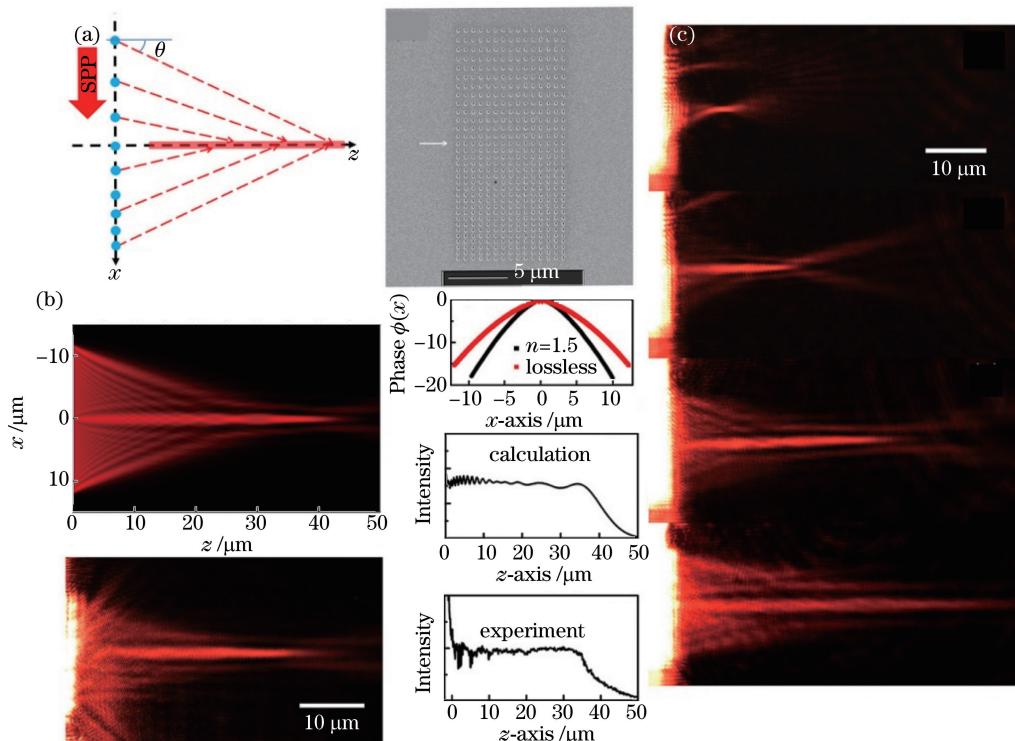


图 8 (a) 面内衍射实现准直波束的原理和样品图; (b) 设计和实验获得的准直无衍射“无损耗”的 SPP 波束; (c) 调节相位实现从聚焦波束到准直波束的转变实验结果<sup>[68]</sup>

Fig. 8 (a) Schematic of the collimated beam and the image of sample; (b) calculated and experimental straight nondiffracting and "lossless" SPP beams; (c) evolution from focusing to collimated beam by gradually adjusting the phase profile<sup>[68]</sup>

空间引入三次型相位片,对入射的高斯光束进行调制,实验获得了无衍射的艾里光束<sup>[15]</sup> [图 9(c)、(e)]。自此,这一无衍射、无发散、自加速的特殊波束吸引了一大批研究者对它的各项新颖性质开展了深入的研究<sup>[16-19,69-75]</sup>。

在实现了艾里光束之后,Christodoulides 研究组开始考虑等离子激元的艾里波束问题。2010 年,Salandrino 等针对 SPP 场的形式给出同样满足一维薛定谔方程形式的傍轴波动方程

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + 2ik_z \frac{\partial A}{\partial z} = 0, \quad (7)$$

式中  $A$  为 SPP 场的振幅。与艾里方程求解类似,可推导出最终满足艾里函数的 SPP 的解为

$$A(x, z) = Ai \left[ \frac{x}{x_0} - \left( \frac{z}{2k_z x_0^2} \right)^2 + i \frac{az}{k_z x_0^2} \right] \times \exp \left\{ i \left[ \frac{x + a^2 x_0}{2x_0} \frac{z}{k_z x_0^2} - \frac{1}{12} \left( \frac{z}{k_z x_0^2} \right)^3 \right] \right\} \times \exp \left[ a \frac{x}{x_0} - \frac{a}{2} \left( \frac{z}{k_z x_0^2} \right)^2 \right]. \quad (8)$$

(8)式为有限能量的 SPP 艾里波束的数学形式<sup>[76]</sup>。虽然预言了 SPP 艾里波束的存在,但是文献<sup>[76]</sup>指出在实际金属表面,在实验中实现这种 SPP 艾里波束还具有很大的挑战,存在很多问题,比如如何设计耦合结构实现空间光与 SPP 之间的波矢失配补偿,如何在 SPP 极有限的传播距离中实现艾里波形的弯曲效应,如何进行 SPP 传播轨迹的有效观察等。然而,仅仅一年之后国际上三个独立的研究组就通过不同的方法成功实现并观测到 SPP 艾里波束。美国加州大学伯克利分校 Zhang 等<sup>[77]</sup>利用图 10 所示的光栅耦合直接将自由空间的一维艾里光束耦合到金属表面形成弯曲无衍射的 SPP 艾里波束,并通过泄漏模显微镜实时观察到了外界空间光调制器对 SPP 艾里波束出射角度的动态调控。该方法借助于外部空间光调制实现了艾里光场,因而对 SPP 耦合光栅没有特殊要求。同时期,澳大利亚国立大学 Minovich 等<sup>[78]</sup>则针对普通入射光场特殊设计了具有艾里函数相位分布的耦合光栅,在空间光向 SPP 耦合的过程中进行相位调制,也同样实现了 SPP 艾里波束,并通过近场光学显微镜观察(图 11)。其具体原理就是利用错位为  $\lambda_{\text{spp}}/2$  的两组光栅(在耦

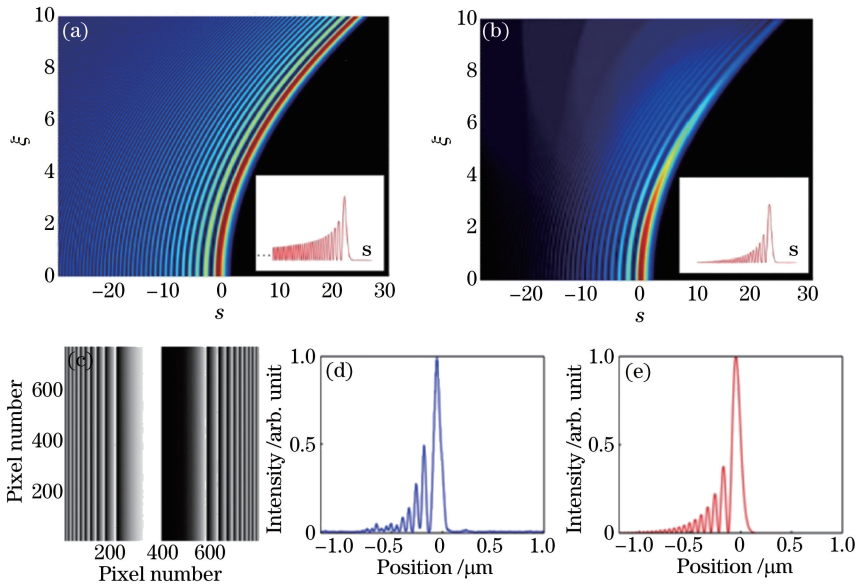


图 9 (a)理想的艾里光束和(b)指数截断的有限能量艾里光束波形分布;(c)实验实现一维艾里光束的三次型相位分布;(d)实验实现和(e)理论计算得到的艾里光束场强分布<sup>[15]</sup>

Fig. 9 (a) Ideal Airy beam; (b) truncated Airy beam with finite energy; (c) experimentally realized 1D Airy beam with cubic phase distribution; (d) experimentally obtained and (e) theoretically calculated field intensity of Airy beam<sup>[15]</sup>

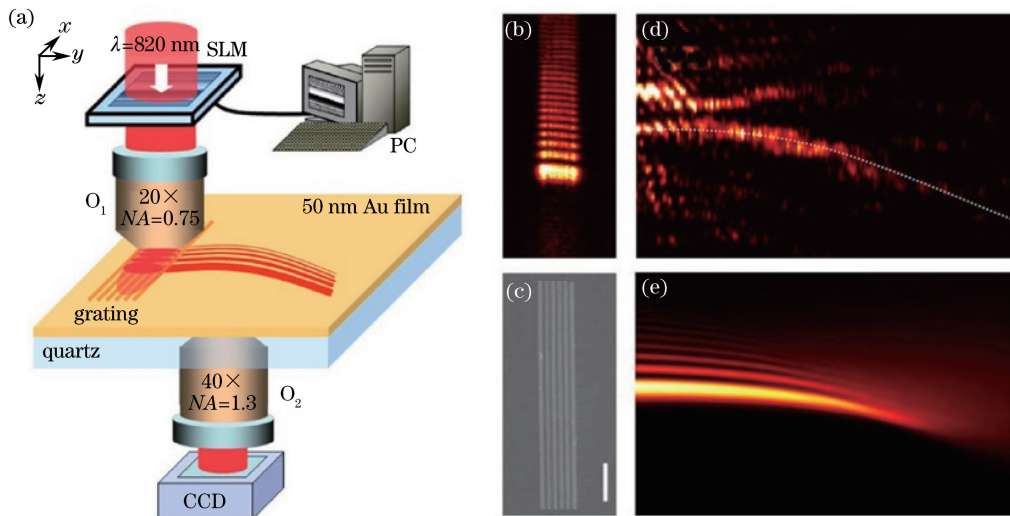


图 10 利用空间光调制(SLM)实现艾里光束并将其耦合入金属表面实现 SPP 艾里光束<sup>[77]</sup>

Fig. 10 SPP Airy beam generated by coupling the spatial light modulated one into the metal surface<sup>[77]</sup>

合 SPP 时能产生  $0$  和  $\pi$  相位差,达到二值性相位调制),再按照艾里函数的相位要求设定光栅参数分布,从而通过耦合过程实现 SPP 艾里波束。需要说明的是,该工作中并没有专门对振幅进行艾里函数调制,相对于相位的要求,振幅调制并非关键因素。这两种实现手段都强烈依赖于外部入射光或者 SPP 的耦合结构,而 Li 等<sup>[49]</sup>旨在实现完全的面内 SPP 传播调控,提出了非完美匹配布拉格衍射技术并用于 SPP 艾里波束的实现。如图 12 所示,精心设计并加工出非周期的纳米孔阵列作为 SPP 波的衍射结构,用一个简单的光栅将空间光耦合成金属表面 SPP,并入射到非周期阵列中。根据特殊的局域点阵参数对 SPP 衍射波相位分布进行调制,经过一系列衍射获得了自弯曲不发散的 SPP 艾里波束。图 12(a)、(b)是理论计算与实验结果对比,波束具有很好的自弯曲特性,且波束主瓣具有很好的局域性。他们还在波束传播路径中引入障碍物,实验测得该艾里波束确有很好的自修复性质<sup>[49]</sup>。

自此以后,有大量的研究工作继续对 SPP 艾里波束展开研究,比如用梯度势场来改变波束的传播轨

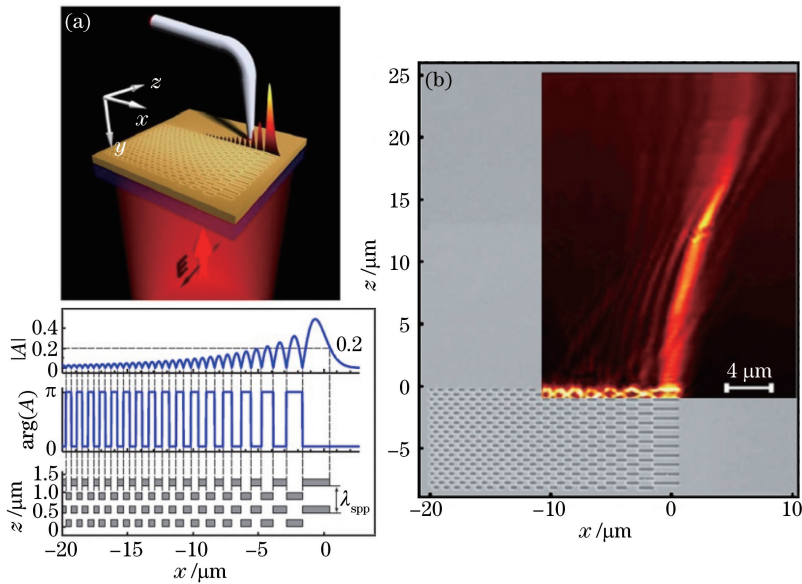


图 11 (a) 设计特定光栅结构对空间入射光场进行 SPP 耦合调制; (b) 实验上近场扫描测量得到的 SPP 艾里波束<sup>[78]</sup>  
 Fig. 11 (a) A specially designed grating for coupling the incident spatial light into SPP and performing manipulation;  
 (b) NSOM measured SPP Airy beam<sup>[78]</sup>

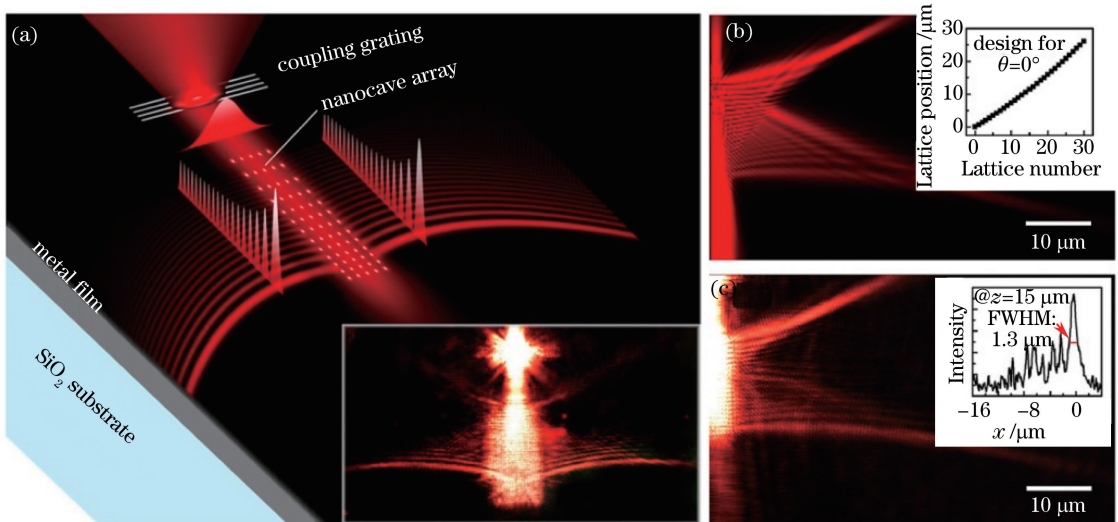


图 12 (a) 在金属表面设计非周期的衍射阵列通过传播 SPP 面内衍射获得自弯曲的艾里波束<sup>[49]</sup>;  
 (b) 理论计算和 (c) LRM 实验观察的结果

Fig. 12 (a) Schematic of the self-bending SPP Airy beam generated by in-plane diffraction within a well designed non-periodic nanoarray<sup>[49]</sup>; (b) theoretical calculation result; (c) LRM recorded result

迹<sup>[72]</sup>, 用两束艾里波束干涉来产生和调控 SPP 场的聚焦“热点”<sup>[79]</sup>。不过, 由于艾里波束的形成条件是光波动方程在傍轴近似下获得的, 这决定了波束的弯曲角度不可能很大。图 13 显示当弯曲斜率参数超出傍轴近似范围时, 艾里光束会很快弥散失去波束特征。因此, 很多研究者在艾里光束实现之后开始关注具有更大弯曲角度的非傍轴光束的形成与特性。

### 3.4 非傍轴表面等离激元波束

如果波动方程可以在正交坐标系中进行分离变量求解, 得出的波束的场分布形式在各个坐标方向是独立的, 因而在传播过程中波束的横向场分布不会发生变化, 如轴向 ( $z$  方向) 传播的无衍射贝塞尔光束。如果舍去轴向  $z$  方向的传播项时, 波束解的形式可以写成

$$\phi = J_a(kr) \exp(ia\theta - i\omega t), \quad (9)$$

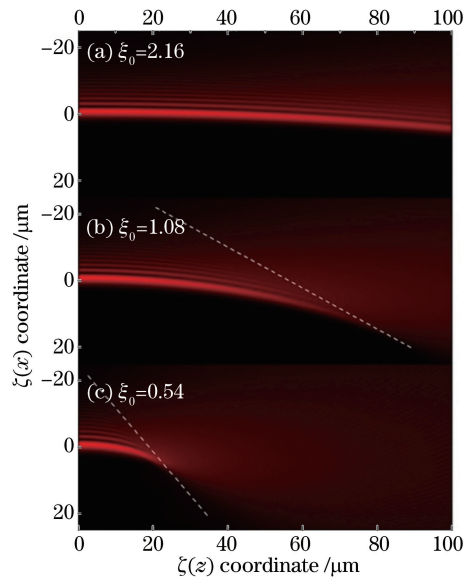


图 13 不同弯曲系数调制下艾里波束的传播性质,当不满足傍轴近似条件时,艾里波束会很快弥散  
Fig. 13 Propagations of Airy beams with different bending coefficients. When the paraxial condition is not satisfied, the Airy beam will diffuse

式中  $J_\alpha(kr)$  为光场在径向满足的贝塞尔函数分布,宗量  $\alpha$  表示贝塞尔函数的阶数。 $\alpha$  同时也是波束在角向传播模式的传播常数。当光场不受周期边界约束时, $\alpha$  不一定是整数,因而可以得到任意独立的沿角向传播的贝塞尔波束。由于角向函数与径向和轴向都是正交的,一个沿圆周角向传播的波束其径向的场分布依然保持贝塞尔径向函数形式,不会发生变化,因而也是一个无衍射传播解。2012年 Kaminer 等<sup>[80]</sup>详细研究了这种高阶数( $\alpha=150, 165$ )的角向贝塞尔波束的解,指出这是一种不受傍轴条件限制的大角度无衍射自加速光束(图 14),计算结果显示这种光束的弯曲偏转角度可以达到  $120^\circ$ 。由此可见,在圆柱坐标系下得出波动方程的本征解由于坐标变量之间的独立性,可以得到沿着轴向和角向传播的无衍射贝塞尔光束。可以预测除了圆柱坐标系之外,其他正交曲线坐标系中也应该有类似的无衍射波束解。同年,Zhang 等<sup>[81]</sup>研究了椭圆坐标系和抛物线坐标系中的特征解。他们根据两种坐标变换,找到了对应坐标系的波动方程形式,分别用 Mathieu 函数和 Weber 函数表示为

$$\begin{cases} \frac{d^2 R(\xi)}{d\xi^2} - (\beta - 2q \cosh 2\xi)R(\xi) = 0 \\ \frac{d^2 \Theta(\eta)}{d\eta^2} + (\beta - 2q \cosh 2\eta)\Theta(\eta) = 0 \end{cases}, \quad (10)$$

$$\begin{cases} \frac{d^2 \Phi(\sigma)}{d\sigma^2} + (k^2 \sigma^2 + 2k\gamma)\Phi(\sigma) = 0 \\ \frac{d^2 \vartheta(\tau)}{d\tau^2} + (k^2 \tau^2 - 2k\gamma)\vartheta(\tau) = 0 \end{cases}, \quad (11)$$

式中  $\beta$  为分离变量常数, $q$  为椭圆率参数, $\xi$  和  $\eta$  是椭圆坐标变换参数, $R(\xi)$  和  $\Theta(\eta)$  是 Mathieu 径向和角向函数; $2k\gamma$  为分离变量常数, $\sigma$  和  $\tau$  是抛物坐标变换参数, $\Phi(\sigma)$  和  $\vartheta(\tau)$  分别为 Weber 径向和角向函数。推导出在椭圆和抛物线坐标下的角向传播波束也独立于径向场分布。虽然它们受椭圆和抛物线型的影响,不像角向贝塞尔波束一样横向波形完全没有变化,但也是沿特定的轨迹传播而不发散的(图 15),因而也被归为特殊的无衍射波束并具有非傍轴特性。最后,Zhang 等<sup>[81]</sup>采用全息相位片的方法在实验中实现了无衍射的 Mathieu 和 Weber 光束,并演示了它们的自修复性质。另外,艾里光束的传播轨迹也是抛物线型,通过对比分析发现它在小的横向波矢范围内的相位分布与 Weber 光束非常接近。由此可以断定,艾里光束是 Weber 光束在傍轴条件下的近似解。该研究加深了人们对此类弯曲传播光束的理解。

除此以外,人们还从几何光学的角度分析艾里光束的形成原理<sup>[82]</sup>,从而发展出焦散波束的设计方案,也

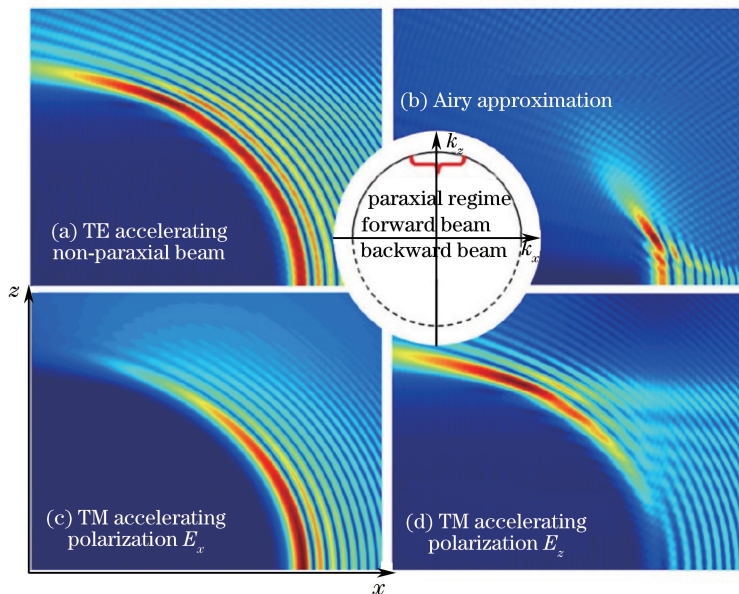


图 14 (a)(c)(d)满足柱坐标下波动方程解的角向贝塞尔光束及其偏振特性;(b)艾里光束的傍轴性质作为对比<sup>[80]</sup>

Fig. 14 (a)(c)(d) Angular Bessel beam for the solution of wave equation in column coordinate and its polarization property; (b) paraxial Airy beam for comparison<sup>[80]</sup>

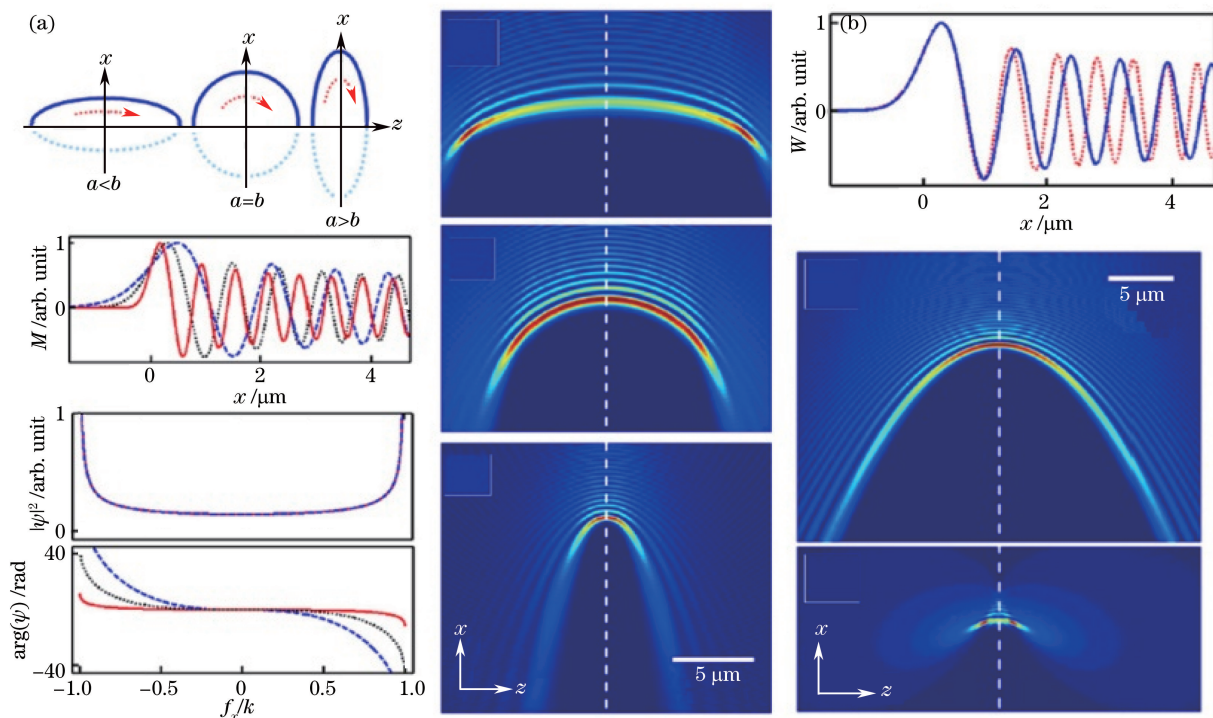


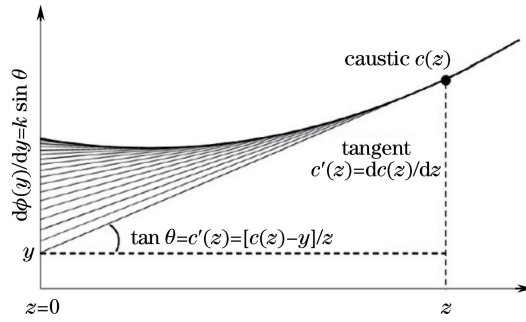
图 15 (a)椭圆坐标系下的角向传播获得无衍射 Mathieu 光束;(b)抛物线坐标系下获得无衍射 Weber 光束<sup>[81]</sup>

Fig. 15 (a) Angular propagating and nondiffracting Mathieu beam achieved in elliptical coordinate; (b) nondiffracting Weber beam in parabolic coordinate<sup>[81]</sup>

是可以实现非傍轴乃至任意弯曲轨迹的自加速光束<sup>[83]</sup>。其核心思想为所设计的焦散波束的横向相位梯度满足每一个位置对应于目标轨迹的切线,通过一系列切线的求解可以得到横向相位分布  $\phi(y)$  满足

$$\frac{d\phi(y)}{dy} = \frac{kc'(z)}{\sqrt{1 + [c'(z)]^2}}, \quad (12)$$

如图 16 所示。

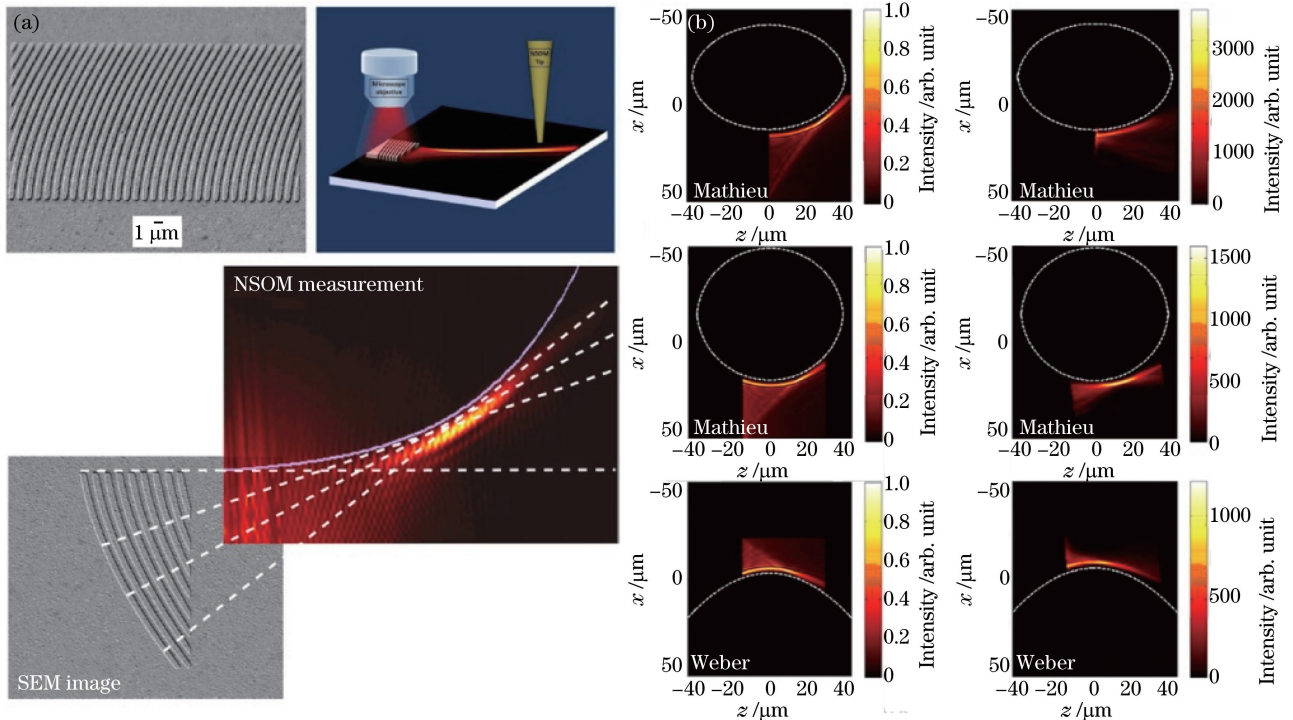
图 16 几何光学描述的焦散波束形成原理<sup>[83]</sup>Fig. 16 Formation of caustic beam schemed by geometric optics<sup>[83]</sup>

与 SPP 艾里波束相同,这些非傍轴光束也逐一在等离激元体系中实现。2014 年,Epstein 等首先根据焦散波束的设计方案,通过金属表面设计二元耦合光栅为

$$t(z, y) = \frac{h_0}{2} \left\{ 1 + \text{sgn} \left\{ \cos \left[ \frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi_i(y) \right] \right\} \right\}, \quad (13)$$

式中  $\text{sgn}$  代表符号函数。这种耦合结构在补偿空间光束与 SPP 波波矢差的同时,进行了特定的横向相位设计,从而实现了非傍轴大角度弯曲的 SPP 波束。为了验证该方法的通用性,他们设计了横向调制为 1.5 次、2 次、3 次以及 e 指数型相位分布的焦散波束,并都通过实验予以实现<sup>[84]</sup>。这类焦散波束并不都满足无衍射特性,特别是在非傍轴条件下,它们并不是亥姆霍兹方程的无衍射解。因此,该研究组在同一年又借鉴了 Zhang 等提出的空间无衍射 Mathieu 光束和 Weber 光束解的形式,通过 SPP 二元相位光栅的设计,实现了快速加速的非傍轴 SPP 波束——Mathieu 波束和 Weber 波束<sup>[85]</sup>(图 17)。

在无衍射自加速的艾里光束实现之后,各种特殊波束的形成机理、新颖特性吸引了众多研究者的兴趣,各类波束研究蓬勃兴起。近五六年来,人们已经对电磁波传播所满足的亥姆霍兹方程在不同坐标系下构筑

图 17 (a)按照焦散波束设计原理通过特定光栅耦合结构实现任意弯曲的 SPP 波束<sup>[84]</sup>;(b)根据椭圆和抛物线坐标下的特征解构建非傍轴的 SPP Mathieu 和 Weber 波束<sup>[85]</sup>Fig. 17 (a) Arbitrary bending SPP beam by particular grating coupling according to the caustic beam design<sup>[84]</sup>;(b) nonparaxial SPP Mathieu beam and Weber beam according to the solutions in elliptical and parabolic coordinates<sup>[85]</sup>

的一系列无衍射波束,从傍轴近似到各种焦散波束,从空间光束到面内 SPP 波束的形成机理与调控手段进行了深入揭示和广泛发展。相关研究进展也已经被若干综述文章报道<sup>[86-89]</sup>。已有的一系列面内面外的相位波前调控方法,在补偿空间光波矢失配的同时实现了各种特殊波束,为人们在微纳尺度上调控 SPP 的传播提供了强有力的手段。

## 4 表面等离激元近场全息

近年来在 SPP 波束调制上取得的突出进展,特别是任意形状波束的实现,促使研究人员发展出更通用灵活的手段对任意形式的 SPP 场分布进行操控。在非傍轴 SPP 波束实现中,由目标轨迹反推相位的过程已经显示出一定的光学全息设计思想。由于 SPP 是沿着金属表面传播的近场倏逝波,在基于 SPP 的全息设计中,可以根据 SPP 场扮演的角色分为三类。第一类是 SPP 为全息目标场,它显示的是局域金属表面的特定场分布,如之前实现的各种特殊波束,而参考光是外界入射的空间光束;第二类是物光和参考光都是 SPP 场,此类全息完全通过金属二维平面内的干涉效应实现全息过程;第三类是 SPP 波为参考光入射到全息结构上辐射出来形成的特殊空间场分布——全息图案。我们将从这三个方面介绍如何将全息技术引入 SPP 的近场调控以及 SPP 远场辐射特性的调控中。

### 4.1 光栅耦合的等离激元全息设计

光栅耦合是利用空间周期补偿波矢失配,将空间光转换到 SPP 表面波常用的手段。在过去的十几年中,相关耦合结构经过了不断优化,甚至发展到利用超表面方案实现远场到近场波的完美转换<sup>[90]</sup>,但是很少有人关注转换之后表面波的波形和场分布的调控。2012年,先后有若干研究组提出 SPP 全息设计思想。中国科学院李志远研究组和以色列的 Arie 研究组提出通过 SPP 场参与全息干涉可以对光束的波形进行调制。其中李志远研究组的工作重点是以 SPP 波作为参考光在空间实现全息成像<sup>[91-92]</sup>,将在 4.3 节中详细介绍。哈佛大学 Capasso 研究组则提出了用全息的原理,根据空间涡旋光束与聚焦等离激元波束之间的干涉设计特定的叉形光栅,成功地将不同角动量拓扑荷数的涡旋光束耦合成不同位置的 SPP,并通过对应位置上制备的光电探测器实现了片上集成的波形检测<sup>[93]</sup>。文献[93]还指出,这种全息的思想将非常通用,可以将空间光场耦合成任意形状 SPP 的表面波束,如艾里波束。随后,以色列的 Arie 研究组又从更广义的角度考虑了自由空间光场与 SPP 近场之间的相互转换,提出全息思想设计耦合光栅(图 18),发展了更广义的布拉格定律。其二元光栅的设计与之前产生任意弯曲 SPP 波束、Mathieu 波束和 Weber 波束时的设计方案一致,即

$$h(x, y) = \frac{h_0}{2} \left\{ 1 + \operatorname{sgn} \left[ \cos \left[ \frac{2\pi}{\Lambda} x - \phi(x, y) \right] \cos[\pi q(x, y)] \right] \right\}, \quad (14)$$

式中  $h_0$  是金属表面光栅结构的设定高度,  $h(x, y)$  是根据全息设计需要求得的金属表面的光栅高度分布,根据二元光栅设计,  $h(x, y)$  具有两个值, 0 和  $h_0$ ;  $\sin[\pi q(x, y)]$  和  $\phi(x, y)$  是目标光场的傅里叶振幅和相位, 详见文献[94]。利用该方法成功实现了 SPP 表面波束的整形、空间光场的聚焦、艾里光束和涡旋光束<sup>[94]</sup>。

此后, Arie 研究组一直致力于推广 SPP 全息的概念和方法,他们在文献[94]工作的基础上着重进行了全息设计来实现各种特殊的 SPP 波束。该全息方法借鉴了光栅衍射的原理,并拓展到更大的波矢范围,使得最低正负阶的衍射波正好耦合到金属表面形成 SPP 波束<sup>[94]</sup>。图 19 所示为厄米高斯光束在空间衍射和耦合成反向传播 SPP 波束的示意图。该方法可以同时调控 SPP 场的振幅和相位,因为可以实现任意形状的 SPP 波束<sup>[86]</sup>。他们也在实验中成功实现了 SPP 体系下一系列特殊波束——自相似的厄米高斯波束、无衍射的余弦高斯波束、自加速的艾里波束等。另外,他们也将光栅耦合的设计方案进一步发展到了对 SPP 波束强度的调控上<sup>[95]</sup>。在 Li 等<sup>[68]</sup>关于自准直 SPP 波束的研究中已经发现,通过波束初始相位的调节,可以任意调整衍射子波源在波束传播路径中的贡献,从而可以获得任意想要的 SPP 波束的光强分布。Epstein 等<sup>[95]</sup>采用了类似的思想,针对目标波束的光强分布对耦合光栅结构进行针对性设计以获得特定的初始波前,从而得到一系列强度可控的 SPP 波束。

### 4.2 面内衍射的等离激元全息设计

上述基于光栅耦合的等离激元全息设计,充分利用空间光与 SPP 表面波转换过程中波矢匹配与调制来实现特定的 SPP 目标波形和近场分布。该方法利用外界空间入射的光场作为参考光,在相位、偏振、角动量

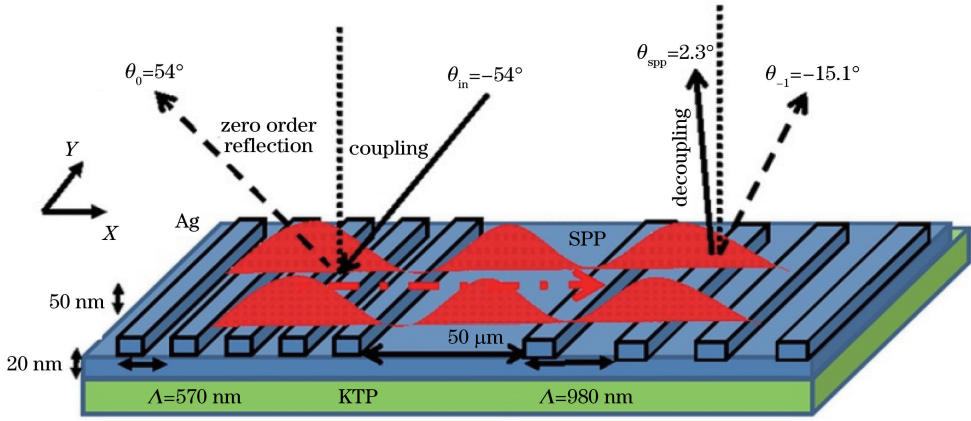


图 18 通过光栅设计将空间光与近场 SPP 波进行耦合入耦出的设计原理图<sup>[94]</sup>

Fig. 18 Schematic of the grating design for coupling between the spatial light and near field SPPs<sup>[94]</sup>

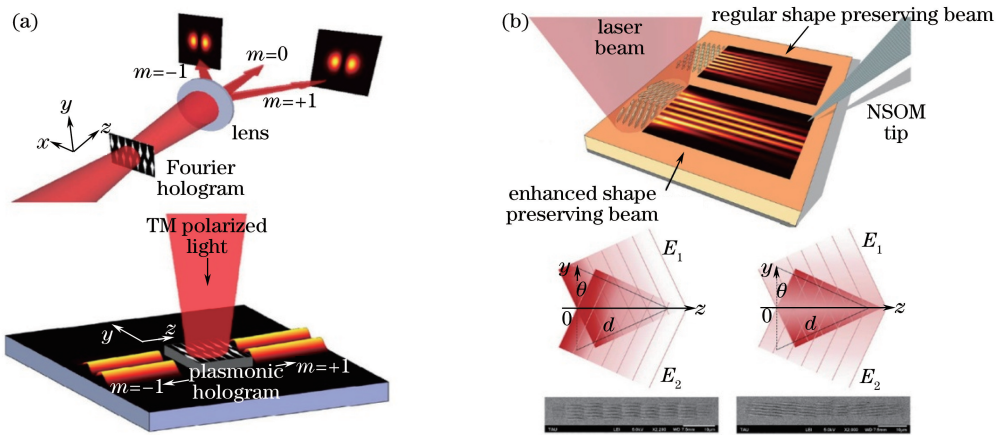


图 19 (a)全息光栅设计将空间光衍射耦合到 SPP 波<sup>[86]</sup>；

(b)通过耦合光栅的设计调节 SPP 初始波前以实现传播中波束强度的调控<sup>[95]</sup>

Fig. 19 (a) Holographic grating for the coupling of spatial light into SPP wave<sup>[86]</sup>；(b) design of coupling grating to adjust the initial SPP wavefront to control the beam intensity in its propagation<sup>[95]</sup>

等激发条件的控制上具有优势。不过,这也使得 SPP 的调控以及全息过程不是在二维平面内完成,在器件的独立性和集成度等方面显得不足。因此,考虑借鉴三维空间全息的设计投影到二维金属表面完成面内的 SPP 全息过程,即参考光和物光场都是 SPP 近场。

2014 年李志远研究组提出了基于面内衍射惠更斯原理的 SPP 全息设计思想,在金属表面上加工一组复杂的槽型结构,可以将金属表面传播的 SPP 平面波进行衍射聚焦<sup>[96]</sup>。同为 SPP 波的参考光和物光干涉获

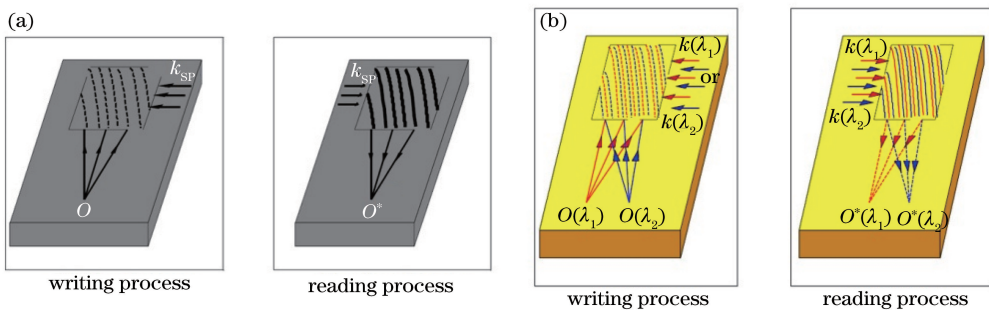


图 20 面内 SPP 衍射全息设计示意图。(a)实现单点聚焦<sup>[96]</sup>；(b)实现多波长聚焦的波分复用<sup>[97]</sup>

Fig. 20 Schematic of in-plane SPP holography.

(a) Single focus<sup>[96]</sup>；(b) multiple focuses and wavelength division multiplexing<sup>[97]</sup>



得的全息结构图案为

$$I = (U_o + U_w) \times (U_o + U_w)^* = A_o^2 + A_w^2 + U_o U_w^* + U_o^* U_w, \quad (15)$$

式中  $I$  为干涉后光强,  $U_o$  和  $U_w$  分别为物光和参考光的复振幅。SPP 面内全息写入和读出过程如图 20 所示。基于该原理,他们还进一步针对不同波长的 SPP 进行设计,可以完成不同位置的聚焦从而实现 SPP 解波分复用的功能<sup>[97]</sup>。这些面内 SPP 全息设计与之前 Li 等提出的非严格布拉格衍射方法从功能上非常相似,全息思想的引入则是对此类调控手段的进一步发展和推广。

面内全息的方法为设计具有特定相位和振幅分布的 SPP 波束拓展了思路。与 Li 等之前通过面内衍射实现 SPP 艾里波束、准直波束相同,其他特殊的波束也可以通过面内全息的方法实现。不过,前人已经提出了针对任意波形的焦散波束的设计方法<sup>[83]</sup>,面内全息法是否更具有优势呢?针对这个问题,南京大学李涛研究组考察了之前人们没有实现的不符合亥姆霍兹方程特征解的弯曲振荡波形——正弦波形<sup>[98]</sup>。他们在研究中发现,在此类波束的全息设计中,如果将目标波束简单的离散成相位无关联的物点进行干涉全息,得到的离散目标点不能密集分布,从而无法形成完整的波束。若找到目标波束上个点的相位分布,再进行全息衍射,则可获得高质量的波束(图 21)。他们通过实验进一步发展了之前的非严格布拉格衍射方法,设计出单元数目变化的非周期衍射孔阵,成功地进行衍射波振幅和相位的同时调制,实现了很好的弯曲振荡 SPP 波束(图 22)。此外,他们还针对全息获得结果与之前焦散波束结果进行了理论及实验对比,数据显示全息结果不受振荡波束在拐点处由同斜率造成的杂散场干扰,具有明显的优势[图 22(c)]。这表明面内全息设计方法在 SPP 近场传播和近场分布的调控中具有广阔的应用空间。

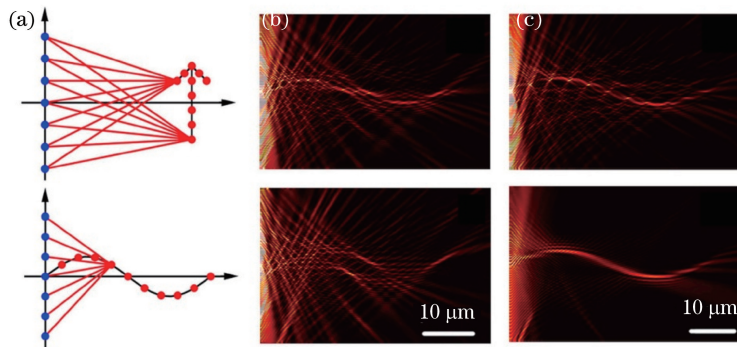


图 21 (a)波束形成的衍射全息设计原理图;(b)相位无关联全息设计导致波束无法成形;  
(c)相位关联的全息实现弯曲振荡波束<sup>[98]</sup>

Fig. 21 (a) Schematic of diffractive holographic design for beam engineering; (b) uncorrelated phase design leads to beam collapse; (c) realization of curved oscillating beam by correlated phase holographic design<sup>[98]</sup>

### 4.3 空间辐射的等离子元全息设计

近五六年来表面等离子元波束调制研究开展得如火如荼,微纳光学领域的另一分支——超表面的研究也掀起了热潮。超表面的核心思想是利用一薄层亚波长超构材料设计对入射波的相位、偏振进行调制,以实现射出波性质的调控。由此,人们可以突破菲涅耳折射定律,通过薄层界面任意调控电磁波的反射和透射性质,这有望发展出全新的光学器件<sup>[99-101]</sup>。一种可能的应用是实现高像素高分辨大视角的空间全息<sup>[102-103]</sup>。国际上研究者为此目标开展了竞争非常激烈的研究,目前已经在低损耗、高效率、宽带、多色等各向指标上取得突出进展<sup>[104-112]</sup>。特别是近期在全介质超表面研究方面,哈佛大学 Capasso 研究组已经研制出可媲美成熟显微镜头的平板超级透镜<sup>[113]</sup>,北京大学和哈尔滨工业大学分别利用空间复用的方法实现了彩色的可见光超表面全息<sup>[114-115]</sup>,澳大利亚国立大学实现了极高效率的透明全息<sup>[16]</sup>。这些进展预示着超表面研究正逐渐走向实际应用。从另一个角度看,这些超表面功能的实现仍然依赖空间光入射到空间光输出,其亚波长超薄的特性在器件集成中的优势并未得到充分体现。利用 SPP 作为入射的参考光形成空间的光场调控、全息成像乃至三维显示,也许能为高集成度的成像显示芯片提供新的技术方案。

前面的 SPP 全息研究表明,已经可以利用精心设计的光栅结构将空间入射的光束耦合到金属表面并进行相位调制形成特定的 SPP 近场波束,甚至可以对其传播过程的强度进行调控。不过这仅仅利用了入射的

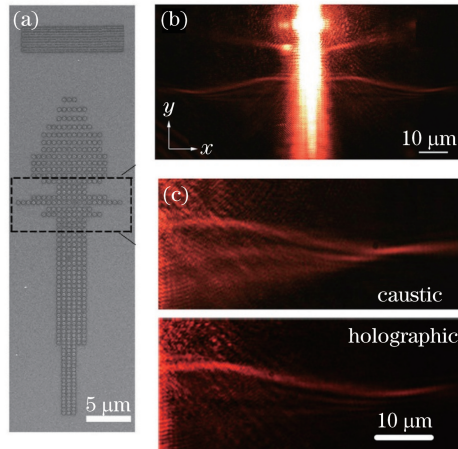


图 22 (a)面内全息设计的衍射结构样品图,非均匀的点阵结构可进行 SPP 相位和振幅的同时调控;

(b)实验测试的弯曲振荡波形;(c)焦散波束设计与全息设计实验结果的对比<sup>[98]</sup>

Fig. 22 (a) Image of the sample by in-plane holographic design, where the inhomogeneous lattice structure is used for the modulations of both the phase and amplitude of SPP beam; (b) experimentally obtained oscillating beam;

(c) comparison of caustic beam design and holographic beam design<sup>[98]</sup>

空间光向 SPP 耦合的过程,SPP 近场波仅扮演了物光角色。文献[94]指出,以 SPP 为参考光也可以对空间辐射的光场进行全息调控。这种全息设计虽然最终的成像是在空间,但是其全息写入过程通过与 SPP 表面波的干涉得到,因此也归类为近场全息。最早中国科学院李志远研究组正是运用这一思想,他们通过一个小孔耦合的金属表面 SPP 波,与空间的物光场进行干涉,获得干涉图案并加工出对应的微纳结构。当外界光再次由小孔耦合成由中心向外传播的 SPP 弧面波时,该 SPP 场会被全息结构散射在空间形成最初设定的目标图案<sup>[91]</sup>。图 23 所示为加工制备的样品,理论模拟以及实验测得的目标全息图——字母 L 和 O。从图 23 (b)、(c)可以看到实验结果具有很好的全息显示效果。此后,他们还用此方法设计 SPP 全息透镜<sup>[92]</sup>。

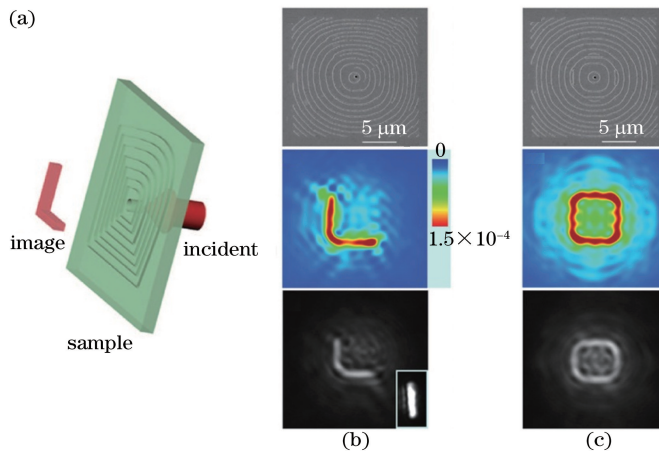


图 23 以圆孔耦合的 SPP 为参考光在空间进行全息成像的示意图、样品图、理论和实验结果<sup>[91]</sup>

Fig. 23 Schematic of the SPP holography with a hole as coupler, the sample image, and theoretical and experimental results<sup>[91]</sup>

南京大学李涛研究组也在 2013 年将面内衍射调控 SPP 的手段拓展到空间辐射的调控中,实现了空间的聚焦光束和艾里光束<sup>[117]</sup>。其基本原理是衍射的相位设计中需要考察 SPP 波矢和空间波矢的转换(图 24)。此方法也被成功应用到光纤端面对输出波形进行控制,实现了艾里光束等特殊波束<sup>[118]</sup>。此后, Li 等进一步在两个正交维度耦合 SPP 波,并入射到一个精心设计的纳米孔阵结构中,由 SPP 传播场的纵向(平行平面)分量干涉可以获得一系列特定的偏振调制,同时辐射波的相位也受到点阵位置的调制。通过该原理成功获得了多偏振态辐射光束的聚焦<sup>[119]</sup>。图 25 所示为一个同时产生八种偏振态的样品照片和实验结果图。虽然该工作不是完全基于全息设计的结果,但它显示了 SPP 衍射干涉在空间光束调控中的强大功能。随后同研究组的

Chen 等便将全息的设计真正引入到 SPP 的辐射调控中,同时引入具有特定取向的长方孔阵列,在调控 SPP 辐射相位的同时还进行了偏振旋转。这样可以在全息成像过程中通过偏振过滤获得信噪比更高的全息图案(图 26)。目前,他们正基于此原理进行基于面内 SPP 传播路由选择的高阶复用的全息技术研究,希望将 SPP 近场传播、矢量偏振、路径可控等优异性质应用于空间成像和信息复用等方面。

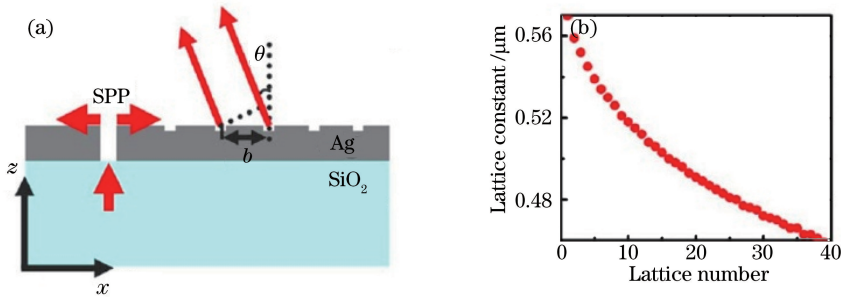


图 24 (a) SPP 经光栅耦合到空间的衍射示意图;(b)针对空间艾里波束衍射设计的结构参数图<sup>[117]</sup>

Fig. 24 (a) Schematic of SPP diffraction by gratings; (b) structural parameters for the diffracted Airy beam design<sup>[117]</sup>

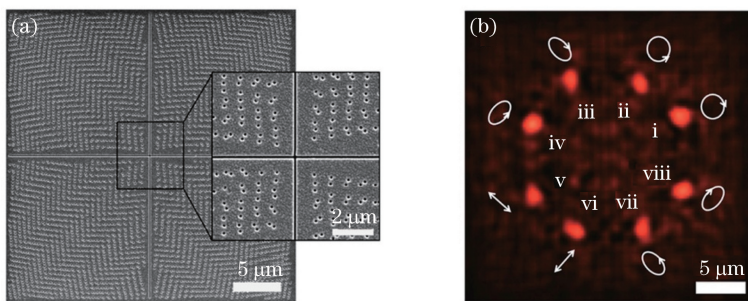


图 25 (a)基于 SPP 衍射的多偏振产生器样品图;(b)在空间同时实现八种不同偏振态的聚焦实验结果<sup>[119]</sup>

Fig. 25 (a) Sample image of multiple polarization generator by SPP diffraction; (b) experimental results of eight focused polarization states generated simultaneously in free space<sup>[119]</sup>

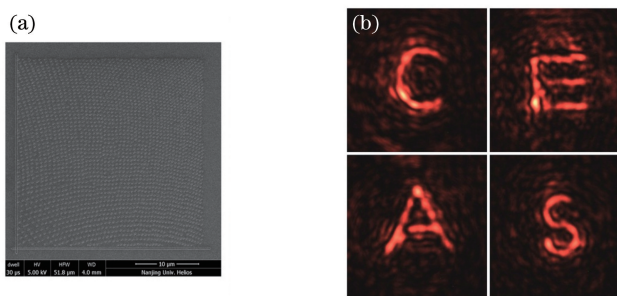


图 26 (a) SPP 全息设计的样品图案;(b)由四种样品 SPP 激发获得空间全息显示结果

Fig. 26 (a) Sample image of SPP holographic design; (b) holographic images by SPP excitation in four samples (unpublished data)

当然,由于表面等离激元系统本身的损耗问题,此类辐射调控与全息显示在应用效率和使用空间方面都受到很大限制,不利于技术的进一步应用推广。不过,正如当前超表面研究已经发展到全介质体系一样,基于 SPP 表面波的全息设计也可以拓展到低损耗的全介质波导中。以介质波导的导模为参考光,在波导表面设计弱散射的全息结构进行空间辐射的波形调控及全息成像。中山大学 Cai 等<sup>[120]</sup>在 2012 年就利用回音壁硅波导中经过特定相位选择的散射光实现了空间的轨道角动量涡旋光束。这说明这种从波导到空间光场的转换辐射思想完全有可能在介质波导体系中实现,为高集成、可拓展的微纳光子芯片设计开拓了新方案。

## 5 结束语

回顾了十余年来表面等离激元波传播操控、波束调制、全息技术等方面的研究进展,阐述了二维体系下表面等离激元波特殊波束的形成机理和实现手段,并详细介绍了在调控等离激元近场波任意场分布及其

与空间光场耦合转换过程中发展出的近场全息技术。这些研究深化拓展了人们对等离激元波这一近场光传播特性的认识和理解,大大增强了对等离激元场的调控手段与能力。在未来的研究中,可以利用对等离激元增强的任意形式的近场分布进行有目标的光与物质相互作用<sup>[121]</sup>,光力操控<sup>[122]</sup>,光场多维调控,超分辨成像,大视角全息,以及高集成的片上光谱检测、光子路由等新型微纳光学功能器件的研发。此外,相关研究所揭示的等离激元波的基本性质和调控手段具有很好的通用性和拓展性,已经在微波、声波、水波乃至电子波等多个领域表现出很好的适用性。这些前沿成果和重要思想在包含光学和光学工程在内的多个领域都具有巨大的发展潜力和广阔的应用前景。

### 参 考 文 献

- [1] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 824-830.
- [2] Ozbay E. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions[J]. *Science*, 2006, 311(5758): 189-193.
- [3] Maier S A. Plasmonics: fundamentals and applications[M]. Cham: Springer Science & Business Media, 2007.
- [4] Gu Benyuan. Surface plasmon subwavelength optics: principles and novel effects[J]. *Physics*, 2007, 36(4): 280-287.  
顾本源. 表面等离激元亚波长光学原理和新颖效应[J]. *物理*, 2007, 36(4): 280-287.
- [5] Wang Zhenlin. A review on research progress in surface plasmons[J]. *Progress in Physics*, 2009, 29(3): 287-324.  
王振林. 表面等离激元研究新进展[J]. *物理学进展*, 2009, 29(3): 287-324.
- [6] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I. Plasmonics beyond the diffraction limit[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(2): 83-91.
- [7] Tong Lianming, Xu Hongxing. Surface plasmons——mechanisms, applications and perspectives[J]. *Physics*, 2012, 41(9): 582-588.  
童廉明, 徐红星. 表面等离激元——机理, 应用与展望[J]. *物理*, 2012, 41(9): 582-588.
- [8] Mei Ting, Yang Dong, Zhang Hui, *et al.* Manipulating surface plasmon polaritons: principles and research progress [J]. *Journal of South China Normal University (Natural Science Edition)*, 2013, 45(2): 1-11.  
梅霆, 杨东, 张辉, 等. 表面等离激元的操控: 原理与研究进展[J]. *华南师范大学学报(自然科学版)*, 2013, 45(2): 1-11.
- [9] Ren Mengxin, Xu Jingjun. Surface plasmon polariton enhanced nonlinearity and applications [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2013, 50(8): 080002.  
任梦昕, 许京军. 表面等离激元增强非线性原理及应用[J]. *激光与光电子学进展*, 2013, 50(8): 080002.
- [10] Xu H, Bjerneld E J, Käll M, *et al.* Spectroscopy of single hemoglobin molecules by surface enhanced Raman scattering[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83(21): 4357-4360.
- [11] Pettinger B, Ren B, Picardi G, *et al.* Nanoscale probing of adsorbed species by tip-enhanced Raman spectroscopy[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(9): 096101.
- [12] Moreno E, Rodrigo S G, Bozhevolnyi S I, *et al.* Guiding and focusing of electromagnetic fields with wedge plasmon polaritons[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(2): 023901.
- [13] Kinkhabwala A, Yu Z F, Fan S H, *et al.* Large single-molecule fluorescence enhancements produced by a bowtie nanoantenna[J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(11): 654-657.
- [14] Berry M V, Balazs N L. Nonspreading wave packets[J]. *American Journal of Physics*, 1979, 47(3): 264-267.
- [15] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, *et al.* Observation of accelerating Airy beams[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(21): 213901.
- [16] Siviloglou G A, Christodoulides D N. Accelerating finite energy Airy beams[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(8): 979-981.
- [17] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, *et al.* Ballistic dynamics of Airy beams[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(3): 207-209.
- [18] Broky J, Siviloglou G A, Dogariu A, *et al.* Self-healing properties of optical Airy beams[J]. *Optics Express*, 2008, 16(17): 12880-12891.
- [19] Carretero L, Acebal P, Blaya S, *et al.* Nonparaxial diffraction analysis of Airy and SAiry beams[J]. *Optics Express*, 2009, 17(25): 22432-22441.
- [20] Hecht B, Bielefeldt H, Novotny L, *et al.* Local excitation, scattering, and interference of surface plasmons[J].

- Physical Review Letters, 1996, 77(9): 1889-1892.
- [21] Wang B, Aigouy L, Bourhis E, *et al.* Efficient generation of surface plasmon by single-nanoslit illumination under highly oblique incidence[J]. Applied Physics Letters, 2009, 94(1): 011114.
- [22] Hooper I R, Sambles J R. Dispersion of surface plasmon polaritons on short-pitch metal gratings[J]. Physical Review B, 2002, 65(16): 165432.
- [23] Kano H, Mizuguchi S, Kawata S. Excitation of surface-plasmon polaritons by a focused laser beam[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1998, 15(4): 1381-1386.
- [24] Courjon D, Bainier C. Near field microscopy and near field optics[J]. Reports on Progress in Physics, 1994, 57(10): 989-1028.
- [25] Liu Z, Steele J M, Lee H, *et al.* Tuning the focus of a plasmonic lens by the incident angle[J]. Applied Physics Letters, 2006, 88(17): 171108.
- [26] Drezet A, Hohenau A, Koller D, *et al.* Leakage radiation microscopy of surface plasmon polaritons[J]. Materials Science and Engineering B, 2008, 149(3): 220-229.
- [27] González M U, Weeber J C, Baudrion A L, *et al.* Design, near-field characterization, and modeling of 45 surface-plasmon Bragg mirrors[J]. Physical Review B, 2006, 73(15): 155416.
- [28] Ditlbacher H, Krenn J R, Schider G, *et al.* Two-dimensional optics with surface plasmon polaritons[J]. Applied Physics Letters, 2002, 81(10): 1762-1764.
- [29] Yin L, Vlasko-Vlasov V K, Pearson J, *et al.* Subwavelength focusing and guiding of surface plasmons[J]. Nano Letters, 2005, 5(7): 1399-1402.
- [30] Song W, Fang Z, Huang S, *et al.* Near-field nanofocusing through a combination of plasmonic Bragg reflector and converging lens[J]. Optics Express, 2010, 18(14): 14762-14767.
- [31] Fang Z, Peng Q, Song W, *et al.* Plasmonic focusing in symmetry broken nanocorrals[J]. Nano Letters, 2010, 11(2): 893-897.
- [32] Li J, Yang C, Li J, *et al.* Plasmonic focusing in nanostructures[J]. Plasmonics, 2014, 9(4): 879-886.
- [33] Yang S, Chen W, Nelson R L, *et al.* Miniature circular polarization analyzer with spiral plasmonic lens[J]. Optics Letters, 2009, 34(20): 3047-3049.
- [34] Chen W, Abeyasinghe D C, Nelson R L, *et al.* Experimental confirmation of miniature spiral plasmonic lens as a circular polarization analyzer[J]. Nano Letters, 2010, 10(6): 2075-2079.
- [35] Chen W, Nelson R L, Zhan Q. Efficient miniature circular polarization analyzer design using hybrid spiral plasmonic lens[J]. Optics Letters, 2012, 37(9): 1442-1444.
- [36] Chen C F, Ku C T, Tai Y H, *et al.* Creating optical near-field orbital angular momentum in a gold metasurface[J]. Nano Letters, 2015, 15(4): 2746-2750.
- [37] Tsai W Y, Huang J S, Huang C B. Selective trapping or rotation of isotropic dielectric microparticles by optical near field in a plasmonic archimedes spiral[J]. Nano Letters, 2014, 14(2): 547-552.
- [38] Yin X, Ye Z, Rho J, *et al.* Photonic spin Hall effect at metasurfaces[J]. Science, 2013, 339(6126): 1405-1407.
- [39] Li G, Kang M, Chen S, *et al.* Spin-enabled plasmonic metasurfaces for manipulating orbital angular momentum of light[J]. Nano Letters, 2013, 13(9): 4148-4151.
- [40] Xiao S, Zhong F, Liu H, *et al.* Flexible coherent control of plasmonic spin-Hall effect[J]. Nature Communications, 2015, 6: 8360.
- [41] Yuan G H, Yuan X C, Bu J, *et al.* Manipulation of surface plasmon polaritons by phase modulation of incident light [J]. Optics Express, 2011, 19(1): 224-229.
- [42] Zhao C, Wang J, Wu X, *et al.* Focusing surface plasmons to multiple focal spots with a launching diffraction grating [J]. Applied Physics Letters, 2009, 94(11): 111105.
- [43] Zhao C, Zhang J. Binary plasmonics: launching surface plasmon polaritons to a desired pattern[J]. Optics Letters, 2009, 34(16): 2417-2419.
- [44] Zhao C, Zhang J. Plasmonic demultiplexer and guiding[J]. ACS Nano, 2010, 4(11): 6433-6438.
- [45] Tanemura T, Balram K C, Ly-Gagnon D S, *et al.* Multiple-wavelength focusing of surface plasmons with a nonperiodic nanoslit coupler[J]. Nano Letters, 2011, 11(7): 2693-2698.
- [46] Hohenau A, Krenn J R, Stepanov A L, *et al.* Dielectric optical elements for surface plasmons[J]. Optics Letters, 2005, 30(8): 893-895.

- [47] Feng L, Tetz K A, Slutsky B, *et al.* Fourier plasmonics: diffractive focusing of in-plane surface plasmon polariton waves[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 91(8): 081101.
- [48] Fang Z, Lu Y, Fan L, *et al.* Surface plasmon polariton enhancement in silver nanowire-nanoantenna structure[J]. *Plasmonics*, 2010, 5(1): 57-62.
- [49] Li L, Li T, Wang S M, *et al.* Plasmonic Airy beam generated by in-plane diffraction[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(12): 126804.
- [50] Li L, Li T, Wang S M, *et al.* Broad band focusing and demultiplexing of in-plane propagating surface plasmons[J]. *Nano Letters*, 2011, 11(10): 4357-4361.
- [51] L Li, Li T, Wang S M, *et al.* Steering plasmon beam from a point source[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(24): 5091-5093.
- [52] Cheng Q Q, Li T, Li L, *et al.* Mode division multiplexing in a polymer-loaded plasmonic planar waveguide[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(13): 3900-3902.
- [53] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(20): 2059-2062.
- [54] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(23): 2486-2489.
- [55] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J, *et al.* Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(25): 4773-4776.
- [56] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, *et al.* Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1999, 47(11): 2075-2084.
- [57] Pendry J B, Schurig D, Smith D R. Controlling electromagnetic fields[J]. *Science*, 2006, 312(5781): 1780-1782.
- [58] Stein B, Devaux E, Genet C, *et al.* Self-collimation of surface plasmon beams[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(11): 1916-1918.
- [59] Durnin J, Miceli J J Jr, Eberly J H. Diffraction-free beams[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(15): 1499-1501.
- [60] Thaning A, Jaroszewicz Z, Friberg A T. Diffractive axicons in oblique illumination: analysis and experiments and comparison with elliptical axicons[J]. *Applied Optics*, 2003, 42(1): 9-17.
- [61] Bin Z, Zhu L. Diffraction property of an axicon in oblique illumination[J]. *Applied Optics*, 1998, 37(13): 2563-2568.
- [62] Tanaka T, Yamamoto S. Comparison of aberration between axicon and lens[J]. *Optics Communications*, 2000, 184(1): 113-118.
- [63] Vasara A, Turunen J, Friberg A T. Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1989, 6(11): 1748-1754.
- [64] Davis J A, Carcole E, Cottrell D M. Nondiffracting interference patterns generated with programmable spatial light modulators[J]. *Applied Optics*, 1996, 35(4): 599-602.
- [65] Davis J A, Carcole E, Cottrell D M. Intensity and phase measurements of nondiffracting beams generated with a magneto-optic spatial light modulator[J]. *Applied Optics*, 1996, 35(4): 593-598.
- [66] Lin J, Dellinger J, Genevet P, *et al.* Cosine-Gauss plasmon beam: a localized long-range nondiffracting surface wave [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(9): 093904.
- [67] Wei S, Lin J, Wang Q, *et al.* Singular diffraction-free surface plasmon beams generated by overlapping phase-shifted sources[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(7): 1182-1184.
- [68] Li L, Li T, Wang S M, *et al.* Collimated plasmon beam: nondiffracting versus linearly focused[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(4): 046807.
- [69] Sztul H I, Alfano R R. The Poynting vector and angular momentum of Airy beams[J]. *Optics Express*, 2008, 16(13): 9411-9416.
- [70] Ellenbogen T, Voloch-Bloch N, Ganany-Padowicz A, *et al.* Nonlinear generation and manipulation of Airy beams[J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(7): 395-398.
- [71] Cottrell D M, Davis J A, Hazard T M. Direct generation of accelerating Airy beams using a  $3/2$  phase-only pattern [J]. *Optics Letters*, 2009, 34(17): 2634-2636.
- [72] Liu W, Neshev D N, Shadrivov I V, *et al.* Plasmonic Airy beam manipulation in linear optical potentials[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(7): 1164-1166.
- [73] Hu Y, Zhang P, Lou C, *et al.* Optimal control of the ballistic motion of Airy beams[J]. *Optics Letters*, 2010, 35

- (13): 2260-2262.
- [74] Wang J, Bu J, Wang M, *et al.* Generation of high quality Airy beams with blazed micro-optical cubic phase plates[J]. *Applied Optics*, 2011, 50(36): 6627-6631.
- [75] Cao R, Yang Y, Wang J, *et al.* Microfabricated continuous cubic phase plate induced Airy beams for optical manipulation with high power efficiency[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(26): 261106.
- [76] Salandrino A, Christodoulides D N. Airy plasmon: a nondiffracting surface wave[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(12): 2082-2084.
- [77] Zhang P, Wang S, Liu Y, *et al.* Plasmonic Airy beams with dynamically controlled trajectories[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(16): 3191-3193.
- [78] Minovich A, Klein A E, Janunts N, *et al.* Generation and near-field imaging of Airy surface plasmons[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(11): 116802.
- [79] Klein A E, Minovich A, Steinert M, *et al.* Controlling plasmonic hot spots by interfering Airy beams[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(16): 3402-3404.
- [80] Kaminer I, Bekenstein R, Nemirovsky J, *et al.* Nondiffracting accelerating wave packets of Maxwell's equations[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(16): 163901.
- [81] Zhang P, Hu Y, Li T, *et al.* Nonparaxial Mathieu and Weber accelerating beams[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(19): 193901.
- [82] Kaganovsky Y, Heyman E. Wave analysis of Airy beams[J]. *Optics Express*, 2010, 18(8): 8440-8452.
- [83] Froehly L, Courvoisier F, Mathis A, *et al.* Arbitrary accelerating micron-scale caustic beams in two and three dimensions[J]. *Optics Express*, 2011, 19(17): 16455-16465.
- [84] Epstein I, Arie A. Arbitrary bending plasmonic light waves[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(2): 023903.
- [85] Libster-Hershko A, Epstein I, Arie A. Rapidly accelerating Mathieu and Weber surface plasmon beams[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(12): 123902.
- [86] Epstein I, Lilach Y, Arie A. Shaping plasmonic light beams with near-field plasmonic holograms[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2014, 31(7): 1642-1647.
- [87] Epstein I, Tsur Y, Arie A. Surface-plasmon wavefront and spectral shaping by near-field holography[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2016, 10(3): 360-381.
- [88] Minovich A E, Klein A E, Neshev D N, *et al.* Airy plasmons: non-diffracting optical surface waves[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, 8(2): 221-232.
- [89] Chen Zhigang, Xu Jingjun, Hu Yi, *et al.* Control and novel applications of self-accelerating beams[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1026009.  
陈志刚, 许京军, 胡毅, 等. 自加速光的调控及其新奇应用[J]. *光学学报*, 2016, 36(10): 1026009.
- [90] Sun S, He Q, Xiao S, *et al.* Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves[J]. *Nature Materials*, 2012, 11(5): 426-431.
- [91] Chen Y H, Huang L, Gan L, *et al.* Wavefront shaping of infrared light through a subwavelength hole[J]. *Light: Science and Applications*, 2012, 1(8): e26.
- [92] Chen Y H, Zhang M, Gan L, *et al.* Holographic plasmonic lenses for surface plasmons with complex wavefront profile[J]. *Optics Express*, 2013, 21(15): 17558-17566.
- [93] Genevet P, Lin J, Kats M A, *et al.* Holographic detection of the orbital angular momentum of light with plasmonic photodiodes[J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 1278.
- [94] Dolev I, Epstein I, Arie A. Surface-plasmon holographic beam shaping[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(20): 203903.
- [95] Epstein I, Remez R, Tsur Y, *et al.* Generation of intensity-controlled two-dimensional shape-preserving beams in plasmonic lossy media[J]. *Optica*, 2016, 3(1): 15-19.
- [96] Chen Y G, Chen Y H, Li Z Y. Direct method to control surface plasmon polaritons on metal surfaces[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(2): 339-342.
- [97] Chen Y G, Yang F Y, Liu J, *et al.* Broadband focusing and demultiplexing of surface plasmon polaritons on metal surface by holographic groove patterns[J]. *Optics Express*, 2014, 22(12): 14727-14737.
- [98] Chen J, Li L, Li T, *et al.* Indefinite plasmonic beam engineering by in-plane holography[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 28926.

- [99] Yu N, Genevet P, Kats M A, *et al.* Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction[J]. *Science*, 2011, 334(6054): 333-337.
- [100] Yu N, Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces[J]. *Nature Materials*, 2014, 13(2): 139-150.
- [101] Kildishev A V, Boltasseva A, Shalaev V M. Planar photonics with metasurfaces[J]. *Science*, 2013, 339(6125): 1232009.
- [102] Huang L, Chen X, Mühlenbernd H, *et al.* Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2808.
- [103] Ni X, Kildishev A V, Shalaev V M. Metasurface holograms for visible light[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2807.
- [104] Decker M, Staude I, Falkner M, *et al.* High-efficiency dielectric Huygens' surfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2015, 3(6): 813-820.
- [105] Zheng G, Mühlenbernd H, Kenney M, *et al.* Metasurface holograms reaching 80% efficiency [J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(4): 308-312.
- [106] Chen W T, Yang K Y, Wang C M, *et al.* High-efficiency broadband meta-hologram with polarization-controlled dual images[J]. *Nano Letters*, 2013, 14(1): 225-230.
- [107] Yifat Y, Eitan M, Iluz Z, *et al.* Highly efficient and broadband wide-angle holography using patch-dipole nanoantenna reflectarrays[J]. *Nano Letters*, 2014, 14(5): 2485-2490.
- [108] Khorasaninejad M, Ambrosio A, Kanhaiya P, *et al.* Broadband and chiral binary dielectric meta-holograms [J]. *Science Advances*, 2016, 2(5): e1501258.
- [109] Huang L, Mühlenbernd H, Li X, *et al.* Broadband hybrid holographic multiplexing with geometric metasurfaces[J]. *Advanced Materials*, 2015, 27(41): 6444-6449.
- [110] Huang Y W, Chen W T, Tsai W Y, *et al.* Aluminum plasmonic multicolor meta-hologram[J]. *Nano Letters*, 2015, 15(5): 3122-3127.
- [111] Choudhury S, Shaltout A, Shalaev V M, *et al.* Color hologram generation using a Pancharatnam-Berry phase manipulating metasurface[C]. *CLEO: Applications and Technology*, Optical Society of America, 2015: JTu5A.89.
- [112] Montelongo Y, Tenorio-Pearl J O, Williams C, *et al.* Plasmonic nanoparticle scattering for color holograms [J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2014, 111(35): 12679-12683.
- [113] Khorasaninejad M, Chen W T, Devlin R C, *et al.* Metalenses at visible wavelengths: diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging[J]. *Science*, 2016, 352(6290): 1190-1194.
- [114] Wang B, Dong F, Li Q T, *et al.* Visible-frequency dielectric metasurfaces for multiwavelength achromatic and highly dispersive holograms[J]. *Nano Letters*, 2016, 16(8): 5235-5240.
- [115] Zhao W, Liu B, Jiang H, *et al.* Full-color hologram using spatial multiplexing of dielectric metasurface[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(1): 147-150.
- [116] Wang L, Kruk S, Tang H, *et al.* Grayscale transparent metasurface holograms[J]. *Optica*, 2016, 3(12): 1504-1505.
- [117] Tang X M, Li L, Li T, *et al.* Converting surface plasmon to spatial Airy beam by graded grating on metal surface[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(10): 1733-1735.
- [118] Guan C, Ding M, Shi J, *et al.* Compact all-fiber plasmonic Airy-like beam generator[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(5): 1113-1116.
- [119] Li L, Li T, Tang X, *et al.* Plasmonic polarization generator in well-routed beaming [J]. *Light: Science and Applications*, 2015, 4(9): e330.
- [120] Cai X, Wang J, Strain M J, *et al.* Integrated compact optical vortex beam emitters[J]. *Science*, 2012, 338(6105): 363-366.
- [121] Wang Yue, Wang Xuan, Li Longwei, Properties of light trapping of thin film solar cell based on surface plasmon polaritons[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(9): 092401.  
王 玥, 王 暄, 李龙威. 基于表面等离激元薄膜太阳能电池陷光特性的研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(9): 092401.
- [122] Dou Xiujie, Min Changjun, Zhang Yuquan, *et al.* Surface plasmon polaritons optical tweezers technology[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1026004.  
豆秀婕, 闵长俊, 张聿全, 等. 表面等离激元光镊技术[J]. *光学学报*, 2016, 36(10): 1026004.