

表面等离子激元的聚焦与波导增强*

方哲宇 朱星[†]

(北京大学物理学院 北京 100871)

摘要 近年来,表面等离子激元学(plasmonics)已经形成一个新的学科热点.电子在金属与介质界面的集体振荡行为形成一种元激发——表面等离子激元(surface plasmon polariton, SPP).由于其具有特殊的耦合与传播性质,与SPP相关的器件设计与应用成为目前纳米光子学领域的国际前沿研究方向.文章介绍了利用微纳加工技术制备的SPP纳米结构,以及利用近场光学表征手段对SPP聚焦、波导、共振增强现象研究的进展.

关键词 表面等离子激元,近场光学,纳米结构

Focusing, waveguiding and resonance enhancement characteristics of surface plasmon polaritons

FANG Zhe-Yu ZHU Xing[†]

(School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract Plasmonics has become a new research hot spot in recent years. The collective oscillation of electrons at the dielectric and metal interface is a kind of electromagnetic excitation known as a surface plasmon polariton (SPP). Because of their specific coupling and propagation properties, the design and application of SPP-based devices have become a foremost direction in nano-optics research. In this article we report our investigations on the fabrication of SPP nanostructures, and the characterization of the SPP focusing, waveguide and resonance enhancement properties by means of near-field optics.

Keywords surface plasmon polariton, near-field optics, nanostructure

1 引言

表面等离子激元 (surface plasmon polariton, SPP), 又称表面等离子激元偏振子, 作为电子在金属与介质界面的集体振荡而形成的一种元激发, 其本质上与高频电磁场的激发和传播有关, 而其传播特性与近场光学相似. SPP的传播、聚焦与光子耦合以及由此产生的一系列特殊光学效应已经成为目前研究的热点. Raether^[1]对光滑和粗糙表面产生的SPP做了一系列早期的研究, Knoll^[2]则比较完整地总结介绍了20世纪90年代有关SPP的理论和实验, 并且指出, 虽然SPP可以产生于任何金属的表面, 但是具有微纳结构的金属表面所激发的SPP具有更良好的共振增强特性. Kretschmann, Raethe^[3]以及

Otto^[4]是最早在实验中观测到SPP的科学家, 而Fischer和Pohl^[5]则首次将表面等离子激元共振 (surface plasmon resonant, SPR) 技术应用于突破光学衍射极限的近场光学显微领域.

20世纪70年代中期, 科学家们发现在有吸附物的粗糙金、银、铜表面可以产生高强度的拉曼散射^[6], 其强度可达到无吸附时的 10^4 — 10^6 倍, 此现象被称之为表面增强拉曼散射 (surface-enhanced Raman scattering, SERS). Wokaun^[7]发现SPP的激发和这种表面场增强效应有很强的关联, 证明当产生SERS时, SPP被高度局域在粗糙表面的凸起

* 国家自然科学基金(批准号:61176120;10574002)、国家重点基础研究发展计划(批准号:2007CB936800)资助项目

2011-08-12 收到

[†] 通讯联系人. Email: zhuxing@pku.edu.cn

或凹陷中,并且有实验发现,当银的表面粗糙度为100nm、铜的表面粗糙度为50nm时,SPP的表面增强效应较大,相应的SERS强度也较大.Wessel^[8]则提出扫描探针的针尖就像一个孤立的纳米颗粒,可以使SPP高度局域化,实验证明此方法使样品表面产生的拉曼信号增强了8个数量级.虽然当时报道的数值模拟^[9]已经能够计算出和实验相似强度的数值结果,但这并不足以完全解释实验中观察到的巨大场增强效应的产生机制.正因为表面增强拉曼散射理论的不完善,才激发了更多科学家投身于SERS-SPP增强效应的研究领域.

如何实现在近场范围内操控光子,一直都是科学家关注的问题之一.1998年,Ebbesen^[10]等人发现,光在通过金属薄膜上的二维孔径阵列时存在增强效应,即通过对阵列周期等其他参数的调试,每一个圆孔的通光效率都可以大于1,他们把这个现象归因于孔径阵列导致的表面等离激元增强效应^[11,12];继而又证明,如果在一个单孔周围加工出一些未穿透的孔径阵列或者圆环阵列,以及其他一些表面形貌时,同样可以产生增强效应^[13,14].此外,Ebbesen研究组还发现,一些特殊的表面形貌结构可以在几微米内将出射光束的半高宽控制在半波长左右^[15],表现出束流效应.

这些对光子运动的控制现象引起了全世界科学家对SPP研究的热潮,相应的理论和实验研究也不断得到完善^[16].2004年,S.Kawata^[17]等人提出,可以把此类具有表面周期性结构的晶体定义为“表面等离激元晶体”(surface plasmonic crystals, SPC),并且认为此类晶体是二维光子晶体和SPP共同作用的结果,其中二维光子晶体限制光子在横向的运动,SPP限制光子在纵向的运动,两者合起来构成SPC就可以控制光子在三维空间的运动.由于SPC的结构是纳米量级的,只能用聚焦离子束刻蚀(FIB)或者电子束刻蚀的方法来加工,因此它的发展依赖于纳米加工技术的进步.光在SPC中的传播需要用近场光学理论解释,产生的光束尺寸突破了光学衍射极限,并拥有局部调控光场的能力,这为新型纳米光子学器件的研发提供了新的思路.

2 表面等离激元的聚焦效应

由于SPP能有效地耦合光子的能量,并在纳米结构中传播,所以人们认为基于SPP研究的等离激元器件将来能够在纳米尺度的光电集成电路上有

所应用.然而如何在纳米尺度上操控SPP,使之能够形成有效聚焦,目前仍然是研究的热点之一.

除了利用金属表面微结构实现SPP干涉聚焦的方法之外,有些国外的研究课题组试图通过类似同心圆的金属阵列^[18],或是利用银膜表面的平面圆形光栅^[19],或是V形刻槽结构^[20]等方法来实现SPP聚焦.但是以上聚焦方法都是由纳米微加工的结构来实现的.在这些纳米结构中,SPP波沿着所设计的路线传播,最终在结构的末端形成场增强的聚焦效应.然而在一般情况下,这些结构产生的SPP聚焦效应会受到微结构本身的限制而影响聚焦场的分布,因此这样的SPP聚焦效应虽然可以获得亚波长尺度的SPP聚焦斑,但并不能被有效地用来研究SPP器件的本质特征.

2.1 表面等离激元平面内聚焦及与背景激发光的信号分离

为了充分利用SPP传播距离较长和便于制成平面结构的优点,并且避免在结构中入射光与传播的SPP的空间重叠,我们设计了一种平面菲涅尔波带片结构(in-plane Fresnel zone plate, FZP),实现了SPP聚焦和与背景信号的分离^[21],为研究SPP聚焦的本征特性提供了一种新方法.首先,我们利用电子束光刻(EBL)等微纳加工手段,制备了银纳米岛阵列用于激发样品SPP波;利用聚焦离子束刻蚀(FIB)等工艺在银纳米岛阵列的右边加工了平面内的FZP结构(见图1),用于对SPP波的聚焦过程.

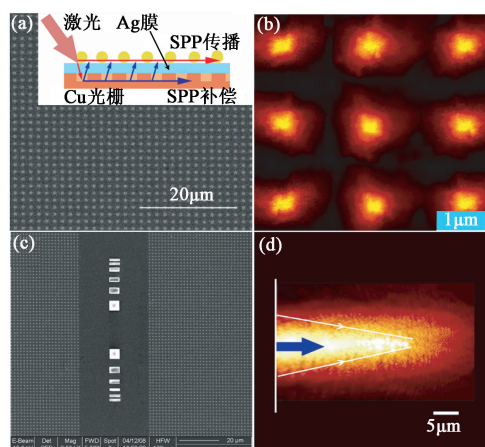


图1 (a)银纳米岛阵列的扫描电子显微镜(SEM)图(插图为铜光栅层的结构示意图);(b)银纳米岛在SPP传播时的近场光学像;(c)银纳米岛阵列和平面菲涅尔波带片(FZP)结构的SEM图;(d)经过FZP结构聚焦后SPP波的近场光学图

为了降低金属表面的SPP波能量在传播过程中的损耗,我们在银纳米岛阵列结构的下方创新性地制备了一层铜的光栅结构,用于对透射光的反射

作用. 图 1(a)为整个结构的扫描电子显微镜(SEM)图,其中插图是铜光栅结构的示意图.

在这种特殊设计的结构中,首先利用银纳米岛阵列产生 SPP 传播场,然后利用阵列下方的铜光栅结构对其传播时的能量损耗进行补充. 在实验中,铜光栅层如同反射镜一般收集入射激光的透射光,并通过光栅结构使这些光子耦合成 SPP 模式. 由于 SPP 的定向传播,这些 SPP 模式会再次和光栅结构相互作用,并转变为光子被反射到上一层的表面,对样品表面 SPP 波在传播时的能量损耗进行了有效补偿. 用一系列透光和非透光长方形区域所组成的平面 FZP 结构来实现对 SPP 波的聚焦过程,如图 1(c)所示.

图 1(d) 为近场光学显微镜(SNOM)探测到的 SPP 聚焦后辐射场的近场光学像,形成的 SPP 聚焦斑直径大约为 $1\ \mu\text{m}$. 考虑探测点到样品表面 100nm 的距离高度,可以估算出在 FZP 结构 $60\ \mu\text{m}$ 焦点处的 SPP 聚焦强度相对于没有聚焦之前大约有 15 倍的增强. 利用 FZP 结构对 SPP 波进行聚焦,可以增强 SPP 成像的对比度以及纵向分辨率,并且可以避免结构引导聚焦过程中由于引入结构而对 SPP 场产生的扰动问题^[21-24].

为了实现纯粹的 SPP 波导,使其 SPP 模式能够与背景信号分离开来,利用光刻胶 PMMA 辅助纳米移动的方法^[25]将单根 CdS 纳米带放置在 FZP 焦点处附近,如图 2(a)所示. 正如图 1(d)中的 SNOM 近场光学图所示, SPP 波的能量被聚焦到直径为 $1\ \mu\text{m}$ 的聚焦斑中. 在这个实验中,利用 FZP 结构实现的并非是体结构(垂直方向)的聚焦,而是实现了平面内的 SPP 聚焦过程,并利用平面内聚焦后的 SPP 波激发 CdS 纳米带. 正因为是聚焦 SPP 波而非激光光波,所以 CdS 纳米带的 PL 荧光并不能被激发. Dalton 课题组利用电介质 PL 荧光作为激发源来激发银纳米线的 SPP 传播^[26]. 但是在很多前人的工作中,因为是利用激光来激发 SPP,而且 SPP 的激发和探测为同一位置,所以 SPP 和激发光以及被激发的荧光信号耦合在一起,造成结果分析困难. 而在我们的工作中, SPP 的激发和耦合在空间上被分开在 FZP 结构的左右侧,因此 SPP 信号可以单独地从背景 PL 荧光信号中分离出来.

在 CdS 纳米带入射断面和边界处的散射场可以被 SNOM 探测成像,如图 2(b)所示. 从图中可以看出, SPP 波被很好地局域在 CdS 纳米带所在的区域内. 图 2(b)中的插图是一根平行于入射光波矢方向放置的 CdS 纳米带在 FZP 结构焦点附近的示意

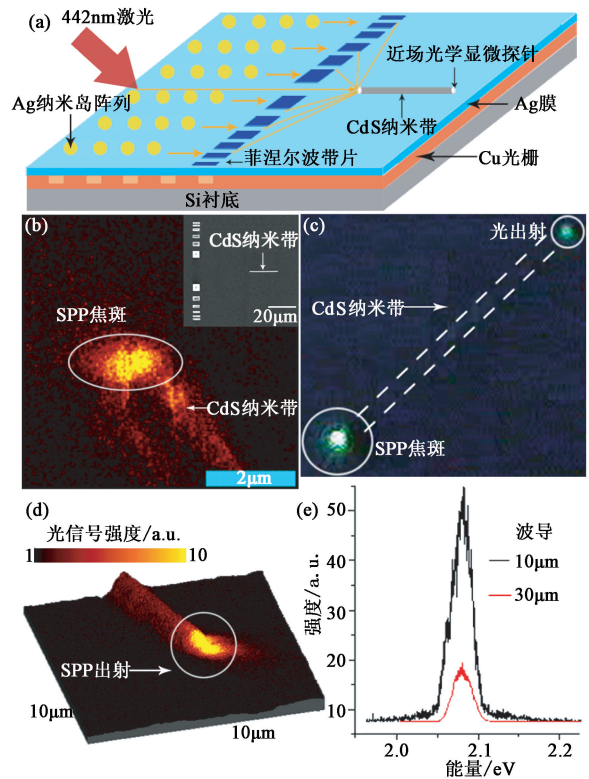


图 2 (a) SPP 聚焦后与 CdS 纳米带耦合的示意图;(b) 在 FZP 结构焦点附近的 CdS 纳米带末端的近场光学图(插图是平行于 SPP 波矢的 CdS 纳米带被放置在 FZP 结构焦点附近的示意图);(c) 用彩色 CCD 图像传感器拍摄的 SPP 在纳米带入射端和出射端处的远场散射光;(d) 在 CdS 纳米带末端出射光的近场光学强度三维图;(e) 用 SNOM 探测的 SPP 末端出射光的近场光谱

图. 因此, SPP 和背景荧光信号分离的想法得以实现,并最终得到了一个纯粹的 SPP 波导.

SPP 的出射光分别被彩色 CCD 图像传感器和 SNOM 系统在远场和近场探测,如图 2(c)和(d)所示. 从图 2(d)中的近场三维重构图中可以看出,被 SPP 耦合后的 CdS 纳米带具有很好的 SPP 模式局域性和较强的末端出射. 图 2(e)是 SNOM 探测的纳米带末端出射的近场光谱,从图中可以看到,出射光的能量峰位并没有因为 SPP 波传播距离的改变($10-30\ \mu\text{m}$)而发生变化. 因为整个 SPP 聚焦过程并没有受到结构的影响,所以从银纳米岛处激发的 SPP 在整个聚焦耦合过程中的波长保持不变. 因此,用 SNOM 探测到的 SPP 出射光的频率应和原始激发 SPP 的频率相同($h\nu=2.09\text{eV}$),图 2(e)所示的实验结果证明了这一点.

2.2 对称性破缺的表面等离子激元聚焦结构

由于 SPP 能将光子的能量局域在纳米尺度的微结构中,并具有共振场增强效应,所以 SPP 在纳米光学^[27]、超高分辨成像^[28-30]、纳米压印^[31]、高阶谐波^[32]、波导^[33]、近场传感^[34-36]等领域有非常重要

的应用。

通过利用微纳加工手段在金属薄膜表面制备环形对称性破缺^[37,38]微纳结构,并利用 SNOM 研究其结构内 SPP 的聚焦效应和干涉条纹的形成机理^[39].在线性偏振光激发条件下,改变 SPP 围栏对称性破缺的程度,可以实现对 SPP 相长或相消干涉的调制,即在结构的中心点,暗斑和亮斑会随破缺围栏左右两个半环半径差值的改变而交替出现.利用有限时域差分(finite-difference time-domain, FDTD)的模拟方法,预期的 SPP 干涉条纹可以被很好地模拟.

相关学者在前期工作中已对 SPP 环形刻槽结构在线性偏振光激发下的 SPP 聚焦效应进行了研究.对于 SPP 的垂直于表面的电场强度 E_z 分量来说,由于一对相向传播的 SPP 波相消干涉,在环形刻槽的结构中心点出现了一个暗斑^[40,41].有人利用径向偏振光对 SPP 进行聚焦.在径向偏振光中,光束每一点的偏振方向都指向圆心,当其作用于 SPP 环形刻槽时,使得结构中心处形成 SPP 干涉相长,并出现一个亮斑^[42].因为 SPP 共振时对角动量的要求,这种 SPP 聚焦波纹可以被认为是一种符合贝塞尔(Bessel)函数分布的隐逝波.而采用对称破缺的金属围栏结构,可以在线性偏振光条件下实现对 SPP 的聚焦.

图 3(a),(b)是我们设计的一个单圆环金属围栏和一个对称性破缺金属围栏分别在径向偏振光和线性偏振光下激发 SPP 的示意图.激发光波长为 672nm.对称性破缺结构的左右半环的半径之差为 1.5 倍的 SPP 波长.

两个结构中的金属围栏高度均为 200nm,是利用模板剥离方法(template stripping, TS)加工制备而成的^[43].图 3(c),(d)是利用 PMMA 膜辅助 TS 方法加工的金膜单圆围栏和对称性破缺围栏的电镜图.围栏的宽度均为 300nm,并且单圆环和对称性破缺围栏左半部分较大半圆环的半径均为 1.5 μm .对称性破缺围栏左右两个半圆环半径之差为 1.5 倍的 SPP 波长.

在线性偏振光的激发下,在对称性破缺围栏的中心,由于 $|E_z|$ 分量的相干增强,会形成一个明亮的焦点,如图 4 所示.其中图 4(a)是扫描近场光学像,图 4(b)是对应于图 4(a)用时域有限差分方法(FDTD)模拟得到的结构空间相位分布图.从图 4(b)中可以清楚地看到,线性偏振光在结构中心的 π 相位偏移刚好补偿了对称性破缺结构的相位差

(左右半径差为 0.5 倍的 SPP 波长).

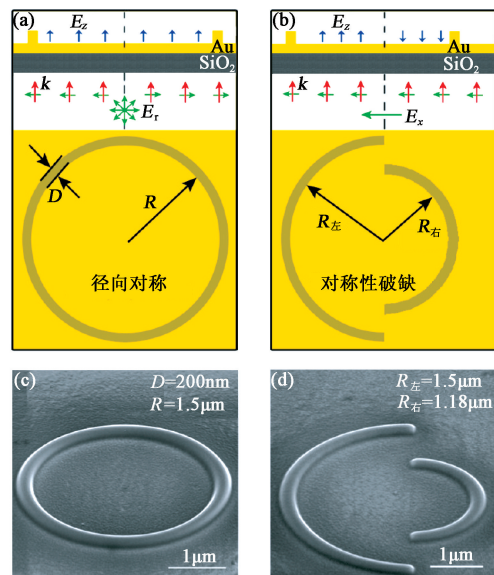


图 3 (a)单环金属围栏和(b)对称性破缺金属围栏分别在径向偏振光和线性偏振光下激发 SPP 的示意图(其中对称性破缺结构左右半环的半径差值为 1.5 倍的 SPP 波长, E_z 表示电场强度的径向分量, E_x 表示电场强度在 x 方向的分量), (c)单环金属围栏和(d)对称性破缺金属围栏的扫描电镜图

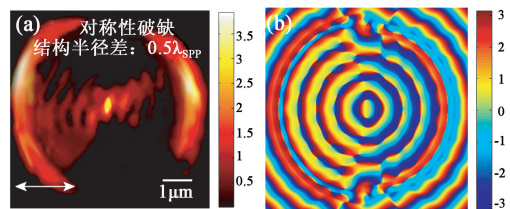


图 4 (a)对称性破缺围栏在线性偏振光激发下 $|E_z|$ 方向的近场光学图(结构半径差为 0.5 倍的 SPP 波长);(b)FDTD 模拟的结构空间相位分布图

由以上的分析可知,考虑 SPP 场的 $|E_z|$ 分量时,对称性破缺结构中心的干涉情况取决于入射激光和结构本身在中心处的相位.当二者的相位差得到补偿或匹配时,对应中心就是干涉相长的亮斑;当二者的相位差为 π 或 π 的整数倍时,对应中心就是干涉相消的暗斑.如果进一步增加对称性破缺的程度,即增加左右半环半径的差值, SPP 在结构中心聚焦的强度会越来越高,而右半边的干涉条纹会越来越少,因为大部分右半边的能量被反射到了左边.

利用线性偏振光激发对称性破缺围栏并实现 SPP 聚焦,相对于利用径向偏振光激发对称性圆环结构来实现 SPP 聚焦更有优势.因为在线性偏振光的激发下,没有必要进行激发光和样品之间的中心对准过程,即在亚波长范围内,将径向偏振光的中心对准样品结构的中心.这意味着,用线性偏振光激发对称性破缺的样品是一种快速的 SPP 聚焦方法.

美国明尼苏达大学的 Plasmonics 课题组也提出了类似的想法,并在三维空间实现了对 SPP 的干涉调制^[43].利用纳米加工技术,他们制备了金字塔形的尖锥结构,并在尖锥的顶端左右两边引入对称性破缺,利用三维纳米结构实现了对 SPP 的亚波长聚焦,如图 5 所示.可以说,这个工作和我们的对称性破缺金属围栏纳米结构的 SPP 聚焦有异曲同工之妙,无非是将二维的 SPP 聚焦转变成三维实现.

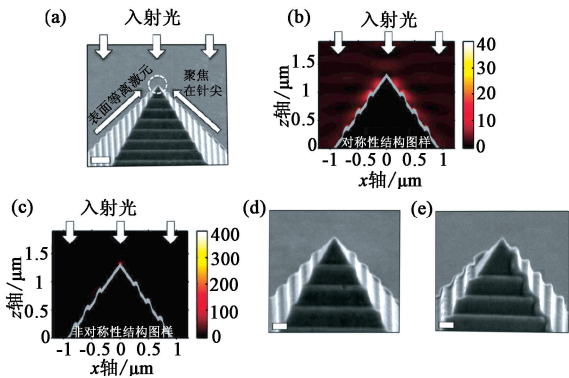


图 5 (a)金属纳米金字塔结构的扫描电镜图(图中的示意图表明如何利用金字塔结构进行等离子激元聚焦);(b)在左右结构对称的情况下,尖端呈现是暗斑;(c)当结构左右是非对称的情况时,尖端对应的则是一个亚波长尺度的亮斑;(d),(e)分别为对称结构与非对称结构的扫描电镜图

3 纳米天线与表面等离子激元出射增强

虽然金属纳米线是 SPP 模式的较好载体,但是因为金属线本身的欧姆损耗,使 SPP 在金属纳米线上的传播距离只有 $10\mu\text{m}$ 的数量级,这使得金属纳米线在 SPP 实际应用中受到了很大的限制.现有的 SPP 波导体系有基于半导体纳米带的介质承载 SPP 波导,也有在金属表面刻蚀的 V 形波导,等等.最近有关于单个金属纳米岛的局域表面等离子激元(LSP)和金属纳米线上传播的 SPP 之间的耦合的报道^[44].但是纳米光学天线作为 SPP 器件的最基本的单元之一,到目前为止仍然处于被独立研究的状态,并没有很好地与 SPP 波导研究相结合.

纳米光学天线作为一种接收和发射的耦合器件,可以增强在银纳米线上传播的 SPP 耦合及出射效率.我们最近的工作显示,这种由光学天线和银纳米线组成的纳米光学回路,很好地综合了光学天线的场增强效应以及金属纳米线的 SPP 波导特性的优势^[45].

单晶银纳米线可用化学方法制备^[46],平均直径为 $100\text{--}120\text{nm}$,长度从 $5\mu\text{m}$ 到 $20\mu\text{m}$ 不等.而领结

形的银纳米光学天线(bowtie antennas)是利用电子束曝光(EBL)和剥离技术(lift-off)等微纳加工方法制备在 SiO_2 衬底的表面,其领结形开口角度约为 53° ,光学天线臂长从 100nm 到 $1\mu\text{m}$ 不等.利用 PMMA 辅助纳米转移技术,单根银纳米线可以被很好地放入到领结形纳米光学天线的中心缺口处.利用光学天线和银纳米线相互间的 SPP 耦合,就组成了用于研究 SPP 输入和出射效率的纳米光学回路.

如果将直径为 100nm 、长为 $20\mu\text{m}$ 的银纳米线放在用于接收 SPP 波的领结形纳米天线中心缺口处,并考虑 SPP 的传播损耗 ($0.43\text{dB}/\mu\text{m}$),那么这根带有接收天线的银纳米线可以被认为是一根无限长的波导,即忽略从银纳米线末端反射回来的 SPP 波.因为 SPP 在银纳米线上传播往返 $40\mu\text{m}$ 之后,即使不考虑其他所有能量损失,也只有 1.9% 的 SPP 波能够回到入射端.在实验中, 672nm 的入射激光以平行于光学天线的偏振方向,聚焦照射在光学天线中心部位大约直径为 $1\mu\text{m}$ 的区域,来激发 SPP 模式.为了避免入射光对实验结果的干扰,在测量时选取了距离光学天线分别为 $1\mu\text{m}$ 和 $3\mu\text{m}$ 处的 P 点和 Q 点作为采集 SPP 信号的测量点. P, Q 两处的曲线都在光学天线臂长(单臂长)为 250nm 处有一个共振峰.如果对比没有接收天线的银纳米线上相同位置的 P 点,探测到的 SPP 强度增强了大约 13.6 倍.所以在接下来的所有实验中,银纳米线的接收光学天线臂长被固定为 250nm .

图 6 (a) 所示的是 $10\mu\text{m}$ 长的银纳米线的两端被分别精确放置在接收和发射光学天线的中心空隙处.银纳米线的线端和光学天线中心的距离小于 10nm .在这一结构内,利用 SNOM 可以同时光学天线和银纳米线之间的 SPP 耦合、SPP 传播以及 SPP 出射机制进行高空间分辨的研究.为了获得 SPP 最大出射效率,需要分别讨论银纳米线的长度、发射天线的臂长,以及入射光的入射角度对最终 SPP 出射强度的影响.

首先考虑银纳米线的线长.在实验中,利用卤灯分别激发不同线长的银纳米线,并且用 CCD 和单色仪记录激发的谱线,其结果如图 6 (b) 所示.图中记录了不同线长的银纳米线所对应的 SPP 共振峰位的波长.而对于 672nm 的入射光来说,其对应的共振纳米线长大约为 $10\mu\text{m}$.因此在之后的研究中, $10\mu\text{m}$ 长的银纳米线将会被用于研究 SPP 的最大出射效率.

实验的第二步是考虑不同发射光学天线臂长对

SPP 出射的影响. 我们分别测量了从 50nm 到 800nm 不同发射臂长的情况, 但保持接收天线的臂长为 250nm 不变. SPP 的出射强度被 SNOM 记录在图 6(c)中, 从图中可以看出, 当臂长从 50nm 变化到 250nm 时, SPP 的出射强度随臂长的增大而增强; 但是继续增大臂长从 250nm 到 800nm 时, SPP 出射强度却发生逆转, 会随臂长的增大而逐渐减小. SPP 出射效率的最优结果被记录在发射天线的臂长为 250nm 的时候.

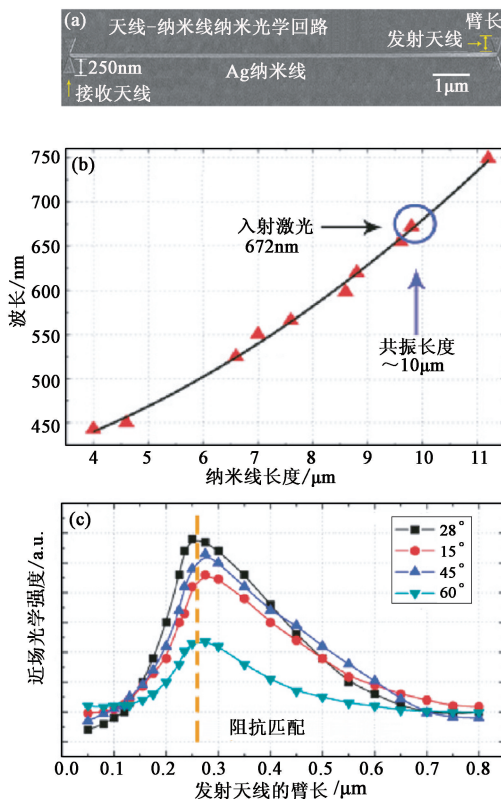


图 6 (a)一根 10 μm 长银纳米线的两端被分别精确放置在接收和发射光学天线的中心缺口处; (b)银纳米线长度与 SPP 共振时所对应的入射光波长关系; (c) 激发激光入射角度、发射天线的臂长与 SPP 出射强度的关系

图 6 (c) 为在线性偏振光的入射角由 15° 逐渐转变为 60° 的激发条件下, SPP 出射强度的变化趋势. 由此可见, 在 28° 入射角和 250nm 的接收天线臂长条件下, 得到了最大的 SPP 出射效率.

我们利用阻抗匹配条件^[47,48] 优化结构中的参数, 并最终得到最佳的出射效率, 模拟结构如图 7(a) 所示. 我们发现, 即使只有单根银纳米线, 也能很好地应用传输线理论的阻抗匹配条件. 由光学天线和银纳米线组成的纳米光学回路在应用阻抗匹配条件之后, 其等效电路如图 7(d) 所示. 图中包括一个提供交流电压的电源, 电源阻抗为 Z_G , 用于表示在银纳米线耦合端的领结形纳米光学天线结构; Z_S 代表

的是银纳米线和 SiO_2 衬底共同的阻抗; 而 Z_L 则表示银纳米线末端的领结形纳米光学天线的阻抗值, 是负载项的阻抗.

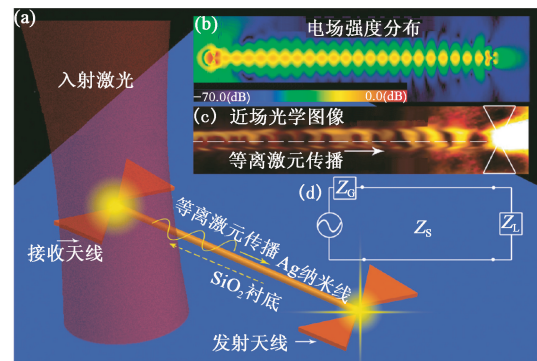


图 7 (a)入射激光激发领结形纳米光学天线和银纳米线组成的纳米光学回路示意图. 图中入射光子被耦合合成 SPP 模式并在银纳米线表面传播, 最终在纳米线的另一端出射; (b) FDTD 模拟相同结构中的电磁场的强度分布; (c) 等离激元的传播与末端出射的扫描近场光学图像; (d) 应用阻抗匹配条件后, 对应的等效电路图

通过对 Z_S 和 Z_L 的具体求解来验证所得到的阻抗匹配是如何产生的. Z_S 是银纳米线和 SiO_2 衬底的阻抗, 可以用探测处的电压值除以电流值得到. 其中电压可以通过从银纳米线中心到 SiO_2 衬底底部的电场线性积分得到, 即 $V = \int E \cdot ds$; 而电流则通过在给定位置应用安培定理 $I = \oint H \cdot ds$ 来计算得到, 因为在无穷远处的磁场等于零, 所以环路积分可以用 $-\infty \rightarrow +\infty$ 的线性积分来代替. 通过计算可以得到银纳米线和 SiO_2 衬底的总阻抗 $Z_S = (138 - 3.2j) \Omega$.

从文献[47]可知, 负载阻抗 Z_L 的值可以通过反射率和 Z_S 进行计算, 当 Z_S 的值和某个 Z_L 数据点重合或距离最近时, 即可发生阻抗匹配. 而这一点也恰好是之前所计算得到的 SPP 最小反射率 $|R_r| = 5.6\%$ 所对应的点, 并且很好地验证了实验结果.

在最近的近红外 SPP 传输线聚焦的报道中, 也应用了类似天线增强的效应(见图 8)^[49]. 利用安置在传输线末端的条形天线的增强作用, 在阻抗匹配的条件下, 实现了 SPP 在近红外波段的传输聚焦增强. 这种方法将 SPP 波导和聚焦效应相结合, 利用了本文上面提到的天线增强效应, 为生物传感和集成芯片提供了新的思路.

4 结束语

表面等离激元的共振现象显示出强大的生命

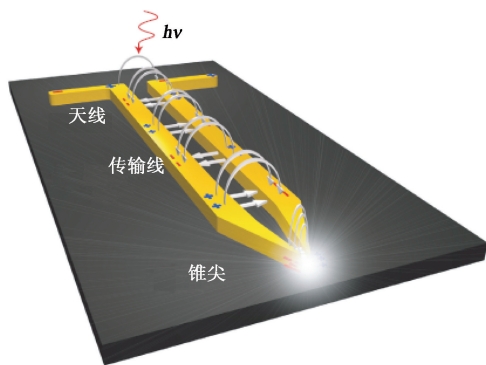


图8 SPP传输线波导和尖端聚焦效应相结合的SPP近红外聚焦增强纳米结构^[49]

力,在微纳光学器件和高灵敏度生物与化学探测中会得到广泛应用.本文仅从SPP的基本传输、波导、聚焦的角度,介绍了金属纳米结构对SPP的单点亚波长聚焦以及聚焦SPP与激发光背景分离.利用微纳加工技术可以制备SPP激发、传播、聚焦的纳米结构.银纳米岛阵列和平面内菲涅尔波带片(FZP)组成的结构被用于SPP的激发、传播,获得了直径为 $1\mu\text{m}$ 的SPP聚焦斑,以及大约为400倍的局域场增强因子,并成功地实现了SPP与背景信号的分离.通过对SPP纳米结构引入对称性破缺的概念,实现了利用线性偏振光对结构中心点干涉相长(亮点)或干涉相消(暗点)的调制,如二维的金属纳米围栏和三维的金属金字塔结构.在SPP波导方面,本文介绍了利用天线增强效应来调控SPP波导的出射效率,实现了将金属纳米线和光学天线所组成的纳米光学回路等效为传输线交流电路,利用经典传输线理论阻抗匹配条件,在实验中实现了对光学回路能量出射效率的调制和优化.

参考文献

- [1] Raether H. Surface Plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings. Berlin: Springer-Verlag, 1988
- [2] Knoll W A. Rev. Phys. Chem., 1998, 49: 569
- [3] Raether H. Physics of Thin Film, 1977, 9: 145
- [4] Otto A Z. Phys., 1968, 216: 398
- [5] Fischer U, Pohl D. Phys. Rev. Lett., 1989, 62: 458
- [6] Fleischmann M, Hendra P J, McQuillan A J. Chem. Phys. Lett., 1974, 26: 163
- [7] Wokaun A. Mol. Phys., 1985, 56: 1
- [8] Wessel J E. J. Opt. Soc. Am. B, 1985, 2: 1538
- [9] Kneipp K, Kneipp H, Itzkan I *et al.* J. Phys.: Condens Matter, 2002, 14: 597
- [10] Ebbesen T W. Nature, 1998, 391: 667
- [11] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Nature, 2003, 424: 824
- [12] Barnes W L. Phys. Rev. Lett., 2004, 92: 107401
- [13] Thio T. Opt. Lett., 2001, 26: 1972
- [14] Lezec H J, Degiron A, Devaux E *et al.* Science, 2002, 297: 820

- [15] Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J, Lezec H J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 90: 167401
- [16] Garca-Vidal F J, Lezec H J, Ebbesen T W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 90: 213901
- [17] Okamoto T, Feng J, Kawata S. Enhanced electroluminescence of organic light emitting diodes with a plasmonic crystal. NFO-8 conference, Korea, 2004
- [18] Verhagen E, Polman A, Kuipers L. Opt. Express, 2008, 16: 45
- [19] Steele J M, Liu Z W, Wang Y *et al.* Opt. Express, 2004, 14: 5664
- [20] Volkov V S, Bozhevolnyi S I, Rodrigo S G *et al.* Nano Lett., 2009, 9: 1278
- [21] Fang Z Y, Lin C F, Ma R M *et al.* ACS Nano, 2010, 4: 75
- [22] Verhagen E, Polman A, Kuipers L. Opt. Express, 2008, 16: 45
- [23] Steele J M, Liu Z W, Wang Y *et al.* Opt. Express, 2004, 14: 5664
- [24] Volkov V S, Bozhevolnyi S I, Rodrigo S G *et al.* Nano Lett., 2009, 9: 1278
- [25] Jiao L Y, Fan B, Xian X J *et al.* J. Am. Chem. Soc., 2008, 130: 12612
- [26] Pyayt A, Wiley B, Xia Y N *et al.* Nature Nanotechnology, 2008, 3: 660
- [27] Ozbay E. Science, 2006, 311: 189
- [28] Smolyaninov I I, Hung Y, Davis C C. Science, 2007, 315: 1699
- [29] Fang N, Lee H, Sun C *et al.* Science, 2005, 308: 534
- [30] Liu Z, Lee H, Xiong Y *et al.* Science, 2007, 315: 1686
- [31] Srituravanich W, Pan L, Wang Y *et al.* Nat. Nanotechnol., 2008, 3: 733
- [32] Kim S, Jin J, Kim Y J *et al.* Nature, 2008, 453: 757
- [33] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E *et al.* Nature, 2006, 440: 508
- [34] Rothenhausler B, Knoll W. Nature, 1988, 332: 615
- [35] Hoepfener C, Beams R, Novotny L. Nano Lett., 2009, 9: 903
- [36] Lassiter J B, Sobhani H, Fan J A *et al.* Nano Lett., 2010, 10: 3184
- [37] Babayan Y, McMahon J M, Li S Z *et al.* ACS Nano, 2009, 3: 615
- [38] Nordlander P. ACS Nano, 2009, 3: 488
- [39] Fang Z Y, Peng Q, Song W T *et al.* Nano Lett., 2011, 11: 893
- [40] Chen W B, Abeyasinghe D C, Nelson R L *et al.* Nano Lett., 2009, 9: 4320
- [41] Chen W B, Abeyasinghe D C, Nelson R L *et al.* Nano Lett., 2010, 10: 2075
- [42] Vedantam S, Lee H, Tang J *et al.* Nano Lett., 2009, 9: 3447
- [43] Lindquist N C, Nagpal P, Lesuffleur A *et al.* Nano Lett., 2010, 10: 1369
- [44] Wang H, Brandl D W, Nordlander P *et al.* Acc. Chem. Res., 2007, 40: 53
- [45] Fang Z Y, Fan L R, Lin C F *et al.* Nano Lett., 2011, 11: 1676
- [46] Graff A, Wagner D, Ditlbacher H *et al.* Eur. Phys. J. D, 2005, 34: 263
- [47] Huang J S, Feichtner T, Biagioni P *et al.* Nano Lett., 2009, 9: 1897
- [48] Wen J, Romanov S, Peschel U. Opt. Express, 2009, 17: 5925
- [49] Schnell M, Alonso-Gonzalez P, Arzubiaga L *et al.* Nature Photonics, 2011, 5: 283