

银纳米线表面等离激元波导的能量损耗

王文慧 张淼

Energy loss of surface plasmon polaritons on Ag nanowire waveguide

Wang Wen-Hui Zhang Nao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 247302 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20182085

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20182085>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[基于十字连通形环形谐振腔金属-介质-金属波导的折射率传感器和滤波器](#)

Refractive index sensor and filter of metal-insulator-metal waveguide based on ring resonator embedded by cross structure

物理学报.2018, 67(19): 197301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180758>

[X-两环结构的光学特性研究](#)

Optical property of X-two ring structure

物理学报.2018, 67(15): 157301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172582>

[二维方形量子点体系等离激元的量子化](#)

Quantization of plasmon in two-dimensional square quantum dot system

物理学报.2017, 66(22): 227301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.227301>

[“ \$\theta\$ ”型谐振腔结构的光学透射特性](#)

Transmission characteristics of surface plasmon polaritons in “ θ ”-shaped resonator

物理学报.2017, 66(1): 017301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.017301>

[环形狭缝腔阵列光学特性的研究](#)

Finite difference time domain simulation of optical properties of annular cavity arrays

物理学报.2015, 64(22): 227301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.227301>

综述

银纳米线表面等离激元波导的能量损耗*

王文慧† 张舜

(西安交通大学理学院, 西安 710049)

(2018年11月23日收到; 2018年11月29日收到修改稿)

金属纳米结构的表面等离激元可以突破光学衍射极限, 为光子器件的微型化和集成光学芯片的实现奠定基础. 基于表面等离激元的各种基本光学元件已经研制出来. 然而, 由于金属结构的固有欧姆损耗以及向衬底的辐射损耗等, 表面等离激元的传输能量损耗较大, 极大地制约了其在纳米光子器件和回路中的应用. 研究能量损耗的影响因素以及如何有效降低能量损耗对未来光子器件的实际应用具有重要意义. 本文从纳米线表面等离激元的基本模式出发, 介绍了它在不同条件下的场分布和传输特性, 在此基础上着重讨论纳米线表面等离激元传输损耗的影响因素和测量方法以及目前常用的降低传输损耗的思路. 最后给出总结以及如何进一步降低能量损耗方法的展望. 表面等离激元能量损耗的相关研究对于纳米光子器件的设计和集成光子回路的构建有着重要作用.

关键词: 表面等离激元, 能量损耗, 银纳米线, 光子器件

PACS: 73.20.Mf, 78.67.-n, 78.67.Uh

DOI: 10.7498/aps.67.20182085

1 引言

随着现代信息技术的飞速发展, 人们对于集成器件的性能和传输速度要求越来越高, 而传统半导体集成电路的进一步发展面临瓶颈. 随着电子元件尺寸的不断减小, 发热和量子效应等问题严重影响到器件的性能. 光子作为信息的载体具有更高的传输速度和带宽等优点, 因此科学家们期望通过构建集成光子器件和光电子器件来解决上述问题^[1-3]. 传统光学器件的特征尺寸通常在光波长以上, 由于光学衍射极限的限制, 光学器件的微型化受到制约, 无法实现高度集成化. 存在于金属结构中的表面等离激元 (SPPs) 可以实现突破光学衍射极限的长程传播, 这一特性使得光子器件的微型化及光电子器件在芯片上的集成化成为可能, SPPs 是近年来非常热门的研究领域之一^[4,5]. SPPs 是入射光波与金属表面自由电荷集体振荡相互耦合的一种非辐射电磁模式, 主要包含局域表面等离激

元和传播的表面等离激元两种形式. 局域表面等离激元主要存在于金属纳米颗粒或特定的金属纳米结构中, 具有很强的空间局域性. 后者主要存在于金属薄膜 (或纳米线) 与介质的界面处, 可以沿界面长程传播, 同时具有很强的场局域特性. 它在界面两侧沿垂直方向呈指数衰减, 在金属中的穿透深度 δ_m 大约为几纳米, 在介质一侧的穿透深度 δ_d 约为几十纳米^[1]; 常见的传输 SPPs 的波导结构有金属薄膜^[6,7]、金属纳米颗粒 (孔) 阵列^[8,9]、微纳金属条 (槽)^[10-12] 和金属纳米线^[13-15] 等. 其中, 金属纳米线作为光子器件和回路的基本单元, 其 SPPs 的传输特性引起广泛的研究兴趣: SPPs 在纳米线中的传输速度^[16]、纳米线末端的发射角度和发射偏振^[17,18] 等. 这些特性对纳米线的尺寸、形貌以及入射激光的偏振有较大依赖. 此外, 实验上观测到纳米线上 SPPs 的传输具有手性, 在特定条件下可以形成拍频场强分布^[19,20]; 通过改变入射偏振可以调控 SPPs 沿主干纳米线或枝干纳米线的传输; 有

* 国家自然科学基金 (批准号: 11674259, 11204234) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: xjj2016057) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: w.wang@xjtu.edu.cn

银薄膜存在时, 纳米线两侧发射出周期性的平行光束^[21]等. 基于SPPs的这些传输特性, 可以实现功能化的纳米光子器件, 如: 光学路由器^[22]、全光逻辑门^[20,23]、纳米激光源^[24], 以及采用纳米线场效应晶体管实现电信号探测SPPs^[25,26]等. 这些研究工作极大地推动了基于SPPs的纳米光子器件和集成芯片的实现, 并且为纳米光电子器件在同一芯片上的联姻奠定了基础^[27]. 近期, Chen等^[28]利用纳米线与金膜之间的腔等离子激元实现了亚皮米纵向距离分辨, 这对于超高灵敏传感的发展有着重要的作用.

银纳米线作为传输SPPs的波导结构, 在可见光和近红外波段具有相对较小的损耗^[29]. 采用化学法制备的银纳米线具有五重孪晶结构^[30-33], 表面光滑无缺陷, 是传输SPPs的理想材料^[34]. 尽管如此, 银纳米线中SPPs的能量传输损耗仍然较大, 而这对光子器件的性能和信号传输有着重要的影响. 研究银纳米线中SPPs能量传输损耗的影响因素和如何有效降低传输损耗对基于银纳米线SPPs的光子集成器件和回路的发展具有重要的意义. 本文正是围绕能量传输损耗这一方向, 介绍了国内外相关的工作进展. 具体内容安排如下: 第2部分主要介绍银纳米线所支持的SPPs模式及其传输特性; 第3部分介绍银纳米线上SPPs能量损耗的影响因素和测量方法; 最后给出目前常用的降低传

输损耗的方法.

2 银纳米线SPPs的模式及传输特性

银纳米线SPPs的传输特性很大程度上取决于纳米线所支持的SPPs模式. 这里先介绍几种基本的模式, 然后讨论纳米线SPPs新奇的传输特性.

2.1 均匀介质中银纳米线SPPs的传导模式

对于均匀介电环境中的圆柱形细纳米线, $|m| \geq 2$ 的高阶模都会被截止, 因此只考虑 $m = 0$ 和 $m = \pm 1$ 两种模式^[35]. TM_0 ($m = 0$) 和 HE_{-1} ($m = \pm 1$) 模在真空中的电场分布如图1(a)和图1(b)所示(均匀介质中 HE_{+1} 和 HE_{-1} 简并, 均用 HE_1 表示). 可以看出 $m = 0$ 模场沿纳米线对称分布, 电子沿纳米线轴向集体振荡; $m = \pm 1$ 模场垂直于纳米线振荡, 前者比后者对电场的束缚能力更强^[36]. 图1(c)给出了两种基本模式的有效折射率和传播长度随纳米线半径的变化规律. 不同的模式具有不同的有效折射率, 由于相位差的存在会在纳米线的两边出现干涉相长和干涉相消, 当不同模式相干叠加时, 电磁场会在纳米线上呈现出螺旋分布、拍频分布和zigzag等分布形式^[19,20,37].

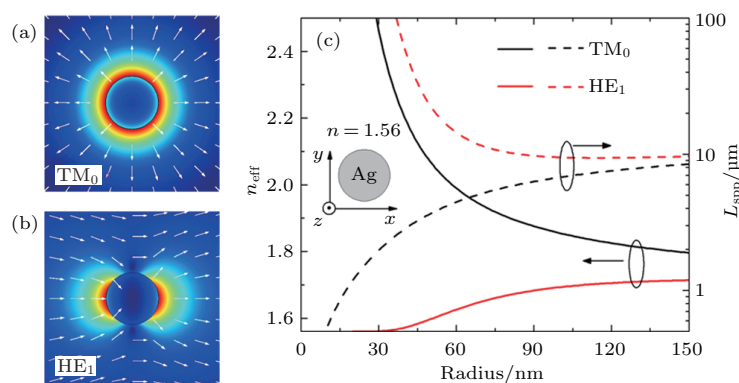


图1 (a)和(b)空气中银纳米线所支持的两种最低阶模式的电场分布, 纳米线半径为60 nm, 激发光波长为633 nm; (c) TM_0 和 HE_1 模的有效折射率和传播长度随纳米线半径的变化关系图^[36]

Fig. 1. (a) and (b) Electric field distributions of two lowest order modes in a silver nanowire with a radius of 60 nm at the excitation wavelength $\lambda = 633$ nm; (c) the effective refractive index and propagation length of the TM_0 and HE_1 modes as a function of the nanowire radius. Reprinted with permission from Ref. [36] Copyright 2014 Springer Nature.

2.2 衬底上银纳米线SPPs的传导模式

以上讨论的是均匀介质中的银纳米线, 实际中银纳米线需要放置于衬底之上, 衬底的存在破坏了

体系原有的对称性, 纳米线上的模式将会发生显著改变^[38,39]. 衬底与纳米线之间的相互作用使得原有的SPPs模式之间相互耦合, 产生 H_0 , H_1 和 H_2 等新的杂化模式^[40]. 图2(a)给出了空气中和衬底

上银纳米线分别支持的三种最低阶模式的色散关系(以圆柱形纳米线为例). 图 2(b) 显示了在衬底的作用下, SPPs 模式相互作用发生杂化的原理图. 当入射光偏振平行于纳米线时激发 H_0 模和 H_2 模; 当入射光偏振垂直于纳米线时激发 H_1 模. 一般来说, H_0 模是等离激元束缚模(低频区域除外), 电场被局域在纳米线和衬底的交界面处, 有效折射率大于衬底的折射率; H_1 和 H_2 是等离激元泄漏模, 有效折射率小于衬底的折射率. 三种杂化模式的电荷

和能量分布如图 2(c) 所示. 随着纳米线直径的增大, 等离激元泄漏模会逐渐增多. 在传播的过程中, 由于波矢不同, 将在纳米线上叠加形成不同的能量分布 [40].

以上几种模式在纳米线中并不是单独存在的, 各个模式所占的比例受纳米线的直径、端头形状、激发条件等因素的影响. 特定条件下不同模式在传播过程中相干叠加会产生沿纳米线螺旋状的场分布 [19] (图 2(e)), 这种场具有左旋和右旋的手性.

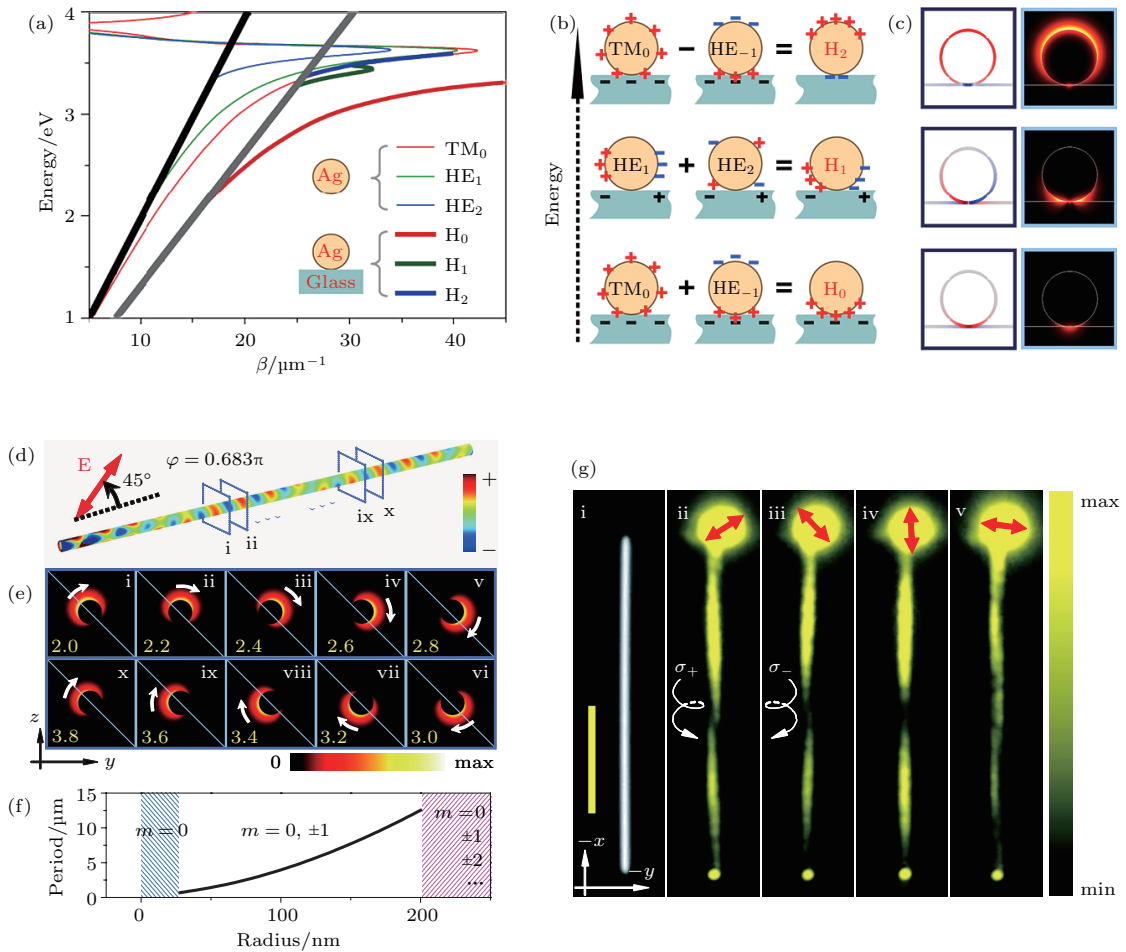


图 2 (a) 银纳米线分别放置于空气和玻璃衬底上时 SPPs 模式的色散关系 ($R = 100 \text{ nm}$) [40]; (b) 衬底诱导的模式杂化原理图 [40]; (c) 玻璃衬底上银纳米线三种杂化模式的电荷和能量分布 [40]; (d) 银纳米线表面的电荷密度分布 [19]; (e) 银纳米线上不同位置横截面的平均能流分布, 位置间隔为 $0.2 \mu\text{m}$; 白色箭头表示电磁场能量沿纳米线呈螺旋分布 [19]; (f) SPPs 螺旋的螺距与纳米线半径的关系 [19]; (g) 手性 SPPs 的量子点荧光图像, 其中图 i 为银纳米线的光学显微镜图像 (标尺为 $5 \mu\text{m}$); 图 ii 和 v 为不同入射偏振光激发下的量子点荧光图像, 图 ii 和 iii 分别为右旋、左旋的 SPPs [19]

Fig. 2. (a) Dispersion relationship of the three lowest order modes in a silver nanowire ($R = 100 \text{ nm}$) in air and placed on an air-glass interface respectively; (b) schematic drawing of primary plasmons interact with dielectric substrate; (c) normalized surface charge contour (left) and time-averaged power flow (right) of the three hybridized modes H_0 , H_1 and H_2 . Reprinted with permission from Ref. [40] Copyright 2012 American Chemical Society. (d) Surface charge density on a Ag nanowire; (e) time-averaged power flow in the y - z plane at different positions along the nanowire in steps of $0.2 \mu\text{m}$ (the white arrows highlight the rotation of electromagnetic energy); (f) periods of the plasmon helix as a function of nanowire radius; (g) optical microscopic image of Ag nanowire show in (i) with scale bar $5 \mu\text{m}$; fluorescence images of chiral SPPs with right-handed (ii) and left-handed (iii) SPPs, (iv) and (v) with incident polarization parallel and perpendicular to the nanowire axis. Reprinted with permission from Ref. [19] Copyright 2011 American Physical Society.

手性 SPPs 取决于模式的相位差, 可以通过激发光的偏振来调控. 从图 2(f) 可以看出螺旋场的旋转周期随纳米线半径的增大而增大, 当半径增大到一定值时, 纳米线上模式数量足够多, 螺旋场消失. 图 2(g) 用量子点荧光成像给出了银纳米线上 SPPs 在不同偏振光的激发下的电场分布. 量子点荧光成像能够直观地显示出纳米结构上 SPPs 的场分布, 在研究 SPPs 的新奇传输特性方面功不可没.

纳米线上局部结构的对称性破缺会导致纳米线上场分布发生明显改变. 在一定的激发条件下 SPPs 场沿纳米线两侧呈对称分布, 当引入纳米颗粒后, 由于颗粒的散射造成纳米线上 SPPs 的传导模式发生转换, 经过纳米颗粒后场分布变为非对称的 zigzag 分布^[36]. 多个纳米颗粒存在的情况如图 3(a) 所示, A, B, C 分别代表银纳米线上附着的三个纳米颗粒. 当纳米颗粒所处的位置是能量波峰

时就会散射光子, 呈现亮斑, 处在能量波谷的位置时会呈现暗斑. 激发光的偏振方向发生改变时, 银纳米线上对应的能量分布会随之改变, 因此 A, B, C 三个纳米颗粒的散射光强就会随激发光偏振角的改变而周期性地改变^[41]. 同样地, 把纳米颗粒换为短纳米线就可以通过入射光的偏振调控 SPPs 沿主干和分支纳米线的传输, 实现光学路由功能^[22]. 在银纳米线表面刻蚀光栅微结构, 可以实现不同频率的光在微小空间的分离^[42]. 将几根银纳米线组装在一起形成简单的网络结构(见图 3(e)), 通过控制入射光的偏振和相位, 可以控制 SPPs 沿该结构的传播方向, 从而控制输出端的光强(见图 3(f)), 基于此可以实现全光逻辑门^[20,23]. 关于纳米线 SPPs 传输特性的研究对基于 SPPs 的纳米光子器件和回路的设计具有重要的意义.

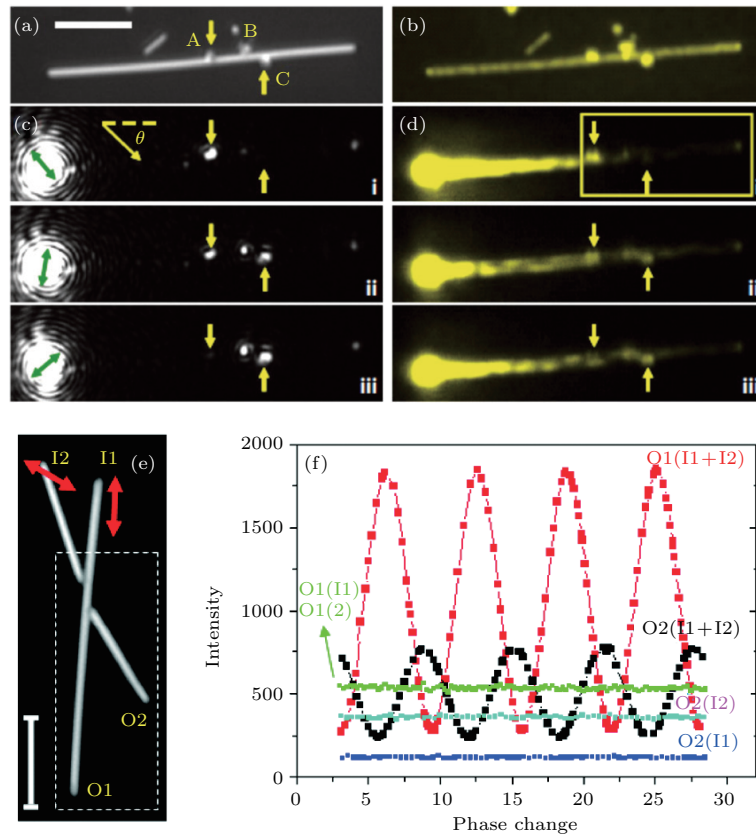


图 3 (a) 纳米线-纳米颗粒体系的明场显微图像(标尺为 $5\ \mu\text{m}$)^[41]; (b) 对应的量子点荧光图像^[41]; (c) 在不同的激发光偏振下对应的银纳米线上传播的 SPPs 的光学图像^[41]; (d) 图(c) 所对应的量子点荧光图像^[41]; (e) 银纳米线网络结构的光学图像^[20]; (f) 网络结构的 O1 和 O2 末端在不同入射信号输入下的出射光强变化情况^[20]

Fig. 3. (a) White light image of a nanowire-nanoparticle system with scale bar $5\ \mu\text{m}$; (b) fluorescence image of the system for wide field illumination; (c) scattering optical images of the propagating SPPs on the nanowire at different excitation polarizations; (d) fluorescence images corresponding to panel (c). Reprinted with permission from Ref. [41] Copyright 2014 Royal Society of Chemistry. (e) Optical image of the Ag NW network; (f) the intensity of scattering light at O1 and O2 terminals for different input conditions. Reprinted with permission from Ref. [20] Copyright 2011 American Chemical Society.

3 银纳米线 SPPs 波导中的能量损耗

银纳米线中 SPPs 传输的能量损耗主要来自于以下几个方面: 金属材料本身的欧姆损耗、纳米线表面缺陷引起的散射损耗、辐射损耗以及衬底的吸收, 如图 4 所示. 一般来说, 从实验中测量得到的损耗是这些损耗之和.

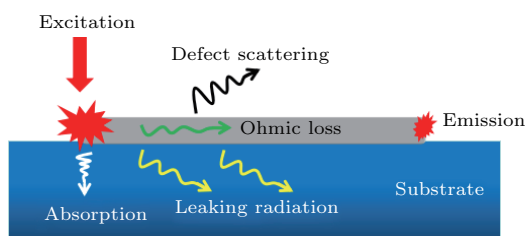


图 4 银纳米线传播 SPPs 所产生的损耗

Fig. 4. Propagation losses of SPPs along a Ag NW on substrate.

3.1 银纳米线上 SPPs 能量损耗的影响因素

欧姆损耗的大小与纳米线中电场强度的大小成正比, 场强越大损耗越大. 而纳米线中不同 SPPs 模式的电场强弱很大程度上取决于该模式的局域性高低. 局域性越高, 场在金属内所占的比例越大, 因而损耗越大. 这就是我们所熟知的 SPPs 的传播距离与局域性之间的平衡^[29]. 如果想要减小欧姆损耗, 得到比较长的传播距离, 往往需要牺牲场的局域性, 反之亦然. 模式的局域性高低可以通过模式的有效面积这一参数来反映^[43-45].

激发光的波长和纳米线直径都会影响到 SPPs 的能量传输损耗. 一般来说, 激发光的波长越长、银纳米线的直径越大, SPPs 的能量损耗越小^[46-48]. 另外, 为了减小表面缺陷引起的散射损耗, 应尽可能地选取表面光滑的银纳米线^[49]. 如果纳米线周围存在其他纳米结构, 也会由于对称性破缺而引起散射损耗的增加^[50,51].

纳米线周围的环境对能量损耗也有重要的影响, 如衬底对辐射损耗的影响. 衬底的介电常数是影响纳米线 SPPs 能量损耗的一个重要参数. 一般来说, 纳米线的传输损耗随衬底折射率的增大而增加, 增加到一定值后银纳米线与衬底的耦合达到饱和, 传播长度不再改变(见图 5(a)). 另外, 衬底的吸收造成的损耗有时也需要考虑. 对于介电

常数相近的电介质, 例如 SiC ($n = 2.63$) 和 CdTe ($n = 2.86 + 0.238i$), 由于 CdTe 的带隙 (1.5 eV) 与 633 nm 激发光 (1.96 eV) 相近, 从而造成 CdTe 衬底带隙的吸收, 导致额外的损耗, 使得银纳米线上 SPPs 在 CdTe 衬底上传播长度小于在 SiC 衬底上的传播长度^[39](见图 5(b)).

在衬底上增加介质层会使银纳米线与衬底之间形成 Gap 结构, 不同种类和厚度的 Gap 层对银纳米线上 SPPs 的传输有重要的影响^[43,52,53]. Zou 等^[38]从理论上计算出了不同厚度的空气 Gap 层对银纳米线 SPPs 有效折射率和传输损耗的影响. 随着 Gap 层厚度的增加, 衬底对银纳米线的影响逐渐减弱, 使得 SPPs 的有效折射率单调递减, 最后趋于在空气中的值(图 5(d)). Gap 对传播长度的影响较为复杂, 需要从近场到远场分三个阶段来考量, 具体如图 5(e) 所示.

硅衬底上沉积不同厚度的二氧化硅层对银纳米线 SPPs 传输性能的影响如图 5(f) 和图 5(g) 所示. 当 Gap 层厚度 $d < 200$ nm 时, 虽然激发光的耦合效率随着 d 的减小而增大, 但纳米线与硅衬底之间距离的减小造成了更大的损耗, 两者共同作用使纳米线末端发光在 $d = 110$ nm 时达到最强(见图 5(g)). 当 Gap 层厚度 $d > 200$ nm 后, 银纳米线与硅衬底的相互作用减弱, 使得传播长度不再改变. 此时纳米线末端的发光强度主要取决于激发光的耦合效率^[39].

在实际制备纳米光子器件时, 不可避免地会出现弯曲的波导结构, 这种结构对 SPPs 的能量传输损耗会带来怎样的影响, 是一个很重要的研究内容. Wang 等^[54]从实验上对单根银纳米线在连续弯曲过程中的能量损耗进行了系统的研究. 他们发现仅由纳米线弯曲带来的能量损耗与弯曲半径有关. 图 6 给出了银纳米线在不同弯曲半径时对应的能量损耗. 从暗场图像可以看出, 随着纳米线弯曲程度的增大, 纳米线末端发射的光强明显减弱. 在制备纳米光子器件时, 应尽可能地避免纳米线波导的弯曲或减小弯曲程度, 这对于器件结构的设计有着重要的借鉴作用.

3.2 SPPs 传输损耗的测量

实验上常用的测量传输损耗的方法有法布里-珀罗干涉法、光纤耦合法和场强的可视化方法. 下面将对这几种测量方法做详细的介绍.

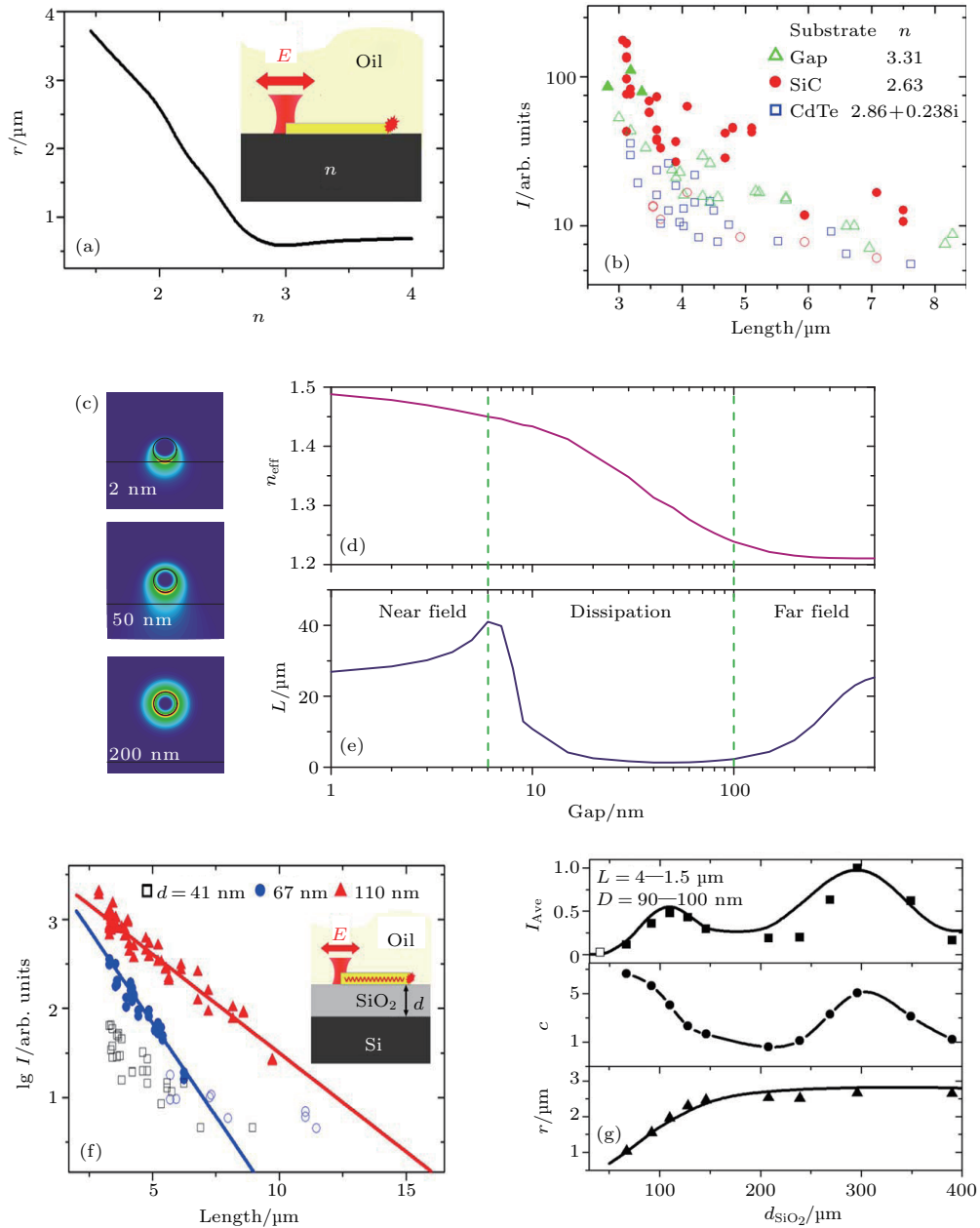


图5 (a) 计算的SPPs传播长度随衬底折射率的变化关系^[39]; (b) GaP, SiC, 和CdTe三种不同衬底下纳米线末端发射光强与纳米线长度之间的关系, 其中纳米线直径 $D = 90\text{--}100\text{ nm}$, 激发光波长为 633 nm ^[39]; (c) Gap厚度 $g = 2, 50$ 和 200 nm 时银纳米线SPPs的截面场分布图, 其中纳米线直径 $d = 100\text{ nm}$, $n_{\text{sub}} = 1.45$ ^[38]; (d) 银纳米线中SPPs的有效折射率和(e)传播长度随Gap厚度的变化关系^[38]; (f) 三种不同厚度的SiO₂层对应的银纳米线末端发光光强与纳米线长度的关系, 其中纳米线长度为 $4\text{--}4.5\text{ }\mu\text{m}$, 直径为 $90\text{--}100\text{ nm}$ ^[39]; (g) 纳米线末端出射光强、激发光耦合效率和SPPs传播长度随SiO₂厚度的变化关系^[39]

Fig. 5. (a) The calculated propagation length as a function of the refractive index of the substrate; (b) the relationship between the terminal emission intensity and the length of nanowires on different substrates of GaP, SiC, and CdTe respectively (the diameters of the nanowires are $D = 90\text{--}100\text{ nm}$, the wavelength of excitation light is 633 nm). (c) The cross-sectional field distribution of silver nanowire SPPs at $g = 2, 50$ and 200 nm (the diameter of nanowire $d = 100\text{ nm}$, $n_{\text{sub}} = 1.45$); the relationship between the effective refractive index (d) and propagation length (e) of SPPs in silver nanowires and the thickness of Gap. Reprinted from Ref. [38] with the permission of AIP publishing. (f) The relationship between the terminal emission intensities and the length of the nanowire corresponding to three different thickness of SiO₂ layers (the length of the nanowire is $4\text{--}4.5\text{ }\mu\text{m}$, the diameter is $90\text{--}100\text{ nm}$); (g) the terminal emission intensity of the nanowire, the coupling efficiency of excited light and the propagation length of SPPs as a function of SiO₂ thickness, respectively^[39]. (a), (b), (f), (g) Reprinted with permission from Ref. [39]. Copyright 2010 American Physical Society.

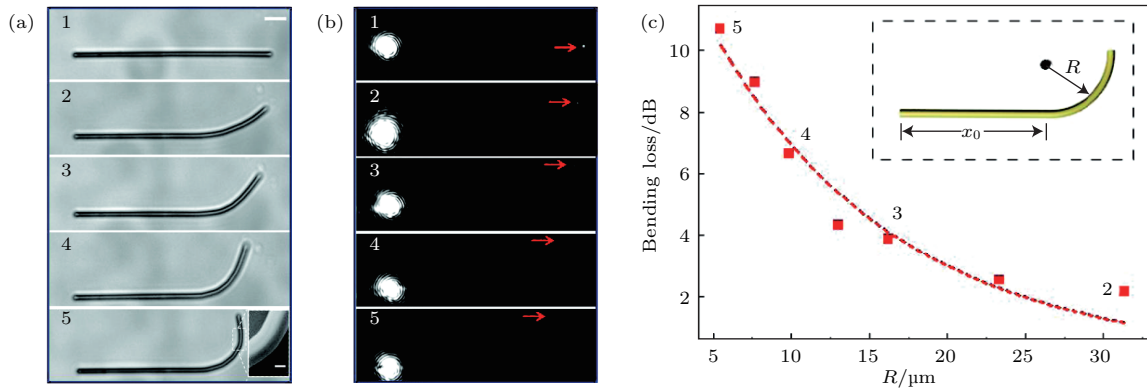


图6 (a) 银纳米线在不同弯曲半径时的明场光学图像, 标尺为 $5\ \mu\text{m}$; (b) 与图(a) 相对应的SPPs传输的暗场光学图像; (c) 弯曲损耗与弯曲半径的关系图^[54]

Fig. 6. (a) Bright-field optical images of the Ag nanowire for varying bending radii; the scale bar is $5\ \mu\text{m}$; (b) the dark field optical image after stimulated SPPs by tapered fiber for the corresponding (a); (c) the relation schema of bending loss and bending radius. Reprinted with permission from Ref. [54] Copyright 2011 American Chemical Society.

对于一定长度的银纳米线, 传播的SPPs在端面处除了一部分以光子的形式散射出来外, 还有一部分会被端面反射而反向传播并与前行的波干涉, 在纳米线上形成SPPs驻波. 纳米线可以看作法布里-珀罗干涉腔. SPPs发射光谱被法布里-珀罗谐振所调制, 如图7(a)所示, 相对调制深度 $\Delta I/I_{\min}$ 由下式给出:

$$\frac{\Delta I}{I_{\min}} = \frac{4RA}{(1-RA)^2}, \quad (1)$$

式中 A 和 R 分别是传输损耗和纳米线末端反射率, $A = e^{-L/L_{\text{sp}}}$, 其中 L 是纳米线的长度, L_{sp} 是SPPs沿纳米线的传播长度, 定义为SPPs场强沿纳米线降低到 $1/e$ 初始强度时所对应的长度. 通过测量不同纳米线长度下所对应的相对调制深度, 可以得到纳米线末端反射率 R 、传播长度 L_{sp} 以及相应的传输损耗^[55](见图7(b)). 另外对纳米线末端的发射光谱进行傅里叶变换分析, 也可以得到纳米线的损耗参数和末端反射率^[49]. 利用法布里-珀罗谐振法测量传输损耗与银纳米线的端面反射率有密切的关系, 但是制备的银纳米线的端面是各不相同的, 因此会造成一定的误差. 另外这种谐振只能在较短的银纳米线中观察到, 因此这种方法不适用于较长银纳米线的传输损耗测量.

测量SPPs沿纳米线衰减的最直接的方法就是将纳米线上的场强分布借助其他途径呈现出来. 例如把荧光分子或量子点经过处理后均匀涂覆在银纳米线上, 它们的发光强度与所在位置的场强成正比, 因此发光强度的变化反映的就是场强分布

的变化^[16,20,21,56]. 通过测量不同位置的场强就可以得到SPPs沿着纳米线的能量损耗. 采用扫描近场光学显微镜也可以观测纳米线上SPPs的近场分布, 但是操作相对复杂^[55,57-59]. Wild等^[16]把含有染料分子的PMMA薄层包覆在纳米线上, 用光学显微镜将激光束聚焦在纳米线的一端激发SPPs, 传播的SPPs就会激发染料分子的双光子荧光, 荧光强度沿纳米线呈指数衰减(见图7(c)和图7(d)). 纳米线上荧光强度的变化揭示了SPPs沿纳米线的强度分布:

$$I_{\text{flour}} \propto (I_{\text{sp}})^2 = I_0^2 e^{-2x/L_{\text{sp}}}. \quad (2)$$

通过拟合(2)式中荧光强度 I_{flour} 和传播距离 x 的关系, 就可以得到纳米线SPPs的传播长度 L_{sp} .

测量能量损耗的另外一种方法是光纤耦合法^[47,60]. 通过比较不同传播距离下纳米线末端的出射光强得到传输损耗. 入射激光通过锥形光纤耦合激发纳米线的SPPs, 改变入射光纤在纳米线的位置即可得到不同传播距离下对应的末端出射光强(见图7(e)). 出射光强随传播距离的增大呈指数形式衰减:

$$I(x) = I_0 e^{-x/L_{\text{sp}}}, \quad (3)$$

其中传播距离 x 为入射激光耦合处到纳米线末端的距离, I_x 为银纳米线末端的光强. 如图7(f)所示, 改变光纤在纳米线的耦合位置就可以得到数组 x 和 I_x 的值, 通过(3)式的指数拟合就可以得到传播长度 L_{sp} .

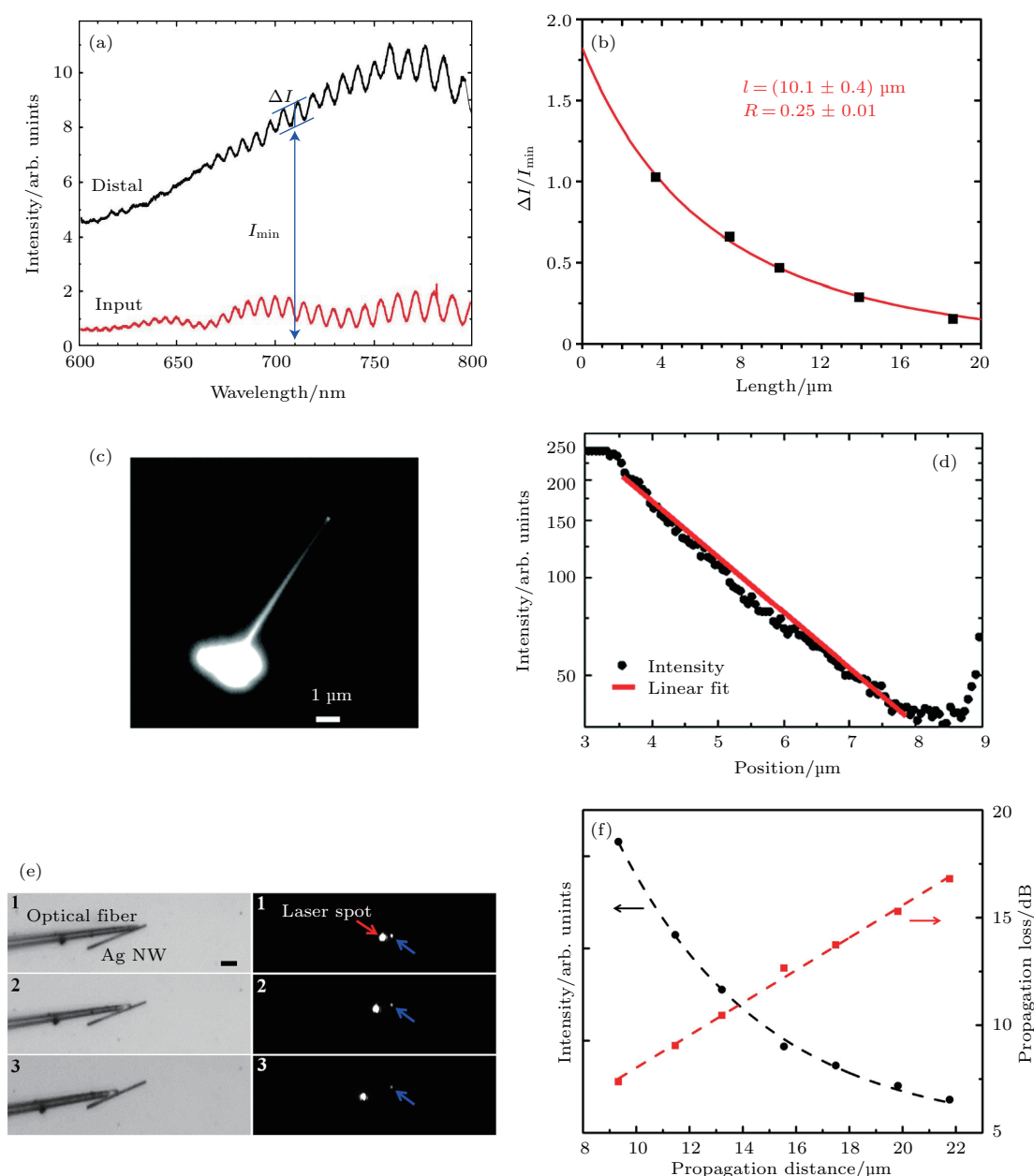


图7 (a) 银纳米线两个末端的散射光谱 [55]; (b) 在 785 nm 的波长下, 不同纳米线长度对应的相对调制深度 ($\Delta I/I_{\min}$) [55]; (c) 银纳米线传播的 SPPs 激发的双光子荧光图像 [16]; (d) 双光子荧光强度与纳米线对应位置的关系图 [16]; (e) 光纤耦合法测量银纳米线上 SPPs 传输损耗的明场和暗场光学图像 [61]; (f) 不同传播距离下银纳米线末端的出射光强和传输损耗 [61]

Fig. 7. (a) Scattering light spectra of silver nanowires distal end faces; (b) spectral modulation depth around a light wavelength of 785 nm as a function of nanowire lengths. Reprinted with permission from Ref. [55] Copyright 2005 American Physical Society. (c) Image of two-photon fluorescence excited by SPPs propagating along a silver nanowire; (d) two-photon fluorescence intensity as a function of the position along the nanowire. Reprinted with permission from Ref. [16] Copyright 2012 American Chemical Society. (e) Measurement of propagation loss for SPPs propagation along silver nanowire using optical fiber coupling method; the left column are bright-field optical images and the right column are corresponding dark-field optical images; (f) the terminal emission intensity and propagation loss at different propagation distances. Reprinted from Ref. [61] Copyright 2018, with permission from Elsevier.

采用光纤耦合法测量传输损耗操作简单, 且距离的改变是在同一根纳米线上进行的, 能够准确得到单根纳米线的传输损耗. 除了这种常见的普通光纤外, Meng 等 [62] 提出了用染料掺杂聚合物

(RhB/PVP) 纳米光纤来大批量测量银纳米线传输损耗的方法. 他们将银纳米线随机旋涂在衬底上, 然后将制备的染料掺杂聚合物纳米光纤转移到衬底之上. 此时, 光纤就会与银纳米线形成各种交叉

结构. 用宽场入射光聚焦光纤激发宽带光致发光, 银纳米线与光纤交叉节点处的散射光就会激发沿纳米线传播的SPPs, 最后在纳米线的两端以光子的形式耦合出来. 由指数衰减 (3) 式可以得到

$$\frac{1}{L_{sp}} = -\frac{1}{d_1 - d_2} \ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right), \quad (4)$$

式中1和2对应纳米线的两个末端, 通过测量不同交叉结构激发点到纳米线两个末端发光点的距离以及对应的末端发光光强, 就可以得到这一批纳米线的传播长度 L_{sp} .

4 降低能量损耗的方法

相比于物理法制备的银纳米线, 化学法制备的银纳米线为单晶结构, 具有规则的形貌和光滑的表面, 因此缺陷散射引起的能量损耗就会显著降低, 是SPPs波导的理想材料. 但是由于SPPs强烈的场局域特性, 纳米线自身的欧姆损耗较大, 再加上

SPPs向周围介质中的辐射损耗等, SPPs在纳米线中的能量损耗依然很大, 有效降低SPPs的能量损耗对集成光子回路和器件的发展有着重要的作用.

减小能量损耗较为简单的一种方法就是在银纳米线和衬底之间增加一层适当厚度的高折射率介质层. 例如在二氧化硅 ($n = 1.46$) 衬底上增加一层30 nm厚的硅 ($n = 3.48$) 介质层, 该高折射率的介质层增加了SPPs的波矢, 提供了一个光学屏障阻止SPPs向衬底的泄漏辐射, 实现在通信波长 ($\lambda = 1550$ nm) 下SPPs传输损耗的有效降低 (见图8(a)和图8(b)). 从图8(a)中的(i)图可以看到显著的法布里-珀罗干涉现象, 这种干涉在二氧化硅衬底(ii)和硅衬底(iii)中逐渐减弱, 这是传输损耗的增加所造成的^[40]. 如果采用多层电介质结构作为衬底也可以有效降低传输损耗. Zhang等^[63]利用包含一个光子带隙的多层电介质基板(14层)做衬底, 用波长为630 nm的激光对银纳米线SPPs进行激发, 如图8(c)所示. 实验发现该衬底与单层

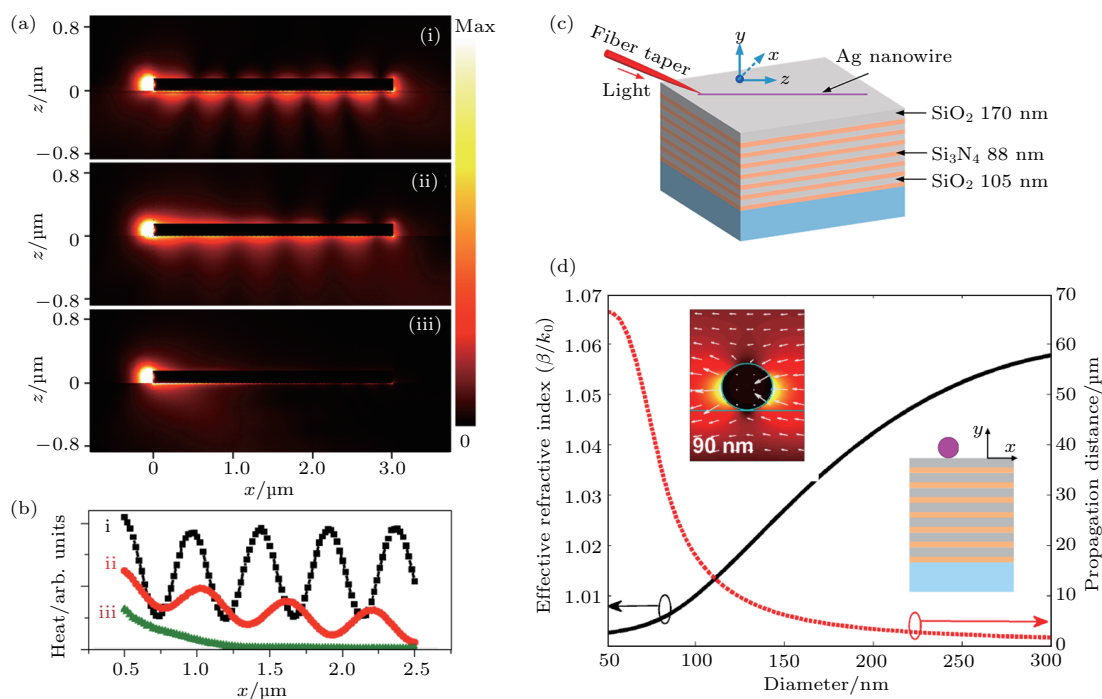


图8 (a) 三种不同衬底上银纳米线的场强分布 ((i) SiO₂ 上沉积一层30 nm厚的Si; (ii) SiO₂ 衬底; (iii) Si衬底)^[40]; (b) 对应(a)中纳米线上的焦耳热分布^[40]; (c) 银纳米线放在多层电介质衬底上并用光纤尖端激发的示意图^[63]; (d) 泄漏模 H_{1x} 的有效折射率和传播距离与纳米线直径的关系, 插图为直径为90 nm的银纳米线 H_{1x} 模的电场分布^[63]

Fig. 8. (a) Field intensity distribution of Ag nanowire on three different substrates ((i) a 30 nm thick Si layer is deposited on a SiO₂ substrate; (ii) a SiO₂ substrate; (iii) a Si substrate); (b) the joule heat distribution on the nanowire in (a). Reprinted with permission from Ref. [40] Copyright 2012 American Chemical Society. (c) Schematic diagram of silver nanowire placed on a dielectric multilayer substrate and excited by the optical fiber tip; (d) the effective refractive index and propagation distance of the H_{1x} mode as a function of the diameter of the silver nanowire; the inset is the field distribution of H_{1x} mode of silver nanowire with 90 nm diameter^[63]. Reprinted with permission from Ref. [63] Copyright 2018 American Chemical Society.

Glass 衬底相比, SPPs 束缚模式 H_0 的空间场局域性减弱, 具有更远的传播距离; 而泄漏模式在较小的纳米线直径下 ($d = 70\text{--}90\text{ nm}$) 依然存在, 且由

于光子带隙的存在抑制了泄漏模 (H_{1x}) 的泄漏辐射. 实验测得直径为 90 nm 的纳米线在 630 nm 的激发光下, 传播距离达到 $16\text{ }\mu\text{m}$.

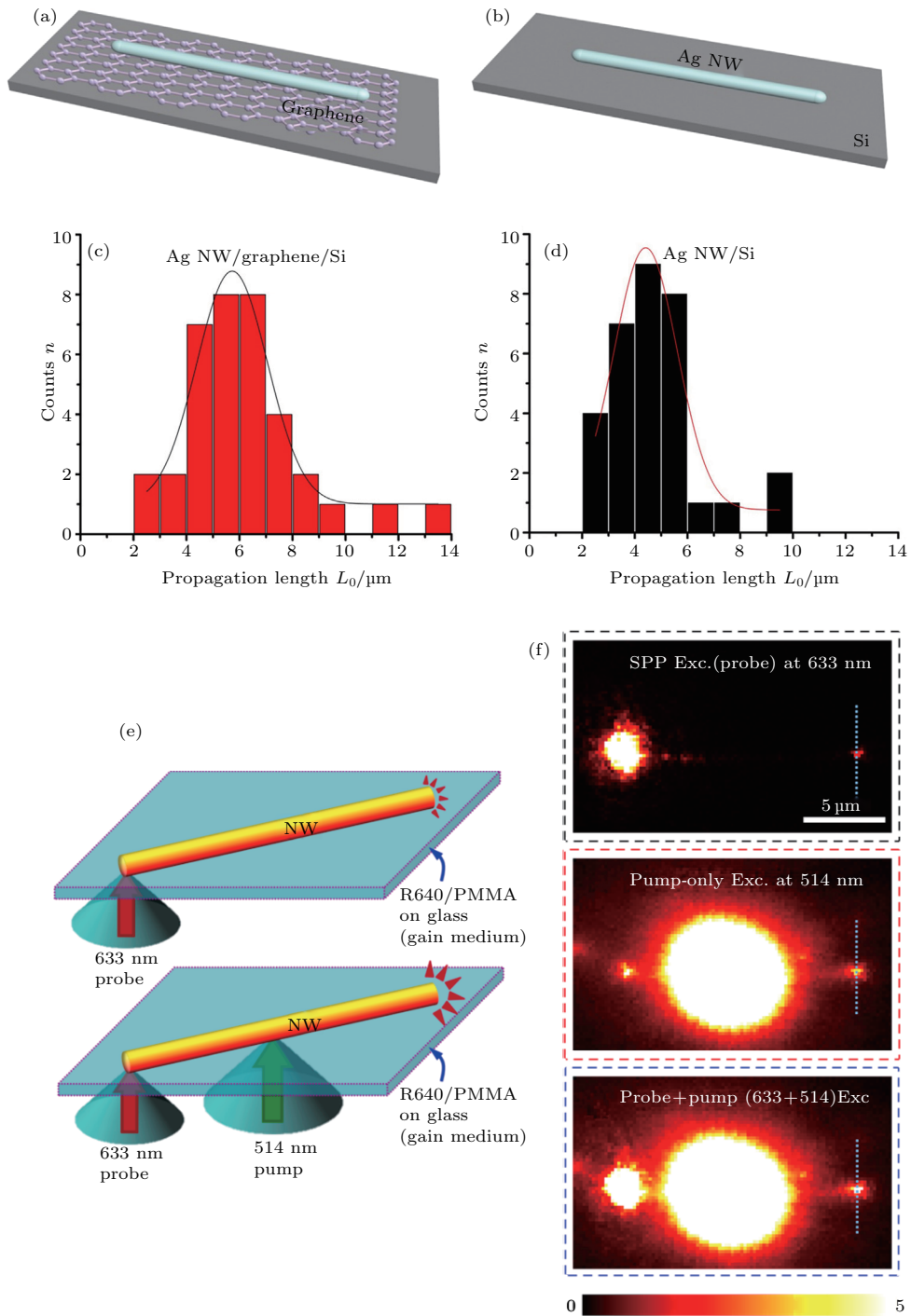


图9 (a) 和 (b) 分别为银纳米线/石墨烯复合结构和银纳米线在硅衬底上的示意图 [61]; (c) 和 (d) 为实验测得的两种衬底上 SPPs 的传播长度统计图 [61]; (e) 为衬底上有增益介质时 SPPs 的激发示意图 [64]; (f) 三种不同激发条件下的光学显微图像 [64]

Fig. 9. Schematic diagram of (a) Ag nanowires/graphene hybrid and (b) Ag nanowire on the Si substrate; the statistics of SPPs propagation length measured from these two types of structures are shown in panels (c) and (d) respectively [61]. Reprinted from Ref [61] Copyright 2018, with permission from Elsevier. (e) Schematic diagram of exciting SPPs for Ag nanowire on gain medium; (f) optical microscopic images of the Ag nanowire under three different excitation conditions [64]. Reprinted with permission from Ref. [64] Copyright 2014 American Chemical Society.

在银纳米线与硅衬底之间引入一层二维材料也可以有效降低SPPs的能量损耗. 实验发现石墨烯的引入使得纳米线与衬底的相互作用发生改变, 从而降低模式的场局域性, 进而减小欧姆损耗. 实验统计测得, 硅衬底上银纳米线SPPs的传播长度 L_{sp} 为2—6 μm , 引入石墨烯后为4—8 μm ^[61] (见图9). 这种方法有利于硅基半导体器件与SPPs纳米光子器件的结合.

在衬底上放置增益材料, 可以补偿SPPs传输过程中的能量损耗, 从而达到增加传播长度的目的. Paul等^[64]将银纳米线放在含有罗丹明染料分子(R640)的PMMA增益介质之上, 纳米线的一端用633 nm的探测激光激发, 用514 nm的抽运激光从纳米线的下方经过增益介质进行激发, 如图9(e)所示. 514 nm的抽运激光激发染料分子, 染料分子的能量转移到传播的SPPs中, 使得用两种激光同时激发时纳米线末端的出射光强比单独用两束激光激发的叠加光强有明显增强(见图9(f)). 实验得

到了 270 cm^{-1} 的增益系数和14%的损耗补偿, 增强因子随抽运辐照度的增加而线性增加.

相比于金属纳米线, 介质波导结构具有更低的传输损耗. 将两者结合起来构建复合波导结构, 可以在降低损耗的同时兼具亚波长场局域特点^[65]. 在ZnO NW-Ag NW复合结构中(如图10(a)所示), 光子和等离激元可以通过近场作用而相互耦合, 因此光从纳米光纤耦合进入ZnO纳米线, 激发沿银纳米线传播的SPPs, 银纳米线中的SPPs同样能够耦合进入ZnO纳米线. 由于ZnO纳米线波导的引入, 使得整个复合波导结构的能量损耗较低, 光子-等离激元耦合效率高达80%^[66]. 此外, 采用增益材料硒化镉(CdSe)纳米线与银纳米线组成的X形等离激元复合波导, 可以在纳米线末端产生纳米激光^[24](见图10(b)); 有机纳米线也可以与银纳米线组成复合波导结构, 实现不同的功能. 在 $\text{Ir}(\text{ppy})_3$ 有机纳米线和银纳米线组成的有机复合波导结构中(见图10(c)), 基于光子-等离激元耦合效率随复

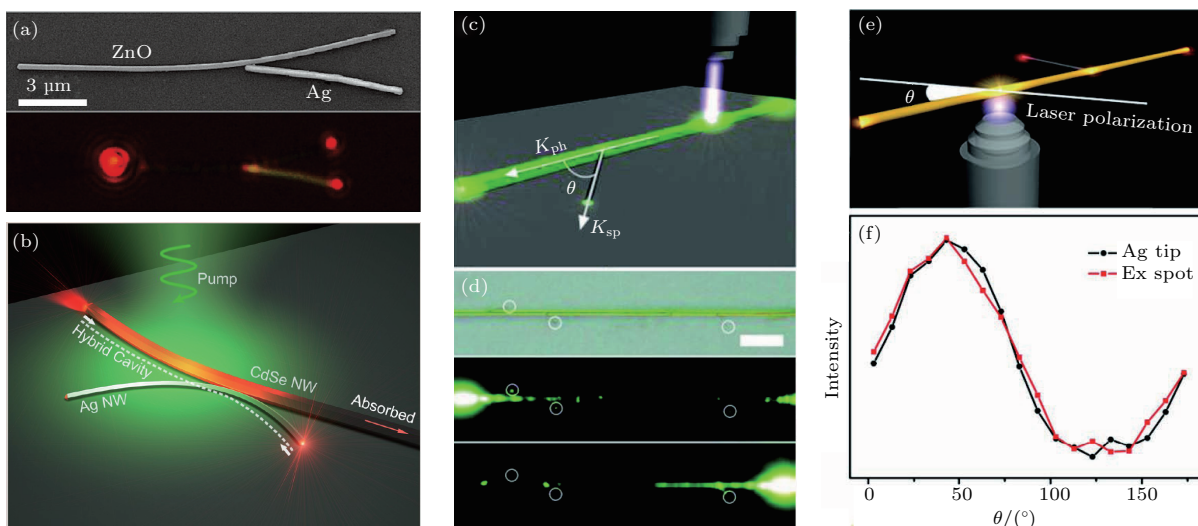


图10 (a) Ag和ZnO纳米线组成的复合结构的SEM图像和对应的暗场激发图像^[66]; (b) 银纳米线和超长CdSe组成的X形复合光子-等离激元纳米线激光器^[24]; (c) 聚焦紫外激光束激发 $\text{Ir}(\text{ppy})_3$ 有机纳米线和银纳米线组成的复合波导原理图^[67]; (d) $\text{Ir}(\text{ppy})_3$ 有机纳米线与三根银纳米线异质结构的明场和光致发光显微图像, 标尺为10 μm ^[67]; (e) 有机BPEA纳米线与银纳米线组成的光子-等离激元耦合光学调制器的原理图^[68]; (f) 对应图(e)结构中银纳米线末端和激发点处的出射光强随入射光偏振的变化关系^[68]

Fig. 10. (a) SEM image of a Ag/ZnO nanowire hybrid coupler and corresponding dark field excitation image. Reprinted with permission from Ref. [66] Copyright 2009 American Chemical Society. (b) Schematic of the hybrid photon-plasmon nanowire laser which is composed of a Ag NW and an ultra-long CdSe NW coupled into X-shape. Reprinted with permission from Ref. [24] Copyright 2013 American Chemical Society. (c) Schematic diagram of composite waveguide composed of $\text{Ir}(\text{ppy})_3$ organic nanowires and Ag nanowires excited by the focused ultraviolet laser beam; (d) bright-field and photoluminescence microscopy images of a hybrid structure with three Ag nanowires on a $\text{Ir}(\text{ppy})_3$ organic nanowires (scale bar is 10 μm). Reprinted with permission from Ref. [67] Copyright 2013 John Wiley and Sons. (e) Schematic diagram of the optical modulator based on the photon-plasmon coupling; (f) the light intensity at the end of the Ag nanowire and the excitation point in the structure (e) as a function of polarization angle. Reprinted with permission from Ref. [68] Copyright 2012 John Wiley and Sons.

合纳米线交叉角度的依赖关系可以实现光学路由功能^[67]; 在BPEA有机纳米线与银纳米线组成的复合波导结构中, 分支纳米线末端发射光强与入射光的偏振有较强依赖关系, 基于此可以实现光学逻辑门功能^[68](见图10(e)和图10(f)). 这类复合波导结构相比于“全金属”的光学路由器和逻辑门具有更低的损耗.

纳米线在实际应用中不可避免地会出现弯曲, 为了减小弯曲位置的能量损耗, 要尽量减小纳米线的弯曲程度, 同时确保弯曲的地方平滑^[54]. 在选择衬底时不仅要考虑衬底与纳米线之间的相互作用, 而且要避免衬底带隙吸收引起的能量损耗. 另外, 选用较粗的纳米线也是一种比较好的方式. 以上方法从不同的角度给出了降低银纳米线SPPs能量损耗的方法, 为SPPs波导中能量损耗的研究提供了新思路.

5 总结与展望

银纳米线作为一维的SPPs波导结构在纳米光子集成器件和回路上有着不可替代的作用. 本文对银纳米线中SPPs能量损耗的机理进行了较为深入的分析, 介绍了影响SPPs传输损耗的因素, 并给出实验上几种测量传输损耗的方法, 最后讨论了如何有效地降低能量损耗. 目前报道的几种减小能量损耗的方法具有一定的启发性, 考虑到实际设计纳米光子器件和集成芯片的成本和效率等因素, 仍需要探索和发展更加有效的降低SPPs传输损耗的方法: 可以进一步开发新的增益材料和增益结构来补偿SPPs的传输损耗; 发展新的复合波导结构, 不仅可以有效降低能量损耗, 而且与传统半导体器件兼容, 可集成度高. 另外, 纳米线的能量损耗也有其有利的方面: 借助辐射过程可以实现可控能量转换, 比如在银纳米线-银薄膜体系中, 基于纳米线SPPs的辐射, 将纳米线SPPs模式转换成薄膜的平行SPPs波束^[21]. 在设计和制备纳米光子器件和芯片时, 能量损耗是必须考虑的一个重要因素, 关于这方面的研究已成为本领域重要的研究方向, 对将来纳米光学回路和集成芯片的发展有着重要作用.

参考文献

- [1] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [2] Pacifici D, Lezec H J, Atwater H A 2007 *Nat. Photon.* **1** 402
- [3] Zia R, Schuller J A, Chandran A, Brongersma M L 2006 *Mater. Today* **9** 20
- [4] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I 2010 *Nat. Photon.* **4** 83
- [5] Atwater H A, Maier S, Polman A, Dionne J A, Sweatlock L 2005 *MRS Bull.* **30** 385
- [6] Economou E N 1969 *Phys. Rev.* **182** 539
- [7] Burke J J, Stegeman G I, Tamir T 1986 *Phys. Rev. B* **33** 5186
- [8] Maier S A, Friedman M D, Barclay P E, Painter O 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 071103
- [9] Qu D X, Grischkowsky D 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 196804
- [10] Lamprecht B, Krenn J R, Schider G, Ditzlacher H, Salerno M, Felidj N, Leitner A, Aussenegg F R, Weeber J C 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 51
- [11] Pile D F P, Gramotnev D K 2004 *Opt. Lett.* **29** 1069
- [12] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E, Laluet J Y, Ebbesen T W 2006 *Nature* **440** 508
- [13] Graff A, Wagner D, Ditzlacher H, Kreibig U 2005 *Eur. Phys. J. D* **34** 263
- [14] Krenn J R, Weeber J C 2004 *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A* **362** 739
- [15] Sanders A W, Routenberg D A, Wiley B J, Xia Y, Dufresne E R, Reed M A 2006 *Nano Lett.* **6** 1822
- [16] Wild B, Cao L, Sun Y, Khanal B P, Zubarev E R, Gray S K, Scherer N F, Pelton M 2012 *ACS Nano* **6** 472
- [17] Li Z, Hao F, Huang Y, Fang Y, Nordlander P, Xu H 2009 *Nano Lett.* **9** 4383
- [18] Li Z, Bao K, Fang Y, Huang Y, Nordlander P, Xu H 2010 *Nano Lett.* **10** 1831
- [19] Zhang S, Wei H, Bao K, Hakanson U, Halas N J, Nordlander P, Xu H 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 096801
- [20] Wei H, Li Z, Tian X, Wang Z, Cong F, Liu N, Zhang S, Nordlander P, Halas N J, Xu H 2011 *Nano Lett.* **11** 471
- [21] Wei H, Tian X, Pan D, Chen L, Jia Z, Xu H 2015 *Nano Lett.* **15** 560
- [22] Fang Y, Li Z, Huang Y, Zhang S, Nordlander P, Halas N J, Xu H 2010 *Nano Lett.* **10** 1950
- [23] Wei H, Wang Z, Tian X, Kall M, Xu H 2011 *Nat. Commun.* **2** 387
- [24] Wu X, Xiao Y, Meng C, Zhang X, Yu S, Wang Y, Yang C, Guo X, Ning C Z, Tong L 2013 *Nano Lett.* **13** 5654
- [25] Falk A L, Koppens F H L, Yu C L, Kang K, Snapp N d L, Akimov A V, Jo M H, Lukin M D, Park H 2009 *Nat. Phys.* **5** 475
- [26] Goodfellow K M, Chakraborty C, Beams R, Novotny L, Vamiyakas A N 2015 *Nano Lett.* **15** 5477
- [27] Wei H, Pan D, Zhang S, Li Z, Li Q, Liu N, Wang W, Xu H 2018 *Chem. Rev.* **118** 2882
- [28] Chen W, Zhang S, Deng Q, Xu H 2018 *Nat. Commun.* **9** 801
- [29] Wang Y, Ma Y, Guo X, Tong L 2012 *Opt. Express* **20** 19006

- [30] Zhang S H, Jiang Z Y, Xie Z X, Xu X, Huang R B, Zheng L S 2005 *J. Phys. Chem. B* **109** 9416
- [31] Staleva H, Skrabalak S E, Carey C R, Kosel T, Xia Y, Hartland G V 2009 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **11** 5889
- [32] Wiley B, Sun Y G, Mayers B, Xia Y N 2005 *Chem. Eur. J* **11** 454
- [33] Xia Y, Xiong Y, Lim B, Skrabalak S E 2009 *Angew. Chem. Int. Ed.* **48** 60
- [34] Sun Y G, Xia Y N 2002 *Adv. Mater.* **14** 833
- [35] Chang D E, Sorensen A S, Hemmer P R, Lukin M D 2007 *Phys. Rev. B* **76** 035420
- [36] Pan D, Wei H, Jia Z, Xu H 2014 *Sci. Rep.* **4** 4993
- [37] Pan D, Wei H, Gao L, Xu H 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 166803
- [38] Zou C L, Sun F W, Xiao Y F, Dong C H, Chen X D, Cui J M, Gong Q, Han Z F, Guo G C 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 183102
- [39] Li Z, Bao K, Fang Y, Guan Z, Halas N J, Nordlander P, Xu H 2010 *Phys. Rev. B* **82** 241402
- [40] Zhang S, Xu H 2012 *ACS Nano* **6** 8128
- [41] Wei H, Pan D, Xu H 2015 *Nanoscale* **7** 19053
- [42] Xu D H, Hu Q, Peng R W, Zhou Y, Wang M 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 097803 (in Chinese) [徐地虎, 胡青, 彭茹雯, 周昱, 王牧 2015 物理学报 **64** 097803]
- [43] Oulton R F, Sorger V J, Genov D A, Pile D F P, Zhang X 2008 *Nat. Photon.* **2** 496
- [44] Oulton R F, Bartal G, Pile D F P, Zhang X 2008 *New J. Phys.* **10** 105018
- [45] Song Y, Yan M, Yang Q, Tong L M, Qiu M 2011 *Opt. Commun.* **284** 480
- [46] Jia Z, Wei H, Pan D, Xu H 2016 *Nanoscale* **8** 20118
- [47] Ma Y, Li X, Yu H, Tong L, Gu Y, Gong Q 2010 *Opt. Lett.* **35** 1160
- [48] Hua J, Wu F, Fan F, Wang W, Xu Z, Li F 2016 *J. Phys.: Condens. Matter* **28** 254005
- [49] Kusar P, Gruber C, Hohenau A, Krenn J R 2012 *Nano Lett.* **12** 661
- [50] Wu F, Wang W, Hua J, Xu Z, Li F 2016 *Sci. Rep.* **6** 37512
- [51] Hua J, Wu F, Xu Z, Wang W 2016 *Sci. Rep.* **6** 34418
- [52] Hajati M, Hajati Y 2016 *J. Opt. Soc. Am. B* **33** 2560
- [53] Liu N, Wei H, Li J, Wang Z, Tian X, Pan A, Xu H 2013 *Sci. Rep.* **3** 1967
- [54] Wang W, Yang Q, Fan F, Xu H, Wang Z L 2011 *Nano Lett.* **11** 1603
- [55] Ditlbacher H, Hohenau A, Wagner D, Kreibig U, Rogers M, Hofer F, Aussenegg F R, Krenn J R 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 257403
- [56] Wei H, Zhang S, Tian X, Xu H 2013 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **110** 4494
- [57] Krenn J R, Lamprecht B, Ditlbacher H, Schider G, Salerno M, Leitner A, Aussenegg F R 2002 *Europhys. Lett.* **60** 663
- [58] Jones A C, Olmon R L, Skrabalak S E, Wiley B J, Xia Y N, Raschke M B 2009 *Nano Lett.* **9** 2553
- [59] Dorfmueller J, Vogelgesang R, Weitz R T, Rockstuhl C, Etrich C, Pertsch T, Lederer F, Kern K 2009 *Nano Lett.* **9** 2372
- [60] Li X, Guo X, Wang D, Tong L 2014 *Opt. Commun.* **323** 119
- [61] Wang W, Zhou W, Fu T, Wu F, Zhang N, Li Q, Xu Z, Liu W 2018 *Nano Energy* **48** 197
- [62] Meng X, Zhu W, Li H, Zhai C, Zhang W 2018 *Opt. Commun.* **423** 152
- [63] Zhang D, Xiang Y, Chen J, Cheng J, Zhu L, Wang R, Zou G, Wang P, Ming H, Rosenfeld M, Badugu R, Lakowicz J R 2018 *Nano Lett.* **18** 1152
- [64] Paul A, Zhen Y R, Wang Y, Chang W S, Xia Y, Nordlander P, Link S 2014 *Nano Lett.* **14** 3628
- [65] Li Y J, Xiong X, Zou C L, Ren X F, Zhao Y S 2015 *Small* **11** 3728
- [66] Guo X, Qiu M, Bao J, Wiley B J, Yang Q, Zhang X, Ma Y, Yu H, Tong L 2009 *Nano Lett.* **9** 4515
- [67] Li Y J, Yan Y, Zhang C, Zhao Y S, Yao J 2013 *Adv. Mater.* **25** 2784
- [68] Yan Y, Zhang C, Zheng J Y, Yao J, Zhao Y S 2012 *Adv. Mater.* **24** 5681

REVIEW

Energy loss of surface plasmon polaritons on Ag nanowire waveguide*

Wang Wen-Hui[†] Zhang Nao

(School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 23 November 2018; revised manuscript received 29 November 2018)

Abstract

Metal nanostructures can support surface plasmon polaritons (SPPs) propagating beyond diffraction limit, which enables the miniaturizing of optical devices and the integrating of on-chip photonic and electronic circuits. Various surface plasmon based optical components have already been developed such as plasmonic routers, detectors, logic gates, etc. However, the high energy losses associated with SPPs' propagation have largely hampered their applications in nanophotonic devices and circuits. Developing the methods of effectively reducing energy loss is significant in this field. In this review, we mainly focus on the energy losses when SPPs propagate in Ag nanowires (NWs). Researches on energy loss mechanism, measurement approaches and methods of reducing energy loss have been reviewed. Owing to their good morphology and high crystallinity as well as low loss in visible spectrum, chemically synthesized Ag NWs are a promising candidate for plasmonic waveguides. The energy losses mainly arise from inherent Ohmic damping, scattering process, leaky radiation and absorption of substrate. These processes can be influenced by excitation wavelength, the geometry of NW and the dielectric environment, especially the effect of substrate, which is discussed in the review. Longer excitation wavelength and larger NW diameter can induce decreased mode confinements and smaller Ohmic loss. The experimental methods to measure the energy loss have been summarized. Researches on reducing energy loss have been reviewed including applying dielectric layer or graphene between NW and substrate, replacing commonly used substrate with a dielectric multilayer substrate, introducing gain materials, and forming hybrid waveguides by using the semiconductor or dielectric NW. Specifically, the leaky radiation can be prevented when an appropriate dielectric layer is placed between NW and substrate, and the mode confinement can be reduced which leads to decreased Ohmic loss. The gain materials can be used to compensate for the energy loss during propagation. Compared with metal waveguides, semiconductor or dielectric NWs suffer lower energy losses while decreased field confinement. Then the hybrid waveguides constructed by metal and dielectric NWs can combine their advantages, which possesses reduced propagation loss. In addition, the plasmon modes in NWs in a homogeneous medium and a substrate are briefly discussed respectively, followed by the introduction to fundamental properties of SPPs propagation. Finally, perspectives of the future development of reducing energy loss are given. The researches on reducing energy loss are crucial for designing and fabricating the nanophotonic devices and integrated optical circuits.

Keywords: surface plasmon polaritons, energy loss, silver nanowires, nanophotonic devices

PACS: 73.20.Mf, 78.67.-n, 78.67.Uh

DOI: 10.7498/aps.67.20182085

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11674259, 11204234) and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. xjj2016057).

[†] Corresponding author. E-mail: w.wang@xjtu.edu.cn