

表面等离子体亚波长光学原理和新型效应^{*}

顾本源[†]

(中国科学院物理研究所 北京 100080)

摘要 表面等离子体是沿着导体表面传播的波,当改变金属表面结构时,表面等离子体激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 的性质、色散关系、激发模式、耦合效应等都将产生重大的变化. 通过 SPPs与光场之间相互作用,能够实现光传播的主动操控. 表面等离子体光子学 (plasmonics) 已成为一门新兴的学科,它的原理、新颖效应以及机制的探究,都极大地吸引研究者的兴趣. SPPs具有广阔的应用前景,例如,应用于制作各种 SPPs元器件和回路,制作纳米波导、表面等离子体光子芯片、耦合器、调制器和开关,应用于亚波长光学数据存储、新型光源、突破衍射极限的超分辨成像、SPPs纳米光刻蚀术、以及生物光学 (作为传感器和探测器). 文章介绍了表面等离子体光子学原理、新颖效应和物理机制,并简述若干应用.

关键词 表面等离子体亚波长光学,表面等离子体光子学,表面等离子体光子芯片,元器件和回路

Surface plasmon subwavelength optics: principles and novel effects

GU Ben-Yuan[†]

(Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract Surface plasmons are waves that propagate along the surface of a conductor. By altering the structure of a metal's surface, the properties of surface plasmons, such as their dispersion, modes, and the coupling effect, can be significantly changed. In particular their interaction with light can be controlled and tailored, which offers the potential for developing new types of photonic devices. This could lead to miniaturized photonic circuits with length scales that are much smaller than those currently achieved. Plasmonics has become one of the frontier fields of research. The principles, novel effects, and physical mechanisms of surface plasmon polaritons (SPPs) are attracting wide interest due to bright prospects of potential applications in subwavelength optics, data storage, light generation, microscopy and bio-photonics. The basic principles of SPPs, their novel phenomena, and some potential applications are introduced in this review.

Keywords surface plasmon subwavelength optics, plasmonics, plasmonic chips and circuits

1 引言

对光与物质之间相互作用的理解和控制,一直是人们梦寐以求的目标,也是科技领域中至关重要的课题. 一个多世纪以来,人们已经揭开黑体辐射、原子线谱的神秘面纱,从而催生了量子力学这门学科. 从此以后,一系列研究成果、新颖现象和效应层出不穷地涌现出来,影响着许多学科的发展,绝不仅限于激光的诞生. 就拿司空见惯的光与金属之间的相互作用而言,对于一面平板金属,通常认为它只不

过是可以做一面镜子而已. 远古时代,就有了铜镜,传说中的“照妖镜”大概也是金属所为. 其实不然,光子与金属之间的相互作用,会引发出许多迷人的现象. 导体中表面等离子体激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 的激发,使人们得以利用金属等导体材料来控制光的传播. SPPs是光波与可迁移的表面电荷 (例如金属中自由电子) 之间相互作用产生的

^{*} 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2006CB302901) 资助项目
2006 - 12 - 20收到初稿, 2007 - 01 - 11收到修改稿

[†] Email: guby@aphy.iphy.ac.cn

电磁模. 这个电磁模有着大于同一频率下光子在真空中或周边介质中的波数. 因此, 通常情况下, 这个电磁模不能被激发, 从导体表面辐射出去. 电磁场在垂直表面的两个方向上, 均以指数式衰减. 在一平坦金属/介电界面, SPPs沿着表面传播, 由于金属中欧姆热效应, 它们将逐渐耗尽能量, 只能传播到有限的距离, 大约是微米或纳米数量级. SPPs的研究已有长达 100 多年的历史了, 由于受早期制作电子元件的工艺水平的限制, 加工不了微米、纳米尺寸的元件和回路, 所以 SPPs显露不出它的特性, 不为人们所关注. 随着工艺技术的长足进步, 现今制作特征尺寸为微米和纳米级的电子元件和回路, 已不成问题了, 人们才重新点燃起研究 SPPs的热情. 只有当结构尺寸可以与 SPPs传播距离相比拟时, SPPs特性和效应才会显露出来.^[1]

2 SPPs产生来由和色散关系

考虑一平坦的半无限金属表面, 当一束可见光或红外光照射到这一表面上时, 金属中可迁移的自由电子的电荷密度波将与入射电磁波产生耦合作用, 导致电荷密度涨落, 引发集体振荡, 感生的 SPPs沿着金属表面传播. 下面简单地讨论一下如何激发 SPPs, 激发条件又是什么? 这主要取决于 SPPs色散关系. 既然 SPPs是外来电磁场激发引起的金属中电荷密度涨落, 产生集体振荡, 辐射出电磁模, 当然它要满足电磁场的基本方程——麦克斯韦方程组. 众所周知, 麦克斯韦方程容纳各种各样的解, 像个聚宝盆. 要根据人们的需求, 加以挖掘出来. 例如, 麦克斯韦方程的解有平面波、柱面波、球面波、贝塞尔函数、高斯光束等等. 现在让我们来开发 SPPs电磁模. 它的特征是被限制于金属表面传播, 在垂直表面的两个方向上, 电磁场急剧地衰减. 那么, 要问麦克斯韦方程是否存在这种解? 解的具体形式又是什么样? 为确定起见, 我们假定金属/介电界面是躺在 xy 面上, 其法向为 z 轴, 入射光的磁场方向指向 y 轴 (TE 波), 金属表面位于 $z=0$, 金属填充半无限空间 $z<0$ 区 (介电常数为 ϵ_m), 而 $z>0$ 区为真空或者介电材料所占有 (介电常数 ϵ_1 或 $\epsilon_1 = \epsilon_d$), SPPs沿 x 方向传播, (如图 1 所示).

根据 SPPs的特性, 设定电磁场的形式^[1,2]如下: 在 $z>0$ 区, 有

$$H_1 = (0, H_y, 0) e^{i(k_{1x}x + k_{1z}z)}, E_1 = (E_{1x}, 0, E_{1z}) e^{i(k_{1x}x + k_{1z}z)}, \quad (1)$$

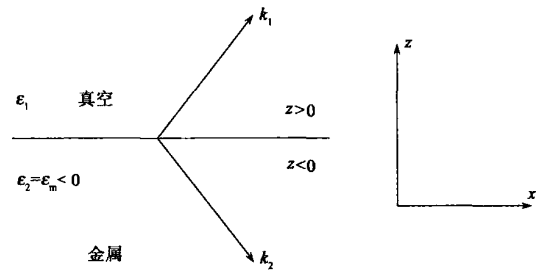


图 1 金属/介电结构示意图

且有 $k_{1z} = \sqrt{k_0^2 - k_{1x}^2}$, 而在 $z<0$ 区, 有

$$H_2 = (0, H_y, 0) e^{i(k_{2x}x - k_{2z}z)}, E_2 = (E_{2x}, 0, E_{2z}) e^{i(k_{2x}x - k_{2z}z)}, \quad (2)$$

且有 $k_{2z} = \sqrt{k_0^2 - k_{2x}^2}$, $k_0 = \omega/c$ 注意这里 k_{1z} 与 k_{2z} 前面的符号取相反. 将它们代入麦克斯韦方程, 并且要求场的切向分量在界面 $z=0$ 处连续, 即 $H_1(x, z=0) = H_2(x, z=0)$, 由此可得 $k_{1x} = k_{2x} = k_{\text{spp}}$. 电场由麦克斯韦方程 $\nabla \times \mathbf{H} = -ik_0 \mathbf{E}$ 确定, 有

$$\frac{1}{\epsilon_1} \frac{\partial H_1}{\partial z} = \frac{1}{\epsilon_2} \frac{\partial H_2}{\partial z}, \quad z=0 \text{ 处}. \quad (3)$$

因此, 有 $\frac{k_{1z}}{\epsilon_1} + \frac{k_{2z}}{\epsilon_2} = 0$, 同时,

$$k_{jz}^2 = \epsilon_j k_0^2 - k_{\text{spp}}^2, \quad (j=1, 2).$$

由磁场切向分量连续性和上述方程可导出

$$k_{\text{spp}} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m - 1}{\epsilon_m + 1}}. \quad (4)$$

在光频区, 金属的 $\epsilon_m < 0$, $|\epsilon_m| \gg 1$, 有 $\epsilon_m + 1 < \epsilon_m$, 所以 $k_{\text{spp}} > k_0$. 在真空中, $k_{1z}^2 < 0$, k_{1z} 为虚数; 在金属中, 因为 $\epsilon_m < 0$, 所以有 $k_{2z}^2 = \epsilon_m k_0^2 - k_{\text{spp}}^2 < 0$. 由此可推断 SPPs在垂直表面的两个方向上 (z 轴方向), 无论是穿透进真空和金属, 都是以指数衰减的, 而沿着表面是传播波, 这正是人们所企求得到的 SPPs电磁模特性. ϵ_m 与频率有关, 故 (4) 式给出 SPPs电磁模的频率与波矢 k_{spp} 之间的依赖关系, 称为色散关系. 它描述了 SPPs重要内在禀性. 由于 $k_{\text{spp}} > k_0$, SPPs的动量与入射光子的动量不匹配, 所以在通常情况下, SPPs不能被激发. 只有采用特殊的手段, 例如, 外加耦合作用, 才能激发 SPPs. 另外, 由于 SPPs电磁场的法向分量不连续性, 导致表面电荷密度的出现.

在真空中 ($z>0$),

$$E_{1z}(0^+) = -\left(\frac{k_{\text{spp}}}{k_0}\right) H_0 e^{ik_{\text{spp}}x}.$$

在金属中 ($z<0$),

$$E_{2z}(0^-) = -\left(\frac{k_{\text{spp}}}{k_0}\right) H_0 e^{ik_{\text{spp}}x} \tag{5}$$

因此,表面电荷密度为

$$\begin{aligned} \rho(x) &= \frac{1}{4} [E_{1z}(0^+) - E_{2z}(0^-)] = \frac{1}{4} \frac{k_{\text{spp}}}{k_0} \left(\frac{1}{\epsilon_m} - \frac{1}{\epsilon_1}\right) H_0 e^{ik_{\text{spp}}x} \\ &= \frac{1}{4} \frac{1 - \epsilon_m}{\sqrt{\epsilon_1 \epsilon_m (1 + \epsilon_m)}} H_0 e^{ik_{\text{spp}}x} \end{aligned} \tag{6}$$

由此可见,表面电荷密度波的确存在,并且沿着 x 方向传播. SPPs 的传播导致电子密度重新分布. SPPs 的传播速度是 (假定 $\epsilon_1 = 1$)

$$C_{\text{spp}} = \frac{c}{k_{\text{spp}}} = c \sqrt{\frac{1 + \epsilon_m}{\epsilon_1 \epsilon_m}} = c \sqrt{\frac{1}{1 + \epsilon_m}} < c \text{ (因为 } \epsilon_m < 0 \text{)},$$

式中 c 为真空中光速. 因此,在通常情况下, SPPs 不能被外来的电磁波激发. 在一个理想平坦的金属表面,当 $\epsilon_m \rightarrow -1$, 则 $C_{\text{spp}} \rightarrow 0$, 因此 SPPs 将停顿在金属表面,而且相应的表面电荷密度发散了,即 $\frac{1}{\sqrt{\epsilon_m + 1}}$

这对应于等离子体共振. SPPs 不仅限于在金属表面传播,也可以出现在人造晶体表面,例如,金属线网状结构 (wire-mesh) 晶体或特殊有机金属-金属多层系统中,因为这些材料的介观结构样品的有效介电常数的实部可以为负的. 例如二维的超导线网络 (wire networks) 沉积到一介电质衬底上时,已观察到 SPPs 的激发. 对于双表面的金属薄膜,两个表面上, SPPs 都能够被激发,它们之间的耦合作用,产生二种 SPPs 模式,分别对应于对称和反对称模式. 对称模式下,两表面上的场同号;而反对称模式下,两表面上的场反号. 仿照同样推导方法,可以得到 SPPs 的两模式的色散关系式 (假定 $\epsilon_1 = 1, 0, \epsilon_m = -n^2$):

$$k_{1(2)\text{spp}} = k_{\text{spp}} \left[1 \pm \frac{2n^2}{n^4 - 1} \right] e^{-dk_{\text{spp}}n}, \tag{7}$$

这里设薄膜的厚度为 d , $k_{1\text{spp}}$ 和 $k_{2\text{spp}}$ 分别对应于对称和反对称模. 对称和反对称 SPP 电磁模的速度均小于真空中光速 c , 因而通常束缚于表面,不能被外来入射电磁波所激发,因为不满足动量守恒. 一旦在薄膜表面上引进周期调制或褶皱结构,情况就会发生戏剧性变化, SPPs 可被激发,因为薄膜中电场被介观结构调制,当空间调制周期与 SPPs 模之一的波长一致时, SPPs 将被入射光 (电磁波) 激发. 对于对称 SPP 模,薄膜中场呈现对称分布,在中心区,场最弱,吸收小,损耗低, SPPs 可传播得更远. 反之,反对称模对应于反对称的场分布,表面两边的场反号,所以在薄膜中心区,场强很高,吸收大,损耗高. 采用有限

宽度的金属窄带制作纳米波导,就是要产生 SPPs 的对称模,传送光信号到更远的距离 [2].

上面已推导出 SPPs 电磁模的色散关系,再根据 Drude 模型,金属的相对介电常数可表达成:

$$\epsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\gamma\omega}, \tag{8}$$

这里 ω_p 是等离子体振荡频率, γ 是散射速率,描述电子运动遭遇散射而引起的损耗. 对于银, $\omega_p = 1.2 \times 10^{16} \text{ rad/s}$ (7.9 eV), $\gamma = 1.45 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ (0.06 eV). 在计算 k_{spp} 时,假定只有介电常数中负的实部起作用,典型的色散曲线见图 2. 由图 2 可见,在低频区,表面电磁模靠近真空中光锥线,显露出以光属性为主导,此时可以看作是一个 Polariton. 随着频率增加,表面电磁模逐渐远离光锥线,趋近一个表面等离子体共振频率 $\omega_p/\sqrt{2}$.

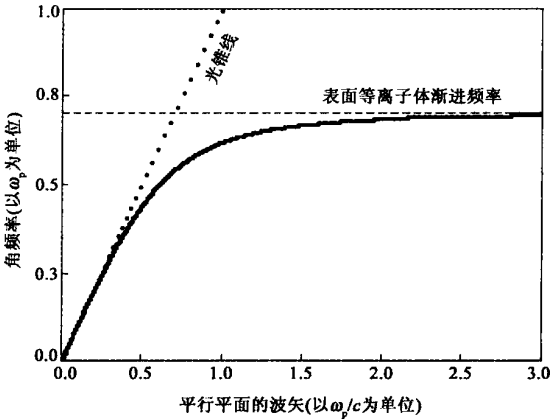


图 2 金属/介电结构中典型的 SPPs 的色散曲线

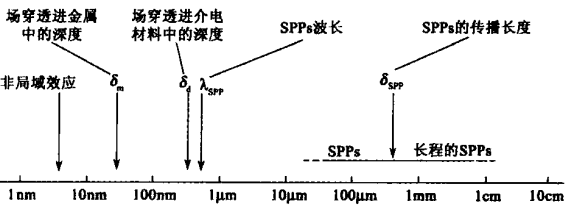


图 3 SPPs 的特征尺度

3 SPPs 的特征长度

已知 SPPs 电磁模的色散关系后,就可以讨论 SPPs 的各种特征长度,它们是亚波长光子器件设计中的航标. 有 4 个重要特征长度: SPPs 的传播长度 L_{spp} , SPPs 波长 λ_{spp} , 与 SPPs 模相关的电磁场穿透进介电媒质和金属中的深度 δ_d 和 δ_m . 这 4 个不同长度数量级大小如图 3 所示 [3].

3.1 SPPs的波长 λ_{spp}

从 SPPs波矢的实部 $k_{\text{spp}} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m}{\epsilon_m + 1}}$, 可计算 SPPs的波长 $\lambda_{\text{spp}} = 2\pi/k_{\text{spp}}$, 有

$$\lambda_{\text{spp}} = 2\pi \sqrt{\frac{\epsilon_m + 1}{\epsilon_m}} \quad (9)$$

由此可见, λ_{spp} 总是稍小于真空中光波长 λ_0 . 如果在金属表面上加工各种周期调制结构 (Bragg 散射体) 以实现 SPPs 的控制, 那么, 这个结构周期必须与 λ_{spp} 同一量级, 至少几倍于 λ_{spp} .

3.2 SPPs的传播距离 L_{spp}

SPPs的传播距离 L_{spp} 主要决定于 SPPs波矢的虚部 k_{spp} ,

$$k_{\text{spp}} = k_0 \frac{\epsilon_m}{2(\epsilon_m)^2} \sqrt{\frac{\epsilon_m + 1}{\epsilon_m}} \quad (10)$$

SPPs的传播距离定义为当模的功率强度降到初始值的 $1/e$ 时, SPPs沿表面所通过的距离,

$$L_{\text{spp}} = \frac{1}{2k_{\text{spp}}} = \frac{1}{2} \frac{(\epsilon_m)^2}{\epsilon_m} \sqrt{\frac{\epsilon_m + 1}{\epsilon_m}} \quad (11)$$

当金属的损耗很低时, 则有 $\epsilon_m \gg 1$, L_{spp} 可以近似地表示为

$$L_{\text{spp}} \approx \frac{1}{2} \frac{(\epsilon_m)^2}{\epsilon_m} \quad (12)$$

所以要使 L_{spp} 增长, 则要求金属的介电常数具有一个大的负实部 ϵ_m 和小的虚部 ϵ_m , 即低损耗的金属材料. L_{spp} 决定了 SPP 元件和回路的最大尺寸上限. 要加长 L_{spp} 的办法之一是, 应用耦合 SPPs 模. 另外, 要求 SPPs 的传播距离 $L_{\text{spp}} \gg \lambda_{\text{spp}}$, 这意味着在金属表面可以通过刻蚀周期光栅结构或各种褶皱结构 (周期 $\sim \lambda_{\text{spp}}$) 来操控 SPPs 的传播. 此时 SPPs 模容许与许多周期内精细结构发生作用, 散射 SPPs 模进入自由传播的光场中去.

3.3 SPPs场的穿透深度 d_s 和 d_m

考虑由一平坦平面构成的金属/介质界面, 利用表示色散关系的 (4) 式, 可以容易地计算场穿透入介质中的深度 d_s 和场穿透入金属中的深度 d_m :

$$d_s = \frac{1}{k_0} \left| \frac{\epsilon_m + 1}{2} \right|^{1/2} \quad (14)$$

$$d_m = \frac{1}{k_0} \left| \frac{\epsilon_m + 1}{(\epsilon_m)^2} \right|^{1/2} \quad (15)$$

4 SPPs的新现象

4.1 透射增强现象

光通过金属薄膜上单孔径或者大小为亚波长尺寸 的洞阵列结构的金属板时, 实验上已经观察到透射增强现象 (见图 4) [4-6]. 这里 SPPs 扮演着至关重要的角色. 目前对其增强的物理机制, 尚存在相互矛盾的争议. 公认的说法是, 由于 SPPs 的激发, 导致增强的电磁场, 将极大地增强光衍射. 大多数的研究工作多半集中在可见光频段. 但是, 在微波波段、毫米波段以及 THz (太赫兹) 波段, 也观察到此类效应. 在二维情形, 一个亚波长尺寸的圆洞被同心周期槽状圆圈环绕时, 也观察到透射增强现象.

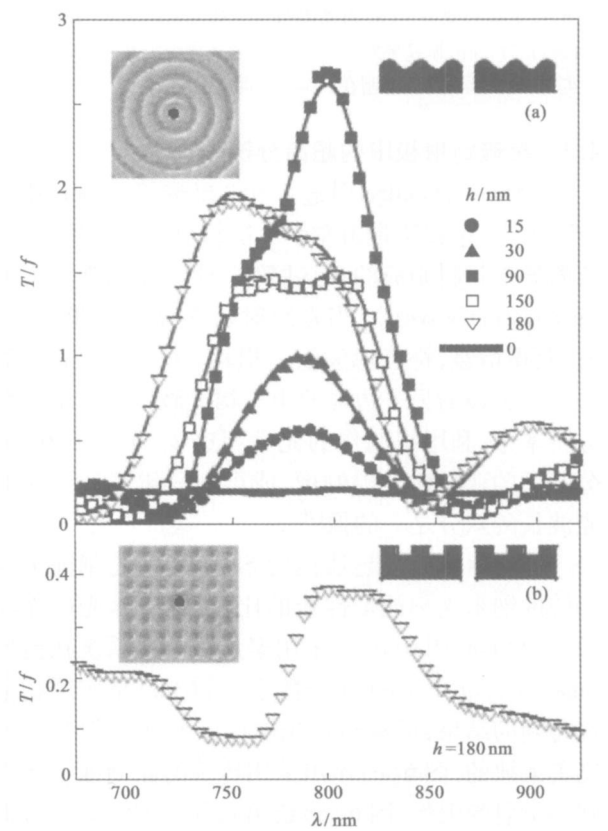


图 4 亚波长尺寸的单孔径的增强透射谱, 其中 T 为透射率, f 为孔径面积内入射光强. 样品是在 300nm 厚的镍薄膜上镀一层 100nm 的银膜, 孔径的尺寸 $d = 440\text{nm}$ (a) 周边被一系列正弦横截面的同心圆环所环绕 (调制高度 h 取各种不同的值); (b) 周边被一系列方形阵列的凹槽所环绕 (槽深度 $h = 180\text{nm}$) (左上方插图示出样品的聚焦离子束像; 右上角的插图显示洞和褶皱的横截面. 入射光 (卤素钨灯) 垂直投射到有褶皱的面上. 实线为拟合结果 [6])

4 2 聚束效应

在上述类似结构中,也观察到光聚束效应,也就是说,此结构所辐射的电磁波出现很强的角度限制^[7,8]。当入射光频率接近 SPPs模的共振频率时,光束的角发散度仅为 $\pm 3^\circ$ (见图 5)。

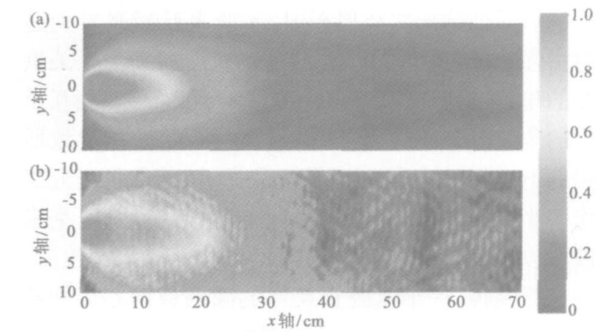


图 5 光聚束效应 (a)当光照明一个被光栅结构包围的亚波长圆孔时,在共振频率处,理论模拟计算的电场分布;(b)相应的实验测量结果(场被限制在一个窄空间区域)

4 3 突破衍射极限的超高分辨率成像

2000年,Pendry引进一个“超透镜”(superlens)概念^[9]。超透镜是由左手手征材料或者负折射率/负磁导率材料制成的。通过激发 SPPs来增强隐失波(evanescent waves)。当光照射超透镜时,SPPs被激发,获得增益,补偿隐失波的损耗,于是重构后的隐失波在透镜的另一边复原出一幅突破衍射极限的高分辨率像。利用银制作的光学超透镜,可得到 60nm 分辨率的亚衍射极限的像,或得到分辨率达到照明光波长的六分之一的像^[10]。

图 6 示出基于超透镜的 SPPs 纳米光刻蚀术与传统的纳米光刻蚀术性能的比较。用于曝光的光波长为 365nm。图 6(a)是采用聚焦离子束系统在掩模(mask)上印“NANO”4个数字;图 6(b)是应用超透镜得到的结果,可看到在光敏层上所成的像几乎是完美无缺的。图 6(c)示出采用传统的光刻蚀术所得到的衍射受限像。图 6(d)给出两种光刻蚀方法所得结果的数值比较^[10]。采用传统方法成像的分辨率大约 320nm,而采用 SPPs 纳米光刻蚀术,像的分辨率提高了将近 4 倍。利用 50nm 厚的平板式的金属银制作成的超透镜,在波长为 365nm 的光照下,对周期小到 145nm 的光栅,依然清晰可辨。

5 SPPs若干重要应用

5 1 等离子体光子芯片(plasmonic chips),光在金属线中的传播特性(light on wire)

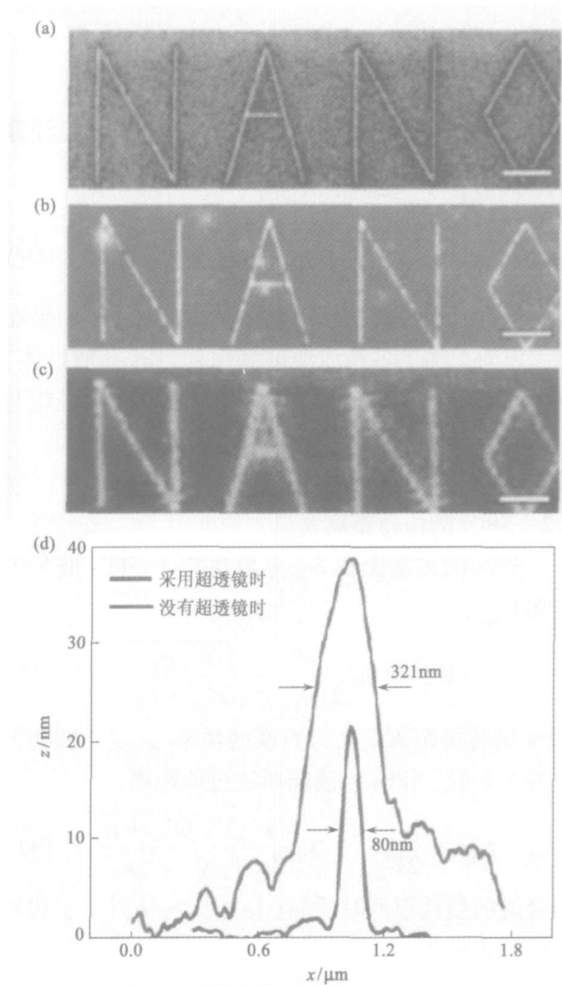


图 6 基于超透镜的 SPPs 纳米光刻蚀术与传统的纳米光刻蚀术性能的比较

到底是什么东西限制了光子和电子回路集成一体呢?这一瓶颈是它们二者之间的相对尺寸差别太悬殊了,根本无法兼容。目前制作 100nm 以下尺寸的电子电路已不成问题了,但是,光子回路尺寸都还在 1000nm 量级,二者无法联姻。当光子元件的尺寸减小到与光波长可以比拟时,由于受传播的衍射极限的限制,光的传播将受阻,无法通行。近年来,引进光子晶体元件,也还是杯水车薪,只能够使问题得到某些缓解。即使这样,光子晶体的本身尺寸还是波长数量级,典型的结构周期为半波长量级^[11]。

基于 SPPs 的光子器件也许会带来突破这一瓶颈的新曙光和机遇,从而走出这一进退两难的困境。SPPs 的电磁场限制于金属/介电界面上,一群电子被集体激发,沿着表面作前后震荡式运动,SPPs 电磁场在垂直表面方向上,以指数形式衰减,穿透进金属多深,取决于趋肤深度,大约为 10nm,比入射光波长要小 2 个数量级。因此 SPPs 这一特性提供了在亚

波长尺度的金属结构中光场局域化和导波可能性,可应用于构筑亚波长尺度的光子元件和回路——等离子体光子芯片。

SPPs波导用于引导电磁波传播. SPPs回路可塑成各种几何形态. 应用浸在介质中有限宽度的金属薄膜窄带可制成 SPPs波导. 当入射光波长为 $1.55\ \mu\text{m}$ 时,已报道 SPPs的传播距离可达到 13.6mm ,而在窄带的垂直方向上局域场扩展到几个微米^[12]. 要实现亚波长级的场局域化,可以通过减小窄线的宽度,例如要求线的横向尺寸远小于光波长. 利用一方法,可制 200nm 宽, 50nm 厚的金纳米线. 在 800nm 光的局域激发下,应用亚波长分辨率光子扫描隧道显微镜观察到近场直接像,显示出光沿着纳米金属线传播可达几个微米^[13]. 纳米线波导由于电阻引起的热损耗限制了传播距离. 为了避免这个欧姆损耗,可采用金属纳米颗粒的共振结构,进行导波,由于体积的减小,从而降低欧姆损耗^[14].

5.2 SPPs耦合器 (plasmonic couplers)

等离子体光子芯片具有输出端口,这些端口通过 SPPs耦合器,可以避免将远场光直接耦合到 SPPs芯片中纳米光电子器件上. 一个优选的方案是将半球形状的金属纳米颗粒(用作为 SPPs电容器)与基于纳米点的 SPPs波导整合一起. 当聚焦的 SPPs馈送进耦合器中,传播距离可达 $4.0\ \mu\text{m}$ ^[15]. 纳米点也能够用于聚焦 SPPs,形成高近场强度和亚波长宽度的光斑. 图 7(a)示出,沿着 $5\ \mu\text{m}$ 半径的 $1/4$ 圆周排列的 19 个 200nm 的通孔结构的扫描电子显微图^[16]. 图 7(b)示出相应的近场扫描光学显微像,可以看到,聚焦的 SPPs沿着亚波长金属波导传播,传播距离大约 $2\ \mu\text{m}$.

5.3 SPPs调制器和开关元件 (plasmonic modulators and switching element)

要实现 SPPs调制器开关功能,则需要对 SPPs进行主动调控. 利用开关 Ga 的结构相,可以对含几个微米长的 Ga 区段的金属/介电波导中传播的 SPPs信号,实现有效调控. 例如,通过改变温度或者借助于外部光的激发,进行开关操作. 信号调制深度超过 80% ,预期的开关时间为皮秒量级^[17]. 通过联合含分子发色团的聚合物薄膜与金属银薄膜,实现一个主动调控的 SPPs器件,已见报道^[18]. 它是由两层聚合物组成,一层含施主发色团(chromophore)分子,而另一层含受主 fluorophore 分子,通过 SPPs

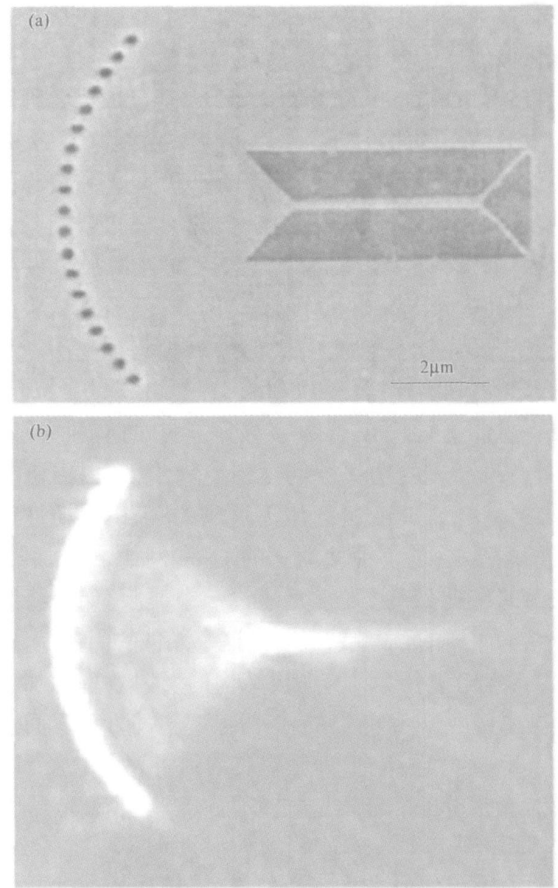


图 7 (a) 纳米点聚焦阵列耦合到 200nm 宽的银窄条波导的扫描电子显微像 (SEM); (b) SPPs 的强度分布的近场扫描光学显微像 (NSOM), 可以看到亚波长聚焦现象

耦合器,将激发能量从施主分子有效地传递给受主分子,它们分别位于金属薄膜的上下表面. 施主分子吸收入射光,通过偶极-偶极相互作用,将激发能量传递给受主分子,然后受主分子发射其特征荧光. 将来更进一步的研究是朝着实现电光,全光,压电调制的亚波长 SPPs波导.

目前广泛关注是致力于实现全 SPPs芯片的研究. 当大量数据要求从一个芯片的一个界面传送到另一远端界面时,首先将电信号转换成 SPPs信号,沿着 SPPs波导传播,然后在终端处,再转换回电信号. 然而不幸的是,目前的 SPPs波导的性能尚不足以承载这一重任. 因此,需要做更多的深入研究,一旦有一天, SPPs元件能够成功地扮演数据传输的高速公路的角色,那末,这将真正显露出表面等离子体光子学的一个“杀手锏”功能.

5.4 SPPs新型光源 (plasmonic light sources)

SPPs引发的电磁场,不仅仅能够限制光波在亚

波长尺寸结构中传播,而且能够产生和操控从光频到微波波段的电磁辐射.基于 InGaN 的半导体发光二极管(light emitting diodes,LEDs)业已成为各种固态发光装置的明星级候选者.但是,也面临着发光效率低的困境.利用 SPPs 将有助于解决这一核心问题.当 InGaN/GaN 量子阱被一纳米金属银或铝薄膜覆盖时,SPPs 的激发将增大态密度和增强自发辐射,从而大大提高内量子效率.例如,已经在试验中观测到发光效率增强了 32 倍^[19].这将催生出新型的超亮度和高速运作的 LEDs

目前流行应用于数字显示器中的有机 LEDs 中,大约 40% 的功率被耦合到空气中去,白白流失掉,这是由于 SPPs 模的 灭造成的.采用周期性调制的微结构,能够挽回流失的功率.例如,一个顶部发射的有机 LEDs,发射是通过一银薄膜.如果将纳米结构图样的介电层,覆盖到这个元件的阴极上,那么,它将比一个类似的平板结构的发射效率增加二个数量级^[20].介电层的作用是使金属两个表面上的 SPPs 发生强耦合,表面褶皱结构将大大增强 SPP 模对光的散射.SPPs 也能够用于改善激光器性能^[21].例如,将一个金属纳米孔径加工到一个 GaAs 垂直腔表面发射激光器的顶部,可用作亚波长光学近场探针,光的近场强度(增强了 1.8 倍)和信号电压(增大了 2 倍)都明显地增大.

5.5 SPPs 纳米光刻蚀术(plasmonic nanolithography)

在目前加工制作电子电路的工艺水平下,最小的特征尺寸大约为 50nm.然而新型的光刻蚀术要求能够加工纳米尺度的集成电路.尽管光投影刻蚀术(optical projection lithography)可以通过采用更短的波长光源来达到上述目的,然而这将引发出一系列相关的问题:例如,要求研发新的光源,新的光敏层材料,相关的光子学等等,都需解决.由于 SPPs 能够在接近金属表面产生一个很强的局域场,使问题有望得以解决.当 SPPs 共振频率落入一个光敏层的灵敏区时,金属表面增强的光场,能够局域地增加直接放在掩膜下面的光敏层的曝光.此技术不受衍射极限的限制,可以采用宽光束的可见光来照明标准的光敏层,制作出亚波长尺寸的结构.例如,利用波长为 436nm 的光源,此技术可以加工出 $\sim 100\text{nm}$ 线^[22].理论模拟计算表明,可以在一薄光敏层上制作出只有波长的 14 分之一大小的孤立银颗粒.横向光斑尺寸可达 30—80nm,曝光深度为 12—

45nm^[23].

6 瞻望前景和面临的挑战

表面等离子体光子学提供了难得的新机遇.基于此学科的发展而有望研发出 SPPs 芯片,用作超低损耗的光子互连元件.利用 SPPs 元件或回路,可实现超密的光子功能器件中导波,深亚波长尺度的纳米光刻蚀术,应用超透镜实现突破衍射极限的高分辨光学成像,研发出优良性能的新型光源等等.为了实现这些目标,需要在这个崭新的学科领域中,开展更广泛深入的研究.在未来的岁月里,将要面对着各种挑战.例如:

(1)制作出传播损耗可以与传统的波导相比拟的光频段亚波长尺寸的金属线回路.

(2)研发高效率的 SPPs 有机和无机材料的 LEDs,具有辐射可调性.

(3)通过对 SPPs 施加电光、全光和压电调制,以及利用增益机制,实现自主控制.

(4)制作二维 SPPs 光学原型元件,例如,纳米透镜、纳米光栅、纳米耦合器、纳米调制元件等,将光纤输出信号直接耦合到 SPPs 回路中去.

(5)研发深亚波长的 SPPs 纳米光刻蚀术.

(6)深入地探究 SPPs 中新效应的物理机制.

在以往几年中,已经演示性试制出各种基于 SPPs 的新型亚波长尺寸的光子元件和回路.理论模拟设计和计算方面也都获得重要进展.尤其是核心技术——纳米光刻蚀术的研发,可望实现电子学和光子学元件,在纳米尺度下完美联姻,集成于同一芯片上.它将为新一代的光电技术开创崭新的平台,对其前景做任何遐想都不为过.

参 考 文 献

- [1] Raether H. Surface Plasmons. Berlin: Springer 1988
- [2] Dykhne A M *et al*. Phys. Rev. B, 2003, 67: 195402
- [3] Bames W I J. Opt. A. Pure Appl. Opt., 2006, 8: S87
- [4] Ebbesen T W *et al*. Nature, 1998, 391: 667
- [5] Lezec H J *et al*. Science, 2002, 297: 820
- [6] Thio T *et al*. Opt. Lett., 2001, 26: 1972
- [7] Bames W L, Dereux A, Ebbesen T W. Nature, 2003, 424: 824
- [8] Caglayan H, Bulu I, Ozbay E. Opt. Exp., 2005, 13: 1666
- [9] Pendry J B. Phys. Rev. Lett., 2000, 85: 3966
- [10] Fang N, Lee H, Sun C *et al*. Science, 2005, 308: 534
- [11] Joannopoulos J D, Meade R D, Winn J N. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton: Princeton Univ. Press 1995

- [12] Berini P, Charbonneau R, Lahoud N *et al* J. Appl Phys , 2005, 98: 043109
- [13] Krenn J R, Weeber J C Philos Trans R Soc London Ser A, 2004, 362: 739
- [14] Maier S A, Barclay P E, Johnson T J *et al* Appl Phys Lett , 2005, 86: 071103
- [15] Nomura W, Ohtsu M, Yatsui T Appl Phys Lett , 2005, 86: 181108
- [16] Yin L *et al* Nano Lett , 2005, 5: 1399
- [17] Krasavin A V, Zayats A V, Zheludev N I J. Opt Pure Appl Opt , 2005, 7: 85
- [18] Andrew P, Barnes W L Science, 2004, 306: 1002
- [19] Okamoto K *et al* Appl Phys Lett , 2005, 87: 071102
- [20] Wedge S, Wasey J A E, Sage I *et al* Appl Phys Lett , 2004, 85: 182
- [21] Hashizume J, Koyama F Opt Exp , 2004, 12: 6391
- [22] Luo X G, Ishihara T Appl Phys Lett , 2004, 84: 4780
- [23] Kik P G, Maier S A, Atwater H A Phys Rev B, 2004, 69: 045418

·物理新闻和动态·

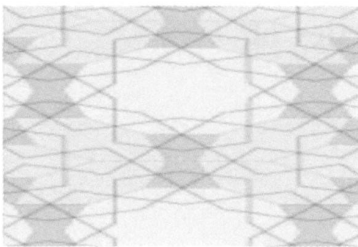


图 1 girih 花砖

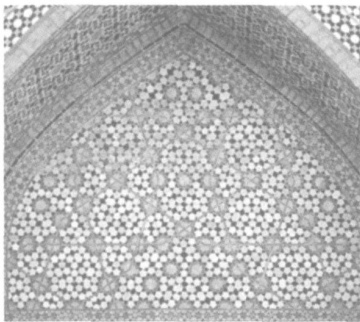


图 2 Darb - i阿甫圣地装饰墙

伊斯兰花砖与彭罗斯点阵

充满在自然界内的许多准晶体结构与完全晶体结构的最大差别是前者不存在平移对称性. 准晶体晶胞在二维空间内发生移动时是不能与其自身的结构相重合的,但在旋转时常可以发生重合. 上世纪 70 年代英国数学家彭罗斯第一次提出了这个概念,称为彭罗斯点阵 (Penrose tiles). 十年后,以色列 Technion 大学的 D. Schechtman 教授指出在合金中金属原子在空间中的排列呈现为这种准晶体结构. 自此以后,在自然界共发现了数百种不同的准晶体结构.

最近哈佛大学的 Peter Lu 和普林斯顿大学的 Paul Steinhard 教授在乌兹别克斯坦旅游时发现在伊斯兰建筑的外墙上所装饰的花砖具有 10 重旋转对称,这使他们回想起彭罗斯点阵. 这种花砖称为 “girih” 花砖. 它是由十边形、六角形、五边形、菱形和三角形组合而成 (参见图 1). 这个发现激发了他们的兴趣,因此他们进一步去访问了建筑于 1453 年的伊朗 Darb - i阿甫圣地装饰墙 (参见图 2),圣地装饰墙上的花砖几乎完全是彭罗斯点阵,有个别地方由于重建或修复时有一点破坏. 产生一个准晶体结构是需要复杂的数学规则的. 但从这些伊斯兰建筑的装饰来看,伊斯兰的数学家们精通准晶体结构的知识并巧妙地运用在建筑装饰上,每一块花砖都是边对边地连接成一片,并可装饰出多种图案. 这说明在 15 世纪伊斯兰的数学造诣已达到很高的水平,要比

西欧提前 500 年左右.

早在 1992 年丹麦的晶体学家 Emil Makovicky 教授就曾注意到 “girih” 花砖与彭罗斯点阵间的关系,他曾发表论文说明过这个问题.

(云中客 摘自 Science , 2007, 315: 1106)