

·光电器件与材料·

突破衍射极限的表面等离子体激元

陈燕坤, 韩伟华, 李小明, 杜彦东, 杨富华

(中国科学院半导体研究所 半导体集成技术工程研究中心, 北京 100083)

摘要: 表面等离子体激元是外部电磁场诱导金属表面自由电子的集体共振, 产生沿金属-介质界面传输的表面波, 具有亚波长局域、近场增强和新型的色散特性, 在纳米光子学中发挥着重要的角色。利用表面等离子体激元构成的光学器件能够突破衍射极限, 实现微电子与光子在同一个芯片上的集成。系统介绍了表面等离子体激元的基本原理, 及其在光波导、探测器、调制器和太阳能电池等方面的重要应用。

关键词: 表面等离子体激元; 纳米光子学; 表面等离子体光学器件

中图分类号: O539; TB383

文献标识码: A

文章编号: 1673-1255(2011)04-0039-06

Surface Plasmonics Polaritons beyond Diffraction Limit

CHEN Yan-kun, HAN Wei-hua, LI Xiao-ming, DU Yan-dong, YANG Fu-hua

(Research Center of Semiconductor Integration Technology, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Science, Beijing 100083, China)

Abstract: Surface plasmonics polaritons are waves that propagate along the metal-dielectric interfaces, caused by the collective oscillations of electron plasma in the metal induced by the external electromagnetic field. With the properties of sub-wavelength localization, near-field enhancement and novel dispersions, surface plasmon polaritons play a significant role in nanophotonics. Plasmonic devices have the potential of integrating microelectronics and photonics in one chip beyond the diffraction limit. The basic principles of plasmonics, and their applications in optical waveguides, detectors, modulators and solar cells are discussed.

Key words: surface plasmon polaritons; nanophotonics; plasmonic devices

互联网和计算机的速度越来越快、功能越来越强大,但是电子线路的发热和速度严重限制了计算机的运行。用光子替代电子,光子不会像电子那样产生大量热量,并且具有相当高的数据传输能力。光子集成电路比传统的电子集成电路具有很多明显优势,包括信号屏蔽性、速度更快、发热更少、带宽更大、串扰更低等。然而,光子集成电路需要在纳米级尺度内控制光子,离桌面计算机和其他日常应用还相差甚远。这对纳米光子学的研究提出了新的挑战:一方面要求光学器件尺寸高度小型化,便于纳米应用和集成;另一方面要求能够在纳米尺度

下控制光场,实现在纳米尺度内的聚焦、变换、耦合、折射、传导和复用,以及实现高准直、超衍射的新型光源和各种纳米光子学器件^[1]。

表面等离子体激元有望解决这一问题。表面等离子体激元是光与金属自由电子相互作用、在金属-介质界面产生的电子共振。表面等离子体激元有两种形式:局域表面等离子体激元(localized surface plasmons, LSPs)和表面等离子体极化激元(surface plasmon polaritons, SPPs)。LSPs是电子与电磁场耦合的非传播的激发,主要涉及很小的纳米颗粒的散射问题。SPPs是沿金属表面传播的极化波。

收稿日期: 2011-07-01

基金项目: 国家重点基础研究发展计划(973计划)项目(2010CB934104)

作者简介: 陈燕坤(1986-),女,广西北流人,硕士研究生,主要从事纳米电子及光电子学器件的研究;韩伟华(1973-),男,吉林人,研究员,主要从事新型纳米电子学与光电子学器件、新概念集成电路开发等研究。

SPPs在垂直金属表面上形成消逝场,场振幅呈指数衰减,因此SPPs的电磁能量被强烈地约束在表面附近,具有强大的近场增强效应;沿金属表面由于欧姆热效应,只能传播有限距离。

由麦克斯韦方程组出发,得到SPPs的波矢

$$k_{sp} = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

其中, ε_m 是金属的介电常数; ε_d 是介质的介电常数。式(1)为SPPs的色散关系,它描述了SPPs的固有特性。由于SPPs的波矢比真空波矢 k_0 大,这产生了2个效果:一方面SPPs沿金属表面方向上的波矢分量增大了,而在垂直于表面方向上的波矢分量变成了虚数,因此SPPs成为局域在表面附近的隐失场,是一种慢速电磁波;另一方面是SPPs具有比同频光波更短的波长,具有提高分辨率、减小器件尺寸的潜力。激发SPPs的方式主要有3种:棱镜的全内反射、金属表面周期起伏结构的衍射、亚波长的表面形貌或探针的散射^[1]。

利用SPPs对电磁波在亚波长尺度内的约束和局域特性,有望突破衍射极限,将光子器件的尺寸缩减到纳米量级,使光子器件的集成度大大提高。通过设计优化亚波长金属结构操控表面等离子体波,可以实现对光的位相与方向的有效调控。SPPs在光波导、探测器、传感器、调制器和太阳能电池等光电子器件中有着重要应用。

1 表面等离子体波导

在纳米光子学中,波导用来传导光,扮演电缆或线路的角色,是实现纳米光子回路的基础。利用表面等离子体波导作为光子互连元件,具有无电子学RC延迟和光子学衍射极限限制的优势。SPPs波导结构的种类有沟槽、楔形、金属纳米条、纳米线、纳米颗粒,矩形间隙,狭缝等。

(1) 金属沟槽和楔形波导。沟槽等离子体激元(channel plasmon - polariton, CPP)是一种电磁波,它束缚于刻在金属表面的沟槽里,并沿着沟槽传播。沟槽形状一般为矩形和三角形(V形)。CPP波导结构能有效地将SPPs局域在亚波长范围内传播,模式局域与锥角、槽深有关,形成依赖波导形状的等离子体波。通过调节V形槽的槽深,当槽深接近CPP穿透深度,不会出现其他高阶模,只有基模,可

得到单模等离子体波导,且基模传输距离~100 μm ,具有很强的亚波长局域特性^[2]。当槽角度减小时,基模的穿透深度也减小,从而槽深也应该减小。例如,为了获得单模波导,当银-真空结构的槽角度从20°减到15°时,槽深度应从~200 nm减到~100 nm。当入射波长增加时,CPP基模向槽口移动,在槽底部停止传播并和槽边缘的楔等离子体激元(WPP)混合^[3]。当经过90°弯曲时,CPP波导和光子晶体一样具有约100%的透射率,但是光子晶体不具有亚波长局域特性,此外,CPP波导的损耗低,传输距离达几个波长^[4]。

与三角形CPP结构相反的,即三角形金属楔传输的电磁波,称为楔形等离子体激元(wedge plasmon - polariton, WPP),WPP模式和CPP模式是互补的。WPP波导特性也依赖于几何结构。楔角能影响场局域的程度,楔角越小,导模的局域性更强。在远程通信波段,在高为6 μm 和楔角为70.5°的楔形波导中得到传输距离约为120 μm 和模式宽度约为1.3 μm 的WPP。当楔的曲率半径增加时,模式尺寸和传输距离增加,因此为了得到深亚波长WPP的强局域性,应该使楔角更尖锐^[5]。

(2) 金属纳米颗粒。入射光和金属纳米颗粒的自由电子产生共振,在颗粒周围的很小范围内产生局域的表面等离子体电磁振荡,通过颗粒间的表面等离子体模式的近场耦合,能量得以传输,传输距离达几百纳米^[7]。把纳米颗粒放置在Ag纳米线的垂直方向,纳米颗粒作为有效的天线,将可见光转换为沿纳米线传输的表面等离子体,表明纳米颗粒可作为等离子体电路的光输入/输出端口^[8]。通过锥形光纤激发SPPs,SPPs沿金属纳米颗粒矩阵传输,在传输过程中激发染料,产生的荧光被远场接收。光在紧密排列的银棒波导中的传输距离为0.5 μm ,损耗约为6 dB/200 nm^[9]。此外,金属纳米颗粒间的共振行为与颗粒尺寸和形状、颗粒间距、耦合等离子体的偏振方向、颗粒材料的介电常数和周围环境物质的介电常数等有关^[10],在生化传感方面有着重要应用。

(3) 金属纳米线。通过绝热模式转换,可在金属纳米线上有效激发高度局域的SPPs。用一根长2 μm 、宽90 nm的金纳米线作为2个金锥的连线,光强透射率为20%左右,损耗主要来源于金属损耗、

自由空间辐射、衬底泄漏^[11]。金属纳米线波导可以作为亚波长光学器件和集成纳米光子电路的互连,提高光子芯片的小型化。由GaAs纳米线/SiO₂介质间隙/银薄膜构成的混合波导^[12],等离子体模式与波导模式在间隙中耦合,产生“电容式”的能量存储,因而SPPs能够以很强的模式局域($\lambda^2/400 \sim \lambda^2/40$)传输很长距离(40~150 μm)。全介质硅耦合波导的亚波长限制只沿一维方向,相当大部分的能量泄漏到周围环境,限制了其集成。而等离子体混合波导以低传播损耗提供了二维的亚波长限制,这个混合模式能被限制在比衍射极限光斑小100倍的尺度内。

在所有等离子体波导结构中,存在模式尺寸和传输损耗的折中。低传输损耗的代价是很大的模式尺寸,高传输损耗伴随高局域特性。解决这个问题有3个方法:(1)采用等离子体和介质波导的混合方法。这些波导工作在1500 nm,损耗为1.2 dB/ μm ,能通过0.5 μm 弯曲;(2)在等离子体波导中引入增益介质来补偿金属损耗,使SPPs在金属边界和波导中传输时经历很小损耗或没有损耗;(3)把光沿低折射率材料而不是高折射率材料传输,吸收损耗只有金属本征损耗^[13]。

2 表面等离子体透射与聚焦结构

1998年,Ebessen等人发现周期亚波长小孔阵列的选择透射现象^[14],随后指出这种非寻透射是由于小孔作为隐失波的亚波长腔,使薄膜两边的SPPs发生耦合^[15]。Qiu对这种传输增强效应做了详细的分析,指出了2种作用机制:局域的等离子体波导共振和由周期性金属结构引起的表面等离子体隧穿共振^[16]。一般而言,光场入射到具有周期性结构的金属上,如果满足动量和能量守恒,则入射光场可以在金属表面激发等离子体,等离子体从金属一个表面通过空气孔隧穿到另一表面,然后再释放光子^[17]。在亚波长小孔周围加工周期金属光栅结构,入射光从光栅获得额外动量,与更高能量的SPPs耦合,然后把能量传向中心,从而增强光透射。由同心圆环槽构成的一个“牛眼”结构,比周围没有周期结构的小孔的光透射增强了3倍以上^[18]。加工3个“牛眼”结构,能根据波长和偏振分类入射光,SPPs

能通过单次曝光直接记录光谱图像立方点,这种光子分类能力可应用在图像传感^[19]。在发光二极管中,通过设计孔的尺寸和空间的距离,可以使不同颜色的光透过,不仅消除电极阴影效应,而且提高了发光效率。

SPPs波导诱人的另一个方面在于其能把光聚集到小达几纳米的地方。表面等离子体光聚焦机理分为2种:共振和非共振^[20]。在共振结构中,光波的时变电场对金属自由电子气施加力,使其产生集体振荡。在特定光学频率,能引起共振,产生非常强的电荷位移和光场集中。当纳米结构至少在一维尺寸达到激发波长时,需要考虑迟滞效应。如图1a,利用金属纳米线、纳米条的两端构成一个F-P腔,来回反射SPPs,通过表面等离子体波的激发和相干干涉,可达到局域场增强^[21]。非共振结构也可用于进一步增强光聚焦。例如,图1b是2个平行金属板可以构成一个MDM腔^[22],利用浸没在玻璃或水中的矩形金或银纳米条构成共振器,当2个金属纳米条距离足够近时,由于横截面散射,正向和反向传输的短程SPPs产生共振激发,共振情况与入射角度和纳米条厚度有关。SPPs有相当大的纵向电场分量,以em/ed的比例跳过金属之间的间隙,获得至少10倍的场增强。另外,金属锥形结构,如图1c,金属楔、细化的金属棒/纳米线等,当SPPs波向这些结构的尖端传播时,波矢逐渐增加但群速度越来越慢,导致了尖端处大量的能量聚集和巨大的局域场^[23]。这种结构不仅可以控制SPPs的传播,还能有效抑制

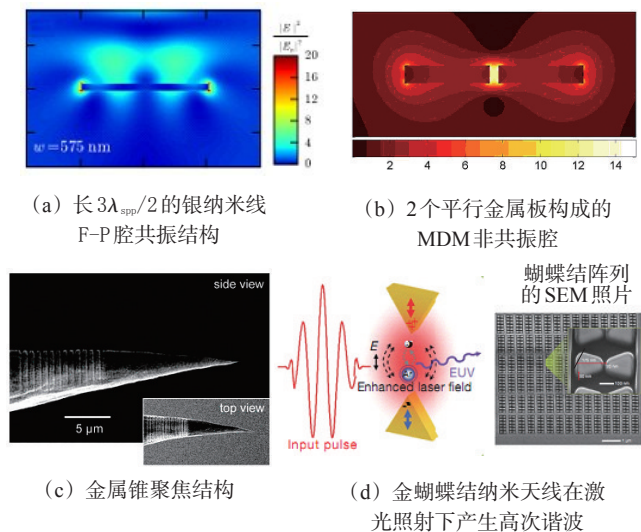


图1 表面等离子体两种光聚焦机理和强电场效应

辐射损耗,局域电场强度可达到 10^3 以上。通过精心加工的等离子体聚焦器可以极大地增强非线性光相互作用。图1d是利用三角形金纳米颗粒形成的蝴蝶结型结构中的强电场效应可以大大降低高次谐波产生对泵浦光的阈值要求^[24],在功率为 10^{11} cm^2 飞秒激光的照射下氩气分子最高可以产生17次谐波。蝴蝶结纳米天线可应用在光刻,能把可见光和近红外光集中在尺寸约20 nm的区域。

3 表面等离子体探测器

实现SPPs纳米光子器件的功能需要有效的探测技术。Narottam等人^[25]利用等离子体效应优化MSM探测器的光吸收。在亚波长孔径周围加工叉指形式的金属双栅,增强了光透射、吸收和响应。FDTD模拟表示其结果比传统MSM-PD的光吸收增强了40倍达980 nm波长。图2a是直径10 μm 的同心圆环耦合器把SPPs传向位于中心的Si探测器^[26]。耦合器不仅使探测器的光响应因子提高了20倍以上,而且体积更小,响应时间更快(20 ps,FWHM)和电容更小(<15 fF)。Tang等人^[27]设计了天线形状的体积很小的探测器,如图2b^[28]。偶极天线用于大面积收集光并将光集中到亚波长区域的Ge吸收体上,袖状电极用于收集半导体的光电流,得到了20倍的光吸收增强。Cao等人^[29]利用漏模共振增强和操控光吸收的Ge纳米线探测器,改变纳米线的半径、光偏振和入射角度,可以控制该探测器的光吸收效率。图2c是波导集成MSM探测器^[30]。SPPs在开缝的Au薄膜中激发,沿Au-HSQ-Au传播,被GaAs

MSM探测器探测。图2d是由传导等离子体和纳米线场效应晶体管的近场耦合来实现表面等离子体的全电探测^[31]。SPPs沿Ag纳米线传导,在Ag/Ge结点处电子-空穴对被电场分离,在Ge纳米线中形成电流。

4 表面等离子体调制器

光调制器利用各种电光、声光、热光、磁光等效应,通过电压或电场的变化调控输出光的折射率、吸收率、振幅或相位的器件,是最重要的集成光学器件之一。基于长程SPP的热光调制器和开关可以利用同一个金属电路同时传导光辐射和传输调制光传导的电信号。基于金属条形SPP模式耦合的长程SPP模式调制器,具有等离子体赋予的两大优点:(1)可使用同一个金属电路同时实现光功能和电功能;(2)金属附近的SPPs的强场局域特性与周围有源介质共同达到良好的模式重叠。例如,等离子体热光调制器比介质波导调制器具有更高的消光比(>3 dB)和低功率(~10 mW)。图3a是金属-介质-金属三明治结构的等离子体调制器示意图。该器件通过快速改变介质的非线性光学特性,把电信号解码为光数据流。由于MDM波导基模没有截止,金属之间的介质层可以很薄(几十纳米)^[19]。Krasavin等人利用Ga的结构相,对含有几个微米长的Ga区段的金属/介质的SPPs信号进行调控,通过改变温度或借助外部光激发,实现开关操作^[32]。Andrew等人用两层聚合物,(一层含施主发色团分子,另一层含受主荧光分子)夹一层Ag薄膜,构成分子等离子体器件^[33]。耦合的SPPs把激发能量有效地从施主分子转移受主分子。施主分子吸收光,通过偶极子之间的相互作用,把光能量传递给受主分子,然后受主分子发出特征光。通过SPP模式的耦合调节能量的转移。Atwater等人通过槽的衍射性散射把两束不同入射光转换为在CdSe量子点有源层相互作用的同向传输的SPPs^[34],入射场(E_0)和传输SPPs之间的干涉构成了缝隙中信号光束的总透射强度(E_T),如图3b。SPPs的强场局域和较大的量子点吸收横截面使光调制功率密度低达约 100 W/cm^2 。随后Atwater等人又制作了Ag-BaTiO₃电光介质等离子体有源干涉仪^[35],通过电诱畴变和BaTiO₃折射率的电光调制效应,外加电压调制亚波长平行狭缝的SPPs的透射场,实现对SPPs波矢的控制。

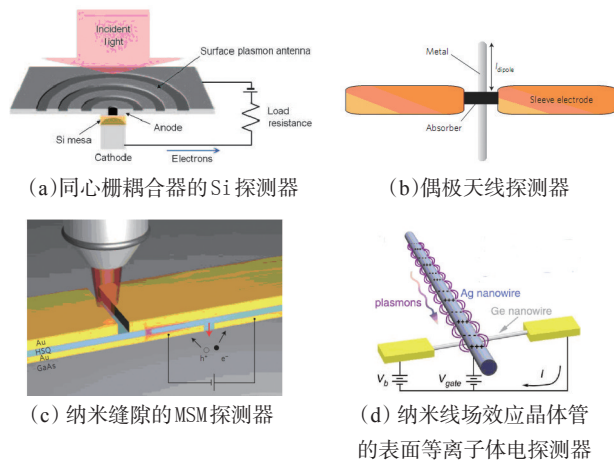


图2 表面等离子体探测器示意图

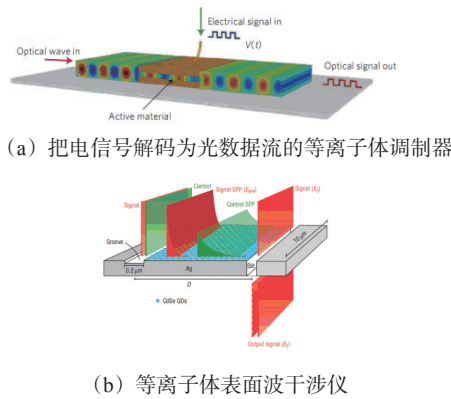


图3 表面等离子体调制器示意图

5 表面等离子体太阳能电池

由于在大多数沉积的薄膜材料中,半导体的光子吸收深度远大于电子扩散长度,薄膜太阳能电池不能有效俘获太阳能,因而转换效率还很低。表面等离子体纳米结构可以有效提高薄膜太阳能电池的光吸收。1995年,Stenzel等人^[36]在ITO-铜酞菁染料-铜太阳能电池中的ITO-铜酞菁染料界面之间一层夹铜纳米团簇,由于金属团簇对光的共振吸收,导致局域场增强,使太阳能电池的转换效率增加了近3倍。Pala等人^[37]利用二维银纳米条周期阵列结构实现了硅薄膜太阳能电池的宽带吸收增强,FDTD模拟显示其短路电流比没有金属结构时增强了43%。

近年来,利用金属纳米颗粒增强太阳能电池光吸收机理主要有3种^[38]:(1)金属纳米颗粒作为亚波长散射体,把自由传输的平面波耦合和俘获进半导体吸收薄膜,光经多次、大角度的散射,被限制在半导体层,如图4a。(2)金属纳米颗粒作为亚波长天线,将表面等离子体波近场耦合到半导体层,增加光吸收横截面,如图4b。(3)把入射太阳光转换为沿背面金属和半导体吸收层界面传播的SPPs,能够有效地俘获和传导光,使光在远大于光吸收长度的横截面上被吸收,如图4c。

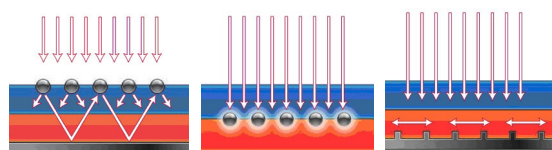


图4 薄膜太阳能电池的表面等离子体陷光结构

6 结论

利用表面等离子体微纳结构制备出的光波导、传感器、探测器、调制器和太阳能电池等光学器件,不仅使器件尺寸缩小了几个数量级,而且提高了器件性能。表面等离子体光学才刚刚起步,用于等离子体产生、操纵和探测的器件集成仍然是一个艰难的挑战。随着微纳加工技术的发展,表面等离子体将在纳米光子学方面发挥着越来越重要的作用。

参考文献

- [1] 王庆艳,王佳,张书练.基于金属表面等离子体激元控制光束的新进展[J].光学技术,2009,35(2):163-174.
- [2] Gramotnev D K, Pile D F P. Single-mode subwavelength waveguide with channel plasmon-polaritons in triangular grooves on a metal surface[J]. Applied Physics Letters, 2004, 85(26):6323-6325.
- [3] Moreno E, Garcia-Vidal F J, Rodrigo S G. Channel plasmon-polaritons: modal shape, dispersion, and losses [J]. Optics Letters, 2006, 31(23):3447-3449.
- [4] Pile D E P, Gramotnev D K. Plasmonic subwavelength waveguides: next to zero losses at sharp bends[J]. Optics Letters, 2005, 30(10):1186-1188.
- [5] Boltasseva A, Volkov V S, Nielsen R B, et al. Triangular metal wedges for subwavelength plasmon-polariton guiding at telecom wavelengths[J]. Optics Express, 2008, 16(8):5252-5260.
- [6] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I. Plasmonics beyond the diffraction limit[J]. Nature Photonics, 2010, 4(2):83-91.
- [7] Maier S A, Kik P G, Atwater H A. Observation of coupled plasmon-polariton modes in Au nanoparticle chain waveguides of different lengths: Estimation of waveguide loss[J]. Applied Physics Letters, 2002, 81(9):1714-1716.
- [8] Halas N J, Knight M W, Grady N K, et al. Nanoparticle-mediated coupling of light into a nanowire[J]. Nano Letters, 2007, 7(8):2346-2350.
- [9] Maier S A, Kik P G, Atwater H A, et al, Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguides. Nature Materials, 2003, 2(4):229-232.
- [10] Brongersma M L, Hartman J W, Atwater H A. Electro magnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit[J]. Physical Review B, 2000, 62(24):16356-16359.

- [11] Verhagen E, Spasenovic M, Polman A, et al. Nanowire Plasmon Excitation by Adiabatic Mode Transformation[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(20).
- [12] Zhang X, Oulton R F, Sorger V J, et al. A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long-range propagation[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(8):496–500.
- [13] Ozbay E. Plasmonics: Merging photonics and electronics at nanoscale dimensions[J]. *Science*, 2006, 311(5758):189–193.
- [14] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, et al. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays[J]. *Nature*, 1998, 391(6668):667–669.
- [15] Krishnan A, Thio T, Kima T J, et al. Evanescently coupled resonance in surface plasmon enhanced transmission[J]. *Optics Communications*, 2001, 200(1–6):1–7.
- [16] Altewischer E, van Exter M P, Woerdman J P. Plasmon-assisted transmission of entangled photons[J]. *Nature*, 2002, 418(6895):304–306.
- [17] 周仁龙, 陈效双, 曾勇, 等. 金属光子晶体平板的超强透射及其表面等离子体共振[J]. *物理学报*, 2008, 57(6):3506–3513.
- [18] Thio T, Pellerin K M, Linke R A, et al. Enhanced light transmission through a single subwavelength aperture[J]. *Optics Letters*, 2001, 26(24):1972–1974.
- [19] Laux E, Genet C, Skauli T, et al. Plasmonic photon sorters for spectral and polarimetric imaging[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(3):161–164.
- [20] Schuller J A, Barnard E S, Cai W S, et al. Plasmonics for extreme light concentration and manipulation[J]. *Nature Materials*, 2010, 9(3):193–204.
- [21] Brongersma M L, Barnard E S, White J S, et al. Spectral properties of plasmonic resonator antennas[J]. *Optics Express*, 2008, 16(21):16529–16537.
- [22] Sondergaard T, Bozhevolnyi S I. Metal nano-strip optical resonators[J]. *Optics Express*, 2007, 15(7):4198–4204.
- [23] Stockman M I. Nanofocusing of optical energy in tapered plasmonic waveguides[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(13).
- [24] Kim S W, Kim S, Jin J H, et al. High-harmonic generation by resonant plasmon field enhancement[J]. *Nature*, 2008, 453(7196):757–760.
- [25] Das N D, Tan C L, Lysak V V, et al. Light absorption enhancement in metal-semiconductor-metal photodetectors using plasmonic nanostructure gratings[C]//2009 6th International Symposium on High-Capacity Optical Networks and Enabling Technologies (Honet). Alexandria, 2009:86–90.
- [26] Ishi T, Fujikata J, Makita K, et al. Si nano-photodiode with a surface plasmon antenna[J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2005, 44(12-15):L364–L366.
- [27] Tang L, Kocabas S E, Latif S, et al. Nanometre-scale germanium photodetector enhanced by a near-infrared dipole antenna[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(4):226–229.
- [28] Konstantatos G, Sargent E H. Nanostructured materials for photon detection[J]. *Nature Nanotechnology*, 2010, 5:391–400.
- [29] Brongersma M L, Cao L Y, White J S, et al. Engineering light absorption in semiconductor nanowire devices[J]. *Nature Materials*, 2009, 8(8):643–647.
- [30] Neutens P, Van Dorpe P, De Vlaminc I, et al. Electrical detection of confined gap plasmons in metal-insulator-metal waveguides[J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(5):283–286.
- [31] Falk A L, Koppens F H L, Yu C L, et al. Near-field electrical detection of optical plasmons and single-plasmon sources[J]. *Nature Physics*, 2009, 5(7):475–479.
- [32] Krasavin A V, Zayats A V, Zheludev N I. Active control of surface plasmon-polariton waves[J]. *Journal of Optics a-Pure and Applied Optics*, 2005, 7(2):S85–S89.
- [33] Andrew P, Barnes W L. Energy transfer across a metal film mediated by surface plasmon polaritons[J]. *Science*, 2004, 306(5698):1002–1005.
- [34] Atwater H A, Pacifici D, Lezec H J. All-optical modulation by plasmonic excitation of CdSe quantum dots[J]. *Nature Photonics*, 2007, 1(7):402–406.
- [35] Atwater H A, Dicken M J, Sweatlock L A, et al. Electrooptic Modulation in Thin Film Barium Titanate Plasmonic Interferometers[J]. *Nano Letters*, 2008, 8(11):4048–4052.
- [36] Tenzel O, Stendal A, Voigtsberger K, et al. Enhancement of the Photovoltaic Conversion Efficiency of Copper Phthalocyanine Thin-Film Devices by Incorporation of Metal-Clusters[J]. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 1995, 37(3–4):337–348.
- [37] Pala R A, White J, Barnard E, et al. Design of Plasmonic Thin-Film Solar Cells with Broadband Absorption Enhancements[J]. *Advanced Materials*, 2009, 21(34):3504–3509.
- [38] Atwater H A, Polman A. Plasmonics for improved photovoltaic devices[J]. *Nature Materials*, 2010, 9(3):205–213.