

专题：等离激元增强光与物质相互作用

编者按 光学是现代科学和技术的基础：现代科学的两大支柱量子力学和相对论是建立在对黑体辐射、光电效应和光速不变性等的深刻理解基础之上的；光通讯、显示、存储和计算等光信息技术，光伏和LED等光能源技术，激光诊断和治疗等光医疗技术，以及激光加工和制造技术等先进光学技术的发展，极大地推动了人类社会的进步。随着纳米科学和光学器件小型化的发展，光学进入了微纳时代。比如紫外到可见光的波长范围大约在100—760 nm，微纳尺度的研究对象是小于光波长的，这就需要研究突破光的衍射极限的新现象、新物理和新技术。表面等离激元是金属表面自由电子的集体振荡，是固体中的一种元激发，具有准粒子特性，具有奇特的光学性质和强烈的共振效应，能够把光束束缚在纳米结构表面，从而克服光的衍射极限。表面等离激元的特性取决于形态各异的纳米结构，有着丰富的物理和广阔的应用前景，是纳米光学研究的重要基础，对相关现象的研究迅速发展成一门新兴的学科——等离激元光子学。

等离激元光子学是一门高度交叉的前沿科学，涉及光学、凝聚态物理、化学、生命科学、材料科学等众多科学门类，也孕育了众多极具广泛应用前景的技术，如具有单分子灵敏度的超灵敏光谱检测、等离激元光催化、超构材料/超构表面成像及隐身技术等，有望为信息、生物、能源等领域带来众多突破性的变革。为了帮助读者系统了解等离激元光子学领域的最新进展，推动对等离激元增强光与物质相互作用研究的进一步深入，本刊特组织“等离激元增强光与物质相互作用”专题，邀请部分活跃在本领域前沿方向的专家，从等离激元的激发、耦合、传播、弛豫、调控、与物质相互作用等基础研究方面，以及光波导、光催化、光镊、增强光谱、人工超构材料等应用研究方面，综述最新的进展、问题、现状和展望。希望这个专题能够为国内等离激元光子学领域的学术交流做一些贡献，推动这一新兴领域向更高水平发展，与更多学科进行更广泛的交叉，并推动部分技术的推广应用。

(客座编辑：武汉大学 徐红星)

表面等离激元传播的调制*

张文君^{1)2)#} 高龙^{1)#} 魏红^{1)3)†} 徐红星²⁾

1) (中国科学院物理研究所, 北京 100190)

2) (武汉大学物理科学与技术学院, 武汉 430072)

3) (松山湖材料实验室, 东莞 523808)

(2019年5月24日收到; 2019年7月1日收到修改稿)

光学衍射极限极大地制约了纳米光子器件的发展和應用。基于表面等离激元的纳米器件由于具有突破衍射极限传播和处理光信号的特性而受到广泛关注。通过调控表面等离激元的传播，可以实现纳米尺度上光信号的调制，对片上集成纳米光子回路和光信息处理技术的发展具有重要意义。本文主要介绍了表面等离激元传播调制的基本原理及近年来的研究进展，并分析了不同类型的表面等离激元传播调制的特点。

关键词：表面等离激元，纳米光调制器，等离激元波导

PACS: 73.20.Mf, 78.67.-n, 42.79.Hp, 42.79.Gn

DOI: 10.7498/aps.68.20190802

1 引言

近年来随着光信息技术的飞速发展，微型化、

集成化、高性能和低损耗成为光学器件未来发展的趋势。传统光学器件由于受到光学衍射极限的制约，难以实现微型化和高度集成化。如何使光学器

* 国家重大科学研究计划(批准号: 2015CB932400)和国家自然科学基金(批准号: 11774413, 11674256, 91850207)资助的课题。

共同第一作者。

† 通信作者。E-mail: weihong@iphy.ac.cn

件突破衍射极限, 实现纳米尺度光信号的产生、传输、调制和采集, 已经成为纳米光子学领域的研究热点. 表面等离子激元 (surface plasmons, SPs) 是金属中自由电子的集体振荡, 它可以被特定频率的光场激发, 具有突破衍射极限的光学特性, 可以进一步缩小光学器件的尺寸, 因此其在纳米光子学中的应用近年来受到了极大关注^[1-5]. 表面等离子激元分为沿着金属-介质交界面传播的表面等离子激元 (propagating surface plasmons) 和纳米颗粒等结构上激发的局限在结构表面的局域表面等离子激元 (localized surface plasmons)^[6]. 传播的表面等离子激元的电磁场在两种材料界面两侧均沿法向呈指数形式衰减, 可以将电磁场束缚在远小于波长的空间范围内, 从而突破光学衍射极限. 局域表面等离子激元的共振频率强烈依赖于金属纳米颗粒的尺寸、形状和周围环境的折射率, 当入射光频率接近电子集体振荡的本征频率时, 金属纳米结构周围的电磁场强度会极大地增强, 从而增强了纳米尺度上光与物质的相互作用. 表面等离子激元的这些特性有助于在纳米尺度实现光场调控及光电器件小型化, 在光信息、生物化学传感、能源等领域都显示出巨大的应用潜力^[7-11].

以光信号处理为目的的表面等离子激元调制工作一般可以分为两类, 一类基于对局域表面等离子激元的调制, 另一类基于对传播表面等离子激元的调制. 对局域表面等离子激元的调制, 通常基于衬底上的金属纳米结构或溶液中的金属纳米颗粒, 通过外界手段改变介质的折射率, 使局域表面等离子激元的共振峰发生移动, 从而实现了对光信号的调制^[12-16]. 本文主要讨论的是对传播表面等离子激元的调制, 这种调制是实现纳米光子回路中光信息处理的重要基础. 对于传播的表面等离子激元, 可以通过波矢描述其传播行为. 表面等离子激元的波矢会受到金属和介质介电函数的极大影响, 对于二维无限大的金属-介质交界面上的表面等离子激元, 沿界面传播的表面等离子激元的波矢为^[6]

$$k_{\text{SP}} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}, \quad (1)$$

其中 k_0 为真空中的波矢; ε_d 和 ε_m 分别为介质和金属的介电函数, 它们的实部具有相反的符号以满足表面等离子激元的产生条件. 除了金属-介质的界面外, 表面等离子激元也可以在介质-金属-介质、金属-介质-金属 (metal-insulator-metal, MIM) 结构以

及多种一维的波导结构中传播, 例如金属纳米线等离激元波导^[5]、金属带等离激元波导^[17]、金属槽等离激元波导^[18]、介质加载型等离激元波导^[19]. 对于这些不同类型的等离激元波导, 当介质和金属的介电函数在外界信号调制下发生变化时, 表面等离激元波矢的实部和虚部会发生变化, 它们的变化决定了表面等离激元的相位和强度的改变. 相位改变 $\Delta\varphi$ 与表面等离激元波矢实部的关系为

$$\Delta\varphi = \text{Re}(\Delta k_{\text{SP}}) L, \quad (2)$$

其中 Δk_{SP} 为外界调制信号所导致的表面等离激元波矢改变, L 为表面等离激元调制区域的长度. 实验中对相位改变的测量通常是使传播的表面等离激元信号与参考信号发生干涉, 通过出射信号强度随调制信号强度的变化来反映表面等离激元的相位改变. 表面等离激元在传播的过程中能量不断衰减, 可以通过传播长度反映其强度的变化, 传播长度 L_{SP} 定义为表面等离激元的强度衰减到 $1/e$ 时对应的传播距离. 表面等离激元传播长度和波矢虚部的关系为^[6]

$$L_{\text{SP}} = \frac{1}{2\text{Im}(k_{\text{SP}})}, \quad (3)$$

当表面等离激元波矢的虚部发生变化时, 表面等离激元的传播长度会改变. 综上所述, 基于表面等离激元对周围环境和波导材料的敏感特性, 对于不同类型的等离激元波导, 可以通过调控周围介质环境和表面等离激元结构中金属的介电函数来实现对表面等离激元传播相位和传播长度的调制, 从而实现纳米光调制器的功能.

对于传播表面等离激元调制器的性能评价可以从以下几个方面入手: 1) 工作波长, 反映器件所能调制的表面等离激元信号的频率和带宽, 理想的表面等离激元调制器应当在较宽的波长范围内实现调制; 2) 调制幅度, 反映了对表面等离激元信号的调制强度, 一般可以通过调制深度 (modulation depth, MD) 或消光比 (extinction ratio, ER) 来反映, 调制深度和消光比的常用表达式分别为

$$\text{MD} = \frac{|I' - I_0|}{I_0} \times 100\%, \quad (4)$$

$$\text{ER} = \left| 10 \times \lg \left(\frac{I'}{I_0} \right) \right|, \quad (5)$$

其中 I_0 和 I' 分别表示调制前后输出信号的强度; 对利用干涉实现表面等离激元调制的工作, I_0 和 I' 则分别对应输出信号强度的最小值 I_{min} 和最大值

I_{\max} ; MD 或 ER 的值越大, 表明调制器对信号的调制幅度越大; 3) 响应时间, 是调制过程中表面等离子激元信号在两个状态之间切换所需的时间, 理想的调制器可以在短时间内使信号在两个状态之间切换, 从而支持非常高的调制频率. 我们将介绍传播表面等离子激元调制的不同方法和研究进展, 包括基于光、热、电和磁的调制, 表 1 概括了这些调制方法的主要原理. 最后, 我们将对不同调制原理的器件性能进行比较, 并展望传播表面等离子激元调制器件的未来发展.

表 1 传播表面等离子激元调制的原理
Table 1. Principles of modulating propagating surface plasmons.

调制类型	调制原理
全光调制	激发和干涉调制; 光学材料调制(增益/损耗介质调制、非线性光学材料调制、光致变色材料调制、光调制波导介电函数); 光学力操控调制
热调制	热光效应调制; 相变效应调制
电调制	光电调制(线性光电效应调制、二次光电效应调制); 载流子调制(电调制半导体载流子、电调制石墨烯载流子); 电致变色材料调制; 纳机电调制
磁调制	磁光效应调制

2 表面等离子激元传播的全光调制

表面等离子激元传播的全光调制有多种作用机制. 一方面, 可以通过调控表面等离子激元的激发和干涉实现对表面等离子激元的调制. 另一方面, 可以利用对光敏感的光学材料实现对表面等离子激元的调制.

对于某些类型的等离子激元波导, 通过改变入射光的偏振可以有选择地激发不同的表面等离子激元模式, 这些模式在波导上的传播特性存在差别. 通过激发特定的表面等离子激元模式或是利用不同模式之间的叠加, 可以控制表面等离子激元在波导或波导组成的网络结构中的传播, 从而实现对表面等离子激元的调制. 例如, 金属纳米线结构是一种常用的等离子激元波导, 支持多个表面等离子激元传播模式 [5,20,21], 改变入射光偏振可以在金属纳米线上激发不同的表面等离子激元模式, 利用多个模式在金属纳米线上的叠加可以实现表面等离子激元的手性传播 [21], 并可以在金属纳米线网络结构中实现光路由器的功能 [22–24]. 当使用圆偏振光激发金属纳米

线时, 光的自旋-轨道耦合可以使不同圆偏振方向的入射光在纳米线上产生沿不同路径传播的表面等离子激元, 实现光的自旋路由功能 [25]. 当不同相位的入射光同时激发多束传播的表面等离子激元时, 多束表面等离子激元可以在波导网络结构中发生干涉, 从而实现对表面等离子激元信号的调制 [26,27]. 2011 年, Wei 等 [26] 在银纳米线组成的网络结构上实现了基于干涉的表面等离子激元调制 (图 1(a)). 通过改变图 1(a) 左图所示的两个激发端 I1 和 I2 上的入射光之间的相位差, 两束传播的表面等离子激元的干涉使出射端 O 处的散射强度随入射光相位差发生如图 1(a) 右图所示的周期性变化, 其消光比可达 10 dB 以上. 除了金属纳米线外, 金属槽等离子激元波导结构也可以实现类似的调制功能 [28,29]. 图 1(b) 为计算

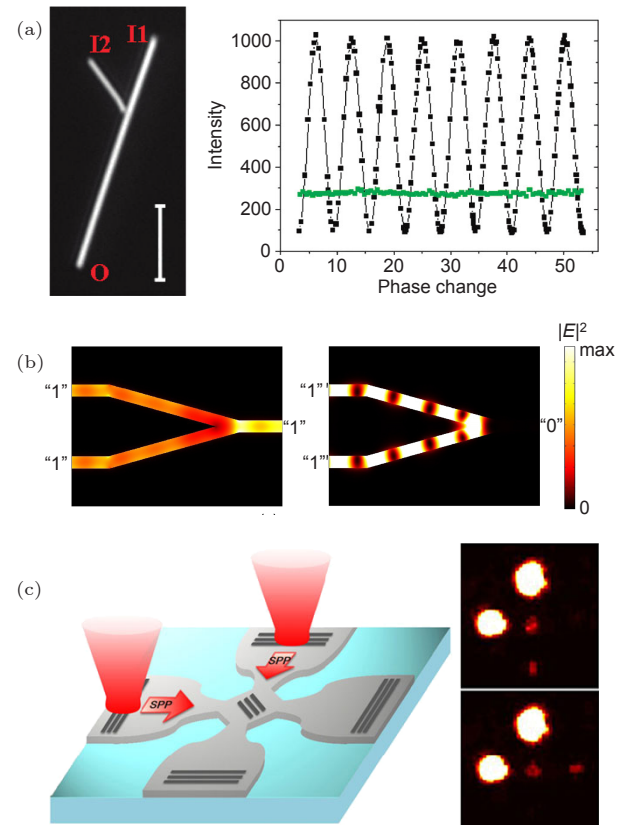


图 1 基于干涉的表面等离子激元传播调制 (a) 银纳米线网络结构中实现等离子激元干涉调制 [26]; (b) 槽状银纳米波导结构中实现等离子激元干涉调制 [28]; (c) 带状银波导结构中实现等离子激元干涉调制 [30]

Fig. 1. Modulation of propagating surface plasmons based on interference: (a) Interferometric modulation of surface plasmons in silver nanowire network [26]; (b) interferometric modulation of surface plasmons in nanoslot waveguide network in silver film [28]; (c) interferometric modulation of surface plasmons in silver strip waveguides [30].

的银薄膜中的槽状等离子纳米波导结构在两束入射光激发下的电场强度分布, 左图和右图分别对应于相位差为 2π 和 π 的情况, 消光比可达 16 dB^[28]. 2014 年, Wang 等^[30] 在带状银波导上利用布拉格光栅作为等离子波分束器, 实现了基于干涉的等离子波开关功能 (图 1(c)), 其消光比与波导宽度相关, 最高可达 9.5 dB. 这些基于干涉的调制依赖于对入射光相位的精确调控, 可以实现较大的调制深度. 基于上述的调制原理, 人们在等离子波导网络结构中实现了纳米等离子波逻辑器件^[26,28,29,31].

基于表面等离子波对周围介质环境十分敏感的性质, 可以利用光学材料对光信号的响应来调控表面等离子波的传播. 这些材料包括量子点、染料分子、稀土离子、非线性光学材料等, 可以作为介质层覆盖在表面等离子波导结构上. 量子点通常为直径几纳米到几十纳米的半导体球状颗粒. 由于

量子点可以与波导中传播的表面等离子波相互作用^[32,33], 利用控制光调控量子点的激发状态来控制量子点对表面等离子波的吸收或增益, 便可以实现对表面等离子波强度的调制^[34,35]. 2007 年, Pacifici 等^[34] 利用硒化镉 (CdSe) 量子点的激发态带内跃迁对表面等离子波的吸收实现了低能量密度 ($\sim 10^2$ W/cm²) 和微米尺度上的表面等离子波强度调制. 如图 2(a) 所示, 两束不同波长的激光 (信号光和控制光) 同时照射在银薄膜表面并在狭缝处激发沿金属表面传播的等离子波. 在表面等离子波的传播过程中, 控制光激发量子点中的电子-空穴对, 处于激发态的电子可以通过带内跃迁过程吸收信号光激发的表面等离子波, 从而降低表面等离子波的强度, 实现对表面等离子波的调制. 量子点的激子复合时间在纳秒级别, 因此这种器件具有很高的调制频率. 该器件在 $3.6 \mu\text{m}$ 的调制区域上

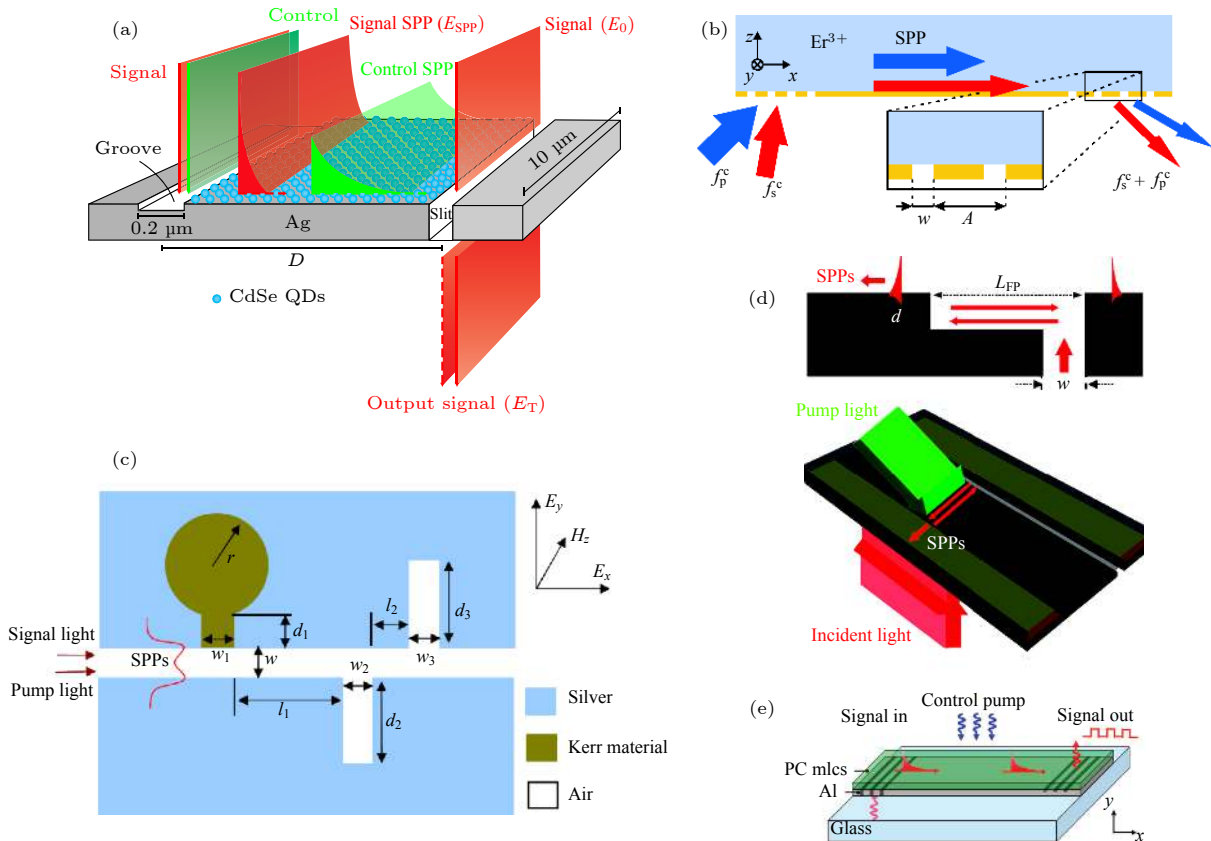


图 2 基于光学材料的表面等离子波传播的全光调制 (a) 基于量子点的表面等离子波调制^[34]; (b) 利用 Er^{3+} 离子实现表面等离子波的调制^[39]; (c) 基于非线性光学材料的表面等离子波调制^[41]; (d) 基于光折变聚合物的表面等离子波调制^[44]; (e) 基于光致变色分子的表面等离子波调制^[48]

Fig. 2. All-optical modulation of propagating surface plasmons based on optical materials: (a) Modulating surface plasmons by CdSe quantum dots^[34]; (b) modulating surface plasmons via stimulated emission of copropagating surface plasmons on a Er^{3+} -doped glass substrate^[39]; (c) modulating surface plasmons based on nonlinear optical material^[41]; (d) modulating surface plasmons based on photorefractive polymer film^[44]; (e) modulating surface plasmons by photochromic molecules^[48].

对信号的调制深度约为 10%. 2009 年, Grandidier 等^[35] 利用硫化铅 (PbS) 量子点补偿表面等离激元传播中的能量损耗, 使表面等离激元的传播长度增加了 27%. 铒离子 (Er^{3+})、染料分子、半导体材料等作为常见的表面等离激元增益材料, 在抽运光作用下也可以对传播的表面等离激元产生增益作用, 从而实现对表面等离激元强度的调制^[36–39]. 2011 年, Krasavin 等^[39] 在掺杂 Er^{3+} 离子的等离激元波导结构中实现了传播表面等离激元的强度调制 (图 2(b)). 980 nm 的抽运光和 1550 nm 的信号光同时照射在掺杂 Er^{3+} 离子的磷酸铝玻璃表面的金膜上, 同时激发两束沿着金属和玻璃界面传播的表面等离激元. Er^{3+} 离子存在 $^4\text{I}_{15/2}$, $^4\text{I}_{13/2}$ 和 $^4\text{I}_{11/2}$ 三个能级, 抽运光所激发的表面等离激元通过共振吸收可以使 Er^{3+} 离子从基态 $^4\text{I}_{15/2}$ 跃迁到激发态 $^4\text{I}_{11/2}$, 而后再通过声子弛豫到 $^4\text{I}_{13/2}$ 态, 导致 $^4\text{I}_{13/2}$ 和 $^4\text{I}_{15/2}$ 两个能级上的粒子数发生反转, 这两个能级之间的跃迁与信号光激发的表面等离激元共振, 抑制了对信号光的吸收并产生受激辐射, 从而实现对表面等离激元强度的调制.

利用非线性光学材料也可以实现对表面等离激元传播的调制, 这种调制利用了非线性光学材料的折射率会随入射光强度变化而改变的性质. 由于介质折射率的变化会对表面等离激元的相位产生调制, 通常可以在等离激元波导旁放置非线性材料构成的谐振腔^[40,41], 或是将非线性介质覆盖在马赫-曾德干涉仪 (Mach-Zehnder interferometer, MZI) 一侧的波导上, 来实现表面等离激元传播的调制^[42]. 2011 年, Lu 等^[41] 在金属槽等离激元波导结构的侧面引入了非线性光学材料 (Ag-BaO) 构成盘状谐振腔 (图 2(c)), 通过计算模拟研究了光信号控制下的表面等离激元调制. 通过控制照射在谐振腔上的抽运光强度, 可以使非线性材料折射率发生变化, 从而改变谐振腔所支持的等离激元模式, 并影响金属槽波导中传播的表面等离激元与谐振腔的耦合效率, 实现表面等离激元信号的调制. 在功率密度为 650 MW/cm^2 , 波长为 820 nm 的抽运光照射下, 波长为 563 nm 的信号光激发的表面等离激元消光比可达 12 dB. 由于 Ag-BaO 材料的非线性响应在 210 fs 以内, 因此基于这种非线性材料的调制器可支持超高调制频率. 然而由于该方法所需的抽运光功率较高, 其实用性受到了很大限制. 光折变聚合物也是一类可用于表面等离激元调制

的非线性光学材料, 其折射率在光照下会发生变化^[43]. 2011 年, Chen 等^[44] 报道了一种基于光折变聚合物的表面等离激元调制器 (图 2(d)). 掺杂了偶氮苯 (azobenzene) 的聚合物材料覆盖在法布里-珀罗腔中并通过波长为 532 nm 的抽运光改变其折射率. 波长在 720—900 nm 范围内可调的信号光在衬底另一侧的狭缝处激发表面等离激元在法布里-珀罗腔中传播, 谐振腔折射率的改变影响了向谐振腔左侧传播的表面等离激元的强度, 并最终影响了光栅处的表面等离激元散射光信号的强度. 在 500 W/cm^2 的抽运光强度下, 散射光信号消光比可达 20 dB 以上. 器件的响应时间约为 1 ms, 这取决于光折变聚合物材料对光的响应速度^[45].

光致变色分子在光诱导下可以在两种不同的构型之间变化, 并引起其吸收和发射光谱以及折射率的改变^[46,47]. 通过将光致变色分子与聚甲基丙烯酸甲酯 (polymethyl methacrylate, PMMA) 等聚合物材料混合, 可以将其集成于等离激元波导器件中以用于对表面等离激元的调制^[48,49]. 2008 年, Pala 等^[48] 在实验中利用光致变色分子 (spiropyran) 实现了表面等离激元传播的调制 (图 2(e)). 作者将 spiropyran 混合在 PMMA 中旋涂在玻璃衬底表面的铝膜上, 通过 PMMA 膜的厚度来控制光致变色分子的数量. 在 6.0 mW/cm^2 的紫外控制光照射下, 光致变色分子的构型发生变化, 导致覆盖层复折射率的虚部产生 0.035 的变化, 从而使波长 633 nm 的激光激发的表面等离激元的传播长度缩短, 调制深度为 77% (6 dB), 计算结果表明利用光致变色分子可使表面等离激元强度的调制深度达到 99% (20 dB).

除了对等离激元波导周围介质进行调制外, 利用光信号调控等离激元波导本身的介电函数也可以实现对表面等离激元传播的调制. 2009 年, MacDonald 等^[50] 在金属铝等离激元波导上实现了表面等离激元传播的飞秒脉冲激光调制 (图 3(a)). 波长为 780 nm 脉冲宽度为 200 fs 的信号光在光栅处激发沿铝和二氧化硅的界面传播的表面等离激元. 当另一束特定偏振的同样波长和脉冲宽度的控制光照射在铝表面时, 由于其波长接近铝的带间跃迁吸收波长, 铝对控制光的吸收会导致其折射率发生改变, 从而对表面等离激元的传播产生调制, 调制深度可达 7.5%. 通过改变控制光和信号光之间的延迟, 发现这种调制的响应时间在飞秒量级.

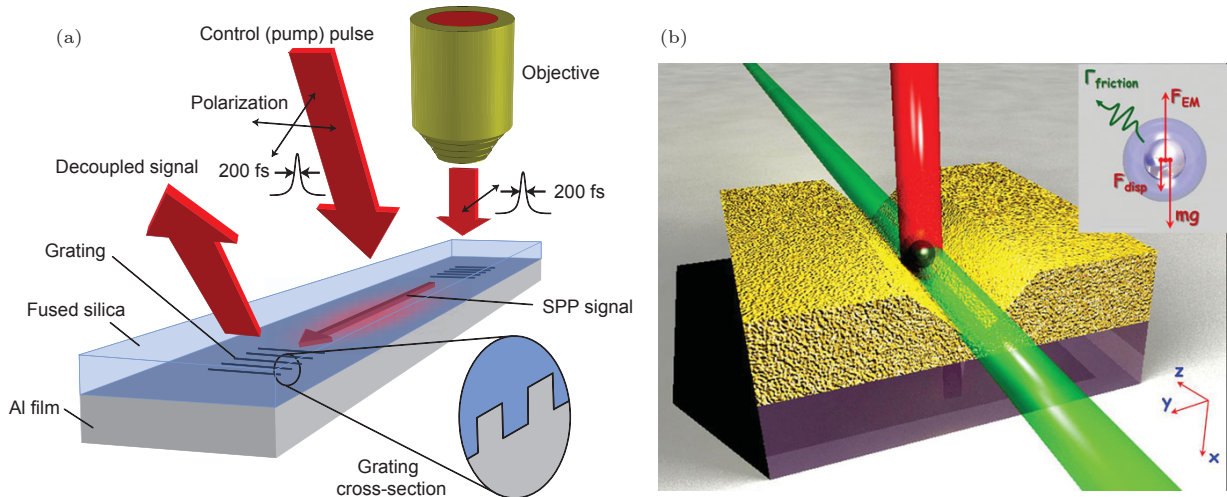


图 3 (a) 通过改变铝介电函数实现对表面等离激元的超快调制^[50]; (b) 利用光学力操控纳米颗粒的位置实现对表面等离激元的调制^[53]

Fig. 3. (a) Ultrafast optical modulation of surface plasmons by changing the dielectric function of aluminum^[50]; (b) optical modulation of surface plasmons by controlling the position of a nanoparticle through optical force^[53].

利用光学力控制纳米颗粒的运动^[51,52], 从而调控纳米颗粒对表面等离激元的散射, 也是实现表面等离激元全光调制的手段之一^[20,53]. 2014年, Shalin 等^[53]提出了利用光学力操控金属 V 型槽等离激元波导中的银-二氧化钛核壳纳米颗粒运动对表面等离激元传播进行调制的方法(图 3(b)). 由于纳米颗粒在 V 形槽中位置的不同会对波导中传播的表面等离激元产生不同强度的散射, 因此通过控制光操控纳米颗粒的位置可以有效地对表面等离激元的强度进行调制. 操控波导中的单个纳米颗粒可以产生至多 10% 的等离激元信号调制深度, 响应时间理论可达纳秒级别. 这种光学力操控方法也可用于对金属纳米线波导中的表面等离激元传播进行调制. 将银纳米颗粒放置在银纳米线旁会导致银纳米线中传播的表面等离激元发生模式转换, 从而影响表面等离激元在银纳米线网络结构中的传播, 通过改变纳米颗粒的位置可以实现对表面等离激元传播的调制^[20].

3 基于热效应的表面等离激元传播调制

基于热效应的表面等离激元传播调制主要依赖于光学性质对温度敏感的材料. 将这些材料应用于等离激元波导中, 当温度发生变化时, 材料的光学性质发生改变并影响表面等离激元的传播, 从而实现对等离激元信号的调制. 这种调制可大致分为

两类: 一类基于热光材料, 这类材料的折射率随温度的改变而发生连续变化; 另一类基于相变材料, 这类材料在特定温度下发生相变并导致材料的折射率或光吸收率发生极大变化.

实现基于热效应的表面等离激元调制的关键在于如何控制热的产生. 对入射光的吸收可以使材料产生热效应并实现特定区域上温度的快速上升, 是调控等离激元结构温度的一种重要手段. 最初基于热光效应的表面等离激元的调制就是利用控制光加热的方法实现的. 1993年, Okamoto 等^[54]将掺杂染料分子的聚合物材料覆盖在银薄膜表面, 通过控制光照射改变覆盖层温度并引起聚合物材料折射率的变化, 如图 4(a) 所示, 从而对信号光的表面等离激元激发条件产生影响, 导致其反射光强度发生变化, 调制前后信号强度比为 1:20. 由于该结构尺寸较大, 温度达到平衡态所需的时间较长, 因此其调制周期在数秒级别. 热光系数 (thermo-optic coefficient, TOC) 是光学材料折射率随温度的变化率, 为了提高器件的响应速度并降低加热所需的能量, 除了将器件尺寸缩小外, 还可以选择具有更高热光系数的材料. 人们对不同材料的热光系数及其他相关参数, 如热导率、热容等热学参数进行了研究^[55,56], 与硅不同的是, 某些聚合物材料如 PMMA 和苯并环丁烯 (benzocyclobutene, BCB) 在具有高热光系数 ($\text{TOC}_{\text{Si}} = 1.86 \times 10^{-4} / \text{K}$, $\text{TOC}_{\text{PMMA}} = -1.05 \times 10^{-4} / \text{K}$, $\text{TOC}_{\text{BCB}} = -2.5 \times 10^{-5} / \text{K}$) 的同时还具有较低的热导率 ($\kappa_{\text{Si}} = 148 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, $\kappa_{\text{PMMA}} = 0.2 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, $\kappa_{\text{BCB}} = 0.29 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$), 利

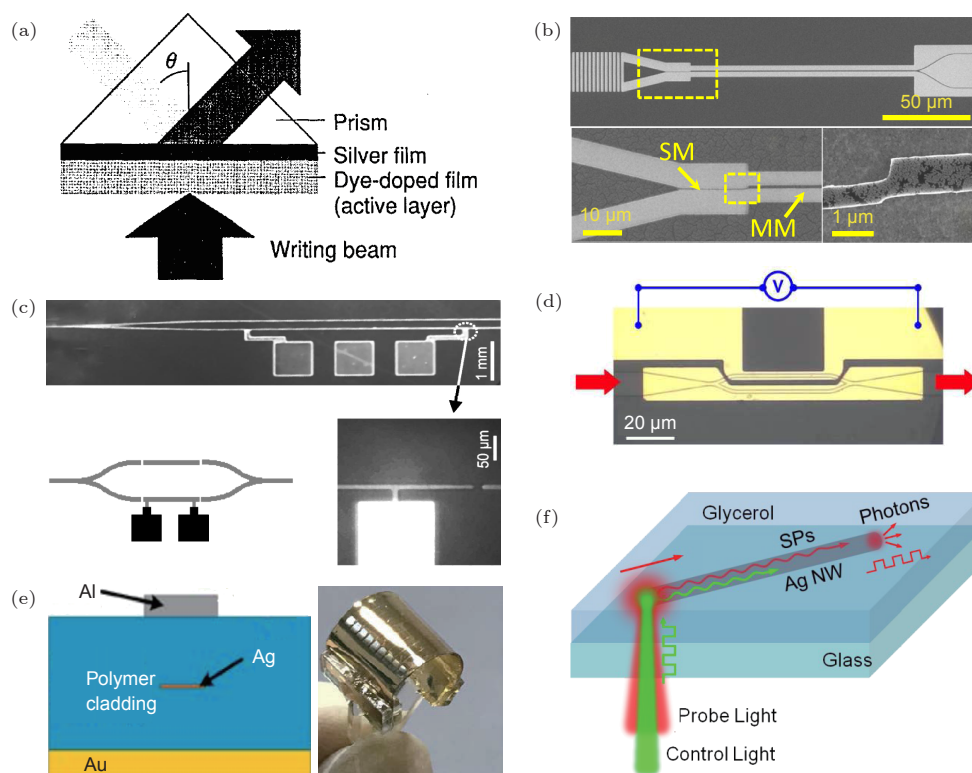


图 4 基于热光效应的表面等离激元传播调制 (a) 利用掺杂染料分子的聚合物层的热光效应实现表面等离激元调制^[54]; (b) 利用掺杂金纳米颗粒的聚合物的热光效应实现介质加载型等离激元波导中的表面等离激元调制^[57]; (c) 基于电阻加热控制的聚合物热光效应实现条状金等离激元波导中的表面等离激元调制^[59]; (d) 基于电阻加热控制的聚合物热光效应实现介质加载型等离激元波导中的表面等离激元调制^[61]; (e) 基于电阻加热控制的聚合物热光效应实现柔性带状银波导中的表面等离激元调制^[64]; (f) 利用银和丙三醇的热光效应实现银纳米线波导中的表面等离激元调制^[68]

Fig. 4. Modulation of propagating surface plasmons based on thermo-optic effect: (a) Modulating surface plasmons based on thermo-optic effect of dye-doped polymer film^[54]; (b) modulating surface plasmons on dielectric-loaded plasmonic waveguides based on thermo-optic effect of gold nanoparticle-doped polymer^[57]; (c) modulating surface plasmons by thermo-optic effect of electrically heated polymer surrounding gold stripe waveguides^[59]; (d) modulating surface plasmons by thermo-optic effect of the electrically heated polymer in dielectric-loaded plasmonic waveguides^[61]; (e) modulating surface plasmons by thermo-optic effect of electrically heated polymer surrounding flexible silver stripe waveguides^[64]; (f) modulating surface plasmons on silver nanowires based on thermo-optic effect of silver and glycerol^[68].

用这些材料可以有效增加相同激发功率下结构上产生的温度差, 获得更高的材料折射率变化, 从而实现更为灵敏的表面等离激元调制. 2012 年, Weeber 等^[57] 利用掺杂金纳米颗粒的聚合物材料 (PMMA) 实现了表面等离激元的热光调制. PMMA 层中金纳米颗粒的局域表面等离激元共振可以增强 PMMA 层对光的吸收效率并导致强烈的热效应, 提高了调制的灵敏度. 作者将掺杂了金纳米颗粒的 PMMA 层作为介质加载型等离激元波导的介质层, 并将其加工成多模干涉仪结构, 如图 4(b) 所示. 通过控制光改变 PMMA 层的温度来改变其折射率, 可以影响表面等离激元向两个分支传播的效率, 从而调制两个出射端的信号强度. 除了利用光热效应调控材料温度外, 还可以借助电阻加热调节温度. 在硅基光波导的热光调制中, 这种温度控制

方法通常需要在波导周围引入额外的金属电极^[58]. 而在等离激元波导中, 等离激元金属结构除了支持表面等离激元传播外, 同时可以接入电信号, 通过控制电流产生热量, 因此金属等离激元波导更易于实现基于电阻加热效应的光信号调控^[59–64]. 2004 年, Nikolajsen 等^[59] 利用 BCB 聚合物的热光效应在 1550 nm 波长实现了表面等离激元传播调制. 硅衬底上的带状金波导结构不仅可以支持表面等离激元的传播, 还可以与电极相连在外界电信号驱动下实现电阻加热, 从而对波导的温度进行调控. 作者将这种波导结构加工成 MZI, 如图 4(c) 所示, 带状金波导夹在两层 BCB 材料之间, 在金电极加热下使 BCB 的折射率发生改变, 从而调制了表面等离激元的相位, 并影响两臂上传播的表面等离激元信号发生干涉后的强度. 在 8 mW 的电

加热功率驱动下干涉仪输出的信号消光比超过 30 dB, 响应时间在 0.7 ms 左右. 2010 年, Gosciniak 等^[61]利用 PMMA 聚合物材料的热光效应在 MZI (图 4(d)) 和环形谐振腔结构中实现了传播表面等离子元调制器, 在 2 V 的驱动电压和 100 Hz 的调制频率下这两种器件的调制深度大于 20%. 2018 年, Tang 等^[64]利用环氧树脂聚合物材料的热光效应在带状银波导中实现了表面等离子元传播的调制. 作者将聚合物材料均匀地包裹在带状银波导周围, 通过铝电极加热来改变聚合物材料的折射率, 从而实现对表面等离子元的调制, 如图 4(e) 左图所示. 该器件对 1550 nm 的表面等离子元信号可以实现高达 28 dB 的消光比. 由于银波导镶嵌于柔性聚合物材料中, 该器件可以在一定程度上实现弯曲形变, 如图 4(e) 右图所示.

除将热光材料作为等离子元波导周围的介质外, 人们还研究了等离子元波导中金属本身的热光效应所导致的介电函数变化对表面等离子元传播的影响^[65–67]. 金属的温度变化可以由热传导、电阻加热以及表面等离子元的热耗散产生. 作为常用于等离子元波导结构中的金属材料, 金的热光系数为 $\text{TOC}_{\text{Au}} = (0.72 - 1.1i) \times 10^{-3} / \text{K}$. 2005 年, Lereu 等^[65]在实验中研究了表面等离子元热耗散所导致的金薄膜温度变化对另一束不同波长的表面等离子元激发的影响. 当波长为 1550 nm, 功率为 1.4 W 的控制光照射在等离子元金属结构上时, 所激发的表面等离子元产生的热造成金属温度上升, 并对另一束波长为 442 nm 的信号光的表面等离子元激发条件造成影响, 从而使信号光的反射强度发生变化. 2013 年, Kaya 等^[66]研究了通信波长下金膜上的表面等离子元传播受金属温度调控的现象. 中心波长为 1530 nm 的非相干光通过光栅激发沿金膜表面传播的表面等离子元, 当波长为 532 nm 的纳秒宽度脉冲光照射在金膜上时, 金的吸收导致其介电函数的虚部发生变化, 对出射光栅处表面等离子元的散射信号调制深度可达 11.7%^[66]. 金属的热光效应也可以与介质的热光效应相结合, 实现表面等离子元调制的功能^[67,68]. 2019 年, Li 等^[68]在银纳米线波导上利用金属和介质的热光效应实现了对表面等离子元传播的调制 (图 4(f)). 银纳米线波导放置在玻璃衬底上并被丙三醇覆盖, 波长为 785 nm 的信号光照射在银纳米线一端激发传播的表面等离子元. 当波长为 532 nm 的控制光照射在银纳米

线上时, 纳米线对控制光的吸收产生热, 使局域温度上升, 从而使银和丙三醇的介电函数发生改变, 进而影响表面等离子元的波矢和传播长度, 使纳米线另一端出射的信号光强度增强或减弱. 实验中将功率为 30 mW 偏振垂直于纳米线的控制光照射在纳米线中间时, 调制深度可达 25%. 研究发现在相同功率下控制光照射在纳米线端头时的调制深度更大, 这是由于照射在纳米线端头的控制光激发了纳米线上传播的表面等离子元, 其传播过程中的欧姆损耗产生更多的热, 从而导致更大的温度上升. 实验测得该体系光热调制的响应时间约为 5 μs .

由于热光材料的折射率变化幅度与温度变化幅度相关, 因此增加信号调制幅度时所需的外界驱动能量也随之增加. 此外, 器件的响应速度受材料对外界驱动信号响应速度的影响, 通常难以实现高速的等离子元调制. 相变材料在特定温度下会发生相变, 可以在极短时间内完成原子排列的转变, 从而改变其光学和电学特性, 在光电领域有多方面的应用^[69–71]. 由于相变只发生在特定的临界温度, 因此只需控制材料温度在临界值附近产生变化即可实现工作状态的切换, 从而降低了对外界输入能量强度的要求, 并提高了器件的灵敏度和响应速度. 2004 年, Krasavin 等^[72]提出在金薄膜上利用镓 (Ga) 的相变实现皮秒级的表面等离子元传播的调制 (图 5(a)). Ga 可以通过热传导或光吸收加热的方法改变相态, 相变将导致极大的介电函数变化. 计算模拟表明 1550 nm 波长处, Ga 在两种相下的介电函数之比可达 7. 巨大的介电函数改变可以实现超过 80% 的等离子元调制深度, 并且响应时间可达 2–4 ps, 理论上这种相变材料可以支持超高频的等离子元调制. 人们研究了多种基于相变材料的等离子元调制器. 二氧化钒 (VO_2) 的相变温度是 68 $^{\circ}\text{C}$, 这种材料相变前后分别表现出绝缘体和金属的特性, 这两种不同的相在近红外波段的吸收有明显差别^[73–75]. 2016 年, Jostmeier 等^[74]利用 VO_2 的这种特性实现了金薄膜表面等离子元的调制. 锗 (Ge)、锑 (Sb)、碲 (Te) 组成的合金材料是另一类有广泛应用的相变材料, 其晶体形态和非晶形态的转变可以通过不同强度的脉冲激光加热来控制^[70]. 由于脉冲光加热的控制方法可以大大提升材料温度的转变速度, 因此极大地提升了器件所支持的调制频率. 2015 年, Rude 等^[76]利用 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 合金材料在带状等离子元波导上实现了对传播的

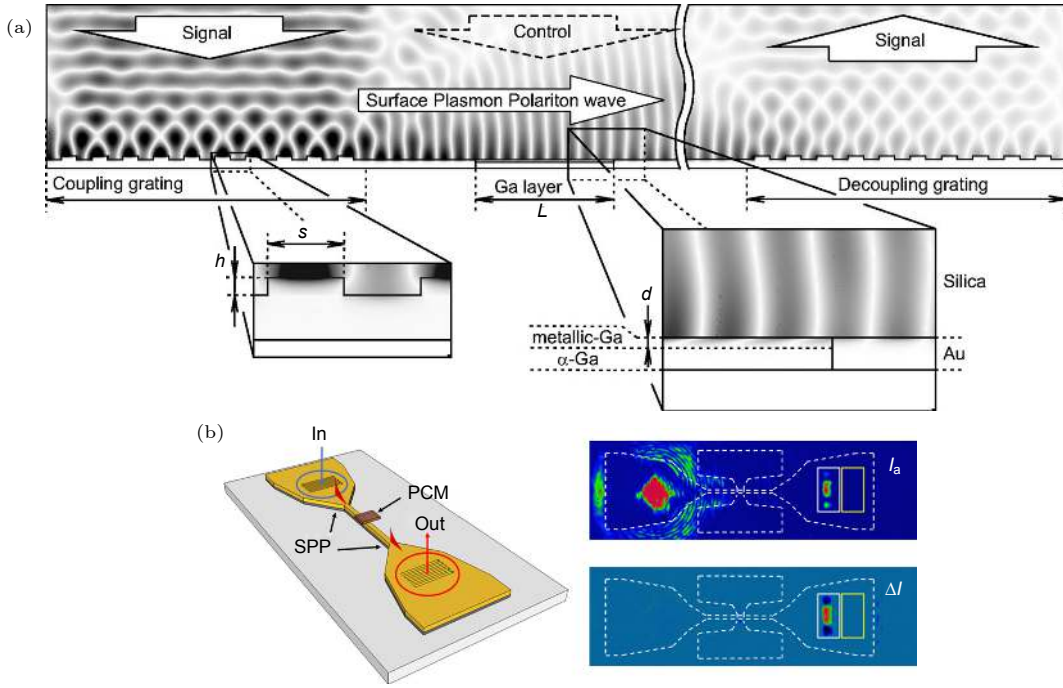


图 5 基于相变材料的表面等离子元传播调制 (a) 利用镓的相变特性实现对表面等离子元的调制^[72]; (b) 利用 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 合金的相变特性实现对表面等离子元的调制^[76]

Fig. 5. Modulation of propagating surface plasmons based on phase change materials: (a) Modulating surface plasmons by the phase change of gallium^[72]; (b) modulating surface plasmons by the phase change of $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ ^[76].

表面等离子元信号的调制 (图 5(b)). 等离子元波导工作在 1550 nm 的通信波长, 相变材料层覆盖在金等离子元波导的上方, 通过波长为 975 nm 的脉冲光 (脉冲宽度为 300 ns) 可以控制 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 材料从非晶态转变为晶态. 在功率为 23 mW 的脉冲光照射下, $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 材料发生相变并且折射率由 $4.7 + 0.2i$ 变为 $7 + 2i$, 从而使传播的表面等离子元在右侧光栅处散射的信号强度调制达到 31%, 如图 5(b) 右图所示. 进一步增加激光功率可以使 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 材料回到非晶态, 其循环周期在 1 μs 以内.

4 表面等离子元传播的电调制

根据原理不同, 表面等离子元传播的电调制工作大致可以分为两类: 一类基于具有电光效应的材料, 这类材料在外电场作用下折射率发生改变; 另一类基于外电场作用下介质的载流子浓度改变, 这种改变可以引起介质的折射率或光吸收效率的变化. 基于电调制的表面等离子元调制器具有高集成度、高速度和低能耗的优势^[77]. 下面分别介绍这两类不同原理的调制器件. 电光效应指某些各向同性的介质在外电场的作用下其折射率显示出各向异

性变化的现象^[78]. 这些介质的折射率与外电场之间的关系为

$$n = n_0 + aE + bE^2 + \dots, \quad (6)$$

其中 n_0 为外电场强度为 0 时的介质折射率; E 为电场强度; 系数 a 代表折射率的改变与外电场强度成线性关系, 这种变化称为线性电光效应 (或普克尔斯效应); 系数 b 代表折射率的改变与电场强度的平方成线性关系, 这种变化称为二次电光效应 (或克尔电光效应). 更高阶的电光效应非常微弱, 在实际应用中通常可以忽略. 线性电光效应只存在于无对称中心的特定晶体材料当中, 如磷酸二氢钾晶体、铌酸锂晶体, 这些材料的线性电光效应相比二次电光效应更为显著; 二次电光效应是介质在电场作用下产生极化所导致的, 存在于所有介质当中^[43,78-80], 某些材料表现出强烈的二次电光效应.

1988 年, Schildkraut 等^[81] 理论研究了线性电光效应在表面等离子元调制中的应用. 作者利用全内反射激发金属与电光材料界面处传播的表面等离子元, 当对电光材料施加 100 V 的电压时, 线性电光效应所产生的介质折射率改变可以影响表面等离子元的共振条件, 对反射光信号强度产生影响, 模拟结果表明反射光的相对强度产生了从

0 到 0.84 的巨大变化. 材料电光效应的强弱取决于其电光系数, 高电光系数的材料在同样幅度的电场驱动下折射率变化更大, 从而降低了对驱动能量的要求, 因此寻找具有高电光系数的材料对进一步提高这类等离子激元调制器的性能有重要意义. 极化聚合物材料是一类具有高电光系数的材料, 常被应用于等离子激元调制器中^[82–85]. 2014 年, Melikyan 等^[85]在实验中实现了基于极化聚合物材料线性电光效应的高速等离子激元相位调制器 (图 6(a)). 这种聚合物材料覆盖在金膜上的槽状等离子激元波导上并填满整个槽状波导, 波导两侧的金属作为电极在电信号驱动下在槽中产生电场, 使填充在槽中的电光介质受到电场作用, 电光效应导致介质的折射率改变并调制了表面等离子激元的传播. 在 0.1 V 的驱动电压下, 该器件可以使金属槽波导中传播的表面等离子激元产生 0.01 弧度的相位改变. 这种器件的调制频率高达 65 GHz, 可以在 1480–1600 nm 的波长范围内工作. 2015 年, Haffner 等^[86]制作了高集成度的 MZI 型表面等离子激元调制器 (图 6(b)). 该器件将硅波导与表面等离子激元相位调制器集成在一

起, 通过三维器件加工的方法制作了桥状金属电极, 对两条等离子激元波导施加相反的控制电压来对狭缝中填充的电光介质 (DLD-164) 加以调制, 从而使两条波导中传播的等离子激元产生相位差, 并最终反映在干涉信号的强度上. 该调制器的工作区域长度仅 6 μm , 消光比可达 6 dB, 调制频率可达 70 GHz 以上. 近年来研究者们不断优化基于线性电光效应的等离子激元调制器, 实现了多种支持高调制频率的低损耗等离子激元调制器^[87–89], 其中部分器件的调制频率超过 100 GHz^[88,89].

基于二次电光效应的等离子激元调制器主要利用铁电材料、液晶材料等二次电光效应材料, 这些材料中的分子或晶体极化方向在外电场作用下会发生转变, 从而对材料的折射率产生与电场强度平方成正比的调制^[90–93]. 2011 年, Smalley 等^[90]设计了基于液晶材料的等离子激元调制器 (图 6(c)). 表面等离子激元沿着银薄膜和液晶材料的界面传播, 通过对液晶材料施加电信号调控其折射率, 便可以对表面等离子激元的传播进行调制. 这种调制可以通过传播的表面等离子激元与参考光信号的干涉来进行

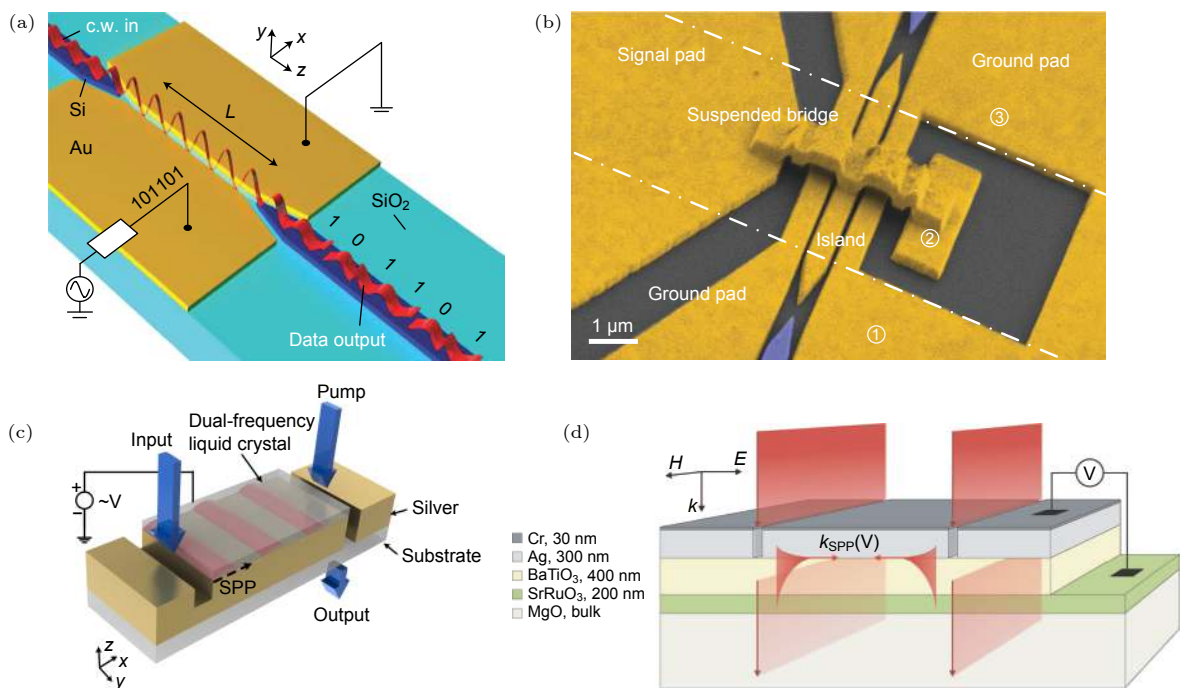


图 6 基于电光效应的表面等离子激元传播调制 (a) 基于聚合物材料的线性电光效应的表面等离子激元调制^[85]; (b) 基于 DLD-164 的线性电光效应的 MZI 型表面等离子激元调制器^[86]; (c) 基于液晶的二次电光效应的表面等离子激元调制^[90]; (d) 基于钛酸钡的二次电光效应的表面等离子激元调制^[92]

Fig. 6. Modulation of propagating surface plasmons based on electro-optic effect: (a) Modulating surface plasmons based on the Pockels electro-optic effect of polymer^[85]; (b) plasmonic MZI modulator based on the Pockels electro-optic effect of DLD-164^[86]; (c) modulating surface plasmons based on the Kerr effect of liquid crystal^[90]; (d) modulating surface plasmons based on the Kerr effect of barium titanate film^[92].

表征. 2008 年, Dicken 等^[92] 利用钛酸钡 (BaTiO_3) 的二次电光效应实现了对表面等离激元传播的调制. 银膜表面加工了多组具有不同间距的狭缝, 狭缝处所激发的表面等离激元可以沿着银膜和电光介质的界面传播并在另一条狭缝处与透射光发生干涉, 从而影响透射信号的强度 (图 6(d)). 通过对不同间距的狭缝上透射光信号的强度变化与电光介质上所施加的电压强度进行分析, 便可以得出不同电场强度下电光介质对传播的表面等离激元的相位调制幅度. 当施加在电光介质上的电压为 30 V 时, 介质在垂直和平行于电场的两个方向上会产生 0.03 的折射率差, 对波长为 688 nm 的透射光信号的调制深度约为 15%.

对于硅和氧化铟锡 (indium tin oxide, ITO) 等半导体或氧化物材料, 当施加外电场时材料的载流子浓度会发生变化, 从而会影响其折射率. 2009 年, Dionne 等^[94] 报道了一种基于金属-氧化物-硅 (metal-oxide-silicon, MOS) 结构的等离激元场效应调制器 (图 7(a)). 在这种场效应晶体管结构

中, 两层银膜覆盖在硅-二氧化硅结构的两侧, 并分别用于光信号的激发和收集, 外电压借助两侧的银膜施加在介质层上. 这种波导结构中同时存在着等离激元模式和光学模式, 两种模式会沿波导传播并从下层的狭缝中耦合出来发生干涉. 当对介质层施加电场时, 硅层中载流子浓度发生变化并导致其折射率改变, 使光学模式被显著地截止. 两种模式在出射端的干涉信号的消光比可达 4.56 dB, 调制频率远高于 100 kHz, 可用于实现更高频的等离激元调制器. 2013 年, Zhu 等^[95] 研究了基于铜-二氧化硅-硅-二氧化硅-铜结构的传播表面等离激元相位调制 (图 7(b)). 该器件通过对 MZI 的一条臂施加电压来调制硅芯层的载流子浓度, 使其折射率发生改变, 从而实现对传播的表面等离激元的相位调制. 在 $1 \mu\text{m}$ 的工作区域和 6 V 的驱动电压下, 当调制频率分别为 10 kHz 和 10 MHz 时, 出射端信号的消光比分别为 9 dB 和 2.4 dB. 与硅相比, ITO 的介电函数受载流子浓度变化的影响更为明显^[96], 从而可以用于设计更为灵敏的等离激元调制器. 2012 年, Sorger 等^[97] 在等离激元 MOS 波导

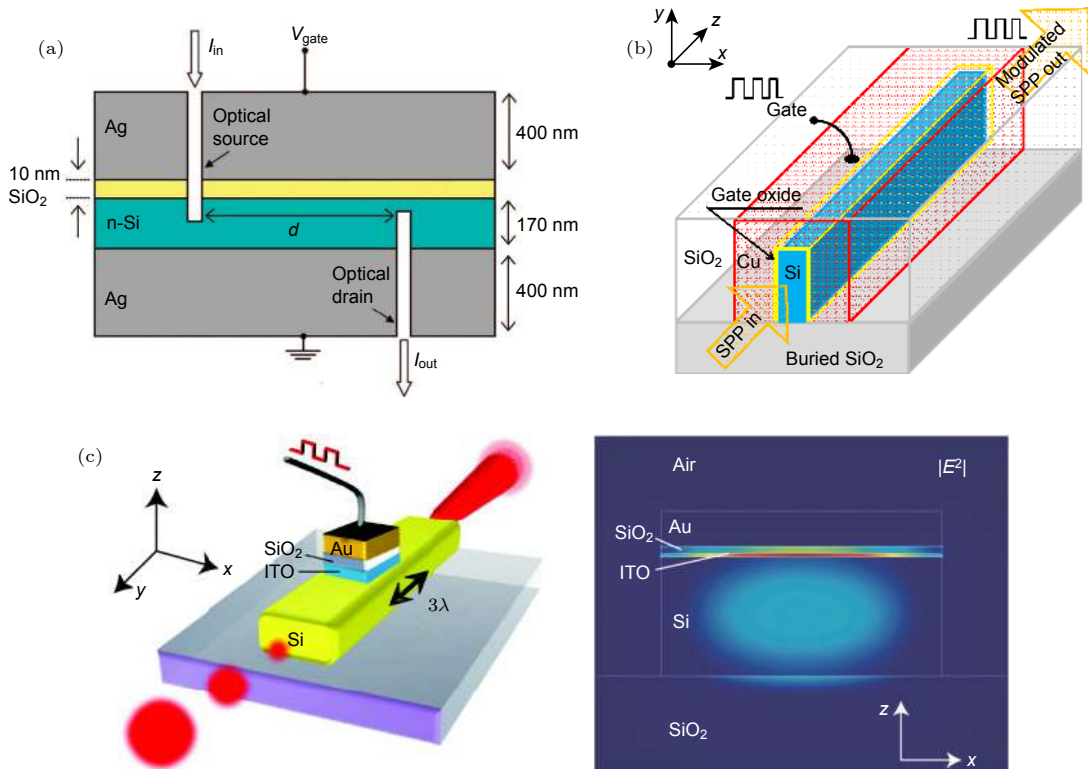


图 7 基于载流子浓度调控的等离激元调制器 (a) 在 MOS 结构中调制硅载流子浓度实现等离激元调制器^[94]; (b) 在金属-介质-硅-介质-金属结构中调制硅芯层载流子浓度实现等离激元调制器^[95]; (c) 通过调控 ITO 载流子浓度实现等离激元调制器^[97]

Fig. 7. Plasmonic modulators based on the control of carrier concentration: (a) Plasmonic modulator based on MOS structure by tuning the carrier concentration in Si^[94]; (b) plasmonic modulator based on metal-insulator-silicon-insulator-metal structure by tuning the carrier concentration in the Si core^[95]; (c) plasmonic modulator based on tuning the carrier concentration in ITO^[97].

结构中利用电信号调控 ITO 层的载流子浓度, 实现了基于表面等离子激元的光信号调制 (图 7(c)). 如图 7(c) 左图所示, 硅波导上覆盖了一定长度 (5 μm 或 20 μm) 的 ITO-SiO₂-Au 结构, 构成了等离子激元 MOS 波导结构. 图 7(c) 右图的电场分布模拟结果表明, 表面等离子激元的存在导致电场主要集中在 ITO 层中, 从而增强了 ITO 层折射率虚部的变化对表面等离子激元传播的影响, 并最终对光信号产生了调制. 该器件可以实现 1 dB/ μm 的消光比, 其支持的波长范围从 1200 nm 到 2200 nm, 并且其理论调制频率可达 THz 以上.

石墨烯具有超高的载流子迁移率, 可以满足电光调制器的高调制速率、高带宽、小型化的需求. 通过施加电信号调控石墨烯的载流子浓度和费米能级, 可以对其泡利阻塞效应进行调控 [98], 从而影响石墨烯对表面等离子激元的吸收率, 并实现对表面等离子激元强度的调制 [99–102]. 2014 年, Qian 等 [99] 利用石墨烯-银纳米线复合结构 (图 8(a)), 通过外加电压实现了可见光波段银纳米线上传播表面等离子激元的调制. 在这种复合结构中, 表面等离子激元电场主要分布在石墨烯与纳米线的交界面, 从而有效增强了表面等离子激元与石墨烯的相互作用. 当施加在石墨烯上的驱动电压处于 -30 V 到 20 V 的范围时, 石墨烯的泡利阻塞效应抑制了对特定波长的光的吸收, 从而实现了可见光波段的表面等离子激元

强度调制, 消光比可达 3 dB. 2015 年, Ansell 等 [100] 在覆盖石墨烯的表面等离子激元波导结构中, 通过控制石墨烯的泡利阻塞效应实现了对传播表面等离子激元的电学调制 (图 8(b)). 如图 8(b) 左图所示, 六方氮化硼薄膜支撑的石墨烯覆盖在金等离子激元波导上, 并通过外电压调控石墨烯的载流子浓度. 在金属边缘处存在表面等离子激元边缘模式, 如图 8(b) 右图所示, 这种模式可以提供很强的石墨烯面内电场分量, 从而增强了石墨烯对表面等离子激元的调制作用. 在 10 V 的偏压下, 该器件可以实现 0.03 dB/ μm 的消光比, 估算的调制频率可达 1 GHz 以上. 2017 年, Ding 等 [101] 在槽状金等离子激元波导上覆盖了具有 10 nm 氧化铝隔离层的双层石墨烯 (图 8(c)), 利用电信号调制石墨烯的载流子浓度和费米能级, 从而控制其泡利阻塞效应对金属槽波导中传播的表面等离子激元泄漏模式的吸收, 实现了对表面等离子激元的强度调制. 该调制器可以对 1550 nm 波长的信号实现 2.1 dB 的消光比. 2017 年, Wang 等 [102] 理论研究了基于覆盖石墨烯的周期性银槽结构的表面等离子激元调制器, 该结构增强了石墨烯面内的电场强度, 从而增强了调制效果. 模拟结果表明该器件可以实现 0.47 dB/ μm 的调制深度, 可以在 1300–1600 nm 的波长范围内工作.

除了上述两大类基于电光效应和载流子浓度的表面等离子激元调制工作外, 人们还研究了其他基

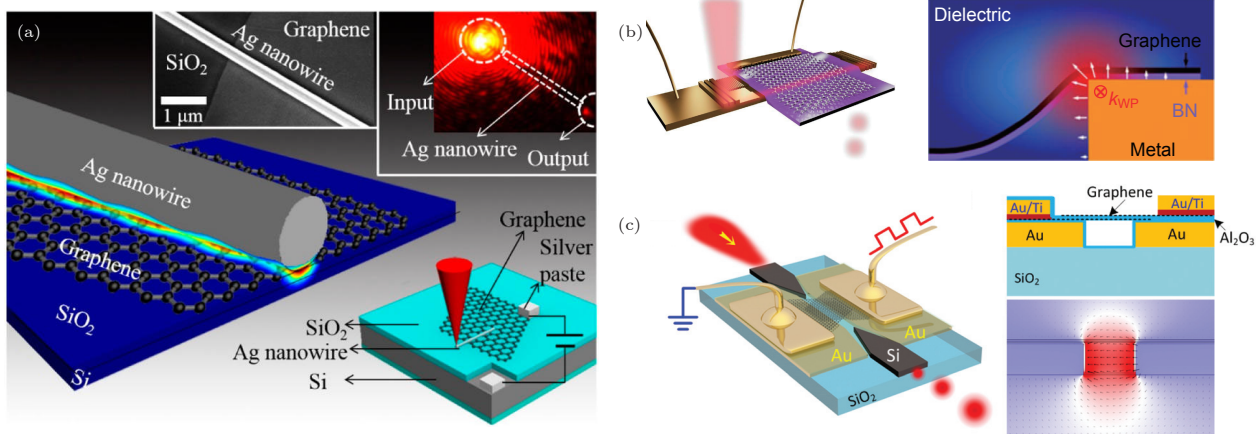


图 8 基于石墨烯载流子浓度调控的表面等离子激元传播调制 (a) 通过调控石墨烯载流子浓度实现对银纳米线表面等离子激元的调制 [99]; (b) 通过调控石墨烯载流子浓度实现对金波导结构中表面等离子激元边缘模式的调制 [100]; (c) 通过调控石墨烯载流子浓度实现对槽状金波导结构中表面等离子激元的调制 [101]

Fig. 8. Modulation of propagating surface plasmons by tuning the carrier concentration of graphene: (a) Modulating surface plasmons on silver nanowire by tuning the carrier concentration of graphene [99]; (b) modulating the wedge plasmon mode of gold waveguide by tuning the carrier concentration of graphene [100]; (c) modulating surface plasmons on gold slot waveguide by tuning the carrier concentration of graphene [101].

于电调制方法的表面等离子激元传播调制. 电致变色分子可以通过电化学方法控制其氧化还原反应, 实现可逆的分子形态转变, 这种转变所导致的折射率变化可以用于表面等离子激元调制. 2011年, Agrawal 等^[103] 通过利用普鲁士蓝染料分子调控狭缝中表面等离子激元的吸收实现了对通过狭缝的透射光信号的调制. 普鲁士蓝分子是一种电致变色材料, 可以发生电化学氧化还原反应转换为普鲁士白分子, 其光吸收率随着分子中铁离子价态的改变发生极大的变化. 染料分子被沉积在狭缝的侧壁上, 当利用电化学方法控制染料分子中铁离子的价态时, 可以对狭缝中传播的表面等离子激元的吸收产生极大调制, 对衬底另一侧的透射信号强度调制可达 96%. 这种电化学调制的方法受氧化还原反应时间的限制, 其响应时间大约在 2 s 左右. 等离子激元波导结构发生物理形状改变时, 也会影响表面等离子激元的传播. 通过电信号控制纳机电系统, 是实现纳米器件可控形变的有效途径之一. 2015年, Dennis 等^[104] 通过纳机电方法调控 MIM 型等离子激元波导的间隙距离, 实现了对表面等离子激元的调制 (图 9). 作者在等离子激元波导结构的上侧金膜中加工了长度为 23 μm 的 11 道金纳米桥, 在 7 V 的电压驱动下金纳米桥最大可以产生 80 nm 的形变. 这种形变使等离子激元波导的间隙尺寸改变, 从而导

致表面等离子激元传播模式的变化. 当 780 nm 的激光激发传播的表面等离子激元时, 利用电信号驱动结构形变, 可以使传播的表面等离子激元最大产生 1.5π 的相位改变.

5 基于磁光效应的表面等离子激元传播调制

磁场对表面等离子激元传播的调控主要依赖于磁光效应, 当外界磁场作用于介质时, 其介电张量会随磁场强度和磁场方向发生改变^[105]. 对于常见的等离子激元金属材料, 介电张量受外界磁场的影响比较微弱, 因此磁场对只有贵金属材料组成的表面等离子激元波导的调制效应很弱. 铁磁材料的磁光效应更为明显, 例如同样磁场强度下钴 (Co) 的磁光效应所导致的介电函数变化量比金高 3 个数量级^[105]. 将铁磁材料与等离子激元金属结合可以实现弱磁场调制表面等离子激元传播^[106–112]. 2010年 Temnov 等^[106] 报道了将铁磁材料钴与等离子激元金波导结构结合调控表面等离子激元传播的工作 (图 10(a)). 这种调制器基于玻璃衬底上的金-钴-金多层金属结构, 在右侧凹槽处激发的表面等离子激元传播至左侧狭缝处, 与狭缝处的入射光发生干涉. 通过施加平行于金属平面的频率为 690 Hz 强度为 20 mT 的

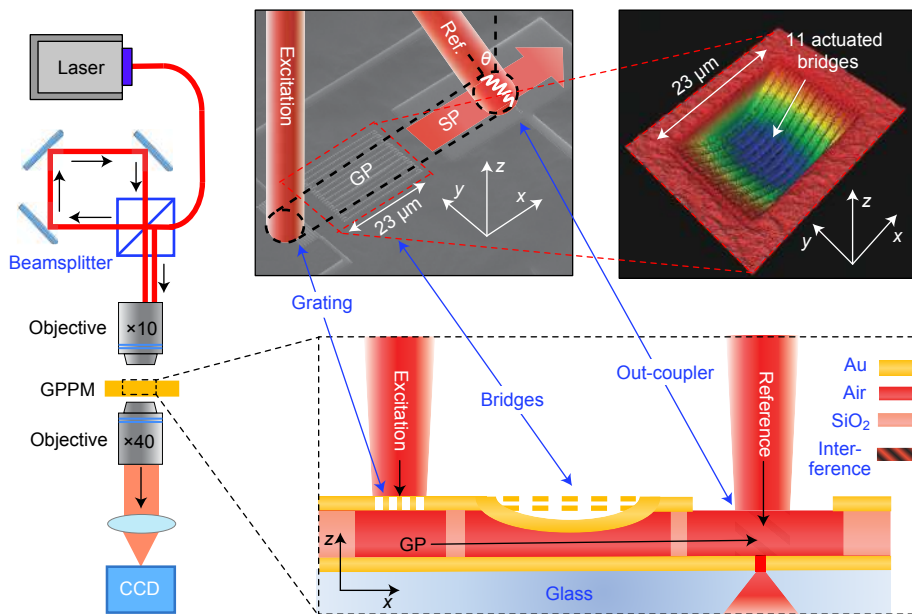


图 9 利用纳机电方法控制 MIM 波导的间隙尺寸实现对表面等离子激元的相位调制^[104]

Fig. 9. Modulating the phase of surface plasmons in a MIM structure by nano-electromechanical control of the gap between two metal layers^[104].

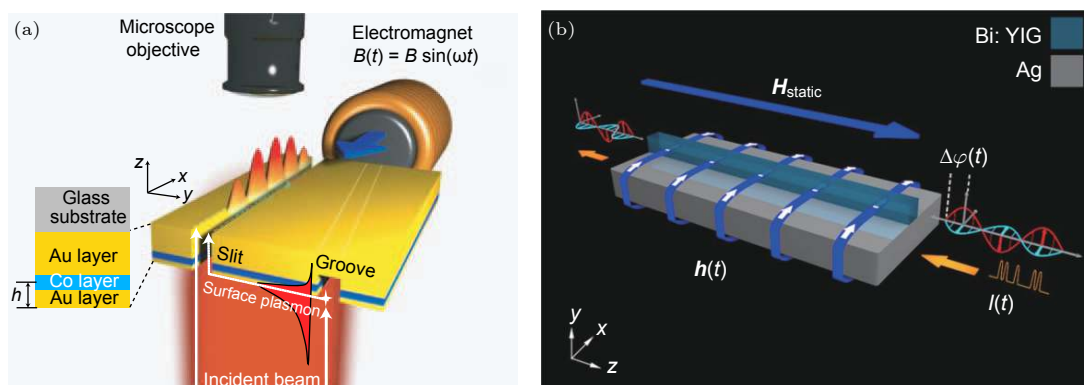


图 10 基于磁光效应的表面等离子元传播调制 (a) 基于钴的磁光效应的表面等离子元调制^[106]; (b) 利用 Bi:YIG 的磁光效应的表面等离子元调制^[107]

Fig. 10. Modulation of propagating surface plasmons based on magneto-optic effect: (a) Modulating surface plasmons by magneto-optic effect of Co^[106]; (b) modulating surface plasmons by magneto-optic effect of Bi:YIG^[107].

磁场, 钴层的磁化方向随磁场发生改变并产生强烈的磁光效应, 从而使表面等离子元传播的相位发生变化. 相位变化最终反映在传播的表面等离子元与入射光发生干涉所导致的透射光强变化上, 响应速度理论可达太赫兹级别. 2015 年, Firby 等^[107] 理论研究了基于另一种铁磁材料掺铋钇铁石榴石 (Bi:YIG) 的表面等离子元相位调制器. 如图 10(b) 所示, 放置在银膜上的铁磁材料构成了介质加载型等离子元波导. 当外磁场引起介质中的磁光效应时, 会导致其介电张量变为各向异性, 从而使波导中传播的表面等离子元的相位产生改变. 在方向相互垂直的静磁场和随时间变化的磁场作用下可以实现高频表面等离子元调制, 理论上支持 20 GHz 的调制频率.

6 性能对比

根据调制器的工作原理, 我们将文中出现的传播表面等离子元调制的实验工作整理在表 2 中, 并对器件的性能进行了比较. 从工作波长来看, 基于全光调制原理的工作更多地集中于可见光波段, 而热调制和电调制器件则主要集中于 1550 nm 附近的通信波长. 由于该波长在光纤通讯领域的广泛应用, 大部分调制工作是基于该波长开展的. 全光调控中的部分调制方式, 如量子点调制等, 取决于材料的吸收和发射波长, 因此其调制的信号波长大部分处于可见光波段. 这些工作在不同波长的调制器扩展了等离子元调制的应用范围. 从信号调制幅度上看, 基于各种调制原理的工作最高都可以达到

20—30 dB 的消光比. 传播的表面等离子元的调制可分为对表面等离子元相位和强度的调制. 对前者的调制通常会使得经过调制的信号与参考信号发生干涉, 通过干涉信号强度的变化来表征相位调制幅度. 当调制使传播的表面等离子元与参考信号相比发生了 π 的相位延迟时, 干涉强度即可达到最低, 因此对表面等离子元相位进行调制的器件通常更容易达到高信号调制幅度. 相比之下, 对表面等离子元传播强度进行调制时, 调制幅度通常与调制区域的大小和驱动信号的强弱有关. 从器件工作速度来看, 基于热效应的调制器件由于受到温度转变速度的限制而具有较低的响应速度, 即较长的状态切换时间 (上升时间和下降时间) 或较低的调制频率. 相比之下, 基于电调控和全光调控的一些器件表现出了超高的响应速度. 对于某些类型的等离子元波导, 由于波导结构和表面等离子元传播性质的特殊性, 特别适合于特定类型的调制. 例如, 金属槽等离子元波导结构适合在两侧金属区域施加电信号从而在狭缝中产生电场, 因此特别适合基于电光效应的表面等离子元调制. 但总体来说, 各种调控机制在不同类型的等离子元波导中的应用是多种多样的. 少数工作中还研究了等离子元调制器的插入损耗, 插入损耗主要由光信号与表面等离子元的耦合效率和表面等离子元的传播损耗决定. 考虑了这两部分损耗后, 等离子元调制器的插入损耗大致为 2.5—30 dB^[59,61,66,67,86,87,89,94]. 在插入损耗上表现最为优异的等离子元调制器已经十分接近于性能优异的硅基光调制器^[86,89]. 通过进一步提高耦合效率、降低传播损耗, 有望实现更低的插入损耗. 从

表 2 传播表面等离激元调制器的实验性能分析
Table 2. The experimental performance analysis of propagating surface plasmon modulators.

调制原理	工作波长/mm	消光比/dB	响应时间/调制频率	参考文献
全光调制	633	10	—	[26]
	633	12.6	—	[27]
	633	6	10 s	[48]
	633	9.5	—	[30]
	720—900	>20	1 ms	[44]
	780	0.31	200 fs	[50]
	830	24	—	[29]
	1426	~0.46	25 MHz	[34]
热调制	442	—	40 Hz	[65]
	633	13	上升10 s, 下降2 s	[54]
	785	1.2	上升4.6 μ s, 下降6.5 μ s	[68]
	1520—1630	15	上升65 μ s, 下降20 μ s	[60]
	1525	—	100 Hz	[61]
	1530	0.48	8.3 kHz	[66]
	1530—1550	3	上升2 ns, 下降800 ns	[67]
	1550	35	0.7 ms	[59]
	1550	19	上升~ms, 下降60 μ s	[62]
	1550	28	—	[64]
	1550	1.6	1 μ s	[76]
1588—1604	7.5	40 Hz	[63]	
电调制	633	14	2 s	[103]
	659	3	—	[99]
	688	0.71	—	[92]
	780	—	1 MHz	[104]
	1200—2200	20	—	[97]
	1460—1640	10	115 GHz	[89]
	1480—1600	—	65 GHz	[85]
	1500	0.36	—	[100]
	1500—1600	15	70 GHz	[87]
	1508—1516	0.64	上升1.3 s, 下降1 s	[84]
	1520—1620	6	70 GHz	[86]
	1520—1620	9	10 kHz	[95]
	1540—1560	2.1	200 kHz	[101]
	1550	—	170 GHz	[88]
1550	4.6	100 kHz	[94]	
磁调制	808	—	690 Hz	[106]

驱动能量的形式来看, 由于电信号和电子器件联系紧密, 并且非常适合用于集成纳米光子器件的控制, 因此基于电信号的等离激元调制器具有广泛的用途和广阔的发展前景. 大部分等离激元调制器是依靠电信号控制的, 除了电调制的等离激元调制器外, 部分基于热光效应的等离激元调制器也是利用

电信号控制其热效应产生的.

7 总结与展望

表面等离激元调制器是纳米光子回路中不可或缺的一部分. 本文主要介绍了基于不同机理的表

面等离激元传播的调制,回顾了近年来这类调制器在设计、制备、测试等方面取得的一些阶段性研究成果. 这些工作为发展高性能的片上集成表面等离激元器件奠定了理论与实验基础. 总体而言,基于表面等离激元的纳米光调制器具有尺寸小、易于集成、调制频率高、波长范围大等诸多优点,在集成纳米光子器件中具有广阔的应用前景. 同时,表面等离激元调制器也面临着一系列的问题和挑战,例如发展更低成本和高精度的表面等离激元调制器加工方法、进一步提升调制器的响应速度和调制深度、拓宽工作波长范围和提出新的调控机制. 相关研究工作的深入开展将为表面等离激元器件的发展和实用化奠定坚实的基础.

参考文献

- [1] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [2] Ozbay E 2006 *Science* **311** 189
- [3] Schuller J A, Barnard E S, Cai W S, Jun Y C, White J S, Brongersma M L 2010 *Nat. Mater.* **9** 193
- [4] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I 2010 *Nat. Photon.* **4** 83
- [5] Wei H, Pan D, Zhang S P, Li Z P, Li Q, Liu N, Wang W H, Xu H X 2018 *Chem. Rev.* **118** 2882
- [6] Maier S A 2007 *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (New York: Springer) pp1-223
- [7] Sorger V J, Oulton R F, Ma R M, Zhang X 2012 *MRS Bull.* **37** 728
- [8] Mayer K M, Hafner J H 2011 *Chem. Rev.* **111** 3828
- [9] Xu H X, Bjerneld E J, Käll M, Börjesson L 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4357
- [10] Xu H X, Aizpurua J, Käll M, Apell P 2000 *Phys. Rev. E* **62** 4318
- [11] Linic S, Christopher P, Ingram D B 2011 *Nat. Mater.* **10** 911
- [12] Yao Y, Kats M A, Genevet P, Yu N F, Song Y, Kong J, Capasso F 2013 *Nano Lett.* **13** 1257
- [13] Hsiao V K S, Zheng Y B, Juhuri B K, Huang T J 2008 *Adv. Mater.* **20** 3528
- [14] Guo P J, Schaller R D, Ketterson J B, Chang R P H 2016 *Nat. Photon.* **10** 267
- [15] Stockhausen V, Martin P, Ghilane J, Leroux Y, Randriamahazaka H, Grand J, Felidj N, Lacroix J C 2010 *J. Am. Chem. Soc.* **132** 10224
- [16] Jiang N N, Shao L, Wang J F 2014 *Adv. Mater.* **26** 3282
- [17] Weeber J C, Krenn J R, Dereux A, Lamprocht B, Lacroute Y, Goudonnet J P 2001 *Phys. Rev. B* **64** 045411
- [18] Dionne J A, Sweatlock L A, Atwater H A, Polman A 2006 *Phys. Rev. B* **73** 035407
- [19] Briggs R M, Grandidier J, Burgos S P, Feigenbaum E, Atwater H A 2010 *Nano Lett.* **10** 4851
- [20] Pan D, Wei H, Jia Z L, Xu H X 2014 *Sci. Rep.* **4** 4993
- [21] Zhang S P, Wei H, Bao K, Håkanson U, Halas N J, Nordlander P, Xu H X 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 096801
- [22] Fang Y R, Li Z P, Huang Y Z, Zhang S P, Nordlander P, Halas N J, Xu H X 2010 *Nano Lett.* **10** 1950
- [23] Wei H, Pan D, Xu H X 2015 *Nanoscale* **7** 19053
- [24] Gao L, Chen L, Wei H, Xu H X 2018 *Nanoscale* **10** 11923
- [25] Pan D, Wei H, Gao L, Xu H X 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 166803
- [26] Wei H, Li Z P, Tian X R, Wang Z X, Cong F Z, Liu N, Zhang S P, Nordlander P, Halas N J, Xu H X 2011 *Nano Lett.* **11** 471
- [27] Li Z P, Zhang S P, Halas N J, Nordlander P, Xu H X 2011 *Small* **7** 593
- [28] Pan D, Wei H, Xu H X 2013 *Opt. Express* **21** 9556
- [29] Fu Y L, Hu X Y, Lu C C, Yue S, Yang H, Gong Q H 2012 *Nano Lett.* **12** 5784
- [30] Wang Y L, Li T, Wang L, He H, Li L, Wang Q J, Zhu S N 2014 *Laser Photon. Rev.* **8** L47
- [31] Wei H, Wang Z X, Tian X R, Käll M, Xu H X 2011 *Nat. Commun.* **2** 387
- [32] Wei H, Ratchford D, Li X Q, Xu H X, Shih C K 2009 *Nano Lett.* **9** 4168
- [33] Li Q, Wei H, Xu H X 2014 *Chin. Phys. B* **23** 097302
- [34] Pacifici D, Lezec H J, Atwater H A 2007 *Nat. Photon.* **1** 402
- [35] Grandidier J, des Francs G C, Massenot S, Bouhelier A, Markey L, Weeber J C, Finot C, Dereux A 2009 *Nano Lett.* **9** 2935
- [36] Liu N, Wei H, Li J, Wang Z X, Tian X R, Pan A L, Xu H X 2013 *Sci. Rep.* **3** 1967
- [37] Ambati M, Nam S H, Ulin Avila E, Genov D A, Bartal G, Zhang X 2008 *Nano Lett.* **8** 3998
- [38] de Leon I, Berini P 2010 *Nat. Photon.* **4** 382
- [39] Krasavin A V, Vo T P, Dickson W, Bolger P M, Zayats A V 2011 *Nano Lett.* **11** 2231
- [40] Tao J, Wang Q J, Huang X G 2011 *Plasmonics* **6** 753
- [41] Lu H, Liu X M, Wang L R, Gong Y K, Mao D 2011 *Opt. Express* **19** 2910
- [42] Pu M B, Yao N, Hu C G, Xin X C, Zhao Z Y, Wang C T, Luo X G 2010 *Opt. Express* **18** 21030
- [43] Marder S R, Kippelen B, Jen A K Y, Peyghambarian N 1997 *Nature* **388** 845
- [44] Chen J J, Li Z, Yue S, Gong Q H 2011 *Nano Lett.* **11** 2933
- [45] Zhang L, Shi J, Yang Z, Huang M M, Chen Z J, Gong Q H, Cao S K 2008 *Polymer* **49** 2107
- [46] Irie M, Fukaminato T, Matsuda K, Kobatake S 2014 *Chem. Rev.* **114** 12174
- [47] Zhang C, Yan Y L, Zhao Y S, Yao J N 2014 *Acc. Chem. Res.* **47** 3448
- [48] Pala R A, Shimizu K T, Melosh N A, Brongersma M L 2008 *Nano Lett.* **8** 1506
- [49] Großmann M, Klick A, Lemke C, Falke J, Black M, Fiutowski J, Goszczak A J, Sobolewska E, Zillohu A U, Hedayati M K, Rubahn H G, Faupel F, Elbahri M, Bauer M 2015 *ACS Photon.* **2** 1327
- [50] MacDonald K F, Sámson Z L, Stockman M I, Zheludev N I 2009 *Nat. Photon.* **3** 55
- [51] Li Z P, Käll M, Xu H X 2008 *Phys. Rev. B* **77** 085412
- [52] Svedberg F, Li Z P, Xu H X, Käll M 2006 *Nano Lett.* **6** 2639
- [53] Shalin A S, Ginzburg P, Belov P A, Kivshar Y S, Zayats A V 2014 *Laser Photon. Rev.* **8** 131
- [54] Okamoto T, Kamiyama T, Yamaguchi I 1993 *Opt. Lett.* **18** 1570
- [55] Gosciniak J, Bozhevolnyi S I 2013 *Sci. Rep.* **3** 1803
- [56] Zhang Z Y, Zhao P, Lin P, Sun F G 2006 *Polymer* **47** 4893
- [57] Weeber J C, Hassan K, Saviot L, Dereux A, Boissière C, Durupthy O, Chaneac C, Burov E, Pastouret A 2012 *Opt. Express* **20** 27636
- [58] Padmaraju K, Logan D F, Zhu X L, Ackert J J, Knights A P, Bergman K 2013 *Opt. Express* **21** 14342

- [59] Nikolajsen T, Leosson K, Bozhevolnyi S I 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 5833
- [60] Gosciniak J, Markey L, Dereux A, Bozhevolnyi S I 2012 *Opt. Express* **20** 16300
- [61] Gosciniak J, Bozhevolnyi S I, Andersen T B, Volkov V S, Kjelstrup Hansen J, Markey L, Dereux A 2010 *Opt. Express* **18** 1207
- [62] Gagnon G, Lahoud N, Mattiussi G A, Berini P 2006 *J. Lightw. Technol.* **24** 4391
- [63] Gosciniak J, Markey L, Dereux A, Bozhevolnyi S I 2012 *Nanotechnology* **23** 444008
- [64] Tang J, Liu Y R, Zhang L J, Fu X C, Xue X M, Qian G, Zhao N, Zhang T 2018 *Micromachines* **9** 369
- [65] Lereu A L, Passian A, Goudonnet J P, Thundat T, Ferrell T L 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 154101
- [66] Kaya S, Weeber J C, Zacharatos F, Hassan K, Bernardin T, Cluzel B, Fatome J, Finot C 2013 *Opt. Express* **21** 22269
- [67] Weeber J C, Bernardin T, Nielsen M G, Hassan K, Kaya S, Fatome J, Finot C, Dereux A, Pleros N 2013 *Opt. Express* **21** 27291
- [68] Li Q, Chen L, Xu H X, Liu Z W, Wei H 2019 *ACS Photon.* <http://dx.doi.org/10.1021/acsp Photonics.9b00711>
- [69] Lencer D, Salinga M, Grabowski B, Hickel T, Neugebauer J, Wuttig M 2008 *Nat. Mater.* **7** 972
- [70] Wuttig M, Yamada N 2007 *Nat. Mater.* **6** 824
- [71] Zalba B, Marín J M, Cabeza L F, Mehling H 2003 *Appl. Therm. Eng.* **23** 251
- [72] Krasavin A V, Zheludev N I 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 1416
- [73] Markov P, Appavoo K, Haglund R F, Weiss S M 2015 *Opt. Express* **23** 6878
- [74] Jostmeier T, Mangold M, Zimmer J, Karl H, Krenner H J, Ruppert C, Betz M 2016 *Opt. Express* **24** 17321
- [75] Sweatlock L A, Diest K 2012 *Opt. Express* **20** 8700
- [76] Rudé M, Simpson R E, Quidant R, Pruneri V, Renger J 2015 *ACS Photon.* **2** 669
- [77] Cai W S, White J S, Brongersma M L 2009 *Nano Lett.* **9** 4403
- [78] Didomenico M, Wemple S H 1969 *J. Appl. Phys.* **40** 720
- [79] Clark N A, Lagerwall S T 1980 *Appl. Phys. Lett.* **36** 899
- [80] Soref R A, Bennett B R 1987 *IEEE J. Quantum Electron.* **23** 123
- [81] Schildkraut J S 1988 *Appl. Opt.* **27** 4587
- [82] Jung C, Yee S, Kuhn K 1995 *Appl. Opt.* **34** 946
- [83] Jiang Y, Cao Z Q, Chen G, Dou X M, Chen Y L 2001 *Opt. Laser Technol.* **33** 417
- [84] Randhawa S, Lachèze S, Renger J, Bouhelier A, de Lamaestre R E, Dereux A, Quidant R 2012 *Opt. Express* **20** 2354
- [85] Melikyan A, Alloatti L, Muslija A, Hillerkuss D, Schindler P C, Li J, Palmer R, Korn D, Muehlbrandt S, van Thourhout D, Chen B, Dinu R, Sommer M, Koos C, Kohl M, Freude W, Leuthold J 2014 *Nat. Photon.* **8** 229
- [86] Haffner C, Heni W, Fedoryshyn Y, Niegemann J, Melikyan A, Elder D L, Baeuerle B, Salamin Y, Josten A, Koch U, Hoessbacher C, Ducry F, Juchli L, Emboras A, Hillerkuss D, Kohl M, Dalton L R, Hafner C, Leuthold J 2015 *Nat. Photon.* **9** 525
- [87] Ayata M, Fedoryshyn Y, Heni W, Baeuerle B, Josten A, Zahner M, Koch U, Salamin Y, Hoessbacher C, Haffner C, Elder D L, Dalton L R, Leuthold J 2017 *Science* **358** 630
- [88] Hoessbacher C, Josten A, Baeuerle B, Fedoryshyn Y, Hettrich H, Salamin Y, Heni W, Haffner C, Kaiser C, Schmid R, Elder D L, Hillerkuss D, Möller M, Dalton L R, Leuthold J 2017 *Opt. Express* **25** 1762
- [89] Haffner C, Chelladurai D, Fedoryshyn Y, Josten A, Baeuerle B, Heni W, Watanabe T, Cui T, Cheng B J, Saha S, Elder D L, Dalton L R, Boltasseva A, Shalaev V M, Kinsey N, Leuthold J 2018 *Nature* **556** 483
- [90] Smalley J S T, Zhao Y H, Nawaz A A, Hao Q Z, Ma Y, Khoo I C, Huang T J 2011 *Opt. Express* **19** 15265
- [91] Babicheva V E, Zhukovsky S V, Lavrinenko A V 2014 *Opt. Express* **22** 28890
- [92] Dicken M J, Sweatlock L A, Pacifici D, Lezec H J, Bhattacharya K, Atwater H A 2008 *Nano Lett.* **8** 4048
- [93] Stolz A, Ko S M, Patriarche G, Dogheche E, Cho Y H, Decoster D 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 021905
- [94] Dionne J A, Diest K, Sweatlock L A, Atwater H A 2009 *Nano Lett.* **9** 897
- [95] Zhu S Y, Lo G Q, Kwong D L 2013 *Opt. Express* **21** 8320
- [96] Feigenbaum E, Diest K, Atwater H A 2010 *Nano Lett.* **10** 2111
- [97] Sorger V J, Lanzillotti-Kimura N D, Ma R M, Zhang X 2012 *Nanophotonics* **1** 17
- [98] Liu M, Yin X B, Ulin-Avila E, Geng B S, Zentgraf T, Ju L, Wang F, Zhang X 2011 *Nature* **474** 64
- [99] Qian H L, Ma Y G, Yang Q, Chen B G, Liu Y, Guo X, Lin S S, Ruan J L, Liu X, Tong L M, Wang Z L 2014 *ACS Nano* **8** 2584
- [100] Ansell D, Radko I P, Han Z, Rodriguez F J, Bozhevolnyi S I, Grigorenko A N 2015 *Nat. Commun.* **6** 8846
- [101] Ding Y, Guan X, Zhu X, Hu H, Bozhevolnyi S I, Oxenløwe L K, Jin K J, Mortensen N A, Xiao S 2017 *Nanoscale* **9** 15576
- [102] Wang Y L, Li T, Zhu S N 2017 *Opt. Lett.* **42** 2247
- [103] Agrawal A, Susut C, Stafford G, Bertocci U, McMorran B, Lezec H J, Talin A A 2011 *Nano Lett.* **11** 2774
- [104] Dennis B S, Haftel M I, Czaplowski D A, Lopez D, Blumberg G, Aksyuk V A 2015 *Nat. Photon.* **9** 267
- [105] Armelles G, Cebollada A, García Martín A, González M U 2013 *Adv. Opt. Mater.* **1** 10
- [106] Temnov V V, Armelles G, Woggon U, Guzatov D, Cebollada A, Garcia Martin A, Garcia Martin J M, Thomay T, Leitenstorfer A, Bratschitsch R 2010 *Nat. Photon.* **4** 107
- [107] Firby C J, Elezzabi A Y 2015 *Optica* **2** 598
- [108] Firby C J, Elezzabi A Y 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 011101
- [109] Pae J S, Im S J, Ho K S, Ri C S, Ro S B, Herrmann J 2018 *Phys. Rev. B* **98** 041406
- [110] Razdolski I, Makarov D, Schmidt O G, Kirilyuk A, Rasing T, Temnov V V 2016 *ACS Photon.* **3** 179
- [111] Firby C J, Chang P, Helmy A S, Elezzabi A Y 2016 *ACS Photon.* **3** 2344
- [112] Belyaev V K, Murzin D V, Perova N N, Grunin A A, Fedyanin A A, Rodionova V V 2019 *J. Magn. Magn. Mater.* **482** 292

SPECIAL TOPIC—Plasmon-enhanced light-matter interactions

Modulation of propagating surface plasmons*

Zhang Wen-Jun^{1)2)#} Gao Long^{1)#} Wei Hong^{1)3)†} Xu Hong-Xing²⁾

1) (*Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*School of Physics and Technology, Wuhan University, Wuhan 430072, China*)

3) (*Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China*)

(Received 24 May 2019; revised manuscript received 1 July 2019)

Abstract

The diffraction limit of light greatly limits the development of conventional optical devices, which are difficult to be miniaturized and integrated with high density. Surface plasmons, electromagnetic modes at the metal-dielectric interface, can concentrate light into deep subwavelength dimensions, enabling the manipulation of light at the nanometer scale. Surface plasmons can be used as information carrier to transmit and process optical signals beyond the diffraction limit. Therefore, nanodevices based on surface plasmons have received much attention. By modulating surface plasmons, the modulation of optical signals at nanoscale can be realized, which is important for the development of on-chip integrated nanophotonic circuits and optical information technology. In this article, we review the modulations of propagating surface plasmons and their applications in nano-optical modulators. The wave vector of propagating surface plasmons is very sensitive to the dielectric function of the metal and the environment. By tuning the dielectric function of the metal and/or the surrounding medium, both the real and imaginary part of the wave vector of surface plasmons can be modified, leading to the modulation of the phase and propagation length of surface plasmons and thereby modulating the intensity of optical signals. We first introduce the basic principles of different types of modulations, including all-optical modulation, thermal modulation, electrical modulation, and magnetic modulation. The all-optical modulation can be achieved by modulating the polarization and phase of input light, pumping optical materials, changing the dielectric function of metal by control light, and manipulating a nanoparticle by optical force to modulate the scattering of surface plasmons. The modulation based on thermal effect depends on thermo-optic materials and phase-change materials, and the temperature change can be triggered by photothermal effect or electrical heating. For electrically controlled modulation, Pockels electro-optic effect and Kerr electro-optic effect can be employed. Electrical modulation can also be realized by controlling the carrier concentration of semiconductors or graphene, using electrochromatic materials, and nanoelectromechanical control of the waveguide. The modulation of surface plasmons by magnetic field relies on magneto-optic materials. We review recent research progresses of modulating propagating surface plasmons by these methods, and analyze the performances of different types of plasmonic modulators, including operation wavelength, modulation depth or extinction ratio, response time or modulation frequency, and insertion loss. Finally, a brief conclusion and outlook is presented.

Keywords: surface plasmons, nano-optical modulators, plasmonic waveguides

PACS: 73.20.Mf, 78.67.-n, 42.79.Hp, 42.79.Gn

DOI: 10.7498/aps.68.20190802

* Project supported by the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2015CB932400) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11774413, 11674256, 91850207).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: weihong@iphy.ac.cn