

若干新型微纳光子学器件研究^{*}

龚旗煌^{1,†} 胡小永¹ 童利民²

(1 北京大学物理系 人工微结构和介观物理国家重点实验室 北京 100871)

(2 浙江大学光电信息工程学系 现代光学仪器国家重点实验室 杭州 310027)

摘要 光子晶体和纳米光纤是两种重要的微纳光子学材料,各自具有非常独特的控制光子传输状态的功能,是研究微纳尺度下光与物质相互作用的重要平台,也是实现新型微纳光子学器件的重要基础.文章简要介绍了超快速低功率光子晶体全光开关、纳米光纤传感器、干涉器和介质-金属纳米线复合结构器件的研究进展.

关键词 光子晶体,纳米光纤,微纳光子器件

Novel micro/nano-scale photonic devices

GONG Qi-Huang^{1,†} HU Xiao-Yong¹ TONG Li-Min²

(1 State Key Laboratory for Mesoscopic Physics & Department of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

(2 State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation & Department of Optical Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

Abstract Photonic crystals and nanofibers, two kinds of important photonic materials, possess the unique feature of being able to control the propagation of photons. They are thus an important platform for the study of the interaction of photons and matter on the mesoscopic scale, as well as an important basis for the realization of novel micro/nano-scale photonic devices. Progress in the research on ultrafast low-power photonic crystal all-optical switching, nanofiber sensors, interferometers, and hybrid dielectric-metallic nanowire components will be reviewed.

Keywords photonic crystal, nanofiber, micro/nano-scale photonic devices

纳米光子学主要研究微纳尺度下光与物质相互作用的规律及其在光的产生、传输、调控、探测和传感等方面的应用,是目前国际光学研究的前沿和热点之一.具有亚波长特征尺度的微结构光子材料及其在微纳集成光子学器件中的应用是目前纳米光子学领域的重要研究内容,其中光子晶体和纳米光纤是两种典型的微结构光子材料.类似于半导体量子阱材料,其周期性排列所形成的周期性势场对电子传输具有调控作用,使其能带结构中出現导带和禁带.由于独特的控制电子传输状态的功能,使得半导体材料成为光电子器件和光电子产业快速发展的基础.光子晶体同样具有亚波长空间周期性介电分布,由于周期性介电函数对电磁波的调控作用,使得光子晶体具有独特光子能隙效应,能够在微纳尺度上对光子的传输状态进行有效的控制.纳米光纤能

够将光场局域在光纤表面的亚波长尺度,具有很强的局域场增强效应,并且可以通过倏逝场与周围介质发生较强的相互作用.因此,光子晶体和纳米光纤是研究微纳尺度下光子与物质相互作用的重要平台,也是实现新型微纳光子器件的重要基础.

1 光子晶体全光开关

光子晶体是由两种或者两种以上的介电材料在空间周期性排列所构成的一种新型的人工微结构光子学材料,由于空间周期性介电分布对入射电磁波

^{*} 国家重点基础研究发展计划(批准号:2007CB307000)、国家自然科学基金(批准号:10821062;90206003)资助项目
2010-08-16 收到

[†] 通讯联系人. Email: qhgong@pku.edu.cn

的调制作用,使得光子晶体具有光子能隙效应.由于不同介质界面处强烈的布拉格散射效应,频率落入光子能隙内的电磁波将被光子晶体全部反射回来而不能通过光子晶体.类似于晶体材料,在光子晶体中引入缺陷,也会在光子能隙中产生相应的缺陷态.该缺陷结构将支持具有一定共振频率的电磁波模式,即缺陷模式.通过适当设计缺陷结构的参数,可以使缺陷模式具有很高的透过率.非线性光子晶体是利用三阶非线性光学材料来构造的,其光子能隙的位置和宽度能够随着外部参数的变化而改变,可以实现全光调节、电场调节、磁场调节或者温度调节光子能隙.利用非线性光子晶体能够实现多种微纳光子器件,例如光子晶体全光开关、滤波器、低阈值激光器、波分复用器件等等.

1.1 光子晶体全光开关的实现原理

光子晶体全光开关是一种重要的微纳光子器件,在光通信、光计算和超快速信息处理等领域都具有非常重要的应用前景.全光开关完全利用光子与物质的相互作用来实现对光束传输过程的“开”与“关”的控制作用.利用光子晶体来实现全光开关的思想,最早是由 Scalora 在 1994 年提出来的^[1].光子晶体全光开关的思想是指开始时一束探测光能够通过光子晶体,当一束抽运光作用于光子晶体时,探测光就被光子晶体全部反射回来而不能通过光子晶体,由此实现对探测光束传输过程的开关控制作用.光子晶体全光开关的实现,主要依赖光子与非线性光子晶体的相互作用.光子晶体全光开关的思想提出以后,人们进行了大量的理论探索,提出了很多实现光子晶体全光开关的方法,例如,利用由非线性光学效应引起的光子带隙或者缺陷模式的移动,以及双稳态、光子态密度变化等效应,都可以用来实现全光开关^[1-4].由于在实际测量中存在困难,在实验中通常采用光子带隙迁移机理和缺陷模式迁移机理.

1.1.1 通过光子带隙迁移实现全光开关^[1]

对于三阶非线性光子晶体,如果非线性介质具有正的三阶非线性折射率,可以选择探测光的波长位于光子带隙的短波带边,开始时探测光不能通过光子晶体.此时,光开关处于“关”的状态.选择抽运光的波长位于光子晶体的导带,并且远离光子带隙.依据三阶非线性光学 Kerr 效应,非线性介质的折射率与抽运光强成正比关系.在抽运光的作用下,非线性材料的折射率增大,使得光子晶体的有效折射率增加,光子带隙向长波方向移动.此时,探测光将位于光子晶体的导带,能够通过光子晶体,光开关处于

“开”的状态.同样,如果非线性介质具有负的三阶非线性系数,可以选择探测光位于光子带隙的长波带边,开始时探测光不能通过光子晶体,但是在抽运光的作用下,非线性材料的折射率减小,使得光子晶体的有效折射率变小,光子带隙会向短波方向移动,这就导致探测光位于光子晶体的导带,可以通过光子晶体.这样,通过抽运光的激发作用,使光子带隙发生迁移,从而实现了探测光传输过程的开、关控制作用.光子带隙迁移机理要求光子晶体光子带隙的边缘很陡.

1.1.2 通过缺陷模式迁移实现全光开关^[2]

根据光子晶体的光子局域理论,如果在光子晶体中引入缺陷,该缺陷将支持一个谐振的电磁场模式,在光子带隙中出现相应的缺陷态.选择合适的缺陷结构和参数,可以使缺陷模式具有很高的透过率.选择抽运光位于光子晶体的导带,且远离光子带隙.选择探测光的波长位于缺陷模的中心波长,开始时探测光能够通过光子晶体.此时,光开关处于“开”的状态.在抽运光的作用下,由于三阶非线性光学 Kerr 效应,光子带隙发生移动,相应地缺陷模式的中心波长也发生改变,使得缺陷模式在光子带隙中的位置发生移动,探测光的波长远离缺陷模式的中心并落入光子带隙中,探测光就被光子晶体全部反射回来而不能通过光子晶体,光开关就处于“关”的状态.这样,利用抽运光的激发作用,使缺陷模式发生迁移,也可以实现全光开关效应.这种方法不受光子带隙边缘斜率的影响,而且,缺陷引起的光子局域效应对非线性效应还有显著的增强作用,这都有利于光子晶体全光开关的实现.这种方法的缺点是对缺陷模式的品质因数要求较高,较低的 Q 值难以实现很高的探测光透过率对比.

1.2 超快速低功率光子晶体全光开关的实验研究

全光开关的 3 个重要指标分别是:低抽运功率、超快速时间响应和高开关效率,即探测光在导通和关闭两种状态下有很大的透过率(或者反射率)对比.由于通常的非线性光学材料的三阶非线性光学系数相对较小,使得光子晶体全光开关的抽运功率很高,通常在 GW/cm^2 的量级.虽然通过近共振增强非线性光学效应,能够提高材料的三阶非线性光学系数,但是材料的非线性时间响应将变慢,无法同时实现低功率、高开关效率和超快速开关时间响应.这就严重制约了光子晶体全光开关的实际应用.

利用高品质因数光子晶体微腔的较强光子局域效应来增强光与物质的相互作用,以及构造出超快

响应、高非线性光学系数的非线性光学材料,是实现低功率光子晶体全光开关的两条有效途径^[5]. Tanabe^[6]制备出一种硅基二维光子晶体微腔,这种光子晶体微腔能够支持两个缺陷模式:模式 C 和模式 S. 模式 C 的中心波长是 1530nm,品质因数是 11500;模式 S 的中心波长是 1568nm,品质因数是 23000;利用脉冲宽度是 3.7 ps、重复频率是 10 MHz 的激光器输出的 1530nm 激光作为抽运光,一台连续激光器发出的 1568nm 的激光作为探测光. 利用倏逝场耦合的方式将抽运激光耦合到模式 C 中,将探测激光耦合到模式 S 中. 利用高品质因数光子晶体微腔的较强的光子局域效应,在能量为 100fJ 的弱抽运光作用下,由于硅双光子吸收引起折射率的改变,引起光子晶体的有效折射率改变,缺陷模式中心波长发生移动,使探测光透过率改变,从而实现了光开关效应,开关效率达到 10%,响应时间达到 50ps. Kim^[7]利用 InGaAsP 半导体量子阱材料,制备出一种二维光子晶体微腔,其共振波长位于 1611nm,品质因数达到 2200. 在波长是 980nm 的抽运激光作用下,通过较强的单光子吸收效应,引起 InGaAsP 半导体量子阱材料的折射率改变,使得光子晶体的有效折射率改变,引起光子晶体微腔共振频率迁移,从而实现了光开关效应. 抽运光子能量达到 75.4fJ,响应时间达到 13ns,开关效率达到 10%.

我们提出了一种通过激发态电荷转移同时实现材料的超快速非线性时间响应和近共振增强非线性光学效应的新方法,在利用近共振增强非线性光学效应的同时,通过分子间的超快速电荷转移过程,能够同时实现材料的较大的三阶非线性光学系数和超快速的非线性时间响应. 利用此方法,制备出具有较大三阶非线性光学系数和超快速时间响应的聚苯乙烯/香豆素染料有机复合材料. 聚苯乙烯和香豆素染料的线性吸收带相互重叠. 利用聚焦离子束刻蚀技术,制备出厚度为 300nm 的复合材料二维正方晶格光子带隙微腔,利用飞秒抽运—探测方法测量全光开关效应. 在近共振激发的条件下,有机复合材料的三阶非线性光学系数被大大增强,复合材料的有效非线性折射率达到 10^{-7} esu,抽运光的强度降低到 110 kW/cm^2 ,将光开关的抽运功率降低了 4 个数量级. 还获得了 80% 的高开关效率. 而且,利用染料分子和聚合物分子之间的激发态快速电荷转移过程,获得了 1.2ps 的超快速光开关的时间响应^[8],实现了超快速低功率光子晶体全光开关.

我们还提出了一种利用表面等离子共振增强

非线性光学系数和激发态能量转移实现超快速时间响应的方法. 利用此方法制备出一种纳米复合材料 nano-Ag:MEH-PPV,该纳米复合材料是由在有机共轭非线性材料 MEH-PPV 中掺杂高非线性的银纳米颗粒所构成的. 银纳米颗粒的掺杂浓度是 32%. 利用聚焦离子束刻蚀技术制备出厚度为 450nm 的正方晶格 nano-Ag:MEH-PPV 光子晶体. 光子晶体的 SEM 照片如图 1(a)所示,晶格常数是 260nm,空气孔直径是 200nm. 利用飞秒抽运—探测方法测量 nano-Ag:MEH-PPV 光子晶体的全光开关效应. 掺钛蓝宝石飞秒激光器(型号 Mira 900F,脉冲宽度 120fs,重复频率 76MHz)作为激光光源. 利用倏逝场耦合方法将探测激光的能量耦合到光子晶体中. 选择 400nm 的飞秒激光作为抽运激光,抽运光的波长位于银纳米颗粒的表面等离子共振峰附近,同时也位于 MEH-PPV 的线性吸收带内. 波长为 799nm 的飞秒激光作为探测激光,探测激光位于光子晶体的空气导带的带边. 当探测光脉冲在时间上远离抽运光脉冲时,探测光的透过率达到 80%,光开关处于“开”的状态. 在 400nm 的抽运光作用下,由于银纳米颗粒表面等离子共振增强非线性光学效应,nano-Ag:MEH-PPV 复合材料能够提供较大的非线性光学系数,三阶非线性极化率达到 10^{-6} esu 的量级. 由于 nano-Ag:MEH-PPV 的非线性折射率是负值,在抽运光的作用下,nano-Ag:MEH-PPV 的有效折射率降低,光子带隙向短波方向移动,探测光的透过率逐渐降低. 当抽运光脉冲和探测光脉冲在时间上完全重叠时,探测光的透过率达到最小值 $\sim 20\%$,此时,光开关处于“关”的状态. 探测光的透过率对比达到 60%,如图 1(b)所示^[9]. 在共振激发的条件下,MEH-PPV 激发态电子弛豫的特征时间是 147ps^[10]. 由于 MEH-PPV 分子和银纳米颗粒之间存在较快的激发态能量转移过程,使得光开关的时间响应达到 35ps. 同时,抽运光强降低到 0.2 MW/cm^2 ,实现了超快速、低功率光子晶体全光开关. 另外,我们还制备出一种 nano-Ag:polystyrene 复合材料,银纳米颗粒的掺杂浓度是 20%. 利用二维 nano-Ag:polystyrene 复合材料实现的全光开关效应如图 1(c)所示. 在 400.8nm 的抽运激光作用下,nano-Ag:polystyrene 复合材料的三阶非线性极化率达到 10^{-8} esu 的量级,波长为 801.5nm 的探测光的透过率对比达到 60%. 银纳米颗粒表面等离子共振的超快速弛豫过程,使得光开关的时间响应达到 5ps. 抽运光强降低到 1.02 MW/cm^2 ,同样实现了超快速、低功率光子晶体全光开关^[9].

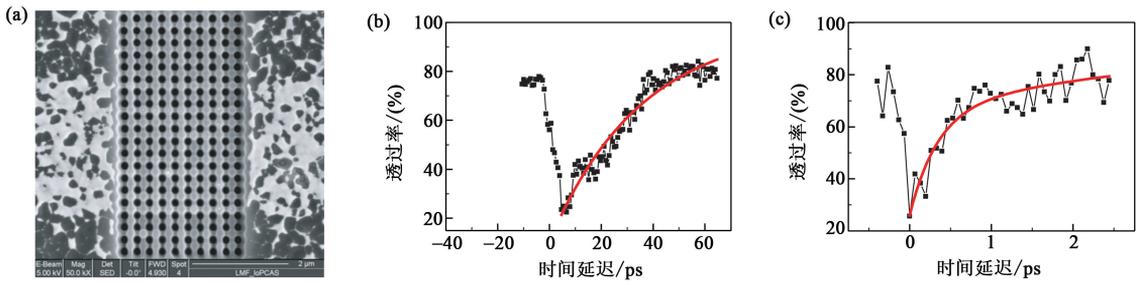


图1 纳米复合材料光子晶体全光开关 (a) nano-Ag:MEH-PPV 光子晶体 SEM 照片; (b) nano-Ag:MEH-PPV 光子晶体全光开关效应; (c) nano-Ag:polystyrene 光子晶体全光开关效应^[9]

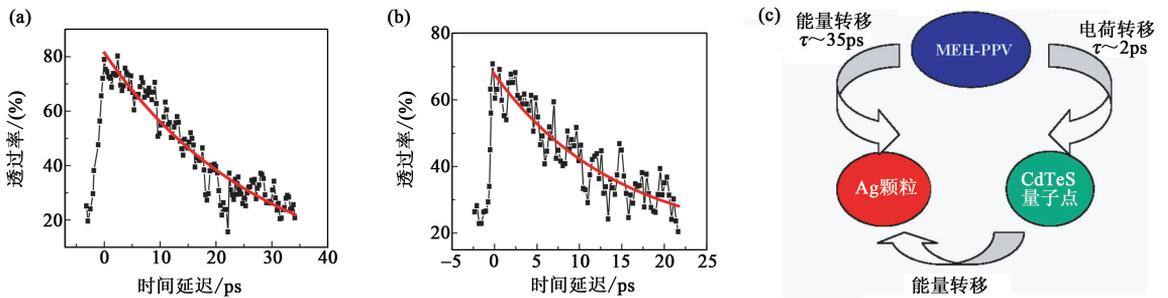


图2 掺杂 CdTeS 量子点的 nano-Ag:MEH-PPV 纳米复合材料光子晶体全光开关 (a) CdTeS 量子点掺杂浓度是 10%; (b) CdTeS 量子点掺杂浓度是 27%; (c) 掺杂 CdTeS 量子点的 nano-Ag:MEH-PPV 纳米复合材料激发态电子弛豫通道^[13]

另外,为了实现可调超快开关时间响应,我们在 nano-Ag:MEH-PPV 复合材料中掺入 CdTeS 半导体量子点,从而构成多组分的纳米复合材料. CdTeS 半导体量子点的平均直径是 7nm. 波长为 400nm 的激光位于其线性吸收带内. 由于具有较强的量子局域效应, CdTeS 量子点也具有较大的非线性折射率. 在 400nm 的激光共振激发的条件下, CdTeS 量子点的引入,使得 nano-Ag:MEH-PPV 复合材料激发态电子的弛豫过程又增加了一条快速通道. 原来在 MEH-PPV 分子到银纳米颗粒之间,通过激发态能量转移而形成一条较慢的弛豫通道,特征时间为 35ps; 掺杂 CdTeS 量子点后,在 MEH-PPV 分子到 CdTeS 量子点之间存在一个特征时间为 2ps 的激发态电荷转移过程,随后,从 CdTeS 量子点到银纳米颗粒之间,又存在 ps 量级时间尺度的、通过 Auger 过程辅助的激发态能量转移过程,这样就构成一个快速的激发态电子弛豫通道^[11,12]. 通过改变 CdTeS 量子点的掺杂浓度,利用快速和慢速两个弛豫通道之间的竞争,就能够改变时间响应特性. 我们利用聚焦离子束刻蚀技术制备出掺杂 CdTeS 量子点的 nano-Ag:MEH-PPV 复合材料二维正方晶格光子晶体,利用飞秒抽运-探测方法测量全光开关效应,测得的光子晶体全光开关效应如图 2 所示. 抽

运光的波长是 399.25nm,抽运光强为 120kW/cm². 探测光波长为 798.5nm,位于光子带隙的长波边缘,开始时,探测光的透过率达到最小值(~20%),光开关处于“关”的状态. 在抽运光的共振激发条件下,复合材料能够提供较大的非线性光学系数. 当探测光脉冲和抽运光脉冲在时间上完全重合时,探测光的透过率达到最大值(~80%). 开关效率达到 60%. 当 CdTeS 量子点的掺杂浓度是 10% 时,由于两个弛豫通道之间的竞争,使得光开关的时间响应达到 28.1ps; 当 CdTeS 量子点的掺杂浓度是 27% 时,光开关的时间响应达到 14.5ps^[13]. 实现了可调开关时间响应的光子晶体光开关. 这些研究成果不仅能够促进全光开关器件的实际应用,而且为非线性光学新材料的研究提供了一条新的途径.

2 纳米光纤及器件应用

纳米光纤是一种直径接近或小于光波长尺度的光导纤维^[14],与其他种类的纳米线宽光波导(比如硅基平面波导、金属表面等离子体波导)相比,纳米光纤具有易于制备、结构简单、均匀度高、传输损耗低、物化性能稳定和机械强度高特点,而且可以方便地与现有光纤系统耦合和集成,近年来受到越来越

越多的关注. 由于纳米光纤的直径接近或小于传输光的波长, 光纤与环境包层之间的折射率差很大, 使得纳米光纤具有一些有趣的光学特性^[15], 比如, 强的光场约束能力可以将光约束在具有亚波长截面的模场上传输, 异常波导色散可以远高于材料色散, 从而使总色散取值范围比常规光纤大几个数量级. 另外, 高温拉伸法制备的纳米光纤均匀度很好, 机械强度高^[16,17]. 这些特性使得纳米光纤在光纤光学、近场光学、非线性光学、量子光学等基础研究和微纳尺度的光传输、耦合、调制、谐振、放大、传感等器件方面具有潜在的应用价值.

2.1 高分子单纳米线光学气体传感器

一维纳米材料如纳米线、纳米带和纳米管具有独特的导波特性和控制光子传输的功能, 在物理、化学和生物传感器等领域具有重要的应用前景. 由于纳米材料的小尺寸和大表面体积比, 使得它们对外界环境表现出很快的响应速度和很高的灵敏度. 到目前为止, 绝大多数单纳米线传感器都是基于电导率变化原理而实现的, 电学单纳米线由于截面积小, 电阻很大, 传感器结构中只要有很小的寄生电容就可使时间响应变得很慢^[18]. 这就限制了单纳米线气体传感器的实际应用.

Gregor^[19]指出, 如果使用光信号来进行检测就可以避免这个问题, 而且光学检测还有高灵敏度、不受电磁干扰、可在易燃和易爆环境下安全使用等优点. Gregor 制备出一种聚合物微球—光纤锥气体传感器, 将直径为 $50\mu\text{m}$ 的聚苯乙烯微球与直径为 $1.2\mu\text{m}$ 的光纤锥耦合在一起, 聚苯乙烯微球可作为高品质因数的谐振腔, 品质因数可达 6×10^5 , 聚苯乙烯微球支持线宽很窄的耳语廊 (whispering gallery) 共振模式. 随着周围气体组分的变化, 微腔周围环境的的热传导特性也发生改变, 引起微腔的共振频率发生迁移. 通过测量微腔共振频率的迁移, 就能够监测气体组分的变化情况. Kumar^[20]利用化学气相沉积的方法制备出直径是 $65\mu\text{m}$ 、长度是 $12\mu\text{m}$ 的 In_2O_3 纳米线, 利用 In_2O_3 纳米线实现了乙醇气体传感器, 测量灵敏度可以达到 1000ppm . Hernandez^[21]制备出直径是 $3\mu\text{m}$ 的光子晶体光纤锥, 该光纤锥支持两个相干的高阶模式 HE_{05} 和 HE_{06} . 当光纤锥周围环境中的气体浓度发生变化时, 引起光纤锥表面气体介质的折射率发生改变, 使得光子晶体光纤的透过率发生改变, 从而能够检测气体浓度的变化, 检测灵敏度达到 $0.792\text{g}/\text{cm}^3$. 但是, 这些单纳米线气体传感器需要复杂的制备工艺.

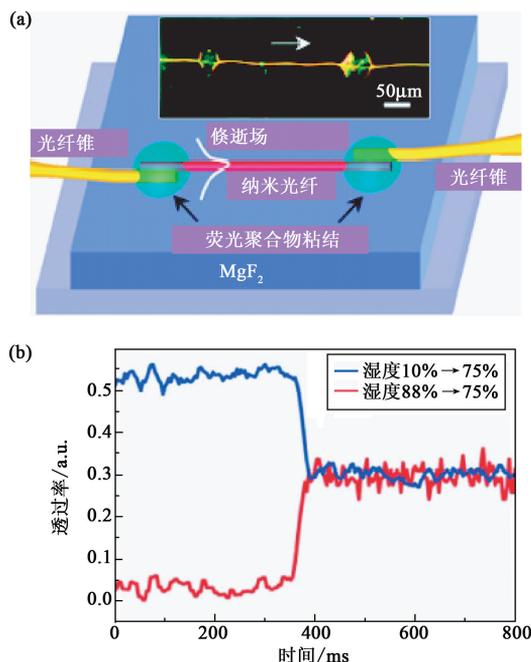


图3 PAM单纳米线光学湿度传感器 (a)湿度传感器结构示意图; (b)时间响应曲线^[22]

我们提出了一种制备方法简单、操作方便的高分子纳米线气体传感器的实现途径. 高分子纳米线具有非常独特的性质, 气体分子不但可以在纳米线的表面吸附, 而且可以渗透进入纳米线内部; 它可以在纳米线中掺杂各种功能材料, 修饰及功能化非常方便; 此外, 还具有韧性好和成本低等优点. 我们直接从掺杂的高分子溶液里面拉制出了具有特定功能的高分子纳米线, 并用拉锥的微纳光纤通过倏逝波耦合把光输入和输出高分子纳米线, 研制成光学气体传感器. 从 Polyacrylamide (PAM) 的水溶液中拉制出直径为 410nm 、长度为 $250\mu\text{m}$ 的单根 PAM 纳米线. 如图 3 所示, 如果周围空气的相对湿度较高, 水分子就能够扩散到纳米线内部, 使得 PAM 的折射率减小, PAM 纳米线与衬底的折射率对比降低, 使得在 PAM 纳米线中传输的光波能量逐渐通过倏逝场泄漏掉, 引起探测光透过率降低. 通过探测光透过率的变化, 就可以测量环境相对湿度的变化情况. PAM 纳米线湿度传感器的响应时间约为 30ms , 比现有的电学湿度传感器快 1—2 个数量级. 另外, 利用直径为 250nm 的 polyaniline/polystyrene (PANI/PS) 纳米线来实现 NO_2 气体传感器. 当 PANI/PS 纳米线暴露在 NO_2 气体中时, PANI 的氧化程度增加, PANI/PS 纳米线对波长为 532nm 的探测光的吸收增加. 随着 NO_2 气体浓度的增加, PANI/PS 纳米线对探测光的吸收与 PANI 的氧化程度成正比, 检测二氧化氮气体浓度可至 0.1ppm .

以下,具有很高的灵敏度.响应时间达到 7s.另外,我们还利用直径为 290nm 的 romothymol blue/poly(methyl methacrylate) (BTB/PMMA) 纳米线实现了高灵敏度的 NH_3 气体传感器,当 NH_3 气体分子扩散到 BTB/PMMA 纳米线中时, NH_3 的作用将使 BTB 的构型发生变化,使得 BTB/PMMA 纳米线对 660nm 探测光的吸收增强.对 NH_3 气体的检测灵敏度可以达到 3ppm,响应时间可达 1.8s^[22].

2.2 微纳光纤 Mach-Zehnder 干涉器

在传统的光通信、光传感等领域, Mach-Zehnder 干涉器是非常重要的相位检测器件,基于 Mach-Zehnder 干涉结构已经发展了包括光调制器、光传感器等一系列重要器件.在新型的微纳光子器件中, Mach-Zehnder 干涉器将同样发挥重要作用.人们提出了很多种结构来实现微纳尺寸的 Mach-Zehnder 干涉器,例如利用空心的介质波导^[23]、利用波导—微腔耦合系统^[24]、利用光子晶体波导^[25]等等.但是这些微纳 Mach-Zehnder 干涉器的制备工艺非常复杂,而且两个干涉臂的长度很难进行调控,这就使得微纳 Mach-Zehnder 干涉器的实际应用受到很大的限制.

我们利用纳米光纤的高效灵活的倏逝波耦合和很短的能量转换长度等优点,利用纳米光纤制备成微纳光纤 Mach-Zehnder 干涉器^[26].首先将标准单模二氧化硅光纤拉制成直径是 $1\mu\text{m}$ 的微纳光纤,通过在光学显微镜下的微纳操纵,在 MgF_2 衬底上研制成低损耗微型 Mach-Zehnder 干涉器.宽带的入射光通过倏逝场耦合到两个干涉臂中,在出射端口能够获得清晰的干涉图案,消光比大于 10dB.两个干涉臂之间的光程差可以很容易地通过微纳操纵来进行调节.另外,我们还拉制成直径仅为 480nm 的硝酸盐纳米光纤,通过光学显微镜下的微纳操纵,研制成低损耗微型 Mach-Zehnder 干涉器,如图 4 所示.整个 Mach-Zehnder 干涉器的尺寸仅为 $50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$.通过倏逝场耦合方法将探测光的能量耦合到干涉臂中,耦合长度仅为 $5\mu\text{m}$,而且干涉效果非常明显,消光比达到 8dB.整个 Mach-Zehnder 干涉器的损耗很小,只有 0.1dB/mm.另外,可以很方便地通过微纳操纵来调节干涉器两臂的光程差.该结果为进一步研制用于光通信和光分析的微纳光子器件提供了可能.

2.3 介质—金属纳米线复合结构器件

随着光通信、光计算等大容量高速光信息传输和处理技术的发展,光子器件及其互联光路的特征

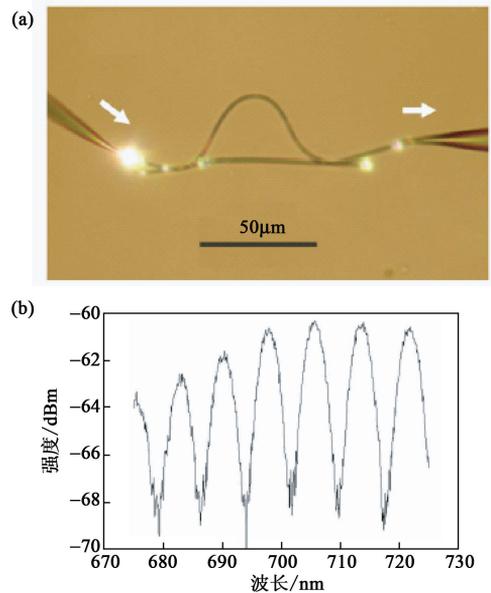


图 4 硝酸盐纳米光纤 Mach-Zehnder 干涉器 (a)硝酸盐纳米光纤 Mach-Zehnder 干涉器光学显微镜照片;(b)Mach-Zehnder 干涉器的透过谱曲线^[26].

尺寸向亚波长和纳米尺度迈进,具有突破光的衍射极限约束能力、新颖的色散和场增强特性的表面等离子体波导在纳米尺度光信息载体方面显示出独特的潜在应用前景.通常,介电材料波导(比如纳米光纤、半导体纳米线)对光场的约束在 $\lambda/2 - \lambda/5$ 量级,而表面等离子体波导具有更强的空间约束能力,对光场的约束可达到 $\lambda/10$ 量级.金属纳米线是一种典型的表面等离子体波导,特别是通过化学生长得到的银纳米线具有光滑的表面和良好的晶体结构,在具有较强约束的同时具有相对较低的损耗.但是在光频波段,金属纳米线无法避免定向运动的自由电子与晶格相互作用过程中的能量损失,即欧姆损耗,从而引起严重的信号衰减和热量产生等问题.而且,目前对于金属纳米线的激发主要是通过透镜聚焦或者棱镜耦合的方法,这些大尺寸耦合器件的存在不利于高密度光子集成,使其在实际应用方面受到了限制.

近年来,国内外研究人员在金属和介质结构的耦合效应方面已经开展了多方面的研究工作,获得了很好的研究结果^[27-29].为了进一步在纳米尺度上实现“光子—表面等离子体”波导的高效率耦合,最近,我们提出将金属纳米线与纳米光纤(或光学纳米线)直接耦合组成复合波导结构的设想^[30]:通过近场相互作用,纳米光纤或者半导体纳米线中传输的光可以耦合到银纳米线中的表面等离子体进行传输,而且银纳米线中传输的表面等离子体也可以耦

合回纳米光纤或半导体纳米线中以光的形式传输,如图 5 所示. 实验表明,在 650nm 波长处,只需要大约 220nm 的耦合长度就能实现光从 ZnO 纳米线到银纳米线大约 82% 的耦合效率. 在此基础上,使用微纳组装技术,进一步实现了“光子—表面等离子激元”复合型偏振分束器、Mach-Zehnder 干涉结构以及环形谐振腔. 其中环形谐振腔的 Q 值达到 520,比基于 F-P 腔结构的银纳米线的 Q 值(<100)提高很多,如图 5 所示. 研究表明,金属—介质纳米线复合结构器件有可能在保持金属纳米线强约束的同时从整体上降低器件损耗,为实现高性能“光子—表面等离子激元”复合型微纳器件提供了一种新途径.

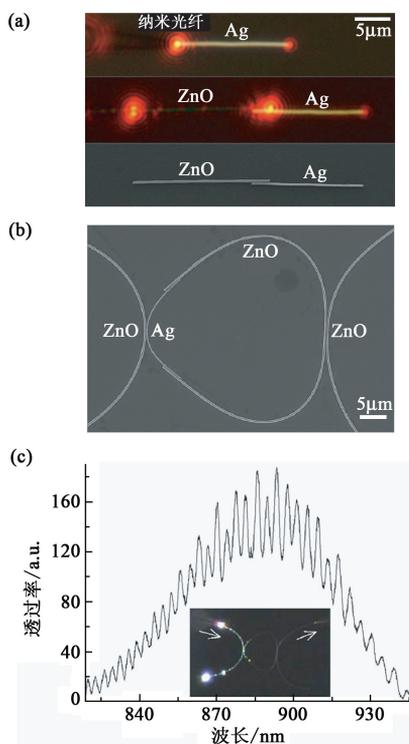


图 5 光子—表面等离子激元复合型微纳结构与器件 (a) 纳米光纤、银纳米线和氧化锌纳米线之间相互耦合的光学显微镜照片和电子显微镜照片; (b) 介质—金属纳米线复合环形谐振腔结构; (c) 复合型环形谐振腔的光谱响应^[30]

3 结束语

我们介绍了光子晶体和纳米光纤的主要特性及其在微纳光子器件中的一些应用,这些结果不仅有助于推动新型微纳光子器件的实验研究,而且对于纳米光学新原理和新方法的研究也将具有重要的意义.

参考文献

- [1] Scalora M, Dowling J P, Bowden C M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1994, 73: 1368
- [2] Tran P. J. Opt. Soc. Am. B, 1997, 14: 2589
- [3] Soljacic M, Ibanescu M, Johnson S G *et al.* Phys. Rev. E, 2002, 66: 055601(R)
- [4] Johnson P M, Koenderink A F, Vos W L. Phys. Rev. B, 2002, 66: 081102(R)
- [5] Soljacic M, Lidorikis E, Joannopoulos J D *et al.* Appl. Phys. Lett., 2005, 86: 171101
- [6] Tanabe T, Notomi M, Mitsugi S *et al.* Appl. Phys. Lett., 2005, 87: 151112
- [7] Kim M K, Huang I K, Kim S H *et al.* Appl. Phys. Lett., 2007, 90: 161118
- [8] Hu X Y, Jiang P, Ding C Y *et al.* Nature Photon., 2008, 2: 185
- [9] Hu X Y, Jiang P, Xin C *et al.* Appl. Phys. Lett., 2009, 94: 031103
- [10] Hayes G R, Samuel I D W, Phillips R T. Synth. Met., 1997, 84: 889
- [11] Greenham N C, Peng X, Alivisatos A P. Phys. Rev. B, 1996, 54: 17628
- [12] Elim H I, Ji W, Yang J *et al.* Appl. Phys. Lett., 2008, 92: 251106
- [13] Hu X Y, Zhang J X, Yang H *et al.* Opt. Express, 2009, 17: 18858
- [14] Tong L M, Gattass R R, Ashcom J B *et al.* Nature, 2003, 426: 816
- [15] Tong L M, Lou J Y, Mazur E. Opt. Express, 2004, 12: 1025
- [16] Silva E C C M, Tong L M, Yip S *et al.* Small, 2005, 2: 239
- [17] Brambilla G, Payne D N. Nano Lett., 2009, 9: 831
- [18] Lo C F, Chang C Y, Chu B H *et al.* Appl. Phys. Lett., 2010, 96: 232106
- [19] Gregor M, Pyrlík C, Henze R *et al.* Appl. Phys. Lett., 2010, 96: 231102
- [20] Kumar M, Mehta B R, Singh V N *et al.* Appl. Phys. Lett., 2010, 96: 123114
- [21] Hernandez D M, Minkovich V P, Villatoro J *et al.* Appl. Phys. Lett., 2008, 93: 081106
- [22] Gu F X, Zhang L, Yin X F *et al.* Nano Lett., 2008, 8: 2757
- [23] Bermini R, Testa G, Zeni L *et al.* Appl. Phys. Lett., 2008, 93: 011106
- [24] Yi H X, Citrin D S, Chen Y *et al.* Appl. Phys. Lett., 2009, 95: 191112
- [25] Szymanski D M, Jones B D, Skolnick M S *et al.* Appl. Phys. Lett., 2009, 95: 141108
- [26] Li Y H, Tong L M. Opt. Lett., 2008, 33: 303
- [27] Liu F, Rao Y, Huang Y D *et al.* Appl. Phys. Lett., 2007, 90: 141101
- [28] Wu X F, Zhang J S, Chen J J *et al.* Opt. Lett., 2009, 34: 392
- [29] Wei H, Ratchford D, Li X Q *et al.* Nano Lett., 2009, 9: 4168
- [30] Guo X, Qiu M, Bao J M *et al.* Nano Lett., 2009, 9: 4515