

# 基于倏逝场耦合的石墨烯波导光传输相位特性仿真与实验研究\*

程杨<sup>1)†</sup> 姚佰承<sup>1</sup> 吴宇<sup>1)</sup> 王泽高<sup>2)</sup> 龚元<sup>1)</sup> 饶云江<sup>1)</sup>

1) (电子科技大学通信与信息工程学院, 光纤传感与通信教育部重点实验室, 成都 611731)

2) (电子科技大学微电子与固体电子学院, 电子薄膜与集成器件国家重点实验室, 成都 610054)

(2013年7月4日收到; 2013年8月15日收到修改稿)

石墨烯材料应用到各种光波导器件中正成为新一代光子器件的重要发展方向之一, 目前基于石墨烯的光纤和集成光子器件研究越来越受到国内外的重视. 本文建立了一种由微纳光纤耦合光倏逝场, 并在石墨烯薄膜中传输的模型. 通过有限元分析法, 研究了光在这种石墨烯波导中传输光场的强度分布和相位特性, 并通过实验进行了验证. 结果表明, 沿着微纳光纤-石墨烯光波导传播的倏逝场的强度分布和相位均受石墨烯材料作用, 石墨烯材料能有效聚集和导行波导中传输的高阶模, 在单位传输长度上具有更密集的等相位面. 本文提出了一种利用微纳光纤耦合光倏逝场研究石墨烯相位响应特性的新方法, 对基于石墨烯波导的新型调制器、滤波器、激光器和传感器等光子器件的设计和应用具有一定的参考意义.

**关键词:** 石墨烯平面光波导, 倏逝波, 光场强度, 相位

**PACS:** 78.67.Wj, 42.81.Qb, 42.87.Bg, 75.40.Mg

**DOI:** 10.7498/aps.62.237805

## 1 引言

石墨烯自提出以来, 已经成为近年来新材料研究中的热点方向之一<sup>[1]</sup>. 石墨烯具有非常独特的电学和光学性质<sup>[2,3]</sup>, 并且被应用于各种光电子器件的研究当中. 到目前为止, 基于石墨烯的光电子器件已经被广泛报道, 如电光调制器<sup>[4]</sup>、偏振控制器<sup>[5]</sup>、锁模激光器<sup>[6]</sup>、M-Z干涉仪<sup>[7]</sup>、化学传感器<sup>[8]</sup>和应变传感器<sup>[9]</sup>等. 但是, 在上述研究中, 石墨烯作为波导进行传光的有效长度仅为微米级, 如何实现光在石墨烯波导中较长距离(厘米级)的传输和测试是当前该研究领域依然面临的挑战之一. 基于亚波长直径微纳光纤的倏逝波传输特性能有效地解决这样一个难题, 在微纳光纤中, 相当部分的光能量以倏逝波形式在光纤表面传播<sup>[10]</sup>, 这为光在传统波导和石墨烯之间的有效耦合并传输提供了一种有效的途径, 当微纳光纤贴附于石墨烯薄

膜表面时, 倏逝波的能量能有效耦合进入石墨烯波导并沿平面方向传输, 使得足够多的光能在石墨烯材料中传输较长距离. 文中重点讨论了微纳光纤与石墨烯波导间耦合倏逝场的光场强度和相位分布特性, 采用有限元分析法对其光场强度和相位分布情况进行仿真, 并通过构建M-Z干涉结构实验论证了光在石墨烯波导中传输的相位特性.

## 2 理论与仿真

基于微纳光纤倏逝场耦合的石墨烯平面光波导模型如图1(a)所示, 我们采用3D时域有限元分析法来解空间麦克斯韦方程组得到其传输方向上的空间电磁场分布情况. 如图1(a)中的圆形波导代表微纳光纤, 平面代表石墨烯薄膜. 这里微纳光纤和石墨烯薄膜的材料属性均由其介电常数决定, 介电常数满足表达式(1), (2), 其中 $\sigma_1$ 和 $\sigma_r$ 分别为传导率的虚部和实部,  $\omega$ 为角频率,  $\mu$ 为化学势,  $T$ 为

\* 国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 61107072, 61107073)和国家自然科学基金重大项目(批准号: 61290312)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: chengyang0308@qq.com

温度,  $\tau$  为弛豫时间<sup>[5]</sup>. 普通单模光纤的纤芯材料  $\text{SiO}_2$ , 其折射率为  $n_{\text{core}} = 1.45$ , 石墨烯的折射率已经被报道<sup>[11]</sup>.

$$\begin{aligned} \varepsilon &= -\sigma_i/\omega d + \varepsilon_0 + i\sigma_r/\omega d, \\ \sigma(\omega, \mu, T, \tau) &= \frac{j e^2 (\omega - j\tau^{-1})}{\pi \hbar^2} \left[ \frac{1}{(\omega + j\tau^{-1})^2} \right. \\ &\times \int_0^\infty \varepsilon \left( \frac{\partial f_d(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} - \frac{\partial f_d(-\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon \\ &\left. - \int_0^\infty \frac{f_d(-\varepsilon) - f_d(\varepsilon)}{(\omega + j\tau^{-1})^2 - 4(\varepsilon/\hbar)^2} d\varepsilon \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

沿微纳光纤传播的倏逝波信号可以由麦克斯韦方程组及其边界条件描述<sup>[12]</sup>. 当微纳光纤贴附石墨烯薄膜时, 沿微纳光纤传播的倏逝波能量发生了空间的重分布<sup>[4]</sup>. 在图 1(a) 所示的模型中, 倏逝波的电场分布可以表达为 (3) 式的形式. 此处,  $z, t, \beta$  分别表示倏逝波信号的传播距离、传播时间和传播常数. (3) 式中,  $F(x, y)$  为模场在  $x$ - $y$  平面的截面分布, 满足 (4) 式所示的分布规律.  $A(z, t)$  为电场强度包络, 反应光信号的衰减情况.  $\exp(i\beta z)$  为相位参数, 反应光信号的频谱信息. 值得注意的是, (4) 式中的  $n_{\text{eff}}$  为复杂波导的等效折射率, 根据石墨烯的混合波导  $n_{\text{eff}}$  的求解方法<sup>[8,11]</sup>, 其分布范围为  $1 < n_{\text{eff}} < n_g$ . 其中,  $n_g$  为单层石墨烯的波导折射率, 其与石墨烯介电常数的关系为  $n_g^2 = \varepsilon_g$ . 通过数值求解倏逝波的薛定谔方程, 200 THz 激励下, 微纳光纤-石墨烯结构的复有效折射率分布如图 1(b) 所示, 其中  $D$  为微纳光纤的直径<sup>[5]</sup>. 在本文中, 所采用的室温下本征态石墨烯的化学势为 65 meV, 其电导率为  $0.06$ — $i0.01 \text{ mS}$ <sup>[11]</sup>. 此时, 石墨烯介电常数实部为正, 其表现为超薄的电介质, 仅可激发极微弱的 TE 表面等离子波 (SPP)<sup>[13]</sup>; 当石墨烯化学势超过 300 meV 时, TM 模式的 SPP 将被激发<sup>[14]</sup>.

$$E = F(x, y)A(z, t) \exp(i\beta z), \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + (n^2 - n_{\text{eff}}^2) \kappa = 0. \quad (4)$$

考虑 (3) 式中的相位参量  $\exp(i\beta z)$ , 在微纳光纤-石墨烯结构中, 传播常数  $\beta$  满足 (5) 式所示的物理关系,  $\omega$  为角频率,  $\mu$  为磁导率. 在微纳光纤和石墨烯中,  $\mu = \mu_0$ . 在相同的传播距离中, 石墨烯薄膜将明显改变微纳光纤中传输光的相位分布.

$$\beta = \omega \sqrt{\mu (n_{\text{eff}})^2}. \quad (5)$$

## 3 仿真结果与分析

### 3.1 石墨烯对微纳光纤倏逝波分布的影响

通过有限元 (FEM) 方法, 我们首先数值分析了石墨烯平面对沿微纳光纤中传播的倏逝波强度分布的影响, 如图 2 所示. 在仿真中, 我们统一采用沿  $y$  方向 (竖直方向) 线偏振的  $\text{HE}_{11}$  模作为激励, 频率为 200 THz, 对应传输光波长为  $1.5 \mu\text{m}$ . 取微纳光纤的直径分别为  $0.2 \mu\text{m}$ ,  $0.5 \mu\text{m}$  和  $1 \mu\text{m}$ , 长度均为  $5 \mu\text{m}$ . 在仿真中, 由于我们所采用的 FEM 求解器的最小建模尺寸的限制 (10 nm), 因此仿真中的本征态石墨烯被等效为一个厚度为 10 nm 的平面波导. 由于波导厚度远小于传输波长, 我们仅考虑其介电常数在波矢方向 ( $z$  方向) 的影响, 基于 (1) 式, 在 200 THz 下,  $|\varepsilon_g| = 40$ <sup>[11]</sup>.

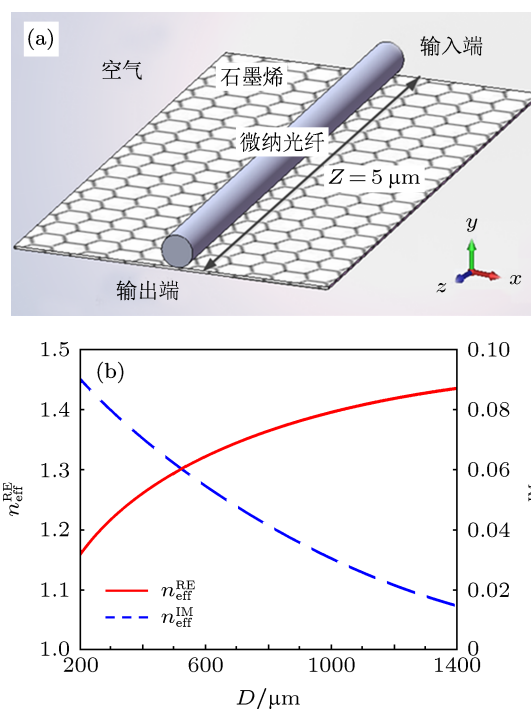


图 1 (a) 微纳光纤耦合的石墨烯平面光波导结构示意图; (b) 微纳光纤-石墨烯结构的有效折射率分布

仿真显示, 对不同直径的微纳光纤, 石墨烯都表现出对空间中导行波能量的吸引特性, 并能显著的改变倏逝波的传播模式. 由图 2(a) 可知, 在  $0.2 \mu\text{m}$  的微纳光纤中, 光信号主要以  $\text{HE}_{2n}$  模式在微纳光纤的外围传播, 约 95% 的光能量分布在微纳光纤的空气包层中. 如图 2(d) 所示, 当微纳光纤贴附石墨烯薄膜后, 沿微纳光纤传播的倏逝波能量被石墨烯薄膜吸引约束, 约 90% 的光能量分布在石墨烯薄膜表面, 且电场的偏振方向平行于石墨烯平面.

在图 2(b) 中微纳光纤直径为  $0.5 \mu\text{m}$ , 能量更多地被限制在波导内部, 在微纳光纤的空气包层中分布的光能量为约 70%, 当微纳光纤贴附石墨烯薄膜后, 如图 2(e), 约 80% 的光能量分布在石墨烯薄膜表面. 而当微纳光纤的直径为  $1 \mu\text{m}$  时, 绝大部分能量都在微纳光纤内部传输, 贴附石墨烯薄膜之后, 依然有约 95% 以上的光能量在微纳光纤内部, 但是能量明显地更集中于微纳光纤贴附石墨烯薄膜的一侧. 图 2 的仿真结果说明, 在该结构中, 微纳光纤中传输的光能够以倏逝波的形式有效地耦合到石墨烯薄膜中, 并且以石墨烯薄膜作为一种超薄的平面光波导传输.

### 3.2 石墨烯对微纳光纤中传输光相位的影响

在对于该结构中光传输的相位特性进行研究时, 我们定义沿波导传播的等相位面的个数为波数, 每两个强度峰之间的距离为一个模等效相位波长  $\lambda_\phi$ , 代表了倏逝波多个模式组合下的有效等相位面之间的距离. 由于有效等相位面密度为单位尺寸上的“波数”, 因此波数越多, 则等相位面越密集. 图 3 所示, 蓝色部分表示光场强度的最小值, 蓝色部分的个数即为等相位面个数, 即波数. 在  $1.5 \mu\text{m}$  波长的激励下, 如图 3(a) 和 (d) 所示, 当微纳光纤的直径为  $0.2 \mu\text{m}$  时, 相位波数为 6, 贴附石墨烯薄膜后, 相位波数为 8; 如图 3(b) 和 (e), 当微纳光纤的直径为  $0.5 \mu\text{m}$  时, 相位波数为 7, 贴附石墨烯薄膜后, 相

位波数为 9; 如图 3(c) 和 (f), 当微纳光纤的直径为  $1 \mu\text{m}$  时, 相位波数为 8, 贴附石墨烯薄膜后, 相位波数为 9. 而在纵向看来, 微纳光纤的直径越大, 相位波数越多, 这是因为在仿真软件中, 计算空间为固定值, 当微纳光纤和石墨烯波导的体积变大时, 整个空间总的有效折射率随着微纳光纤和石墨烯波导占整个空间的比例的增加而增大. 由图 2 可知, 倏逝波的能量被耦合到石墨烯薄膜上传播, 因此在图 3(d), (e) 和 (f) 中可看到石墨烯薄膜上可以得到与微纳光纤上数目一致的相位弧线.

根据图 3 所示的仿真结果, 图 4 中蓝色曲线和红色曲线分别表现出了贴附石墨烯薄膜前后的相位波数与微纳光纤直径之间的关系, 结果说明, 沿着微纳光纤传输的倏逝波, 有效等相位面密度随波导尺寸增加而增加, 直到微纳光纤的直径足够大以致于倏逝波消失, 光在纤芯中传输等相位面间距不再增加. 现在考虑等相位面间距

$$\lambda_\phi = v_\phi T, \quad (6)$$

其中  $v_\phi$  为相速度,  $T = \lambda/c$  为光的传播周期.

考虑石墨烯的作用, 石墨烯波导的相速度  $v_{\phi,G} = v_\phi/n_G$ , 其中  $n_G$  为石墨烯有效折射率的实部,  $n_G$  大于微纳光纤波导的有效折射率实部  $n$ , 故而石墨烯作用下的  $\lambda_{\phi,G}$  小于微纳光纤的  $\lambda_\phi$ , 使得石墨烯波导的波数大于微纳光纤的波数. 由 (3) 式和图 1(b) 可知相位波数与微纳光纤直径之间的关系与图 4 中的红色曲线变化趋势相一致. 其中在微纳光纤直径为  $0.55 \mu\text{m}$  左右相位波数的突然减少

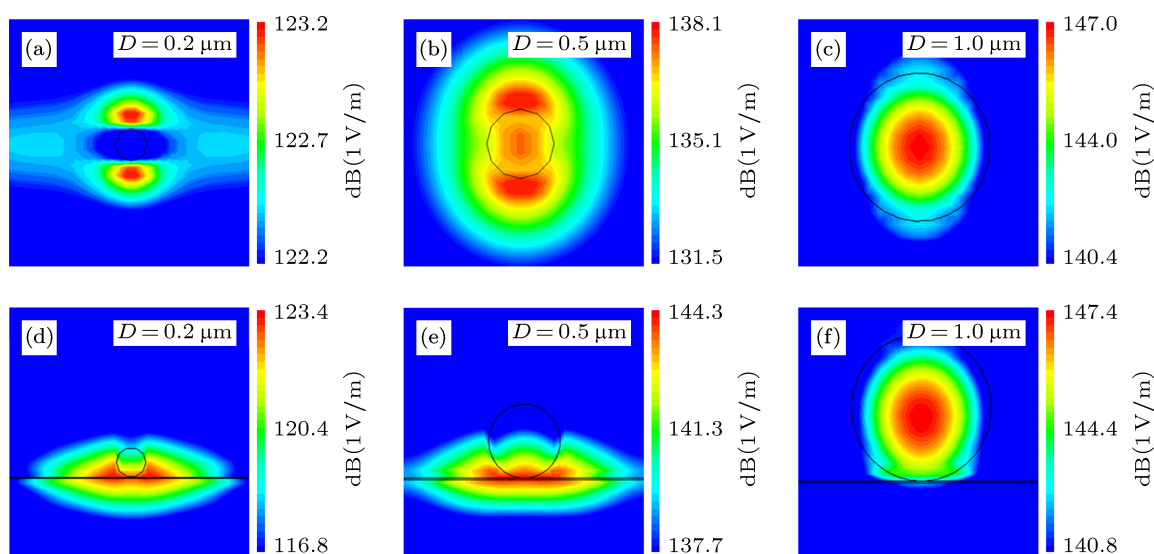


图 2 微纳光纤贴附于石墨烯薄膜前后倏逝波在传输方向上的截面光场强度分布 贴附前: (a)  $D = 0.2 \mu\text{m}$ ; (b)  $D = 0.5 \mu\text{m}$ ; (c)  $D = 1 \mu\text{m}$ ; 贴附后: (d)  $D = 0.2 \mu\text{m}$ ; (e)  $D = 0.5 \mu\text{m}$ ; (f)  $D = 1 \mu\text{m}$

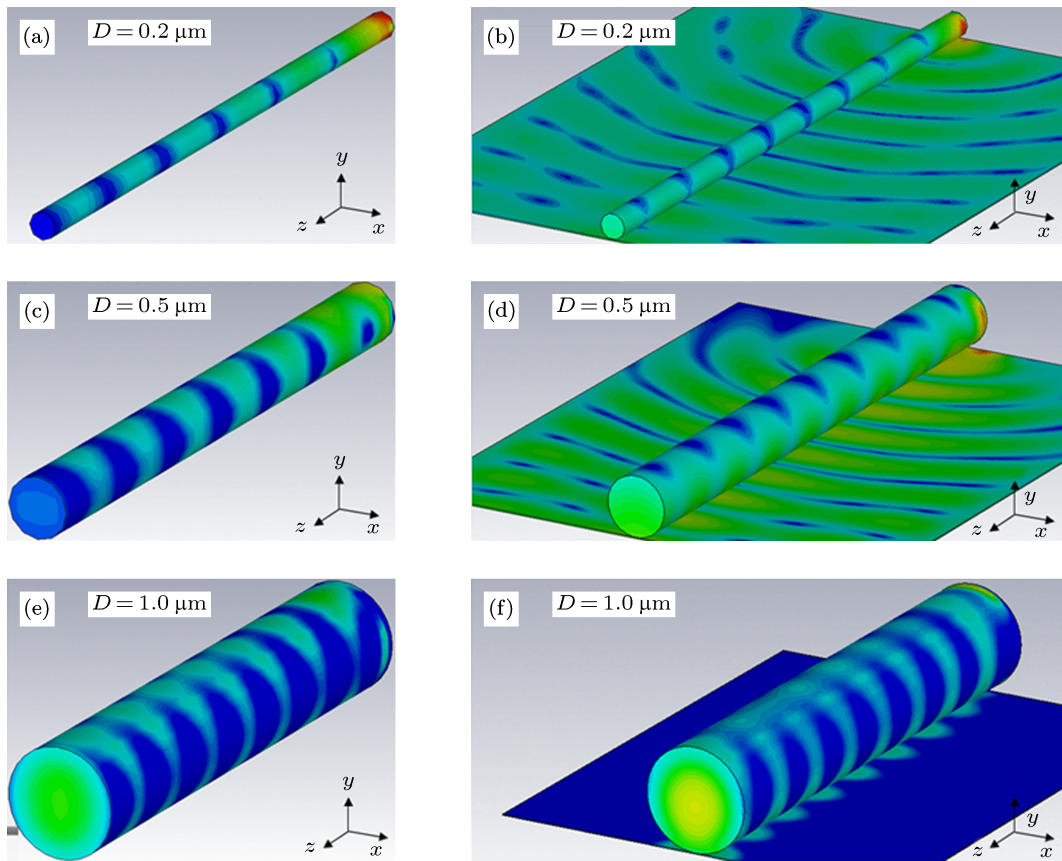


图3 微纳光纤贴附石墨烯薄膜前后传输光的相位分布 贴附前: (a)  $D = 0.2 \mu\text{m}$ ; (b)  $D = 0.5 \mu\text{m}$ ; (c)  $D = 1 \mu\text{m}$ ; 贴附后: (d)  $D = 0.2 \mu\text{m}$ ; (e)  $D = 0.5 \mu\text{m}$ ; (f)  $D = 1 \mu\text{m}$

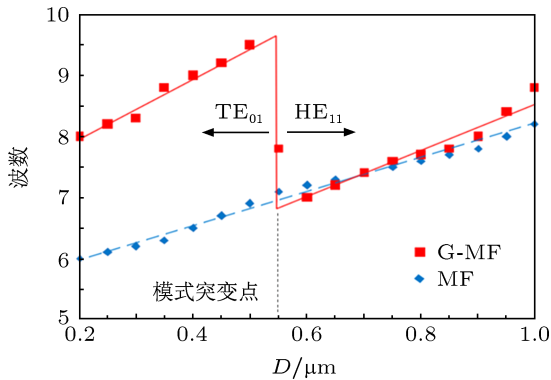


图4 相位波数随微纳光纤直径变化

是由模式匹配的改变导致的, 在直径大于  $\lambda/2$  时主要传输  $\text{HE}_{11}$  模式, 在直径小于  $\lambda/2$  时, 主要传输的是  $\text{TE}_{01}$  模式, 此时石墨烯对波数的影响更为明显.

#### 4 实验验证

为验证以上仿真结果, 我们通过实验研究了石墨烯对倏逝波信号相位的影响. 实验中采用普通单模光纤通过熔融拉锥形成微纳光纤, 直径为  $1 \mu\text{m}$ , 长度为  $\sim 8 \text{ cm}$  的微纳光纤由熔融拉锥方法

制备. 采用化学气相沉积法 (CVD) 在铜片上生长出面积为  $\sim 2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$  的单层石墨烯薄膜, 并通过 PMMA 将石墨烯薄膜转移到氟化镁基底上, 最后洗去 PMMA, 制备为石墨烯-氟化镁基底 [15]. 光纤锥形区两端固定在微操作台上, 微纳光纤部分自由悬垂  $\sim 1 \text{ mm}$ . 采用 3D 微控制台将石墨烯基底与微纳光纤靠近, 由于范德瓦尔斯力作用, 微纳光纤将紧密贴附在石墨烯-氟化镁基底上, 值得指出的是, 当微纳光纤与不含石墨烯薄膜的氟化镁基底直接贴附时, 由于氟化镁的低折射率特性, 其不会吸引倏逝波, 从而不会引起光传播模式和相位的变化 [16]. 本实验中, 微纳光纤与石墨烯薄膜的贴附长度为  $8 \text{ mm}$ . 图 5(a) 展示了微纳光纤贴附石墨烯波导的扫描电子显微镜 (SEM) 照片, 图 5(b) 展示了实验用单层石墨烯薄膜的拉曼光谱, 尖锐的 G 峰和 2D 峰以及  $1/4$  的 G-2D 强度比证明了单层石墨烯的高质量.

如图 5(c) 所示, 我们采用了马赫-泽德 (M-Z) 干涉方法以检测相位信息 [7]. 采用扫频光源 (Si720, USA), 波长范围为  $1510\text{--}1590 \text{ nm}$  的宽带光通过 50: 50 耦合器 A 分为两路, 第一路通过普通单模光

纤传输(干涉臂 1), 第二路接入微纳光纤(干涉臂 2), 两路光程差  $\Delta L$  为 5 cm. 这两路光信号在耦合器 B 处产生干涉. 考虑 M-Z 干涉原理,  $\Delta L/\lambda = n, n \in N^*$  时为相长干涉,  $\Delta L/\lambda = n + 0.5, n \in N^*$  时为相消干涉. 图 5(d) 显示了一个较宽频谱范围 (1510—1512 nm) 内的波形变化, 如图所示, 8 mm 石墨烯薄膜的贴附带来了  $\sim 2$  dB 的衰减, 这是石墨烯固有的光学吸收特性引起的 [7]. 如图 5(e) 中, 对 1510 nm 附近的干涉相消峰 (dip) P, 微纳光纤 M-Z 结构的相干波长  $\lambda_1 = 1510.05$  nm,  $n = 33112$ . 当微纳光纤贴附到石墨烯薄膜表面后, 石墨烯影响了干涉臂 2 中倏逝波的传播模式, 改变了传输相位, 从而使干涉谱发生了移动, 原相干波长  $\lambda_1$  变为了新的相干波长  $\lambda_2$ . 现考虑干涉对波数的求解, 对任意一个 M-Z 干涉仪, 任意一个干涉峰的位置  $\Lambda$  为两路干涉光相

差为  $\pi$  的单数倍时的波长. 即

$$\frac{2\Lambda}{c} \left( \frac{L_1}{v_{\phi,1}} - \frac{L_2}{v_{\phi,2}} \right) = 2N + 1, \quad (7)$$

其中  $v_{\phi,1}$  和  $v_{\phi,2}$  分别是两个干涉臂的相速度, 其中臂 2 通过微纳光纤. 当贴附石墨烯薄膜时,  $v_{\phi,2}$  减小, 在  $N$  不变时,  $\Lambda$  必然减小, 使得干涉峰蓝移. 通过测量  $\Lambda$  的变化, 考虑两个干涉臂的臂长, 就可以得到波数的变化. 实验结果如图 5(e) 所示, 在 1510 nm 附近, 贴附石墨烯薄膜后, M-Z 干涉谱蓝移了  $\sim 25$  pm,  $\lambda_2 = 1510.025$  nm. 从而, 贴附石墨烯薄膜前后, 沿微纳光纤传播的倏逝波单位距离波数如图 5(f) 所示, 对应了图 3(c) 和 (f) 的仿真结果. 图 5(f) 显示, 实验测得, 微纳光纤中每微米的波数为 1.611, 微纳光纤-石墨烯结构中, 贴附长度为 2 mm 时, 每微米的波数为 1.626; 贴附长度为 5 mm 时, 每微米的波数为 1.649; 贴附长度为 8 mm 时, 每微米

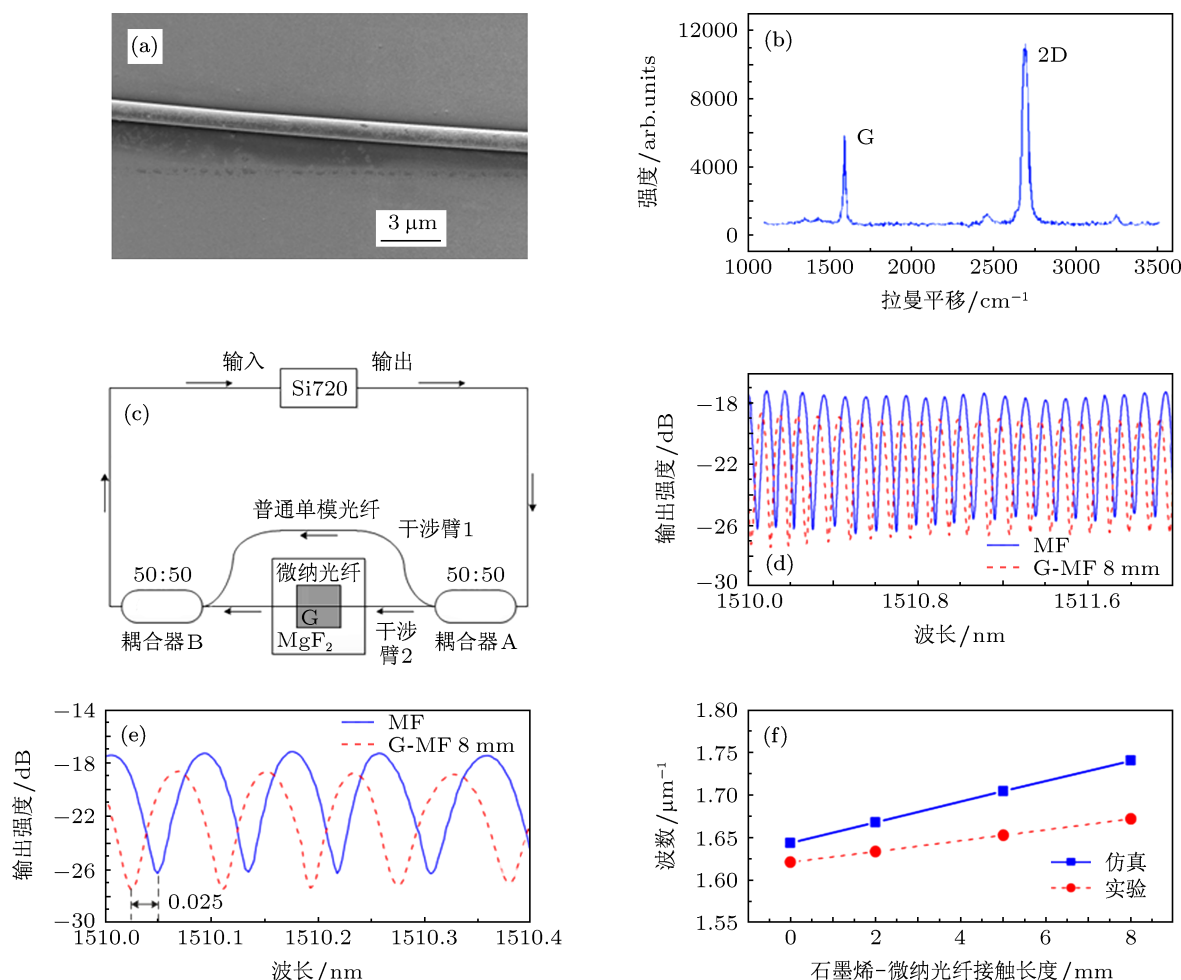


图 5 (a) 微纳光纤 SEM 照片; (b) 单层石墨烯薄膜拉曼光谱图; (c) 实验系统, 其中普通单模光纤作为干涉臂 1, 微纳光纤-石墨烯结构为干涉臂 2; (d) 1510—1512 nm 干涉光谱, 蓝色曲线为微纳光纤贴附石墨烯薄膜之前, 红色曲线为微纳光纤贴附石墨烯薄膜之后; (e) 1510—1510.4 nm 干涉光谱, 蓝色曲线为微纳光纤贴附石墨烯薄膜之前, 红色曲线为微纳光纤与石墨烯薄膜贴附长度为 8 mm 时; (f) 仿真和实验中, 微纳光纤贴附不同长度石墨烯薄膜时, 单位长度下的仿真与实验所得波数变化情况

的波数为 1.672. 可以看出, 实验和仿真结果的变化规律是基本一致的, 但是由于我们所采用的 FEM 求解器的最小建模尺寸为 10 nm, 而单层石墨烯的实际厚度约为  $\sim 0.34$  nm, 因此我们认为这是导致仿真与实验结果存在一定误差的主要因素之一. 当然, 实验中微纳光纤与石墨烯薄膜贴附长度的测量误差也将导致实验结果与仿真结果之间存在一定的偏差.

## 5 结论

本文研究了一种基于微纳光纤光倏逝场耦合的石墨烯平面光波导结构, 通过对贴附石墨烯薄膜前后的微纳光纤传输光的光场强度分布和相位特性进行有限元仿真和实验验证, 阐述了当石墨烯薄

膜作为光波导时传输光的相位特性. 仿真和实验结果表明, 当石墨烯薄膜贴附于微纳光纤表面时, 能有效聚集和导行传输光的能量, 显著改变倏逝波的传输模式, 光以倏逝波的形式在石墨烯薄膜这种超薄的平面光波导中传输, 同时在单位传输长度上具有更密集的等相位面, 当微纳光纤与石墨烯薄膜贴附长度由 0 mm 增至 8 mm 时, 仿真中每微米的等相位面数由 1.638 增至 1.754, 实验中每微米的等相位面数由 1.611 增至 1.672, 仿真和实验结果得到较好符合. 本文的研究工作对基于石墨烯材料的光电子器件, 如相位调制器、滤波器、激光器和传感器等的结构设计和性能研究, 以及利用微纳光纤耦合光倏逝场手段对石墨烯光波导特性的研究具有参考价值.

- 
- [1] Geim A K, Novoselov K S 2007 *Nature Materials* **6** 183
- [2] Yin W H, Han Q, Yang X H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 248502 (in Chinese) [尹伟红, 韩勤, 杨晓红 2012 物理学报 **61** 248502]
- [3] Grigorenko A N, Polini M, Novoselov K S 2012 *Nature Photonics* **6** 749
- [4] Liu M, Yin X B, Ulin-Avila E, Geng B S, Zentgraf T, Ju L, Wang F, Zhang X 2011 *Nature* **474** 64
- [5] Bao Q L, Zhang H, Wang B, Ni Z H, Haley C, Lim Y X, Wang Y, Tang D Y, Loh K P 2011 *Nature Photonics* **5** 411
- [6] Feng D J, Han W Y, Jiang S Z, Ji W, Jia D F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 054202 (in Chinese) [冯德军, 黄文育, 姜守振, 季伟, 贾东方 2013 物理学报 **62** 054202]
- [7] Li H, Anugrah Y, Koester S J, Li M 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 111110
- [8] Yao B C, Wu Y, Cheng Y, Liu X P, Gong Y, Rao Y J 2012 *Proc. SPIE* **8421**, *OFS2012 22<sup>nd</sup> International Conference on Optical Fiber Sensors* Beijing, China, October 15–19, 2012 p8421CD
- [9] Zhao J, Zhang G Y, Shi D X 2013 *Chin. Phys. B* **225** 057701
- [10] Tong L M, Gattass R R, Ashcom J B, He S, Lou J Y, Shen M Y, Maxwell I, Mazur E 2003 *Nature* **426** 816
- [11] Vakil A, Engheta N 2011 *Science* **332** 1291
- [12] Yao B C, Wu Y, Jia L, Rao Y J, Gong Y, Jiang C Y 2012 *J. Opt. Am. B* **29** 891
- [13] Mikhailov S A, Ziegler K 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 016803
- [14] Jablan M, Buljan H, Soljačić M 2009 *Phys. Rev. B* **80** 245435
- [15] Wang Z G, Chen Y F, Li P J, Hao X, Liu J B, Huang R, Li Y R 2011 *ACS Nano* **5** 7149
- [16] He X Y, Liu Z B, Wang D N, Yang M W, Hu T Y, Tian J G 2013 *IEEE Photonic. Tech. L* **25** 14

# Simulation and experimental research of phase transmission features based on evanescent field coupled graphene waveguide\*

Cheng Yang<sup>1)†</sup> Yao Bai-Cheng<sup>1)</sup> Wu Yu<sup>1)</sup> Wang Ze-Gao<sup>2)</sup>  
Gong Yuan<sup>1)</sup> Rao Yun-Jiang<sup>1)</sup>

1) (Key Laboratory of Optical Fiber Sensing and Communication, Ministry of Education, School of Communication and Information Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China)

2) (State Key Laboratory of Electronic Thin Films and Integrated Devices, School of Microelectronics and Solid-State Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 4 July 2013; revised manuscript received 15 August 2013)

## Abstract

The applications of graphene-based optical waveguide devices have been demonstrated to be one of the important directions of development for a new generation of photonic devices, and the research of graphene-based optical fiber and integrated photonic devices has attracted a great deal of attention at home and abroad. In this paper, a graphene planar optical waveguide is proposed which could transmit light by the evanescent field coupling with a microfiber. Finite element method is adopted to simulate the optical field intensity distribution and phase features of light propagating along graphene planar optical waveguide, and an experiment is performed to verify these features. Experimental results show that the transmission distribution and phases of the evanescent field are modulated by graphene obviously, it could effectively gather and transmit the high-order modes, exhibiting denser equal-phase faces on unit propagating length. In this work, we propose a new method in which the microfiber is adopted to investigate the transmission phase feature of graphene by evanescent wave coupling, which could be used as references for the design and application of graphene-based optical devices, such as modulator, filter, laser and sensor.

**Keywords:** graphene planar optical waveguide, Evanescent wave, Optical field intensity, phase

**PACS:** 78.67.Wj, 42.81.Qb, 42.87.Bg, 75.40.Mg

**DOI:** 10.7498/aps.62.237805

\* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61107072, 61107073), and the Major Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61290312).

† Corresponding author. E-mail: chengyang0308@qq.com