# 完全集成的基于石墨烯的紧凑型表面等离子 体耦合器的设计,适用于红外光谱范围

Aswani Natarajan, Guillaume Demésy, and Gilles Renversez Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel,

> Marseille, France gilles.renversez@univ-amu.fr

> > 2025年4月9日

#### 摘要

一种完全集成的波导基高效表面等离子体耦合器被设计和优化用于红外 区域,该耦合器由带有石墨烯补片和薄层的实际非锥形介质波导组成。对于 工作波长为 12μm 的耦合器,长度仅为 700 nm 时,耦合效率可以达到近 80%。这一 work 基于有限元方法考虑到二维材料作为表面电导率进行了使 用严格的数值模型。The 关键数值结果是基于模态方法或共振条件的物理 解释支持。

自从等离子学在过去的二十年中得到复兴以来,表面等离极化激元(SPP)的生成和发射一直是理论和实验上的一个重要问题 [1, 2, 3, 4]。SPPs的潜在应用包括传感和集成光子学。在基于光学波导的全集成配置中,这对于未来光子器件达到紧凑性和鲁棒性非常有用,最有效的解决方案之一是使用金属光栅来确保从输入光束生成 SPPs。金属光栅允许补偿输入全介质波导模式传播常数与输出波导模式(由于通常很薄的金属层的存在而呈等离极化激元类型)之间传播常数的不匹配。这种耦合器的概念已经在中红外附近 8μm [5]的实验中得到验证,以生成 SPPs。我们的目标 是设计这种光学设备以适应中红外的较长波长 and 通常我们选择 12μ 米。但在这一波长下,金属介电常数的实部和虚部的比例对于 SPP 生成来说不如在较短波长时有利。克服这一限制的一个解决方案是考虑石墨烯 [6, 7, 8]由于其特殊的导电性。石墨烯的另一个关键特性是其可调性 [9]。例如,通过 2D 材料上的电压偏置可以大幅修改其复导电率,从而实现对石墨烯特性的直接、快速和可调

节的控制,并进而影响耦合器。必须指出的是,even 如果在本工作中只考虑石墨烯,present 方法可以用于处理其他二维材料,如六方氮化硼片或硅烯 [10]:获得的结果可以推广到这些材料,当它们的电磁性质可以用二维电导率建模时。与石墨烯使用相关的 issues 起源于这样一个事实,即石墨烯等离子体 (GPs)的传播常数比 SPPs 的 those 高得多,因此 required 相位匹配条件表示一个 较小的光栅周期。

为了准确严谨地建模整个设备,我们调整了我们最近的方法 [11] 研究 由麦克斯韦方程组给出的全矢量描述中波导内的不连续性。它不依赖于任 何关于断点的尺寸、形状或介电常数 的假设,并且只要考虑作为线性的 材 料,就不需要任何近似。在本研究中,石墨烯包含形式不连续性。事件模 式的输入 waveguide 在有限元方法 (FEM) 的模态方法框架内进行计算。然 后作为人射场注入到包含光栅的设备中,在散射场方法下,再次在 FEM 框 架内处理。光栅后面是一个连续的石墨烯层,其中 GP 可以传播。所有的物 理量,无论是局部还是全局的,如坡印廷矢量或耦合效率都可以准确计算。 石墨烯被建模为真正的二维薄片,并由一个标量复导电率  $\sigma_{qr}$  描述,该导电 率由久保模型 [12] 给出。这种精确的 2D 方式来描述石墨烯至少有两个优 势,相比起那种更加 conventional 的方式,在后者中人为引入了一个有限厚 度的层 来描述 graphene。首先,它避免了研究结果作为人工层厚度函数的 依赖性(见补充1)。其次,在三维问题中,它避免使用三维单元来建模有 限厚度层,因为只需二维单元就可以对石墨烯片进行网格划分,这大大减少 了计算资源。在类似这里研究的二维模型中,它也避免了使用二维单元来建 模厚层。我们用来解决二维问题的有限元法形式及其利用开源软件 gmsh 和 getdp [13, 14] are 实现的方法同样适用于处理三维问题。

为了设计一个能够在 12  $\mu m$  范围内工作的实际耦合器,引导层采用 Te<sub>20</sub>As<sub>30</sub>Se<sub>50</sub> (TAS) 硫系玻璃制成,因为其在此波长 [15] 下具有高透明度。 光栅耦合器 (见图 1) 由 N 个相同的石墨烯补片组成,周期为  $\Lambda$ ,占空比为  $l_q/\Lambda$ 。它在纵向方向上通过一个空间 d 与石墨烯片分离。

在这项工作中,展示了一个基于石墨烯的耦合区域,长度仅为 700 纳 米,由几块相同的石墨烯补丁制成,可以提供向最终石墨烯片周围高度局部 化的 GP 转化的高效率。letter 的组织如下。首先,提供了评估电磁场的理 论框架,重点在于与现有工作的差异。其次,给出了耦合效率被给出 的一 般定义,用于定量评估不同的配置。。第三,展示了设备沿线的两个场分布 示例,以说明方法并澄清场与耦合效率之间的联系。第四,给出了耦合器的

 $\mathbf{2}$ 



图 1: 基于石墨烯的光栅耦合器在耦合区域的方案。由相同的石墨烯补丁 (深蓝色)制成的衍射光栅位于芯波导(青色)顶部,在右侧连续的石墨烯 片(深蓝色)之前。

一般结果,这些结果作为主要参数的函数给出,包括波导芯厚度、衍射光栅的占空比和光栅周期数。这些结果根据结构不同部分的模式耦合以及共振条件进行了分析。在研究的设备(见图 1),假设其初始部分(最左边的部分)对负 z 不变,以便能够有意义地使用模态方法来确定可以沿着该轴在此完全介电区域中传播的入射模式,也假设该区域沿 x 轴不变。这个经典的一维问题通过引入假设  $E = e_m^{D}(y)e^{-i(\omega_0 t - \beta_{D,m} z)}$ 来解决,其中 $\omega_0$ 是一个给定的实角频率, $\beta_{D,m}$ 是复传播常数,而m是所考虑介电模式的指数。要解的一维方程为:

$$\operatorname{curl}\left(\boldsymbol{\mu}_{r,1D}^{-1}\operatorname{curl}\boldsymbol{E}\right) = \boldsymbol{\varepsilon}_{r,1D}\left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2 \boldsymbol{E}.$$
 (1)

值得一提的是,由于在用于解决问题的有限元实现中使用了完美匹配层,(1) 中给出的渗透率和电容率是张量,并且下标 1D 是对应量 [16] 假定不变性 的提醒。Throughout 在该研究中,假设所有物理材料均为非磁性,并将波 长设置为 12μ米,在此情况下,波导芯的 TAS 折射率设定为 2.9024,如 Ref.[17] 中所测量。相应的二次非厄米特征值问题的具体形式及 FEM 实现 的更多细节见 Ref.[11],而其弱形式表述则可在 Ref.[16] 中找到。

在一维结构和打破带有石墨烯补丁的 *z*-不变性被挤出后,得到  $\varepsilon_{r,2D}$  和  $\mu_{r,2D}$ 。先前计算的本征模式现在可以作为耦合器部分的入射 fields  $E^{inc}$ ,该 部分将确定由

波导和石墨烯包涵物 构成的散射结构的总场解  $E^{\text{tot}}$ 。为了将石墨烯元 素视为导电表面 [18], 需要引入仅在石墨烯上非零的 surface 电流,  $J_{gr}(x) = \sigma_{gr}E^{\text{tot}}(x)$  [12] 在电磁问题中:

$$\operatorname{curl}\left(\operatorname{curl}\boldsymbol{E}^{\mathrm{tot}}\right) = \varepsilon_{r,2D}\left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2 \boldsymbol{E}^{\mathrm{tot}} + i\omega_0\mu_0\boldsymbol{J}_{gr}$$
 (2)

对于所有给定的结果,使用 Kubo 模型中的以下石墨烯参数来评估  $\sigma_{gr}$ :费 米能  $E_f = 0.6$  eV, 弛豫时间  $\tau = 0.5$  ps,以及温度 T = 300 K。 由  $E^{d} \equiv E^{\text{tot}} - E^{\text{inc}}$  定义的出射散射场现在可以引入,并且是以下方程的解,该方程来自等式 (1-2) 的线性:

$$-curl \left[\boldsymbol{\mu}_{r,2D}^{-1} curl \boldsymbol{E}^{\mathrm{d}}\right] + k_0^2 \boldsymbol{\varepsilon}_{r,2D} \boldsymbol{E}^{\mathrm{d}} = -i\omega_0 \mu_0 \sigma_{gr} \boldsymbol{E}^{\mathrm{inc}}.$$
 (3)

这个新的二维问题不再是本征值问题,方程中的表面局域化源项与……成 正比  $E^{inc}$  可以直接从初始模态一维问题得出的选择入射场进行评估。请注 意,在存在作为散射体的介电包含物 ( $\epsilon_{r,2D} \neq \epsilon_{r,1D}$ )的情况下,也会出现 一个体积源项 [11]。下一步是定义向 GP 模式的耦合效率  $\eta$ ,已知由 incident 产生的总场。首先,让我们总结在完整结构中涉及的不同模式,这些模式 将在该定义和结果部分中使用。第一类模式是被石墨烯片覆盖的结构中的 表面波模式,假定沿 z 轴不变,并由电磁场  $E_q^{GP} = e_q^{GP}(x,y)e^{-i(\omega_0t-\beta_{GP}z)}$ 和  $H_q^{GP} = h_q^{GP}(x,y)e^{-i(\omega_0t-\beta_{GP}z)}$ 描述,其中  $\beta_{GP}$  是表面波传播常数,q是 所考虑的表面波模式的指标。第二类模式是同一结构中的混合模式,通常 是波导芯局部模式,在石墨烯片上有很小的一部分。它们由电磁场  $E_p^{H} = e_p^{H}(x,y)e^{-i(\omega_0t-\beta_{H}z)}$  和  $H_p^{H} = h_p^{H}(x,y)e^{-i(\omega_0t-\beta_{H}z)}$ 描述,其中  $\beta_{H}$  是混合模 传播常数,p是所考虑的混合模式的指标。 $\eta$ 的定义可以通过以下方式获得:

$$\eta = |C| \text{ with } C = \int_{\Gamma_S} [\boldsymbol{E}^{\text{tot}} \times \boldsymbol{h}_q^{\text{GP}}] . \boldsymbol{n} dS / \left( \sqrt{\int_{\Gamma_S} [\boldsymbol{e}_m^{\text{D}} \times \boldsymbol{h}_m^{\text{D}}] . \boldsymbol{n} dS} \sqrt{\int_{\Gamma_S} [\boldsymbol{e}_q^{\text{GP}} \times \boldsymbol{h}_q^{\text{GP}}] . \boldsymbol{n} dS} \right) \quad (4)$$

在下文中, 仅考虑主要的 GP 模式和主要的混合模式 (见补充1)。积分是在  $\Gamma_s$  上计算的, 它是所研究结构的全截面, 并且与该结构的主要轴垂直。这 些  $\Gamma_s$  截面可以在不同的 z 位置进行 performed, 以跟踪效率沿设备。的演 变。分母用于对分子中的两个场项进行归一化, 如在参考文献 [19, 20] 中解 释的那样, 当涉及泄漏模式和双正交性时。

入射介质 D 模式与周期为 A 的衍射光栅内的 GP 模式之间的通用相位 匹配条件是  $\beta_{GP} = \beta_D + k 2\pi/\Lambda$ ,其中  $k \in \mathbb{Z}$  [21]。对于所研究的配置,典型 值 A 约为 220 纳米,这取决于精确的波导芯厚度,后者对  $\beta_D$  有影响。当分析 该 衍射和总场沿着覆盖有石墨烯表格 的波导部分时,通常可以区分两种耦 合现象的 类型:短程 一种是来自光栅的耦合场在石墨烯片上迅速衰减,并 且一个长程的 另一种是石墨烯片上的场直接来自在核心中传播的模式,因 为来自光栅的场已经消失。我们的研究主要致力于第一个工作模式,因为它 允许设计紧凑且高效的耦合器,如图 2所示。从结构左侧的导引核心局部化



图 2: (a): Poynting 矢量的 z-分量,对于  $t_c=0.17\lambda$ ,  $\Lambda = 220$ nm, d= 20nm,  $l_g/\Lambda = 0.3402$ , N=11。顶部插图是耦合区域的放大图,在这里可以清楚地看到单独的石墨烯斑块。(b):  $|E_{tot}|$ 和  $\eta$   $\lambda z=0$  (石墨烯片的开始)到  $z=9\mu$ m 对于  $t_c=0.17\lambda$ 和  $t_c=0.19\lambda$ 对于 N=9,  $l_g/\Lambda = 0.33575$ ,和 d=20nm。

模态到右侧具有混合模态和 GP 模态配置的转换在图 2顶部的地图中清晰地 说明了这一点(其中石墨烯片位于)。该图的底部图形说明了耦合器之后石 墨烯片上 z 依赖性以及  $E^{tot}$  和它的关联与  $\eta$ 。The 总电场和  $\eta$  两者都振荡 沿设备的 z 轴。初始振荡(通常在  $10\mu$  米之前)是由 GP 模式与混合模式之 间的相互作用产生的。这些结果可以通过沿 z 轴切割的场的傅里叶变换分析 来量化,其中主峰与模式 1 和模式 2 之间的拍波长  $\lambda_{beat} = 2\pi/\Re e(\beta_1 - \beta_2)$ 相关(参见补充材料 1)。观察到 GP 模式传播常数直接对应于虚部 呈指数 衰减,远大于混合模式的情况。

衍射光栅的占空比是另一个关键参数 [22]。在这种情况下,它由比率  $l_g/\Lambda$  定义,并且其影响在图 3 中进行了研究。在这个图的左侧部分,给出了第一和第二阶 k 相位匹配条件下的耦合系数作为占空比的函数。对于 k = 1,观察到一个以 1/3 为中心的单峰,而对于 k = 2,存在两个峰值。由于 k = 1 峰值更高且更宽,因此选择此配置进行研究。占空比的理论最优值为 1/3,可以从多共振简化形式条件,来解释,在研究结构  $\Re e(\beta_D) \ll \Re e(\beta_{GP})$ 中,对于 k = 2 获得的两个峰值的位置也可以在同一框架下进行评估 (见补充材料 1)。可以注意到,单峰占空比值与基于金属等离子体耦合器得到的结果不同,在后者中通常使用 [0.45,0.6]范围内的值 [3],再次,该区间中间的值可以通过依赖于金属介电常数的共振条件来近似 (见补充材料 1)。下一个需要研究的关键参数是波导芯厚度  $t_c$ 。其影响通过右图 3中的耦合系数  $\eta$ 来监测,作为  $t_c$ 和  $l_g/\Lambda$ 的函数,其中 N 设定为 12。可以看出  $\eta$ 在区间 [0.16,0.18]内的  $t_c/\lambda$ 达到最大值,并且至少对于 N = 12 而言,占空比的最佳值是 0.34。在这个范围内, $\eta$ 在石墨烯片的开始处达到了 65%的峰值。选择 N 值是为了确保光栅有足够的周期数同时保持耦合器



图 3: (a): 耦合系数  $\eta$  作为占空比  $l_g/\Lambda$  的函数, 对于芯厚度  $t_c/\lambda = 0.17$  和 N = 11 的前两个衍射阶次。(b): 耦合系数  $\eta$  作为占空比  $l_g/\Lambda$  和芯厚度  $t_c$  的函数, 对于 N = 12 和 d = 20 纳米。

长度低于  $3\mu$ m。如稍后将展示的,当优化过程进一步推进时,即使在更短的 耦合器中也可以达到更大的耦合系数。实际上,可以通过在一个简单的模式 方法中使用以下论点来获得最优的 [0.16 $\lambda$ ,0.18 $\lambda$ ] 波导厚度的范围。当沿着 石墨烯的电场较强时,耦合系数会增强,更准确地说,是当其纵向分量取较 高值时,因为只有这些分量与石墨烯相互作用。如补充材料 1 中的图 S1 所 示,平面波导的基本模式的电场单纵向分量  $E_z$  在芯厚度为 0.17 $\lambda$  时达到最 大值。这个 behavior 可以用来定义先验的一个良好的近似值,即由其他材 料制成的石墨烯耦合器的最佳波导芯厚度,即使如本工作后续所示,纯数值 研究 可以进一步改进耦合器的设计。



图 4: 耦合系数  $\eta$ 。(a):  $\eta$  作为归一化芯厚度  $t_c/\lambda$  和光栅周期数 N 的函数。 A 是根据相位匹配条件选择的,  $\lambda t_c/\lambda = 0.15$  的 219 纳米到  $t_c/\lambda = 0.35$ 的 224 纳米, d=20 纳米,  $l_g/\Lambda = 0.33575$ 。(b): $\eta$  作为  $l_g/\Lambda$  和 N 的函数,  $t_c = 0.18\lambda$  的光栅周期数为 d = 20 纳米。

最后一个待研究的参数是用于光栅中的石墨烯补丁的数量,以定义最佳 耦合器。耦合系数  $\eta$  在图 4的上图中进行了研究,它表现出强烈的值,当芯厚 度  $t_c$  为 0.17 $\lambda$  并且有 N = 11 个石墨烯补丁时,耦合系数达到了大约 56%。 耦合区域的长度则小于 2.5  $\mu$  米,当设定波长为 12  $\mu$  米时。从上一段预期得 到的高值  $t_c/\lambda = 0.17$ ,以及由于四分之一波效应可以看到  $t_c/\lambda = 0.25$ 的 局部最大值,比率是从之前的模拟中获得的  $l_g/\Lambda$ 。

然后,如果在图 4的底部图形中获得的  $\eta$  值约为 60%是这种类型的石墨 烯耦合器。为了回答这个问题,参数三元组  $(l_q/\Lambda, t_c, N)$  的范围被进一步扩 大。结果如下所示 的 optimal ,则可以 wonder 。一个弯曲的高耦合系数带 在获得的与 峰值达到 79%, 对于  $t_c/\lambda = 0.17$  和 78% 对于  $t_c/\lambda = 0.18$ , 两种 情况下仅使用了石墨烯光栅的3个周期意味着耦合器长度仅为660纳米,但 占空比增加到 0.345 (见补充 1 中的表 S1)。这个优化后的占空比值高于为更 高 N 找到的值,在这种情况下观察到了最优占空比的小幅下降,这证实了 对于无限长光栅获得的理论极限值1/3。对长石墨烯片配置使用相同的方法 进行研究。在此之后选择了 60 # 米长的薄片。在这种情况下,在这种长薄片 中间处的耦合系数在没有光栅的情况下更大。例如,对于具有  $\Lambda = 220$  nm、  $l_q/\Lambda = 0.34$  和 N = 8 的光栅,石墨烯片向 GP 模式的耦合效率为 6%,而 在没有光栅的情况下达到 9% (见补充 1)。这些值总是小得多 比 those 对于 短配置获得的值。这些长条的关键参数 configurations, 如前所示, 是波导 芯厚度,其最佳值在范围 [0.16,0.19] μ 米。这是由于初始耦合发生在高损耗 GP 模式中,结果条中的耦合场迅速衰减,并且在十微米后场消失。因此, 在更远距离记录的条中的场来自于主要在波导芯传播并耦合到 GP 模式的 混合模式。对于更大的芯尺寸,更高阶的混合模式也会涉及,使得振荡变得 更加复杂,这与耦合模式理论预期的一致。

使用严格的数值方法描述石墨烯作为真正的二维导电材料和物理分析, 研究了基于石墨烯的紧凑耦合器对石墨烯等离子体模式的特性。得益于这 些结果,设计出了优化的耦合器,确保在工作波长为12µ米时,耦合区域小 于700纳米的情况下,耦合效率超过75%。必须指出的是,开发的方法不仅 可以考虑输入波导的基本模式作为入射场,还可以考虑包括泄漏在内的任 何线性组合其固有模式,因为公式是为一般的入射电磁场编写的。更重要 的是,这种形式主义及其实现不仅限于所研究的二维配置这里,但是,它 们基于向量有限元方法描述的完整的麦克斯韦方程组,因此也适用于三维 情况。因此,它们为研究涉及二维材料贴片的此类三维耦合器的有限尺寸效 应铺平了道路,并可以与未来的实验结果直接比较。

#### 披露

作者声明没有利益冲突。

### 补充文档

见补充资料1以获取支持内容。

## 参考文献

- H. Ditlbacher, N. Galler, D. Koller, A. Hohenau, A. Leitner, F. Aussenegg, and J. Krenn, *Opt. Express* 16, 10455 (2008).
- [2] S.-Y. Park, J. T. Kim, J.-S. Shin, and S.-Y. Shin, Optics Communications 282, 4513 (2009).
- [3] J.-P. Tetienne, A. Bousseksou, D. Costantini, Y. D. Wilde, and R. Colombelli, *Opt. Express* 19, 18155 (2011).
- [4] D. Costantini, L. Greusard, A. Bousseksou, R. Rungsawang, T. P. Zhang, S. Callard, J. Decobert, F. Lelarge, G.-H. Duan, Y. De Wilde, and R. Colombelli, *Nano Letters* 12, 4693 (2012).
- [5] A. Babuty, A. Bousseksou, J.-P. Tetienne, I. M. Doyen, C. Sirtori, G. Beaudoin, I. Sagnes, Y. De Wilde, and R. Colombelli, *Phys. Rev. Lett.* 104, 226806 (2010).
- [6] M. Jablan, H. Buljan, and M. Soljačić, Phys. Rev. B 80, 245435 (2009).
- [7] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, and A. C. Ferrari, *Nature Photonics* 4, 611 (2010).
- [8] T. Low and P. Avouris, ACS Nano 8, 1086 (2014). PMID: 24484181.
- [9] L. Ju, B. Geng, J. Horng, C. Girit, M. Martin, Z. Hao, H. A. Bechtel, X. Liang, A. Zettl, Y. R. Shen, and F. Wang, *Nature Nanotechnology* 6, 630 (2011).

- [10] M. Xu, T. Liang, M. Shi, and H. Chen, *Chemical Reviews* **113**, 3766 (2013). PMID: 23286380.
- [11] G. Demésy and G. Renversez, J. Opt. Soc. Am. A 37, 1025 (2020).
- [12] J. Li, J. Tao, Z. H. Chen, and X. G. Huang, Opt. Express 24, 22169 (2016).
- [13] C. Geuzaine and J. F. Remacle, International Journal for Numerical Methods in Engineering 79, 1309 (2009).
- [14] P. Dular, C. Geuzaine, F. Henrotte and W. Legros, *IEEE Transactions on Magnetics* 34, 3395 (1998).
- [15] F. Désévédavy, G. Renversez, J. Troles, L. Brilland, P. Houizot, Q. Coulombier, F. Smektala, N. Traynor, and J.-L. Adam, *Appl. Opt.* 48, 3860 (2009).
- [16] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmey, S. Guenneau, D. Felbacq, A. Argyros, and S. Leon-Saval, *Foundations of Photonic Crystal Fibres* (Imperial College Press, London, 2012), 2nd ed.
- [17] J. Carcreff, F. Cheviré, E. Galdo, R. Lebullenger, A. Gautier, J. L. Adam, D. L. Coq, L. Brilland, R. Chahal, G. Renversez, and J. Troles, *Opt. Mater. Express* 11, 198 (2021).
- [18] A. Y. Nikitin, F. Guinea, F. J. García-Vidal, and L. Martín-Moreno, *Phys. Rev. B* 84, 161407 (2011).
- [19] R. Sammut and A. W. Snyder, Appl. Opt. 15, 1040 (1976).
- [20] A. W. Snyder and J. D. Love, Optical Waveguide Theory (Chapman & Hall, New York, 1983), p. 500, first edition ed.
- [21] H. Raether, Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings (Springer-Verlag, 1988).
- [22] R. Petit, ed., Electromagnetic Theory of Gratings (Springer-verlag, Berlin, 1980), 1st ed.

## 参考文献

- H. Ditlbacher, N. Galler, D. Koller, A. Hohenau, A. Leitner, F. Aussenegg, and J. Krenn, "Coupling dielectric waveguide modes to surface plasmon polaritons," 16, 10455–10464 (2008).
- [2] S.-Y. Park, J. T. Kim, J.-S. Shin, and S.-Y. Shin, "Hybrid vertical directional coupling between a long range surface plasmon polariton waveguide and a dielectric waveguide," 282, 4513 – 4517 (2009).
- [3] J.-P. Tetienne, A. Bousseksou, D. Costantini, Y. D. Wilde, and R. Colombelli, "Design of an integrated coupler for the electrical generation of surface plasmon polaritons," 19, 18155–18163 (2011).
- [4] D. Costantini, L. Greusard, A. Bousseksou, R. Rungsawang, T. P. Zhang, S. Callard, J. Decobert, F. Lelarge, G.-H. Duan, Y. De Wilde, and R. Colombelli, "In situ generation of surface plasmon polaritons using a near-infrared laser diode," 12, 4693–4697 (2012).
- [5] A. Babuty, A. Bousseksou, J.-P. Tetienne, I. M. Doyen, C. Sirtori, G. Beaudoin, I. Sagnes, Y. De Wilde, and R. Colombelli, "Semiconductor surface plasmon sources," 104, 226806 (2010).
- [6] M. Jablan, H. Buljan, and M. Soljačić, "Plasmonics in graphene at infrared frequencies," 80, 245435 (2009).
- [7] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, and A. C. Ferrari, "Graphene photonics and optoelectronics," 4, 611–622 (2010).
- [8] T. Low and P. Avouris, "Graphene plasmonics for terahertz to midinfrared applications," 8, 1086–1101 (2014). PMID: 24484181.
- [9] L. Ju, B. Geng, J. Horng, C. Girit, M. Martin, Z. Hao, H. A. Bechtel, X. Liang, A. Zettl, Y. R. Shen, and F. Wang, "Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials," 6, 630–634 (2011).
- [10] M. Xu, T. Liang, M. Shi, and H. Chen, "Graphene-like two-dimensional materials," 113, 3766–3798 (2013). PMID: 23286380.

- [11] G. Demésy and G. Renversez, "Discontinuities in photonic waveguides: rigorous maxwell-based 3D modeling with the finite element method," 37, 1025–1033 (2020).
- [12] J. Li, J. Tao, Z. H. Chen, and X. G. Huang, "All-optical controlling based on nonlinear graphene plasmonic waveguides," 24, 22169–22176 (2016).
- [13] C. Geuzaine and J. F. Remacle, "Gmsh: a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities," 79, 1309–1331 (2009).
- [14] P. Dular, C. Geuzaine, F. Henrotte and W. Legros, "A general environment for the treatment of discrete problems and its application to the finite element method," 34, 3395–3398 (1998).
- [15] F. Désévédavy, G. Renversez, J. Troles, L. Brilland, P. Houizot, Q. Coulombier, F. Smektala, N. Traynor, and J.-L. Adam, "Te-As-Se glass microstructured optical fiber for the middle infrared," 48, 3860–3865 (2009).
- [16] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmey, S. Guenneau, D. Felbacq, A. Argyros, and S. Leon-Saval, *Foundations of Photonic Crystal Fibres* (Imperial College Press, 2012), 2nd ed.
- [17] J. Carcreff, F. Cheviré, E. Galdo, R. Lebullenger, A. Gautier, J. L. Adam, D. L. Coq, L. Brilland, R. Chahal, G. Renversez, and J. Troles, "Mid-infrared hollow core fiber drawn from a 3D printed chalcogenide glass preform," 11, 198–209 (2021).
- [18] A. Y. Nikitin, F. Guinea, F. J. García-Vidal, and L. Martí-Moreno, "Edge and waveguide terahertz surface plasmon modes in graphene microribbons," 84, 161407 (2011).
- [19] R. Sammut and A. W. Snyder, "Leaky modes on a dielectric waveguide: orthogonality and excitation," 15, 1040–1044 (1976).
- [20] A. W. Snyder and J. D. Love, Optical Waveguide Theory (Chapman & Hall, 1983), p. 500, first edition ed.

- [21] H. Raether, Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings (Springer-Verlag, 1988).
- [22] R. Petit, ed., Electromagnetic Theory of Gratings (Springer-verlag, 1980), 1st ed.