



低维材料极化激元及其耦合特性

马赛群 邓奥林 吕博赛 胡成 史志文

Polaritons in low-dimensional materials and their coupling characteristics

Ma Sai-Qun Deng Ao-Lin Lü Bo-Sai Hu Cheng Shi Zhi-Wen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 127104 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220272

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220272>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

二维极化激元学近场研究进展

Recent progress of near-field studies of two-dimensional polaritonics

物理学报. 2019, 68(11): 110701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190341>

低维半导体材料在非线形光学领域的研究进展

Research progress of low-dimensional semiconductor materials in field of nonlinear optics

物理学报. 2020, 69(18): 184211 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200206>

低维铁电材料研究进展

Research progress of low-dimensional ferroelectric materials

物理学报. 2018, 67(15): 157701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180483>

太赫兹散射式扫描近场光学显微镜中探针与样品相互作用及其影响探究

Tip-sample interactions in terahertz scattering scanning near-field optical microscopy and its influences

物理学报. 2021, 70(24): 248703 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211715>

旋转二维激子极化激元凝聚涡旋叠加态的动力学特性

Rotational dynamics characteristics of planar superimposed vortices of exciton polariton condensates

物理学报. 2020, 69(23): 230303 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200697>

低维原子/分子晶体材料的可控生长、物性调控和原理性应用

Construction, physical properties and applications of low-dimensional atomic/molecular crystals

物理学报. 2018, 67(12): 126801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180846>

专题: 低维材料的新奇物性

低维材料极化激元及其耦合特性*

马赛群# 邓奥林# 吕博赛 胡成 史志文†

(上海交通大学物理与天文学院, 人工机构及量子调控教育部重点实验室, 上海 200240)

(2022年2月14日收到; 2022年4月15日收到修改稿)

极化激元——光与物质中的电子、声子、激子或磁振子等发生强耦合而形成的一种新的集体振荡模式, 近年来在纳米光子学领域受到了广泛的关注. 低维材料极化激元拥有的高空间压缩比、低损耗、光电可调控等特点使其在微纳光子学器件中有着极高的潜在应用价值, 比如石墨烯中波长可调的等离极化激元、六方氮化硼中高质量的双曲声子极化激元、三氧化钼中面内各向异性的拓扑声子极化激元、碳纳米管中的一维拉廷格液体等离极化激元等. 这些极化激元相互之间以及极化激元与外场之间还能进一步发生显著的耦合相互作用, 产生各种丰富新奇的物理现象, 极大地拓展了极化激元的应用前景. 本文以几种典型的低维纳米材料中极化激元的耦合特性为例, 从表征纳米极化激元的扫描近场光学显微技术出发, 首先简单介绍几种典型极化激元的基本性质, 然后详细讨论各种极化激元之间以及极化激元与外场的耦合, 最后展望极化激元耦合应用的潜在应用.

关键词: 极化激元, 低维材料, 耦合特性, 扫描近场光学显微技术

PACS: 71.36.+c, 07.79.Fc

DOI: 10.7498/aps.71.20220272

1 引言

极化激元 (polaritons) 是光与物质中的电子、声子、激子或磁振子等发生强耦合而形成的一种新的集体振荡模式. 这种集体激发的模式能够突破衍射极限将自由空间的光束缚在亚波长尺寸之内, 显著地增强光与物质的相互作用, 实现纳米尺度上对光子的有效调控, 因而成为纳米光子学领域中一个重要的研究方向. 常见的极化激元包括: 光子与导体中的自由电子耦合形成的等离极化激元 (plasmon polaritons)、光子与极性晶体材料中的晶格振动 (声子) 耦合形成的声子极化激元 (phonon polaritons) 等. 二维石墨烯 (graphene) 和一维碳纳米管中的等离极化激元是低维材料表面等离极化激元的典型代表, 其中石墨烯表面等离激元的波长依

于其载流子浓度, 而碳纳米管等离激元则依赖于其中电子的费米速度以及量子导电通道的数量. 对于声子极化激元, 最引人关注的则是六方氮化硼 (hexagonal boron nitride, hBN) 双曲型声子极化激元和 α 相三氧化钼 (α -MoO₃) 中的面内各向异性声子极化激元. 这些材料中的极化激元表现出了十分迥异的奇特性质, 吸引了众多研究者的目光, 在未来纳米光电集成、生物传感、光学成像、信息传输与存储等领域具有广泛的应用前景.

将不同的低维材料耦合在一起则可以实现意想不到的功能, 比如石墨烯与 hBN 中的莫尔超晶格^[1-9]、转角石墨烯中的非常规超导^[10-15]、石墨烯异质结中的电荷非局域静电调控效应^[16]等. 耦合作用将不同材料的特殊性质组合在一起, 得到 $1 + 1 > 2$ 的效果, 产生了更加丰富新奇的物理性质. 将不同低维材料通过人工堆叠的方式组合在一起, 使

* 松山湖材料实验室开放课题基金 (批准号: 2021SLABFK07) 和国家自然科学基金 (批准号: 12074244) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: zwshi@sjtu.edu.cn

其中的极化激元发生相互耦合, 则不仅可以进一步深入探究挖掘材料的各种独特性质, 而且为以后在纳米光子器件的应用中更好地利用极化激元提供了更加广阔的平台.

本文聚焦于低维纳米材料中极化激元的近场耦合特性, 重点关注几种运用扫描近场光学显微技术表征的几种纳米尺度极化激元. 首先简单介绍扫描近场光学显微技术的原理及系统构成, 然后对低维材料中有代表性的极化激元逐一进行介绍, 主要包括石墨烯表面等离激元、碳纳米管量子限域等离激元、hBN 双曲声子极化激元以及三氧化钨面内各向异性声子极化激元, 接着对这些不同极化激元之间的近场耦合特性进行详细论述, 最后讨论一些极化激元耦合效应的潜在应用及未来可能的发展方向.

2 扫描近场光学显微技术

光学显微镜的出现将人们的观测能力大幅提升到微观尺度, 对人类的科技进步做出了极大的贡献. 传统光学显微镜由于衍射极限的限制, 无法分辨极限距离 (约 200 nm) 以内的两个物体. 因此, 寻找突破衍射极限的方法一直是光学高分辨领域的重要研究方向. 其中一种有效的技术途径是扫描近场光学显微技术 (scanning near-field optical microscopy, SNOM), 该技术将激光与扫描探针显微镜 (scanning probe microscope, SPM) 结合起来, 利用 SPM 的极高空间分辨率实现 10 nm 的光学空间分辨^[17].

扫描近场光学显微镜主要由激光光源、原子力显微镜 (atomic force microscope, AFM)、光探测器、锁相放大器组成, 如图 1 所示. 常用的红外激光光源包括单一波长的二氧化碳激光器、波长可调谐的量子级联激光器和宽谱的同步辐射光源等; AFM 提供纳米级精度的位移控制, 工作时多采用轻敲模式, 通常采用金属或者镀金属膜的探针以利用其局域场增强效应, 针尖的曲率半径约 10 nm. 激光光束汇聚到针尖上, 由于金属针尖的局域场增强效应, 针尖尖端处形成局域强光场, 可以激发材料中的极化激元, 被激发的极化激元进一步被探针散射, 被光电探测器接收并转换成电学信号. 最终, AFM 在扫描样品表面形貌的同时也得到了样品的近场光学响应信息.

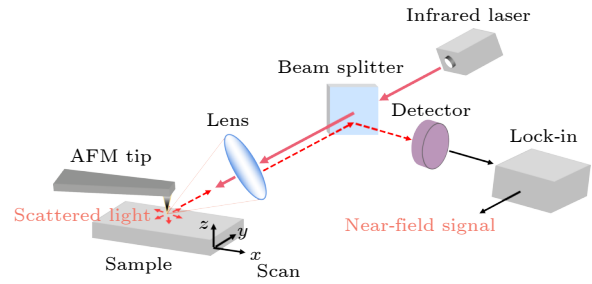


图 1 散射型扫描近场光学显微镜结构及工作原理示意图
Fig. 1. Schematic of scattering type scanning near-field optical microscope.

然而, 由于这种扫描近场光学显微镜的光路是开放的, 探测器收集到的光不仅包含针尖散射出来的样品近场光信号, 还含有探针悬臂及样品散射的远场背景光. 为了得到纯净的近场光信号, 通常需要利用锁相放大器将近场与远场光分离开. 技术上, AFM 探针以固定频率 f_0 振动, 提取高阶频率成分 nf_0 进行解调, 即可有效地抑制背景噪声, 得到较纯净的近场光信号.

3 几种典型的极化激元

早期研究的极化激元通常是贵金属中的表面等离极化激元, 利用的技术手段主要是传统的远场激发-探测的方法. 近十年, 研究人员利用扫描近场光学显微技术在各种范德瓦耳斯晶体中相继发现了多种类型的极化激元, 其中最典型的包括石墨烯表面等离激元、碳纳米管一维等离激元、hBN 声子极化激元、三氧化钨面内各向异性声子极化激元等. 目前已有相关综述对不同类型的范德瓦耳斯极化激元的独特物理性质^[18,19]和界面光学的调控^[20]进行了详细的总结和展望, 而本文主要以这几种典型的极化激元为基础, 重点关注它们之间的耦合相互作用, 对极化激元间的耦合特性进行回顾与展望. 接下来对这几种典型的极化激元做一个简单的介绍, 以便于后续更好地理解这些极化激元之间迥异的耦合特性.

3.1 石墨烯表面等离激元

作为第一种被制备出来的单原子层二维材料, 石墨烯独特的线性能带结构为它带来了许多新奇的物理性质, 如极高的载流子迁移率、高效可调的载流子浓度、室温量子霍尔效应等. 这些特性使得石墨烯表面等离激元具有传统金属难以比拟的优

良性质. 利用金属自由电子气的 Drude 模型可以计算出石墨烯表面等离激元的波长 λ_{sp} 与其载流子浓度 n 及激发光频率 ω 的关系为 [8,21,22]

$$\lambda_{sp} = \frac{8\pi e^2 v_F \sqrt{\pi n}}{\hbar \omega^2 (1 + \epsilon_{sub})}$$

其中, e 为基本电荷, v_F 为石墨烯中电子的费米速度, \hbar 为约化普朗克常数, ϵ_{sub} 为衬底的相对介电常数. 由上式可知, 通过调节石墨烯的载流子浓度以及激发光的频率均可有效地调控自由空间光波长与石墨烯表面等离激元的压缩比 (λ_0/λ_{sp}), 该比值通常为 10^2 量级.

2012 年 Basov 课题组 [21] 和 Koppens 课题组 [22] 首次分别独立利用散射式扫描近场光学显微镜对石墨烯的表面等离激元进行了实空间的近场红外成像, 实现了 $\lambda_0/\lambda_{sp} = 50$ 的空间压缩比, 但是由于等离激元在室温下的损耗较大, 寿命只有 0.5 ps 左右, 所观测到的干涉条纹数较少. 进一步, Basov 课题组 [23] 在 2018 年利用真空低温扫描近场光学显微镜研究了最低温度 60 K 下石墨烯表面等离激元的传播行为, 观测到 1.6 ps 的等离激元寿命, 传播长度达到 10 μm . 该工作将扫描近场光学显微镜应用到了低温条件, 为未来纳米尺度的光学成像研究提供了很好的借鉴. 最近, Basov 课题组 [24] 和 Wang 课题组等 [25] 分别报道了石墨烯等离激元的

斐索拖曳效应 (Fizeau drag), 实验发现当给石墨烯施加一个面内横向电场时, 由于其载流子的定向移动, 会导致沿不同方向传播的石墨烯等离激元的波长发生显著的变化 (最高可达 3% 左右), 类似于机械波中的多普勒效应, 该发现为研究凝聚态体系中的电子相互作用及非平衡效应提供了一个强有力的平台.

3.2 碳纳米管等离激元

碳纳米管可以看作是由石墨烯沿特定方向卷曲而成的准一维的管状纳米结构. 根据手性指数的不同, 可以将碳纳米管分为金属性和半导体性. 金属性碳纳米管拥有线性的能带结构, 而半导体性碳纳米管则对应双曲形的能带结构. 在二维或三维体系中, 费米液体理论中的弱相互作用的费米准粒子可以很好地描述其中的电子特性 [26,27], 然而该理论在一维体系中不再成立. 拉廷格液体 (Luttinger liquid) 理论常被用于描述这种一维体系中的电子行为 [28,29], 该理论可广泛应用于描述一维体系中的各种新奇物理现象.

2015 年, Wang 课题组 [30] 首次报道了金属性碳纳米管中的线性拉廷格液体等离激元 (图 2(a)). 实验发现在这种一维金属体系中, 碳纳米管等离激元的传播速度与激发光以及电荷浓度无关. 因为在

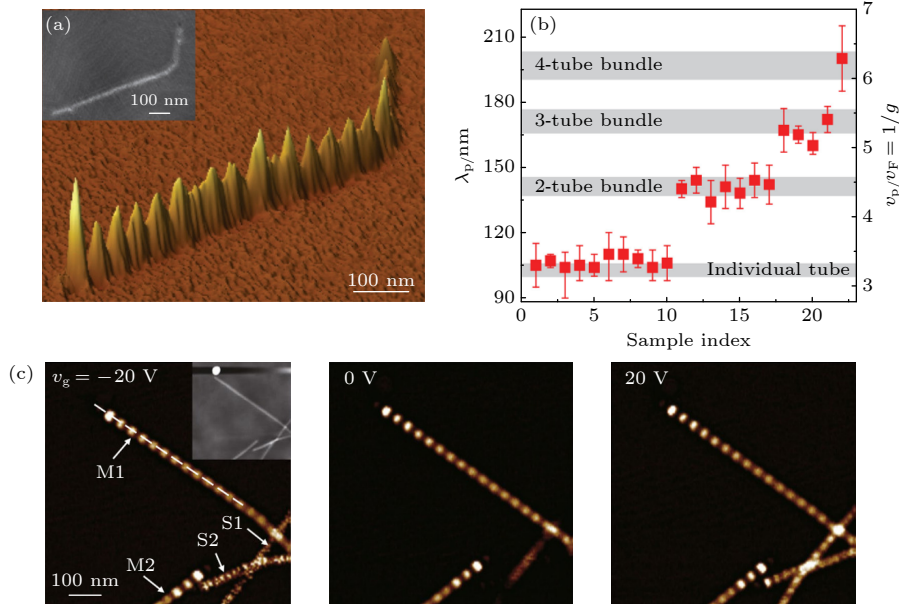


图 2 一维碳纳米管中的等离激元 (a) 金属性碳纳米管中的等离激元 [30]; (b) 金属性碳纳米管中的等离激元波长与碳管数量的关系 [30]; (c) 金属性与半导体性碳纳米管中拉廷格液体等离激元随栅压的变化 [33] (出自文献 [30, 33], 已获得授权)

Fig. 2. Plasmons in one-dimensional carbon nanotube: (a) Plasmons in metallic carbon nanotube [30]; (b) quantized Luttinger liquid plasmon in metallic carbon nanotube [30]; (c) variation of Luttinger liquid plasmons in metallic and semiconducting carbon nanotubes with gate voltage [33] (Reproduced with permission from Ref. [30, 33]).

这种拉廷格液体的体系中, 电子集体激发的等离激元只与其费米速度以及其中导电通道的数量有关(即碳管的数量, 图 2(b))^[31,32], 由于金属性碳纳米管是线性的能带结构, 其费米速度恒为常数, 因此无法通过栅压调节其等离激元的波长(图 2(c)). 对于半导体性的碳纳米管, 其双曲形的能带结构会导致不同电荷浓度下的电子费米速度不同, 使得碳纳米管等离激元的波长随电荷浓度而变化(图 2(c)), 表现出与金属性碳管完全不同的行为, 需要用非线性的拉廷格液体理论来描述. 2020 年, Wang 课题组^[33]报道了半导体性碳纳米管中的这种非线性的拉廷格液体等离激元, Shi 课题组^[34]研究了它与金属性碳纳米管的近场响应的区别. 碳纳米管中电子集体激发的等离激元的发现对于理解一维体系中电子激发态的特性有极其重要的价值.

3.3 六方氮化硼声子极化激元

除了低维金属性材料中的等离激元以外, 在二维极性材料六方氮化硼中还存在另一种极化激元——声子极化激元, 一种光子与晶格振动强耦合形成的电磁波模式. 六方氮化硼是人们发现的一种天然各向异性的晶体材料, 在 6.2—7.3 μm 的波段其介电函数满足 $\varepsilon_x = \varepsilon_y < 0$, $\varepsilon_z > 0$, 支持双曲型色散的声子极化激元 (hyperbolic phonon polaritons).

Basov 课题组^[35]和 Wang 课题组^[36]先后报道了六方氮化硼中的声子极化激元, 该极化激元的波长强烈依赖于六方氮化硼的厚度及激发光的波长, 且相比石墨烯中的等离激元有更高的品质因子. 随后, Hillenbrand 课题组^[37]利用微纳加工的方式构造了百纳米周期的六方氮化硼纳米带阵列, 并利用扫描近场光学显微镜观测到面内各向异性传播的极化激元, 但是由于加工阵列周期精度的限制以及人为引入缺陷的影响, 该双曲极化激元的损耗较大. 进一步低温实验发现^[38], 对于同位素纯化的本征氮化硼的声子极化激元在低温下的损耗有明显下降, 传播距离可达 8 μm , 寿命超过 5 ps(图 3).

3.4 α 相三氧化钼中的声子极化激元

三氧化钼 ($\alpha\text{-MoO}_3$) 是一种面内各向异性材料, 其面内晶格常数沿 (100) 和 (001) 方向分别为

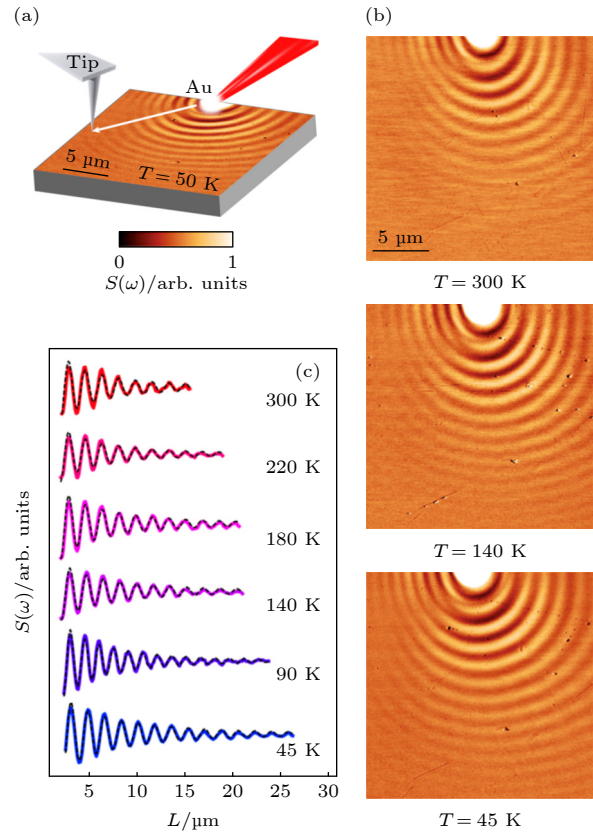


图 3 六方氮化硼中的声子极化激元^[38] (a), (b) 声子极化激元的近场红外成像; (c) 不同温度下声子极化激元的空间衰减分布(出自文献^[38], 已获得授权)

Fig. 3. Phonon polaritons in hexagonal boron nitride^[38]: (a), (b) Nanoscale infrared images of phonon polaritons; (c) line profiles of the temperature-dependent phonon polaritons (Reproduced with permission from Ref. [38]).

0.396 和 0.369 nm, 相差约 7%. 晶格各向异性导致三氧化钼在 818—1010 cm^{-1} 范围内存在两个剩余射线带 (reststrahlen band), 声子极化激元的传播行为在两个剩余射线带内表现出完全不同的性质. 在下剩余射线带内 (818—974 cm^{-1}), 三氧化钼支持双曲型的声子极化激元, 即声子极化激元仅能沿着 (001) 方向传播, 而在 (100) 方向则被完全抑制. 在上剩余射线带内 (962—1010 cm^{-1}), 三氧化钼的声子极化激元在两个方向上具有不同的波长, 而且这种新型的各向异性声子极化激元具有非常低的传输损耗^[39,40]. 该面内各向异性极化激元的发现对于未来基于纳米尺度光调控的信息和通信技术具有较为重要的意义, 因为三氧化钼中的各向异性声子极化激元能将能量集中于特定方向进行低损耗的信息传输, 极有希望被应用于高效光传输的微纳光子学器件中.

3.5 其他极化激元

除了上面提到的几种典型材料中的极化激元外, 还有很多二维材料也存在性质各异的极化激元, 比如黑磷和二碲化钨 (WTe_2) 中的面内强各向异性的等离激元^[41,42]、拓扑绝缘体碲化铋 (Sb_2Te_3) 中的等离激元^[43-45]、薄层范德瓦耳斯材料中的超局域表面声子极化激元^[46]、单层黑磷和二硒化钨 (WSe_2) 中的激子极化激元^[47] 等. 这些材料中的极化激元同样吸引了研究者的兴趣, 但关于这些极化激元的扫描近场光学表征相对较少, 这些极化激元之间的耦合作用的研究还鲜有报道, 因此这里不对它们做进一步的展开讨论.

4 低维材料中极化激元的耦合

单一材料极化激元展现出的各方面的独特性质已经吸引了众多研究人员的目光, 而进一步将不同种材料进行转移堆叠组合成异质或者同质结构, 使其中的不同极化激元发生相互耦合, 则可以将这些性质各异的极化激元组合在一起以实现更加丰富的新奇功能. 系统地研究极化激元耦合的物理现象, 不仅有助于更深层次地理解材料的本征性质, 而且对未来的基于极化激元的新型纳米器件的设

计和实现有很大的促进作用.

4.1 等离激元-等离激元的耦合

4.1.1 石墨烯等离激元之间的耦合特性

等离激元当中最具代表性的当属石墨烯表面等离激元, 其一系列的优良性质, 如超高空间压缩比、波长电压可调、红外宽频响应等使得它在极化激元的研究中具有十分重要的价值. 而当两层石墨烯被纳米级厚度的介电层隔开垂直堆叠时, 可以预见其中的表面等离激元会发生显著的耦合相互作用, 形成全新的等离激元的传播模式. 2012年 Wang 课题组^[48] 从理论上研究了空间相隔一定距离的两层石墨烯之间的表面等离激元的耦合行为, 利用传统的波导理论计算出该体系下存在两种本征耦合模式, 分别为对称模式和反对称模式, 如图 4(a) 所示. 进一步的数值模拟表明, 对称模式的局域电场主要分布在两层石墨烯内部空间, 而反对称模式的局域电场主要分布在两层石墨烯的外侧, 这两种模式的电场强度均随着石墨烯间距的增大而急剧减小.

2021年, Shi 课题组^[49] 利用干法转移的技术制备了石墨烯/六方氮化硼/石墨烯 ($Gr/hBN/Gr$) 的异质结构, 对其中的等离激元的耦合进行了详细的研究, 如图 4(b)—图 4(e) 所示. 六方氮化硼作为

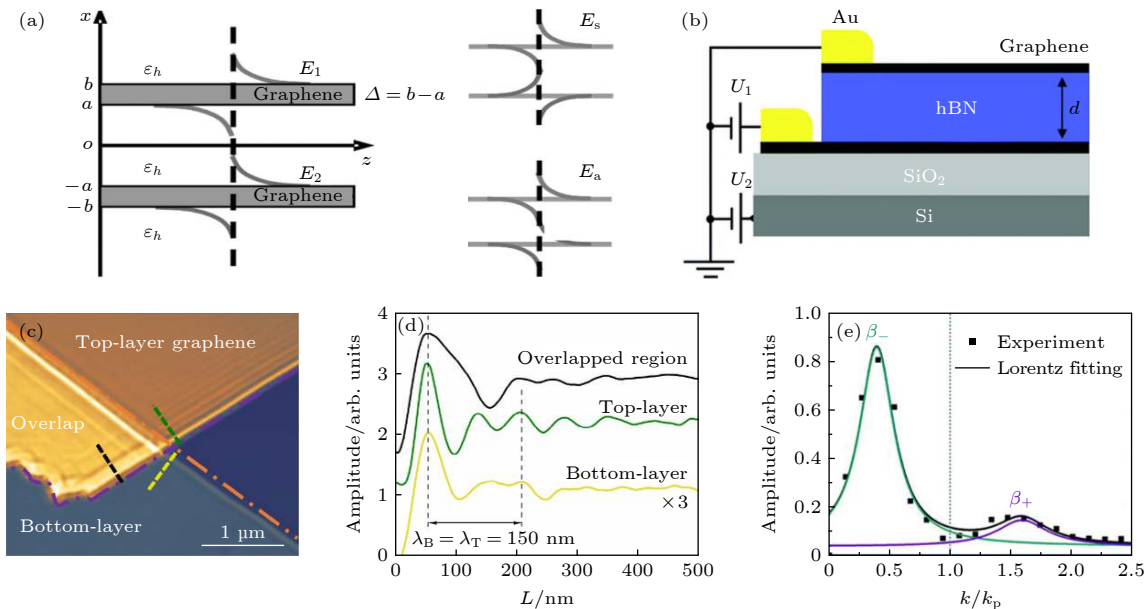


图 4 石墨烯中表面等离激元的耦合 (a) 表面等离激元耦合的示意图及电场分布^[48]; (b) 耦合器件的结构示意图; (c) 等离激元耦合模式的近场成像; (d) 不同区域的等离激元的振动曲线; (e) 等离激元耦合模式的傅里叶变换^[49] (出自文献 [48, 49], 已获得授权)

Fig. 4. Surface plasmon coupling in graphene: (a) Schematic of plasmon coupling and the electric field distribution^[48]; (b) device structure of the two graphene layers; (c) near-field infrared imaging of the interlayer-coupled plasmons; (d) plasmon line profiles extracted from different regions; (e) Fourier transform of the coupling modes^[49] (Reproduced with permission from Ref. [48, 49]).

良好的绝缘层及衬底可以显著提高石墨烯表面等离激元的质量,同时使用多个栅极独立调控上下两层石墨烯的费米能级,利用扫描近场光学显微镜激发并探测顶层石墨烯重叠区域中的等离激元,即可系统地研究耦合引起的石墨烯等离激元性质的变化.实验发现,耦合区域的等离激元与单层石墨烯的本征等离激元图案并不相同,表现为两种耦合模式叠加的复杂振荡波形.进一步的理论分析与计算表明,这两种模式即为 Wang 课题组^[48]预言的对称与反对称的传播模式.他们还进一步将实验与有限元模拟结合起来,深入研究了耦合距离及不同的波长对耦合强度的影响,系统地展现了该体系从强耦合到弱耦合的变化过程.

4.1.2 石墨烯-碳纳米管等离激元的耦合特性

一维金属性碳纳米管中的等离激元对应强关联体系中的电子集体激发,也被称为拉廷格液体等离激元,其波长只与电子费米速度及量子导电通道的数量有关.最近, Wang 课题组^[50]报道了一维碳纳米管和二维石墨烯中不同维度的等离激元之间

的耦合行为(图5),他们使用干法转移的技术制备了单壁碳纳米管/六方氮化硼/石墨烯/六方氮化硼的异质结构,石墨烯与碳纳米管之间2 nm厚的六方氮化硼可以在避免直接电荷转移的同时保持高效的电磁耦合.通过调节石墨烯中的载流子浓度调控耦合的强度,实验发现碳纳米管中等离激元的波长敏感地依赖于石墨烯的费米能级.理论计算与模拟表明,探测到这种变化的等离激元与耦合模式的其中一种模式相对应,通过耦合作用实现了金属性碳纳米管中等离激元的栅压调谐,具有约75%的波长调制能力.

不仅如此,石墨烯等离激元也可产生类似于电磁诱导透明现象的等离激元诱导透明(plasmon-induced transparency, PIT)的现象^[51].由于石墨烯等离激元的高可调控性,基于等离激元的PIT器件的性能显著优于传统金属的PIT器件^[52,53].另一方面,石墨烯等离激元纳米结构中的可调法诺共振现象也有报道^[54,55],基于这种物理现象制备的器件为未来可调谐元件的开发创造了新的可能.

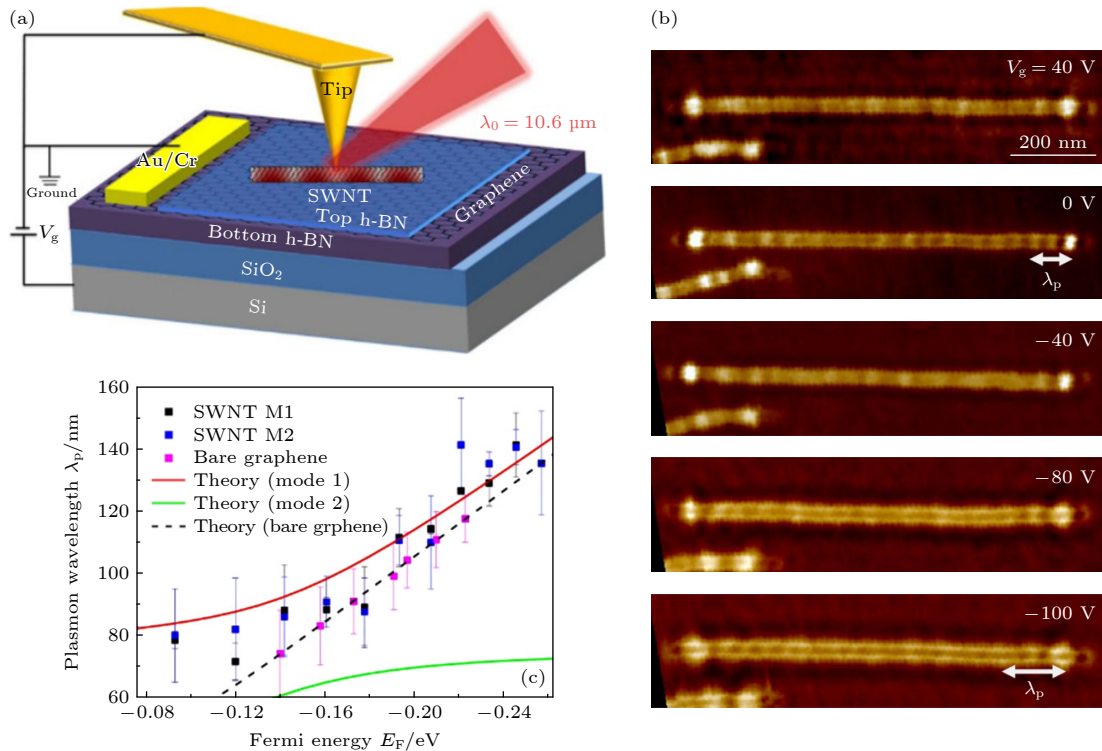


图5 碳纳米管与石墨烯等离激元的耦合^[50] (a) 耦合结构的示意图; (b) 碳纳米管等离激元的波长随石墨烯栅极电压变化的近场图像; (c) 这种不同维度的体系中等离激元耦合模式的理论计算与实验结果的对比(出自文献^[50],已获得授权)

Fig. 5. Plasmon coupling in a mixed-dimensional system between carbon nanotube (CNT) and graphene^[50]: (a) Schematic of CNT/hBN/graphene heterostructure; (b) near-field images of the plasmon wavelength in carbon nanotube varying with gate voltage applied to the graphene; (c) comparison between experimentally extracted gate-dependent plasmon wavelengths and theoretical calculation of the hybrid plasmon modes (Reproduced with permission from Ref. ^[50]).

4.2 等离激元-声子极化激元的耦合

4.2.1 石墨烯-六方氮化硼中等离激元与声子极化激元的耦合特性

当石墨烯与六方氮化硼组合成异质结时,在特定条件下石墨烯中的等离激元会与六方氮化硼中的声子极化激元发生耦合作用,形成等离-声子杂化激元. 2014年, Atwater 课题组^[56]利用远场光谱的方法研究了石墨烯/单层六方氮化硼异质结中的这种杂化激元模式. 他们将这种异质结刻蚀成不同宽度(30—300 nm)的条状纳米带使其形成条带状谐振器的结构. 实验发现,小模态体积的石墨烯等离激元会与高振荡强度的六方氮化硼纵向光学声子极化激元耦合形成两种明显分离的杂化模式,与单独的六方氮化硼只展现出 1370 cm^{-1} 的光学声子峰不同,该体系存在两组明显的光学模式,分别位于 1200 cm^{-1} 两侧. 低于 1200 cm^{-1} 的模式被认为是石墨烯等离激元与氧化硅声子耦合产生的,高于 1200 cm^{-1} 的模式则是石墨烯等离激元与六方氮化硼声子耦合产生的,而且石墨烯与六方氮化硼的耦合表现出反交叉的特征:波数低(高)的模式随着纳米带变窄(宽)而更靠近 1370 cm^{-1} .

2016年 Dai 课题组^[57]进一步研究了单层六方氮化硼面外横向光学(o-TO)声子与石墨烯等离激元的耦合作用. 他们首先利用傅里叶变换红外光谱发现石墨烯/六方氮化硼异质结构的反交叉能量中心位于 820 cm^{-1} ,正好对应于六方氮化硼的面外横向光学(o-TO)声子,而石墨烯/二氧化硅的反交叉能量中心则位于 809 cm^{-1} ,因此可以认为六方氮化硼隔绝了二氧化硅声子和石墨烯的作用,这一新的反交叉现象对应的模式即是面外横向光学(o-TO)声子与石墨烯等离激元的耦合模式. 他们进一步利用扫描近场光学显微镜对这种耦合形成的杂化激元模式进行了直接成像,实验结果与傅里叶变换红外光谱的数据及理论预测相一致,验证了前面关于耦合模式的推论. 而且因为单层六方氮化硼中的 o-TO 声子寿命非常长,所以这种耦合作用会显著提高石墨烯等离激元的寿命(最大约为 1.6 ps),通过调节纳米阵列器件的宽度和费米能级,可以对这种耦合作用进行进一步调控.

Basov 课题组^[58]在 2015 年报道了单层石墨烯的表面等离激元与六方氮化硼中的双曲声子极化激元发生耦合形成杂化激元的现象. 红外光谱测

量发现该体系的声子共振频率在 $746\text{—}819\text{ cm}^{-1}$ 和 $1370\text{—}1610\text{ cm}^{-1}$ 范围内均有明显的变化,而且在 $746\text{—}819\text{ cm}^{-1}$ 范围内受到了石墨烯极其显著的调制,共振峰相比本征六方氮化硼蓝移约 25 cm^{-1} . 进一步使用扫描近场光学显微镜对重叠区域传播的极化基元进行成像,通过对比异质结和单独六方氮化硼的极化激元条纹,他们发现在石墨烯的作用下会形成等离激元与声子极化激元耦合的杂化极化激元模式,而且通过栅极电压对石墨烯进行掺杂,杂化极化激元的强度和波长均会有显著的变化,同时由于六方氮化硼的声子极化激元在整个异质结中以波导的形式传播,改变六方氮化硼的厚度也能对杂化极化激元进行有效的调制.

4.2.2 银纳米线表面等离激元与六方氮化硼声子极化激元的耦合特性

金属银纳米线中的等离激元也能与六方氮化硼的声子极化激元发生显著的耦合相互作用,产生新奇的物理现象. 2020年, Shi 课题组^[59]报道了银纳米线与六方氮化硼形成的异质结构中的可调谐的切伦科夫辐射的现象(图 6). 切伦科夫辐射指的是带电粒子在介质中的运动速度超过光在其中的相速度时而辐射电磁波的现象. 他们使用沿银纳米线方向极化的激光激发其中沿着径向传播的一维等离激元,由于等离激元的波长大于声子极化激元的波长,即等离激元的相速度大于声子极化激元的相速度,当传播的一维等离激元激发六方氮化硼中的声子极化激元时,所得到的声子极化激元图案即是切伦科夫辐射的尾迹,声子极化激元的波前和银纳米线的夹角即为所谓的切伦科夫辐射角,类似于传统的超光速带电粒子产生切伦科夫辐射的体系(图 6(a)). 由于银纳米线的一维等离激元模式与激发光的偏振方向有很强的依赖性(平行纳米线的偏振光会激发沿着银纳米线相位发生变换的等离激元传播模式,而垂直纳米线的偏振光则会激发沿银纳米线没有相位变换等离激元驻波模式),因此可以通过调节激发光的偏振来实现该体系中的切伦科夫辐射开启和关闭. 他们还进一步探究了该切伦科夫辐射的角度及辐射效率的可调节性,得益于六方氮化硼的声子极化激元,可以通过改变激发光波长或者六方氮化硼厚度来调节,而声子极化激元的波长又会影响切伦科夫辐射角的大小,所以可以通过调节激发光波长和六方氮化硼的厚度在一定程度上调节辐射的角度(图 6(b));而且当改变激发

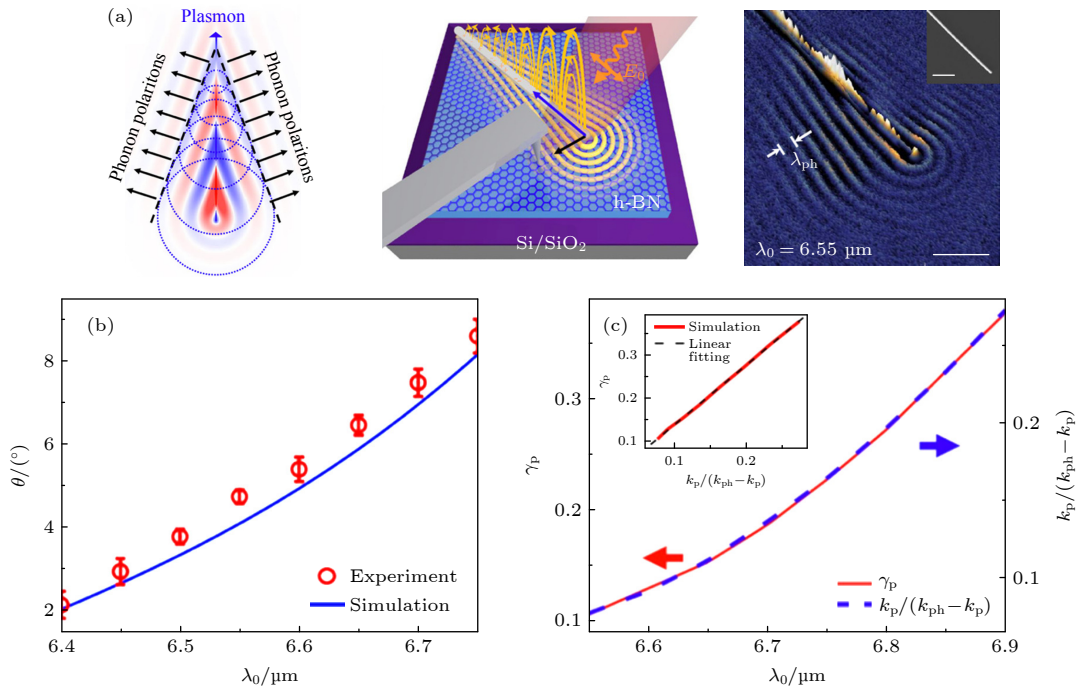


图 6 银纳米线/六方氮化硼中的等离激元与声子极化激元的耦合^[59] (a) 银纳米线和六方氮化硼异质结构形成切伦科夫辐射的近场红外成像 (标尺: $2\ \mu\text{m}$); (b) 辐射角度随激发光波长而变化的理论计算与实验结果的对比; (c) 等离激元的阻力系数以及等离激元与声子极化激元的相对动量失配随激发光波长的变化 (出自文献^[59], 已获得授权)

Fig. 6. Coupling between plasmon and phonon polariton in silver nanowire/boron nitride heterostructure^[59]: (a) Infrared nanoimaging of Cherenkov phonon polaritons in a silver nanowire and hexagonal boron nitride heterostructure (scale bar: $2\ \mu\text{m}$); (b) comparison between theoretical calculation and experimental results of radiation angle varying with excitation wavelength; (c) extracted plasmon damping ratio and the relative momentum mismatch between the plasmon and phonon polariton with the excitation wavelength (Reproduced with permission from Ref. ^[59]).

光波长时, 声子极化激元的动量与等离激元动量之间的相位匹配会发生改变, 使得对声子极化激元的激发效率发生变化, 从而改变切伦科夫辐射的效率 (图 6(c)).

4.3 声子极化激元-声子极化激元的耦合特性

寻找一种面内各向异性的极化激元材料一直是近场光学领域的重要研究方向, 超材料结构则是其中一种实现面内各向异性的方法. 它是一种纳米级的周期性阵列, 垂直和平行周期的方向上有着不同的介电函数, 导致这种结构有着双曲型或者椭圆形的色散曲线, 具有如局部态密度的宽带增强、亚衍射成像和负折射等各向异性超材料的新奇特征.

相比于密集周期性纳米带阵列人工超材料, α - MoO_3 天然即为面内各向异性的介电函数, 其中存在着面内双曲型的声子极化激元, 是研究面内各向异性极化激元物理现象的理想平台. Alù课题组^[60]通过机械转移的方法将两层

α - MoO_3 以不同的转角堆叠在一起, 计算显示, 由于两层材料的双曲型色散函数的耦合, 导致出现不同数量的曲线反交叉点, 当交叉点为 2 时, 体系表现为双曲性质, 当交叉点为 4 时, 表现为椭圆或者圆形的色散性质. 他们利用扫描近场光学显微镜对这种拓扑极化激元进行了实空间的成像, 结果表明两层 α - MoO_3 中的双曲型声子极化激元确实会发生强烈的耦合相互作用, 当转角为 0° 时, 整个体系依然表现为单层材料的双曲行为, 而当转角为 90° 时, 两个双曲型的色散曲线正交, 耦合形成圆形的各向同性色散行为, 而且随着角度的增加, 色散行为是逐渐由双曲过渡到椭圆最终变为圆形 (图 7^[61]). 相比于传统的各向同性的极化激元, 这种面内各向异性的声子极化激元具有高度准直、定向和无衍射的特征, 可以将能量集中在特定方向进行传输, 在未来的基于极化激元的信息传输方面有极大的应用潜力. 几乎在同一时间, Zheng 等^[61]、Chen 等^[62]和 Duane 等^[63]也报道了 α - MoO_3 中转角声子极化激元的耦合效应.

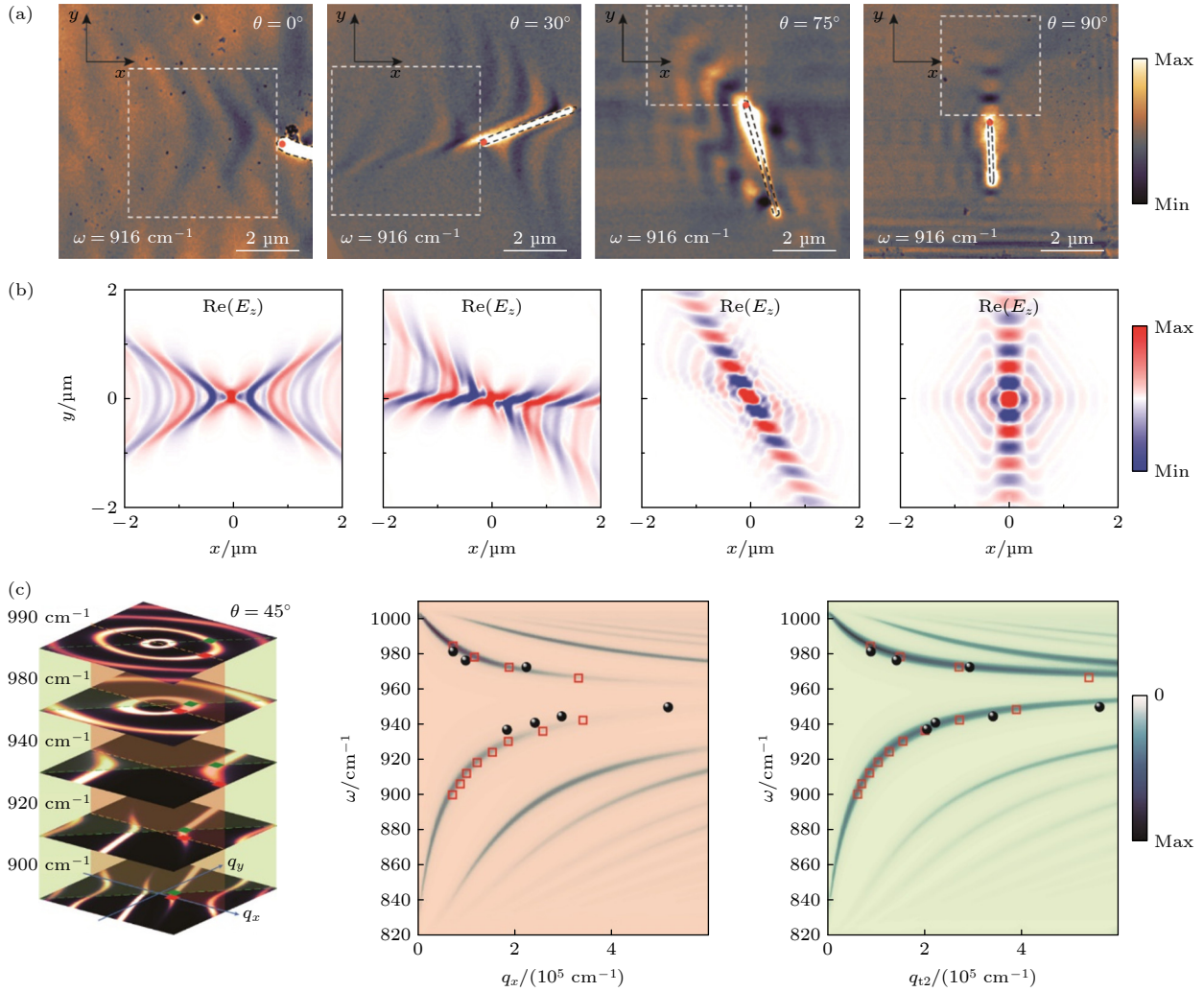


图 7 声子极化激元之间的耦合^[61] (a) 不同转角时声子极化激元耦合传播的近场成像; (b) 不同转角时的电场分布计算结果; (c) 声子极化激元的色散关系 (出自文献 [61], 已获得授权)

Fig. 7. Coupling between phonon polaritons^[61]: (a) Near field imaging of the propagation of the coupled phonon polariton at different angles; (b) calculation results of electric field distribution at different angles; (c) phonon polariton dispersion relations (Reproduced with permission from Ref. [61]).

4.4 声子极化激元-应力场的耦合

4.4.1 六方氮化硼中声子极化激元与应力场的耦合特性

应变在低维材料的体系中发挥着举足轻重的作用,因为它能调控低维材料的力学、电学及光学性质^[64],甚至可以诱导出结构相变.由于应变能够直接导致材料的晶格结构发生变化,而材料本征的声子模式与其晶格结构息息相关,当通过光学激发应变区域的声子极化激元时,应力场会与声子极化激元发生强烈的耦合,产生一些十分有趣的现象.

2019年,Shi课题组^[65]首次报道了六方氮化硼中的声子极化激元与应力场耦合的工作(图8).他们利用高温快速退火的方法在薄层六方氮化硼

中引入褶皱,褶皱末端的六方氮化硼内部存在局域的应力场,再利用扫描近场光学显微技术对该应力场区域的声子极化激元进行红外成像(图8(a)和图8(b)).该技术原理基于对应变导致材料声子频率移动引起的红外光学响应变化的探测.当材料某区域存在应变时,该区域的声子频率会发生蓝移(由压应变引起)或红移(由张应变引起),声子频率移动会导致其对该频率红外光的响应发生变化.他们发现对于不同的激发光频率,褶皱末端区域的近场响应有很大区别:当激发光频率为 1372 cm^{-1} 时(小于六方氮化硼TO声子频率 1378 cm^{-1}),褶皱末端表现出较弱的光学响应(暗斑);随着激发光频率的增加,该暗斑逐渐变亮,并最终在 1395 cm^{-1}

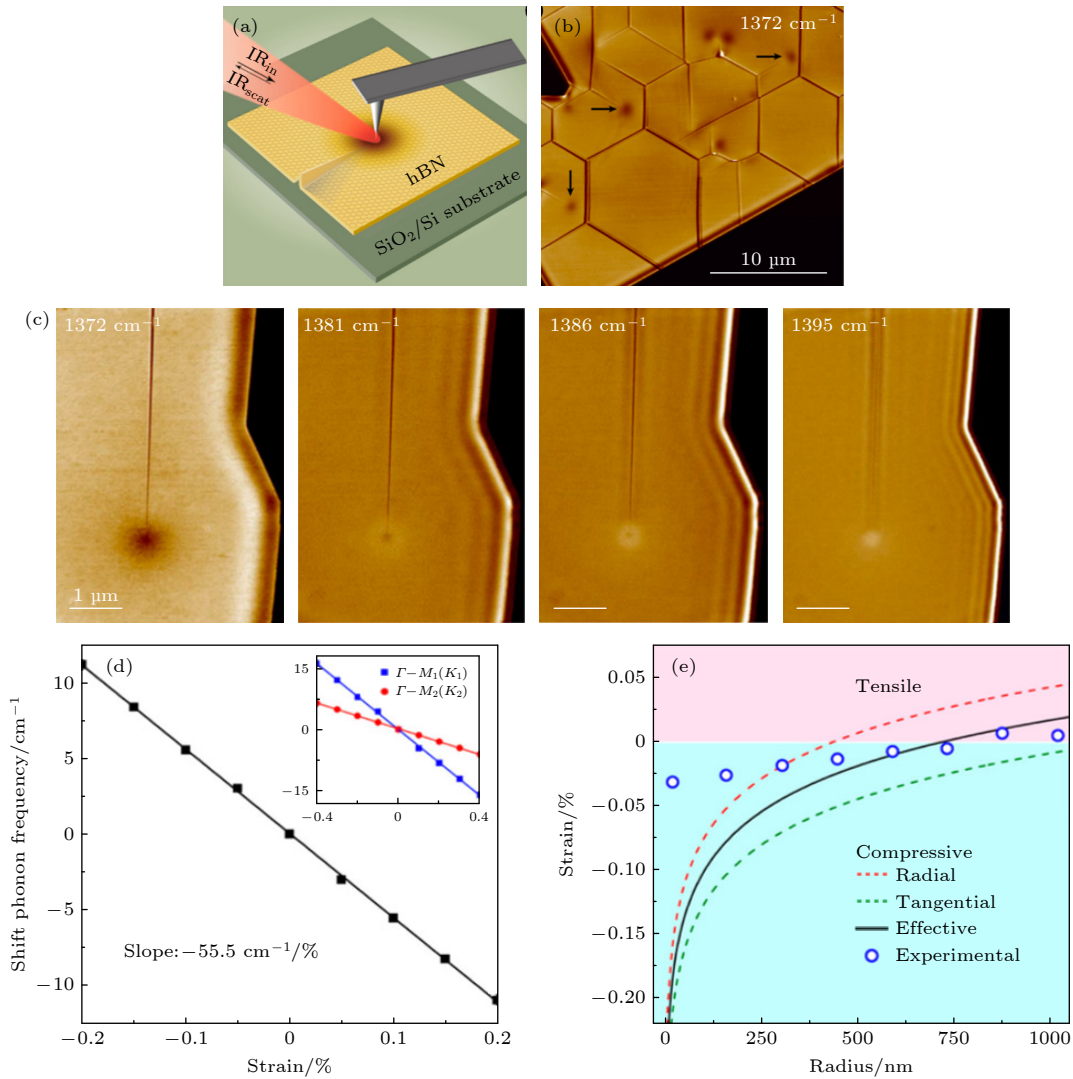


图 8 六方氮化硼声子极化激元与应力场的耦合^[65] (a) 近场探测六方氮化硼中局域应力的示意图; (b) 六方氮化硼中局域应力分布的近场成像; (c) 声子极化激元与局域应力场耦合导致应力区域的红外响应随探测频率而改变; (d) 六方氮化硼的声子共振频率随应力场强度的变化; (e) 沿不同方向的应力分布与褶皱半径的关系 (出自文献^[65], 已获得授权)

Fig. 8. Coupling between phonon polaritons and local strain in hexagonal boron nitride: (a) Schematic of the near-field detection of local strain in boron nitride^[65]; (b) near field imaging of the local strain distribution in boron nitride; (c) different infrared response of the local strain with frequency resulted by the coupling between phonon polaritons and local strain; (d) first-principles calculation results for the TO phonon frequency shift under an isotropic biaxial strain; (e) theoretical results of local strain distribution in radial and tangential directions with the wrinkle radius (Reproduced with permission from Ref. ^[65]).

频率下转变为一个亮斑 (图 8(c)). 材料的近场响应强度由针尖下方局部区域材料的介电函数决定, 该实验现象表明应变区的声子发生了蓝移 (对应压应变). 进一步通过理论模拟可以计算出氮化硼晶格常数每变化 1%, 其声子频率会移动 55.5 cm^{-1} (图 8(d)). 结合实验测得的声子频率的移动量, 可以精确求解出褶皱末端的应变大小 (见图 8(e)). 进一步的实验发现, 所测的近场红外响应还有来自声子极化激元的贡献: 当某处存在应变梯度时, 声子极化激元会发生反射并相干. 利用扫描近场光学显

微技术探测六方氮化硼中由声子极化激元与应力场的耦合而导致的红外光学响应的变化, 可以实现对其中的应力分布进行高精度的表征, 可检测最小约 0.01% 的局域应变. 这种利用声子极化激元与应力场的耦合进行红外近场扫描的方法可以用来精细表征极性二维材料中的局域应变.

4.4.2 双层石墨烯中声子极化激元与应力场的耦合特性

六方氮化硼是一种极性晶体, 其光学声子具有红外活性, 因此其中的声子极化激元与应力场的耦

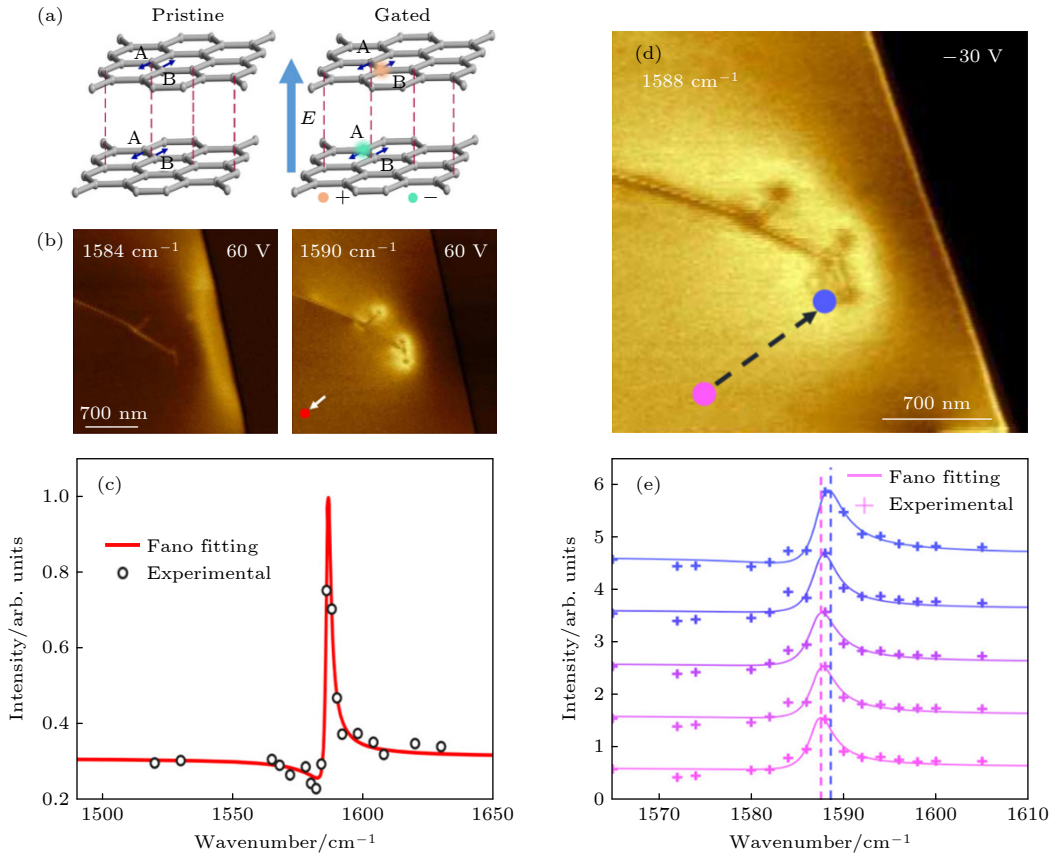


图9 双层石墨烯声子极化激元与应力场的耦合^[66] (a) 通过外加电场激活双层石墨烯的声子红外活性的示意图; (b) 声子极化激元与局域应力场耦合导致应力区域的红外响应随频率而变化; (c) 60 V 栅压下具有法诺线形的石墨烯声子响应; (d), (e) 声子与局域应力场耦合导致的声子共振频率的偏移 (出自文献^[66], 已获得授权)

Fig. 9. Coupling between phonon polaritons and local strain in bilayer graphene^[66]: (a) Schematic of the activation of phonon polariton in bilayer graphene by means of an external electric field; (b) different infrared response of the local strain with frequency resulted by the coupling between phonon polaritons and local strain; (c) graphene phonon response with Fano line shape at 60 V gate voltage; (d), (e) shift of phonon resonance frequency caused by the coupling of phonon polariton and local strain (Reproduced with permission from Ref. ^[66]).

合能直接被扫描近场光学显微镜探测到. 而对于非极性的晶体如双层石墨烯来说, 其光学声子在红外波段没有响应, 对于这种材料中声子极化激元与应力场耦合的探测则具有更大的挑战性. 最近, Shi 课题组^[66]对双层石墨烯中声子极化激元与应力场的耦合进行了详细的研究, 他们通过外加栅极电压的方法引入了一个垂直于双层石墨烯的纵向电场, 从而打破两层石墨烯之间的空间反演对称性, 引入电偶极矩, 使得双层石墨烯中非红外活性的声子转变为红外活性的声子 ($>1585 \text{ cm}^{-1}$), 如图 9(a) 所示. 然后同样利用扫描近场光学显微镜对机械剥离的双层石墨烯中天然存在应变的区域进行红外成像. 他们发现不同的应力场会导致双层石墨烯的声子共振频率发生蓝移 (压应变) 或者红移 (张应变), 进而引起近场响应中随激发光频率而

变化的光学衬度. 此外, 这种外电场激活的光学声子在与电子进行相互作用时会形成一个可调谐的法诺共振体系, 该体系中光学声子跃迁与电子跃迁的相干作用导致在红外光谱中能探测到一个斜率极高且不对称的法诺共振线形的声子峰 (图 9(c)), 而且利用这种法诺共振效应可以将局域应变的检测灵敏度提高至 0.002%. 图 9(d) 和图 9(e) 给出了从非应变区到应变区声子频率的移动. 该研究利用了声子极化激元与应力场以及自由电子耦合的法诺共振效应, 可以对非极性晶体中的局域应变进行纳米级高精度的表征, 为探测非极性材料中的局域应变提供了一种新的方法.

4.5 激子极化激元的耦合

除了上述介绍的几种典型极化激元的耦合

外, 激子极化激元的耦合也有着十分特殊的性质. 2017年 Park 课题组^[67]将表面等离激元与激子极化激元耦合起来, 极大地增强了单层二硒化钨中面外偶极子主导的跃迁, 由此在光致发光谱上探测到了材料的暗激子态. 最近, Lončar 课题组^[68]也报道了应变作用下自由激子的动力学过程, 在应变作用下, 暗激子光致发光峰的红移量高达 390 meV, 相当于无应力晶体带隙的 20%.

有关不同激子极化激元的文章一直在大量涌现, 但其耦合特性的报道还较少, 我们期待科研工作者在这方面的进一步研究.

5 总结与展望

空间限域强的纳米尺度极化激元作为低维材料的独特性质, 经过近十年的发展, 已经取得了一系列令人瞩目的成果, 并逐渐形成一门新兴的学科——极化激元纳米光学. 本文对低维材料中的典型极化激元及其耦合特性进行了系统的回顾. 首先简单回顾了扫描近场光学显微技术, 然后对几种典型的低维材料中的极化激元做了介绍, 紧接着对不同类型的极化激元之间的耦合以及极化激元与应力场的耦合特性进行了详细的解读, 包括耦合体系的构成、耦合作用的机理、耦合效应的新奇现象以及实际应用价值等.

低维材料极化激元的耦合不仅可以使整个体系拥有单一材料不具备的新奇物理性质, 而且为极化激元在将来纳米光子器件中的应用提供了可能的发展方向. 然而, 由于目前所研究的极化激元的低维材料的种类有限, 制备不同材料异质结耦合体系的技术难度较大, 关于低维材料中极化激元耦合特性的相关研究还处于起步阶段, 仍有许多值得进一步深入探究的地方. 未来关于低维材料极化激元及其耦合的研究可以从以下几个方面做进一步的探索:

1) 基于极化激元的纳米光子器件. 低维材料中的极化激元可以将自由空间光场的波长压缩为原来的 1/100, 从而使得制备小型化的光子器件成为可能, 如光学开关^[48,69,70]、电光调制器^[71–73]、极化激元光源^[74]、生物传感器^[75]等. 这种基于极化激元的纳米光子器件为当下半导体行业和集成电路行业提供了一个新的思路, 而极化激元之间的耦合更是丰富了器件的制备方法和性能调控的手段.

2) 人工结构及新型材料中极化激元的定向传输. 可以通过光学或者电学的方式来轻易调控低维材料极化激元的传输, 然而已发现的低维材料极化激元大都以球面波的方式向各个方向传播, 这就意味着其能量在传输过程中损耗较大, 不利于集中能量进行远距离的定向传输. 因此可以进一步开发新材料或者构建人工结构以实现高度各向异性的极化激元, 利用其进行基于极化激元的信息传输, 比如运用石墨烯纳米条带、氮化硼阵列等各向异性材料.

3) 局域应变的高灵敏探测. 在前面关于应力场与极化激元的耦合部分中介绍了两种典型材料中的声子极化激元与应力场的耦合导致声子共振频率发生偏移的现象, 从而对应力场的强度进行原位的表征^[65,66]. 激子极化激元同样也有类似的方式实现对应变的探测^[76], 借助激子极化激元与应力场的耦合特性还可实现对更多种低维晶体材料中纳米尺度应力分布进行高灵敏表征.

4) 其他维度极化激元的耦合. 目前极化激元的耦合研究主要集中在二维层状材料之间^[49,58,60], 或者是二维层状材料与一维材料之间^[50,59]. 由于可供研究的器件制备难度较大, 一维纳米材料体系中极化激元之间的耦合特性还鲜有报道. 我们期待未来材料制备技术和转移技术的提高使得研究更多低维材料极化激元耦合的丰富物理现象成为可能.

参考文献

- [1] Yankowitz M, Xue J, Cormode D, Sanchez-Yamagishi J D, Watanabe K, Taniguchi T, Jarillo-Herrero P, Jacquod P, LeRoy B J 2012 *Nat. Phys.* **8** 382
- [2] Yang W, Chen G, Shi Z, Liu C C, Zhang L, Xie G, Cheng M, Wang D, Yang R, Shi D, Watanabe K, Taniguchi T, Yao Y, Zhang Y, Zhang G 2013 *Nat. Mater.* **12** 792
- [3] Hunt B, Sanchez-Yamagishi J D, Young A F, Yankowitz M, LeRoy B J, Watanabe K, Taniguchi T, Moon P, Koshino M, Jarillo-Herrero P, Ashoori R C 2013 *Science* **340** 1427
- [4] Dean C R, Wang L, Maher P, Forsythe C, Ghahari F, Gao Y, Katoch J, Ishigami M, Moon P, Koshino M, Taniguchi T, Watanabe K, Shepard K L, Hone J, Kim P 2013 *Nature* **497** 598
- [5] Ponomarenko L A, Gorbachev R V, Yu G L, Elias D C, Jalil R, Patel A A, Mishchenko A, Mayorov A S, Woods C R, Wallbank J R, Mucha-Kruczynski M, Piot B A, Potemski M, Grigorieva I V, Novoselov K S, Guinea F, Fal'ko V I, Geim A K 2013 *Nature* **497** 594
- [6] Chen Z G, Shi Z, Yang W, Lu X, Lai Y, Yan H, Wang F, Zhang G, Li Z 2014 *Nat. Commun.* **5** 4461
- [7] Shi Z, Jin C, Yang W, Ju L, Horng J, Lu X, Bechtel H A, Martin M C, Fu D, Wu J, Watanabe K, Taniguchi T, Zhang

- Y, Bai X, Wang E, Zhang G, Wang F 2014 *Nat. Phys.* **10** 743
- [8] Ni G X, Wang H, Wu J S, Fei Z, Goldflam M D, Keilmann F, Özyilmaz B, Castro Neto A H, Xie X M, Fogler M M, Basov D N 2015 *Nat. Mater.* **14** 1217
- [9] Ribeiro-Palau R, Zhang C, Watanabe K, Taniguchi T, Hone J, Dean C R 2018 *Science* **361** 690
- [10] Cao Y, Fatemi V, Demir A, Fang S, Tomarken S L, Luo J Y, Sanchez-Yamagishi J D, Watanabe K, Taniguchi T, Kaxiras E, Ashoori R C, Jarillo-Herrero P 2018 *Nature* **556** 80
- [11] Cao Y, Fatemi V, Fang S, Watanabe K, Taniguchi T, Kaxiras E, Jarillo-Herrero P 2018 *Nature* **556** 43
- [12] Chen G, Jiang L, Wu S, Lyu B, Li H, Chittari B L, Watanabe K, Taniguchi T, Shi Z, Jung J, Zhang Y, Wang F 2019 *Nat. Phys.* **15** 237
- [13] Chen G, Sharpe A L, Gallagher P, Rosen I T, Fox E J, Jiang L, Lyu B, Li H, Watanabe K, Taniguchi T, Jung J, Shi Z, Goldhaber-Gordon D, Zhang Y, Wang F 2019 *Nature* **572** 215
- [14] Yankowitz M, Chen S, Polshyn H, Zhang Y, Watanabe K, Taniguchi T, Graf D, Young A F, Dean C R 2019 *Science* **363** 1059
- [15] Chen G, Sharpe A L, Fox E J, Zhang Y H, Wang S, Jiang L, Lyu B, Li H, Watanabe K, Taniguchi T, Shi Z, Senthil T, Goldhaber-Gordon D, Zhang Y, Wang F 2020 *Nature* **579** 56
- [16] Deng A, Hu C, Shen P, Chen J, Luo X, Lyu B, Watanabe K, Taniguchi T, Wang R, Liang Q, Ma J, Shi Z 2022 *Small* **18** e2105687
- [17] Hillenbrand R, Knoll B, Keilmann F 2001 *J. Microsc.* **202** 77
- [18] Basov D N, Fogler M M, García de Abajo F J 2016 *Science* **354** 1992
- [19] Low T, Chaves A, Caldwell J D, Kumar A, Fang N X, Avouris P, Heinz T F, Guinea F, Martin-Moreno L, Koppens F 2017 *Nat. Mater.* **16** 182
- [20] Zhang Q, Hu G, Ma W, Li P, Krasnok A, Hillenbrand R, Alù A, Qiu C W 2021 *Nature* **597** 187
- [21] Fei Z, Rodin A S, Andreev G O, Bao W, McLeod A S, Wagner M, Zhang L M, Zhao Z, Thiemens M, Dominguez G, Fogler M M, Castro Neto A H, Lau C N, Keilmann F, Basov D N 2012 *Nature* **487** 82
- [22] Chen J, Badioli M, Alonso-González P, Thongrattanasiri S, Huth F, Osmond J, Spasenović M, Centeno A, Pesquera A, Godignon P, Zurutuza Elorza A, Camara N, de Abajo F J G, Hillenbrand R, Koppens F H L 2012 *Nature* **487** 77
- [23] Ni G X, McLeod A S, Sun Z, Wang L, Xiong L, Post K W, Sunku S S, Jiang B Y, Hone J, Dean C R, Fogler M M, Basov D N 2018 *Nature* **557** 530
- [24] Zhao W, Zhao S, Li H, Wang S, Wang S, Utama M I B, Kahn S, Jiang Y, Xiao X, Yoo S, Watanabe K, Taniguchi T, Zettl A, Wang F 2021 *Nature* **594** 517
- [25] Dong Y, Xiong L, Phinney I Y, Sun Z, Jing R, McLeod A S, Zhang S, Liu S, Ruta F L, Gao H, Dong Z, Pan R, Edgar J H, Jarillo-Herrero P, Levitov L S, Millis A J, Fogler M M, Bandurin D A, Basov D N 2021 *Nature* **594** 513
- [26] Luttinger J M 1963 *J. Math. Phys.* **4** 1154
- [27] Voit J 1995 *Rep. Prog. Phys.* **58** 977
- [28] Kane C L, Fisher M P A 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 1220
- [29] Bockrath M, Cobden D H, Lu J, Rinzler A G, Smalley R E, Balents L, McEuen P L 1999 *Nature* **397** 598
- [30] Shi Z, Hong X, Bechtel H A, Zeng B, Martin M C, Watanabe K, Taniguchi T, Shen Y R, Wang F 2015 *Nat. Photonics* **9** 515
- [31] Kane C, Balents L, Fisher M P A 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 5086
- [32] Egger R, Gogolin A O 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 5082
- [33] Wang S, Zhao S, Shi Z, Wu F, Zhao Z, Jiang L, Watanabe K, Taniguchi T, Zettl A, Zhou C, Wang F 2020 *Nat. Mater.* **19** 986
- [34] Wang L, Lyu B, Gao Q, Chen J, Ying Z, Deng A, Shi Z 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 028101
- [35] Dai S, Fei Z, Ma Q, Rodin A S, Wagner M, McLeod A S, Liu M K, Gannett W, Regan W, Watanabe K, Taniguchi T, Thiemens M, Dominguez G, Neto A H C, Zettl A, Keilmann F, Jarillo-Herrero P, Fogler M M, Basov D N 2014 *Science* **343** 1125
- [36] Shi Z, Bechtel H A, Berweger S, Sun Y, Zeng B, Jin C, Chang H, Martin M C, Raschke M B, Wang F 2015 *ACS Photonics* **2** 790
- [37] Li P, Dolado I, Alfaro-Mozaz F J, Casanova F, Hueso L E, Liu S, Edgar J H, Nikitin A Y, Vélez S, Hillenbrand R 2018 *Science* **359** 892
- [38] Ni G, McLeod A S, Sun Z, Matson J R, Lo C F B, Rhodes D A, Ruta F L, Moore S L, Vitalone R A, Cusco R, Artús L, Xiong L, Dean C R, Hone J C, Millis A J, Fogler M M, Edgar J H, Caldwell J D, Basov D N 2021 *Nano Lett.* **21** 5767
- [39] Zheng Z, Chen J, Wang Y, Wang X, Chen X, Liu P, Xu J, Xie W, Chen H, Deng S, Xu N 2018 *Adv. Mater.* **30** 1705318
- [40] Ma W, Alonso-González P, Li S, Nikitin A Y, Yuan J, Martín-Sánchez J, Taboada-Gutiérrez J, Amenabar I, Li P, Vélez S, Tollan C, Dai Z, Zhang Y, Sriram S, Kalantar-Zadeh K, Lee S T, Hillenbrand R, Bao Q 2018 *Nature* **562** 557
- [41] Low T, Roldán R, Wang H, Xia F, Avouris P, Moreno L M, Guinea F 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 106802
- [42] Wang C, Huang S, Xing Q, Xie Y, Song C, Wang F, Yan H 2020 *Nat. Commun.* **11** 1158
- [43] Lu H, Dai S, Yue Z, Fan Y, Cheng H, Di J, Mao D, Li E, Mei T, Zhao J 2019 *Nanoscale* **11** 4759
- [44] Lu H, Yue Z, Li Y, Zhang Y, Zhang M, Zeng W, Gan X, Mao D, Xiao F, Mei T, Zhao W, Wang X, Gu M, Zhao J 2020 *Light: Science & Applications* **9** 191
- [45] Yue Z, Ren H, Wei S, Lin J, Gu M 2018 *Nat. Commun.* **9** 4413
- [46] Dubrovkin A M, Qiang B, Krishnamoorthy H N S, Zheludev N I, Wang Q J 2018 *Nat. Commun.* **9** 1762
- [47] Fei Z, Scott M E, Gosztola D J, Foley J J, Yan J, Mandrus D G, Wen H, Zhou P, Zhang D W, Sun Y, Guest J R, Gray S K, Bao W, Wiederrecht G P, Xu X 2016 *Phys. Rev. B* **94** 081402
- [48] Wang B, Zhang X, Yuan X, Teng J 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 131111
- [49] Hu C, Deng A, Shen P, Luo X, Zhou X, Wu T, Huang X, Dong Y, Watanabe K, Taniguchi T, Xie G B, Li X J, Liang Q, Shi Z W 2021 *Nanoscale* **13** 14628
- [50] Wang S, Yoo S, Zhao S, Zhao W, Kahn S, Cui D, Wu F, Jiang L, Utama M I B, Li H, Li S, Zibrov A, Regan E, Wang D, Zhang Z, Watanabe K, Taniguchi T, Zhou C, Wang F 2021 *Nat. Commun.* **12** 5039
- [51] Wang Y, Xue C, Zhang Z, Zheng H, Zhang W, Yan S 2016 *Sci. Rep.* **6** 38891
- [52] Yan X, Wang T, Xiao S, Liu T, Hou H, Cheng L, Jiang X 2017 *Sci. Rep.* **7** 13917
- [53] Sun C, Dong Z, Si J, Deng X 2017 *Opt. Express* **25** 1242
- [54] Emani N K, Chung T F, Kildishev A V, Shalaev V M, Chen Y P, Boltasseva A 2014 *Nano Lett.* **14** 78
- [55] Chen Z X, Chen J H, Wu Z J, Hu W, Zhang X J, Lu Y Q 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 161114
- [56] Brar V W, Jang M S, Sherrott M, Kim S, Lopez J J, Kim L B, Choi M, Atwater H 2014 *Nano Lett.* **14** 3876

- [57] Yang X, Zhai F, Hu H, Hu D, Liu R, Zhang S, Sun M, Sun Z, Chen J, Dai Q 2016 *Adv. Mater.* **28** 2931
- [58] Dai S, Ma Q, Liu M K, Andersen T, Fei Z, Goldflam M D, Wagner M, Watanabe K, Taniguchi T, Thiemens M, Keilmann F, Janssen G C, Zhu S E, Jarillo-Herrero P, Fogler M M, Basov D N 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 682
- [59] Zhang Y, Hu C, Lyu B, Li H, Ying Z, Wang L, Deng A, Luo X, Gao Q, Chen J, Du J, Shen P, Watanabe K, Taniguchi T, Kang J H, Wang F, Zhang Y, Shi Z W 2020 *Nano Lett.* **20** 2770
- [60] Hu G, Ou Q, Si G, Wu Y, Wu J, Dai Z, Krasnok A, Mazor Y, Zhang Q, Bao Q, Qiu C-W, Alù A 2020 *Nature* **582** 209
- [61] Zheng Z, Sun F, Huang W, Jiang J, Zhan R, Ke Y, Chen H, Deng S 2020 *Nano Lett.* **20** 5301
- [62] Chen M, Lin X, Dinh T H, Zheng Z, Shen J, Ma Q, Chen H, Jarillo-Herrero P, Dai S 2020 *Nat. Mater.* **19** 1307
- [63] Duan J, Capote-Robayna N, Taboada-Gutiérrez J, Álvarez-Pérez G, Prieto I, Martín-Sánchez J, Nikitin A Y, Alonso-González P 2020 *Nano Lett.* **20** 5323
- [64] Zhao X Y, Huang J H, Zhuo Z Y, Xue Y Z, Ding K, Dou X M, Liu J, Sun B Q 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 044204
- [65] Lyu B, Li H, Jiang L, Shan W, Hu C, Deng A, Ying Z, Wang L, Zhang Y, Bechtel H A, Martin M C, Taniguchi T, Watanabe K, Luo W, Wang F, Shi Z W 2019 *Nano Lett.* **19** 1982
- [66] Du J, Lyu B, Shan W, Chen J, Zhou X, Xie J, Deng A, Hu C, Liang Q, Xie G, Li X J, Luo W D, Shi Z W 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 056301
- [67] Zhou Y, Scuri G, Wild D S, High A A, Dibos A, Jauregui L A, Shu C, De Greve K, Pistunova K, Joe A Y, Taniguchi T, Watanabe K, Kim P, Lukin M D, Park H 2017 *Nat. Nanotechnol.* **12** 856
- [68] Gelly R J, Renaud D, Liao X, Pingault B, Bogdanovic S, Scuri G, Watanabe K, Taniguchi T, Urbaszek B, Park H, Lončar M 2022 *Nat. Commun.* **13** 232
- [69] Ni G X, Wang L, Goldflam M D, Wagner M, Fei Z, McLeod A S, Liu M K, Keilmann F, Özyilmaz B, Castro Neto A H, Hone J, Fogler M M, Basov D N 2016 *Nat. Photonics* **10** 244
- [70] Huber M A, Mooshammer F, Plankl M, Viti L, Sandner F, Kastner L Z, Frank T, Fabian J, Vitiello M S, Cocker T L, Huber R 2017 *Nat. Nanotechnol.* **12** 207
- [71] Liu M, Yin X, Ulin-Avila E, Geng B, Zentgraf T, Ju L, Wang F, Zhang X 2011 *Nature* **474** 64
- [72] Phare C T, Daniel Lee Y H, Cardenas J, Lipson M 2015 *Nat. Photonics* **9** 511
- [73] Ansell D, Radko I P, Han Z, Rodriguez F J, Bozhevolnyi S I, Grigorenko A N 2015 *Nat. Commun.* **6** 8846
- [74] Wong L J, Kaminer I, Ilic O, Joannopoulos J D, Soljačić M 2016 *Nat. Photonics* **10** 46
- [75] Rodrigo D, Limaj O, Janner D, Etezadi D, García de Abajo F J, Pruneri V, Altug H 2015 *Science* **349** 165
- [76] Chand S B, Woods J M, Mejia E, Taniguchi T, Watanabe K, Grosso G 2022 *Nano Lett.* **22** 3087

SPECIAL TOPIC—Novel properties of low-dimensional materials

Polaritons in low-dimensional materials and their coupling characteristics*

Ma Sai-Qun # Deng Ao-Lin # Lü Bo-Sai Hu Cheng Shi Zhi-Wen †

(*Key Laboratory of Artificial Structures and Quantum Control, School of Physics and Astronomy,
Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

(Received 14 February 2022; revised manuscript received 15 April 2022)

Abstract

Polaritons, i.e. new collective modes formed by the strong coupling between light and electrons, phonons, excitons, or magnons in matter, have recently received extensive attention. Polaritons in low-dimensional materials exhibit strong spatial confinement, high quality factor, and gate-tunability. Typical examples include gate-tunable graphene surface plasmon polaritons, high-quality hyperbolic phonon polaritons in hexagonal boron nitride, topological phonon polaritons in α -MoO₃, and one-dimensional Luttinger-liquid plasmon polaritons in carbon nanotubes. These unique properties make polaritons an excellent candidate for future nano-photonics devices. Further, these polaritons can significantly interact with each other, resulting in a variety of polariton-polariton coupling phenomena, greatly expanding their applications. In this review paper, we first introduce scanning near-field optical microscopy, i.e. the technique used to probe polaritons in low-dimensional materials, then give a brief introduction to the basic properties of polaritons. Next, we discuss in detail the coupling behavior between various polaritons. Finally, potential applications of polaritons coupling are proposed.

Keywords: polaritons, low-dimensional materials, coupling behavior, scanning near-field optical spectroscopy

PACS: 71.36.+c, 07.79.Fc

DOI: [10.7498/aps.71.20220272](https://doi.org/10.7498/aps.71.20220272)

* Project supported by the Open Research Fund of Songshan Lake Materials Laboratory, China (Grant No. 2021SLABFK07) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12074244).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: zwshi@sjtu.edu.cn