

# 硕士学位论文

## <sup>11</sup>B 富集的六方氮化硼声子极化激元的近场 <u>光学性质及调控研究</u>

作者姓名:	王露	_
指导教师:	陈佳宁 研究员	_
学位类别:	理学硕士	-
学科专业:	光学	-
培养单位:	中国科学院物理研究所	

2020年6月

## **Research on near-field optical properties and manipulation of Phonon Polaritons in <sup>11</sup>B enriched Hexagonal Boron Nitride**

A thesis submitted to

**University of Chinese Academy of Sciences** 

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

**Master of Natural Science** 

in Optics

By

## Lu Wang

Supervisor: Prof. Jianing Chen

**Institute of Physics** 

**Chinese Academy of Sciences** 

June 2020

## 中国科学院大学

## 研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明:所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作 所取得的成果。尽我所知,除文中已经注明引用的内容外,本论文不包含任何其 他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献 的其他个人和集体,均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名:

日 期:

## 中国科学院大学

## 学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定,即中 国科学院有权保留送交学位论文的副本,允许该论文被查阅,可以按照学术研究 公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容,可以采用影印、 缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者	签名:	导师	签名 <b>:</b>
日	期:	日	期:

## 摘要

声子极化激元是极性晶体中光子和声子耦合产生的集体电磁震荡。声子极化 激元有许多出色的性质,例如强的电磁场局域,长距离传播和低损耗等,因此在 亚衍射聚焦以及生物传感等领域有着广泛的应用。六方氮化硼支持两种类型的双 曲线型声子极化激元,其强电磁场局域和低传播损耗的特性已被提出,并在纳米 光子学中有丰富的应用。散射式扫描近场光学显微镜能突破衍射极限,其空间分 辨率可达到纳米量级,可以在实空间对声子极化激元进行成像,是研究二维材料、 纳米光子学以及声子极化激元等领域不可或缺的表征手段。目前对声子极化激元 的研究主要聚焦在氮化硼中的双曲线型声子极化激元。

六方氮化硼是一种典型的各向异性的范德瓦尔斯材料,其平面内和平面外的 介电常数在两个声子频率范围内异号,这两个频率范围被称为剩余射线谱带。氮 化硼在这两个频率范围内的色散关系是两种不同类型的双曲线型,因此,氮化硼 支持两种类型的声子极化激元。在之前的研究中,利用竖直偏振(P-pol)入射激 光的散射式扫描近场光学显微镜(s-SNOM)对氮化硼边界处声子极化激元进行 实空间成像时,会同时包含针尖激发和边界激发的两种声子极化激元模式,但边 界激发声子极化激元的效率很低,难以被观察到。氮化硼声子极化激元相较石墨 烯等离激元而言,有更长的存在寿命,传播距离,这对基于极化激元的纳米光子 器件是有益的,但氮化硼是绝缘材料,声子极化激元的调控手段有限。

在本论文中,我们利用散射式扫描近场光学显微镜和入射光偏振控制的手段, 结合实验和数值模拟的方法,系统地研究了天然氮化硼(具有自然同位素比例的 硼元素)和<sup>11</sup>B同位素富集的氮化硼(<sup>11</sup>B元素占比 99.2%)两种材料中声子极 化激元的近场光学性质。实验中观测到同位素富集氮化硼中的声子极化激元表现 出更大的品质因子和更长的传播距离。通过旋转入射光的偏振方向,我们在实验 上成功地抑制了声子极化激元的针尖激发模式,利用散射式扫描近场光学显微镜 直接观察到边界激发的声子极化激元,发现氮化硼边界激发的固有声子极化激元 是传播型,由氮化硼边界激发并向氮化硼内部传播。在入射光是水平偏振(S-pol) 的情况下,边界激发声子极化激元的近场电场强度依赖于夹角β(入射电场方向 与氮化硼边界的夹角)。结合数值模拟,我们得出相应的依赖关系式是正弦函数,

Ι

即: *E<sub>edge</sub>* ∝ |*sin*β|,即在氮化硼平面内只有垂直边界的电场分量才能激发边界 模式的声子极化激元。并且,在相同的测量条件下,同位素富集氮化硼中边界激 发的声子极化激元的近场电场强度比天然氮化硼中的边界激发的声子极化激元 的近场电场强度提高了 10%。

综上所述,我们的研究表明,硼同位素富集的方法可以有效的减小声子极化 激元的衰减因子,并且我们提供了一种对氮化硼声子极化激元激发和其电场分布 的有效调控方式,这对开发基于声子极化激元的纳米光子应用是有益的。

关键词:氮化硼,声子极化激元,低损耗,同位素富集,调控

### Abstract

Phonon polaritons (PP) are novel quasiparticles formed by coupled collective excitations between photons and phonons in crystals. Phonon polaritons have many excellent properties, such as strong field confinement, long propagation distance and low loss. Therefore, phonon polaritons have wide applications in fields of subdiffractive focusing and biosensors. Hexagonal boron nitride (hBN) supports two types of hyperbolic phonon polaritons (HPPs), whose strong electromagnetic field confinement and low propagation loss properties have been proposed for various applications in nanophotonics. Scattering-type scanning near-field optical microscopy (s-SNOM) can overcome the diffraction limit and achieve spatial resolution on the order of nanometers, which has been widely used to achieve real space images of phonon polaritons.

Hexagonal boron nitride (hBN) is a representative van der Waals (vdW) material. The real part of the in-plane and out-of-plane dielectric constant along orthogonal crystal axes have opposite signs in two frequency bands, which are called Reststrahlen bands. In these two bands, the dispersion relation of hBN are two different types of hyperboloid, which makes it possible to support hyperbolic phonon polaritons. Conventionally, real-space imaging of HPPs by s-SNOM with vertical polarized laser excitation contains both tip and edge launched polariton modes. But edge-excited HPPs is too low to be observed, therefore, it is not the main research object. Compared with the plasmon in graphene, HPPs in hBN has a longer lifetime and a longer propagation distance, which is beneficial for polaritons-based nanophotonic devices. However, hBN is an insulator material, which restricts manipulation methods of HPPs.

In this work, we symmetrically studied the tip and edge excited HPPs in both the natural distribution of boron isotopes (Natural hBN) and <sup>11</sup>B isotope-enriched boron nitride (99.2% <sup>11</sup>B hBN). Using s-SNOM with polarization control of the incident light and numerical simulation methods, the near-field optical properties of phonon polariton in two kinds of hBN were systematically studied. The intrinsic HPPs in the 99.2%<sup>11</sup>B hBN exhibits a smaller damping rate and longer propagation length than that in the natural hBN. We experimentally realize a tuning from a tip-lanching to an edge-launching HPPs by rotating the polarization of the incident light and directly observed edge lanuched HPPs. The intrinsic HPPs excited by the hBN edge is a propagation wave,

which is excited by the edge of hBN and propagates inward. The near-field electric field intensity (NEFI) of edge-excited HPPs depends on the  $\beta$ , which is the angle between the hBN edge and the projective direction of the incident electric field on hBN plane under an *s*-polarized incident light. Combined with numerical simulation, we revealed that HPPs can be launched only by the component of the electric field that is vertical to the hBN edge, therefore, the NEFI of edge-excited HPPs and the angle  $\beta$  present a sine function relationship as  $E_{edge} \propto |\sin \beta|$ . The NEFI of edge-excited HPPs in 99.2% <sup>11</sup>B hBN shows a 10% enhancement compared to natural hBN under same experimental conditions.

In summary, our findings demonstrate an effective approach to reduce phonon polaritons damping and manipulate phonon polaritons excitation in the hBN, which are beneficial for developing HPPs-based nanophotonic applications.

Key Words: Hexagonal boron nitride, Phonon polaritons, Low-loss, isotope enrichment, Manipulation

目	录	

摘 要		I
ABSTRA	ACT	III
目 录		V
引 言		1
第1章	二维原子晶体中的极化激元	3
1.1 =	维原子晶体概述	3
1.2 极 <sup>·</sup>	化激元学概述	5
1.3 石	墨烯表面等离极化激元	7
1.4 氮	化硼声子极化激元	10
1.5 本語	章小结	14
第2章	近场光学成像系统简介	17
2.1 近	场光学概述	17
2.2 近	场光学成像原理	17
2.3 扫	描近场光学显微镜简介	18
2.3.1	孔径型扫描近场光学显微镜	19
2.3.2	无孔型扫描近场光学显微镜	19
2.3.3	针尖—孔径型扫描近场光学显微镜	21
2.4 近	场光学成像技术的应用	21
2.5 本	章小结	23
第3章	氮化硼声子极化激元性质的研究	25
3.1 研究	究背景	25
3.2 样	品制备及表征	25
3.2.1	氮化硼样品的制备	25
3.2.2	氮化硼样品的形貌表征	25
3.2.3	氮化硼样品的拉曼表征	26
3.2.4	氮化硼样品的近场光学成像	27
3.2.5	氮化硼样品的纳米傅里叶变换红外光谱表征	29
3.3 天	然(99. 2% <sup>11</sup> B 富集)氮化硼声子极化激元色散关系	31
3.4 天會	然(99. 2% <sup>11</sup> B 富集)氮化硼声子极化激元品质因子和传播距离	33

<ul> <li>第4章氮化硼边界激发声子极化激元及调控</li></ul>	36
<ul> <li>4.1 研究背景</li> <li>4.2 入射光偏振调控</li> <li>4.3 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发声子极化激元的近场成像</li> <li>4.4 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发模式的数值模拟</li></ul>	37
<ul> <li>4.2 入射光偏振调控</li> <li>4.3 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发声子极化激元的近场成像</li> <li>4.4 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发模式的数值模拟</li></ul>	37
<ul> <li>4.3 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发声子极化激元的近场成像</li> <li>4.4 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发模式的数值模拟</li> <li>4.5 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发模式的定量分析</li></ul>	37
<ul> <li>4.4 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发模式的数值模拟</li> <li>4.5 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发模式的定量分析</li> <li>4.5.1 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发声子极化激元的传播衰减.</li> <li>4.5.2 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发效率的调控</li> <li>4.6 本章小结</li> <li>第 5 章 总结与展望</li></ul>	38
<ul> <li>4.5 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发模式的定量分析</li> <li>4.5.1 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发声子极化激元的传播衰减.</li> <li>4.5.2 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发效率的调控</li> <li>4.6 本章小结</li> <li>第 5 章 总结与展望</li></ul>	41
<ul> <li>4.5.1 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发声子极化激元的传播衰减.</li> <li>4.5.2 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发效率的调控</li> <li>4.6 本章小结</li> <li>第 5 章 总结与展望</li></ul>	43
<ul> <li>4.5.2 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发效率的调控</li> <li>4.6 本章小结</li> <li>第 5 章 总结与展望</li></ul>	43
4.6 本章小结 第 5 章 总结与展望	44
第 5 章 总结与展望	46
	49
参考又噷	51
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果	57
致 谢	59

图	1.1	不同种类的二维材料4
图	1.2	范德瓦尔斯异质结5
图	1.3	二维材料中的极化激元6
图	1.4	石墨烯等离极化激元的调控8
图	1.5	石墨烯及其等离极化激元的应用9
图	1.6	氮化硼中的声子极化激元11
图	1.7	氮化硼声子极化激元的应用12
图	1.8	氮化硼声子极化激元的调控13
图	1.9	氮化硼声子极化激元的不同激发模式14
图	2.1	两种常见的扫描近场光学显微镜19
图	2.2	两种无孔型扫描近场光学显微镜21
图	2.3	近场光学成像技术在物质鉴定方面的应用22
图	2.4	近场光学显微镜在成像方面的应用23
图	3.1	氮化硼样品的形貌图
图	3.2	天然氮化硼和 99.2% <sup>11</sup> B 富集氮化硼的拉曼光谱27
图	3.3	实验示意图以及声子极化激元的近场成像
图	3.4	氮化硼声子极化激元的纳米傅里叶变换红外光谱
图	3.5	介电常数实部
图	3.6	氮化硼声子极化激元的色散关系
图	3.7	在二氧化硅衬底上具有相同的 80 nm 厚度的天然(99.2% <sup>11</sup> B 富集)氮
化	淜反	射率 rp 虚部最大值
图	3.8	氮化硼声子极化激元的品质因子和传播距离34
图	3.9	99.2% <sup>11</sup> B富集的氮化硼声子极化激元的品质因子和传播距离35
图	4.1	氮化硼边界激发声子极化激元的近场光学成像
图	4.2	S 偏振下,不同β夹角时天然(99.2% <sup>11</sup> B富集)氮化硼声子极化激元实
空	间成	像40
图	4.3	S 偏振下,模拟不同β夹角时天然(99.2% <sup>11</sup> B富集)氮化硼边界激发声
子	极化	激元 z 方向电场强度分布42
图	4.4	实验振幅分布和理论拟合43
图	4.5	氮化硼声子极化激元激发强度角度依赖性45

## 引 言

眼睛是我们人类感知事物的重要工具,而要能做到睁眼看世界,光是必不可 少的条件,眼睛则是一个可以感知光线的器官。许慎在《说文解字》中说:"从 火在人上,光明意也。"光,明也,这形象的说明了光的重要意义。人类早在 2000 多年前就对光进行研究,最初的目的是为了能回答看到周围物体这一现象。在中 国,公元前 400 年,《墨经》记录了最早的光学知识,包括影子的定义和生成, 小孔成像,光的直线传播等<sup>[1]</sup>。"影移金岫北,光断玉门前。"这是出自唐代卢照 邻《关山月》中的一句,短短的一句话中包含了光沿直线传播和光会发生反射两 种物理现象。

我们现在所说的光学是广义的,包括传统的几何光学,波动光学,近场光学 等电磁波理论,其中近场光学是现代光学中一个蓬勃发展的新领域。光与物质发 生,散射,反射等相互作用。光子也会和物质中的载流子,声子等准粒子耦合形 成新的准粒子,称为极化激元。与传统贵金属中的等离极化激元相比,二维材料 中的极化激元具有更强的局域性和更低的损耗,通过近场光学显微镜则可以观察 到多种类型的极化激元。其中,光子和极性晶体中的光学声子相互作用形成的耦 合振荡称为声子极化激元<sup>[2]</sup>。

氮化硼是一种具有各向异性介电常数的二维材料,其面内和面外介电常数在 剩余射线带异号,相应的色散关系是双曲线型,所以氮化硼可以支持两种类型的 声子极化激元。氮化硼中的声子极化激元和石墨烯中的等离极化激元相比,拥有 更长的寿命,传播距离和品质因子。然而,氮化硼是一种绝缘材料,因此声子极 化激元的调控手段有限。在之前的研究中,科学家们发现在散射式扫描近场光学 显微镜中观察到的氮化硼边界处的声子极化激元同时包含针尖激发和边界激发 两种模式类型<sup>[3]</sup>;在氮化硼/石墨烯异质结<sup>[4]</sup>中观察到衰减因子较小的杂化极化激 元;此外,同位素富集氮化硼<sup>[5]</sup>中观察到的声子极化激元有更低的传播损耗;并 且可以利用氮化硼中的褶皱直接激发非干涉型的声子极化激元<sup>[6]</sup>,这些研究开启 了声子极化激元研究的新思路。

本论文研究目的是探究天然氮化硼和同位素富集氮化硼针尖(边界)激发的 声子极化激元的近场光学性质,试图直接观察到氮化硼边界激发的非干涉型声子

1

极化激元,并探究氮化硼声子极化激元的可操控性。实验上,我们利用散射式扫 描近场光学显微镜对天然氮化硼和同位素富集氮化硼中的声子极化激元进行实 空间成像,理论上则利用了有限元软件 Comsol 进行数值模拟。我们对天然氮化 硼和同位素富集氮化硼中的声子极化激元进行了系统地研究,分析讨论了两种氮 化硼声子极化激元的近场光学性质,并结合数值模拟给出了相应的理论解释,提 出了一种对氮化硼声子极化激元激发和其近场电场强度控制的有效操控方式,这 对未来开发基于声子极化激元的纳米光子应用是有益的。

论文主要从以下几个部分对研究工作进行展开讨论:第一章简单地介绍了二 维原子晶体,引入极化激元的基本概念和性质,介绍常见的几种极化激元以及相 关应用;第二章主要介绍了实验部分所用到的近场光学成像系统,重点介绍了扫 描近场光学显微镜;第三章介绍了天然氮化硼和同位素富集氮化硼中声子极化激 元的近场成像,并分析比较了同位素富集对声子极化激元的影响;第四章提出了 一种抑制氮化硼声子极化激元针尖激发模式的方法,通过旋转入射光的偏振方向, 成功在实验上直接观察到由氮化硼边界激发的声子极化激元,并结合数值模拟的 方法讨论了边界激发声子极化激元的近场电场强度。最后,我们在第五章对本论 文的研究工作进行了总结,回顾了本工作的亮点和研究意义,并提出了几点对未 来研究工作的展望。

## 第1章 二维原子晶体中的极化激元

光学是物理学中最为古老的一门基础学科,但同时其又具有强大的生命力。 从最初的简单认知到逐步走向完善,这期间经历了萌芽时期,几何光学时期,波 动光学时期和量子光学时期。光学的发展为生产技术提供了许多精密的实验手段, 而生产技术的发展又反过来为光学的发展提出了新的研究方向。新鲜血液的不断 注入让光学一直保持活力,并且逐渐发展出许多新的分支。极化激元由于其高电 磁场局域能力,可以将入射光波长压缩到亚波长尺度因而可以突破衍射极限的限 制进而在纳米尺度上实现对光场操控的特性,成为现代光学中的一个研究热点。

#### 1.1 二维原子晶体概述

我们常说的二维材料全称为二维原子晶体材料,又被称为范德瓦尔斯材料, 是指由几个原子层或单原子层构成的原子晶体。2004 年,英国曼彻斯特大学的 K.S. Novoselov 和 A.K. Geim 等人在《Science》杂志上发表文章,报道了通过机 械剥离的方法首次从高定向的裂解块状石墨烯中制备出单原子层石墨烯 (Graphene)<sup>[7,8]</sup>。石墨烯的发现不仅证实了二维晶体结构可以稳定存在,更重要 的是开辟了材料研究的新领域。自此,以石墨烯为代表的二维材料顺势涌现,除 石墨烯外,陆续研制出的二维材料有:过渡金属硫化物(Transition Metal Dichalcogenides)如二硫化钼(MoS<sub>2</sub>)<sup>[9]</sup>、二硒化钨(WSe<sub>2</sub>)<sup>[10]</sup>,黑磷(Black Phosphorus)<sup>[11]</sup>,硅烯<sup>[12]</sup>,硼烯<sup>[13]</sup>,六方氮化硼 (Hexagonal boron nitride)<sup>[14]</sup>等, 如图 1.1 所示。伴随原子层数的降低,这些二维材料都展现出独特的性能。



图 1.1 不同种类的二维材料[23]

Figure 1.1 Different kinds of Two-dimensional materials<sup>[23]</sup>

二维材料由于其原子被限制在平面内,因此展现出的性质与其相对应的块状 体材料的性质有着很大的不同,这引起科学家们的广泛关注。现阶段对二维材料 的研究聚焦在材料制备、性能调控等方面。在材料制备上,二维材料都有相对应 的体材料,这些块材的制备工艺已经相当成熟,因此可以方便地通过机械剥离的 方法得到二维材料样品,这对于在实验室中研究其基本性能是非常便捷的。此外, 利用化学气相沉积方法可以制备高质量,大面积,层数可控的二维材料,这为材 料的设计提供了新的可控的自由度。除了制备单体二维材料,科学家们还通过机 械转移的方法堆垛出不同种类的二维材料,形成多层结构,构筑出性能更为优越 的材料体系,称为范德瓦尔斯异质结<sup>[4,15-17]</sup>,如图 1.2 所示。此外,二维材料的调 控是二维材料发展的一个重要方面,相较于体材料,二维材料可以通过化学掺杂、 静电调控、改变原子层数或介电环境等手段进行调控。例如,可以通过外加电场 或掺杂手段对石墨烯的载流子浓度进行调控<sup>[18-22]</sup>。



图 1.2 范德瓦尔斯异质结

(a)石墨烯-氮化硼异质结<sup>[16]</sup>;(b)石墨烯-氮化硼异质结<sup>[17]</sup>;(c)石墨烯-氮化硼异质结<sup>[4]</sup>。

#### Figure 1.2 Van der Waals heterostructures

(a) Graphene–hBN heterostructures <sup>[16]</sup>; (b) Graphene–hBN heterostructures <sup>[17]</sup>; (c) Graphene– hBN heterostructures <sup>[4]</sup>.

尽管二维材料的研究还面临着很多挑战,例如材料制备中,在缺陷减小、原 子层数控制、边缘形貌控制上还有待优化;通过机械转移方法得到的范德瓦尔斯 异质结会引入杂质为研究带来不确定性,且不能控制层与层之间的相互作用,因 此开发便捷易控的转移方式是将二维材料推向实际应用的重要基础,但范德瓦尔 斯异质结具有的优异的性质和可调控性让我们有理由期待这些二维材料能在未 来的高性能光电子器件应用中发挥作用。

#### 1.2 极化激元学概述

光会和物质发生如散射,反射等相互作用,光子也会和物质中的等离激元, 声子等准粒子相互作用,形成新的准粒子,统称为极化激元。常见的极化激元又 可以根据准粒子的种类细分为以下几大类:(1)光子和极性晶体中的声子耦合形 成的声子极化激元;(2)光子和半导体中的激子耦合形成的激子极化激元;(3) 光子和金属中的自由电子集团耦合形成的等离极化激元;(4)光子和超导体中的 库伯对耦合形成的库伯对极化激元;(5)光子和铁磁材料中的磁振子耦合形成的 磁振子极化激元;(6)光子和范德瓦尔斯异质结中的杂化子形成的杂化极化激元。

极化激元有着广阔的电磁波谱,横跨微波到紫外波长,具有优越的物理性质。 以金属表面等离极化激元(Surface plasmon polaritons, SPPs)举例而言,表面等 离极化激元是一种沿金属表面传播的群速度较慢的电磁波,同时表面等离极化激 元的能量被强烈地局限在金属表面,其波矢远大于光在真空中的波矢,具有比同 频光波更短的波长,因此可以突破传统的衍射限制。此外,表面等离极化激元的 局域电磁场增强效应还被发现是表面增强拉曼的物理机制,可以实现拉曼信号的 显著增强。极化激元局域场增强的特点和突破衍射极限能力的是其受科学家们关 注的主要原因。然而在极化激元的发展历程中,也曾面临一些瓶颈,传统的贵金 属中存在较大的焦耳热损耗,极大的限制了表面等离极化激元的存活寿命和传播 距离[25]。为了给未来纳米光子学器件做好铺垫,寻找低损耗,强局域和易调控的 极化激元材料是极化激元学研究的一大重点。幸运地是,随着二维材料的横空出 世和高速发展,科学家们在二维材料中发现了几乎所有种类的极化激元,如图 1.3 所示。二维材料支持高局域的极化激元波[26-30],且具有丰富的调节方式,这为实 现光子的有效操控提供了便捷的平台,为增强光与物质相互作用和可调谐光电子 器件带来了全新的机遇。由于篇幅有限,本文不对所有二维原子晶体中的极化激 元一一介绍,在下面的两小结中简单地介绍两种常见的极化激元:石墨烯表面等 离极化激元和本论文研究所涉及到的氮化硼声子极化激元。



图 1.3 二维材料中的极化激元[24]。

Figure 1.3 Polaritons in Two-dimensional materials<sup>[24]</sup>.

#### 1.3 石墨烯表面等离极化激元

2004 年,石墨烯的发现打破了热力学涨落引起的振动不允许二维晶体稳定 存在的理论认知<sup>[32,33]</sup>。石墨烯是由一层碳原子构成的蜂窝状的二维材料,拥有一 系列的新奇的电、光、热等物理性质。石墨烯有着独特的电学性质,其电学性质 与其本身的电能带结构密切相关。石墨烯是典型的狄拉克二维材料,其能带色散 关系满足无质量的二维狄拉克方程,能量与波矢在狄拉克点附近是线性关系 <sup>[8,34,35]</sup>。除了独特的电学性能外,石墨烯还拥有着优越的光学性能。由于石墨烯 特殊的色散关系,其光吸收谱横跨可见光到远红外,在极宽的频率范围内接近透 明。同时,本征石墨烯是一个半金属,本身可以通过掺杂和外加栅压的方法对自 由电荷进行调控,以实现载流子浓度和费米面的调节<sup>[36,37]</sup>,这使得其光吸收从远 红外到可见光范围内连续可调。

随着近场光学成像技术的发展,石墨烯表面等离极化激元也随之被发现<sup>[30,38]</sup>, 石墨烯自此被贴上了等离极化激元良载体的标签。石墨烯表面等离极化激元和传 统金属中的表面等离激元类似,都具有表面局域性和传播性,但二者又有着明显 的差异。首先,石墨烯表面等离极化激元具有线性色散的关系,其费米能级能进 行调节,从而改变等离极化激元的波长,而金属表面等离激元是自由电子的振荡, 载流子浓度高,很难实现人工控制;其次,金属仅在可见光和近红外范围支持表 面等离激元,而石墨烯表面等离极化激元的研究范围覆盖了近红外到太赫兹频率 范围,并且都可以实现主动调控;此外,区别于金属表面等离激元较低的场约束 能力(λ<sub>0</sub>/λ<sub>p</sub>≤12)<sup>[39]</sup>,石墨烯等离极化激元具有更强的电磁场约束力(λ<sub>0</sub>/λ<sub>p</sub>≥50) <sup>[38]</sup>;同时,石墨烯具有超高的电子迁移率,因此理论上石墨烯表面等离极化激元 可以实现更大传播距离的长程传播。总的来说,石墨烯等离极化激元具有适用频 段广、高局域性和低损耗的优越性能,并且,调控石墨烯表面等离极化激元的手 段除了改变激发光波长 λ<sub>0</sub> 外,还可以通过改变石墨烯的费米能级和介电环境实 现有效调控。石墨烯表面等离极化激元的多维度调控,如图1.4 所示,这种自主 调控特性是石墨烯等离极化激元最重要的特征。

7



图 1.4 石墨烯等离极化激元的调控

(a)通过控制激发光波长调控石墨烯等离极化激元波长<sup>[30]</sup>;(b)通过外加电场自主调控 石墨烯声子极化激元的波长<sup>[30]</sup>;(c)通过改变石墨烯纳米带阵列的尺寸和外加栅压的方 式,调控石墨烯等离极化激元的共振特性<sup>[36]</sup>。

#### Figure 1.4 Control the plasmon in graphene.

(a) Controlling the plasmon wavelength of graphene over a wide range<sup>[30]</sup>; (b) Active control the plasmon wavelength of graphene by electrical gating<sup>[30]</sup>; (c) Control the plasmon resonance of graphene through electrical gating and micro-ribbon width<sup>[36]</sup>.

石墨烯独特的电学性质和石墨烯表面等离极化激元具有广阔的光谱范围、极强的场约束能力以及多维度自由调控的优越特性赋予了它丰富的应用前景,被广泛应用于微纳光器件的制备。基于石墨烯超高载流子迁移率和宽频段吸收的光电性质,使得石墨烯可以应用于制备红外探测器<sup>[40]</sup>和光电器件<sup>[41]</sup>中(图 1.5 a, 1.5 b);基于石墨烯等离极化激元的超强场约束能力,可以制备与微流体装置集成的表面等离子体共振传感器,研究不同石墨烯层与蛋白质之间的非特异性物理相互作用<sup>[42]</sup>(图 1.5 c);石墨烯等离极化激元也可以增强与纳米分子的相互作用,这个特性被利用在生物传感器中,可以实现纳米级分子结构的识别,这种基于石墨烯等离极化激元的蛋白质分子传感器与传统金属表面等离激元共振生物检测相比具有更高的灵敏度,可以实现蛋白质分子的定量检测<sup>[43]</sup>。

8



图 1.5 石墨烯及其等离极化激元的应用

(a)石墨烯中光生载流子的寿命<sup>[40]</sup>;(b)石墨烯光电探测器的电学性质<sup>[41]</sup>;(c)牛血 清蛋白和 40 nm 至 500 nm 石墨烯层相互作用曲线图<sup>[42]</sup>;(d)石墨烯生物传感器的中红 外光谱<sup>[43]</sup>。

#### Figure 1.5 Applications of graphene and its SPPs

(a) Lifetime of photogenerated carriers in graphene<sup>[40]</sup>; (b) Electrical characterizations of the graphene photodetector<sup>[41]</sup>; (c) Overlaid binding interaction plot for BSA for concentration from 40 nm to 500 nm interacting with graphene layer<sup>[42]</sup>; (d) Mid-IR spectrum of the graphene biosensor<sup>[43]</sup>.

总之,石墨烯等离极化激元凭借其出色的光电特性在微纳光器件占有一席之 地,更依靠着本身出色可调谐特性以及可以和声子极化激元的互相耦合性<sup>[4,16,17]</sup> 受到研究者的热烈追捧。石墨烯等离极化激元具有极高的可塑性,因此它在纳米 光学领域是非常重要的。

#### 1.4 氮化硼声子极化激元

声子激化激元(Phonon polaritons, PP)是光子和极性晶体中晶格振动产生的 光学声子发生耦合而产生的准粒子。由于极性材料中光学损耗较低,故声子极化 激元的品质因子一般优于等离极化激元,目前对声子极化激元的研究主要聚焦在 碳化硅和六方氮化硼中<sup>[44-49]</sup>。六方氮化硼(Hexagonal boron nitride, hBN)是一种 具有代表性的二维材料,其介电常数如图 1.6 a 所示。可以看到氮化硼平面内(Re  $\epsilon_t$ )和沿晶轴垂直平面内(Re  $\epsilon_s$ )两个方向的介电常数在某些频率范围内异号, 光在这个频率范围内无法传播,因此,这两个频率范围被称为剩余射线谱带 (Restsrahlen band)。在下谱带(LR~760-820 cm<sup>-1</sup>), Re & 为正而 Re & 为负, 相应 的,在上谱(UR, 1365~1610cm<sup>-1</sup>), Re ε<sub>t</sub> 为负而 Re ε<sub>z</sub> 为正。因此在这两个剩余 射线谱带内,其色散关系是两种不同类型的双曲线型色散关系,故氮化硼是一种 天然的双曲线型材料。氮化硼的下谱带和上谱带分别具有类型I和类型II两种声子 极化激元响应,氮化硼可以支持两种类型的双曲线型声子极化激元(Hyperbolic phonon polatitons, HPPs)。实验上, Dai 等人首次在实空间对六方氮化硼晶体的双 曲线型声子极化激元进行了成像[45],随后众多课题组也相继观察到这种具有超 低损耗的声子极化激元[46-50]。近场研究表明氮化硼声子极化激元和石墨烯表面等 离极化激元存在异同,相类似的是高的局域因子(λ<sub>0</sub>/λ<sub>p</sub>~25)<sup>[45]</sup>突破了传统的衍 射极限。此外,氮化硼中的声子极化激元除了基模(M0)外还有具有高阶模式 (M1、M2...), 高阶模式具有超过 100 的超高局域因子<sup>[51]</sup>。同时, 在一维氮化 硼纳米管中的声子极化激元也具有高的局域因子(λ<sub>0</sub>/λ<sub>0</sub>~50)<sup>[52]</sup>。不同的是,氮 化硼声子极化激元是一种体模式,其传播距离约为石墨烯等离极化激元的10倍, 有着更小的衰减系数。

10



图 1.6 氮化硼中的声子极化激元

(a)氮化硼平面内和平面外介电常数<sup>[44]</sup>;(b)氮化硼声子极化激元近场光学成像<sup>[45]</sup>; (c)氮化硼声子极化激元的色散关系<sup>[51]</sup>;(d)一维氮化硼纳米线中声子极化激元的近场 光学成像<sup>[52]</sup>。

#### Figure 1.6 Phonon polaritons in hBN

(a) In-plane and out-of-plane permittivity of hBN<sup>[44]</sup>; (b) Near-field optical imaging of phonon polaritons in hBN<sup>[45]</sup>; (c) Phonon polariton dispersion relation for hBN<sup>[51]</sup>; (d) Observation of surface phonon polariton of boron nitride nanotube<sup>[52]</sup>.

基于氮化硼声子极化激元的强局域性、低损耗的物理特性,氮化硼在许多领域都有着广泛的应用。在氮化硼天线中可以观察到法布里-珀罗干涉,且可以通过改变天线长度的方式来调节天线中声子极化激元的分布模式(图 1.7 a)<sup>[53]</sup>,这为今后设计基于氮化硼声子极化激元的共振腔做了铺垫;同时,氮化硼的强局域性和高阶模式的超强局域性可以实现亚波长聚焦(图 1.7 b)<sup>[51]</sup>和超分辨成像<sup>[54]</sup>(图 1.7 c);此外,氮化硼声子极化激元和石墨烯表面等离极化激元可以有效地耦合,并产生一种新的杂化激元,即双曲线型声子等离极化激元(Hyperbolic phonon-plasmon polaritons, HPPPs)(图 1.7 d)<sup>[55]</sup>,这种杂化极化激元同时具备了石墨烯表面等离极化激元的超强场束缚能力和可调节能力以及氮化硼声子极化

激元的低传输损耗的特点,使得石墨烯-氮化硼异质结成为一个极佳的动态设计 可调的微纳光学器件平台。



图 1.7 氮化硼声子极化激元的应用

(a)不同长度氮化硼纳米天线声子极化激元共振模式的成像<sup>[53]</sup>;(b)氮化硼晶体对中红 外光的亚波长聚焦<sup>[51]</sup>;(c)氮化硼声子极化激元突破衍射极限的超分辨成像<sup>[54]</sup>;(d)通 过静电门控和改变亚结构厚度来调节石墨烯-hBN 极化子波长<sup>[55]</sup>。

#### Figure 1.7 Application of phonon polaritons in hBN

(a) Sub-diffractional focusing and imaging through an hBN crystal polaritonic Fabry–Perot resonances in linear antennas and Resonant modes of phonon polaritons in hBN antenna with different lengths<sup>[53]</sup>; (b) Sub-wavelength focusing of mid-infrared light through a hBN crystal<sup>[51]</sup>; (c) Super resolution imaging of phonon polaritons in hBN <sup>[54]</sup>; (d) Tuning of the graphene/h-BN polariton wavelength by electrostatic gating and varying the metastructure thickness<sup>[55]</sup>.

氮化硼中的声子极化激元激元最受人关注的是它具有比石墨烯表面等离极 化激元更低的传播损耗特性,这使得其在纳米光学器件的应用中有着巨大的潜力。 但氮化硼声子极化激元的调控性是限制其应用的巨大瓶颈。不同于石墨烯等离极 化激元的多自由度调节,我们不能通过外加栅压的方法来改变其光学性质。虽然 我们可以通过改变氮化硼的层数来改变声子极化激元波长<sup>[45]</sup>(图 1.8 a),但机械 剥离的方法很难自主控制氮化硼的层数。



图 1.8 氮化硼声子极化激元的调控

(a) 声子极化激元波长随氮化硼厚度的变化而变化,入射光频率: 1560 cm<sup>-1[45]</sup>; (b) 测量同位素富集氮化硼声子极化激元的传播距离<sup>[5]</sup>。

#### Figure 1.8 Control the phonon polaritons in hBN

(a) Wavelengths of phonon polaritons probed at 1560 cm<sup>-1</sup> for crystals with different thicknesses<sup>[45]</sup>; (b) Measuring phonon polariton propagation as a function of isotopic enrichment<sup>[5]</sup>.

此外,传统近场光学实验中,氮化硼声子极化激元由针尖激发向外传播<sup>[38]</sup> (图 1.9 a),在边界处反射,因此近场光学图中得到的是干涉形成的驻波,这种 针尖激发模式由于极化激元走了两倍的路程才被收集到,会增大其传播衰减因子。 且由于氮化硼中的缺陷等散射,最终形成的驻波条纹是复合条纹,包含针尖激发 模式的条纹、边界激发模式的条纹<sup>[3]</sup>(图 1.9 b)等。幸运的是,最近的研究表明, 氮化硼中的天然褶皱<sup>[6]</sup>(图 1.9 c)和外加的金属边界<sup>[46]</sup>(图 1.9 d)可以作为激 发源激发声子极化激元<sup>[6]</sup>,并直接被针尖探测得到非干涉型的声子极化激元近场 成像。非干涉型的近场成像直接反映了声子极化激元的固有特性,为氮化硼光子 器件的波前处理和应用提供了方便。另一方面,通过硼同位素富集的方法可以进 一步降低氮化硼声子极化激元的传播衰减因子<sup>[5]</sup>(图 1.8 b)。



图 1.9 氮化硼声子极化激元的不同激发模式

(a) s-SNOM 针尖激发声子极化激元<sup>[38]</sup>; (b) s-SNOM 针尖和 hBN 边界以及金边界激发氮化硼声子极化激元<sup>[2]</sup>; (c) 氮化硼褶皱激发声子极化激元<sup>[6]</sup>; (d) 金边界激发氮化硼 声子极化激元<sup>[46]</sup>。

#### Figure 1.9 Different excitation modes of phonon polaritons in hBN

(a) Phonon polaritons launched by the s-SNOM tip<sup>[38]</sup>; (b) Phonon polaritons launched by the s-SNOM tip and hBN edge and gold edge<sup>[5]</sup>; (c) Phonon polaritons launched by the hBN wrinkle<sup>[6]</sup>; (d) Phonon polaritons launched by gold edge<sup>[46]</sup>.

#### 1.5 本章小结

在本章节中,我们简单地介绍了二维原子晶体中极化激元的种类,详细介 绍了石墨烯等离极化激元和氮化硼声子极化激元这两种常见的极化激元。石墨 烯表面等离极化激元由于其超强的场约束力和自由调节的特性广受追捧,在光 电器件和生物传感器等领域有着丰富的应用。氮化硼中的声子极化激元也拥有 较强的场约束力,其更受关注的点是它的超低传输损耗,但由于氮化硼是绝缘 体很难像石墨烯那样通过外加栅压的方式对光学性质进行调节,这在一定程度 上限制了氮化硼声子极化激元的应用。并且,传统上由针尖激发的声子极化激 元的近场光学图像中得到的是干涉驻波。这种激发方式不仅会增加损耗并且会 增加图像分析处理的复杂度,因此,寻找氮化硼声子极化激元新的激发模式、 寻求更低衰减损耗和调控方式是目前氮化硼声子极化激元的研究重点。

## 第2章 近场光学成像系统简介

#### 2.1 近场光学概述

光学是一门古老的科学,人类在很早之前就开始了对光的研究。在今天,我 们生活中的许多技术、设备都离不不开光学的应用,光学活跃在科学研究的前沿, 有着强大的生命力。回顾光学的发展,光学研究的第一个峰点是十五世纪到十六 世纪初,反射镜、透镜等光学元件的出现促进了几何光学的发展。到了十七世纪, 光的直线传播已经不能解释一些实现现象,惠更斯提出了光的波动学说,直到托 马斯•杨完成了双缝干涉的实验才得以证实。紧接着到了十九世纪末二十世纪初, 普朗克在 1900 年提出了辐射量子论,并提出了光子的概念,爱因斯坦在 1905 年 完善了光子的表示形式,打开了量子光学的大门。到了二十世纪中叶,激光的问 世使得光学进入了一个新的时代——现代光学,而其中,近场光学就是其中的一 个分支。

随着科学技术的发展,生产制造技术向小尺度和低维度推进,近场光学逐渐 浮现,成为现代光学中的一个新领域。近场光学是研究距离物体表面亚波长尺度 的新型交叉学科。所谓近场光学是相对于传统的远场光学而言,传统的远场光学 是研究远离物体的光场分布,仅包含物体大于光波长的结构信息。由于受衍射极 限的限制,常规光学显微镜只能获得大于入射光波长一半的结构信息。而在近场 光学中,由于研究的范围是距离物体表面一个波长内的范围,在这个区域内既存 在物体向外传播的远场波,也存在局域的近场隐失波。非辐射波(近场隐失波) 中携带有小于光波长的精细结构信息,但光场会随着纵向传播距离增长而指数衰 减,因此不能传播到远场。得益于近场光学显微镜的问世,其基于近场光学成像 技术得到的空间分辨率可以达到纳米量级,突破了传统光学的分辨率衍射极限, 为科学研究的多个领域提供有力的测量手段。

#### 2.2 近场光学成像原理

光照射到物体会和物体发生相互作用,物体会产生向外传播的辐射波,同时 也会在物体表面产生非辐射型的隐失波。隐失波中携带了物体的精细结构,但被 局限在物体表面,且结构信息越精细则衰减长度越小。理论上来说想要探测物体 的精细结构获得超高的空间分辨需要做到探测距离很短,短到小于衰减长度就能 触及到隐式波,探测到丰富的亚波长光学信息,获得物体的精细结构,实现超高 分辨。

早在 1928 年, Synge 就提出可以将入射光透过 10 纳米的小孔照射到相距 10 纳米的物体表面并用 10 纳米步长扫描收集光信号<sup>[55]</sup>,但由于当时精密加工技术 上的局限性,这个设想在这之后的几十年间一直没能实现。直到 1972 年,Ash 和 Nicholls 在微波波段(K=3 cm)获得了亚波长分辨率(K/60)<sup>[57]</sup>。随着精密加工 技术的发展,1983 年,IBM 苏黎世研究中心制备了纳米尺度的光孔并用隧道电 流作为样品表面和探针距离的反馈,成功搭建了第一台扫描近场光学显微镜<sup>[58]</sup>, 与此同时,康奈尔大学的 Lewis 等人将微毛细管拉伸到极细作为探针的光孔,也 获得了相应的成功<sup>[59]</sup>。扫描近场光学显微镜的基本原理是采用光纤探针逼近样 品,在距离样品表面几十纳米的范围内,对局域在样品表面的非辐射场产生微扰, 通过与隐失波耦合,将近场处的隐失波转换为包含物体表面精细结构的辐射波并 传播至远场被探测器接收,经过信号处理得到超高分辨的近场光学图像,获得物 体表面的精细结构。

#### 2.3 扫描近场光学显微镜简介

从 1983 年至今, 扫描近场光学显微镜(Scanning near-field optical microscope) 已经经历了几十年的发展, 目前发展比较成熟的主要有三种类型的扫描近场光学 显微镜:孔径型、无孔型、针尖一孔径型, 其中最常见的是孔径型和无孔型。

18



#### 图 2.1 两种常见的扫描近场光学显微镜

(a) 孔径型; (b) 无孔型<sup>[60]</sup>。

#### Figure 2.1 Two common types of scanning near-field optical microscopes

(a) Aperture SNOM; (b) Apertureless SNOM<sup>[60]</sup>.

#### 2.3.1 孔径型扫描近场光学显微镜

常见的孔径型扫描近场光学显微镜(a-SNOM)模型如图 2.1 a 所示。其探针 是包覆有金属涂层的小孔,入射光从探针顶端被导入,当针尖接近样品表面时针 尖末端的孔径会散射远场入射光从而产生携带样品精细结构的近场光,部分光通 过小孔和针尖耦合,所以孔径型扫描近场光学显微镜的分辨率取决于小孔的尺寸, 孔径越小,分别率越高。目前孔径型扫描近场光学显微镜的分别率约为 100 nm 左右,突破了传统的衍射极限。理论上只要降低孔径尺寸就可以继续提高孔径型 扫描近场光学显微镜的分辨率,但实际上其分辨率受精密加工技术的限制,其次, 一味追求高分辨率而减小孔径尺寸会降低透视率,导致入射光和出射光光强降低, 信号变差。

#### 2.3.2 无孔型扫描近场光学显微镜

常见的无孔型扫描近场光学显微镜模型如图 2.1 b 所示,根据入射光的入射路径又分为透射型和散射型如图 2.2 所示。无孔型近场光学显微镜避免了信号强度和分辨率存在矛盾的问题,但如何在复杂的远场散射信号中提取出近场信号是不可避免的困扰。近十年,德国 Neaspec 公司开发的散射式近场光学显微镜很好的解决了这个问题,并且有着超高的空间分辨率 (~10 nm),成像波段覆盖可见

到太赫兹。整个装置主要基于原子力显微镜(Atomic force microscope, AFM)的 搭建,如图 2.2 b 所示。入射光聚焦在金属针尖上,针尖会被极化,极化电荷会 和样品相互作用,因此针尖的散射光中会携带样品信息,散射光通过针尖返回最 终被探测器接受以光学信号的形式记录下来。从针尖散射进探测器的光信号除了 样品与针尖相互作用产生的近场信号外还有大量的背景信号,这部分由样品反射 的光信号和由针尖直接散射入射光的光信号比例是远大于近场信号的,但利用近 场信号与原子力显微镜针尖振动频率相关的特点,可以通过伪外差干涉法和高次 谐波解调的方法提取出近场信号<sup>[61-64]</sup>。透射型扫描近场光学显微镜的光路图如图 2.2 a 所示,入射光透过衬底照射样品底部和样品发生相互作用,可以避免入射 光斜入射而引起的相位迟滞问题,但要求衬底对入射光透明。



#### 图 2.2 两种无孔型扫描近场光学显微镜

(a)透射型<sup>[61]</sup>;(b)散射型<sup>[62]</sup>。

#### Figure 2.2 Two types of apertureless scanning near-field optical microscope

(a) Transmission type<sup>[61]</sup>; (b) Scattering type<sup>[62]</sup>.

#### 2.3.3 针尖一孔径型扫描近场光学显微镜

针尖一孔径型扫描近场光学显微镜是在孔径型扫描近场光学显微镜的探针 下粘上金属纳米线以增加孔径产生的倏逝场,从而提高空间分辨率。这种方法避 免了要牺牲透射率来提高分辨率的矛盾,但增大了加工工艺的复杂性,限制了其 应用前景。

#### 2.4 近场光学成像技术的应用

近场光学显微镜拥有超高空间分辨率,突破了传统光学的衍射极限,在科学 研究的多个领域有着丰富的应用。首先,基于探针和样品的相互作用与样品的介 电性质有关,而材料的介电性质取决于物质的晶体结构和化学成分,因此,我们 可以根据特定的近场光学信号在纳米尺度上对物质的化学成分进行鉴定。如图 2.3 所示,金膜上碳化硅的近场光学信号对不同的入射激光波长有不同的响应<sup>[66]</sup>

(图 2.3 a);此外近场成像技术还可以用来识别烟草花叶病毒(TMV)<sup>[67]</sup>(图 2.3 b),并且可以由散射式近场光学显微镜得到超高分辨的红外光谱,以此区分 TMV 和聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA)<sup>[67]</sup>(图 2.3 c)。由于红外活性材料自身具有特定的近场光学信号,这使得散射式扫描近场光学显微镜和基于该系统的纳米傅里叶 变换红外光谱成为识别化学和生物材料<sup>[68]</sup>纳米结构的有力工具。



图 2.3 近场光学成像技术在物质鉴定方面的应用

(a)金膜上碳化硅的近场光学信号<sup>[66]</sup>;(b)单一烟草花叶病毒(TMV)聚甲基丙烯酸甲 酯(PMMA)在硅衬底上的红外近场图像<sup>[67]</sup>;(c)单一烟草花叶病毒和聚甲基丙烯酸甲 酯的红外光谱(相对于金)<sup>[67]</sup>。

# Figure 2.3 Application of near-field optical imaging technology in substance identification

(a) display the scattering amplitude taken at different frequencies of illumination<sup>[66]</sup>; (b) Infrared near-field images of a single tobacco mosaic virus (TMV) on Si<sup>[67]</sup>; (c) Infrared spectra (relative to Au) of the TMV<sup>[67]</sup>.

其次,散射式扫描近场光学显微镜是研究极化激元的有力工具,先后对二维 石墨烯中的等离极化激元<sup>[30]</sup>(图 2.4 a),二维氮化硼声子极化激元<sup>[45]</sup>(图 2.4 b), 对石墨烯纳米结构中的表面等离极化激元<sup>[68]</sup>,(图 2.4 c)以及石墨烯/氮化硼异质
结中的杂化极化激元<sup>[4,55]</sup>等各种类型的极化激元进行了实空间成像,揭示了一系列极化激元的性质。



图 2.4 近场光学显微镜在成像方面的应用

(a)利用散射式近场光学显微镜对传播型和局域性石墨烯等离极化激元成像<sup>[30]</sup>;(b)氮 化硼声子极化激元近场光学成像<sup>[45]</sup>;(c)二维石墨烯纳米结构中表面等离极化激元实验 干涉图,白色虚线是石墨烯边界,标尺是200 nm<sup>[68]</sup>;(d)和(e)石墨烯/氮化硼异质结 中杂化极化激元近场光学成像<sup>[4,55]</sup>。

## Figure 2.4 Application of near-field optical microscope in imaging

(a) Imaging propagating and localized graphene plasmons by scattering-type SNOM<sup>[30]</sup>; (b) Near-field optical imaging of phonon polaritons in hBN<sup>[45]</sup>; (c) Experimental and theoretical results of the SP interference patterns in the two-dimensional graphene nanostructures, the boundaries are indicated by the white dashed lines. Scale bars:200 nm.<sup>[68]</sup>; (d) and (e) Near-field optical imaging of hybrid polariton in graphene / hBN heterojunction <sup>[4,55]</sup>.

## 2.5 本章小结

在本章节中简单地介绍了近场光学成像的原理,并介绍了三种不同类型的扫 描近场光学显微镜及其应用。到这里,我们不难发现二维材料学、极化激元学和 近场光学是互相融合相辅相成的关系。极化激元可以增强光和物质的相互作用并 且将光局域在纳米尺度,而二维原子晶体支持各种类型的极化激元,是操控光子 的平台,近场光学显微镜的超高空间分辨能力能有效的表征极化激元,是研究极 化激元的基本性质不可缺失的手段。

# 第3章 氮化硼声子极化激元性质的研究

## 3.1 研究背景

随着生产技术的发展,传统的光学元件逐渐开启向亚波长光学器件转变的大门。极化激元的出现克服了亚波长结构衍射极限的问题,可以在亚波长纳米光学器件中传播。因此,提高传播效率,寻求低损耗的极化激元是学者们的一个研究方向。传统金属表面等离极化激元虽然有很强的局域性,但由于金属存在较大的 焦耳热损耗,极大的限制了表面等离极化激元的存活寿命和传播距离<sup>[25]</sup>。随着二 维材料的横空出世和高速发展,石墨烯表面等离激元被发现拥有超强的局域性和 低损耗,而随后在氮化硼中发现的声子极化激元拥有比石墨烯表面等离激元更低 的传播损耗。在 2018 年 Giles 等人通过同位素富集的方法在硼同位素富集氮化 硼中观察到传播距离和存在寿命进一步提高的声子极化激元<sup>[5]</sup>。本章节的内容是 基于天然氮化硼和同位素富集氮化硼,研究两种氮化硼中声子极化激元近场光学 性质,这能为开发基于氮化硼声子极化激元的纳米光子器件做好了铺垫。

## 3.2 样品制备及表征

## 3.2.1 氮化硼样品的制备

实验中用到了硼元素天然分布的天然氮化硼(20%<sup>10</sup>B和80%<sup>11</sup>B)和同位 素富集(Isotope-enriched)的氮化硼,其中,来自HQGraphene公司的天然氮化 硼是透明晶体,横向尺寸一般为1mm,同位素富集的氮化硼由L.Song等通过 金属熔剂技术生长<sup>[70]</sup>,透明无色晶体,最大尺寸约为1mm。我们通过机械剥离 的方法从大块样品中分离氮化硼微晶,并转移到300nm厚的二氧化硅/硅衬底上。 机械剥离会产生不同厚度的氮化硼微晶,我们筛选出厚度相近的天然氮化硼 (Natural hBN)和同位素富集氮化硼微晶作为实验样品。

## 3.2.2 氮化硼样品的形貌表征

利用原子力显微镜,我们得到了天然(同位素富集)氮化硼的表面形貌,如 图 3.1 a 和 3.1 c 所示。沿着垂着氮化硼边界的绿色虚线可以得到天然(同位素富 集)氮化硼高度的分布,如图 3.1 b 和 3.1 d 所示,白色虚线(L=0 处)是氮化硼 边界的标识。我们可以看出,通过机械剥离得到的天然(同位素富集)氮化硼表面平整、边界整齐,可以避免表面缺陷、凸起等结构对声子极化激元的影响,有利于近场光学信号的测量。从高度分布谱线轮廓图可以得到天然氮化硼晶体厚度为80 nm,同位素富集氮化硼晶体的厚度为84 nm。



图 3.1 氮化硼样品的形貌图

(a)和(c)天然氮化硼和同位素富集氮化硼原子力形貌图,L=0处的白色虚线是氮化硼边界的标识;(b)和(d)垂直天然氮化硼和同位素富集氮化硼边界采集的高度分布(沿着(a)(c)中的绿色虚线)。

### Figure 3.1 The topography of hBN samples

(a) and (c): AFM topography imaging of Natural hBN and 99.2% <sup>11</sup>B hBN, white dashed line at L=0 marks the edge of hBN crystal; (b) and (d): Line profiles taken perpendicular to Natural and 99.2% <sup>11</sup>B hBN edge (along green dashed line in (a) and (c).

## 3.2.3 氮化硼样品的拉曼表征

我们使用雷尼绍拉曼显微镜测量了天然(同位素富集)氮化硼样品的拉曼光 谱,使用 532 nm 氩离子激光,激光线的功率为 5 mW。图 3.2 给出了两种氮化硼 的拉曼光谱。天然氮化硼的声子共振峰约在 1365.6 cm<sup>-1</sup> 处,与之前的报道一致 <sup>[71]</sup>,而同位素富集氮化硼的声子共振峰约在 1356 cm<sup>-1</sup> 处,和天然氮化硼相比其 拉曼峰有明显的红移,谱线的宽度也明显减小。根据之前的文献报道,我们可以 确认我们使用的同位素富集的氮化硼是 99.2%的<sup>11</sup>B 元素富集(99.2% <sup>11</sup>B hBN)<sup>[5]</sup>。



## 图 3.2 天然氮化硼和 99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼的拉曼光谱,激光波长为 532nm

红色实线是天然氮化硼的拉曼光谱,蓝色实线是 99.2% 11B 富集氮化硼的拉曼光谱。



The red line is from the Natural hBN Raman spectra, the blue line from the 99.2% <sup>11</sup>B hBN Raman spectra.

# 3.2.4 氮化硼样品的近场光学成像

我们的实验系统是 Neaspec GmbH 公司生产的散射式扫描近场光学显微镜 (s-SNOM), 配备了一个单色量子级联激光器 (Monochromatic quantum cascade laser, QCLs), 入射光的频谱范围是 1500~1600 cm<sup>-1</sup>。利用散射式扫描近场光学 显微镜,我们对氮化硼边界处的声子极化激元进行了实空间成像。



图 3.3 实验示意图以及声子极化激元的近场成像

(a) 声子极化激元近场成像示意图。(b) 和(c) 天然氮化硼和 99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼 声子极化激元的实空间成像。白色虚线标识氮化硼边界,入射光频率:1502cm<sup>-1</sup>,比例尺 是 2 um; (d) 沿着图(b) 和(c) 中黄色虚线提取的高度分布线图;图(d) 中右上角的 插图是相应振幅线图的傅立叶变换光谱。

## Figure 3.3 Experimental schematic and near field imaging of HPPs

(a) Schematic of near field imaging of HPPs; (b), (c) Real-space imaging of HPPs in hBN. White dashed line marks the edge of hBN crystal, IR frequency: 1502 cm<sup>-1</sup>, the scale bar is 2  $\mu$ m; (d) Amplitude line profiles taken along the yellow dashed line in Fig.3.3 (b) and 1(c). Inset: The Fourier transform spectra of the corresponding line profiles.

传统针尖激发模式的实验配置如图 3.3 a 所示,竖直偏振(E<sub>p</sub>)的入射光聚 焦在原子力显微镜的金属针尖上,入射光电场方向和金属针尖处于竖直平面,金 属针尖作为一个光学天线可以将入射光转换成一个在针尖下方的局域近场,并和 样品产生相互作用<sup>[66]</sup>,局域近场可以补偿激发声子极化激元所需要的动量<sup>[72,73]</sup>, 针尖激发的声子极化激元以球面波的形式从针尖向外进行传播,在氮化硼边界产 生反射,形成干涉驻波,通过伪外差干涉仪解调由针尖散射的光<sup>[30]</sup>得到氮化硼声 子极化激元近场强度。图 3.3 b 和图 3.3 c 分别给出了厚度为 80 nm(84 nm)的 天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼的近场光学图。由图我们可以观察到,声子极化 激元的干涉条纹平行于天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界(白色虚线所示)并 延伸到氮化硼内部,条纹的振幅代表声子极化激元的近场电场强度(Near-filed electric field intensity, NEFI)。考虑到干涉成像的原理, 亮条纹的条纹间距是对 应的声子极化激元波长的一半。为获得相应的极化激元波长, 我们沿着垂直于天 然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界的方向(图 3.3 b 和 3.3 c 黄色虚线所示)提取 了氮化硼声子极化激元条纹的振幅轮廓并绘制于图 3.3 d 中。我们可以直接观察 到复合的条纹的振幅分布, 通过傅里叶变换频谱(图 3.3 d 右上方插图), 我们得 到了两个波矢峰, 且存在二倍关系。这个结果表明我们在氮化硼边界观测到的声 子极化激元条纹是由两套条纹嵌套而成,除传统针尖激发的周期为半个声子极化 激元波长(λ<sub>HPP</sub>/2)条纹外,还有一套周期为一个声子极化激元波长(λ<sub>HPP</sub>)的 条纹,这套条纹是由氮化硼边界直接激发的非干涉型声子极化激元形成的<sup>[3]</sup>。对 比针尖激发模式和边界激发模式的傅里叶变换谱的强度,可以看出针尖激发的模 式强度更高,因此边界激发模式的傅里叶变换谱的强度,可以看出针尖激发的模 式强度更高,因此边界激发的声子极化激元会被针尖激发模式所掩盖,很难被直 接观察到。理论上来说,氮化硼的边界也可以散射入射光以提供动量补偿,但是 由于激发效率很低,一直不是之前研究的主要对象。本文将在第四章对氮化硼边 界激发的声子极化激元进行研究讨论。

## 3.2.5 氮化硼样品的纳米傅里叶变换红外光谱表征

基于散射式扫描近场光学显微镜发展的纳米傅里叶变换红外光谱(Fourier transform infrared nanospectroscopy, Nano-FTIR)是将散射式扫描近场光学显微镜和远场的傅里叶变换红外光谱相结合,以实现在纳米级的分辨率下对材料进行红外光谱测量,实验中用到的是本实验室自主搭建的纳米傅里叶变换红外光谱。

我们测量了天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼垂直边界的直线上不同位置的纳 米傅里叶变换红外光谱,即沿着图 3.3 b 和 3.3 c 中的黄色虚线部分均匀采点,采 集了每个点的宽频带纳米傅里叶变换红外光谱,合在一起构成二维光谱分布图 s = s(L,ν),如图 3.4 a 和 3.4 b 所示。



图 3.4 氮化硼声子极化激元的纳米傅里叶变换红外光谱

(a)和(b)在天然和 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼晶体上沿垂直于氮化硼边缘的方向获取的线 扫描纳米傅里叶变换红外光谱。

#### Figure 3.4 The Nano-FTIR spectra of HPPs in hBN

(a) and (b) Line scan nano-FTIR spectra taken along the direction perpendicular to the hBN edge on two kinds of hBN crystal.

入射光光谱的频率范围是 1400 cm<sup>-1</sup> 到 1500 cm<sup>-1</sup>,在这个频率区间,二氧化 硅衬底没有共振态,因此可以直接观察到天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼声子极 化激元的相应光谱。图中的白色虚线是天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界的标 识,以边界作为横坐标零点,虚线左边是二氧化硅衬底(L<0),右边是氮化硼 (L>0),在氮化硼上能观察到明显光谱响应,且随距离 L 和频率 ω 有规律变化。 图 3.4 a 和 3.4 b 中色标的强度表示沿水平轴获取的纳米傅里叶变换红外光谱的 强度。在固定频率下,针尖激发的氮化硼声子极化激元向外传播,当针尖扫描至 边界的距离为极化激元波长一半的整数倍(L=m(λ<sub>HPPs</sub>/2))时会探测到增强的干 涉信号,因此沿着扫描线在天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼内部会出现一系列的 光谱峰值,并且相邻的亮峰间隔(ΔL)相等,测量该间距,恰好等于该激发频 率下的声子极化激元波长的一半,即峰值处对应声子极化激元干涉驻波的波峰。

此外,通过光谱,我们观察到在 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼中出现了另外两个明显的波峰(标记为红色倒三角形和白色星状),这表明声子极化激元在 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化中传播得更远,即拥有更长的传播长度,更小的传播衰减因子。

## 3.3 天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼声子极化激元色散关系

我们利用洛伦兹模型描述了天然(99.2%<sup>11</sup>B)氮化硼的介电常数<sup>[45]</sup>:

其中, *i*=t(z)代表的是面内(面外)分量; ω, ω<sub>LO</sub>, ω<sub>TO</sub>, γ和  $\varepsilon_{\infty}$ 分别代表了 入射光圆频率, 纵向光学声子和横向光学声子频率, 晶体声子衰减系数和高频介 电常数。计算所用到的天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼的参数来源于之前的文献 报道<sup>[5,46,51]</sup>, 图 3.5 a 和 3.5 b 分别给出了天然氮化硼和 99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼平 面内和平面外介电常数实部。根据菲涅尔反射定律, 我们可以计算氮化硼声子的 TM 波入射情况下的复折射率 $r_p = \text{Re}(r_p) + i * \text{Im}(r_p)$ , 其大小表示入射光的损耗 即入射光与氮化硼声子极化激元的耦合, 因而其虚部最大值可以表示声子极化激 元的色散<sup>[6]</sup>。基于上述理论, 我们分别给出了二氧化硅衬底上厚度为 80 nm (84 nm)的天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼声子极化激元的色散关系, 如图 3.6 a 和 3.6 b 所示。



图 3.5 介电常数实部

(a)和(b)天然氮化硼和 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼平面内和平面外介电常数的实部。

# Figure 3.5 Real part of the in-plane and out-of-plane permittivities of Natural and 99.2% <sup>11</sup>B hBN.

实验上我们可以通过两种方式获得天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼声子极化 激元的色散关系q = q(ω)。第一种方式是利用散射式扫描近场光学显微镜对不同 入射激光频率下的氮化硼声子极化激元进行成像并分析条纹间距,考虑到干涉效 应,通过针尖激发得到的声子极化激元波长需要用条纹周期乘以 2。我们实验中 所使用单色激光器频率范围是 1500~1600 cm<sup>-1</sup>,同时,我们通过纳米傅里叶变 换红外光谱的方法可以将测量频率范围扩展至 1400~1500 cm<sup>-1</sup>。正如前文所说, 在纳米傅里叶变换红外光谱中,对于一个固定的频率,我们可以直接测得相邻亮 峰的间隔 ( $\Delta$ L),从而提取出该激发频率下的声子极化激元波长 ( $\lambda_{HPPs} = 2 \Delta$ L, 因为是干涉条纹,对应的声子极化激元波长需要乘以 2),相应的声子极化激元 波矢 $q = 2\pi/\lambda$ 可以由此获得。根据实验结果和理论计算,我们给出了天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼声子极化激元的色散关系,如图 3.6 所示。



图 3.6 氮化硼声子极化激元的色散关系

(a)和(b)天然氮化硼和99.2%<sup>11</sup>B富集氮化硼声子极化激元的色散关系,蓝色方框和 蓝色圆点分别是由单色光近场成像中提取的实验数据和从纳米傅里叶变化红外光谱中 提取的实验数据。

### Figure 3.6 Dispersion relation of phonon polaritons in hBN

Dispersion relation of phonon polaritons in Natural (a) and 99.2% <sup>11</sup>B (b) hBN. The blue boxes and dots are experimental data extracted from monochromatic imaging and the Nano-FTIR result respectively.

从图中我们可以看到声子极化激元基模(M0)和高阶模(M1)的计算结果 (背景伪色图),蓝色的圆点代表通过 Nano-FTIR 光谱获得的实验数据,蓝色方 框代表通过近场成像提取的实验数据。可以看出,所有的实验数据和理论计算得 到的声子极化激元基模(M0)的色散行为吻合良好。

此外,我们还发现氮化硼声子极化激元的波矢随着入射光频率的增加而增大,并且在相同的激发波数下,声子极化激元的高阶模(M1)具有比基模更大的波 矢。同时,计算得到的色散关系显示 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼和天然氮化硼相比有 更大的反射系数虚部。我们在图 3.7 中给出了在二氧化硅衬底上具有相同厚度 (80 nm)的天然氮化硼和 99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼的反射系数虚部最大值的计算 结果。显然在 99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼中,反射率虚部的最大值(对应于入射光的 光学损耗)要比自然氮化硼中的强度大,这表明入射光和 99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼 的相互作用更强,在 99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼有更大的损耗<sup>[5]</sup>。



图 3.7 在二氧化硅衬底上具有相同的 80 nm 厚度的天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼反 射系数 r<sub>p</sub>虚部最大值

# Figure 3.7 The maximum imaginary part of reflectivity r<sub>p</sub> of Natural hBN and 99.2% <sup>11</sup>B hBN with the same thickness of 80 nm on a SiO<sub>2</sub> substrate.

## 3.4 天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼声子极化激元品质因子和传播距离

在之前的研究中,我们发现 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼和天然氮化硼相比,其纳 米傅里叶变换红外光谱会多出两支额外的波峰,即 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼的声子 极化激元能在氮化硼内部传播更远。为了定量分析天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化 硼声子极化激元的传播衰减,我们对不同激发频率下的声子极化激元条纹振幅进 行了拟合。考虑到在氮化硼边界激发的声子极化激元的杂化条纹(图 3.3 b 和 3.3 c)是由针尖激发模式<sup>[44,48,50,51]</sup>(条纹周期为λ<sub>HPPs</sub>/2)和边界激发模式<sup>[3]</sup>(条纹周 期为λ<sub>HPPs</sub>)的条纹叠加构成的,我们用下列公式进行拟合:

$$E_{total} = E_1 + E_{tip}(x) + E_{edge}(x)$$

 $= E_1(1 + b * e^{i2qx} / \sqrt{x} + c * e^{iqx}) \dots (3.2)$ 

其中,第一项 E<sub>1</sub> 表示在氮化硼内部远离边界处的声子极化激元强度,这一项与入射光的功率相关;第二项 E<sub>tip</sub> 描述的是针尖激发的声子极化激元强度,且 针尖激发模式存在1/√x 的几何衰减因子<sup>[45,74]</sup>;第三项代表的是边界激发的声子 极化激元强度。参数q = Re(q) + *i* \* Im(q)是声子极化激元的波矢,参数 b 和参数 c 分别代表了通过针尖激发模式和边界激发模式得到的声子极化激元的相对强度。考虑到声子极化激元条纹第一个峰的复杂成因,我们参考之前的文献报道, 把第一个峰排除在拟合之外<sup>[46]</sup>。由此我们可以直接提取出氮化硼声子极化激元的内在传播品质因子<sup>[5]</sup>(figure of merit, FOM)Q =  $1/\gamma$ ,其中衰减因子 $\gamma$  = Im(q)/Re(q),相应的传播距离L = 1/Im(q)也可以得到<sup>[46]</sup>。

图 3.8 a 和 3.8 b 给出了天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼中声子极化激元的品质因子和传播距离的计算结果(实线)和实验结果(圆点)。从图中我们可以看出天然氮化硼声子极化激元的品质因子Q  $\approx$  15,传播距离L  $\approx$  2µm,99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极化激元的品质因子Q  $\approx$  40,传播距离L  $\approx$  4µm。99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极化激元的品质因子Q  $\approx$  40,传播距离L  $\approx$  4µm。99.2% <sup>11</sup>B 富集



图 3.8 氮化硼声子极化激元的品质因子和传播距离

(a) 天然氮化硼和 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极化激元的品质因子和入射光频率的关系 图; (b) 天然氮化硼和 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼中声子极化激元的传播距离和声子极化激 元波长的关系图。蓝色(红色)圆点代表天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼的实验结果,蓝 色(红色)实线代表天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼的计算结果。

# Figure 3.8 The figure of merit and propagation of phonon polaritons in Natural and 99.2% <sup>11</sup>B hBN

(a) The figure of merit of phonon polaritons Natural and 99.2% <sup>11</sup>B hBN as a function of incident frequency; (b) The propagation lengths of phonon polaritons as a function of phonon polaritons wavelength. The blue (red) dots are experimental data of Natural (99.2% <sup>11</sup>B) hBN, the blue (red) line is the calculation results of Natural (99.2% <sup>11</sup>B) hBN.

此外,对比部分已知材料的品质因子(例如银纳米线等离激元中的品质因子 Q≈10<sup>[39]</sup>,石墨烯中表面等离激元的品质因子Q≈5<sup>[38]</sup>),<sup>11</sup>B 富集氮化硼声子 极化激元拥有极高的品质因子,这种低传播损耗的性质使得其有望在极化激元的 纳米光子器件中大放光彩。

同时我们也注意到, 天然氮化硼声子极化激元的品质因子和传播距离与实验 结果(蓝色圆点)和计算结果(蓝色实线)符合较好, 而 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼 的实验结果(红色圆点)和计算结果(红色实线)有较大的偏差。我们将这一现 象归结于计算中没有考虑到实验损失, 认为样品中实际的声子衰减因子应该大于 之前的报道, 且在之前的文献报道中也能找到类似的偏差<sup>[5]</sup>。为了验证这个猜想, 我们对 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼做了进一步理论计算, 补充计算了不同高频带声子 衰减因子情况下, 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极化激元的品质因子和传播距离, 如图 3.9 a 和 3.9 b 所示。



图 3.9 99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极化激元的品质因子和传播距离

(a) 99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极化激元在不同高频声子衰减因子下的品质因子; (b) 99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极化激元在不同高频声子衰减因子下的传播距离。实线是理论计算结果, 黑色小正方形是实验数据。

#### Figure 3.9 The FOM and propagation length of phonon polaritons in 99.2% <sup>11</sup>B hBN

(a) The FOM of phonon polaritons in 99.2% <sup>11</sup>B hBN with different upper band phonon damping rates; (b) The propagation length of phonon polaritons in 99.2% <sup>11</sup>B hBN with different upper band phonon damping rates. The solid line is the theoretical calculation result, and the black square is the experimental data.

可以看出当 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼的面内声子衰减因子为 3.5 cm<sup>-1</sup>时,理论 计算结果(紫色实线)和实验结果(黑色小正方形)符合较好。衰减的起源和机 制不在本论文的讨论范围中,在这里就不进行展开讨论。根据计算结果,我们可 以得出结论: 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼中声子的实际衰减因子小于 3.5 cm<sup>-1</sup>并大于 2.1 cm<sup>-1</sup>。

## 3.5 本章小结

在本章节中,我们测量了天然(同位素富集)氮化硼的拉曼光谱,通过共振 峰的红移确认我们所用的同位素富集氮化硼是 99.2% <sup>11</sup>B 富集的氮化硼;其次, 我们利用散射式扫描近场光学显微镜对天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼的声子极 化激元进行了实空间成像,从近场光学图和纳米傅里叶变换红外光谱中提取了相 应的色散关系,与计算结果符合较好;最后,我们通过拟合得到了天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼声子极化激元的品质因子和传播距离。99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼声 子极化激元的品质因子Q≈40,传播距离L≈4μm,和天然氮化硼相比,提高了 近一倍。此外,我们在天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界处声子极化激元的近 场光学图中观察到由边界激发的声子极化激元,但由于激发效率太低被针尖激发 模式掩盖,不在本章节的讨论范围中。本文会在第四章节中对如何抑制针尖激发 的声子极化激元强度得到非干涉的氮化硼声子极化激元成像进行实验和模拟上 的研究。

# 第4章 氮化硼边界激发声子极化激元及调控

## 4.1 研究背景

在之前的研究中,我们发现在氮化硼边界观察到的声子极化激元条纹是由针 尖激发的声子极化激元干涉条纹和边界激发的非干涉声子极化激元条纹叠加构 成的。在之前的文献报道中也有类似的发现<sup>[3]</sup>,但由于边界激发效率太低,同时 可以通过处理实验数据分别得到针尖模式和边界模式的声子极化激元,因此边界 激发得到的非干涉型声子极化激元一直不是研究的重点。但是考虑到由传统针尖 激发并以柱面波形式传播的声子极化激元会伴随额外的几何损耗,并且形成的干 涉驻波,增加图像分析处理的复杂度,因此寻找新的激发源寻求非干涉的激发模 式是现阶段工作的一个重点。在之前的研究报道中,人们发现氮化硼中的天然褶 皱可以作为激发源激发得到非干涉型声子极化激元<sup>[6]</sup>,另一方面还可以将散射式 扫描近场光学显微镜的金属针尖换为介质针尖,以此避免入射光对金属针尖的极 化,从而抑制针尖激发极化激元,直接观测到石墨烯边界激发等离极化激元<sup>[74]</sup>, 但这种方法会极大的减小散射信号,不易观测。在本章节中,我们将探讨如何通 过改变入射光的偏振方向来抑制针尖激发的声子极化激元,实现边界激发的非干 涉型声子极化激元的直接观测,并实现对边界激发的声子极化激元近场电场强度 的调控。

## 4.2 入射光偏振调控

如前文所述,针尖激发模式是把金属针尖作为一个光学天线,将入射光转 换成一个在针尖下方的局域近场并和样品产生相互作用,提供动量补偿激发声 子极化激元,同时针尖激发的声子极化激元以柱面波的形式从针尖向外进行传 播,在氮化硼边界产生反射,并与入射光干涉形成驻波条纹,再由针尖散射以 光学信号的形式记录。在这个过程中,金属针尖有三个作用,一是作为探测源 收集近场光学信号,二是作为激发源激发针尖模式的声子极化激元,三是极化 金属针尖形成的局域电场增强散射近场信号。

理论上来说,金属针尖和样品的耦合强度与针尖的极化程度有关<sup>[75]</sup>,即与入 射光的偏振方向有关。基于这个考虑,仍使用金属针尖以保留增强散射近场信号 <sup>[76,77]</sup>,我们将入射光的偏振方向从 P 偏振(竖直方向)旋转到 S 偏振(水平方向), S 偏振下入射光电场方向和氮化硼边界的夹角为 β,图 4.1 b 所示。在这种偏振状态下,S 振入射光的电场方向垂直于金属针尖的长轴,极大的降低了金属针尖的极化程度<sup>[78]</sup>,针尖仅作为探测源收集近场光学信号。

## 4.3 天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发声子极化激元的近场成像

图 4.1 给出了在 S 偏振下天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界和入射光电场 方向不同夹角 β 时声子极化激元的近场光学图,图中白色虚线表示氮化硼边界。 图 4.1 a 和 4.1 c 的红色曲线中画出了天然氮化硼和 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极 化激元的振幅强度曲线线图,从图中我们可以直接测量出氮化硼声子极化激元的 主要条纹间距。

通过测量,我们发现在 S 偏振下,当 β=80°(β=76°),入射光波数为 1502 cm<sup>-1</sup>时,天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼声子极化激元的条纹间距是 880 nm(820 nm),约等于之前根据反射系数虚部计算得到的声子极化激元波长(在第三章,我们计算了天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼声子极化激元的色散关系,在1502 cm<sup>-1</sup>时,其声子极化激元波长分别是 890 nm(860 nm))。同时,我们还观察到振幅 线图的前几个峰劈裂成两个小峰,前几个条纹的条纹间距经测量分别是 435 nm 和 418 nm,刚好等于半个天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼声子极化激元波长的一半。这表明在 S 偏振的情况下还会激发出少量针尖模式的声子极化激元。

我们把这个现象理解为:入射光的随机散射使得有一部分 P 偏振残留,残留的竖直方向的电场会引起针尖的极化,从而激发干涉型声子极化激元(针尖激发模式),因此会出现间距为半个声子极化激元波长的条纹。和 P 偏振下得到的近场光学图相比(图 3.3 b 和 3.3 c),可以明显看出,S 偏振激发的声子极化激元是边界激发模式为主,条纹间距是一个声子极化激元波长,且边界激发模式的条纹强度足够大,能直接被观察到。实验结果表明我们可以通过旋转偏振的方法抑制针尖激发模式,直接观察到边界激发的非干涉型声子极化激元。

38



图 4.1 氮化硼边界激发声子极化激元的近场光学成像

(a)和(c)在S偏振下,不同夹角β时天然氮化硼声子极化激元的近场光学图;(b) 和(d) 在S偏振下,不同夹角β时99.2%<sup>11</sup>B富集氮化硼声子极化激元的近场光学图。 红色曲线是沿着垂着氮化硼边界提取的光学强度分布,代表近场光学信号的振幅和距离 氮化硼边界距离的关系,白色虚线是氮化硼边界的标识。入射光频率:1502cm<sup>-1</sup>,标尺 是 1.5 um。

#### Figure 4.1 Near-field nano-imaging of phonon polaritons excited by the hBN edge

(a) and (c) Near-field amplitude images of Natural hBN with *s*-polarization at different  $\beta$ ; (b) and (d) Near-field amplitude images of 99.2% <sup>11</sup>B hBN with *s*-polarization at different  $\beta$ . The red line is the line profile taken perpendicular to the hBN edge, representing the near-field amplitude as a function of the distance from the hBN edge, white dotted line marks the hBN edge. IR frequency: 1502 cm<sup>-1</sup>, the scale bar is 1.5 um.

此外,当我们旋转样品的水平位置,使入射光偏振电场方向和氮化硼边界的 夹角β为2°,此时天然(99.%<sup>11</sup>B富集)氮化硼声子极化激元的条纹间距为半 个极化激元波长,即边界激发的声子极化激元在β小角度处无法观测到,而针尖 激发的声子极化激元在β小角度处仍保留存在。以此我们推测氮化硼声子极化激 元边界激发的模式强度依赖于夹角β。为验证此观点,我们旋转样品的水平位置 使得其和入射光具有不同的夹角,并对各β夹角下天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化 硼声子极化激元进行实空间成像,如图4.2所示。



图 4.2 S偏振下,不同 β 夹角时天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼声子极化激元实空间 成像

(a) - (f) S 偏振下,不同 β 夹角时天然氮化硼声子极化激元实空间成像。β 分别为 80°,
58°, 47°, 36°, 25°和 2°; (g) - (1) S 偏振下,不同 β 夹角时 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼声
子极化激元实空间成像。β 分别为 88°, 76°, 45°, 30°, 15°和 2°。入射光频率: 1502 cm<sup>-1</sup>,标尺是 2um。

# Figure 4.2 Real space imaging of phonon polaritons in hBN at different *s*-polarized angles incident light

(a)-(f) Real space imaging of HPPs in Natural hBN at an *s*-polarized angle of 80°, 58°, 47°, 36°, 25° and 2°; (g)-(l) Real space imaging of HPPs in 99.2% <sup>11</sup>B hBN at an *s*-polarized angles of 88°, 76°, 45°, 30°, 15° and 2°. IR frequency: 1502 cm<sup>-1</sup>, the scale bar is 2 um.

从图 4.2 中,我们可以明显地观察到天然 (99.2%<sup>11</sup>B 富集) 氮化硼边界激发 的声子极化激元和残余 P 偏振引起的针尖激发的声子极化激元共存,在夹角β较 大时,边界激发模式的声子极化激元的近场电场强度强度 (The near-field electric field intensity, NEFI) 大于针尖激发模式的声子极化激元的近场电场强度,占主 导地位,且随着夹角β的减小,边界激发模式的强度逐渐减小。在夹角β=2°时, 边界激发模式几乎消失,而针尖激发模式仍然存在。同时,在相近角度下。99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极化激元边界激发模式的近场电场强度更高。

在前文我们已经提到,金属针尖的极化强度与入射光的偏振有关,而我们在 旋转样品时,入射光的电场方向并未改变,即残余的 P 偏振的电场比例未改变, 基于这种考虑,针尖激发模式的强度不随角度改变是不难理解的。而边界激发模 式的强度强烈依赖于夹角β,这说明我们可以通过控制夹角β来操控氮化硼边界 激发声子极化激元的近场电场强度。

## 4.4 天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发模式的数值模拟

为了进一步解释实验现象,我们使用 Comsol 软件中的三维波动光学模块进行了数值模拟。模拟模型中的参数设置与实验条件相对应,将天然氮化硼的厚度 设置为 80 nm,将 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼的厚度设置为 84 nm,然后将氮化硼薄 片置于二氧化硅衬底上,然后,设置波数为 1502 cm<sup>-1</sup>的 S 偏振平面波作为背景 场以代替入射激光照射到氮化硼边界,并将模型的边界设置为散射和周期性边界 条件。同时我们记录氮化硼表面 5 nm 处的 Z 方向电场来表示局域化的声子极化 激元强度<sup>[79]</sup>,通过设置入射光的入射方向以改变夹角 β。

图 4.3 给出了不同夹角 β 时的模拟结果。根据模拟结果,我们可以清楚地观察到天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼声子极化激元的近场电场强度随夹角 β 的减小而减小,当夹角 β=0°时,边界激发声子极化激元的进场电场强度变为 0。因此,我们可以认为:在氮化硼平面内,仅垂直氮化硼边界的电场分量才能激发氮化硼边界非干涉型的声子极化激元。且对于同一夹角 β,99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极化激元的条纹更亮,向内传播更远,即说明 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极化激元的近场电场强度明显高于天然氮化硼声子极化激元的近场电场强度,且拥有更大的传播距离即传播衰减因子更小。值得注意的是,模拟与实际实验不完全相同,实验中残留的针尖极化会激发针尖模式的声子极化激元。而在模拟中,我们

41

只考虑边界激发的声子极化激元随夹角β的变化,因此模拟结果不包含针尖激发的声子极化激元和实验结果有一定的偏差。



图 4.3 S-偏振下,模拟不同 β 夹角时天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发声子极 化激元 z 方向电场强度分布

(a)-(g)S偏振下,不同β夹角时模拟天然氮化硼边界激发声子极化激元z方向电场 强度分布;(h)-(n)S-偏振下,不同β夹角时模拟99.2%<sup>11</sup>B富集氮化硼边界激发声子 极化激元z方向电场强度分布。β分别为90°,75°,60°,45°,30°,15°和0°。入射光频 率:1502cm<sup>-1</sup>,标尺是2um。

# Figure 4.3 Simulation of the edge-excited electric field $E_z$ of HPPs in hBN with different *s*-polarization angle $\beta$

(a)-(g) Edge-excited electric field  $E_z$  of HPPs in Natural hBN with different *s*-polarized angle  $\beta$ ; (h)-(n) Edge-excited electric field  $E_z$  of HPPs in 99.2% <sup>11</sup>B hBN with different *s*-polarized angle  $\beta$ .  $\beta$  is 90°, 75°, 60°, 45°, 30°, 15° and 0°. IR frequency: 1502 cm<sup>-1</sup>, the scale bar is 2 um.

4.5 天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发模式的定量分析

在前面几小节,通过实验观测,我们对天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界 激发声子极化激元的近场光学性质进行了定性研究,在本小结中将定量讨论边界 激发声子极化激元的传播衰减因子和近场电场强度的角度依赖性。

4.5.1 天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发声子极化激元的传播衰减

利用公式 (3.2),我们对实验测得的天然 (99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界声子 极化激元的振幅进行了拟合,对于不同的夹角 β,拟合结果和实验数据符合良好, 如图 4.4 所示。



图 4.4 实验振幅分布和理论拟合

(a)和(b)不同夹角β下天然氮化硼中提取光学强度分布的理论拟合;(c)(d)不同 夹角β下99.2%<sup>11</sup>B富集氮化硼提取光学强度分布的理论拟合。红色圆环是实验数据, 黑色实线代表理论拟合结果,包含边界激发模式(蓝色实线)和针尖激发模式(绿色实 验)。入射光频率:1502cm<sup>-1</sup>.

### Figure 4.4 Theoretical fitting of the experimental amplitude profiles

(a), (b) Theoretical fitting of the extracted profiles in Natural hBN at different  $\beta$ ; (c), (d) Theoretical fitting of the extracted profiles in 99.2% <sup>11</sup>B hBN at different  $\beta$ . The red rings are the experimental results, and the black line represents the theoretical fitting, including the edge-excited mode (blue line) and the tip-excited mode (green line). IR frequency: 1502 cm<sup>-1</sup>.

由拟合结果我们可以看出,声子极化激元的整体震荡曲线(黑色实线)是由 边界激发的声子极化激元(蓝色曲线)和针尖激发的声子极化激元(绿色曲线) 叠加而成(为了便于直观演示,我们将曲线在纵轴垂直分开,即图 4.4 中的纵坐 标不是绝对坐标),当夹角β变小时,边界激发的声子极化激元振幅的相对强度 有着明显的下降,而针尖激发的声子极化激元振幅的相对强度并没有随夹角β的 改变而明显改变。

根据拟合结果得到的参数q = Re(q) + *i* \* Im(q),我们可以求得天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼声子极化激元的传播衰减因子:  $\gamma = Im(q)/Re(q)$ 。对于任一的 夹角 β,天然氮化硼边界激发声子极化激元的传播衰减因子 $\gamma = 0.065$ ,99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极化激元的传播衰减因子 $\gamma = 0.025$ ,这说明声子极化激元在天 然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼中的传播衰减因子与夹角 β 无关。此外,99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极化激元的传播衰减因子明显更低(无论 S 偏振还是 P 偏振,无论针尖激发模式还是边界激发模式),这是因为同位素富集的方法可以有效的 减少晶体中同位素无序引起的散射<sup>[5]</sup>。

### 4.5.2 天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发效率的调控

在之前的讨论中,我们已经注意到在 S 偏振下,边界激发声子极化激元的近 场电场强度和夹角 β 之间存在依赖关系,为了定量分析,给出对应的关系式,我 们提取了公式(3.2)中的拟合参数 b、c,得到针尖激发(边界激发)声子极化 激元的相对强度。图 4.5 a 和图 4.5 b 分别给出了天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼 针尖激发(边界激发)声子极化激元的归一化的近场电场强度(分别使用天然氮 化硼和 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼在夹角 β=90°时的近场电场强度进行归一)。可以 看出在 S 偏振下,无论是天然氮化硼还是 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼中,针尖激发声 子极化激元的近场电场强度是远小于边界激发模式,且不随夹角β改变,即在 S 偏振状态下,可以有效抑制氮化硼声子极化激元的针尖激发模式,使得边界激发 声子极化激元得以被直接观测到。

44



图 4.5 氮化硼声子极化激元激发的角度依赖性

(a) 天然氮化硼针尖激发(边界激发) 声子极化激元的归一化的近场电场强度(使用天然 氮化硼在夹角 β=90°时的近场电场强度进行归一);(b) 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼针尖激发(边 界激发) 声子极化激元的归一化的近场电场强度(使用 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼在夹角 β=90° 时的近场电场强度进行归一);(c) 天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发声子极化激元的 近场电场强度的角度依赖关系。蓝色方框(实线)是天然氮化硼的实验值(模拟值),红色 圆环(实线)是 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼的实验值(模拟值)(使用 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼在夹 角 β=90°时的近场电场强度进行归一);(d)模拟和拟合的天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼边 界激发声子极化激元归一化近场电场强度的角度依赖关系。黑色正方形和红色圆点分别代表 天然氮化硼和 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼的模拟值,黑色实线和红色实线分别代表天然氮化硼和 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼的正弦拟合值(使用 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼在夹角 β=90°时的近场电场

### Figure 4.5 Angular dependence of the excitation of phonon polaritons in hBN

(a) Angularly dependent tip-excited (edge-excited) normalized NEFI phonon polaritons in natural hBN. (The intensity of edge-excited phonon polaritons at a polarized angle 90° in natural hBN is used for normalization); (b) Angularly dependent tip-excited (edge-excited) normalized NEFI phonon polaritons in 99.2% <sup>11</sup>B hBN. (The intensity of edge-excited HPPs at a polarized angle 90° in 99.2% <sup>11</sup>B hBN is used for normalization); (c) Angularly dependent edge excitation normalized NEFI of HPPs in Natural hBN and 99.2% <sup>11</sup>B hBN. The blue boxes and red rings are the experimental data. The blue and red solid lines show the simulation results. (The intensity of edge-excited HPPs at a polarized angle 90° in 99.2% <sup>11</sup>B hBN is used for normalization); (d) Simulated and fitted angularly dependent edge excitation normalized NEFI of HPPs in Natural and 99.2% <sup>11</sup>B hBN is used for normalization); (d) Simulated

hBN. The black square and red dot represent the simulation results for Natural and 99.2% <sup>11</sup>B hBN, and the black and red solid line represent the sine fitting result, IR frequency: 1502 cm<sup>-1</sup>.

如图 4.5 c 所示,我们根据实验结果和数值模拟结果绘制了声子极化激元的 归一化近场电场强度的角度依赖关系(使用 99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼在夹角  $\beta$ =90° 时的近场电场强度进行归一)。其中,蓝色方框(实线)和红色圆环(实线)分 别代表天然氮化硼和 99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极化激元的实验结果(数值模拟 结果)。可以看出实验测得的声子极化激元归一化近场电场强度和数值模拟的结 果符合得很好,且天然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发声子极化激元的归一 化近场电场强度随着  $\beta$  从 0°变为 90°而逐渐增加。此外,这种角度依赖关系可 以很好得用正弦函数  $E_{edge} \propto |\sin \beta|$ 进行拟合,图 4.5 d 给出了数值模拟结果和理 论拟合的结果。其中,黑色(红色)小正方形和黑色(红色)实线分别代表了天 然(99.2% <sup>11</sup>B 富集)氮化硼边界激发声子极化激元的归一化近场电场强度的数 值模拟结果和正弦函数拟合的结果(使用 99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼在夹角  $\beta$ =90° 时 的近场电场强度进行归一)。这一结果说明了氮化硼边界激发声子极化激元的近 场电场强度和夹角  $\beta$ 之间存在正弦函数的依赖关系,即对于氮化硼边界来说,只 有垂直边界的电场分量才能激发出边界激发模式。

此外,99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼边界激发声子极化激元的近场电场强度大于天 然氮化硼边界激发声子极化激元的近场电场强度,我们计算了相应的增强因子:  $F = \frac{E_{edge}^{11} - E_{edge}^{Na}}{E_{edge}^{na}} = \frac{(a_{11} - a_{Na})|\sin\beta|}{a_{Na}|\sin\beta|} \approx 10\%$  (在任一夹角β下,增强因子相等)。如第 三章所说,这个增强是因为入射光在99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼中有更大的光学损耗, 即入射光和99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼的之间相互作用大于入射光和天然氮化硼之间 的相互作用,相应的有更多的入射光能量耦合到氮化硼声子极化激元中。

4.6 本章小结

在本章节中,我们通过控制入射光的偏振方向(从 P 偏振旋转到 S 偏振)的 方法,成功抑制了声子极化激元的针尖激发模式,直接观察到了边界激发的非干 涉型声子极化激元模式。同时,我们发现边界激发模式的声子极化激元近场电场 强度强烈地依赖于入射光电场与氮化硼边界的夹角 β。通过实验和数值模拟我们 得出氮化硼边界激发声子极化激元的近场电场强度和夹角 β 之间是正弦函数的 依赖关系,即对于S偏振的入射光而言,只有垂直氮化硼边界的电场分量才能激 发边界非干涉型的声子极化激元。另一方面,与天然的氮化硼相比,99.2%<sup>11</sup>B富 集氮化硼边界激发声子极化激元的近场电场强度在任一夹角β下均有10%的增 强。我们结果表明通过偏振控制可以实现氮化硼声子极化激元的激发模式的调控, 并且在入射光为水平偏振的情况下,可以通过控制入射光电场方向和氮化硼边界 的夹角β来调控声子极化激元的近场电场强度。

# 第5章 总结与展望

本论文主要通过实验和数值模拟相结合的方法研究了天然氮化硼和同位素 富集氮化硼中声子极化激元的近场光学性质和调控的方法。利用散射式扫描近场 光学显微镜,我们对氮化硼中声子极化激元进行了实空间近场成像,讨论了天然 氮化硼和同位素富集氮化硼声子极化激元的色散、品质因子和传播衰减因子等性 质,此外,我们还通过控制入射光偏振的方法成功地抑制了氮化硼声子极化激元 的针尖激发模式,从而直接观察到了非干涉型的边界激发模式的声子极化激元, 并观察到边界激发声子极化激元的近场电场强度强烈地依赖于夹角β。基于实验 观察和数值模拟,经分析讨论,我们可以给出以下几个重要结论:

一、测量了天然(同位素富集)氮化硼的拉曼光谱,通过共振峰的红移确认 我们所用的同位素富集氮化硼是 99.2%<sup>11</sup>B 富集的氮化硼;其次,我们利用散射 式扫描近场光学显微镜对天然(99.2%<sup>11</sup>富集)氮化硼声子极化激元进行了实空 间成像,从近场光学图和纳米傅里叶变换红外光谱中提取了相应的色散关系,与 计算结果符合较好;计算结果显示 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼和天然氮化硼相比有更 大的反射系数虚部,表明在 99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼中入射光的损失更强,相互作 用更强。

二、通过拟合得到了天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼声子极化激元的品质因 子和传播距离。99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极化激元的品质因子Q≈40,传播距 离L≈4µm,和天然氮化硼相比,提高了近一倍。此外,得到天然氮化硼和99.2% <sup>11</sup>B 富集氮化硼的传播衰减因子γ分别等于0.065 和 0.025。<sup>11</sup>B 富集氮化硼声子极 化激元拥有极高的品质因子,这种高品质因子,长传播距离,低传播损耗的性质 使得其有望在极化激元的纳米光子器件中大放光彩。我们的结果说明通过同位素 富集的方法可以有效的减小氮化硼声子极化激元的传播衰减因子,这为今后寻找 超低损耗极化激元材料提供了一种可实施的方法。

三、氮化硼边界可以作为激发源发射声子极化激元并得到非干涉型的近场成像。通过控制入射光的偏振方向,将入射光从 P 偏振旋转到 S 偏振,成功地抑制 了声子极化激元的针尖激发模式,直接观察到天然(99.2%<sup>11</sup>B 富集)氮化硼边 界激发的非干涉型声子极化激元;同时其近场电场强度依赖于入射光电场方向和

49

氮化硼边界的夹角  $\beta$ ,利用数值模拟验证并得到相应的关系式是:  $E_{edge} \propto |\sin \beta|$ ;和天然氮化硼相比,99.2%<sup>11</sup>B 富集氮化硼边界激发声子极化激元的近场电场强度在任一夹角  $\beta$  下均有 10%的增强。

综上所述,我们的结果说明同位素富集的方法是制备低衰减材料的手段,并 提供了一种简单有效地调控氮化硼声子极化激元近场电场强度的方法,我们的发 现有益于基于声子极化激元的纳米光学应用的发展。

正如前文所言,二维材料学、极化激元学和近场光学是互相融合相辅相成的 关系。极化激元可以增强光和物质的相互作用并且将光局域在纳米尺度,而二维 原子晶体支持各种类型的极化激元,是操控光子的平台,近场光学显微镜的超高 空间分辨能力能有效的表征极化激元,是研究极化激元的基本性质不可缺失的部 分,是研究物质基本信息的有效手段。基于本文的工作总结,提出以下展望:

一、近场光学显微镜拥有超高的空间分辨率,除了单纯的成像外,还可以和 其他的表征手段相结合,如 Neaspec GmbH 公司已经推出的商用纳米傅里叶变换 红外光谱(Nano-FTIR),结合超快技术,搭建基于近场光学显微镜的超快光谱技 术以同时实现超高的时间空间分辨,还可以和其他光谱技术(如拉曼光谱技术、 非线性光谱技术等)结合,进一步扩大表征手段从而深入研究极化激元的基本性 质。

二、氮化硼声子极化激元的低损耗性是未来发展纳米光子器件的强力支持, 然而氮化硼是绝缘体,很难像石墨烯那样通过外加栅压的方式进行调节,这在一 定程度上限制了氮化硼声子极化激元的应用,因此探索氮化硼声子极化激元的调 控方式(例如介电环境的改变),使氮化硼成为了一个类似石墨烯的具有多维度 调控能力的声子极化激元材料,这对实现纳米器件具有重大意义的。

三、同位素富集的方法制备低衰减材料,以及偏振调控以激发非干涉型声子 极化激元,并调控其近场电场强度的方法可以推广到其他材料中,以寻求更多可 操控的低损耗极化激元材料。

50

# 参考文献

- [1] 舒恒杞, 中国物理学史. (湖南大学出版社, 2013).
- [2] 段嘉华,陈佳宁,二维极化激元学近场研究进展[J]. 物理学报,2019,32:24-30.
- [3] S. Y. Dai, Q. Ma, Y. F. Yang, J. Rosenfeld, M. D. Goldflam, A. McLeod, Z. Y. Sun, T. I. Andersen, Z. Fei, M. K. Liu, Y. M. Shoa, K. Watanabe, T. Taniguchi, M. Thiemens, F. Keilmann, P. Jarillo-Herrero, M. M. Fogler, D. N. Basov, Efficiency of Launching Highly Confined Polaritons by Infrared Light Incident on a Hyperbolic Material. *Nano Lett* 17, 5285-5290 (2017).
- [4] A. Woessner, M. B. Lundeberg, Y. Gao, A. Principi, P. Alonso-Gonzaolez, M. Carrega, K. Watanabe, T. Taniguchi, G. Vignale, M. Polini, J. Hone, R. Hillenbrand, F. H. L. Koppens, Highly confined low-loss plasmons in graphene-boron nitride heterostructures. *Nat Mater* 14, 421-425 (2015).
- [5] A. J. Giles, S. Y. Dai, I. Vurgaftman, T. H. Man, S. Liu, L. Lindsay, C. T. Ellis, N. Assefa, I. Chatzakis, T. L. Reinecke, J. G. Tischler, M. M. Fogler, J. H. Edgar, D. N. Basov, J. D. Caldwell, Ultralow-loss polaritons in isotopically pure boron nitride. *Nature Materials* 17, 134-139 (2018).
- [6] J. H. Duan, R. K. Chen, J. C. Li, K. J. Jin, Z. G. Sun, J. N. Chen, Launching Phonon Polaritons by Natural Boron Nitride Wrinkles with Modifiable Dispersion by Dielectric Environments. *Advanced Materials* 29, 38 (2017).
- [7] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, A. A. Firsov, Electric field effect in atomically thin carbon films. *science* 306, 666-669 (2004).
- [8] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva,
   S. V. Dubonos, A. A. Firsov, Two-Dimensional Gas of Massless Dirac Fermions in Graphene.
   *Nature* 438, 197-200 (2005).
- [9] B. Radisavljevic, A. Radenovic, J. Brivio, i. V. Giacometti, A. Kis, Single-layer MoS2 transistors. *Nature nanotechnology* 6, 147-150 (2011).
- [10] K. Novoselov, D. Jiang, F. Schedin, T. Booth, V. Khotkevich, S. Morozov, A. Geim, Twodimensional atomic crystals. *Proc Natl Acad Sci U S A* 102, 10451-10453 (2005).
- [11] L. Li, Y. Yu, G. J. Ye, Q. Ge, X. Ou, H. Wu, D. Feng, X. H. Chen, Y. Zhang, Black phosphorus field-effect transistors. *Nature nanotechnology* 9, 372-377 (2014).
- [12] B. Feng, J. Zhang, Q. Zhong, W. Li, S. Li, H. Li, P. Cheng, S. Meng, L. Chen, K. Wu. Experimental realization of two-dimensional boron sheets. *Nature chemistry* 8, 563-568 (2016).
- [13] B. Feng, Z. Ding, S. Meng, Y. Yao, X. He, P. Cheng, L. Chen, K. Wu, Evidence of silicene in honeycomb structures of silicon on Ag (111). *Nano letters* 12, 3507-3511 (2012).

- C. R. Dean, A. F. Young, I. Meric, C. Lee, L. Wang, S. Sorgenfrei, K. Watanabe, T. Taniguchi,
   P. Kim, K. L. Shepard, Boron nitride substrates for high-quality graphene electronics. *Nature* nanotechnology 5, 722-726 (2010).
- [15] L. Wang, I. Meric, P. Huang, Q. Gao, Y. Gao, H. Tran, T. Taniguchi, K. Watanabe, L. Campos,
   D. Muller, One-dimensional electrical contact to a two-dimensional material. *Science* 342, 614-617 (2013).
- [16] A. K. Geim, I. V. Grigorieva, Van der Waals heterostructures. *Nature* **499**, 419-425 (2013).
- [17] S. J. Haigh, A. Gholinia, R. Jalil, S. Romani, L. Britnell, D. C. Elias, K. S. Novoselov, L. A. Ponomarenko, A. K. Geim, R. V. Gorbachev, Cross-sectional imaging of individual layers and buried interfaces of graphene-based heterostructures and superlattices. *Nature Materials* 11, 764-767 (2012).
- [18] A. Das, S. Pisana, B. Chakraborty, S. Piscanec, S. Saha, U. Waghmare, K. Novoselov, H. Krishnamurthy, A. Geim, A. Ferrari, Monitoring dopants by Raman scattering in an electrochemically top-gated graphene transistor. *Nature nanotechnology* 3, 210-215 (2008).
- [19] L. Ju, B. Geng, J. Horng, C. Girit, M. Martin, Z. Hao, H. A. Bechtel, X. Liang, A. Zettl, Y. R. Shen, Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials. *Nature Nanotechnology* 6, 630-634 (2011).
- [20] H. Yan, T. Low, W. Zhu, Y. Wu, M. Freitag, X. Li, F. Guinea, P. Avouris, F. Xia, Damping pathways of mid-infrared plasmons in graphene nanostructures. *Nature Photonics* 7, 394-399 (2013).
- [21] G. Ni, L. Wang, M. Goldflam, M. Wagner, Z. Fei, A. McLeod, M. Liu, F. Keilmann, B. Özyilmaz, A. C. Neto, Ultrafast optical switching of infrared plasmon polaritons in highmobility graphene. *Nature Photonics* 10, 244-247 (2016).
- [22] D. K. Efetov, P. Kim, Controlling electron-phonon interactions in graphene at ultrahigh carrier densities. *Physical Review Letters* **105**, 256805 (2010).
- [23] J. Kang, W. Cao, X. Xie, D. Sarkar, W. Liu, K. Banerjee, Graphene and beyond-graphene 2D crystals for next-generation green electronics [J]. Proceeding of SPIE (2014).
- [24] D. N. Basov, M. M. Fogler, F. J. Garcia de Abajo, Polaritons in van der Waals materials. Science 354, 6309 (2016).
- [25] J. B. Khurgin, A. Boltasseva, Reflecting upon the losses in plasmonics and metamaterials. MRS bulletin 37, 768-779 (2012).
- [26] W. Ma, P. Alonsogonzalez, S. Li, A. Y. Nikitin, J. Yuan, J. Martinsanchez, J. Taboadagutierrez, I. Amenabar, P. Li, S. Velez, In-plane anisotropic and ultra-low-loss polaritons in a natural van der Waals crystal. *Nature* 562, 557-562 (2018).
- [27] F. Hu, Y. Luan, M. Scott, J. Yan, D. Mandrus, X. Xu, Z. Fei, Imaging exciton-polariton transport in MoSe2 waveguides. *Nat Photonics* 11, 356-360 (2017).
- [28] V. E. Babicheva, S. Gamage, L. Zhen, S. B. Cronin, V. S. Yakovlev, Y. Abate, Near-Field Surface Waves in Few-Layer MoS2. *Acs Photonics* 5, 2106-2112 (2018).

- [29] A. Ferrari, F. Bonaccorso, V. I. Falko, K. S. Novoselov, S. Roche, P. Boggild, S. Borini, F.
   H. L. Koppens, V. Palermo, N. Pugno, Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems. *Nanoscale* 7, 4598-4810 (2015).
- [30] J. N. Chen, M. Badioli, P. Alonso-Gonzalez, S. Thongrattanasiri, F. Huth, J. Osmond, M. Spasenovic, A. Centeno, A. Pesquera, P. Godignon, A. Z. Elorza, N. Camara, F. J. G. de Abajo, R. Hillenbrand, F. H. L. Koppens, Optical nano-imaging of gate-tunable graphene plasmons. *Nature* 487, 77-81 (2012).
- [31] T. Low, A. Chaves, J. D. Caldwell, A. Kumar, N. X. Fang, P. Avouris, T. F. Heinz, F. Guinea, L. Martinmoreno, F. H. L. Koppens, Polaritons in layered two-dimensional materials. *Nature Materials* 16, 182-194 (2017).
- [32] R. Peierls, Quelques propriétés typiques des corps solides. *Ann. Inst. Henri poincare* 5,177-222 (1935).
- [33] N. D. Mermin, Erratum: Crystalline order in two dimensions. *Physicals Revivew B* 20, 4762-4762 (1979).
- [34] T. O. Wehling, A. M. Black-Schaffer, A. V. Balatsky, Dirac materials. *Advances in Physics* 63, 1-76 (2014).
- [35] X. Du, I. Skachko, F. Duerr, A. Luican, E. Y. Andrei, Fractional quantum Hall effect and insulating phase of Dirac electrons in graphene. *Nature* 462, 192-195 (2009).
- [36] T. Low, P. Avouris, Graphene Plasmonics for Terahertz to Mid-Infrared Applications. ACS Nano 8, 1086-1101 (2014).
- [37] S. Xiao, X. Zhu, B. Li, N. A. Mortensen, Graphene-plasmon polaritons: From fundamental properties to potential applications. *Frontiers of Physics in China* **11**, 117801 (2016).
- [38] Z. Fei, A. S. Rodin, G. O. Andreev, W. Bao, A. S. McLeod, M. Wagner, L. M. Zhang, Z. Zhao, M. Thiemens, G. Dominguez, M. M. Fogler, A. H. Castro Neto, C. N. Lau, F. Keilmann, D. N. Basov, Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging. *Nature* 487, 82-85 (2012).
- [39] H. Wei, S. Zhang, X. Tian, H. Xu, Highly tunable propagating surface plasmons on supported silver nanowires. *Proceedings of the National Academy of Sciences* 110, 4494-4499 (2013).
- [40] J. He, N. Kumar, M. Z. Bellus, H. Chiu, D. He, Y. Wang, H. Zhao, Electron transfer and coupling in graphene-tungsten disulfide van der Waals heterostructures. *Nature Communication* 5, 5622 (2014).
- [41] L. Wang, I. Meric, P. Huang, Q. Gao, Y. Gao, H. Tran, T. Taniguchi, K. Watanabe, L. Campos,
   D. Muller, One-dimensional electrical contact to a two-dimensional material. *Science* 342, 614-617 (2013).
- [42] O. Salihoglu, S. Balci, C. Kocabas, Plasmon-polaritons on graphene-metal surface and their use in biosensors. *Applied Physics Letters* 100, 213110 (2012).

- [43] D. Rodrigo, O. Limaj, D. Janner, D. Etezadi, F. J. Garcia de Abajo, V. Pruneri, H. Altug, Mid-infrared plasmonic biosensing with graphene. *Science* 349, 165-168 (2015).
- [44] Z. Jacob, NANOPHOTONICS Hyperbolic phonon-polaritons. *Nature Materials* 13, 1081-1083 (2014).
- [45] S. Dai, Z. Fei, Q. Ma, A. S. Rodin, M. Wagner, A. S. McLeod, M. K. Liu, W. Gannett, W. Regan, K. Watanabe, T. Taniguchi, M. Thiemens, G. Dominguez, A. H. C. Neto, A. Zettl, F. Keilmann, P. Jarillo-Herrero, M. M. Fogler, D. N. Basov, Tunable Phonon Polaritons in Atomically Thin van der Waals Crystals of Boron Nitride. *Science* 343, 1125-1129 (2014).
- [46] E. Yoxall, M. Schnell, A. Y. Nikitin, O. Txoperena, A. Woessner, M. B. Lundeberg, F. Casanova, L. E. Hueso, F. H. L. Koppens, R. Hillenbrand, Direct observation of ultraslow hyperbolic polariton propagation with negative phase velocity. *Nature Photonics* 9, 674-678 (2015).
- [47] J. D. Caldwell, A. V. Kretinin, Y. G. Chen, V. Giannini, M. M. Fogler, Y. Francescato, C. T. Ellis, J. G. Tischler, C. R. Woods, A. J. Giles, M. Hong, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. A. Maier, K. S. Novoselov, Sub-diffractional volume-confined polaritons in the natural hyperbolic material hexagonal boron nitride. *Nature Communicaton* 5, 5221 (2014).
- [48] Y. Y. Jiang, X. Lin, T. Low, B. L. Zhang, H. S. Chen, Group-Velocity-Controlled and Gate-Tunable Directional Excitation of Polaritons in Graphene-Boron Nitride Heterostructures. *Laser Photonics Reviews* 12, 1800049 (2018).
- [49] Z. W. Shi, H. A. Bechtel, S. Berweger, Y. H. Sun, B. Zeng, C. H. Jin, H. Chang, M. C. Martin,
   M. B. Raschke, F. Wang, Amplitude- and Phase-Resolved Nanospectral Imaging of Phonon
   Polaritons in Hexagonal Boron Nitride. *Acs Photonics* 2, 790-796 (2015).
- [50] P. Li, I. Dolado, F. J. Alfaro-Mozaz, A. Y. Nikitin, F. Casanova, L. E. Hueso, S. Velez, R. Hillenbrand, Optical Nanoimaging of Hyperbolic Surface Polaritons at the Edges of van der Waals Materials. *Nano Lett* 17, 228-235 (2017).
- [51] S. Dai, Q. Ma, T. Andersen, A. S. Mcleod, Z. Fei, M. K. Liu, M. Wagner, K. Watanabe, T. Taniguchi, M. Thiemens, F. Keilmann, P. Jarillo-Herrero, M. M. Fogler, D. N. Basov, Subdiffractional focusing and guiding of polaritonic rays in a natural hyperbolic material. *Nature Communication* 6, 5221 (2015).
- [52] X. J. G. Xu, B. G. Ghamsari, J. H. Jiang, L. Gilburd, G. O. Andreev, C. Y. Zhi, Y. Bando, D. Golberg, P. Berini, G. C. Walker, One-dimensional surface phonon polaritons in boron nitride nanotubes. *Nature Communication* 5, 4782 (2014).
- [53] F. J. Alfaromozaz, P. Alonsogonzalez, S. Velez, I. Dolado, M. Autore, S. Mastel, F. Casanova,
   L. E. Hueso, P. Li, A. Y. Nikitin, Nanoimaging of resonating hyperbolic polaritons in linear boron nitride antennas. *Nature Communication* 8, 15624 (2017).
- [54] P. N. Li, M. Lewin, A. V. Kretinin, J. D. Caldwell, K. S. Novoselov, T. Taniguchi, K. Watanabe, F. Gaussmann, T. Taubner, Hyperbolic phonon-polaritons in boron nitride for near-field optical imaging and focusing. *Nauret Communcation* 6, 7507 (2015).

- [55] S. Dai, Q. Ma, M. K. Liu, T. Andersen, Z. Fei, M. D. Goldflam, M. Wagner, K. Watanabe, T. Taniguchi, M. Thiemens, F. Keilmann, G. C. A. M. Janssen, S. E. Zhu, P. Jarillo-Herrero, M. M. Fogler, D. N. Basov, Graphene on hexagonal boron nitride as a tunable hyperbolic metamaterial. *Nature Nanotechnol* 10, 682-686 (2015).
- [56] E. H. Synge. A suggested method for extending microscopic resolution into the ultramicroscopic region. *Philosophical Magazine Series* 16, 356-362 (1928).
- [57] E. A. Ash, G. Nicholls, Super-resolution Aperture Scanning Microscope. *Nature* 237, 510-512 (1972).
- [58] U. Durig, D. W. Pohl, F. Rohner, Near field optical scanning microscopy. Journal of Applied Physics 59, 3318-3327 (1986).
- [59] E. Betzig, A. Lewis, A. Harootunian, M. Isaacson, E. Kratschmer, Near Field Scanning Optical Microscopy (NSOM): Development and Biophysical Applications. *Biophysical Journal* 49, 269-279 (1986).
- [60] P. Bazylewski, S. Ezugwu, G. Fanchini, A Review of Three-Dimensional Scanning Near-Field Optical Microscopy (3D-SNOM) and Its Applications in Nanoscale Light Management. *Applied Sciences* 7, 973 (2017).
- [61] M. Schnell, A. Garciaetxarri, A. J. Huber, K. B. Crozier, A. G. Borisov, J. Aizpurua, R. Hillenbrand, Amplitude- and Phase-Resolved Near-Field Mapping of Infrared Antenna Modes by Transmission-Mode Scattering-Type Near-Field Microscopy †. *Journal of Physical Chemistry C* 114, 7341-7345 (2010).
- [62] T. Taubner, R. Hillenbrand, F. Keilmann, Performance of visible and mid-infrared scatteringtype near-field optical microscopes. *Journal of Microscopy* 210, 311-314 (2003).
- [63] N. Ocelic, R. Hillenbrand, Subwavelength-scale tailoring of surface phonon polaritons by focused ion-beam implantation. *Nature Materials* 3, 606-609 (2004).
- [64] A. J. Huber, N. Ocelic, D. Kazantsev, R. Hillenbrand, Near-field imaging of mid-infrared surface phonon polariton propagation. *Appl Phys Lett* 87, 081103 (2005).
- [65] N. Ocelic, A. J. Huber, R. Hillenbrand, Pseudoheterodyne detection for background-free near-field spectroscopy. *Appl Phys Lett* 89, 101124 (2006).
- [66] R. Hillenbrand, T. Taubner, F. Keilmann, Phonon-enhanced light–matter interaction at the nanometre scale. *Nature* **418**, 159-162 (2002).
- [67] T. Taubner, R. Hillenbrand, F. Keilmann, Nanoscale polymer recognition by spectral signature in scattering infrared near-field microscopy. *Appl Phys Lett* **85**, 5064-5066 (2004).
- [68] Z. Zheng, J. Li, T. Ma, H. Fang, N. Xu, Tailoring of electromagnetic field localizations by two-dimensional graphene nanostructures. *Light Science & Applications* **6**, e17057 (2017).
- [69] M. Brehm, T. Taubner, R. Hillenbrand, F. Keilmann, Infrared Spectroscopic Mapping of Single Nanoparticles and Viruses at Nanoscale Resolution. *Nano Lett* 6, 1307-1310 (2006).

- [70] L. Song, H. Rui, X. Lianjie, L. Jiahan, L. Bin, E. J. H., Single Crystal Growth of Millimetersized Monoisotopic Hexagonal Boron Nitride. *Chemistry of Materials*, **30**: 6222-6225 (2018).
- [71] R. V. Gorbachev, I. Riaz, R. Nair, R. Jalil, L. Britnell, B. D. Belle, E. W. Hill, K. S. Novoselov,
   K. Watanabe, T. Taniguchi, Hunting for monolayer boron nitride: optical and Raman signatures. *Small* 7, 465-468 (2011).
- [72] L. Novotny, B. Hecht, *Principles of nano-optics*. (2007).
- [73] B. Hecht, H. Bielefeldt, L. Novotny, Y. Inouye, D. W. Pohl, Local Excitation, Scattering, and Interference of Surface Plasmons. *Phys Rev Lett* 77, 1889-1892. (1996).
- [74] G. H. Cheng, D. L. Wang, S. Y. Dai, X. D. Fan, F. Wu, X. G. Li, C. G. Zeng, Nano-imaging of an edge-excited plasmon mode in graphene. *Nanoscale* 10, 16314-16320 (2018).
- [75] P. Alonso-Gonzalez, A. Y. Nikitin, F. Golmar, A. Centeno, A. Pesquera, S. Velez, J. Chen, G. Navickaite, F. Koppens, A. Zurutuza, F. Casanova, L. E. Hueso, R. Hillenbrand, Controlling graphene plasmons with resonant metal antennas and spatial conductivity patterns. *Science* 344, 1369-1373 (2014).
- [76] A. García-Etxarri, I. Romero, F. J. García de Abajo, R. Hillenbrand, J. Aizpurua, Influence of the tip in near-field imaging of nanoparticle plasmonic modes: Weak and strong coupling regimes. *Physical Review B Condensed Matter* 79, 125439 (2009).
- [77] J. Duan, Y. Li, Y. Zhou, Y. Cheng and J. Chen, Near-field optics on flatland: from noble metals to van der Waals materials. *Advances in Physics: X*, **4**, 1593051 (2019).
- [78] R. E. Larsen, H. Metiu, Resolution and polarization in apertureless near-field microscopy. *Journal of Chemical Physics* 114, 6851-6860 (2001).
- [79] Yixi Zhou, Runkun Chen, Jingyun Wang, Yisheng Huang, Ming Li, Yingjie Xing, Jiahua Duan, Jianjun Chen, James D. Farrell, Hongqi Xu, Jianing Chen. Tunable low loss 1D surface plasmons in InAs nanowires. *Advanced Materials* 2018, 1802551.

# 作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

# 基本情况:

姓名: 王露 性别: 女 出生年月: 1994 年 10 月

籍贯:重庆市 民族:汉 政治面貌:中共党员

# 教育情况:

2012.09-2016.06 在武汉大学物理科学与技术学院获得理学学士学位。

2016.09-2020.06 在中国科学院物理研究所攻读学术型理学硕士学位。

# 获奖情况:

2012 学年度,武汉大学优秀新生入学奖学金

2013 学年度,武汉大学专业丙等奖学金

2014 学年度,武汉大学专业乙等奖学金

2015 学年度,武汉大学专业甲等奖学金

2015 学年度,武汉大学优秀校三好学生

2015 学年度, 黄彰任专项奖学金

2019 学年度,中科院物理研究所长奖学金表彰奖

# 参加学术活动情况:

2017.10, 第12届全国光学前沿问题讨论会, 重庆

# 发表文章目录:

[1] Lu Wang, Runkun Chen, Mengfei Xue, Song Liu, James H. Edgar, Jianing Chen\*.
 Manipulating Phonon Polaritons in Low Loss <sup>11</sup>B enriched Hexagonal Boron Nitride with Polarization Control. *Nanoscale*, DOI: 2020 12 (15) 8188-8193.
## 致 谢

研究生的几年时光总觉得才刚开始,却又猝不及防到了说再见的时候。当我 停下往前走的脚步,回首看看这几年,那些哭过,笑过,玩儿过,工作过的场景 早已被我的双目拍摄成像,存放在大脑的图片记忆库。"物理所"不仅仅是我认 知的一个地名,更是见证我这这段记忆的存在。我在南门的车库喂过猫,我在凝 聚园的草坪上种过花,我在西门的篮球场打过球,我在东门的车站等过车...

我的出生就像一颗小石子砸入广阔大海那样波澜不惊,平凡是我身上最大的 标签。高中毕业,背上行囊独自一人前往武汉,开启了我的大学生活。随后,更 是幸运的被保送来到了物理所进行我研究生阶段的学习。

回顾这几年的学习生活,我首先要感谢的是我的恩师陈佳宁研究员。我不是 一个自信的人,一直对自己有一种自我否认的情绪在。陈老师知道了我这一点, 一直鼓励我,照顾我,耐心又细心。学习中,一开始我没有自己的想法,处于一 种迷茫状态,不知道该做什么。在这种情况下,陈老师一边建议我阅读文献充实 知识量,一边鼓励我多跟进师兄师姐们的实验进度,做一些重复性的工作来熟悉 实验流程直到逐渐有自己的想法自己的设计,这对我个人来说是一个很大的提升。 此外,陈老师还提供了我很多锻炼机会,参加学术会议等,这充分培养了我的个 人综合素质。同时,自我矛盾的性格让我做出了许多在常人理解外的决定,陈老 师却格外的尊重我们的想法和决定。在决定放弃转博士这一件事情上,我想法经 历了好几次的反转才最后下决定,陈老师在这阶段多次找我谈心,也给我分享了 他当年的故事和心路历程以资参考,充分地帮我分析了利弊,最后还是把决定权 交给了我。我真心感谢陈老师的理解和支持。感谢陈老师在那之后一如既往的指 导和培养,感谢陈老师的耐心和贴心,在此对老师致以我最高的敬意。

科研中,我要感谢同实验室同学们的指导和帮助。我首先要感谢段嘉华师兄 的入门指导,很幸运地在段师兄博士期间的最后半年入了陈老师课题组,让我切 身感受了什么是对科研的热爱,纯粹的,简单的爱着这条求索的路,段师兄是我 研究生阶段科研工作的引路人。其次,我要感谢薛孟飞师兄的不吝指导。转专业 到光学的我,一开始对光路一窍不通,是薛师兄多次牺牲了自己的工作休息时间

59

一遍遍的拆光路搭光路,让我一点点的熟悉光路,熟悉每个元件的作用,更是为 我自己的工作提出了建设性的意见。然后,我要感谢陈闰堃师兄的耐心教导,坐 在我对面的陈师兄不仅对我的科研工作提供了大量的理论理算支持,更让我在大 学四年之后再一次感受到了高中同窗的感觉,每每遇到问题,敲一下隔板师兄总 会热心的放下手中的工作和我讨论,让我学到了很多知识和技巧。我要感谢田晓 玲、周怡汐、杨翠师姐对我的关心,和师姐的交流谈心是科研生活中最好的调味 剂,分享生活中的快乐,严肃又不正经地探讨养生之道都是我甜甜的回忆。感谢 实验的张骁晰师兄,赵永潜、刘星辉师兄以及廖莹、张涵师妹在硕士就读期间的 陪伴。我们一起画过的井盖虽然已经掉色,但我们的友谊不会褪色。

感谢我的同窗闺蜜徐淑香、徐小凤、石尚,那个住在我同屋的姐妹。那些我 们一起熬过的夜,逛过的街,排队买过的鲍师傅构成我们这几年简单又美好的回 忆,不管多少年过去,我想我还是会记得你们爱吃原味小贝,你们也会记得顺带 帮我捎过的蛋黄酥。感谢我的家人项南对我工作生活的肯定以及支持,让我能保 持乐观,支持我的决定和选择,为我提供了可以依靠的港湾,想到即温暖。

这一路上走走停停,顺着行走的痕迹,写出美好温馨的记忆。最后,真诚感 谢每一个对我笑过的人,点点笑容是星星白糖,甜着我,可爱着我。

王露

2020-06

北京,物理所