

文章编号: 1005-5630(2026)02-0028-08

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.202503180058

# 石墨烯气泡应变效应的太赫兹 近场显微成像研究

李星宇, 胡玉红, 金钻明, 游冠军

(上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

**摘要:** 利用太赫兹散射式扫描近场光学显微镜 (terahertz scattering-type scanning near-field optical microscopy, THz s-SNOM) 测试了石墨烯气泡的太赫兹近场响应, 分析了单层和多层石墨烯气泡在太赫兹波段的应变效应。太赫兹近场显微成像测量结果表明, 单层石墨烯气泡应变区域的近场信号幅值减弱, 而多层 (层数  $\geq 2$ ) 石墨烯气泡的近场信号幅值增强。这一应变效应归因于单层和多层石墨烯在应变下的层间电子耦合和输运特性的差异。本研究为理解石墨烯在太赫兹波段的应变效应及其在太赫兹功能器件中的应用提供了重要依据。

**关键词:** 太赫兹散射式扫描近场光学显微镜; 石墨烯; 应变工程; 纳米气泡

**中图分类号:** O433 **文献标志码:** A

## Terahertz near-field microscopy study on the strain effect of graphene bubbles

LI Xingyu, HU Yuhong, JIN Zuanming, YOU Guanjun

(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

**Abstract:** In this paper, terahertz scattering-type scanning near-field optical microscopy (THz s-SNOM) was used to test the terahertz near-field response of graphene bubbles, and the strain effects of single-layer and few-layer graphene bubbles in the terahertz band were analyzed. The results of terahertz near-field microscopy showed that the near-field signal amplitude of the single-layer graphene bubbles strain region were weakened, while the near-field signal amplitude of the graphene bubbles with few layers (layer  $\geq 2$ ) were enhanced. This strain effect is attributed to the difference in the electron coupling and transport characteristics between the layers of single-layer and few-layer graphene under strain. This study provides an important basis for understanding the strain effect of graphene in the terahertz band and its application in terahertz functional devices.

收稿日期: 2025-03-18

基金项目: 国家重点研发计划 (2023YFF0719200)

第一作者: 李星宇 (1999—), 男, 硕士研究生, 研究方向为太赫兹散射式扫描近场光学显微技术。

E-mail: 18555230385@163.com

通信作者: 游冠军 (1979—), 男, 副教授, 研究方向为近场光学显微技术与超快光谱技术。

E-mail: youguanjun@126.com

**Keywords:** terahertz scattering-type scanning near-field optical microscopy; graphene; strain engineering; nanobubbles

石墨烯<sup>[1-2]</sup>作为二维材料的典型代表,由单层碳原子以六角蜂巢状晶格排列构成,在力学、电学和热学方面具有卓越的性能而备受瞩目。它不仅具有极高的韧性和载流子迁移率<sup>[3]</sup>,还表现出优异的高导热性,这一特性使其在柔性电子设备及下一代电子器件中具有重要的应用价值。应变工程作为一种有效的手段,能够调控二维材料的晶格结构和物理性质<sup>[4]</sup>。鉴于石墨烯的优异抗渗性和机械强度,在石墨烯表面制作气泡结构已被证明是一种能够诱导非均匀应变的、直接且可行的方法<sup>[5-6]</sup>。这种方法不仅能实现对石墨烯物理性质的有效调控,而且为二维材料的应用提供了新的可能性。二维材料因其原子级别的厚度,极易受到垂直于其原子平面方向的机械力作用,如穿刺或压缩<sup>[7-8]</sup>。在应变石墨烯的研究实验中,已观察到了诸多独特的现象,如由于应变引起的伪磁场<sup>[9-10]</sup>。在理论上还预测了其他新奇的特性,如零场量子霍尔效应<sup>[11]</sup>和应变诱导的超导性<sup>[12]</sup>。然而,这其中的许多现象尚未在实验中得到验证。因此,对应变条件下的石墨烯进行精确测量,对于深入理解其物理机制及其应用至关重要。

先前的研究通过压电导显微镜测量了不同层数石墨烯的压电导性能,发现单层石墨烯表现出负压电导效应,而双层和多层石墨烯则显示出正压电导效应<sup>[13]</sup>。但是在探究应变影响石墨烯电学、光学特性的微观机制方面,现有测试表征手段存在局限性。应变效应通常指外部力或内部结构不均匀性(如气泡、拉伸或压缩)引起的石墨烯晶格的局部变形,改变了其电子能带结构和载流子的输运特性,从而影响材料的电导率、光学响应及其他物理性质。太赫兹散射式扫描近场光学显微镜(terahertz scattering-type scanning near-field optical microscopy, THz s-SNOM)的出现为这一难题带来了新的解决思路。它基于近场光学原理,结合了原子力显微镜的高空间分辨率能力<sup>[14]</sup>,能够突破衍射极限,在几十纳米甚至更小的空间尺度上实现对微纳物质结构的太赫兹响应信号探测与成像,从而能够在微观层面直接测

量应变下石墨烯结构与物理性质的变化,为进一步深入理解其应变效应提供了强有力的工具。

本研究利用 THz s-SNOM 对不同层数的应变石墨烯气泡进行太赫兹纳米成像表征。该技术具有极高的空间分辨率,可以灵敏地原位探测石墨烯近场信号在纳米尺度的变化与分布,有助于揭示应变诱导的太赫兹电导率的变化。研究表明,单层石墨烯气泡的近场信号出现减弱现象,而双层和多层石墨烯气泡的近场信号则明显增强,且信号强度的变化量与气泡应变变量呈现正相关的关系。该现象可归因于应变所导致的不同层数石墨烯层间电子耦合及层内输运差异。本研究为深入理解石墨烯的应变效应提供了重要依据。

## 1 石墨烯气泡制备及实验装置

参考文献 [15] 报道的方法,基于机械剥离的石墨烯薄片制备了气泡微结构,具体制备流程如图 1(a)所示。首先,对 SiO<sub>2</sub>/Si 衬底进行处理,使用丙酮和去离子水依次对其进行超声波清洗,每次清洗 5 min。清洗完成后,使用氧气枪将衬底吹干,去除表面吸附物。随后,采用机械剥离的方法,使用蓝膜胶带对小块石墨烯进行剥离,并用聚二甲基硅氧烷(PDMS)胶将不同厚度和大小的石墨烯薄片从蓝膜胶带转移到预处理的 SiO<sub>2</sub>/Si 衬底上。然后,将转移台升温至 100 °C,样品在空气中退火 1 min。待冷却至室温后,去除衬底上的 PDMS 胶,完成整个制备过程。

在样品制备过程中,石墨烯/衬底界面会残留水和碳氢化合物,同时衬底表面的氧化层也会吸附部分气体分子和极性分子。随着退火温度的升高,这些残留的物质会发生分解、气化而产生气体,一部分气体分子从石墨烯边缘逸出,而剩余气体分子开始在局部区域积聚,形成微小的气泡核。样品冷却至室温的过程中,石墨烯/衬底界面的压力会降低,从而进一步增强了外部与界面之间的压强差,这种内外压强差成为气泡进一步生长的驱动力。气泡内部的气体分子持续向气泡体积膨胀方向扩散。气泡在生长过程中不断吸

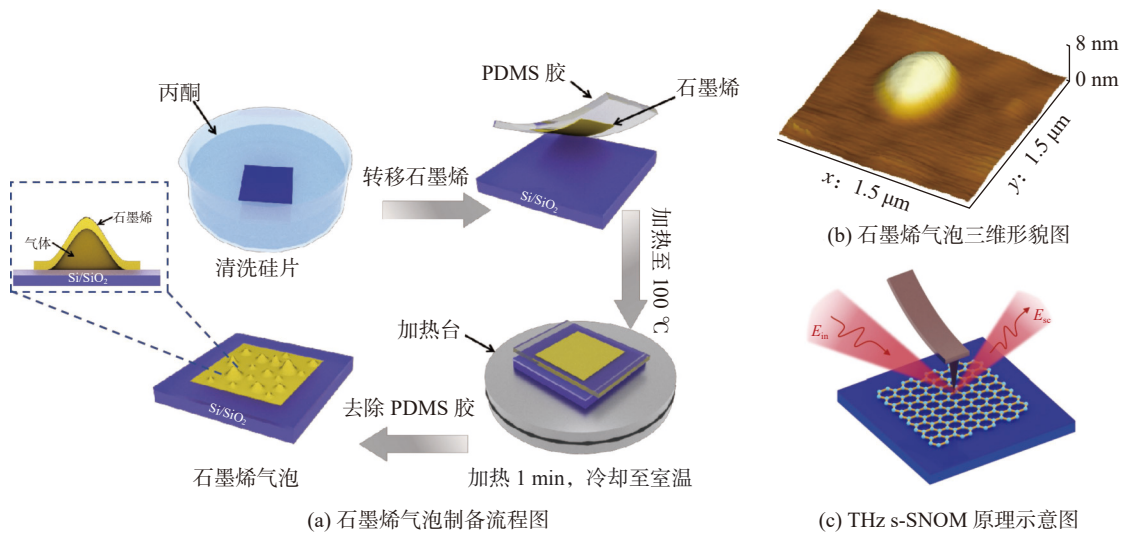


图 1 石墨烯气泡制备流程、气泡三维形貌图及太赫兹散射型近场光学显微镜原理示意图

Fig. 1 Graphene bubble preparation process, three-dimensional morphology of bubble and schematic diagram of THz s-SNOM

收周围小气泡的气体，逐渐长大，最终在 SiO<sub>2</sub>/Si 衬底上形成具有一定尺寸和形态的石墨烯气泡结构。图 1(b)所示为原子力显微镜 (atomic force microscope, AFM)测得的一个典型石墨烯气泡的三维形貌。

使用 THz s-SNOM 系统对石墨烯气泡进行 THz 近场成像测试。该系统基于 AFM，利用 GaAs 光电导天线产生频谱为 0.1~4.0 THz 的超快太赫兹脉冲，经离轴抛物面镜将太赫兹光聚焦到 AFM 的探针针尖位置。太赫兹近场散射的示意图如图 1(c)所示。针尖散射的太赫兹波被远场的太赫兹探测天线接收，所产生的光电流经低噪声跨阻放大器放大后，输入到锁相放大器，以探针轻敲频率  $\Omega$  的  $n$  次谐波为参考频率进行解调<sup>[16]</sup>，从而得到不同阶数的近场信号。

## 2 实验结果与讨论

通过上述方法，在石墨烯薄片上成功制备了大小不同的石墨烯气泡，使用 AFM 对这些气泡的形貌进行表征。图 2(a)和(b)展示了厚度为 15 nm 的多层石墨烯中的气泡分布及其形貌特征。通过测量气泡形貌，获得了不同尺寸石墨烯气泡的中心高度  $h$  和半径  $a$ ，发现大部分气泡的形状较为一致，呈现近似蒙古包的形态。图 2(c)展示了图 2(a)中划线位置处不同尺寸石墨烯气泡的轮廓剖视图，从中可以观察到，蒙古包形状

的气泡具有相似的形状特征，且这些气泡的高度与半径之比 ( $h/a$ ) 均为一个固定值 0.003 5，与气泡的大小无关。此外，大部分石墨烯气泡的直径在 1~3  $\mu\text{m}$ 。为了更清晰地展现石墨烯气泡的应变分布规律，将每个气泡的径向位置  $r$  和面外挠度  $w$  分别用  $a$  和  $h$  的归一化来表示，如图 3(d)所示。可以发现，不同直径气泡的轮廓基本相同，且符合单一的幂函数关系<sup>[15]</sup>： $\frac{w}{h} = 1 - \left(\frac{r}{a}\right)^m$ ，其中，幂指数  $m$  为 2。

在一块包含单层与双层结构的石墨烯样品上制备出气泡结构，其光学显微图如图 3(a)所示。对石墨烯进行拉曼光谱分析，结果如图 3(b)所示。使用 532 nm 的激发波长，测得单层和双层石墨烯的 2D 峰分别为 2 678  $\text{cm}^{-1}$  和 2 688  $\text{cm}^{-1}$ ，符合单层和双层石墨烯的特征峰。为了进一步验证石墨烯的层数，利用 AFM 测得该样品的形貌如图 3(c)所示。结果表明，在划线位置单层和双层石墨烯厚度分别为 0.41 nm 和 0.78 nm，与理论值十分接近<sup>[17]</sup>，从而确定了石墨烯的层数。

利用 THz s-SNOM 对单层与双层石墨烯气泡结构的太赫兹近场响应进行了原位纳米显微成像表征，结果如图 3(d)所示。与平坦区域相比，单层石墨烯气泡的近场信号减弱，说明应变导致其太赫兹电导率减小，这与之前报道的直流负压电导效应相吻合<sup>[13]</sup>。单层石墨烯的电子能带结构接近于零带隙，因此是一种半金属或零带

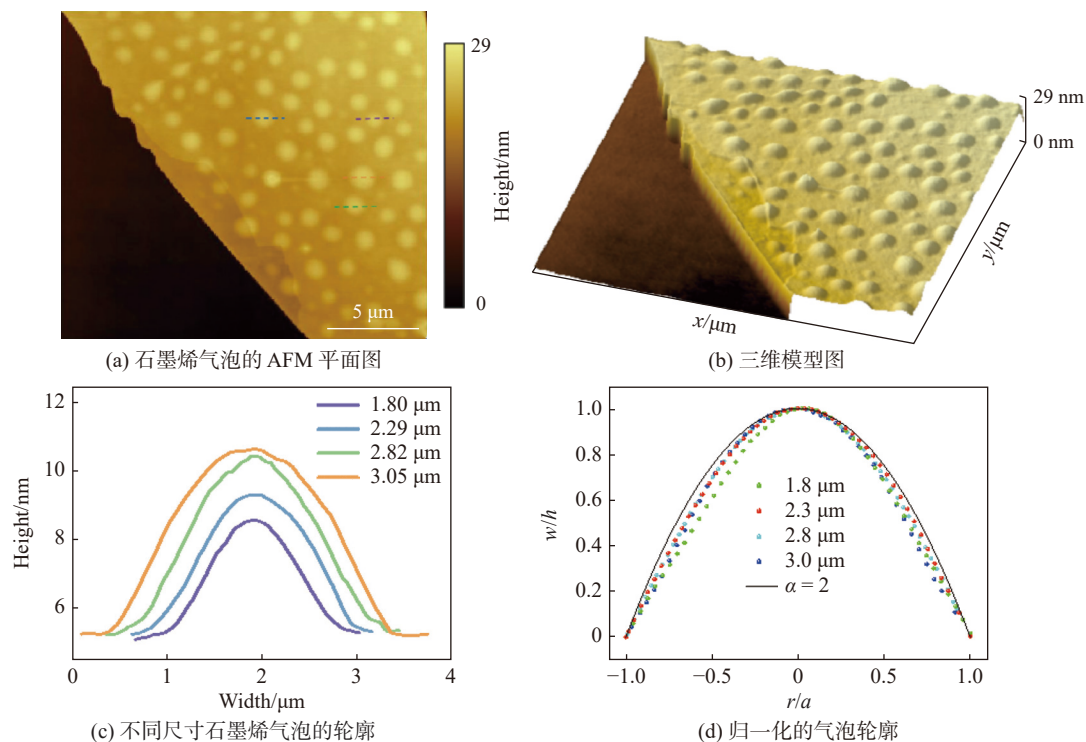


图 2 不同尺寸石墨烯气泡的表面高度图、三维形貌图、剖视图和归一化的气泡轮廓

Fig. 2 Floor plans, 3D topography diagrams, cross-sectional views, and normalized bubble profiles of graphene bubbles of different sizes

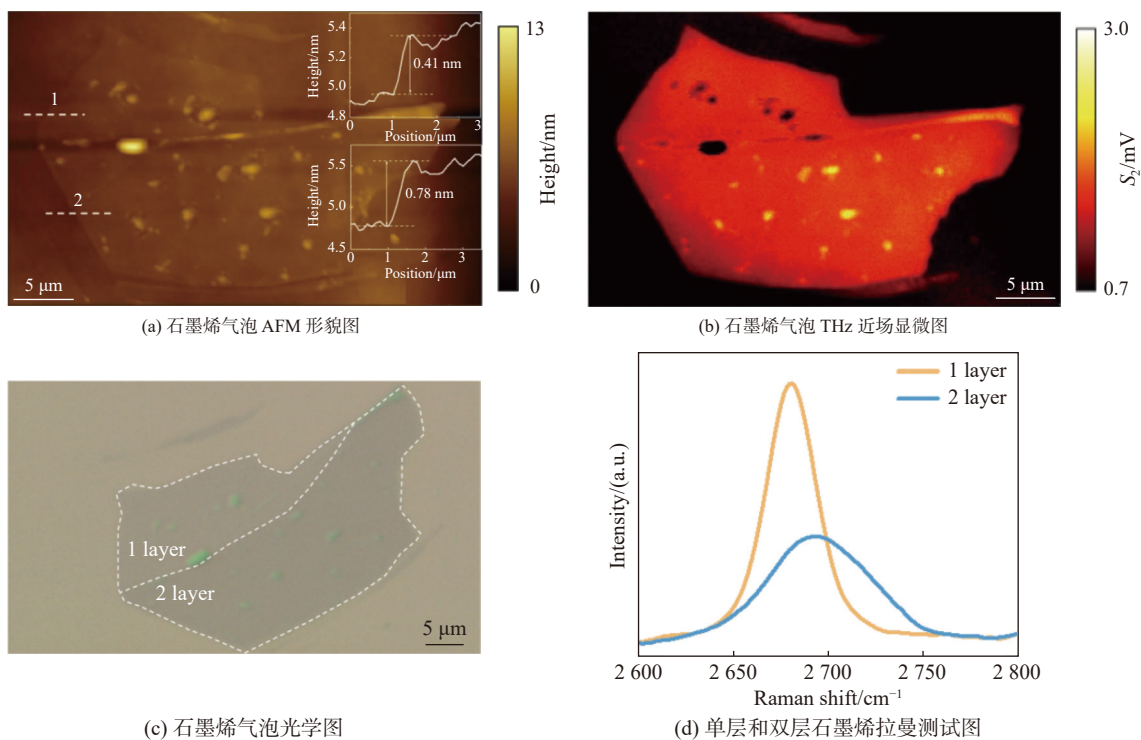


图 3 单层与双层石墨烯应变气泡区域的近场信号差异

Fig. 3 Differences in near-field signals between single-layer and double-layer graphene strain bubble regions

隙半导体。当施加应变时，石墨烯晶格发生变形，导致能带结构发生变化，能带的曲率改变，从而影响电子的色散关系。对于单层石墨烯，这些变化通常会抑制电子的输运，从而降低其电导率<sup>[18]</sup>。与单层石墨烯气泡的太赫兹近场响应相反，双层石墨烯气泡的近场信号表现出增强的趋势，表明正压电效应存在。在双层石墨烯中，应变引起的层间距离减小会增强层间的电子耦合，可能会导致电子在层间的隧穿概率增加，从而增强层间的电子运输能力。这种层间耦合的

增强可以抵消或超越单层内由于应变导致的电子迁移率降低的影响，使得整体电导率增大<sup>[19]</sup>。此外，应变还可能引起能带结构的变化，如能隙的开闭或带宽的变化，从而对电导率产生影响<sup>[19]</sup>。

为分析不同应变下石墨烯的太赫兹近场响应及电导率的变化情况，对分布着高密度气泡结构的单层和多层(厚度 5 nm)石墨烯样品进行近场显微成像测试，然后提取石墨烯气泡的近场信号强度，并计算气泡的应变变量。测得的近场显微图见图 4(a)和(c)。

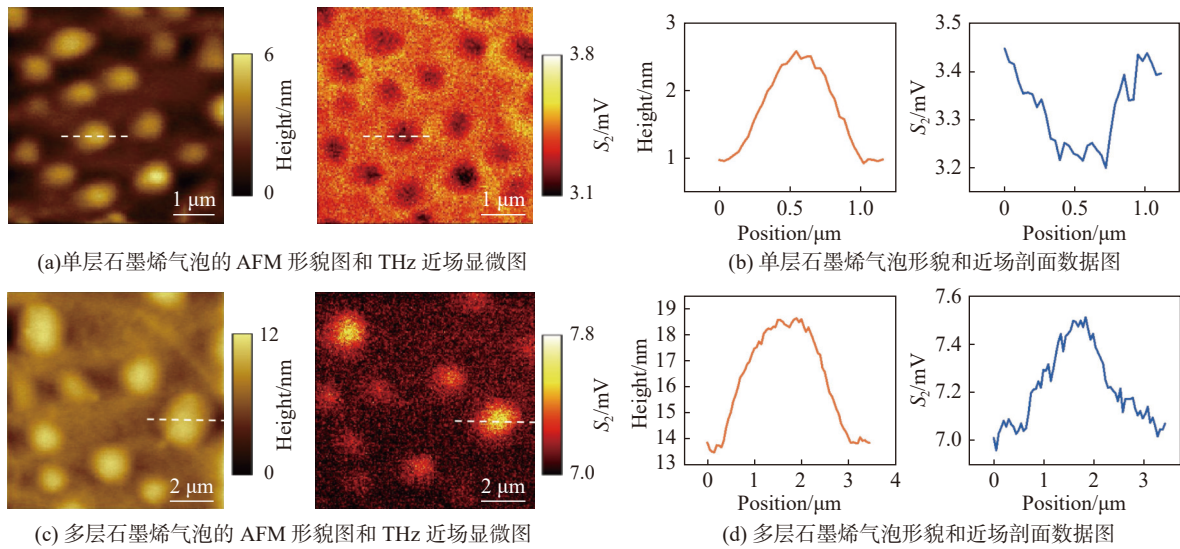


图 4 不同尺寸的单层和多层石墨烯气泡的近场信号变化

Fig. 4 Variations in near-field signals of single-layer and few-layer graphene bubbles of various sizes

石墨烯气泡的应变分布取决于界面条件和力学性能，即杨氏模量和泊松比<sup>[6]</sup>。由于石墨烯气泡边缘被完全夹紧，可认为是无滑动的强剪切界面<sup>[15,20]</sup>。考虑到石墨烯气泡的轴对称性，其轴向应变场( $\gamma_\theta$ )<sup>[21]</sup>的计算式可表示为

$$\gamma_\theta = \zeta_{(\nu)} \frac{h^2}{a} \left[ 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^{2m-2} \right] + \frac{U_s}{a} \quad (1)$$

式中： $\zeta_{(\nu)} = \frac{m(2m-1-\nu)}{8(m-1)}$ ， $\nu$ 为石墨烯的泊松比，其值为 0.165<sup>[21]</sup>， $m$ 取值为 2； $U_s$ 为气泡边缘滑动量决定的常数，强剪切面中  $U_s = 0$ 。利用该式可得到不同尺寸气泡的应变变量。

以图 4(a)中白色虚线标记的一个单层石墨烯气泡为例，该气泡的高度为 1.5 nm，半径为 900 nm，由式(1)计算得出，气泡顶点处的最大应变变量为 0.001 7%。如图 4(b)所示，与平坦区域相比，该气泡的近场信号强度降低了约 0.22 mV，

表明应变对单层石墨烯的太赫兹电导率产生了显著的抑制作用。对于多层(层数 > 3)石墨烯，以图 4(c)中标记的气泡为例。该气泡高度为 4.7 nm，半径为 1 350 nm，近场信号的增强幅度约为 0.49 mV，如图 4(d)所示。该气泡顶点处的最大应变量为 0.011 6%。这一现象说明，应变使多层石墨烯气泡的太赫兹电导率增大，导致近场信号显著增强。

进一步分析了单层和多层石墨烯在不同应变条件下，石墨烯气泡中心的近场信号变化情况。测试结果表明，在微小应变范围内，石墨烯的近场信号强度与应变变量之间呈近似线性关系，如图 5(a)和(b)所示，其中蓝色实线为线性拟合结果。

对于 THz-SNOM 测量，探测器接收到的近场散射信号  $E_{ts}$  与探针-样品系统的有效极化率  $\alpha_{ts}$ 、真空介电常数  $\epsilon_0$  以及尖端附近的激发电

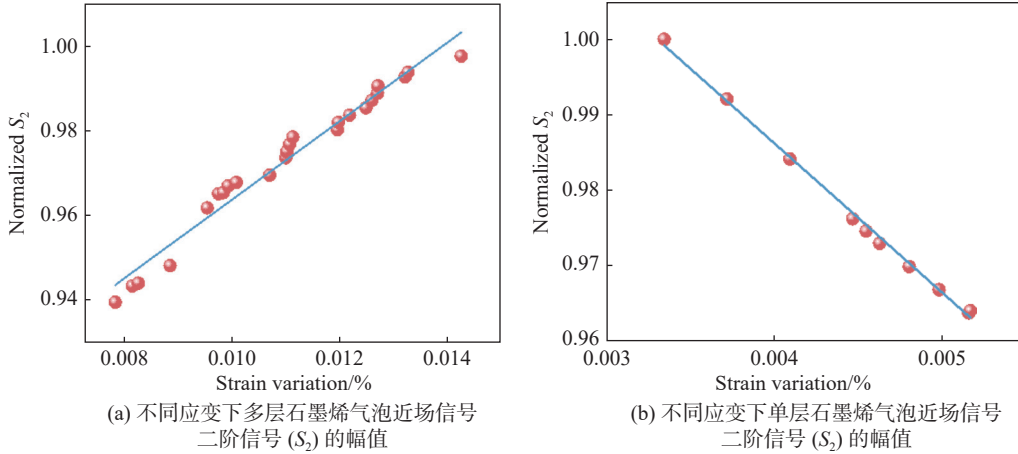


图 5 多层和单层石墨烯气泡中应变和近场信号的归一化趋势

Fig. 5 Normalized trends of strain and near-field signals in multilayer and single-layer graphene bubbles

场  $E_i$  成正比<sup>[22]</sup>, 即:  $E_{ts} \propto \alpha_{ts} \varepsilon_0 E_i$ 。通过检测近场信号的变化, THz-SNOM 能灵敏地反馈出石墨烯在纳米尺度上的电导率变化<sup>[23]</sup>。石墨烯电导率可以表示为复数形式

$$\sigma(\omega) = \sigma'(\omega) + i\sigma''(\omega) \quad (2)$$

式中: 实部  $\sigma'$  与石墨烯中载流子的散射过程和能量耗散密切相关; 而虚部  $\sigma''$  主要反映了石墨烯的电容性响应。在太赫兹波段, 当石墨烯受到应变作用时, 其晶格结构和电子能带发生变化, 进而影响载流子的迁移率和散射率, 导致电导率的变化。为了分析石墨烯电导率实部和虚部对太赫兹近场信号的贡献, 计算了探针-样品系统的有效极化率  $\alpha_{ts}$ , 其计算式<sup>[24]</sup>为

$$\alpha_{ts} = \frac{\alpha_t(1+\beta)}{1 - \frac{\alpha_t\beta}{16\pi(b+z)^3}} \quad (3)$$

其中, 探针的极化率  $\alpha_t$  的计算式<sup>[24]</sup>为

$$|\alpha_{ts}| = 1.02 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{\left[2\left(\varepsilon_\infty - \frac{\sigma''}{\omega\varepsilon_0}\right)^2 + 2\left(\varepsilon_\infty - \frac{\sigma''}{\omega\varepsilon_0}\right) + 2\left(\frac{\sigma'}{\omega\varepsilon_0}\right)^2\right]^2 + \left(2\frac{\sigma'}{\omega\varepsilon_0}\right)^2}}{\left[\left(\varepsilon_\infty - \frac{\sigma''}{\omega\varepsilon_0} + 1\right)^2 + \left(\frac{\sigma'}{\omega\varepsilon_0}\right)^2\right] \cdot |1-E|} \quad (7)$$

其中,  $E$  为极小值,  $|1-E| \approx 1$ , 从而得到  $|\alpha_{ts}|$  的简化表达式为

$$|\alpha_{ts}| = 2.04 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{\left[\left(\varepsilon_\infty - \frac{\sigma''}{\omega\varepsilon_0}\right)^2 + \left(\varepsilon_\infty - \frac{\sigma''}{\omega\varepsilon_0}\right) + \left(\frac{\sigma'}{\omega\varepsilon_0}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{\sigma'}{\omega\varepsilon_0}\right)^2}}{\left(\varepsilon_\infty - \frac{\sigma''}{\omega\varepsilon_0}\right)^2 + 2\left(\varepsilon_\infty - \frac{\sigma''}{\omega\varepsilon_0}\right) + 1 + \left(\frac{\sigma'}{\omega\varepsilon_0}\right)^2} \quad (8)$$

基于式(8), 可分别计算电导率实部和虚部对有效极化率的影响, 结果如图 6(a)和(b)所示。图

$$\alpha_t = 4\pi b^3 \frac{\varepsilon_t - \varepsilon_a}{\varepsilon_t + 2\varepsilon_a} \quad (4)$$

式中:  $\beta = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_a}{\varepsilon_s + \varepsilon_a}$ , 为样品的静态反射系数;  $b$  为探针尖端的曲率半径(实验使用的探针尖端  $b = 20 \text{ nm}$ );  $z$  为探针尖端与样品表面的距离(实验中  $z = 10 \text{ nm}$ );  $\varepsilon_t$  为探针在 THz 波段的相对介电常数, 周围环境的相对介电常数  $\varepsilon_a = 1$ 。设石墨烯的复介电常数为  $\varepsilon_s = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 i$ , 则

$$\varepsilon_1(\omega) = \left(\varepsilon_\infty - \frac{\sigma''(\omega)}{\omega\varepsilon_0}\right) \quad (5)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{\sigma'(\omega)}{\omega\varepsilon_0} \quad (6)$$

式中:  $\varepsilon_0$  为真空介电常数 ( $8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ );  $\varepsilon_\infty$  为高频介电常数 ( $\varepsilon_\infty = 3$ )。在本研究中, 所选取的 THz 波频率为  $0.5 \text{ THz}$ , 无应变的平坦石墨烯电导率为  $\sigma = 0.00021 + 0.00039i$ <sup>[25]</sup>, 将式(5)和式(6)代入式(3)和式(4), 得

中灰色区域为石墨烯近场响应微变区域(对应微小应变),可近似认为电导率的实部和虚部对有效极化率的影响呈线性相关,并且电导率实部对有效极化率的影响大于电导率虚部的影响。对于石墨烯,电导率实部与载流子浓度、迁移率以及晶格结构密切相关<sup>[23]</sup>。当石墨烯受到应变时,晶格会发

生变形,导致电子能带结构发生变化,进而影响载流子的迁移率和散射率。而电导率的虚部主要反映材料的电容性响应,对应折射率的实部,从而影响太赫兹波的相位,其受晶格结构变化影响较小。实验测量和简化计算分析表明,电导率实部的变化对应变石墨烯的太赫兹近场响应起主导作用。

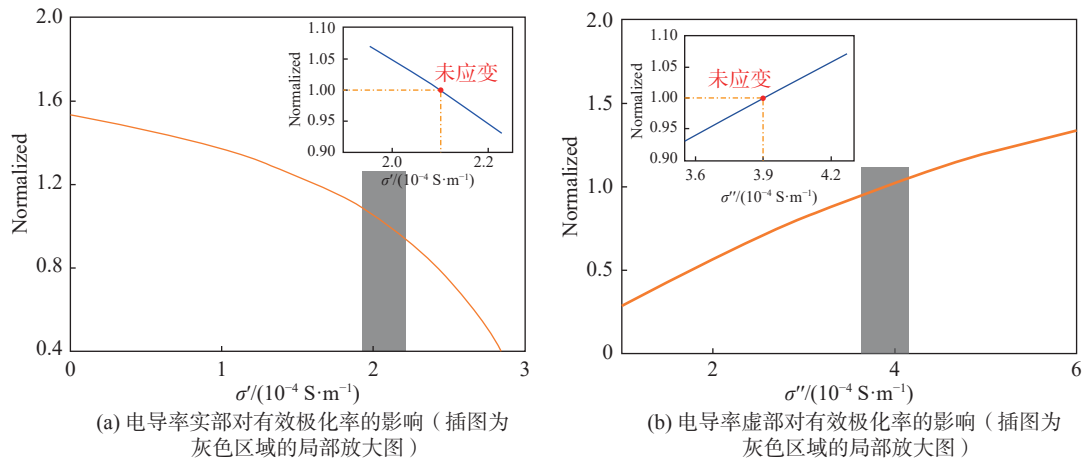


图 6 电导率的实部和虚部对有效极化率的影响

Fig. 6 The effect of the real and imaginary parts of the conductivity on the polarizability

### 3 结 论

本研究利用太赫兹散射式近场光学显微镜系统,对太赫兹波段石墨烯的应变效应及其物理机制进行了探究。研究结果显示:单层石墨烯在应变作用下呈现负压电导效应,导致近场信号出现减弱现象;而双层石墨烯则呈现正压电导效应,近场信号增强。基于对石墨烯近场信号变化与气泡应变变量之间关系的分析,作者认为石墨烯应变引起的晶格变形和层间电子耦合变化是导致太赫兹电导率变化的主要原因。本研究为深入理解石墨烯应变效应的物理机制及其在太赫兹功能器件领域的应用提供了重要的实验依据。

#### 参考文献:

- [1] ZHANG Y B, TAN Y W, STORMER H L, et al. Experimental observation of the quantum hall effect and Berry's phase in graphene[J]. *Nature*, 2005, 438(7065): 201 – 204.
- [2] NOVOSELOV K S, GEIM A K, MOROZOV S V, et al. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene[J]. *Nature*, 2005, 438(7065): 197 – 200.
- [3] BOLOTIN K I, SIKES K J, JIANG Z, et al. Ultrahigh electron mobility in suspended graphene[J]. *Solid State Communications*, 2008, 146(9/10): 351 – 355.
- [4] NOVOSELOV K S, MISHCHENKO A, CARVALHO A, et al. 2D materials and van der Waals heterostructures [J]. *Science*, 2016, 353(6298): aac9439.
- [5] SANCHEZ D A, DAI Z H, LU N S. 2D material bubbles: fabrication, characterization, and applications [J]. *Trends in Chemistry*, 2021, 3(3): 204 – 217.
- [6] KHESTANOVA E, GUINEA F, FUMAGALLI L, et al. Universal shape and pressure inside bubbles appearing in van der Waals heterostructures[J]. *Nature Communications*, 2016, 7(1): 12587.
- [7] SANCHEZ D A, DAI Z H, WANG P, et al. Mechanics of spontaneously formed nanoblisters trapped by transferred 2D crystals[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2018, 115(31): 7884 – 7889.
- [8] WANG G R, DAI Z H, WANG Y L, et al. Measuring interlayer shear stress in bilayer graphene[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(3): 036101.
- [9] JIA P F, CHEN W J, QIAO J B, et al. Programmable graphene nanobubbles with three-fold symmetric

- pseudo-magnetic fields[J]. *Nature Communications*, 2019, 10(1): 3127.
- [10] LEVY N, BURKE S A, MEAKER K L, et al. Strain-induced pseudo-magnetic fields greater than 300 tesla in graphene nanobubbles[J]. *Science*, 2010, 329(5991): 544 – 547.
- [11] GUINEA F, KATSNELSON M I, GEIM A K. Energy gaps and a zero-field quantum Hall effect in graphene by strain engineering[J]. *Nature Physics*, 2010, 6(1): 30 – 33.
- [12] SI C, LIU Z, DUAN W H, et al. First-principles calculations on the effect of doping and biaxial tensile strain on electron-phonon coupling in graphene[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(19): 196802.
- [13] XU K, WANG K, ZHAO W, et al. The positive piezoconductive effect in graphene[J]. *Nature Communications*, 2015, 6(1): 8119.
- [14] CHEN X Z, LIU X, GUO X D, et al. THz near-field imaging of extreme subwavelength metal structures[J]. *ACS Photonics*, 2020, 7(3): 687 – 694.
- [15] DAI Z H, HOU Y, SANCHEZ D A, et al. Interface-governed deformation of nanobubbles and nanotents formed by two-dimensional materials[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(26): 266101.
- [16] 刘道, 吴佩颖, 屈明璽, 等. 半导体载流子分布的太赫兹近场显微表征 [J]. *光学仪器*, 2020, 42(6): 28 – 34.
- [17] SHEARER C J, SLATTERY A D, STAPLETON A J, et al. Accurate thickness measurement of graphene[J]. *Nanotechnology*, 2016, 27(12): 125704.
- [18] SMITH A D, NIKLAUS F, PAUSSA A, et al. Electromechanical piezoresistive sensing in suspended graphene membranes[J]. *Nano Letters*, 2013, 13(7): 3237 – 3242.
- [19] MCCANN E, KOSHINO M. The electronic properties of bilayer graphene[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2013, 76(5): 056503.
- [20] LEE C, WEI X D, KY SAR J W, et al. Measurement of the elastic properties and intrinsic strength of monolayer graphene[J]. *Science*, 2008, 321(5887): 385 – 388.
- [21] ZABEL J, NAIR R R, OTT A, et al. Raman spectroscopy of graphene and bilayer under biaxial strain: bubbles and balloons[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(2): 617 – 621.
- [22] 薛孟飞, 陈佳宁. 基于扫描探针技术的超分辨光学成像和谱学研究进展 [J]. *物理*, 2019, 48(10): 662 – 676.
- [23] LASSEN H B, KELLEHER E J R, ILIUSHYN L, et al. Terahertz s-SNOM reveals nanoscale conductivity of graphene[J/OL]. arXiv preprint, 2023, 23(10): 07479.
- [24] FENG X D, HU M, ZHOU J, et al. Calculation and study of graphene conductivity based on terahertz spectroscopy[J]. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2017, 38(7): 874 – 884.
- [25] KOTOV V N, UCHOA B, PEREIRA V M, et al. Electron-electron interactions in graphene: current status and perspectives[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2012, 84(3): 1067 – 1125.

(编辑: 李晓莉)