DOI: 10. 19650/j. cnki. cjsi. J2311681

声子晶体软支撑石墨烯谐振器设计与特性研究*

郑贤德,甄嘉鹏,邱 静,刘冠军

(国防科技大学智能科学学院 长沙 400713)

摘 要:航空、航天等领域对高性能传感器提出了系列迫切需求,石墨烯因其优异的机械电子学特性,有望进一步提高传感器性能,得到了广泛研究。石墨烯谐振器作为一种新的敏感单元,因其极薄的厚度而具有非常高的传感灵敏度。但目前,室温下石 墨烯谐振器的抗干扰能力和稳定性普遍较差,室温下石墨烯谐振器品质因数较低成为制约石墨烯谐振器性能提升和应用的一 个关键因素,提高石墨烯谐振器品质因数成为亟待研究的问题。本文通过建立石墨烯谐振器的能量耗散稀释理论模型,分析石 墨烯谐振器能量耗散分布特性;在理论模型指导下,提出一种基于声子晶体软支撑结构的石墨烯谐振器能量耗散抑制新机制, 开展石墨烯声子晶体谐振器优化设计、制备与特性测试分析研究,从而为提高石墨烯谐振器品质因数提供一种新的技术手段。 关键词:石墨烯谐振器;声子晶体软支撑;能量耗散稀释;品质因数

中图分类号: TH843 文献标识码: A 国家标准学科分类代码: 620.3 538.9

Research on design and characteristics of phononic crystal soft supported graphene resonator

Zheng Xiande, Zhen Jiapeng, Qiu Jing, Liu Guanjun

(College of Intelligence Science and Technology, National University of Defense Technology, Changsha 400713, China)

Abstract: There is an urgent demand for high-performance sensors in the fields of aviation, aerospace, etc. Graphene materials, due to their excellent mechanical and electronic properties, are expected to further improve sensor performance and have attracted extensive research. Graphene resonators, as a new sensitive unit, have very high sensing sensitivity due to their extremely thin thickness. However, currently, the anti-interference ability and stability of graphene resonators at room temperature are generally poor. The anti-interference ability and stability of resonators are closely related to their quality factor. The low quality factor of graphene resonators. Improving the quality factor of graphene resonators has become an urgent research issue. This article focuses on the problem of low quality factor of graphene resonators at room temperature. By formulating an energy dissipation dilution theoretical model of energy dissipation dilution, a new mechanism for suppressing energy dissipation in graphene resonators based on the phononic crystal soft support structure is proposed. Optimization design, preparation, and characteristic testing analysis of graphene phononic crystal resonators are carried out, which provides a new technical way for improving the quality factor of graphene resonators.

Keywords: graphene resonator; phononic crystal soft support; energy dissipation dilution; quality factor

0 引 言

近年来,航空、航天等领域对高性能传感器提出了系 列迫切需求,探索应用新材料日益成为提高传感器性能 的研究热点和有效途径。石墨烯自 2004 年由英国曼彻 斯特大学 Novoselov 等^[1]通过微机械剥离法首次制备以 来,引起世界范围的瞩目^[24]。目前,基于石墨烯敏感 材料的传感应用研究很多,其中以石墨烯谐振器作为 敏感单元的谐振式传感器是石墨烯传感领域的一大研

收稿日期:2023-07-18 Received Date: 2023-07-18

^{*}基金项目:国家自然科学基金(12102461)项目资助

207

究热点。综合国内外调研,石墨烯谐振器作为敏感单元,因石墨烯厚度极薄而具有非常高的传感灵敏度^[5-9],但目前,室温下石墨烯谐振器的品质因数普遍 不高^[10-25],提高石墨烯谐振器品质因数成为亟待研究 的问题。

品质因数与谐振器存储总能量、每个振动周期耗散 能量的比值成正比。降低能量耗散是提高谐振器品质因 数的重要途径。近年来,能量耗散稀释理论在提高氮化 硅谐振器品质因数方面得到了较好的应用^[26-37],该理论 是否能应用于石墨烯谐振器上,以提高石墨烯谐振器的 品质因数有待进一步研究。

因此,本文针对室温下石墨烯谐振器品质因数较低 的问题,探索建立石墨烯谐振器耗散稀释理论模型,深入 分析其耗散分布特性,揭示石墨烯谐振器能量耗散的主 要集中处,针对性提出采用声子晶体软支撑结构抑制石 墨烯谐振器能量耗散的新机制,构建一种基于声子晶体 软支撑结构的石墨烯谐振器,开展声子晶体软支撑石墨 烯谐振器的优化设计、制备与特性测试及分析研究,为提 高石墨烯谐振器的品质因数提供新的技术途径,具有重 要的理论意义与应用价值。

石墨烯谐振器耗散稀释理论建模与耗散 特性分析

1.1 石墨烯谐振器能量耗散稀释理论建模

石墨烯兼具极高杨氏模量和原子级轻薄特性,关于 高预应力条件下石墨烯谐振器建模适用于薄板模型还是 薄膜模型,一直存在争论。施加高预应力时,实验研究倾 向于石墨烯为滞弹性材料,不可忽略弯曲刚度。基于经 典薄板理论,带有预应力的石墨烯谐振器动力学方程可 以表示为^[38-40]:

$$D\nabla^4 w - \sigma h \nabla^2 w + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0$$
(1)

其中,w 为石墨烯谐振器的面外位移; σ 为预应力; ρ 为密度;h 为厚度; $\nabla = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ 为拉普拉斯算子; $\nabla^4 = \nabla^2 (\nabla^2)$ 为偏谐微分算子; $D = Eh^3 / 12 / (1 - v^2)$ 为抗弯 刚度,其中 *E* 为杨氏模量,*v* 为泊松比。

假设该动力学方程的解是正弦时间响应形式 $w(x,y,t) = W(x,y)\sin(\omega t + \phi)$,其中 ω 为谐振角频率, ϕ 为相位,则得出:

$$\nabla^4 W - \frac{\sigma h}{D} \nabla^2 W - \frac{\rho h \omega^2}{D} W = 0$$
 (2)

根据 Zener 滞弹性模型,引入复杨氏模量 $\tilde{E} \equiv E_1 + iE_2^{[41-42]}$,可得每个谐振周期的总耗散 $\Delta U_{mn}^{[43-44]}$:

$$\Delta U_{mn} \approx \frac{\pi E_2 h^3}{12(1-\nu^2)} \iint \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} \right)^2 dx dy$$
(3)

其中,(*m*,*n*)为模态阶数,谐振器总存储能量U_{mn}等 于系统最大动能,其表达式为:

$$U_{mn} = \frac{\rho h \omega^2}{2} \iint W(x, y)^2 dx dy$$
(4)

由此品质因数 Q_{mn} 可以表示为:

$$Q_{mn} = \frac{2\pi U_{mn}}{\Delta U_{mn}} = A_{mn} \times Q_{int}$$
⁽⁵⁾

其中, A_{mn} 定义为品质因数放大因子, Q_{int} 定义为本征品质因数, 表达式分别如下:

$$A_{mn} = \frac{\rho h \omega^2}{D} \times \frac{\iint W(x, y)^2 dx dy}{\iint \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2}\right)^2 dx dy}$$
(6)

$$Q_{\rm int} = \frac{E_1}{E_2} \tag{7}$$

式(6)中的抗弯刚度 D选取复数杨氏模量的实数部分 E_1 。

对于所有边界均采用固支条件的情况来说,边界条件满足:

$$W(x,y) \parallel_{\text{all edges}} = \frac{\partial W(x,y)}{\partial n} \parallel_{\text{all edges}} = 0$$
(8)

其中,n 是垂直于边界的方向轴。为了得到式(8)的 解析解,对于一个特定模态(m,n),可以将 A_{mn} 拆分成分 布项和固支项两部分:分布项是远离固支边界的部分;固 支项则代表固支边界及其邻近区域。结合石墨烯谐振器 的动力学模型,首先研究分布项的解析解,对于远离固支 边界的分布项,可以忽略式(2)的第一项,即弯曲项,该 项对于远离边界部分的解影响较小,由此可将式(2)简 化为:

$$-\frac{\sigma h}{D}\nabla^2 W - \frac{\rho h \omega^2}{D} W = 0$$
⁽⁹⁾

将式(9)代入式(6)中可得:

$$A_{mn}^{\text{distributed}} = \frac{\rho h \omega^2}{D} \times \frac{\iint W(x, y)^2 \mathrm{d}x \mathrm{d}y}{\iint (\nabla^2 W(x, y))^2 \mathrm{d}x \mathrm{d}y} = \frac{h \sigma^2}{\rho \omega^2 D} (10)$$

同样地,对于固支项来说,依据式(8)中的边界条件,固支边界区域附近的W(x, y)接近于0,由此可以忽略式(2)的最后一项,同时本文假设固支边界及其附近区域的应力为常值 $\sigma = \sigma_{cla}$,式(2)可以简化为:

$$\nabla^4 W - \frac{\sigma_{\text{elamping}}h}{D} \nabla^2 W = 0 \tag{11}$$

将式(11)代入式(6)中可得:

$$A_{mn}^{\text{clamping}} = \frac{\rho D\omega^2}{h S_{\text{cla}} \sigma_{\text{cla}}^2} \times \iint_{cla} W(x, y)^2 dx dy$$
(12)

其中, S_{ela} 是固支边界及其邻近区域的面积, \iint_{ela} () dxdy 代表只对固支边界及其邻近区域进行面积

分。在得到分布项和固支项的解析解后,可得总的品质 因数放大因子:

$$A_{mn} = \left[\left(A_{mn}^{\text{distributed}} \right)^{-1} + \left(A_{mn}^{\text{clamping}} \right)^{-1} \right]^{-1} = \left[\frac{\rho \omega^2 D}{h\sigma^2} + \frac{hS_{\text{cla}}\sigma_{\text{cla}}^2}{\rho D\omega^2 \iint_{\mathcal{A}} W(x,y)^2 \, \mathrm{d}x \mathrm{d}y} \right]^{-1}$$
(13)

式中: σ 项反映了能量耗散稀释对品质因数放大因子的 影响,由此构建了石墨烯谐振器的能量耗散稀释理论模型,下面将以该模型为基础,研究石墨烯谐振器的能量耗 散分布特性。

1.2 石墨烯谐振器能量耗散分布特性分析

评判石墨烯谐振器上每个位置处能量耗散的大小一 般采用归一化曲率 $C_N = |\partial^2 W/\partial x^2 + \partial^2 W/\partial y^2|U_{mn}^{-1/2}$ 。依 据式(5)和(6),实际上将归一化曲率的平方在整个石墨 烯谐振器表面积分后,和品质因数放大因子呈现出反比 的关系: $A_{mn}^{-1} = D/2 \times \iint C_N^2 dxdy$,即归一化曲率越大,品质 因数放大因子越小,能量耗散越高。结合有限元仿真研 究边长为9.6 µm 的边界固支方形石墨烯和氮化硅谐振 器的振动特性与归一化曲率分布,初始施加的应力为 1 GPa,仿真中所使用的石墨烯和氮化硅具体参数如表 1 所示。

 Table 1
 Material parameters

 材料
 石墨烯
 氮化硅

 密度 ρ/(kg·m⁻³)
 2 250
 3 200

 厚度 h/nm
 0.335
 30

 杨氏模量 E1/GPa
 1 000
 270

泊松比ν

表 1 材料参数 Sable 1 Material parameters

根据式(4)计算出总存储能量 U_{mn} ,进一步计算归一 化曲率在整个谐振器平面上的分布情况,石墨烯和氮化 硅谐振器前八阶模态的结果分别如图 1(a)和(b)所示, 单位为 m⁻¹J^{-1/2}。

0.165

0.27

图 1 中所示为等值线,对于低于图例最低值的部 分不在图中显示。如图 1(a)所示,由于石墨烯谐振 器边缘的归一化曲率远大于内部,所以图 1 中只显示 了谐振器边缘的归一化曲率分布情况,其中第五阶模 态边缘的归一化曲率最大值在 10¹⁴ m⁻¹J^{-1/2} 量级,其 余均在 10¹³ m⁻¹J^{-1/2} 量级上。如图 1(b)所示,虽然氮 化硅谐振器的归一化曲率最大值依旧集中在固支边 缘上,量级在 10¹¹ m⁻¹J^{-1/2} 上,但谐振器内部的归一化 曲率与部分边缘上的归一化曲率大小相当,而石墨烯 谐振器边缘上的归一化曲率均大于谐振器内部的归 一化曲率。



图 1 方形谐振器前八阶模态在边缘上的归一化曲率分布 Fig. 1 Normalized curvature distribution of the first eight modes on the edge of a square resonator

为了对比谐振器内部和边缘上的归一化曲率大 小,以及两种材料谐振器的差别,截取一阶模态沿水平 中心线和对角线上的归一化曲率分布,分别如图 2(a) 和(b)所示,其中圆球代表石墨烯谐振器的归一化曲率 分布,五角星则代表氮化硅谐振器的归一化曲率分布, 水平中心线和对角线的示意图如插图所示。从图 2 中 可知,石墨烯谐振器一阶模态边缘上的最大归一化曲 率比内部中心处的归一化曲率大 3 个数量级,而氮化 硅谐振器的这种差异只有 1 个数量级。同时氮化硅谐 振器的归一化曲率从边缘过渡到内部的斜率要远低于 石墨烯谐振器,由此可以说明石墨烯的归一化曲率更 要集中在边缘处,而氮化硅谐振器的归一化曲率则集 中在边缘以及周围的一个小范围内(边长 8.6~9.6 μm 的同心方环范围内),如图 2(a)和(b)中半透明阴影区 域所示。

由此可知,石墨烯谐振器的能量耗散主要集中于固 支边界处,必须采取相应措施抑制固支边界处的能量 耗散。



Fig. 2 Normalized curvature distribution of the first mode of square graphene and silicon nitride resonators

1.3 声子晶体软支撑结构抑制能量耗散

固支边缘处的能量耗散源自于外部损耗机制中的声 子隧穿损耗,通常也被称为锚定或固支损耗。其基本物 理机制是:当弹性体振动时,其固支端产生振动剪切力 和弯矩,它们作为激励源在基底上激发出弹性波,并通 过基底传播到无穷远处耗散。2008年,Wilson^[45]最早提 出声子隧穿损耗,并推导出在声子隧穿损耗作用下,谐振 器品质因数倒数的表达式^[45-46]:

$$\frac{1}{Q} = \frac{\pi \int_{q} \left| \int_{S} d\overline{S} \cdot (\sigma_{q}^{(0)} \cdot \overline{u}_{R}' - \sigma_{R}' \cdot \overline{u}_{q}^{(0)}) \right|^{2} \times \delta[\omega_{R} - \omega(q)]}{2\rho_{s}\rho_{R}\omega_{R}^{3}}$$
(14)

式中: σ'_{R} 和 u'_{R} 分别为应力场和位移场; ρ_{R} 和 ρ_{s} 分别为谐振器和支撑结构材料密度; ω_{R} 和 $\omega(q)$ 分别为谐振器和 支撑结构的特征频率;重叠积分中的*S*代表谐振器与支 撑结构之间的接触面积。等式右侧可以拆分为两个单独 的项:乘号左侧应力位移场相关函数的积分项、乘号右 侧支撑结构和谐振器的频率差相关函数项。因此可以分 别从这两项入手降低声子隧穿损耗。对于积分项,由于 被积分量是一个平方项,大于0,因此可以通过减少谐振 器和支撑结构的接触面积来降低能量耗散;对于频率差 相关函数项,则可以通过避免谐振器和支撑结构的频率 重叠来降低声子隧穿损耗。

在过去的几十年里,无论是从减少谐振器和支撑结构之间的接触面积还是避免谐振器和支撑结构的频率重叠,大量的理论和实验工作提出了许多方法来抑制这种损耗,虽然可以降低声子隧道损耗,但都存在以下一种或两种问题:1)直接支撑结构的定位对损耗有很大的影响,定位不准无法降低声子隧穿损耗;2)间接支撑的悬浮结构有自己的振动模式,"污染"了原有的振动频谱,从而产生更多振动模式。相对来说,类似于光子晶体^[47],声子晶体结构提供了一种方法来直接定义出一个没有振动的频谱区域,即声子带隙,在该区域内弹性波无法传播,并且在带隙频率范围内的任何激励都会被指数级抑制^[48-49],并不会产生上述两种问题。本文提出了一种改善着石墨烯谐振器能量耗散的新机制,利用声子晶体软支撑结构来抑制声子隧穿损耗,以此提高石墨烯谐振器的品质因数。

使用声子晶体软支撑结构,很大程度上抑制了声子 隧穿损耗,此时由品质因数放大因子倒数表示的固支耗 散项被压缩到一个很小的值 $(A_{mn}^{\text{clamping}})^{-1} \approx 0$,石墨烯谐 振器的品质因数放大因子约等于分布项 $A_{mn} \approx A_{mn}^{\text{distributed}}$ 。 对于长度为 *L* 的各向同性方形石墨烯谐振器,谐振频率 $\omega_{mn}^2 = \omega_m^2 + \omega_n^2 \approx \sigma \pi^2 / \rho L^2 \cdot (m^2 + n^2)$,代入使用声子晶体 软支撑结构后品质因数放大因子的表达式(13)中可得:

$$A_{mn} \approx A_{mn}^{\text{distributed}} \approx \frac{4}{\pi^2 \lambda^2 (m^2 + n^2)}$$
(15)

其中, λ 为耗散稀释因子,表达式为:

$$\lambda = \sqrt{\frac{4D}{\sigma h L^2}} = \sqrt{\frac{Eh^2}{3(1 - \nu^2)\sigma L^2}}$$
(16)

由式(15)和(16)可知,品质因数放大因子 A_{mn} 和应 力 σ 以及方形谐振器边长的平方 L^2 成正比,和谐振器厚 度的平方 h^2 以及模态阶数($m^2 + n^2$)成反比。

2 声子晶体软支撑石墨烯谐振器设计与仿 真验证

2.1 声子晶体软支撑石墨烯谐振器设计

能量耗散稀释理论研究结果表明,石墨烯谐振器的 能量耗散主要集中在固支边缘处,为了提高石墨烯谐振 器的品质因数,从理论上提出了利用声子晶体软支撑结 构抑制声子隧穿损耗的新机制。声子晶体软支撑石墨烯 谐振器的初步结构如图 3 所示,该设计基于三角晶格圆 孔结构,其单个元胞结构如图3(a)所示,单个元胞长度L 为10μm,也视为晶格常数a,W为宽度,根据三角晶格的 几何特性可推算出: W=L/√3, d 为相邻两个圆孔之间的 间隙,取为1 µm,r 为圆孔半径,其大小取决于宽度 W 和 间隙 d:r=(W-d)/2。将 13×25 个声子晶体元胞在水平 和竖直方向上周期性排布后,将最中心的7个元胞圆孔 填充成实体,打破声子晶体的周期性,设计成中心缺陷区 域,即可得到图 3(b)所示的声子晶体软支撑石墨烯谐振 器初步结构,结构的总体尺寸约为130 µm×144 µm。该 设计的中心缺陷区域即为目标石墨烯谐振器,其周围的 声子晶体结构起到了软支撑的作用,通过抑制声子隧穿 损耗,将中心缺陷区域的目标谐振器和周围衬底结构隔 离开来,以此提高石墨烯谐振器的品质因数。





2.2 三角晶格声子晶体带隙特性分析

首先从图 3(a)中声子晶体单个元胞出发,通过 COMSOL 有限元仿真研究其振动特性和声子晶体带隙特 征。声子晶体带隙仿真计算分两个步骤:1)应力稳态仿 真;2)特征频率求解。以1 GPa 初始预应力为例,预应力 作用下,石墨烯声子晶体元胞各部分产生变形,直至整体 结构达到新的稳态,此时应力会在几何结构内重新分布, 而声子色散与应力紧密联系,所以在计算声子晶体带隙 之前,必须仿真研究初始预应力作用下的谐振器几何结 构新稳态以及重布应力场。应力重布的结果如图 4 所 示,元胞中最大应力出现在圆孔最小间隙处,接近 1.3 GPa,最小应力约为 0.5 GPa,只为初始应力的 1/2。

以应力重布后的稳态数据为输入,通过特征频率研究提取声子晶体色散关系。在元胞边界处施加 Bloch-Floquet周期边界条件,研究声子晶体结构对不同



波矢入射波的响应,沿波矢的 x 和 y 分量扫过不可约布 里渊区后,计算每个波矢值对应的声子晶体特征频率, 即可得到声子晶体的能带图,其中不可约布里渊区如 图 3(a)矩形框标注所示。图 5 所示为仿真所得三角晶 格声子晶体能带图。由于 h/W 的比值小于 10⁻⁴,声子 晶体结构并不会产生完整带隙,但可以得到一个准带 隙,如图 5 中的阴影区域所示,在 1 GPa 的高拉伸应力 下,该准带隙的中心频率约为 50 MHz,带宽约为 20 MHz(中心频率的 40%),可以认为三角形晶格声子 晶体产生了一个较宽的频率带隙。



Fig. 5 Diagram of phononic crystal bandgap

2.3 声子晶体软支撑结构抑制能量耗散仿真验证

在获得单个元胞的声子晶体带隙后,对图 3(b)中的 声子晶体软支撑石墨烯谐振器初步结构进行有限元仿 真。在进行特征频率研究之前,需要研究在施加初始 1 GPa 应力后的应力重新分布状态,结果如图 6 所示,最 大应力接近 2 GPa,中心缺陷区域处的应力约为 0.3 GPa,与单个元胞的应力重新分布规律相符合,结构 越窄的部分应力越大,结构越宽则应力越小,如中心缺陷 区域一整片实心区域。

以应力重布后的稳态数据为输入,施加边界固支条件执行特征频率研究。模拟前1250阶振动模态,并分析了特征频率f与模态阶数N的关系,如图7所示,其中



Fig. 6 Stress distribution diagram of phononic crystal soft supported graphene resonator

粗线代表声子晶体软支撑石墨烯谐振器,细线代表没有声 子晶体结构的方形石墨烯谐振器,通过比较可以发现,声 子晶体软支撑石墨烯谐振器的曲线最开始与没有声子晶 体结构的方形石墨烯谐振器保持一致,但从 41 MHz 开始, 曲线的斜率突然增加,意味着模态阶数密度突然减少,一 直到 61 MHz 左右,声子晶体软支撑石墨烯谐振器的曲线 又重新与没有声子晶体结构的方形石墨烯谐振器曲线保 持一致。模态阶数密度骤然减少的区域(阴影区域)与 图 5 中声子晶体元胞的准带隙吻合,并与频率随模态阶数 几乎线性递增的没有声子晶体结构的方形石墨烯谐振器 形成鲜明对比,这一现象进一步证明了准带隙的存在。





在声子晶体带隙内,只存在4个模态振型的中心缺陷区域有较大的面外振动,而中心缺陷区域外围的面外振动很小,同时越接近固支边界,面外振动越小,这4种模态振型如图8(a)所示,命名为模态A~D,由于除中心缺陷区域外几乎没有面外振动,将中心缺陷区域放大后





如图 8(b)所示,中心缺陷区域的尺寸以及整个声子晶体的尺寸均在图中做了标注,并采用相同的彩色图例如左侧所示。图 8(c)分别描述了 4 个中心缺陷局域模态位移场绝对值沿 x 轴中心线(实线)和 y 轴中心线(虚线)上的分布情况,纵坐标采取对数形式。无论是从模态振型还是从位移场绝对值角度来看,声子晶体都较好地抑制了固支边界附近的面外振动,将振动能量局域于中心缺陷区域,形成软支撑,进而抑制声子隧穿损耗。

图 9(a)显示了模态 A 在整个石墨烯表面上的归一 化曲率分布情况,右上角插图为中心缺陷区域归一化曲 率的局部放大图,可见其与图 8(a)中模态位移图十分相 似;图 9(b)描述了模态 A 沿水平方向中心线上的归一化 曲率分布情况,由矩形点线表示,归一化曲率最大值位于 固支边界和中心缺陷区域,量级约为 10¹¹ m⁻¹J^{-1/2},接近 10¹² m⁻¹J^{-1/2}。为了对比利用和不利用声子晶体的区别, 仿真了未图案化的方形石墨烯谐振器,其基频与模态 A 的频率接近,其一阶模态沿水平方向中心线上的归一化 曲率由圆形点线表示,由图 9 可知未图案化方形石墨烯



图 9 模态 A 的归—化曲率二维图与沿水平中心线的分布图 Fig. 9 Normalized curvature two-dimensional map and distribution map along the horizontal centerline of mode A

谐振器的归一化曲率最大值仅位于固支边界处,量级约为10¹³ m⁻¹J^{-1/2},接近10¹⁴ m⁻¹J^{-1/2},而中心区域的归一化 曲率的量级仅为10¹¹ m⁻¹J^{-1/2},左上角插图为未图案化方 形石墨烯谐振器固支边界附近区域的局部放大图。通过 对比可以发现,未图案化方形石墨烯谐振器固支边界处 的归一化曲率要比声子晶体软支撑石墨烯谐振器高两个 数量级,进一步证明了声子晶体结构具有软支撑的功能, 对声子隊穿损耗具有较好的抑制效果。

2.4 声子晶体软支撑石墨烯谐振器的品质因数

根据式(3)利用仿真得到的模态振型计算总耗散能 量,根据式(4)计算总存储能量,然后代入式(5)计算出 品质因数。4个中心缺陷模态附近共50个模态的品质 因数如图10(a)所示,其中上方3个框住的为前3个中 心缺陷模态,即模态A~C,右下角框住的为第4个中心 缺陷模态,即模态D。由图10可知,中心缺陷局域模态 A~C的的品质因数要远高于周围非局域化模态,其中模 态A的品质因数最高,远高于周围非局域化模态的品质 因数,进一步表明声子晶体软支撑结构在带隙内可以较 好地抑制声子隧穿损耗。对应的Qf乘积(品质因数乘以 谐振频率)如图10(b)所示,y轴坐标以对数形式显示。 作为参考,3条实线从下往上分别代表晶体硅、石英和金 刚石谐振器的Qf量子极限,由图10可知石墨烯模态A 的Qf值要比上述3种材料的量子极限高一个数量级。 作为对比,第2条虚线代表声子晶体结构基频模态的Qf



图 10 4个中心缺陷模态及其附近共 50个模态的品质 因数和 Of 乘积

Fig. 10 The product of quality factor and Qf of four central defect modes and 50 modes nearby

值,比模态 A 的 Qf 值低两个数量级。第1条虚线表示在 相同应力 σ = 1 GPa 下,同尺寸未图案化的矩形石墨烯 谐振器基频模态的 Qf 值,比模态 A 的 Qf 值低 1 个数 量级。

3 声子晶体软支撑石墨烯谐振器实验验证

3.1 声子晶体软支撑石墨烯谐振器制备

在设计高品质因数石墨烯谐振器声子晶体结构的基础上,研究声子晶体软支撑石墨烯谐振器的制备工 艺^[30-33]。针对石墨烯悬浮释放过程中易破裂、悬浮成功 率低的问题,开展石墨烯制备和悬空释放关键工艺研究, 利用逐步升温的方式减轻石墨烯表面褶皱,基于传统浸 渍法中悬浮石墨烯薄膜易破损的机理,选用背浮法和高 温退火法,提高石墨烯悬浮释放成功率。针对声子晶体 图案刻蚀过程中易破裂易变形、刻蚀成功率低的问题,开 展声子晶体软固支石墨烯谐振器聚焦离子束刻蚀关键工 艺研究,探索最优刻蚀参数。最后,本文设计声子晶体软 支撑石墨烯谐振器的工艺流程如图 11 所示。包括以下 步骤:



图 11 声子晶体软支撑石墨烯谐振器制备工艺流程

Fig. 11 Fabrication process of phononic crystal soft supported graphene resonator

1) 硅基底超声清洗, 然后旋涂一层正光刻胶, 为紫外 曝光做准备;

2)设计制作掩膜版图案,制作完成后,在紫外光刻机 (SUSS MA6)中进行对准调试;

3) 设定合适的参数后,进行紫外曝光,曝光后进行显影、 定影和后烘,将掩膜版上的待刻蚀图案转移到正光刻胶上;

4)通过深反应等离子体刻蚀机(SPTS omega LPX Rapier)将正光刻胶上的待刻蚀图案转移到硅基底上,去除残余的光刻胶,得到打孔硅基底,为实现石墨烯悬浮腔做准备;

5)将一步转移石墨烯(trivial transfer graphene, TTG) 释放到去离子水中,用硅片捞取石墨烯,通过湿法转移将 石墨烯转移到打孔硅基底之上,并采用逐步升温的方式 充分烘干石墨烯;

6)通过背浮法、高温退火法去除石墨烯表面的聚甲 基丙烯酸甲酯(polymethyl methacrylate, PMMA),悬空释 放石墨烯,实现石墨烯的悬浮腔结构;

7)利用聚焦离子束刻蚀机(FEI scios dual beam)在 悬浮石墨烯上刻蚀出声子晶体结构,最终制备出声子晶 体软支撑石墨烯谐振器。

以上工艺流程中,每一步成功实施与否都关系到最 终声子晶体软支撑石墨烯谐振器能否制样成功。微纳加 工对工艺参数的变化异常敏感,因此,各工艺步骤的具体 参数均需反复验证和优化,并且在实际制样工作中,需要 严控制备环境,并严格遵照工艺流程与工艺参数实施。 经过多次参数调整优化,对于单层悬浮石墨烯,本文最终 确定的聚焦离子束刻蚀参数如表2所示。通过聚焦离子 束刻蚀,最终得到不同孔径下不同元胞圈数的声子晶体 软支撑石墨烯谐振器,刻蚀结果如图12所示。

表 2 单层悬浮石墨烯聚焦离子束刻蚀参数

Table 2 Single layer suspended Graphene focused ion

beam etching parameters

参数	值
离子束电压/kV	30
离子束电流/pA	10
放大倍数/倍	20 000
刻蚀深度/pm	0. 39
刻蚀时间/s	2
刻蚀次数/次	3

3.2 基于法布里泊罗干涉原理的光学激励与检测系统

为验证声子晶体软支撑石墨烯谐振器品质因数的提 高效果,基于法布里泊罗干涉原理的光学激励与检测平 台,进行谐振器特性测试验证与分析。图 13 为基于法布









里泊罗干涉原理的光学激励与检测系统示意图。石墨烯 谐振器振动检测使用的是线偏振氦氖激光器, $\lambda = 633$ nm, 输出功率由中性灰密度镜(neutral density filters, NDF)进 行衰减调控,经过调控的光束通过两个透镜进行光束扩 展(3x),以匹配物镜的孔径,经过扩展后的光束通过偏振 分束器(polarization beam splitter, PBS)和 1/4 波片 ($\lambda/4$),最终射在石墨烯薄膜上。经过整个谐振器反射 后的反射光再次通过 $\lambda/4$,并由 PBS 定向到光电探测器 上,整个过程中的检测光均用粗线和箭头表示。

为了在谐振频率上驱动石墨烯谐振器起振,基于光 热激励,使用具有射频(radio frequency, RF)调制强度功 能的蓝色二极管激光器作为激励光源,激励光和检测光 通过二向色镜(dichroic mirror, DM)进行耦合,最终一起 射向石墨烯薄膜。石墨烯谐振器放置在一个带有透明窗 口的小真空腔中,以降低气体阻尼损耗的影响。

光电探测仪将探测到的光电信号传输至矢量网络分析仪(vector network analyzer, VNA)中,同时利用 VNA 调制蓝色激励激光的传输增益。该 VNA 仪器配备了变频测量的能力,可以通过直接连接二极管激光器和光电探测器,执行零差和外差检测方案,可用于检测直接振动和参数共振。最后,为了将蓝色和红色激光聚焦定位到石墨烯谐振器上,将真空腔安装在三维操纵台上,可以在 xyz 三个方向上进行位置调控。在对准过程中,使用 CCD 摄像机和 LED 照明来监测石墨烯薄膜和激光光斑的位置。

3.3 声子晶体软支撑结构抑制能量耗散实验验证

基于光学激励检测平台,对 6 µm 孔径 5 圈声子晶体的石墨烯谐振器(如图 14(b)所示)进行了扫频面扫测试,石墨烯谐振器通过一个三轴精密位移平台进行移动,每个步进约为 0.32 µm,横向纵向均移动 36 个步进长度,面扫的总面积约为 11.52 µm×11.52 µm,在 19~20 MHz 范围内求取平均幅值的结果如图 14(a)所示。谐振器的 6 µm 孔径用大圆圈标注,从图 14 中的振动幅



图 14 声子晶体软支撑石墨烯谐振器扫频测试的面扫结果

Fig. 14 Surface scan results of frequency sweep test of phononic crystal soft supported graphene resonator

215

值信息可知,该振动模态振型反映的是石墨烯谐振器的 中心缺陷区域振幅高(如图 14 (a)中小圆圈标注所示), 声子晶体软支撑结构及石墨烯谐振器的边缘部分振幅 低,约等于悬浮石墨烯谐振器外围的振幅,且越远离中心 缺陷区域,石墨烯谐振器的振幅就越低。由此表明该模 态处于声子晶体结构造成的频率带隙内,在该禁带内,中 心缺陷区域的振动无法向外传播,进而形成中心缺陷局 域模态,从而大幅抑制声子隧穿损耗,和2.3节的仿真内 容相呼应,其模态振型近似于图 14 (b),该模态正是可 以提高谐振器品质因数的中心缺陷局域目标模态。

确定了声子晶体软支撑石墨烯谐振器的中心缺陷局 域目标模态后,通过拟合振幅对频率的响应曲线,以最小 化平方误差为标准,估算出石墨烯谐振器的品质因数,以 此进行后续的实验验证。在与频率无关的外力作用下, 谐振器幅频响应曲线可以表示为^[54]:

$$X(\omega) = \frac{F_{\text{drive}}/m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{\omega\omega_0}{Q}\right)^2}}$$
(17)

基于 $\omega = 2\pi f$,同时将 F_{drive}/m 设为A,并添加修正函数 $(bf + c)^{2[55]}$,以 A,b,c,f_0,Q 为拟合参数,以f为自变量,以 X(f)为因变量,对石墨烯谐振器的频响曲线进行拟合, 即可求出石墨烯谐振器的品质因数Q和谐振频率 f_0 。

X(f) =

$$\sqrt{\frac{A}{\left(\left(2\pi f_{0}\right)^{2}-\left(2\pi f\right)^{2}\right)^{2}+\left(\frac{\left(2\pi f_{0}\right)\left(2\pi f\right)}{Q}\right)^{2}}+\left(bf+c\right)^{2}}$$
(18)

基于式(18),首先对 6 μm 孔径的无声子晶体结构 石墨烯谐振器一阶模态的频响曲线进行拟合,拟合频率 范围为 5~7.5 MHz,拟合结果如图 15(a)所示。其中实 线为幅频响应曲线的原始数据,虚线则为拟合曲线。 图 15(b)为其 SEM 图和一阶模态振型。拟合参数结果 如表 3 中间栏所示。



图 15 孔径 6 µm 无声子晶体结构的悬浮石墨烯谐振器 频响曲线拟合结果



表 3 6 μm 孔径石墨烯谐振器频响曲线拟合结果 Table 3 Fitting results of frequency response curve of suspended graphene resonator with 6 μm aperture

拟合参数	无声子晶体结构	有声子晶体结构
残差平方和	6.210 2×10 ⁻⁹	7.82082×10 ⁻⁸
A	3.600 4×10 ¹⁹	1.128×10^{22}
b	6.678 5×10 ⁻¹²	-3.172 3×10 ⁻¹¹
с	4.900 6×10 ⁻⁵	6.355 8×10 ⁻⁴
f_0/MHz	6. 166 67	19.4354
Q	72.2302	356. 226 1

随后,对同为6μm 孔径的5 圈声子晶体软支撑石 墨烯谐振器的频响曲线进行拟合,选取图 14(a)中圆圈 内中心点上的频响曲线,对图 14中的中心缺陷局域模 态进行拟合,拟合频率范围为 18.9~20 MHz,拟合结果 如图 16所示。拟合参数结果如表3最右栏所示,和 6μm 孔径的无声子晶体结构石墨烯谐振器的一阶模态 相对比,6μm 孔径5 圈声子晶体软支撑石墨烯谐振器 中心缺陷局域模态的品质因数 Q 提升了约5倍,实验 证明了声子晶体软支撑结构能够有效提高石墨烯谐振 器的品质因数。



图 16 孔径 6 µm 的 5 圈声子晶体软支撑石墨烯谐振器 频响曲线拟合结果



同时,对另外几个声子晶体软支撑石墨烯谐振器也进行了扫频测试,并通过拟合频响曲线求解中心缺陷局域模态的品质因数,拟合结果如图 17 所示。共计 6 个器件,分别用图 17 (a)~(f)表示,其中左图为该器件的SEM 图像,左下角为 SEM 标尺,右下角为器件的直径,右图则为频响曲线拟合结果,拟合统计结果如表 4 所示,从表 4 中可知,声子晶体软支撑石墨烯谐振器的品质因数在 170~860 之间,进一步证明声子晶体软支撑结构有效地提高了石墨烯谐振器的品质因数。





Fig. 17 Frequency response curve fitting results of phononic crystal soft supported graphene resonator

		-	-							
graphene resonator										
序号	孔径	声子晶	谐振频率	日氏田粉						
	∕µm	体圈数	/MHz	 即 灰 凶 致						
а	5	5	28.37	188.60						
b	5	5	26.27	339.32						
с	5	5	24.94	170.68						
d	5	7	11.23	857.35						
е	6	5	23.54	268.57						
f	7	1	21.86	379.96						

graphene resonator															
Table	4	Qı	ıality	fact	or a	of ph	iona	onic	cr	ystal	l so	oft	sup	por	ted
	表	4	声子	晶体	软3	を撑る	石墨	烯	谐扔	辰器	品)	贡团	国数	Į	

4 结 论

针对目前室温下石墨烯谐振器品质因数普遍不 高、能量耗散较大、影响传感器抗干扰能力和稳定性的 问题,首先建立了石墨烯谐振器的能量耗散稀释理论

模型,研究分析了石墨烯谐振器的能量耗散分布特性, 结果表明能量耗散主要集中在固支边缘处:在能耗散 稀释理论的指导下,提出了一种利用声子晶体软支撑 结构抑制石墨烯谐振器声子隧穿损耗的新机制;进而 设计了声子晶体软支撑结构石墨烯谐振器,结合有限 元仿真,验证了声子晶体软支撑结构对声子隧穿损耗 的抑制作用:研究了制备声子晶体软支撑石墨烯谐振 器的工艺流程,设计了石墨烯悬空释放和刻蚀等关键 工艺;最后利用基于法布里泊罗干涉原理的光学激励 与检测平台,开展声子晶体软支撑结构抑制能量耗散 实验验证,结果表明6 µm 孔径的5 圈声子晶体软支撑 石墨烯谐振器的中心缺陷局域模态品质因数,比相同 孔径的没有声子晶体结构的石墨烯谐振器的一阶模态 品质因数提升了约5倍;通过多个器件测试,声子晶体 软支撑石墨烯谐振器的总体品质因数在 170~860 之 间,实验证明了声子晶体软支撑结构能够有效提高石 墨烯谐振器的品质因数,为提高石墨烯谐振器的品质 因数提供了一种新的有效技术手段,有利于提高石墨 烯谐振器在力和质量传感方面的精度和稳定性。

参考文献

- [1] NOVOSELOV K S, GEIM A K, MOROZOV S V, et al. Electric field effect in atomically thin carbon films [J]. Science, 2004, 306(5696): 666-669.
- [2] WALLACE P R. The band theory of graphite [J]. Physical Review, 1947, 71(9): 622-626.
- [3] MCCLURE J J. Diamagnetism of graphite [J]. Physical Review, 1956, 104(3): 666-670.
- [4] SLONCZEWSKI J, WEISS P J. Band structure of graphite [J]. Physical Review, 1958, 109 (2): 272-277.
- [5] JIANG S, GONG X, GUO X, et al. Potential application of graphene nanomechanical resonator as pressure sensor[J]. Solid State Communications, 2014, 193: 30-33.
- [6] DOLLEMAN R J, DAVIDOVIKJ D, CARTAMIL B, et al. Graphene squeeze-film pressure sensors [J]. Nano Lett, 2016, 16(1): 568-571.
- [7] LIU Y, LI C, SHI X, et al. High-sensitivity graphene MOEMS resonant pressure sensor [J]. ACS Applied Materials & Interfaces, 2023, 15 (25): 30479-30485.
- [8] LI C, LAN T, YU X. Room temperature pressureinduced optically actuated fabry perot nanomechanical resonator with multilayer graphene diaphragm in air[J]. Nanomaterials (Basel), 2017, 7(11): 366-369.
- [9] SHI F T, FAN S C, LI C, et al. Opto-thermally excited fabry-perot resonance frequency behaviors of clamped circular graphene membrane [J]. Nanomaterials (Basel), 2019, 9(4): 563-568.
- [10] XIAO Y, LUO F, ZHANG Y, et al. A review on graphene-based nano-electromechanical resonators: Fabrication, performance, and applications [J]. Micromachines, 2022, 13(2): 215-224.
- [11] GARCIA S D, VAN D Z A M, PAULO A S, et al. Imaging mechanical vibrations in suspended graphene sheets[J]. Nano Lett, 2008, 8(5): 1399-1403.
- [12] CHEN C, LEE S, DESHPANDE V V, et al. Graphene mechanical oscillators with tunable frequency [J]. Nat Nanotechnol, 2013, 8(12): 923-927.
- [13] 赵程,周佳成,张顺毅,等.基于激光划刻的石墨烯

发声器的研究[J]. 仪器仪表学报, 2022, 43(3): 171-177.

ZHAO CH, ZHOU J CH, ZHANG SH Y, et al. Research on graphene sound generators based on laser scribing[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2022, 43(3): 171-177.

- [14] FERRARI P F, KIM S P, VAN DER ZANDE A M. Dissipation from interlayer friction in graphene nanoelectromechanical resonators [J]. Nano Letters, 2021, 21 (19): 8058-8065.
- [15] XIAO X, FAN S C, LI C. The effect of edge mode on mass sensing for strained graphene resonators [J]. Micromachines, 2021, 12(2): 189.
- [16] VAN DER ZANDE A M, BARTON R A, ALDEN J S, et al. Large-scale arrays of single-layer graphene resonators[J]. Nano Lett, 2010, 10(12): 4869-4873.
- BARTON R A, ILIC B, VAN DER ZANDE A M, et al. High, size-dependent quality factor in an array of graphene mechanical resonators [J]. Nano Lett, 2011, 11(3): 1232-1236.
- [18] XIAO Y, HU F, ZHU M, et al. Effect of induced current loss on quality factor of graphene resonators [J].
 AIP Advances, 2022, 12(3): 035041-035049.
- [19] TAKAMURA M, FURUKAWA K, OKAMOTO H, et al. Epitaxial trilayer graphene mechanical resonators obtained by electrochemical etching combined with hydrogen intercalation [J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2013, 52(4S): 04CH01.
- [20] DOLLEMAN R J, BELARDINELLI P, HOURI S, et al. High-frequency stochastic switching of graphene resonators near room temperature [J]. Nano Letters, 2019, 19(2): 1282-1288.
- [21] COLE R M, BRAWLEY G A, ADIGA V P, et al. Evanescent-field optical readout of graphene mechanical motion at room temperature [J]. Physical Review Applied, 2015, 3(2): 024004-024016.
- [22] 蒋金玲,张晶,朱欣华,等. 硅微谐振式加速度计温度 补偿方法研究综述[J]. 仪器仪表学报, 2023, 44(1): 1-15.

JIANG J L, ZHANG J, ZHU X H, et al. Review of temperature compensation methods for silicon microresonant accelerometers[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2023, 44(1): 1-15.

- [23] LIU Y, LI C, FAN S, et al. The effect of annealing and optical radiation treatment on graphene reson-ators[J]. Nanomaterials, 2022, 12(15): 2725-2731.
- [24] YE F, LEE J, FENG P X L. Electrothermally tunable graphene resonators operating at very high temperature up to 1 200 K[J]. Nano Letters, 2018, 18(3): 1678-1685.
- [25] FAN X, SMITH A D, FORSBERG F, et al. Manufacture and characterization of graphene membranes with suspended silicon proof masses for MEMS and NEMS applications [J]. Microsystems & Nanoengineering, 2020, 6(1): 17-22.
- [26] DE J M H J, TEN W M A, CUPERTINO A, et al. Mechanical dissipation by substrate-mode coupling in SiN resonators[J]. Applied Physics Letters, 2022, 121(3): 032201-032216.
- [27] NIKBAKHT R, XIE X, WECK A, et al. High quality factor silicon nitride nanomechanical resonators fabricated by maskless femtosecond laser micromachining [J]. Journal of Vacuum Science & Technology B, 2023, 41(2): 023002-023013.
- [28] GRANT M J, VIGNERON P B, FESHALI A, et al. Chip-scale gyroscope using silicon-nitride waveguide resonator with a Q factor of 100 million [C]. Optical and Quantum Sensing and Precision Metrology II. SPIE, 2022, 12016: 175-185.
- [29] ZHOU X, VENKATACHALAM S, ZHOU R, et al. High-q silicon nitride drum resonators strongly coupled to gates[J]. Nano Letters, 2021, 21(13): 5738-5744.
- [30] DORCHE A E, WEI B, RAMAN C, et al. High-qualityfactor microring resonator for strong atom-light interactions using miniature atomic beams [J]. Optics Letters, 2020, 45(21): 5958-5961.
- [31] UNTERREITHMEIER Q P, FAUST T, KOTTHAUS J P. Damping of nanomechanical resonators [J]. Phys Rev Lett, 2010, 105(2): 027205-027218.
- [32] YU P L, PURDY T P, REGAL C A. Control of material damping in high-Q membrane microresonators [J]. Phys Rev Lett, 2012, 108(8): 083603-083622.
- [33] GHADIMI A H, WILSON D J, KIPPENBERG T J. Radiation and internal loss engineering of high-stress

silicon nitride nanobeams [J]. Nano Lett, 2017, 17(6): 3501-3505.

- [34] TSATURYAN Y, BARG A, POLZIK E S, et al. Ultracoherent nanomechanical resonators via soft clamping and dissipation dilution [J]. Nat Nanotechnol, 2017, 12(8): 776-783.
- [35] MINAMISAWA R A, SUESS M J, SPOLENAK R, et al. Top-down fabricated silicon nanowires under tensile elastic strain up to 4.5% [J]. Nat Commun, 2012, 3(1): 1096-1113.
- [36] GHADIMI A H, FEDOROV S A, ENGELSEN N J, et al. Elastic strain engineering for ultralow mechanical dissipation[J]. Science, 2018, 360(6390): 764-768.
- [37] H J D, WANG F, GAO W, et al. Ultra-coherent nanomechanical resonators based on inverse design [J].
 Nature Communications, 2021, 12(1): 5766-5784.
- [38] LEISSA A W, QATU M S. Vibrations of continuous systems[M]. McGraw-Hill Education, 2011.
- [39] BOKAIAN A. Natural frequencies of beams under tensile axial loads[J]. Journal of Sound and Vibration, 1990, 142(3): 481-498.
- [40] SCHMID S, VILLANUEVA L G, ROUKES M L. Fundamentals of nanomechanical resonators[M]. Berlin: Springer, 2016.
- [41] LIFSHITZ R, ROUKES M. Thermoelastic damping in micro-and nanomechanical systems [J]. Physical Review B, 2000, 61(8): 5600-5615.
- [42] ZENER C M, SIEGEL S. Elasticity and anelasticity of metals [J]. The Journal of Physical Chemistry, 1949, 53(9): 1468-1468.
- [43] LEISSA A W. Vibration of plates [M]. Scientific and Technical Information Division, 1969.
- [44] LAUTRUP B. Physics of continuous matter: Exotic and everyday phenomena in the macroscopic world [M]. Leighton: CRC press, 2011.
- [45] WILSON R I. Intrinsic dissipation in nanomechanical resonators due to phonon tunneling[J]. Physical Review B, 2008, 77(24): 245418-245435.
- [46] WILSON-RAE I, BARTON R, VERBRIDGE S, et al. High-Q nanomechanics via destructive interference of elastic waves [J]. Physical Review Letters, 2011, 106(4): 047205-047226.

- [47] YABLONOVITCH E, GMITTER T, LEUNG K-M. Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms [J]. Physical Review Letters, 1991, 67(17): 2295-2304.
- [48] KUSHWAHA M S, HALEVI P, DOBRZYNSKI L, et al. Acoustic band structure of periodic elastic composites[J]. Physical Review Letters, 1993, 71 (13): 2022-2028.
- [49] SIGALAS M, ECONOMOU E N. Band structure of elastic waves in two dimensional systems[J]. Solid State Communications, 1993, 86(3): 141-143.
- [50] REINA A, JIA X, HO J, et al. Large area, few-layer graphene films on arbitrary substrates by chemical vapor deposition[J]. Nano Letters, 2009, 9(1): 30-35.
- [51] LEE Y, BAE S, JANG H, et al. Wafer-scale synthesis and transfer of graphene films [J]. Nano Letters, 2010, 10(2): 490-493.
- [52] LIANG X, SPERLING B A, CALIZO I, et al. Toward clean and crackless transfer of graphene[J]. ACS Nano, 2011, 5(11): 9144-9153.
- [53] LIN Y C, JIN C, LEE J C, et al. Clean transfer of graphene for isolation and suspension [J]. ACS Nano, 2011, 5(3): 2362-2368.
- [54] MILLER J M L, ANSARI A, HEINZ D B, et al. Effective quality factor tuning mechanisms in micromechanical resonators [J]. Applied Physics Reviews, 2018, 5(4): 041307-041326.
- [55] LEE J, WANG Z, HE K, et al. High frequency MoS2

nanomechanical resonators [J]. ACS Nano, 2013, 7(7): 6086-6091.

作者简介



郑贤德,2016年于国防科技大学获得学 士学位,2018年于国防科技大学获得硕士学 位,现为国防科技大学博士研究生,主要研 究方向为智能状态感知与故障诊断。

Zheng Xiande received his B. Sc. degree from National University of Defense Technology in 2016, and received his M. Sc. degree from National University of Defense Technology in

E-mail: zxd@ nudt. edu. cn

2018. He is currently a Ph. D. candidate at National University of Defense Technology. His main research interests include intelligent state perception and fault diagnosis.



刘冠军(通信作者),1994年于国防科 技大学获得学士学位,2000年于国防科技大 学获得博士学位,现为国防科技大学研究 员,主要研究方向为智能状态感知与故障 诊断。

E-mail: gjliu342@ nudt. edu. cn

Liu Guanjun (Corresponding author) received his B. Sc. degree from National University of Defense Technology in 1994, and received his M. Sc. degree and Ph. D. degree from National University of Defense Technology in 2000. He is currently a professor at National University of Defense Technology. His main research interests include intelligent state perception and fault diagnosis.