arXiv:2305.00712v2 [cond-mat.mes-hall] 8 Dec 2023

屈曲分岔附近热机械共振的增强的灵敏度和可调性

Hanqing Liu,*, † Gabriele Baglioni,‡ CarlaBoix-Constant,¶ Herre S. J.van der Zant,‡ Peter G. Steeneken,†, ‡ 和 Gerard J. Verbiest*, †

†代尔夫特理工大学精密与微系统工程系，*Lorentzweg 1*，*2628 CD Delft*，荷兰

‡代尔夫特理工大学卡夫利纳米科学研究所，*2628 CJ Delft*，荷兰

¶分子科学研究所（*ICMol*），瓦伦西亚大学，*Paterna 46980*，西班牙

电子邮箱：H.Liu-7@tudelft.nl；G.J.Verbiest@tudelft.nl

摘要

超薄二维材料谐振器对力和温度具有高度敏感性，使其成为传感应用和探索热机械耦合的理想系统。尽管人们已对这些系统在高应力下的动力学进行了深入研究，但对其在屈曲转变附近的行为关注较少。在此，我们证明，二维材料谐振器在屈曲分岔附近的力灵敏度和频率可调性显著增强。这种分岔由压缩位移触发；我们通过器件的热膨胀诱导该位移，同时利用光机械技术测量其动力学。我们通过一种.....理解器件的频率调谐。

机械屈曲模型，该模型能够提取膜的中心挠度和边界压缩位移。令人惊讶的是，由于膜在屈曲转变处具有极低的刚度，我们获得了高达 $14\times$ 的振动振幅显著增强，同时实现了超过 $4.02\ \%\ \mathrm{K}^{-1}$ 的温度频率可调性。所呈现的研究结果揭示了屈曲对悬空二维材料动力学特性的影响，从而为实现具有屈曲增强灵敏度的二维谐振传感器开辟了新的机遇。

关键词

纳米机械谐振器，屈曲分岔，频率调谐，振动振幅

引言

平面机械板承受足够大的面内压应力时会变得不稳定，其面外刚度逐渐降至零。[1] 此时，板会发生屈曲分岔。即使器件存在极微小的缺陷，例如初始变形非常微小，也可能决定板向上还是向下屈曲。对初始条件的这种高度敏感性，为研究材料特性[2–4] 和实现新的传感应用[5] 带来了令人振奋的前景。因此，人们对纳机电系统（纳机电系统）中的屈曲现象，以及声子波导、[6] 碳纳米管[7] 和 SiN_x 鼓膜等谐振器的兴趣日益浓厚；这些研究展示了信号传输的可逆控制、高灵敏度开关，以及显著的非线性效应和谐振频率的高可调性。这些屈曲谐振器的特性使其非常适用于执行器、传感器和能量采集器。[9,10]

由悬空二维材料制成的纳米机械谐振器，由于具有较高的杨氏模量，在面内具有较高的刚度，但由于其原子...

厚度。[11–13] 因此，悬空二维材料在相对较低的压应力下就会发生屈曲，从而为研究纳米尺度系统中的屈曲分岔提供了理想平台。事实上，屈曲分岔提供了一种灵敏的方法，可用于确定二维材料的弯曲刚度。[2,14] 然而，大多数关于二维纳机电系统谐振器的研究都集中在承受拉应力的平面二维机械谐振器上，因为这类谐振器的制备具有更好的可重复性。[15,16] 此外，二维纳机电系统中屈曲分岔的实验检测仍然十分困难，因为这需要一种方法，既能在悬浮二维材料中引入对称面内压缩，又能以高空间分辨率测量其机械运动。

在本研究中，我们探讨了屈曲分岔对由 $FePS_3$ 膜制成、经光热驱动的纳米机械谐振器动力学的影响。随着温度变化，膜发生膨胀，产生压缩位移，进而触发膜向面外挠曲。有趣的是，这种屈曲分岔不仅会导致温度依赖的谐振频率大幅变化，还会显著增大谐振器在共振状态下驱动时的振动振幅。为了解释这些观察结果并将其与器件参数联系起来，我们将机械屈曲模型拟合到实验数据中，量化了膜的中心挠度和边界压缩位移。基于该模型，我们将力响应归因于屈曲转变时面外刚度显著降低。在屈曲分岔附近，二维谐振器的大幅频率调谐能力和高力响应度，或可用于提升未来二维纳机电系统器件（如麦克风和压力传感器）的灵敏度。

制备与方法

我们通过将剥离的二维薄片转移到 Si/SiO_2 基底上经刻蚀形成的圆形空腔上，制备了二维纳米机械谐振器；空腔深度为 $d_p = 285\ \mathrm{nm}$，半径各异，为 R

表 1：制备器件的特性，包括半径 R、厚度 h、杨氏模量 E、泊松比 ν、质量密度 ρ、初始谐振频率 f_0(T_0)、转折点温度 T_t、转折点处的谐振频率 f_t、无边界位移载荷时的中心挠度 z_{free}、初始位移 U_0和预应变 ϵ_0。D1 和 D2 来自同一纳米薄片（见图 1a）。

	R (μm)	h (nm)	E (吉帕)	f_0(T_0) (兆赫兹)	T_t (K)
D1	4	33.9	69.9	5.89	302.0
D2	4	33.9	70.3	5.52	303.0
D3	3	34.5	93.1	11.18	307.5

	f_t (MHz)	z_{free} (纳米)	U_0 (纳米)	$\epsilon_0 \times 10^{-5}$
D1	5.53	20.1	0.08	1.84
D2	3.97	6.2	0.08	1.99
D3	6.89	4.3	0.04	1.32

（方法）。我们总共制备了三种 $FePS_3$ 器件 D1–D3。图1a展示了制备器件 D1 和 D2 的示意剖面图及俯视图（光学显微镜），其$R = 4$ μm。利用轻敲模式原子力显微镜（原子力显微镜），我们测量膜与 Si/SiO_2 基底之间的高度差。如图 1b 所示，测得器件 D1 和 D2 的膜厚度 h 为 33.9 nm。为确定谐振器的杨氏模量 E，我们用原子力显微镜悬臂梁压入膜的中心，同时测量其挠度。[17] 我们将施加的力 F 与压痕 δ的关系（如图 1c 中的橙色数据点所示）拟合到圆板点力加载模型中，该模型表示为$F = (\frac{16\pi D}{R^2}\delta) + n_0\pi\delta + Ehq^3(\frac{\delta^3}{R^2})$，其中 $D = Eh^3/(12(1-\nu^2))$ 是膜的弯曲刚度，ν 是泊松比，$n_0 = Eh\epsilon_0/(1-\nu)$ 是膜的预张力，ϵ_0 是内建应变。根据拟合结果（图 1c 中的黑线），我们得出器件 D1 的 $E = 69.9$ GPa。器件 D2 和 D3 的原子力显微镜测量结果见补充信息第 3 节。所有器件测得的杨氏模量列于表 1，与文献报道的数值相近。[18]

为探测制备器件的热力学性质，我们使用激光干涉仪（见方法）。[19,20] 如图 1d 所示，测量期间，我们将样品置于压力低于 10^{-5} mbar 的真空腔中。一台功率调制二极管激光器

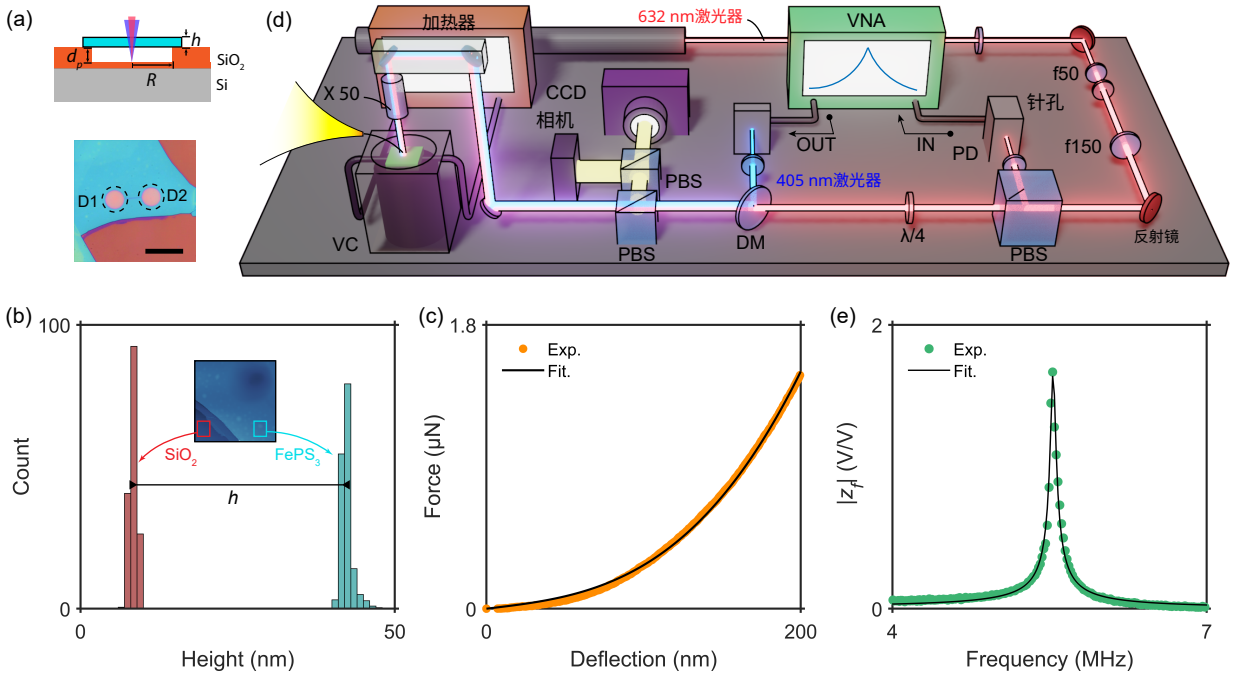


图 1：样品表征与光机械测量。(a) 上：悬置于带有刻蚀腔的基底上的 $FePS_3$ 膜的截面图。下：制备器件 D1 和 D2 的光学图像。比例尺为 15 μm。(b) AFM 测得的基底（红色）和 $FePS_3$ 膜（青色）的高度直方图。插图：$FePS_3$ 薄片边界处的 AFM 扫描图像。(c) 器件 D1 的 AFM 压痕结果（橙色圆点），通过将测得的力 F 拟合为悬臂梁挠度 δ（黑线），提取膜的杨氏模量 E。(d) 干涉测量装置，芯片固定在真空腔（VC）内。VNA，矢量网络分析仪；PBS，偏振分束器；PD，光电二极管；DM，二向色镜。(e) 基频共振模态附近测得的信号 $|z_f|$（绿色圆点），通过简谐振子模型拟合，提取谐振频率 f_0、品质因数 Q 和振动振幅 A_{res}（黑线）。

（$\lambda = 405$ nm）通过光热效应驱动谐振器，而悬空膜所在腔体对氦氖激光器（$\lambda = 632$ nm）的反射则记录其运动。反射光由光电探测器（PD）测量，并经矢量网络分析仪（VNA）处理，随后转换为频域中谐振器的响应振幅 $|z_f|$ 。图 1e 显示了基频谐振附近测得的频率响应（绿色点）以及对简谐振子模型（黑线）的拟合，其表达式为 $|z_f| = \frac{A_{\mathrm{res}} f_0^2}{Q\sqrt{f_0^2 - f^2)^2 + (f_0 f/Q)^2}}$，其中，$f_0$ 为谐振频率，A_{res} 为谐振时的振动振幅，Q 为品质因数。对于器件 D1，我们提取出 $f_0 = 5.57$ MHz、$Q = 195.93$ 和 $A_{\mathrm{res}} = 1.64$ V/V。接下来，我们将阐述如何利用谐振频率（f_0 和 A_{res}）的特性，获取有关二维材料谐振器温度依赖性质的信息，尤其是在屈曲分岔附近。

结果与讨论

图 2a 展示了器件 D1 的测量值 $|z_f|$ 随驱动频率和温度（范围为 300 至 316 K）的变化。有趣的是，随着温度升高，包括基模（蓝色箭头所示）和第二模态在内的谐振频率先降低后升高，并在温度 $T_t = 302$ K 处出现转折点（见图 2b）。类似地，器件 D1 的测量振动振幅 A_{res} 也在 T_t 处达到最大值（见图 2c）。在器件 D2 和 D3 中也通过实验观察到了这些行为（见补充信息第 3 节）。我们将 f_0 随 T 变化时的转折归因于纳米机械谐振器在临界压缩载荷作用下发生的机械屈曲；此前，碳纳米管谐振器[7] 和拱形微机电系统器件[21] 中也报道过这一现象。事实上，本研究测得的 $FePS_3$ 膜的体热膨胀系数（热膨胀系数）α_m远大于 Si/SiO_2 基底的热膨胀系数 α_{Si} 。因此，加热会在谐振器中引起压缩位移，屈曲也就自然发生。

由于 b 屈曲，因此我们无法使用预张紧板或膜的标准谐振频率方程

进行进一步分析。因此，我们采用固支圆板的机械屈曲模型，如图 2d 所示。利用文献中的伽辽金法，[22,23] 我们得到了热诱导压缩位移下 f_0 的表达式:

$$f_0(T) = \frac{10.33h}{\pi d^2}\sqrt{\frac{E}{3\rho(1-\nu^2)}(1+\beta(1-\nu^2)\frac{3z^2-z_{free}^2}{h^2}+\frac{3}{8}(1+\nu)\frac{Ud}{h^2})}, \quad (1)$$

其中， U 为板的面内边缘位移， ρ 为质量密度， z 为板的中心挠度， z_{free} 为无载荷自由板的中心挠度（当$U = 0$时）， β 为拟合常数，且当 $\nu = 0.304$ 时等于 0.52（见补充信息第 1 节）。 U 和 z 都取决于温度 T。方程 1 的推导细节见补充信息第 1 节。与预弯曲板的谐振频率标准方程[24] 相比，我们现在发现，决定 f_0(*T*)的不仅是弯曲刚度，还有热致边界位移 U 和膜的中心挠度 z 。

为求出 U 与 z之间的关系，我们考虑一个如图 2d 所示的均匀固支板。通过使用伽辽金法研究该板的静态状态（更多详情见补充信息第 1 节），我们得到一个解析解:

$$\frac{32}{3}\left(1-\frac{z_{free}}{z}\right)-10.7\beta(1-\nu^2)\left(\frac{z_{free}^2-z^2}{h^2}\right)+4(1+\nu)\frac{Ud}{h^2}=0. \quad (2)$$

因此，可以从公式 2 中提取板的中心挠度 z 随 U 在发生屈曲时的变化。我们进一步采用 COMSOL 仿真方法获得 z 和 f_0 作为 U 的函数，与通过公式 1 和 2 获得的解析解吻合良好（见图 S2）。将参数 $R = 4$μm、 $E = 69.9$ GPa、$h = 33.9$ nm、 $\rho = 3.375$ g/cm^3 和 $\nu = 0.304$ 代入公式 2，可以评估不同 z_{free} 下 z 作为 U 的函数。如图 2e 所示， z 随着 U 的增加而逐渐增加。图 2e 中的黑色点线表示当 $z_{free} = 5$nm 时临界屈曲载荷处的超临界分岔。这在物理上表明一种不稳定平衡，板将

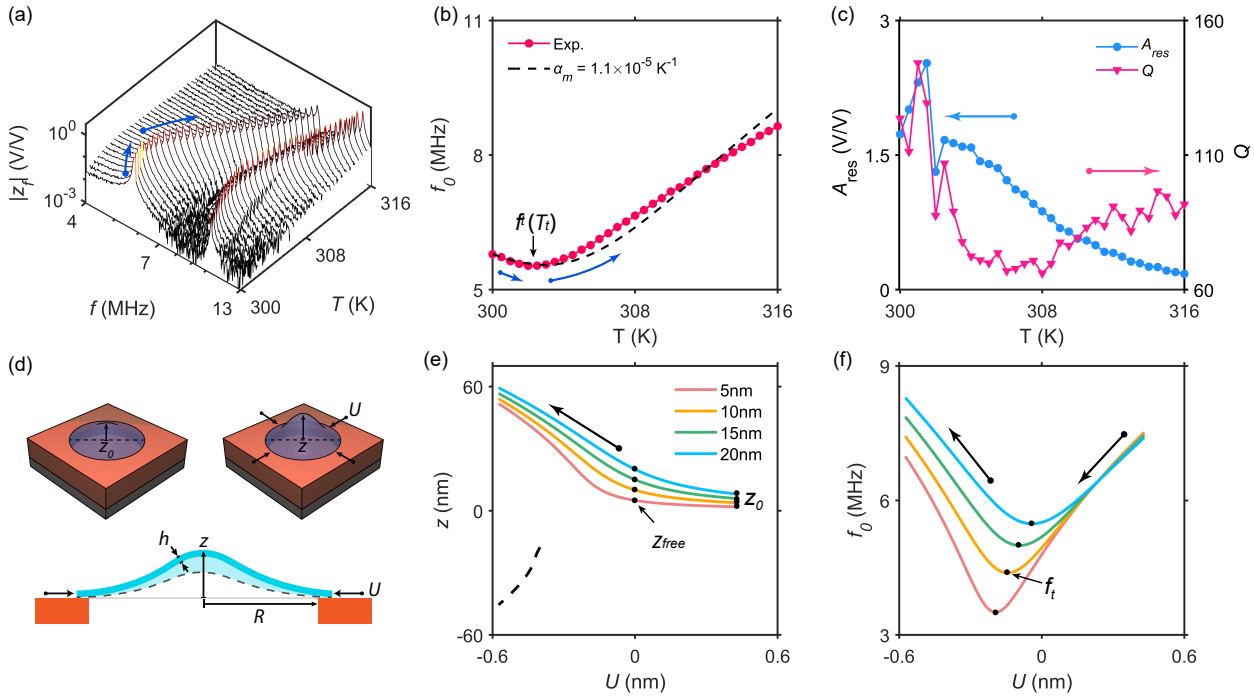


图2：二维纳米机械谐振器中的热诱导屈曲。(a) 器件 D1 的机械响应 $|z_f|$ 随频率 f 和温度 T 变化。基频 f_0 随 T 增加先降低后升高（蓝色箭头）。(b) f_0 与 T 的关系（红点）。f_0 中的最小值表明温度 T_t 约为302 K。实线，f_0 与 T 的关系；使用 $\alpha_m = 1.1 \times 10^{-5}$ K^{-1}，将机械屈曲模型拟合至测量结果。高 T 处的偏差表明 α_m 取决于 T。(c) 器件 D1 在谐振时的振动振幅 A_{res} 和品质因数 Q 分别随 T 变化。(d) 固定边界圆形薄膜的机械屈曲示意图，其中边界压缩位移 U 导致薄膜产生中心挠度 z 。(e) 根据方程2估算的薄膜中 z 与 U 的关系。曲线表示薄膜在不同自由挠度 z_{free} 下的结果。虚线表示当 $z_{free} = 5$ nm 时临界屈曲载荷处的超临界分岔。(f) 谐振器的 f_0 与 U 的关系。黑点表示转折点处的谐振频率 f_t 。

受到轻微扰动时，它要么向上屈曲，要么向下屈曲。对于本研究中非零的 z_{free}，二维膜总是沿着其预挠度的方向屈曲。

为了研究屈曲对谐振频率 f_0的影响，我们将 z 与 U 之间的关系代入式 1。由此得到 f_0 与 z_{free}之间的关系，如图 2f 所示。通过压缩使位移 U 减小时， f_0 先减小至最小值（转折点），然后开始增大。在此转折点处，谐振器达到最低谐振频率 f_t （图 2f 中以圆点标出）。图 2a 中的实验曲线和图 2f 中的理论曲线都清楚地显示了这一频率极小值，我们将其视为二维谐振器发生屈曲的定性证据。

现在，我们使用遵循图 3a 所示流程图的模型，定量研究器件 D1 的 U 和 z 随 T 的变化。首先，需要确定机械屈曲模型中 z_{free} 的值。为此，我们利用测得的 f_0 相对于 T 的数据在转折点处的特征，即$\mathrm{d}f_0\,\mathrm{d}T\,|_{T=T_t} = 0$ （图 2b）。假设在所探测的温度范围内膜的杨氏模量保持不变，则可通过 f_t 确定 [25] z_{free} （推导过程见补充信息第 2 节）。这里，使用表 1 中的参数以及测得的 $f_t(T_t) = 5.53$ MHz，我们得出器件 D1 的 $z_{free} = 20.1$ nm。

通过将获得的 z_{free} 代入公式 1 和 2，我们进一步从器件 D1 在每个温度下测得的 f_0 中提取 U 和 z 关于 T 的函数关系。如图 3b 所示，我们观察到，仅通过将膜加热 16 K，压缩位移 U 便增大到其初始拉伸值 $U_0 = 0.08$ nm（表 1）的 10 倍以上。为验证提取的 U（T），我们确定膜的热膨胀系数（TEC） α_m。利用基底的热膨胀系数（TEC） α_{Si}，我们可以使用关系式 $\frac{1}{R}\mathrm{d}U\,\mathrm{d}T = -(\alpha_m - \alpha_{\mathrm{Si}})$来确定 α_m。因此，我们对获得的 ϵ 拟合该关系式，如图 3c（橙色线）所示，并发现 α_m 约为 1.1×10^{-5} K^{-1}，这与文献报道的 $FePS_3$的数值非常吻合。因此，图 2b 中 f_0（T）的拟合偏差归因于 $FePS_3$, 的 α_m 随温度的变化，或膜的不规则挠曲，因为

发生屈曲。

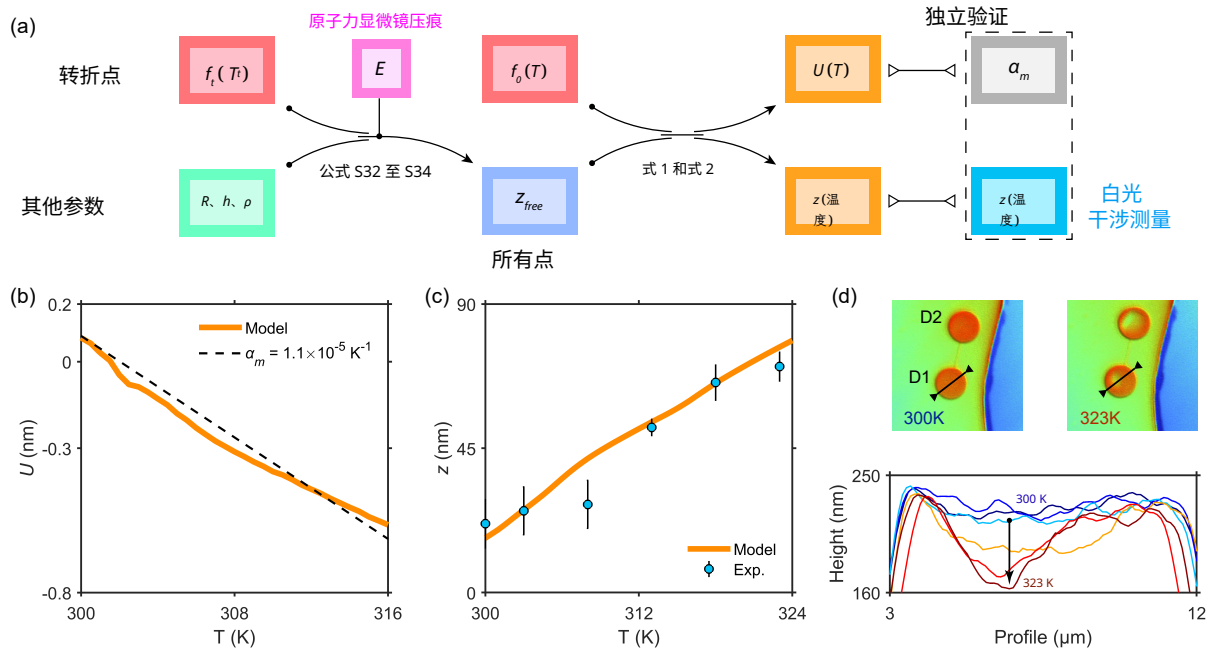


图 3：器件 D1 的边界位移和中心挠度变化。(a) 机械屈曲模型流程图，该模型可提取膜的边界位移U 和中心挠度 z 随温度 T的变化。(b) U与 T的关系。橙线表示机械屈曲模型的计算结果；黑线表示热膨胀系数 α_m取固定值时的计算结果。(c) z 与 T的关系。橙线表示机械屈曲模型的计算结果；数据点表示白光干涉测量结果。(d) 上图：白光干涉测量下 $FePS_3$ 薄片的图像。下图：随着 T 增加，膜的表面轮廓发生变化（对应上方插图中的黑色箭头）。

为了通过图 3c 中屈曲模型提取的 $z(T)$ 对实验结果进行验证，我们使用白光干涉仪对悬浮 $FePS_3$ 膜的表面轮廓进行成像，研究其随温度变化的情况。如图 3d 所示，从高度轮廓（上图中的黑色箭头）可以观察到，随着 T 升高，膜的形变逐渐增大（下图）。作为 $z(T)$ 的衡量指标，我们取两个高度轮廓的最大高度与最小高度之差，并计算其平均值。如图 3c 所示，器件 D1 提取的 $z(T)$（数据点）与估算的 $z(T)$（橙色曲线）在定量上吻合，这证实了器件 D1 表现出机械屈曲。此外，$FePS_3$ 膜中的总应变也从初始拉伸应变转变为强压缩应变。根据获得的 $U_0 = 0.08$ nm 和 $z_{free} = 20.1$ nm，我们提取出器件的初始应变 $\epsilon_0 = 1.84 \times 10^{-5}$。

根据方程 S26 和关系式 $N_r = \frac{Eh\epsilon}{1-\nu}$ 得到 ~~D1~~。器件 D1 至 D3 的所有 ϵ_0 均列于表 1。

现在，我们重点关注膜基模的振动振幅。如图 2c 所示，在转折点 $T_t = 302$ K 处，我们观察到 $14\times$ 振动振幅A_{res} 显著增大，最高达到 $14\times$ 。这归因于屈曲转变附近膜的面外刚度 $k_{\mathrm{eff}} = m_{\mathrm{eff}}(2\pi f_0)^2$, 降低。此外，我们还在光机械测量中观察到器件 D2 和 D3 发生热诱导屈曲（见补充信息第 3 节）。我们利用机械屈曲模型量化了这些器件的频率转变，并提取了它们的 z_0、 ϵ_0 和 ϵ_t ，如表 1 所列。与器件 D1 的观测结果类似（图 2c），器件 D2 和 D3 的 A_{res} 在屈曲转变附近也增大了 14 倍以上（图 S6）。然而，尽管器件 D1 的品质因数 $Q(T)$ 在转折点达到最大值，我们在器件 D2 和 D3 上观察到的 $Q(T)$结果却截然不同。由于 Q 与二维材料的热膨胀系数及热学性质有关，[27] 因此未来有必要研究屈曲二维谐振器的 T调谐 Q 。

所观察到的现象不仅适用于 $FePS_3$ 谐振器。即使对于具有负 TEC 的二维材料（如石墨烯），若将其冷却且初始拉应力足够低，也可能发生屈曲。方程 1 和 2 的一个关键假设是，膜边界处的压缩力均匀，且在测量温度范围内杨氏模量保持恒定。实际上，膜与基底之间黏附不均造成的非均匀性，可能导致屈曲发生时，膜上叠加出现多个较小的褶皱和皱纹。我们在本研究所考察的器件中未观察到这一潜在局限，但仍值得在未来加以研究，因为屈曲后的振型和杨氏模量都受其影响。[28,29] 我们在图 1c 中采用原子力显微镜对每个器件的杨氏模量进行实验测定，这或许能补偿褶皱和皱纹对屈曲分岔造成的部分影响。

尽管早期关于二维薄膜的研究已探讨了谐振频率对温度的依赖性，

但尚未有研究报告机械屈曲。似乎有一项关于 MoS_2 谐振器的研究，其谐振器可能几乎达到了屈曲点（$\frac{df_0}{dT} \to 0$），温度约为 373 K。[30] 在本研究中，由于所选二维材料具有较大的热膨胀系数，因此相对容易达到屈曲分岔。屈曲诱导的谐振频率下降最终能达到何种极限，值得探讨。如图 2d 所示，理论上，当挠度为 $z_{free} = 0$ nm 时，谐振频率可能趋近于零。然而，实践中很难达到这一点。尽管如此，通过使薄膜更平坦并降低预应力，谐振频率或许能够趋近于零，从而使 f_0 在最小值 f_t附近具有极高的可调性，进而对力、应力和温度具有很高的灵敏度。对于这类平坦且应力较低的薄膜，我们预计，二维材料的弯曲刚度将主导其性能以及屈曲分岔点附近的谐振频率-温度曲线。

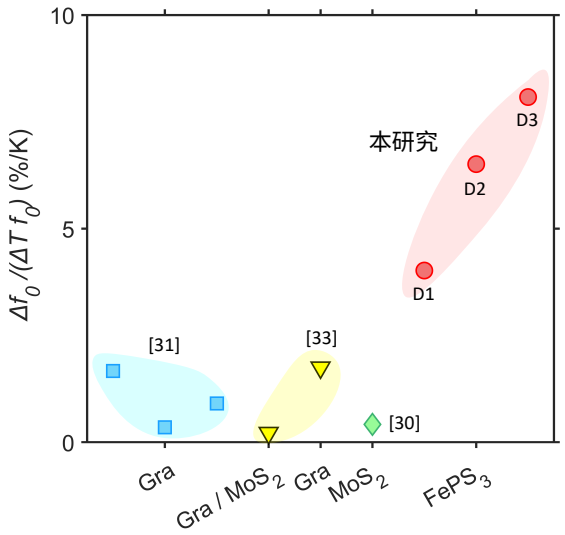


图4：通过改变温度调节二维纳米机械谐振器的频率可调性。

此外，从应用角度来看，二维纳米机械谐振器中的热诱导屈曲也值得进一步探索。首先，频率随温度的调谐幅度相当大。如图 4 所示，器件 D1 的可调性为 $\Delta f_0/(f_t \Delta T)$，超过 4.02 % K^{-1}，至少是早期研究报道值的 2.3 倍。[30,31,33] The

器件 D1 的频率调谐斜率为 $\Delta f_0/(\Delta T) = 194.3$ kHz/K；考虑到确定 f_0 时 1kHz 的精度，可实现 5.1 mK 的温度分辨率。该数值与当前最先进的温度传感器[34] 相当，因此凸显了屈曲二维谐振器作为辐射热计[35] 和纳机电系统谐振红外探测器[36]的应用价值。此外，通过调整膜的初始挠度，可以对屈曲分岔进行精确控制，例如对谐振器施加静电栅控、[12] 气压差，[37] 或通过 MEMS致动器使谐振器产生应变[38]。

结论

总之，我们报告了对悬空 $FePS_3$ 膜制成的二维纳米机械谐振器中热致屈曲现象的实验观测。我们采用光机械方法，探测了其动态响应随温度的变化。我们建立了一个机械屈曲模型，用以解释观察到的谐振频率随温度大幅转变的现象，并据此确定制备器件的边界压缩位移和中心挠度。我们使用白光干涉仪，独立验证了通过屈曲模型提取的膜挠度随温度的变化。我们发现，在屈曲分岔附近，振动振幅最高可提升至 $14\times$ ，并将其归因于膜面外刚度的降低。这些认识不仅加深了对二维材料膜屈曲分岔的基础理解，也为屈曲增强型设计以及温度探测器、热电器件和纳机电系统等应用开辟了途径。

方法

样品制备。 在厚度为 285 nm 的干法 SiO_2 硅晶圆上旋涂正性电子束抗蚀剂，并通过电子束光刻进行曝光。随后，使用反应离子刻蚀机，以 CHF_3 和氩等离子体完全刻蚀未受保护的 SiO_2 层。腔体的边缘

经扫描电子显微镜（SEM）和原子力显微镜（AFM）检查，确认腔体边缘轮廓清晰。去除光刻胶后，用透明胶带剥离 $FePS_3$ 纳米薄片，再通过确定性干法压印技术，在室温下将其分别转移到基底上。有关带圆形腔体的刻蚀衬底制备以及透明胶带转移方法的更多详情，请参见.[13] $FePS_3$晶体生长与表征的详细说明见先前的研究。[39] 我们选择 $FePS_3$ 薄片，是因为其热膨胀系数较大，能够在较小的温升范围内，通过实验观察到二维谐振器的屈曲现象。

激光干涉测量装置。 我们在激光干涉测量装置中进行了温度相关的光力学测量。[18] 制备器件固定在真空腔内的样品架上。PID 加热器和温度传感器与样品架相连，可精确监测和控制温度变化。样品架下方的压电执行器用于优化样品的 X-Y 位置，使蓝色激光器和红色激光器都保持在二维谐振器的中心。我们使用的红色激光器和蓝色激光器功率分别为 0.9 和 0.13 mW。请注意，我们已确认谐振器在其线性区域内振动，且自热导致的温升可以忽略不计。[40]光学平台上的实验装置实物图见图 S8。

相关内容

补充信息可在 https://xxxxxx 免费获取。

作者信息

作者贡献

H.L.、P.G.S. 和 G.J.V. 构思了实验。H.L. 和 G.B. 使用加热控制系统进行了光机械测量。H.L. 制备并检查了样品。C.B.C. 合成并表征了 $FePS_3$ 晶体。H.L.、G.J.V.、P.G.S. 和 H.S.J.v.d.Z. 分析并建模了实验数据。H.S.J.v.d.Z. 和 P.G.S. 负责监督项目。论文由所有作者共同撰写，H.L. 作出了主要贡献。所有作者都讨论了结果并对论文提出了意见。

注释

作者声明不存在竞争性财务利益。

致谢

P.G.S.和G.J.V.感谢荷兰4TU联合会对Plantenna项目的支持。H.L.感谢国家留学基金管理委员会提供的资助。G.B.、H.S.J.v.d.Z.和P.G.S.感谢欧盟通过资助协议编号881603，为地平线2020研究与创新计划提供资金支持。C. B. C感谢欧盟（ERC高级资助Mol-2D 788222）、西班牙科学与创新部（2D-HETEROS PID2020-117152RB-100，由欧洲区域发展基金共同资助；卓越单位“Mar´ıa de Maeztu” CEX2019-000919-M）、瓦伦西亚自治区政府（PROMETEO计划和PO FEDER计划、博士奖学金）以及先进材料计划（由西班牙科学与创新部通过欧盟下一代欧盟（PRTR-C17.I1）提供资金，并由瓦伦西亚自治区政府提供支持）的资助。我们感谢M.H.核查模型推导。

参考文献

(1) Hu, N.; Burgue˜no, R. 屈曲诱导的智能应用：最新进展与趋势。智能材料与结构 **2015年**，*24*，063001。

(2) Lindahl, N.; Midtvedt, D.; Svensson, J.; Nerushev, O. A.; Lindvall, N.; Isacsson, A.; Campbell, E. E. 通过对屈曲膜进行静电驱动测定石墨烯的弯曲刚度。《纳米快报》 **2012年**, *12*, 3526–3531。

(3) Le Doussal, P.; Radzihovsky, L. 外场中晶体膜的热屈曲转变。《物理评论快报》 **2021年**, *127*, 015702。

(4) Chil, C.; Durinck, J.; Coupeau, C. 压缩应变下石墨烯的屈曲：DFT 计算与第二代 REBO 势。《极端力学快报》 **2022年**, 101845。

(5) El Mansouri, B.; Middelburg, L. M.; Poelma, R. H.; Zhang, G. Q.; van Zeijl, H. W.; Wei, J.; Jiang, H.; Vogel, J. G.; van Driel, W. D. 结合大位移屈曲行为与集成电容读出的高分辨率 MEMS 惯性传感器。《微系统与纳米工程》 **2019年**, *5*, 1–14。

(6) Kim, S.; Bunyan, J.; Ferrari, P. F.; Kanj, A.; Vakakis, A. F.; Van Der Zande, A. M.; Tawfick, S. 纳米机电声子波导中的屈曲介导相变。《纳米快报》2021年，21，6416–6424。

(7) Rechnitz, S.; Tabachnik, T.; Shlafman, S.; Shlafman, M.; Yaish, Y. E. 碳纳米管机械谐振器中突跳双稳态的直流特征。《纳米快报》2022年，22，7304–7310。

(8) Kanj, A.; Ferrari, P. F.; van der Zande, A. M.; Vakakis, A. F.; Tawfick, S. 通过电热弹性屈曲实现非线性鼓面 MEMS 谐振器的超调谐。*arXiv*预印本 *arXiv:2210.06982* **2022年**,

(9) Xia, J.; Farrell, P. E.; Castro, S. G. 通过去膨胀技术对加强筋轮廓进行非线性分岔分析。薄壁结构 **2020年**, *149*, 106662.

(10) Harne, R. L.; Wang, K. 关于通过双稳态系统进行振动能量采集的最新研究综述。智能材料与结构 **2013年**，*22*，023001。

(11) Xu, B.; Zhang, P.; Zhu, J.; Liu, Z.; Eichler, A.; Zheng, X.-Q.; Lee, J.; Dash, A.; More, S.; Wu, S., 等. 纳米机械谐振器：迈向原子尺度。*ACS nano* **2022年**, *16*, 15545–15585.

(12) Steeneken, P. G.; Dolleman, R. J.; Davidovikj, D.; Alijani, F.; Van der Zant, H. S. 二维材料膜的动力学。二维材料 **2021年**，*8*，042001。

(13) Liu, H.; Basuvalingam, S. B.; Lodha, S.; Bol, A. A.; van der Zant, H. S.; Steeneken, P. G.; Verbiest, G. 通过在悬浮二维材料上进行原子层沉积制造的纳米机械谐振器。二维材料 **2023年**, *10*, 045023.

(14) Iguiˆniz, N.; Frisenda, R.; Bratschitsch, R.; Castellanos-Gomez, A. 重新审视屈曲计量法以测定二维材料的杨氏模量。先进材料 **2019年**，*31*，1807150。

(15) Kim, S. 范德华界面对二维纳米机电系统力学性质的影响。博士论文，伊利诺伊大学厄巴纳-香槟分校，2020年。

(16) Ferrari, P. F.; Kim, S.; Van Der Zande, A. M. 石墨烯纳米机电谐振器中层间摩擦导致的耗散。《纳米快报》 **2021年**，*21*，8058–8065。

(17) Castellanos-Gomez, A.; Poot, M.; Steele, G. A.; Van Der Zant, H. S.; Agra¨ıt, N.; Rubio-Bollinger,G. 自由悬置 MoS2 纳米片的弹性性质。先进材料 **2012年**，*24*，772–775。

（18）ˇSiˇskins, M.; Lee, M.; Maˆnas-Valero, S.; Coronado, E.; Blanter, Y. M.; van der

Zant, H. S.; Steeneken, P. G. 通过纳米机械谐振器探测磁性和电子相变。《自然·通讯》**2020年**，*11*，1–7。

(19) ˇSiˇskins, M.; Sokolovskaya, E.; Lee, M.; Maˆnas-Valero, S.; Davidovikj, D.; Van Der Zant, H. S.; Steeneken, P. G. 空间分离的FePS3纳米鼓之间机械共振的可调谐强耦合。《纳米快报》2021年，22，36–42。

(20) Liu, H.; Lee, M.; ˇSiˇskins, M.; Van der Zant, H.; Steeneken, P.; Verbiest, G. 石墨烯中声和热输运的张力调谐。*arXiv* 预印本 *arXiv:2204.06877* **2022年**,

(21) Hajjaj, A.; Jaber, N.; Ilyas, S.; Alfosail, F.; Younis, M. I. 微纳谐振器的线性与非线性动力学：最新进展综述。国际非线性力学杂志**2020年**, *119*, 103328.

(22) Yamaki, N.; Otomo, K.; Chiba, M. 带有初始挠度和初始边缘位移的固支圆板的非线性振动，第一部分：理论。《声学与振动杂志》**1981**，*79*，23–42。

(23) Kim, C.; Dickinson, S. 受轴向端部位移作用的微弯细长梁的弯曲振动。《声学与振动杂志》**1986**，*104*，170–175。

(24) Castellanos-Gomez, A.; van Leeuwen, R.; Buscema, M.; van der Zant, H. S.; Steele, G. A.; Venstra, W. J. 单层MoS2机械谐振器。*Advanced Ma-terials* **2013年**，*25*，6719–6723。

(25) Sha, Z.-D.; Pei, Q.-X.; Ding, Z.; Jiang, J.-W.; Zhang, Y.-W. 有限温度下单层磷烯的力学性能和断裂行为。《物理学杂志*D*：应用物理》**2015**，*48*，395303。

(26) Takano, Y.; Arai, N.; Arai, A.; Takahashi, Y.; Takase, K.; Sekizawa, K. MPS3（M= Mn、Fe、Zn）的磁性和比热。《磁学与磁性材料杂志》**2004**，*272*，E593–E595。

(27) Prabhakar, S.; Vengallatore, S. 二维热传导条件下微机械谐振器热弹性阻尼理论。微机电系统学报**2008**，*17*，494–502。

(28) Bonilla, L.; Ruiz-Garcia, M. 石墨烯屈曲的临界半径和温度。《物理评论*B*》**2016**, *93*, 115407.

(29) Nicholl, R. J.; Conley, H. J.; Lavrik, N. V.; Vlassiouk, I.; Puzyrev, Y. S.; Sreenivas, V. P.; Pantelides, S. T.; Bolotin, K. I. 固有褶皱对悬空石墨烯力学性能的影响。《自然·通讯》**2015**, *6*,1–7.

(30) Wang, Z.; Yang, R.; Feng, P. X.-L. 热滞后控制的可重构二硫化钼纳米机械谐振器。《纳米尺度》**2021年***13*, 18089–18095.

(31) Ye, F.; Lee, J.; Feng, P. X.-L. 可电热调谐的石墨烯谐振器，最高工作温度可达 1200 K。《纳米快报》**2018**, *18*, 1678–1685.

(32) Davidovikj, D.; Groenendijk, D. J.; Monteiro, A. M. R.; Dijkhoff, A.; Afanasiev, D.; ˇSiˇskins, M.; Lee, M.; Huang, Y.; van Heumen, E.; van der Zant, H. 等。《超薄复杂氧化物纳米机械谐振器》。《通讯物理》**2020年**，*3*，163。

(33) Inoue, T.; Mochizuki, Y.; Takei, K.; Arie, T.; Akita, S. 利用范德华异质结调节原子级薄机械谐振器中谐振频率偏移的温度依赖性。二维材料 **2018**，*5*，045022。

(34) Lake Shore超低温RoxTM。 `https://qd-uki.co.uk/lake-shore/temperature-sensors/ultra-low-temperature-rox/`，2023年3月16日。

(35) Blaikie, A.; Miller, D.; Alem´an, B. J. 一种快速且灵敏的室温石墨烯纳米机械测辐射热计。《自然·通讯》**2019年**，*10*，4726。

(36) Qian, Z.; Hui, Y.; Liu, F.; Kang, S.; Kar, S.; Rinaldi, M. 石墨烯–氮化铝纳机电系统谐振红外探测器。《微系统与纳米工程》**2022年**，*2*，1–7。

(37) Sarafraz, A.; Givois, A.; Roslon, I.; Liu, H.; Brahmi, H.; Verbiest, G.; Stee neken, P. G.; Alijani, F. 受压超薄膜的动力学。*arXiv*预印本 *arXiv:2212.05464* **2022年**,

(38) Verbiest, G. J.; Kirchhof, J. N.; Sonntag, J.; Goldsche, M.; Khodkov, T.; Stampfer, C. 使用石墨烯谐振器检测超声振动。《纳米快报》**2021年**，*18*，5132–5137。

(39) Ramos, M.; Carrascoso, F.; Frisenda, R.; Gant, P.; Ma˜nas-Valero, S.; Esteras, D. L.; Baldov´ı, J. J.; Coronado, E.; Castellanos-Gomez, A.; Calvo, M. R. FePS3空气稳定器件中的超宽光谱光响应。*npj* 二维材料与应用**2021年**，*5*，1–9。

(40) Dolleman, R. J.; Lloyd, D.; Lee, M.; Bunch, J. S.; Van Der Zant, H. S.; Steeneken, P. G. 悬空单层MoS 2的瞬态热表征。物理评论：材料**2021年**，*2*，114008。