用于多材料应变映射的扫描反射各向异性显微术

Joan Sendra、Fabian Haake、Micha Calvo、Henning Galinski 和 Ralph Spolenak*
Laboratory for Nanometallurgy, Department of Materials, ETH Zurich, Zurich, Switzerland
（日期：2023年2月8日）

材料的应变工程涉及显著的弹性变形，并导致晶格对称性破缺，进而产生光学各向异性。然而，目前利用光学显微术成像和映射局部应变场的能力仅限于特定材料。在此，我们介绍一种宽带扫描反射各向异性显微镜，作为用于应变映射的相敏多材料光学平台。该显微镜可生成样品近法向入射椭偏响应的高光谱图像，分辨率达到衍射极限亚微米级；这种响应通过弹光效应与弹性应变相关联。我们利用多种材料（如超表面、半导体和金属）展示了先进的应变灵敏度。该方法可通过简单的反射率测量研究晶格对称性破缺，具有广泛的适用性，为对多材料组件（如可穿戴电子设备和光学半导体器件）开展无损力学表征提供了可能。

arXiv:2302.04095v2 [physics.optics] 9 Feb 2023

I. 引言

1950年10月，Bardeen 和 Shockley 发表了关于形变势理论的开创性研究，首次将应变引起的带边位移与应变张量联系起来 [1]。这项基础性研究很快通过单轴受应力硅实验得到验证 [2], ，并由此开创了固体物理学的一个新领域：应变工程 [3]。

如今，应变工程能够改善半导体材料的光电性质，例如增强光致发光 [4, 5]、吸收 [6], 、光电性能 [7] 和电催化 [8], ，以及提高载流子迁移率 [9], 等等。此外，弹性应变还可用于改善磁性 [10] ，甚至提高超导材料和铁电材料的转变温度 [11]。

应变工程也意味着精准的应变控制，这在柔性电子和可穿戴电子设备领域尤为重要 [12, 13]。这些系统常用于医疗保健和监测设备，涵盖机械性质迥异的多种材料，包括聚合物、金属和半导体，同时还必须在严苛的机械变形条件下运行 [14]。为满足这些条件，设计柔性电子产品时，应变工程已成为关键环节，因此机械分析和失效分析至关重要。

然而，当前的无损应变分析技术需要耗费大量资源，例如时间、资金和专用设备，而且往往仅适用于单一类别的材料。例如，同步辐射X射线衍射具有高分辨率和高应变灵敏度，但需要占用束流时间。拉曼光谱是一种广泛应用于常规半导体的振动光谱技术，但不适用于金属或拉曼不活性样品的应变测量。

在此，我们提出将扫描反射各向异性显微术（SRAM）作为一种用于多材料差分应变映射的替代工具。经典的反射率各向异性光谱（RAS）是一种近正入射椭偏技术，可测量两个正交方向上菲涅耳系数的归一化差值，从而直接探测光学频率下能带结构的各向异性 [15–17]。RAS 灵敏度高（可测量低至 $\Delta r/r \sim 10^{-5}$ 的反射率差异），因此特别适合检测应变 [18–21] 或晶体取向导致的晶格对称性破缺。尤其是在薄膜的力学表征中，与X射线衍射相比，RAS因探测体积更小、采集速度更快而具有优势 [22]。

尽管经典 RAS 前景可观，但其空间分辨率低，存在根本性局限。典型装置的探测光斑直径达数毫米；由于该技术具有很强的偏振敏感性，提高入射角以实现聚焦会带来问题 [23, 24]。为弥补这一不足，已有研究提出了多种装置 [25–29] ，但这种技术作为应变映射多材料通用平台的巨大潜力仍未得到探索。

本文展示了扫描反射各向异性显微术（SRAM）如何成为一种稳健且通用的平台，用于光学各向异性介质中的应变映射。凭借高分辨率、高信噪比和宽光谱带宽，SRAM 可在衍射极限下进行定量的相位敏感测量。我们讨论了其设计，并通过对受应变超表面（超材料）、应变悬浮锗桥（半导体）和金薄膜（金属）进行显微成像，展示其多材料适用能力。

II. 结果

A. SRAM 原理

扫描反射各向异性显微术（SRAM）利用相位调制来推断样品在接近正入射条件下的椭偏响应。图 1a 展示了显微镜的主要光学元件，

* ralph.spolenak@mat.ethz.ch

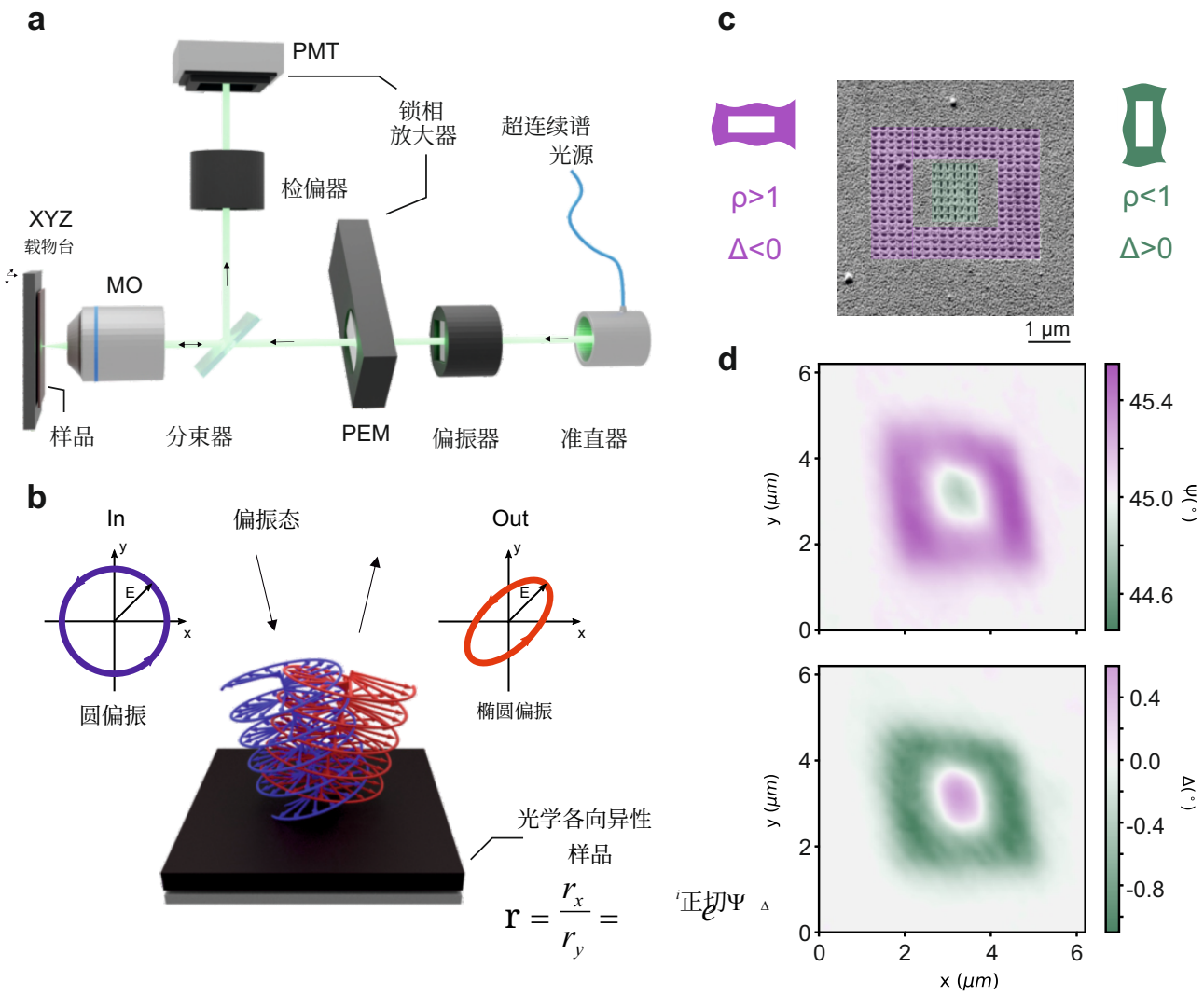

图 1. **a** 扫描反射各向异性显微镜（SRAM）示意图，展示了激光束的光路，其中包括光弹调制器（PEM）、显微物镜（MO）和光电倍增管（PMT）。**b** SRAM 测量原理示意图，展示了入射光为圆偏振的调制状态。对于光学各向异性样品（平面内），出射光的相位和振幅变化可由样品的椭偏参数（Ψ, Δ）在探测光束偏振态上的表现来表示。**c,d** 由偶极狭缝天线构成的超表面的扫描电子显微镜（SEM）图像和 SRAM 测量结果，展示了该装置对样品椭偏参数（相位 Δ 和振幅 Ψ）的灵敏度。实现了低于 1° 的相位灵敏度。

以及光路。通过对装置中的偏振元件进行传递矩阵分析， [30] 可以得出探测器平面上的光强

写成傅里叶级数，其系数是SRAM信号实部和虚部的函数，

$$I \propto 1 + 2\Re\left(\Delta r/r\right) \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m}(\Gamma_0)\cos(2m\omega t) + 2\Im\left(\Delta r/r\right) \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}(\Gamma_0)\sin\left[(2m+1)\omega t\right], \tag{1}$$

其中， J_n 为n阶贝塞尔函数， ω为光弹性调制器的工作频率， Γ_0 为调制幅度，其选择应使得 $J_0(\Gamma_0) = 0$； $\Delta r/r$ 由 $\Delta r/r = 2\left(r_x - r_y\right)/(r_x + r_y)$ 给出。通过使用锁相放大器（图1a），可以从一阶和二阶谐波分量中提取 $\Re(\Delta r/r)$和 $\Im(\Delta r/r)$。虽然 $\Re(\Delta r/r)$通常是经典RAS测量中报告的数值，

但它并不能直观地理解样品的光学性质。相反，根据 $\Delta r/r$ 可以计算椭偏参数，

$$\rho = \frac{r_x}{r_y} = \frac{2 - \Delta r/r}{2 + \Delta r/r} = \tan\Psi e^{i\Delta}, \tag{2}$$

与 $2\left(\Psi - \pi/4\right) \simeq \Re\left(\Delta r/r\right)$ 和 $\Delta \simeq \Im(\Delta r/r)$

适用于较小的 $\Delta r/r$ [31]。这里，$(\Psi,\ \Delta)$ 直观地描述了材料的面内光学各向异性对反射光的影响（图 1b）。由于 SRAM 实质上是一种近法向入射技术，可避开菲涅耳系数的角度依赖性，因此 Ψ 和 Δ 可直接量化样品的各向异性光学性质，使 SRAM 成为一种相位敏感技术。更多详情请参阅补充信息。

为展示显微镜的相位灵敏度，我们设计了一种基于纳米狭缝天线的光学各向异性超表面，该超表面在设备的光谱范围内呈现偶极共振。图 1c 描绘了该超表面，其中包含由水平定向天线组成的外环（宽度：50 nm，高度：100 nm），以及由相同尺寸的垂直定向天线组成的阵列。纳米天线的几何结构使局域表面等离激元具有偏振选择性，从而产生共振。改变纳米狭缝天线的尺寸、间距和方向，可以调控样品的椭偏参数（Ψ、Δ），并将共振置于显微镜的光谱范围内。图 1d 显示了共振频率为 2.39 电子伏特时纳米狭缝天线排列的 SRAM（Ψ,Δ）图，呈现出超表面的对称性破缺。这些测量展示了该技术的高相位灵敏度，能够在衍射极限分辨率下分辨小于 1°的相位差。

B. 应变超表面的显微成像

鉴于相位灵敏度很高，我们研究了 SRAM 是否能够检测到此类狭缝天线的微小形变。天线的单轴形变会改变其纵向和横向轴向长度之比，从而改变天线的光学各向异性。这种变化既受应变轴方向上的伸长影响，也受泊松效应导致的垂直方向上的缩短影响。对于沿天线长轴方向的正应变，光学各向异性的变化应使共振频率发生红移。

为此，我们设计了一组天线阵列，其中天线数量各不相同，从 7×7 阵列到单个纳米天线（图 2a）。这组阵列通过聚焦离子束铣削，制备在聚碳酸酯上的模板剥离 100 nm 厚金膜上。聚碳酸酯是一种柔性基底，可通过外部施加单轴形变，对金属薄膜和经聚焦离子束加工的天线进行可控形变。天线的尺寸经过选择，使其共振落在显微镜的测量范围（1.77 eV–2.55 eV）内，对应的长度为 100 nm、宽度为 50 nm、间距为 150 nm。使用模板剥离薄膜可获得超光滑表面，从而提高光学质量并增加等离激元传播长度 [32]。关于制备的更多细节，请参阅材料与方法部分。

我们首先使用显微镜以单一频率扫描未应变纳米天线的整个区域，并绘制光学各向异性图（图 2a）。该频率与单个天线的共振频率（$\omega = 2.39$ eV）相匹配。值得注意的是，显微镜能够分辨单个纳米天线的光学各向异性（图 2a），凸显了该装置出色的各向异性灵敏度。单个纳米天线的响应由天线与显微镜的点扩散函数卷积得到，据此我们能够计算分辨率的下限。测得的分辨率与理论分辨率非常接近，证实该光学装置达到了衍射极限（另见补充信息）。

由于天线是铣刻在薄膜中的，因此它们表现出磁偶极矩，而非典型纳米棒天线中观察到的电偶极矩 [33, 34]。图2b展示了通过对缝隙天线进行有限元模拟计算得到的归一化电场强度和磁力线，证实了其磁偶极特性。

为使纳米天线发生机械形变，将柔性基底夹持在拉伸台上并施加应变，直至其表面平整，以便光束以正入射方式照射薄膜。薄膜的初始应变状态未确定，之后所有应变测量均相对于该初始应变状态给出。图2d展示了天线阵列在5个递增应变状态下测得的SRAM光谱。由于天线是磁偶极子，其线形可用洛伦兹函数表示（另见补充信息）。图2d所示的拟合洛伦兹线形与实验光谱非常吻合。尽管形变量很小，随着应变增加，2.39 电子伏特处的共振频率向长波长方向移动，移动量达 $\Delta\Omega_1 = -37.7 \pm 3.52$ meV，对应的应变灵敏度为 $\kappa = -20.9 \pm 1.53$meV/%。此外，观察到该移动与应变呈线性关系（图2c），这符合等离激元纳米棒天线的预期 [35]。

仔细观察图2d中中心峰的振幅和线宽可以发现，随着应变增加，振幅减小而线宽增大，从而使共振整体展宽。这是纳米谐振器发生机械变形所致。天线纵轴的延长导致了所报告的共振红移，而聚碳酸酯基底与金膜之间泊松比的微小差异以及薄膜由此产生的变形，则导致谐振器形状发生非均匀变化。当应变高于 2% 时，可观察到裂纹和显著的表面变形，此时已无法观测到共振。我们还在 1.98 eV 处观察到第二个共振。该共振的任何拟合参数均未表现出明确的应变依赖性，推测与塑性变形的开始有关。

颇为有趣的是，天线的应变诱导的几何变化可以被视为一种模型系统——

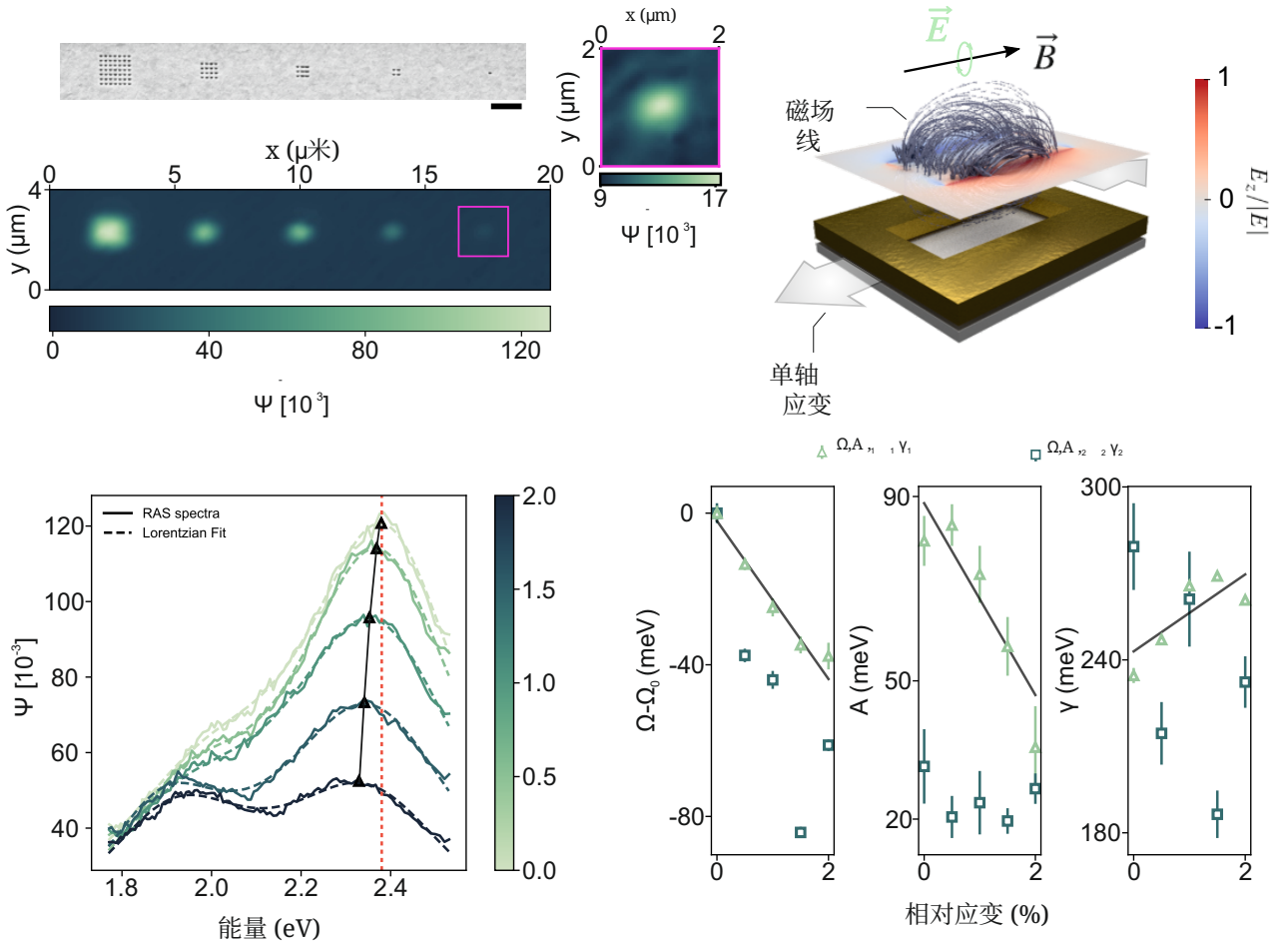

图 2. **a** 不同长度的天线阵列（比例尺为 1 μm）及其在无应变状态下获得的 SRAM 映射图，展示了该装置的单天线灵敏度。**b** 狭缝天线的有限元模拟，显示其磁偶极共振在共振频率处的磁场和电场分布。灰色箭头表示应变方向。**c** 应变天线阵列（7x7，见 **a**）的 SRAM光谱。不同颜色（由绿到黑）表示逐渐增大的应变状态。所得光谱采用双洛伦兹函数拟合。**d** 双洛伦兹函数拟合参数（共振位移 $\Omega_{1,2}-\Omega_0$，振幅 $A_{1,2}$ 和线宽 $\gamma_{1,2}$）对应变的依赖关系，展示了主要电子伏特共振的应变灵敏度。

它模拟了传统材料中由应变诱导的对称性破缺。具体而言，观测到的天线偶极共振偏移，可视为传统材料能带结构高对称点处偶极跃迁能量偏移的类比 [15]。这种能量偏移通常在形变势理论框架下进行描述。在接下来的章节中，我们将使用 SRAM 测量两类传统材料（半导体和金属）中由这些跃迁诱导的光学各向异性。

C. 应变半导体显微术

当半导体发生机械变形时，伴随产生的应变会引起电子能带结构发生变化，这种变化在与带间跃迁相关的临界点处最为显著。这会导致介电常数发生变化，并产生取决于材料的光学信号。尤其是外延系统，由于其较低的粗糙度、缺陷密度和较大的晶粒尺寸，非常适合通过光学手段研究电子能带结构的变形。

对于介电函数的小各向异性（ε_1,$\varepsilon_2 = \varepsilon_1 + \Delta\varepsilon$, $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon_1$），光学响应可写为 [17]

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{\Delta\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon}\,(1-\varepsilon)}, \tag{3}$$

其中，$\Delta\varepsilon$ 是未受扰动的介电张量 ε 因应变而产生的变化。通常，相对介电张量的变化与应变张量之间通过光弹性张量相关联，其定义为

$$\Delta\varepsilon_i^{-1} = p_{ij}\epsilon_j, \tag{4}$$

其中，ϵ_j 是应变张量的分量，并利用对称性将指标记法化简为 i、j = 1、2、.....、6 [36]。对于小应变，公式 4 可近似为

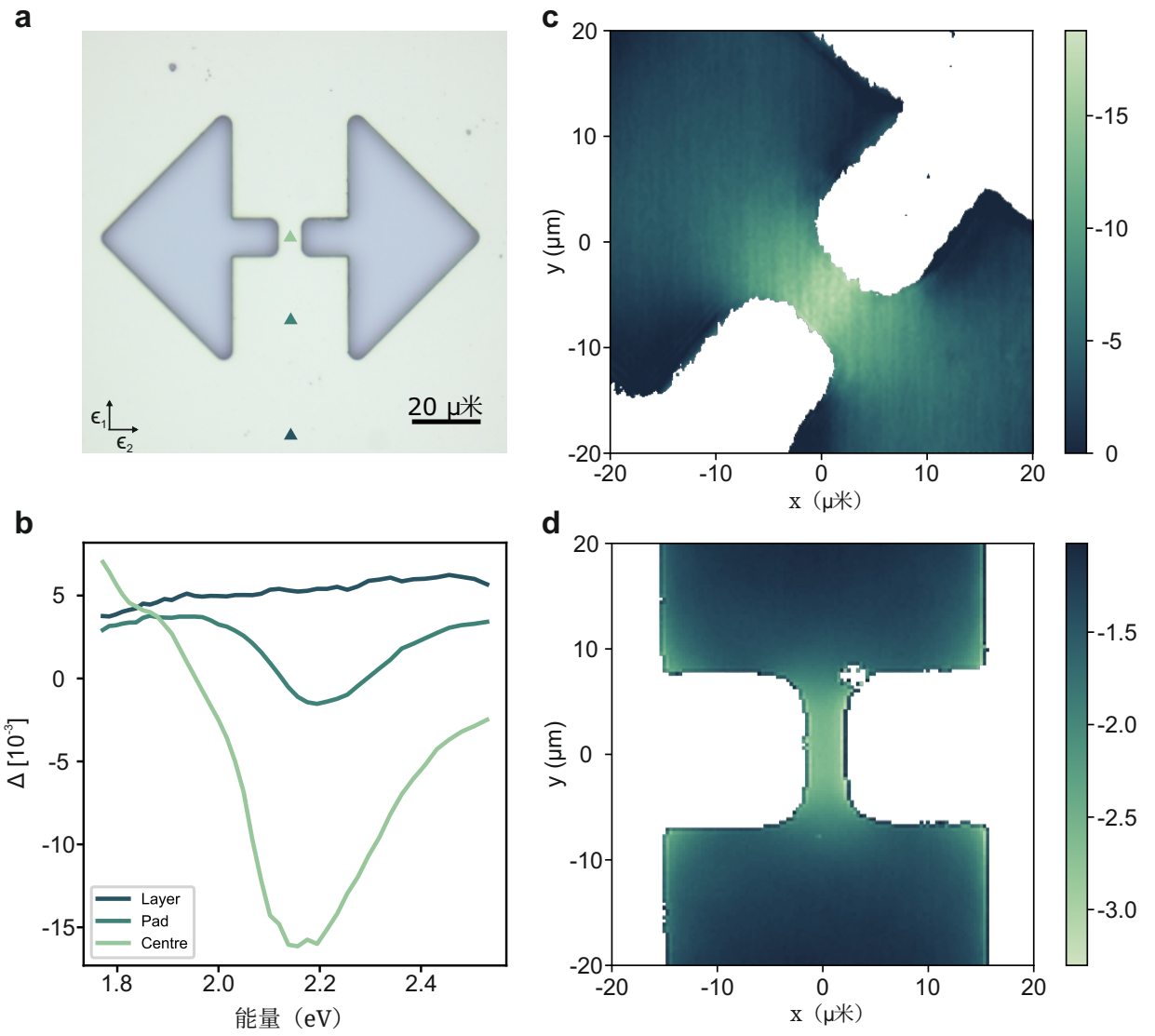

图 3. **a** 悬空且高度单轴应变锗微桥的光学显微镜俯视图。彩色三角形标示了在此处采集**b** 中的 μRAS 光谱的位置。**b** 结构中不同位置测得的光谱。微桥中的高度单轴应变产生了 RAS 共振，而未释放锗层中的等双轴应变则没有产生信号。**c** μ微桥在 2.21 eV 处的 RAS 图（即**b**中光谱的共振频率），显示了 $\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}$ 应变分布。微桥沿 45° 方向排列，以与 PEM 和偏振片/检偏器的偏振轴对齐。**d** 微桥的拉曼位移图，与 $p\epsilon_{zz} + q(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy})$成正比。

$$\Delta\varepsilon_i = -\varepsilon^2 p_{ij}\epsilon_j. \tag{5}$$

对于立方晶体材料（$m3m$），例如硅和锗，光弹性张量有三个独立分量，分别为 p_{11}、 p_{12} 和 p_{44}。当观测方向为晶体主轴之一时，例如 $[001]$, ，介电常数和反射率的差异可写为

$$\Delta\varepsilon = \Delta\varepsilon_{[100]} - \Delta\varepsilon_{[010]} = -\varepsilon^2\,(p_{11} - p_{12})\,(\epsilon_1 - \epsilon_2), \tag{6}$$

$$\frac{\Delta r}{r} = -\frac{\varepsilon^{3/2}}{1-\varepsilon}\,(p_{11} - p_{12})\,(\epsilon_1 - \epsilon_2), \tag{7}$$

其中 $\epsilon_1 = \epsilon_{xx}$ 和 $\epsilon_2 = \epsilon_{yy}$。与拉曼光谱不同，当观测方向平行于晶体的某一主轴时，面外应变 ϵ_{zz} 和非对角分量不会对光学响应产生任何影响。

在这里，我们利用悬空锗微桥实现高单轴拉伸载荷（图3a），以测量光弹性张量不可约分量（$p_{11} - p_{12}$）的共振频率。通过在硅晶圆上沉积具有热双轴应变的锗层，再使用反应离子刻蚀部分释放应变，从而实现单轴拉伸并制成高应变微桥。有关该制备方法的详细说明以及对结构的全面表征，见其他文献 [5]。

图3b显示了在桥结构不同位置测得的SRAM光谱，

（测量位置见图3a）。桥的中心处信号最强，而在未释放的晶圆上信号则完全消失，这与等双轴应变层的预期相符。对桥中心处的峰进行洛伦兹线型拟合，得到共振频率为2.21 eV，处于 E_1 和$E_1+\Delta$ 带隙范围内，并且与先前对锗压电光学张量分量的测量结果 [37]吻合良好。

在共振能量下扫描整个桥体，即可确定局部差分应变 $\epsilon_{xx}-\epsilon_{yy}$。这与早期研究 [5], 中描述的实验和有限元模拟结果高度吻合：差分应变集中在桥体中心，并向外延伸至焊盘时逐渐减小（图 3c）。

为了进一步评估显微镜的应变映射能力，我们将其与一种成熟的光学应变映射技术——拉曼光谱法进行比较。图 3d 展示了与图 3c 中相同微桥的拉曼位移分布图。实验流程的详细信息见“材料与方法”部分。可以看出，拉曼位移的分布与 SRAM 测得的分布略有不同。这种差异源于这两种技术探测的应变线性组合不同。SRAM 与 $\epsilon_{xx}-\epsilon_{yy}$ 成正比，而拉曼位移与 $p\epsilon_{zz}+q(\epsilon_{xx}+\epsilon_{yy})$ [38], 成正比，其中 p 和 q 为拉曼张量系数。

尽管 SRAM 和拉曼显微术都可以用来推断样品的力学状态，但其 underlying 机制本质上不同。SRAM 直接探测介电常数张量的各向异性，而拉曼光谱则探测晶格中极化率发生变化的振动能级。因此，SRAM 能够直接揭示样品的光学性质，并且适用于更广泛的材料，例如金属；下一节将 प्रस्तुत一个相关案例研究。

D. 应变金属的显微术

与 $m3m$ 半导体类似，密度泛函理论计算表明，应变敏感性源于依赖偏振的带间跃迁 [15]。然而，不同于锗或硅，金属通常呈现多晶微结构，其晶粒可以具有织构或随机取向，且平均晶粒尺寸显著小于光束的焦斑。在这种情况下，测得的光学信号是所有晶粒取向的平均值，因此光弹性张量变为标量，方程 4 也变为标量关系。

为此，我们将 SRAM 应用于受应变的金薄膜。金薄膜具有优异的光学、电学和机械性能，因此常用于柔性电子器件。为制备更能模拟这类柔性器件中典型环境条件的薄膜，我们在薄膜制备过程中未采用模板剥离。

图 4a 展示了在聚酰亚胺（Kapton E）上溅射的 500 nm 厚金膜的 SRAM光谱随应变变化的一组结果，该聚酰亚胺的泊松比与金相近。所有光谱（图 4a）中 2.44 eV 处的特征峰对应于高对称点 L 附近金的 5d 和 6sp 能带中各态之间的带间跃迁 [39, 40]。与半导体的情况类似，在弹性区间内，共振峰的振幅（图 4b）与应变呈线性关系。然而，对于金属，当应变超过屈服点时，必须考虑塑性变形及其对应变敏感信号的影响。

在塑性区间内，反射率各向异性信号最终应趋于饱和，因为进一步的应变会产生位错，却不会增加晶格间距，而后者正是光弹效应的起因。相反，薄膜屈服后信号的进一步增加，是由于形成了各向异性缺陷，这些缺陷会在 SRAM 的带宽范围内给光谱引入一个整体偏移 [41, 42]。这些贡献在弹性区间内较小，但在塑性区间内十分显著，尤其是对于溅射薄膜而言；与模板剥离薄膜或外延半导体相比，溅射薄膜的粗糙度更高。为提取塑性区间内源于应变的信号，我们在 1.77 eV 处引入一个修正项；该位置远离共振，在此处光谱应当相等。

使用与 Voce 本构定律类似的指数函数拟合塑性饱和（图 4b） [22], ，我们可以确定薄金膜的平均光弹性常数为 $P=(1.83-3.03i)10^{-3}$。更多信息请参阅补充信息。

为了展示 SRAM 映射金属应变的能力，我们测试了具有空间各向异性应变分布的复杂金属结构。我们使用聚焦离子束铣削制备了一种双楔形微结构，在外加单轴拉伸时会产生应变分布（图 4c）。这种结构应在楔形间隙处产生应变集中，并在垂直于应变方向的边缘附近发生应变松弛（见图 4c）。施加低于弹性极限的应变（图 4c 中用双箭头标示应变方向），可确保未达到塑性饱和，因此 SRAM 映射图与应变分布成正比。图 4d 显示了 2.44 eV 下的 SRAM 映射图，其中聚焦离子束加工结构处的光学响应已被抑制。此举是为了滤除金属边缘产生的伪影，因为这些边缘会破坏焦斑的对称性。可以看出，SRAM 映射图显示了双楔形结构周围预期的应变集中和松弛。

为进一步验证实验结果，我们对聚焦离子束加工结构产生的应变分布进行了有限元模拟（图4e），发现模拟结果与测得的 SRAM 映射图吻合良好。测得的 SRAM 应变分布再现了应变集中/弛豫区域。然而，SRAM数据表明，应变

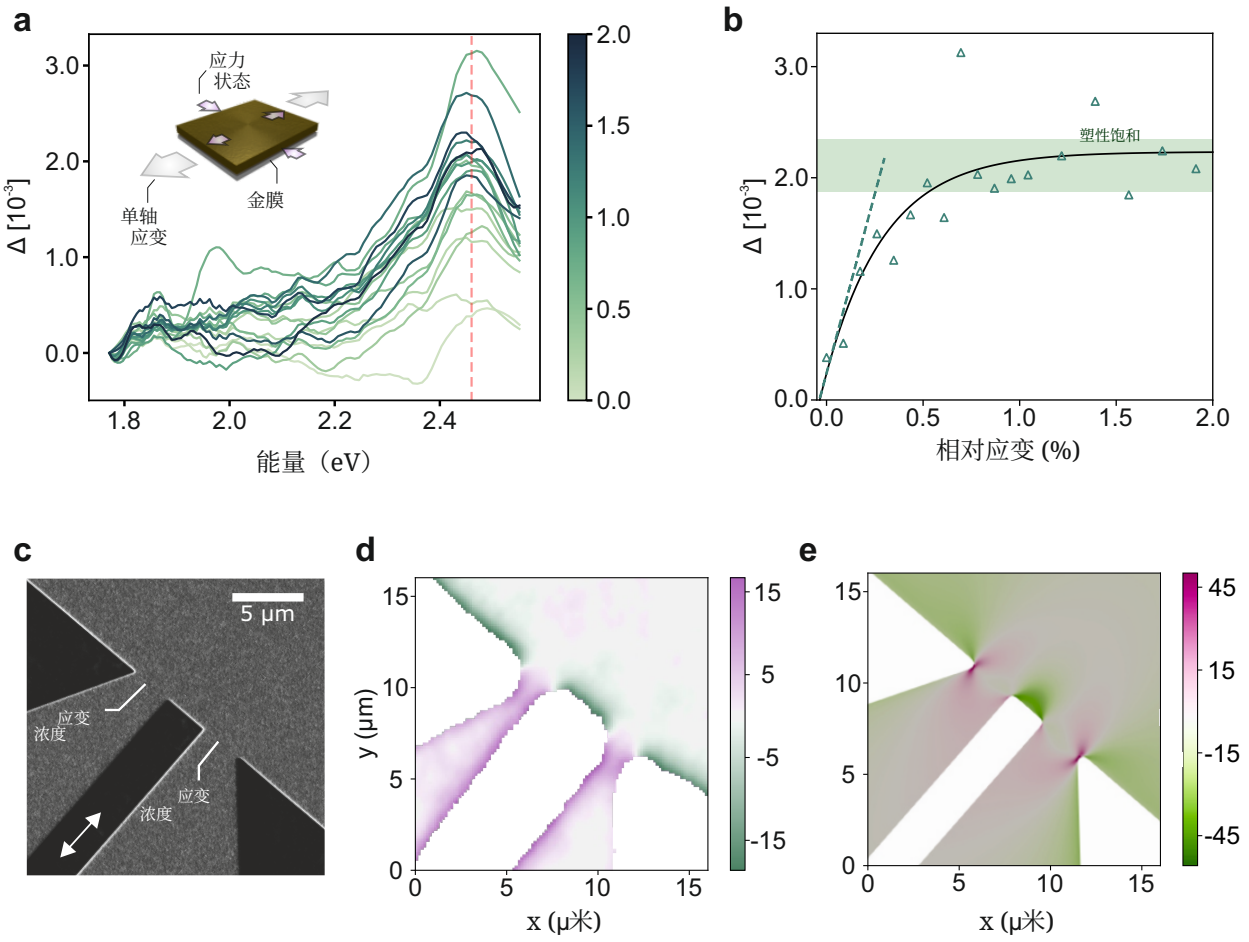

图 4. **a** 聚酰亚胺基底（Kapton E）上沉积的金膜在外加应变作用下的 SRAM 光谱随应变的变化，显示出 2.44 eV 处的共振。**b** 2.44 eV 处的 SRAM 信号随应变的变化。根据 Voce 本构定律（方程 S2）推导的指数函数对线弹性区间和塑性饱和区间（以浅绿色标示）均提供了最佳拟合。**c-e** 聚焦离子束加工的双楔形结构及其产生的应变分布，分别通过 SRAM 系统（**d**）和有限元模拟（**e**）获得。**c** 中的箭头标示了应变方向，同时也标示了预期的应变集中区和应变松弛区。

双楔形结构诱发的集中/弛豫相较于有限元模拟衰减得更快。这是因为聚酰亚胺薄膜的厚度比金属薄膜大两个数量级，因此在很大程度上主导了系统的力学行为。通过应用剪滞模型计算应变从基底向薄膜的传递，我们发现应力传递长度约为 $4\ \mu m$，与测得的 SRAM 映射图一致。更多详情请参阅补充信息。

与典型半导体表面相比，溅射金属具有更高的粗糙度（亚波长尺度）和多晶性，这会增加 SRAM信号的噪声水平，并略微降低该技术较高的应变灵敏度。然而，这种噪声没有结构性，因此可通过系统的空间映射加以减弱。从 SRAM 映射图与 FEM 模拟结果高度吻合可以看出，噪声并不会妨碍对应变分布进行准确表征。

III. 讨论

无损力学表征对于深入理解和设计复杂的多材料器件至关重要，例如需要承受严苛机械变形条件的柔性电子。本文介绍的扫描反射各向异性显微镜（SRAM）提供了一个灵活的独立平台，可对半导体、超表面和金属进行高分辨率应变映射与应变成像。据我们所知，SRAM 是目前唯一能够在无需应变标记的情况下对金属进行应变映射的光学技术。尤其是，使用超连续谱光源而非光谱仪，使 SRAM 成为一种灵活、占用空间小且无创的技术，可轻松扩展至其他材料，例如在近红外至中红外波段具有基本跃迁的材料，从而有望实现对软材料的表征。

除了适用范围广泛之外，我们还展示了该显微镜可达到 500 纳米级的空间分辨率、小于 1° 的相位灵敏度，以及 $\kappa = -20.9$ meV/% 的应变灵敏度。由于 SRAM

主要受粗糙度或形貌带来的噪声贡献限制，我们预计，用于数据处理的学习算法可以进一步提高该技术的应变灵敏度。

SRAM还可以与其他应变传感技术结合使用。例如，使用拉曼光谱分析复杂应变状态通常需要借助有限元模拟来解耦不同的应变分量。然而，对于平面应力，结合使用SRAM（$\propto \epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}$）和拉曼光谱（$\propto \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}$）即可在无需有限元模拟的情况下解耦 ϵ_{xx} 和ϵ_{yy} 。

由于SRAM可在局部测量材料的面内椭偏参数，我们设想SRAM也有助于复杂超材料（如金属透镜或手性超表面）的设计与表征，尤其是在将应变用作参数调节的外部输入时。

IV. 材料与方法

A. 显微镜装置

SRAM系统（图1a）是一种相位调制显微镜，由分束器（BSW10R，Thorlabs Inc.）和物镜（LMPLFLN50X，Olympus）组成。光源为超连续谱激光器（EXR20，NKT Photonics），经声光调制器（SuperK SELECT，NKT Photonics）进行单色化，光谱范围为485 nm至700 nm，带宽为2 nm。输出光耦合进入光纤，并由离轴抛物面反射镜（RC04APC-F01，Thorlabs Inc.）准直。该装置的偏振光学元件包括一个光弹调制器（PEM100，Hinds Instruments Inc.）和两个用作偏振器的洛匈棱镜（A-BBO，Edmund Optics Ltd.）。随后，反射光聚焦到光电倍增管（R10699，Hamamatsu）上，并由锁相放大器（MFLI500，Zurich Instruments Ltd.）检测；该放大器锁定在光弹调制器的共振频率上，用于测量信号交流分量的振幅和相位。所有SRAM光谱、图和超图均采用 $t_c = 0.05$ s的锁相环时间常数采集，每个数据点的积分时间为1 s，扫描像素尺寸为200 nm。为补偿聚焦伪影，所有光谱均以在（100）硅晶圆上进行的测量结果进行校准（图S1）。

B. 金薄膜

采用磁控溅射设备（PVD Products Inc.），在腔室压力为 5×10^{-7} Torr、氩等离子体压力为 3 mTorr、磁控溅射功率为 200 W 的条件下，将金（纯度 99.99%，MaTeck GmbH）薄膜沉积到两种不同的基底上。沉积了一层 500 nm 厚的薄膜，沉积在厚度为 $50\ \mu$m 的聚酰亚胺薄膜（Kapton E，DuPont de Nemours, Inc.）上，用于双楔形实验。Kapton E 薄膜依次在丙酮、乙醇和异丙醇中超声清洗 10 min，再用异丙醇冲洗，并在真空中干燥过夜。对于纳米天线实验，将 100 nm 厚的金薄膜沉积在氮化硅晶圆上，随后使用聚碳酸酯薄膜进行模板剥离，以降低表面粗糙度。模板剥离采用热压转印工艺，使用聚碳酸酯颗粒（Makrolon，Bayer AG），在 240 °C 和 20 kN 条件下进行；薄膜在压力下冷却，以防止翘曲 [43]。随后将厚度为 500 nm 和 100 nm 的薄膜切成 3 mm × 25 mm 的细条，以均匀化应变场并减少颈缩，再使用聚焦离子束（NVision 40，Carl Zeiss AG）铣削楔形微结构和纳米谐振器。用于力学实验的拉伸台由千分尺螺杆驱动，每格刻度为 $10\ \mu$m（150-801ME，Thorlabs Inc.）。由于薄膜的标距为 25 mm，因此应变分辨率为 $\pm 0.02\%$。

C. 拉曼光谱

锗微桥上的拉曼扫描采用商用拉曼显微系统（LabRAM HR Evolution UV-VIS-NIR，Horiba Ltd.）进行，系统配备 1800 gr/nm 的 500 nm 闪耀光栅和 532 nm 单波长激光器（1500 mW Nd:Yag，Cobolt Samba）。使用与 SRAM 系统相同的物镜（LMPLFLN50X，Olympus），每个测量点的积分时间为 1 s，累积次数为 1。将所得光谱用洛伦兹函数拟合，以计算相对于 300.7 cm^{-1} 无应变立方锗峰的拉曼位移。

D. 数据可用性

评估论文结论所需的所有数据均已在正文和/或补充信息中呈现。如有合理请求，可向通讯作者获取其他数据。

致谢

作者感谢苏黎世联邦理工学院显微成像平台（ScopeM）为拉曼光谱测量提供基础设施。作者感谢 Nerea Abando 在本研究早期阶段给予的帮助与支持。本项目由瑞士国家科学基金会资助，资助编号为 172717。

[1] J. Bardeen 和 W. Shockley，Physical Review **80**，72（1950）。

[2] J. C. Hensel 和 G. Feher，Physical Review **129**，1041（1963）。

[3]C. K. Maiti, *Stress and Strain Engineering at Nanoscale in Semiconductor Devices*（CRC出版社，2021）。[4] A. V. Tyurnina、D. A. Bandurin、E. Khestanova、V. G. Kravets、M. Koperski、F. Guinea、A. N. Grig- orenko、A. K. Geim 和 I. V. Grigorieva，ACS Photonics 6，516（2019）。[5] M. J. S¨uess、R. Geiger、R. A. Minamisawa、G. Schiefler、J. Frigerio、D. Chrastina、G. Isella、R. Spolenak、J. Faist 和 H. Sigg，Nature Photonics 7，466（2013）。[6] A. K. Katiyar、K. Y. Thai、W. S. Yun、J. Lee 和 J.-H. Ahn，Science Advances 6，eabb0576（2020）。[7] Y. Miao、Y. Zhao、S. Zhang、R. Shi 和 T. Zhang，Advanced Materials 34，2200868（2022）。[8] Z. Xia 和 S. Guo，Chemical Society Reviews 48，3265（2019）。[9] M. Chu、Y. Sun、U. Aghoram 和 S. E. Thompson，Annual Review of Materials Research 39，203（2009）。[10] X. Hu、Y. Zhao、X. Shen、A. V. Krasheninnikov、Z. Chen 和 L. Sun，ACS Applied Materials & Interfaces 12，26367（2020）。[11] D. G. Schlom、L.-Q. Chen、C. J. Fennie、V. Gopalan、D. A. Muller、X. Pan、R. Ramesh 和 R. Uecker，MRS Bulletin 39，118 （ 2014 ）。[12] L. Xu 、T. C. Shyu 和 N. A. Kotov，ACS Nano 11，7587（2017）。[13] D.-H. Kim、N. Lu、R. Ma、Y.-S. Kim、R.-H. Kim、S. Wang、J. Wu、S. M. Won、H. Tao、A. Islam、K. J. Yu、T.-i. Kim、R. Chowdhury、M. Ying、L. Xu、M. Li、H.-J. Chung、H. Keum、M. McCormick、P. Liu、Y.-W. Zhang、F. G. Omenetto、Y. Huang、T. Coleman 和 J. A. Rogers，Science 333，838（2011）。[14] S. Wang、J. Y. Oh、J. Xu、H. Tran 和 Z. Bao，Accounts of Chemical Research 51，1033（2018）。[15] M. Volpi、S. Beck、A. Hampel、H. Galinski、A. S. Sologubenko 和 R. Spolenak，Applied Physics Letters 119，151602（2021）。[16] D. E. Aspnes，Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures 3，1498（1985）。[17] P. Weightman、D. S. Martin、R. J. Cole 和 T. Far-rell，Reports on Progress in Physics 68，1251（2005）。[18] A. Wyss、M. Schamel、A. S. Sologubenko、R. Denk、M. Hohage、P. Zeppenfeld 和 R. Spolenak，Journal of Physics D: Applied Physics 48，415303（2015）。[19] R. J. Cole、S. Kheradmand、D. D. Higgins、F. Madani、B. F. Macdonald、V. Koutsos 和 J. R. Black-ford，Journal of Physics D: Applied Physics 36，L115（2003）。[20] D. Papadimitriou 和 W. Richter，Physical Review B 72，75212（2005）。[21] J. Ortega-Gallegos、A. Lastras-Mart´ınez、L. F. Lastras-Mart´ınez 和 R. E. Balderas-Navarro，Physica Status Solidi (C) 固态物理学当前主题 5，2561（2008）。[22] A. Wyss、A. S. Sologubenko、N. Mishra、P. A. Gru-ber 和 R. Spolenak，Journal of Materials Science 52，6741（2017）。

[23] B. Koopmans, B. Koopmans, P. Santos, P. Santos, 和 M. Cardona，physica status solidi (a) 170, 307 (1998). [24] W. Shen, C. Hu, S. Li, 和 X. Hu, 《应用表面科学》第七届光谱椭偏术国际会议，421, 535 (2017). [25] W. Huang, Y. Liu, L. Zhu, X. Zheng, Y. Li, Q. Wu, Y. Wang, X. Wang, 和 Y. Chen, 《光学快报》24, 15059 2016( ). [26] W. Zhang, Z. Qin, 和 Z. Yang, 《应用物理学杂志》97, 074314 (2005). [27] L. F. Lastras-Mart´ınez, R. Castro-Garc´ıa, R. E. Balderas-Navarro, 和 A. Lastras-Mart´ınez, 《应用光学》48, 5713 (2009). [28] C. Hu, H. Wang, S. Huo, W. Shen, 和 X. Hu, 《真空科学与技术杂志 B》37, 50604 (2019). [29] L. F. Lastras-Mart´ınez, O. del Pozo-Zamudio, R. Herrera-Jasso, N. Ulloa-Castillo, R. Balderas-Navarro, J. Ortega-Gallegos, 和 A. Lastras-Mart´ınez，physica status solidi (b) 249, 1119 (2012). [30] D. S. Martin 和 P. Weightman, 《表面与界面分析》31, 915 (2001). [31] O. Acher 和 B. Dr´evillon, 《科学仪器评论》63, 5332 (1992). [32] K. M. McPeak, S. V. Jayanti, S. J. P. Kress, S. Meyer, S. Iotti, A. Rossinelli, 和 D. J. Norris, 《ACS 光子学》2, 326 (2015). [33] Y. Park, J. Kim, Y.-G. Roh, 和 Q.-H. Park, 《纳米光子学》7, 1617 (2018). [34] M. Hrtoˇn, A. Koneˇcn´a, M. Hor´ak, T. ˇSikola, 和 V. Kˇr´apek, 《物理评论·应用》13, 54045 (2020). [35] M. W. Knight, L. Liu, Y. Wang, L. Brown, S. Mukherjee, N. S. King, H. O. Everitt, P. Nordlander, 和 N. J. Halas, 《纳米快报》12, 6000 (2012). [36] J. F. Nye, “《晶体的物理性质：张量与矩阵表示》”（Clarendon 出版社，1985），第 248–249 页。 [37] P. Etchegoin, J. Kircher, M. Cardona, 和 C. Grein，Physical Review B 45, 11721 (1992). [38] I. De Wolf, 《应用物理学杂志》118 (2015). [39] M. Guerrisi, R. Rosei, 和 P. Winsemius，Physical Review B 12, 557 (1975). [40] L. L. T. Ngoc, J. Wiedemair, A. van den Berg, 和 E. T. Carlen, 《光学快报》23, 5547 (2015). [41] M. Calvo, *Reflectance Anisotropy Spectroscopy on ultrathin noble metal films: mechanics, topography and crystal orientation*，博士论文，苏黎世联邦理工学院（2022）。[42] J. R. Blackford、V. Koutsos、D. S. Martin、D. S. Roseburgh、F. Madani-Grasset、J. V. Schwerdtfeger、C. Kratiras、M. Zaiser 和 R. J. Cole，physica status solidi (c) **2**，3997（2005）。[43] R. Deshmukh、M. Calvo、M. Schreck、E. Tervoort、A. S. Sologubenko 和 M. Niederberger，ACS 应用材料与界面 **10**，20748（2018）。[44] Z. C. Xia 和 J. W. Hutchinson，《固体力学与物理学杂志》**48**，1107（2000）。[45] J. Beuth Jr，《国际固体与结构杂志》— tures **29**，1657（1992）。

补充信息

1. 显微镜校准

使用物镜时，菲涅耳系数的角度依赖性会产生影响。尽管如此，Koopmans 等[23] 和 Shen 等[24] 表明，在物镜对准良好的情况下，系统的 $x^2 - y^2$ 对称性能够补偿聚焦伪影。虽然系统的对称性可以补偿角度依赖性的影响，但在实际操作中，微小的失准仍会在检测信号中引入伪影。我们通过在硅（100）晶圆上进行校准测量（见图 S S1）来补偿这些伪影；该晶圆具有四重对称性，理论上不应产生信号。与椭偏术类似，测量结果以总反射率归一化，无需根据光源光谱进行校准。

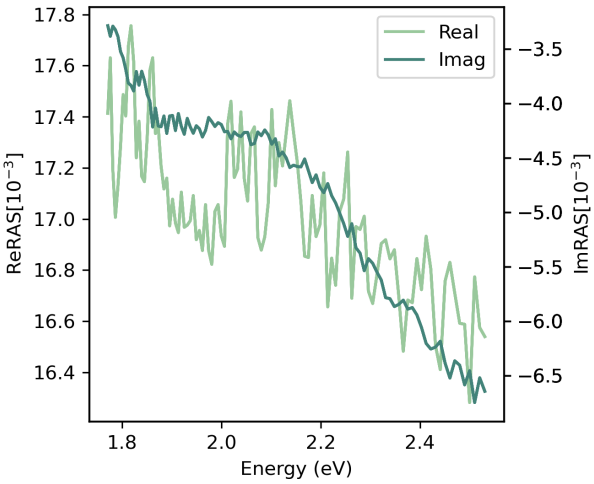

图 S1. 用于装置校准的硅（100）晶圆的 SRAM 光谱。

2. 单纳米天线扫描

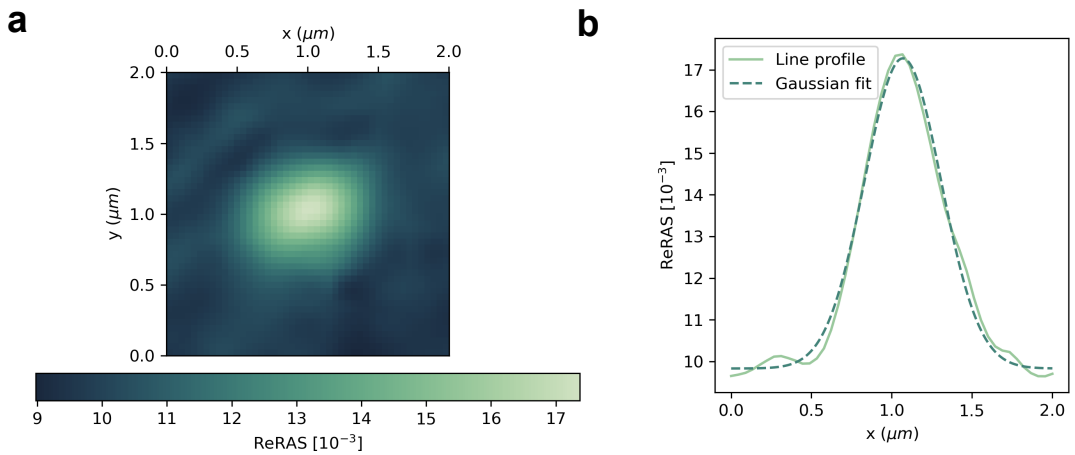

图 S2. **a** 在 2.39 电子伏特下对单个纳米天线进行的单次波长扫描。所得信号是纳米天线的点扩散函数与聚焦光的点扩散函数的卷积。由于纳米天线可视为点状结构，信号接近聚焦光束的点扩散函数。**b** **a** 中扫描结果的线剖面及其高斯函数拟合。拟合高斯函数的半高全宽为 560 纳米。

3. 纳米天线共振的拟合

由于纳米天线呈现偶极共振，我们使用洛伦兹函数拟合其线形

$$\Psi(\omega) = \frac{A_1}{\pi}\frac{\gamma_1}{(\omega-\Omega_1)^2+\gamma_1^2} + \frac{A_2}{\pi}\frac{\gamma_2}{(\omega-\Omega_2)^2+\gamma_2^2}, \tag{S1}$$

其中，参数组（A_1、γ_1、Ω_1）——分别为振幅、线宽和共振频率，均以能量为单位——描述 2.39 电子伏特处的共振；参数组（A_2、γ_2、Ω_2）描述 1.98 eV 处的共振。

4. 金属薄膜 SRAM-应变关系的拟合

Voce 本构定律描述了存在应变硬化时的应力-应变关系。我们采用一个类似的方程，该方程已在参考文献 [22], 中提出，用于拟合 SRAM- 应变关系：

$$\Delta r/r(\varepsilon) = \Delta r_\infty - (\Delta r_\infty - \Delta r_0)e^{-\frac{W}{\Delta r_\infty - \Delta r_0}\varepsilon}, \tag{S2}$$

其中，Δr_0、Δr_∞ 和 W 作为反射率各向异性参数，对应于 Voce 方程中的应力参数。Δr_0 是薄膜初始应变状态下的各向异性信号，Δr_∞ 是塑性饱和平台处的信号，W 是初始斜率。W 表示反射率各向异性信号与弹性应变之间的比例常数，因此可与金的光弹性张量相关联。

5. 边缘诱导的应变松弛

在由金属薄膜和厚得多（本例中厚度为其 100 倍）的基底组成的系统中，系统的力学响应主要由基底决定。因此，金属薄膜所承受的应力由基底传递而来。传递速率取决于薄膜与基底的力学性质之比。这种效应在薄膜边缘附近更容易观察到：此处自由表面处于松弛状态，应力为 0；而在离边缘足够远的位置，薄膜的应力则达到由基底传递的水平。应力随距自由表面的距离呈指数变化，其特征由一个长度参数描述，该参数取决于薄膜厚度以及薄膜和基底的弹性力学性质。我们采用以下线性剪切滞后模型来计算金-聚酰亚胺系统的特征长度 [44]

$$l = \frac{\pi}{2} g(\alpha,\beta)\, h, \tag{S3}$$

其中，l 为参考长度，h 为薄膜厚度，而 $g(\alpha,\beta)$ 是 Dundurs参数 α和 β 的函数，表示基底与薄膜之间弹性力学性质的不匹配 [45]。取值 $h = 500$ nm 和 $g = 5.17$（对于 $\alpha = 0.878$ 和 $\beta = 0.250$），可得参考长度 $l \simeq 4$ μm，这与 SRAM 映射图中观察到的应变衰减非常吻合。