arXiv:2305.04262v3 [cond-mat.supr-con] 9 Oct 2023

磁场诱导的图案化超导薄膜弱连接向强连接转变

Davi A. D. Chaves,[1,*] M. I. Valerio-Cuadros,[1,†] L. Jiang,[2,3] E. A. Abbey,[1] F. Colauto,[1] A. A. M. Oliveira,[4] A. M. H. Andrade,[5] L. B. L. G. Pinheiro,[1,4] T. H. Johansen,[6] C. Xue,[7] Y.-H. Zhou,[8,2] A. V. Silhanek,[3] W. A. Ortiz,[1] 和 M. Motta[1,‡]

[1] *Departamento de Física, Universidade Federal de São Carlos, 13565-905 São Carlos, SP, Brazil*
[2] *School of Aeronautics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China*
[3] *Experimental Physics of Nanostructured Materials, Q-MAT,CESAM, Université de Liège, B-4000 Sart Tilman, Belgium*
[4] *Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de São Paulo,Campus São Carlos, 13565-905, São Carlos, SP, Brazil*
[5] *Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 91501-970 Porto Alegre, RS, Brazil.*
[6] *Department of Physics, University of Oslo, P.O. Box 1048 Blindern, 0316 Oslo, Norway*
[7] *School of Mechanics, Civil Engineering and Architecture,Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China*
[8] *Department of Mechanics and Engineering Sciences, Lanzhou University, Key Laboratory of Mechanics on Disaster and Environment in Western China, Ministry of Education of China, Lanzhou 730000, China*（日期：2023年10月11日）

弱连接广泛存在于大多数超导材料中，也是纳米加工过程的常见产物；众所周知，弱连接会限制电流传输。然而，它们也是超导技术若干关键特性的根源。我们通过定量磁光成像实验和热磁模型模拟，将聚焦离子束图案化铌薄膜的磁化回线中局部极大值的存在，与磁场诱导的弱连接向强连接转变联系起来；这种转变会提高其临界电流。该现象源于量子化磁通线与聚焦离子束造成的器件微观结构变化之间的纳米尺度相互作用。在交流驱动磁场下，这会导致涡旋沿弱连接发生整流运动。所报道的可调控效应可用于开发新型超导电子器件（例如磁通泵和阀），以衰减或放大流经电路元件的超电流；还可作为提高含弱连接器件临界电流的一种策略。

I. 引言

超导薄膜的纳米尺度图案化能够优化和控制不同的材料特性 [1–9]。此外，图案化还可用于探索源自超导弱连接（WL）丰富物理现象的各种效应 [10–13]。如今，图案化超导结构已应用于存储器 [14–17], 二极管 [18, 19], 量子电池 [20], 和移相器 [21, 22], ，并构成了超导电子学的基础。

与此同时，聚焦离子束（FIB）铣削是一种具有纳米级空间分辨率的先进制备技术 [23–25]。然而，FIB 不可避免地会在图案化区域引入由离子注入引起的缺陷 [26–28], ，从而局部增强超导体中的涡旋钉扎 [3, 8, 29]。近期，我们研究了单条经 FIB 铣削形成的弱链（WL）对典型低临界温度铌薄膜性能的影响，发现其磁化强度中存在局部极大值。环路 [30]。

弱连接也是高温超导体 (HTSC) [31, 32]大规模应用优化面临的一项重要挑战。尤其是，HTSC 的整体临界电流密度 (J_c) 会受到晶界处 J_c 随角度变化而劣化的影响 [33, 34], ，这推动了专用制备技术的发展 [35–38]。提高 HTSC 和低临界温度材料的临界电流仍是一个活跃的研究课题 [39–44]。

本研究考察了含有一个或四个人工弱连接的聚焦离子束（FIB）图案化铌薄膜中的磁通渗透和屏蔽电流。我们的结果解释了磁化环路中局部极大值的起因，并揭示磁场可通过增强弱连接两侧的 J_c ，诱发其从弱连接行为向强连接行为转变。

II. 方法

三片厚度为 180 nm 的铌薄膜采用聚焦离子束剂量 0.1、0.2 和 0.3 nC/μm^2 加工出一条浅沟槽（分别为 GF01、GF02 和 GF03）。GF01 样品的面积为 3 mm^2 (3×1)，其他薄膜的面积为 2 mm^2 (2.5×0.8)。这一过程

* davi@df.ufscar.br
† 现地址：巴西 PR 州马林加市立大学物理系，邮编 87020-900，马林加
‡ m.motta@df.ufscar.br

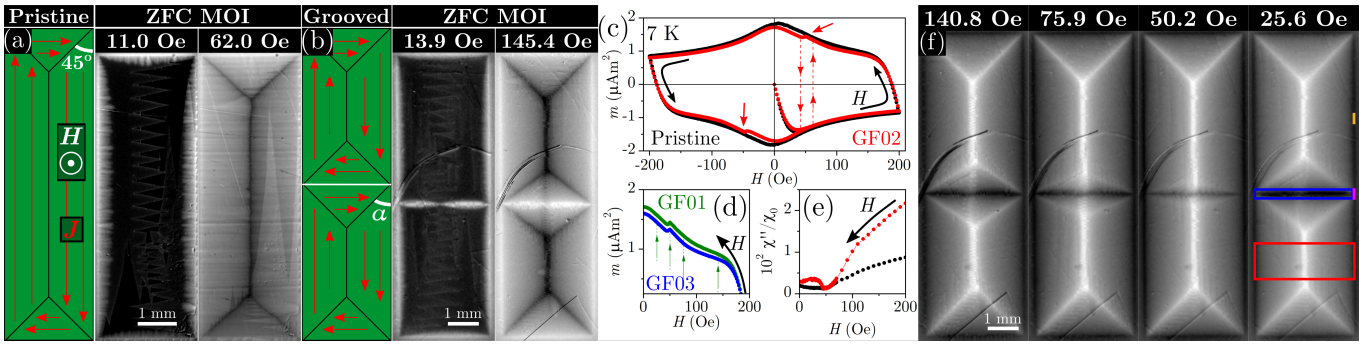


图 1. 在 ZFC 后逐渐增大的 H 下，7 K 时完全穿透磁通的 (a) 未加工和 (b) 带沟槽 GF01 薄膜的示意图及磁光成像。红色箭头表示 $\boldsymbol{J}$的方向， α 为暗线与边缘之间的夹角。(c) 未加工和 GF02 样品在 7 K 时的 $m(H)$。(d) GF01 和 GF03 的 $m(H)$正向降场分支。(e) 未加工和 GF02 样品在 7 K 时，随着 H 减小的 χ''。探测交流磁场的振幅为 3 奥斯特，频率为 100 Hz。数据以每个样品在 2 K、零场下的同相响应 χ_0进行归一化。(f) GF01 在 7 K 时的磁光成像，对应于主图 (d) 中垂直箭头所示的逐渐减小的 H 值。彩色矩形表示图 2(b-c) 研究中使用的区域。

形成了弱链（WL），其由较薄的铌区域构成，并受到镓$^+$注入产生的缺陷影响，如附录 A 所示。沟槽深度为 4.2 nm 至 14.6 nm。此外，还沉积并加工了一片厚度为 2. 5×2.5 mm^2 300 nm、标记为 GF01+的铌薄膜，使用聚焦离子束剂量 0.1 nC/μm^2 形成两条相互垂直的沟槽，因此呈现出交叉图案中的四条不同弱链。另对一片临界温度（T_c）为 9.0 K 的完整薄膜进行了研究。样品制备细节见参考文献 30。全局直流磁响应是在垂直几何构型下使用 QD MPMS-5S 测得的。采用定量磁光成像（MOI）揭示薄膜中的局部面外磁通密度（B）和电流密度（$\boldsymbol{J}$） [45, 46]。

此外，我们采用热磁模型（TM）模拟图案化薄膜中的宏观磁通密度分布 [47]。为此，求解热扩散方程

$$dc\dot{T} = d\kappa\nabla^2 T - h(T - T_0) + \boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{E} \qquad (1)$$

时考虑麦克斯韦方程，并假设超导体材料的性质满足

$$\boldsymbol{E} = \begin{cases} \rho_n (j/j_c)^{n-1}\boldsymbol{j}/d & \text{if } j < j_c \text{ and } T < T_c, \\ \rho_n \boldsymbol{j}/d & \text{otherwise,} \end{cases} \qquad (2)$$

其中， $\boldsymbol{E}$ 为电场， κ 为热导率，c 为比热容， h 为向衬底散热的系数， ρ_n 为正常态电阻率， d 为薄膜厚度， $\boldsymbol{j}$ 为面电流， j_c 为临界面电流， n 为磁通蠕变指数 [47]。本研究所用的模拟参数参见文献 [48]。

III. 结果与讨论

图 1(a) 左侧面板示意性地展示了一个被磁通完全穿透的超导薄膜，在……下零场冷却后施加垂直磁场 H （零场冷却 [49, 50]）。我们观察到五条暗色的不连续线，即暗线，它们在 $\boldsymbol{J}$改变方向处能更有效地屏蔽磁通。11.0 奥斯特下的磁光（MO）图像显示，随着 H 增大，磁通从完整薄膜边缘向中心渗透。这表现为明亮的充满磁通的区域围绕着样品中央暗色的屏蔽区域。在 62.0 奥斯特下，我们观察到完全渗透薄膜时预期的磁畴。尽管磁光成像的分辨率呈现出看似连续的磁通前沿，但超导体实际上被量子化磁通线，即涡旋 [51, 52]所贯穿。

相比之下，横跨薄膜最短对称线的沟槽会形成一条弱链（WL），将两个看似彼此断开的本征区域（PR）分隔开来。由于弱链的J_c 低于平行区域（PR）， $\boldsymbol{J}$ 需要偏离沟槽弯曲，从而形成图1(b) [53–55]所示的中央菱形畴。在极限情况下，当图示角度为 $\alpha = 45°$ 时，电流无法通过弱链，即 $J_c^{\mathrm{WL}} = 0$。在 13.9 奥斯特下对 GF01 进行磁光成像（MOI），可见弱链已完全被磁通穿透，这是其屏蔽能力较弱所致。在 145.4 奥斯特下，可以清晰地辨认出菱形畴。与示意图不同，磁光成像显示 $\alpha > 45°$，且菱形畴内部出现一条颜色变淡的暗垂直暗线。这些现象是因为 $J_c^{\mathrm{WL}} > 0$，意味着部分 $\boldsymbol{J}$能够通过弱链流动。菱形畴上方及底部三角形畴上的暗色划痕是磁光指示器上的缺陷，不会影响磁通穿透样品。

图1(c)展示了完整薄膜和 GF02 在 7 K 下的完整磁矩磁滞回线， $m(H)$。完整薄膜的行为符合预期，表现为具有依赖磁通的临界电流密度的 II 型超导体， $J_c(B)$ [56, 57]。相比之下，GF02 在 $m(H)$ 的正向和负向降场支路上均出现局部极大值。图1(d)显示，GF01 和 GF03 在约 50 Oe 附近也呈现相同特征。异相交流

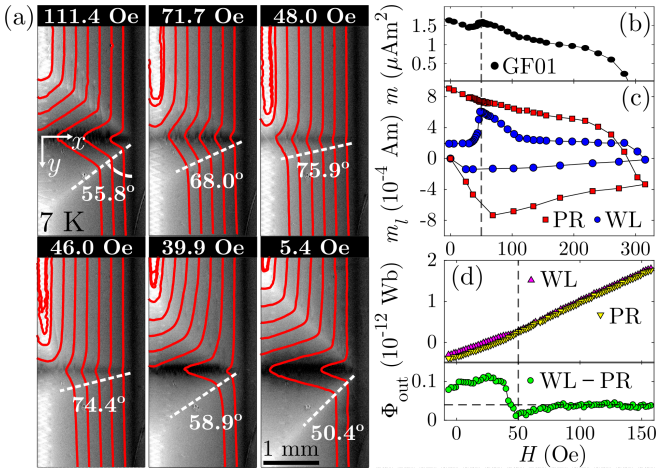


图 2. (a) GF01 在 7 K 下， H 从完全穿透状态逐渐减小时的磁光成像。红色流线显示 $\boldsymbol{J}$ 分布。(b) 通过磁光成像评估的 GF01 的 $m(H)$。(c) 样品不同区域的平均 $m_l(H)$。(d) 上图显示除弱链和平行区域之外的Φ_{out}。下图突出显示这两个区域之间 Φ_{out} 的差异。各量取自图 1(d) 中颜色匹配的区域。

磁化率（χ''）测量（见图 1(e)）表明，该效应对交流激励敏感。对于足够大的探测磁场， χ'' 会在与 GF02 的 $m(H)$ 峰值对应的相同 H 值附近出现一个凹陷。正如图1(c)中的虚线箭头所示，这项交流实验等同于进行一次小回线 $m(H)$。因此，在回线的上支路，当探测磁场使总施加磁场减小时，样品会经历同一种现象，从而产生 $m(H)$ 峰值。

我们选取 GF01 来说明导致这一现象的原因。GF01 中有一道深 4.2 nm、宽 800 nm 的沟槽——见附录 A。图 1(f) 展示了 H 从完全穿透状态逐渐降低时的一系列磁光图像。在 140.8 奥斯特时，磁通穿透情况与图 1(b) 类似。此时弱链呈现暗色对比，这是因为 H 已从 315.6奥斯特降低；由于屏蔽能力较弱，弱链中的磁通密度较低，但仍为正值。然而，随着 H 接近 50 奥斯特，构成中央菱形畴的 d 线向沟槽移动，仿佛正在闭合。50.2 奥斯特时的图像类似于完整薄膜，因为菱形几乎完全消失。如果进一步降低 H ，d 线便会远离沟槽，仿佛重新张开，并再次形成菱形畴，如 25.6 奥斯特时所示。这项分析表明，磁光成像是研究这一现象的理想工具，能够揭示整体磁测量无法呈现的局部磁通穿透和电流分布细节。

观测到的 d 线移动与弱链（WL）中输运性质的增强有关。这一点如图 2(a) 所示。随着 d 线逐渐闭合， α in- 随之增加， $\boldsymbol{J}$ 也发生相应变化——最初未穿过弱链（WL）的流线变得更加笔直，并且具有 WL 中的密度更高。这一趋势在 48.0 奥斯特时达到最大，此时菱形畴几乎消失。因此，样品完全穿透且H 降低到特定值后，WL 表现为强连接，使电流基本不受影响地通过其中。在 46.0 奥斯特时，随着 H 进一步降低，d 线重新出现，WL 的特性也随之恢复。由于 J_c与 m（H）曲线 [58], 的高度成正比，这一观点解释了观测到的局部峰值： J_c^{WL}增加导致整体 J_c 增加。

在图 2(b) 中，我们通过磁光成像评估 GF01 的磁矩，表示为 $m = \sum_y m_l(y) l_{px} = l_{px} \sum_y 2 \int_0^{w/2} x j_y(x) dx$，其中 $m_l(y)$ 是位置 y处单位长度上的 m ， l_{px} 是图像像素尺寸， w 是薄膜宽度， $j_y = J_y d$ 是垂直于弱链的片电流， d 是薄膜厚度 [59, 60]。结果重现了图 1(c) 中的结果。图 2 还给出了沿图 1(d) 中四个颜色对应区域获得的定量结果。在图 2(c) 中，我们分别对弱链（蓝色）区域和所选平行区域（红色）部分上的 m_l 取平均，证实 $m(H)$ 中的峰值体现了与弱链相关的效应。此外，我们测量了样品外侧紧邻处的磁通行为，Φ_{out}。图 2(d) 显示，随着 H 减小，在相同面积下，紧邻弱链（粉色）处的 Φ_{out} 始终高于紧邻平行区域（黄色）处的值。然而，随着暗线逐渐闭合，弱链附近的 Φ_{out} 减小，而平行区域旁的值不受影响，从而减小了两区域沿线 Φ_{out} 的差异（绿色）。这表明在这些磁场下，能够经由弱链逃逸出样品的涡旋减少。当暗线在低于 50 奥斯特时重新张开，沟槽旁的 Φ_{out} 增强，说明大量磁通经由弱链边缘排出。在交流实验中，若器件经过适当的磁场偏置，这意味着涡旋运动会被整流，其特征是在涡旋受到零均值激励 [61–65] 时，磁通仍沿弱链定向运动。

图 3 局部解析了 GF01 中 B 和 J 的行为。图 3(a) 展示了 GF01 的微分磁通密度 B_{dif}。通过将目标磁光图像 n 与前一个磁场步长下拍摄的图像相减，即 $B_{\text{dif}} = B_n - B_{n-1}$，捕捉 H （保持在约 -2 奥斯特）变化所引起的 B 变化。在前三张B_{dif} 图像中，我们可以看到 d 线闭合时，较亮的菱形内部区域逐渐缩小。这表明该区域内 B 的减小幅度小于 d 线外部。因此，随着 d 线闭合，磁通被推向弱链。这与磁通无法穿过 d 线的事实一致 [66]。在 46.0 奥斯特时，深色区域证实磁通正从弱链中大量排出。在 43.8 奥斯特时，沟槽中心的明亮光晕表明磁通仍在被推离样品内部。对于 39.9 奥斯特及更高值，从弱链中排出的磁通量逐渐减少。

图3(b)展示了 B 沿弱链（黑色）和平行区域（红色）的演变情况。从92.6奥斯特降至48.0奥斯特时，黑色曲线的下降幅度较小，并且逐渐趋近于红色曲线，这表明由暗线移动向内推挤的磁通部分被弱链保留。这是

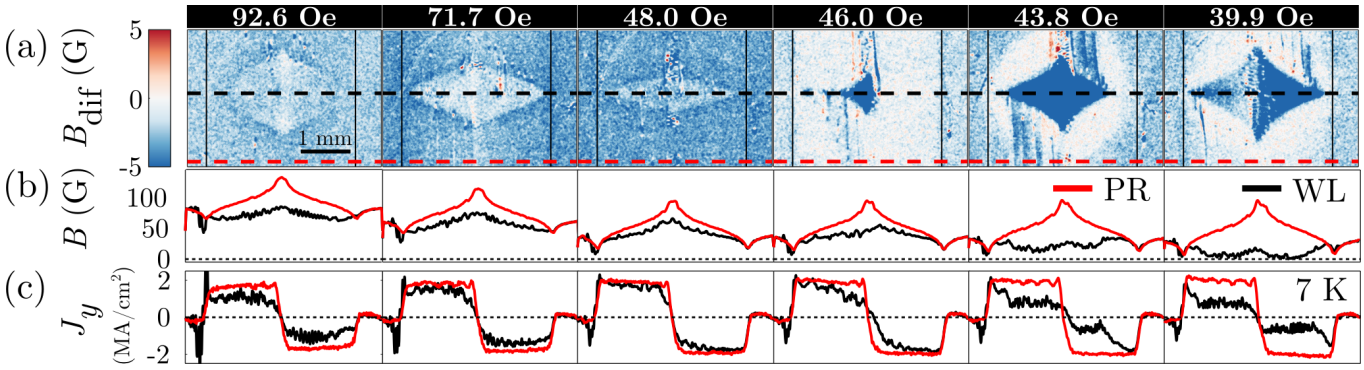


图 3. (a) GF01 在 7 K、不同 H 下，d线移动区域周围的 $B_{\rm dif}$ 分布。细竖线表示薄膜的边缘。(b) 和 (c) 分别为沿 WL 和 PR 的 B 与 J_y 曲线，取自面板 (a) 中的黑色和红色虚线位置。

这与 WL 中涡旋钉扎势增加有关，这是由于其厚度减小以及 FIB 诱导的缺陷所致；这些缺陷充当钉扎中心，并在局部抑制T_c [3, 30]——参见附录 A。观测到的 B 相对增加，证实了图 2(c) 中所见 WL 上的 m_l 增加。从 46.0 奥斯特开始，俘获磁通被强力推离 WL，且 B 分布再次变得明显不同。由于 B 在 46.0 奥斯特时仍为正值，因此 $m(H)$中的最大值与 WL 中净磁通为零无关。这里我们认为，WL 中涡旋钉扎增强，减少了磁通线运动造成的能量耗散，从而使特定H 范围内的 $J_c^{\rm WL}$增加。高温超导体中的 [60, 67–72]也存在类似行为。此前在 YBCO 双晶薄膜中未观测到相关的暗线移动 [53, 72–74] ，这可能与缺少 FIB 引入的钉扎中心，以及高温超导体中峰值出现时相对较高的 H 有关，因此 $J_c(B)$相关效应不太显著 [57]。

图3(c)展示了垂直于WL的 J 分析， J_y。起初，能够穿过WL的电流逐渐增加。在48.0 Oe时，穿过WL的 J_y 与流经PR的电流十分接近——因为GF01的表现几乎与完整薄膜无异。当d线重新出现时，这一趋势发生逆转， J_y 从WL中心开始急剧下降。电流密度的增加，加上WL中心涡旋浓度的升高，会产生排斥力，最终克服钉扎力，从而释放WL内积聚的磁压力，并诱发强链到弱链转变。因此，受到交流磁场作用的磁场偏置的沟槽样品的 J_c 会在最大值和最小值之间交替变化，其间隔由驱动磁场决定。附录B展示了在若干外加磁场下 B 和 J_y 的变化，证实了它们与d线移动之间的关系。

基于实验输入，我们现在转向基于热磁模型的数值模拟，以理解由依赖于 B的J_c [48, 75, 76]所导致的试样行为细微差异。模拟中的铌样品与 GF01 具有相同的几何结构，但沟槽宽度设为 45 μm，以提高计算性能。值得注意的是，未考虑通过在弱链中注入镓而引入的更高密度钉扎位点。通过降低弱链中的 T_c，零场 $J_c^{\rm WL}$降低了∼15%，这与实验观察结果一致——见附录 A 和文献 30。

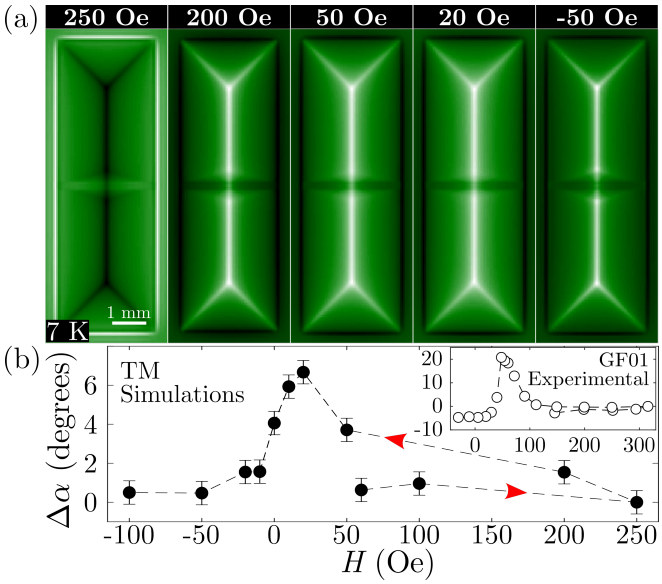


图4. (a) 随着 H 从250奥斯特逐渐降低，通过TM模拟捕获的 7 K下 B 分布。(b) 模拟样品的 $\Delta\alpha(H)$。插图：GF01的 $\Delta\alpha(H)$。

图4描述了在考虑 $j_c = j_c(T, B) = j_{c0}(1 - T/T_c)(B_0/(B + B_0))$ 且满足 $B_0 = \mu_0 j_{c0}/\pi$ [77] 时获得的 TM结果。通过降低随机选取的网格点 [47]处的 j_{c0} ，引入无序。首先，零场冷却至 7 K 后，将 H 增加至 250 奥斯特。由此得到的磁通分布在定性上与完全穿透态下 GF01 的磁通分布相符。随后逐步降低 H 。在 50 奥斯特时，我们注意到菱形畴缩小，并且在

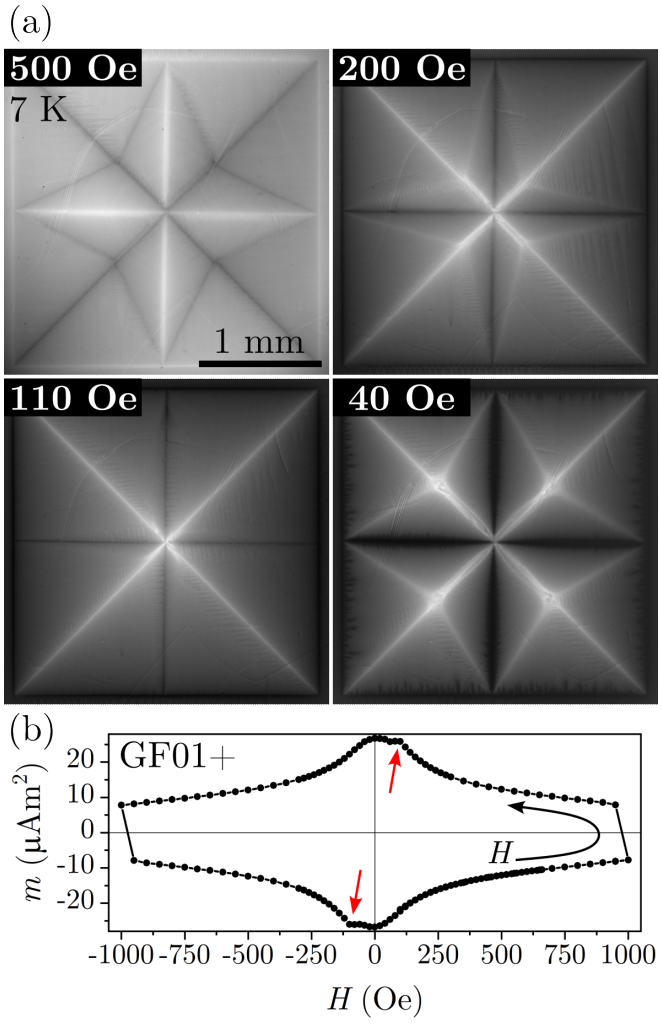


图 5. 7 K 下 GF01+ 的（a）磁光成像和（b） m（H）。当 H 从 500 Oe 开始减小时采集磁光图像，此时薄膜已完全被磁通穿透。红色箭头标示出 m（H）中的局部极大值。

20 奥斯特时缩小达到最大。图4(b)描绘的 $\Delta\alpha(H) = \alpha(H = 250$ 奥斯特$) - \alpha(H)$ 对此进行了定量佐证。图4(b)的插图证实，模拟重现了实验中观察到的 d线移动。d 线闭合程度较低，可能是由于模拟中沟槽的宽度较大。最后，如图4(a)所示，在 -50 奥斯特时，d 线再次出现。7 K 下的 TM模拟表明，出现所报道现象的阈值较低，为 $J_{c0}^{\mathrm{WL}}/J_{c0} \sim 64\%$。这高于 GF01 在 7 K 下的 $\sim 40\%$ 比例，这是由于几何形状不同以及辐照诱导的钉扎中心所致。 $J_{c0}^{\mathrm{WL}}/J_{c0}$ 的下限与实验观察结果相符——见附录 A。另有模拟针对独立于 B 的 J_c 进行，并未重现 d 线移动，这进一步证实了 $J_c(B)$ 依赖性在该现象中的作用。

最后，图 5(a) 展示了 GF01+ 的磁光结果。弱连接在图像的顶端呈现明亮的衬度。

在施加的最大磁场 500 奥斯特下成像。围绕弱链的四个四边形区域勾勒出显著的四角星状图案 [55]。当磁场降至 200 奥斯特时，随着暗线在弱链周围闭合，这种图案逐渐消退——见附录B。在 110 奥斯特时，观测到的磁通分布与未经处理的方形薄膜一致 [58], ，因为四条弱链同时表现为强连接。这与 $m(H)$ 中的局部峰值相吻合，如图 5(b) 所示。进一步降低 H 将使暗线重新张开，恢复弱链行为和星状图案。因此，GF01+ 的表现与 GF01 完全类似，进一步证明了该现象具有可重复性，同时表明它可扩展至包含多条弱链的样品。

IV. 结论

总之，结合磁光成像与 TM模拟，我们证明，聚焦离子束图案化铌薄膜的磁化回线中出现局部极大值，与磁场诱导样品行为由弱链向强连接转变有关。这一效应可通过温度 [30] 以及沿弱链引入的缺陷数量进行调控。由于这种转变与涡旋和缺陷之间的纳米尺度相互作用有关，因此在微米和纳米器件中也应能观察到这一现象；这些尺寸更符合超导电子学的典型尺度。潜在应用可利用磁通泵或磁通阀中涡旋的整流作用，以及沿弱链可调控的磁通逸出。整体 J_c 调制可用于对特定电路元件中的信号进行恒定或周期性的衰减或放大。此外，在含弱链材料的晶界沿线有针对性地引入钉扎中心，也可能改善不同超导技术的工作条件，从而有效提高高温超导体器件的临界电流。

致谢

本研究部分得到以下机构的资助：巴西高等教育人员培训协调局（CAPES），资助代码001；圣保罗研究基金会（FAPESP，资助编号2021/08781-8）；以及巴西国家科学技术发展委员会（CNPq，资助编号431974/2018-7、316602/2021-3和309928/2018-4）。C. X. 感谢中国国家自然科学基金委员会的资助（资助编号11972298）。L. J. 得到了中国国家留学基金管理委员会的资助。作者感谢结构表征实验室（LCE/DEMa/UFSCar）提供的EDS和原子力显微镜测量支持。本研究还得到了巴西国家纳米技术实验室（LNNano – CNPEM/MCTI）的支持。

在使用器件制造开放共享设施期间。

附录 A：形貌、结构和超导性质

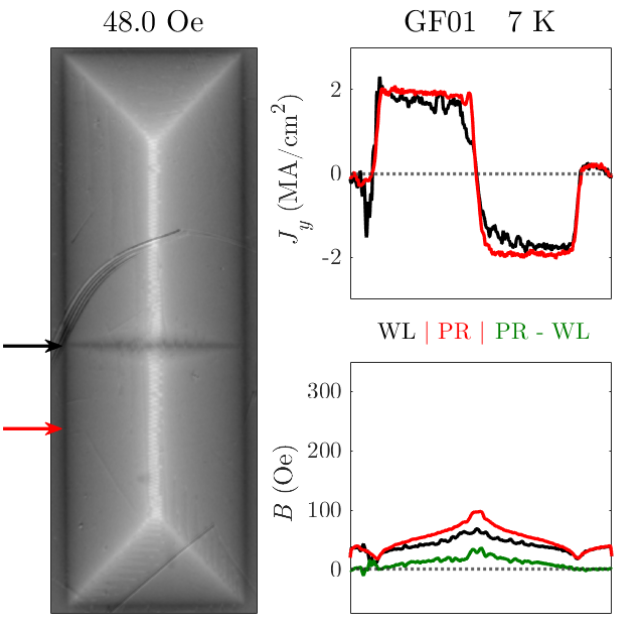
铌样品通过磁控溅射沉积在 SiO_2 衬底上，如参考文献 [30] 所述。单弱连接样品的示意图见图 6(a)：沟槽区域位于薄膜中央，以深色表示，横贯整个样品宽度。右下角展示了弱连接横向轮廓示意图，其中红色圆圈表示聚焦离子束铣削所产生的缺陷，这些缺陷源于镓注入。SRIM 模拟 [78] 表明，镓离子在铌薄膜中的穿透深度小于 30 nm。正如参考文献 [26, 27, 30], 所述，镓注入是聚焦离子束铣削不可避免的结果，会抑制铌样品的超导性质。

图 6(b) 展示了 GF01 弱链周围的原子力显微镜（AFM）结果，证实了沟槽的存在。原子力显微镜测量使用 Digital Instruments Nanoscope V 进行。厚度值以铌薄膜的平均高度为基准，从而突出显示沟槽深度。图 6(c) 绘出了沿面板 (b) 中白色虚线居中位置的厚度轮廓。各点是在 1×10 μm² 区域内取平均得到的。轮廓显示，GF01 的沟槽最大深度为 4.2 nm，半深度处的宽度为 800 nm。

图 6(d) 证实了 WL 内部存在镓注入。这是通过使用 Philips XL-30 场发射扫描电子显微镜进行能量色散 X 射线能谱（EDS）分析实现的。我们分别测量 GF02 未处理区域（PR）和 WL 的 EDS 能谱，结果以红色和黑色显示。对于 PR，EDS 能谱显示了 Si（来自衬底）和 Nb 的特征 Kα发射峰。然而，在检测 WL 时，观察到一条由于存在 Ga 而产生的额外发射线。

图 6(e) 展示了铣削过程导致 WL 的超导特性退化。图中显示了 GF01（黑色）和未处理样品（红色）的同相（χ'）与异相（χ''）交流磁化率分量随温度的变化。结果由基于 SQUID 的 Quantum Design MPMS-5S 磁强计测得，每个样品的曲线均按各自的 χ' 迈斯纳态平台 χ_0 归一化。测量时使用频率为 100 Hz、振幅为 0.5 Oe 的交流探测磁场。结果显示，未处理样品在 $T_c^{\mathrm{PR}} = 9.0$ K 时出现单一而尖锐的超导转变。然而，GF01 出现两步转变，表明在 $T_c^{\mathrm{WL}} = 8.7$ K 处存在与 WL 相关的第二次转变 [30]。

图6(f)描绘了观测到磁化强度峰时的磁场（H_m）随.....的变化。



视频1。在施加磁场增强和减弱过程中，GF01 在 7 K 下的磁通和屏蔽电流行为。深色和红色曲线分别突出显示沿弱链和平行区域的行为。

GF01、GF02 和 GF03 的温度关系。H_m 值由不同温度下测得的 $m(H)$ 曲线获得。结果表明，随着温度升高，接受较低聚焦离子束剂量照射的样品仍会在 $m(H)$中呈现峰值，而接受较高剂量照射的样品则不会。这与弱链中可通过的零场电流相对于平行区域中的零场电流的比值降低有关，即 J_{c0}^{WL}/J_{c0}。由于由较高聚焦离子束剂量刻蚀出的薄膜在弱链处存在更高浓度的缺陷，因此其 J_{c0}^{WL} 会进一步降低。因此，磁化强度峰的出现取决于 J_{c0}^{WL}/J_{c0}，与 GF02 相比，GF03 不会在较低温度下呈现所报道的现象；而与 GF01 相比，GF02 也不会在较低温度下呈现这一现象。

附录B：磁通穿透

视频1显示了GF01在47种不同外加磁场下的磁光成像：零场冷却至7 K后，随 H 增加，以及从315.6奥斯特的最大外加值开始随其减小。除磁光图像外，还展示了每个所示 H 值对应的 J_y 和 B 剖面。这些剖面分别沿平行区域（红色）和弱链（黑色）进行评估，如磁光图像旁颜色匹配的箭头所示。此外还展示了绿色剖面，它是通过将弱链上的 B 从平行区域上的 B中减去得到的。值得注意的是，沟槽左侧旁的磁光指示膜上有一道划痕。这在左侧造成了明显的视觉不连续。

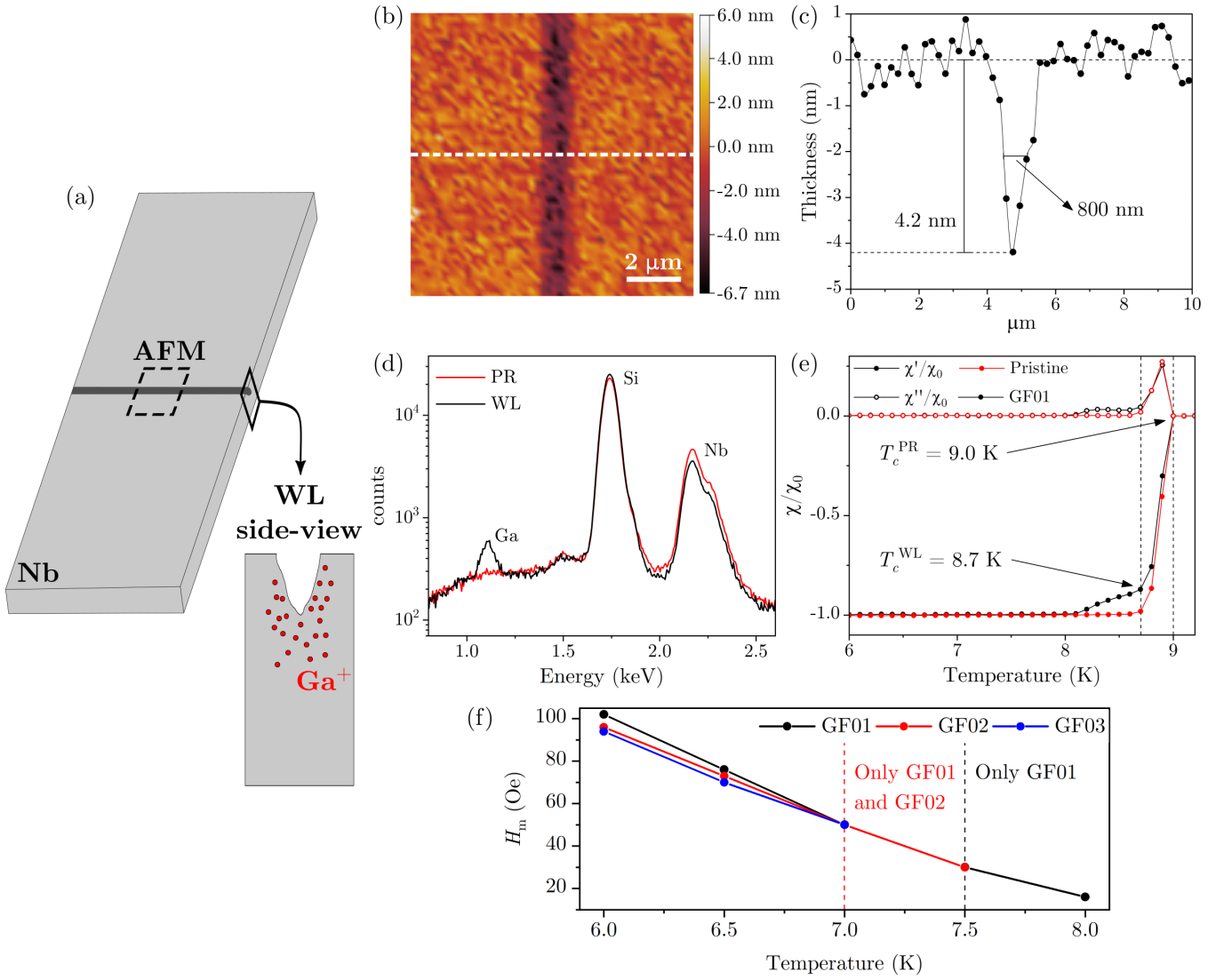
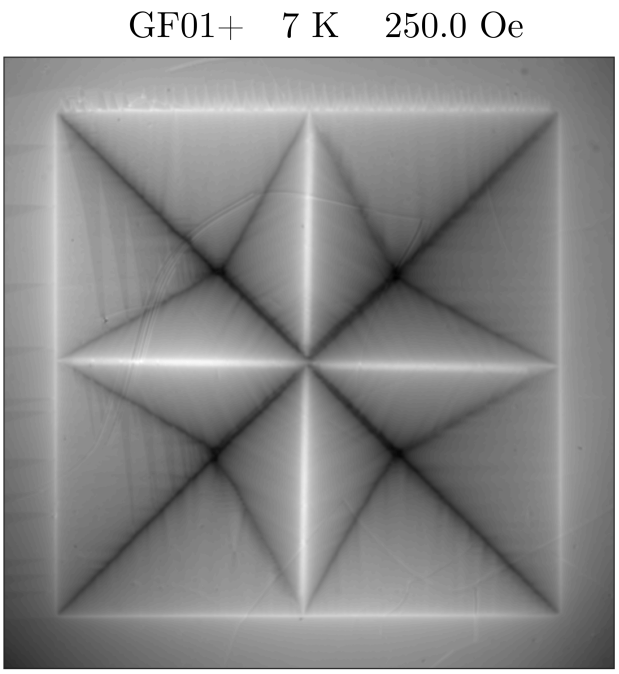


图 6. (a) 带沟槽铌薄膜的示意图。具体而言，样品的横截面突出显示了 WL 轮廓。红色圆圈表示镓注入造成的损伤。(b) 如 (a) 所示，GF01 中央 WL 周围 $10\times10\ \mu m^2$ 区域的原子力显微镜图像。为清晰显示沟槽深度，图中数值以薄膜的平均厚度为基准。(c) 沿 (b) 中白色虚线居中测得的厚度轮廓。(d) 在 PR（红色）和 WL（黑色）区域测得的 GF02 的 EDS 能谱。结果显示，只有 WL 中存在 Ga Kα 发射峰。(e) GF01 和未处理样品的交流磁化率随温度的变化，突出显示 PR 和 WL 不同的超导转变温度。(f) GF01、GF02 和 GF03 的 H_m 随温度的变化。从左至右，虚线标示的温度范围内，峰值分别仅在 GF01 和 GF02 中出现，以及仅在 GF01 中出现。

黑色轮廓，但不会干扰对 WL 内部行为的解读。视频通过展示随着 H降低， J_y 在整个 WL 上逐渐增加，同时同一区域内的 B 相对增加，证实了正文中的讨论。这一过程发生时，磁光图像中可见的中央不连续线逐渐向沟槽靠拢。

视频 2 展示了样品 GF01+ 在 7 K 零场冷却后的磁通穿透图样：随着 H 增大至 500 奥斯特，随后再降至 0 奥斯特。该视频证实了暗线同时随着外加磁场减弱，沿着全部四个弱连接发生的运动，正如正文中所讨论的那样。



视频 2. 随着外加磁场增强和减弱，7 K 时磁通穿透 GF01+ 。

[1] K. Harada、O. Kamimura、H. Kasai、T. Matsuda、A. Tonomura 和 V. V. Moshchalkov，直接观察具有规则缺陷阵列的超导薄膜中的涡旋动力学，《科学》**274**，1167（1996年）。[2] A. V. Silhanek、L. Van Look、S. Raedts、R. Jonckheere 和 V. V. Moshchalkov，方形反点阵列超导体中的引导涡旋运动，《物理评论B》**68**，214504（2003年）。[3] O. V. Dobrovolskiy 、 E. Begun 、 M. Huth 和 V. A. Shklovskij，利用聚焦离子束刻蚀波纹板纳米结构的铌薄膜的电输运和钉扎特性，《新物理学杂志》**14**，113027（2012年）。[4] G. Shaw 、 P. Mandal 、 B. Bag 、 S. Banerjee 、 T. Tamegai 和 H. Suderow，利用聚焦离子束在超导体中制备的纳米图案化钉扎中心的特性，《应用表面科学》**258**，4199（2012年）。[5] Y. L. Wang、M. L. Latimer、Z. L. Xiao、R. Divan、L. E. Ocola、G. W. Crabtree 和 W. K. Kwok，利用纳米尺度孔洞共形阵列增强超导薄膜在宽磁场范围内的临界电流，《物理评论B》**87**，220501（2013年）。[6] O. V. Dobrovolskiy，波纹板纳米景观中的阿布里科索夫磁通学，《物理学C》**533**，80（2017年）。[7] Y. Kalcheim、E. Katzir、F. Zeides、N. Katz、Y. Paltiel 和 O. Millo，利用纳米尺度图案中的电流注入动态调控超导体中的涡旋钉扎势，《纳米快报》**17**，2934（2017年）。[8] O. V. Dobrovolskiy、V. A. Shklovskij、M. Hanefeld、M. Z¨orb、L. K¨ohs 和 M. Huth，《外延铌薄膜中磁通流不稳定性的钉扎效应》，《超导科学与技术》**30**，085002（2017年）。[9] F. Colauto、M. Motta 和 W. A. Ortiz，《控制低-T_c 超导薄膜及混合结构中的磁通穿透》，《超导科学与技术》**34**，013002（2020年）。[10] K. K. Likharev，《超导弱连接》，《现代物理评论》**51**，101（1979）。[11] V. Moshchalkov、R. Woerdenweber 和 W. Lang 编，*Nanoscience and engineering in superconductivity*（Springer Berlin，海德堡，2010年）。[12] A. Fornieri、A. M. Whiticar、F. Setiawan、E. Portol´es、A. C. Drachmann、A. Keselman、S. Gronin、C. Thomas、T. Wang、R. Kallaher、*et al.*，《平面约瑟夫森结中拓扑超导性的证据》，《自然》**569**，89（2019年）。[13] I. Holzman 和 Y. Ivry，《用于单光子探测的超导纳米线：进展、挑战与机遇》，Adv. Quantum Technol. **2**，1800058（2019年）。[14] A. Murphy、D. V. Averin 和 A. Bezryadin，《基于非对称纳米线环动能电感的纳米尺度超导存储器》，《新物理学杂志》**19**，063015（2017年）。[15] L. Chen *et al.*，《通过三维铌纳米超导量子干涉器件实现超导存储单元微型化》，ACS Nano **14**，11002（2020年）。[16] E. Ilin、X. Song、I. Burkova、A. Silge、Z. Guo、K. Ilin 和 A. Bezryadin，《超电流控制的动能电感

超导存储元件》，《应用物理快报》**118**，112603（2021年）。[17] D. A. D. Chaves、L. Nulens、H. Dausy、B. Raes、D. Yue、W. A. Ortiz、M. Motta、M. J. Van Bael 和 J. Van de Vondel，《纳米桥SQUID作为多级存储元件》，Phys. Rev. Appl. **19**，034091（2023年）。[18] Y.-Y. Lyu *et al.*，《通过保角映射纳米孔实现超导二极管效应》，Nat. Commun. **12**，1（2021年）。[19] T. Golod 和 V. M. Krasnov，《展示一种可在零磁场下运行且具有可切换非互易性的超导二极管存储器》，Nat. Commun. **13**，3658（2022年）。[20] E. Strambini *et al.*，《约瑟夫森相位电池》，Nat. Nanotechnol. **15**，656（2020年）。[21] T. Yamashita、S. Kim、H. Kato、W. Qiu、K. Semba、A. Fujimaki 和 H. Terai，π 基于硅衬底上铌氮铁磁约瑟夫森结的相移器，Sci. Rep. **10**，1（2020年）。[22] T. Golod、R. A. Hovhannisyan、O. M. Kapran、V. V. Dremov、V. S. Stolyarov 和 V. M. Krasnov，《可重构约瑟夫森相移器》，《纳米快报》**21**，5240（2021年）。[23] C. A. Volkert 和 A. M. Minor，《聚焦离子束显微术与微加工》，MRS Bull. **32**，389（2007年）。[24] M. Wyss、K. Bagani、D. Jetter、E. Marchiori、A. Verve¨laki、B. Gross、J. Ridderbos、S. Gliga、C. Sch¨onenberger 和 M. Poggio，《利用纳米尺度杠杆式SQUID扫描探针进行磁、热和形貌成像》，Phys. Rev. Appl. **17**，034002（2022年）。[25] F. Sigloch、S. Sangiao、P. Or´us 和 J. M. de Teresa，《基于聚焦离子束诱导沉积的碳化钨纳米SQUID直接写入》，Nanoscale Adv.**4**，4628（2022年）。[26] A. M. Datesman、J. C. Schultz、T. W. Cecil、C. M. Lyons 和 A. W. Lichtenberger，《使用聚焦离子束将镓离子注入铌薄膜》，《IEEE应用超导汇刊》**15**，3524（2005年）。[27] N. De Leo、M. Fretto、V. Lacquaniti、C. Cassiago、L. D'Ortenzi、L. Boarino 和 S. Maggi，《通过聚焦离子束和阳极氧化制备厚度调制的铌纳米狭窄结构》，《IEEE应用超导汇刊》**26**，1（2016年）。[28] M. Singh、R. Chaujar、S. Husale、S. Grover、A. P. Shah、M. M. Deshmukh、A. Gupta、V. N. Singh、V. N. Ojha、D. K. Aswal 和 R. K. Rakshit，《制备工艺对氮化铌超导纳米线输运性质的影响》，Current Science **114**，1443（2018年）。[29] B. Aichner、B. M¨uller、M. Karrer、V. R. Misko、F. Lim2berger、K. L. Mletschnig、M. Dosmailov、J. D. Pedarnig、F. Nori、R. Kleiner、D. Koelle 和 W. Lang，《通过聚焦氦离子束辐照在超导$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$薄膜中制备超高密度定制涡旋钉扎阵列，用于磁通电子学应用》，《美国化学会应用纳米材料》**2**，5108（2019年）。[30] M. I. Valerio-Cuadros、D. A. D. Chaves、F. Colauto、A. A. M. Oliveira、A. M. H. Andrade、T. H. Johansen、W. A. Ortiz 和 M. Motta，《聚焦离子束刻蚀出单个弱连接的铌薄膜的超导性质与电子散射机制》，Materials **14**，7274（2021年）。[31] D. Larbalestier、A. Gurevich、D. M. Feldmann 和 A. Polyanskii，《高-T_c 超导材料电力应用，《自然》414，368（2001）。[32] S. R. Foltyn、L. Civale、J. L. MacManus-Driscoll、Q. X. Jia、B. Maiorov、H. Wang 和 M. Maley，高温超导线材面临的材料科学挑战，《自然·材料》6，631（2007）。[33] H. Hilgenkamp 和 J. Mannhart，高温超导体中的晶界，《现代物理评论》74，485（2002）。[34] S. Graser、P. J. Hirschfeld、T. Kopp、R. Gutser、B. M. Andersen 和 J. Mannhart，晶界如何限制高温超导体中的超电流，《自然·物理》6，609（2010）。[35] R. P. Reade、P. Berdahl、R. E. Russo 和 S. M. Garrison，在多晶金属合金上激光沉积双轴织构钇稳定氧化锆缓冲层，以制备具有高临界电流的钇钡铜氧薄膜，《应用物理快报》61，2231（1992）。[36] Y. Iijima、K. Onabe、N. Futaki、N. Tanabe、N. Sadakata、O. Kohno 和 Y. Ikeno，采用离子束改性缓冲层的多晶镍基合金上双轴取向 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ 薄膜的结构与输运特性，《应用物理学杂志》74，1905（1993）。[37] X. D. Wu、S. R. Foltyn、P. N. Arendt、W. R. Blumenthal、I. H. Campbell、J. D. Cotton、J. Y. Coulter、W. L. Hults、M. P. Maley、H. F. Safar 和 J. L. Smith，柔性缓冲金属基底上 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 厚膜的特性，《应用物理快报》67，2397（1995）。[38] A. Goyal、D. P. Norton、J. D. Budai、M. Paranthaman、E. D. Specht、D. M. Kroeger、D. K. Christen、Q. He、B. Saffian、F. A. List、D. F. Lee、P. M. Martin、C. E. Klabunde、E. Hartfield 和 V. K. Sikka，通过在双轴织构金属上外延沉积 $YBa_2Cu_3O_x$ 厚膜，制备具有高临界电流密度的超导带材，《应用物理快报》69，1795（1996）。[39] J. D´ıez-Sierra *et al.*，嵌入 $BaZrO_3$, $BaHfO_3$, $BaTiO_3$, 和 $SrZrO_3$ 纳米晶体的 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 纳米复合超导薄膜具有高临界电流密度和增强的钉扎性能，《美国化学会应用纳米材料》3，5542（2020）。[40] I. Ahmad、S. Sarangi 和 P. Sarun，蒽掺杂二硼化镁超导体的临界电流密度和磁通钉扎性能增强，《合金与化合物杂志》884，160999（2021）。[41] M. Rocci、D. Suri、A. Kamra、G. Vilela、Y. Takamura、N. M. Nemes、J. L. Martinez、M. G. Hernandez 和 J. S. Moodera，栅极电压大幅提升超导器件的临界电流，《纳米快报》21，216 2020( )。[42] A. M. Caffer、D. A. D. Chaves、A. L. Pessoa、C. L. Car-valho、W. A. Ortiz、R. Zadorosny 和 M. Motta，优化热处理以增强通过溶液吹纺制备的 Y123 纳米线的弱连接响应，《超导科学与技术》34，025009（2021）。[43] R. Algarni、M. A. Almessiere、Y. Slimani、E. Hannachi 和 F. B. Azzouz，在 YBa2 3 7−d **852**, Cu 157019 2021 O 超导体中添加 Dy_2O_3 纳米颗粒以增强临界电流密度和磁通钉扎特性，《合金与化合物杂志》（）。[44] D. A. D. Chaves、I. M. de Ara´ujo、D. Carmo、F. Colauto、A. A. M. Oliveira、A. M. H. Andrade、T. H. Johansen、A. V. Silhanek、W. A. Ortiz 和 M. Motta，通过在非均匀磁场中冷却，提高 Nb 超导薄膜的有效临界电流密度，《应用物理快报》119，022602（2021）。

[45] G. Shaw, J. Brisbois, L. B. G. L. Pinheiro, J. M¨uller, S. Blanco Alvarez, T. Devillers, N. M. Dempsey, J. E. Scheerder, J. Van de Vondel, S. Melinte, P. Vanderbemden, M. Motta, W. A. Ortiz, K. Hasselbach, R. B. G. Kramer, and A. V. Silhanek, 超导体/铁磁体混合结构的定量磁光研究，《科学仪器评论》89, 023705 (2018)。[46] A. Y. Meltzer, E. Levin, and E. Zeldov，根据磁场测量直接重建薄膜中的二维电流，《物理评论应用》8, 064030 (2017)。[47] J. I. Vestg˚arden, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen，超导薄膜中树枝状磁通雪崩的动力学与形貌，《物理评论B》84, 054537 (2011)。[48] L. Jiang, C. Xue, L. Burger, B. Vanderheyden, A. V. Silhanek, and Y.-H. Zhou, 通过边缘凹口选择性触发磁通雪崩，《物理评论B》101, 224505 (2020)。[49] T. Schuster, M. V. Indenbom, M. R. Koblischka, H. Kuhn, and H. Kronm¨uller，II型超导体中电流不连续线的观测，《物理评论B》49, 3443 (1994)。[50] T. Schuster, H. Kuhn, and M. V. Indenbom，具有内禀和外禀各向异性的矩形超导体中的不连续线，《物理评论B》52, 15621 (1995)。[51] R. G. Mints and A. L. Rakhmanov，II型超导体及超导体-常态金属复合材料中的临界态稳定性，《现代物理评论》53, 551 (1981)。[52] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, 高温超导体中的涡旋，《现代物理评论》66, 1125 (1994)。[53] A. A. Polyanskii, A. Gurevich, A. E. Pashitski, N. F. Heinig, R. D. Redwing, J. E. Nordman, and D. C. Larbalestier，[001] 倾斜$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$薄膜双晶中磁通穿透和临界电流密度的磁光研究，《物理评论B》53, 8687 (1996)。[54] T. H. Johansen, F. Colauto, A. M. H. de Andrade, A. A. M. Oliveira, and W. A. Ortiz，超导体中平面界面的透明性：临界态分析，《IEEE应用超导汇刊》29, 1 (2019)。[55] F. Colauto, D. Carmo, A. M. H. Andrade, A. A. M. Oliveira, W. A. Ortiz, Y. M. Galperin, and T. H. Jo- hansen，连接的方形超导板系统中的临界电流流动与连通性测量，《物理学C》589, 1353931 (2021)。[56] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad，磁化与临界超电流，《物理评论》129, 528 (1963)。[57] D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen，临界电流随磁场变化的薄超导圆盘：磁化与交流磁化率，《物理评论B》61, 9699 (2000)。[58] T. H. Johansen and H. Bratsberg，矩形板和圆柱几何形状中II型超导体的临界态磁化，《应用物理学杂志》77, 3945 (1995)。[59] E. H. Brandt and M. Indenbom，垂直磁场中载流的II型超导体带材，《物理评论B》48, 12893 (1993)。[60] D. V. Shantsev, M. R. Koblischka, Y. M. Galperin, T. H. Johansen, L. P˚ust, and M. Jirsa，高 T_c 超导体磁化回线中的中心峰位置，《物理评论快报》82, 2947（1999）。

[61] J. F. Wambaugh、C. Reichhardt、C. J. Olson、F. March- esoni 和 F. Nori，超导磁通子泵和透镜，《物理评论快报》83，5106（1999年）。[62] C. J. Olson、C. Reichhardt、B. Jank´o 和 F. Nori，传输磁通量子的集体相互作用驱动棘轮，《物理评论快报》87，177002（2001年）。[63] Y. Togawa、K. Harada、T. Akashi、H. Kasai、T. Matsuda、F. Nori、A. Maeda 和 A. Tonomura，铌超导体中涡旋整流运动的直接观测，《物理评论快报》95，087002（2005年）。[64] C. C. de Souza Silva、J. Van de Vondel、B. Y. Zhu、M. Morelle 和 V. V. Moshchalkov，具有反点周期阵列的薄膜中的涡旋棘轮效应，《物理评论B》73，014507（2006年）。[65] C. C. de Souza Silva、J. Van de Vondel、M. Morelle 和 V. V. Moshchalkov，棘轮效应的受控多次反转，《自然》440，651（2006年）。[66] T. Schuster、M. V. Indenbom、M. R. Koblischka、H. Kuhn 和 H. Kronm¨uller，II型超导体中电流不连续线的观测，《物理评论B》49, 3443（1994年）。[67] J. E. Evetts 和 B. A. Glowacki，多晶 $YBa_2Cu_3O_7$, 中临界电流不可逆性与俘获磁通及微观结构的关系，《低温学》28，641（1988年）。[68] D. Dimos、P. Chaudhari 和 J. Mannhart，$YBa_2Cu_3O_7$ 双晶中晶界的超导输运性质，《物理评论B》41，4038（1990年）。[69] M. J. Hogg、F. Kahlmann、Z. H. Barber 和 J. E. Evetts，$YBa_2Cu_3O_7$ 小角度晶界临界电流的角度滞后，《超导科学与技术》14，647 2001( )。[70] J. R. Thompson、H. J. Kim、C. Cantoni、D. K. Chris- ten、R. Feenstra 和 D. T. Verebelyi，通过磁测法研究$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 薄膜小角度晶界中的自组织电流输运，《物理评论B》69，104509（2004年）。[71] A. Palau、T. Puig、X. Obradors、E. Pardo、C. Navau、A. Sanchez、A. Usoskin、H. C. Freyhardt、L. Fern´andez、B. Holzapfel 和 R. Feenstra，$YBa_2Cu_3O_{7-x}$ 涂层导体中晶粒和晶间临界电流密度的同时感应测定，《应用物理快报》84, 230（2004年）。[72] A. Palau、T. Puig、X. Obradors 和 C. Jooss，通过磁测量同时测定$YBa_2Cu_3O_7$涂层导体中的晶粒临界电流和晶界临界电流，《物理评论B》75，054517（2007年）。[73] K. Guth、V. Born 和 C. Jooss，宽高温超导小角度晶界中的非均匀电流分布，《欧洲物理学杂志B辑》42，239（2004年）。[74] V. Born、K. Guth、H. C. Freyhardt 和 C. Jooss，YBCO薄膜小角度晶界中的自增强磁通穿透，《超导科学与技术》17，380 2004( )。[75] Z. Jing、H. Yong 和 Y. Zhou，非均匀性和各向异性对II型超导薄膜磁通雪崩行为的影响，《超导科学与技术》29，105001（2016年）。[76] Z. Jing、H. Yong 和 Y. Zhou，微结构超导薄膜磁通雪崩行为的数值模拟，《应用物理学杂志》121，023902（2017年）。[77] Y. B. Kim、C. F. Hempstead 和 A. R. Strnad，硬超导体中的临界持久电流，《物理评论快报》9, 306 (1962)。

[78] J. F. Ziegler 和 J. P. Biersack，《离子在物质中的阻止与射程》，载于 *Treatise on Heavy-Ion Science: Vol-ume 6: Astrophysics, Chemistry, and Condensed Mat-ter*，D. A. Bromley 编（Springer US，马萨诸塞州波士顿，1985 年），第 93–129 页。