向列型磁通子-斯格明子相互作用引起的卷曲超导涡旋

包晓晴[1,2,†]、王世源[1,2,†]、沈德坤[1,2,†]、蓝贵斌[3], 王天琪[1,2],张月林[1,2], 于国强[3], 沈卡[1,2], 刘海文[1,2,*]和张金星[1,2,*]

[1]北京师范大学物理与天文学院，北京 *100875*，中国。[2]教育部多尺度自旋物理重点实验室，北京 *100875*，中国[3]中国科学院物理研究所，北京凝聚态物理国家研究中心，北京 *100190*，中国。

†这些作者对本工作的贡献相同。*通讯作者：
haiwen.liu@bnu.edu.cn；jxzhang@bnu.edu.cn

摘要

超导涡旋是II型超导体中的一种拓扑实体，这种宏观量子态的典型体现为未来量子技术的应用带来了巨大希望。在纳米尺度上确定性地控制涡旋动力学，对于提高超导体的临界阈值以及设计新一代超导量子器件至关重要。然而，由于超导体中涡旋钉扎景观的内在特性，实现这一目标在科学上仍极具挑战。在此，我们在II型超导体/手性磁体异质结构中观测到增强约两个数量级的场偶对称类霍尔信号；该信号仅出现在磁通流与磁性斯格明子共存的磁场-温度窗口内。这种巨大的场偶极横向响应在正交电流方向之间发生极性反转，这表明存在由向列性磁通子–斯格明子相互作用驱动的轨道内涡旋流，其机制通过扩展的涡旋黏滞张量进行了分析。更重要的是，在该混合系统中实现纳米尺度的斯格明子确定性操控，可选择性、可逆地控制耗散行为，从而实现可重构磁通子输运；这如同在冬季奥运会上精准控制冰壶，为探索可编程拓扑器件和超导量子器件开辟了新途径。

在II型超导体中，超导涡旋是一种量子化丝状结构，由正常态核及其周围的超电流组成[1,2]。传统设计的钉扎景观长期以来一直用于抑制涡旋运动、减小耗散并提高超导临界阈值[3,4]。如今，对涡旋进行精确且可逆的操控，是开发基于涡旋的量子技术[5-9]的先决条件，其潜在应用包括基于涡旋的存储单元[6], 量子传感[10], 拓扑量子计算[7,8], 等。涡旋动力学体现为电流诱导驱动力、横向马格努斯力和黏性阻力之间的力平衡；在传统超导体中，涡旋速度仅略微偏离洛伦兹力的方向（马格努斯系数远小于涡旋黏度）[11,12]，，如图1a所示。这种阻力在超导体中本质上具有耗散性，而其微观机制在过去60年间一直存在广泛争议[11],，涉及巴丁–斯蒂芬准粒子电流[12]，、安德森相位滑移[13,14], 和谱流模型[15,16]。 在纳米尺度上操控涡旋仍然极具挑战性，因为传统钉扎景观[17] 和固定的界面对称性[18] 在材料生长或器件制备完成后便已确定，因此涡旋无法在运行过程中重新配置[19]。因此，要实现高效且可编程的磁通器件，就需要范式转变，主动构建可重写的景观，从而对涡旋黏度进行空间上和可逆的调制[17,20]。

一种重塑涡旋动力学的有效途径，是构建涡旋与其他粒子[10] 或准粒子[21]之间的耦合：声子[22], 、磁振子[23] 或

光子[24], , 甚至包括斯格明子[25] 等拓扑准粒子。这些粒子使人们能够探测并重新配置涡旋，使其成为混合量子系统中的活性元件[10, 21-26]。其中，磁性斯格明子是具有手性自旋纹理和自旋梯度纹理的拓扑稳定准粒子，可在纳米尺度上以可控方式生成、移动和湮灭[27-32]。过去十年间，这些拓扑磁性与超导实体之间的相互作用催生了对新兴静态复合态的预测[33-36]，其中尤为突出的是拓扑超导[37] 和马约拉纳零模[38,39], 等。除了这些静态态之外，斯格明子的纳米尺度自旋梯度也可能在其动力学中发挥关键作用[36,40]：当超导涡旋穿过磁性斯格明子时，它可能经历一种难以预料的交换介导的拖曳通道，如图 1b 所示。这既为研究耗散景观提供了新的视角，也为控制涡旋运动提供了可重写的调控手段。然而，尽管已有不少研究尝试在局部探测斯格明子与涡旋之间的相互作用[25, 33-36,40,41]，对阿布里科索夫涡旋（或磁通子）输运及新兴量子现象的有效控制，仍在很大程度上受限于难以在宽广的温度和磁场范围内稳定大面积斯格明子相[42]。

在本研究中，我们构建了一种人工混合量子异质结构，由强关联半金属铁磁体 $La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$ (LSMO) 和一层II型超导铌薄膜组成。这种铁磁体为在宽广的温度/磁场

范围内维持大面积稳定的斯格明子晶格（SkX）相提供了全新平台[43]。在该混合系统的超导转变区间内，我们观测到场偶对称类霍尔信号增强了两个数量级。这种巨大横向响应在正交电流方向之间呈现极性反转，直接表明存在向列涡旋-斯格明子相互作用。最终，我们展示了对单个斯格明子的精确操控，从而能够在纳米尺度上选择性、可逆地控制涡旋动力学。

II型超导体-手性磁体杂化系统中的偶对称横向响应

为研究混合系统中超导涡旋的动力学，我们以Nb（70 nm）薄膜和Nb（70 nm）/LSMO双层膜制备了霍尔条。在150 nm厚的LSMO（SkX）层中，可以在较宽的温度和磁场范围内稳定大面积斯格明子相[43]。相比之下，我们用不含斯格明子的15 nm厚LSMO制备了相同的Nb/LSMO双层膜霍尔条（非斯格明子晶格）[43]。图S2展示了上述样品的超导行为，表明混合系统中的超导层具有高质量。薄膜生长、器件制备、磁畴成像和输运测量的详细信息见补充材料第1节。结构表征和室温磁性表征见补充图S1和第2节；铌/非斯格明子晶格中的超导转变和输运结果见补充图S2、S3以及第3节和第4节。

在7.6 K下测量了器件的纵向（ρ_{xx}）和横向（ρ_{xy}）电阻率，如图2a和2b所示意。与裸铌薄膜中的 ρ_{xx} 和 ρ_{xy} （图2c）明显不同，我们观察到，在铌/斯格明子晶格混合系统的超导转变区间内，存在一个巨大的类霍尔信号，且在正、负磁场下极性相同，如图2d所示。这种场偶极横向响应违反了常规霍尔效应所要求的对称性。至关重要的是，裸铌和铌/非斯格明子晶格样品中均完全不存在这一反常信号（图2c、S3b中的灰色区域）；而铌/斯格明子晶格系统中类霍尔信号的最大振幅几乎比裸铌薄膜高两个数量级。

为直观地将这些输运异常与其背后的拓扑磁织构联系起来，我们采用低温磁力显微镜（MFM）对实空间磁畴演化进行成像。薄Nb层较低的下临界场使得能够透过超导体直接分辨铁磁畴的边缘磁场。如图2e所示，随着磁场减小，取向为负的斯格明子数量逐渐增加（A→B→C）；当磁场方向反转时，取向为负的磁畴随即转变为取向为正的磁畴（D→E）；最后，随着反向磁场进一步增大，取向为正的斯格明子逐渐减少（F→G→H）。值得注意的是，对输运数据和MFM图像（图2d和e）的对比分析表明，巨大的场偶对称 ρ_{xy} 仅出现在存在斯格明子的超导转变

区间。在此期间，与铌和铌/非斯格明子晶格参照样品截然不同，铌/斯格明子晶格中的这一巨大场偶对称 ρ_{xy} 随温度升高（7.4~8.6 K）呈非单调变化，并且仅存在于拓扑霍尔效应（THE）非零的区间[43], 内；如图S4所示，此时LSMO层中存在大面积斯格明子相。综上，这些观察结果将异常横向响应与超导涡旋和磁性斯格明子的共存联系起来。

斯格明子向列性印刻出各向异性的涡旋耗散

为确定产生这一巨大的场偶对称横向类霍尔信号的微观机制，我们考察了超导转变区间内 ρ_{xx} 与 ρ_{xy} 之间的标度关系。幂律拟合（$|\rho_{xy}| \propto \rho_{xx}^{K}$）显示，在固定磁场下进行温度扫描时（图3a），指数为$K = 1.03\sim1.19$；而在固定温度下进行磁场扫描时（图S5），指数为 K =0.82~0.88。相应的等温磁场扫描和定磁场温度扫描见补充材料第5和第6节中的补充图S4、S6–S8。这些数值与 $K \approx 2$ 存在显著偏离，后者是超导体中热激活磁通流霍尔输运的典型特征[44]。相反，该标度关系 $K \approx 1$ 表明，横向信号与 ρ_{xx} 本身严格成正比。这种线性关系表明其来源是电阻率各向异性（类平面霍尔），而非真正的霍尔通道。为严格检验这种面内各向异性，我们制备了两条相互正交的霍尔条，使其分别沿同一铌/斯格明子晶格混合系统中LSMO的 $[100]_{PC}$ 和 $[010]_{PC}$ 晶向排列

。如图3b所示，在8.4 K时，沿这两个正交电流方向测得的偶对称信号表现出明显的极性反转。此外，当电流沿 $[110]_{PC}$方向施加时，霍尔响应显著减弱（图S9a和b）。值得注意的是，裸铌薄膜和铌/非斯格明子晶格薄膜均未表现出任何场偶对称类霍尔信号或面内各向异性（图S9c和d）。电流方向旋转90°后，场偶横向响应发生符号反转，这与各向同性的面内输运响应不相容。这种宏观输运各向异性促使我们研究斯格明子的内在几何结构和自旋梯度。详细的实空间磁力显微镜成像（图3c）显示，裸的150 nm厚LSMO中的斯格明子本质上呈椭圆形。其沿 30° 和 120° 方向的直径（相对于 $[100]_{PC}$ 轴）的比值为1.25 ± 0.25，且其长轴始终沿30°方向排列。这些椭圆形斯格明子主要由应变驱动的磁各向异性和各向异性的Dzyaloshinskii–Moriya 相互作用所决定[43,45,46], ，从而在斯格明子晶格中建立起稳健的向列序。

综合来看，这些观测揭示了一幅引人注目的物理图景：底层斯格明子将其向列序直接印刻在超导涡旋系统中。具体而言，正常态涡旋芯与斯格明子中各向异性自旋梯度之间的界面交换耦合，使涡旋黏度呈现出强烈的方向依赖性（$\eta_a \neq \eta_b$），这就是所谓的向列型磁通子-斯格明子相互作用。如图3d所示，各向异性力平衡模型给出的

与电流密度 j 平行的涡旋速度，其中该电流相对于黏度主轴的夹角为 θ （完整的力平衡推导见补充信息第10节）：

$$v_{\parallel} = \frac{sj\Phi_0}{2}\left(\frac{1}{\eta_a} - \frac{1}{\eta_b}\right)\sin(2\theta),$$

其中 $s = sgn(B_z)$， Φ_0 是磁通量子， η_a 和 η_b 是主涡旋黏度。这个简洁的关系揭示了核心物理机制：各向异性阻力会产生平行于电流的涡旋运动，从而形成场偶横向电压；该电压在 $\eta_a = \eta_b$ 时消失，并因其对 $\sin(2\theta)$ 的依赖而在电流旋转 90° 时反转符号，直接解释了图 2d 和图 3b。完整的受力平衡推导、唯象拟合及与各理论的比较见补充材料第10节。这一统一框架优雅地解释了上述巨大的场偶霍尔型信号（图 2d）、反常标度指数（图 3a）以及正交方向极性反转（图 3b）。至关重要的是，可以明确排除场偶横向电压的平庸成因——例如接触错位、T_c 不均匀性，或通过金属态 LSMO 形成的并联导电通道：这些伪效应在采用相同工艺制备的铌和铌/非斯格明子晶格样品中都应同样出现（图 S3 和 S9），而且从根本上说，它们既无法造成随 90° 旋转而系统性反转符号，也无法对斯格明子密度作出动态响应。此外，场降和场升扫描期间横向响应的极性反转（图 S10）与 Bean临界态磁滞相符：反转扫描方向会反转临界态磁通密度梯度及相关的屏蔽—

电流方向，从而重新配置涡旋的净运动（详情见补充说明第10.4节）。

此外，为了明确区分界面交换耦合与纯磁静力相互作用（杂散场），我们在铌层与斯格明子晶格层之间插入一层厚度为 2 nm 的绝缘氧化镁势垒，进行了对照实验。尽管这层超薄势垒几乎不会扰动杂散场，却能完全抑制界面交换，从而彻底消除偶对称横向响应（图 S11）。这一关键观察证实，向列型磁通子-斯格明子相互作用本质上由层间交换耦合驱动。因此，我们认为，在耦合的磁通子–斯格明子系统中，可通过三个实验调控参数确定性地控制涡旋运动：电流方向、扫描方向，以及斯格明子晶格窗口内的温度。更重要的是，斯格明子本身提供了一种可局部重写的景观，为实现空间可编程磁通子学开辟了一条途径。

通过书写斯格明子实现可重构磁通子输运

这种对向列型磁通子-斯格明子相互作用的全面理解带来了前所未有的机遇：利用斯格明子作为纳米尺度上可编程的控制旋钮，按需调控超导耗散和涡旋动力学。如图4a示意图所示，扫描磁力显微镜探针产生的杂散场已被用于在铌/斯格明子晶格混合系统中精准写入和移动斯格明子。使用扫描磁力显微镜探针对斯格明子进行详细控制的方法见方法部分及

其他文献[30]。借助这一强大策略，我们开展了原位输运测量，并结合了磁性探针写入和成像，如图4b示意图所示。值得注意的是，异常 类霍尔响应的幅度与新“写入”的斯格明子数量呈线性关系。这一现象提供了明确无误的证据，表明局部生成的拓扑自旋纹理可直接转化为对宏观涡旋耗散和磁通子输运的可编程调制。

将这一概念推至极限，便可通过斯格明子的密度、空间位置，甚至排列方式，精确操控超导涡旋轨迹（图4c）。我们还成功利用磁力显微镜探针，在混合器件中精确移动单个斯格明子（图4d）。由于各向异性阻力景观本质上与斯格明子本身紧密相连，重新定位斯格明子会从根本上改变附近运动涡旋所受到的局域摩擦。这种可逆且可在实空间中重新配置的特性，使超导磁通子能够得到确定性操控，其精度堪比在冰面上引导奥运冰壶：局部刷拭冰面即可决定冰壶的轨迹。因此，这一发现使涡旋物理的理念从抑制涡旋运动转向按需编程，从而将涡旋动力学从不可避免且不受控的耗散源转变为可主动重新配置的自由度，而这可能是实现磁通子量子器件的先决条件[8,9,20]。我们认为，基于这一混合系统设计的各种前沿超导器件中的电输运

不仅可以为可编织的磁通子-斯格明子激发等涌现拓扑态提供微观探针[39]，，还可为可集成量子器件中的宏观量子相干性提供选择性、可逆的调控方案[7,8,47,48]。

参考文献

1. Abrikosov, A. A. 关于第二类超导体磁性质的研究。《苏联物理学—JETP》5, 1174–1182 (1957)。 2. Abrikosov, A. A. 诺贝尔演讲：II型超导体与涡旋晶格。《现代物理评论》76, 975–979 (2004)。 3. Hebard, A., Fiory, A. & Somekh, S. 带有三角晶格1 μm孔洞的铝薄膜中的临界电流。《IEEE磁学汇刊》13, 589–592 (1977)。 4. MacManus-Driscoll, J. L. 等. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ + $BaZrO_3$超导涂层导体中显著增强的电流密度。《自然·材料》3, 439–443 (2004)。 5. Clarke, J. & Wilhelm, F. K. 超导量子比特。《自然》453, 1031–1042 (2008)。 6. Foltyn, M., Norowski, K., Savi, A. & Zgirski, M. 利用单个超导涡旋研究量子热力学。《科学进展》10, eado4032 (2024)。 7. Nambisan, A. 等. 超导涡旋态的量子相干操控与读出。《自然》653, 63–67 (2026)。 8. Okugawa, T., Park, S., Recher, P. & Kennes, D. M. 超导科比诺几何网络中的涡旋控制。《物理评论B》106, 024501 (2022)。 9. Devoret, M. H. & Schoelkopf, R. J. 用于量子信息的超导电路：展望。《科学》339, 1169–1174 (2013)。 10. Gol’tsman, G. N. 等. 皮秒超导单光子光学探测器。《应用物理快报》79, 705–707 (2001)。 11. Kopnin, N. B. 超导体和费米超流体中的涡旋动力学与相互摩擦。《物理学进展报告》65, 1633–1678 (2002)。 12. Bardeen, J. & Stephen, M. J. 超导体中涡旋运动的理论。《物理评论》140, A1197–A1207 (1965)。 13. Anderson, P. W. 关于超流氦流动的若干考量。《现代物理评论》38, 298–310 (1966)。 14. Anderson, P. W. & Kim, Y. B. 硬超导性：阿布里科索夫磁通线运动理论。《现代物理评论》36, 39–43 (1964)。 15. Nozières, P. & Vinen, W. F. II型超导体中磁通线的运动。Philos.Mag. 14, 667–688 (1966)。 16. Kopnin, N. B. & Volovik, G. E. d波超导体中的磁通流：低温普适性与标度。《物理评论快报》79, 1377–1380 (1997)。 17. Eley, S., Glatz, A. & Willa, R. 超导体涡旋物理面临的挑战与变革性机遇。《应用物理杂志》130, 050901 (2021)。 18. Xu, X., Li, Y. & Chien, C. L. 拓扑超导体β-Bi_2Pd中的反常横向电阻。《自然·通讯》13, 5321 (2022)。 19. Vélez, M. 等. 利用人工磁纳米结构钉扎超导涡旋。《磁学与磁性材料杂志》320, 2547–2562 (2008)。 20. Dobrovolskiy, O. V. 波纹纳米景观中的阿布里科索夫磁通子学。《物理学C：超导》533, 80–90 (2017)。 21. Dobrovolskiy, O. V. 等. 运动的阿布里科索夫涡旋晶格产生亚40纳米磁振子。《自然·纳米技术》20, 1764–1770 (2025)。 22. Weber, F., Pintschovius, L., Hradil, K. & Petitgrand, D. 声子介导超导体涡旋态中的声子线形

声子介导超导体YNi_2B_2C中的声子线形。《物理评论B》85, 224525 (2012)。 23. Dobrovolskiy, O. V. 等. 铁磁体/超导体异质结构中的磁振子–磁通子相互作用。《自然·物理》15, 477–482 (2019)。 24. Wang, L., Shang, X., Liu, H., Min, T. & Xia, K. 超导腔中腔光子–涡旋耦合系统的混合态。《应用物理快报》121, 194002 (2022)。 25. Petrović, A. P. 等. 手性磁体–超导体异质结构中的斯格明子–（反）涡旋耦合。《物理评论快报》126, 117205 (2021)。 26. Niedzielski, B., Jia, C. L. & Berakdar, J. 耦合超导体/铁磁体混合周期结构中的磁振子–磁通子相互作用。《物理评论应用》19, 024073 (2023)。 27. Mühlbauer, S. 等. 手性磁体中的斯格明子晶格。《科学》323, 915–918 (2009)。 28. Yu, X. Z. 等. 二维斯格明子晶体的实空间观测。《自然》465, 901–904 (2010)。 29. Fert, A., Cros, V. & Sampaio, J. 赛道上的斯格明子。《自然·纳米技术》8, 152–156 (2013)。 30. Romming, N. 等. 单个磁性斯格明子的写入与擦除。《科学》341, 636–639 (2013)。 31. Reichhardt, C., Reichhardt, C. J. O. & Milošević, M. V. 与无序和纳米结构相互作用的斯格明子的静态与动力学。《现代物理评论》94, 035005 (2022)。 32. Nagaosa, N. & Tokura, Y. 磁性斯格明子的拓扑性质与动力学。《自然·纳米技术》8, 899–911 (2013)。 33. Baumard, J., Cayssol, J., Bergeret, F. S. & Buzdin, A. 通过奈尔斯格明子产生超导涡旋。《物理评论B》99, 014511 (2019)。 34. Andriyakhina, E. S. & Burmistrov, I. S. 奈尔型斯格明子与超导涡旋的相互作用。《物理评论B》103, 174519 (2021)。 35. Dahir, S. M., Volkov, A. F. & Eremin, I. M. 超导体–手性铁磁体异质结构中斯格明子与珀尔涡旋的相互作用。《物理评论快报》122, 097001 (2019)。 36. Hals, K. M. D., Schecter, M. & Rudner, M. S. 铁磁体–超导体异质结构中的复合拓扑激发。《物理评论快报》117, 017001 (2016)。 37. Nickel, F. & Heinze, S. 原子尺度非共面自旋织构赋予磁体–超导体混合系统的拓扑性质。npj Spintron 3, 13 (2025)。 38. Rex, S., Gornyi, I. V. & Mirlin, A. D. 超导体上磁性斯格明子中的马约拉纳束缚态。《物理评论B》100, 064504 (2019)。 39. Nothhelfer, J. 等. 通过斯格明子–涡旋对引导马约拉纳编织：一种可扩展平台。《物理评论B》105, 224509 (2022)。 40. Menezes, R. M., Neto, J. F. S., Silva, C. C. d. S. & Milošević, M. V. 铁磁体–超导体异质结构中利用超导涡旋操控磁性斯格明子。《物理评论B》100, 014431 (2019)。 41. Xie, Y.-J. 等. 手性磁体–超导体异质结构中斯格明子–超导涡旋对的可视化。《物理评论快报》133, 166706 (2024)。 42. Back, C. 等. 2020年斯格明子学路线图。《物理学D：应用物理》53, 363001 (2020)。 43. Zhang, Y. 等. 应变驱动的Dzyaloshinskii-Moriya相互作用实现室温磁性斯格明子。《物理评论快报》127, 117204 (2021)。 44. Samoilov, A. V. 热激活磁通流动区单晶$Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$的霍尔电阻率普适行为。《物理评论快报》71, 617–620 (1993)。 45. Cui, B. 等. 横向不对称磁性多层膜中的奈尔型椭圆斯格明子。

先进材料 **33**, 2006924 (2021). 46. Zhang, Z. 等 通过各向异性交换和 Dzyaloshinskii–Moriya 相互作用形成椭圆形 Néel 型斯格明子。《应用物理快报》 **127**, 182402 (2025). 47. Nayak, C., Simon, S. H., Stern, A., Freedman, M. & Das Sarma, S. 非阿贝尔任意子与拓扑量子计算。《现代物理评论》 **80**, 1083–1159 (2008). 48. Qi, X.-L. & Zhang, S.-C. 拓扑绝缘体与超导体。《现代物理评论》 **83**, 1057–1110 (2011)。

致谢

本研究获得国家自然科学基金（NSFC 项目编号：52225205、12550004、12374037 和 12374100）、国家重点研发计划（项目编号：2023YFA1406500、2021YFA0718700 和 2024YFA1409001）以及中央高校基本科研业务费的资助。

作者贡献

J. Z.、H. L.、X. B.、S. W. 和 D. S. 构思并设计了实验。D. S. 和 G. L. 负责薄膜的制备。S. W. 和 H. L. 进行了理论分析与讨论。X. B.、D. S. 和 T. W. 设计并制作了霍尔条，并进行了输运测量。X. B. 和 T. W. 进行了磁力显微镜测量、结构表征和磁性测量。J. Z. 指导了实验研究，G. Y. 提供了实验方面的讨论。H. L. 指导了理论研究，K.S 提供了理论方面的讨论。J. Z.、H. L.、X. B.、S. W.、D. S. 和 Y. Z. 撰写了论文。

竞争性经济利益

作者声明不存在竞争性经济利益。

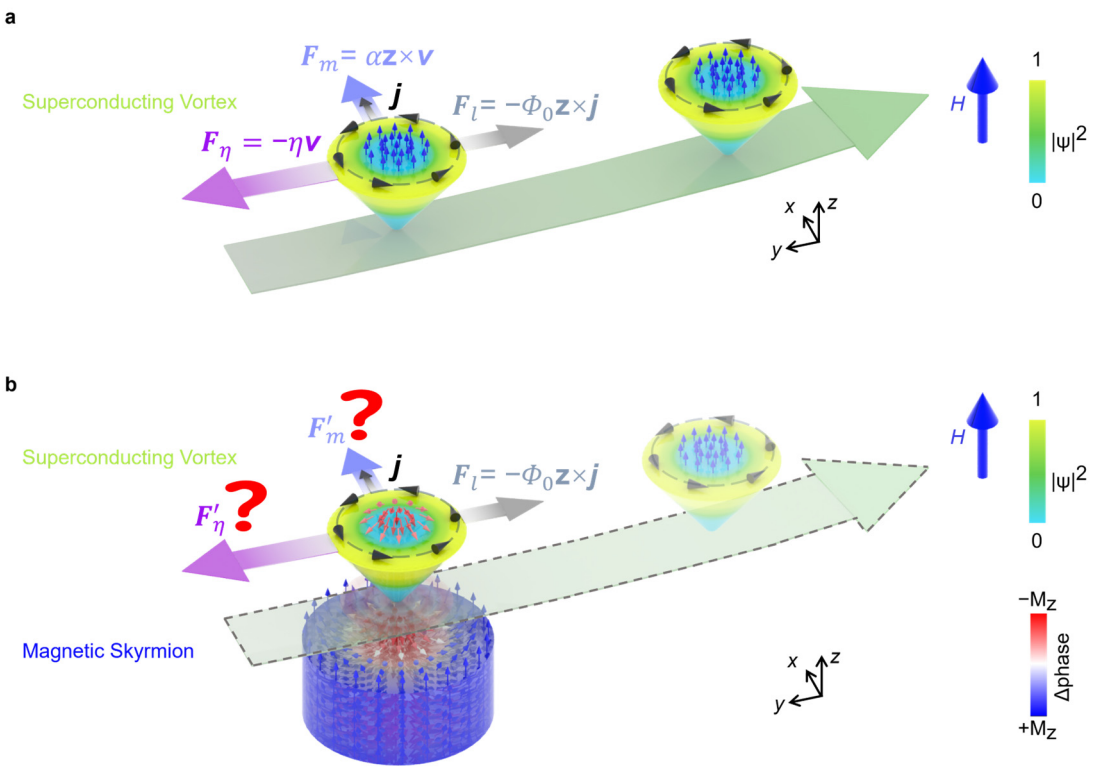

图 1 | 磁性斯格明子控制超导涡旋动力学的示意图。 a, 面外磁场和外加电流作用下运动的超导涡旋所受的力平衡 $\boldsymbol{j}$ （黑色箭头）。运动中的涡旋受到洛伦兹力 $\boldsymbol{F}_l = -\Phi_0 \boldsymbol{z} \times \boldsymbol{j}$ （灰色箭头， Φ_0 为磁通量子， $\boldsymbol{z}$ 为沿涡旋线方向的单位向量）、横向马格努斯力 $\boldsymbol{F}_m = \alpha \boldsymbol{z} \times \boldsymbol{v}$ （浅蓝色箭头， α 为马格努斯系数， $\boldsymbol{v}$ 为涡旋速度）以及黏性阻力 $\boldsymbol{F}_\eta = -\eta \boldsymbol{v}$ （紫色箭头， η 为涡旋黏度）。已知 $\alpha \ll \eta$ （箭头未按比例绘制），力平衡决定了涡旋的轨迹（绿色箭头）。**b,** 当涡旋从斯格明子上方经过时，其正常态核会与斯格明子的自旋梯度相互作用，进而可能改变黏性阻力 $\boldsymbol{F}_\eta'$ 和横向马格努斯力 $\boldsymbol{F}_m'$，从而改变涡旋轨迹。

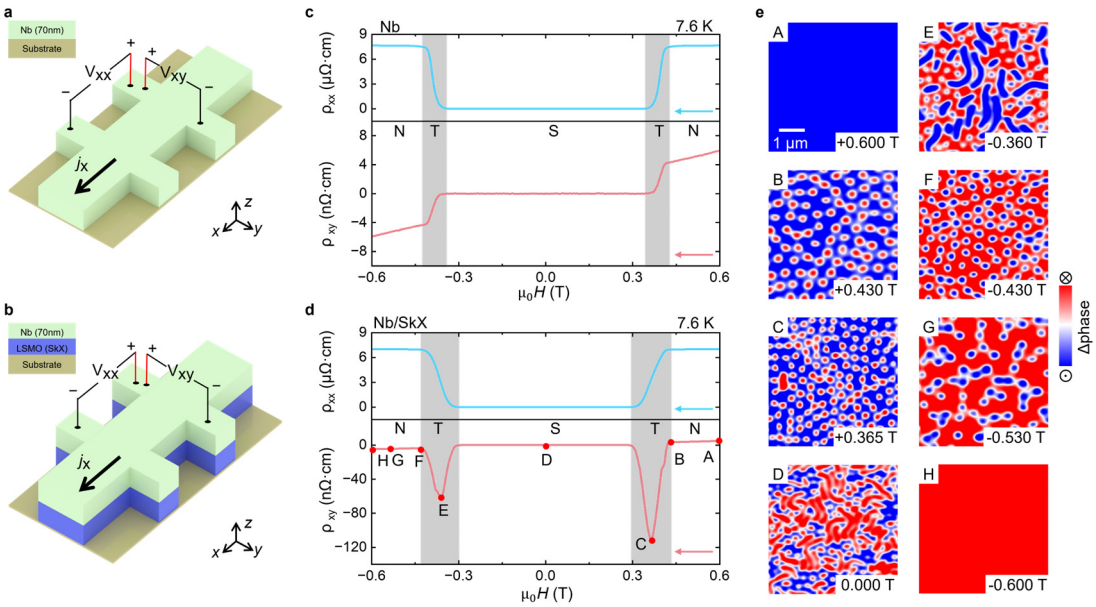

图 2 | A 涡旋-斯格明子混合系统中的巨大偶数场类霍尔响应。a，b，

裸铌（70 nm）薄膜和铌/斯格明子晶格混合系统的输运测量示意图。直流电流沿薄膜平面内的 x 轴施加，测量沿 x 轴和 y 轴的电压，分别得到纵向电阻率（ρ_{xx}）和横向电阻率（ρ_{xy}）。**c**，7.6 K 下测得的裸铌薄膜的 ρ_{xx}（蓝色）和 ρ_{xy}（红色）的降场扫描。箭头表示磁场扫描方向。灰色区域标示超导转变区间（T），系统在该区间内通过扫描磁场从正常态（N）转变为超导态（S），并返回正常态（N）。**d**, 7.6 K 下铌/斯格明子晶格混合系统的 ρ_{xx}（蓝色）和 ρ_{xy}（红色）的降场扫描。超导转变区间内出现巨大的场偶类霍尔信号。铌/斯格明子晶格系统中的信号最大振幅几乎比裸铌薄膜中的大两个数量级。**e**，在 d 中标记的 A 至 H 点所对应的磁场下，从铌/斯格明子晶格混合系统获取的磁力显微镜图像。

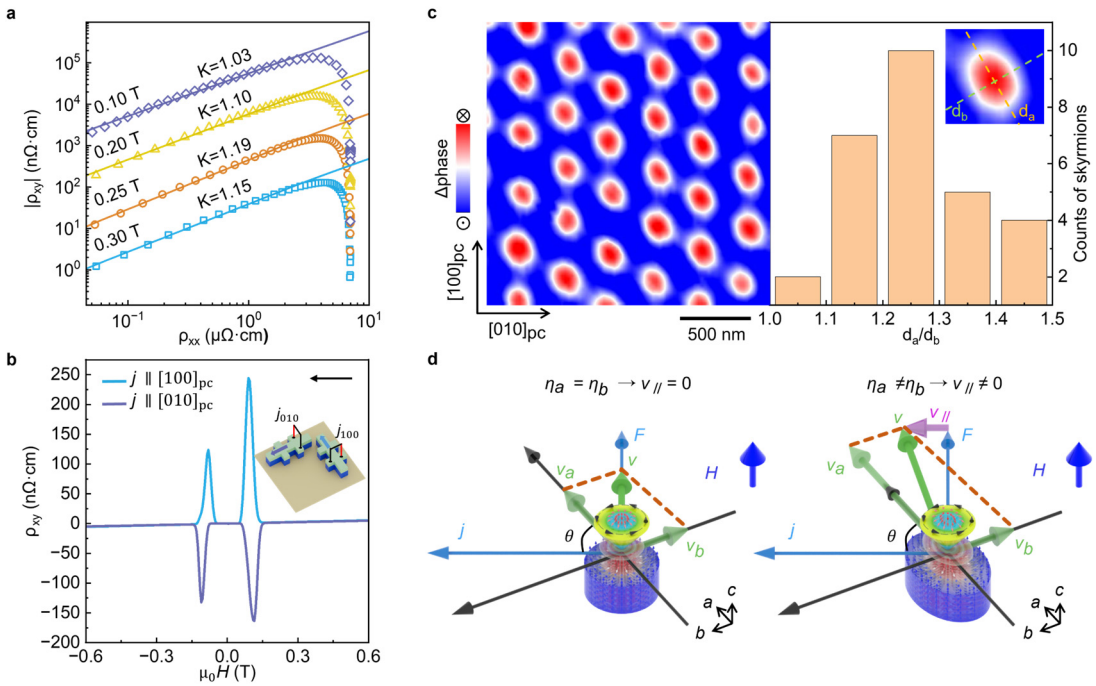

图 3 | 巨大偶场类霍尔响应的向列性起源。 **a**, $|\rho_{xy}|$ 与 ρ_{xx} 在固定磁场 0.10–0.30 T 下采用双对数坐标。幂律拟合 $|\rho_{xy}| \propto \rho_{xx}^{K}$ 得到$K = 1.03$~1.19，远离 $K \approx 2$，后者是超导体中常规的磁通流霍尔输运。**b**，8.4 K 下同一薄膜上两个正交霍尔条在降场扫描时的 ρ_{xy} (H)，电流分别沿赝立方 LSMO 晶格的 $[100]_{PC}$（蓝色）和 $[010]_{PC}$（紫色）方向：场偶信号随电流方向反转而改变极性。**c**, 磁力显微镜图像，以及相对于 $[100]_{PC}$ 沿 30°（d_a）和 120°（d_b）方向的斯格明子直径统计。椭圆率 $d_a/d_b = 1.25 \pm 0.25$，且长轴方向相同，表明斯格明子形状具有向列序。比例尺为 500 nm。**d**, 对于形状各向同性的斯格明子，若阻力各向同性（$\eta_a = \eta_b$，左），涡旋运动仅产生常规的场奇对称类霍尔响应；对于形状各向异性的斯格明子，若阻力各向异性（$\eta_a \neq \eta_b$，右），涡旋会获得沿电流方向的速度分量（红色虚线轨迹），从而产生巨大的场偶横向信号，并且电流旋转 90° 后信号反号。

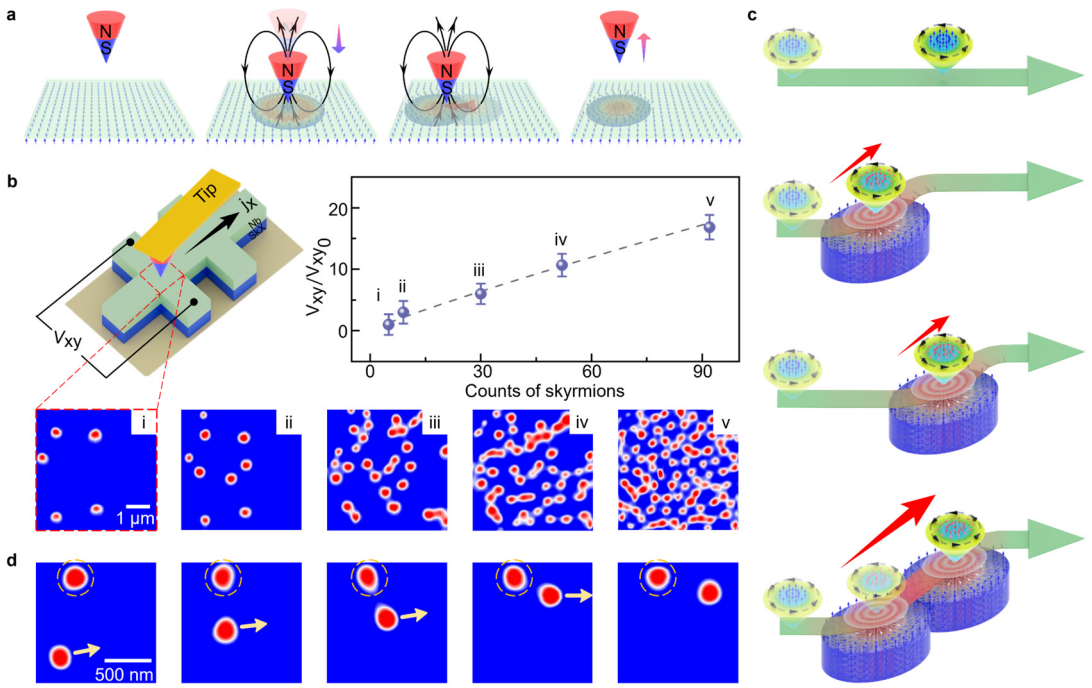

图 4 | 利用斯格明子在纳米尺度操控涡旋耗散与磁通子输运

写入和移动。 **a**，磁性探针写入并移动单个斯格明子的示意图。**b**， 在固定温度和磁场下，使用磁性探针对 Nb/SkX 混合器件进行斯格明子原位写入的输运测量。归一化霍尔信号随斯格明子数量单调增加；相应的磁力显微镜图像记录了数量变化。**c**，外加电流作用下，超导涡旋的轨迹由洛伦兹力、马格努斯力和黏滞阻力之间的平衡决定。写入斯格明子后，涡旋速度的方向发生偏转，从而改变其轨迹（红色轨迹）。此外，通过移动斯格明子，可以在不同空间位置控制涡旋运动的偏转及伴随发生的磁通子输运。**d**， 使用磁性探针推动 Nb/SkX 混合器件中的斯格明子前进。