振荡性超导近邻效应：通过铁磁共振探测埋置铂中间层中的效应

L. Peridon[1], T. Courtois[1], S.A Hussain[1], J.B. Tjernshaugen[2], J. Linder[2], S. ElMeligy[3], B. Újfalussy[4], K. Dumesnil[1], S. Mangin[1], S. Petit-Watelot[1], C. Ciccarelli[2,5], T. Hauet[1]

1. 洛林大学，法国国家科学研究中心，让·拉穆尔研究所，F-54000，法国 2. 挪威科技大学量子自旋电子学中心物理系，NO-7491 特隆赫姆，挪威 3. 弗吉尼亚理工大学物理系，美国弗吉尼亚州布莱克斯堡 24061 4. 维格纳物理研究中心固体物理与光学研究所，H-1525 布达佩斯，匈牙利 5. 剑桥大学卡文迪许实验室，剑桥，英国

我们利用宽带铁磁共振（FMR）研究了 NbN/Pt/Py 和 NbN/Cu/Py 三层结构中的超导近邻效应。通过测量超导转变温度（Tc）以下 Py阻尼中自旋泵浦贡献的降低，探测埋藏金属中间层中的超导关联和电子态密度。对于铜中间层，阻尼降低至少在 20 nm 厚度范围内仍然存在，这与铜中超过 100 nm 的较大相干长度一致。相比之下，铂中间层的阻尼降低呈现非单调的厚度依赖性，并在厚度超过 5 nm 后完全消失。利用准经典理论，我们能够通过铂中超导近邻效应与磁近邻效应的共存，解释 Tc 以下阻尼降低的振荡现象；这种共存会在交换分裂的铂中间层中引起超导序参量和电子态密度的振荡。我们的研究表明，自旋泵浦阻尼可作为探测埋藏金属层中超导近邻效应的灵敏手段。

由超导体（SC）、铁磁体（FM）和具有强自旋轨道耦合（SOC）的非磁性金属（NM）（如铂）组成的杂化结构，在超导自旋电子学领域引起了广泛关注 [1-3]。通过超导性、交换相互作用与SOC之间的相互作用，经由单态到三重态转换操控库珀对关联的能力，仍存在争议 [4-9]。最近，相同要素的结合已成为实现非互易超导输运的一条颇具前景的途径 [10]。尤其是，研究人员利用近邻效应磁化的铂实现了无外场约瑟夫森二极管行为 [11]， ，凸显了理解超导性与磁性如何在这种金属中共存的重要性。

在超导体/非磁性金属/铁磁体结构中，穿透非磁性金属层的库珀对会在相干长度 ξ_{NM}范围内，通过超导近邻效应 [12]改变其电子态密度。同时，NM/FM界面处的磁近邻效应可在名义上为非磁性的金属中诱导出磁矩 [13-15]。由此产生的交换场应在超导体/非磁性金属/铁磁体结构中形成空间振荡的超导关联，类似于超导体/铁磁体系统中观察到的现象 [16]。研究人员曾采用隧穿谱学 [17-18] 和约瑟夫森结中的临界电流测量 [19] ，探测近邻效应引起的非磁性金属和铁磁体准粒子态密度及超导序参量变化，但这些方法要求直接接触待研究层的表面，难以应用于埋藏界面。反近邻效应

而埋藏非磁性金属层中的效应则是通过间接方式 y 通过 Nb/Pt/Fe 中的临界温度测量进行量化 [20] ，Nb/Au/Fe [21], Nb/Au/Co [22] 和 Nb/Cu/CoFe [23] 结构。总体报告趋势是，随着非磁性金属中间层厚度从 0 增加到 ξ_{NM}，临界温度升高。除此之外 l 在单晶金中间层中观察到的临界温度（Tc）短周期振荡（0.75 nm）被认为与量子阱态有关 [24]。铜和金中间层中未出现FFLO型振荡，这被解释为诱导磁矩较小，其大小比铁磁体中的诱导磁矩小两个数量级 [13, 24-26]。另一方面，铂更容易发生磁极化，因为其接近顺磁不稳定性。因此

，

与相邻铁磁体层发生杂化可使铂中的磁矩大于铜或金中的磁矩 [15,27]

.

在此，我们建立了一种基于铁磁共振（FMR）和自旋泵浦测量的新方法，用于探测NbN/Pt/Py和NbN/Cu/Py层叠结构中铂和铜等埋置中间层在费米能级处的态密度（DOS）。特别是，我们揭示了坡莫合金在临界温度（Tc）以下阻尼的降低及其随铂厚度变化的振荡行为，与由磁近邻效应诱导的阻尼超导关联相一致。准经典计算再现了这种厚度依赖性的主要特征，证实了NbN/Pt/Py中的单态到三重态转换。

基于NbN的异质结构通过溅射沉积（物理气相沉积）生长在MgO(100)单晶衬底上。我们的研究主要聚焦于两系列样品：NbN/Pt(t_{Pt})/Py和NbN/Cu(t_{Cu})/Py，其中t_{Pt}

范围为0至18 nm，t_{Cu} 则分别为0至50 nm。NbN层的厚度约为50 nm，约为相干长度（$\xi_{NbN} \approx 5\,nm$ [28]）的10倍，以确保邻近效应对超导性和临界温度的影响较弱；Py层的厚度则固定为3.5 ± 0.5 nm。我们使用直接生长在MgO上的单层Py(6nm)作为参考样品，以表征不存在超导界面时吉尔伯特阻尼随温度的变化。所有样品均覆盖MgO(2nm)/Pt(2nm)，以保护堆叠结构免于氧化，同时阻止自旋从Py层转移至Pt盖层。通过X射线衍射实验，我们确认体心立方NbN (001)在MgO(100)衬底上外延生长，其外延关系为$[100]_{NbN}$//$[100]_{MgO}$。Pt在NbN上呈现单一的(111)织构，而Cu则包含(100)和（110）织构的混合。通过X射线衍射无法获得有关Py的结构信息。厚度和界面质量通过掠入射X射线反射率进行控制。每个多层结构的临界温度测量值约为14.6 ± 0。4 K，表明整组样品中NbN的超导能隙能量相近。所有样品中，Py的剩磁均位于样品平面内，其饱和磁化强度 (M_s)在300 K时为 550 ±50 kA/m 。有关X射线测量、T_c以及M_s的详情见补充材料。

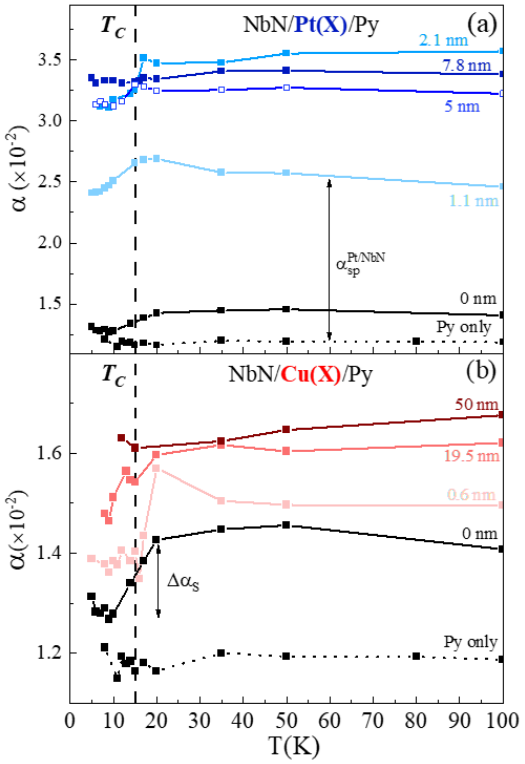


图1. 不同（a）铂和（b）铜中间层厚度下，阻尼参数 $\boldsymbol{\alpha}$（从铁磁共振线宽的频率依赖关系中提取）随温度的变化。临界温度 $\boldsymbol{T_c}$ 以虚线表示。黑色箭头表示 $\boldsymbol{\Delta\alpha^S}$，即正常态与超导态之间的阻尼差异。

在倒装芯片几何结构中，使用连接至QD-PPMS 中 NanOsc CryoFMR装置的共面波导（CPW）[29] 进行了宽带铁磁共振测量。通过静态磁场和射频磁场的共同作用，使铁磁层磁化偏离平衡态；二者在样品平面内彼此垂直[30]。通过叠加一个小的交流磁场，使用锁相放大器测量透射功率对静态磁场的导数。通过在固定射频频率下扫描磁场（10 至 28 GHz），检测铁磁共振。通过洛伦兹拟合 [29]，可以从测得的谱中提取线宽ΔH 和共振场H_{res}。通过拟合以下表达式[31,32]，提取阻尼常数 α ：$\Delta H = \Delta H_0 + \frac{4\pi f \alpha}{\gamma}$，其中 ΔH_0 为非均匀线宽，$\gamma \approx 29$ 和5 ± 0.2 GHz/T 为旋磁比。 α 可定义为铁磁体的本征贡献α_{int} [33,34] 与自旋泵浦贡献α_{sp} [33,35-37] 之和，后者与泵浦至相邻层中的自旋流有关。忽略由样品[33] 或共面波导[38] 产生的涡流贡献，因为它们至少比

α_{int} α_{sp}

[33,38,39]

和 大一个数量级。

通过研究在无中间层（$t_{Pt\,or\,Cu} = 0\,nm$）时，$T > T_c$条件下的α_{sp} 随NbN厚度的变化（详见补充材料），我们提取了有效自旋混合电导（$g_{\uparrow\downarrow}^{Py|NbN}{}_{eff} \approx 5.3 \pm 0.8\,nm^{-2}$）和自旋扩散长度（$l_{sd}^{NbN} \approx 35 \pm 15\,nm$）的数值。它们分别量化了自旋角动量跨越NM/FM界面传递的效率，以及非平衡自旋极化在因自旋弛豫过程而消失之前，能够在NM中传播的距离。插入铂或铜中间层后，总阻尼会进一步增加，具体取决于中间层的材质和厚度（图1）。对于自旋轨道耦合较强的铂，阻尼在数纳米的厚度范围内显著增加，随后趋于饱和[40-42]。对于自旋轨道耦合较弱的铜，随着厚度增加至50nm（测试的最大厚度），阻尼仅微弱增加[35,36,43]。图2插图总结了两组样品在100开尔文下，α_{sp}（$= \alpha - \alpha_{int}$）随中间层厚度的变化。当NbN厚度大于 l_{sd}^{NbN}时，NbN层可以

视为近乎理想的自旋汇。因此，我们使用三层结构的自旋泵浦扩散模型，分别拟合α_{sp}在100开尔文下随铂和铜厚度的变化[35,36]：

$$\alpha_{sp}(t_{NM}) = \frac{g_L \mu_B g_{\uparrow\downarrow,eff}}{4\pi M_S t_{FM}} \left(1 + g_{\uparrow\downarrow,eff} R_{NM} \left(\frac{1 + g^* R_{NM} \tanh\left(\frac{t_{NM}}{l_{sd}^{NM}}\right)}{\tanh\left(\frac{t_{NM}}{l_{sd}^{NM}}\right) + g^* R_{NM}} \right) \right)^{-1} \quad (1)$$

其中，$R_{NM} = \frac{e^2}{h} l_{sd}^{NM} \rho_{NM}$ 为中间层的自旋电阻，μ_B 为玻尔磁子，g_L 为坡莫合金在2.1处取值的朗德因子[36,44]，M_s 为根据振动样品磁强计结果得到的饱和磁化强度，t_{FM} 为根据X射线反射率结果得到的坡莫合金厚度。g^* 为非磁性金属与氮化铌之间的有效自旋传输电导。一方面，我们提取出了 $l_{sd}^{Pt} \approx 3、6 \pm 0、6\ nm$ 和 $g_{\uparrow\downarrow,\ eff}^{Py/Pt/NbN} \approx 40 \pm 5\ nm^{-2}$，与文献[45-48]中报道的数值一致。另一方面，对于铜中间层，我们提取出了 $l_{sd}^{Cu} \approx 112 \pm 50\ nm > l_{sd}^{NbN}$。铜中的织构混合使该数值小于100开尔文下报道的最大值（约为1 μm）[Kim2008]，同时也导致界面自旋透明度降低至 $g_{\uparrow\downarrow,\ eff}^{Py/Cu/NbN} \approx 7$，比此前报道的 $8 \pm 1\ \mathrm{nm}^{-2}$ 低 15 nm^{-2}[35,36,49]。

图1显示，低于临界温度时，NbN/Py双层结构的阻尼常数随NbN中超导能隙的打开而同步减小[9,39,43]。这是因为参与自旋泵浦的电子能量约为μeV，而NbN的超导能隙约为 2.4 meV [50,51]。此外，产生单态库珀对的安德烈夫反射不会导致阻尼值降低，这是由于角动量守恒 [43]。请注意，降低幅度 $\Delta\alpha_S^{NbN}$（定义为高于和低于临界温度时阻尼值之差）仅为 α_{sp}^{NbN} 的 85%。剩余的自旋泵浦可能源于 NbN/Py 界面散射、逆近邻效应导致 NbN/Py 界面附近超导序参量减弱从而允许自旋耗散 [43,52]，也可能来自样品间α_{int} 坡莫合金的差异。跨越临界温度时，ΔH_0 和$\mu_0 M_{eff}$ 均未发生显著且系统性的变化（见补充材料）。在图1(a)中，可以看到 NbN/Pt/Py 中$\Delta\alpha_S^{Pt}$（临界温度以下自旋泵浦阻尼的损失）如何随铂中间层厚度变化。图2中，我们绘出了$\Delta\alpha_S^{Cu}/\alpha_{sp}^{Cu}$ 随铜中间层厚度的变化。在最初的 0.6 nm 内下降 45% 后，$\Delta\alpha_S^{Cu}$保持不变，而α_{sp}^{Cu} 单调增加（见图2插图及补充材料）。$\Delta\alpha_S^{Cu}$至少在 50 nm 范围内仍不为零。相反，$\Delta\alpha_S^{Pt}$呈非单调变化，在约 3.7 nm 处出现局部最大值，随后在厚度超过 10 nm 的铂层中降至零。观测到的$\Delta\alpha_S^{Pt}$ 峰值（见补充材料），加上α_{sp}^{Pt} 的单调增加并趋于饱和，使 $\Delta\alpha_S^{Pt}/\alpha_{sp}^{Pt}$ 呈现指数衰减的振荡依赖关系（图2）。请注意，在图2插图中，三个α_{sp}^{Pt} 数据点与自旋泵浦扩散模型的拟合结果吻合较差。我们已确认，即使在计算 $\Delta\alpha_S^{Pt}/\alpha_{sp}^{Pt}$ 时用拟合值替代实验值，阻尼振荡仍然存在（见补充材料）。

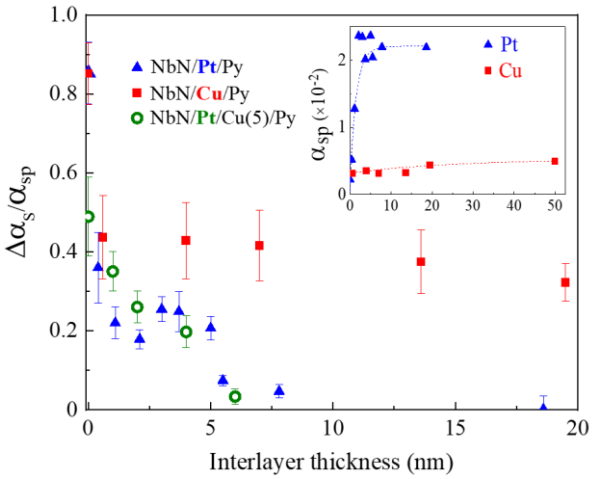


图2 NbN/Cu/Py（红色方块）、NbN/Pt/Py（蓝色三角形）和NbN/Pt/Cu(5)/Py（绿色圆形）中，临界温度 Tc 以下阻尼降低幅度 $\boldsymbol{\Delta\alpha_S}$相对于自旋泵浦幅度$\boldsymbol{\alpha_{sp}}$ 与铂或铜中间层厚度的关系。插图：在100开尔文（即 T > Tc）下，计算得到的自旋泵浦贡献$\boldsymbol{\alpha_{sp}}$ 为$\boldsymbol{\alpha - \alpha_{int}}$，其与NbN和Py之间铂厚度（蓝色三角形）及铜厚度（红色方块）的关系。虚线表示采用自旋泵浦扩散模型（公式（1））对实验数据点进行拟合的结果。浅蓝色和浅红色符号未纳入拟合。

解释图2中 NbN/Pt/Py 样品实验结果的一个自然框架，是存在交换场时超导近邻效应的理论。在该理论中，穿透铁磁层的库珀对具有有限的质心动量，从而导致局域态密度和超导序参量发生振荡[16]。尽管铂本征上是非磁性的，但在 Pt/Py界面处会诱导出约 0.22 μB/at 的磁矩，并且该磁矩在铂中经过 2 nm 后衰减至零 [15,27]。因此，对于铂厚度小于 2 nm 的 NbN/Pt/Py三层结构，需要将 Pt层视为弱铁磁体；我们预期其表现出与含有 PdNi 等弱铁磁体的超导体/铁磁体系统中观察到的类似现象[19,53]。在这一图景下，$\Delta\alpha_S^{Pt}/\alpha_{sp}^{Pt}$ 随铂厚度的振荡可由以下因素导致的调制来解释：

电子费米能级处的态密度，这与来自坡莫合金的自旋泵浦有关。库珀对密度增加意味着在临界温度以下阻尼更小，因此 更大。$\Delta\alpha_S^{Pt}$通过在铂层与 Py层之间插入一个厚度为 5 nm 的额外 Cu层，以抑制界面处的交换诱导效应，我们制备了另一组样品，从而证实了铂中诱导磁矩的作用（见补充材料）。$\Delta\alpha_S^{Pt}/\alpha_{sp}^{Pt}$ 随铂厚度的变化绘于图2中，并未呈现铂与坡莫合金直接接触时所观察到的振荡行为，而是表现为线性单调衰减。这与以下结论一致：磁近邻效应在 Pt/Py界面处诱导的铂磁化，是 / 中振荡分量的根源。$\Delta\alpha_S^{Pt}/\alpha_{sp}^{Pt}$。

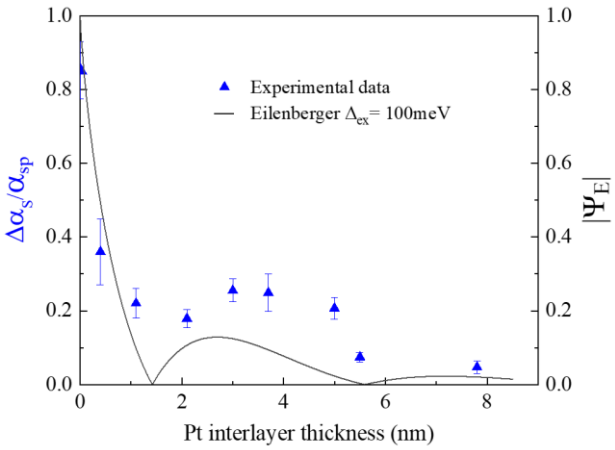


图3. NbN/Pt/Py中低于临界温度Tc时阻尼的降低幅度 $\boldsymbol{\Delta\alpha_S}$ 相对于自旋泵浦幅度 $\boldsymbol{\alpha_{sp}}$ 随层间厚度变化的关系（蓝色数据点），并与通过数值求解Eilenberger方程计算得到的序参量随Pt厚度的振荡进行比较（黑线）。

铁磁体中的振荡型超导近邻效应通常使用扩散Usadel方程[54]进行描述。在此极限下，诱导的对关联具有阻尼振荡形式$\Psi(x) \propto \exp(-x/\xi_F)\cos(x/\xi_F)$ [16], 其中$\xi_F = \sqrt{\frac{2\hbar D}{\Delta_{ex}}}$描述衰减长度和振荡长度。这一简单表达式说明，交换场会使超导关联以振荡方式衰减，因此能够定性解释厚度依赖性的非单调性。然而，相关的交换分裂铂厚度必须仅约为2 nm，显著小于估算的平均自由程l_{mfp}= 5 nm [55], , 而所研究的最大厚度与 l_{mfp}相当。此外，诱导自旋分裂足够强，因此不能假设在交换作用诱导的相位积累明显发生之前，动量已完全各向同性化。因此，我们采用线性化艾伦伯格方程，以更准确地描述厚度依赖性。与Usadel近似不同，该处理保留了准粒子轨迹的角度依赖性，并且在准弹道输运与扩散输运之间的交叉区域内仍然适用。

采用有效交换劈裂Pt区域的半空间模型，对Eilenberger方程进行数值求解。超导关联从NbN/Pt边界注入，同时假设Pt/Py界面具有透射性且退相干作用很强，因此忽略来自Py的相干反射。通过对反常格林函数进行完整角平均，自洽地纳入弹性杂质散射（见补充信息）。与SC/FM中临界温度Tc随FM厚度的振荡类似 [16], , 我们将超导单重态振幅作为代表性的物理量；在此处，该振幅与低于Tc时可用于FMR自旋泵浦阻尼的Pt电子态密度损失相关。选择这一物理量的另一个依据是Pt中强烈的自旋轨道杂质散射：它会优先弛豫三重态关联，而常规各向同性的s波单重态关联则不受直接自旋轨道弛豫项影响[56]。图3显示了自旋劈裂为$\Delta_{ex} = 100$ meV时的超导单重态振幅结果，与实验测量吻合良好，并再现了实验中观察到的快速抑制和首次振荡。最新的Δ_{ex} 值与两项测量结果一致：Pt/Py界面处的Pt磁矩为0.22 μ_B/at[15] , Pt/Co界面处的Pt交换场为170 meV[57]。需要指出的是，只有当Pt厚度小于3 nm（此时大部分Pt都发生交换劈裂）时，实验数据与理论曲线之间的比较才有意义。该模型无法解释Pt厚度大于5 nm（$> l_{sd}^{Pt}$）时$\Delta\alpha_S^{Pt}/\alpha_{sp}^{Pt}$ 的抑制；这是因为Pt内部的自旋信息丢失，使得NbN超导转变不会影响FMR阻尼。

总之，我们利用宽频铁磁共振研究了超导性对NbN/Pt/Py 和 NbN/Cu/Py 三层结构中自旋泵浦的影响。氮化铌的超导转变分别使磁阻尼降低 $\Delta\alpha_S^{Cu}$ 和 $\Delta\alpha_S^{Pt}$ ，揭示了超导关联穿过金属中间层的传输，因此自旋泵浦在费米能级处可利用的态密度也随之降低。随着 NbN/Cu/Py 中铜中间层厚度增加，相对阻尼降幅 $\Delta\alpha_S^{Cu}/\alpha_{sp}^{Cu}$ 先降至 40%，这可能是由于

界面 散射所致；随后，其厚度依赖性较弱，与铜较长的相干长度相符。相反，在 NbN/Pt/Py 中，初始降幅属于一种阻尼振荡行为；当在铂层和 Py层之间插入铜层时，这种行为受到抑制。该行为与关于铂中交换诱导的振荡超导关联及其相关谱修饰的准经典模型相符。更广泛地说，我们的研究结果确立了自旋泵浦光谱学作为探测埋藏金属层中超导关联的灵敏手段，并为超导自旋电子学和非互易超导器件的发展提供了微观层面的见解。

致谢 本研究得到支持。

，项目编号为 ANR-15-IDEX-04-LUE；同时还由法国政府 France 2030 投资计划资助，该计划由法国国家研究署管理，资助项目编号为 PEPR SPIN – SUPERSPIN ANR-22-EXSP-0012 和 SPINCHARAC ANR-22-EXSP-008。作者感谢 M. Hehn 和 C. Rojas-Sanchez 分别协助搭建物理气相沉积和铁磁共振装置，感谢 CCMagCryOptics@IJL 协助进行磁性测量和铁磁共振测量，并感谢 CC X-gamma@IJL 协助进行X射线表征。

数据可用性 所有数据均可应要求向通讯作者索取

数据可应要求从通讯作者处获取。

参考文献[1] M. Esch

rig, 《今日物理》64，43（2011）。[2] J. Linder、J. W. A. Robinson, 《自然·物理》11，307（2015年）。[3] M. Amundsen、J. Linder、J.W.A. Robinson、I. Zutic、N. Banerjee, 《现代物理评论》96，021003（2024年）。[4] F. S. Bergeret 和 I. V. Tokatly, 《物理评论B辑》89，134517（2014）。[5] N. Satchell 和 N. O. Birge, 《物理评论B辑》97，214509（2018年）[6] N. Satchell、R. Loloee 和 N. O. Birge, 《物理评论B辑》99，174519（2019年）。[7] K.-R. Jeon、C. Ciccarelli、A. J. Ferguson、H. Kurebayashi、L. F. Cohen、X. Montiel、M. Eschrig、J. W. A. Robinson 和 M. G. Blamire, 《自然·材料》17，499（2018年）。[8] K.-R. Jeon、C. Ciccarelli、H. Kurebayashi、L.F. Cohen、X. Montiel、M. Eschrig、S. Komori、J.W. A. Robinson 和 M.G. Blamire, 《物理评论B辑》99，024507（2019年）。[9] M. Muller、L. Liensberger、L. Flacke、H. Huebl、A. Kamra、W. Belzig、R. Gross、M. Weiler 和 M. Althammer, 《物理评论快报》126，087201（2021年）。[10] M. Nadeem、M.S. Fuhrer、X. Wang, 《自然评论：物理》5，558（2023年）。[11] K.-R. Jeon、J.-K. Kim、J. Yoon、J.-C. Jeon、H. Han、A. Cottet、T. Kontos、S.S.P. Parkin, 《自然·材料》21，1008（2022年）。[12] P.G. de Gennes, 《现代物理评论》36，225（1964年）。

[13] M.G. Samant, J. Stohr, S.S.P. Parkin, G.A. Held, B.D. Hermsmeier, F. Herman, M. van Schilfgaarde, L.-C. Duda, D. C. Mancini, N. Wassdahl, R. Nakajima, 《物理评论快报》72, 1112 (1994年).[14] T. Kuschel, C. Klewe, J.-M. Schmalhorst, F. Bertram, O. Kuschel, T. Schemme, J. Wollschläger, S. Francoual, J. Strempfer, A. Gupta, M. Meinert, G. Götz, D. Meier, and G. Reiss, Phy Rev Lett. 115, 097401 (2015年).[15] C. Klewe, T. Kuschel, J.-M. Schmalhorst, F. Bertram, O. Kuschel, J. Wollschlager, J. Strempfer, M. Meinert, G. Reiss, Phys Rev. B 93, 214440 (2016年).[16] A. I. Buzdin, 《现代物理评论》77, 935 (2005年).[17] V. S. Stolyarov, T. Cren, C. Brun, I. A. Golovchanskiy, O. V. Skryabina, D. I. Kasatonov, M. M. Khapaev, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, and D. Roditchev, 《自然通讯》9, 2277 (2018年).[18] M. Flokstra, R. Stewart, C.-M. Yim, C. Trainer, P. Wahl, D. Miller, N. Satc hell, G. Burnell, H. Luetkens, T. Prokscha, A. Suter, E. Morenzoni, I.V. Bobkova, A.M. Bobkov, S. Lee, 《自然通讯》14, 5081 (2023年)[19] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, F. Genet, B. Stephanidis, R. Boursier, 《物理评论快报》89, 137007-1 (2002年).[20] M. Velez, C. Martınez, A. Cebollada, F. Briones, J.L. Vicent, 《磁学与磁性材料杂志》240, 580 (2002年).[21] J. Kim, Y.-J. Doh, K. Char, H. Doh, H.-Y. Choi, Phys. Rev. 71, 214519 (2005年).[22] H. Yamazaki, N. Shannon, and H. Takagi, 《物理评论B辑》81, 094503 (2010年).[23] K. Kim, J.-H. Kwon, J. Kim, K. Char, H. Doh and H.Y Choi, 《物理评论B辑》74, 174503 (2006年).[24] G. Csire, A. Deák, B. Nyári, H. Ebert, J.F. Annett, B. Újfalussy, 《物理评论B辑》97, 024514 (2018年)[25] F. Wilhelm, M. Angelakeris, N. Jaouen, P. Poulopoulos, E.Th. Papaioannou, Ch. Mueller, P. Fumagalli, A. Rogalev, N. K. Flevaris, 《物理评论B辑》69, 220404(R) (2004年).[26] S. Pizzini, A. Fontaine, C. Giorgetti, E. Dartyge, J.-F. Bobo, M. Piecuch, F. Baudelet, 《物理评论快报》74, 1470 (1995年).[27] M. Suzuki, H. Muraoka, Y. Inaba, H. Miyagawa, N. Kawamura, T. Shimatsu, H. Maruyama, N. Ishimatsu, Y. Isohama, and Y. Sonobe, 《物理评论B辑》72, 054430 (2005年)[28] S. P. Chockalingam, M. Chand, J. Jesudasan, V. Tripathi, and P. Raychaudhuri, 《物理评论B辑》77, 214503 (2008年).[29] S. Beguhn, Z. Zhou, S. Rand, X. Yang, J. Lou, and N. X. Sun, 《应用物理学杂志》111, 07A503 (2012年).[30] J. Zhao et al., 《前沿电子学》6, (2025年).[31] T. D. Rossing, 《应用物理学杂志》34, 995 (1963年).[32] Y. Wei, S. Liang Chin, and P. Svedlindh, 《物理学杂志D：应用物理》48, 335005 (2015年).[33] J. A. C. Bland and B. Heinrich, 《超薄磁性结构 III》：《纳米磁学基础》(施普林格, 柏林, 海德堡, 2005年).[34] K. Gilmore, Y. U. Idzerda, and M. D. Stiles, 《应用物理学杂志》103, 07D303 (2008年).[35] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin, 《现代物理评论》77, (2005年).[36] Y. Tserkovnyak, 《物理评论B辑》66, (2002年).[37] A. Brataas, Y. Tserkovnyak, and G. E. W. Bauer, 《磁学与磁性材料杂志》272, 1981 (2004年).[38] M. A. W. Schoen, J. M. Shaw, H. T. Nembach, M. Weiler, and T. J. Silva, 《物理评论B辑》92, 184417 (2015年).[39] C. Pfaff, S. Petit-Watelot, S. Andrieu, L. Pasquier, J. Ghanbaja, S. Mangin, K. Dumesnil, and T. Hauet, 《应用物理快报》125, 102601 (2024年).[40] R. J. Elliott, Phys. Rev. 96, 266 (1954年).[41] M. I. Dyakonov and V. I. Perel, 《苏联固体物理学》13, 3023 (1972年).

[42] A. Kiss, L. Szolnoki, and F. Simon, 《科学报告》6, 22706 (2016年).[43] C. Bell, S. Milikisyants, M. Huber, and J. Aarts, 《物理评论快报》100, 047002 (2008年).[44] J. M. Shaw, H. T. Nembach, T. J. Silva, and C. T. Boone, 《应用物理学杂志》114, 243906 (2013).[45] C. Gonzalez-Fuentes, R. Henriquez, C. García, R. K. Dumas, B. Bozzo, and A. Pomar, 《物理评论B辑》103, 224403 (2021).[46] M. Isasa, E. Villamor, L. E. Hueso, M. Gradhand, and F. Casanova, 《物理评论B辑》91, 024402 (2015年).[Tao2018] X. Tao et al., 《科学进展》4, eaat1670 (2018年).[47] W. Zhang, V. Vlaminck, J. E. Pearson, R. Divan, S. D. Bader, and A. Hoffmann, 《应用物理快报》103, 242414 (2013).[48] M. Caminale, A. Ghosh, S. Auffret, U. Ebels, K. Ollefs, F. Wilhelm, A. Rogalev, and W. E. Bailey, 《物理评论B辑》94, 014414 (2016年).[49] Th. Gerrits, M. L. Schneider, and T. J. Silva, 《应用物理学杂志》99, 023901 (2006年).[50] A. Kamlapure, M. Mondal, M. Chand, A. Mishra, J. Jesudasan, V. Bagwe, L. Benfatto, V. Tripathi, and P. Raychaudhuri, 《应用物理快报》96, 072509 (2010年).[51] K. Rogdakis et al., 《物理评论：材料》3, 014406 (2019).[52] J. P. Morten, A. Brataas, G. E. W. Bauer, W. Belzig, and Y. Tserkovnyak, 《欧洲物理快报》84, 57008 (2008).[53] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, and X. Grison, 《物理评论快报》86, 304 (2001).[54] K. D. Usadel, 《物理评论快报》25, 507 (1970).[55] D.H. Dye, J.B. Ketterson, G.W. Crabtree, 《低温物理学杂志》30, 813 (1978)[56] J. Linder, T. Yokoyama, and A. Sudbø, 《物理评论B辑》77, 174514 (2008).[57] W. Weber, D.A. Wesner, D. Hartmann, U.A. Effner and G. Giintherodt, 《磁学与磁性材料杂志》121, 156 (1993).

补充材料 “在埋置铂中间层中检测到的振荡型超导近邻效应”

L. Peridon[1], T. Courtois[1], S.A Hussain[1], J.B. Tjernshaugen[2], J. Linder[2], S. ElMeligy[3], B. Újfalussy[4], K. Dumesnil[1], S. Mangin[1], S. Petit-Watelot[1], C. Ciccarelli[2,5], T. Hauet[1]

1. 洛林大学、法国国家科学研究中心、让·拉穆尔研究所，F-54000，法国 2. 挪威科技大学量子自旋电子学中心物理系，NO-7491 特隆赫姆，挪威 3. 弗吉尼亚理工大学物理系，美国弗吉尼亚州布莱克斯堡 24061 4. 维格纳物理研究中心固体物理与光学研究所，H-1525 布达佩斯，匈牙利 5. 剑桥大学卡文迪许实验室，剑桥，英国

S1节：结构表征

采用 Bruker D8 Advance 衍射仪，以 $\theta - 2\theta$ 配置进行X射线衍射（XRD）结构表征，使用铜阳极（$\lambda_{Cu,\ K_\alpha} = 1.5406$ Å）；结果见图S1.1.a（含铂中间层的样品）和图S1.1.b（含铜中间层的样品）。这些测量使我们能够识别晶相，并分析整组样品的晶体质量。

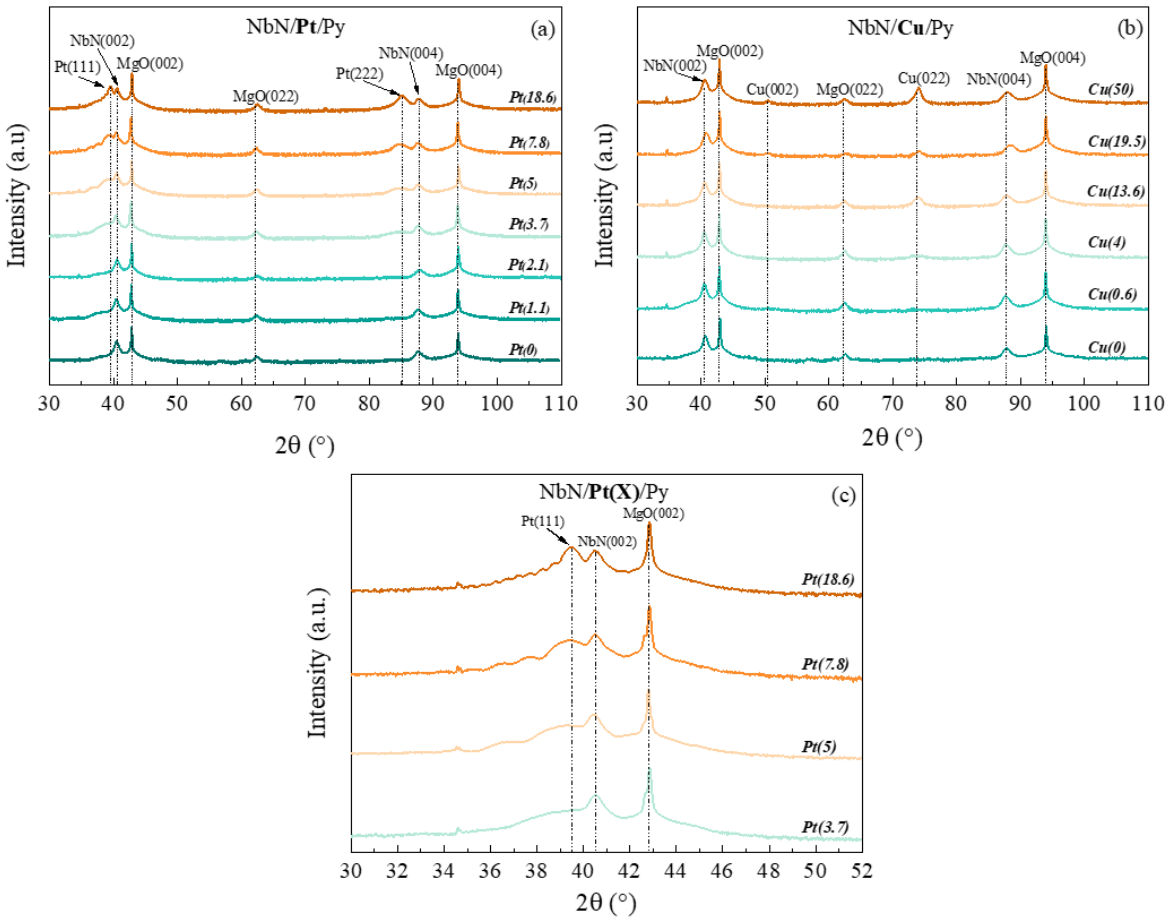


图 S1.1. 样品的X射线衍射谱：(a) MgO/MgO(5)/NbN(48-50)/Pt(X)/Py(3-3.6)/MgO(2)/Pt(2) 和 (b) MgO/MgO(5)/NbN(48-50)/Cu(X)/Py(3.2-3.7)/MgO(2)/Pt(2)。(c) 含铂中间层的样品在四种不同Pt厚度（3.7 / 5 / 7.8 和 18.6 nm）下，衍射谱中可见的劳厄振荡。虚线表示预期的晶相位置。

氮化铌结晶为面心立方结构，在两种类型的样品中均能在MgO(100)衬底上良好生长。铂具有面心立方晶体结构，并在$2\theta \approx 39.5°$处呈现优选的(111)织构（$2\theta \approx 85.1°$处为(222)峰）；而铜虽具有面心立方晶体结构，但其织构由两种取向组成：(100)取向位于$2\theta \approx 50.2°$，(110)取向位于$2\theta \approx 73.9°$。此外，如图S1.1.c所示，含铂中间层且厚度为5 nm及以上的样品中出现了劳厄振荡。随着铂厚度增加，这些振荡变得愈发明显。这些振荡表明铂在氮化铌上的结构质量很高。然而，对于坡莫合金（111）在43–45°处或坡莫合金（001）在51–52°处，未能获得结构信息，这可能是由于其多晶性，或与MgO(001)峰重叠。因此，无法确定坡莫合金在铂层和铜层上的质量。

XRR测量使用PANanalytical X'Pert Pro衍射仪进行，在低入射角下对样品进行测量，从而能够测定每一层的厚度。典型曲线如图 S1.2所示。表 S1.1和表 S1.2分别总结了本研究中所考察的NbN/Pt/Py和NN/Cu/Py样品中各层的厚度。

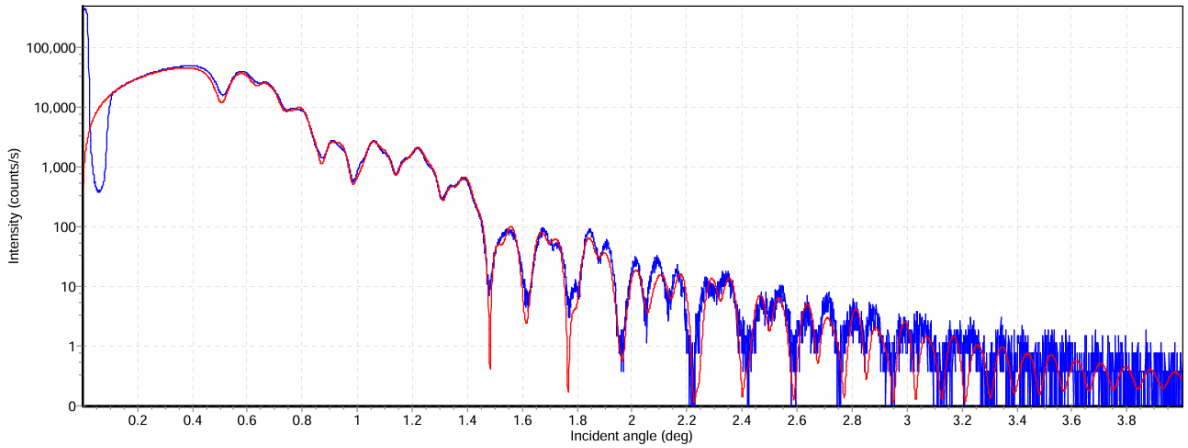


图 S1.2。在样品 MgO/NbN(49)/Pt(18.6)/Py(3)/MgO(2)/Pt(2) 上测得的反射率谱。蓝色曲线为实验曲线，红色曲线为拟合曲线。

NbN厚度（nm）	Pt厚度（nm）	Py厚度（nm）
49.1	**0**	3.3
48.5	**0.4**	3.4
49	**1.1**	3.3
49.7	**2.1**	3.5
47	**3**	4
49.8	**3.7**	3.6
48.9	**7.8**	3.4
49.1	**18.6**	3

表 S1.1：通过 XRR测量提取的 NbN/Pt/Py 样品各层厚度

氮化铌厚度 (nm)	铜厚度 (nm)	坡莫合金厚度 (nm)
49.1	**0**	3.3
48.6	**0.6**	3.3
49.2	**4**	3.4
48	**13.6**	3.5
49.1	**19.5**	3.3

表 S1.2：从 XRR测量 中提取的 NbN/Cu/Py 样品 各层厚度。

S2 节：临界温度测量

样品的临界温度T_c 通过两种方法测量：磁矩随温度$m(T)$的变化，或电阻随温度$R(T)$的变化。图 S2.1展示了使用铂或铜的两类样品所测得的临界温度。临界温度在不同样品之间没有变化，估计为$14.6 \pm 0.4\ K$，因此氮化铌的超导能隙能量在整组样品中相同。

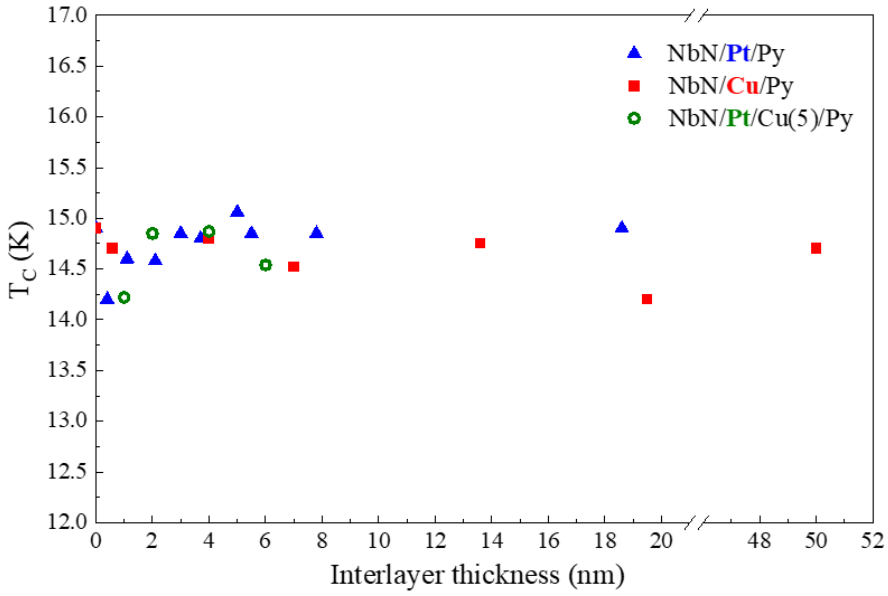


图 S2.1：临界温度 T_c 随 NbN/Cu/Py（红色方块）、NbN/Pt/Py（蓝色三角形）和 NbN/Pt/Cu(5)/Py（绿色圆圈）中铂或铜中间层厚度的变化。

*m(T)*测量方法：

m(T)测量使用 QD-Magnetometer MPMS3 SQUID（超导量子干涉器件）完成。测量流程如下：

1）退磁（场复位）：在每组低场测量之前，使用振荡模式（振荡至零）将超导磁体的剩余场降至最低。将磁场升高至 1T，然后在振荡模式下将其降至 0T。随后将磁场升高至 2 mT，再次在振荡模式下降至 0T。该流程可将剩磁场（俘获磁通）降至最低，使系统尽可能接近$H = 0T$。2）零场冷却（ZFC）：在 $H = 0T$下，将温度降至 T_i ，远低于超导体的临界温度（例如，图 S2.2 中的$T_i = 3K$ ）。3）施加测量磁场：在面外（OOP）几何构型中，磁场垂直于薄膜平面施加，退磁效应尤为显著：内部退磁场可能比外加磁场高出几个数量级。因此，施加低磁场 $H_\perp = 0$。$2\ mT$ 以确保系统主要处于迈斯纳态。4）零场冷却升温（图 S2.2 中的红色曲线）：测量 m(T) 曲线，温度从T_i 升高至 $T_f > T_c$ 。

5）场冷却降温（图 S2.2 中的蓝色曲线）：在不改变外加磁场的情况下，随后测量 m(T) 曲线，温度从T_f 降至T_i。

零场冷却升温和场冷却降温测量均采用扫描模式进行。在温度升降过程中，以恒定速率（0.5 K/min）改变温度，同时连续测量磁矩。临界温度 T_c 通过作图确定，即零场冷却升温曲线上抗磁响应消失时的温度。相关不确定度由图 S2.c. 中的黑色虚线表示，主要受作图判定、温度分辨率和转变宽度影响；估计为 $\pm 0.2K$。

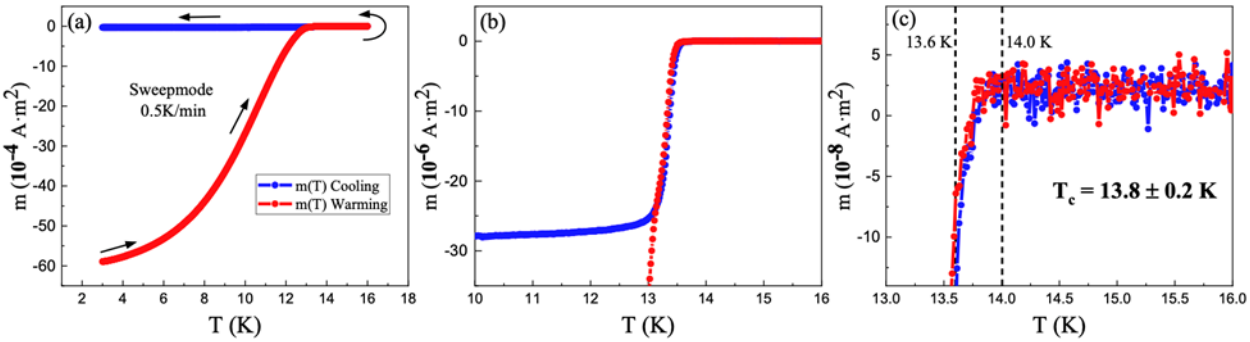


图 S2.2。根据 m(T) 曲线确定临界温度 $\boldsymbol{T_c}$ 。（a）在垂直于薄膜施加的恒定低磁场（$\boldsymbol{H_\perp = 0.2\ mT}$）下，以扫描模式（0.5 K/min）测量的磁矩 m(T)，包括降温过程中（蓝色曲线）和升温过程中（红色曲线）的测量结果。（b）超导转变区域的局部放大图。（c）$\boldsymbol{T_c}$ 的定义。

*R(T)*测量方法：

图 S2.3 展示了对采用完全相同的 NbN 沉积工艺制备、使用 10 μm 宽桥形结构的 MgO/MgO(5)/NbN(20)/Pt(2) 样品进行的电阻率测量。电阻转变很陡峭，未表现出任何明显异常。根据该测量结果，在超导转变 50% 处提取的 T_c 值约为 13.8 K。

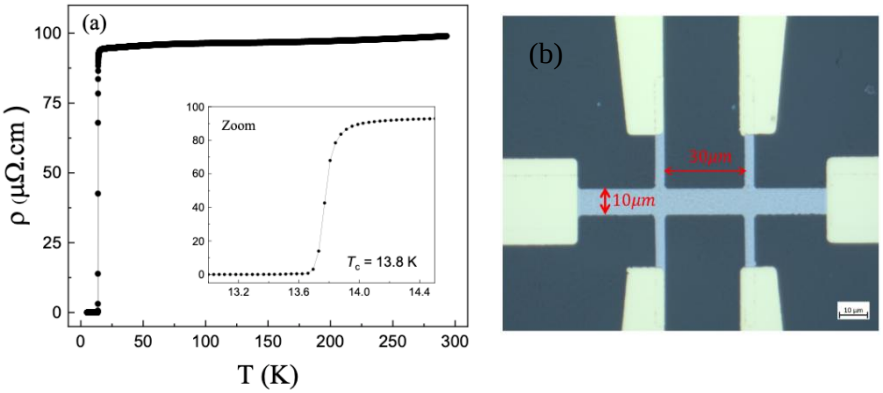


图 S2.3。 氮化铌/氧化镁薄膜（$t = 20$ 纳米）。测量在由一层$w = 10\ \mu m$制备的微桥（$w = 10\ \mu m$）上进行，该微桥由一层氮化铌/氧化镁薄膜（$t = 20$ 纳米）制成。（a）在零磁场下测得的电阻率 ρ（T）；插图放大显示了超导转变（$T_c \simeq 13$。 8 K）。（b）微桥示意图。

S3节：磁性表征

样品的磁性表征采用 MicroSense振动样品磁强计（VSM）在室温下进行，并施加面内磁场。图 S3.a 显示了两类样品中 Py饱和磁化强度 M_S 随层间厚度的变化。测得的 Py饱和磁化强度在所有样品中均保持不变，估计为 $550 \pm 50\ kA/m$。该数值小于文献 [S1,S2]中报道的、对于 5–6 nm 厚 Py 约为 700 kA/m 的数值。所有样品的矫顽场均为数 mT 量级，如图 S3.b 所示；该图展示了两类中间层在层厚度相当时的两条磁滞回线。

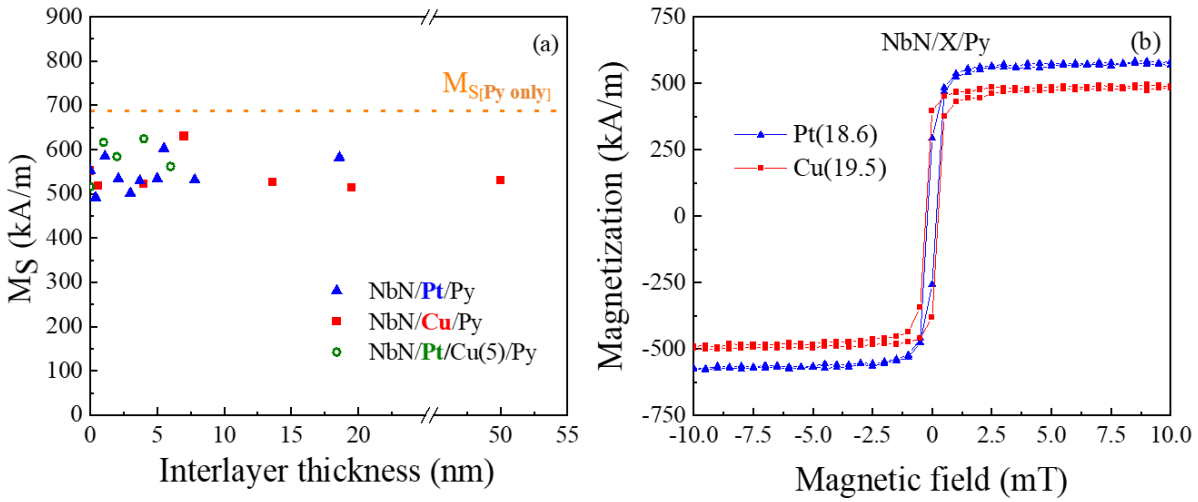
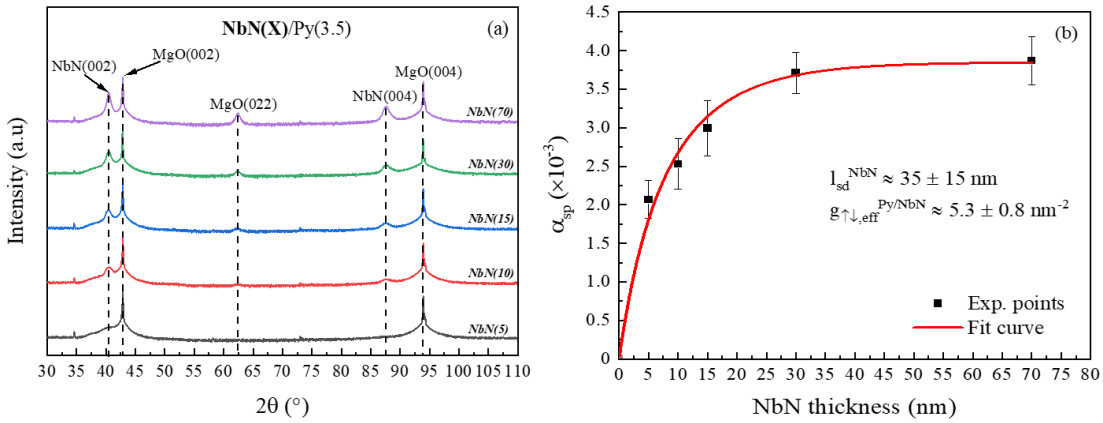


图 S3。（a）Py饱和磁化强度 M_S 随 NbN/Cu/Py（红色方块）、NbN/Pt/Py（蓝色三角形）和 NbN/Pt/Cu(5)/Py（绿色圆形）中铂或铜中间层厚度的变化。橙色虚线对应于仅 Py(6) 的饱和磁化强度。（b）两种不同样品在面内磁场下的磁滞回线，具有相同的层间厚度：铂（蓝色三角形）和铜（红色方块）。

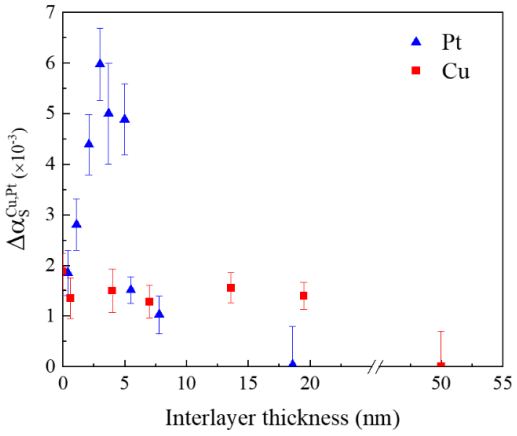
S4节：l_{sd}^{NbN} 和$g_{\uparrow\downarrow,\ eff}^{Py|NbN}$ 通过100 K下的FMR测量确定

为通过FMR在100开尔文下确定l_{sd}^{NbN} 和$g_{\uparrow\downarrow,\ eff}^{Py|NbN}$，我们制备了一系列NbN(X)/Py(3.5)样品，其NbN厚度分别为：5/10/15/30/70 nm。在与S1节所述相同的实验条件下，通过X射线衍射确认了MgO(100)衬底上NbN层的存在及其晶体质量，结果如图S4.a所示。我们使用双层结构的自旋泵浦模型，对100 K下的$\alpha_{sp}^{NbN}(=\alpha-\alpha_{int})$随NbN厚度的变化进行了拟合，该模型见[S3、S4]：$\alpha_{sp}(t_N) = \frac{g_L\mu_B g_{\uparrow\downarrow,\ eff}^{Py|NbN}}{4\pi M_s t_{FM}}(1+\frac{g_{\uparrow\downarrow,\ eff}^{Py|NbN} R_N \tanh(\frac{t_N}{l_{sd}^{NbN}})}{\rho_N})^{-1}$，其中$g_{\uparrow\downarrow,\ eff}^{Py|NbN}$为有效自旋混合电导，$R_N$ 为中间层的自旋电阻，μ_B 为玻尔磁子，g_L 为朗德因子；对于Py，取值为2.1，参见[S4、S5]； M_s 是在$450\pm25\ kA/m$ 下通过振动样品磁强计在300K测得的，且t_{FM} 铁磁层厚度取自X射线反射率结果。我们提取了$l_{sd}^{NbN}\approx35\pm15\ nm$ 和$g_{\uparrow\downarrow,\ eff}^{Py|NbN}\approx5.3\pm0.8\ nm^{-2}$。我们通过FMR在100K下得到的NbN自旋扩散长度，高于$l_{sd}^{NbN}\approx14\pm3\ nm$ 通过自旋泵浦实验在300K下对钇铁石榴石/氮化铌双层结构中的多晶NbN进行估算所得的数值[S6]。



图S4。（a）样品 MgO/MgO(5)/NbN(X)/Py(3.5)/MgO(2)/Pt(2) 的X射线衍射谱。虚线表示预期晶相的位置。（b）阻尼参数 $\boldsymbol{\alpha}$ （从铁磁共振线宽的频率依赖关系中提取）随温度的变化（黑色方块），以及双层模型对实验数据点的相应拟合（红色曲线）。

S5节：$\Delta\alpha_S^{Cu}$ 和$\Delta\alpha_S^{Pt}$ 分别随铜和铂中间层厚度的变化



图S5。 NbN/Cu/Py（红色点）和NbN/Pt/Py（蓝色点）中阻尼在临界温度 Tc $\Delta\alpha_S$ 以下的降低幅度随中间层厚度的变化。

章节S6： ΔH_0 与 M_{eff} 随温度变化的函数关系，适用于不同的铜和铂中间层厚度 s

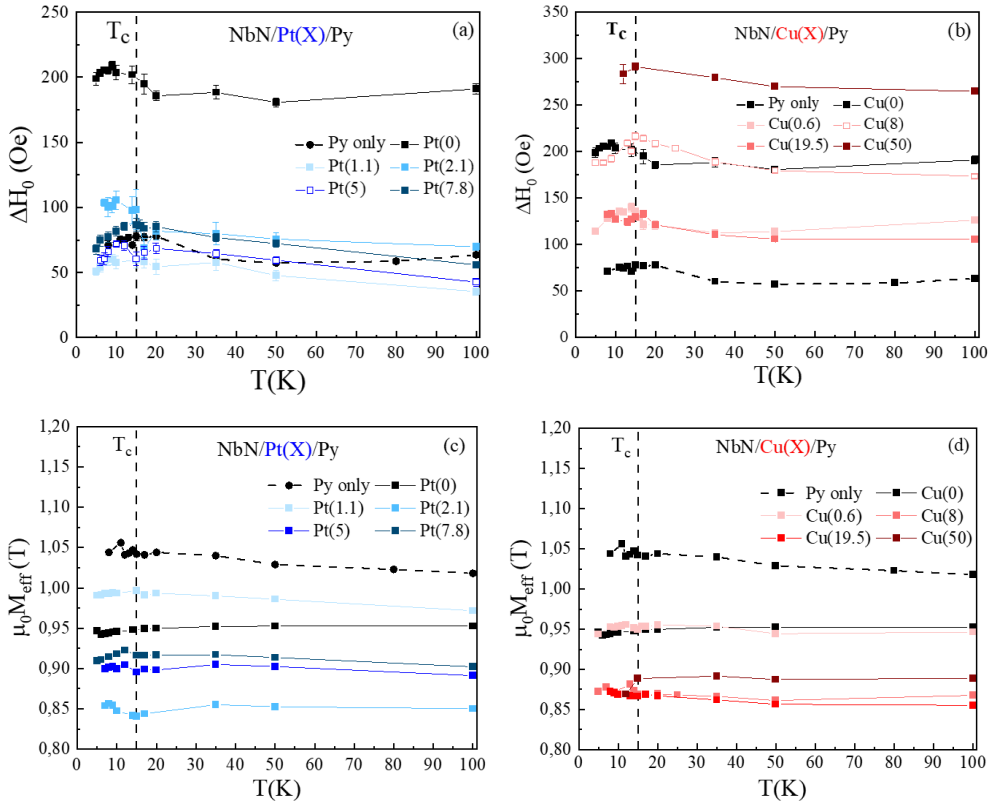


图 S6。非均匀线宽 ΔH_0 （从共振线宽的频率依赖关系中提取）和有效磁化强度 $\mu_0 M_{eff}$ （从共振场的频率依赖关系中提取）随温度的变化关系，适用于不同中间层厚度的（a、c）铂和（b、d）铜。临界温度 T_c 以虚线表示。当跨越 Tc 时，ΔH_0 和 $\mu_0 M_{eff}$ 均未发生显著且系统性的变化。

S章节 S7：$\Delta\alpha_S^{Pt}/\alpha_{sp}^{Pt}$ 随 Pt 厚度的变化关系，以及 α_s的计算值 $_{p}^{Pt}$

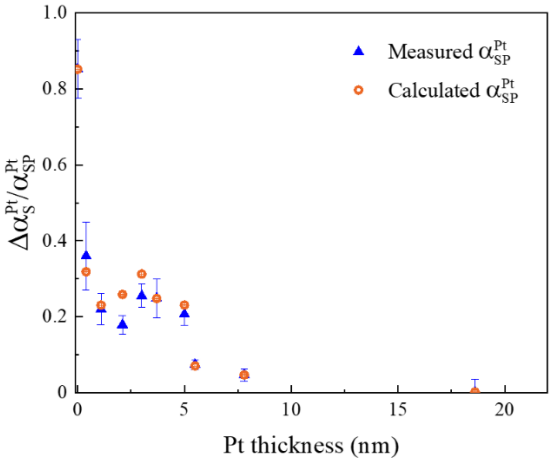
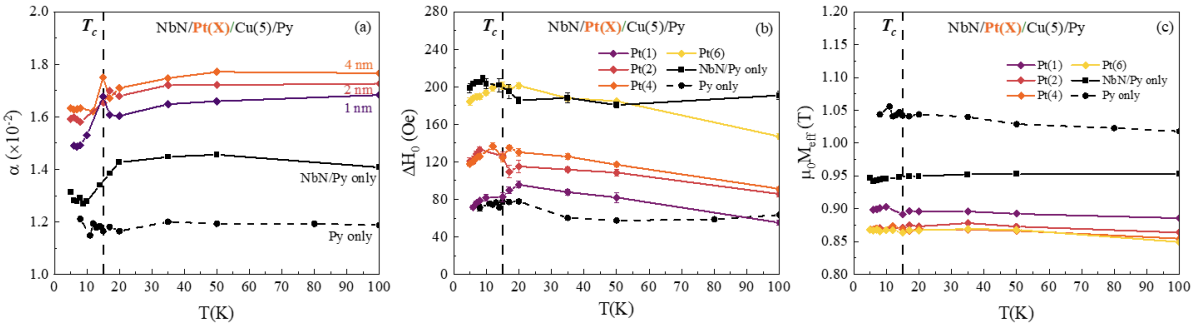


图 S7。氮化铌/Pt/坡莫合金中低于 Tc 时阻尼降低的幅度 $\Delta\alpha_S^{Pt}$ 相对于自旋泵浦幅度 α_{sp}^{Pt}，随铂中间层厚度的变化关系；采用测得的 α_{sp}^{Pt} （蓝色三角形）以及从自旋泵浦扩散模型对实验点进行拟合所提取的计算值 α_{sp}^{Pt} （橙色圆形）。两条曲线均呈现阻尼振荡行为，但与实验曲线相比，理论曲线的极小值略微偏向较低的 Pt 厚度。因此，该振荡并非源自 α_{sp}^{Pt}的实验变化。

S8节：$\boldsymbol{\alpha}$、$\boldsymbol{\Delta H_0}$ 和 M_{eff} 在不同铂中间层厚度的 NbN/Pt(X)/Cu(5)/Py样品中的温度函数

图 S8(a) 展示了不同 Pt 厚度下 NbN/Pt(X)/Cu(5)/Py样品的阻尼值随温度的变化。在铂层和坡莫合金层之间插入一层厚 5 nm 的 Cu层，与 NbN/Pt(X)/Py样品相比，显著降低了阻尼，这是因为直接的 Py/Pt界面受到抑制，多层结构的有效自旋混合电导也随之降低，例如 $7.8\ nm^{-2}(=g_{\uparrow\downarrow,\ eff}^{Py|Cu}) \leq g_{\uparrow\downarrow,\ eff}^{Py|Cu/Pt} \leq 40\ nm^{-2}(=g_{\uparrow\downarrow,\ eff}^{Py|Pt})$。这表明更多自旋可以在 Cu层中扩散，因为 $t_{Cu}(5nm) < l_{sd}^{Cu}(112nm)$，而 Pt层作为理想自旋汇的作用则大幅减弱。在正常态（T > Tc），在所研究的 1 至 6 nm 范围内，阻尼几乎不随 Pt厚度变化，这表明已达到 l_{sd}^{Pt}，因此其数值小于通过自旋泵浦扩散模型 **[S3]** 从 NbN/Pt(X)/Py样品中提取的数值（$l_{sd}^{Pt} = 3.6 \pm 0.6\ nm$）。在超导态（T < Tc），随着 NbN 中超导能隙打开，NbN层以及邻近效应层中的可用态密度减少，阻尼也随之降低。对于厚度大于 6 nm 的 Pt层，超导态中的阻尼表现出与正常态相同的变化规律，这意味着自旋流不再受到 Pt层中超导近邻效应的影响。



图S8。（a）阻尼 α （从共振线宽的频率依赖性中提取），（b）非均匀线宽 $\boldsymbol{\Delta H_0}$（从共振线宽的频率依赖性中提取）以及（c）有效磁化强度$\boldsymbol{\mu_0 M_{eff}}$（从共振场的频率依赖性中提取）随不同铂中间层厚度的 NbN/Pt(X)/Cu(5)/Py样品温度的变化。为抑制铂中诱导的自旋极化，在铂层与Py层之间插入了厚度为5 nm的铜层。临界温度 $\boldsymbol{T_c}$ 以虚线表示。跨越Tc时，$\boldsymbol{\Delta H_0}$ 和$\boldsymbol{\mu_0 M_{eff}}$ 均未发生显著且系统性的变化。

S9节：使用Eilenberger方程计算交换劈裂的Pt中的序参量

为对Pt/Py中的超导近邻效应进行建模，我们描述了在有效交换劈裂Pt区域中传播的超导关联。假设 Pt/Py界面具有足够高的透射率和足够强的退相干，因此可以忽略来自Py的相干回程轨迹。首先，我们给出一个描述从超导界面单向传播的解。随后，我们给出一个更精确的解，其中包含由杂质散射引起的轨迹混合。后者用于拟合实验数据。

反常格林函数 $f_+(x, \mu, \omega_n)$ 的线性化艾伦伯格方程 [S8] 为

$$v_F \mu \partial_x f_+ + \frac{2(\omega_n + ih)}{\hbar} f_+ = -\frac{1}{\tau}(f_+ - \langle f_+ \rangle). \qquad (1)$$

这里，$\mu =$ θ $2n+1\ \pi k_B T$ $l_{\mathrm{mfp}} = v_F \tau$ $\cos$, $\omega_n =$ ( ) , h 是交换场能量，τ 是弹性散射时间，而 是平均自由程。互补自旋扇区的方程为 ，只需将上式中的 h 替换为 $\rightarrow$ –h 即可得到。这里，$f_- = f_s - f_t$ $f_\pm = f_s \pm f_t$ 表示单重态的两个交换本征组合

和 $S_z = 0$ 三重态振幅，其中自旋量子化轴沿交换场方向选取。顺便指出，$f_- = f_+^*$ 成立，因此

$$f_s = \frac{f_+ + f_-}{2} = \mathrm{Re}\, f_+ ,\ f_t = \frac{f_+ - f_-}{2} = i\,\mathrm{Im}\, f_+ . \qquad (4)$$

该符号

$$\langle f_+ \rangle = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} d\,\mu\, f_+$$

表示在费米面上的平均值。我们采用如下约定

$$\Delta_{\mathrm{ex}} = 2h, \qquad (2)$$

使得交换诱导波矢为

$$\beta = \frac{\Delta_{\mathrm{ex}}}{\hbar v_F} = \frac{2h}{\hbar v_F}. \qquad (3)$$

测得的超导诱导的阻尼变化表明，在所研究的整个厚度范围内，超导态中的阻尼均小于正常态中的阻尼。然而，具有三重态库珀对的 S/F 双层中的态密度通常会随距界面的距离而振荡，在高于低能正常态态密度和低于该态密度之间变化。由此，根据实验测量，我们推断单重态关联对于阻尼的行为最为重要。因此，我们采用单重态分量作为所观测厚度依赖性的最简单且符号一致的替代指标；该分量由 f_+ 的实部得到。

请注意，这并不意味着伴随的 $S_z = 0$ 三重态分量通常不存在。相反，单重态占主导地位的一个可能原因是：众所周知，自旋轨道散射会使三重态衰减得更快，而传统的各向同性 *s*-波单重态关联则不受影响 [S9]。因此，铂中的强自旋轨道相互作用可能会优先衰减诱导的三重态分量，这也说明了我们将重点放在单重态部分上的合理性。

不含 f 项的解。

为获得紧凑的解析结果，我们首先忽略杂质散射项 f_+/τ。我们将其称为单轨迹解。“单轨迹”一词指的是不存在由杂质引起的角度再分布和返回轨迹。我们仍保留由杂质散射导致的关联退相干。此时，方程（1）化为

$$v_F \mu \partial_x f_+ + \left[\frac{2\omega_n}{\hbar} + i\frac{\Delta_{\mathrm{ex}}}{\hbar} + \frac{1}{\tau}\right] f_+ = 0. \qquad (5)$$

对于从超导侧注入的轨迹，$\mu > 0$，我们施加

$$f_+(x = 0) = f_0(\omega_n), \qquad (6)$$

其中 BCS 源振幅为

$$f_0(\omega_n) = \frac{\Delta}{\sqrt{\omega_n^2 + \Delta^2}}. \qquad (7)$$

方程（5）的轨迹分辨解为

$$f_+(x, \mu, \omega_n) = f_0(\omega_n) \exp\left[-\frac{(\alpha_n + i\beta)x}{\mu}\right], \qquad (8)$$

其中

$$\alpha_n = \frac{1}{l_{\mathrm{mfp}}} + \frac{2\omega_n}{\hbar v_F},\ \beta = \frac{\Delta_{\mathrm{ex}}}{\hbar v_F}. \qquad (9)$$

方程（8）对于约化单轨迹输运方程是精确的，不需要 $x \gg \xi_h$，其中

$$\xi_h = \frac{1}{\beta} = \frac{\hbar v_F}{\Delta_{\mathrm{ex}}}. \qquad (10)$$

轨迹分辨的单态分量为实部，因此

$$f_s(x, \mu, \omega_n) = f_0(\omega_n) \exp\left(-\frac{\alpha_n x}{\mu}\right) \cos\left(\frac{\beta x}{\mu}\right). \qquad (11)$$

我们将相应的角平均单态关联定义如下，它衡量给定位置和能量处单态超导关联的强度：

$$F_s^{(0)}(x, \omega_n) = f_0(\omega_n) \int_0^1 d\mu \, \exp\left(-\frac{\alpha_n x}{\mu}\right) \cos\left(\frac{\beta x}{\mu}\right). \qquad (12)$$

这里，上标 (0) 表示忽略杂质散射注入项 f_+/τ 后得到的主导解。在此近似下，不会产生反向传播关联，而远端的入射边界条件给出 $f_+^{(0)}($

$\mu < 0 \ = 0$ $\mu >)$。因

0

此，只需对正向传播轨迹积分，。该表达式明确保留了不同入射角的轨迹所累积的不同交换作用诱导相位。特别是，斜入射轨迹的传播路径更长，为 x/μ，因此其相位累积速度比垂直入射轨迹更快。由此可以预期，它们的相消干涉会使角平均在大距离正弦渐近式于 $x = \pi\xi_h$ 处出现第一个零点之前，就先出现第一个零点。我们将在下文看到，事实正是如此，这使实验数据的拟合效果更好。

式 (12) 中的角积分可以解析地表示。引入 $t = 1/\mu$，得到

$$F_s^{(0)}(x, \omega_n) = f_0(\omega_n)\mathrm{Re} \int_1^\infty \frac{dt}{t^2} \exp[-(\alpha_n + i\beta)xt]. \qquad (13)$$

我们定义广义指数积分

$$E_2(z) = \int_1^\infty \frac{dt}{t^2} e^{-zt}. \qquad (14)$$

T因此，经过角度平均的单态关联为 re

$$F_s^{(0)}(x, \omega_n) = f_0(\omega_n)\,\mathrm{Re}\,E_2\,[(\alpha_n + i\beta)x]. \qquad (15)$$

在可以忽略 f 的假设下，方程 (15) 对任意 x/ξ_h 均成立；我们将在下文对此进行讨论。特别地，它满足

$$F_s^{(0)}(0, \omega_n) = f_0(\omega_n), \qquad (16)$$

因为 $E_2(0) = 1$。

因此，对马茨巴拉频率求和后，我们的单态超导振幅的最终结果是

$$\Psi_s^{(0)}(x) = \mathcal{N} \sum_{0<\omega_n<\omega_c} \frac{\Delta}{\sqrt{\omega_n^2+\Delta^2}} \mathrm{Re}\, E_2\left[\left(\frac{1}{l_{\mathrm{mfp}}} + \frac{2\omega_n}{\hbar v_F} + i\frac{\Delta_{\mathrm{ex}}}{\hbar v_F}\right)x\right], \qquad (17)$$

其中，ω_c是配对截止，$\mathcal{N}$是整体归一化因子。由于根据泡利原理，单态关联函数关于频率为偶函数，因此只需对正频率求和。

数值结果。

为评估杂质诱导的角向混合的影响，我们保留散射项 f_+/τ，对公式（1）进行数值求解。对于每个正马茨巴拉频率，我们将轨迹方向 μ 和空间坐标 x 离散化。对于满足 $\mu > 0$ 的轨迹，从超导边界向前传播，此处 $f_+(0, \mu, > 0, \omega_n) = f_0(\omega_n)$；而满足 $\mu < 0$ 的轨迹，则从远处的吸收边界向后传播。

从单轨迹解出发，我们计算

$$\langle f_+(x, \omega_n)\rangle = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} d\,\mu\, f_+(x, \mu, \omega_n), \qquad (22)$$

将这一角平均作为轨迹方程中的源项，并不断迭代，直至达到自洽。收敛后，通过完整的费米面平均得到局域各向同性单态关联，

$$F_s(x, \omega_n) = \mathrm{Re}\left[\frac{1}{2}\int_{-1}^{1} d\,\mu\, f_+(x, \mu, \omega_n)\right]. \qquad (23)$$

随后对正马茨巴拉频率求和，并以其在超导界面处的数值归一化。数值解如主文中的图3所示，重现了初始阶段的快速抑制；采用 $\Delta_{\mathrm{ex}} = 100$ meV 时，所得第一个极小值接近实验值。

参考文献：

[S1] C. Pfaff, S. Petit-Watelot, S. Andrieu, L. Pasquier, J. Ghanbaja, S. Mangin, K. Dumesnil 和 T. Hauet, 《应用物理快报》125, 102601（2024年）。[S2] K.-R. Jeon, C. Ciccarelli, A. J. Ferguson, H. Kurebayashi, L. F. Cohen, X. Montiel, M. Eschrig, J. W. A. Robinson 和 M. G. Blamire, Nature Mater 17, 499（2018年）。[S3] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer 和 B. I. Halperin, 《现代物理评论》77,（2005年）。[S3] Y. Tserkovnyak, 《物理评论B辑》66,（2002年）。[S5] J. M. Shaw, H. T. Nembach, T. J. Silva 和 C. T. Boone, 《应用物理学杂志》114, 243906（2013年）。[S6] K. Rogdakis 等, 《物理评论：材料》3, 014406（2019年）。[S8] G. Eilenberger, Physik 214, 195（1968年）。[S9] J. Linder, T. Yokoyama 和 A. Sudbø, 《物理评论B辑》77, 174514（2008年）