arXiv:2304.05825v1 [cond-mat.mes-hall] 12 Apr 2023

共存并相互作用的自旋转矩驱动自由层和参考层磁液滴孤子

S. Jiang[1, 2, 3*], S. Chung[2, 4, *], M. Ahlberg[2, *], A. Frisk[2], Q. Tuan Le[2,5], H. Mazraati[2], A. Houshang[2],O.Heinonen[6, †] &J. Åkerman[2,3,5]

[1]华南理工大学微电子学院，中国广州 *511442*[2]哥德堡大学物理系，瑞典哥德堡 *41296*[3] *NanOsc AB*，瑞典希斯塔 *164 40*[4]韩国教员大学物理教育系，韩国清州 *28173*[5]*KTH* 皇家理工学院工程科学学院应用物理系，瑞典斯德哥尔摩 *100 44*[6]阿贡国家实验室材料科学部，美国伊利诺伊州莱蒙特 *60439*

*这些作者对本研究的贡献相同。 †现址及永久地址：希捷科技，明尼苏达州布卢明顿市计算机大道*7801*号，邮编*55435*。

磁性液滴是纳米尺度的非拓扑磁动力学孤子，可在自旋转矩纳米振荡器（STNO）或自旋霍尔纳米振荡器（SHNO）中成核。迄今为止，所有理论、数值和实验液滴研究都聚焦于自由层（FL），而参考层（RL）中的任何额外动力学都完全未受关注。在此，我们利用全垂直型 STNO 展示，参考层中不仅存在显著的磁动力学，而且参考层本身也能容纳一个与自由层液滴共存的液滴

。实验上，这两个液滴分别表现为直流电阻和微分电阻中的阶跃变化与尖锐峰值。单个自由层液滴具有很高的稳定性，而共存态则呈现高功率宽带微波噪声。微磁模拟证实了实验结果，并揭示液滴之间存在强相互作用。我们展示了强相互作用且彼此间距很近的液滴，为研究高度非线性的孤子对动力学提供了独特平台。

磁化动力学可由自旋转移力矩（STT）和/或自旋轨道力矩（SOT）在自旋电子纳米器件中激发[1–4]。借助纳米振荡器，可以产生丰富的动力学现象，例如传播自旋波[5], 局域子弹态[6,7], 磁性液滴[1], 动态涡旋[8] 和斯格明子[9]。其高度可调的动力学对于射频电子学[10,11],磁性随机存取存储器（MRAM）[12], 磁振子学[13], 神经形态计算[14,15], 和伊辛机[16]等应用至关重要。

磁性液滴孤子已成为众多研究的主题，涵盖理论[17–20]、数值[20–24]和实验方面[1, 25–29]。然而，迄今为止，所有液滴研究都忽略了参考层的磁动力学。另一方面，磁开关中的回跳问题已被研究十余年。[30] 当施加的直流电流远高于临界开关电流时，就会发生回跳，导致参考层失稳并激发动力学。[31–35] 在磁性隧道结中也观察到了参考层模式。[36] 因此，施加电流足够大时，预计自由层和参考层都会表现出动力学行为。

双液滴的实验特性。 我们采用纳米接触自旋转移纳米振荡器，其自由层和参考层均具有强垂直磁各向异性（PMA）。图 1 展示了叠层中的层材料及其顺序（图 1a），并示意了单个自由层液滴（图 1b）。虽然参考层通常被视为单纯的极化层，本质上不具有动力学行为，但我们表明，参考层和自由层都可以形成液滴，并如图 1c 所示共存。

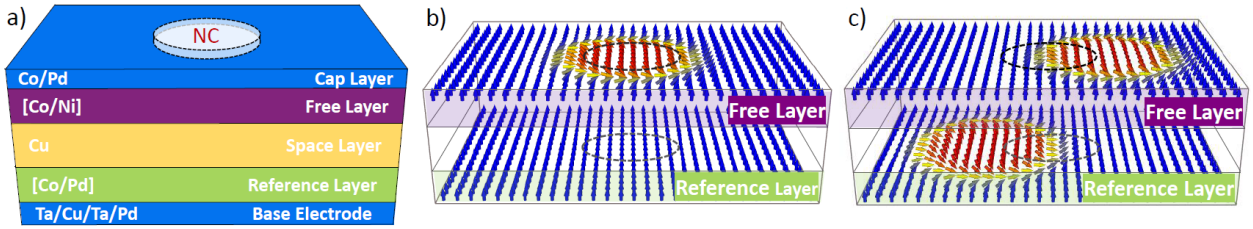

图1：**样品示意图**。**a**带有叠层信息的自旋转移纳米振荡器器件示意图。自由层（Co/Ni多层膜）和参考层（Co/Pd多层膜）均具有强垂直磁各向异性。**b** 在自由层中成核的单液滴。**c** 自由层和固定层中的双液滴。虚线圆圈表示纳米接触（NC）区域。

液滴成核通常通过检测频率的骤降来识别。然而，在我们的测量中，外加磁场沿着两层的垂直磁各向异性轴。因此，STNO 的电阻不受面内磁化方向的影响，也就无法利用巨磁阻在实验上获取液滴周边自旋的微波频率进动。相反，我们结合绝对电阻（直流）和微分电阻（R_{DC}、$R_{dV/dI}$），以及功率谱密度（功率谱密度），来识别不同的相。我们在早期的一项研究中采用了类似的方法，并观察到从液滴到静态磁泡的转变[29]。

图 2 展示了观测到的所有磁态的实验特征：简单静态

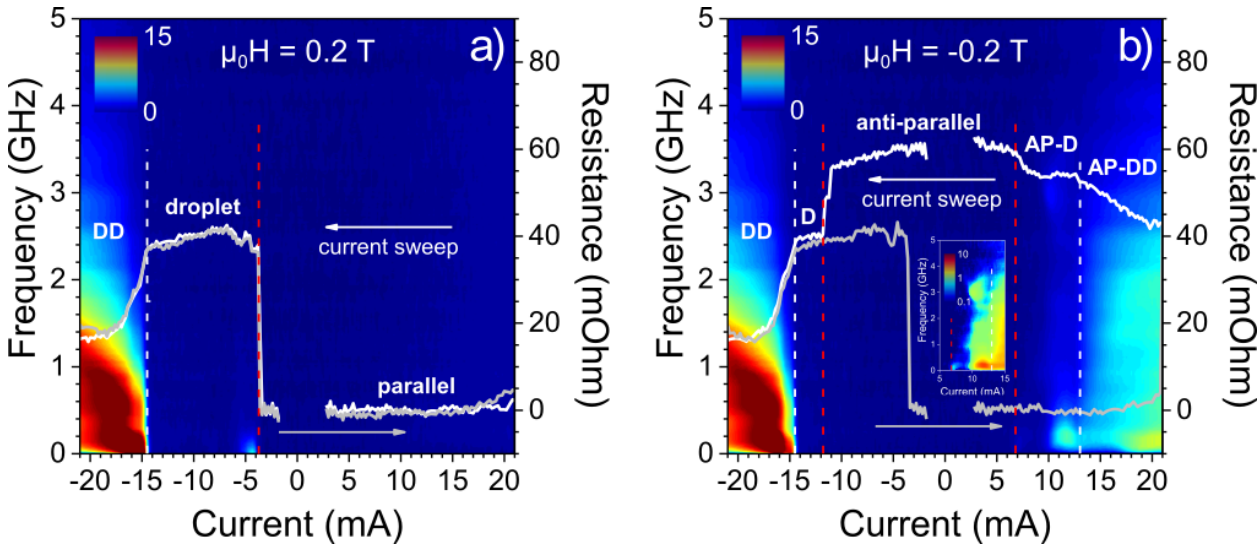

图 2：**直流和射频表征**。在**a** $\mu_0 H = +0.2$ T 和**b**$\mu_0 H = -0.2$ T 下，电流从 $I = 21$ mA 扫描至 $I = -21$ mA 时的直流电阻（白线）及对应的功率谱密度（彩色图）。灰线显示反向扫描 $I = -21 \rightarrow 21$ mA 时的电阻；未显示对应的功率谱密度。AP、D 和 DD 分别表示反平行态、单液滴和双液滴。已从原始数据中去除恒定的器件电阻和抛物线背景（由焦耳热引起），因此得到的平行态电阻为零。**b** 中的插图显示了对数刻度下 $I = 5$–15 mA 时的功率谱密度。

自由层和参考层的平行（P）与反平行（AP）排列、单个自由层液滴（D）、AP 态下的单个自由层液滴（AP-D），以及新颖的 P 态双液滴（DD）和 AP 态双液滴（AP-DD）。正向施加电流（I）对平行层没有影响（图2a），因为在这种情况下，STT 会增强类阻尼力矩，使电阻几乎保持恒定。反转电流极性后，在 $I \approx -4$ mA 时会成核形成普通液滴，这表现为 R_{DC} 中明显的阶跃，以及成核后紧接着的一段狭窄电流范围内极弱的微波信号[26,27]。电阻在约 10 mA 的电流范围内保持较高，且没有伴随噪声，这表明该液滴极为稳定。

随着电流进一步增大，出现双液滴，即参考层中出现共存的液滴。该转变的特征是低频噪声突然显著增强，

同时电阻降低。微波噪声可能是由液滴湮灭/重新成核和漂移引起的，这表明双液滴态的稳定性低得多。此外，如果两个液滴都稳定，电阻应趋近平行态的数值。但实际上，电阻稳定在约 17 mΩ，约为平行态与液滴态之间的中间值。

现在我们转向磁场的相反极性， $\mu_0 H = -0.2\,\mathrm{T}$（图 2b）。在此磁场下，样品处于反平行态，正向电流有利于液滴成核。尽管扫描从 $I = +21$ mA 开始，我们仍从较低电流开始描述。电阻在 I =6.8 mA 处略有下降，对应于液滴形成。这一转变还伴随着可测量的微波噪声，不过在图中很难辨认。插图通过以对数刻度呈现功率谱密度，突出显示了这一微弱信号。电阻降幅（$\Delta R_{\mathrm{D}}^{\mathrm{AP}} \approx 6$mΩ）小于平行态下液滴对应的增幅 R （$\Delta R_{\mathrm{D}}^{\mathrm{P}} \approx 40$ mΩ）。 ΔR_{D} 的差异意味着尺寸不同，而反平行液滴尺寸较小，这与张-李力矩（ZLT）的作用相符[27]。在约 10 mA 的较高电流下，反平行液滴变得不稳定；最终，在 13 mA 时，参考层中成核形成第二个液滴（反平行双液滴），此时电阻下降且噪声水平较高。

负电流下的行为与 $\mu_0 H = +0.2\,\mathrm{T}$（图2a）完全相同，但有一个重要例外：当电流达到阈值时，磁态会从反平行态切换到平行态。由于参考层磁化与自由层[33] 及外加磁场均反平行，因此随着电流增大，该层会变得越来越不稳定，最终发生反转。反转表现为 R_{DC}显著下降，同时形成稳定的普通液滴，且没有伴随微波信号。单液滴相之后出现参考层液滴成核（ DD），而反向扫描（灰线）会重复相同的

特征。然而，在最高正电流下（最后一个数据点， $I = 21\text{mA}$），自旋转移力矩会促使磁化强度反平行排列，反平行双液滴再次出现。

实验结果表明，与反平行态相比，平行态下液滴的实验迹线存在显著差异。初步看来，两者本应相同。然而，正如前文所述，张-李力矩会使反平行液滴收缩，而张-李力矩的存在正是由电流分布具有面内分量所致[27]。因此，施加的电流打破了系统的对称性。这不仅导致液滴尺寸不等，还会影响双液滴区间内的演化。对观测到的功率谱密度的影响十分显著。比较图 2b 中分别对应负向电流和正向电流的动态信号可见，平行双液滴的最大功率约为反平行双液滴的两倍。信号的形状也有所不同。在负向电流下，功率随频率增加而逐渐趋于平缓；在正向电流下，信号在 2 吉赫的频率范围内保持恒定。在这两种情况下，频率接近 5 吉赫时，功率都会减小。因此，共存液滴的漂移运动在很大程度上取决于磁性层的初始取向。尽管如此，主导时间尺度相近。平行态和反平行态的功率谱密度均在约 0.2 吉赫处达到最大值，并且在 5 吉赫以上没有信号。

电流–磁场相图。 图3a所示的相图根据 $R_{\mathrm{dV/dI}}$构建，图3b则展示了对0–5 吉赫范围内的微波噪声进行积分后得到的结果，并采用对数刻度以突出显示微弱信号。通过比较这两幅子图，可以轻松识别不同的磁态。正向电流下唯一可见的特征出现在反平行构型（-0.28 T

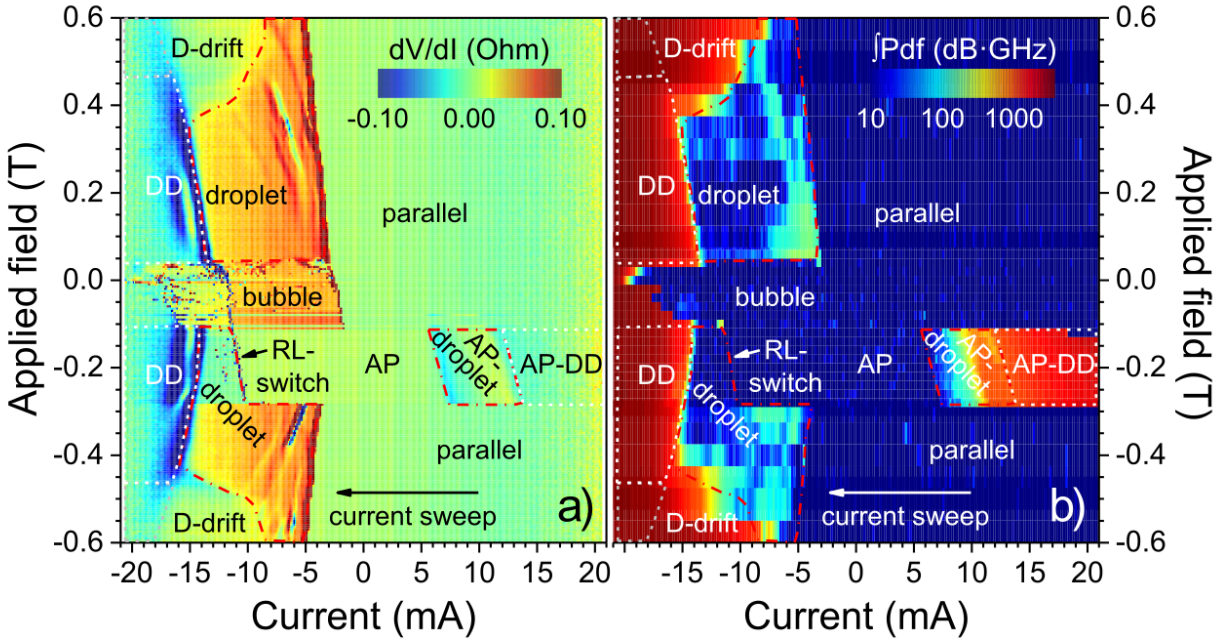

图3：**基于STNO微分电阻和微波噪声的相图。a**STNO微分电阻（dV/dI）随施加电流和磁场的变化；已去除抛物线背景。**b** 微波噪声，在0–5吉赫范围内积分，并以对数刻度表示。红色点划线标示稳定单液滴的区域，而具有双液滴（DD）的区域以白色虚线表示。灰色虚线表示难以区分单液滴漂移（D-drift）和双液滴动力学的区域。在正向电流下可观察到处于反平行（AP）状态的液滴。在每次从21扫至 -21 mA（图中显示）再返回的电流扫描之间（返回过程未显示），先将样品置于0.6 T的磁场中使其饱和，随后设定测量磁场。**a** 和**b** 中的数据来自两次不同的测量。

$<\mu_0 H<-0.10$ T）中，此时施加较大的 $+I$ 后，双液滴立即成核。随着电流减小，参考层磁畴滴先消失，随后单个自由层液滴湮灭，最终留下简单的反平行态。在该状态下，负向电流会使参考层[33,37]失稳；在约 $I=-10$ mA时，参考层沿外加磁场方向翻转。微分电阻未显示随后发生的液滴成核，也没有相应的微波噪声。然而，翻转后 R_{DC} 的大小与普通

液滴（图2a），由此我们得出结论：一旦参考层反转，自由层中确实会出现液滴。进一步增大电流也会在参考层中成核形成液滴，这一转变在图3a中清晰表现为负峰（蓝线），在图3b中则表现为强噪声的明显起始。

单液滴成核边界呈现自旋转移力矩理论[38]所预期的线性关系。图3显示，在很宽的磁场和电流范围内，液滴都极为稳定，我们用红色点划线标出了这一区域。在此范围内观测到的微弱微波噪声信号与液滴模态转换有关，这种转换在 $R_{\mathrm{dV/dI}}$中也表现为峰值。参考文献 [29] 给出了低电流下更清晰的噪声分布图。图3中的白色虚线标出了双液滴明确存在的范围。在高于 $\mu_0 |H| \approx 0.46$ T时，这一转变更加模糊；此外，在高磁场和大电流下，自由层液滴也伴随着强烈的微波噪声。灰色线条标示了难以区分单液滴和双液滴的范围。

微波噪声特性。图4显示了在四个选定磁场和电流下的直流电阻与微波噪声。图4a中 $\mu_0 H = 0.35$ T时的行为与 $\mu_0 H = 0.20$ T时的观测结果（图2a）非常相似。电阻的明显阶跃表明单液滴成核；它在很宽的电流范围内保持稳定，直到$I \approx -15$ mA时出现双液滴，此时 R_{DC} 下降并伴随着强噪声的出现。在图4b中，磁场增加了0.05 T，图像也略有变化。微波噪声在较弱电流下出现，且最初覆盖的频率低于双液滴信号。整体电阻曲线几乎没有变化。单液滴相和双液滴相之间仍然很容易区分，

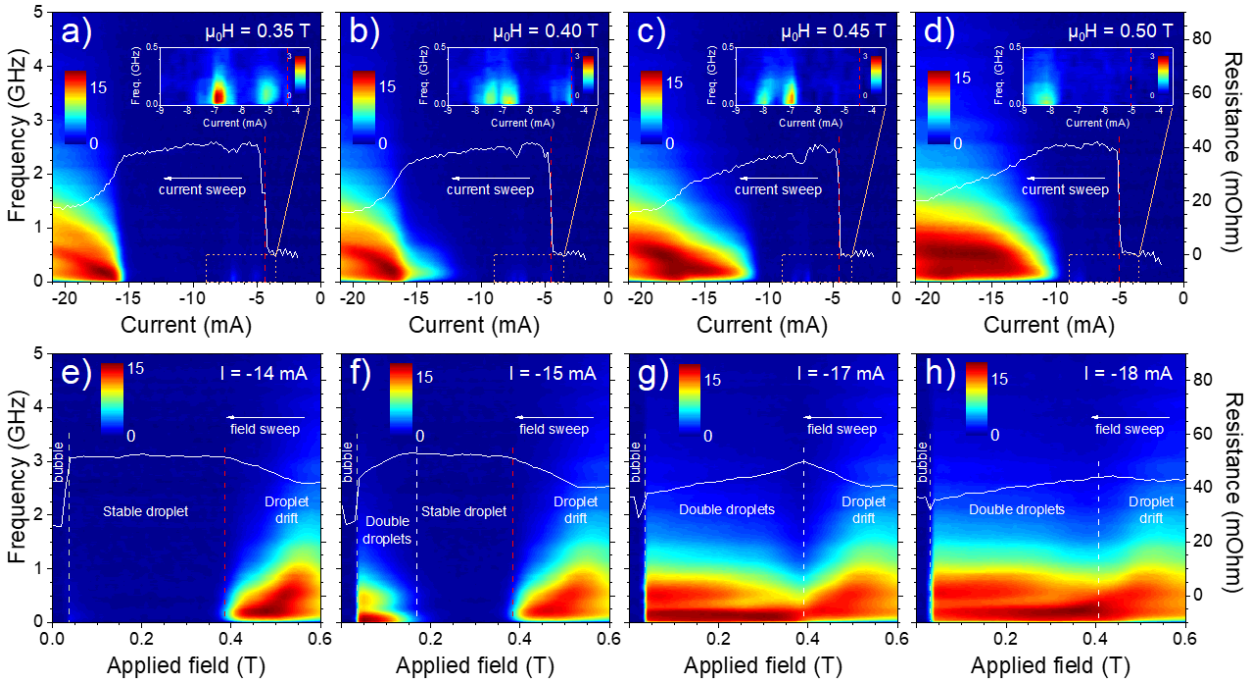

图4：**选定磁场和电流下的微波噪声功率谱密度（PSD）及直流电阻。a–d** 四种不同磁场下电流扫描的功率谱密度（彩色图）和直流电阻（白线）：**a** $\mu_0 H$ =0.35 T、**b** $\mu_0 H = 0.40$ T、**c** $\mu_0 H = 0.45$ T 和 **d** $\mu_0 H = 0.50$ T。插图放大显示了功率谱密度中的微弱信号；所示区域由橙色虚线框标出。红色虚线标出单液滴的成核位置。电流从 $I = +21$ mA 扫描至 $I = -21$ mA，但由于正向电流下没有值得注意的现象，因此仅显示负向电流的数据。**e–h** 四种不同电流下磁场扫描的功率谱密度（彩色图）和直流电阻（白线）：**e** $I = -14$ mA、**f** $I = -15$ mA、**g** $I = -17$ mA、**h** $I = -18$ mA。已从电阻中去除抛物线背景。

我们将初始噪声归因于单液滴漂移。随着图4c–d中的磁场进一步增强，电阻呈现出明显的斜率，噪声开始出现的电流也进一步减小。单液滴与双液滴之间的区别变得模糊。图4e–h所示的磁场扫描更清楚地展示了单液滴和双液滴的特征，以及二者边界逐渐消退的过程。在图4e中以 $I = -14$ mA为代表的中等电流下，只有自由层液滴；它们在接近零磁场[29]时冻结成静态气泡。液滴在高磁场下会发生漂移，表现为

时间平均电阻降低并伴有微波噪声。在相同磁场下，$I = -15$ mA 时也观察到类似的漂移，但图4f还揭示了漂移噪声与双液滴噪声之间的差异。双液滴的动态信号覆盖较低的频率范围，呈现双峰状，而单液滴漂移噪声在接近零吉赫时减弱。此外，R_{DC} 在双液滴（DD）状态下斜率为正，在稳定的普通液滴状态下保持不变，而在存在漂移时则下降。图4g显示，在 $I = -17$ mA时仍能观察到这些不同特征，不过两种状态之间没有明确的分界。电流进一步增大时（如图4h所示），没有明显特征可以界定这两种状态；不过，高磁场下接近零频率处的强度有所下降，表明存在单液滴漂移。

图4a-d中的插图放大了选定电流下的情况，并突显了单液滴相中的低噪声信号。液滴成核并不总是伴随可测量的动态变化。不过，（单）液滴模式之间的转换可通过 R_{DC}中明显的拐点以及清晰的低频信号辨别出来。图3中也发现了这些模式转换，相关噪声在 ≈ 0.5 吉赫以上没有强度。因此，与单液滴漂移或双液滴相互作用相关的运动相比，模式转换的横向动态要慢得多。

微磁模拟。我们开展了微磁模拟，以进一步探索双磁畴滴相。对自由层和参考层中的磁动力学进行了同步模拟。考虑到回跳效应，我们将一层的实时磁化状态作为另一层的极化层。所有模拟均采用零温度，即

$T = 0$ K。总体而言，结果证实了参考层中液滴的实验观察。此外，根据动力学特征，双磁畴滴态可分为三个子类——周期性、伪周期性和混沌。

如图 5a-b 所示，在高磁场、低电流（$\mu_0 H = 0.5$ T，$I = -4$ mA）下会形成普通液滴，图中分别展示了自由层和参考层磁态的快照。此外，图 5g-i 展示了两层的 M_x 和 M_z 分量随时间的变化。面外磁化强度基本不随时间变化，也未观察到漂移。面内磁化强度在参考层中呈现微弱效应，其频率与均匀自由层磁畴滴进动相同，为 14 吉赫。这意味着液滴以理论下限频率进动，即塞曼频率（$f_Z = \gamma / 2\pi\mu_0 H$）。然而，理论预测，耗散磁畴滴的频率会随其直径增大而单调降低，且只有在尺寸趋于无限大时才会达到下限[18]。我们的液滴尺寸并不特别大，因此其低频率必定是由与参考层的相互作用所致，这种相互作用减慢了进动。

随着磁场保持恒定、电流增大，双液滴开始出现。图 5c-j 展示了这一状态的特征。自由层液滴和参考层磁畴滴都无法保持稳定。磁畴滴体积的演变反映在 M_z 分量中，见图 5j。从 $t = 1$ ns 开始，自由层液滴已完全形成，而参考层仅表现出微小振荡。自由层中也能看到类似的振荡。图 5c-d 展示了自由层液滴与微小参考层扰动同时存在的情况。参考层激发随时间增强，经过一段时间后，参考层磁畴滴开始增长（$t \approx 4$ ns）。与此同时，自由层液滴

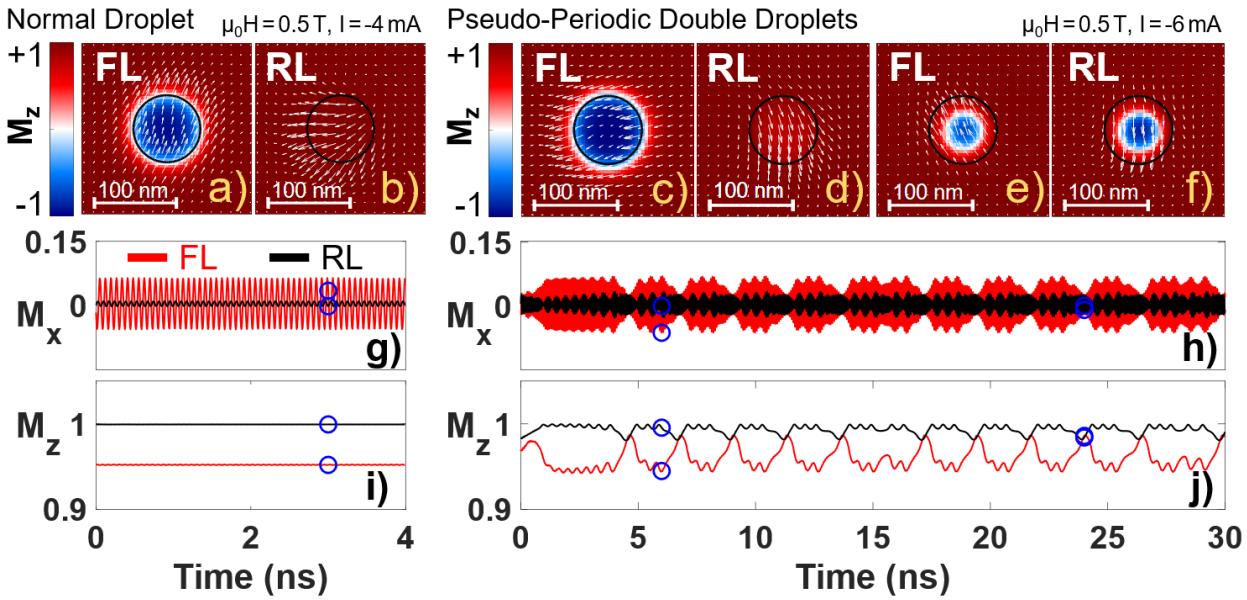

图 5：**普通自由层液滴与伪周期性双液滴。a–f** 液滴快照，以及**g–j** M_x （面内）和 M_z （面外）的时间演化。自由层（FL）和参考层（RL）的磁化强度分别以红线和黑线表示。**g–j** 中的蓝色圆圈表示相应快照所对应的时间和磁化强度。

开始收缩。当两个液滴大小大致相同时（图 5e-f），自由层液滴开始扩张，而参考层磁畴滴则逐渐缩小。参考层磁畴滴消失后，新的振荡出现，这一过程便重新开始。

因此，伪周期性状态 DD 的特征是膨胀/收缩过程。乍看之下它似乎具有周期性，但其周期性远不完美。偶尔，在液滴达到最小/最大尺寸之前，这一过程就会中断，例如见图 5j 中 $t = 15$ ns 处。显然，这一过程涉及随机因素。此外， M_z 中相邻峰值之间的间隔并不相同。 x分量的快速进动也呈现出拍频和逐渐的相位偏移。随机性必定由底层方程所支配的内在非线性动力学和/或数值噪声驱动，因为 $T = 0$ K 排除了任何热效应。尽管不稳-

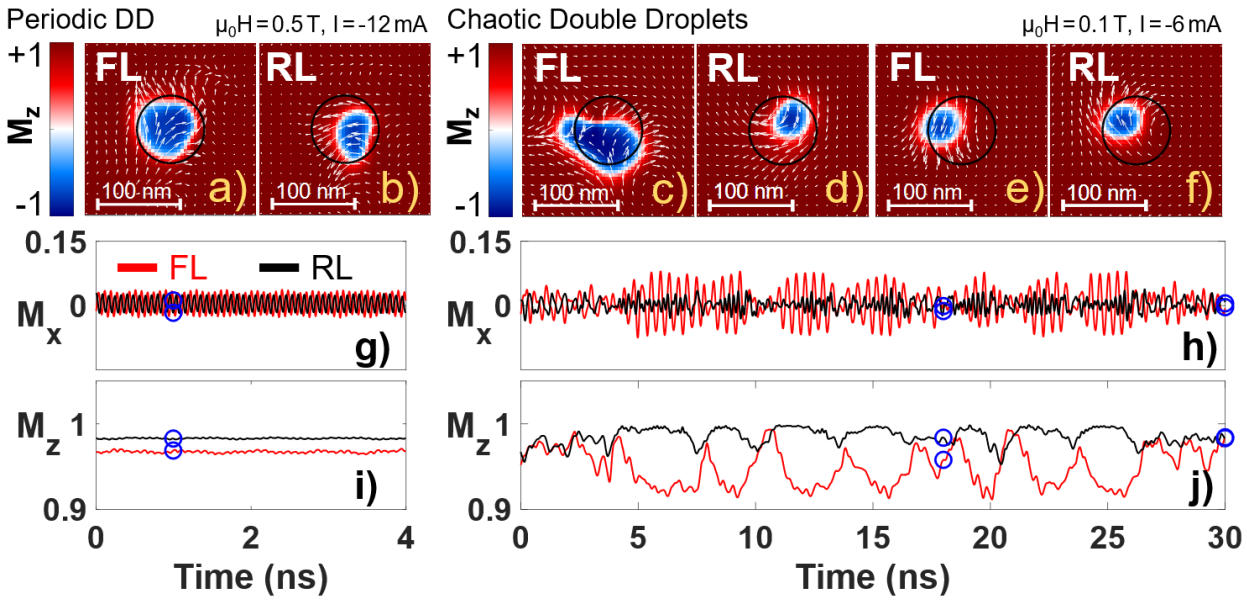

图 6：**周期性和混沌双液滴**。**a–f** 磁滴快照，以及**g–j** M_x（面内）和 M_z（面外）的时间演化。自由层（FL）和参考层（RL）的磁化强度分别以红线和黑线表示。**g–j** 中的蓝色圆圈标示出相应快照的时间和磁化强度。

定，这种动力学包含不同的时间尺度，可以对其进行估算。占主导地位的面内进动频率与单磁滴态相近，为 ≈ 14 吉赫。两个分量中的小幅振荡周期为 ≈ 0.45 ns。M_z 中的大峰值大约每两纳秒出现一次，而该过程每隔 10–15 ns 就会中断一次。

电流进一步增大时，会形成周期性双磁滴态，见图 6。此时，自由层液滴总是伴随着参考层中的对应液滴。每个液滴都以 ≈ 2.4 吉赫的频率，绕纳米接触中心附近的一点进动，并彼此排斥。它们之间的相互依赖不仅导致频率明显降低至 $f = 12.7$ 吉赫，还使两者以几乎相同的频率进动。结合磁结构，可以解释这种亚塞曼频率。周期性双液滴表现出非常显著的内禀——

平面纹理（图 6a、b），而均匀的磁态是将 f_{Z} 解释为可达到的最低频率的必要条件。另一方面，互相的进动频率出乎单液滴理论的预期。这些层具有不同的各向异性和饱和磁化强度，但更重要的是，它们的自旋反转程度截然不同（如图 6i中的 M_{z} 所示）。这些不相等的性质并不影响频率这一事实，凸显了第二个液滴的重要性。

如图6h-j 所清晰显示，在降低磁场和电流（$\mu_0 H = 0.1$ T、 $I = -6$ mA）后，会出现混沌状态。两个液滴均不稳定，在短暂时刻内，自由层-D 几乎完全消失，而参考层-D 则会在较长时间内缺失。与伪周期性情况相反，两个液滴的 M_{z}-分量之间不存在相关性。此外，仅在没有参考层液滴时，面内进动才是均匀的。

鉴于模型较为简单，微磁学结果与实验结果吻合良好。稳定的自由层-液滴相出现在低电流下，而伪周期性和混沌双液滴在 M_{z} 中均表现出显著振荡，这对应于一种可通过实验测量的信号。振荡出现在数纳秒至十分之几纳秒量级的时间尺度上，其中最大振幅出现在周期最长的情况下。这些时间尺度与约0.15吉赫处的实验微波峰值相吻合，也与向更高频率方向的宽广衰减趋势相符。

实验数据中未发现周期性双液滴，因为这种情况会导致动态信号随电流增加而减弱或消失。相反，我们观察到信号在最高电流下最强，这很可能与液滴的大幅漂移有关。话虽如此，

不能期望模拟能够对所有数据进行定量拟合。该模型假设处于零温度条件下，而在大电流下，这一假设显然不再成立。尽管如此，模拟仍揭示了共存液滴的一些有趣特征。

结论

最后，我们指出，在对自旋转矩稳定的磁动力学孤子的研究中，参考层的作用通常被忽视。我们的结果表明，不能忽略参考层，尤其是在高电流下。实验有力地证明，自由层和参考层中存在共存的液滴。微磁模拟也再现了这种双磁畴滴态。此外，模拟表明，双液滴的稳定性可通过磁场和频率调节，从而使参考层液滴与自由层液滴之间产生多种相关性。这些发现是迈向全面理解磁孤子的重要一步，而这种理解对于实现相关现象的实际应用至关重要。

方法

器件制备。采用直流/射频磁控溅射，在热氧化 Si 晶圆上沉积多层叠层，该叠层由种子层 Ta (4)/ Cu (14) / Ta (4) / Pd (2)、全垂直型伪自旋阀结构 [Co (0.35) / Pd (0.7)]$\times$5/ Co (0.35) / Cu (5) / [Co (0.22) / Ni (0.68)]$\times$4 / Co (0.22)，以及覆盖层 Cu (2) / Pd (2) 组成（括号中的数字表示厚度，单位为纳米）。在全垂直型伪自旋阀结构中， [Co/Pd]多层膜被视为参考层， [Co/Ni] 叠层则被视为自由层，如图

1 所示。利用常规光学光刻和干法刻蚀技术，在堆叠晶圆上制备了 $8\ \mu m \times\ \times 16\ \mu m$ 台面，并通过化学气相沉积（CVD）使用厚度为 30 nm 的 SiO_2 薄膜进行绝缘。随后，采用电子束光刻（EBL）和反应离子刻蚀（RIE），在每个台面顶部刻蚀穿过 SiO_2 的纳米接触。纳米接触为圆形，直径在 50 至 150 nm 之间。最后，在顶部先沉积 500 nm 厚的铜，再沉积 100 nm 厚的金，并通过剥离工艺制成接触电极。图 1–4 所示测量中使用的器件，其纳米接触直径为 60 nm。

磁学和电学表征。 外部磁场沿垂直于薄膜平面的方向进行扫描。使用我们定制的 40 吉赫探针台，对制备的自旋转矩纳米振荡器进行微波和直流测量。该设备能够调节磁场强度、极性和方向。器件通过地-信号-地（GSG）探针连接。利用 Keithley 6221 电流源产生的直流电流经由 40 吉赫偏置三通流入探针（从而流入器件）。直流电压通过 Keithley 2182 纳伏表进行测量。在此，我们将所施加直流电流的负号定义为电子从自由层流向参考层。当电流产生足够大的自旋转移力矩时，便会出现自振荡并发射微波信号。该微波信号通过偏置三通与直流电压解耦，随后经低噪声放大器放大，再由频谱分析仪（R&S FSU，20 Hz–67 GHz）记录。

微磁模拟。微磁模拟使用基于 GPU 的开源 MuMax3 代码进行。[39] 求解器采用默认设置，包括时间步长。STNO 由 $512 \times 512 \times 3$ 个单元构成，单元尺寸为 $3.90625 \times 3.90625 \times$

3.90625 nm^3。区域*1*被定义为第一 512×512 层，对应于 [Co/Pd]参考层。区域*2*构成了代表 [Co/Ni] 自由层的最后一层。中间层指的是铜间隔层。通过将变量”FreeLayerThickness.SetRegion”设置为3.90625nm，使区域*2* 的自由层（参考层）厚度分别为（.8125 nm 对于区域*1*）。

驱动电流的流动采用直径为 80 nm（NC 尺寸）的简单圆柱体进行建模，并计算并纳入了奥斯特磁场。由于电流路径建模时不含任何 xy 分量，模拟中未考虑张-李力矩。RL 与自由层之间的层间交换耦合设为 0。自由层（RL）的磁性参数包括：根据面外 FMR 测量确定的单轴磁各向异性 $K_{\mathrm{u}} = 340$ kJ/m^3 （375 kJ/m^3），以及文献报道的饱和磁化强度 $M_{\mathrm{s}} = 716.2$ kA/m（730 kA/m）[40]。两层采用相同的标准参数：旋磁比 $\gamma/2\pi$ =28 GHz/T、交换刚度 $A_{\mathrm{ex}} = 10$ pJ/m、阻尼常数 $\alpha = 0.03$、电流极化率$P = 0.4$和自旋转矩不对称参数 $\Lambda = 1.3$。为模拟回跳效应，我们将一层的实时磁化强度视为另一层的极化层。换言之，两层的实时状态通过 STT 效应相互影响，并在每个时间步更新极化状态。

在模拟样品边缘施加了吸收边界条件，其形式为阻尼平滑递增的轮廓，以避免自旋波反射造成的干扰伪影。为模拟实验装置中的不确定性，并避免使用精确的 90 度时出现的奇点，外加磁场和初始磁化角均设为 89.7 度

。图 5g-j 和 6g-j 所示的磁化分量是在面积为 128×128 个单元（即 500×500 nm^2,）的区域内计算得出的，纳米接触位于区域中央。因此，纳米接触区域约占采样面积的 2%。瞬时磁化强度值每隔 6 ps 保存一次。

数据可用性。支持本研究结论的数据可根据合理请求向通讯作者索取。

代码可用性。本研究所使用的代码可根据合理请求向通讯作者获取。

致谢 谨此感谢瑞典研究理事会（VR）、瑞典战略研究基金会（SSF）、G¨oran·古斯塔夫松基金会以及克努特和爱丽丝·瓦伦堡基金会的支持。S.J.感谢中国国家自然科学基金委员会（资助号621044196）、太仓市基础研究计划（资助号TC2021JC19）和重庆市自然科学基金（资助号2022NSCQ-MSX4891）提供的经费支持。S.C.感谢由韩国科学技术信息通信部资助的韩国国家研究基金会（NRF）项目（资助号2020R1F1-A1049642和2022M3F3A2A03014536）提供的支持。OH开展的工作由美国能源部科学办公室基础能源科学部材料科学与工程项目资助。我们衷心感谢实验室计算资源中心在阿贡国家实验室运行的高性能计算集群Blues和Bebop所提供的计算资源。

作者贡献S.J.、S.C.、Q.T.L. 和 H.M. 对材料堆叠进行了表征和优化。S.J.、S.C.、Q.T.L. 和 A.H. 制作了这些器件。S.J. 和 S.C. 完成了所有微波和电

学测量。A.F. 和 O.H. 开展了微磁模拟。S.C. 和 J. ˚A. 发起并指导了该项目。所有作者均参与了数据分析，并共同撰写了手稿。

利益冲突 作者声明不存在任何利益冲突。

通信作者 有关材料的咨询和索取事宜，请联系 J. ˚A.（电子邮箱：jo- han.akerman@physics.gu.se）、S.C.（电子邮箱：sjchung76@knue.ac.kr）或 M.A.（电子邮箱：martina.ahlberg@physics.gu.se）。

参考文献

1. Mohseni, S. M. 等 自旋转矩产生的磁性液滴孤子。《科学》 **339**, 1295 (2013)。

2. Chen, T.等 自旋转矩与自旋霍尔纳米振荡器。《*IEEE* 会议录》 **104**, 1919 (2016)。

3. Tarequzzaman, M.等 由隧穿自旋注入和自旋霍尔电流联合驱动的自旋转矩纳米振荡器。《*Commun. Phys.*》**2**, 20 (2019)。

4. Song,C.等。 自旋轨道力矩：材料、机制、性能及潜在应用。 *Prog. Mater Sci.***116**, 100761（2020）。

5. Houshang,A.等自旋转移力矩驱动的纳米接触磁性隧道结中的高阶传播自旋波。《自然·通讯》**9**，4374（2018）。

6. Bauer,M.等 在磁性薄膜中观察到自旋波的时空自聚焦。《物理评论快报》**81**, 3769 (1998)。

7. Dumas,R.K.等自旋波模态共存的纳米尺度：奥斯特场诱导的非对称能量景观的结果。《物理评论快报》**110**，257202（2013）。

8. Pribiag, V. 等. 由直流自旋极化电流驱动的磁涡旋振荡器。《自然·物理》**3**, 498 (2007)。

9. Garcia-Sanchez, F., Sampaio, J., Reyren, N., Cros, V. & Kim, J.-V. 基于斯格明子的自旋转矩纳米振荡器。《新物理学杂志》**18**, 075011 (2016)。

10. Choi, H. S. 等. 基于自旋纳米振荡器的无线通信。《科学报告》**4**, 5486 (2014)。

11. Sharma, R. 等. 用于2.4 GHz WiFi 频段传输和能量收集的电连接自旋转矩振荡器阵列。《自然·通讯》**12**, 2924 (2021)。

12. Okamoto, S., Kikuchi, N., Furuta, M., Kitakami, O. & Shimatsu, T. 微波辅助磁记录技术及相关物理。《物理学杂志*D*：应用物理》**48**, 353001 (2015)。

13. Barman,A.等。2021年磁振子学路线图。《物理学杂志：凝聚态物质》*33*, 413001（2021年）。

14. Romera,M.等。 使用四个耦合自旋转矩纳米振荡器进行元音识别。《自然》**563**, 230（2018）。

15. Zahedinejad, M.等。二维相互同步的用于神经形态计算的自旋霍尔纳米振荡器阵列。《自然 · 纳米技术》 **15**，47 （ 2020 ）。

16. Albertsson, D. I. 等利用自旋转矩纳米振荡器构建超快伊辛机。《应用物理快报》**118**, 112404 (2021).

17. Slavin, A. & Tiberkevich, V. 自旋极化电流产生微波的非线性自振荡器理论。《*IEEE*磁学汇刊》**45**, 1875 (2009).

18. Hoefer, M., Silva, T. & Keller, M. 自旋转矩纳米接触激发的耗散磁畴滴孤子的理论。《物理评论*B*辑》**82**, 054432 (2010).

19. Hoefer, M. A., Sommacal, M. & Silva, T. J. 纳米尺度磁性液滴孤子的传播与控制。《物理评论*B*辑》**85**, 214433 (2012).

20. Moore, R. O. & Hoefer, M. A. 漂移不稳定性导致纳米接触液滴孤子的随机喷射。《物理评论*B*辑》**100**, 014402 (2019).

21. Zhou, Y.等 等动态稳定的磁性斯格明子。《自然·通讯》**6**, 8193 (2015) .

22. Xiao, D. 等双纳米接触自旋转矩振荡器中的液滴合并。《物理评论*B*辑》**93**, 094431 (2016)。

23. Mohseni, M. & Mohseni, S. M. 利用自旋极化器设计磁性液滴孤子的成核。《纳米技术》**29**, 155402 (2018)。

24. Zheng, C. 等利用电场调控纳米接触自旋转矩振荡器中的磁性液滴。《物理评论应用》**14**, 054001 (2020)。

25. Maci`a, F., Backes, D. & Kent, A. D. 自旋转移纳米接触中的稳定磁性液滴孤子。《自然·纳米技术》**9**, 992 (2014).

26. Chung, S. 等。 正交自旋转矩纳米振荡器中的磁性液滴成核边界。《自然·通讯》**7**, 11209 (2016).

27. Chung, S. 等 张-李力矩对磁性液滴孤子的展开的直接观测。《物理评论快报》**120**, 217204 (2018)。

28. Shi, K. 等 磁性隧道结中磁性液滴的观测。中国科学：物理学 力学 天文学**65**, 227511 (2022)。

29. Ahlberg, M. 等 磁性液滴孤子的冻结与融化。《自然·通讯》**13**, 2462 (2022)。

30. Hou, Z. 等 自旋转移力矩驱动的参考层动力学：解析模型与仿真模型的比较。应用物理学杂志**109**, 113914 (2011)。

31. Min, T., Sun, J. Z., Beach, R., Tang, D. & Wang, P. 磁性隧道结单元中自旋转矩转移诱导磁化强度翻转后的回跳。应用物理学杂志 **105**, 07D126 (2009)。

32. Kim, W. 等 通过高压脉冲在垂直磁性隧道结中实验观察到参考层翻转引起的回跳。《*IEEE*磁学汇刊》**52**, 3401004 (2016).

33. Abert, C. 等自旋转移力矩器件中的回跳：可能的起因与应对措施。《物理评论应用》**9**, 54010 (2018).

34. Chen, K. M., Cheng, C. W., Wei, J. H., Hsin, Y. C. & Tseng, Y. C. 合成反铁磁耦合对自旋转移力矩器件回跳的影响。《应用物理快报》**117**, 072405 (2020).

35. Devolder, T. 等垂直磁化隧道结中自旋转移力矩开关的回跳现象。《物理评论*B*辑》**102**, 184406 (2020)。

36. Muduli, P. K., Heinonen, O. G. & ˚Akerman, J. 氧化镁基纳米柱中垂直自旋力矩及自由层和固定层本征模的偏压依赖性。《物理评论*B*辑》**83**, 184410 (2011)。

37. Choi, R., Katine, J., Mangin, S. & Fullerton, E. 垂直磁各向异性自旋阀纳米柱中的电流诱导的风车振荡。《*IEEE*磁学汇刊》**52**, 7486063 (2016)。

38. Slonczewski, J. C. 电流驱动的磁性多层膜激发。《磁学与磁性材料杂志》**159**, L1–L7 (1996)。

39. Vansteenkiste, A. 等。 MuMax3 的设计与验证。 《*AIP Advances*》**4**，107133（2014）。

40. Iacocca, E. 等 具有垂直磁各向异性的自旋阀纳米线中的受限耗散液滴孤子。《物理评论快报》**112**, 047201 (2014)。