利用精细平面运动控制的场可配置斯格明子器件

Charles Kind[1]

[1]布里斯托大学计算机科学系，英国布里斯托尔 *BS8 1UB*（日期：2023年4月12日）

arXiv:2304.05217v1 [physics.app-ph] 11 Apr 2023

摘要

磁性斯格明子是一种纳米尺度的自旋织构，其稳定性、尺寸和易于操控的特性，使其成为新一代数据与逻辑应用的有力竞争者。本文展示了对斯格明子的精细运动控制，说明如何在平面内将其沿任意方向移动任意距离。我们通过模拟展示了两种新型斯格明子器件，其功能均基于对斯格明子的精细平面运动控制。第一种器件是可通过磁场配置的逻辑门，可作为更大型斯格明子处理器的组成部分。第二种器件是可通过磁场配置的斯格明子脉冲神经元，可作为更大型斯格明子神经网络的组成部分。这类器件能效极高，有望应用于神经形态计算领域；该领域致力于构建“类脑”计算机。最后，我们探讨了这样一种理念：这种自由的平面运动使我们能够忽略斯格明子霍尔效应，并为斯格明子器件理论开辟了重要的新范式，使其摆脱对赛道存储器等当前应用的依赖。

一、引言

磁性斯格明子是手性磁体磁化中的拓扑稳定、类粒子的自旋织构 [1]。它们被认为有望成为新一代低功耗、高密度存储器的一种实现途径 [2, 3] ，也被视为神经形态计算系统的候选应用对象 [4–6]。

自首次提出将斯格明子用作数据和逻辑应用的媒介这一想法以来，人们已经考虑了许多不同类型的斯格明子器件。当前所考虑的主流器件类型基于磁性赛道概念，该概念最初由 Stuart Parkin 等人于 2008 [7] 提出，随后由Albert Fert等人于 2013 [2]从斯格明子的角度进行了阐述。其基本思想是利用驱动斯格明子所需的低电流来最大化其速度，将斯格明子沿着细导线推动。科学家们研究了亚铁磁 [8] 和反铁磁 [9] 畴，以克服斯格明子可能存在的不利物理特性，例如拓扑霍尔效应 [10]，这种效应往往会将斯格明子推向偏离电子流方向的角度。近年来，人们开始在存内逻辑架构 [11] 的背景下研究斯格明子，并将其作为人工神经元[4], ，但驱动其运动的电流仍为一维（1D）流动。在这项工作中，我们研究了平面内完整的二维斯格明子运动。我们通过

对 Thiele [12] 方程的分析以及模拟表明，可以对斯格明子进行精细的二维运动控制，并且即使在铁磁系统中，也能够有效地忽略霍尔效应。此外，我们还对两种利用这一机制的简单器件进行了建模，展示了这一视角转变将对新兴自旋电子学应用产生的影响。

磁性斯格明子存在于某些手性磁体的磁化中 [1]。它们既存在于块体磁性材料中，也存在于磁性多层膜的界面处，并由 Dzyaloshinskii–Moriya 相互作用（DMI）稳定 [13, 14]。在二维连续模型中，单个斯格明子的磁化矢量构成一个二球面的覆盖，并具有单位度数 $|Q| = 1$，定义如下：

$$Q = \frac{1}{4\pi} \int \boldsymbol{n} \cdot (\partial_1 \boldsymbol{n} \times \partial_2 \boldsymbol{n}) \, d^2x, \tag{1}$$

其中 $\boldsymbol{n}(\boldsymbol{x})$ 是磁化的单位矢量场。根据此定义，单个稳定斯格明子的度数为 $Q = -1$。这一量子化度数是斯格明子具有拓扑稳定性的原因。在连续数学模型中，偏离这一状态所需的能量代价是无限的；但在真实磁性系统中，自旋在原子尺度上定义于离散晶格中，且样品的尺寸有限，因此能量势垒也是有限的。尽管如此，能量势垒确实存在且足够高，因此我们所研究系统中的斯格明子相对于低于该势垒的扰动能量而言，可以视为稳定的。

通过以高频率沿彼此正交的方向脉冲式施加电流，可实现平面内的自由运动。由此奠定基础，并利用斯格明子速度对施加电流近乎线性的响应，推导出所需的矢量。两个器件的结构如图 1 所示。第一个器件（图 1(a)）是斯格明子可配置逻辑门（SCLG），第二个器件（图 1(c)）则是基于 Xing Chen 等人的工作 [15] 构建的斯格明子可配置神经网络（SCNN）节点。我们将在探讨二维运动理论后，详细介绍它们的形态与功能。

II. 斯格明子运动理论

我们采用 Thiele [12]方法研究斯格明子磁化纹理的动力学，并假设其处于稳态极限，即磁化纹理以恒定速度运动，同时假设纹理不会发生形变。我们考虑平面内电流

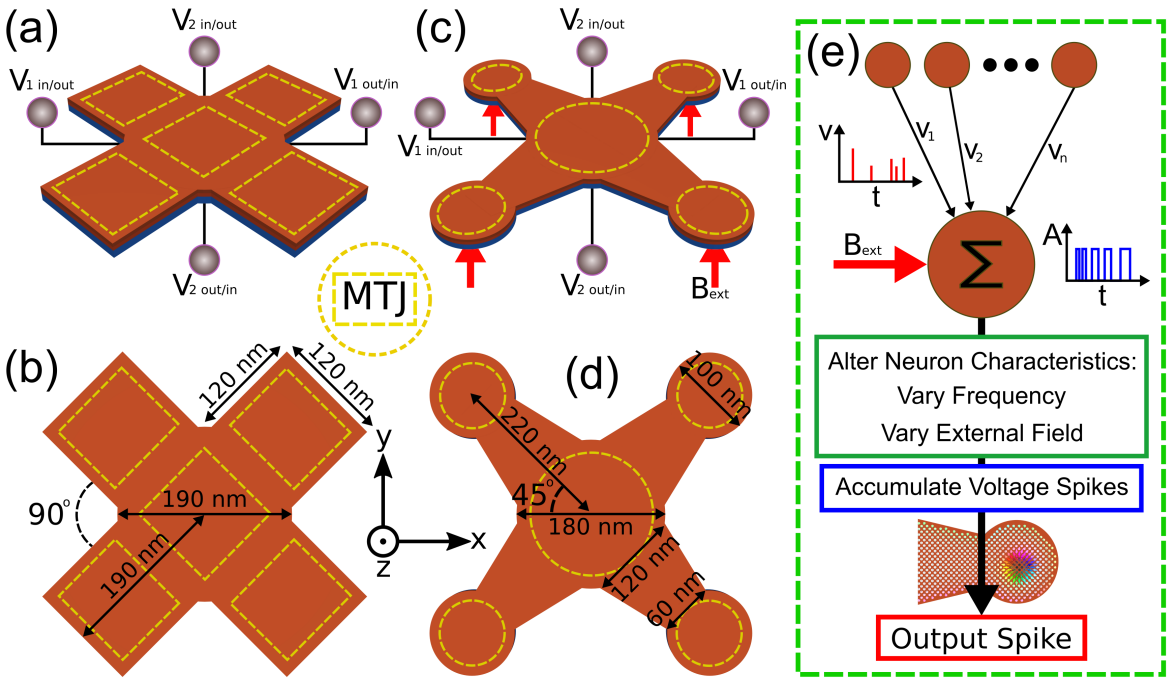


图 1：**斯格明子可配置逻辑门与可配置神经网络节点**。（***a***）斯格明子可配置逻辑门（*SCLG*）示意图。黄色虚线区域表示磁隧道结，拓扑度的变化会引起电阻率的量子化变化，从而测量斯格明子的位置。注意，这里有两对电触点，每对触点都可以互换源极和漏极。（***b***）（*a*）中结的俯视图，标出了平面尺寸。（***c***）斯格明子可配置神经网络（*SCNN*）节点示意图。黄色虚线区域表示磁隧道结。这里与（*a*）一样有两对电触点。此外，还可以看到四个红色箭头，代表分别施加于器件各臂的局部外磁场（B_{ext}）。（***d***）（*c*）中结的俯视图，标出了平面尺寸。（***e***）*SCNN* 网络示意图。节点 *Sigma*（$\sum$）累积来自突触前节点的电压输入，并在达到阈值时触发。可以改变节点的外场和局部频率，以调整其触发特性。当斯格明子进入末端膨大区时，节点便会“触发”。

（CIP）几何结构采用张-李模型 [16]。随后，将行波假设 $\boldsymbol{n}(\boldsymbol{r},\ t)\ =\boldsymbol{n}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{v}_d t)$ 应用于 Landau-Lifshitz-Gilbert [17] 动力学方程，其中

扭矩，从而得到 [18–20]Thiele 方程 [12]。

$$\boldsymbol{G} \times (\boldsymbol{j} - \boldsymbol{v}) + \boldsymbol{D}\,(\beta \boldsymbol{j} - \alpha \boldsymbol{v}) = 0, \tag{2}$$

这里 $\boldsymbol{G} = 4\pi Q \boldsymbol{e}_z$ 是陀螺耦合矢量， $\boldsymbol{D}$ 是耗散张量，其分量为

$$D_{ij} = \int \partial_i \boldsymbol{n} \cdot \partial_j \boldsymbol{n}\, d^2x, \tag{3}$$

$\boldsymbol{v}$ 是斯格明子的质心速度， $\boldsymbol{j}$ 是电流矢量， α 是吉尔伯特阻尼常数， β 是耗散型自旋转移力矩参数。对于轴对称纹理，耗散张量 $\boldsymbol{D}$ 的分量为 $D_{1,\,1} = D_{2,\,2}$ 和$D_{i,\,j} = 0$，其中 $i \neq j$ [21]。

根据 $\boldsymbol{v} = (\boldsymbol{v}_x,\ \boldsymbol{v}_y)$ 求解 Thiele 方程，可得

$$\boldsymbol{v}_x = \frac{(\alpha\beta D^2 + G^2)\,\boldsymbol{j}_x - GD\,(\alpha - \beta)\,\boldsymbol{j}_y}{(\alpha D)^2 + G^2}, \tag{4}$$

$$\boldsymbol{v}_y = \frac{GD\,(\alpha - \beta)\,\boldsymbol{j}_x + (\alpha\beta D^2 + G^2)\,\boldsymbol{j}_y}{(\alpha D)^2 + G^2}. \tag{5}$$

现在，若分别对两个正交方向施加电流，即 $\boldsymbol{j}_1 = (\boldsymbol{j},\ 0)$ 和 $\boldsymbol{j}_2 = (0,\ \boldsymbol{j})$，显然所得速度矢量的乘积为零。

我们知道，超过去钉扎阈值后，斯格明子的电流—速度关系接近线性 [22, 23]；并且，若反转电流方向，运动方向也会反转 [24]。因此，我们测量斯格明子在两个不同电流幅值下的速度，分别为 $3 \times 10^{11}\mathrm{A\ m^{-2}}$ 和 $6 \times 10^{11}\mathrm{A\ m^{-2}}$，并沿 e_x 和 e_y方向进行测量，进而推导出单位矢量以及每 $1 \times 10^{10}\mathrm{Am^{-2}}$对应的平均速度。根据这些数值，并假设在所施加的电流范围内保持线性关系，我们可以计算出沿每个电流方向移动所需的电流幅值和时间，分别为 e_x 和 e_y。随后，按所需时间步长施加电流；此处我们以 200 MHz 的频率切换电流 [8],，从而得到一套使斯格明子移动到平面中特定位置的方法。由于推导出的矢量已包含斯格明子霍尔效应造成的偏转，因此实际上可以忽略该效应。此方法适用于任意拓扑度的斯格明子（式 (1)），包括斯格明子袋 [25, 26] 以及其他更高拓扑度的斯格明子，因为霍尔偏转的变化不会影响这个封闭系统。

由于电流以两个不同方向脉冲输入，所能达到的最大速度约为电流沿单一方向脉冲输入时速度的一半。这

一方面，可以通过增大脉冲幅度并缩短较短矢量方向上的脉冲时间来优化速度，从而降低这一影响；但本文不对此进行探讨。

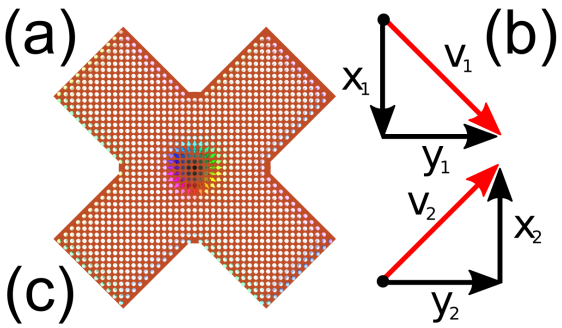
我们使用支持图形处理器（图形处理器）的微磁求解器Mumax3 [27]来测试我们的模型，施加正交方向和间方位方向的电流，$\frac{2\pi}{n}|n \in \{1...8\}$，并针对 $[2, 40]$ nm 范围内的距离以 2nm为步长进行测试。仿真参数见附录。我们发现，预测方向的变化小于 2%，距离的变化小于 1%。

III. 斯格明子可配置器件

为了展示这一范式的有效性，我们模拟了两种使用二维斯格明子运动的不同基本器件。这些器件经过设计，可以集成到数字架构或模拟架构中，因为其主要所需输入是电流幅值和脉冲持续时间，而输出则是磁隧道结（MTJ）开关激活所产生的电流。由于斯格明子的存在，MTJ可检测电阻率的量化变化 [28]并且被认为是检测斯格明子的理想器件。能够部署在模拟架构或数字架构中，对于神经形态应用以及仅用于高辐射环境（如聚变反应堆和太空环境）的模拟应用而言都十分重要。我们称其为可配置器件，因为 SCLG 和 SCNN 都可以在现场进行配置，以实现多种功能。

SCLG 可预先配置为特定的逻辑门配置，其中每种电流配对都会向一个不同的 MTJ 提供不同的矢量（见图 2），且每个 MTJ 均配置为产生电流响应。我们在图 2(c) 中对此进行了说明，并给出了与非门和或非门这两种通用逻辑门的示例。这是一种非常简单的器件，理论上非常适合大规模生产，用于构建现场可编程处理器。

SCNN（见图 3）的设计方式与 SCLG 类似，并配有四个带磁隧道结探测器的臂。这种设计需要额外的外部控制，即用于输入电流的累加器，见图 1 (e)。来自多个突触前 SCNN 的电流不断累积并驱动斯格明子，直到电流足够大，能够驱动斯格明子穿过臂末端、磁隧道结圆盘之前的狭窄部所形成的边缘排斥势垒。这模拟了神经元的漏积分发放（LIF）脉冲模型 $[29, 30]$ 。每次激活时，该器件只能使用一个臂。



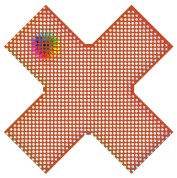
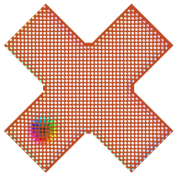
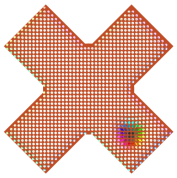
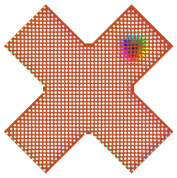
Field Configurable Skyrmion Logic Gate				
Vectors		Skyrmion Gate Condition	Outputs	
V_1	V_2		NAND	NOR
+	+		0	1
+	-		1	0
-	+		1	0
-	-		1	0

图2： **一种场可配置的斯格明子逻辑门**。 （***a***） 模拟的逻辑门，其中心有一个斯格明子。（***b***） 根据计算得到的基向量推导出的方向向量。（***c***） 电流输入以及与非门和或非门输出的逻辑表。之所以选择与非门和或非门，是因为它们是通用逻辑门，可以构造出所有其他逻辑门。

序列，并且每个臂都可以通过调节外加磁场提供不同的激活曲线，见图1 (c)。

两种器件的中心都设有磁隧道结，以检测基态。在这两种情况下，施加方向相反的脉冲电流都可以将斯格明子驱回该基态

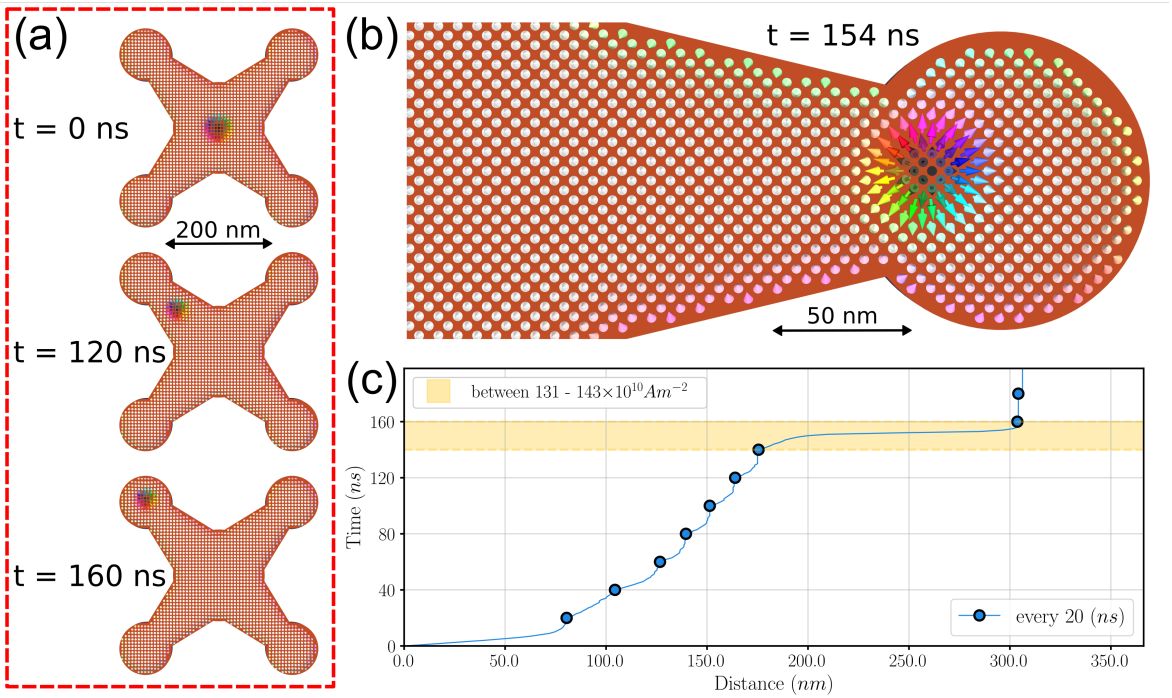


图 3: **一种场可配置的斯格明子神经网络节点。** 电流从 $6 \times 10^{11} A\ m^{-2}$ 累积至 *MTJ* 激活，激活电流介于 13.1 和 $14.3 \times 10^{11} A\ m^{-2}$

在零外场下经过160*ns*。*(a)* 斯格明子在160*ns*时间段内向激活位置移动的过程。*(b)* 斯格明子进入磁隧道结圆盘的特写。*(c)* 我们绘制了器件中心到磁隧道结圆盘的距离随时间的变化。请注意，在黄色高亮区域内激活之前，斯格明子在后续电流增大之间会近似静止。

状态。在 SCNN 的情况下，必须这样做，才能将斯格明子从磁隧道结圆盘激活位置（即臂的末端）推出，因为狭窄部不允许斯格明子自由通过。对于 SCNN，斯格明子脱离磁隧道结圆盘后；对于 SCLG，激活后，斯格明子在不施加额外电流的情况下会返回各器件的中心，因为这是能量最低的状态。不过，这种方式比驱动斯格明子返回中心慢得多。在这两种情况下，返回电流都低于激活电流，因为边缘排斥力会推动斯格明子趋向能量最低的状态。

IV. 讨论

我们已经证明，可以在二维空间中对斯格明子进行精细控制。这一额外维度使我们能够重新审视许多拟议中的斯格明子器件的设计。我们利用这种二维控制展示了基于斯格明子的可配置逻辑门，这些逻辑门可用于更复杂的信息处理电路。我们还展示了一种可配置神经网络节点器件，它的发放激活函数可以调整，并且能够在不同时间模拟四个独立的神经元。选择这些器件，是为了探索完整的下一代计算架构，并从经典计算和神经元启发的类脑计算中汲取灵感。

这项工作的一个动机是，作者试图驱动斯格明子沿任意形状的树状结构运动，而这些结构可用于表示典型人类神经元的树突树。总之，我们希望，从一维到二维斯格明子运动的转变，能够为将斯格明子应用于现代及未来的数据、逻辑和类脑应用带来新的视角。

V. 附录

我们考虑薄膜多层结构中的斯格明子结构，其中界面DMI会产生N´eel型斯格明子。模拟使用GPU加速微磁模拟程序MuMax3 [27] 进行，采用朗道-利夫希茨动力学形式。

$$\frac{\partial \boldsymbol{n}}{\partial t} = \gamma \frac{1}{1+\alpha^2} \left(\boldsymbol{n} \times \boldsymbol{B}_{\text{eff}} + \alpha \boldsymbol{n} \times (\boldsymbol{n} \times \boldsymbol{B}_{\text{eff}}) \right), \tag{6}$$

其中 $\gamma \approx 176$ rad(nsT)$^{-1}$ 是电子旋磁比， $\alpha = 0.3$ 是无量纲阻尼参数， $\boldsymbol{B}_{\text{eff}} = \delta E / \delta \boldsymbol{n}$ 是有效场， $\boldsymbol{n}(\boldsymbol{x}) = \boldsymbol{N}(\boldsymbol{x})/M_s$ 是以饱和磁化强度归一化的磁化矢量场。

模拟的外部几何结构是一个厚度为 1 纳米、尺寸为 512×512 纳米^2 的矩形，用于代表一种典型表面，该表面可以通过光刻工艺制造。所使用的单元尺寸为 $2 \times 2 \times 1$ 纳米^3。材料参数如下：饱和磁化强度$M_s = 580$ 千安/米$^{-1}$，交换作用 20 pJ/m^{-1}，界面DMI 3 mJ/m^{-2} ，以及沿 $+z$ 方向的单轴各向异性 0.53 MJ/m^{-3} [31]。

所施加的电流为张-李 [16] （CIP）类型，自旋转移力矩常数的非绝热性设为 $\xi = 0.05$，电流分别沿 $\boldsymbol{e}_x$ 和 $\boldsymbol{e}_y$ 方向流动

次数:

$$\overrightarrow{\tau}_{ZL} = \frac{1}{1+\alpha^2}\left((1+\xi\alpha)\,\boldsymbol{n}\times(\boldsymbol{n}\times(\boldsymbol{u}\cdot\nabla))\,\boldsymbol{n} + (\xi-\alpha)\,\boldsymbol{n}\times(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\,\boldsymbol{n}\right) \tag{7}$$

$$\boldsymbol{u} = \frac{\mu_B\mu_0}{2e\gamma_0 B_{sat}\,(1+\xi^2)}\boldsymbol{j} \tag{8}$$

其中， $\boldsymbol{j}$ Am^{-2} 为电流密度， μ_B 为玻尔磁子， B_{sat} 为以特斯拉表示的饱和磁化强度。

致谢

本研究得到工程与自然科学研究委员会（EPSRC）拨款 EP/M506473/1 的支持。本研究部分工作所使用的 Titan V 图形处理器由英伟达公司捐赠。

---

[1] A.Bogdanov和A.Hubert，磁性晶体中热力学稳定的磁涡旋态，《磁学与磁性材料》**138**，255（1994）。[2] A.Fert、V.Cros和 J. Sampaio，赛道上的斯格明子，《自然·纳米技术》**8**，152（2013）。[3] X.Zhang、M. Ezawa和 Y. Zhou，磁性斯格明子逻辑门：斯格明子的转换、复制与合并，《科学报告》**5**，9400（2015）。[4] R. Chen、Y.Li、V.F. Pavlidis和 C. Moutafis，斯格明子互连器件，《物理评论研究》**2**，043312（2020）。[5] K. M. Song、J.-S. Jeong、B.Pan、X.Zhang、J. Xia、S. Cha、T.-E.Park、K. Kim、S. Finizio、J.Raabe、J.Chang、Y. Zhou、W.Zhao、W.Kang、H.Ju 和S.Woo，用于神经形态计算的基于斯格明子的人工突触，《自然·电子学》**3**，148（2020）。[6] J. Grollier、D. Querlioz、K.Y. Camsari、K. Everschor-Sitte、S. Fukami和M. D. Stiles，神经形态自旋电子学，《自然·电子学》**3**，360（2020）。[7] S. S. P.Parkin、M. Hayashi 和 L. Thomas，磁畴壁赛道存储器，《科学》**320**，190（2008）。

[8] S.Woo、K. M.Song、X.Zhang、Y.Zhou、M. Ezawa、X. Liu、S.Finizio、J. Raabe、N. J.Lee、S.-I.Kim、S.-Y. Park、Y. Kim、J.-Y. Kim、D.Lee、O. Lee、J.W. Choi、B.-C. Min、H.C. Koo和 J.Chang，GdFeCo 薄膜中亚铁磁斯格明子的电流驱动动力学及斯格明子霍尔效应的抑制，《自然通讯》**9**，959（2018）。[9] X.Zhang、Y.Zhou 和 M. Ezawa，反铁磁斯格明子：稳定性、产生与操控，《科学报告》**6**，24795（2016）。[10] W.Jiang、X. Zhang、G. Yu、W. Zhang、X. Wang、M. Benjamin Jungfleisch、J.E. Pearson、X. Cheng、O. Heinonen、K.L.Wang、Y. Zhou、A.Hoffmann和 S. G. E.te Velthuis，斯格明子霍尔效应的直接观测，《自然物理》**13**，162（2017）。[11] L. Gnoli、F.Riente、M. Vacca、M.RuoRoch和M. Graziano，用于最大值/最小值搜索的存内斯格明子逻辑架构，《电子学》**10**，155（2021）。[12] A. A. Thiele，磁畴的稳态运动，《物理评论快报》**30**，230（1973）。[13] I. Dzyaloshinsky，反铁磁材料“弱”铁磁性的热力学理论，《物理与固体化学杂志》**4**，241（1958）。[14] T. Moriya，各向异性交换作用与弱铁磁性，《物理评论》**120**，91（1960）。[15] X. Chen、W. Kang、D. Zhu、X. Zhang、N. Lei、Y.Zhang、Y.Zhou和 W. Zhao，一种紧凑型斯格明子泄漏积分发放脉冲神经元器件，《纳米尺度》**10**，6139（2018）。[16] S. Zhang和 Z.Li，非平衡传导电子在铁磁体磁化动力学中的作用，《物理评论快报》**93**，127204（2004）。[17] T.Gilbert，铁磁材料阻尼的唯象理论，《IEEE 磁学汇刊》**40**，3443（2004）。[18] A. Thiaville、Y.Nakatani、J.Miltat 和 Y. Suzuki，图案化纳米线中电流驱动畴壁运动的微磁学理解，《EPL（欧洲物理学快报）》**69**，990（2005）。[19] K. Everschor、M.Garst、R. A.Duine和 A. Rosch，手性磁体斯格明子晶格相中的电流诱导旋转扭矩，《物理评论 B》**84**，064401（2011）。[20] R. G. El´ıas、N. Vidal-Silva和 A.Manchon，扩散自旋扭矩作用下斯格明子和畴壁的稳态运动，《物理评论 B》**95**，104406（2017）。[21] D. L. Huber，二维平面磁体中自旋涡旋的动力学，《物理评论B》**26**，3758（1982）。

[22] J. Iwasaki、M. Mochizuki 和 N. Nagaosa，手性磁体中斯格明子运动的普适电流-速度关系，《自然通讯》**4**，1463（2013）。[23] R. Tomasello、E. Martinez、R. Zivieri、L. Torres、M. Carpentieri 和 G. Finocchio，斯格明子赛道存储器的设计策略，《科学报告》**4**，6784（2014）。[24] W. Wang、D. Song、W. Wei、P. Nan、S. Zhang、B. Ge、M. Tian、J. Zang 和 H. Du，手性磁体中斯格明子的电操控，《自然通讯》**13**，1593（2022）。[25] D. Foster、C. Kind、P. J. Ackerman、J.-S. B. Tai、M. R. Dennis 和 I. I. Smalyukh，液晶和铁磁体中的二维斯格明子袋，《自然物理学》**15**，655（2019）。[26] C. Kind 和 D. Foster，磁性斯格明子分箱，《物理评论 B》**103**，L100413（2021）。[27] A. Vansteenkiste、J. Leliaert、M. Dvornik、M. Helsen、F. Garcia-Sanchez 和 B. Van Waeyenberge，MuMax3 的设计与验证，《AIP 进展》**4**，107133（2014）。[28] Y. Guang、L. Zhang、J. Zhang、Y. Wang、Y. Zhao、R. Tomasello、S. Zhang、B. He、J. Li、Y. Liu、J. Feng、H. Wei、M. Carpentieri、Z. Hou、J. Liu、Y. Peng、Z. Zeng、G. Finocchio、X. Zhang、J. M. D. Coey、X. Han 和 G. Yu，磁隧道结中磁性斯格明子的电检测，《先进电子材料》**9**，2200570（2023）。[29] L. F. Abbott, Lapicque 对积分-发放模型神经元的引入（1907），《脑研究通报》**50**，303（1999）。[30] A. L. Hodgkin 和 A. F. Huxley，膜电流的定量描述及其在神经传导与兴奋中的应用，《数学生物学通报》**52**，25（1990）。[31] C. Kind、S. Friedemann 和 D. Read，薄磁性薄膜中斯格明子袋的存在性与稳定性，《应用物理快报》**116**，022413（2020）。