

尺寸依赖的电压调控磁斯格明子研究*

曾思源¹⁾²⁾³⁾ 龚帅宇¹⁾²⁾³⁾ 黄靖淞¹⁾²⁾³⁾ 李彦如¹⁾²⁾ 徐硕¹⁾²⁾³⁾ 杨美音¹⁾²⁾³⁾† 罗军

¹⁾²⁾³⁾

1) (中国科学院微电子研究所, 北京 100029)

2) (中国科学院集成电路制造技术重点实验室, 北京 100029)

3) (中国科学院大学集成电路学院, 北京 100049)

摘要

磁斯格明子凭借其小尺寸、低驱动电流及高拓扑稳定性, 在非易失性存储与逻辑运算领域展现出广阔应用前景。电压控制磁各向异性 (VCMA) 效应是实现低功耗操纵斯格明子的有效手段, 但现有研究多局限于对隧道结自由层的全局调控。本文系统研究了隧道结中不同电极直径尺寸的 VCMA 调控对斯格明子生成和湮灭行为的影响。研究发现, 随电极尺寸减小, 诱导形成斯格明子的电压升高, 垂直磁各向异性常数 (K_u) 的调控窗口相应拓宽。在相同 VCMA 调控下, 大、小尺寸诱导形成的斯格明子极性反转。这是由于在不同尺寸电压调控过程中, 交换能 E_{ex} 与 DMI 能 E_{dmi} 之间的能量竞争导致系统形成了不同的磁结构。本文基于斯格明子的尺寸依赖特性构建了一种具有高稳定性、高集成度及超低功耗的神经形态计算系统。

关键词: 磁斯格明子; 电压控制磁各向异性 (VCMA); 电极尺寸; 尺寸依赖特性

PACS: 75.70.Kw, 75.40.Mg, 75.70.Ak, 85.75.Dd

基金: 国家重点研发计划 (批准号: 2024YFB4405503)、国家自然科学基金 (批准号: 61874138)、北京市科技新星计划 (批准号: 20230484358, 20240484609) 和北京市自然科学基金 (批准号: 4244071) 资助的课题。

† 通信作者. E-mail: yangmeiyin@ime.ac.cn

1 引言

磁斯格明子是一种受拓扑保护的涡旋状自旋结构，凭借其高拓扑稳定性、小尺寸及低驱动电流密度等优势，被视为构建下一代非易失性存储器和逻辑器件的理想信息载体^[1-4]，在自旋纳米振荡器^[5]、人工突触^[6]、随机数生成器^[7]以及低功耗磁振子器件^[8]等领域中具有广阔的应用前景。然而，传统铁磁(FM)体系中的斯格明子面临零场稳定性差以及斯格明子霍尔效应(Skyrmion Hall Effect, 简记为 SkHE)引起的输运偏置等严峻挑战。为此，人工合成反铁磁(Synthetic Antiferromagnetic, 简记为 SAF)体系被提出。在该体系中，上下层自旋的反平行排列使马格努斯力相互抵消，从而有效抑制了 SkHE，实现了直线、高速且稳定的传输，克服了传统铁磁体系中斯格明子易撞击轨道边缘湮灭的瓶颈^[9-15]。

推动斯格明子应用的核心前提在于对其生成与湮灭的精确调控。目前，斯格明子的产生手段涵盖了极化电流驱动^[13]、外磁场辅助^[14,16]、激光脉冲^[17]或畴壁变形^[18]等。为进一步突破功耗瓶颈，电压控制磁各向异性(Voltage-Controlled Magnetic Anisotropy, 简记为 VCMA)效应已被广泛应用于 SAF 斯格明子的低功耗调控^[19-23]。此外，斯格明子在动态操纵和演化过程中容易在局域约束或外部作用下发生自旋结构的形变^[24]，研究局部场环境下的动态演化规律显得尤为重要。然而，现有研究多聚焦于 VCMA 效应对隧道结自由层的全局调控，关于尺寸依赖的局域 VCMA 效应(即局部垂直磁各向异性常数 K_u 的调控)对斯格明子的动态演化影响仍有待深入探索^[25]。

本文研究了基于电极直径尺寸的局域 VCMA 效应对 SAF 斯格明子产生与湮灭机制的影响。研究表明，随着电极尺寸减小，诱导斯格明子生成的电压逐渐升高，且 K_u 的调控窗口相应拓宽。在相同的 VCMA 调控下，大、小尺寸器件诱导形成的斯格明子极性发生反转。这是由于在不同尺寸电压调控过程中， E_{ex} 与 E_{dmi} 之间的能量竞争导致系统形成了不同的磁结构。基于斯格明子的尺寸依赖特性，利用不同尺寸器件的非易失性与多态切换机制，本文构建了一种集高稳定性、高集成度及超低功耗优势的神经形态计算系统^[26,27]。

2 器件结构与模型

2.1 模型结构及几何参数

本文采用微磁模拟软件 OOMMF 构建了如图 1(a)所示的圆柱形磁隧道结 (MTJ)模型。MTJ 的自由层采用合成反铁磁(SAF)结构, SAF 自由层具体自下而上为: 底部铁磁层(Bottom FM)/非磁性间隔层(NM)/顶部铁磁层(Top FM)。其中, 顶部与底部铁磁层均设定为 CoFeB 材料, 厚度均为 1 nm, 直径固定为 100 nm, 饱和磁化强度 M_s 设定为 $1 \times 10^6 \text{ A/m}$ 。对于非磁性间隔层(如 Ru、W 或 Ta), 厚度设定为 1 nm, 直径固定为 100 nm, 饱和磁化强度 M_s 设定为 0 A/m 。基于非磁性间隔层的厚度与材料特性, 模型中顶部与底部铁磁层之间的反铁磁层间交换耦合常数 J_{ex} 设定为 $-2 \times 10^{-4} \text{ J/m}^2$, 物理上, 其代表跨越 NM 层的 RKKY 相互作用的面能量密度。在我们的模拟中, 这里的负号严格定义了顶部与底部铁磁层之间的反铁磁耦合性质。初始垂直磁各向异性常数 K_u 均设定为 $0.8 \times 10^6 \text{ J/m}^3$; 交换相互作用常数 A_{ex} 均设定为 $15 \times 10^{-12} \text{ J/m}$; 界面 DMI 相互作用强度 D_{DMI} 设定为 $2.3 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$; Gilbert 阻尼系数(α)设定为 0.1。系统在施加任何调控电压或改变 K_u 之前, 系统顶部铁磁层的初始自旋配置被统一初始化为完全垂直向上的稳态铁磁态(+z 方向)。模拟计算单元尺寸设定为 $2 \text{ nm} \times 2 \text{ nm} \times 1 \text{ nm}$, 模拟过程中 K_u 及电极直径 D 设为可变参数^[21]。

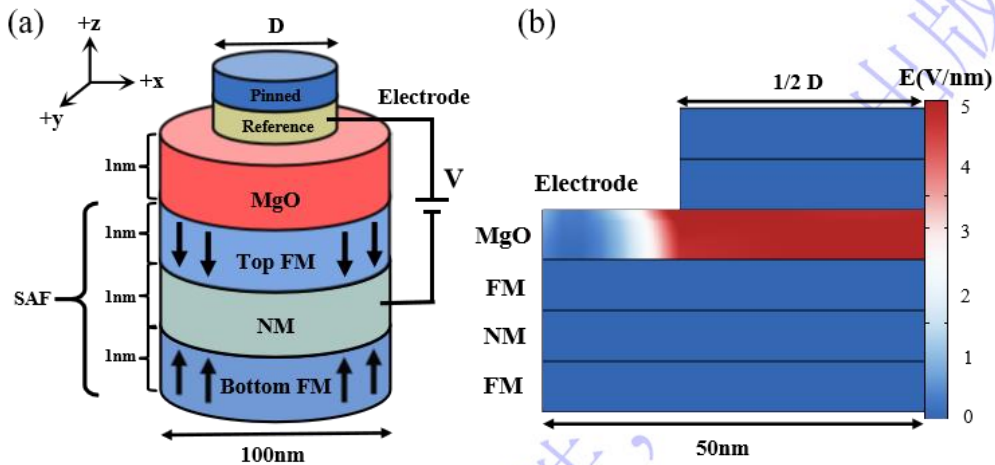


图 1 (a)圆柱形 SAF-MTJ 结构示意图; (b)电极边缘电场分布

Fig.1 (a)Schematic diagram of the cylindrical SAF-MTJ structure;(b)Electric field distribution at the edge of the electrode

2.2 VCMA调控机制

本文中 SAF 自由层的直径固定为 100 nm, 而顶部电极直径 D 在 50 nm 至 100

nm 范围内可调。这一设计将自由层在物理空间上明确划分为两个区域：受顶部电极覆盖的“调控区”与外围未被覆盖的环形“非调控区”。偏置电压垂直施加于顶部电极与非磁性间隔层之间，其产生的电场直接作用于 MgO 隧穿层与顶部铁磁层的界面处。在调控机制上，施加负偏压可降低界面的垂直磁各向异性常数(K_u)诱导自旋向面内偏转进而生成斯格明子；施加正偏压则提升 K_u 用于增强磁各向异性，促使斯格明子湮灭回归铁磁态。VCMA 效应的具体量化公式^[28-31]：

$$\Delta K_u = \frac{\xi \cdot V}{t_{\text{MgO}} \cdot t_{\text{FM}}} , \quad (1)$$

其中， ξ 为 VCMA 系数，本模拟取典型值 $100 \text{ fJ}(\text{V} \cdot \text{m})$ ； t_{MgO} 为 MgO 隧穿层厚度， t_{FM} 为顶部铁磁层厚度，均设定为 1 nm 。基于此参数映射关系，调控区内施加 $\pm 1 \text{ V}$ 的偏置电压对应 $\pm 0.1 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ 的 K_u 变化量(图 2)。

图 1(b)展示了外加偏压下器件内部的局域电场强度分布。可以清晰地观察到，分布于 MgO 层中的电场高度集中于顶部电极的正下方，且在该覆盖区域内呈现出高度均匀分布的特征。这种空间上高度一致的电场分布，确保了 VCMA 效应对该区域内顶部铁磁层 K_u 的调制是均匀且同步的，从而在调控区与非调控区的交界处精确地塑造出各向异性势垒。

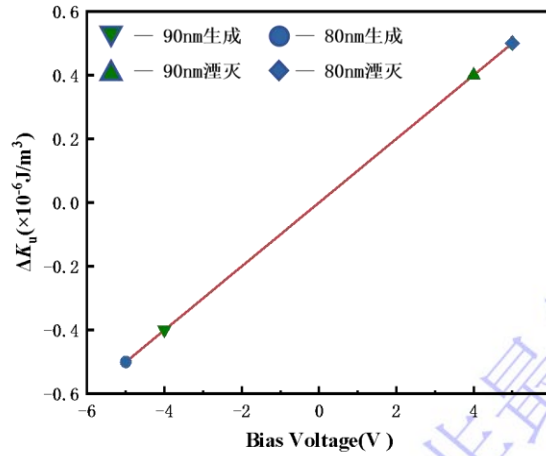


图 2 电压与 K_u 量化关系

Fig.2. Relationship between voltage and K_u quantization.

2.3 微磁模拟步骤

文中首先设置系统初始的垂直磁各向异性常数 $K_u = 0.8 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ 。在不施加偏置电压的条件下，系统在反铁磁层间交换耦合作用下进行自然弛豫，演化并稳定在 AFM 基态。在确认 AFM 基态稳定后，我们通过模拟施加偏置电压，利用 VCMA 效应降低调控区局部的 K_u 值。系统局部自旋发生面内偏转，从而诱导产生斯格明子。在斯格明子生成后，我们撤去施加的调控电压(即去压操作)。在这一阶段，

斯格明子达到最稳定的状态。在斯格明子实现去压稳定后，我们再次利用 VCMA 效应，迫使斯格明子湮灭，系统最终完全恢复至第一步中建立的均匀 AFM 基态。

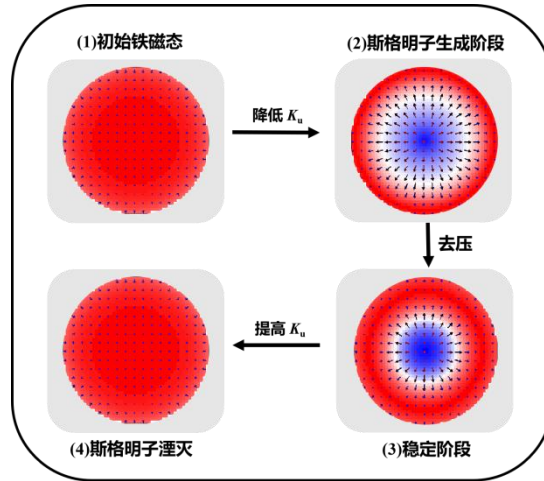


图 3 微磁模拟具体步骤

Fig. 3 Detailed procedure of micromagnetic simulation

3 结果与讨论部分

3.1 局域VCMA调控产生和湮灭斯格明子

图4(a)展示了不同电极直径 D 下，斯格明子的产生随 K_u 变化的分布规律(初始磁化向上(+z))。结果表明，随着 D 的增大，诱导产生斯格明子所需的 K_u 值逐渐升高。当 $D = 50 \text{ nm}$ 时，在 $0.1 \times 10^6 - 0.8 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ 的 K_u 调控区间内，均无法产生斯格明子；当 $D = 60 \text{ nm}$ 时，通过减小 K_u 至 $0.1 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ 可产生极性向下的斯格明子；当 D 增加至 70 nm 与 80 nm 时，产生相同极性斯格明子所需的 K_u 增大至 $0.3 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ ；当 D 进一步增大至 90 nm 与 100 nm 时，减小 K_u 至 $0.4 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ 即可产生斯格明子，但 90 nm 及以上电极尺寸调控产生的斯格明子极性与 80 nm 及以下是相反的。图4(b)反映了斯格明子的湮灭规律。研究发现，对于 $D = 60 \sim 100 \text{ nm}$ 的所有情形，当 K_u 增大至 $1.3 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ 时，斯格明子均会发生湮灭并回归至铁磁态。在本文模型中，自由层的直径(物理边界尺寸)是一致的，电极尺寸不影响形成斯格明子的尺寸。因此，电极尺寸的缩减对湮灭过程影响较小，但是使产生斯格明子的 K_u 减小，还导致了斯格明子极性反转。

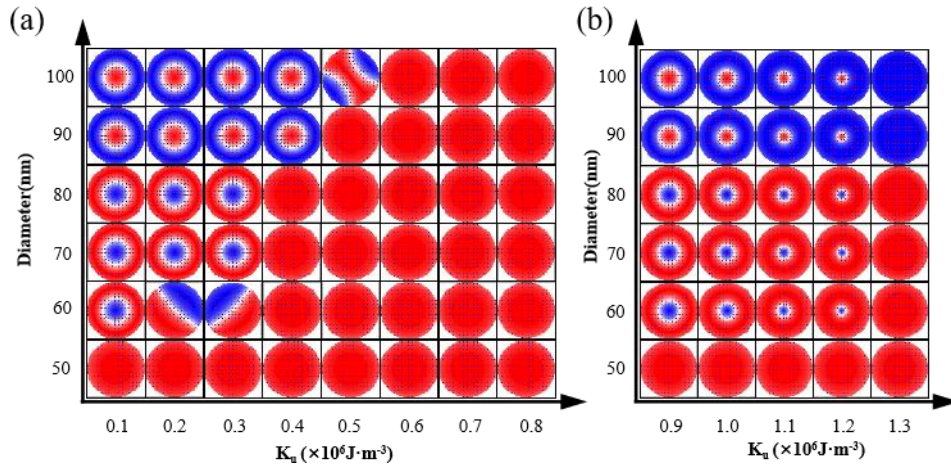


图 4 (a) 不同电极直径下斯格明子的产生随 K_u 变化的分布; (c) 不同电极直径下斯格明子的湮灭随 K_u 变化的分布

Fig.4. (a) Distribution of skyrmion generation as a function of K_u for different electrode diameters; (c) Distribution of skyrmion annihilation as a function of K_u for different electrode diameters.

文中进一步研究了斯格明子的湮灭机制。本次模拟将电极中心设置为偏离 MTJ 中心(向 x、y 方向正偏移)。如图 5 所示, 斯格明子在去压稳定后, 此时是偏移电极中心的。在湮灭阶段, 斯格明子向中心逐渐湮灭, 并未逃逸。

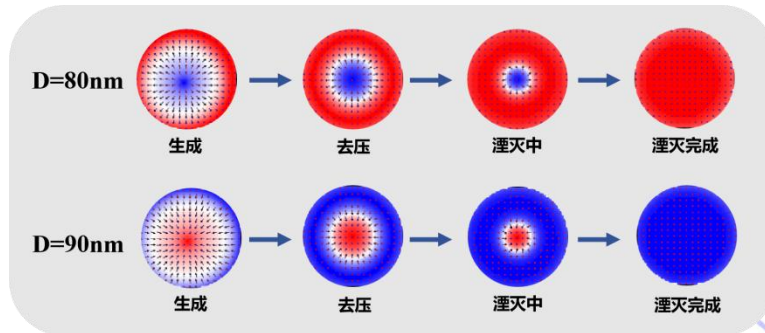


图 5 斯格明子偏离电极(中心)的湮灭演化过程

Fig. 5 Evolution of skyrmion annihilation after deviating from the electrode

此外, 为了验证湮灭行为是由外部施加的正偏压驱动的物理机制导致的, 与模拟中的网格尺寸无关, 文中采用了更高精度的 $1\text{ nm} \times 1\text{ nm} \times 1\text{ nm}$ 以及 $0.5\text{ nm} \times 0.5\text{ nm} \times 1\text{ nm}$ 网格进行重复验证。如图 6 显示, 在经过更严苛网格划分的系统中, 当外加正偏压使局部垂直磁各向异性常数 K_u 提升至 $1.3 \times 10^6 \text{ J}/\text{m}^3$ 时, 在 $1\text{ nm} \times 1\text{ nm} \times 1\text{ nm}$ 的网格精度下, 斯格明子均发生湮灭, 而在 $0.5\text{ nm} \times 0.5\text{ nm} \times 1\text{ nm}$ 的网格精度下, 当 K_u 提升至 $1.34 \times 10^6 \text{ J}/\text{m}^3$ 时, 斯格明子均发生湮灭, 系统完全回归至均匀的反铁磁基态。

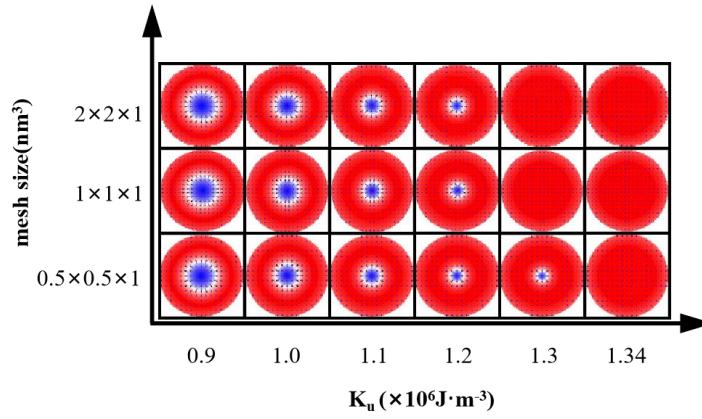


图 6 $D = 80 \text{ nm}$ 下不同网格尺寸的斯格明子湮灭行为

Fig. 6. Annihilation behavior of skyrmions under different mesh sizes at $D = 80 \text{ nm}$

K_u 发生微小偏移是因为极细的网格更精确地解析了处于湮灭临界点时斯格明子核心处极大的自旋梯度，使得系统更接近连续介质极限，从而略微提高了克服拓扑保护所需的能量势垒。在接近极限的网格精度下湮灭行为持续存在，确凿证明了斯格明子的湮灭是由外部施加的正偏压驱动的物理机制，而非由于网格尺寸过大导致的现象。

3.2 SAF体系中的层间交换耦合

在本文的 MTJ 模型中，VCMA 效应是一种局域化的界面现象，电场仅作用 MgO/Top FM 界面。因此，施加偏置电压改变的是顶部铁磁层的 K_u 。这意味着斯格明子的演化首先发生在顶部铁磁层。而底部铁磁层本身并不直接暴露于电场中，也不直接受 VCMA 效应的调制，底部铁磁层中自旋的响应依赖于层间反铁磁层间交换耦合作用。由于 J_{ex} 强度有限且材料内部存在 Gilbert 阻尼，底层的自旋响应存在极短暂的时间延迟。因此，两层中的自旋并非表现为绝对的同步运动，而是顶部铁磁层率先发生面内偏转或局部翻转时，反铁磁耦合会迫使底部铁磁层的自旋迅速地作出“镜像反向”的响应，以此来维持整个系统能量的极小化。由微磁模拟可得，顶部铁磁层比底部铁磁层更早发生自旋偏转现象(图 7)。

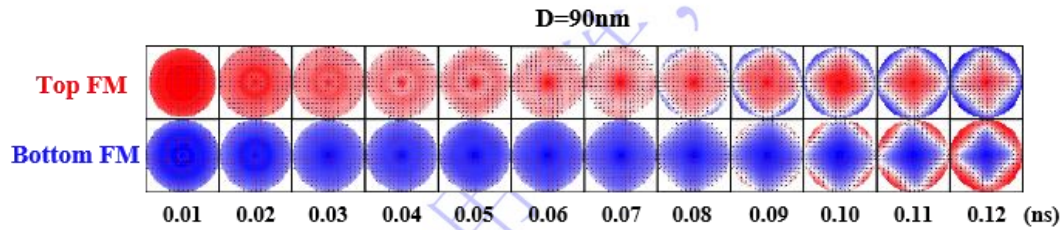


图 7 $D=90 \text{ nm}$ TOP/Bottom FM 层自旋演化图

Fig.7. Spin evolution of the top and bottom FM layers for $D=90 \text{ nm}$.

基于上述响应机制，斯格明子并非孤立地存在于某一单层中，而是顶部铁磁层和底部铁磁层两层中几乎同时形成了一对极性相反、空间位置锁定的斯格明子对。

3.3 不同电极尺寸引起的斯格明子极性翻转机制研究

为了研究电极直径 $D=80\text{ nm}$ 和 90 nm 情况下斯格明子极性翻转的物理机制，本文在初始磁化向上(+z)的预设条件下,对电极直径 $D=80\text{ nm}$ 和 90 nm 的斯格明子极性翻转的形成过程和能量进行了分析。图 8(a) -(e)展示了系统在动态演变中所经历的磁态演化及各阶段对应的能量变化曲线。

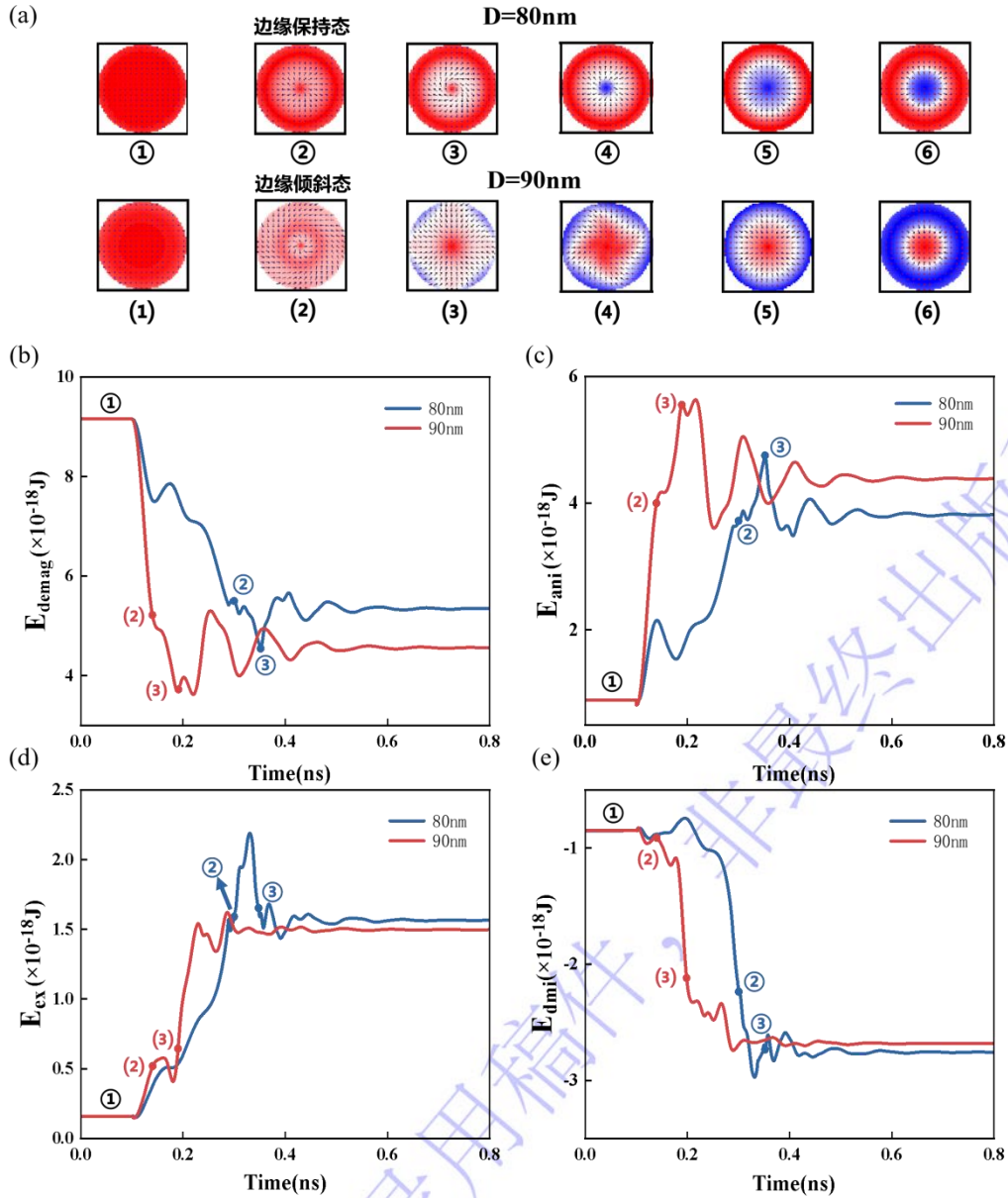


图 8 (a) $D=80$ nm、 90 nm 下，斯格明子产生过程的磁态演化图; (b)不同磁态在产生阶段的退磁能量; (c)不同磁态在产生阶段的各向异性能量; (d)不同磁态在产生阶段的交换能量; (e)不同磁态在产生阶段的 DMI 能量

Fig. 8. (a) Evolution of magnetic configurations during skyrmion generation for $D=80$ nm and 90 nm; (b) demagnetization energy; (c) anisotropy energy; (d)exchange energy; (e) DMI energy of various magnetic states during the generation stage.

如图 8(a)所示，我们展示了不同尺寸电压调控过程的磁畴结构，发现两种尺寸自旋演化过程中的②((2))阶段形成了不同的磁结构。当 $D=80$ nm 时，边缘自旋在施加电压的过程中保持不变，维持初始的垂直向上状态；而在 $D=90$ nm 时，边缘自旋在施加电压的过程中变为边缘倾斜态，呈现出与中心自旋一致的偏转。在这个阶段的分叉，导致了最终形成了不同极性的斯格明子。

我们从各项磁能量变化分析在第②((2))阶段中出现两种边缘态不同的原因。在该阶段， E_{demag} 与 E_{ani} 的变化趋势和取值在两种尺寸下基本一致，而 E_{ex} 与 E_{dmi} 却表现出显著的差异(图 8(d), (e))。具体而言，在大尺寸下， E_{ex} 处在约 0.52×10^{-18} J 的较低水平，而 E_{dmi} 处于约 -0.9×10^{-18} J 的高位；反之，在小尺寸下， E_{ex} 显著升高至约为 1.6×10^{-18} J，且 E_{dmi} 大幅降低至约为 -2.23×10^{-18} J。因此， E_{ex} 与 E_{dmi} 之间的能量竞争导致系统在②((2))阶段形成了不同的磁结构：在大尺寸下，系统保持低 E_{ex} 可以使整体能量保持低能状态，形成边缘自旋倾斜的磁结构。而在小尺寸下，系统通过维持 E_{dmi} 的低能态使整体能量保持低能状态，形成边缘自旋保持的磁结构。

基于阶段②((2))形成的不同磁结构，DMI 能量进一步降低，诱导了不同极性的斯格明子生成。如图 8(e)显示，两种尺寸在②-③((2)-(3))阶段 E_{dmi} 均下降。在小尺寸下，由于边缘自旋保持+z 方向(图 8.a ②)，系统通过中心区域自旋向下翻转(图 8.a ③)来降低 E_{dmi} ，形成极性向下的斯格明子；而大尺寸下边缘自旋从倾斜状态(图 8.a (2))向下翻转(图 8.a (3))，中心自旋保持向上，降低 E_{dmi} ，形成极性向上的斯格明子。综上所述，尺寸效应导致了 E_{ex} 与 E_{dmi} 能量之间的竞争，因此形成了极性相反的斯格明子^[25]。这也进一步体现了斯格明子的自旋演化取决于系统内部的相互作用与能量竞争^[32]。

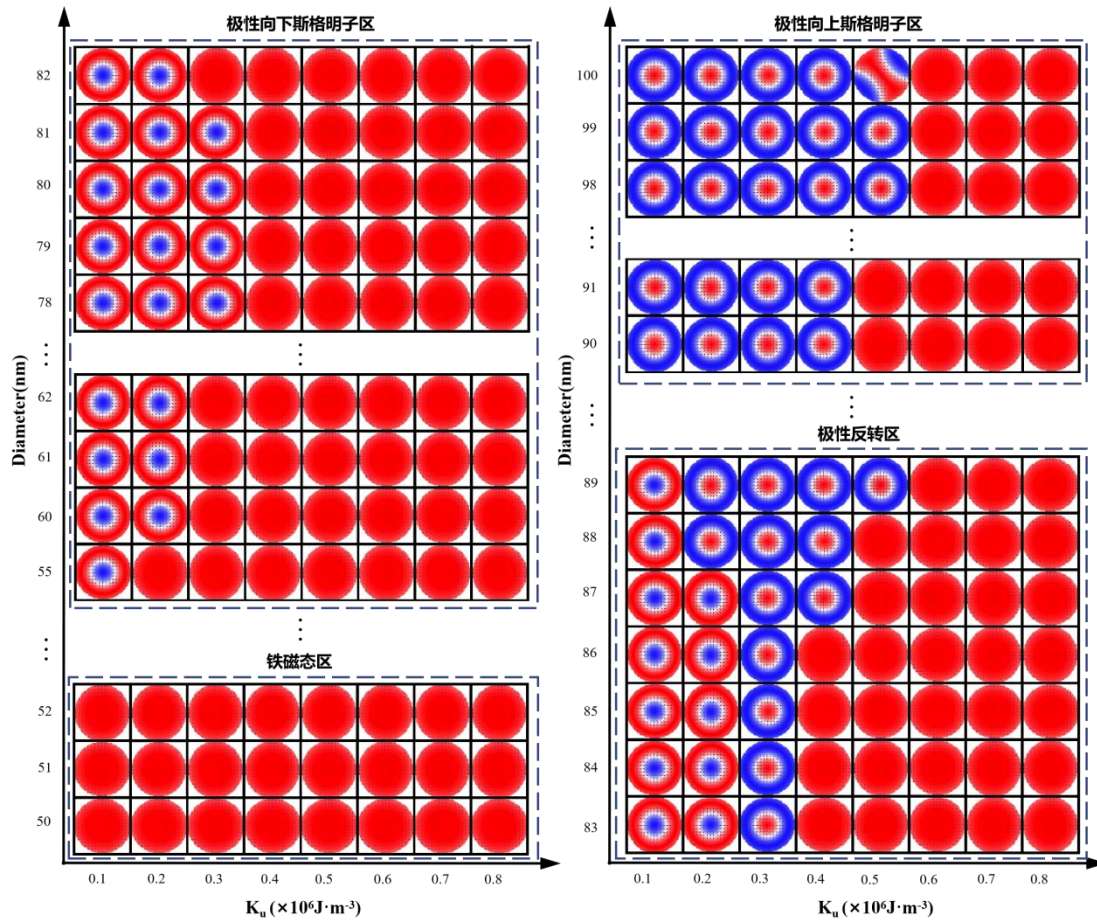


图 9 $D=50-100$ nm 时，不同电极直径下斯格明子的产生随 K_u 变化的分区

Fig. 9. Regions of skyrmion generation as a function of K_u under different electrode diameters for $D=50-100$ nm

此外，我们进一步构建并补充了详细的电极尺寸- K_u 相图(图 9)，结果表明斯格明子极性反转的临界条件由 D 和 K_u 共同决定。我们基于该相图明确了铁磁态区($50 \text{ nm} \leq D \leq 52 \text{ nm}$)、极向下斯格明子区($55 \text{ nm} \leq D \leq 82 \text{ nm}$)、极性反转区($83 \text{ nm} \leq D \leq 89 \text{ nm}$)及极向上斯格明子区($90 \text{ nm} \leq D \leq 100 \text{ nm}$)。

在铁磁态区($50 \text{ nm} \leq D \leq 52 \text{ nm}$)，在全 K_u 范围均不能形成斯格明子，维持铁磁态。在极向下区($55 \text{ nm} \leq D \leq 82 \text{ nm}$)，系统通过维持 E_{dmi} 的低能态使整体能量保持低能状态，形成极向下斯格明子。在极向上区($90 \text{ nm} \leq D \leq 100 \text{ nm}$)，系统保持低 E_{ex} 使整体能量保持低能状态，形成极向上斯格明子。在极性反转区($83 \text{ nm} \leq D \leq 89 \text{ nm}$)内，随着外加负偏压增大，局域 K_u 降低并超过临界阈值时，斯格明子极性发生反转。

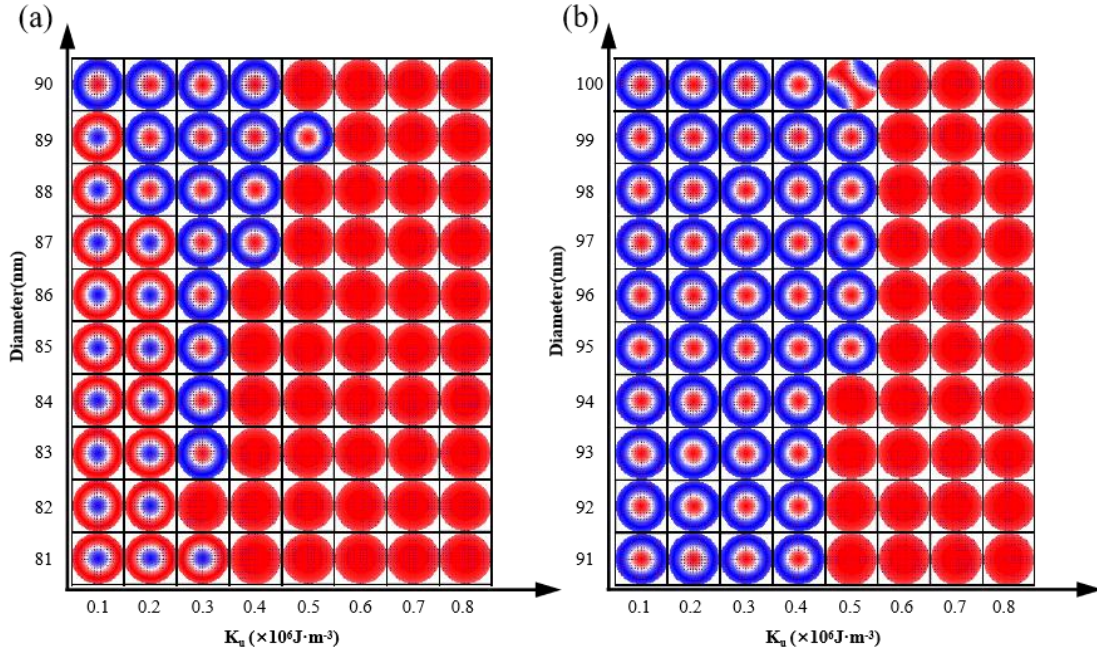


图 10 (a) $D=81-90$ nm 时, 不同电极直径下斯格明子的产生随 K_u 变化的分布; (b) $D=91-100$ nm 时, 不同电极直径下斯格明子的产生随 K_u 变化的分布;

Fig. 10. (a) Distribution of skyrmion generation as a function of K_u for different electrode diameters for $D=81$ nm~ 90 nm; (b) Distribution of skyrmion generation as a function of K_u for different electrode diameters for $D=91$ nm~ 100 nm.

不同尺寸导致的斯格明子极性反转具有高度的确定性与鲁棒性。如图 10 所示, 在针对电极直径 D 从 81 nm 到 100 nm(步长为 1 nm)的重复模拟中, 当 82 nm $< D \leq 89$ nm 时, 出现了两种极性的斯格明子。当电极直径到达 $D=90$ nm 时, 在 $K_u=0.1 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ - $0.4 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ 下, 都演化为极性向上的斯格明子。证明了极性反转并非随机的热涨落或数值偶然, 而是由明确的几何尺寸边界触发的演变过程。

4 基于不同尺寸调控斯格明子的神经形态计算系统

4.1 神经形态计算系统设计

本文提出了一种基于尺寸依赖型斯格明子的神经形态计算系统。该系统采用层次化架构, 通过设计不同电极直径尺寸器件($D=80$ nm 与 $D=90$ nm), 实现突触权重存储与神经元逻辑功能^[33,34]。重要的是, 基于尺寸效应的功能区分是在同一工艺条件下实现的。具体设计如下:

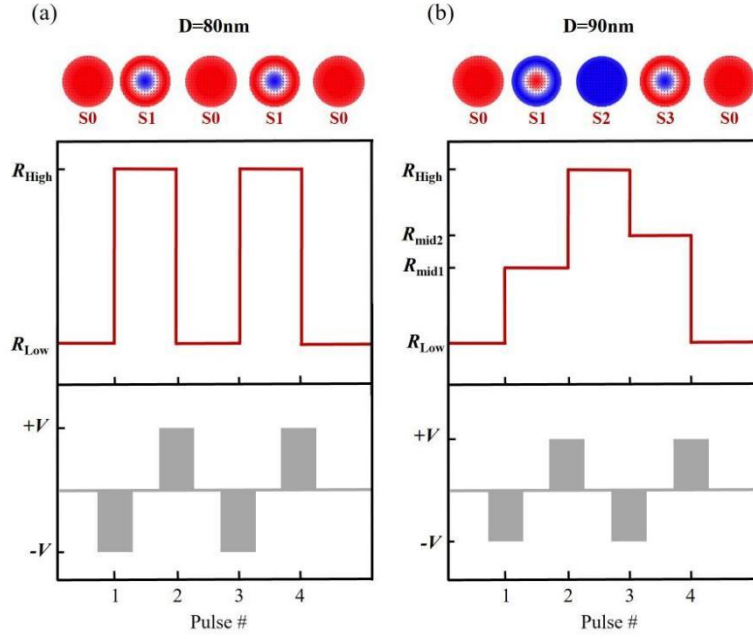


图 11 不同直径器件在电压脉冲驱动下的磁态演变与阻变特性对比 (a) $D=80\text{nm}$ 器件的二值电阻切换; (b) $D=90\text{nm}$ 器件的四态循环切换

Fig. 11. Comparison of magnetic state evolution and resistive switching characteristics for devices with different diameters under voltage-pulse driving. (a) Binary resistance switching in the $D=80\text{nm}$ device; (b) Four-state cyclic switching in the $D=90\text{nm}$ device.

在突触层设计中, 利用 $D=80\text{ nm}$ 器件在局域 VCMA 调控下斯格明子的产生与湮灭, 实现了稳定的非易失性二值化存储。其阻值随输入电压脉冲的演化如图 11(a)所示, 由该器件构建的 4×4 交叉阵列(图 12.b)为系统提供了可靠的权值存储物理载体^[35]。

图 11(b)展示了 $D=90\text{ nm}$ 器件特有的四态循环切换机制。这一物理过程展示了器件具有的多稳态物理基础, 高度契合生物神经元的静息、极化、去极化及不应期四个功能阶段。其中, 具体的磁态演化路径是由外部驱动买成决定, 通过器件物理特性与外部电路逻辑结合, 实现了功能完备的神经元模型^[36-39]。各磁态与生物神经元功能的映射关系及物理逻辑阐述如下:

S0 对应参考层与自由层自旋呈平行排列(P 态)的低阻态(R_{Low}), 用于模拟生物神经元的静息电位。S1 对应积分过程, 通过负脉冲驱动器件进入第一中间阻态 R_{Mid1} , 模拟了生物膜电荷的积分与积累过程。S2 对应发放阶段, 由正脉冲诱导产生的高阻 AP 态 (R_{High}) 准确映射神经元的阈值发放脉冲信号。S3 经负脉冲驱动演化至第二种中间阻态 R_{Mid2} , 在此状态下必须接收特定正脉冲激励方能复位至 S0, 否则将持续处于抑制状态, 从而完整实现了生物神经元的不应期机制^[36,37], 该机制对于抑制神经脉冲反向传播、限制最大发放频率以及维持神经网络的同步稳定

性具有至关重要的生物学意义^[38,40]。

为了实现 80 nm 突触阵列层与 90 nm 神经元层级间的高效信息交互，本文设计了存储单元读写电路(图 12.a)与基于积分触发 (IF) 逻辑的信号转换接口(图 12.b)。读写电路用于写入与读取信号，IF 电路利用电容对突触层输出的列电流进行电荷累积，一旦电容电压达到预设阈值 V_{th} ，将激活后级的脉冲发生器，输出一组正负电压交替脉冲。该脉冲序列随后注入与其相连的 90 nm MTJ 单元，通过其状态演化实现系统级的信号输出。

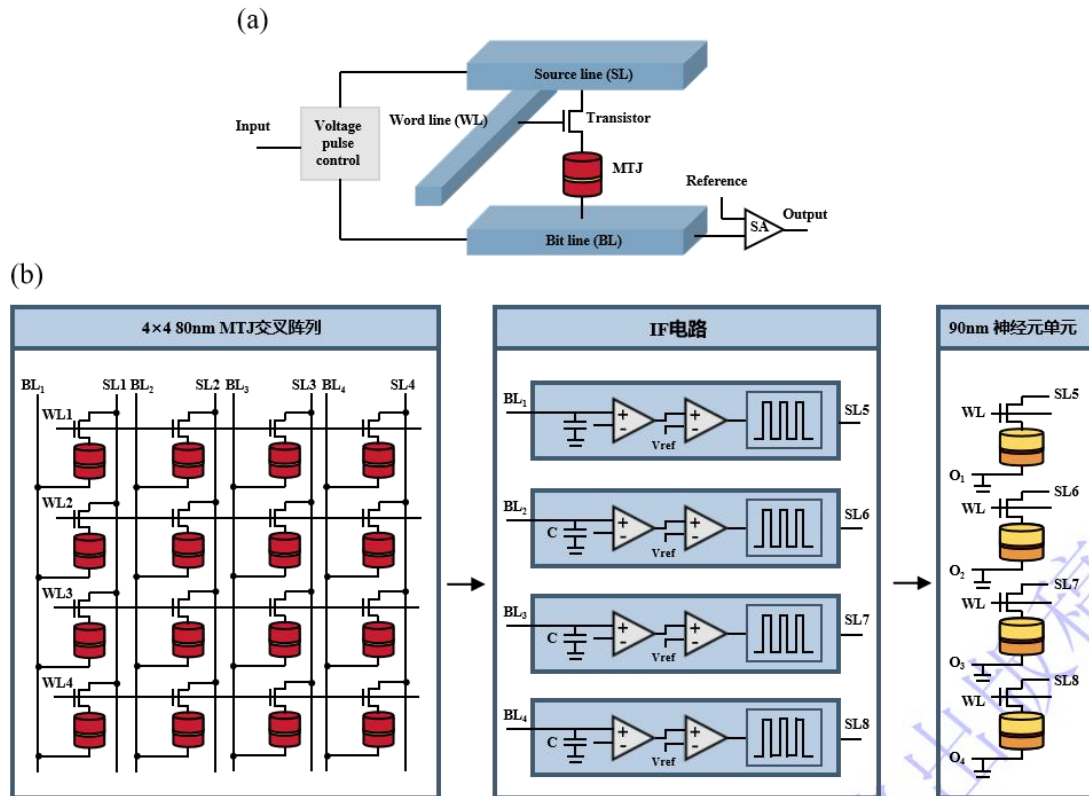


图 12 (a)存储单元电路示意图 (b)基于不同尺寸调控的斯格明子神经形态计算系统框图

Fig.12. (a) Schematic diagram of a memory cell circuit; (b)Schematic block diagram of the neuromorphic computing system based on size-tunable skyrmion dynamics.

本文的神经形态计算系统采用层次化架构设计，通过 80 nm 斯格明子 MTJ 交叉阵列实现了具备非易失性突触权值存储；利用 90 nm 斯格明子 MTJ 结构在 VCMA 调控下提供的四阶段磁态循环，结合外部脉冲序列的触发，在单一器件内映射了生物神经元的“积分-发放-不应期”生理周期。该方案不仅省去了传统 CMOS 神经元中繁琐的复位与控制逻辑电路，显著提升了硬件集成密度，充分发挥了 VCMA 效应在超低功耗操控方面的物理优势^[41]。

4.2 电路设计与仿真

为了验证该神经形态计算系统的可行性，我们搭建了完整的电路仿真模型。电路仿真设置的参数为：80 nm MTJ 的 R_p 为 $3.125 \times 10^5 \Omega$ ，90 nm MTJ 的 R_p 为 $2.47 \times 10^5 \Omega$ ，TMR=100%，脉冲宽度为 1 ns。在本文所提出的神经形态计算系统中，无论是 80 nm 还是 90 nm 的器件，其演化至形成稳定斯格明子，整个演化过程通常在 0.8ns 内即可基本完成。因此，施加 1 ns 的电压脉冲宽度已经留有了充足的物理裕量，完全能够确保局域 K_u 的改变足以驱动自旋跨越势垒，完成状态的可靠写入与切换。

80 nm 器件验证：系统施加了高频的读写正负交替脉冲。仿真结果如图 13 与图 14 所示，器件能够对这些连续脉冲做出稳定的状态响应(表现为双态切换)。

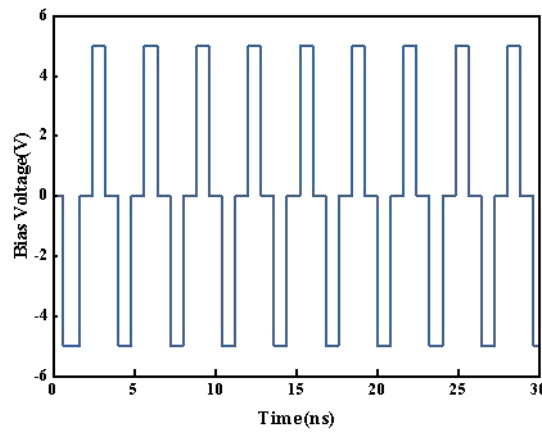


图 13 $D=80$ nm 器件输入信号

Fig.13. $D=80$ nm device input signal

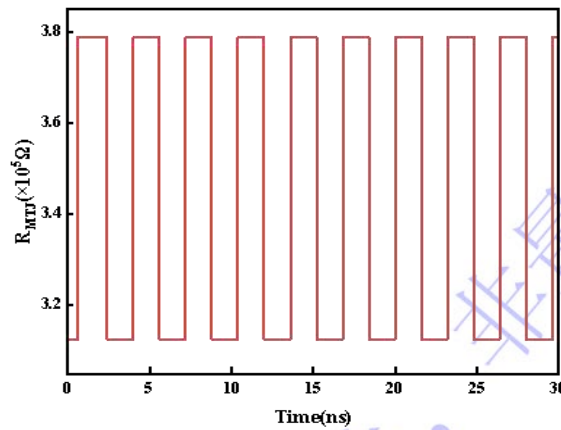


图 14 $D=80$ nm 器件阻态变化图

Fig.14. $D=80$ nm device resistance state change curve

系统能够将输入脉冲信号通过 80 nm MTJ 阵列转化为模拟的突触后电流。图 15 展示了各列在接收脉冲后产生的随机突触电流随时间的动态变化。这证明了我们的器件在系统层面完全具备阵列级的乘加运算信息传递能力。

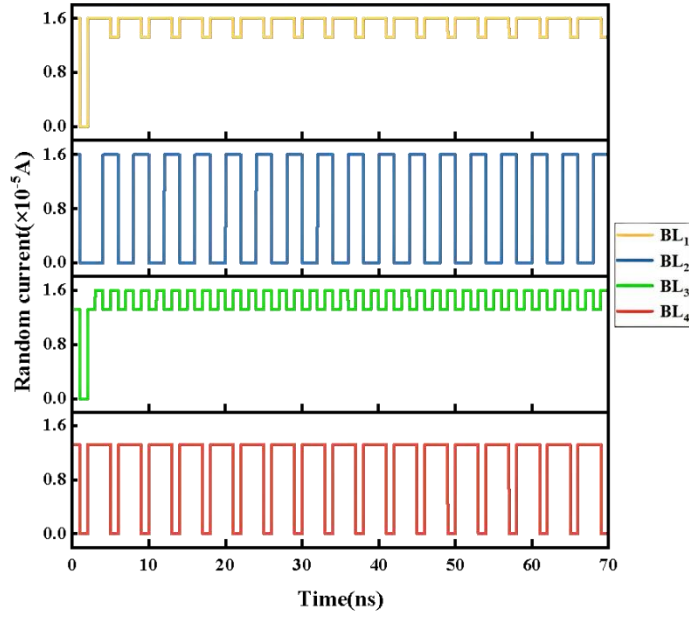


图 15 每列随机电流示意图

Fig.15. Schematic diagram of random current per column

仿真结果图 16 清晰地展示了“电流积累”的动态过程。可以看到，随着正负交替脉冲的输入，膜电位呈现出阶梯上升趋势。当累积的信号达到设定的阈值时，积累的电荷会瞬间放电归零(重置)，完成一个“积分-发放(LIF)”周期。

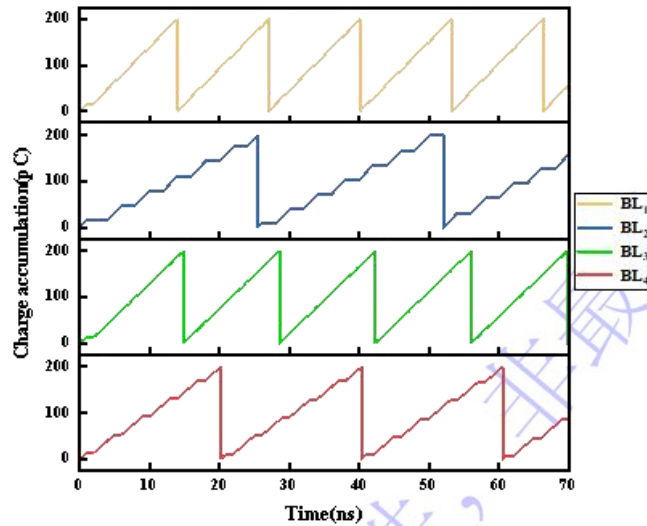


图 16 每列随机电荷积累

Fig.16. Random charge accumulation per column

对于 90 nm 器件，当发放信号到达脉冲发生器后，脉冲发生器生成正负电压交替脉冲序列作为 90 nm 神经元器件的输入(图 17)。伴随着脉冲序列输入，神经元器件同步输出状态切换的阶跃信号(图 18)。

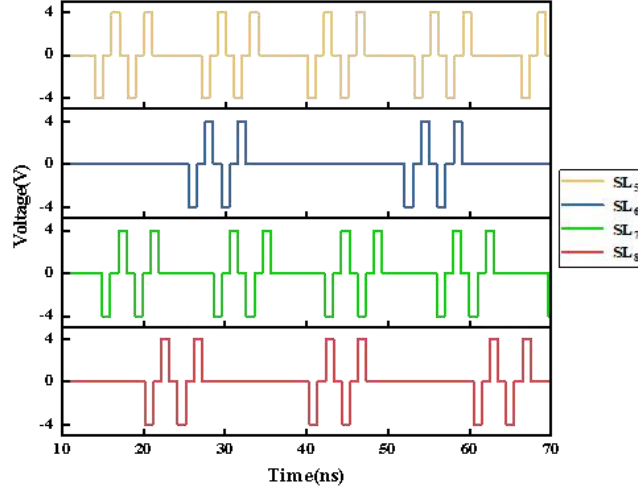


图 17 $D=90\text{ nm}$ 器件输入信号
Fig.17. $D=90\text{ nm}$ device input signal

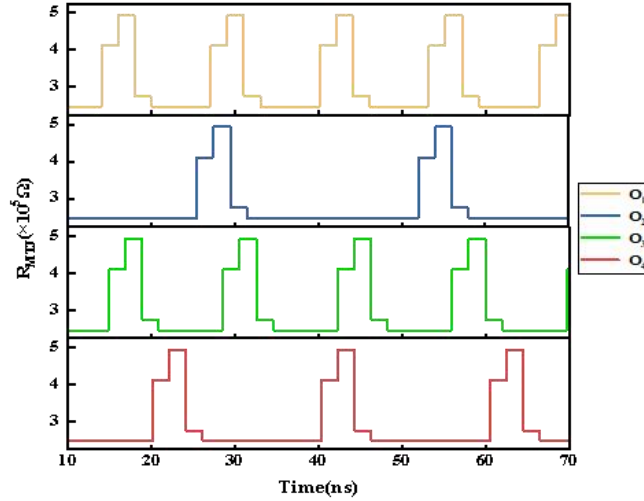


图 18 $D=90\text{ nm}$ 器件阻态变化图
Fig.18. $D=90\text{ nm}$ device resistance state change curve

以上仿真充分验证了该神经形态计算架构的可行性。在该系统中，VCMA 斯格明子器件集低功耗、速度快与高耐久性于一体。不仅克服了传统非易失性存储器的性能瓶颈，更完美契合了类脑芯片的高计算速度和高可靠性。斯格明子器件采用的局域 VCMA 效应是电场驱动机制。偏置电压主要作用于 MgO 隧穿层以改变界面的垂直磁各向异性，几乎不产生焦耳热损耗，单次状态切换功耗可低至 70 fJ 级别，极大地满足了高密度突触阵列的低功耗需求。且 VCMA 调控斯格明子是通过纳秒级的自旋进动来实现磁态切换，其开关速度可达 1-5 ns。这种极快的超快响应能力，能够显著提升类脑芯片的整体计算与推理速率。此外，斯格明子器件实际运行过程中模拟了生物神经元的积分与多级膜电位变化，90 nm 器件需

要进行频繁的状态切换，需要极高的耐久性。而 VCMA 斯格明子的生成与湮灭基于电子自旋的重排，受拓扑荷保护，没有原子级别的晶格破坏，这使得斯格明子器件具备近乎无限的耐久性($>10^{14}$)。

4.3 算法级功能验证

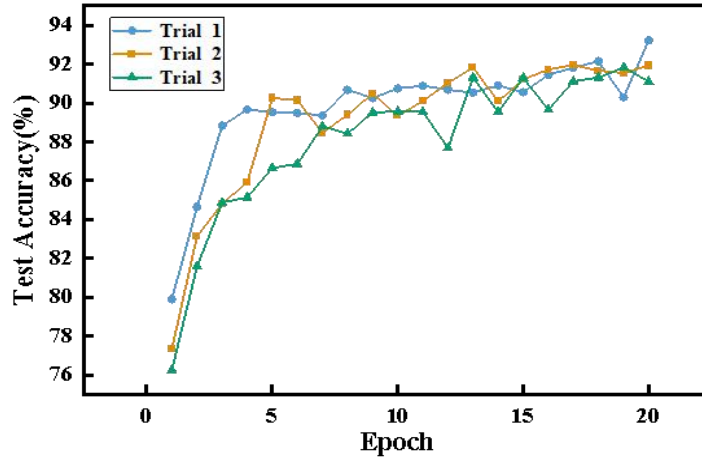


图 19 算法级功能验证(MNIST 分类准确率)

Fig.19. Algorithm-level Validation(MNIST Classification)

在算法级功能验证中，本文构建了与物理硬件相映射的脉冲神经网络(SNN)算法模型，通过 MNIST 手写数字识别任务对所构建的神经形态计算系统进行了全流程算法验证。实验结果如图 19 显示，我们随机选取了 3 次测试结果，该系统在经过 20 个 Epoch 的训练后，测试集准确率稳定在 92%左右，该结果展现了极高的物理可行性与架构优势，充分验证了基于尺寸依赖型斯格明子构建的突触阵列具有极强的逻辑鲁棒性和抗噪能力。其次，90 nm 神经元的不应期机制在算法层面发挥了关键作用。这种机制天然模拟了生物大脑的节律性，有助于抑制神经网络中的过度脉冲活动，从而在降低系统动态功耗的同时维持了时序处理的稳定性。

4.4 现实因素讨论

尽管本文验证了该架构的理论可行性，但在物理硬件实现时，仍需面临现实挑战。首先，本文模拟主要基于 0 K 环境。在室温环境下，热噪声引起的自旋随机翻转可能降低斯格明子的热稳定性，并对状态切换的电压阈值产生干扰。其次，实际 MTJ 器件的边缘效应或 MgO 隧穿层厚度偏差会导致局域电场及 VCMA 效应的非均匀分布，产生局部钉扎势垒，使斯格明子翻转延迟或不完全翻转现象。

最后，本文的极性反转机制对电极尺寸敏感，在制造过程中的光刻偏差等工艺误差将导致不同器件单元间的临界翻转电压不同，降低阵列在同一操作电压下的翻转成功率与容错裕度。未来可通过优化材料体系或在架构中引入高容错算法来有效抵消这些非理想物理因素的影响。

5 结 论

本文系统研究了基于 SAF 磁隧道结中，局域 VCMA 效应调控对诱导斯格明子生成与湮灭的影响。研究发现，随电极尺寸减小，诱导生成斯格明子所需的电压提高， K_u 调控范围扩大。同时揭示了小尺寸与大尺寸间，因能量竞争而导致的斯格明子极性反转现象。这是由于在不同尺寸电压调控过程中， E_{ex} 与 E_{dmi} 之间的能量竞争导致系统形成了不同的磁结构，当 DMI 能量进一步降低，诱导不同极性的斯格明子生成。在小尺寸调控下，驱动产生斯格明子进而构建出二值存储单元；而在大尺寸调控下，实现了可控的多态循环切换进而实现神经元功能。基于这种尺寸依赖特性，本文提出了一种具备高稳定性、高集成度及超低功耗优势神经形态计算系统。

参考文献

- [1] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Böni P 2009 *Science* **323** 915
- [2] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 899
- [3] Fert A, Cros V, Sampaio J 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 152
- [4] Sampaio J, Cros V, Rohart S, Thiaville A, Fert A 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 839
- [5] Zhang S, Wang J, Zheng Q, Zhu Q, Liu X, Chen S, Jin C, Liu Q, Jia C, Xue D 2015 *New J. Phys.* **17** 023061
- [6] Song K M, Jeong J S, Pan B, Zhang X, Xia J, Cha S, Park T E, Kim K, Finizio S, Raabe J, Chang J, Zhou Y, Zhao W, Kang W, Ju H, Woo S 2020 *Nat. Electron.* **3** 148
- [7] Yao Y, Chen X, Kang W, Zhang Y, Zhao W 2020 *IEEE Trans. Electron Devices* **67** 2553
- [8] Zhang H C, Wu H B, Lan J 2025 *Chin. Phys. B* **34** 107503
- [9] Barker J, Tretiakov O A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 147203
- [10] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Sci. Rep.* **6** 24795
- [11] Jin C, Song C, Wang J, Liu Q 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 182404
- [12] Kang W, Huang Y, Zhang X, Zhou Y, Zhao W 2016 *Proc. IEEE* **104** 2040
- [13] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M 2016 *Nat. Commun.* **7** 10293
- [14] Legrand W, Maccariello D, Ajejas F, Collin S, Vecchiola A, Bouzehouane K, Reyren N, Cros V, Fert A 2020 *Nat. Mater.* **19** 34
- [15] Deng Y C, Liu X H, Chen Y Y, Du Z Z, Jiang N, Shen C, Zhang E Z, Zheng H Z, Lu H Z, Wang K Y 2023 *Natl. Sci. Rev.* **10** nwac154
- [16] Dohi T, DuttaGupta S, Fukami S, Ohno H 2019 *Nat. Commun.* **10** 5153
- [17] Juge R, Sisodia N, Larrañaga J U, Zhang Q, Pham V T, Rana K G, Sarpi B, Mille N, Stanescu S, Belkhou R, Mawass M A, Novakovic-Marinkovic N, Kronast F, Weigand M, Gräfe J, Wintz S, Finizio S, Raabe J, Aballe L, Foerster M, Belmeguenai M, Buda-Prejbeanu L D, Pelloux-Prayer J, Shaw J M, Nembach H T, Ranno L, Gaudin G, Boulle O 2022 *Nat. Commun.* **13** 4807
- [18] Dash A, Ojha B, Mohanty S, Moharana A K, Bedanta S 2023 *Nanotechnology* **34** 185202
- [19] Rana B, Otani Y 2019 *Commun. Phys.* **2** 90

- [20] Bhattacharya D, Razavi S A, Wu H, Dai B, Wang K L, Atulasimha J 2020 *Nat. Electron.* **3** 539
- [21] Gong S, Yang M, Li Y, Shen B, Li Y, Yu P, Cui Y, Luo J 2024 *IEEE Electron Device Lett.* **45** 821
- [22] Cai K, Yang M, Ju H, Wang S, Ji Y, Li B, Edmonds K W, Sheng Y, Zhang B, Zhang N, Liu S, Zheng H, Wang K 2017 *Nat. Mater.* **16** 712
- [23] Yang M Y, Deng Y W, Wu Z H, Cai K M, Edmonds K W, Li Y C, Sheng Y, Wang S M, Cui Y, Luo J, Ji Y, Zheng H Z, Wang K Y 2019 *IEEE Electron Device Lett.* **40** 1554
- [24] Cui Z Q, Yang W L, Zheng J H 2025 *Chin. Phys. B* **34** 077502
- [25] Bhattacharya D, Alrashoudi A, Atulasimha J 2016 *Sci. Rep.* **6** 31272
- [26] Cao Y, Rushforth A W, Sheng Y, Zheng H Z, Wang K Y 2019 *Adv. Funct. Mater.* **29** 1808104
- [27] Yang M Y, Cui Y, Chen J S, Luo J 2024 *Int. J. Extrem. Manuf.* **7** 012010
- [28] Khalili Amiri P, Alzate J G, Cai X Q, Ebrahimi F, Hu Q, Wong K, Grèzes C, Lee H, Yu G, Li X, Akyol M, Shao Q, Katine J A, Langer J, Ocker B, Wang K L 2015 *IEEE Trans. Magn.* **51** 1
- [29] Kang W, Ran Y, Zhang Y, Lv W, Zhao W 2017 *IEEE Trans. Nanotechnol.* **16** 387
- [30] Demokritov S O 1998 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** 925
- [31] Maruyama T, Shiota Y, Nozaki T, et al. 2009 *Nat. Nanotechnol.* **4** 158
- [32] Shi M, Wang W W, Du H F 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 011201
- [33] Lone A H, Aguirre F, Rahimi D N, Lanza M, Setti G, Fariborzi H 2024 *IEEE Trans. Electron Devices* **71** 6395
- [34] Cao Y, Sheng Y, Edmonds K W, Ji Y, Zheng H Z, Wang K Y 2020 *Adv. Mater.* **32** 1907929
- [35] Zhou P, Edwards A J, Mancoff F B, Aggarwal S, Heinrich-Barna S K, Friedman J S 2025 *Commun. Eng.* **4** 142
- [36] Kuzum D, Yu S, Wong H S P 2013 *Nanotechnology* **24** 382001
- [37] Prezioso M, Merrih-Bayat F, Hoskins B D, Adam G C, Likharev K K, Strukov D B 2015 *Nature* **521** 61

- [38] Gerstner W 2002 *Spiking Neuron Models: Single Neurons, Populations, Plasticity* (New York: Cambridge University Press) pp102-109
- [39] Burkitt A N 2006 *Biol. Cybern.* **95** 1
- [40] Brette R, Gerstner W 2005 *J. Neurophysiol.* **94** 3637
- [41] Wu X, Saxena V, Zhu K, Balagopal S 2015 *IEEE Trans. Circuits Syst. II Express Briefs* **62** 1088

录用稿件，非最终出版稿

Size-dependent research on skyrmions via voltage-controlled magnetic anisotropy (VCMA)*

Zeng Siyuan¹⁾ Gong Shuaiyu¹⁾ Huang Jingsong¹⁾ Li Yanru¹⁾ Xu Shuo¹⁾ Yang Meiyin¹⁾²⁾³⁾† Luo

Jun¹⁾²⁾³⁾

1) (Key Laboratory of Fabrication Technologies for Integrated Circuits, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China)

2) (Institute of Microelectronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China)

3) (School of Integrated Circuits, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract

Objective: Magnetic skyrmions in synthetic antiferromagnetic (SAF) systems have emerged as highly promising information carriers for next-generation non-volatile memory and neuromorphic computing paradigms, owing to their nanoscale dimensions, suppression of the skyrmion Hall effect (SkHE), and high topological stability. While voltage-controlled magnetic anisotropy (VCMA) offers an ultralow-power approach for skyrmion manipulation, existing research predominantly focuses on the global VCMA modulation of the free layer. The dynamic evolution of skyrmions driven by localized, size-dependent VCMA effects remains largely unexplored. To address this gap, this study systematically investigates the dynamic evolution—specifically the generation and annihilation mechanisms—of skyrmions under localized, size-dependent VCMA modulation, and subsequently proposes a highly efficient neuromorphic computing architecture.

Methods: Micromagnetic simulations were rigorously conducted using the OOMMF framework on a cylindrical SAF magnetic tunnel junction (MTJ) model. The free layer features a Top FM/NM/Bottom FM structure (e.g., CoFeB/Ru/CoFeB) with a fixed diameter of 100 nm, whereas the top electrode diameter (D) is adjustable from 50 nm to 100 nm. By applying vertical bias voltages, localized electric fields induce VCMA effects at the MgO/Top FM interface, dynamically lowering or raising the local perpendicular magnetic anisotropy constant (K_u) to precisely drive skyrmion generation and annihilation.

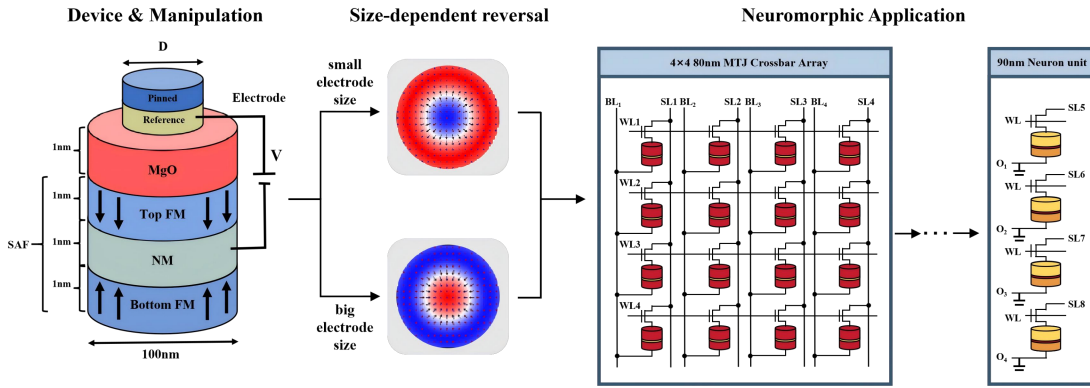
Results: The simulation results reveal a profound size-dependent effect during localized VCMA modulation. As the electrode diameter (D) decreases, the threshold voltage required to induce skyrmions increases, correspondingly broadening the effective K_u modulation window. Remarkably, under identical VCMA driving conditions, a deterministic polarity reversal of the generated skyrmions is observed. Specifically, skyrmions generated under smaller electrodes ($D \leq 82$ nm) exhibit a downward polarity, whereas those under larger electrodes ($D \geq 90$ nm) exhibit an upward polarity. Comprehensive energy analyses indicate that this bifurcation fundamentally stems from the energetic competition between the exchange energy (E_{ex}) and the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) energy (E_{dmi}) during the intermediate nucleation phase. For larger sizes, the system minimizes E_{ex} , leading to an edge-canted magnetic state; conversely, for smaller sizes, the system maintains a low

E_{dmi} , preserving the initial vertical edge spins. As E_{dmi} further decreases, these distinct intermediate states deterministically induce skyrmions of opposite polarities.

Leveraging these unique size-dependent physical characteristics, we construct a hierarchical, VCMA-controlled skyrmion neuromorphic computing system. In this architecture, $D=80$ nm MTJ devices are configured as a 4×4 crossbar array to provide highly stable, non-volatile binary synaptic weight storage. Concurrently, $D=90$ nm devices utilize a distinct four-state cyclic magnetic switching mechanism to intrinsically emulate biological leaky integrate-and-fire (LIF) neurons. This design accurately replicates resting, integration, firing, and essential refractory periods at the device level, effectively eliminating the need for complex external CMOS circuitry. Algorithm-level validation using a spiking neural network (SNN) on the MNIST dataset achieved a robust classification accuracy of approximately 92%.

Conclusions: This paper systematically investigates the impact of localized voltage-controlled magnetic anisotropy (VCMA) modulation on the generation and annihilation of skyrmions in synthetic antiferromagnetic (SAF) magnetic tunnel junctions. Our results indicate that as the electrode size decreases, the threshold voltage required for skyrmion generation increases, accompanied by an expanded modulation range of the magnetic anisotropy (K_u). Additionally, we reveal a size-dependent skyrmion polarity reversal phenomenon driven by energy

competition. Practically, small-size modulation facilitates the generation of skyrmions for constructing binary memory cells, whereas large-size modulation enables controllable multi-state cyclic switching to realize artificial neuron functions. Leveraging these size-dependent characteristics, we propose a neuromorphic computing system featuring high stability, high integration density, and ultra-low power consumption.



Keywords: Magnetic skyrmion, Voltage-controlled magnetic anisotropy (VCMA), Electrode dimensions, Size-dependent characteristics

* Project supported by the National Key R&D Program of China (No. 2024YFB4405503), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61874138), the Beijing Nova Program (No. 20230484358 and No. 20240484609), and the Beijing Municipal Natural Science Foundation (No. 4244071)

† Corresponding author. E-mail: yangmeiyin@ime.ac.cn

The first author. E-mail: zengsiyuan25@ime.ac.cn