

磁性斯格明子的应用前景*

范开泉 梁雪 周艳[†]

(香港中文大学(深圳)理工学院 深圳 518172)

2022-06-07收到

[†] email: zhouyan@cuhk.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20230103

Applications of magnetic skyrmions

FAN Kai-Quan LIANG Xue ZHOU Yan[†]

(School of Science and Engineering, The Chinese University of Hong Kong (Shenzhen), Shenzhen 518172, China)

摘要 近年来,磁性斯格明子在自旋电子学这门新兴学科中成为了一个重要的研究热点,备受人们关注。它是一种受拓扑保护的稳定自旋结构,具有尺寸小、退钉扎电流密度低和易操控等特点。与传统的磁畴壁、磁泡或者磁涡旋相比,磁斯格明子更有望作为数据信息的载体应用于未来的自旋电子学设备中,不仅可以大幅度地缩减器件的尺寸、降低能耗,同时也能确保信息的非易失性。文章重点介绍了磁性斯格明子在信息技术领域中的主要应用前景,比如信息存储、逻辑运算和神经形态计算等。

关键词 磁性斯格明子, 自旋电子学, 信息技术

Abstract A magnetic skyrmion is a type of topologically protected swirling spin structure, and has been extensively studied in recent years. It can be manipulated by many external stimuli, is small in size, and has a low critical depinning current density. Compared with the conventional magnetic domain walls, bubbles, or vortices, skyrmions are thus more promising information carriers for future spintronics devices with ultra-low energy consumption and ultra-high storage density. In this review we focus on the potential device applications based on magnetic skyrmions, such as information storage, logic computing, and neuromorphic computing.

Keywords magnetic skyrmion, spintronics, information technology

1 磁性斯格明子的研究背景

斯格明子由英国核物理学家 Tony Skyrme 在 20 世纪 60 年代提出,用于描述非线性场理论中的非拓扑平庸的类粒子解^[1]。随后,这一概念被广泛地应用在其他领域去描述类似的数学模型,例如,液晶、玻色-爱因斯坦凝聚、量子霍尔磁体等。此外, Bogdanov 等人^[2]在 1989 年从理论上预

测了磁性斯格明子的存在。他们推断在手性磁体中可能也会存在某种具有拓扑性质的自旋构型。2009 年, Mühlbauer 等人^[3]利用小角度中子散射实验首次证实了磁性斯格明子的存在。与其他的一些仅限于数学模型上的拓扑态不同,磁性斯格明子具有实空间的拓扑特征,使它展现出多种新奇的物理性质和行为,从而被视为自旋电子学器件中最具有前景的信息载体之一。

研究表明,磁性斯格明子可以稳定地存在于具有非中心对称的螺旋磁体(例如 MnSi, FeGe, FeCoSi 等)^[3-5]或者具有反演对称性破缺的薄膜界面^[6-11]。在这两种材料体系中,斯格明子的稳定

* 国家自然科学基金(批准号: 11974298)、广东省基础与应用基础研究基金(批准号: 2021B1515120047)、广东特支计划(批准号: 2019BT02 X030)、深圳基础研究基金(批准号: JCYJ20210324120213037)、深圳孔雀计划(批准号: KQTD20180413181702403)资助项目

存在离不开反对称的 Dzyaloshinskii—Mariya (DM) 相互作用^[12, 13]的辅助。如图 1(a), (b)所示, 前者是由材料内部的磁性原子和具有强自旋轨道耦合的原子产生的体 DM 相互作用, 而后者则是由磁性层中的原子与毗邻的金属层中的原子耦合而产生的一种界面 DM 相互作用。正因如此, 存在于这两种体系中的斯格明子的构型也会有所不同。图 1(c), (d)展示了两种最典型的斯格明子构型。其中, 图 1(c)是布洛赫型, 其内部磁矩的旋转方式与布洛赫畴壁类似, 多存在于具有体 DM 相互作用的块状材料体系; 图 1(d)是奈尔型, 同理, 其内部磁矩的旋转方式与奈尔畴壁类似, 多存在于具有界面 DM 相互作用的薄膜或者多层膜中。此外, 在一些不具有 DM 相互作用的中心对称磁体中, 由于体系内各种相互作用的竞争, 例如, 海森伯交换相互作用、磁各向异性相互作用、偶极相互作用^[14, 15]和阻挫交换相互作用^[16, 17]等, 也可能存在稳定的斯格明子态。

在近十几年的快速发展中, 人们对磁性斯格明子的研究, 不仅从材料的结构模型上逐渐提升, 在材料种类的选择上也在逐渐拓宽。一开始大家都集中在研究铁磁性材料中的斯格明子, 后来拓展到阻挫磁体^[17]、半导体^[18]、铁电^[19]、多铁^[20]、亚铁磁^[21]以及合成反铁磁^[22]等各种材料体系, 旨在寻找出一种有望走向器件化的最优体系。从斯格明子尺寸的角度来说, 它的大小已经从几微米做到了几十纳米, 尺寸越来越小, 这将为大规模集成电路的小型化创造有利条件。在操控的方式上, 由经典的磁场调控逐渐拓展到用电场、电流、磁

子流、激光、温度等多种方式来调控斯格明子。此外, 多项实验工作已表明^[7-9, 23-25], 磁性斯格明子已经不再局限于低温条件, 它也可以稳定地存在于室温中。这些实验上的各种突破都为斯格明子走向器件化奠定了坚实的基础。文献[26—36]已经较为详细地综述了斯格明子在理论以及实验上的各种进展, 此处不再赘述。本文将集中讨论斯格明子在自旋电子学设备中的潜在应用的相关研究。

2 磁性斯格明子在自旋电子学中的应用

在过去的半个世纪里, “摩尔定律”有效地分析和预测了半导体产业的发展趋势, 即集成电路上可容纳的晶体管数目, 约每隔两年便会增加一倍。随着社会和科技的发展, 人们对信息技术的依赖和对大数据的需求使得芯片上的集成电路数目基数不断增加。另一方面, 为了提高集成电路的性能, 纳米工艺也在不断地提升, 使得器件越做越小。从而, 该行业必将面临一个重大的瓶颈问题, 即在器件小到一定的程度时, 量子隧穿效应已不可避免。由此可见, 寻找其他合适的替代材料或者新的技术去优化传统的金属氧化物半导体(CMOS)技术将会是该行业的首要任务。自旋电子学的诞生以及磁性斯格明子的出现为信息技术领域带来了新的希望。接下来我们将详细介绍磁性斯格明子在自旋电子学器件和信息技术中的具体应用, 包括赛道存储、逻辑运算、纳米振荡器、类脑运算和晶体管等。

2.1 磁性赛道存储器

利用磁性斯格明子作为信息载体的赛道存储器是磁斯格明子最重要的应用之一。磁性斯格明子赛道存储器是由基于磁畴壁的赛道存储器演变而来, 后者由 Stuart Parkin 等人^[37, 38]在 2008 年提出, 其中, 二进制数据信息编码在一系列极化方向相反的磁畴中(图 2(a))。当赛道存储器工作时, 需向赛道中注入自旋极化电流, 提供自旋转移矩或自旋轨道矩, 使磁畴或者磁畴壁在赛道中

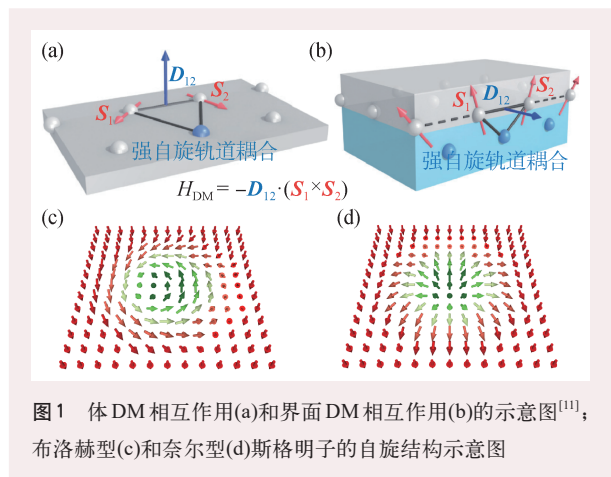


图1 体DM相互作用(a)和界面DM相互作用(b)的示意图^[11]; 布洛赫型(c)和奈尔型(d)斯格明子的自旋结构示意图

移动,从而完成信息的传输。此外,信息的写入与读取由磁性隧道结元件来完成。2013年,Albert Fert提出^[11],若以磁性斯格明子代替传统的磁畴(或磁畴壁),可以有效地提升磁性赛道存储器的性能。一方面,是由于磁性斯格明子是一种准粒子的纳米级结构,具有刚性和拓扑相关的动力学。与磁畴壁相比,它可以更容易地克服钉扎效应,从而具有较小的驱动电流阈值^[11, 39, 40]。另一方面,单个斯格明子的最小尺寸可以低至几十纳米,能有效提升斯格明子赛道存储器的信息存储密度。如图2(b)所示,在基于斯格明子的铁磁赛道存储器原型中,单个斯格明子的存在与否表示二进制数据“1”和“0”^[11, 41, 42]。当向赛道通入自旋极化电流时,斯格明子从写入磁头下方运动至读出磁头下方,实现信息的传输。此外,信息的密集编码由斯格明子链来实现,在没有钉扎效应和热效应的情况下,斯格明子链中的所有斯格明子会以相同的速度沿着同样的轨迹移动,并且斯格明子间的间距保持不变^[11, 41],从而保证了信息传输的可靠性。2014年,R. Tomasello等人^[43]设计了4种不同场景,分析了单铁磁层赛道中布洛赫型和奈尔型斯格明子分别在自旋转移矩和自旋轨道矩驱动下的运动行为。他们发现由自旋轨道矩驱动的奈尔型斯格明子在电流—速度关系上、结果的可靠性和器件制造的灵活性上都具有最佳性能。在此结构模型中,首先,由于重金属层中的原子具有较强的自旋轨道耦合,它可以为铁磁—重金属界面提供DM相互作用,有利于稳定奈尔型斯格明子;其次,当向重金属层注入普通电流时,由于自旋霍尔效应^[44],可以产生纯自旋流垂直注入毗邻的铁磁层,从而驱动斯格明子。

然而,基于磁斯格明子的赛道存储器依然还

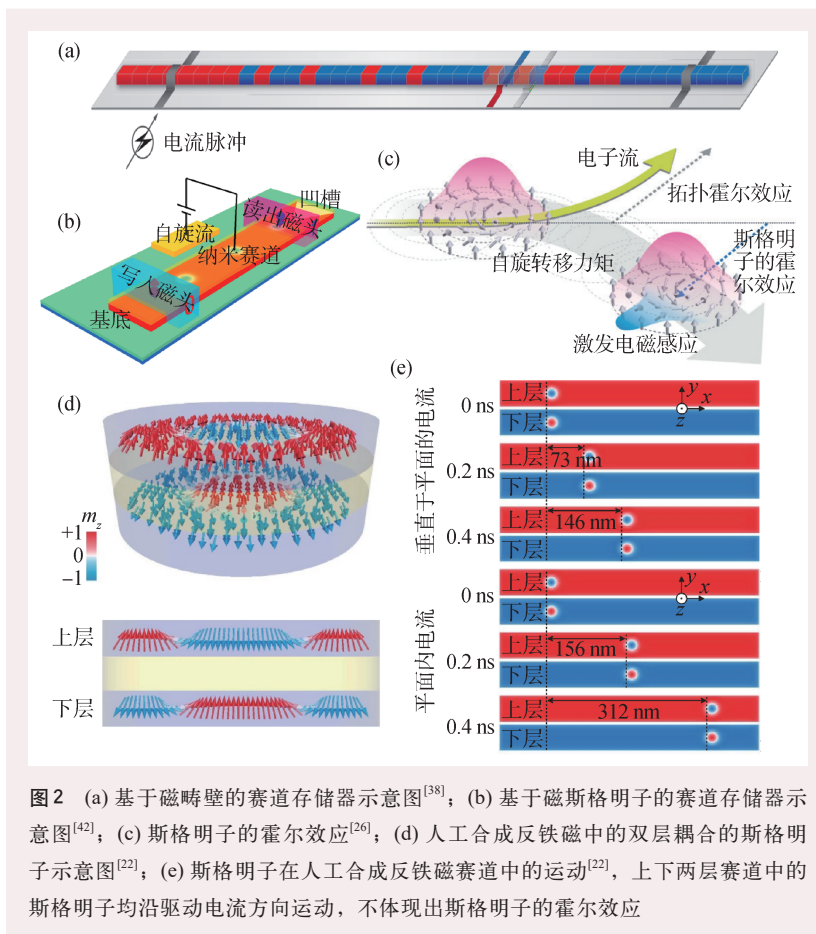


图2 (a) 基于磁畴壁的赛道存储器示意图^[38]; (b) 基于磁斯格明子的赛道存储器示意图^[42]; (c) 斯格明子的霍尔效应^[26]; (d) 人工合成反铁磁中的双层耦合的斯格明子示意图^[22]; (e) 斯格明子在人工合成反铁磁赛道中的运动^[22], 上下两层赛道中的斯格明子均沿驱动电流方向运动, 不体现出斯格明子的霍尔效应

面临着一些困难和挑战。尤其是,斯格明子在运动的过程中会受到马格努斯力的作用,使它产生横向的漂移速度,从而偏离驱动力的方向(图2(c)),展现出斯格明子的霍尔效应^[26, 45—47]。最终会使斯格明子在赛道边界发生湮灭或者严重的堵塞,导致存储数据丢失。由于马格努斯力与斯格明子的拓扑数紧密相关,它的大小与拓扑数成正比,其方向也取决于拓扑数的正负,X. Zhang等人^[22]从理论上提出了基于人工合成反铁磁的斯格明子,并通过微磁模拟证明了在该结构中,斯格明子的霍尔效应可以被完美地抵消。其原因在于,人工合成反铁磁中的两个铁磁层通过Ruderman—Kittel—Kasuya—Yosida (RKKY)相互作用耦合在一起,如图2(d), (e), 上层和下层铁磁薄膜中的斯格明子的磁矩分布恰好相反,即它们具有相反的拓扑数,从而作用在这两个斯格明子上的马格努斯力刚好等大反向。该反铁磁交换耦合的斯格明子对受到的总马格努斯力为零,进而不

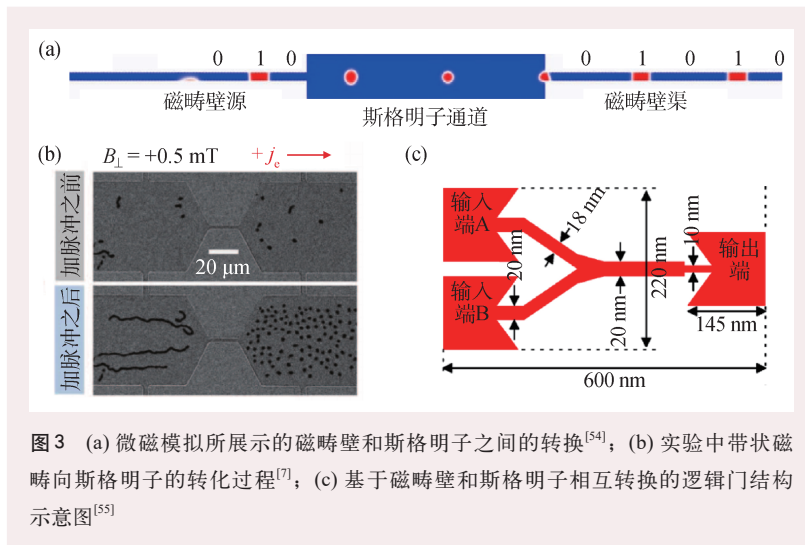


图3 (a) 微磁模拟所显示的磁畴壁和斯格明子之间的转换^[54]; (b) 实验中带状磁畴向斯格明子的转化过程^[7]; (c) 基于磁畴壁和斯格明子相互转换的逻辑门结构示意图^[55]

会表现出斯格明子的霍尔效应，可以严格地沿着自旋极化电流的方向运动。其次，由于没有斯格明子的漂移以及和边界的相互作用，合成反铁磁双层膜赛道中的斯格明子的速度可以高达几百米每秒，有望实现信息载体的超快运行。W. Legrand^[48]等人和T. Dohi^[49]等人独立地在实验中观测到了合成反铁磁中的斯格明子。类似地，在天然的反铁磁体系^[50, 51]或者在角动量补偿点的亚铁磁材料^[21]中，斯格明子的霍尔效应也能得以消除。除了从材料体系的选择上来消除斯格明子的霍尔效应，也有相关研究提出，可以通过加强赛道的边界效应将斯格明子限制在赛道内运动，例如，在赛道边界处加上高磁晶各向异性材料^[52]，或者注入磁畴壁^[53]等。

2.2 逻辑门

磁性斯格明子在逻辑门电路中也有广泛的应用前景。2014年，Y. Zhou和M. Ezawa从理论上预测了磁性斯格明子与拓扑平庸的畴壁对之间的可逆转换^[54]。如图3(a)所示，由于赛道的几何限制，来自左侧窄赛道的畴壁对在进入宽赛道时可以转化成受拓扑保护的斯格明子；反之，宽赛道中的斯格明子在进入窄赛道时，其拓扑结构被破坏并形成畴壁对继续向前运动。2015年，清华大学江万军等人^[7]验证了这种模型的可行性，在Ta/CoFeB/TaO_x三层膜中观测到室温下手性条状畴向

斯格明子的转化过程(图3(b))。同年，X. Zhang等人^[55]利用这种可逆转化过程首次提出了基于磁性斯格明子的逻辑门的概念。如图3(c)所示，在他们所设计的Y型赛道中，利用斯格明子与畴壁之间的转化，可以很好地实现斯格明子的复制与合并。进一步地，若以斯格明子作为二进制数据的载体，即斯格明子的存在与否对应于二进制数据“1”和“0”，通过调节Y型赛道的尺寸设置可以实现逻辑与门和或门的基本运算。随后，X. J. Xing等人^[56]在

一个具有H型连接的纳米赛道中研究了磁性斯格明子与畴壁对的碰撞，并利用斯格明子的碰撞动力学行为设计了逻辑非门、与非门和或非门。基于类似的模型设计，Z. He等人^[57]进一步研究了多个斯格明子与一个畴壁对的相互作用，结果显示，在H型连接处的畴壁对的钉扎/退钉扎状态同时取决于斯格明子的数量和驱动电流的大小。基于此，他们提出了一种具有三个输入端的逻辑门电路，其可以实现多数逻辑操作。

上述基于磁性斯格明子的逻辑门设计主要应用了斯格明子与畴壁对的相互作用，包括相互转化和碰撞。由于涉及到畴壁对的运动，所需的驱动力会大幅度的增加，从而升高器件的能耗。因此，人们试图利用斯格明子退钉扎电流密度低的特点，去实现全斯格明子控制的逻辑门电路以降低能耗。华中科技大学游龙课题组^[58]利用斯格明子的霍尔效应、斯格明子与斯格明子的碰撞和斯格明子与边界的相互作用等多种物理现象，创新性地设计了基于全斯格明子控制的逻辑门电路，可以实现逻辑与门、或门、非门、与非门、或非门等7种基本逻辑门的运算。以逻辑与门和或门为例，如图4(a)和(b)所示，两个输入端(分别记为A和B)置于赛道左侧，输出端Y置于赛道右侧。通过调控输入端的电压1和2，实现斯格明子的产生，即对应于信息的写入。当施加驱动电流时，对于逻辑与门(图4(a))，若只在其中一个输入端输入斯格明子，由于斯格明子的霍

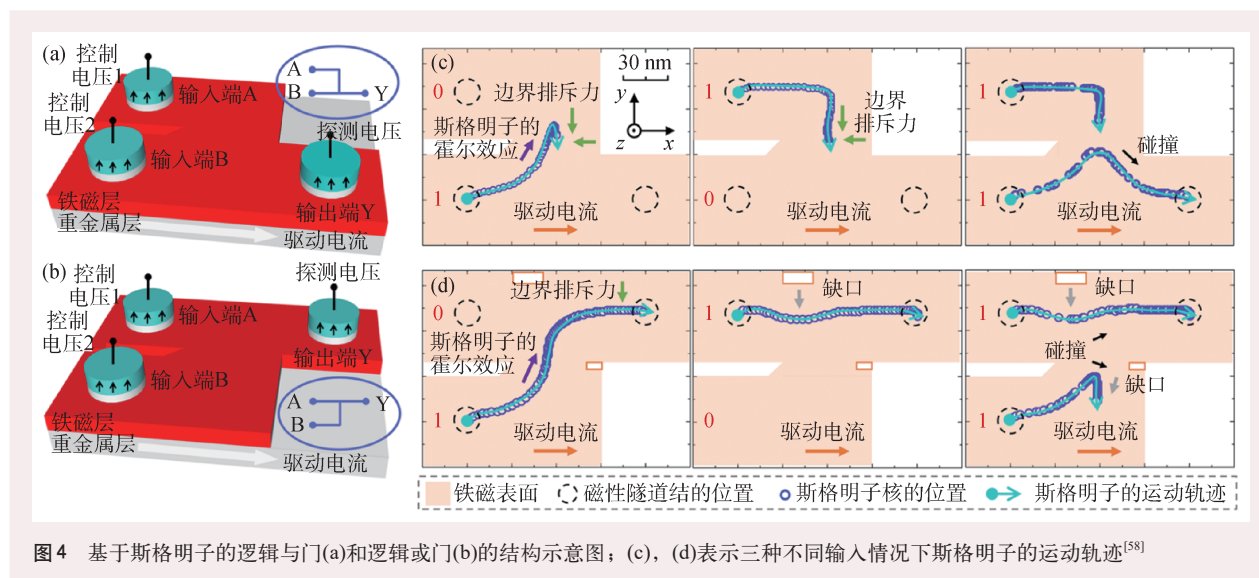
尔效应以及边界的排斥作用，它最终会运动到赛道中间并停留，其运动轨迹如图4(c)中蓝色带箭头的曲线所示；当在两个输入端都输入斯格明子时，它们运动至赛道中部会发生碰撞，使得来自输入端B的斯格明子最终运动至右下方的输出端，实现“ $1 \cdot 1 = 1$ ”的逻辑与门运算。类似地，对于逻辑或门(图4(b))，由于斯格明子的霍尔效应、边界和缺口的排斥作用以及斯格明子之间的碰撞，只要有一个斯格明子输入，在输出端就可以检测到斯格明子，从而实现逻辑或门的运算(图4(d))。

M. Chauwin 等人^[59]利用类似的物理原理在不同的模型中实现了多种逻辑门的运算。他们所设计的逻辑门可以直接级联到大规模系统中执行更加复杂的逻辑运算，他们进一步以级联全加器、弗雷德金门为例，验证了该系统的可行性。然而，这两种设计都强烈依赖于斯格明子的霍尔角。可调控窗口会受限于影响斯格明子霍尔效应的诸多外在因素，譬如驱动力的大小和器件的几何结构等。考虑到压控磁各向异性效应可以用于调控和同步斯格明子^[60]，H. Zhang 等人^[61]提出了另外一种逻辑门电路的模型，可以解决这一问题。其核心是借助压控磁各向异性效应来精确地引导斯格明子的运动，从而降低对斯格明子霍尔效应的依赖。此外，X. Liang 等人^[62]从铁磁系统拓展到反铁磁系统，以反铁磁斯格明子作为二进制数据的载

体，利用磁各向异性梯度和自旋极化电流作为驱动力，在十字形赛道中实现了5种基本逻辑运算。文献[63]也展示了一种基于人工合成反铁磁材料的逻辑门设计。2021年，Z. R. Yan 等人^[64]在反铁磁和铁磁的双层膜中构建了一种基于斯格明子的可编辑逻辑器件，可以实现16种不同的逻辑运算。

2.3 自旋纳米振荡器

自旋纳米振荡器是自旋电子学的重要应用之一，其阵列可用于执行神经形态计算。近年来，基于磁性斯格明子的自旋纳米振荡器的理论模型也被提出，它可以激发出更小线宽的微波信号，有望提高输出功率。2015年，S. F. Zhang 等人^[65]通过微磁模拟首次在一个具有纳米点接触的纳米盘中实现了基于斯格明子的振荡器功能(图5(a))。其工作原理是：位于纳米盘中心的斯格明子在自旋转移力矩和马格努斯力的作用下，会做螺旋运动逐渐远离圆盘中心，与此同时，来自边界的排斥作用也会增加，当这些力达到一个动态平衡时，斯格明子绕着纳米盘中心开始做匀速圆周运动。因此，可以利用磁阻效应检测斯格明子的实时位置来获取稳定的振荡信号。2016年，Garcia-Sanchez 等人^[66]提出了另一种类似的理论模型，其不同之处主要在于自旋极化电流的注入区域和



极化方向。具体地，在他们的模型中需要一个具有涡旋态的固定层来产生随空间变化的自旋极化电流作为驱动力(图 5(b))，而前者是在纳米点接触的区域注入沿垂直薄膜方向均匀极化的电流。

对于上述两种模型，当驱动力较大时，由于边界效应有限，高速运动的斯格明子很容易在纳米盘边缘被破坏，从而大大限制了振荡器的工作频率范围。为了提高振荡频率，Y. H. Feng 等人^[67]改进了纳米盘的结构，即在纳米盘边缘处加强垂直磁各向异性，从而增加边界势垒。这样可以有效地将斯格明子限制在圆盘内，进而提高振荡频率。此外，研究表明，在一个振荡器中同时放置多个斯格明子^[65, 68, 69]，或者调制 DM 相互作用的强度分布也可以增加振荡频率^[70]。2019 年，L. C. Shen 等人^[71]将铁磁体系拓展到反铁磁，同样用斯格明子的圆周运动来产生微波信号。在反铁磁体系中，由于斯格明子服从惯性动力学并且没有净马格努斯力，纳米振荡器的频率可以大幅度提升，高达几十吉赫兹。

2.4 神经形态计算

随着人工智能(AI)的日益普及和新兴纳米级设备的进步，神经形态计算引起了人们的广泛关注。此部分，我们将讨论磁性斯格明子在类脑计算中的应用前景。作为传递信息的媒介，突触在生物神经系统中的主要功能是连接两个神经元。具体地，来自突触前膜的信息通常以神经递质的形式穿过突触间隙，最后到达突触后膜，从而完成将信息从一个神经元传递到另一个神经元的功能。磁性斯格明子是一种受拓扑保护的类粒子结

构，有望在未来的人工神经网络中用于模拟神经递质。2017 年，北京航空航天大学黄阳琪等人^[72]提出了一种基于磁性斯格明子的人工突触组件。如图 6(a)所示，该组件主要包括一个铁磁纳米赛道和一个由磁性隧道结构成的探测装置。处于赛道中间的门控区域用于提供势垒，从而将突触前膜和后膜分离开。探测装置所测得的斯格明子数目即代表人工突触的传导能力，对应于神经网络中的突触权重。在机器学习过程中，斯格明子在双向自旋极化电流的驱动下可以进入(或者离开)赛道右侧的探测区域，从而增加(或者减小)突触的权重，这一过程刚好用于模拟生物突触的兴奋和抑制过程。通过调节驱动电流的大小以及中间门控区域的势垒大小，该模型可以很好地实现短时程可塑性和长时程可塑性的功能。2019 年，K. M. Song 等人^[73]在实验中通过电学操控斯格明子的产生、驱动和探测，实现了基于斯格明子的人工突触的基本功能(图 6(b))。

除了利用斯格明子独特的动力学行为模拟突触的功能之外，也有相关工作报道了基于斯格明子的人工神经元。其中，Leaky—integrate—fire (LIF)模型是当前类脑计算领域内的研究热点之一，被广泛用于模拟脉冲神经元。其工作原理是：当一个神经元接收到来自另一个神经元的信号时，它的膜电位会积累并增加。但是，如果长时间不接收新的信号，该电位也会逐渐降低，即该电位的泄漏过程。经过不断地积累与泄漏，一旦该神经元的膜电位到达一个特定的阈值，它就会向下一个神经元发射一个信号并复位。整个过程可以归结为“泄漏—积累—发射”，所以这种类型的神经元也被称为 LIF 神经元。基于这一理念，S. Li 等人^[74]利用斯格明子在自旋流和磁各向异性梯度的共同作用下的往返运动行为模拟了 LIF 神经元的基本功能。如图 6(c)所示，该铁磁赛道的磁各向异性从左至右逐渐增加，呈线性变化，从而形成磁各向异性梯度。文献[75]已报道，磁各向异性梯度也可以作为磁性斯

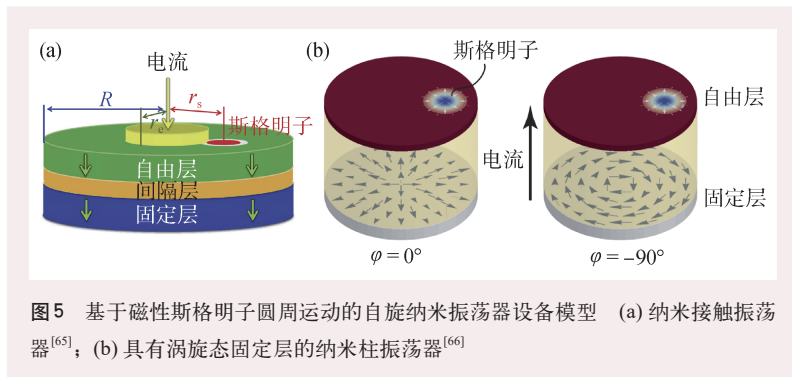


图5 基于磁性斯格明子圆周运动的自旋纳米振荡器设备模型 (a) 纳米接触振荡器^[65]; (b) 具有涡旋态固定层的纳米柱振荡器^[66]

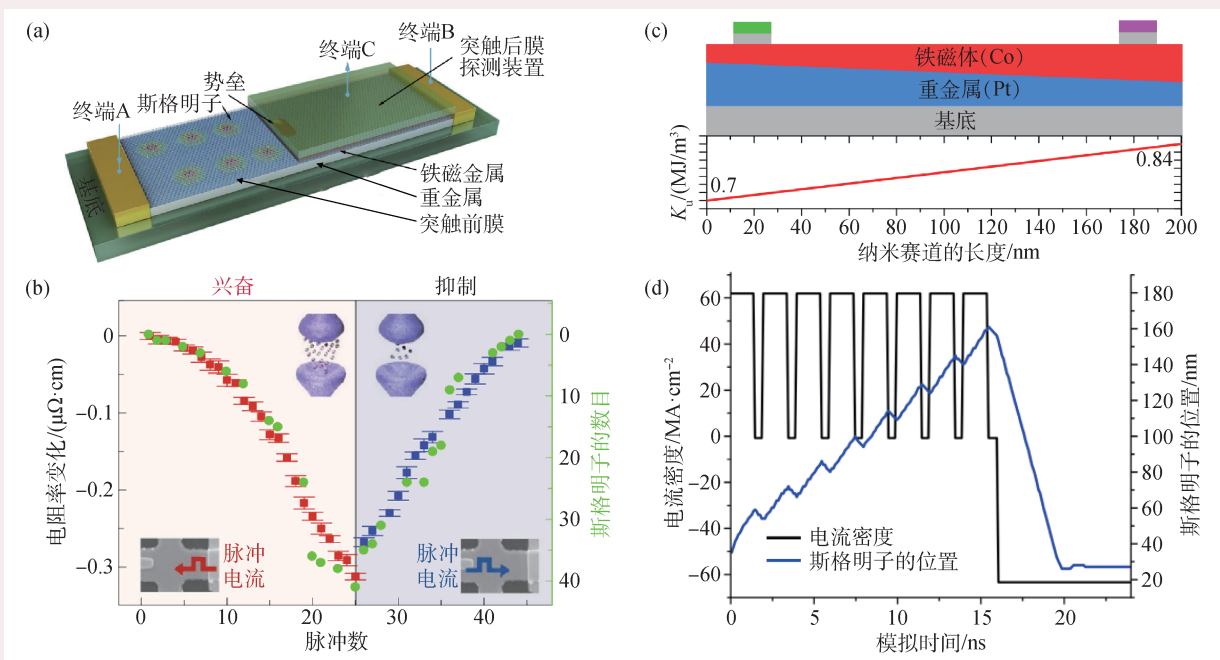


图6 (a) 基于斯格明子的人工突触结构示意图^[72]; (b) 在兴奋和抑制两种模式中, 人工突触的电阻率变化与脉冲数(和斯格明子数正相关)的关系(实验结果)^[73]; (c) 基于矩形纳米赛道中斯格明子在磁各向异性梯度和自旋极化电流共同作用下往返运动的人工神经元设计, 其中 K_u 为单轴磁各向异性强度; (d) 在脉冲电流驱动下, 斯格明子的位置随时间的变化^[74]

格明子的有效驱动力, 并且斯格明子会向低磁各向异性区域运动。因此, 在该模型中, 当加入自旋流时, 斯格明子向右运动, 而撤离自旋流时, 斯格明子在磁各向异性梯度的驱动下会向左运动。当斯格明子在多个电流脉冲的作用下运动到赛道右侧的探测区域时, 通过磁阻效应, 可以转化为电信号被探测到, 从而发射信号。图6(d)展示了该人工神经元在多个电流脉冲作用下的“泄漏—积累”行为。基于此, 同一课题组随后又提出了另一种类似的模型^[76]。不同之处在于利用几何约束(即将赛道宽度设置成线性变化)来取代磁各向异性梯度的作用。由于边界效应的影响, 斯格明子趋向于向较宽的区域运动, 从而在反向电流脉冲的作用下, 斯格明子也会呈现出类似的往返运动。此外, X. Liang等人^[77]根据斯格明子在圆盘上往复的螺旋运动设计了LIF神经元模型。其核心是斯格明子在电流的作用下会做螺旋运动逐渐远离圆盘中心, 而没有电流时, 受到边界的排斥作用, 斯格明子会逐渐回到圆盘中心。所以斯格明子的这种往复运动也可以用于模拟

LIF神经元的功能。近年来, 其他类型的基于斯格明子的人工神经元也陆续被报道, 例如, 共振—发射神经元^[78]以及用于近似非线性软限制神经元激活函数的神经元集群^[79]。

2.5 晶体管等其他器件应用

除前文介绍的应用之外, 磁斯格明子还可以被应用于多种其他的器件和情景下。例如, 2015年X. Zhang等人^[80]和P. Upadhyaya等人^[81]独立地提出了基于斯格明子的类晶体管器件的概念。如图7(a)所示, 该器件包含三个端口, 从左到右依次为写入端、电压门控端和读出端。初始状态下, 电场和自旋流都处于关闭状态, 斯格明子位于器件左侧的写入端。当关闭门控区域的电压, 向重金属层施加电流时, 斯格明子将在自旋转移力矩的作用下通过压控区域, 抵达器件右侧的读出端, 实现类晶体管器件的开启功能(图7(b))。保持驱动电流不变, 同时向压控区域施加电压时, 由于压控磁各向异性效应, 压控区域的磁各向异性会发生改变, 进而引入能量势垒, 阻止斯格明子向赛

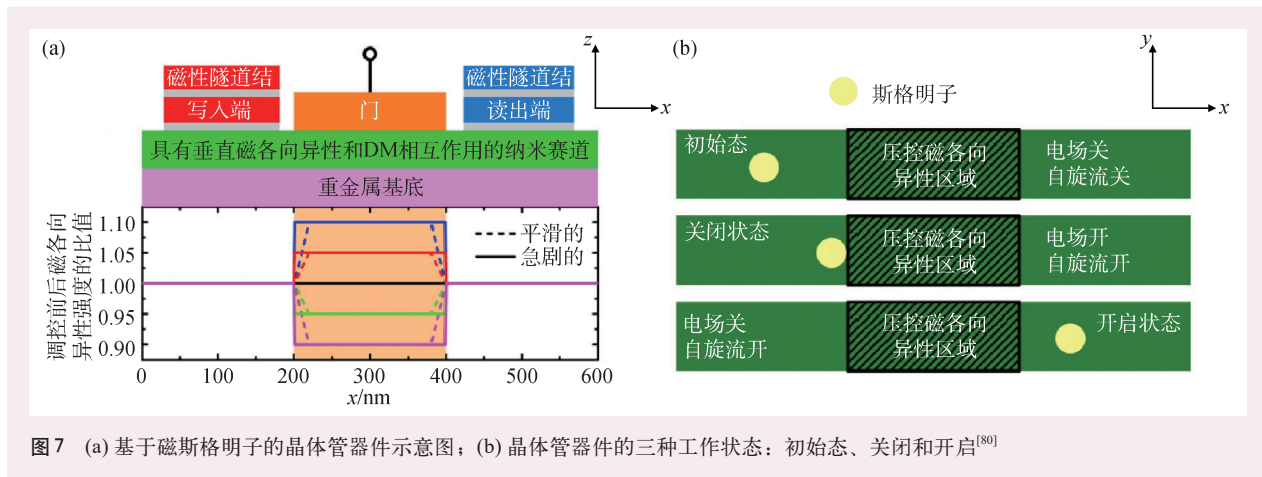


图7 (a) 基于磁斯格明子的晶体管器件示意图；(b) 晶体管器件的三种工作状态：初始态、关闭和开启^[80]

道右端运动，即器件处于关闭状态。此模型证明了电场可以通过控制局部的磁各向异性来操纵斯格明子运动，以实现晶体管的打开/关闭功能。基于压控磁各向异性效应，L. Zhao 等人^[82]也设计了一种基于磁性斯格明子的二极管，即通过调控赛道中梯形区域的磁各向异性强度实现斯格明子的单向导通。2018年，X. Zhao 等人^[83]提出基于反铁磁斯格明子的类晶体管器件。不同于电场调控磁各向异性，该模型通过施加应力改变局部的磁各向异性，进而控制晶体管的开启与关闭。除晶体管以外，S. Luo 等人^[84]在多铁异质结构中提出了一种新型的基于斯格明子的忆阻器。也有研究工作报道了斯格明子的热扩散运动可以应用于随机计算^[85]。

参考文献

[1] Skyrme T H R. Nuclear Physics, 1962, 31 : 556
 [2] Bogdanov A N, Yablonskii D A. Sov. Phys. JETP, 1989, 68 : 101
 [3] Mühlbauer S, Binz B, Jonietz F *et al.* Science, 2009, 323 : 915
 [4] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y *et al.* Nat. Mater., 2010, 10 : 106
 [5] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N *et al.* Nature, 2010, 465 : 901
 [6] Heinze S, von Bergmann K, Menzel M *et al.* Nat. Phys., 2011, 7 : 713
 [7] Jiang W, Upadhyaya P, Zhang W *et al.* Science, 2015, 349 : 283
 [8] Boulle O, Vogel J, Yang H *et al.* Nat. Nanotechnol., 2016, 11 : 449
 [9] Moreau-Luchaire C, Moutafis C, Reyren N *et al.* Nat. Nanotechnol., 2016, 11 : 444
 [10] Romming N, Hanneken C, Menzel M *et al.* Science, 2013, 341 : 636
 [11] Fert A, Cros V, Sampaio J. Nat. Nanotechnol., 2013, 8 : 152
 [12] Dzyaloshinsky I. J. Phys. Chem. Solids, 1958, 4 : 241
 [13] Moriya T. Phys. Rev., 1960, 120 : 91

3 总结与展望

从现有的理论成果来看，磁性斯格明子在新的一代的信息技术领域中将扮演非常重要的角色，为实现超高存储密度、超快运行速度和超低能耗的自旋电子设备的构建提供基础。但是，本文所罗列的这些应用目前还仅限于理论阶段，若想将这些基于斯格明子的电子元件走向器件化，我们仍面临着很多的挑战。例如，在实验中如何实现精准地产生、擦除或者调控单个斯格明子；其次，若实现了基于斯格明子的单个元件的构建，如何进一步地将其应用在大规模集成电路或者神经网络之中，这些问题都还有待进一步地研究。

[14] Lin Y, Grundy P, Giess E. Appl. Phys. Lett., 1973, 23 : 485
 [15] Takao S. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1983, 31 : 1009
 [16] Okubo T, Chung S, Kawamura H. Phys. Rev. Lett., 2012, 108 : 017206
 [17] Hou Z, Ren W, Ding B *et al.* Adv. Mater., 2017, 29 : 1701144
 [18] Münzer W, Neubauer A, Adams T *et al.* Phys. Rev. B, 2010, 81 : 041203
 [19] Das S, Tang Y L, Hong Z *et al.* Nature, 2019, 568 : 368
 [20] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S *et al.* Science, 2012, 336 : 198
 [21] Woo S, Song K M, Zhang X *et al.* Nat. Commun., 2018, 9 : 959
 [22] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M. Nat. Commun., 2016, 7 : 10293
 [23] Woo S, Litzius K, Kruger B *et al.* Nat. Mater., 2016, 15 : 501
 [24] Yu G, Upadhyaya P, Li X *et al.* Nano Letters, 2016, 16 : 1981
 [25] Soumyanarayanan A, Raju M, Gonzalez Oyarce A L *et al.* Nat.

- Mater., 2017, 16: 898
- [26] Nagaosa N, Tokura Y. Nat. Nanotechnol., 2013, 8: 899
- [27] Finocchio G, Büttner F, Tomasello R *et al.* Journal of Physics D: Applied Physics, 2016, 49: 423001
- [28] Kang W, Huang Y, Zhang X *et al.* Proceedings of the IEEE, 2016, 104: 2040
- [29] Wiesendanger R. Nat. Rev. Mater., 2016, 1: 16044
- [30] Fert A, Reyren N, Cros V. Nat. Rev. Mater., 2017, 2: 17031
- [31] Zhou Y. National Science Review, 2019, 6: 210
- [32] Zhang X, Zhou Y, Mee Song K *et al.* Journal of Physics: Condensed Matter, 2020, 32: 143001
- [33] 侯志鹏, 王文洪, 吴光恒. 物理, 2020, 49: 84
- [34] 江万军. 物理, 2020, 49: 77
- [35] 田明亮. 物理, 2020, 49: 69
- [36] 丁贝, 王文洪. 物理, 2018, 47: 15
- [37] Parkin S S, Hayashi M, Thomas L. Science, 2008, 320: 190
- [38] Parkin S, Yang S H. Nat. Nanotechnol., 2015, 10: 195
- [39] Jonietz F, Mühlbauer S, Pfleiderer C *et al.* Science, 2010, 330: 1648
- [40] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N. Nat. Nanotechnol., 2013, 8: 742
- [41] Sampaio J, Cros V, Rohart S *et al.* Nat. Nanotechnol., 2013, 8: 839
- [42] Zhang X, Zhao G P, Fangohr H *et al.* Scientific Reports, 2015, 5: 7643
- [43] Tomasello R, Martinez E, Zivieri R *et al.* Scientific Reports, 2014, 4: 6784
- [44] Hirsch J E. Phys. Rev. Lett., 1999, 83: 1834
- [45] Zang J, Mostovoy M, Han J H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 107: 136804
- [46] Jiang W, Zhang X, Yu G *et al.* Nat. Phys., 2017, 13: 162
- [47] Litzius K, Lemesh I, Krüger B *et al.* Nat. Phys., 2017, 13: 170
- [48] Legrand W, Maccariello D, Ajejas F *et al.* Nat. Mater., 2020, 19: 34
- [49] Dohi T, DuttaGupta S, Fukami S *et al.* Nat. Commun., 2019, 10: 5153
- [50] Barker J, Tretiakov O A. Phys. Rev. Lett., 2016, 116: 147203
- [51] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M. Scientific Reports, 2016, 6: 24795
- [52] Lai P, Zhao G P, Tang H *et al.* Scientific Reports, 2017, 7: 45330
- [53] Xing X, Åkerman J, Zhou Y. Phys. Rev. B, 2020, 101: 214432
- [54] Zhou Y, Ezawa M. Nat. Commun., 2014, 5: 4652
- [55] Zhang X, Ezawa M, Zhou Y. Scientific Reports, 2015, 5: 9400
- [56] Xing X J, Pong P W T, Zhou Y. Phys. Rev. B, 2016, 94: 054408
- [57] He Z, Angizi S, Fan D. IEEE Magnetism Letters, 2017, 8: 1
- [58] Luo S, Song M, Li X *et al.* Nano Letters, 2018, 18: 1180
- [59] Chauwin M, Hu X, Garcia-Sanchez F *et al.* Phys. Rev. Appl., 2019, 12: 064053
- [60] Walker B W, Cui C, Garcia-Sanchez F *et al.* Appl. Phys. Lett., 2021, 118: 192404
- [61] Zhang H, Zhu D, Kang W *et al.* Phys. Rev. Appl., 2020, 13: 054049
- [62] Liang X, Xia J, Zhang X *et al.* Appl. Phys. Lett., 2021, 119: 062403
- [63] Fattouhi M, Mak K Y, Zhou Y *et al.* Phys. Rev. Appl., 2021, 16: 014040
- [64] Yan Z R, Liu Y Z, Guang Y *et al.* Phys. Rev. Appl., 2021, 15: 064004
- [65] Zhang S F, Wang J, Zheng Q *et al.* New Journal of Physics, 2015, 17: 023061
- [66] Garcia-Sanchez F, Sampaio J, Reyren N *et al.* New Journal of Physics, 2016, 18: 075011
- [67] Feng Y H, Xia J, Qiu L *et al.* J. Magn. Magn. Mater., 2019, 491: 165610
- [68] Jin C, Wang J, Wang W *et al.* Phys. Rev. Appl., 2018, 9: 044007
- [69] Jiang W, Xia J, Zhang X *et al.* IEEE Magnetism Letters, 2018, 9: 1
- [70] Guo J H, Xia J, Zhang X C *et al.* J. Magn. Magn. Mater., 2020, 496: 165912
- [71] Shen L C, Xia J, Zhao G *et al.* Appl. Phys. Lett., 2019, 114: 042402
- [72] Huang Y, Kang W, Zhang X *et al.* Nanotechnology, 2017, 28: 08LT02
- [73] Song K M, Jeong J S, Pan B *et al.* Nat. Electron., 2020, 3: 148
- [74] Li S, Kang W, Huang Y *et al.* Nanotechnology, 2017, 28: 31LT01
- [75] Shen L, Xia J, Zhao G *et al.* Phys. Rev. B, 2018, 98: 134448
- [76] Chen X, Kang W, Zhu D *et al.* Nanoscale, 2018, 10: 6139
- [77] Liang X, Zhang X, Xia J *et al.* Appl. Phys. Lett., 2020, 116: 122402
- [78] Azam M A, Bhattacharya D, Querlioz D *et al.* J. Appl. Phys., 2018, 124: 152122
- [79] He Z, Fan D. A Tunable Magnetic Skyrmion Neuron Cluster for Energy Efficient Artificial Neural Network. In: Proceedings of the Design, Automation & Test in Europe Conference & Exhibition (DATE), 2017
- [80] Zhang X, Zhou Y, Ezawa M *et al.* Scientific Reports, 2015, 5: 11369
- [81] Upadhyaya P, Yu G, Amiri P K *et al.* Phys. Rev. B, 2015, 92: 134411
- [82] Zhao L, Liang X, Xia J *et al.* Nanoscale, 2020, 12: 9507
- [83] Zhao X, Ren R, Xie G *et al.* Appl. Phys. Lett., 2018, 112: 252402
- [84] Luo S, Xu N, Guo Z *et al.* IEEE Electron Device Letters, 2019, 40: 635
- [85] Zázvorka J, Jakobs F, Heinze D *et al.* Nat. Nanotechnol., 2019, 14: 658