

应变调控双组分纳磁体辐射状磁涡旋极性可逆翻转*

夏永顺 崔焕卿[†] 杨晓阔[‡] 郭宝军 豆树清
康艳 危波 梁卜嘉

(空军工程大学基础部, 西安 710051)

(2025 年 4 月 29 日收到; 2025 年 6 月 6 日收到修改稿)

辐射状磁涡旋因具有拓扑稳定性及纳米级尺寸特性, 被视为磁电子器件中极具潜力的信息载体. 然而, 传统基于磁场或自旋极化电流的辐射状磁涡旋极性翻转方法面临能耗过高的问题. 针对这一挑战, 本文提出了一种基于多铁异质结构的新型无场调控方案, 该结构由双组分纳磁体 (Terfenol-D/Ni)、重金属层及压电层复合构成. 其内在对称性破缺特性可有效打破辐射状磁涡旋的圆环对称性, 通过磁电耦合效应实现极性翻转的电压驱动调控. 基于 MuMax₃ 的电-力-磁多场耦合仿真表明, 当双组分材料比例 $d_{TD} : d_{Ni} = 1 : 2$, 界面 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) 系数 (D) 在 $1.2 \text{ mJ/m}^2 - 1.9 \text{ mJ/m}^2$ 范围内时, 系统稳定呈现辐射状磁涡旋态; 当 $D = 1.7 \text{ mJ/m}^2$ 时, 仅需 90 mV 电压脉冲即实现对双组分纳磁体辐射状磁涡旋极性翻转, 能耗较传统方法降低 6 个数量级 (达 aJ 级别). 通过瞬态磁化动态模拟与能量演化分析, 研究揭示了该双组分多铁异质结构中辐射状磁涡旋极性翻转的物理机制: 应变作用下的双材料体系能量竞争驱动磁矩重构, 实现高效、超低能耗的极性翻转. 该方案为磁涡旋存储器的片上集成提供了新路径, 开创了非电流驱动型“电写”磁存储器件设计的新范式, 在低功耗自旋电子学领域具有重要应用价值.

关键词: 辐射状磁涡旋, 应变调控, 纳磁体, 磁电耦合

PACS: 85.75.-d, 75.78.Cd, 75.70.Cn, 75.70.Kw

DOI: 10.7498/aps.74.20250575

CSTR: 32037.14.aps.74.20250575

1 引言

磁旋涡作为一种纳米级磁结构, 凭借其体积小、易集成、可调节性强、驱动电流密度低以及热损耗小等优势, 自问世以来便受到广泛关注与青睐, 被视为极具潜力的磁电子器件信息载体之一^[1,2]. 2016 年, Siracusano 等^[3]在磁涡旋中引入了 DMI 作用, 这种界面手性的自旋-轨道相互作用与体系内交换能、静磁能以及各向异性相互竞争会产生一种全新的拓扑自旋结构——辐射状磁涡旋 (magnetic radial vortex, MRV) 结构^[3-5]; 图 1

给出了 MRV 的磁化矢量分布状态, 结构上通常包含指向边界或者中心的面内磁化矢量和垂直于面内的中心区域磁化矢量. 这种 MRV 可以被手性和极性所表征, 面内的磁化矢量指向边界则其手性定义为 $R = +1$, 指向中心则其手性 $R = -1$; 中心区域磁化矢量垂直于盘面向上则其极性定义为 $P = +1$, 垂直于盘面向下则其极性 $P = -1$ ^[6]. 由于非对称 IDMI 所引起的拓扑约束导致的 MRV 的固有属性, MRV 中心区域极性固定了手性. 因此, MRV 仅为二倍体简并态, 通过极性反转可以同时改变 MRV 的径向手性^[7]. 2018 年, Karakas 等^[8]在 Pt/CoFeB/Ti 多层材料中发现了 MRV 和斯格明子等

* 国家自然科学基金 (批准号: 62274183, 62301595) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: huanqing_c@163.com

[‡] 通信作者. E-mail: yangxk0123@163.com

几种拓扑织构, 通过实验验证了 MRV 的存在, 并提出了 MRV 可以用于超低功率器件, 如磁涡旋振荡器、磁涡旋存储器和磁逻辑电路等 [8-12].

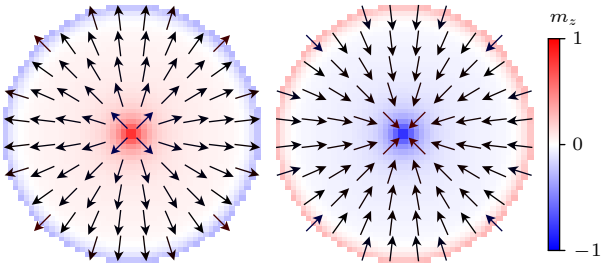


图 1 辐射状磁涡旋示意图
Fig. 1. Diagram of magnetic radial vortex.

目前, MRV 极性的翻转多依赖于垂直磁场脉冲或自旋极化电流, 但是磁场的刺激是由电流通过线圈或带状线产生的, 这阻碍器件小型化, 并且当目标元件被激励时会干扰相邻元件 [13]. 除了磁场之外, MRV 极性可被 10^6 A/cm^2 的阈值电流有效地切换, 但是电流驱动的 MRV 极性翻转过程涉及较大的涡旋核回旋运动, 这一过程要求足够大的自旋极化电流, 从而导致相当大的电荷流动, 带来显著的功耗问题, 该影响制约了磁存储器的进一步发展和应用 [14,15]. 因此, 找到一种超低功耗的 MRV 极性翻转方法对器件的实际应用具有重要意义. 磁电耦合效应为多铁异质结构开辟了一条极具潜力的调控路径, 通过电压诱导应变可实现对磁化状态的高效节能调控. 近年来的前沿研究表明, 这种应变调控不仅能够实现磁化翻转, 还可有效操控磁畴壁的动力学行为, 并对自旋力矩振荡器的输出特性进行精准调制 [16]. 2021 年, 朱明敏等 [17] 在几何受限的多铁性异质结中使用应变驱动辐射状磁涡旋极性反转, 但这种方法对纳磁体本身的垂直各向异性大小有着严格的要求. 随后该课题组又基于辐射状磁涡旋设计了应变调控型自旋力矩纳米振荡器, 该振荡器可在电流脉冲和应变脉冲的协同作用下完成二进制频移键控和振幅键控调制功能 [18]. 最近, Valencia 等 [19] 在铁磁/超导体混合结构中, 利用超导体的杂散磁场在圆形和方形铁磁体中印刻了辐射状磁涡旋结构, 并实现了高温稳定性, 为磁结构的调控提供了新的途径. 本文提出了双组分纳磁体 (Terfenol-D 和 Ni)/重金属层/压电层异质结构, 该结构突破了单一材料磁性层的局限性, 创新性地采用两种磁致伸缩系数相反的材料构成双组

分纳磁体, 利用这两种材料对相同应变的不同响应实现了无场应变调控 MRV 极性翻转.

2 器件结构与理论模型

器件的详细结构如图 2 所示, 器件上方是一个由 Ni 和 Terfenol-D 组成的圆柱形双组分纳磁体圆盘, 直径 $d = 100 \text{ nm}$, 厚度 $t = 1 \text{ nm}$. 该双组分纳磁体可通过倾斜沉积-选择性刻蚀-剥离工艺流程进行实验制备 [20]. 双组分纳磁体 (即铁磁层, FM) 中两种材料的比例是可以调控的, 用 d_{TD} 和 d_{Ni} 分别表示两种材料在 y 方向上的长度. 在 FM 下方是 5 nm 厚的重金属层 (heavy metal, HM). 在这种结构中, 由 FM/HM 界面产生的 DMI 效应可以促使复合磁性层纳米圆盘产生 MRV. 在 HM 下方是 400 nm 厚的压电层 (PMN-PT), 给压电层垂直方向施加电压 U , 产生应变将传递到上方的双组分纳磁体圆盘上, 然后通过逆磁电耦合调控双组分纳磁体的磁化状态. 本模型中使用的 Ni 的材料参数为 [21]: 饱和磁化强度 $M_S = 4.84 \times 10^5 \text{ A/m}$, 交换系数 $A_{\text{ex}} = 1.05 \times 10^{-11} \text{ J/m}$, 阻尼系数 $\alpha = 0.045$; Terfenol-D 的材料参数为 [22]: 饱和磁化强度 $M_S = 8 \times 10^5 \text{ A/m}$, 交换系数 $A_{\text{ex}} = 9 \times 10^{-12} \text{ J/m}$, 阻尼系数 $\alpha = 0.1$.

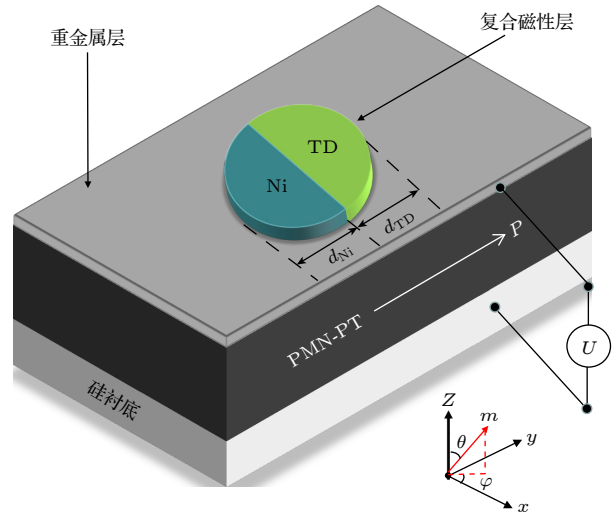


图 2 双组分多铁纳磁体
Fig. 2. Diagram of bicomponent multiferroic nanomagnets.

本文使用基于 GPU 加速的微磁仿真软件 MuMax₃ 对双组分纳磁体的磁化动力学过程进行了模拟, MuMax₃ 利用有限元差分法计算纳磁体中随时间和空间变化的磁化动力学 [23]. 在

MuMax₃ 中 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程如下式^[24-26]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \gamma_{\text{LL}} \frac{1}{1 + \alpha^2} \{ \mathbf{m} \times \mathbf{B}_{\text{eff}} + \alpha [\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{B}_{\text{eff}})] \}, \quad (1)$$

式中, \mathbf{m} 为磁化矢量, γ_{LL} 为 LLG 旋磁比, α 为 LLG 阻尼系数, \mathbf{B}_{eff} 为有效场, 即

$$\mathbf{B}_{\text{eff}} = \mathbf{B}_{\text{exch}} + \mathbf{B}_{\text{demag}} + \mathbf{B}_{\text{DM}} + \mathbf{B}_{\text{stress}}. \quad (2)$$

式中, 有效场 \mathbf{B}_{eff} 由交换场 \mathbf{B}_{exch} 、退磁场 $\mathbf{B}_{\text{demag}}$ 、DMI 场 \mathbf{B}_{DM} 和应力各向异性场 $\mathbf{B}_{\text{stress}}$ 组成. 在 MuMax₃ 仿真软件中并没有应力各向异性场, 因为多晶磁致伸缩材料的单轴磁晶各向异性可以忽略不计, 所以本文利用单轴磁晶各向异性场来模拟应力各向异性场^[27]. 在 MuMax₃ 中, 单轴磁晶各向异性场表示为

$$\mathbf{B}_{\text{anis}} = \frac{2K_{u1}}{B_{\text{sat}}} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{m}) \mathbf{u} + \frac{4K_{u2}}{B_{\text{sat}}} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{m})^3 \mathbf{u}, \quad (3)$$

式中, \mathbf{u} 为磁晶各向异性的单位矢量, K_{u1} 和 K_{u2} 分别是一阶和二阶单轴磁晶各向异性常数. $B_{\text{sat}} = \mu_0 M_{\text{sat}}$. 单轴应力各向异性场可以表示为

$$\mathbf{B}_{\text{stress}} = \frac{3\lambda_s \sigma}{B_{\text{sat}}} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{m}) \mathbf{s}, \quad (4)$$

式中 λ_s 为磁致伸缩系数, σ 为单轴应力 (Pa), \mathbf{s} 为应力的单位矢量, 假定 $K_{u2} = 0$, 所以 K_{u1} 能够被视为

$$K_{u1} = \frac{3\lambda_s \sigma}{2}. \quad (5)$$

因此, 单轴应力 σ 对有效场的贡献可以用 MuMax₃ 的单轴磁晶各向异性场来代替. 当对尺寸与压电膜厚度相当的电极施加电压时, 根据逆压电效应, 电极下将产生局域应变场, 应变是压缩还是拉伸取决于电压的极性^[28,29]. 假设应变完全从压电层转移到纳米磁盘上, 由于 Ni 和 Terfenol-D 的磁致伸缩系数相反, 因此当施加相同极性的电压时, 在不同材料分组的区域会产生相反的应变. 由于逆磁致伸缩效应, 相反的应变会导致不同材料区域相反的磁化响应^[30].

3 研究结果与讨论

3.1 材料比例、DMI、尺寸、形状对双组分纳磁体 MRV 的影响

在不存在外部激励且尺寸保持一致的条件下,

将双组分纳磁体采用不同的材料比例, 在面临强度各异的 DMI 时, 就能够得到丰富多彩的磁矩结构, 这些结构包括单畴态、多畴态、环形磁涡旋、辐射状磁结构、经典磁涡旋以及斯格明子等. 因此, 在设计纳米圆盘时, 材料比例的选择对其在 DMI 作用下的磁化状态具有至关重要的作用. 这些多样化的磁化状态, 实际上是退磁能、交换作用能以及 DMI 能三者之间复杂而微妙的相互作用与竞争的结果. 其中, 交换作用能源于相邻原子磁矩的交换作用, 在交换相互作用驱动下相邻原子磁矩趋于平行排列, 交换作用能展现出一种短程作用力的能量特征. 而退磁能则源于铁磁系统内原子磁矩间广泛存在的偶极-偶极相互作用, 其影响范围更为深远, 属于长程相互作用能的范畴. 在静磁能与交换作用能之间的竞争中形成了一个特征尺寸, 即交换长度:

$$l_{\text{exch}} = \sqrt{\frac{A}{\mu_0 M_s^2}}. \quad (6)$$

本文使用的两种铁磁材料的交换长度均大于 2 nm, 所以本文选取最小仿真单元为 2 nm × 2 nm × 1 nm. DMI 作用是一种源自自旋轨道耦合的非对称交换作用, 在缺乏界面反演对称性的异质结构体系中 DMI 倾向于迫使相邻的磁矩垂直排列. 因此, DMI 作用的存在能够将磁涡旋中的面内磁矩牵引至垂直方向上, 从而引发磁结构的新奇变化. 不同材料比例的双组分纳磁体的基态不同, 所以 MRV 的稳定性与材料比例相关. 首先针对双组分纳磁体的两种材料比例开展微磁仿真研究, 以期能够找到最合适的材料比例, 在双组分纳磁体圆盘内能够形成稳定的 MRV. 基于 LLG 方程, 利用 MuMax₃ 仿真软件建立该结构的电-力-磁多场耦合自旋动力学模型, 采用 RK45 求解器, 仿真固定步长设为 10⁻¹³ s, 温度设为 0 K. 除此之外, 由于材料间存在界面交换作用, 因此需要将界面处的交换作用常数设置为两种铁磁材料交换作用常数的调和平均值. 在微磁仿真中, 双组分纳磁体纳米圆盘的厚度为 1 nm, 半径为 50 nm, DMI 系数 D 设为固定值 1.7 mJ/m², 初始磁化状态设置为手性涡旋 ($P = 1, R = 1$), 然后选取 5 组不同的材料比例通过共轭梯度法来寻找纳米圆盘磁化状态的能量最小值, 仿真结果如图 3 所示. 从结果来看, 在选取合适的 D 值时, 不同材料比例的双组分纳磁体均能实现稳定的辐射状磁涡旋, 但是涡旋核的位置

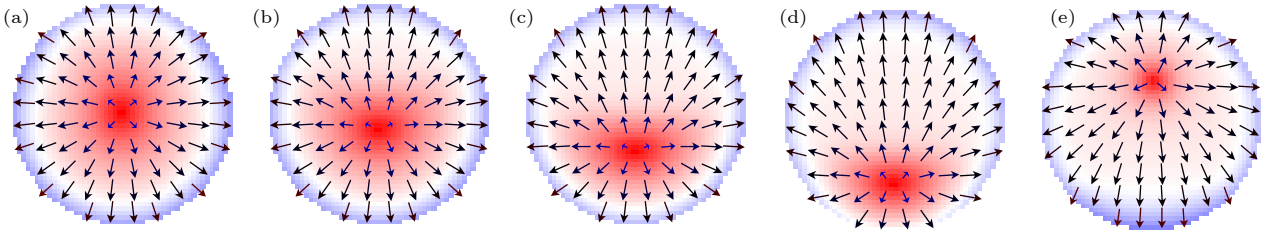


图 3 不同比例双组分纳磁体的基态

Fig. 3. Ground states of bicomponent nanomagnets with different ratios.

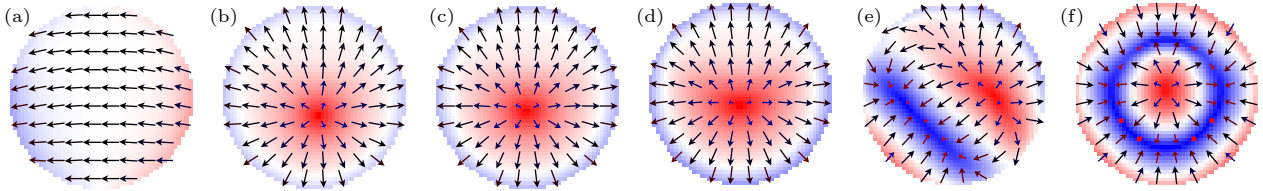


图 4 材料比例为 $d_{TD} : d_{Ni} = 1 : 2$, 不同 DMI 系数下双组分纳磁体的基态

Fig. 4. Ground states of the bicomponent nanomagnets with different DMI factors when the material ratio is $d_{TD} : d_{Ni} = 1 : 2$.

会随材料比例而发生变化, 这是两种材料体系能量相互竞争的结果, 使得双组分纳磁体的总能量总是保持在该体系所能达到的最低值, 也就是基态. 为了提高涡旋的读出率, 同时还要兼顾制造误差冗余度, 在下文的研究中, 双组分纳磁体中两种材料的比例选为 $d_{TD} : d_{Ni} = 1 : 2$.

采用控制变量法, 仅改变 DMI 作用相关的 DMI 系数 D , 探究其对双组分纳磁体圆盘 MRV 稳态的影响. 实验结果如图 4 所示, 当双组分纳磁体的直径和厚度一定, 当 D 值低于 1.2 mJ/m^2 时, 由于 DMI 作用减弱, 交换作用能起主导作用, 双组分纳磁体内部呈现单畴态. 当 D 值高于 1.9 mJ/m^2 时, 各项能量无法维持辐射状磁涡旋态平衡, 导致畴壁出现. 畴壁数量增加使 DMI 能最小化, 系统重新达到平衡, 双组分纳磁体内部变为多畴态. 只有在 D 值介于 1.2 mJ/m^2 和 1.9 mJ/m^2 内时, DMI 作用占主导, 双组分纳磁体内部才能保持稳定的辐射状磁涡旋态. 在以上 DMI 系数范围内, 本文还研究了双组分纳磁体的直径和厚度对辐射状磁涡旋状态的影响, 结果如图 5 所示, 当纳磁体的厚度小于 4 nm 时, 都能找到合适的半径使得双组分纳磁体的基态为辐射状磁涡旋态, 特别是当厚度 $t=1 \text{ nm}$ 时, 双组分纳磁体的半径可在 $(50 \pm 10) \text{ nm}$ 范围内保持辐射状磁涡旋态.

除此之外, 本文还验证了正方形和椭圆形的双组分纳磁体是否具有辐射状磁涡旋基态, 结果如图 6 所示, 在上述 DMI 范围内, 边长为 100 nm 的

正方形和长轴 120 nm 、短轴 100 nm 的椭圆形双组分纳磁体均具有稳定的辐射状磁涡旋基态. 以上结果证明本文设计的双组分纳磁体具有良好的误差冗余度, 为后续实验制备奠定了基础.

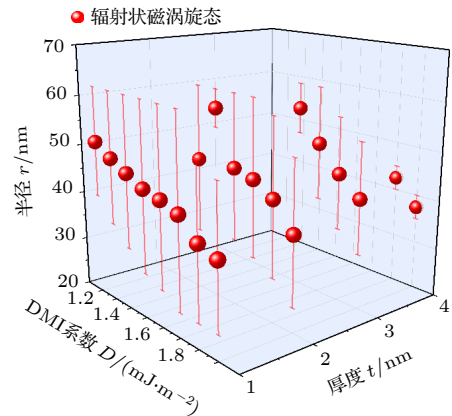


图 5 双组分纳磁体的直径和厚度对辐射状磁涡旋状态的影响

Fig. 5. The influence of the diameter and thickness of bicomponent nanomagnets on the state of radial magnetic vortices.

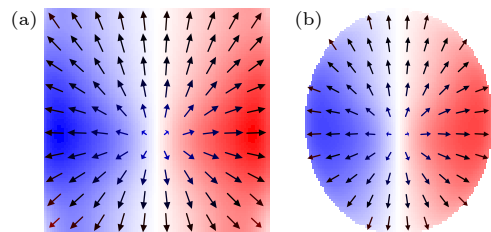


图 6 不同形状的辐射状磁涡旋

Fig. 6. Radiating magnetic vortices of different shapes.

3.2 应变调控双组分纳磁体 MRV 翻转功能验证

上文探讨了不同材料比例和 DMI 系数对双组分纳磁体基态的影响, 根据上文结果, 本节选取材料比例为 $d_{\text{TD}} : d_{\text{Ni}} = 1 : 2$, $D = 1.7 \text{ mJ/m}^2$ 的双组分纳磁体, 通过微磁模拟验证应变对双组分纳磁体 MRV 极性的调控结果. 本节引入了斯格明子数这一参数, 用以区分 MRV、单畴、斯格明子等不同磁矩结构. 具体而言, 这些结构的斯格明子数值各不相同: MRV 的斯格明子数介于 0.7—0.9 之间, 而环形磁涡旋的斯格明子数则为 0.5. 因此可以根据斯格明子数 S 随时间的变化判断 MRV 是否翻转:

$$S = \frac{1}{4\pi} \iint q \cdot dx dy, \quad q = m \cdot \left(\frac{\partial m}{\partial x} \times \frac{\partial m}{\partial y} \right), \quad (7)$$

式中, q 为拓扑密度 [31].

为了比较双组分纳磁体与单一材料构成的纳磁体之间的差异, 选用全为 Ni 和全为 Terfenol-D 的纳磁体作为对照进行仿真实验. 分别对这三种纳磁体施加 90 mV ($\sigma = -120 \text{ MPa}$) 的电压, 持续 10 ns, 并观察双组分纳磁体内部的 MRV 极性翻转情况, 仿真结果如图 7 所示. 结果表明施加应力后 10 ns, 三种纳磁体的磁化状态趋于稳定. 通过对三种纳磁体在 10 ns 时磁化状态的分析可以得出: 全由 Ni 构成的纳磁体在应力作用下能够转变为单畴态; 全为 Terfenol-D 的纳磁体由于施加的应力过小, 未能破坏其辐射状磁涡旋态; 而在双组分纳磁体中, 原有的辐射状磁涡旋核在应变作用下消失, 圆盘边缘出现了相反极性的新的辐射状磁涡旋核. 因此, 一旦撤去电压, 双组分纳磁体边缘的新核会向其中心移动, 最终实现 MRV 极性翻转. 由此可见, 单一材料并不能实现应变调控 MRV 极性翻转, 而双组分纳磁体突破了单一材料磁性层的局限性, 利用两种磁致伸缩系数相反的材料对相反应变的不同响应, 就能够实现无场应变调控 MRV 极性翻转.

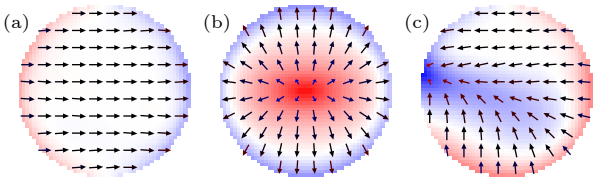


图 7 应力作用 10 ns 后三种纳磁体的磁化状态

Fig. 7. Magnetization states of three types of nanomagnets after 10 ns of stress action.

为了验证上述推论进行进一步的仿真研究. 图 8 展示了在对双组分纳磁体施加两个周期为 $T = 15 \text{ ns}$ 的方波电压时, 斯格明子数和归一化磁化分量 m_z 随时间变化的规律. 在每个电压周期内, 首先施加为期 10 ns 的 90 mV 正电压, 随后移除电压, 使双组分纳磁体自然弛豫 5 ns 以达到稳态. 仿真结果显示, 在第一个周期内, 双组分纳磁体在 z 方向的归一化磁化分量 m_z 从 0.16 变为 -0.16 , 斯格明子数 S 从 0.7 变为 -0.7 . 经过第二个应变周期后, m_z 和 S 又变为 0.16 和 0.7. 这些参数的变化表明, 应变时钟能够有效地调控 MRV 的极性翻转, 且该调控方法是可逆的.

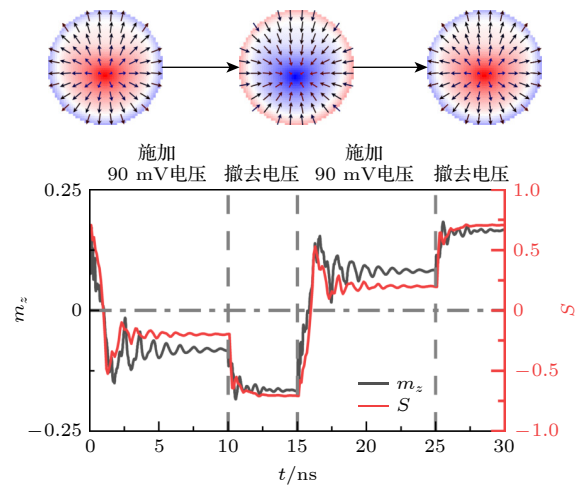


图 8 应变时钟作用下双组分纳磁体归一化磁化分量 m_z 和斯格明子数 S 随时间的变化

Fig. 8. Variation with time of the normalized magnetization component m_z and the skyrmion number S of a bicomponent nanomagnet under the action of a strain clock.

3.3 应变调控双组分纳磁体 MRV 的内部机理

为了深入探讨应变对双组分纳磁体 MRV 翻转的影响, 图 9 展示了在施加周期性应变过程中, 不同时间点的磁化分布及能量变化曲线. 结合图 9(b) 可知, 由于 Terfenol-D 材料具有正磁致伸缩系数, Ni 具有负磁致伸缩系数, 所以在施加电压的前 10 ns 内两种材料在相同应变作用下产生相反的磁化进动响应. 具体而言, 电压作用下, MRV 上半部分磁矩趋于沿 x 轴方向排列, 而下半部分磁矩则偏向于 y 轴. 这种相反的磁化进动倾向破坏了 MRV 的对称性, 导致旧辐射状磁涡旋核被驱赶向圆盘边缘运动并湮灭, 然后新的反辐射状磁涡旋核在边缘

形成, 平面内磁化逐渐指向新辐射状磁涡旋核. 与此同时, 从图 9(a) 可以观察到 MRV 的退磁能量减小, 交换作用能量增加, 表明在极性翻转过程中, 交换作用能量起到了主导作用. 当时间达到 $t = 10$ ns 时, MRV 的磁化分布达到稳态. 在撤去电压的 5 ns 内, 由于应力各向异性归零, 磁化分布的平衡再次被打破, 反辐射状磁涡旋核失去了束缚逐渐从边缘回归中心, MRV 的退磁能量上升, 而交换作用能量则下降, MRV 自然弛豫到 MRV 的稳态, 以此完成 MRV 极性翻转. 从整体翻转过程来看, MRV 总能量呈下降趋势, 体现了磁化分布的特征, 即磁体趋向于实现总能量最小化的状态. 极性翻转过程中, 退磁能与交换作用能量的变化趋势相反, 两种材料体系能量竞争驱动磁矩重构, 实现高效、超低能耗的 MRV 极性翻转.

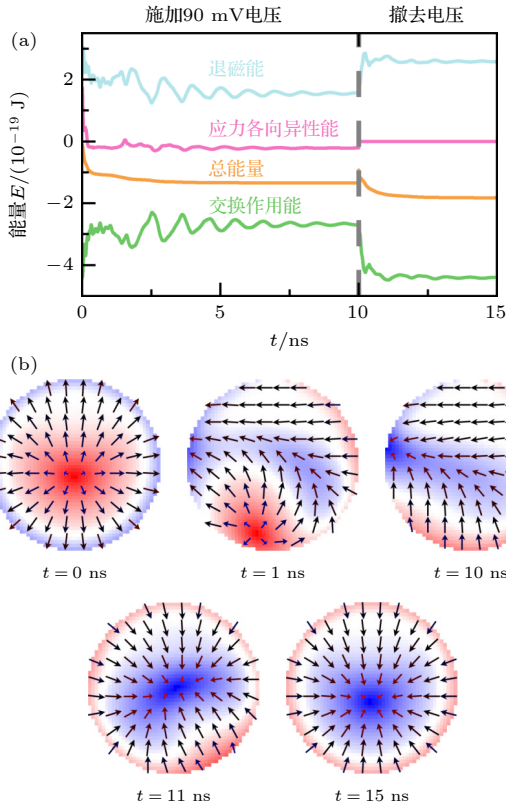


图 9 应变时钟作用下 MRV 极性翻转过程能量变化和瞬态图

Fig. 9. Energy variation and transient diagram of the polarity inversion process of MRV under the action of strain clock.

3.4 应变调控双组分纳磁体 MRV 单次翻转能耗

根据文献 [32] 提供的每比特翻转能耗计算方

法, 本文提出的应变调控技术在 MRV 翻转时的能耗 E_{total} 主要来源于双组分纳磁体内部的吉尔伯特阻尼引起的能耗 E_{internal} 和应变时钟能耗 E_{strain} . 其中 E_{internal} 的表达式为

$$E_{\text{internal}} = \int_0^{\tau} \frac{\alpha \mu_0 \gamma V}{(1 + \alpha^2) M_s} |\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}|^2 dt, \quad (8)$$

式中 τ 是双组分纳磁体磁矩矢量的进动时间. 经计算双组分纳磁体的 $E_{\text{internal}} \approx 2$ aJ.

E_{strain} 主要由压电层的寄生电容引起, 可将电极板和衬底视为两个平行板电容器, 则压电层为插入两者之间的绝缘介质, PMN-PT 的相对介电常数 $\epsilon_r = 1000$, 因此压电层的寄生电容 $C_{\text{PMN-PT}}$ 为

$$C_{\text{PMN-PT}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{h_{\text{PMN-PT}}}, \quad (9)$$

其中 $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m 为真空介电常数, S 为电极板的正对面积. 当施加 90 mV 的应变调控双组分纳磁体 MRV 单次翻转时, 其消耗的应变时钟能量 E_{strain} 为

$$E_{\text{strain}} = C_{\text{PMN-PT}} U^2. \quad (10)$$

经计算 $E_{\text{strain}} \approx 3.6$ aJ. 因此对于应变调控双组分 MRV 极性翻转来说, 每比特翻转总能耗 E_{total} 为 5.6 aJ. 对于其他材料比例和尺寸形状的双组分纳磁体 MRV 来说, 具体能耗会随电压信号幅值和脉宽的变化而略有不同, 总能耗可以低于 10 aJ/bit. 传统的 STT 调控方式由于电流引发的焦耳热, 其能耗约为 1 pJ/bit^[14], 相较之下, 本文使用的应变调控方法能耗降低了 6 个数量级, 功耗极低.

4 结 论

本文提出了一种由双组分纳磁体 (Terfenol-D/Ni)、重金属层、压电层耦合构成的多铁异质结构, 通过理论建模与仿真验证揭示了其独特的应变调控磁涡旋 (MRV) 极性翻转机制. 该体系在双组分纳磁体材料比例 $d_{\text{TD}} : d_{\text{Ni}} = 1 : 2$ 及 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用系数范围 ($1.2 \text{ mJ/m}^2 < D < 1.9 \text{ mJ/m}^2$) 内可稳定维持辐射状磁涡旋态, 且在 DMI 系数等于 1.7 mJ/m^2 时, 仅需 90 mV 电压脉冲即可实现 MRV 极性翻转, 能耗较传统自旋流调控降低 6 个数量级至 aJ 级. 通过瞬态动力学与能量分析, 阐明了应变驱动的极性翻转微观机理, 验证了该方案在低功耗、高速响应等方面的显著优

势. 本研究不仅为磁涡旋存储器件的片上集成提供了可行的技术路径, 更通过引入双组分多铁纳磁体设计, 拓展了非电流驱动型“电写”磁存储器件的调控维度, 为未来低功耗、高密度磁存储技术的发展提供了重要的理论依据与实验参考.

参考文献

- [1] Yamada K, Kasai S, Nakatani Y, Kobayashi K, Kohno H, Thiaville A, Ono T 2007 *Nat. Mater.* **6** 270
- [2] Dong D N, Cai L, Li C, Liu B J, Li C, Liu J H 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 228502 (in Chinese) [董丹娜, 蔡理, 李成, 刘保军, 李闯, 刘嘉豪 2018 *物理学报* **67** 228502]
- [3] Siracusano G, Tomasello R, Giordano A, Puliafito V, Azzerboni B, Ozatay O, Carpentieri M, Finocchio G 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 087204
- [4] Hrabec A, Porter N, Wells A, Benitez M, Burnell G, McVitie S, McGrouther D, Moore T, Marrows C 2014 *Phys. Rev. B: Condens. Matter* **90** 020402
- [5] Tomasello R, Carpentieri M, Finocchio G 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 17C730
- [6] Verba R, Navas D, Hierro-Rodriguez A, Bunyaev S, Ivanov B, Guslienko K, Kakazei G 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 031002
- [7] Bhattacharjee P, Mondal S, Saha S, Barman S 2025 *J. Phys. Condens. Matter* **37** 133001
- [8] Karakas V, Gokce A, Habiboglu A T, Arpacı S, Ozbozduman K, Cinar I, Yanik C, Tomasello R, Tacchi S, Siracusano G 2018 *Sci. Rep.* **8** 7180
- [9] Li C, Cai L, Wang S, Yang X, Cui H, Wei B, Dong D, Li C, Liu J, Liu B 2018 *IEEE Trans. Magn.* **54** 3400806
- [10] Wang Y, Wang L, Xia J, et al. 2020 *Nat. Commun.* **11** 3577
- [11] Schoenherr P, Manz S, Kuerten L, Shapovalov K, Iyama A, Kimura T, Fiebig M, Meier D 2020 *npj Quantum Materials* **5** 86
- [12] Geirhos K, Gross B, Szigeti B G, Mehlin A, Philipp S, White J S, Cubitt R, Widmann S, Ghara S, Lunkenheimer P, et al. 2020 *npj Quantum Materials* **5** 44
- [13] Li C, Fang L, Yang X, Xu N, Liu B, Wei B, Zhou E, Yang B 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 015001
- [14] Ma Y, Zhao R, Song C, Jin C, Wang J, Wei Y, Huang Y, Wang J, Wang J, Liu Q 2019 *J. Magn. Magn. Mater.* **491** 165544
- [15] Dong D, Cai L, Li C, Liu B, Li C, Liu J 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52** 295001
- [16] Fujita R, Guring G, Mawass M A, et al. 2024 *Adv. Funct. Mater.* **34** 2400552
- [17] Zhu M, Hu H, Cui S, Li Y, Zhou X, Qiu Y, Guo R, Wu G, Yu G, Zhou H 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 262412
- [18] Hu H, Yu G, Li Y, Qiu Y, Zhu H, Zhu M, Zhou H 2022 *Micromachines* **13** 1056
- [19] Sanchez-Manzano D, Orfila G, Sander A, et al. 2024 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **16** 19681
- [20] Shimon G, Adeyeye A, Ross C 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 083112
- [21] Xia Y, Yang X, Dou S, Cui H, Wei B, Liang B, Yan X 2024 *AIP Adv.* **14** 045239
- [22] Biswas A K, Bandyopadhyay S, Atulasimha J 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 072408
- [23] Vansteenkiste A, Leliaert J, Dvornik M, Helsen M, Garcia-Sanchez F, Van Waeyenberge B 2014 *AIP Adv.* **4** 107133
- [24] Landau L, Lifshitz E 1935 *Phys. Z. Sowjetunion* **8** 101
- [25] Gilbert T L 1955 *Phys. Rev.* **100** 1243
- [26] Zhang S, Wang W, Burn D, Peng H, Berger H, Bauer A, Pfleiderer C, Van Der Laan G, Hesjedal T 2018 *Nat. Commun.* **9** 2115
- [27] Cui H, Cai L, Yang X, Wang S, Zhang M, Li C, Feng C 2018 *Appl. Phys. Lett.* **11** 092404
- [28] Cui J, Hockel J L, Nordeen P K, Pisani D M, Liang C y, Carman G P, Lynch C S 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 232905
- [29] Cui J, Liang C Y, Paisley E A, Sepulveda A, Ihlefeld J F, Carman G P, Lynch C S 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 092903
- [30] Bandyopadhyay S 2024 *IEEE Trans. Magn.* **60** 1
- [31] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 899
- [32] Dou S, Yang X, Yuan J, Xia Y, Bai X, Cui H, Wei B 2023 *IEEE Magn. Lett.* **14** 4500305

Strain-driven reversible switching of Radial vortex in a bicomponent nanomagnet*

XIA Yongshun CUI Huanqing[†] YANG Xiaokuo[‡] GUO Baojun
DOU Shuqing KANG Yan WEI Bo LIANG Bujia

(*Fundamentals Department, Air Force Engineering University, Xi'an 710051, China*)

(Received 29 April 2025; revised manuscript received 6 June 2025)

Abstract

Radial magnetic vortices, characterized by their topological stability and nanoscale dimensions, are considered to be highly promising information carriers in magnetic electronic devices. However, traditional methods of reversing the polarity of radial magnetic vortices, which rely on magnetic fields or spin-polarized currents, encounter significant energy consumption problems. To address this challenge, this study proposes a novel field-free control scheme based on multiferroic heterostructures, consisting of a bicomponent nanomagnet (Terfenol-D/Ni), a heavy metal layer, and a piezoelectric layer. The intrinsic symmetry-breaking property of this structure effectively disrupts the circular symmetry of the radial magnetic vortex, which can make voltage-driven polarity reversal through magnetoelectric coupling effects. MuMax3-based multifield coupling simulations of electro-mechanical-magnetic interactions show that when the ratio of the bicomponent materials $d_{TD} : d_{Ni} = 1 : 2$ and the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) coefficient (D) is in a range of $1.2 \text{ mJ/m}^2 < D < 1.9 \text{ mJ/m}^2$, the system stably presents a radial magnetic vortex state. Within this DMI coefficient range, when the thickness of the bicomponent nanomagnet is less than 4 nm, an appropriate radius can be found to ensure that the ground state of the bicomponent nanomagnet is a radial magnetic vortex state. Particularly, when the thickness $t = 1 \text{ nm}$, the radius of the bicomponent nanomagnet can remain in the radial magnetic vortex state in a range of $50 \pm 10 \text{ nm}$. In addition, this study also verifies that square and elliptical bicomponent nanomagnets each have a ground state of radial magnetic vortex. When $D = 1.7 \text{ mJ/m}^2$, only a 90 mV voltage pulse is required to achieve polarity reversal of the bicomponent nanomagnet, with a total energy consumption per bit E_{total} of 5.6 aJ, which is six orders of magnitude lower than that from the traditional methods (reaching the aJ level). Through the simulation of transient magnetization dynamics and the analysis of energy evolution, this study reveals the physical mechanism of polarity reversal of radial magnetic vortices in this bicomponent multiferroic heterostructure: The energy competition in the bimaterial system driven by strain leads to the reconfiguration of magnetic moments, achieving the polarity reversal with efficient and ultra-low energy consumption. This scheme provides a new path for on-chip integration of magnetic vortex memory and opens up a new paradigm for designing non-current-driven “electric write” magnetic storage devices, which has significant application value in the field of low-power spintronics.

Keywords: radial magnetic vortex, strain-driven, nanomagnet, magnetoelectric coupling

PACS: 85.75.-d, 75.78.Cd, 75.70.Cn, 75.70.Kw

DOI: [10.7498/aps.74.20250575](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250575)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250575](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250575)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62274183, 62301595).

[†] Corresponding author. E-mail: huanqing_c@163.com

[‡] Corresponding author. E-mail: yangxk0123@163.com



应变调控双组分纳磁体辐射状磁涡旋极性可逆翻转

夏永顺 崔焕卿 杨晓阔 郭宝军 豆树清 康艳 危波 梁卜嘉

Strain-driven reversible switching of Radial vortex in a bicomponent nanomagnet

XIA Yongshun CUI Huanqing YANG Xiaokuo GUO Baojun DOU Shuqing KANG Yan WEI Bo
LIANG Bujia

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 168503 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250575

CSTR: 32037.14.aps.74.20250575

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250575>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于磁性隧道结和双组分多铁纳磁体的超低功耗磁弹模数转换器

Ultra-low power magneto-elastic analog-to-digital converter based on magnetic tunnel junctions and bicomponent multiferroic nanomagnet

物理学报. 2024, 73(13): 137502 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240129>

混合时钟驱动的自旋神经元器件激活特性和计算性能

Activation function and computing performance of spin neuron driven by magnetic field and strain

物理学报. 2021, 70(20): 207502 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210611>

低维材料物性的非均匀应变调控

Engineering of properties of low-dimensional materials via inhomogeneous strain

物理学报. 2022, 71(12): 127307 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220085>

边修饰Net-Y纳米带的电子结构及机械开关特性的应变调控效应

Strain engineering of electronic structure and mechanical switch device for edge modified Net-Y nanoribbons

物理学报. 2022, 71(4): 046102 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211748>

磁电机械天线的阻抗特性分析

Impedance characteristics of magnetoelectric antennas

物理学报. 2022, 71(24): 247502 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220591>

本征磁性拓扑绝缘体 MnBi_2Te_4 电子结构的压力应变调控

Pressure strain control of electronic structure of intrinsic magnetic topological insulator MnBi_2Te_4

物理学报. 2021, 70(4): 047101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201237>