

电流调控磁涡旋的极性和旋性

孙明娟 刘要稳

Controlling of magnetic vortex chirality and polarity by spin-polarized current

Sun Ming-Juan Liu Yao-Wen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 247505 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.247505

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.247505>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I24>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

利用扫描透射 X 射线显微镜观测磁涡旋结构

STXM observation and quantitative study of magnetic vortex structure

物理学报.2015, 64(19): 197502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.197502>

非均匀弱直流偏置磁场中 CoFe-基非晶态合金丝的静磁化分布和退磁场分布

Static magnetization and demagnetizing field distribution of the amorphous wire in non-uniform applied field

物理学报.2014, 63(24): 247502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.247502>

不同易轴取向对 Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B/Fe<sub>65</sub>Co<sub>35</sub> 磁性双层膜的微磁学模拟

Micromagnetic simulation and analysis of Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B/Fe<sub>65</sub>Co<sub>35</sub> magnetic bilayered thin films with different orientations of the easy axis

物理学报.2014, 63(16): 167505 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.167505>

易轴取向对 Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B/ $\alpha$ -Fe 双层膜退磁过程影响的微磁学分析

Micromagnetic analysis of the effect of the easy axis orientation on demagnetization process in Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B/ $\alpha$ -Fe bilayers

物理学报.2013, 62(22): 227502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.227502>

# 电流调控磁涡旋的极性和旋性\*

孙明娟 刘要稳†

(同济大学物理科学与工程学院, 上海 200092)

(2015年8月4日收到; 2015年9月10日收到修改稿)

提出了一种特殊自旋阀结构, 其极化层(钉扎层)磁矩沿面内方向, 自由层磁矩成磁涡旋结构. 自由层在形状上设计成左右两边厚度不同的阶梯形圆盘. 微磁学模拟研究发现, 通过调控所施加的高斯型脉冲电流的大小、方向和脉冲宽度, 可以实现磁涡旋的不同旋性、不同极性的组态控制. 分析了该结构中电流调控磁涡旋旋性和极性的物理原因和微观机理.

**关键词:** 微磁学模拟, 磁涡旋结构, 自旋阀, 自旋转移力矩效应

**PACS:** 75.78.Cd, 75.70.Kw, 85.70.Ay, 85.75.-d

**DOI:** 10.7498/aps.64.247505

## 1 引言

在尺寸受限的磁性薄膜体系中, 由于交换场和退磁场之间的相互竞争, 在微米或亚微米尺寸的圆盘形或椭圆形薄膜中易形成磁涡旋结构(magnetic vortex). 磁涡旋结构是一种非均匀磁化的稳定磁结构<sup>[1]</sup>, 由中心涡核区域(vortex core, VC)和外围区域两部分构成<sup>[2]</sup>. 在圆盘或椭圆样品边界区域, 由于退磁场作用使磁矩在薄膜面内沿边界走向旋转排列, 以实现退磁能的能量最低状态; 但在磁涡核区域, 相邻旋转磁矩间的夹角较大, 会导致交换能的迅速提升, 体系的退磁场和交换场之间的竞争促使涡核区域的磁矩指向垂直膜面方向. 通常涡核区域的大小约为10 nm, 磁矩垂直膜面向上( $p = 1$ )或向下( $p = -1$ )被定义为磁涡旋的极性(vortex polarity); 涡核之外区域的磁矩倒向面内围绕磁涡核沿顺时针( $c = 1$ )或逆时针( $c = -1$ )方向旋转, 称为磁涡旋旋性(vortex chirality)<sup>[3]</sup>. 磁涡旋的这种磁矩分布是一种稳定的拓扑结构, 在隧道结中也极易形成<sup>[4]</sup>, 具有良好的双稳特性(极性向上或向下, 旋性顺时针或逆时针)和热稳定性, 在磁信息存储或自旋波激发等自旋电子器件方面具有潜在的应用前景. 在磁存储应用中, 一方面可以利用磁涡

旋的旋性( $c = 1$ 或 $c = -1$ )来表征“0”或“1”二进制数字信号<sup>[5]</sup>; 另一方面也可以利用磁涡旋的极性( $p = 1$ 或 $p = -1$ )来表征<sup>[6]</sup>. 近年来为了提高存储密度, 多稳态、多字节存储单元成为人们关注的热点. 利用磁涡旋的旋性和极性的不同组合, 可以实现四种不同的组态( $p = \pm 1$ 和 $c = \pm 1$ ), 因此可以发展基于磁涡旋结构的多稳态、多字节存储单元结构. 此外, 国内外科学家最近提出利用“霍尔天平(Hall balance)”结构, 借助垂直磁性薄膜的反常霍尔电阻来构建类自旋阀结构, 成功实现了三组态、四组态和多组态的多态磁存储, 为突破“0”和“1”二组态瓶颈问题提供了新思路<sup>[7-9]</sup>.

由此可见有效操控磁涡旋的旋性或极性至关重要, 所以过去的10年人们围绕磁涡旋开展了大量工作. 最简单直观的设计是利用磁场来控制磁涡旋的涡核极性, 但研究发现尽管只有10 nm大小的磁涡核磁矩的翻转却需要高达250 mT的磁场<sup>[10]</sup>. 2006年, Waeyenberge等<sup>[11]</sup>提出一种新的设计, 采用沿面内方向施加一个震荡磁场与磁涡核的旋转进动频率共振, 而后再用一个单脉冲小磁场即可驱动磁场驱动其翻转. 之后发现采用交变自旋极化电流<sup>[12]</sup>或者采用共振微波技术等<sup>[13]</sup>方法同样可驱动涡旋与反涡旋竞争<sup>[14]</sup>使得磁涡核的极性翻转.

\* 国家自然科学基金(批准号: 11274241)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yaowen@tongji.edu.cn

此外, 磁涡旋的控制也可通过单个脉冲磁场<sup>[15]</sup> 脉冲电流<sup>[16,17]</sup>、或者在自旋阀结构中直流 (DC) 自旋极化电流实现磁涡核的翻转<sup>[18]</sup>. 另一方面, 磁涡旋的旋性可以借助电流所产生的奥斯特磁场来诱导<sup>[19]</sup>, 或者采用一些复杂的非对称几何样品结构通过外磁场操控旋性<sup>[20,21]</sup>.

2014年以来, 人们开始关注如何同时实现磁涡旋旋性和极性的双重控制. Sebastia 等<sup>[22]</sup> 从薄膜饱和磁化状态开始, 用扫描磁场的方法在非对称结构中控制磁涡旋的手性和极性. 法国的研究者发现在隧道结中利用交变电流和磁场的共同作用也可以同时控制磁涡旋的旋性和极性<sup>[23]</sup>. 但是这些研究面临一个共同的技术难题: 由于磁场的非局域特性, 在高密度纳米单元阵列中实现对目标单元的精准控制无疑是一项技术挑战. 为了克服这一技术难点, 本文提出采用脉冲电流和几何构型相结合的方法, 在一个自旋阀结构中可实现自由层磁涡旋态的极性和旋性的有效控制. 微磁模拟清楚地展现了动态的操控过程, 以及脉冲电流参数和操控模式等.

## 2 微磁学模型

本文的研究对象为如图 1 (a) 所示的自旋阀结构. 自旋阀的直径为  $D = 360 \text{ nm}$ , 钉扎层或极化层磁矩沿面内方向均匀磁化; 自由层为一阶梯形薄膜

结构, 左边半圆的薄膜厚度  $a = 18 \text{ nm}$ , 右半圆的厚度  $b = 27 \text{ nm}$ . 自由层采用坡莫合金 ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ) 薄膜材料, 在无外磁场或电流作用时自由层呈现磁涡旋磁矩分布状态. 在微磁学模拟中, 样品采用有限元方法划分离散化单元. 当在自旋阀纳米柱上施加一个垂直膜面的自旋极化电流时, 电流所驱动的自由层磁化进动可由广义的 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程描述:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{M}}{dt} = & -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_s} \left( \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) \\ & + \frac{a_J}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{m}_p) \\ & + b_J(\mathbf{M} \times \mathbf{m}_p), \end{aligned} \quad (1)$$

其中第一项为进动项, 第二项为 Gilbert 阻尼项, 第三项和第四项分别为 Slonczewski 形式的自旋转移力矩 (STT) 和垂直自旋转移力矩项;  $\gamma$  为旋磁比;  $\alpha$  为阻尼系数,  $M_s$  为饱和磁化强度;  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  为有效磁场, 包含退磁场、交换场、各向异性场 (坡莫合金材料可忽略) 等.  $a_J = \hbar\gamma PJ/[2e\mu_0 M_s d(1 + \xi^2)]$ ,  $b_J = \xi a_J$ , 这里  $P$  为电子极化率, 在模拟中我们将其取为 0.6;  $\mu_0$  为真空磁导率;  $d$  为自由层薄膜厚度;  $\xi = l_{\text{ex}}/l_{\text{sf}}$  表示自旋去相干长度与自旋翻转弛豫长度的比率. 在本文模拟中, 针对自由层采用坡莫合金的典型参数: 交换长度  $A = 1.3 \times 10^{-11} \text{ J/m}$ , 饱

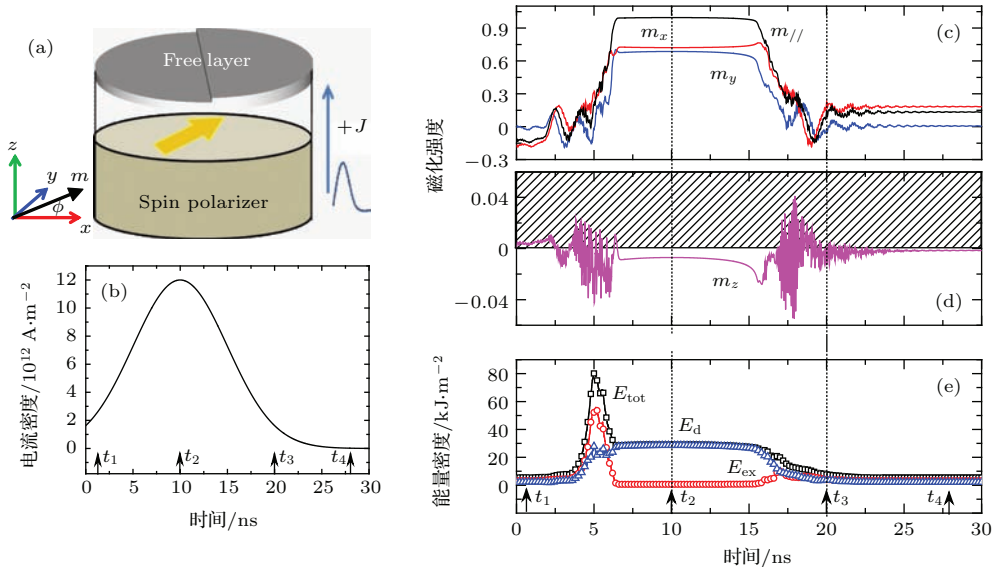


图 1 (网刊彩色) 自旋阀结构和脉冲电流驱动的磁涡旋翻转 (a) 结构示意图; (b) 脉冲电流; (c), (d) 自由层平均磁矩分量 ( $m_x, m_y, m_z, m_{//}$ ) 随时间变化; (e) 能量随时间的变化

Fig. 1. (color online) Spin valve structure and vortex chirality and polarity switching driven by a current pulse: (a) Sketch diagram of the spin valve; (b) Gaussian current pulse; (c), (d) time evolution of the average magnetization components ( $m_x, m_y, m_z$  and  $m_{//}$ ); (e) time evolution of the energy density.

和磁化率  $M_s = 8 \times 10^5$  A/m, 忽略单轴磁各向异性  $K = 0$ . 由于其交换长度  $l_{ex} = \sqrt{2A/\mu_0 M_s} \approx 5.7$  nm, 因此我们采用 5 nm 的单元长度对样品进行有限元划分. 模拟中采用高斯形脉冲电流, 如图 1(b) 所示, 电流正方向定义为电流从钉扎层(或称极化层)流向自由层.

### 3 模拟结果与分析

首先针对固定极化层磁矩方向与  $X$  轴正半轴成  $\phi = 45^\circ$  角为例开展了模拟研究, 如图 1(a) 所示. 在模拟过程中, 选取极性向上 ( $p = +1$ )、逆时针旋性 ( $c = +1$ ) 的磁涡旋态为自由层的初始态(其他旋性和极性的磁涡旋态、均匀磁化的单畴态或随机分布的任意态均可). 施加一个脉冲强度为  $12 \times 10^{12}$  A/m<sup>2</sup> 的高斯型脉冲电流, 脉冲半高宽 ( $W$ ) 为 11.8 ns, 方向为正电流方向. 图 1(c)–(e) 分别展示了自由层平均磁矩各分量  $m_x$ ,  $m_y$ ,  $m_z$ ,  $m_{//}$  以及系统能量随时间的演化过程. 在演化过程中, 我们选取了其中四个典型时刻  $t_1$ – $t_4$ , 在图 2 中展示了相应时刻时自由层磁矩  $m_x$  和  $m_z$  分量的瞬态磁矩分布, 以及该时刻自由层中间截面上退磁场的分布. 可以看出, 在初始时刻  $t_1$ , 磁矩保持着稳定的磁涡旋态. 随着电流的增大, 电流

所导致的 STT 效应使自由层磁矩趋向于与极化层磁矩方向一致的状态, 从而破坏了初始的磁涡旋结构. 在高斯脉冲电流的上升过程中, 当电流强度较小时, 磁涡旋在 STT 效应和有效磁场的共同作用下, 磁涡核进入旋转回归运动模式, 其涡核极性仍保持不变 ( $p = +1$ ). 随着电流强度的增大, 达到  $7.5 \times 10^{12}$  A/m<sup>2</sup> 时, STT 效应与有效场之间的相互竞争导致自由层的磁矩方向混乱分布, 使系统的交换能迅速提升并在 5 ns 时出现一个明显的峰值, 退磁能也有所增加, 总能量也相应增大, 在此过程中磁矩方向极不稳定. 之后, 当电流超过  $9.7 \times 10^{12}$  A/m<sup>2</sup> 时, STT 效应占据主导地位, 使磁矩方向均匀地沿  $\phi = 45^\circ$  方向, 处于与极化层磁矩相同的方向, 即自旋阀呈现平行态. 自由层磁矩的各分量随时间不再改变, 如图 1(c) 和图 1(d) 所示, 图 2 中的  $t_2$  时刻展示了此时自由层的磁矩分布. 此时自由层中的局域磁矩沿  $\phi = 45^\circ$  的一致方向, 交换能达到最小; 并且这一均匀磁矩分布状态使圆形样品侧面的磁矩出现静磁荷, 导致系统的退磁能仍然保持较大的数值, 但两者的能量均保持大小不变的平台状态, 如图 1(e) 所示. 这种稳定的平行态分布一直维持到脉冲电流的强度随时间变化降至  $6 \times 10^{12}$  A/m<sup>2</sup> 时刻.

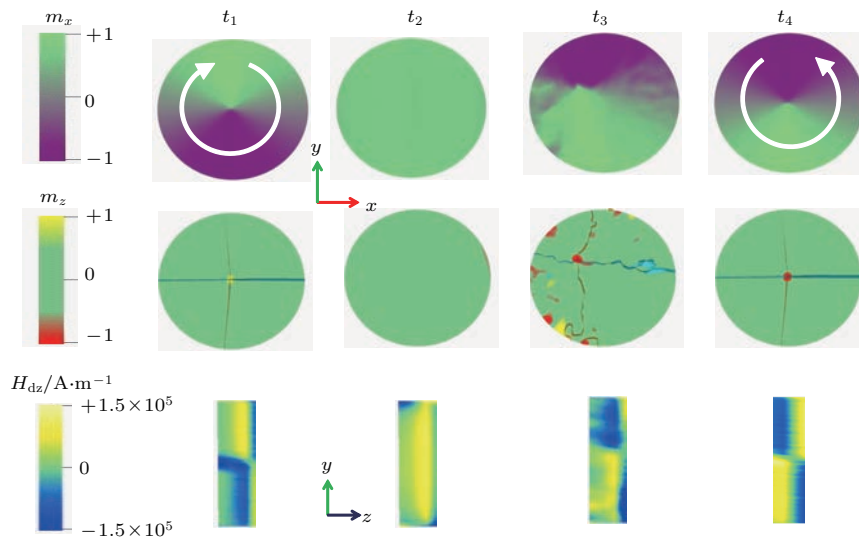


图 2 (网刊彩色) 自由层磁矩分布和阶梯截面的退磁场分布

Fig. 2. (color online) Magnetic configurations of the free layer and the distribution of demagnetizing fields on the middle cross section.

随着电流的继续降低, 电流所产生的 STT 效应不能再维持磁矩的平行态分布, 退磁场作用将使圆周侧面的磁矩趋于圆周切线方向. 同时由于磁圆盘两半边厚度不同, 而 STT 效应的大小与薄膜厚

度成反比, 因此右半圆的磁矩最先失去平行态, 磁矩沿边界卷曲, 使退磁能降低, 如图 1(e). 此外, 由于自由层磁矩在饱和平行态时指向与  $x$  轴夹角为  $45^\circ$  方向, 更偏向于  $y$  轴正方向, 使沿边界卷曲时磁

矩更容易沿 +y 轴方向形成逆时针卷曲. 随着电流继续减小, 左半圆的磁矩也不能维持饱和状态, 受到已卷曲右半圆磁矩的影响也沿逆时针方向卷曲, 形成一个如图 2 中  $t_3$  时刻所示的逆时针 C 态磁矩分布, 并且在坐标第二象限区域形成一个磁涡核. 特别是, 由于磁圆盘两边的厚度差异, 在圆盘中间会留有一个阶梯形的截面, 我们在图 2 中详细展示了该截面上退磁场在 z 方向上的分量随时间的变化情况. 当磁矩成逆时针旋转时, 在 Y 轴正方向上产生向下的磁场, 形成磁矩向下的磁涡核. 随着时间的推移, 该涡核向下 ( $p = -1$ )、外围磁矩逆时针卷曲 ( $c = +1$ ) 的磁涡旋最后稳定下来, 如图 2 中  $t_4$  时刻所示. 由此可见, 当自旋阀极化层磁矩沿  $\phi = 45^\circ$  时, 通过施加一个正向脉冲电流, 可以控制得到一个极性向下、逆时针旋性的磁涡旋, 并且该磁涡旋的极性和旋性与自由层的初始态无关.

改变电流方向, 沿垂直膜面施加一个反向脉冲电流, 可以控制获得一个极性向上 ( $p = +1$ )、顺时针旋性 ( $c = -1$ ) 的磁涡旋. 其过程与正电流情况相类似. 在负脉冲电流作用下, 初始态的磁涡旋首先进入旋转回归运动模式, 而后随电流增大自由层磁矩进入方向紊乱状态. 不同的是当电流大于  $9 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  时, STT 效应使得磁矩稳定在与极化层磁矩指向相反的方向上 (即  $\phi = 225^\circ$  方向上), 自旋阀处于反平行状态. 这种反平行的饱和磁化状态一直持续到脉冲电流的降低过程中  $J < 6 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  之后. 与图 2 相似, 由于退磁场的作用, 薄膜较厚的右半圆磁矩首先卷曲. 但此时右半圆的磁矩易于趋向 y 轴的负方向转动, 从而形成顺时针的磁矩卷曲. 薄膜较薄的左半圆磁矩在近邻右半圆磁矩的交换作用影响下, 也呈现顺时针卷曲, 从而形成顺时针方向的 C 态磁矩分布. 此外, 在两半圆之间截面 Y 轴正半轴方向上累积正向退磁场. 受此影响, 在圆盘第二象限位置处产生磁矩向上的磁涡核.

综上所述我们可以得出结论: 当自旋阀极化层方向确定时, 施加正负两个不同方向的电流可以得到极性和旋性完全相反的磁涡旋. 而当极化层磁矩方向指向第二象限时又可以得到不同的手性和极性组合的磁涡旋. 施加一个正向高斯型脉冲电流, 在 STT 效应作用下依然得到顺时针旋性的磁涡旋, 但是由于磁矩方向不同, 右半圆与左半圆相互作用使其形成一个开口在第三象限的顺时针旋性的 C 态, 如图 3(b) 所示. 磁涡旋形成的过程中更靠近 y 轴负半轴, 受到中间界面正向退磁场影响, 产生极性

向上的磁涡旋. 依据自旋阀极化层和所施加电流的不同方向, 模拟显示可以得到如图 4 所示的各种磁涡旋极性和旋性构型.

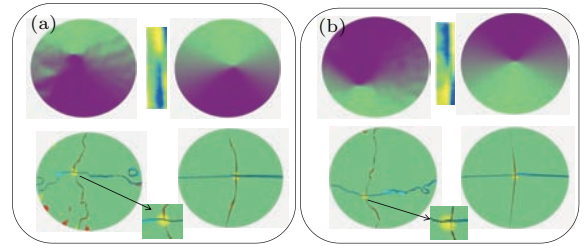


图 3 (网刊彩色) 磁涡旋极性和旋性控制 (a) 极化层  $\phi = 45^\circ$ 、负电流作用下; (b) 极化层  $\phi = 135^\circ$ 、正电流作用下  
Fig. 3. (color online) Control of magnetic vortex chirality and polarity by negative current and the spin polarizer along  $\phi = 45$  degree (a) and positive current and  $\phi = 135$  degree (b).

极化层方向 \ 电流方向	正电流	负电流
	逆时针 ( $c = +1$ ) 向下 ( $p = -1$ )	顺时针 ( $c = -1$ ) 向上 ( $p = +1$ )
	逆时针 ( $c = +1$ ) 向上 ( $p = +1$ )	顺时针 ( $c = -1$ ) 向下 ( $p = -1$ )
	顺时针 ( $c = -1$ ) 向上 ( $p = +1$ )	逆时针 ( $c = +1$ ) 向下 ( $p = -1$ )
	顺时针 ( $c = -1$ ) 向下 ( $p = -1$ )	逆时针 ( $c = +1$ ) 向上 ( $p = +1$ )

图 4 (网刊彩色) 脉冲电流控制的四种磁涡旋组态  
Fig. 4. (color online) Four types of combinations of magnetic vortices driven by current pulses.

下面讨论电流脉冲宽度和电流脉冲峰值对调控磁涡旋旋性和极性的影响. 首先固定高斯型脉冲电流的半高宽为  $11.8 \text{ ns}$  ( $\delta = 5 \text{ ns}$ ), 改变电流的峰值大小. 当电流峰值小于  $8 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  时, STT 效应不能驱动磁矩至与极化层磁矩相同或相反方向上, 无法实现磁涡旋的旋性控制, 自然也就无法利用中间截面磁核极性而控制磁涡旋极性. 如图 5 所示, 当电流大于  $8 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  时 STT 效应可以实现磁涡旋的旋性翻转控制; 但如果电流峰值刚好驱动自由层磁矩达到平行或反平行时脉冲电流就处于下降状态, 则自由层的磁矩变化无法平稳地形成磁涡旋, 其极性控制具有随机性. 当电流峰值大于  $12 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  时, 脉冲电流下降时缓慢变化, 磁涡旋形成过程平稳, 能达到同时控制涡旋旋性和极性.

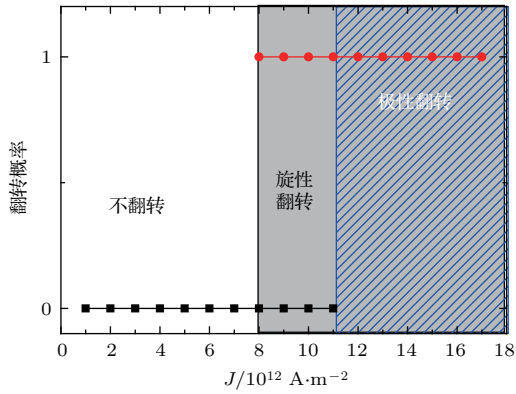


图5 (网刊彩色) 磁涡旋极性和旋性翻转与电流强度的依赖关系

Fig. 5. (color online) The dependence of magnetic chirality and polarity switching on the strength of current pulses.

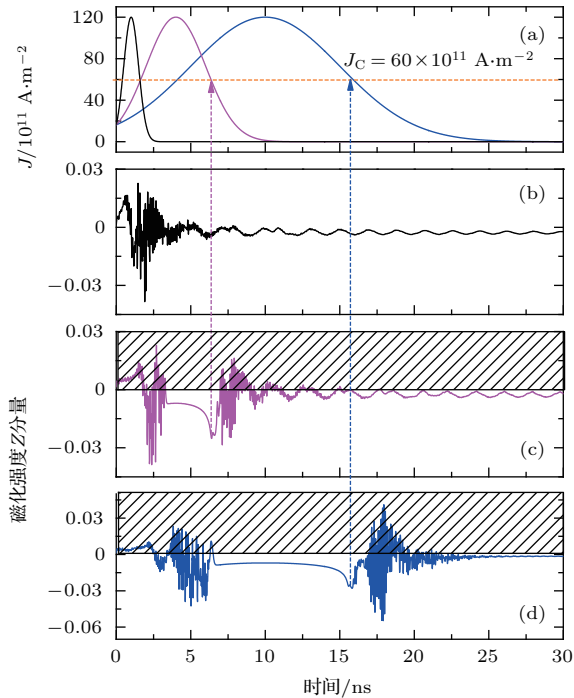


图6 (网刊彩色) 磁涡旋极性和旋性翻转与电流脉冲宽度的依赖关系

Fig. 6. (color online) The dependence of magnetic chirality and polarity switching on the current pulse duration.

最后, 我们固定高斯型电流峰值为  $12 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ , 改变脉冲半高宽, 研究脉冲宽度对磁涡旋控制的影响. 如图6所示, 分别选取了3个代表性脉宽给予展示: 当脉宽为  $1.18 \text{ ns}$  ( $\delta = 0.5 \text{ ns}$ ) 时, 由于电流升降过程变化过快, 自由层磁矩无法在STT效应下达到稳定的平行或反平行态, 如图6(b)所示, 因此无法完成随后的磁涡旋旋性和极性的控制; 当脉宽为  $4.7 \text{ ns}$  ( $\delta = 2 \text{ ns}$ ) 时, 从

图中可以看出在电流强度达到一临界值之上时 ( $J_C = 6 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ ), 自由层磁矩形成了稳定的平行态, 对应于  $m_z$  出现一个稳定平台, 如图6(c)所示, 一直维持到电流下降过程中小于  $J_C$  时开始形成磁涡旋, 从而可以控制磁涡旋的旋性; 但由于该涡旋旋性形成过程依然较快, 磁涡旋的极性会出现多次翻转的不确定性. 当半幅脉宽达到  $11.8 \text{ ns}$  ( $\delta = 5 \text{ ns}$ ) 时电流变化缓慢,  $m_z$  的稳定平台之后可以平稳地形成磁涡旋旋性, 并且可以准确地控制磁涡旋极性.

## 4 结 论

本文提出了一种特殊自旋阀结构, 通过脉冲电流可实现磁涡旋旋性和极性的控制. 该自旋阀极化层磁矩沿薄膜面内方向, 自由层设计成有厚度差异的阶梯形圆盘, 其右半圆厚度大于左半圆厚度. 微磁学模拟显示, 当电流强度大于某一阈值时, 电流导致的STT效应首先驱动自由层磁矩平行或反平行于极化层磁矩方向, 自旋阀呈现平行态或反平行态. 而后当脉冲电流在下降过程中, 随着电流强度的降低, STT效应不足以维持平行或反平行态时, 自由层在退磁场和交换场的竞争作用下, 形成磁涡旋结构. 磁涡旋的旋性与自旋阀极化层方向和电流方向密切相关, 磁涡旋极性由阶梯形界面瞬时的磁荷极性决定. 因此通过调控自旋阀极化层方向和电流方向, 可以实现磁涡旋不同旋性(逆时针  $c = +1$  或顺时针  $c = -1$ ) 和不同极性(涡核向上  $p = +1$  或向下  $p = -1$ ) 的任意组合态的控制. 该旋性和极性四种组合态的有效控制在多态存储器中有着潜在的应用前景.

## 参考文献

- [1] Cowburn R P, Koltsov D K, Adeyeye A O, Welland M E, Tricker D M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1042
- [2] Wachowiak A, Wiebe J, Bode M, Pietzsch O, Morgenstern M, Wiesendanger R 2002 *Science* **298** 577
- [3] Shinjo T, Okuno T, Hassdorf R, Shigeto K, Ono T 2000 *Science* **289** 930
- [4] Wei H Y, Lu Q F, Zhao S F, Zhang X Q, Feng J F, Han X F 2004 *Chin. Phys.* **13** 1553
- [5] Wei H X, Hickey M C, Anderson G I R, Han X F, Marrows C H 2008 *Phys. Rev. B* **77** 132401
- [6] Kim S, Lee K, Yu Y, Choi Y 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 022509

- [7] Zhang S L, Liu Y, Collins-McIntyre L J, Hesjedal T, Zhang J Y, Wang S G, Yu G H 2013 *Sci. Rep.* **3** 2087
- [8] Zhang S L, Zhang J Y, Alexander A, Wang S G, Yu G H, Hesjedal T 2014 *Sci. Rep.* **4** 6109
- [9] Zhang S L, Alexander A, Zhang J Y, Yu G H, Wang S G, Hesjedal T 2015 *Adv. Elec. Mat.* **1** 1400054
- [10] Kikuchi N, Okamoto S, Kitakami O, Shimada Y, Kim S G, Otani Y, Fukamichi K 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 6548
- [11] Van Waeyenberge B, Puzic A, Stoll H, *et al.* 2006 *Nature* **444** 461
- [12] Yamada K, Kasai S, Nakatani Y, Kobayashi K, Kohno H, Thiaville A, Ono T 2007 *Nat. Mat.* **6** 270
- [13] Pigeau B, De Loubens G, Klein O, Riegler A, Lochner F, Schmidt G, Molenkamp L W 2011 *Nat. Phys.* **7** 26
- [14] Liu Y, Li H N, Hu Y, Du A 2014 *Chin. Phys. B* **23** 087501
- [15] Hertel R, Gliga S, Fähnle M, Schneider C M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 117201
- [16] Liu Y, Gliga S, Hertel R, Schneider C M 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 112501
- [17] Jin W, Liu Y W 2010 *Chin. Phys. B* **19** 037001
- [18] Liu Y, He H, Zhang Z 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 242501
- [19] Yakata S, Miyata M, Honda S, Itoh H, Wada H, Kimura T 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 242507
- [20] Uhlir V, Urbanek M, Hladik L, Spousta J, Im M Y, Fischer P, Eibagi N, Kan J J, Fullerton E E, Sikola T 2013 *Nat. Nano* **8** 341
- [21] Yakata S, Miyata M, Nonoguchi S, Wada H, Kimura T 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 222503
- [22] Agramunt-Puig S, Del-Valle N, Navau C, Sanchez A 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 012407
- [23] Jenkins A S, Grimaldi E, Bortolotti P, Lebrun R, Kubota H, Yakushiji K, Fukushima A, de Loubens G, Klein O, Yuasa S, Cros V 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 172403

# Controlling of magnetic vortex chirality and polarity by spin-polarized current\*

Sun Ming-Juan Liu Yao-Wen<sup>†</sup>

(School of Physical Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

( Received 4 August 2015; revised manuscript received 10 September 2015 )

## Abstract

For a nanodisk, magnetic vortex characterized by a curling magnetization is an energetically stable state. The magnetization in the center of the magnetic vortex is directed upward or downward, namely, the vortex core polarity  $p = +1$  or  $p = -1$  refers to up or down, respectively. The curling direction of magnetization, namely, the vortex chirality, is either counter-clockwise or clockwise. Thus, different combinations of chirality and polarity in a vortex structure demonstrate four stable magnetic states, which can be used to design a multibit memory cell. Such a multibit memory application requires the independent controlling of both the vortex chirality and vortex polarity, which has received considerable attention recently. Switching the vortex polarity has been achieved by using either a magnetic field or a current. The vortex chirality can be controlled by introducing asymmetric geometry of nanodisks. In this article, by using micromagnetic simulations, we present an effective method to simultaneously control the vortex chirality and polarity in a spin valve structure, in which the fixed spin polarizer layer is magnetized in the film plane when the free layer has a magnetic vortex configuration. The free layer is designed into a ladder shape with the right part being thicker than the left part. Our simulations indicate that a combination of desirable vortex chirality and polarity can be easily controlled by a Gaussian current pulse with proper strength and pulse duration through the spin-transfer torque effect. The insight into physical mechanism of the controllable vortex is demonstrated by a series of snapshots. If the magnetic moment of the free layer is saturated in the direction of  $0 < \theta < \pi$  during the current pulse, where  $\theta$  is the angle between the magnetization and  $+x$  axis, the vortex with the counter-clockwise chirality will be generated after the pulse. In contrast, if the free layer magnetization is saturated along the direction  $\pi < \theta < 2\pi$ , after the pulse, the vortex will have the clockwise chirality. The core polarity of the remanent vortex state is determined by the sign of the magnetic charges which are formed in the step-side of nanodisk during the current pulse.

**Keywords:** micromagnetic simulation, magnetic vortex, spin valve, spin-transfer torque

**PACS:** 75.78.Cd, 75.70.Kw, 85.70.Ay, 85.75.-d

**DOI:** [10.7498/aps.64.247505](https://doi.org/10.7498/aps.64.247505)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11274241).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [yaowen@tongji.edu.cn](mailto:yaowen@tongji.edu.cn)