

切边纳米铁磁盘对中磁涡旋旋性的磁场调控*

马晓萍 杨宏国 李昌锋 刘有继 朴红光†

(三峡大学理学院, 宜昌 443002)

铁磁纳米盘中的磁涡旋态因其很稳定, 并且其面内磁化的旋转方向具有天然的二向性 (顺时针 (CW) 和逆时针 (CCW)), 可以作为信息存储的一个比特单元而成为最近研究的热点。基于磁涡旋旋性的信息存储要求人们能够独立地控制磁涡旋的旋转方向。从旋性的角度考虑, 在一对纳米盘中可能出现四种磁涡旋基态, 即 (CCW, CCW), (CCW, CW), (CW, CCW) 和 (CW, CW)。本文通过引入厚度不同且切边的纳米磁盘对, 并对其施加面内磁场来实现对四种涡旋基态的独立控制, 并通过微磁学模拟来证明这种方法的可行性。

关键词: 磁涡旋, 旋性反转, 纳米磁盘, 微磁学模拟

PACS: 75.75.-c, 75.75.Jn, 75.78.Cd, 85.70.Li

1 引言

当铁磁体的尺寸降至微米或纳米的数量级时, 会在其内部出现很多有趣的磁性结构, 如磁涡旋、斯格明子、自旋冰等^[1, 2, 3]。其中软铁磁纳米盘中的磁涡旋的极性 (涡旋核的方向) 和旋性 (面内磁化的旋转方向) 都只有两个方向 (朝上或朝下, 顺时针 (CW) 或逆时针 (CCW)), 可作为携带信息的载体。磁涡旋态非常稳定, 和单畴态相比其杂散场很小, 因而可以更紧密地排列在一起。并且磁涡旋的尺寸可低至几十个纳米, 这些优点都使得磁涡旋在高密度磁存储、磁记录等方面具有广阔的应用前景^[4, 5, 6]。基于磁涡旋极性或旋性的信息存储要求人们能很好地控制磁涡旋极性或旋性的反转。目前为止, 对磁涡旋极性的反

* 宜昌市科技局项目(批准号: A19-402-a05).

† 通信作者. E-mail: hgpiao@ctgu.edu.cn

转的研究广泛而深入，反转时间可低至小于 $100\text{ ps}^{[7]}$ ，激励外磁场的磁感应强度可低至几个 $\text{mT}^{[8, 9]}$ ，激励场的方式也是多种多样的^[10, 11, 12, 13, 14]。虽然目前提出了多种可控极性反转的机制，但可控旋性反转仍然是一个具有挑战性的问题，因为它需要引入某种不对称性并对不对称度进行精细的调节。这种不对称性可以是纳米磁体的几何结构的不对称^[15, 16, 17, 18, 19, 20]，也可以是外加磁场分布的不对称^[21]。

另外，基于磁涡旋极性或旋性的磁存储要求多个纳米磁体按照一定的规律排列成纳米磁体阵列。这说明仅仅研究单个纳米磁体的旋性反转是不够的，还要考虑反转过程中磁体和磁体之间的相互作用^[22, 23, 24, 25]。虽然处于涡旋态时纳米磁体间的静磁相互作用很小，但在旋性反转的过程中会产生其他的过渡态，比如单畴态。处于单畴态时纳米磁体之间的静磁相互作用则无法忽略。本文通过引入一对厚度不同且切边的圆形纳米盘并施加面内方向的外磁场来实现对纳米盘对中的四种旋性基态（即，（CCW, CCW），（CCW, CW），（CW, CCW）和（CW, CW））的控制。

2 模拟参数及样品形状

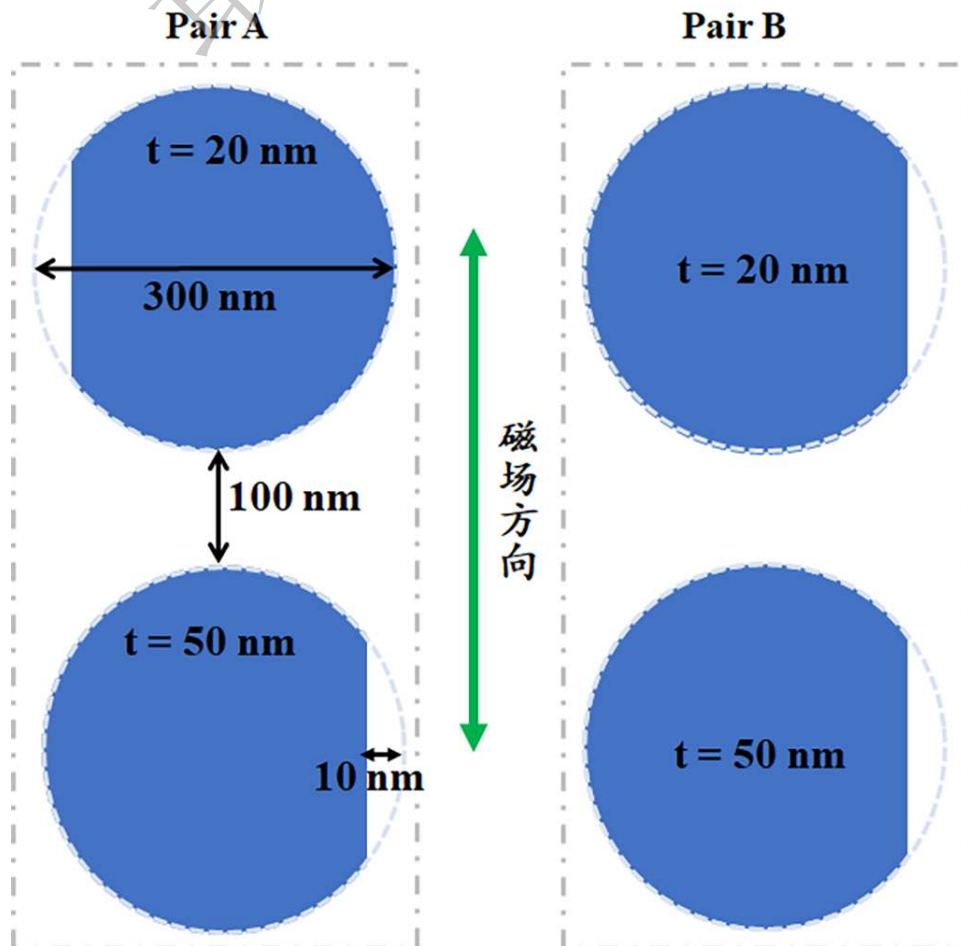


图1 厚度 t 不同的两对切边的纳米盘的形状和尺寸

Fig. 1. The geometry and dimension of one-side-flat nanodisk pairs with different thickness t .

纳米盘对 (Pair A 和 Pair B) 的几何形状和尺寸如图 1 所示: 两盘的直径都是 300 nm, 厚度 t 分别为 20 nm 和 50 nm, 盘的边缘切去部分宽度为 10 nm。Pair A 中的两个纳米盘的左边和右边分别各切去一部分, Pair B 的切边部分在两个纳米盘的同侧。我们通过微磁学模拟^[26]的方法来研究坡莫合金纳米盘中磁涡旋性的可控性。材料参数分别为: 交换耦合常数 $A = 13 \times 10^{-12}$ J/m, 饱和磁化 $M_s = 8.6 \times 10^5$ A/m, 磁晶各向异性为 0, 阻尼系数 $\alpha = 0.01$ 。模拟的过程中样品被分成若干个小单元, 每个单元的尺寸为 $2.5 \times 2.5 \times 2.5$ nm³。外磁场方向与切边的方向平行 (见图 1)。

3 结果及讨论

我们首先研究了厚度为 20 ~ 50 nm 的单个纳米盘的磁涡旋性的可控性。图 2(a) 和 2(b) 所示分别为厚度是 50 nm 和 20 nm 的纳米盘的磁滞回线。外磁场沿 y 轴方向, 磁感应强度 B 的变化梯度是 1 mT。黑色曲线代表 B 从 +150 mT 降至 -150 mT, 红色曲线表示从 -150 mT 升至 +150 mT, 图中纵轴为纳米盘沿 y 轴的磁化分量 m_y (归一化)。厚度 $t = 50$ nm 的情况下, 当 B 从 150 mT 降至 75 mT 的过程中, 纳米盘处于单畴态 (沿 $+y$ 轴饱和磁化)。逐渐降低 B , 纳米盘内部出现了从单畴态向涡旋态过渡的中间态, 如图 2(a) 中 48 mT 磁感应强度下所对应的图片所示。可以观察到两个相反方向的磁涡旋核 (图中黑色圆圈内) 在切边对面的圆边处成核。目前为止观察到的这两个涡旋核无论哪一个进入纳米盘, 都会出现一个 CCW 的涡旋态。继续降低 B 至 47 mT, 涡旋态出现, 方向为 CCW。磁感应强度从 47 mT 降到 -128 mT 的过程中, 涡旋核逐渐向切边处移动, 直到 -129 mT 的时候, 涡旋核从切边被推出, 纳米盘沿 $-y$ 轴方向饱和磁化。当 B 从 -150 mT 逐渐增至 +150 mT 的过程中, 纳米盘内磁性结构的变化和 B 从 +150 mT 到 -150 mT 的情况类似, 不同的是剩磁态为 CW 的涡旋态。需要指出的是, 1) 纳米盘处于涡旋态时, 涡旋核的方向随机, 但磁涡旋的旋性可控, 依赖于外磁场的方向, 即 $+y \rightarrow -y$, CCW; $-y \rightarrow +y$, CW。2) 从单畴态到涡旋态的成核过程是比较复杂的, 并不是一个涡旋核进入纳米盘, 另一个被推出这么简单。而是两个相反方向的涡旋核彼此靠近, 并在两个涡旋核中间出现反涡旋态, 其中一个涡旋核和反涡旋核湮灭, 另一个涡旋核成为最终的涡旋态的涡旋核^[27]。并且动态变化过程中可能并不像图中所示仅出现两个涡旋核, 而是更多。这里因为我们关注的是磁涡旋性的反转和控制, 所以后面

对成核过程不做详细的讨论。

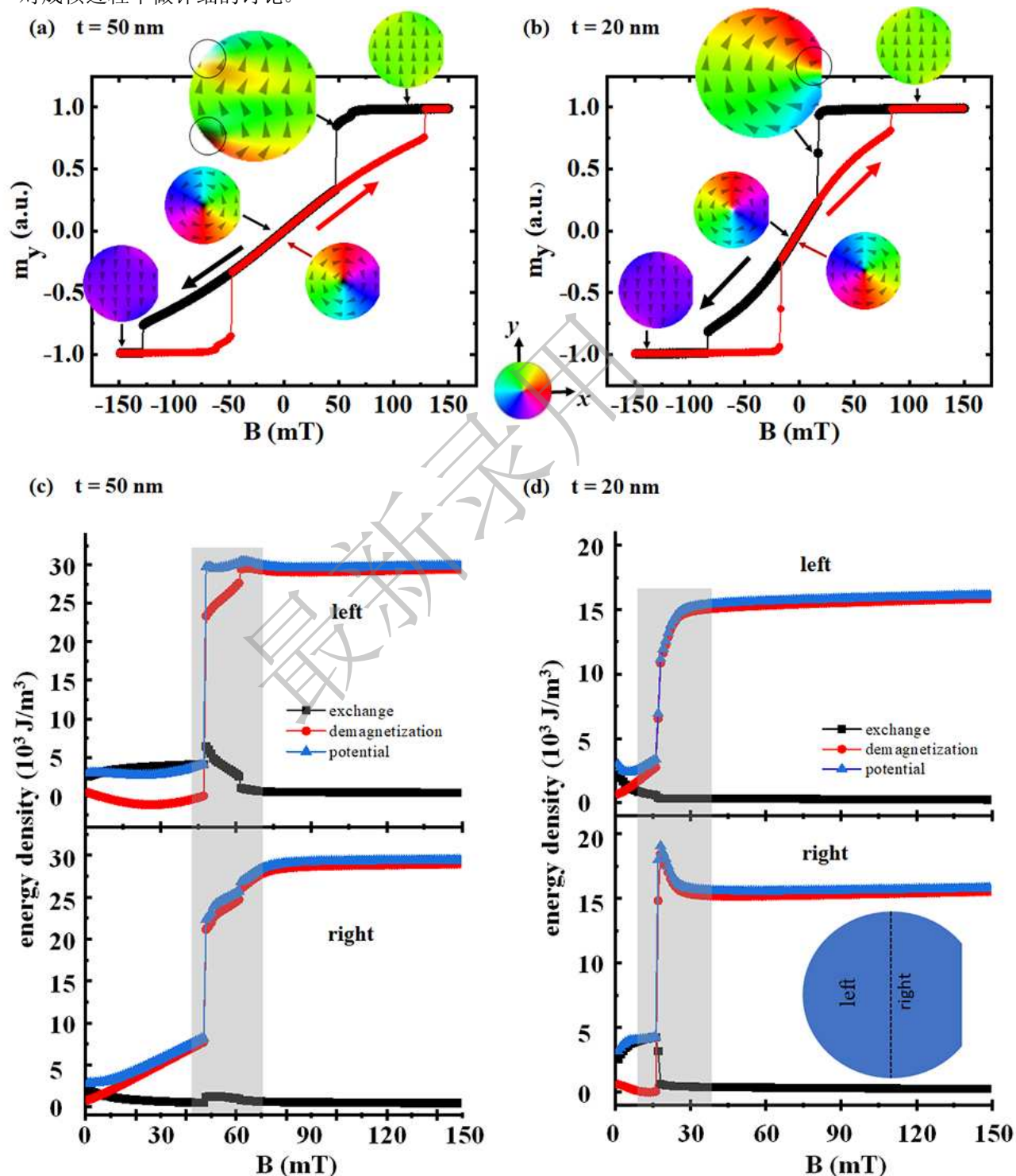


图2 厚度 (a) $t = 50$ nm 和 (b) $t = 20$ nm 的纳米盘的磁滞回线。图中的颜色和箭头代表 xy 平面内的磁化方向，黑色和白色的点分别代表方向朝下和朝上的磁涡旋核。当磁感应强度从 150 mT 减小至 0 mT 时，厚度为 (c) 50 nm 和 (d) 20 nm 的纳米盘的能量密度的变化。

Fig. 2. The hysteresis loops of (a) $t = 50$ nm and (b) $t = 20$ nm nanodisks. The color map as well as the arrows inside the nanodisks represents the magnetization directions in xy plane, and the black and white dots represent downward and upward magnetic vortex core, respectively. The variation of the energy density for (c) $t = 50$ nm and (d) $t = 20$ nm nanodisks when the magnetic field is swept from 150 mT to 0 mT.

与厚度为 50 nm 的纳米盘相比，厚度为 20 nm 的纳米盘更易出现单畴态，如图 2(b) 所示，当 B 从 +150 mT 降至 25 mT 的过程中，纳米盘的磁性结构保持为单畴（或准单畴）态。这是因为，同为稳定态，在薄的纳米盘中单畴态的能量密度比涡旋态的小，而厚的纳米盘则相反，涡旋态的能量密度比单畴态的小^[15]。即相同直径的纳米盘，薄的易出现单畴态而厚的易出现涡旋态。继续降低 B ，纳米盘内的磁化结构呈 C 态。 $B = 18$ mT 时，可在切边处观察到一个涡旋核，如图 2(b) 中黑色圆圈中所示。当 B 降至 17 mT 时，CW 方向的涡旋态出现，从 17 mT 到 -83 mT 的磁感应强度区间，涡旋核逐渐向圆边移动，直至 -84 mT 时，涡旋核从圆边处被推出，纳米盘沿 $-y$ 轴方向饱和和磁化。当 B 从 -150 mT 升至 +150 mT 时，剩磁态下可以得到一个 CCW 方向的磁涡旋。厚度 $t = 20$ nm 的纳米盘，磁涡旋的旋性依然可控。但值得一提的是，沿着相同的方向被饱和磁化，厚度为 20 nm 的纳米盘剩磁态下得到的磁涡旋的旋转方向和厚度为 50 nm 的纳米盘相比正好相反，即磁场方向从 $+y \rightarrow -y$, CW; $-y \rightarrow +y$, CCW。

为了解释这一现象，我们把纳米盘沿着平行于 y 轴的直径方向分成左右两部分（如图 2(d) 中所示），并分别记录了这两部分的能量密度（包括退磁能（demagnetization energy）、交换能（exchange energy）和磁势能（potential energy）（= 退磁能 + 交换能）密度）的变化。当 B 从 +150 mT 降至 0 mT 的过程中，这两部分的能量密度的变化情况如图 2(c) ($t = 50$ nm) 和 2(d) ($t = 20$ nm) 所示，其中黑色曲线代表交换能密度，红色代表退磁能密度，蓝色代表磁势能密度。总体来说，纳米盘处于单畴态时退磁能较大，而涡旋态时交换能较大。从单畴态向涡旋态过渡的过程中纳米盘内部磁结构如何变化取决于这两种能量的和（即磁势能）。厚度为 20 nm 的纳米盘（图 2(b), 2(d)），当饱和磁化时（150 mT）退磁能密度很高，交换能密度接近为零，磁势能密度的大小主要由退磁能密度决定。为了减小退磁能，随着 B 的降低，纳米盘边缘的磁自旋逐渐改变方向使其与纳米盘的边缘平行。当 B 降至 18 mT 时，纳米盘磁性结构呈 C 态，如上所述。此时切边处的退磁能较大，为了进一步减小退磁能，涡旋核在切边处成核（图 2(b)）。从 C 态向涡旋态过渡时，需要反转切边处的磁自旋的方向，即要克服一个能量势垒。从图 2(d) 灰色区域中可以看出，纳米盘左半部分的磁势能密度和退磁能密度随着 B 的降低逐渐减小，直到 B 降至 17 mT 的时候，磁势能密度和退磁能密度急剧降低，此时整个纳米盘的磁性结构已经过渡到了涡旋态。整个变化过程中没有观察到能量势垒的出现。而纳米盘的右半部分，虽然退磁能密度也是随着 B 的降低而减小（灰色区域），但因过渡到涡旋态要反转切边处的磁自旋使得交换能密度变大，这使得纳米盘右半部分的磁势能在过渡到涡旋态之前出现一个峰值（即能量势垒）。同样，当纳米盘过渡到涡旋态时，右半部分的磁势能密度也急剧降低。总而言之，纳米盘从单畴态过渡到涡旋态势必要反转一部分磁自旋。相对左半部分来

讲，右半部分的磁自旋数量较少，反转所需要克服的能量势垒相对较小，故反转发生在右半部分。因而若沿 $+y$ 轴饱和磁化，剩磁态为 CW 磁涡旋，若沿 $-y$ 轴饱和磁化，剩磁态为 CCW 磁涡旋。

当纳米盘的厚度为 50 nm 的时候（图 2(a), 2(c)），从单畴态过渡到涡旋态磁自旋反转发生在纳米盘的左半部分。这是因为反转右半部分切边处的磁自旋需要克服的能量势垒应更高，故涡旋核在圆边处成核（见图 2(a)）。如图 2(c) 灰色区域所示，纳米盘的右半部分的退磁能和磁势能随 B 的减小逐渐降低，过渡到涡旋态时磁势能迅速减小，而交换能在过渡的过程中略有增加。纳米盘的左半部分，由于两个磁涡旋核的出现导致从单畴态过渡到涡旋态的过程中交换能增加。这使得在过渡到涡旋态之前，虽然退磁能有所降低，但总的磁势能并没有减小。从图 2(c) 很容易看出，磁自旋的反转是发生在纳米盘的左半部分的。故若沿 $+y$ 轴饱和磁化，剩磁态为 CCW 磁涡旋，沿 $-y$ 轴饱和磁化，剩磁态为 CW 磁涡旋。

比较图 2(a) 和 2(b)，我们发现磁涡旋的旋性依赖与纳米盘的厚度，即厚度不同的纳米盘，施加相同方向的饱和外磁场，剩磁态下磁涡旋的旋性不同。类似的磁涡旋的旋性受纳米盘的形状调制的现象已有报导^[28, 29]。我们对厚度为 30 nm 和 40 nm 的纳米盘也进行了模拟。结果表明：厚度为 30 nm 的纳米盘的旋性可控，反转机制和 20 nm 的情况相同，而厚度为 40 nm 的纳米盘旋性不可控，可视为两种不同旋性反转机制的过渡态。总而言之，切边的纳米盘因其旋转对称性被打破，其磁涡旋的旋性可由面内磁场方向控制，但也受纳米盘的厚度的影响。

对单个切边的纳米盘的旋性反转机制有所了解后，我们进而对一对厚度不同的纳米盘进行了模拟。图 3(a) 和 3(b) 分别为 Pair A 和 Pair B 的磁滞回线，图 3(c) 和 3(d) 为 Pair A 和 Pair B 在不同外场下的磁自旋分布图。其中，图 3(a)/3(b) 中的 ① ~ ⑦ 点分别与图 3(c)/3(d) 中的 ① ~ ⑦ 点相对应。从图 3(a) 和 3(c) 可以看出，150 mT 磁感应强度下 Pair A 中的两个纳米盘均沿 $+y$ 方向饱和磁化（①点）。当 B 降至 52 mT 时，两个相反方向的涡旋核在厚度为 50 nm 的纳米盘的圆边处成核。由于上下两个纳米盘间的静磁相互作用，厚为 50 nm 的纳米盘的下半部分更易成核，故位于盘下半部分的涡旋核比上半部分的要大，如图 3(c) ② 中黑色圆圈中所示。当 B 降至 51 mT 时，厚度为 50 nm 的纳米盘过渡到方向为 CCW 的涡旋态，涡旋核的方向朝下。继续降低 B 至 15 mT 时，一个方向朝上的涡旋核在厚度为 20 nm 的纳米盘的切边处成核，如图 3(c) ③ 中黑色圆圈内所示。磁感应强度为零时，两个纳米盘的旋性为 (CCW, CCW)（图 3(c) ④）。进一步降低 B ，涡旋核先后从厚为 20 nm (-77 mT) 和 50 nm (-125 mT) 的纳米盘中被推出，两个纳米盘均沿 $-y$ 方向饱和磁化。当 B 从 -150 mT 增至 +150 mT 时，剩磁状态下两个纳米盘的旋性为 (CW, CW)，如图 3(c) ⑦ 所示。

Pair B 中的旋性反转机制和 Pair A 中的类似，当 B 从 $+y$ 向 $-y$ 方向变化时，厚的纳米盘先出现涡旋态，薄的后出现。继续降低 B ，涡旋核先从薄的纳米盘中推出进而出现单畴态，而厚的纳米盘后出现单畴态。不同的是，因 Pair B 的切边方向在同一侧，剩磁态下两个纳米盘的旋性相反，即 (CW, CCW) (图 3(d) ④) 和 (CCW, CW) (图 3(d) ⑦)。这两个相反方向的涡旋态也是可控的。有一点需要指出的是，由于圆盘间的静磁耦合相互作用，纳米盘对的成核场和饱和磁化场（涡旋核湮灭场）都比单个纳米盘的情况下要小。比如单个厚为 20 nm 和 50 nm 的纳米盘的饱和磁化场分别是 84 mT 和 129 mT。而在 Pair B 中厚为 20 nm 和 50 nm 的纳米盘的饱和磁化场分别为 78 mT 和 125 mT。这个结果与以往的研究结果相吻合^[23, 30]。

综上所述，在切边方向不同的纳米盘对 (Pair A) 中，通过沿切边方向将两个纳米盘饱和磁化然后撤去外场，剩磁态下可得到旋性相同的两个磁涡旋，即 (CCW, CCW) 和 (CW, CW)；而在切边方向相同的纳米盘对 (Pair B) 中可得到旋性不同的两个磁涡旋，即 (CCW, CW) 和 (CW, CCW)。那么，如何在同一对纳米盘中得到四种不同的涡旋基态呢？我们发现厚度不同的纳米盘饱和磁化场不同，利用这一特性可以实现在同一对纳米盘中对四种不同涡旋基态的控制。例如在 Pair B 中我们得到了 (CW, CCW) 态 (如图 4 所示)，并将其作为初态 (initial state)。然后在 -78 mT 的磁感应强度下将厚度为 20 nm 的纳米盘沿 $-y$ 轴饱和磁化，撤去外场后可得到 (CCW, CCW) 涡旋态。同样的方法也可以得到 (CW, CW) 涡旋态，不再赘述。值得一提的是，利用磁纳米盘厚度不同来控制磁涡旋旋性的已有相关的研究^[16, 17, 19]。这些研究中通过纳米盘厚度不同来打破纳米圆盘的对称性。也就是说，同一个纳米盘，但厚度不均匀。本文打破纳米盘的对称性是靠切边来实现的，同一个纳米盘厚度是均匀的。但仅靠切边只能实现纳米盘中两种旋性组合的控制，如 Pair A 中可实现对 (CCW, CW) 和 (CW, CCW) 这两种旋性组合的控制。而同一对纳米盘中另外两种旋性组合，如 (CCW, CCW) 和 (CW, CW) 的控制是靠厚度不同的纳米盘旋性反转机制不同来实现的。

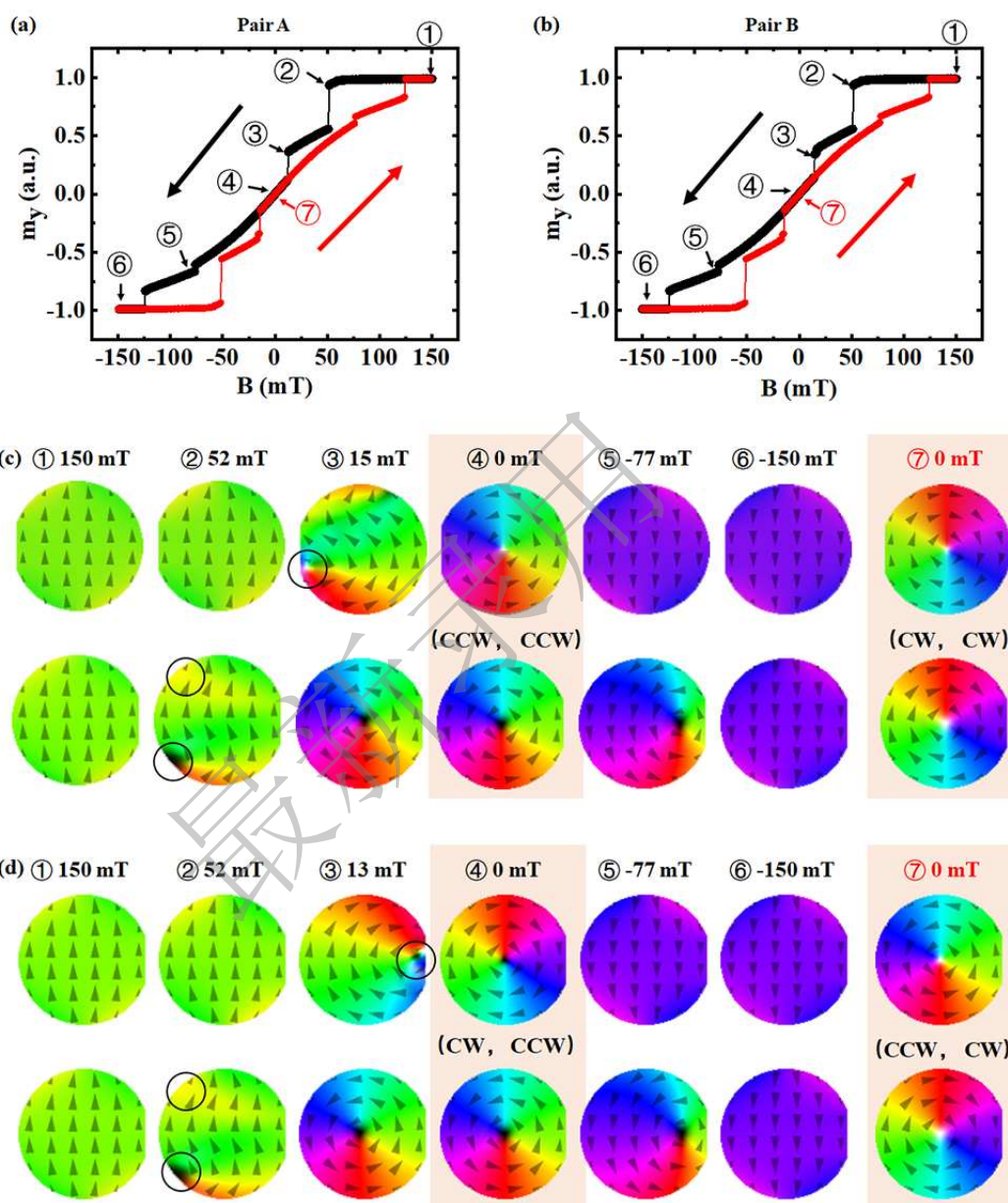


图3 (a) Pair A 和 (b) Pair B 的磁滞回线。(c) Pair A 和 (d) Pair B 在不同磁感应强度下的磁化分布图。

Fig. 3. The hysteresis loops of (a) nanodisk pair A and (b) nanodisk pair B. The snapshots of local magnetization distribution of nanodisk (c) pair A and (d) pair B under different external magnetic field.

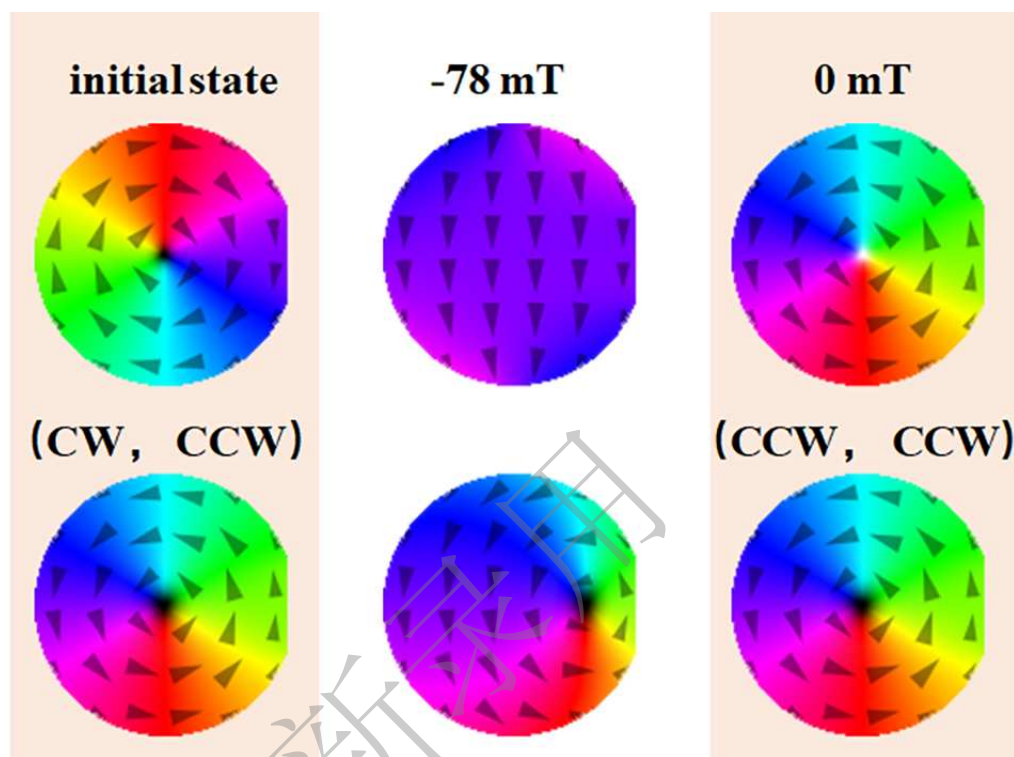


图4 在 Pair B 中得到旋性相同 (CCW, CCW) 的两个磁涡旋

Fig. 4. The formation of the magnetic vortices with the same circulations (CCW, CCW) in nanodisk pair B.

4 结 论

本文通过微磁学模拟的方法研究了厚度不同的切边的纳米盘的旋性反转机制以及磁涡旋旋性的可控性，进而提出了如何在同一对纳米盘中实现对四种磁涡旋旋性的控制的方法。这种方法很简单，相比其它旋性控制的方法（如引入不对称的外磁场^[21]）也更易实现。四种磁涡旋旋性组态的有效控制在多态磁存储器^[31]中有着潜在的应用前景。

[1] 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]

- [2] Legrand W, Maccariello D, Ajejas F, Collin S, Vecchiola A, Bouzehouane K, Reyren N, Cros V, Fert A 2020 *Nat. Mater.* **19** 34
- [3] Wang R F, Nisoli C, Freitas R S, Li J, McConville W, Cooley B J, Lund M S, Samarth N, Leighton C, Crespi V H, Schiffer P 2006 *Nature* **439** 303
- [4] Nakano K, Chiba D, Ohshima N, Kasai S, Sato T, Nakatani Y, Sekiguchi K, Kobayashi K, Ono T 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 262505
- [5] Nakano K, Tanabe K, Hiramatsu R, Chiba D, Ohshima N, Kasai S, Sato T, Nakatani Y, Sekiguchi K, Kobayashi K, Ono T 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 072405
- [6] Möller M, Gaida J H, Schäfer S, Ropers C 2020 *Commun. Phys.* **3** 36
- [7] Noske M, Gangwar A, Stoll H, Kammerer M, Sproll M, Dieterle G, Weigand M, Fähnle M, Woltersdorf G, Back C H, Schütz G 2014 *Phys. Rev. B* **90** 104415
- [8] Ma X-P, Cai M-X, Li P, Shim J-H, Piao H-G, Kim D-H 2020 *J. Magn. Magn. Matter.* **502** 166481
- [9] Ma X-P, Shim J-H, Piao H-G, Kim D-H, Kim D-E 2019 *Jpn. J. Appl. Phys.* **58** 100909
- [10] Jin W, He H, Chen Y, Liu Y 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 013906
- [11] Chou K W, Puzic A, Stoll H, Dolgos D, Schütz G 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 202505
- [12] Rückriem R, Schrefl T, Albrecht M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 052414
- [13] Mesler B L, Buchanan K S, Im M-Y, Fischer P 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 07D311
- [14] Han H-S, Lee S, Jung D-H, Kang M, Lee K-S 2020 *Appl. Phys. Lett.* **117** 042401
- [15] Cambel V, Karapetrov G 2011 *Phys. Rev. B* **84** 014424
- [16] Shimon G, Adeyeye A O, Ross C A 2013 *Phys. Rev. B* **87** 214422
- [17] Agramunt-Puig S, Del-Valle N, Navau C, Sanchez A 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 012407
- [18] Yakata S, Miyata M, Nonoguchi S, Wada H, Kimura T 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 222503

- [19] Uhlír V, Urbánek M, Hladík L, Spousta J, Im M-Y, Fischer P, Eibagi N, Kan J J, Fullerton E E, Šikola T 2013 *Nature Nanotech.* **8** 341
- [20] Huang C-H, Wu K-M, Wu J-C, Horng L 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 103905
- [21] Gaididei Y, Sheka D D, Mertens F G 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 012503
- [22] Li J, Wang Y, Zhao Z, Cao J, Zhu F, Tai R 2020 *IEEE T. Magn.* **56** 4300306
- [23] Kimura T, Otani Y, Masaki H, Ishida T, Antos R, Shibata J 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 132501
- [24] Sugimoto S, Fukuma Y, Kasai S, Kimura T, Barman A, Otani Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 197203
- [25] Konoto M, Yamada T, Koike K, Akoh H, Arima T, Tokura Y 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 023904
- [26] Vansteenkiste A, Leliaert J, Dvornik M, Helsen M, Garcia-Sanchez F, Waeyenberge B V 2014 *AIP Adv.* **4** 107133
- [27] Van Waeyenberge B, Puzic A, Stoll H, Chou K W, Tyliczszak T, Hertel R, Fähnle M, Brückl H, Rott K, Reiss G, Neudecker I, Weiss D, Back C H, Schütz G 2006 *Nature* **444** 461
- [28] Vavassori P, Bovolenta R, Metlusho V, Ilic B 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 053902
- [29] Saitoh E, Kawabata M, Harii K, Miyajima H, Yamaoka T 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 1986
- [30] Liu Y, Hou Z, Gliga S, Hertel R 2009 *Phys. Rev. B* **79** 104435
- [31] Yu Y-S, Jung H, Lee K-S, Fischer P, Kim S-K 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 052507

Control of magnetic vortex circulation in one-side-flat nanodisk pairs by in-plane magnetic field*

* This work was supported by Yichang Government funding (No. A19-402-a05).

Ma Xiao-Ping Yang Hong-Guo Li Chang-Feng Liu You-Ji
Piao Hong-Guang[†]

(*College of Science, China Three Gorges University, Yichang 443002, China*)

Abstract

In a nanodisk made of soft ferromagnet, the magnetic vortex structure are highly stabilized, and the circulation directions of the vortices are naturally binary (either clockwise (CW) or counter-clockwise (CCW)), which can be associated with one bit of information, and thus the magnetic vortices have been of great interest recently. A vortex-circulation-based memory requires the perfect controllability of the circulation direction. From the circulation point of view, there are four possible ground states in a nanodisk pair: (CCW, CCW), (CCW, CW), (CW, CCW) and (CW, CW). In a perfect circular nanodisk, CW and CCW states are degenerate because of the high symmetry of the system. However, the circulation of the magnetic vortex is known to be controlled by introducing the asymmetry. It has been reported that the magnetic vortices with opposite (the same) circulations are realized in one-side-flat disk pair. That means in one-side-flat nanodisk pair only the control of two of these four ground states is possible, eg., (CCW, CW), (CW, CCW) or (CCW, CCW), (CW, CW). We found that the reversal of the magnetic vortex circulation is affected by the nanodisk thickness as well. By further introducing another asymmetry, different thickness, the control of the four circulation ground states is achieved in a nanodisk pair. In this work, the controllability of the four ground states in a nanodisk pair was numerically investigated via micromagnetic simulations. The results show that in a single one-side-flat nanodisk, there exists a preferred rotational sense at the remanent state after the nanodisk is saturated by the external magnetic field, applied parallel to the flat edge of the nanodisk. The shape anisotropy is the primary cause of this phenomenon. We further found that the obtained rotational senses of the magnetization in the vortex state in nanodisks with the same geometrical parameters but different thickness (20 nm and 50 nm) are opposite for the same direction of the externally applied field. This is attributed to the competition between the demagnetization field energy and the exchange energy during the vortex formation. The method we proposed provides a simple means of control of the vortex state that can thus become a useful tool for designing vortex-based devices.

Keywords: magnetic vortex, circulation reversal, magnetic nanodisk, micromagnetic simulation

[†] Corresponding author. E-mail: hgpiao@ctgu.edu.cn

PACS: 75.75.-c, 75.75.Jn, 75.78.Cd, 85.70.Li

最新家用