

# 交流電流を用いた磁気渦構造の共鳴励起と極性制御

## Current-induced resonant excitation of the magnetic vortex in a ferromagnetic circular dot

葛西 伸哉, 山田 啓介, 小林 研介, 小野 輝男

京都大学化学研究所 材料機能化学研究系

Shinya Kasai, Keisuke Yamada, Kensuke Kobayashi, and Teruo Ono

Institute for Chemical Research, Kyoto University

### Abstract

A magnetic vortex core in a ferromagnetic circular dot has a resonant frequency originating from the confinement of the vortex core. Here we demonstrate the resonant motion of the vortex core can be excited by an ac spin-polarized current instead of a magnetic field. Further studies clarified the vortex core switching occurs under the current-induced resonant motion.

### 1. はじめに

一般に強磁性体の磁区構造は磁気的エネルギーを最小にするように決定される。ここで磁気的エネルギーとして考えるのは隣接スピン間に作用する交換相互作用, 反磁場による静磁エネルギー, そして結晶構造に由来する結晶磁気異方性エネルギーである。これらのうち, 交換相互作用や結晶磁気異方性エネルギーはマイクロなスケールで記述されるのに対して, 静磁エネルギーは磁気モーメントの配列の結果生じる反磁場に起因するものであり, もう少し長いスケールに支配される。特徴的なのは交換相互作用と結晶磁気異方性エネルギーは協調的に作用することが可能であるが, 静磁エネルギーは必ずしもそうではないという点である。

長さスケールで数  $\mu\text{m}$  以下の微少強磁性体においては, 全磁気エネルギーの寄与のなかで静磁エネルギーの寄与が相対的に大きくなり, 結果としてバルクとは異なる多様かつ制御可能な磁区構造が現れる。なかでも直径数  $\mu\text{m}$  程度の強磁性磁気円盤に現れる磁気渦(magnetic vortex)[1,2]構造は微少強磁性体の磁区構造を代表するものの一つである。図 1(a)に示すように, 円周に沿った磁気モーメントは静磁エネルギーの増大を防ぐために環流磁区構造をとるのに対して, 中心では交換相互作用によるエネルギー増大を抑制するために磁気モーメントが面内から立ち上がる。この領域を吹き出し磁化(magnetic vortex core)と呼んでいる。すなわち, 磁気渦構造は二つの自由度-面内環流構造の巻き方(chirality)と vortex core の極性(polarity)-によって特徴付けることができる。

図 1(b)に Permalloy ( $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$ )円盤の磁気力顕微鏡像を示す。中心に見える白点が磁気モーメントの面直成分すなわち vortex core を表している。一方, 中心以外にコントラストがほとんど見えないのは, 磁束の漏れがない, すなわち環流構造を形成していることを表している。

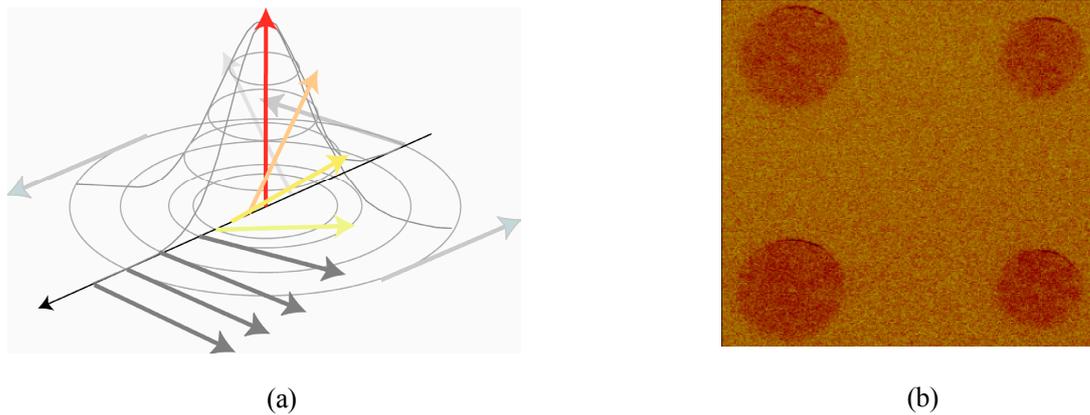


Fig.1 (a)磁気渦構造における磁気モーメントの空間配置. (b)磁気渦構造の磁気力顕微鏡像.  
中心に見える白点が vortex core を表す.

磁気渦構造はその発見以来、高密度記憶素子としての応用が期待されている。その理由は、磁気渦構造が非常に安定な磁区構造であると同時に、漏れ磁場が少なく高密度配列が可能であるためである。現在までにその静的磁気特性については非常に良く理解されているが、一方で実際に記憶素子として用いるためには動的過程の理解が重要であることも明らかとなってきた。

磁気渦構造には *polarity*, *chirality* という二つの自由度を反映した運動モード(Translational mode)が存在することが知られている[3]。今、外場によって vortex core を中心から変位させた場合を考えよう。vortex core が円盤の中心にいる状態がエネルギー的に最小となるため、vortex core は外場を切ると復元力によって中心へと緩和する。この復元力のために、磁気渦構造は一種の共振器としての特性を有することとなる。古典的な質点の二次元調和ポテンシャル中での運動と異なるのは、*polarity*, *chirality* という二つの自由度のために Gyroscopic な特性を有するという点である。そのため緩和過程は単純な単振動とはならず、螺旋軌道を描きつつ中心へと緩和する。このような vortex core の運動は Translational mode と呼ばれている。

ここ数年で、外部磁場による Translational mode の励起については非常に多くの研究が行われ、パルス磁場に対する緩和過程[4]、および交流磁場を用いた共鳴励起状態 [5]については十分に理解されつつある。最近では Translational mode の共鳴励起を用いた vortex core の極性反転現象[6]なども報告されている。しかし磁気渦構造を実際のデバイスとして用いることを考えると、基板面において磁場を印加することは現実的ではない。本稿では、最近の筆者らの研究であるスピン偏極電流を用いた磁気渦ダイナミクスの励起について紹介したい[7-9]。

## 2. 磁気渦構造への電流効果

強磁性体の磁区構造は一般に外部磁場によって Zeeman エネルギーを変化させることで制御される。ところが近年、強磁性体の磁化が電流によっても制御できることが実験的に報告されたことを契機として、磁区構造の電流制御が一つの研究潮流となっている。その基礎となるのがスピン偏極電流と磁気モーメントの相互作用によるスピン角運動量の磁区構造への受け渡し、いわゆるスピントランスファー効果[10,11]である。単純な例として、図 2(a)に示すような強磁性細線中の磁壁を考えよう[12-14]。磁壁を伝導電子が通過する過程において、伝導電子のスピンは局在モーメントの方向に追従する(図 2(b))が、その際に失われるスピン角運動量は角運動量保存則によって局在モーメントに吸収される。結果、磁壁は電流を流すことによってトルクを感じ、変位や構造変化を生じることとなる(図 2(c))。

この原理の重要な点は磁気モーメントの空間的変化が存在する ( $\nabla \vec{m} \neq 0$ ) 領域に電流を流すことで局在モーメントにトルクを与えることができるという点である。すなわち、スピントランスファー効果は磁壁に限らず様々な磁区構造に有効に作用する。磁気渦構造においては vortex core 近傍に急峻なスピンのねじれが存在するため、磁壁の場合と同様にスピン運動量移行効果が有効に作用するものと考えられる[15,16].

我々が磁気渦構造の磁化を電流で制御しようという着想を得たのは以上のような単純な理由であるが、実際には磁気渦構造への電流効果は磁気モーメントの電流制御という観点で、磁壁の電流駆動現象とは異なる多くの知見を与えるものである。磁気渦構造は微少強磁性体に現れる磁区構造の中で、最も単純かつ安定な磁区構造であり、vortex core の操作において試料端の影響を受けにくい。また、基本的には電流に対する応答が線型であるため、理論や数値シミュレーションなどとの対応付けが容易であり、スピントランスファー効果を含めた電流—磁気モーメントの相互作用について物理的理解のために有効な系である。さらに交流電流を用いることで、交流磁場による励起と同様に Translational mode の励起やそれに伴う vortex core の極性反転が実現できれば、磁気渦構造を利用した高密度磁気メモリや金属ベースのトランジスタへの展開が可能となる。

### 3. 磁気渦の電流誘起共振現象

交流電流によって Translational mode の励起が可能かどうかを確かめるために、磁気モーメントのダイナミクスを記述する Landau-Lifschitz-Gilbert(LLG)方程式に基づいた数値シミュレーションを行った。スピントランスファー効果は LLG 方程式に解析的に導入することができる。その場合、拡張された LLG 方程式は次のように記述される。

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma \vec{m} \times \vec{H}_{eff} + \alpha \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} - (\vec{u} \times \nabla) \vec{m}$$

右辺第1項は有効磁場  $H_{eff}$  の元で磁気モーメント  $m$  が感じるトルクを表しており、この項によって磁気モーメントの歳差運動が誘起される。第2項は現象論的な摩擦項であり、Gilbert damping 定数  $\alpha$  によって特徴づけられる。第3項がスピントランスファー効果を表す。 $\vec{u}$  はスピン流のドリフト速度を表しており、伝導電子のスピン偏極率  $P$  と電流密度  $\vec{j}$  の積に比例する。この項によれば、磁気モーメントの空間的変化のある領域にスピン偏極電流を流すと磁気モーメントにトルクが作用することとなる。シミュレーションでは磁気円盤を  $4 \times 4 \times 40 \text{ nm}^3$  の二次元セルに分割して記述し、パラメータにはバルク Permalloy の代表的な値を用いた。初めに外部磁場によってコアを変位させ、磁場をスイッチングオフした際の緩和過程から、磁気渦構造の固有振動数  $f_0$  ( $\sim 380 \text{ MHz}$ ) を評価した。次に周波

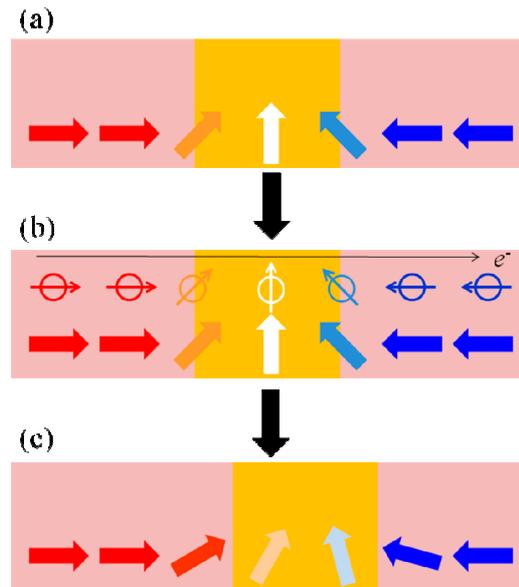


Fig.2 電流による磁壁の移動現象. (a)強磁性細線中の磁壁の模式図. 矢印は局在モーメントの向きを表す. (b)電流を右から左に流した場合、電子の流れはその逆となる。磁壁通過の過程において、伝導電子のスピンへの向きは局在モーメントの向きに追従する。(c)伝導電子のスピンにトルクを与えた反作用として、磁壁が電流方向へ移動する。

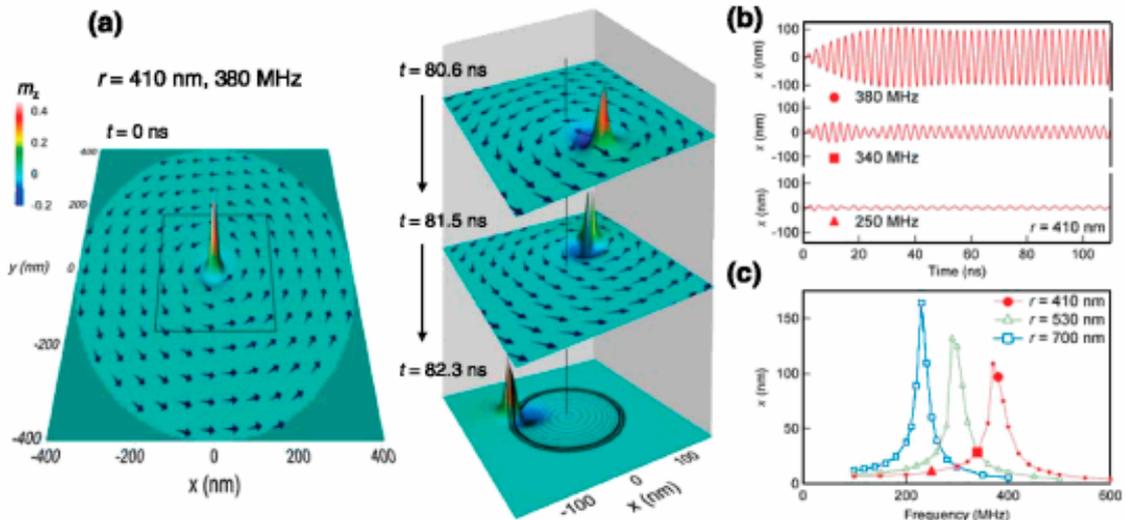


Fig.3 (a) 数値シミュレーションによる磁区構造の時間発展. 半径は410 nm, 膜厚40 nmである. (b)共振周波数近傍の入力電流周波数に対する vortex core の時間発展. (c) 半径410,530,700 nm,膜厚40 nm の Permalloy 円盤における定常状態における vortex core の回転半径の励起周波数依存性.

数  $f_0$  の交流電流を円盤  $x$  方向に  $j(t) = J_0 \sin(2\pi f t)$  という形で印加した. その際のコア座標の時間発展を表したのが図 3(a),(b)である. 始め中心にあった vortex core が電流のスイッチング・オンによって電流方向と逆方向に変位する. vortex core が速度を持つと, 系の Gyroscopic な特性によって, 速度と垂直な方向に力を受ける. 結果として面内での旋回運動が誘起され, 電流の周波数にあわせて振幅が増大していく. やがてスピン偏極電流によるスピントランスファー効果とダンピングがつりあうところで定常軌道となる. 図 3(c)に渦中心の回転半径の周波数に対する依存性を示す. いずれのサイズにおいても, 回転半径はある周波数で共鳴的に増大することが分かる. これらの周波数は磁化の緩和過程に現れる固有振動数と一致していることから, 交流伝電流によって Translational mode の励起が

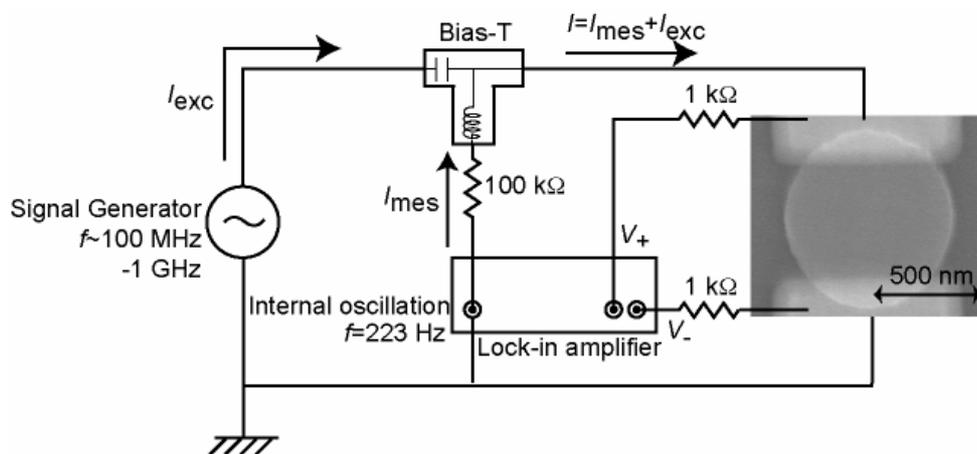


Fig.4 測定回路の模式図と試料の SEM 像. Signal Generator から入力された励起電流は強磁性円盤に注入される際にスピン偏極し, vortex core の共鳴現象を励起する. 共鳴状態における試料の電気抵抗の変化はロックインアンプを用いて検出する.

現れる固有振動数と一致していることから、交流伝電流によって Translational mode の励起が可能であることを表している。

以上得られた結果を実験的に示すために、電流誘起共振状態の電氣的な検出を試みた。測定回路の模式図と試料の SEM 像を図 4 に示す。試料は半径  $0.4\ \mu\text{m}$ - $0.7\ \mu\text{m}$ 、膜厚  $40\ \text{nm}$  の Permalloy( $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$ )円盤であり、電流印加・電気抵抗検出用の Au 端子を取り付けている。ここに外部から交流励起電流と測定用低周波電流を Bias-Tee を介して入力し、励起電流の周波数に対する電気抵抗の変化をロックインアンプによって検出した。図 5(a)に半径  $0.41$ ,  $0.53$ ,  $0.7\ \mu\text{m}$  の  $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$  円盤における電気抵抗の周波数依存性を示す。測定に用いた励起電流は電流密度で  $3\times 10^{11}\ \text{A}/\text{m}^2$ 、電気抵抗測定用の低周波電流は  $15\ \mu\text{A}$  である。半径の異なるいずれの試料においても電気抵抗の周波数依存性にディップが現れる。これらディップ位置の周波数  $f_{\text{dip}}$  は、半径が小さくなると高くなる傾向を示す。 $f_{\text{dip}}$  は数値シミュレーション

によって得られた固有振動数と半定量的に一致しており、交流電流によって、磁気渦の固有運動を励起することができることを示唆している。抵抗変化の大きさは  $2\text{-}3\ \text{m}\Omega$  であり、サイズ依存性はほとんどない。このことは vortex core の回転半径と円盤の半径との比  $k$  が電流密度によって決まることを反映している。異方性磁気抵抗効果との対応から  $k$  の値は  $\sim 0.3$  と評価される。この値は直流電流によるコアの変位[15,16]に比べてはるかに大きく、vortex core の振幅が共鳴的に増幅されていることを表している。この結果についても数値シミュレーションの結果( $k\sim 0.27$ )とほぼ一致する[7]。

#### 4. 共鳴励起を用いた吹き出し磁化の極性反転

ここまで当然のように数値シミュレーションと実験の結果を対応させてきたが、実は両者の間で半定量的な一致がとれることは特筆すべき点である。たとえば磁壁の電流駆動現象においては、磁壁構造の不安定性や non-adiabatic term と呼ばれるスピントランスファー効果以外の電流効果などの寄与を考えなくてはならず、そのために実験結果と数値シミュレーションを対応させるためには多くのパラメーターが必要となる。磁気渦のダイナミクスの場合に単純なシミュレーションとの対応が成り立つのは、磁気渦構造が非常に安定な磁区構造であるということ、および共鳴現象を対象としているためである。言い換えると、磁気渦の電流誘起共鳴現象においては数値シミュレーションの結果をある程度信用して実験を行うことができる。実際に様々な条件下での数値シミュレーションを行って見たところ、偶然にも共鳴励起状態において vortex core の極性が反転するという現象に遭遇した。図 6 に直径  $1\ \mu\text{m}$ 、膜厚  $50\ \text{nm}$  の Permalloy 円盤において、交流励起電流励起周波数を印加した場合の磁区構造の時間変化を示す。はじめ中心にあった vortex core は交流電流のスイッチング・オンによりその振幅を増大させていく。このとき vortex core の内側に逆向きの磁化を持つ領域が少しずつ増大していき、ある瞬間にコアの向きが反転する。通常、静的な磁場によって vortex core の極性を反転させるためには数 kOe の外部磁場が必要であるのに対して、この場合には高々  $10\ \text{mA}$  程度の交流電流でよい。

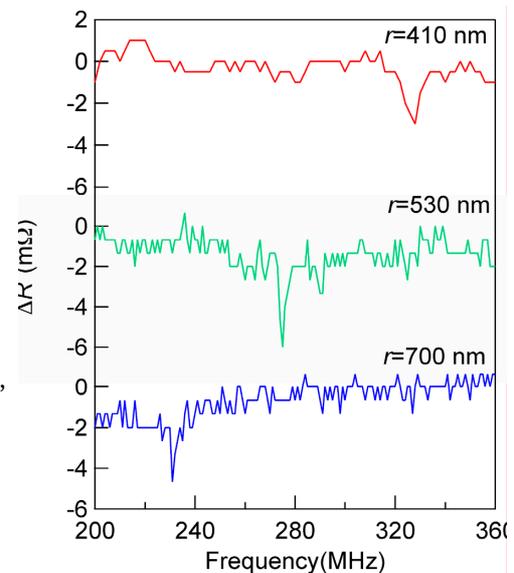


Fig.5 各試料における電気抵抗の励起周波数依存性。励起電流密度は  $3\times 10^{11}\ \text{A}/\text{m}^2$  である。

以上の現象を確認するために、磁気力顕微鏡を用いた交流電流による vortex core 反転の検出を行った。数値シミュレーションの結果によれば、vortex core の反転現象が起こる周期は 20 ns 程度と非常に短いため、ダイナミクスを直接検出するという手法は困難である。そこで本研究では、外部励起電流 ( $f=200\text{-}400\text{ MHz}$ ,  $t=10\text{ sec}$ )印加前後での磁気力顕微鏡像を比較することによって vortex core 反転現象

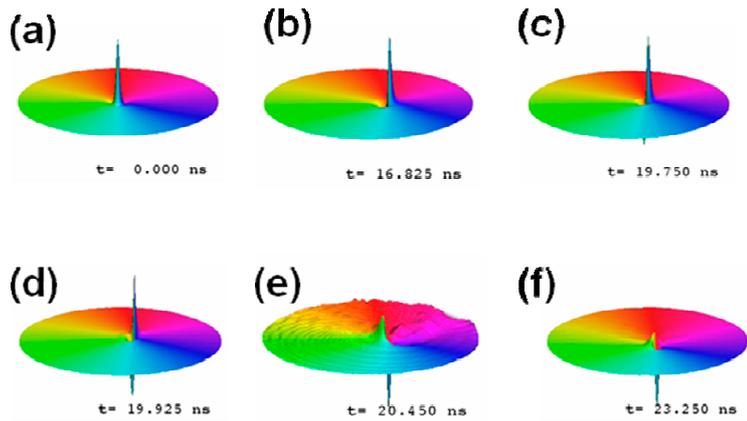


Fig.6 数値シミュレーションによる vortex core の反転過程.

の検出を試みた。励起電流の印加時間は vortex core の反転周期に比べて十分に長いので、vortex core の反転現象が生じている場合には、反転確率は 1/2 となるはずである。

図 7(a)に周波数 290 MHz, 電流密度  $3.4 \times 10^{11}\text{ A/m}^2$  の交流電流を入力した後の磁気力顕微鏡像を示す。はじめ上向きだった vortex core の極性が、交流電流の印加によって下向きに変化する様子が観測されている。さらに交流電流のスイッチングオン・オフを繰り返すと、vortex core の極性がランダムに変化している様子が観測される。励起周波数を変えて同様の測定を行うと(図 6(b)参照), 磁気渦の共振周波数近傍においてのみ極性反転現象が生じていることが分かる。以上の結果より、交流電流による Translational mode の励起によって vortex core の極性反転が生じることが実験的に確かめられた[9].

vortex core の反転がなぜ生じるのかという点に関しては、その反転過程を実験的に検出している訳ではないので、実験的な立場からは何も主張することができない。ただし数値シミュレーションとの対応によれば、共鳴現象によって、vortex core の運動速度が増大すること、および運動中の磁気モーメントに作用する有効磁場がその速度に比例すること、という二点によって定性的に説明することができる。今後、反転過程を含めた実時間・実空間分解観察などで、そのダイナミクスが明らかになると期待される。

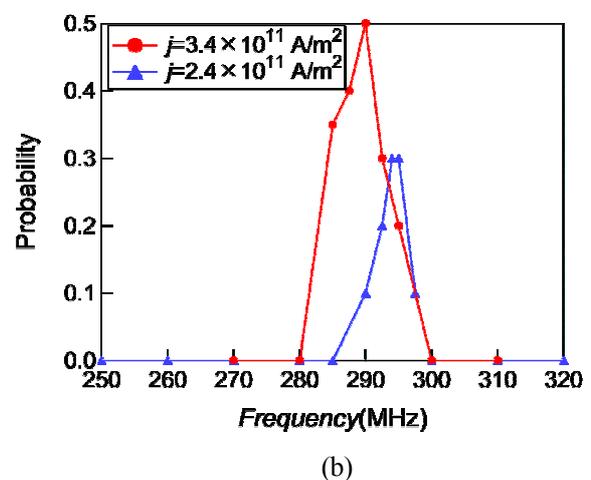
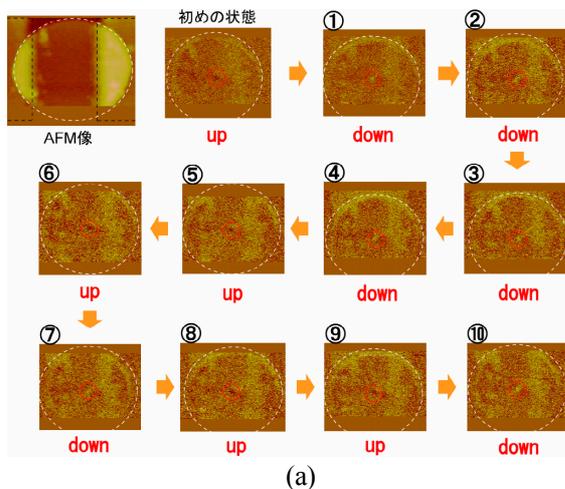


Fig.7 (a)交流電流印加に伴う磁気力顕微鏡像の変化。(b)vortex core 反転確率の励起電流周波数依存性.

## 5. まとめ

本稿では、著者らの最近の研究として、交流電流による vortex core の共鳴励起、およびそれに伴う極性反転現象について紹介した。本研究の実験結果は磁気モーメントの運動を記述する LLG 方程式に基づいたシミュレーションに半定量的に一致しており、従来の研究では得られなかった理論と実験の対応を確立したという点で重要である。さらに vortex core の反転現象を観察することに成功したことは、磁気渦の極性で情報を記憶する新規不揮発性磁気メモリの実現への新たな可能性を示唆するものと考えられる。

## 謝 辞

本研究は仲谷栄伸(電気通信大学情報)、河野浩(大阪大学基礎工学部)、André Thiaville(パリ南大学)各氏との共同研究によるものである。

## 参 考 文 献

- [1] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto and T. Ono, *Science* **289**, 930 (2000).
- [2] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, R. Wiesendanger., *Science* **298**, 577 (2002).
- [3] K.Yu. Guslienko, B. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *J. Appl. Phys.* **91**, 8037 (2002).
- [4] K.Yu. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney, R. Divan, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067205 (2006).
- [5] V. Novosad, F. Y. Fradin, P. E. Roy, K. S. Buchanan, K. Yu. Guslienko, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **72**, 024455 (2005) and references therein.
- [6] B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tylliszczak, R. Hertel, M. Fähnle, H. Brück, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back and G. Schütz, *Nature* **444**, 461(2006)
- [7] S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno and T. Ono, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 107204 (2006).
- [8] S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno and T. Ono, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 2351 (2007).
- [9] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno and T. Ono, *Nature Mater.* **6**, 270 (2007).
- [10] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [11] L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- [12] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 077205 (2004).
- [13] N. Vernier, D. Allwood, D. Atkinson, M. Cooke and R. Cowburn, *Europhys. Lett.* **65**, 526 (2004).
- [14] M. Yamanouchi, D. Chiba, F. Matsukura, and H. Ohno, *Nature (London)* **428**, 539 (2004).
- [15] J. Shibata, Y. Nakatani, G. Tatara, H. Kohno, and Y. Otani, *Phys. Rev. B* **73**, 020403(R) (2006).
- [16] T. Ishida, T. Kimura, and Y. Otani, *Phys. Rev. B* **74**, 014424 (2006).

## 著者略歴



葛西 伸哉(Shinya KASAI)

京都大学化学研究所ナノスピントロニクス領域 助教

経歴 2004年 慶應義塾大学大学院理工学研究科基礎理工学専攻後期博士課程修了(博士(理学)),同年京都大学化学研究所助手, 2007年 職名変更により助教, 現職.



山田 啓介(Keisuke YAMADA)

京都大学大学院理学研究科化学専攻 前期博士課程2年

経歴 2005年 同志社大学工学部機能分子工学科卒



小林 研介(Kensuke Kobayashi)

京都大学化学研究所ナノスピントロニクス領域 准教授

経歴 1998年 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻 博士課程中退, 同年東京大学大学院理学系研究科助手, 1999年 博士(理学)取得, 東京大学物性研究所助手, 2005年 京都大学化学研究所助教授. 2007年 職名変更により准教授. 現職.



小野 輝男(Teruo ONO)

京都大学化学研究所ナノスピントロニクス領域 教授

経歴 1996年 京都大学大学院理学研究科博士課程終了(博士(理学)), 1996年 日本学術振興会特別研究員, 1997年 慶應義塾大学理工学部物理学科助手, 2000年 大阪大学大学院基礎工学研究科講師, 2002年 大阪大学大学院基礎工学研究科助教授, 2003年 京都大学化学研究所助教授(併任) 2004年 京都大学化学研究所教授, 現職.