Stability of Vortex Structure on Core Switching

T. Sato, and Y. Nakatani

Graduate School for Informatics and Engineering, Univ. of Electro-Communications, 1-5-1 Chofugaoka, Chofu-shi, Tokyo, 182-8585, Japan

The stability of the vortex structure on vortex core switching was investigated by using micromagnetic simulation. The method by the vortex core switching simulation by AC spin current is used to investigate this. Furthermore, the adequacy of the result was investigated by the evaluation of the magnetic energy. The switching simulation revealed that the vortex core did not switch around the transition dimension of magnetic disks between single-domain structure and the vortex structure in a remanent state, and the disk diameter needed to be increased to about 20 to 80 nm for stable vortex core switching compared with the stability limit in the remanent state. Furthermore, the results we obtained from our evaluation of magnetic energy agreed with the results obtained by simulating vortex core switching. Therefore, the result of the core switching simulation is also assured by the evaluation of magnetic energy.

Key words: micromagnetic simulation, magnetic vortex, stability of vortex structure

磁気渦コア反転における磁気渦構造の安定性

佐藤知徳・仲谷栄伸

電気通信大学情報理工学研究科, 東京都調布市調布ヶ丘 1-5-1 (〒182-8585)

1. はじめに

現在, 次世代不揮発性メモリのメモリセルとして, サブミクロンサイズの磁気ディスクに現れる磁気渦を用いる方法が提案されている^{1)-13), 15)-23)}. この磁気ディスク内部では, 静磁エネルギーを減少させるために渦状の磁化構造が出現する. この渦構造には 2 つの特徴量がある. 1 つは渦の回転方向(Chirality)であり, もう 1 つは渦の中心(渦コア)での磁気モーメントの向き(Polarity)である¹⁾. 磁気渦構造は外部磁界に対して非常に安定であるため, これらの特徴を利用することで磁気メモリへの応用が可能であると考えられていた. しかしながら, 磁気渦構造が非常に安定な構造であるために, 例えば DC 磁界で渦コアの向きを変えるためには磁気ディスク面直方向に約 3000 Oe の非常に強い磁界を加える必要があり²⁾⁻³⁾, メモリデバイス実現への問題となっていた. しかしながら近年, 磁界やスピン電流を用いて効率よく渦コアの向きを反転させる種々の手法が提案され, 現在渦コアの操作に関する研究が盛んに行われている⁴⁾⁻¹¹⁾.

メモリデバイスを実現するためのもう一つの問題として渦構造の安定性が挙げられる. メモリの集積度は磁気ディスクサイズに依存するが, 渦構造がディスクに現れる条件もまたディスクサイズに依存する¹²⁾. このため渦構造が安定して現れるディスクサイズの調査が必要となる. 残留磁化状態において磁気渦構造が安定に出現するディスクのサイズについては既に報告がされている^{12), 13)}. しかしながら, 渦コアの反転操作を行う場合, 操作中に渦構造が壊れてしまうことも考えられる. このため安定して渦コアの操作を行うためには, 残留磁化状態で渦構造が安定して現れるディスクよりも大きなディスクが必要になることが予想される. 文献 12 では静的に安定な磁化状態としてラン

ダムな磁化構造を初期値として与え, 緩和してから得られた状態を安定な磁化構造としている. しかし, この方法から得られる構造はエネルギー極小の一つであるが, エネルギーが最小の構造ではない可能性があった. また, 静的な評価しか行っておらず, 渦コアが反転するような動的な条件での安定性については議論されていなかった.

本論文では残留磁化状態の渦構造の安定性は, 出現する可能性がある磁化構造のエネルギーを計算し, それらを比較することで, そのディスクに現れる磁化構造の中で最もエネルギーが低い状態での安定性を計算した. また, 動的な条件での安定性については, 実際に AC 電流による渦コアの反転シミュレーションを行うことで渦コア反転時に現れる複雑な磁化構造の動的変化を考慮し, 磁化反転時に渦構造が崩れずに安定して反転を行うことができるディスクサイズの条件を調べた.

結果として, 残留磁化状態で渦構造が安定して出現するのに必要なディスクサイズよりも, 渦構造を崩さずに反転するには 20~80 nm 程度ディスクの直径を大きくする必要があることがわかった. また, 磁化反転シミュレーションで得られた渦コアの反転エネルギーから同様に条件を調べたところ, 両者の結果が一致することが確認でき, 磁化反転シミュレーションで得られた結果が妥当であることを示した.

2. シミュレーション

計算ではディスクサイズを直径 20~200 nm, 膜厚 5~40 nm で変化させて, その構造の安定性を調べた⁶⁾. 計算対象のディスクは 4 nm × 4 nm × (膜厚) のセルを用いて離散化した. 各セル内の原子磁気モーメントの運動は

Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式にスピントルク項を導入した式(1)に従うものとして計算した^{6), 7)}.

$$\dot{\mathbf{m}} = -\gamma(\mathbf{m} \times \mathbf{H}) + \alpha(\mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}}) - \mathbf{u} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x}, \quad u = \frac{g\mu_B J P}{2eM_s} \quad (1)$$

$$\mathbf{H} = -\frac{\delta \varepsilon}{\delta \mathbf{M}}, \quad (2)$$

$$\varepsilon = A(\nabla \mathbf{m})^2 - \frac{1}{2} \mathbf{H}^D \cdot \mathbf{M} \quad (3)$$

ここで、 $\mathbf{m}$, $\mathbf{H}$, α , γ はそれぞれ原子磁気モーメントの向き、原子磁気モーメントに加わる実効磁界、損失定数、磁気回転比を表わし、 g, μ_B, J, P, e, M_s は gyromagnetic splitting factor, ボア磁子, スピン電流密度, 分極率, 電荷, 飽和磁化を表す。 $\mathbf{u}$ は電流速度と呼ばれ、そのベクトルは電子の移動方向を表す¹⁴⁾。ここで、電流密度はディスク内で一様であると仮定し、ディスク面を x - y 平面、ディスクに対して垂直な方向(コアが向く方向)を z 方向として計算を行った。電子の移動方向は x 方向として計算した。また、 $\mathbf{M}$, $\mathbf{H}^D$ はそれぞれ磁気モーメント、静磁界を表わす。材料定数は Permalloy の値である $M_s = 800 \text{ emu/cm}^3$, $A = 1.0 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$, $K_u = 0$, $\alpha = 0.01$, $P = 0.7$ ⁷⁾を用いた。ディスクの磁気エネルギーは、式(3)のエネルギー密度から求めた。

計算では、渦コア反転時の安定性を調べる前に、まず磁気エネルギーから残留磁化状態における渦構造の安定性を調べた。この結果は、後のエネルギーによる安定性の評価で用いた。

渦コア反転時の渦構造の安定性は、AC スピン電流による渦コア反転シミュレーションから求めた。この時、構造が渦コア反転後も安定して存在する場合と、渦構造が崩れ他の磁化構造へ変化する場合のディスクサイズの条件を調べた。次に、シミュレーションから求めた渦コアの反転エネルギーと磁化構造のエネルギーから、渦構造が崩れずに反転するディスクサイズの条件を調べ、磁化反転シミュレーションで得られた結果の妥当性を調べた。

3. 残留磁化状態における安定性

ここでは、磁気ディスクに現れる磁化構造のエネルギーから残留磁化状態で安定して現れる磁化構造を求め、渦コア構造が安定して存在するディスクサイズの条件を調べた。

残留磁化状態における渦コアの安定性についてはすでに実験とシミュレーションの両方から報告されている^{12), 13)}。しかし、文献 13 では本論文で用いた Permalloy とは異なる Supermalloy を用いた研究であり、また、文献 12 では静的に安定な磁化状態としてランダムな磁化構造を初期値として与え、緩和してから得られた状態を安定な磁化構造としている。しかし、この方法から得られる構造はエネルギー極小の一つであるが、エネルギーが最小の構造ではな

い可能性があった。本論文では、ディスクサイズごとに出現する可能性がある磁化構造のエネルギーをそれぞれ計算し、得られたエネルギーを比較することで、そのディスクで出現する磁化構造の中で最もエネルギーが低い状態で残留磁化状態の安定性について議論した。

本論文で用いたディスクサイズでは渦構造または単磁区構造が出現するため¹²⁾、各ディスクサイズで渦構造のエネルギー(E_v)と、単磁区構造のエネルギー(E_{sd})を計算し、両者のエネルギー差($E_{sd} - E_v$)より安定して存在する構造を調べた。ここで、単磁区構造のエネルギーは、十分に大きな磁界を 1 方向に適用し、磁化が 1 方向を向いた状態から計算をはじめた。その後、磁界を切り磁化構造が緩和した状態のエネルギーを計算した。渦構造のエネルギーについては、単磁区構造のエネルギー計算と同様に磁界を 1 方向に適用し、磁化が 1 方向を向いた状態から計算をはじめた。しかし、単磁区構造が安定なディスクサイズでは渦構造が出にくいので、ディスクに対して垂直な方向に磁界を適用することで渦構造が出現するようにし、渦構造が出現した後は磁界を切り、磁化構造が緩和した時のエネルギーを計算した。Fig. 1 にディスクの直径と膜厚による、両者の構造のエネルギー差の変化を示す。図中の差し込み図の矢印は磁化構造を表わす。

ここで渦構造のエネルギーと単磁区構造のエネルギーが等しくなる線($E_{sd} - E_v = 0 \text{ erg}$)が、残留磁化状態における渦構造の安定限界の条件となる。また、エネルギー差がプラスとなる領域($E_{sd} - E_v > 0 \text{ erg}$)では単磁区構造のエネルギーが大きいため、渦構造が出現しやすく、反対にマイナスとなる領域($E_{sd} - E_v < 0 \text{ erg}$)では単磁区構造が出現しやすい。

ここで得られた安定限界の条件は文献 12 で示されている結果よりも直径が小さい結果となった。これは文献 12

Fig. 1 Change in energy difference between single-domain structure and vortex structure by using disk dimension ($E_{sd} - E_v$). The arrow of the inset figures indicates the magnetization structure of the disk. The single-domain state appears in the left area of the 0 erg line. The vortex state appears in the opposite area.

ではエネルギー極小状態が得られたためと考えられる。

ここで、円形ディスクを立方体セルで離散化しているため、セルサイズが得られた結果に影響を与えている可能性がある。そこで、セルサイズによる影響を調べるために $2\text{ nm} \times 2\text{ nm} \times (\text{膜厚})$ セルを用いて同様の計算を行った。直径が小さいディスクでは元の円形ディスクと離散化したディスクの体積の差の割合が大きくなる。そこで、セルサイズの影響が大きいと考えられ、各構造の境界に近い $D = 40\text{ nm}$, $h = 40\text{ nm}$ を用いた。結果として、セルサイズによるエネルギー差は2 perg 程度であった。また、膜厚が厚いところでは膜厚方向にも構造が現れることが考えられるため、 $h = 30, 40\text{ nm}$ のディスクを直径を変化させて $4\text{ nm} \times 4\text{ nm} \times 5\text{ nm}$ のセルで離散化した3次元モデルを用いて計算した。3次元モデルでは直径、膜厚がそれぞれ約 $D = 80\text{ nm}$, 約 $h = 30\text{ nm}$ 以上になると2次元モデルで得られたエネルギーと10%以上の差が現れ始めた。このとき、磁気ディスク内では膜厚方向にねじれた磁化構造が出現した。しかし、安定性の境界となるディスクサイズ付近ではエネルギーの差が6 perg 程度であった。したがって、 $h = 40\text{ nm}$ の場合、直径が 40 nm 変化した時にエネルギーが約100 perg 変化しているため、得られた安定性限界への影響は最大で直径3 nm 程度であると考えられる。以上のことから計算セル・計算モデルによる計算結果への影響は小さいと考えられる。

4. 渦コアの反転を伴う場合の安定性

3章では、ディスクの磁気エネルギーより、磁気渦構造が安定して現れるディスクサイズの条件を求めた。しかし、磁界またはスピンの電流による渦コアの操作を伴う場合、残留磁化状態で渦構造が安定して現れるディスクでもこの操作によって渦構造が崩れてしまうことが考えられる。そこで本章では、AC スピン電流を適用し、渦構造が崩れずに渦コアが反転するディスクのサイズの限界を調べた。ディスクサイズの限界を調べる手法としては、4.1章でAC電流による渦コア運動シミュレーションによる手法から渦構造の安定性を評価し、4.2章では磁気エネルギーから4.1章で得られた結果の妥当性について評価した。

4.1 渦コア反転シミュレーション

各ディスクサイズで、AC スピン電流による渦コアの反転シミュレーションを行い、渦コア操作を伴う場合の渦構造の安定性を調べた。渦コアを効率よく反転させるにはその磁気ディスク固有の共振周波数で渦コアを共振回転運動させる必要がある。そこで、電流の周波数は各ディスクの共振周波数に合わせてシミュレーションを行った。AC スピン電流を適用した場合、“渦構造を保ったまま渦コアが定常回転運動”、“渦コアが反転”、“渦構造が崩れ他の磁化構造に変化”の3つの磁化構造の変化がみられる。ディスクサイズによらず十分に電流密度が低い場合では渦構造を保った

まま渦コアが定常回転運動することが確認できる。一方、電流密度が高い場合ではディスクサイズによって渦コアが反転するか渦構造が崩れて他の磁化構造に変化するかは異なる。そのため、各ディスクで電流密度を変化させ、電流密度は渦コアが反転するか、渦構造が崩れ他の磁化構造に変化するまで上昇させた。Fig. 2に渦構造が崩れずに渦コアが反転する限界のディスクサイズを示す。

比較対象として、3章で得られた残留磁化状態において渦構造が現れるディスクサイズの限界も破線で示した。渦構造が崩れずに渦コアが反転する場合、ある一定の回転半径まで渦コアが移動すると渦-反渦対が現れ、対消滅することで元の磁化方向とは反対の向きの渦コアが残る⁷⁾。一方で、単磁区構造化する場合では渦-反渦対が出現する前に渦コアがディスクから脱出してしまうため反転が起こらない。このとき、渦コアの回転半径はディスクのエッジまで増加し、そのままディスクから脱出してしまうことがわかった。また、単磁区構造化するために磁化構造にスピントルクがほとんどかからなくなる。そのため、電流を掛け続けた場合でも磁化構造の変化がほとんど起こらずエネルギーの変化がほとんどなくなる。したがって、渦構造が安定なディスクサイズであるにも関わらず単磁区構造から渦構造へ変化するために必要なエネルギーが得られず、一度単磁区構造化した場合、電流を掛け続けても渦構造に戻ることは見られなかった。

本章で示した結果は、反転する最小の電流密度での結果であるが、用いた電流密度以上の電流を適用しても、渦コアがディスクのエッジに達する前に渦コアが反転するため、本章で得られたディスクサイズの限界は変化しなかった。また、単磁区構造化後に電流を切り、渦構造へ磁化構造が変化するかについて調べたところ、残留磁化状態で渦構造が現れるディスクサイズでも渦構造には戻らないことがわかった。

Fig. 2 Limits of stable dimension in the remanent state and in vortex core switching without collapsing its structure. In the right side of the solid line, the vortex core switches. In the opposite side, the vortex structure collapses and changes to the single-domain structure.

るディスクサイズよりも渦コアが安定して反転するには膜厚が厚い場合にはディスクの直径を約 20 nm 程度、膜厚が薄い場合には約 80 nm 程度増加させる必要があることがわかった。

ここで、3 章で行った検証と同様に計算セル・計算モデルによる影響を調べるために、2 nm×2 nm×(膜厚)と 4 nm×4 nm×5 nm のセルで離散化したモデルについて計算を行った。計算セルのサイズはディスクの直径が小さい場合に影響が現れやすく、計算モデルは膜厚が厚い場合に影響を受けやすいため、ここでは $h = 40$ nm の場合について計算を行った。2 nm×2 nm×(膜厚)のセルを用いた場合、コアが安定して反転する境界は直径が 42 nm から 46 nm の間と求められた。また、4 nm×4 nm×5 nm のセルを用いた場合では直径が 36 nm から 40 nm の間と求められた。したがって、4 nm×4 nm×(膜厚)のセルを用いて計算した結果との差は数 nm であり、計算セル・計算モデルによる計算結果への影響は小さいと考えられる。

4. 2 磁気エネルギー

次にディスクの磁気エネルギーから渦コアが渦構造を崩さずに反転するディスクサイズの限界を調べた。

まず渦コア反転時や単磁区化のためのエネルギーバリアを調べるために、AC 電流による渦コア操作シミュレーションを行い、渦コアが反転する場合と単磁区構造化する場合のエネルギーの時間変化を調べた。Fig. 3 に渦コアが反転する場合($D = 120$ nm, $h = 20$ nm のディスク)、Fig. 4 に磁気渦が崩れ単磁区構造化する場合($D = 60$ nm, $h = 20$ nm のディスク)のエネルギーの時間変化を示す。

両方の場合、電流によって渦コアが回転運動し回転半径が次第に増加するため、磁気エネルギーが増加する。ここで、各ディスクの単磁区構造のエネルギーと各構造のエネルギーの時間変化を比較すると、渦コアが反転する場合(Fig. 3)では渦コアのエネルギーは最大となる渦コア反転時でも単磁区構造のエネルギーより低い。したがって、Fig. 3 ではコアは一度だけ反転し、渦構造を保ったまま定

Fig. 3 Change in magnetic energy over time with disks of $D = 120$ nm and $h = 20$ nm. The solid line shows the energy of single-domain state, and the dashed line shows the energy of the vortex state induced by current with $j = 4.5 \times 10^{11}$ A/m², $f = 1.17$ GHz.

Fig. 4 Change in magnetic energy over time with disks of $D = 60$ nm and $h = 20$ nm. Solid line indicates energy of single-domain state, and dashed line indicates energy of vortex state induced by current with $j = 9.6 \times 10^{11}$ A/m² and $f = 1.38$ GHz. When vortex state changes to single-domain, vortex core moves to the edge of disk

常回転運動している。AC 電流による渦コアの反転では電流を流し続けることで何度も反転すると考えられるが、Fig. 3 の条件では 1 μ s まで電流を流し続けても次の反転が見られなかった。そこで、電流密度を渦コアが反転せず定常回転運動する $j = 4.47 \times 10^{11}$ A/m² まで下げて同様の計算を行ったところ渦コアが定常回転運動する前に一時的に定常回転運動時よりもエネルギーが高くなることが確認された。したがって、Fig. 3 で見られる反転はこの一時的なエネルギーの上昇時に起こったものと考えられる。この反転は一般的な AC 電流を用いた連続反転とは異なり、突然電流を入れたことによる反転であるため、ゆっくりと電流を入れた場合には電流密度や電流の周波数などの反転条件は変わることが考えられる。しかし、ディスクサイズが同じであればゆっくりと電流を入れた場合でも最終的に渦コアが反転するか単磁区構造化するかは渦構造の安定性によって決まるため同じ結果が得られると考えられる。したがって、本論文で得られた境界条件への影響はないと考えられる。本論文では反転電流密度を最小かつ一度でも反転する場合の電流密度としているため、Fig. 3 で示したような AC 電流で見られる連続反転でない場合についても”渦コアの反転”とした。一方で、単磁区構造化する場合(Fig. 4)では単磁区構造のエネルギーを越えた後に単磁区構造化していることがわかる。したがって、単磁区構造化する場合では、スピントルクによって磁化構造が変化し、これに伴い磁気エネルギーが増加し、反転を起こす前に単磁区構造のエネルギーを越える場合に単磁区構造化することがわかる。

ここで、反転エネルギー(E_{swt})を Fig. 3 における初期のエネルギーと反転時のエネルギーの差とすると、渦構造のエネルギーと反転エネルギーを足した値($E_v + E_{swt}$)が単磁区構造のエネルギー(E_{sd})よりも小さい場合に渦コアは反転し、反対に大きい場合には単磁区構造化することが予想される。そこで、各ディスクサイズで反転に必要なエネル

Fig. 5 Change in magnetic energy of each state of disk diameter with disk thickness of $h = 20$ nm.

ギーを計算し、反転エネルギーと渦構造、単磁区構造のエネルギーから渦構造が崩れずに反転するディスクサイズを計算した。まず、すべてのディスクサイズで反転エネルギーの計算を行った。単磁区構造化するディスクサイズでは反転時のエネルギーが得られないため、反転するディスクサイズの反転エネルギーから補外して計算した。Fig. 5 にディスクの膜厚を $h = 20$ nm で固定し、直径を変化させた場合の各エネルギーの変化を示す。

E_{SD} , $E_V + E_{SWT}$, E_V はそれぞれ残留磁化状態の単磁区構造のエネルギー、残留磁化状態での渦構造のエネルギーと反転エネルギーを足し合わせたもの、残留磁化状態の渦構造のエネルギーを示している。各エネルギーはディスクの直径に対して線形に変化し、Fig. 4 の結果と同様に $E_V + E_{SWT}$ が E_{SD} を越える場合 ($E_V + E_{SWT} > E_{SD}$) に単磁区構造化することがわかる。したがって、 $E_V + E_{SWT} = E_{SD}$ となる場合が、渦構造が崩れずに渦コアが反転するディスクサイズの限界であり、膜厚 $h = 20$ nm の場合、渦コアが安定して反転するには直径が約 $D = 100$ nm 以上必要であることがわかる。他の膜厚でも同様にして渦コアが安定して反転する限界を調べるために、 $E_{SD} - (E_V + E_{SWT})$ を各ディスクサイズで計算した。結果を Fig. 6 に示す。

Fig. 6 Change in energy difference by using disk dimension ($E_{SD} - (E_V + E_{SWT})$)

図ではまた 4.1 章で得られた渦構造が崩れずに渦コアが反転する境界を実線で示した。膜厚が薄い $h = 10$ nm 以下では直径を大きくしても渦コアが反転せずに単磁区構造化してしまったため、膜厚 $h = 15$ nm~40 nm までの結果を示した。得られたエネルギー差がプラスとなる場合、 E_{SD} が十分に大きいため、渦コア反転時でも渦構造のエネルギーは E_{SD} を越えずに渦コアが反転する。一方で、エネルギー差がマイナスとなる場合は、渦コアの回転運動中に E_{SD} を越えてしまい単磁区構造化する。エネルギーの差が 0 となる場合、渦コア回転運動中の渦構造のエネルギーの最大値が E_{SD} と等しくなる。したがって、 $E_{SD} - (E_V + E_{SWT}) = 0$ となる境界が渦コアの反転を伴う場合の単磁区構造化と渦コアの反転を分ける境界である。

Fig. 6 の結果は、渦コア反転シミュレーションから得られた渦構造が崩れずに反転する境界 (Fig. 2) とほぼ一致しており、磁気エネルギーから渦コア反転シミュレーションで得られた結果の妥当性が確認された。しかしながら、膜厚が $h = 30$ nm 以上で膜厚が増加するにつれて反転シミュレーションから得られた結果とのずれが大きくなってきている。これは、反転エネルギーが余分に大きく得られたためであると考えられる。特に、膜厚が厚く、直径が小さいところでは反転時の磁化構造が変化する割合が大きいため、純粋な反転に必要なエネルギー以外のエネルギーが加わったと推測される。

ここで、4 章で得られた結果は文献 12 で示されている結果とほぼ一致した。一度渦構造が単磁区構造化した場合に、電流を切った後でも渦構造へ戻らないことからわかるように単磁区構造化後はエネルギー極小状態である。したがって、文献 12 で得られているエネルギー極小状態と 4 章で得られた境界条件の結果が一致することがわかった。

最後に、3 章、4.1 章で行った検証と同様に計算セル・計算モデルによる影響を調べるために、 $2 \text{ nm} \times 2 \text{ nm} \times (\text{膜厚})$ と $4 \text{ nm} \times 4 \text{ nm} \times 5 \text{ nm}$ のセルで離散化したモデルについて計算を行った。ここでは、本章で得られた安定性の境界に近く、最も膜厚が厚い $D = 60$ nm, $h = 40$ nm について計算を行った。 $2 \text{ nm} \times 2 \text{ nm} \times (\text{膜厚})$ と $4 \text{ nm} \times 4 \text{ nm} \times (\text{膜厚})$ で離散化したモデルの結果を比較すると 7 perg 程度の差がみられた。また、 $2 \text{ nm} \times 2 \text{ nm} \times (\text{膜厚})$ と $4 \text{ nm} \times 4 \text{ nm} \times 5 \text{ nm}$ で離散化したモデルの結果を比較した場合は 9 perg 程度の差がみられた。 $h = 40$ nm の場合、エネルギーは直径が約 60 nm 変化した時に 200 perg 変化しているため、安定性境界への影響は最大で直径 3 nm 程度であると考えられる。また、残留磁化状態では直径、膜厚が $D = 80$ nm, $h = 30$ nm 以上で 3 次元モデルを用いた場合に膜厚方向にねじれた構造が出現することが確認された。そのため、エネルギーによる評価でねじれた構造が与える影響を確認するために $h = 30$ nm においてコアが安定する境界を調べた。結果として、境界は直径 69 nm と求められ、2 次元モデルの結果とほぼ一致することを確認した。以上のことから計算セ

ル・計算モデルによる計算結果への影響は小さいと考えられる。

5. まとめ

本論文では、マイクロマグネティックシミュレーションを用いて、渦コアの構造が崩れずに磁化反転するディスクサイズの条件を求めた。この条件の評価は、磁化反転シミュレーションを用いて調べ、さらに磁化反転時のエネルギーから得られた結果の妥当性を調べた。

磁化反転シミュレーションでは、渦構造が崩れて単磁区構造化する場合、コアの磁化反転は起こらず、渦コアの回転半径はディスクのエッジまで増加し、そのまま脱出することがわかった。また、磁化反転時のエネルギーからは、スピントルクによって磁化構造が変化し、これに伴い磁気エネルギーが増加し、反転を起こす前に単磁区構造化のエネルギーを越える場合に単磁区構造化することがわかった。これらの評価手法で得られた渦構造が崩れずに反転する条件はほぼ一致し、磁化反転時のエネルギーから磁化反転シミュレーションで得られた結果の妥当性を確認した。ここで得られた条件から、残留磁化状態で渦構造が安定して現れるのに必要なディスクサイズよりも、渦構造を崩さずに渦コアが反転するには 20~80 nm 程度ディスクの直径を大きくする必要があることがわかった。

謝辞 本研究の一部は、文部科学省科学研究費補助金特定領域研究「スピン流の創出と制御」の助成により行われた。

References

- 1) J. Raabe, R. Pulwey, R. Scattler, T. Schweinböck, J. Zweck, and D. Weiss: *J. Appl. Phys.*, **88**, 4437 (2000).
- 2) T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, and T. Shinjo: *J. Magn. Magn. Mat.*, **240**, 1 (2002).
- 3) A. Thiaville, J. M. Garcia, R. Dittrich, J. Miltat, and T. Schrefl: *Phys. Rev. B*, **67**, 094410 (2003).
- 4) S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stöhr, and H. A. Padmore: *Science*, **304**, 420 (2004).
- 5) B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tylliszczak, R. Hertel, M. Fähnle, H. Bruckl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back, and G. Schutz: *Nature*, **444**, 461 (2006).
- 6) S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, and T. Ono: *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 107204 (2006).
- 7) K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, A. Thiaville, and T. Ono: *Nature Mat.*, **6**, 270 (2007).
- 8) R. Hertel, S. Gliga, M. Fähnle, and C. M. Schneider: *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 117201 (2007).
- 9) B. Krüger, A. Drews, M. Bolte, U. Merkt, D. Pfannkuche, and G. Meier: *Phys. Rev. B*, **76**, 224426 (2007).
- 10) S.-K. Kim, K.-S. Lee, Y.-S. Choi, and Y.-S. Yu: *IEEE Trans. Magn.*, **44**, 3071 (2008).
- 11) T. Kamionka, M. Martens, K. W. Chou, M. Curcic, A. Drews, G. Schütz, T. Tylliszczak, H. Stoll, B. V. Waeyenberge, and G. Meier: *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 137204 (2010).
- 12) M. Konoto, A. Fukushima, R. Matsumoto, H. Kubota, K. Yakushiji, A. Sawa, S. Yuasa, and K. Ando: *Appl. Phys. Express*, **3**, 063001 (2010).
- 13) R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, and M. E. Welland: *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1042 (1999).
- 14) A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and Y. Suzuki: *Europhys. Lett.*, **69**, 990 (2005).
- 15) K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi: *Phys. Rev. B*, **65**, 024414 (2001).
- 16) K. Y. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi: *J. Appl. Phys.*, **91**, 8037 (2002).
- 17) A. Ivanov, and C. E. Zapol: *J. Appl. Phys.*, **95**, 7444 (2004).
- 18) X. Zhu, Z. Liu, V. Metlushko, P. Grütter, and M. R. Freeman: *Phys. Rev. B*, **71**, 180408 (2005).
- 19) K. Y. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney, R. Divan, and S. D. Bader: *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 07205 (2006).
- 20) K. Y. Guslienko, K.-S. Lee, and S.-K. Kim: *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 027203 (2008).
- 21) M. Weigand, B. Van Waeyenberge, A. Vansteenkiste, M. Curcic, V. Sackmann, H. Stoll, T. Tylliszczak, K. Kaznatcheev, D. Bertwistle, G. Woltersdorf, C. H. Back, and G. Schütz: *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 077201 (2009).
- 22) S. Barman, A. Barman, and Y. Otani: *IEEE Trans. Magn.*, **46**, 1342 (2010).
- 23) T.-Y. Chen, and P. A. Crowell: *IEEE Trans. Magn.*, **46**, 1457 (2010).

2011年10月28日受理, 2012年03月30日採録