アモルファス薄膜における磁壁ピンニングの解析

Micromagnetic Simulation of Wall Pinning Amorphous Thin Film

浅田裕法・早田佳文・山崎二郎*・竹澤昌晃*・小柳 剛

山口大学大学院理工学研究科, 宇部市常盤台 2-16-1 (〒755-8611)

*九州工業大学, 北九州市戸畑区仙水町 1-1 (〒804-8550)

H. Asada, Y. Wasada, J. Yamasaki*, M. Takezawa,* and T. Koyanagi

Dept. of Symbiotic Environmental Systems Engineering, Yamaguchi Univ., 2-16-1 Tobikwadai, Ube 755-0076

* Kyushu Institute of Technology, 1-1 Sensui-cho, Tobata-ku, Kitakyushu 804-8550

Micromagnetic simulation based on the Landau-Lifshitz-Gilbert equation was performed to clarify the effect of self-induced anisotropy on domain wall behavior such as wall broadening and wall pinning. In this simulation, the discretization region was in the cross-section normal to the film plane. Self-induced anisotropy was modeled as follows: first, with the uniform easy axis set normal to the calculation region, the domain wall profile is calculated. Next, after relaxation, with the easy axis direction set to be the same as the magnetization direction, the domain wall profile is re-calculated. A flux-closure asymmetric vortex domain wall (C-shaped) is obtained and the domain wall width increases after the easy axis direction has been set to be the same as the magnetization direction. The increase in the wall width becomes larger with increasing film thickness, which agrees with the experimental results. Positive and negative magnetic fields are applied to estimate the depinning field of the wall. Simulation results show different depinning fields in the direction of the wall movement. The dependences of the depinning field on the film thickness and various wall configurations, such as a two-vortex state (S-shaped), are also presented.

Key words: self-induced anisotropy, pinned wall, amorphous film, micromagnetic simulation, depinning field

1. はじめに

アモルファス磁性体には結晶磁気異方性がないため、磁気特性は外部から誘導される磁気異方性に大きく依存する。アモルファス材料に消熱状態で熱処理を施すと、磁壁部分には磁化方向に沿って局所的な磁気異方性が誘導されるため、磁壁のピンニングサイトとなる¹⁾。この磁壁がピンニングサイトをはずれることにより大バルクハウゼン効果が生じる。したがって、適当な熱処理を施すことで大バルクハウゼン跳躍素子を得ることができ、センサータグなどへの応用が進められている。しかしながら、磁化反転磁界の不安定性などの問題が残っており、特性改善のためには磁壁のピンニング機構の解明が不可欠である。このため、カー効果顕微鏡を用いた観察による磁化構造や磁化反転過程などの研究が行われており、我々は、磁壁幅の熱処理温度依存性や、ピンニング磁界について評価してきた^{2),3)}。また、1次元のブロッホ磁壁において誘導異方性を想定した解析やシミュレーションが行

われている^{4),5)}。しかしながら、薄膜においては静磁エネルギーを減少させるために膜表面でネール構造をもった膜厚方向に非一様な磁壁構造となる⁶⁾。このため、磁気異方性容易軸も2次的に分散している。カー効果顕微鏡による観察においては、薄膜内部の磁化構造についての情報は得られず、このような観点からも、ピンニング機構についてより詳細に検討を行うためにはマイクロマグネティックなシミュレーションは極めて有効な手段である。

本研究では、誘導磁気異方性をモデル化し、アモルファス薄膜断面を想定した2次元のマイクロマグネティックシミュレーションを行うことで、誘導異方性による磁壁幅の増加やピンニング効果について検討を行った。

2. シミュレーション手法

薄膜平面上に x - y 座標をとり、磁化構造は x 方向に一様であると仮定した。この薄膜の y - z 断面を2次元格子に分割し、各格子点における磁化方向を LLG 方程式を差分法により数値的に解くこと磁化構造を求めた⁷⁾。境界条件として y 方向は無限としている。用いた材料定数は飽和磁束密度 $4\pi M = 8000$ Gauss, 交換定数 $A = 10^{-6}$ erg/cm, 磁気異方性定数 $K_u = 3800$ erg/cm³ である。ジャイロ磁気定数 $\gamma = 1.79 \times 10^7$ (rad/Sec·Oe)とし、ダンピング定数 α は計算の安定性の観点から1.0とした。また、各膜厚 h における計算格子点間隔は y , z 方向とも 50 Å ($h = 0.15$ μm), 100 Å ($h = 0.3, 0.5$ μm), 150 Å ($h = 0.8, 1.0$ μm) とした。

誘導磁気異方性のモデル化および計算は次の手順で行った⁸⁾。まず、(1) x 方向に一様な一軸磁気異方性を想定し、磁化を緩和させた(磁場中熱処理後の磁化状態に対応)。その後、(2)各格子点における磁気異方性の容易軸方向をその点の磁化に平行に再配列させ磁化を緩和させた。この手順(2)を繰り返すことで熱処理による誘導磁気異方性を模擬した。したがって、繰り返し回数が熱処理時間に相当するといえる。得られた磁壁に対して x 方向に正および負の駆動磁界を印加し、それぞれの移動方向に対するピンニング磁界を評価した。

3. シミュレーション結果および考察

3.1 磁壁構造

Fig.1は消磁状態で熱処理(300°C,60分)を施したアモルファス薄帯(膜厚 $17\mu\text{m}$)の磁壁を縦カー効果顕微鏡(測定分解能 $0.3\mu\text{m}$)で観察した結果である²⁾。図中、上側の磁壁はヘリカル状磁気異方性によってピンニングされている磁壁である。一方、下側の磁壁は新たに生成した磁壁であり、外部磁界の変化で移動する。つまり、熱処理によってヘリカル状誘導異方性が生じていない部分の磁壁である。図より、熱処理で誘導されたヘリカル状磁気異方性によって大きく磁壁幅が増大していることがわかる。Fig.2にシミュレーション結果の一例を示す。各々、(a) x 方向に一樣な軸磁気異方性を想定したときの磁化状態、(b)手順(2)を5回繰り返した

Fig. 1 Kerr magneto-optic micrograph of domain walls after annealing in a demagnetizing state.

Fig. 2 Simulation results of a asymmetric Bloch wall in a $1\text{-}\mu\text{m}$ -thick film (a) with the easy axis along x ; (b) with the easy axis profile set to the domain wall profile (number of iterations = 5); (c) magnetization angle ϕ at the film surface.

後の磁化状態、および、(c)膜表面における磁化の y 方向からの傾き角 ϕ を示している。膜厚は $1\mu\text{m}$ である。図中、矢印は計算格子点における磁化方向を表している。この図においては、 y 、 z 方向とも実際の計算格子点の5点毎に1つの矢印を示している。磁壁(a)は、膜の中心付近ではブロッホ磁壁となっているが、表面では静磁エネルギーを減少させるためにネール磁壁に変わる。膜上下面のネール磁壁間の静磁エネルギーを減少させるために全体として1個のvortex構造を有した左右非対称な磁壁構造(C-shaped)をとっている。図(b)からわかるように誘導異方性の容易軸方向を磁化方向に再配列させた後の磁壁は、実験結果と同様、広がっている。このとき、磁化の回転は膜厚方向に対しても緩やかになり、ネール磁壁の部分が膜厚方向にも広がっていることがわかる。手順(2)の繰り返し回数に対する磁壁幅の変化をFig.3(a)に示す。Fig.2(c)に示されるように、膜表面における磁化は非対称かつ緩やかに回転しながら $\pm 90^\circ$ に近づいていくことから、ここでは磁壁幅を、磁化の回転の最大勾配からではなく、膜表面の磁化の傾き角度 ϕ が $\pm 90^\circ$ の10%以内になる格子点の間隔で定義している³⁾。繰り返し回数の増加にしたがい磁壁幅は増加するが、その増加の割合は緩やかになっていく。Fig.3(b)はこのときの各磁壁エネルギーの変化である。図より、交換エネルギーが最も支配的であり、交換および異方性エネルギーに比べ、静磁エネルギーは小さいことがわかる。1回目の磁化容易軸の再配列によって、異方性エネルギーは急激に減少し、それにともない緩やかに磁化の回転が行われ、交換エネルギーが減少する。その後のエネルギーの変化をみると、磁壁幅の増加の割合は、繰り返し回数に対する交換エネルギーの減少を反映していることがわかる。一方、静磁エネルギーの変化はほとんどみられなかった。

Fig. 3 Dependence of (a) the wall width and (b) the wall energies (exchange, anisotropy, and demagnetization) on the number of iterations for repeated iterations of the easy axis profile. The film thickness is $1\mu\text{m}$.

Fig. 4は各膜厚における磁気異方性分散前と分散後（繰り返し回数5回）の磁壁幅を示している。膜厚が厚くなるにつれて磁壁幅は広がっているが、膜厚0.15 μm のときは、分散後の磁壁幅は一樣な場合と比べてほとんど増加していないのに対し、膜厚が厚くなるにつれて増加する量が大きくなることからわかる。Fig. 5は異なる膜厚のアモルファス薄帯において消磁状態で熱処理を施したときの実験結果であり、磁壁幅の熱処理時間依存性を示している。磁壁幅は縦カー効果顕微鏡による観察より求めた。厚み21及び12 μm の試料においては熱処理により著しく磁壁幅が増加するのに対して、0.27 μm の試料においては磁壁幅の増加は小さくなっており、シミュレーション結果と定性的に一致している。Fig. 6に膜厚0.15 μm のときの磁化状態を示す（計算格子点3点毎に表記）。磁気異方性の容易軸はx方向一様である。膜厚1 μm の場合に比べ、異方性分散前からすでにブロッホ構造の領域は狭くなっており、膜厚方向にも急激に回転している。x方向に一様な容易軸を想定した場合の緩和後の各磁壁エネルギーは、1.26（交換）、0.068（静磁）、および、0.035 erg/cm^2 （異方性）である。このように膜厚が薄くなるにつれてブ

Fig. 4 Change in the wall width obtained by setting the easy axis profile to the wall profile (number of iterations = 5).

Fig. 5 Dependence of the wall width on the annealing time in various thick films (experiment).

Fig. 6 Wall configuration in a 0.15- μm -thick film. The easy axis is along x.

ロッホ構造による静磁エネルギーの増加を防ぐため、磁化は急峻に回転する。このため、膜厚1 μm の場合と比べて、0.15 μm の場合、磁気異方性エネルギーが減少するのに対し、交換および静磁エネルギーは増加しており、特に、交換エネルギーが支配的となっている⁸⁾。したがって、磁壁エネルギーに占める交換および静磁エネルギーの割合が大きく、異方性の再配列によって異方性エネルギーが減少しても（一回目の再配列後、 $1.31 \times 10^{-5} \text{ erg}/\text{cm}^2$ ）、磁壁幅はほとんど増加しない。

3.2 ピンニング磁界の評価

次に誘導異方性によりピンニングされたFig. 2の構造をもつ磁壁に駆動磁界を加え、その動特性をシミュレーションすることでピンニング磁界の評価を行った。膜に駆動磁界を加えた後、磁壁に加わっているトルクを計算し、それが一定値（磁界に換算して 10^4 Oe ）以下まで単純に減少した場合は、磁壁はピンニングされたと判断し、その前にトルクが再び増加した場合は、磁壁がピンニングサイトから移動したと判断した⁹⁾。Fig. 7にピンニング磁界の膜厚依存性を示す。正の駆動磁界を印加した場合、磁壁の移動方向はFig. 2において右方向である。我々は、導体電流が発生する局所磁場による磁壁移動実験を行い、磁壁の移動方向によってピンニング磁界が異なることを報告している²⁾。図からわかるように、シミュレーションにおいても、実験と比較してその差は小さいものの、磁壁の移動方向によってピンニング磁界に差があることがわかった。シミュレーションでは、この差が境界条件の影響でないことを確認するためにy方向の計算領域の大きさを変え、磁界振幅が同じであることを確認している。このことから、ピンニング磁界を利用した大バルクハウゼン跳躍素子においてはこの差が磁化反転磁界に影響することが考えられる。膜厚を厚くすると、磁界振幅は膜厚が薄いところでは低下するが、その後、ほぼ飽和している。このときのピンニング磁界は $0.54(\pm 0.004)H_k$ ($H_k = 2K_u/M$)であり、

Fig. 7 Depinning fields of pinned wall in various thick films with the positive and negative magnetic fields applied.

Fig. 8 S-shaped domain wall configuration in a $0.15\text{-}\mu\text{m}$ -thick film. The easy axis profile is set to the wall profile.

1次元ブロッホ磁壁におけるシミュレーション結果より得られたピンニング磁界の値 ($0.55H_k$)⁵⁾と等しい値となっている。また、駆動磁界の差は、膜厚が厚くなってもほぼ同じであり、磁壁構造の非対称性に起因しているといえる。

次に、Fig. 8に示されるような上下面のネール構造が同じ向きをもつ磁壁構造 (S-shaped) についてピンニング磁界の評価を行った。この磁壁構造は実験において移動の途中で構造が変化する不安定な磁壁として観察される。この2つのvortex構造を持つ磁壁のエネルギーを調べてみると 1.72 erg/cm^2 (膜厚 $0.15\text{ }\mu\text{m}$) であり、これまでの磁壁 (C-shaped: 1.33 erg/cm^2) と比較して高いことがわかった。また S-shaped 磁壁のピンニング磁界は正負の駆動磁界とも 8.75 Oe であり、C-shaped 磁壁より高いピンニング磁界を有すること、および、磁壁構造の対称性を反映して移動方向による差がないことがわかった。

Fig. 7で得られたピンニング磁界より小さな駆動磁界を印加し、磁壁がピンニングされている状態において、各磁化ベクトルの磁界印加前からの回転角を調べた。Fig. 9(a), (b), (d)はそれぞれ(a)駆動磁界印加前、(b)+6.5、および、(d)−6.5 Oe 印加時 (磁界印加後 50 ns) の磁化状態である (計算格子点3点毎に表記)。また、各々の駆動磁界印加前からの磁化の回転角を(c)および(e)に示す。図では回転の方向に関係なく、その量を全てy方向への回転角として表している。したがって、x方向を向いている部分は全く回転が生じていないところであり、矢印のy成分が大きいところは大きく回転しているところである。vortex構造の右側のブロッホ磁壁部分、特に膜中央部分の磁化が最も回転していることがわかる。それに対して、vortex構造中心部は強くピンニングされている。また、ネール構造をとっている部分の磁化の回転角もブロッホ磁壁に比べると小さく、膜面近傍の磁化回転が抑制されていることがわかった。

4. まとめ

誘導磁気異方性をモデル化し、マイクロマグネティックシミュレーションにより、磁壁構造およびピンニング磁界の評価を行った。ヘリカル状誘導磁気異方性による磁壁幅の広がりや膜厚依存性について検討したところ、実験結果をよく模擬していることから、モデルの妥当性を確認した。また、膜厚が薄くなると交換エネルギーが支配的であり、磁壁構造に大きく関与していることを明かにした。非対称ブロッホ構造

Fig. 9 Wall configuration of a pinned wall (a) before and after applying (b) positive and (d) negative magnetic fields of 6.5 Oe in amplitude; $t = 50\text{ ns}$. (c) and (e) show the rotation angle of each magnetization from the initial state.

をもつ磁壁のピンニング磁界を評価したところ、磁壁の移動方向によってピンニング磁界に差があることがわかった。

文 献

- 1) H. Fujimori, H. Yoshimoto, T. Masumoto, and T. Mitera: *J. Appl. Phys.*, **52**, 1893 (1981).
- 2) 中野忠幸, 山崎二郎: 電気学会論文誌A, **115**, 986 (1995).
- 3) R. Schafer, W. K. Ho, J. Yamasaki, A. Hubert, and F. B. Humphrey: *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 3678 (1991).
- 4) C. Aroca, P. Sanchez, and E. Lopez: *Phys. Rev. B*, **34**, 490 (1986).
- 5) B. B. Pant, K. Matsuyama, J. Yamasaki, and F. B. Humphrey: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, 4779 (1995).
- 6) A. Hubert: *Phys. Stat. Solidi*, **32**, 159 (1969).
- 7) S. Konishi, K. Matsuyama, N. Yoshimatsu, and K. Sakai: *IEEE Trans. Magn.*, **24**, 3036 (1988).
- 8) T. Trunk, M. Redjail, A. Kakay, M. F. Ruane, and F. B. Humphrey: *J. Appl. Phys.*, **89**, 7606 (2001).
- 9) H. Asada, K. Matsuyama, M. Gamachi, and K. Taniguchi: *J. Appl. Phys.*, **75**, 6089 (1994).

2001年10月9日受理, 2001年11月29日採録