

초 연자성 박막에서의 동적 자화 거동

정인섭

삼성전기(주), 종합연구소

경기도 수원시 팔달구 매탄동, 441-743

(1993년 12월 9일 받음, 1994년 3월 5일 최종수정본 받음)

본 연구에서는 초 연자성(ultra-soft magnetic) 비정질 박막에서 관찰되는 감쇄가 큰(overdamped) 고주파 자기 특성의 원인을 이해함으로써 자기 스핀의 동적 자화거동을 확인하고자 하였다. 고주파에서의 자화율(susceptibility) 특성곡선에 대한 실험결과와 Gilbert의 운동방정식으로 부터의 계산 결과를 비교하여 초 연자성 박막의 경우 $\alpha = 20$ 정도의 큰 감쇄상수와 무시할 정도로 작은 $D_x \approx D_y \approx D_z \approx 0$ 의 반자장 계수를 구하였다. 이 결과로부터 불균일 박막의 자화율 특성곡선과 자기 스핀의 동적 자화거동을 설명하기 위해 vortex 형상의 자화분포를 제안하였다. Vortex형 자화분포는 초 연자성 박막 내의 미세한 자성입자들에서의 안정된 스핀 분포로 형성되며, vortex의 불균일한 스핀운동은 스핀파로 부터의 에너지와 박막내 결합구조와의 상호작용에 의해 큰 감쇄를 갖는 것으로 설명되었다.

I. 서 론

비정질 연자성 박막은 고주파 신호 범위에서 큰 자화율(susceptibility)과 높은 비저항, 그리고 화학적, 열적 안정성 때문에 자기기록용 고집적 박막헤드에 적용되고 있다[1], [2]. 특히 고주파 자화율 특성은 고밀도 자기기록에 중요하며, 연자성 박막의 자화분포를 이해하는데 도움이 된다. 100 MHz 정도의 고주파에서의 자기손실(loss)은 자화 ripple과 자구벽의 이동, 또는 스핀 회전과 같은 동적 자화거동과 관련이 있다. 그러나, hysteresis 손실과 와전류에 의한 손실은 고주파 신호가 작고 박막의 두께가 얇아 무시할 수 있다. 자기헤드에서 최대 손실을 갖는 공진주파수는 자기기록 주파수보다 약간 높아야 하며, 현재 자기기록 시스템에서는 50 ~ 100 MHz 범위의 공진주파수를 갖는 재료가 사용된다. 이들 박막은 주로 1 Oe 이하의 작은 자기이방성을 가져야 한다.

스퍼터링으로 형성되어 미세한 입자로 이루어진 불균일 구조를 갖는 그리고 자기이방성이 작은 자성박막에서는 자화분포가 불균일하다는 것은 이론적으로, 그리고 실험적으로 증명되었다[3], [4]. 이미 발표된 보고에서 우리는 1 Oe 이하의 자기이방성을 갖는 비정질 연자성 박막의 고주파특성이, 수 Oe의 자기이방성을 갖는 다결정 연자성 박막과 근본적으로 다르다는 것을 보았다[5]. 특히 초 연자성 박막에서는 이전에 보고된 결과와는 전혀 다른 자화분포와 고주파특성을 보이는 것으로 밝혀졌다[4]-[6].

따라서 본 연구는 실험적으로 관찰된 초 연자성 박막의 overdamping 된 고주파특성의 원인과 그에 따른 자화분

포 및 자화거동을 결정하는데 목표를 두었다.

II. 실험 방법

Co₆₁B₃₉ 조성의 비정질 초 연자성 박막은 - 60 V의 기판 바이아스가 가해지고 2 rpm으로 회전되는 유리기판 위에 순수 코발트와 순수 보론 타겟으로부터 동시 스퍼터(RF co-sputter) 되었다. Co₆₁B₃₉ 조성의 합금박막이 본 실험에서 사용된 이유는, 비정질이며 초 미세입자로 구성된 불균일 구조, 그리고 고유의 연자성특성 때문이었다[6], [7]. 스퍼터 초기 진공도는 1×10^{-7} Torr였으며, 아르곤 기체의 압력은 5 mTorr가 사용되었다. 모든 박막은 1×10^{-4} Torr의 진공 속에서 275 °C의 온도로 30분간 회전자장 열처리 되었으며, 1.8 kOe의 자장이 박막의 면 방향으로 가해졌다.

스퍼터링으로 형성한 뒤 회전자장 열처리된 연자성 Co₆₁B₃₉ 박막을 B - H 측정기로 측정하였으며, H_c ≈ 0.15 Oe, H_k ≈ 0.8 Oe, M_r / M_s ≈ 0.85의 자기 특성치를 보였다.

측정시 가해지는 직류자계(H_{dc})와 교류자계(H_{ac})가 서로 수직인 고주파 자화율 $\chi_t(\theta)$ 는 유도형 swept frequency permeameter[8]로 2 ~ 200 MHz에서 측정되었다. 외부자계 H_{dc}(H_{dc} = H_t = H_k + H_{earthdc} ≈ 0.94 Oe)와 1.257 mOe의 진폭을 갖는 H_{ac}의 sweeping 방향은 그림 1과 같으며, θ 는 자화용이축 방향(easy axis)과 H_{dc} 방향 사이의 각이다. 또한 $\chi_t(\theta)$ 는 Gilbert의 운동방정식과 Strotskii와 Kurbatov[9]에 의해 주어

진 공진주파수 방정식을 이용하여 계산하였으며, 주파수에 따른 자화율 특성곡선을 구하여 측정된 고주파 자화율 특성곡선과 비교함으로써 감쇄상수 α 와 반자장계수를 추정하였다.

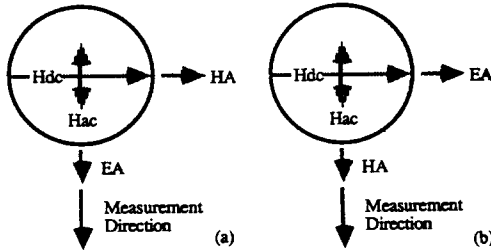


Fig. 1. Geometry of various field directions for transverse susceptibility measurement.

(a) $\chi_1(\pi/2) = \chi(\pi/2, 0, 0)$ (b) $\chi_1(0) = \chi(0, \pi/2, \pi/2)$

실험에 의해 얻어진 고주파 자화 특성곡선은 계산에 의한 특성곡선과 함께 비교되어 자화분포와 overdamping의 원인을 결정하는데 사용되었다.

III. 실험결과 및 고찰

자성박막의 고주파 응용에서 가장 중요한 것 중의 하나는 사용 고주파 대역에서 자기 손실이 작고 높은 자화율을 갖는 것이다. $\chi_1(\theta)$ 측정시 H_{ac} 가 H_{dc} 에 수직한 방향으로 가해질때 자기쌍극자(dipole)는 에너지 손실을 발생시키는 감쇄력(damping force)에 의한 세차(precession) 운동을 한다.

강자성체에서 자기 스핀의 균일회전에 대한 운동방정식은 Landau와 Lifshitz에 의해 식(1)과 같이 제시되었으며, 후에 식(2)의 형태로 Gilbert에 의해 수정되었다.

$$dM/dt = \gamma(M \times H) - (\lambda/M^2)\{M \times (M \times H)\}, \quad (1)$$

$$dM/dt = \gamma(M \times H) - (\alpha/M)\{M \times (dM/dt)\} - (\alpha^2/M^2)[M \times \{M \times (M \times H)\}]. \quad (2)$$

여기에서 gyromagnetic ratio $\gamma = 2\pi \times 2.8 \times 10^6$ Hz/Oe이며, 상수 $\lambda = \alpha\gamma M$ 으로 정의된다. 식(1)과 (2)의 오른쪽 첫째항과 둘째항은 각각 torque와 damping 항을 나타낸다. 만약 고주파의 H_{ac} 가 스핀의 precession 주파수와 같으면, 에너지가 강하게 흡수되어 최

대 손실을 일으키는 공진(resonance)이 발생되며, 이때의 주파수를 공진주파수 ω_r 이라 한다. 공진주파수 ω_r 은 Strotskii와 Kurbatov[9]에 의한 식(3)과 같이 샘플 형상에 의한 반자장 계수 D_x, D_y, D_z 에 따른다.

$$\omega_r = 2\pi f_r = \gamma(1 + \alpha^2)^{1/2} \{ [H + (D_x - D_z) M_s] [H + (D_y - D_z) M_s] \}^{1/2}. \quad (3)$$

복합자화율 $\chi_1(\theta)$ 의 real항 χ' 와 imaginary항 χ'' 는 식(2)에 의해 유도되며, 다음과 같이 표기된다.

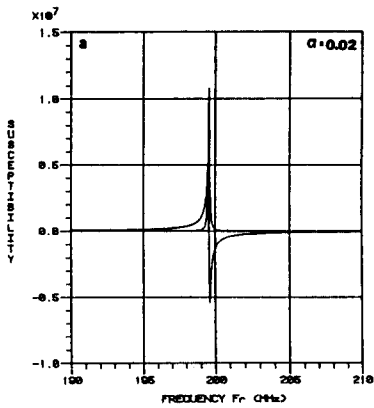
$$\chi' = \chi_0 \frac{\omega_r^2(\omega_r^2 - \omega^2) + 2\alpha^2\omega_0^2\omega^2}{(\omega_r^2 - \omega^2) + 4\alpha^2\omega_0^2\omega^2}, \quad (4)$$

$$\chi'' = \chi_0 \frac{\alpha\omega_0\omega(\omega_r^2 + \omega^2)}{(\omega_r^2 - \omega^2) + 4\alpha^2\omega_0^2\omega^2}. \quad (5)$$

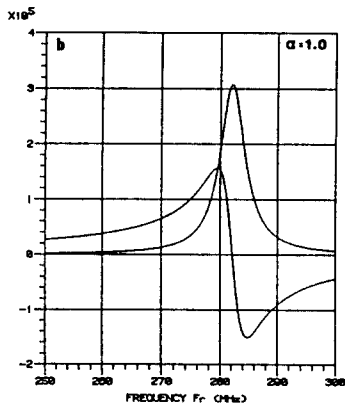
여기에서 공진주파수 ω_r 은 식(3)에 주어졌으며, $\omega_0 = \gamma H_1$, $\omega = 2\pi f$ 이고, H_1 가 자기이방성 자체와 외부자장을 포함하는 total static field 일때 $\chi_0 = M_s / H_1$ 이다.

주파수에 따른 자화율 특성 곡선은 위의 식(4)와 (5)에서 계산에 의해 그려졌다. 그림 2a ~ 2c는 $D_x = 4\pi, D_y = D_z = 0$ 의 조건에서 감쇄상수 α 를 변화 시킨 것으로 샘플이 균일한 박막으로 이루어져 있는 경우에 해당된다. 이들은 매우 큰 감쇄상수에서도 공진(resonance)형의 고주파 특성을 보인다. 반면 그림 3a ~ 3e는 $D_x = D_y = D_z$ 의 조건에서 α 의 변화에 따라 계산된 자화율 특성곡선이다. 이들은 그림 2와는 달리 relaxation 형의 고주파 특성을 보이며, 특히 $D_x = D_y = D_z$ 의 조건은 샘플이 구형일때 해당된다. 또한 그림 3e($\alpha = 20$ 일때)의 특성곡선은 실험에 의해 구해진 비정질 $Co_{61}B_{39}$ 초연자성 박막의 자화율 특성곡선(그림 4)과 일치하며, 이들은 그림 3e에서 비교되었다. 이는 본 실험에 사용된 박막이 $\alpha = 20$ 정도의 큰 감쇄를 가지며, 자기적인 특성은 균일 박막이 아닌 구형 형태로부터 나온다는 것으로 추정될 수 있다.

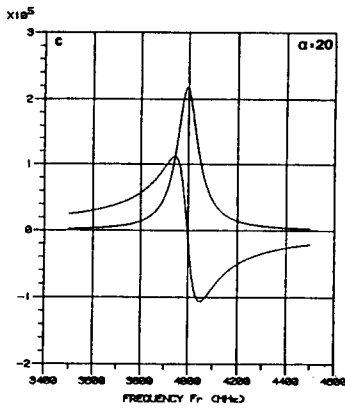
이와 같은 결과로부터 몇가지 의문점이 발생된다. 첫째, 실험에 사용된 박막이 큰 감쇄를 갖는 이유가 불분명하며, 둘째 25 mm 직경과 300 nm 두께를 갖는 박막에 $D_x = D_y = D_z$ 의 조건을 적용하는 것이 이해되기 힘들다. 일반적으로 박막 면내의 자기이방성(y-z 평면)을 갖는 균일한 박막은 $D_x = 4\pi, D_y = D_z = 0$ 를 적용해야 한다. 그러나 박막의 구조와 조성이 불균이하며[10], [11], 수직방향으로의 자화성분이 있는 초연자성 박막을 균일한 박막으로 취급하는 것은 다음에서 언급되는 바와



(a)



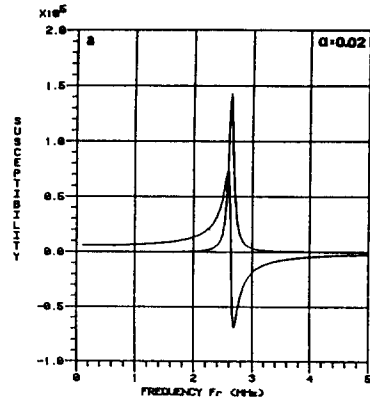
(b)



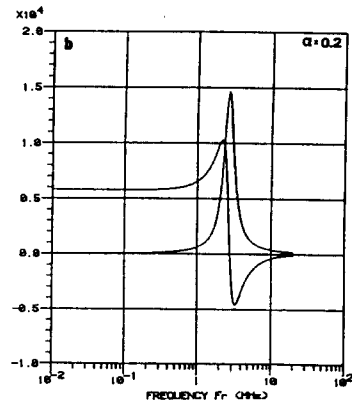
(c)

같이 불가능한 것으로 여겨진다.

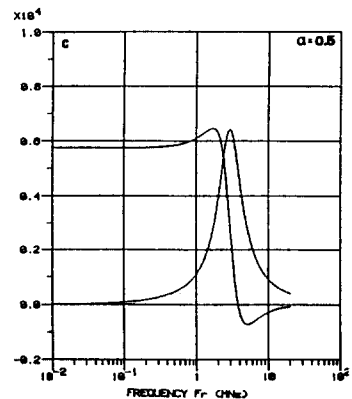
즉, 만약 박막의 자기분포가 vortex형(그림 5c)으로 이루어져 있다면, 반자계 H_{Dy} , H_{Dz} 는 거의 비슷하며, 따라서 D_y 는 D_z 와 유사한 값을 갖는다. 또한 초연자성 박막은 0.85 정도의 M_r / M_s 값을 보이며[5], 그에 따른



(a)



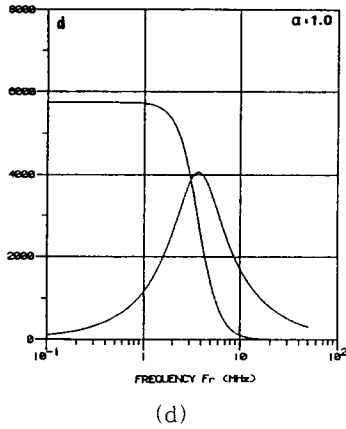
(b)



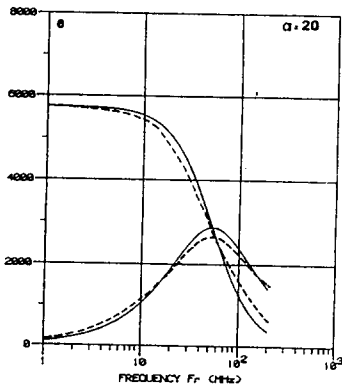
(c)

Fig. 2. Susceptibility spectra with variable damping coefficient α computed from equations (4) and (5) with $D_x = 4\pi$, $D_y = D_z = 0$ for a uniform thin film with in-plane magnetization along the x-axis.

(a) $\alpha=0.02$ (b) $\alpha=1.0$ (c) $\alpha=20$ ($4\pi M_s=5400$ G, $H_i=0.94$ Oe)



(d)



(e)

Fig. 3. Susceptibility spectra with variable damping coefficient α computed from equations (4) and (5) with $D_x = D_y = D_z$ for a spherical medium. (a) $\alpha=0.02$ (b) $\alpha=0.2$ (c) $\alpha=0.5$ (d) $\alpha=1.0$ (e) $\alpha=20$ ($4\pi M_s=5400$ G, $H_i=0.94$ Oe), (— : computed, ---- : measured).

수직자화성분에 의해 D_x 도 0과 4π 사이의 어떠한 값을 갖는다. 그림 3이 $D_x \approx D_y \approx D_z$ 의 구형 조건에서 가능하다는 결과와 vortex형 자기분포를 갖는 초연자성 박막의 특징으로 부터, 자기스핀의 동적운동은 구조적으로 불균일한 자성 박막 내부의 vortex형 자기스핀 분포를 갖는 구형에서 발생한다고 생각할 수 있으며, 실제 불균일한 박막은 그림 6과 같이 많은 "quasi-sphere"들의 집합으로 구성되어 있다고 여겨진다. 또한 자기스핀 에너지가 자성입자를 둘러싸고 있는 입체의 voids와 같은 결합구조로 전달되어 큰 감쇄효과와 함께 낮은 에너지 상태를 보인다.

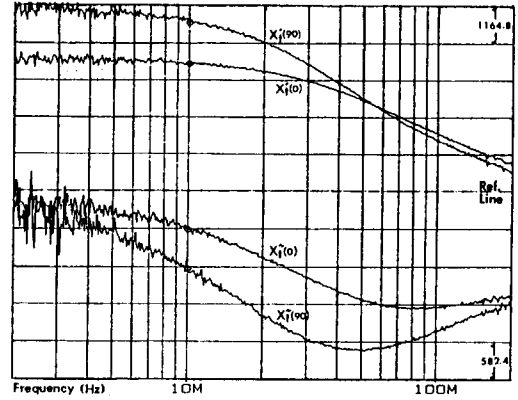


Fig. 4. Typical susceptibility spectra $X_i(\pi/2$ and $0)$ of a ultra-soft film showing the real and imaginary parts above and below the reference line respectively. The samples are amorphous $Co_{61}B_{39}$ thin films ($t=300$ nm). $X = 4\pi\chi$.

즉, 자기이방성이 매우 작고 교환상호작용(exchange interaction)이 약한 불균일한 박막에서는, 많은 자성입자들로 이루어진 quasi-sphere의 vortex형 자기분포가 (그림 5c) 균일한 ripple형(그림 5a)이나 buckled형(그림 5b)에 비해 작은 에너지를 갖는 안정된 상태이다[12].

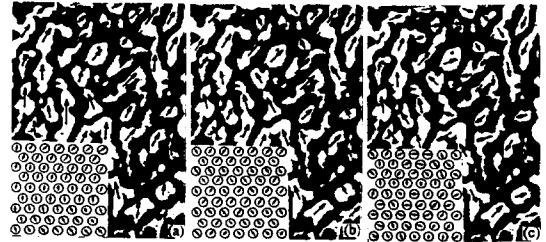


Fig. 5. Proposed magnetization distributions at remanent state of particles in amorphous soft magnetic film. (a) Ripple mode (b) Buckled mode (c) Vortex mode.

또한 quasi-sphere의 크기는 샘플의 직경과 박막의 두께에 비해 매우 작기때문에 반자장계수 D_x, D_y, D_z 는 거의 무시될 정도로 작다고 할 수 있다. 따라서 불균일 구조를 갖는 초연자성 박막의 동적 자화저동은, $D_x \approx D_y \approx D_z \approx 0$ 와 $\alpha \approx 20$ 의 큰 감쇄상수의 조건에서 quasi-

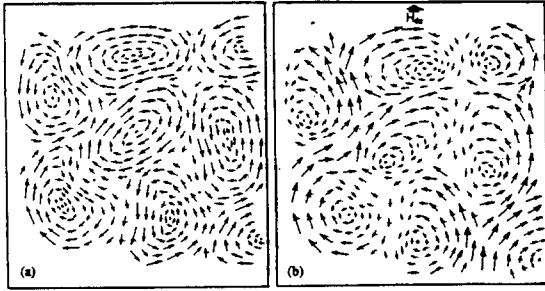


Fig. 6. Proposed magnetization distributions of ultra-soft magnetic film (a) at remanent state (b) with external field, H_{ex} .

sphere들이 갖는 vortex형 스핀 분포의 집합적인 자화거동으로 추정될 수 있다.

최근의 여러 연구에서는 본 연구결과에서 언급한 큰 감쇄상수 등의 고주파 자기특성에 대한 실험결과를 이론적으로 증명하였다[13], [14]. Bouchaud와 Zerah[13]는 local anisotropy의 불균일성을 고려한 effective medium theory를 이용하여 설명하였고, Russat등[14]은 비정질 박막의 조성적, 구조적 불균일성으로 고주파 자기특성을 해석하였으며, 본 실험결과를 가장 확실한 결과라고 설명하였다. 또한 미세한 입자를 갖는 박막의 불균일성이 고주파에서의 동적 자기거동을 결정하는 중요한 역할을 한다고 결론 지었다.

IV. 요약

초 연자성 (ultra-soft) 박막에서 실험적으로 구한 고주파 자기특성과 운동방정식에서 계산한 고주파 자기분포 곡선을 비교함으로써, 초 연자성 박막에서의 자기스핀의 동적 자화거동을 연구하였다.

동적자화거동은 미세한 입자들로 구성된 quasi-sphere에서의 vortex형 자기스핀의 불균일한 이동으로 설명되었다.

Vortex형 자기분포에서는 박막의 quasi-sphere들 사

이의, 그리고 quasi-sphere 내의 미세한 자성입자 사이의 약한 교환상호작용을 갖는다. 또한 vortex의 불균일한 스핀운동은 스핀파로부터의 자기 에너지가 조성적, 구조적으로 불균일한 박막내의 결합구조로 전달되어, 감쇄가 큰 고주파 자기특성을 나타내는 것으로 추정되었다.

참고문헌

- [1] J. W. Howard, J. Vac. Sci. Technol. A **4**, 1 (1986).
- [2] K. Yamada, T. Maruyama, H. Tanaka, H. Kaneko, I. Kagaya and S. Ito, J. Appl. Phys. **55**, 2235(1984).
- [3] H. A. M. Van den Berg, J. Appl. Phys. **57**, 2168(1985) / J. Appl. Phys. **60**, 1104(1986).
- [4] 정인섭, 허재현, 한국자기학회지, **1**(2), 31(1991).
- [5] I. S. Jeong, IEEE Trans. Magn. **MAG-25**, 3366(1989).
- [6] I. S. Jeong, A. P. Valanju and R. M. Walser, J. Appl. Phys. **64**, 5679(1988).
- [7] I. S. Jeong and R. M. Walser, IEEE Trans. Magn. **MAG-24**, 1725(1988).
- [8] C. A. Grimes, P. Trouilloud and R. M. Walser, IEEE Trans. Magn. **MAG-24**, 603 (1988)
- [9] G. V. Skrotskii and L. V. Kurbatov, in 'Ferromagnetic Resonance' Ed. by S. V. Vonsovskii, pergamon Press(1966).
- [10] 정인섭, 대한금속학회지, **31**(11), 1418(1993).
- [11] 정인섭, 대한금속학회지, **31**(11), 1426(1993).
- [12] J. Smit, Magnetic Properties of Materials, McGraw-Hill(1971), pp248
- [13] J. P. Bouchaud and P. G. Zerah, J. Appl. Phys. **68**, 3738(1990).
- [14] J. Russat, G. Suran, H. Ouahmane, M. Rivoire and J. Sztern, J. Appl. Phys. **73**, 1386(1993).

Dynamic Responses in Ultra-Soft Magnetic Thin Films

In-Seop Jeong

Samsung Electro-Mechanics Co. Ltd., R&D Center

Siweon, Kyunggi-Do, 441-743, Korea

(Received 7 December 1993, in final form 5 March 1994)

The magnetization dynamics was investigated by solving possible origins of overdamped susceptibility observed in ultra-soft magnetic amorphous thin films. The experimental high frequency spectrum and computational spectrum calculated from Gilbert's equation of motion were compared in order to find proper damping factor $\alpha \approx 20$ and demagnetizing coefficients $D_x \approx D_y \approx D_z \approx 0$ for ultra-soft magnetic films. A magnetization vortex mode was, then, proposed to explain the origin of the reversible susceptibility and other anomalies of the ultra-soft magnetic heterogeneous thin films. In this mode it is suggested that there occur, within the nanoscale structural features of the ultra-soft films, incoherent rotational spin motions that are highly damped by the energy transfer from short wavelength spin wave modes and local defect structure mode interactions.