1차 비등방성 에너지를 갖는 시료의 비등방성 및 자기화량 측정을 위한 돌림힘곡선 해석법

허 진* · 신성철

한국과학기술원 물리학과, 대전 305-701

(2000년 3월 30일 받음)

본 연구에서는 단순 일축 비등방성 자성체의 돌림힘곡선의 특수값들을 구하고, 특수값들을 이용하여 비등방성 에너지, 비등방성 자기마당, 포화 자기화량을 측정할 수 있는 방법들을 개발하였다. 이력현상의 유무 및 자기화 역전기구의 종류와 미분 가능한 정점의 갯수에 의해 8가지의 유형으로 구분되는 1차 일축 비등방성 자성체의 돌림힘곡선들 각각에 적용되는 측정법들을 개발하였다. 결론적으로, 자기화 과정중 자벽의 생성 또는 이동에 의해 자기화가 역전될 수 있는 경우, 즉 인가 자기마당이 비등방성 자기 마당보다 낮을지라도 신뢰할 수 있는 측정법들을 개발하였다.

I. 서 론

일축 비등방성 자성체의 자기 비등방성 및 자기화량과 같은 중요한 자기적 특성의 측정은 자성체를 개발하고 이해하는데 매우 중요하다. 시료의 비등방성을 측정하는 방법들로는 돌림힘곡선 해석법 [1--10], 진동시료 자력계를 이용한 방법들 [11, 12], 비틀림진자 자력계를 이용한 방법 [13--15], 횡자화율 측정 [16, 17], 강자성 공명 실험 [18, 19], 자기광학효과 측정 [20], 편광된 중성자 산란을 활용하는 방법 [21]을 들 수 있다.

통상, 돌림힘곡선을 해석하여 시료의 비등방성을 연구하는 방법은 매우 신뢰할 만하여 널리 이용되고 있는데, 돌림힘곡선 해석은 크게 2가지 방법으로 연구되고 있다. 첫째는 자기마당방향을 고정하고, 자기마당세기 H의 함수로 돌림힘 τ를 측정한 $\tau-H$ 곡선을 해석하는 방법이다. 둘째는 자기마당세기를 고정하고, 자기마당방향 ϕ의 함수로 돌림힘을 측정한 $\tau-\phi$ 곡선을 해석하는 방법이다. 여기서, $\tau-\phi$ 곡선은 용이축의 방향에 대한 정확한 정보를 주므로 널리 활용되고 있다.

그러나, 포화자기화량이나 비등방성 에너지를 동시에 측정하기 위한 기존의 $\tau-\phi$ 곡선 해석법들 [5, 6]은 정확한 측정을 위해 비등방성 자기마당세기에 상당하는 자기마당세기를 필요로 한다. 그런데, 상용화된 전자석은 포화자기마당세기가 2×10^4 G정도이고, 강자성체의 비등방성 자기마당세기는 10에서 10^5 G까지 매우 광범위 하다. 따라서, $\tau-\phi$ 곡선을 해석하는 기존의 방법들은 비등방성 자기마당세기가 높은 시료에는 적용하기 어려운 단점이 있다. 뿐만 아니라, 기존의 모든 비등방성 측정법들은 결맞음회전 이론 [22]에 주로 의존하고 있기 때문에, 시료의 자기화가 자벽이동에 의해 역전되는 자기화 과정에 적용하기 어렵다.

최근 본 연구자들은 한 시료의 자기화역전 기구가 결맞음회전 또는 자벽이동으로 전환됨을 요지로 하는 자기화역전기구 전환이론을 발표하였다 [23]. 이 전환 이론에 의하면, 결맞음회전 또는 자벽이동만으로는 설명할 수 없는 시료의 자기화역전을 기술할 수 있었다. 한편, 우리들은 전환이론의 연구 결과를 근거로 하여, 자기마당세기에 의존하는 8가지 유형의 $\tau-\phi$ 곡선의 개형에 대한 체계적인 연구를 수행하였다 [24]. $\tau-\phi$ 곡선의 개형에 대한 우리들의 연구 결과는, Stoner-Wohlfarth 이론을 근거로 하여 수행된 연구 [25] 결과와는 달리, 시료의 자기화가 자벽이동에 의해 역전되더라도 이론적으로 $\tau-\phi$ 곡선의 개형을 예측할 수 있었다.

본 논문에서는 자기화역전기구 전환이론 및 8가지 유형의 $\tau-\phi$ 곡선의 개형에 대한 체계적인 연구 결과를 활용하여, 비등방성 에너지상수뿐만 아니라 포화자기화량을 측정하는 $\tau-\phi$ 곡선 해석의 새방법들을 제안하였다.

II 절에서는 이론적인 배경으로서, 본 연구에 쓰인 좌표계, 자기화 역전기구가 결맞음회전 또는 자벽이동으로 전환됨을 요지로 하는 자기화 역전기구 전환이론, 그리고 8가지 유형의 $\tau-\phi$ 곡선의 개형에 대한 체계적인 연구의 결과를 요약하였다. III 절에서는, $\tau-\phi$ 곡선에서 용이축 및 곤란축 방향들에서의 기울기들을 포함하는 $\tau-\phi$ 곡선의 특수값들을 유도하였다. IV 절에서는, $\tau-\phi$ 곡선의 특수값들을 이용하여 비등방성 및 포화자기화량을 측정하는 새방법들을 제안하였다.

II. 자기화역전 이론 및 둥근 정점의 존재 조건들

균질한 포화자기화량 M과 1차 일축 비등방성 에너지만을 갖는 시료에서 한 자벽이 생성되거나 이동하기 위해 필요한 자기마당의 최저 세기가 H_0인 경우를 고려한다 [23].

*Current address:Micro-Electronics Technology Laboratory, Electronics and Telecommunications Research Institute, Kajong-Dong, Yusung-Gu, Taejon 305-350

여기서 H_0는 초기에 포화된 용이축 방향과 정반대 방향으로 자기마당을 인가할 때 얻어짐은 잘 알려진 사실이다. 세기가 H인 자기마당을 시료에 인가할 때, 시료의 단위 부피당 총에너지 E는 다음과 같은 식 (1)로 나타낼 수 있다.

$$E = K\sin^2\theta - MH\cos(\phi - \theta)\ . \tag{1}$$

여기서, K는 형상비등방성과 고유비등방성을 함께 고려한 일차 일축 비등방성 에너지 상수이고, θ와 ϕ는 각각 초기에 포화된 용이축 방향으로부터 반시계 방향으로 측정된 자기화와 자기마당의 방향들이다. 유효 비등방성 자기마당(1st−order effective anisotropy field, H_K)은 H_K=2 K/M으로 정의되었다. 한편, 돌림힘 τ(=×H)는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\tau = MH\sin(\phi - \theta)\ . \tag{2}$$

여기서, t=τ/K로 정의된 무차원(dimensionless) 돌림힘 t를 도입하면, 평형상태 조건 ($\partial E/\partial\theta$=0)과 식 (2)로부터 t는 다음 식들 (3) 및 (4)로 나타낼 수 있다.

$$t = \sin 2\theta\ , \tag{3}$$

$$\quad = 2h\sin(\phi - \theta)\ . \tag{4}$$

여기서 h는 H/H_K로 정의된 무차원 자기마당이다.

ϕ와 h에 대해 식들 (3) 및 (4)를 만족하고 물리적으로 합당한 해집합을 선택하면 돌림힘곡선을 얻을 수 있다 [24]. 예로서, 매우 낮은 자기마당에서 얻어지는 돌림힘곡선은 자기화가 역전되지 않는 경우에 해당하고, 매우 높은 자기마당에서 얻어지는 돌림힘곡선은 자기화가 연속적인 회전에 의해 역전되는 경우에 해당한다. 그러나, 일반적으로 돌림힘곡선은 자기화역전에 의해 이력현상을 보이는데, 시료의 자기화가 결맞음회전 이론 또는 자벽이동 이론을 포함하는 자기화역전 이론에서는, 돌림힘곡선에서 자기화가 역전되는 자기마당의 방향 ϕ_c는 다음과 같이 표현된다.

$$\phi_c = \begin{cases} \text{Not exist} & \text{for } h < h_0\ , \\ \frac{\pi}{2} + \sin^{-1}\left(\frac{h_0}{h}\right) & \text{for } h_0 \le h \le h'_x\ , \\ \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2}\sin^{-1}\left(\frac{2}{h^2}\left(\frac{1-h^2}{3}\right)^{\frac{3}{2}}\right) & \text{for } h'_x \le h < 1\ , \\ \frac{\pi}{2} & \text{for } h \ge 1\ . \end{cases} \tag{5}$$

여기서, h_0=H_0/H_K이고, h'_x은 다음과 같이 정의 되었다.

$$h'_x = \begin{cases} \sqrt{1 - 3h_0^{\frac{2}{3}} + 3h_0^{\frac{4}{3}}} & \text{for } h_0 \le \frac{\sqrt{2}}{4}\ , \\ \frac{1}{2} & \text{for } h_0 \ge \frac{\sqrt{2}}{4}\ . \end{cases} \tag{6}$$

일반적으로 중간 자기마당 영역에서 측정된 $t-\phi$ 곡선은 이력 현상 때문에 둥근 정점들이 나타나지 않을 수 있다. 둥근 정점들이 나타나기 위해서는 인가 자기마당의 세기가 $h<h_1$, $h>h_2$, 또는 $h>h_3$를 만족해야 함이 알려져 있다 [24]. 한편, 둥근 정점이 나타나지 않을 조건은 $h_1 \le h \le h_2$이다. 여기서, h_1, h_2, h_3들의 수학적 표현들은 각각 다음 식들로 표현된다.

$$h_1 = \begin{cases} \sqrt{\dfrac{2^{\frac{1}{3}}h_0^2}{\left(-27h_0^4 + 3h_0^3\sqrt{-12 + 81h_0^2}\right)^{\frac{1}{3}}} + \dfrac{\left(-27h_0^4 + 3h_0^3\sqrt{-12 + 81h_0^2}\right)^{\frac{1}{3}}}{3\cdot 2^{\frac{1}{3}}}} & \text{for } h_0 \le \frac{\sqrt{2}}{4}\ , \\ \frac{1}{2} & \text{for } h_0 > \frac{\sqrt{2}}{4}\ . \end{cases} \tag{7}$$

$$h_2 = \begin{cases} \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{1}{2} - \sqrt{2}h_0\right)^2} & \text{for } h_0 \le \frac{\sqrt{2}}{4}\ , \\ \frac{1}{2} & \text{for } h_0 > \frac{\sqrt{2}}{4}\ . \end{cases} \tag{8}$$

$$h_3 = \begin{cases} \sqrt{2h_0^2 + \sqrt{2}h_0 + \frac{1}{2}} & \text{for } h_0 \le \left(\frac{1-\sqrt{2\sqrt{3}-3}}{2}\right)^{\frac{3}{2}}\ , \\ \sqrt{\frac{-4+3\sqrt{3}}{2}} & \text{for } h_0 \ge \left(\frac{1-\sqrt{2\sqrt{3}-3}}{2}\right)^{\frac{3}{2}}\ . \end{cases} \tag{9}$$

h_0와 h_1, h_2, h_3의 관계들이 기호들로 나타난 그림 1은 한 자벽이 생성되거나 이동하기 위해 필요한 최저 무차원 자기마당 h_0와 자기마당세기 h에 따른 이력 현상의 유무, 미분 가능한 정점의 갯수, 자기화 역전기구로 구별되는 8개의 영역들을 설명하기 위한 그림이다. h_0 및 h에 따라, A, B, C, D, E, F, G, H로 명명된 8개의 영역은 일축 비등방성 자성체의 $t-\phi$ 곡선이 8가지 유형들을 갖음을 의미한다. 각 유형의 특징은 다른 논문에서 보고되었다 [24].

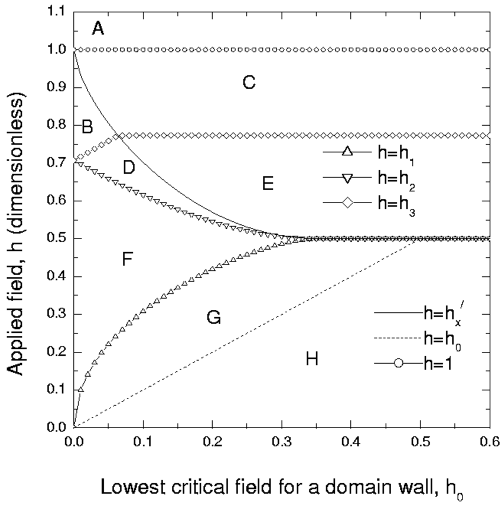

FIG. 1: h와 h_0로 이루어진 공간에서 h'_x, h_1, h_2, h_3의 세기에 의해 구별되는 8개의 구역들.

III. 돌림힘 곡선의 특수값들

A. 곤란축(ϕ=$\frac{\pi}{2}$)에서의 돌림힘 값

ϕ=$\frac{\pi}{2}$이면, 식 (3) 및 (4)로부터 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\cos\theta(h - \sin\theta) = 0\ . \tag{10}$$

식 (10)으로부터 매우 높은 (h≥1) 자기마당에서 시료의 보자력에 상관없이 평형 상태에서의 자기화벡터의 방향 θ는 $\frac{\pi}{2}$로 유일함을 알 수 있다. 따라서, h≥1 일 때 ϕ=$\frac{\pi}{2}$에서 무차원 돌림힘 $t|_{\phi=\frac{\pi}{2},h\geq 1}$ 의 값은 0이 된다. h<1인 자기마당에서 θ는 $\frac{\pi}{2}$ 또는 $\sin^{-1}h$가 될 수 있는데 후자가 더 안정하므로 $\sin\theta$=h가 성립한다. 따라서, h<1일 때, ϕ=$\frac{\pi}{2}$에서 돌림힘 $\tau_{\frac{\pi}{2}}$은 식 (3)으로부터 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} \tau_{\frac{\pi}{2}} &= K\, t|_{\phi=\frac{\pi}{2},h} && (11)\\ &= \begin{cases} 2Kh\sqrt{1-h^2} & \text{for } h<1\ ,\\ 0 & \text{for } h\geq 1\ . \end{cases} && (12) \end{aligned}$$

이 결과는 기존에 발표된 결과들과 일치한다 [26, 27]. Smit는 ϕ가 증가하여 $\frac{\pi}{2}$보다 약간 커지면 θ가 (π − $\sin^{-1}h$)로 급격히 역전될 수 있음을 지적하였다 [26]. 그런데, Smit가 언급한 이와 같은 경우는 본 이론에서는 h_0=0인 특수한 경우에 해당한다.

B. 용이축 방향들 (ϕ=0, ϕ=π) 및 곤란축의 방향 (ϕ=$\frac{\pi}{2}$)에서의 기울기들

식 (3)과 (4)를 ϕ로 각각 미분한 식들로부터 다음과 같은 식들을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial t}{\partial\phi} &= 2h\cos(\phi-\theta)\left(1-\frac{\partial\theta}{\partial\phi}\right)\ , && (13)\\ &= 2\cos(2\theta)\frac{\partial\theta}{\partial\phi}\ . && (14) \end{aligned}$$

식 (13)과 (14)의 우변들을 연립하여 풀면, 다음과 같은 식들을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial\theta}{\partial\phi} = \frac{h\cos(\phi-\theta)}{\cos(2\theta)+h\cos(\phi-\theta)}\ . \tag{15}$$

$$\frac{\partial t}{\partial\phi} = \frac{2h\cos(2\theta)\cos(\phi-\theta)}{\cos(2\theta)+h\cos(\phi-\theta)}\ . \tag{16}$$

이제, 자기마당방향이 포화된 용이축방향과 일치하는 경우, 즉 ϕ=0 이면, 자기화의 방향도 그 자기마당방향과 일치한다. 따라서, ϕ=0이면 θ=0이다. 이 값들을 식 (16)에 대입하면 양의 용이축방향 (포화된 용이축방향)에서의 τ−ϕ곡선의 기울기, τ'_0는 다음과 같이 주어진다.

$$\tau'_0 = K\left.\frac{\partial t}{\partial\phi}\right|_{\phi=0} = \frac{2Kh}{h+1}\ . \tag{17}$$

식 (17)은, 비틀림진자 자력계의 측정신호를 해석하기 위해, Richter가 Hempel−Voigt 식을 이용하여 유도한 식과도 일치한다 [14]. 한편, h<$\mathrm{Min}\left(h_0, \frac{1}{2}\right)$인 경우에는 자기마당세기가 자기화를 역전시키기에 불충분하여 자기마당방향이 전에 포화된 용이축방향과 정반대 방향(음의 용이축방향)과 일치하여도, 자기화방향이 전에 초기에 포화된 용이축방향, 즉 양의 용이축방향과 일치한다. 여기서, 함수 $\mathrm{Min}\,(x, y)$는 두 인수 x와 y중 크지 않은 값을 가지는 함수이다. 이 때 ϕ=π이고 θ=0이므로 이 값들을 식 (16)에 대입하면 포화된 용이축방향에서의 τ−ϕ곡선의 기울기 τ'_π는 다음과 같이 주어진다.

$$\tau'_\pi = K\left.\frac{\partial t}{\partial\phi}\right|_{\phi=\pi} = \frac{2Kh}{h-1}\ . \tag{18}$$

따라서 τ−ϕ곡선의 ϕ=π에서의 기울기 τ'_π는 다음과 같이 주어진다.

$$\tau'_\pi = K\left.\frac{\partial t}{\partial\phi}\right|_{\phi=\pi} = \begin{cases} \frac{2Kh}{h+1} & \text{for } h>\ \mathrm{Min}\left(h_0, \frac{1}{2}\right)\ ,\\ \frac{2Kh}{h-1} & \text{for } h<\ \mathrm{Min}\left(h_0, \frac{1}{2}\right)\ . \end{cases} \tag{19}$$

TABLE I: τ−ϕ 곡선들의 특수값들.

Type	Conditions	$Kt\big\vert_{\phi=\frac{\pi}{2}}$	$K\frac{\partial t}{\partial\phi}\Big\vert_{\phi=0}$	$K\frac{\partial t}{\partial\phi}\Big\vert_{\phi=\pi}$	$K\frac{\partial t}{\partial\phi}\Big\vert_{\phi=\frac{\pi}{2}}$
A	$1 \le h$	0	$\frac{2Kh}{h+1}$	$\frac{2Kh}{h+1}$	$-\frac{2Kh}{h-1}$
C	$h_3 \le h < 1$	$2Kh\sqrt{1-h^2}$	$\frac{2Kh}{h+1}$	$\frac{2Kh}{h+1}$	$\frac{2Kh^2(2h^2-1)}{h^2-1}$
D	$h_2 \le h < h_x$	$2Kh\sqrt{1-h^2}$	$\frac{2Kh}{h+1}$	$\frac{2Kh}{h+1}$	$\frac{2Kh^2(2h^2-1)}{h^2-1}$
E	$h_x \le h < h_3$	$2Kh\sqrt{1-h^2}$	$\frac{2Kh}{h+1}$	$\frac{2Kh}{h+1}$	$\frac{2Kh^2(2h^2-1)}{h^2-1}$
B	$h_2 \le h < h_3$, $h_2 \le h < h_x$	$2Kh\sqrt{1-h^2}$	$\frac{2Kh}{h+1}$	$\frac{2Kh}{h+1}$	$\frac{2Kh^2(2h^2-1)}{h^2-1}$
F	$h_1 < h < h_2$	$2Kh\sqrt{1-h^2}$	$\frac{2Kh}{h+1}$	$\frac{2Kh}{h+1}$	$\frac{2Kh^2(2h^2-1)}{h^2-1}$
G	$h_0 \le h \le h_1$	$2Kh\sqrt{1-h^2}$	$\frac{2Kh}{h+1}$	$\frac{2Kh}{h+1}$	$\frac{2Kh^2(2h^2-1)}{h^2-1}$
H	$h < h_0$	$2Kh\sqrt{1-h^2}$	$\frac{2Kh}{h+1}$	$\frac{2Kh}{h-1}$	$\frac{2Kh^2(2h^2-1)}{h^2-1}$

예로서, $h_0<\frac{1}{2}$이고 $h=h_0$이면 자기마당방향이 음의 용이축 방향과 일치할 때, 즉 $\phi=\pi$에서 자기화가 역전되므로 다음 식이 성립한다.

$$\lim_{\phi\to\pi-0}\frac{\partial\tau}{\partial\phi}=\frac{2Kh}{h-1}\ , \tag{20}$$

$$\lim_{\phi\to\pi+0}\frac{\partial\tau}{\partial\phi}=\frac{2Kh}{h+1}\ . \tag{21}$$

한편 $h<1$이고 $\phi=\frac{\pi}{2}$이면 식 (10)으로부터, $\sin\theta$의 값은 h이고, $h\ge1$이면 $\sin\theta$의 값은 0임을 알 수 있다. 각 경우의 $\sin\theta$의 값들을 각각 식 (16)에 대입하면 곤란축에서의 기울기, $\tau'_{\frac{\pi}{2}}$는 다음과 같은 식으로 표현된다.

$$\tau'_{\frac{\pi}{2}}=K\frac{\partial t}{\partial\phi}\Big|_{\phi=\frac{\pi}{2}}=\begin{cases}\frac{2Kh^2(2h^2-1)}{h^2-1} & \text{for } h<1\ ,\\ -\infty & \text{for } h=1\ ,\\ -\frac{2Kh}{h-1} & \text{for } h>1\ .\end{cases} \tag{22}$$

그런데, $h>1$를 만족하는 높은 인가 자기마당세기에서 얻어지는 실험 돌림힘곡선에 양정점의 높이를 τ_{hp_+}라 하면, $K=\tau_{hp_+}$를 만족함은 잘 알려져있다. 이때, 식 (17)과 (22)로부터 h를 소거하면 A 유형의 τ−ϕ곡선에서는 다음과 같은 간단한 관계가 성립함을 알 수 있다.

$$\tau_{hp_+}\tau'_0+\tau'_{\frac{\pi}{2}}\tau'_0-\tau_{hp_+}\tau'_{\frac{\pi}{2}}=0 \text{ for } h\ge1\ . \tag{23}$$

마찬가지로, $h<h_0$를 만족하는 매우 낮은 인가 자기마당세기에서 얻어지는 실험 돌림힘곡선에 양정점의 높이를 τ_{hl_+}라 하면, τ_{lp_+}=2 Kh가 성립한다. 이때, 식 τ_{lp_+}=2 Kh와 식 (17)로부터 h를 소거하면, H 유형의 τ−ϕ곡선에서는 다음과 같은 간단한 관계가 성립함을 알 수 있다.

$$2\tau'_0\tau'_\pi+\tau_{lp_+}\tau'_0-\tau_{lp_+}\tau'_\pi=0 \text{ for } h<h_0\ . \tag{24}$$

본 이론에서는, 돌림힘곡선의 특수값들은 h에 의존할 뿐만 아니라 h_0에도 의존한다. 돌림힘곡선의 유형에 따라 특수값들을 나타내는 식들을 표 I에 요약하고, h와 특수값의 관계를 그림 2에 도식하였다.

IV. 돌림힘 자력계 측정법

앞에서 정의한 무차원 자기마당세기 h로부터 유효 비등방성 자기마당세기 H_k와 포화자기화량 M 은 다음과 같이 주어진다.

$$H_k = \frac{H}{h}\ , \tag{25}$$

$$M = 2Kh\ . \tag{26}$$

따라서, 자기마당세기 H를 측정하고 실험 돌림힘 곡선에서 h의 값을 결정하면, 식 (25)로부터 H_k를 결정할 수 있다. 한편, 실험 돌림힘 곡선에서 K의 값을 결정하면, (26)으로부터 M의 값을 구할 수 있다. 결국, h와 H_k의 값을 실험적으로 결정함으로써, 비등방성 자기마당세기와 포화자기화량을 측정할 수 있다. 여기서 h는 돌림힘곡선의 형태에만 관계하므로 시료의 부피가 알려져 있지 않은 경우에도 측정될 수 있음은 강조되어야 한다. 이제, 돌림힘곡선의 특수값

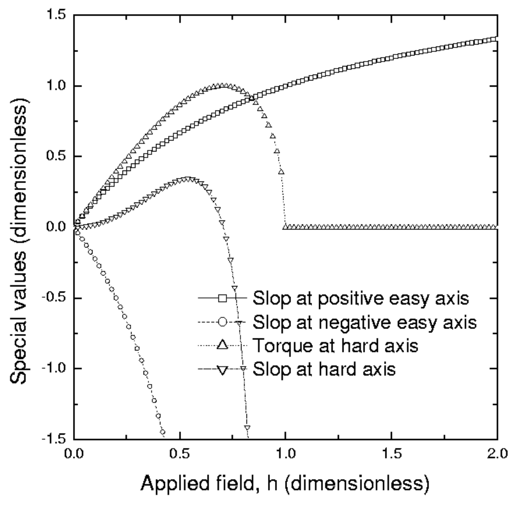

FIG. 2: h값에 의존하는 이론 t−ϕ 곡선들의 특수값들.

들을 이용하여 비선형 최소제곱맞춤법(least-square-fit method) [28]과 해석적인 방법에 의해 K, h를 실험결과로부터 측정하는 방법들을 그림 3과 표 I을 참고하여 설명하면 다음과 같다.

A. 최소제곱맞춤법

먼저,최소제곱맞춤법을 이용하여 비등방성 및 포화자기화량을 구하는 과정을 간단히 설명하면 다음과 같다. 먼저, 표 I에 요약된 돌림힘곡선의 특수값들 중 측정이 용이한 값을 선택한다. 예로서, 그림 3에서와 같은 자기마당세기에 의존하는 여러개의 돌림힘 곡선들로부터, 돌림힘 특수값을 자기마당의 함수로 측정한다. 이 특수값의 측정 결과와 그 특수값을 나타내는 수학식을 이용한 선형 또는 비선형 최소제곱맞춤법으로 비등방성 및 포화자기화량을 구할 수 있다.

이제, 비등방성 및 포화자기화량을 최소제곱맞춤법으로 구하는 방법들의 예를 들고, 그들의 장단점에 대해 논의하고자 한다.

1. 곤란축 방향 (ϕ=$\pi/2$)에서의 돌림힘 값의 활용법

먼저, 자기마당의 세기를 전자석의 포화 자기마당 세기로 고정하고, 자기마당의 방향을 변화시키며 돌림힘을 측정하여 얻은 실험적인 τ−ϕ 곡선으로부터, 용이축의 방향을 측정한다. 이런 다음, 용이축 방향과 자기마당의 방향을 수직되게 고정하고, 자기마당의 세기를 변화시켜가며, 돌림힘 값을 자기마당 세기의 함수로 측정하여 실험적인 돌림힘곡선에서 곤란축 방향에서의 돌림힘 값들과 식 (12)를 이용한 최소제곱맞춤(least square fit)으로 K 및 h의 값들을 결정한다. 먼저, 포화자기화량을 이 방법으로 측정할 때 장점을 설명한다. 이 방법의 장점은 시료의 자기화량이 매우 작을지라도, 시료의 비등방성 자기마당이 높으면 고감도와 고정도를 얻을 수 있음에 있다. 이는 이미 발표한 바 있는 방법들과 동등한데, 우리는 이 방법의 장점들에 대한 자세한 설명을 다른 논문들에서 언급하였다 [29, 30].

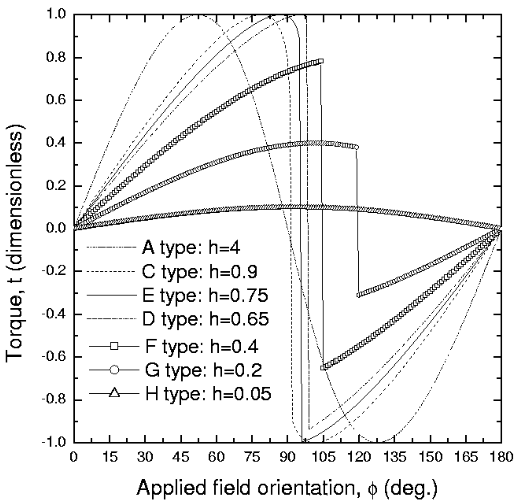

FIG. 3: h_0가 0.1인 시료의 이론 t−ϕ 곡선들의 예.

2. 용이축 방향들 (ϕ=0, ϕ=π)에서의 돌림힘 기울기의 활용법.

다음과 같은 측정 및 해석 과정들을 통해, 포화자기화량 및 비등방성을 측정할 수 있다. 먼저, 자기마당의 세기를 전자석의 포화 자기마당 세기로 고정하고, 자기마당의 방향을 변화시키며 돌림힘을 측정하여 얻은 실험적인 τ−ϕ 곡선으로부터, 용이축의 방향을 측정한다. 측정된 용이축 방향과 자기마당의 방향이 일치할 때, 돌림힘곡선의 기울기를 구하는 것을 반복한다. 마지막으로, 실험적인 돌림힘 곡선의 기울기들과 식 (17) 또는 (19) 또는 이 두식들의 선형 조합식을 이용한 최소제곱맞춤으로 K, h의 값들을 결정한다. 이 방법의 장점은 시료의 자기화량이 매우 작을 지라도, 시료의 비등방성 자기마당이 높으면 자기화량 측정 감도가 매우 높음에 있다. 게다가, 식 (17) 및 (19)의 선형 조합식은 시료의 포화 자기화량 뿐만 아니라 잔류 자기화량도 측정할 수 있다. 따라서 이 방법은 시료의 자기화량 측정에 유용함을 알 수 있다. 그러나, 이 방법으로 비등방성을 측정할 때, 비등방성 자기마당세기와 비교하여 인가자기마당세기가 너무 낮으면, 비등방성 자기마당 측정감도가 낮아질 수 있다. 한편, 용이축 방향에서의 돌림힘 기울기 값을 이용하는 본 방법의 측정원리는 기존의 비틀림진자 자력계를 이용하여 비등방성 및 포화자기화량을 측정하는 방법 [13, 14]의 원리와 매우 유사하다. 용이축 방향에서의 돌림힘 기울기 값을 측정하기 위해, 본 절에서 제안한 방법은 직류 자기마당의 방향을 변화시키며 돌림힘을 측정하는 방식이다. 이와 비교해서, 기존의 비틀림진자 자력계를 이용한 방법은 직류 자기마당을 용이축 방향으로 인가하고 비틀림진자의 주기를 측정하는 방식이다.

3. 곤란축의 방향 (ϕ=$\frac{\pi}{2}$)에서의 돌림힘 기울기 값들의 활용법.

포화자기화량 및 비등방성을 측정하는 방법에 대해서 설명한다. 먼저, 자기마당의 세기를 고정하고, 자기마당의 방향을 변화시키며 돌림힘을 측정하여 얻은 실험적인 τ−ϕ 곡선으로부터, 용이축의 방향을 측정한다. 둘째, 자기마당

의 세기를 고정하고 자기마당의 방향을 변화시켜가며 측정한 실험적인 $\tau-\phi$ 곡선들로부터 곤란축 방향에서의 돌림힘 기울기들을 측정한다. 마지막으로 측정된 기울기들과 식 (22)를 이력현상의 유무에 따라 적용하는 최소제곱맞춤으로 M과 H_K을 구한다. 이 방법의 장점은 시료의 비등방성 자기마당이 높으면, 시료의 자기화량이 매우 작을 지라도, 상대적으로 낮은 인가 자기마당 세기에서 자기화량을 측정하는 경우, 고감도를 얻을 수 있음에 있다. 그러나, 비등방성 자기마당이 매우 높거나, 자벽이동에 의한 자기화 역전에 필요한 자기마당세기가 매우 높은 시료가 아니면, 곤란축으로 자기마당을 인가할 때 낮은 자기마당에서 자기화가 불균일하게 될 가능성이 있다. 따라서, 비등방성 자기마당 세기보다 높거나, 자벽이동에 의한 자기화 역전에 필요한 자기마당세기보다 훨씬 낮은 인가 자기마당세기에서만 신뢰할 수 있는 방법이라 사료된다.

한편, 단순 비등방성 자성체의 돌림힘 곡선에서 $\phi=\pi/2$에서의 기울기는 이론적으로 $H=H_K$ 일 때 발산하므로, $\phi=\pi/2$에서 돌림힘곡선의 기울기가 최대가 되는 자기마당 세기는 비등방성 자기마당 세기에 해당한다. 여기서, 유사한 측정원리를 갖는 횡자화율 측정에 의한 SPD (Singular point detection)법 [16, 17]을 참고하면 다음과 같다. $\phi=\pi/2$를 만족하는 직류 자기마당을 인가하고, 이 직류 자기마당에 수직한 방향으로 미세한 세기 $H_\perp$의 횡자기마당 (transverse magnetic field)을 인가한다. 이때, 직류 자기마당 세기 H에 의존하는 횡자기화 $M_\perp$의 측정에서 횡자화율 $\frac{\partial M_\perp}{\partial H_\perp}$이 발산하는 자기마당세기 역시 비등방성 자기마당세기와 일치한다. 따라서, 식 (15)로부터 $\frac{\partial M_\perp}{\partial H_\perp}$은 다음과 같은 식으로 주어진다.

$$\frac{\partial M_\perp}{\partial H_\perp} = M\frac{\partial\theta}{\partial\phi}\bigg|_{\phi=\frac{\pi}{2}}\frac{\partial\phi}{\partial H_\perp} = \begin{cases} M\frac{h}{1-h^2} & \text{for } h<1\,, \\ -\infty & \text{for } h=1\,, \\ -M\frac{1}{h-1} & \text{for } h>1\,. \end{cases} \quad (27)$$

그림 4에 곤란축에서 이론적인 무차원 돌림힘 기울기와 이론적인 무차원 횡자화율을 도식하였다.

B. 해석적인 방법들

비등방성 및 포화자기화량을 최소제곱맞춤법으로 구하기 위해서는 인가 자기마당에 의존하는 특수값들을 얻기위해 $\tau-\phi$ 곡선을 여러번 측정해야 하므로 많은 노력과 시간이 필요하다. 이에 반해서, 1개의 $\tau-\phi$ 곡선에서 여러개의 특수값들을 측정하고, 이들 특수값들의 관계들로부터 비등방성 및 포화자기화량을 해석적으로 구할 수 있다. 이제, 1개의 $\tau-\phi$ 곡선에서 여러개의 특수값들을 측정하고, 이들 특수값들의 관계들로부터 비등방성 및 포화자기화량을 해석적으로 구하는 방법들을 표 I을 참고하여 설명하고 그들의 장단점에 대해 논의한다.

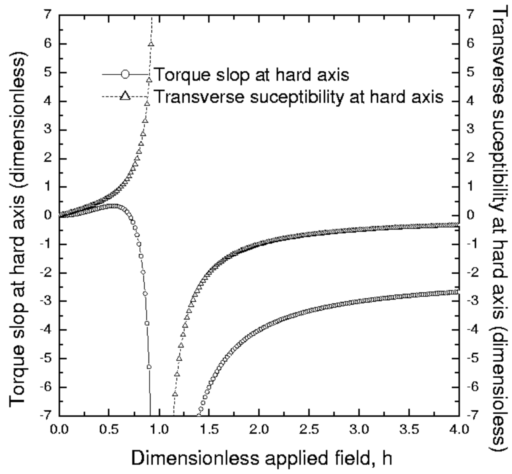

FIG. 4: $\phi=\pi/2$에서의 돌림힘 곡선 기울기와 자기 감수율.

첫째, $h\geq1$을 만족하는 높은 자기마당세기에서 얻어지는 A 유형의 실험 돌림힘곡선의 해석법을 설명한다. A 유형의 실험적인 $\tau-\phi$곡선에서는 $\tau_{hp_+}=K$이 성립한다. 따라서, A 유형의 실험적인 $\tau-\phi$곡선에서 정점의 높이를 측정하면 비등방성을 측정할 수 있다. 여기서, 식들 (17) 및 (22)를 연립하여 풀면, 다음의 관계식들이 성립한다.

$$h = \frac{\tau_{\frac{\pi}{2}}'}{2\tau_{hp_+}+\tau'_{\frac{\pi}{2}}}\,, \quad (28)$$

$$h = \frac{\tau'_{\frac{\pi}{2}}-\tau'_0}{\tau'_{\frac{\pi}{2}}+\tau'_0}\,. \quad (29)$$

따라서 실험적으로 높은자기마당세기에서 측정된 하나의 $\tau-\phi$곡선에서 τ_{hp_+}, $\tau'_{\frac{\pi}{2}}$, τ'_0들 중 2개를 측정하면 윗 식들을 이용하여 h를 구할 수 있다. 여기서, 식 (23)은 시료가 식 (1)로 표현되는 비등방성 에너지를 갖는지 여부를 확인할 수 있고, 측정의 신뢰도를 알아보기 위해 사용될 수 있다.

둘째, 매우 낮은 자기마당세기 ($h<h_0$)에서 얻어지는 H 유형의 돌림힘곡선의 해석법을 설명한다. H 유형의 돌림힘곡선에서는, $\tau_{lp_+}=MH$ 및 $\tau_\pi=\frac{2Kh}{h-1}$이 성립한다. 따라서, 다음과 같은 관계가 성립한다.

$$h = \frac{\tau_{lp_+}}{\tau'_\pi}+1\,, \quad (30)$$

$$h = \frac{\tau'_\pi+\tau'_0}{\tau'_\pi-\tau'_0}\,. \quad (31)$$

이때, 식 (24)는 낮은 자기마당에서 측정된 시료가 식 (1)로 표현되는 비등방성 에너지를 갖는지 여부를 확인과 측정의 신뢰도를 위해 사용될 수 있다.

셋째, $h \geq h_2$를 만족하는 높은 자기마당세기에서 얻어지고, 둥근 양정점을 가지는 A, B, C, D, E 유형의 실험 돌림힘곡선으로부터 비등방성 및 포화자기화량을 측정할 수 있는 방법에 대해 설명한다. A, B, C, D, E 유형의 실험적인 $\tau-\phi$곡선에서 $\tau_{hp_+}=K$ 및 식 (17)을 동시에 만족하는 h를 다음과 같은 식으로 나타낼 수 있다.

$$h = \frac{\tau'_0}{2\tau_{hp_+} - \tau'_0} \; . \tag{32}$$

따라서 실험적으로 높은자기마당세기에서 측정된 하나의 $\tau-\phi$곡선에서 τ_{hp_+}, τ'_0들을 측정하면, 윗 식들을 이용하여 K와 h를 구할 수 있다.

넷째, ($H \leq h_1 H_K$)를 만족하는 낮은 자기마당에서 얻어지는 G 및 H 유형의 실험 돌림힘곡선으로부터 비등방성 및 포화자기화량을 측정하는 방법에 대해 설명한다. G 및 H 유형의 실험 돌림힘곡선에서 얻어지는 둥근 양정점의 높이는 $MH=\tau_{lp_+}$을 만족하므로, H 유형의 돌림힘곡선의 정점의 높이와 H를 측정하면 M의 값을 측정할 수 있다. 한편, 식들 (17) 및 (12)로 부터 다음과 같은 관계가 성립함을 알 수 있다.

$$h = \frac{\tau_{lp_+}}{\tau'_0} - 1 \; , \tag{33}$$

$$h = \sqrt{1-\left(\frac{\tau_{\frac{\pi}{2}}}{\tau_{lp_+}}\right)^2} \; . \tag{34}$$

따라서 실험적으로 높은자기마당세기에서 측정된 하나의 $\tau-\phi$곡선에서 τ_{lp_+}, $\tau'_{\frac{\pi}{2}}$, τ'_0들 중 2개를 측정하면 h를 구할 수 있다.

다섯째, 곤란축방향에서의 돌림힘이 0이 아닐 때 비등방성과 포화자기화량을 측정할 수 있는 해석법에 대해 설명한다. 인가 자기마당세기가 낮은 경우, 실험적인 돌림힘곡선에서 둥근 정점들이 나타나지 않을 수도 있다. 인가 자기마당세기가 비등방성 자기마당세기보다 낮을 때 성립하는 식 (12), (17), (22)들로부터 다음과 같은 식들을 얻을 수 있다.

$$\left(\frac{\tau_{\frac{\pi}{2}}}{\tau'_0}\right)^2 = (h+1)^2(1-h^2) \; , \tag{35}$$

$$\left(\frac{\tau'_{\frac{\pi}{2}}}{\tau_{\frac{\pi}{2}}}\right)^2 = \frac{h^2(2h^2-1)^2}{(1-h^2)^3} \; , \tag{36}$$

$$\frac{\tau'_{\frac{\pi}{2}}}{\tau'_0} = \frac{h(2h^2-1)}{h-1} \; . \tag{37}$$

여기서 τ'_0, $\tau_{\frac{\pi}{2}}$, $\tau'_{\frac{\pi}{2}}$들 중 2가지 양들을 측정하면 윗 식들을 이용하여 비등방성과 포화자기화량을 구할 수 있다. 이 방법의 장점은 시료의 보자력과 둥근 정점의 유무에 상관 없이 적용 가능함에 있다. 이 방법들은 $H<H_K$에서 얻어진 실험 $\tau-\phi$ 곡선에서 $\tau_{\frac{\pi}{2}}$이 항상 정의되므로, $\tau-\phi$곡선의 유형에 대한 정보가 없을 때 상당히 일반적인 방법이 될 수 있다.

한편, τ'_0의 변화가 $\tau'_{\frac{\pi}{2}}$의 그것보다 작아서 식 (32)를 이용하는 방법은 감도면에서는 둔감하다. 이 경우에는 식 (28)을 이용하면 상대적으로 정확한 측정이 가능하다. 이는 $\left|\tau'_{\frac{\pi}{2}}\right|$는 $H \approx H_K$에서 H에 대해 매우 민감하기 때문이다. 따라서, 자기마당방향을 정확하게 측정할 수 있는 돌림힘자력계를 활용한다면 식 (32)보다는 식 (28)을 측정에 활용하는 것이 유리하다. 이를 조금더 자세히 살펴보기 위해 식 (32)의 좌변과 우변의 전미분으로부터 다음과 같은 관계를 얻었다.

$$\frac{\Delta h}{h} = (h+1)\left(\frac{\Delta\tau'_0}{\tau'_0} - \frac{\Delta K}{K}\right) \; . \tag{38}$$

여기서 전미분 Δx를 x 측정시의 불확정량과 대응시키면, 식 (32)를 이용하여 h를 측정할 때의 오차가 자기마당세기에 비례하여 증가함을 알 수 있다. 한편, 식 (28)로부터 다음과 같은 관계를 얻을 수 있다.

$$\frac{\Delta h}{h} = (h-1)\left(\frac{\Delta K}{K} - \frac{\Delta\tau'_{\frac{\pi}{2}}}{\tau'_{\frac{\pi}{2}}}\right) \; . \tag{39}$$

식 (28)을 이용하여 h를 측정할 때의 측정오차도 자기마당세기에 비례하여 증가함을 알 수 있다. 그러나, $h \approx 1$ 인 자기마당 세기에서는 식 (32)를 이용할 때보다 식 (28)을 이용하여 h를 측정할 때의 측정오차면에서 유리함을 알 수 있다. 즉, 식 (28)을 이용하여 h를 측정하는 방법이 비등방성 자기마당세기 근처에서 측정할 때 유리함을 식들 (38)와 (39)의 비교로부터 로부터 알 수 있다. 예를 들어 $H=2H_K$이면, 식 (28)을 이용하는 방법이 식 (32)를 이용하는 방법보다 감도면에서 두배의 효과가 있다. 이는 자기마당의 세기가 비등방성 자기마당세기와 비슷하고 그 방향이 곤란축 근처일 때 $\tau-\phi$곡선의 모양 변화가 심하고, 자기마당의 세기가 극히 낮거나 높은 경우에는 그 세기가 변하여도 $\tau-\phi$곡선의 모양 변화가 크지 않기 때문이다. 그런데, 이 방법을 이용하기 위해서는 시료의 비등방성 자기마당세기보다 높은 외부 자기마당세기가 필요하다. 따라서, 이 방법은 비등방성 자기마당세기가 낮은 시료의 비등방성 및 포화자기화량 측정에 감도면에서 유리함을 알 수 있다.

한편, $\tau'_0 \neq \tau'_\pi$를 만족하는 τ'_π의 존재 조건은 h_0 및 자기마당세기에 의존한다. τ'_π을 이용하는 방법에서, h_0가 작으면 h_1도 역시 작다. 따라서, τ'_π을 얻기 위해 높은 자기마당을 인가 할 수 없으므로, 측정되는 돌림힘이 작다는 단점과 시료가 탈자화되어 측정오차를 유발할 수 있다는 단점이

있다. 따라서, 식들 (30)과 (31)을 이용하여 h를 측정하는 것 보다는 식들 (33)과 (34)를 이용하는 것이 h_0에 대한 정보가 없을 때는 일반적이다. 그러나 τ'_π는 τ'_0보다 H에 대해 민감하므로 비등방성 자기마당보다 훨씬 낮은 자기마당세기에서는 식 (33)을 이용하는 방법은 둔감해 지므로 식 (30)을 측정에 활용하는 것이 유리하다. 따라서, 식 (30)을 측정에 활용하는 방법은 비등방성 자기마당세기와 자벽의 생성 또는 이동에 필요한 자기마당세기가 높은 시료의 비등방성 및 포화자기화량을 측정하는데 유리함을 알 수 있다.

한편, G와 H 유형의 실험 돌림힘곡선의 둥근 양정점의 좌표로부터 비등방성과 포화자기화량을 측정하는 또다른 방법을 설명한다. 실험 돌림힘곡선에서, 둥근 양정점의 높이와 둥근 양정점이 나타나는 자기마당의 방향을 각각 τ_{lp_+}와 ϕ_{lp_+}라 정한다. 이때, 비등방성 자기마당의 세기와 포화자기화량은 τ_{lp_+} 및 ϕ_{lp_+}와 다음의 관계 $MH{=}\tau_{lp_+}$ 와 $\tau_{lp_+}{=}K\ \sin(2\phi_{lp_+}-2\ \arcsin(\tau_{lp_+}/M/H))$를 만족함을 식들 (3) 과 (4)로부터 알 수 있다. 이 방법은 포화자기화량 측정에 있어서는 효과적일 수 있지만 비등방성 측정에는 이용되지 않는다. 그 이유는 돌림힘 측정잡음이 매우 작을지라도 ϕ_{lp_+}의 정확한 측정이 매우 어렵기 때문이다. 게다가, 돌림힘 측정오차와 비등방성 측정오차와 비선형적으로 의존하므로 그 정확도를 예측하기 어렵다. 결국, ϕ_{hp_+}를 측정하여 비등방성을 측정하는 방법은 상기와 같은 단점들에 의해 실용적이지 못하다. 그러나, 둥근 양정점의 높이로 부터 M 의 값을 측정하는 것은 효과적인 포화자기화량 측정법이라 할 수 있다. 여기서 둥근 정점을 얻기 위해서는 시료의 보자력보다 작은 자기마당세기에서 $\tau{-}\phi$곡선을 측정해야 하는데, 그 보자력 작으면 인가할 수 있는 자기마당세기도 작아야 하고 측정되는 돌림힘도 작다. 따라서 보자력이 작은 시료에 대해서는 이방법이 매우 불리하지만, 시료의 보자력이 큰 경우에는 τ_{lp_+} 의 최대값이 $2Kh_1$임을 고려하면 이방법은 매우 효과적이라 할 수 있다.

식 (37)를 이용하는 방법은 자기마당세기가 비등방성 자기마당세기와 비슷할 때에는 $\tau'_{\frac{\pi}{2}}$의 값이 측정 조건에 대해 매우 민감하므로 자기마당방향을 작은 간격으로 정밀하게 측정할 수 있다면 고감도를 얻을 수 있다. 즉, $\tau'_{\frac{\pi}{2}}$의 값이 자기마당이 낮아짐에 따라 $-\infty(h\approx1)$에서부터 $0(h{=}\frac{1}{\sqrt{2}})$을 지나 양의 값을 갖으므로 자기마당의 세기가 매우 낮은 경우에는 식 (37)을 측정에 이용하는 것이 감도면에서 유리하다.

Wielinga [5]는 충분히 높은 자기마당세기에서 얻어지는 돌림힘곡선의 둥근 양 정점 및 둥근 음 정점의 좌표들을 활용하여 비등방성 및 포화자기화량을 측정하는 방법을 제안하였다. 그 논문에 따르면, 둥근 음정점의 좌표를 측정하고 돌림힘곡선의 대칭성을 이용하면, 돌림힘의 측정 원점이 정확하지 않아도 비등방성을 정확히 측정할 수 있다. 그런데, Wielinga는 언급하지 않았지만, 그는 논문에서 비등방성을 얻기위해 측정된 결과들 중 낮은 자기마당에서 측정된 결과를 계산 과정에서 제외하였다. 그 이유는 둥근 음정점을 얻기 위해서는 $h{\geq}h_3$을 만족하는 높은 자기마당 세기가 필요하기 때문이다. 따라서, Wielinga가 제안한 방법은 A와 C 유형의 돌림힘곡선의 해석에만 적용될 수 있다.

1985년에 Pastor가 그의 논문 [6]에서 언급한 방법은 다음과 같다. 충분히 높은 자기마당 영역에서 얻어지는 실험적인 돌림힘곡선에서 둥근 양정점의 높이와 둥근 양정점이 나타나는 자기마당의 방향을 각각 τ_{hp_+}와 ϕ_{hp_+}라 정한다. 이때, 비등방성 자기마당의 세기와 포화자기화량은 τ_{hp_+} 및 ϕ_{hp_+}와 다음의 관계 $K{=}\tau_{hp_+}$ 와 $M{=}\tau_{hp_+}/(H\ \sin(\phi_{hp_+}-\pi/4))$를 만족함을 식들 (3) 과 (4)로부터 알 수 있다. 이때, Pastor는 $h{\geq}1$을 만족하는 인가자기마당세기가 필요하다고 언급하였지만, 실제로 이 방법을 적용하기 위해서는 $h{\geq}h_2$를 만족하는 높은 자기마당세기가 필요하다. 따라서, 이 방법은 A뿐만이 아니라 B, C, D, E 유형의 실험 돌림힘곡선으로부터 비등방성을 측정할 수 있다. 이 방법은, Pastor가 언급한 바와 같이, 포화자기화량 측정에는 이용되지 않는다. 그 이유는 돌림힘 측정잡음이 매우 작을 지라도 ϕ_{hp_+}의 정확한 측정이 매우 어렵기 때문이다. 게다가, 돌림힘 측정오차와 포화자기화량 측정오차와 비선형적으로 의존하므로 그 정확도를 예측하기 어렵다. 결국, ϕ_{hp_+}를 측정하여 포화자기화량을 측정하는 방법은 상기와 같은 단점에 의해 실용적이지 못하다.

V. 결 론

결맞음회전 이론 및 자벽이동 이론을 포함하여 자기화역전을 기술하는 자기화역전기구 전환이론에 근거하여, 자기마당의 세기를 고정하고 그 방향을 변화시키며 자기화시킬 때 얻어지는 돌림힘곡선의 특수값들을 나타내는 해석식들을 구하였다. 이 수식들을 이용하는 비등방성 및 포화자기화량 측정법들을 개발하였다. 개발된 방법들은 자기화 과정중 자벽의 생성 또는 이동에 의해 자기화가 역전될 수 있는 경우, 즉 인가 자기마당이 비등방성 자기 마당보다 낮을지라도 신뢰할 수 있음을 보여주었다.

Acknowledgments

본 연구의 일부는 한국과학기술원 박사학위 논문에 포함됨을 밝히며, 본 연구는 한국과학기술원 재료계면연구센터를 통한 한국과학재단 우수연구센터 지원금에 의한 것이며 이에 감사드립니다.

[1] H. J. Williams, Rev. Sci. Instrum. **8**, 56 (1937).
[2] S. Chikazumi, J. Phys. Soc. Jpn. **11**, 718 (1956).
[3] C. A. Neugebauer, Phys. Rev. **116**, 1441 (1959).
[4] H. Miyajima, K. Sato and T. Mizoguchi, J. Appl. Phys. **47**, 4469 (1976).
[5] T. Wielinga, J. Appl. Phys. **50**, 4888 (1979).
[6] G. Pastor and M. Torres, J. Appl. Phys. **58**, 920 (1985).
[7] S.-C. Shin and C.-S. Kim, IEEE Trans. on Magn. **27**, 4852 (1991).
[8] M. Noda, IEEE Trans. on Magn. **27**, 4864 (1991).
[9] J. O. Artman, IEEE Trans. Magn. **MAG-21** 1271, (1985).
[10] P. Poulopoulos, N. K. Flevaris, R. Krishnan and M. Porte, J. Appl. Phys. **75**, 4109 (1994).
[11] M. Prutton, Thin Ferromagnetic Films (Pub. Inc. London, 1964).
[12] P. J. H. Bloemen, E. A. M. Van Aplphen, W. J. M. De Jonge and F. J. A. Den Brorder, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **231**, 479 (1992).
[13] K. A. Hempel and C. Vogit, Z. angew. Phys. **19**, 108 (1965).
[14] H. J. Richter, J. Appl. Phys. **67**, 3081 (1990).
[15] J. Kohlepp and U. Gradmann, J. Magn. Magn. Mat. **139**, 347 (1995).
[16] P. M. Sollis and P. R. Bissell, J. Phys. D: Appl. Phys. **24**, 1891 (1994); referrence there in.
[17] G. Asti and S. Rinaldi, J. Appl. Phys. **45**, 3600 (1974).
[18] C. Vittoria, Microwave Properties of Magnetic Films (World Scientific Singapore, 1993), Chap. 5.
[19] Z. Celinski, K. B. Urquhart and B. Heinrich, J. Magn. Magn. Mat. **166**, 129 (1997); and refference there in.
[20] R. A. Hajjar, F. L. Zhou and M. Mansuripur, J. Appl. Phys. **67**, 5328 (1990).
[21] G. H. Lander, M. S. S. Brooks, B. Lebech, O. Vogt and K. Mattenberger, Appl. Phys. Lett. **57**, 989 (1990).
[22] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, Philos. Trans. R. Soc. London Sect. **A240**, 599 (1948).
[23] 허진, 신성철, 응용물리, **10**, 463 (1997).
[24] 허진, 신성철, 자기학회, **8**, 34 (1998).
[25] R. A. Mccurrie and S. Jackson, IEEE Trnas. on Magn. **16**, 1310 (1980).
[26] J. Smit, F. K. Lotgering and U. Enz, J. Appl. Phys. **31**, 137S (1960).
[27] P. J. Flanders and S. Shirikman, J. Appl. Phys. **33**, 216 (1962).
[28] W. H. Press, AS. A. Teukolsky, W. T. Verrerling and B. P. Flannery, Numerical Recipes in C (Cambridge Univ. Press, 2ed Ed. New York, 1992), Chap. 15.
[29] 허진, 신성철, 한국자기학회지 **2**, 263 (1992).
[30] J. Hur and S.-C. Shin, Appl. Phys. Lett. **62**, 2140 (1993).