

## 자성 박막에서 여기되는 스핀파 거동

한기평 · 손영준 · 백문철 · 조경익

한국전자통신연구원, 대전 305-350

(1999년 12월 26일 받음, 2000년 2월 23일 최종수정본 받음)

자성 박막 표면에서의 일축 자기이방성을 고려한 자화의 경계조건을 Maxwell 방정식과 자화에 대한 Gilbert 방정식을 동시에 만족하는 해에 적용하여 자성박막에서 여기되는 스핀파 공명신호에 대한 모의실험을 수행하였다. 공명신호에 영향을 주는 물리량은 박막두께, 교환강성 상수, 표면 자기이방성 상수, 포화자화, 감쇠 상수, 전기비저항 등이며, 이러한 물리량들이 자성 박막에서 여기되는 스핀파 거동에 미치는 영향을 공명흡수선의 공명자기장, 선폭, 세기로 구분하여 조사하였다.

### I. 서 론

일반적으로 자성체가 정자기장을 받게되면 격자점에 있는 원자스핀은 정자기장 주위로 세차운동하면서 격자와의 상호작용을 통해 정자기장 방향으로 정렬하게 된다. 이때 정자기장에 수직한 방향으로 전자의 세차 진동수와 같은 진동수를 갖는 마이크로파를 인가하면 세차운동은 지속되며, 마이크로파 에너지가 최대로 흡수되는 공명현상이 일어나게 된다. 이와 같이 모든 원자스핀들이 집단적으로 동일한 위상을 갖고 세차운동할 때 일어나는 공명현상을 일반적으로 강자성공명(Ferromagnetic Resonance : FMR) 이라고 하며, 이때의 모드를 uniform mode 또는 Kittel mode라 부른다[1-3]. 한편 마이크로파 자기장이 시료내부에서 불균일하다면 이웃한 자기모멘트들의 상호작용에 의해 조금씩 위상을 다르게 하며 세차운동하게 된다. 이러한 경우에 발생하는 공명현상을 스핀파 공명(spin wave resonance; SWR) 이라 부른다[4-7]. 스핀파를 여기시키기 위한 필수적인 요건은 외부에서 가해지는 섭동 에너지와 섭동에 대한 복원력이다. 강자성 공명실험의 경우 섭동 에너지는 마이크로파 자기장에 의해 가해지고, 복원력은 다음과 같은 두가지 경우가 가능하다. 첫번째로는 복원력이 주로 자기 쌍극자 상호작용(magnetic dipole interaction)에 의해 일어나는 경우로서, 이러한 모드를 magnetostatic mode 또는 Walker mode라 부르며[8], 두번째로는 스핀들 사이의 교환력이 복원력으로 작용할 경우로서 이러한 방식을 exchange mode라 부르며, 이러한 스핀파는 박막표면에서 형성되는 자화의 경계조건에 의해 변형된다. 따라서 스핀파 공명신호의 관측을 통해 박막의 내부적인 특성, 즉 스핀의 유연성(flexibility)을 나타내는 교환강성상수

(exchange stiffness constant)와 박막표면에서 자화의 경계조건을 나타내는 표면 자기이방성(surface magnetic anisotropy) 상수에 대한 정보를 알아낼 수 있다[9, 10]. 표면 자기이방성은 자성체 내부와 표면에서의 자기적 특성 차이를 의미하며, 1954년 Neel[11]에 의해 자성체 표면에서의 대칭성 감소와 이에 따른 자기변형에 기인하는 이방성을 관련시켜 최초로 제안되었으며, 이러한 표면 자기이방성은 스핀파공명 실험결과를 자화의 경계조건을 고려하여 분석함으로써 얻어질 수 있다.

본 연구에서는 마이크로파에 의해 여기되는 exchange mode에 영향을 주는 물리량과 이러한 물리량의 변화에 따른 스핀파의 거동을 체계적으로 조사하기 위해 Maxwell 방정식과 자화의 운동 방정식을 만족하는 해를 구하고, 박막 표면에서 전자기파의 경계조건과 일축 자기이방성을 갖는 자화의 경계조건[53]을 고려하여 스핀파의 거동에 대해 모의실험을 수행하였다.

### II. 이 론

정자기장  $\vec{H}_0$  을 박막면에 수직한 y - 축 방향으로 가하고, 정자기장의 크기에 비해 무시할 수 있을 정도의 작은 마이크로파 자기장  $\vec{h}_{mf}$  ( $h_{mf} \ll H_0$ )을 정자기장에 수직하게 인가했을 때, 박막이 흡수하는 마이크로파 에너지를 고전 전자기 이론과 Gilbert 감쇠항을 고려한 자화의 운동방정식[12]을 만족하는 해를 구하고 전자기 및 자화의 경계조건을 고려하여 분석하였다.

#### 2.1. Maxwell 방정식

강자성체에 전자기파가 입사되었을 때, 시료내부에서

형성되는 전자기장과 동적자화( $\vec{m}$ )의 관계는 다음과 같은 Maxwell 방정식에 의해 결정된다.

$$\vec{\nabla} \times \vec{h}_{mf} = \frac{\epsilon \partial \vec{e}_{mf}}{c} + \frac{4\pi\sigma}{c} \vec{e}_{mf} \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{e}_{mf} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{h}_{mf}}{\partial t} - 4\pi \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \quad (2)$$

여기서  $\vec{h}_{mf}$  와  $\vec{e}_{mf}$  는 전자기파의 자기장과 전기장이며,  $\epsilon$  와  $\sigma$  는 각각 시료의 유전율과 전기 전도도이다.

### 2.2 자화의 운동 방정식

강자성체에 외부 자기장  $H_0$ 을 가했을 때, 실제 박막이 받는 자기장인 유효자기장  $\vec{H}_{eff}$  와 교환 자기장  $\vec{H}_{ex}$  을 고려하여 자화의 운동방정식을 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \left( \vec{H}_{eff} + \frac{2A}{M_0^2} \nabla^2 \vec{M} + \frac{\alpha}{\gamma M_0} \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (3)$$

여기서 우변의 마지막항은 Gilbert 감쇠상수  $\alpha$ 로 표현된 감쇠항이며,  $\gamma$ 는 자기회전비( $ge/2mc$ ) 이고,  $\vec{M}$  은 포화자화,  $M_0$ 은 정자기장에 의한 자화의 크기,  $A$ 는 교환강성상수이다

이때 박막이 x-z 평면에 놓여 있고, 정자기장이 y 축을 향하므로  $\vec{H}_{eff}$  와  $\vec{M}$  은 다음과 같이 표현된다.

$$\vec{H}_{eff} = (H_0 - 4\pi M_0) \hat{i}_y + h e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (4)$$

$$\vec{M} = M_0 \hat{i}_y + m e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (5)$$

### 2.3 경계조건(boundary condition)

전자기파가 강자성체에 입사할 때 만족해야 할 경계조건은 전자기파의 전기장과 자기장에 대한 조건과 마이크로파 자기장에 의해 유도된 동적자화가 만족해야 할 조건으로 나눌 수 있으며 각각의 경우는 다음과 같다.

#### 2.3.1 전자기파의 경계조건

##### a) 자기장

경계면  $y=0, d$ 에서의 자기장을 각각  $h_0, h_d$  라고 했을 때 연속조건은 다음과 같이 표현된다.

$$y=0 ; \sum_{i=1}^2 (A_i + B_i) = h_0 \quad (6)$$

$$y=d ; \sum_{i=1}^2 (A_i e^{-jk_i d} + B_i e^{+ik_i d}) = h_d \quad (7)$$

##### b) 전기장

Maxwell 방정식을 이용하여 자기장  $\vec{h}_{mf}$ 에 의해 유도되는 전기장  $\vec{e}_{mf}$  를 구하고,  $y=0, d$ 에서의 전기장을 각각  $e_0, e_d$  라 했을 때 연속조건은 다음과 같다.

$$y=0 ; \sum_{i=1}^2 \left[ -\frac{jc}{4\pi\sigma} k_i A_i + \frac{jc}{4\pi\sigma} k_i B_i \right] = e_0 \quad (8)$$

$$y=d ; \sum_{i=1}^2 \left[ -\frac{jc}{4\pi\sigma} k_i A_i e^{-jk_i d} + \frac{jc}{4\pi\sigma} k_i B_i e^{+jk_i d} \right] = e_d \quad (9)$$

따라서 (8) 식과 (9)에 의해  $y=0, d$ 에서의 임피던스  $Z_0, Z_d$ 는 각각 다음과 같이 표현된다.

$$Z_0 = \frac{jc}{4\pi\sigma h_0} \sum_{i=1}^2 (A_i - B_i) k_i \quad (10)$$

$$Z_d = \frac{-jc}{4\pi\sigma h_d} \sum_{i=1}^2 (A_i e^{-jk_i d} - B_i e^{jk_i d}) k_i \quad (11)$$

#### 2.3.2 자화의 경계조건

자화에 대한 경계조건은 1959년 G. T. Rado와 J. R. Weertman에 의해 최초로 제안되었으며[13], 일축이방성의 표면 자기이방성을 갖는 경우, 다음과 같은 자화의 운동방정식을 고려하여 경계조건을 얻을 수 있다.

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{T}_{vol} + \frac{2A}{M_0^2} \vec{M} \times \nabla^2 \vec{M} \quad (12)$$

여기서  $\vec{T}_{vol}$  은 교환 자기장에 의한 효과를 제외한 시료 내부의 토오르크 밀도이다. 양변을 체적에 대해 적분한 후, Green 정리를 이용하면 (12) 식은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{2A}{M_0^2} \left( \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial y} \right) + \vec{C} = 0 \quad (13)$$

$\vec{C}$  는 표면 자기 이방성에 의한 표면 토오르크  $\vec{T}_s$  를 의미하며 다음과 같다

$$\vec{C} = \vec{T}_s = \vec{M} \times \left( -\vec{\nabla}_M E_s \right) \quad (14)$$

여기서  $E_s$ 는 표면 자기이방성 에너지이고,  $\vec{\nabla}_M$  은 미분변수가  $\vec{M}$  의 단위벡터 성분인 기울기 연산자이다.

결국 (13) 식은 자화의 경계조건을 나타내며 다음과 같이 표시된다.

$$A \frac{\partial m_{x,z}}{\partial y} - K_S m_{x,z} = 0 \quad (15)$$

이때  $y=0$ ,  $d$  인 경우의 표면 자기이방성 상수를 각각  $K_{so}$ ,  $K_{sd}$  라 하고, 자화의 운동 방정식에서 얻어진 동적자화를 (15) 식에 대입하면 다음과 같은 조건이 얻어진다.

$$\sum_{i=1}^2 Q_i [(A_i + B_i) K_{SO} + (A_i - B_i) A_j k_i] = 0 \quad (16)$$

$$\sum_{i=1}^2 Q_i [(A_i e^{-jk_i d} + B_i e^{+jk_i d}) K_{SD} - (A_i e^{-jk_i d} - B_i e^{+jk_i d}) A_j k_i] = 0 \quad (17)$$

따라서  $A_i$ 와  $B_i$ 는 자기장에 대한 경계조건과 자화의 경계조건에 의해 얻어지며, 여기서  $Q_i$ 는  $\delta$ , 즉 침투깊이 (penetration depth)에 의해 다음과 같이 표현된다.

$$Q_i = \frac{1 - \frac{1}{2} j \delta^2 k_i^2}{4\pi} \quad (18)$$

### 2.4 흡수 에너지

전자기파가 시료면에 흡수되는 평균 에너지 밀도는 아래와 같은 Poynting 벡터의 평균값  $S_{av}$ 에 의해 표현될 수 있다.

$$S_{av} = \frac{c}{8\pi} \text{Re}(\vec{e} \times \vec{h}^*) \quad (19)$$

여기서  $\vec{h}^*$ 은 자기장  $\vec{h}$ 의 복소공액이다.

따라서 박막 양쪽면에서 전자기파의 자기장이 같다면 (19) 식은 앞에서 얻어진 박막 표면의 임피던스에 대해 다음과 같이 표현된다.

$$S_{av} \propto \text{Re}(Z_0 + Z_d) \quad (20)$$

## III. 모의 실험결과 및 고찰

Maxwell 방정식과 자화의 운동 방정식을 만족하는 해에 전자기파와 자화의 경계조건을 적용하여 얻어진 (20) 식에 포함된 물리량은 박막의 두께, 표면 자기이방성 상수, 교환강성상수, 비저항, Gilbert 감쇠상수, 자화, 분광학적 분리인자 등이며 이러한 7개의 물리량들이 스핀파 형성에 영향을 주게 된다.

실제 강자성 공명실험을 통해서 주로 공명자기장, 선폭, 흡수에너지의 세기 등에 관한 정보를 얻을 수 있으며, 스핀파에 거동에 영향을 미치는 물리량인 공명흡수선의 변화를 위의 3가지 관점에서 고찰해 보았다. 각 물리량

Table I. Parameters used for the simulation.

두께 (d)	2,000 Å
표면 자기이방성 상수 ( $K_{so}, K_{sd}$ )	1 erg/cm <sup>2</sup>
교환강성상수 (A)	$0.55 \times 10^{-6}$ erg/cm
전기비저항 ( $\rho$ )	30 $\mu\Omega$ cm
감쇠상수 ( $\alpha$ )	0.001
포화자화 ( $4\pi M$ )	2000 G
분광학적 분리인자 (g)	2.00

들을 기본적으로 Table 1과 같이 설정한 후, 물리량들을 하나씩 변화시키면서 흡수에너지의 세기를 계산하였으며, 마이크로파 진동수는 30 GHz로 고정하였다.

### 3.1. 두께변화

박막의 두께를 500, 1500, 3000, 5000, 10,000 Å 인 경우에 정자기장의 변화에 따른 마이크로파 흡수에너지의 변화를 Fig. 1에 나타내었다. 두께가 500 Å 인 경우를 제외하고 모든 두께의 박막에서 주모드(흡수에너지가 가장 큰 모드) 외에 여러개의 스핀파 모드가 형성됨을 알 수 있으며, 두께가 증가함에 따라 여기되는 스핀파의 수가 많아지며, 스핀파들 사이의 간격이 좁아짐을 보이고 있다. 또한 두께가 증가함에 따라 주모드의 공명선폭이 증가하는 경향을 보이고 있으며, 이러한 결과는 박막두께의 증가에 따른 저항의 감소에 기인한다.

Fig. 2는 두께 증가에 따른 주모드의 공명자기장의 변화를 보이고 있으며, 파선은 표면 자기이방성이 영인 경우에 형성되는 균일(uniform)모드의 공명자기장이다. 일반적으로

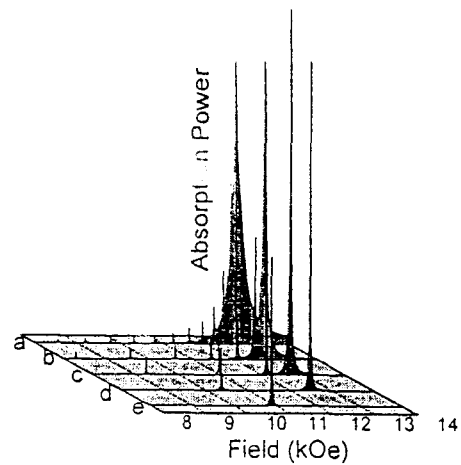


Fig. 1. The thickness dependence of the spin wave absorption spectra for (a) 10,000 Å (b) 5,000 Å, (c) 3,000 Å, (d) 1,500 Å, (e) 500 Å.

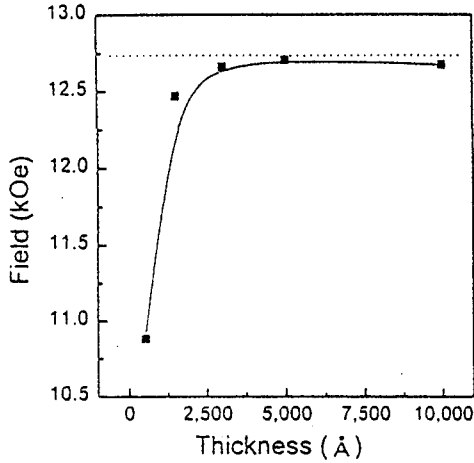


Fig. 2. The thickness dependence of the main mode linewidth.

로 강자성 공명실험에서 얻는 정보중에 하나인 포화자화는 공명실험에서 관측되는 균일 모드를 이용해 얻어지지만 Fig. 2에서 알 수 있는 바와 같이 두께가 얇은 박막에서 형성되는 주모드의 경우는 균일 모드와 상당한 차이를 보이고 있으며, 따라서 포화자화 분석에 많은 오차를 포함할 수 있다. 한편 박막의 두께가 3,000 Å 이상으로 증가하면 그 변화폭이 완만하며, 표면 자기이방성이 0 일 때 나타나는 균일 모드의 공명자기장과 유사한 값을 가진다. 따라서 강자성 공명실험에 의한 포화자화나 분광학적 분리 인자의 분석시 두께가 얇은 박막의 경우는 표면 자기특성에 의한 효과가 고려되어야 한다.

### 3.2. 교환강성상수 의존성

스핀들의 유연성을 나타내는 교환강성상수가 스핀파 특성에 미치는 영향은 역학적인 모델인 용수철 상수의 크기에 따른 진동운동에 비교될 수 있다. Fig. 3은 교환강성상수가  $0.1 \times 10^{-6}$  erg/cm에서  $1.2 \times 10^{-6}$  erg/cm로 증가함에 따라 높은 자기장에서 여기되는, 즉 파장이 긴 3개의 스핀파에 대한 공명 자기장의 변화를 보이고 있다. 이와 같은 결과는 Kittel의 모드수 제곱법칙[14]과 일치되는 결과이다. 스핀들 사이의 교환강성상수가 증가함에 따라 스핀들을 정렬시키기 위해 필요한 외부 자기장의 세기가 보상된다는 것을 고려하면 이것은 매우 자연스러운 결과이다. 이러한 공명자기장의 감소는 스핀파의 분산식이 파수벡터에 제곱에 비례하기 때문에 낮은 자기장에서 여기되는 스핀파 모드일수록 변화폭이 증가한다. 또한 교환강성상수의 증가는 주모드 아래쪽에서 여기되는 스핀파들의 흡수에너지

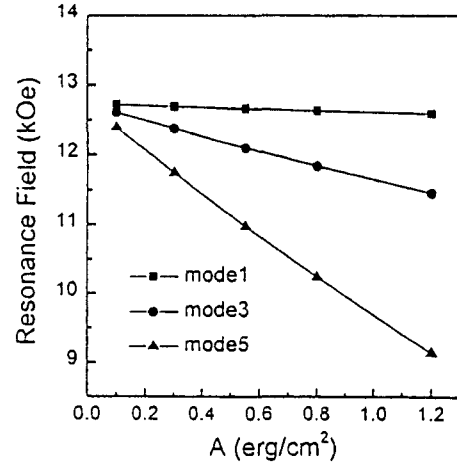


Fig. 3. The exchange stiffness constant dependence of the spin wave modes.

지 세기를 증가시키는 경향을 보인다.

### 3.3. 표면 자기이방성 상수

#### 3.3.1 양면의 표면 자기이방성 상수가 동일한 경우

박막양면의 자기적 특성이 동일한, 즉 표면 자기이방성 상수가 동일할 경우, 박막에서 여기되는 스핀파 모드는 동적자화가 박막 중심에 대칭을 이룬다. 표면 자기이방성은 자화의 경계조건을 결정하는 중요한 변수로서 박막에서 여기되는 스핀파에 미치는 효과는 교환강성상수와 비슷한 경향성을 보인다. 즉 표면 자기이방성의 크기는 박막표면의 스핀 자기모멘트의 고차정도를 정량화 시킨 물리량으로서 마이크로파에 의한 표면스핀의 반응성을 나타낸다. 따라서 표면 자기이방성 상수의 증가는 표면스핀의 고차정도를 증가시키므로 여기되는 기준모드인 스핀파들의 파장을 감소시켜 공명자기장의 세기가 감소시킨다. 이와 같은 경향은 Kittel의 모드수 제곱법칙에 의해 근사될 수 있다. 한편 박막이 표면에서 자화 용이면을 갖는, 즉 표면 자기이방성이 음인 경우는 양인 경우와 같이 절대값이 증가함에 따라 스핀들의 공명자기장이 감소하고 공명흡수선의 세기가 증가하지만 주모드보다 높은 자기장에서 새로운 스핀파가 여기됨을 보인다.

Fig. 4는 표면 자기이방성 상수가  $-0.05, -0.1, -0.2, -0.3, -0.4, -0.5$  erg/cm<sup>2</sup> 인 경우에 대한 흡수에너지의 변화이다. 표면 자기이방성이 음의 값을 갖는다는 것은 앞에서 고려한 일축이방성 모델의 경우 박막 표면에 자화용이면을 갖는다는 것을 의미하며, 정자기장에 수직인 마이크

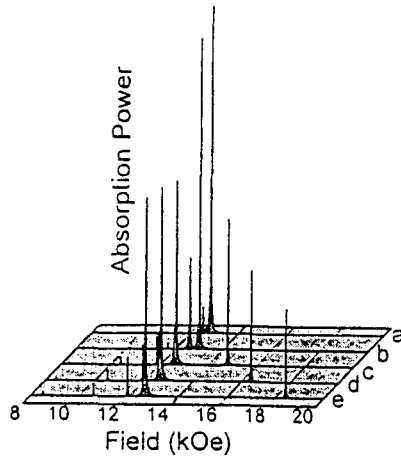


Fig. 4. The surface anisotropy dependence of the spin wave absorption spectra for (a)  $-0.05 \text{ erg/cm}^2$ , (b)  $-0.1 \text{ erg/cm}^2$ , (c)  $-0.2 \text{ erg/cm}^2$ , (d)  $-0.3 \text{ erg/cm}^2$ , (e)  $-0.4 \text{ erg/cm}^2$  and (f)  $-0.5 \text{ erg/cm}^2$ .

로파 자기장에 대한 반응정도가 유연함을 의미한다. Fig. 4에서 알 수 있듯이 음의 표면 자기이방성의 절대값이 증가함에 따라 마이크로파의 흡수에너지는 적어지는 반면 공명자기장의 세기는 증가하게 된다. 이러한 모드는 박막의 동적자화가 표면에서 최대 진폭을 갖고 박막내부에서 최소값을 갖는 모드로서 일반적으로 표면 스핀파라 부른다. Fig. 4에서 여기되는 표면 스핀파의 경우는 박막 양면에서의 경계조건이 동일하기 때문에 박막 양면에서의 동적자화가 대칭적으로 최대로 형성되는 모드이다. 절대값이 증가함에 따라 흡수에너지의 감소는 면내 이방성의 증가에 따른 마이크로파의 반사가 증가하기 때문에 나타나는 현상이다.

### 3.3.2 양면의 표면 자기이방성 상수가 서로 다른 경우

박막양면의 표면 자기이방성이 서로 다른 경우 스핀파 특성을 고찰하기 위하여, 한쪽면의 표면 자기이방성 상수를  $1 \text{ erg/cm}^2$ 로 고정시킨 채 다른 한 면의 표면 자기이방성 상수를  $0, 0.1, 0.5, 0.8, 1 \text{ erg/cm}^2$ 로 증가시키면서 마이크로파 흡수에너지의 변화를 측정하였다. Fig. 5에서 알 수 있는 바와 같이 표면 자기이방성이 증가함에 따라 공명자기장의 위치와 공명흡수선의 세기 뿐 아니라 여기되는 스핀파의 모드 수도 변화한다. 이러한 모드수의 변화는 박막에서 여기되는 모드가 대칭적인 모드 뿐 아니라 비대칭적인 모드도 여기되기 때문이다. 비대칭 스핀파모드가 여기되는 0과  $0.1 \text{ erg/cm}^2$  인 경우의 공명흡수선의 세기는

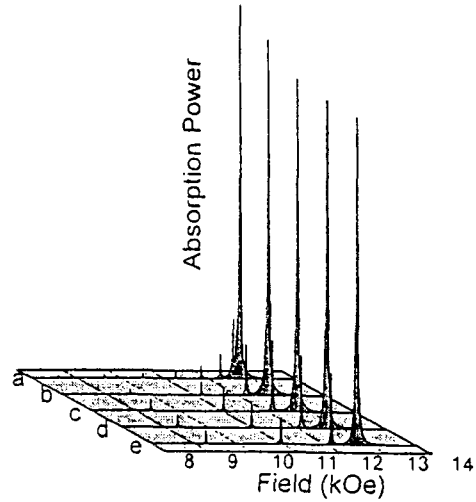


Fig. 5. The surface anisotropy dependence of the spin wave absorption spectra when the surface anisotropy energies on both surfaces are different ( $K_{s0} \neq K_{sd}$ ) (a)  $-0.05 \text{ erg/cm}^2$ , (b)  $-0.1 \text{ erg/cm}^2$ , (c)  $-0.3 \text{ erg/cm}^2$ , (d)  $-0.4 \text{ erg/cm}^2$ , (e)  $-0.5 \text{ erg/cm}^2$ .

다른 경향을 보이고 있다. 이방성이 0 인 경우의 흡수선 세기는 모드수 증가에 따라 감소하는 경향을 보이고 있으나,  $0.1 \text{ erg/cm}^2$  인 경우는 대칭형과 비대칭형인 홀수와 짝수 모드에 따라 진동형태를 보이고 있다. 그러나 이방성이 증가함에 따라 양면에서의 이방성 차가 감소하게 되어 비대칭형인 짝수모드의 여기가 감소되어 대칭형인 홀수모드만이 여기하게 된다. 한편 표면 자기이방성 상수가 음인 경우, 한면의 이방성 상수를  $-0.3 \text{ erg/cm}^2$ 로 고정하고 다른 면의 자기이방성 상수를  $-0.05 \text{ erg/cm}^2$ 에서  $-0.5 \text{ erg/cm}^2$ 로 증가함에 따라 내부 스핀파의 공명자기장과 흡수선의 세기는 양인 경우와 같은 경향성을 보이나 주모드보다 높은 자기장에서 새로운 비대칭 표면 스핀파가 여기된다. 새로운 비대칭 스핀파는 표면 자기이방성 상수의 절대값이 증가함에 따라 공명자기장이 증가하고 흡수선의 세기가 감소하는 경향을 보이고 있다.

### 3.4. 포화자화의 영향

Fig. 6은 포화자화( $4\pi M_{eff}$ )가  $0.5, 1, 2, 3, 5 \text{ kG}$  인 경우에 여기되는 스핀파 공명흡수선의 계산 결과이다. 포화자화가 증가함에 따라 박막면에 수직한 방향으로의 자기 소거장이 증가하게 되어 주모드의 공명자기장이 증가한다는 것은 잘 알려진 결과이다. 따라서 Fig. 6에서 주모드의 공명자기장은 포화자화에 선형적으로 비례하여 증가하고 있으나, 박막내부에서 여기되는 스핀파들의 공명자기장 간

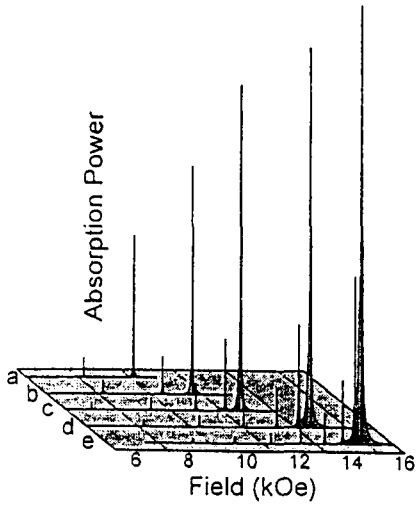


Fig. 6. The magnetization dependence of the spin wave absorption spectra for (a) 0.5 G, (b) 1 kG, (c) 2 kG (d) 3 kG, (e) 5 kG.

격은 포화자화가 증가함에 따라 감소하는 경향을 보이고 있다. 이와 같은 결과는 스핀파에 대한 일반적인 분산식과 동일한 결과이다.

### 3.5. Gilbert 감쇠상수 의존성

Gilbert 감쇠상수가 스핀파 특성에 미치는 영향을 고찰하기 위하여, 감쇠상수를 0.0001에서 0.01 까지 변화시켜

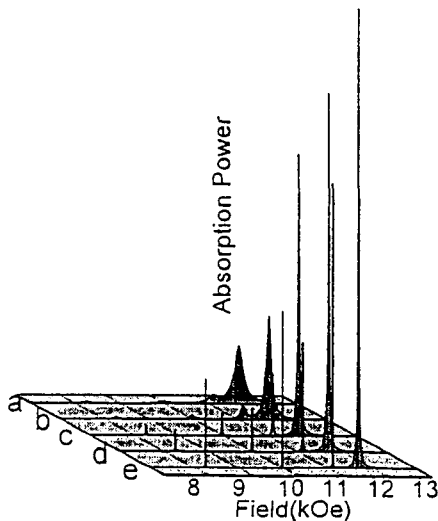


Fig. 7. The damping factor dependence of the spin wave absorption spectra for (a) 0.01, (b) 0.005, (c) 0.001, (d) 0.0005 and (e) 0.0001.

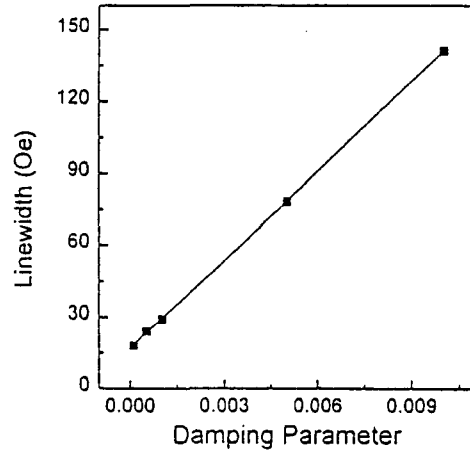


Fig. 8. The damping factor dependence of the main mode linewidth.

주면서 계산한 공명흡수선을 Fig. 7에 나타냈다. 감쇠상수의 증가는 공명자기장에 영향을 주지는 않지만 모드의 선폰이 증가함에 따라 흡수선의 세기가 감소하여 내부스핀 파들의 여기가 불분명해지게 된다. 감쇠상수의 크기에 따른 주모드의 공명흡수선 peak to peak 선폰변화는 Fig. 8과 같이 선형적으로 증가하는 경향성을 보이고 있다. 이와 같은 경향성은 감쇠상수가 일정한 경우 마이크로파 진동수의 증가에 따른 선폰의 선형적인 증가와 같은 경향성이다.

### 3.6. 비저항의 영향

전기 비저항이 스핀파 공명흡수선에 미치는 영향을 고

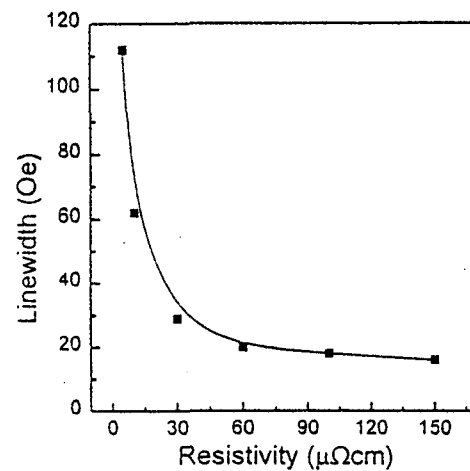


Fig. 9. The electric resistivity dependence of the main mode linewidth.

찰하기 위해 비저항을 5, 10, 30, 60, 100, 150 cm로 변화시키며 박막의 표면 임피던스를 계산하였다. Fig. 9에서 알 수 있는 바와 같이 비저항이 증가함에 따라 공명선폭은 감소하는 경향을 보이고 있으나, 감소형태는 감쇠상수의 경우와는 매우 다르게 나타나고 있다. 전기 비저항이 30 cm 이하에서는 급격한 공명선폭의 변화를 보이고 있으나 전기비저항이 60 cm 이상에서는 완만한 변화를 보이고 있다. 이러한 변화는 마이크로 자기장에 의해 여기되는 와전류에 의한 손실을 의미한다. 따라서 마이크로파 진동수의 변화에 따라 공명선폭이 전기비저항에 급격한 영향을 받는 값은 변화하게 될 것이다.

#### IV. 결 론

자성 박막의 교환력에 의해 여기되는 스핀파에 영향을 주는 물리량을 고찰하기 위해 Maxwell 방정식과 자화 운동방정식을 이용하여 모의 실험 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

1. 표면 자기이방성이 영이 아닌 경우의 주모드의 공명 자기장은 박막의 두께에 따라 변화하며, 주모드의 공명선폭은 박막두께가 증가함에 따라 저항의 감소에 기인하여 증가하는 경향을 보이고 있다.
2. 교환상수상수와 표면 자기이방성의 증가는 스핀파의 공명자기장과 흡수에너지에 영향을 주며, 박막양면에서의 자기이방성이 다른 경우는 비대칭형의 스핀파모드가 여기되며 흡수선의 세기는 이방성의 차이에 따라 다른 경향성을 보이고 있다. 또한 표면 자기이방성이 음의 값을 갖는

경우는 표면 스핀파가 여기된다.

3. 포화자화의 증가는 공명자기장을 선형적으로 증가시키며, 자화가 증가함에 따라 스핀파들의 공명자기장 간격이 좁아지게 된다.
4. 각 모드의 선폭은 주로 감쇠상수와 전기비저항에 의존하며, 감쇠상수의 증가는 선형적으로 공명선폭을 증가시키는 반면 전기비저항의 증가는 마이크로파 주파수에 따라 정해지는 값 이상에서 포화된다

#### 참 고 문 헌

[1] J. H. E. Griffiths, Nature, **158**, 670(1946).  
 [2] C. Kittel, Phys. Rev., **73**, 155(1948).  
 [3] S. N. Kaul and P. D. Babu, J. Phys. Condens. Matter **4**, 6429 (1992).  
 [4] M. H. Seavey, Jr and P. E. Tannenwald, Phys. Rev. Lett., **1**, 168(1958)  
 [5] G. I. Lykken, Phys. Rev. Lett., **19**(25), 1431(1967).  
 [6] C. F. Kooi, Phys. Rev. Lett., **20**(9), 450(1968).  
 [7] I. G. Cullis and M. Heath, J. Phys. F : Metal Phys., **10**, 309(1980).  
 [8] L. R. Walker, J. Appl. Phys., **29**(3), 318(1958).  
 [9] P. Lubitz and Vittoria AIP Conf. Proc., **24**, 507(1975).  
 [10] L. J. Maksymowicz and D. Sendorek, J. Magn. Magn. Mater, **37**, 189(1983).  
 [11] L. Néel, J. Phys. Radium, **15**, 225(1954).  
 [12] T. V. Gilbert and J. M. Kelley, Proc. Conf. MMM, **253** (1995).  
 [13] G. T. Rado and J. R. Weertman, J. Phys. Chem. Solids, **11**, 315(1959).  
 [14] C. Kittel, Phys. Rev., **110**(6), 1295(1958).

## Behavior of Spin Waves Excited in Magnetic Thin Film

G. P. Han, Y. J. Sohn, M. C. Paek and K. I. Cho

Electronics and Telecommunications Research Institute, Taejon 305-350, Korea

(Received 26 December 2000, in final form 23 February 2000)

The spin wave absorption spectra are obtained by a simultaneous solution of the Maxwell equation and the Gilbert equation considering the boundary condition of electromagnetic wave and magnetization in the film surfaces. The physical parameters that influence the absorption energy are thickness, exchange stiffness constant, surface magnetic anisotropy, magnetization, damping factor, electric resistivity of the thin film. We investigated how these parameters affect the resonance field, the linewidth and the intensity of the spin wave spectrum.