

## YIG 단결정 박막에 대한 정자파의 온도의존성 연구

이수형\*

청주대학교 이공대학 응용과학부, 청주 360-764

(2002년 7월 17일 받음, 2002년 10월 4일 최종수정본 받음)

LPE(liquid phase epitaxy)방법으로 제작한 YIG 단결정 박막의 정자파(MSW;magnetostatic wave) 모드의 온도의존성을 조사하기 위하여 온도를 -140 °C에서 200 °C까지 20 °C 간격으로 변화하면서 강자성공명 실험을 하였다. 시편면과 외부자기장을 평행하게 가할 때 모든 온도에서 주기적인 신호로 나타나는 정자표면파와 정자역체적파 모드를 관측하였다. 온도가 감소함에 따라 정자파 모드들은 저자장쪽으로 이동하고 세기가 감소하였고, 각 모드들 사이의 간격은 증가하였다. 온도변화에 따른 정자파 모드를 Walker와 Damon-Eshbach 이론으로 분석한 결과 잘 일치하였다. 온도별로 계산한 포화자화값은 온도가 감소함에 따라 증가하였다. 관측된 정자파 모드의 선폭은 온도가 감소함에 따라 다양하게 변화하였다.

주제어 : YIG, LPE, 강자성공명, 마이크로파 소자, 정자파

### I. 서 론

고체매질에 전파되는 파중의 하나인 정자파(magnetostatic wave ; MSW)는 자기쌍극자 상호작용의 영향을 받아 자기적으로 정렬된 결정격자의 마디에서 자기모멘트의 들뜸을 세차각도의 변화로 전달되는 파이다. 이러한 정자파는 오래전에 알려져 있었는데[1-4] YIG(Yttrium Iron Garnet)결정 박막과 같은 새로운 자성재료가 개발되고 난 후, 정자파를 응용한 각종 소자에 대한 연구개발이 집중되고 있다.

정자파의 온도의존성은 순수 과학적인 측면에서의 자기손실에 대한 기구를 연구하고, 응용 과학적인 면에서는 정자파 소자의 열적 안정성을 연구하는 매우 중요한 분야이다. 정자파 소자의 경우 고려되어야 할 것은 온도에 따른 동작주파수의 안정성과 사용주파수의 대역폭의 변화이다. 이와 같은 요소는 자성체의 포화자화의 온도의존성에 의해 결정되고 일반적으로 포화자화는 온도가 감소함에 따라 증가하며 사용주파수 대역폭과 동작주파수가 증가하는 현상을 보인다고 알려져 있다.

본 실험에서는 LPE 방법으로 제조한 YIG 박막에 대한 정자파의 온도의존성을 강자성 공명 방법으로 실험하고 관측된 정자파 모드를 Walker와 Damon-Eshbach 이론으로 분석하였다[5].

### II. 이 론

정자파는 자성박막면의 길이 방향으로 정상파가 형성되므로 파장이 길다. 따라서 짧은 영역에 작용하는 교환상호작용

보다는 자기쌍극자 상호작용으로 정자파가 형성된다. 이러한 정자파 모드는 박막면과 정자파의 전파 방향에 대한 외부 자기장의 방향에 따라 세 종류가 존재한다. 첫 번째 모드는 외부자기장이 자성 박막면과 같은 평면에 있고 원하는 전파 방향에 수직으로 가하게 되면 정자표면파(Magnetostatic Surface Wave : MSSW)가 자성박막면의 한 표면에 따라 전파한다. 만약 자기장의 방향이나 전파방향을 바꾸게 되면 파는 반대편 표면을 따라 전파하게 된다. 이 파는 양의 분산특성을 가지고 있다. 두 번째 모드는 외부자기장이 박막면과 수직이면 정자순체적파(Magnetostatic Forward Volume Wave : MSFVW)가 전파되고 분산특성은 정자표면파의 경우와 비슷하다. 세 번째 모드로 외부자기장이 박막면에 있고 전파방향이 외부자기장과 같은 방향이면 정자역체적파(Magnetostatic Backward Volume Wave : MSBVW)가 전파된다. 이 모드는 음의 분산특성을 가지고 있다.

결정도가 매우 좋고 고주파 손실이 적은 웨라이트나 YIG 같은 산화물 자성체 박막의 경우 정자파 모드가 발생하는데 이때 정자파의 속도는 전자기파의 경우보다 10<sup>2</sup>~10<sup>4</sup>배 정도로 매우 느리다. 이와 같이 속도가 느린 파에 대해서는 Maxwell 방정식을 다음과 같이 정자근사를 사용할 수 있다.

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \tag{1}$$

이때 외부 자기장이 식 (2)와 같이 정자기장과 교류자기장의 합으로 되어 있으면 자화도 외부자기장의 형태와 같게 식 (3)으로 될 것이다.

$$\mathbf{H} = H_0 \mathbf{i}_z + \mathbf{h} e^{j\omega t} \tag{2}$$

$$\mathbf{M} = M_0 \mathbf{i}_z + \mathbf{m} e^{j\omega t} \tag{3}$$

\*Tel: (043)229-8550, E-mail: shlee@changju.ac.kr

여기서  $H_z$ 는  $z$  방향으로 가하는 외부자기장,  $h$ 는  $x, y, z$  성분을 가지고 있는 마이크로파 자기장,  $i_z$ 는  $z$  방향의 단위벡터,  $M_0$ 는 포화자화 그리고  $h$ 는 자화의 마이크로파 성분이다.

식 (2)와 (3)을 식 (1)에 대입하면

$$\nabla \times h = 0 \quad (4)$$

$$\nabla \cdot (h + 4\pi m) = 0 \quad (5)$$

이 된다. 여기서  $h = \nabla \Psi$ 인 자기포텐셜을 정의하여 식 (5)에 대입하면 다음과 같이 된다.

$$\nabla^2 \Psi + 4\pi \nabla \cdot m = 0 \quad (6)$$

손실을 고려하지 않은 자화의 운동방정식은

$$\frac{dM}{dt} = \gamma(M \times H) \quad (7)$$

이다. 여기서  $\gamma$ 는 자기회전비이다. 식 (7)에 식 (2)와 (3)을 대입하고 그 결과를 식 (6)에 대입하면 식 (8)의 Walker 방정식을 얻는다.

$$(1 + \kappa) \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = 0 \quad (8)$$

외부자기장을  $z$  방향으로 가할 때 식 (8)의 해를 구하고 경계면조건을 대입하여 정자역체적파의 경우인 식 (9)의 특성 방정식을 구할 수 있다[1].

$$(1 + \eta^2) + 2 \left[ (1 + \eta^2)^{1/2} \left( -\frac{1 + \eta^2 + \kappa}{1 + \kappa} \right)^{1/2} \times (1 + \kappa) \cot \left[ |k_y| s \left( -\frac{1 + \eta^2 + \kappa}{1 + \kappa} \right)^{1/2} \right] + (1 + \kappa)^2 \left( \frac{1 + \eta^2 + \kappa}{1 + \kappa} \right) - v^2 \right] = 0 \quad (9)$$

여기서

$$\kappa = \frac{\Omega_H}{\Omega_H^2 - \Omega^2}, \quad v = \frac{\Omega}{\Omega_H^2 - \Omega^2} \quad (10)$$

$$\Omega_H = \frac{H_i}{4\pi M_0}, \quad \Omega = \frac{\omega}{4\pi \gamma M_0} \quad (11)$$

$$\eta = k_z / k_y \quad (12)$$

이다. 또한 정자표면파 모드는 식 (13)의 해로부터 구한다.

$$(1 + \eta^2) + 2 \left[ (1 + \eta^2)^{1/2} \left( \frac{1 + \eta^2 + \kappa}{1 + \kappa} \right)^{1/2} \times (1 + \kappa) \coth \left[ |k_y| s \left( \frac{1 + \eta^2 + \kappa}{1 + \kappa} \right)^{1/2} \right] + (1 + \kappa)^2 \left( \frac{1 + \eta^2 + \kappa}{1 + \kappa} \right) - v^2 \right] = 0 \quad (13)$$

여기서 계산에 사용된  $k_x, k_y$ 는

$$k_x = \frac{n_1 \pi}{l_1}, \quad k_y = \frac{n_2 \pi}{l_2} \quad (14)$$

이고,  $l_1$ 과  $l_2$ 는 사각형 시편의 치수이다. 그 중에서  $l_1$ 은 자장 방향의 시편의 길이이다. 식 (9)와 식 (13)의 해가 정자파 모드이고 각 모드를  $(n_1, n_2)$ 로 표현한다.

### III. 실험

실험에 사용한  $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) 단결정 박막시편은  $PbO/B_2O_3$  계열의 용체를 사용하여 <111> 방향의  $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG) 기판위에 일반적인 LPE 방법으로 성장되었다. 성장 시 포화온도는  $923^\circ C$ 로 조사되었고, 성장온도는  $910^\circ C$ 이었다. 시편의 회전속도는 80 rpm이었고, 시편의 두께는  $9.9 \mu m$ 이었다.

정자파의 온도의존성 실험은 X-band EPR spectrometer(일본, JEOL, RE2-X model)의 부속장치인 Digital Variable Temperature Unit를 사용하였다. 이 장치는 저온장치와 고온장치로 2가지로 나누어 있다. 저온장치는 차가운 질소 가스를 사용하고, 고온장치는 고온인 공기나 질소가스를 사용한다. 가변할 수 있는 온도영역은  $-170^\circ C \sim 200^\circ C$ 이고 온도 안정성은  $\pm 1^\circ C$ 이다. 사용된 열선의 전력은 300 W이며 저온 용기의 질소 용량은 10 l이다.

$-140^\circ C$ 에서  $200^\circ C$ 까지  $20^\circ C$  간격으로 온도를 고정된 후 강자성공명 실험을 하였다. 실험에 사용한 마이크로파의 진동수는 cavity 내에 온도장치가 들어가기 때문에 9.06 GHz가 되었다. 마이크로파의 출력 및 변조자기장을 각각 1 mW와 0.01 G로 가하면서 정자기장을 시편면과 평행하게 0~5 kOe까지 연속적으로 변화시켜 주면서 미분형 공명 흡수선을 관측하였다.

### IV. 실험결과 및 고찰

실험에 사용한  $1.65 \times 1.2 \text{ mm}^2$  사각형 시편에 대해  $-140^\circ C$ 에서  $200^\circ C$ 까지  $20^\circ C$  간격으로 온도를 변화해 가면서 강자성공명 실험을 수행하였다. 모든 온도에서 자기장이 낮은 지점에서 나타나는 정자표면파와 높은 쪽에서 나타나는 정자역체적파의 들뜬 상태를 확인하였다. 측정된 공명곡선중에 대표적으로  $-140^\circ C, 20^\circ C$ 와  $200^\circ C$ 에서 측정함 공명곡선을 Fig. 1에 나타내었다. Fig. 2는 온도에 따른 정자표면파의 모드들의 공명자기장이 변화하는 것을 나타내었다. 그림에서  $S_0$ 는 정자표면파의 (1, 9) 모드의 공명자기장이며,  $S_{11}$ 은 정자표면파의 (1, 11)모드의 공명 자기장이다[5]. Fig. 3은 온도에

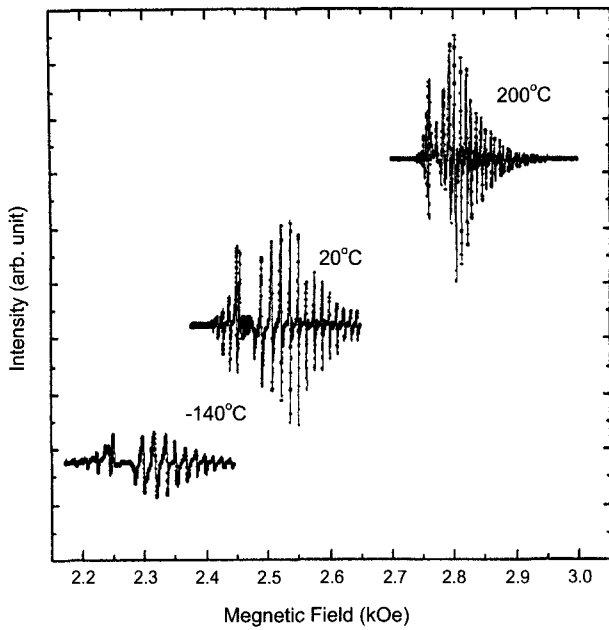


Fig. 1. MSW modes of YIG thin film at  $-140^{\circ}\text{C}$ ,  $20^{\circ}\text{C}$  and  $200^{\circ}\text{C}$ .

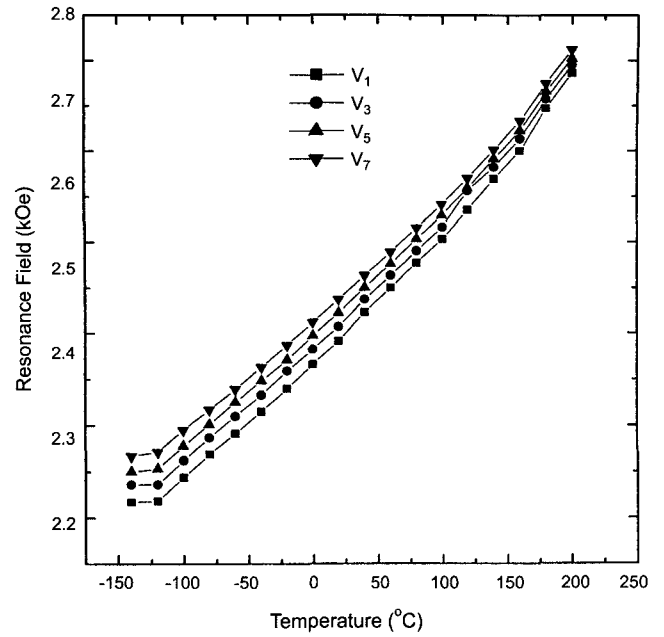


Fig. 3. The dependence of MSBVW modes on the temperature.

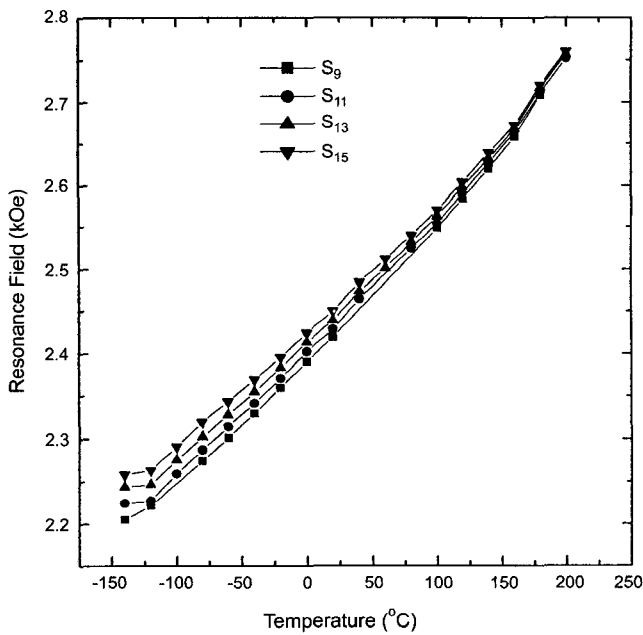


Fig. 2. The dependence of MSSW modes on the temperature.

따른 정자역체적파의 모드들의 공명자기장의 변화를 나타내었다. 그림에서  $V_1$ 은 정자역체적파의 (1, 1) 모드의 공명자기장이며,  $V_3$ 은 정자역체적파의 (3, 1)모드의 공명 자기장이다 [5]. Fig. 1~Fig. 3의 그림에서 보면 온도가 감소함에 따라 모든 모드들이 저자장 쪽으로 이동하는 것을 알 수 있다.

또한 Fig. 2와 Fig. 3에서 보면 정자표면파와 정자역체적파의 각 모드사이의 간격은 온도가 감소함에 따라 증가한다. 즉 온도가 낮아지면 각 모드들 사이의 간격이 벌어지게 되어 사

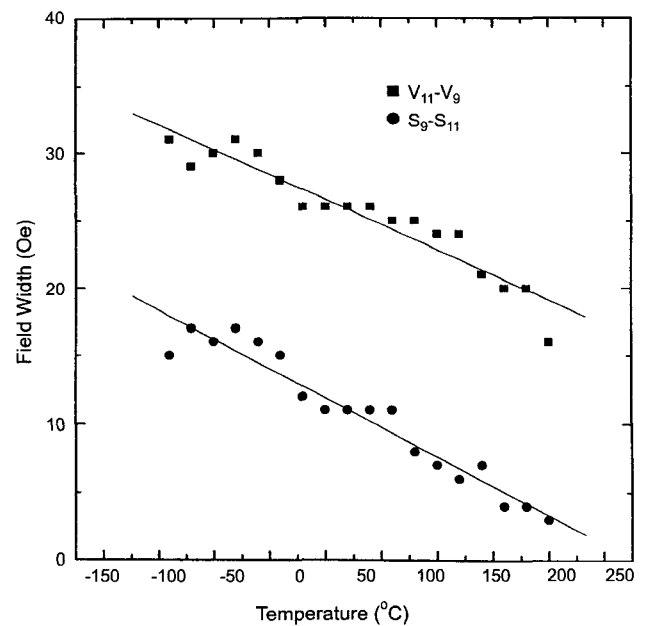


Fig. 4. The dependence of field widths of MSW modes on the temperature.

용 주파수 대역폭이 증가하게 된다. 그러나 정자표면파와 정자역체적파의 각각 9번 모드와 11번 모드의 자기장 차의 온도변화를 나타낸 Fig. 4를 보면 온도가 감소하면서 증가폭은 서로 같음을 알 수 있다. 이러한 변화는 정자표면파와 정자역체적파의 전파특성의 온도의존성이 서로 같다는 것을 알 수 있다.

이러한 온도 변화에 따른 MSW 모드를 Damon과 Eshbach

의 이론[2]으로 계산한 결과 잘 일치하는 것을 알았고 온도별로 계산한 포화자화값을 Fig. 5에 나타내었다. 강자성공명 실험을 수행한 온도구간에서 포화자화 값은 온도가 증가함에 따라 비교적 완만하게 감소하였다. MSW 소자를 설계할 때 가장 중요한 인자는 자기손실에 비례하는 공명 선폭 값이다. 공명 선폭 값은 정자과가 발생할 때는 각각의 모드에 따라 약간씩 차이가 나기 때문에 정자역체적과에서 세기가 큰 1, 3, 5

번 모드의 선폭의 평균으로 구하였다. 이렇게 하여 구한 온도의 변화에 따른 자기공명 선폭의 변화를 Fig. 6에 나타내었다. 200 °C에서 80 °C까지 온도가 감소함에 따라 공명선폭이 감소하는데 이는 온도가 감소하면 자기스핀이 열적으로 안정하게 되어서 공명 선폭이 감소하게 된다. 80 °C에서 -60 °C까지는 공명선폭이 거의 변화가 없는 것으로 보아 MSW 소자를 만들 때 온도 안정성은 매우 좋은 것으로 생각된다. -60 °C에서 온도를 감소함에 따라 하나의 정자과 모드가 매우 많은 기생모드로 갈라지기 시작하며 온도가 더 감소하면 기생모드의 세기가 증가하고 이때 자기공명 선폭이 증가한다. 공명 선폭의 증가는 하나의 공명 신호가 관측되는 다결정체 YIG의 실험 결과[6]과도 유사하나, YIG 단결정 박막에서 온도가 감소함에 따라서 하나의 정자과 모드에서 기생모드가 여기되어 공명 선폭이 증가하는 현상은 앞으로 연구되어야 할 것으로 사료된다.

V. 결 론

LPE법으로 제조한 YIG 단결정 박막에 대해서 온도를 변화하면서 강자성공명 실험을 하여 정자근사를 사용한 이론으로 분석하였고 공명선폭의 온도의존성을 조사하여 다음과 같은 결과를 얻었다.

1. 정자표면과와 정자역체적과 모드의 공명자기장은 온도가 감소함에 따라 저자장으로 이동하였으며 이를 이론식으로 계산한 포화자화값은 온도가 감소함에 따라 증가하였다.
2. 정자표면과와 정자역체적과 모드의 온도 의존성은 같다.
3. 정자과 소자를 설계할 때 자기손실과 비례하는 공명선폭은 200 °C에서 80 °C까지 온도가 감소함에 따라 공명선폭이 감소하는데 이는 온도가 감소하면 자기스핀이 열적으로 안정하게 되어서 공명 선폭이 감소하게 되는 것으로 알 수 있다.
4. 온도가 80 °C에서 -60 °C까지는 공명선폭이 거의 변화가 없는 것으로 보아 정자과 소자를 만들 때 온도 안정성은 매우 좋다.
5. -60 °C에서 온도를 감소함에 따라 자기공명 선폭이 증가함을 알았다.

참고문헌

[1] R. W. Damon and J. R. Eshbach, J. Phys. Chem. Solids, **19**(3/4), 308(1961).  
 [2] L. C. Hsia, H. Reimann and P. E. Wiegen, IEEE Trans. Mag., **Mag-17**, 2961(1981).  
 [3] C. Borghese and P. De Gasperis, IEEE Trans. Mag., **Mag-18**, 1624(1982).  
 [4] P. De Gasperis, C. Di Gregorio, G. Miccoli and R. Roveda,

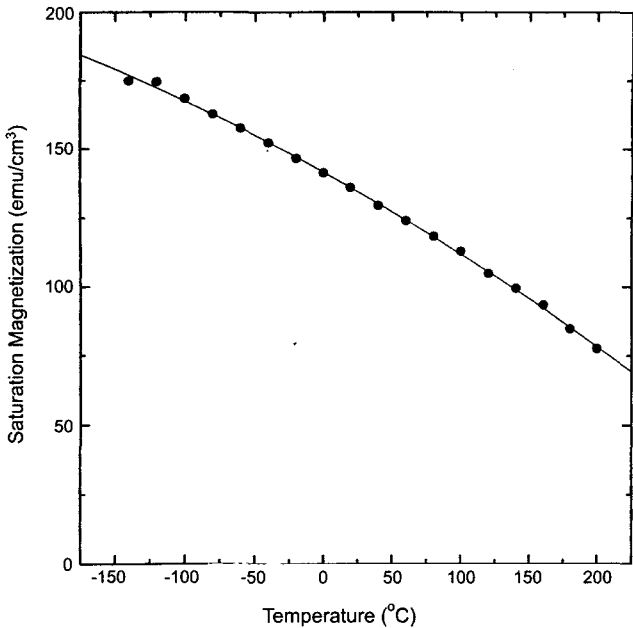


Fig. 5. The dependence of saturation magnetization on the temperature.

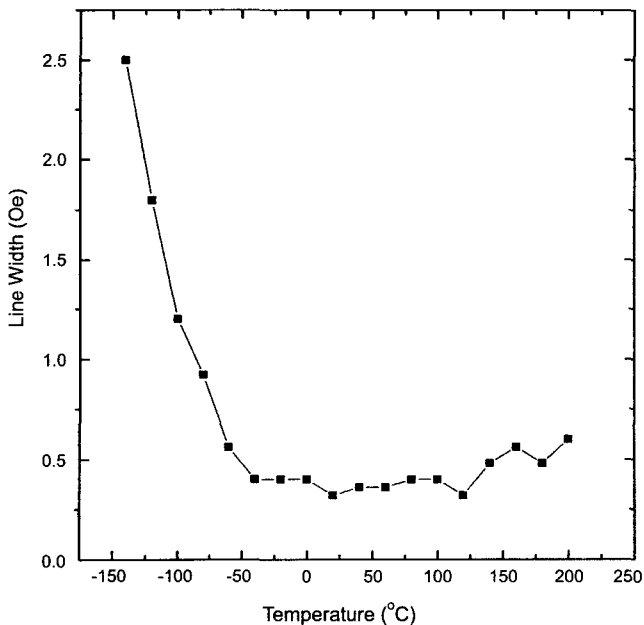


Fig. 6. The dependence of MSW line width on the temperature.

IEEE Trans. Mag., **Mag-20**, 1238(1984).

85(1999).

[5] S. H. Lee, T. H. Yeom, D. H. Yoon, Y. Y. Kim, G. P. Han and S. S. Lee, Journal of The Korean Magnetic Society, **9**(2),

[6] E. P. Wohlfarth, Ferromagnetic Material, Vol. 2, North-Holand(1980), pp.243-296.

## Temperature Dependence of Magnetostatic Waves on the YIG Single Crystalline Thin Film

Soo Hyung Lee\*

*Division of Applied Science, Chongju University, Chongju 360-764, Korea*

(Received 17 July 2002, in final form 4 October 2002)

In order to study the temperature dependence of the magnetostatic wave modes for an YIG thin film, grown by a liquid phase epitaxy method, The ferromagnetic resonance was performed by an FMR spectrometer in the temperature range  $-140^{\circ}\text{C}$ ~ $200^{\circ}\text{C}$ . The magnetostatic surface wave and backward volume wave modes show periodic excitations in parallel configuration. The resonance fields of all modes and intensities decreased with decreasing the temperature. All magnetostatic modes can be well explained by the Walker and Damon-Eshbach theory. The calculated saturation magnetization  $M_s$  of the YIG thin film was increased with decreasing the temperature. The line widths of magnetostatic modes changed in various trends with decreasing the temperature.

**Key words** : YIG, LPE, FMR, microwave device, MSW