

LPE법으로 제조한 YIG 박막에 대한 강자성공명 연구

이수형 · 임태호 · 윤달호

청주대학교 이공대학 물리학과, 청주 360-764

김약연 · 한기평 · 이상석

한국전자통신연구원, 대전 305-600

(1999년 1월 11일 받음, 1999년 2월 27일 최종수정본 받음)

LPE(liquid phase epitaxy)방법으로 제작한 YIG 박막의 정자파 모드를 연구하기 위해서 강자성공명 실험을 하였다. 시편면과 외부자기장이 평행할 때 주기적인 신호로 나타나는 정자표면파와 정자역체적파 모드를 관측하였으나 서로 수직할 때는 복잡한 신호를 관측하였다. 평행할 때 관측한 정자파 모드를 Walker와 Damon-Eshbach이론으로 분석한 결과 잘 설명되었다. 관측된 정자파 모드의 선폭은 0.4 Oe이었고, 이론으로 분석할 때 구한 포화자화는 137 emu/cm³이었다. 또한 시편의 포화자화 값의 변화와 두께의 변화에 따른 모드들의 변화를 알아보기위하여 정자역체적파의 (1, 1)과 (3, 1)모드를 계산하고 서로 비교하였다

I. 서 론

초고주파 전자공학에서 최근에 연구개발되는 소자는 고체매질에 전파되는 파중의 하나인 정자파(magnetostatic wave; MSW)를 이용하고 있다. 정자파는 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 후에 각광을 받기 시작했다. 특히 최근에 여러가지 장점 때문에 정자파를 응용한 각종 소자에 대한 연구 개발이 집중되고 있다.

자성체 박막에 대한 MSW 및 전파특성을 측정하는 방법중에 강자성 공명 방법이 가장 기본이 된다. 본 실험에서는 LPE 방법으로 제조한 YIG 박막에 대해 강자성공명 실험을 하여 정자파 모드를 관측하고 이를 분석하였다.

II. 이 론

정자파는 자성박막면의 길이 방향으로 정상파가 형성되기 문에 파장이 길다. 따라서 짧은 영역에 영향을 미치는 교환상호작용은 영향을 미치지 못하고 자기쌍극자 상호작용이 영향을 미치게 된다. 이러한 정자파

모드에는 자성박막면과 정자파의 전파 방향에 대한 외부 자기장의 방향에 따라 세 종류가 존재한다. 첫 번째 모드는 외부자기장이 자성박막면과 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 필름면과 수직이면 정자순체적파(Magnetostatic Forward Volume Wave : MSFVW)가 전파되고 분산특성은 정자표면파의 경우와 비슷하다. 세 번째 모드로 외부자기장이 필름의 평면에 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 들뜨게 되는데 이때 정자파의 속도는 전자기파의 경우보다 10²~10⁴배 정도로 매우 느리다. 이와같이 속도가 느린 파에 대해서는 Maxwell 방정식을 다음과 같이 정자근사를 사용할 수 있다.

$$\nabla \times \mathbf{H} = 0 \tag{1}$$

이때 외부 자기장이 식 (2)와 같이 정자기장과 교류자기장의 합으로 되어 있으면 자화도 외부자기장의 형태

와 같게 식 (3)으로 될 것이다.

$$\mathbf{H} = H_z \mathbf{i}_z + \mathbf{h} e^{j\alpha z} \quad (2)$$

$$\mathbf{M} = M_0 \mathbf{i}_z + \mathbf{m} e^{j\alpha z} \quad (3)$$

여기서 H_z 는 z 방향으로 가하는 외부자기장, h 는 x, y, z 성분을 가지고 있는 마이크로파 자기장, \mathbf{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

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0 \quad (4)$$

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

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

$$\nabla^2 \psi + 4\pi \nabla \cdot \mathbf{m} = 0 \quad (6)$$

손실을 고려하지 않은 자화의 운동방정식은

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

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

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

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

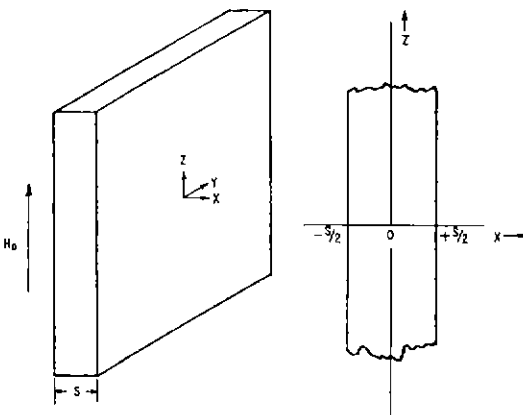


Fig. 1. Coordinate system orientation of a ferromagnetic slab.

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

여기서

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

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

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

이다. 또한 정자표면파 모드는 식 (13)의 해로부터 구한다.

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

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

본 실험에 사용된 $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) 단결정 박막시편은 PbO/B_2O_3 계열의 용체를 사용하여 $\langle 111 \rangle$ 방향의 $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG)기판위에 일반적인 LPE 방법으로 성장되었다. 성장시 포화온도는 $923^\circ C$ 로 조사되었고, 성장온도는 $910^\circ C$ 이었다. 시편의 회전속도는 60 rpm 이었고, 시편의 두께는 $17.7 \mu m$ 이었다.

강자성공명 실험은 X-band EPR spectrometer(일본 JEOL RE-2X model)을 이용하였으며, TE011 mode의

원통형 cavity resonator를 사용하였다. 마이크로파의 진동수는 9.43 GHz, 출력은 1 mW이었다. 시편의 양이 많은 관계로 출력신호의 세기가 매우커서 100 kHz 변조자기장을 보통의 경우보다 100배 작게 하였다. 크기가 $1.76 \times 1.71 \text{ mm}^2$ 인 사각형 박막시편을 goniometer와 연결된 석영봉에 부착하고 DC자기장의 세기를 0~5 kOe까지 연속적으로 변화시켜 주면서 시편면과 자기장의 방향을 각각 평행과 수직으로 하여 미분형 공명 흡수선을 관측했다.

IV. 실험결과 및 고찰

Fig. 2는 YIG 사각형 칩 모양인 측정용 시편에서 길이가 1.76 mm인 방향과 자기장방향을 평행하게 하고 측정한 미분형 공명흡수곡선이다. 이 그림에서 자기장이 2625 Oe를 중심으로 앞부분은 정자표면파, 뒷부분은 정자역체적파모드의 들뜸을 알 수 있다. 각 정자파 모드를 식 (9), (13)과 식 (14)로 계산하여 각각 신호위에 표시하였다. 정자표면파는 $n_1=1$ 이고 $n_2=1, 3, 5, 7, \dots$ 이고 정자역체적파는 $n_1=1, 3, 5, 7, \dots$ 이고 $n_2=1$ 이다. 이때 각 모드를 보면 정상파의 모든 들뜸이 반파장의 홀수배만 관측되었다. 이론식으로 계산할 때 YIG 시편의 포화자화는 $137 \text{ emu/cm}^3 (4\pi M_s, \text{는 } 1720 \text{ G})$ 이었다. 체적모드중에서 (1, 1)모드의 선폭을 매우 정밀하게 조사해본 결과 전파손실에 비례하는 ΔH 는 0.4 Oe이었다. Fig. 3은 Fig. 2의 정자파의 모드를 계산한 값과 실험한 결과를 비교하였다. 각각 정자파체적모드 (VM)과 표면모드(SM)이 이론값과 잘 일치하는 것을 알 수 있다.

Fig. 4는 시편에서 길이가 1.71 mm인 방향과 자기

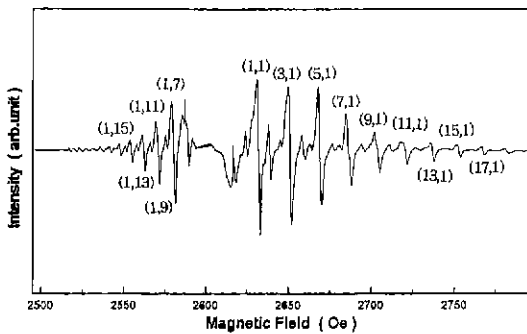


Fig. 2. MSW modes of epitaxial YIG thin film in the parallel configuration (The magnetic field is parallel with 1.76 mm length of rectangular chip).

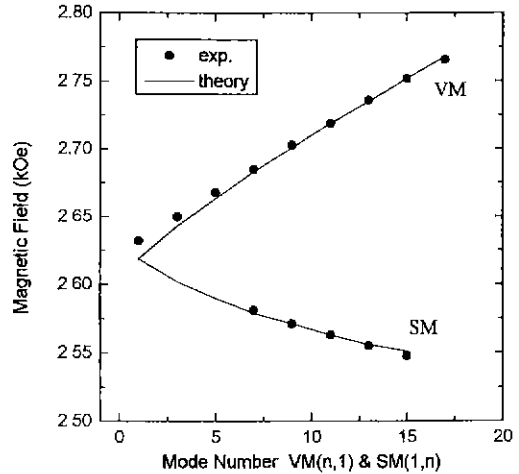


Fig. 3. Calculated (Solid line) and measured (Solid circle) MSW modes in the parallel configuration (The magnetic field is parallel with 1.76 mm length of rectangular chip).

장방향을 평행하게 하고 측정한 미분형 공명흡수곡선이다. 이 그림에서는 정자역체적파 모드는 보이나 정자표면파가 나타나지 않은 결과로 보아 1.71 mm길이 방향으로 표면이 균일하지 못한 것으로 생각된다. 앞의 방법대로 정자역체적파 모드를 분석하여 각 모드를 신호위에 표시하였다. Fig. 5는 Fig. 4의 정자파의 모드를 계산한 값과 실험한 결과를 비교하였다. 정자역체적모드 측정값과 이론값과 잘 일치하는 것을 알 수 있었다.

시편의 포화자화값의 변화와 두께의 변화에 따른 모드들의 변화를 알아보기 위해서 정자역체적파의 (1, 1) 모드와 (3, 1) 모드를 식 (13)과 식 (14)를 사용하여 계산하여 보았다. 먼저 두께를 17.7 μm 로 고정하고 포화자화값을 120 emu/cm^3 에서 170 emu/cm^3 까지 변화시

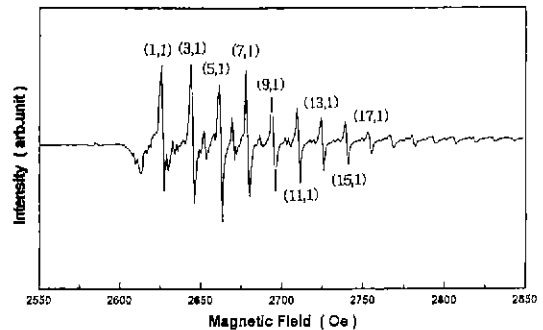


Fig. 4. MSW modes of epitaxial YIG thin film in the parallel configuration (The magnetic field is parallel with 1.71 mm length of rectangular chip).

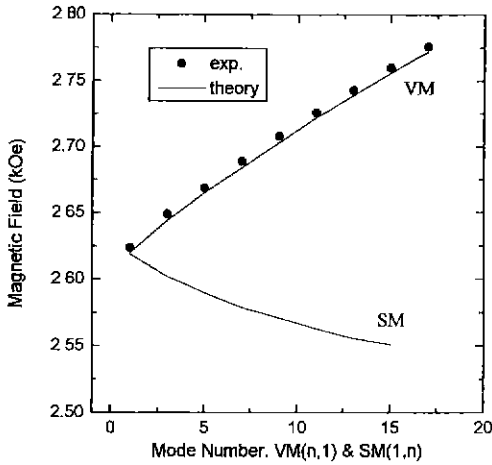


Fig. 5. Calculated (Solid line) and measured (Solid circle) MSW modes in the parallel configuration (The magnetic field is parallel with 1.71 mm length of rectangular chip).

커가면서 정자역체적파의 (1, 1)모드와 (3, 1) 모드를 계산하여 그 결과를 Fig. 6에 나타내었다. 이때 시편의 치수는 실제 실험한 $1.76 \times 1.71 \text{ mm}^2$ 을 대입하였다. 포화자화값이 증가함에 따라 정자역체적파의 (1, 1)모드와 (3, 1) 모드는 모두 자기장이 낮은 쪽으로 거의 일정하게 이동하였다. Fig. 7에는 정자역체적파의 (1, 1)모드와 (3, 1) 모드사이의 간격을 나타내었다. 이 그림에서 보면 두 모드 사이의 간격이 일정하게 증가하는 것을 알 수 있다.

그림 Fig. 8에는 포화자화값을 137 emu/cm^3 으로 일정하게 두고 두께를 $1 \mu\text{m}$ 에서 $100 \mu\text{m}$ 까지 변화시키

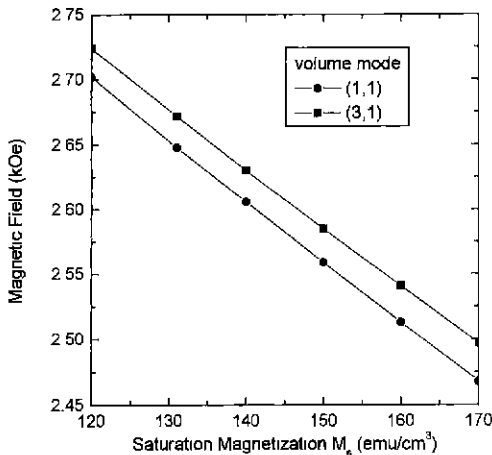


Fig. 6. The dependence of the MSBVW (1, 1) mode and (3,1) mode on the saturation magnetization.

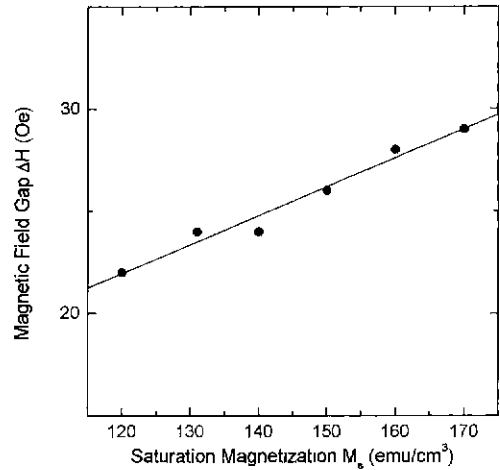


Fig. 7. The dependence of the width between MSBVW (1, 1) mode and (3,1) mode on the saturation magnetization.

면서 정자역체적파의 (1, 1)모드와 (3, 1)모드를 계산하여 그 결과를 나타내었다. (1, 1)모드는 두께의 변화에 따라 크게 변화하지 않으나 (3, 1)모드는 두께에 따라 크게 증가하였다. 두 모드사이의 간격을 Fig. 9에 나타내었다. 이 그림에서 보면 두께가 $1 \mu\text{m}$ 정도가 되면 모드들이 거의 붙어버리는 것을 알 수 있고 두께가 두꺼워짐에 따라 모드사이의 간격이 크게 되는 것을 알 수 있다. 이것은 두께가 두꺼워짐에 따라 각 모드들의 간격이 넓어지게 되어서 소자로 만들었을 때 주파수 조절이 용이하게 되는 것을 알 수 있다.

Fig. 10은 자기장을 YIG 박막시편에 수직하게 가하

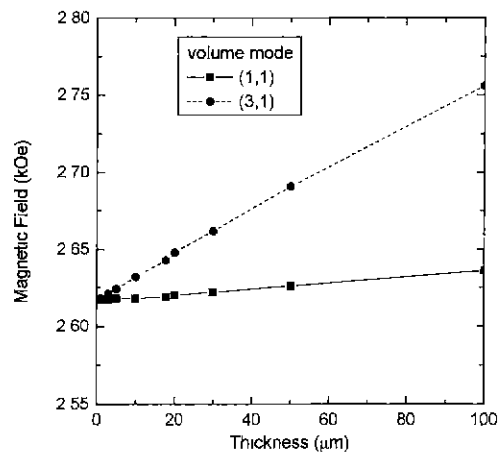


Fig. 8. The dependence of the MSBVW (1, 1) mode and (3,1) mode on the thickness.

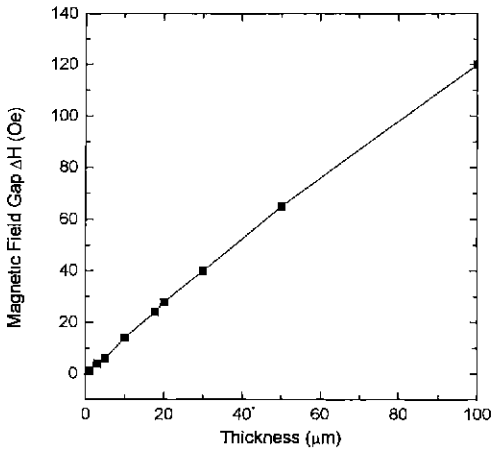


Fig. 9. The dependence of the width between MSBVW (1, 1) mode and (3, 1) mode on the thickness.

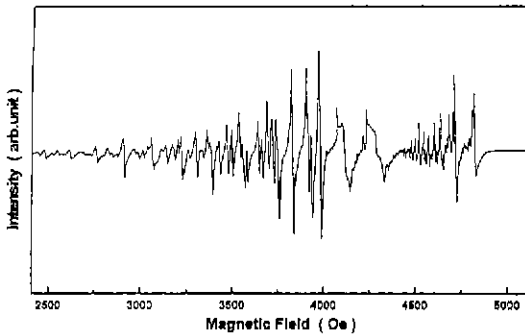


Fig. 10. MSW modes of epitaxial YIG tin film in the perpendicular configuration.

고 측정된 공명신호이다. 그림의 앞부분에 정자순체적파의 들뜸을 볼수 있으나 신호가 매우 복잡하고 서로 중첩되는 것을 알 수 있다. 이는 수직으로 자기장을 가할 때 시편의 표면을 연마하지 않아 표면이 거칠어서 시편내부가 불균일한 반자장의 영향을 받은 것으로 생각된다.

V. 결 론

LPE법으로 제조한 YIG 단결정 박막에 대해서 강자성공명 실험을 하여 다음과 같은 결과를 얻었다.

1. 박막면과 외부자기장과 평행할 때 정자표면파와 정자역체적파의 모드를 관측하였고, 이러한 모드는 정자근사를 사용한 Walker방정식과 Damon - Eshbach 이론으로 잘 설명되었다.

2. LPE법으로 제조한 YIG 단결정 박막의 포화자화는 $137 \text{ emu/cm}^3 (4\pi M_s \text{는 } 1720 \text{ G})$ 이었고, 전파손실에 비례하는 ΔH 는 0.4 Oe이었다.

3. 포화자화값이 크게되면 계산된 정자역체적파의 모드들은 모두 자기장이 낮은쪽으로 이동하고 모드사이의 간격은 일정하게 증가하였다.

4. 두께가 두꺼워짐에따라 (1,1)모드는 변화되지 않으나 나머지 모드들은 자기장이 높은쪽으로 크게 이동하고 모드들 사이의 간격이 넓어지게 되어 소자로 만들었을 때 주파수 조절이 용이하게 됨을 알 수 있었다.

감사의 글

이 논문은 1998년 학연공동연구과제로 한국전자통신위원회의 지원에 의한 것이며 이에 감사드립니다.

참 고 문 헌

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

Ferromagnetic Resonance Study of an YIG Thin Film Grown by LPE Method

Soo Hyung Lee, Tae Ho Yeom and Dal Ho Yoon

Department of Physics, Chongju University, Chongju 360-764

Yark Yeon Kim, Gee Pyeong Han and Sang Suk Lee

Electronics and Telecommunications Research Institute, Taejeon 305-600

(Received 11 January 1999, in final form 27 February 1999)

The ferromagnetic resonance study of the magnetostatic wave modes for an YIG thin film, grown by a liquid phase epitaxy method, was performed by an FMR spectrometer at room temperature. The magnetostatic surface wave and backward volume wave modes show periodic excitations in parallel configuration, whereas the complex spectra were observed in perpendicular configuration. The resonance spectra in parallel configuration can be well explained by the Walker and Damon-Eshbach theory. The peak-peak line width of uniform mode was 0.4 Oe. The saturation magnetization M_s of the YIG thin film was calculated as 137 emu/cm^3 . In order to know the dependence of the magnetostatic modes as a function of the saturation magnetization and the thickness, the (1,1) and (3,1) modes of the magnetostatic backward volume wave were compared and theoretically calculated.