
 論 文

YIG 를 사용한 磁界同調 方向性結合 狹帶域 通過 및 遮斷 濾波器

(Magnetically tunable narrow band stop and/or
pass directional coupling YIG filter)

朴 圭 泰* · 李 鍾 岳** · 黃 金 燦**

Park, Kyu Tae* · Lee, Jong Arc** · Whang, Keum Chan**

要 約

直流磁界로 可變同調되는 YIG 여파기의 設計 및 測定을 論하였다. 直角으로 굽힌 薄板傳送線과 2個의 YIG球를 RF 圓型廻轉磁界로 分離되는 곳에 位置시켜 遮斷 및 透過特性을 얻었다. 遮斷特性은 -25db 였으며 通過特性은 이보다 약간 낮은 22db 였다. FMR 에 관한 理論值와 實測值는 잘 一致하였으며 方向性結合器로 使用될 수 있음을 보였다.

Abstract

Fabrication and measurements of the magnetically tunable YIG band pass or stop filter at X-band are discussed. Using two YIG spheres located at the region of r-f circularly polarized magnetic field between the strip lines, the pass or stop characteristics of the filter are obtained. In the case of band stop, the output level is typically 25db lower than the input power. Contrarily for the pass band, the pass band level is 22db higher than the stop frequency region. The experimental results are in good agreement with the theoretical values of FMR. Further it is shown that the structure can be used for a directional coupler.

1. 序 論

YIG (Yttrium iron garnet), GaYIG, 리치움웨이 라이트, 바리움웨이 라이트 등이 磁氣의인 同調로 共振特性을 보이며 마이크로波領域의 濾波器로 使用될 수 있음이 알려져왔다.

本論文에서는 YIG ($d=0.6\text{mm}$ $4\pi Ms=900\text{Gauss}$. RYKA)를 사용하여 4포트薄板 2導體系에서 直流磁界바이아스로 可變同調할 수 있으며 포트

에 따라 狹帶域 通過/遮斷特性을 보이며 方向性結合特性을 보이는 濾波器的 理論 및 設計에 대하여 記述하였다.

直角薄板導體의 $\lambda/4$ 떨어진 두곳의 RF 磁界에 의한 分離된 廻轉磁界를 球型 YIG(직경 0.6mm)로 共振시켜 이를 IRIS 를 통하여 다른 導體系와 結合시켰다.

入力側 導體系에서는 遮斷特性(-25db)을 보였으며 結合된 導體系에서는 通過特性(22db)를 보였다.

方向性結合은 廻轉磁界의 分離로 非可逆透過特

*延世大學校 電子工學科 教授, 正會員

**延世大學校 電子工學科 講師, 正會員

성에 의하여 얻을 수 있었다.

2. YIG 共振現象

YIG는 unpaired electron에 의하여 磁氣雙極子能率을 갖고 있으며 直流磁界와 圓型廻轉分極된 RF 磁界에 의하여 원추형廻轉運動(precession)을 일으킨다.

直流磁界 바이어스의 조정으로 材料內的 雙極子の廻轉周波數를 可變할 수 있으며 이 雙極子の廻轉周波數와 RF 廻轉磁界가 一致되었을때 共振現象이 發生한다.

直流磁界 H_0 內的 體積당 雙極子能率을 $M=N\mu$ 라 하고 gyromagnetic ratio $\gamma = ge/3mC$ (g 는 Lande g 因子)를 규정하므로써 다음의 運動方程式을 얻는다.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}) = w_0 \times M \tag{1}$$

여기서 $w_0 = \gamma H$ 이며 H 가 直流磁界일때 磁氣雙極子の廻轉角速度를 意味하며 바이어스조절로 可變될 수 있다.

直流磁界에 直角된 平面에 RF 磁界(마이크로波에 의한 磁界)를 인가한 경우를 살펴면

$$\vec{H} = \vec{H}_i + \vec{h}e^{j\omega t} \tag{2}$$

이 되고 H_i 는 直流바이어스 磁界와 이에 의한 材料內的 磁界의 벡터합이다.

h 는 여진 RF 磁界로서 $w = w_0$ 일때 RF 磁界勢力은 材料쪽으로 용이하게 遷移된다.

여기에 磁化度를 고려하면

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}e^{j\omega t} \tag{3}$$

가 된다.

(2)(3)을 (1)에 대입하여 小信號近似解로서 $j\omega t$ 의 項으로 다음을 얻는다.

$$\begin{aligned} \gamma(\vec{M}_0 \times \vec{H}_i) &= 0 \\ j\omega \vec{m} &= \gamma(\vec{M}_0 \times \vec{h} + \vec{m} \times \vec{H}_i) \end{aligned} \tag{4}$$

(4)는 적당한 演算을 거쳐

$$\begin{aligned} j\omega \vec{m} \times \vec{H}_0 &= \gamma(\vec{H}_0 \cdot \vec{M}_0)h - \gamma(\vec{H}_0 \cdot \vec{h})\vec{M}_0 \\ &\quad + \gamma(\vec{H}_0 \cdot \vec{m})\vec{H}_i - \gamma(\vec{H}_0 \cdot \vec{H}_0)\vec{m} \\ j\omega \vec{m} \cdot \vec{H}_0 &= \gamma(\vec{M}_0 \times \vec{h}) \cdot \vec{H}_0 + \gamma(\vec{m} \times \vec{H}_0) \cdot \vec{H}_0 \\ &= \vec{h} \cdot \gamma(\vec{H}_0 \times \vec{M}_0) + \vec{m} \cdot \gamma(\vec{H}_0 \times \vec{H}_0) = 0 \end{aligned} \tag{5}$$

(4)(5)에서 m 을 求하면

$$\begin{aligned} \vec{m} &= \frac{1}{w_0^2 - \omega^2} [j\omega \gamma(\vec{M}_0 \times \vec{h}) + \gamma^2(\vec{H}_0 \cdot \vec{M}_0)h \\ &\quad - \gamma^2(\vec{H}_0 \cdot \vec{h})\vec{M}_0] \end{aligned} \tag{6}$$

을 얻으며 m 은 $w = w_0 = \gamma H_0$ 에서 특이점을 갖는다. 材料의 減磁效果를 고려한 Kittel 方程式에 의하면 共振周波數는

$$\begin{aligned} w_r &= \{[\gamma H_0 + (N_x - N_z)WM] \\ &\quad \cdot [\gamma H_0 + (N_y - N_z)wM]\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

이 되며 여기서 $wM = \gamma 4\pi M_0$, N_x, N_y, N_z 는 方向에 따른 減磁因子이다.

球型材料인 경우 $N_x = N_y = N_z = \frac{1}{3}$ 이 되며

$w_r = \gamma H_0$ [rad/sec] 또는 $f_r = 2.8 H_0$ [MHz]를 얻는다.

3. 帶域幅(Line Width)

Carter에 의하면 薄板導體系에서 external Q 는

$$Q_e = \frac{(120\pi)^2 d^2}{\mu_0 w_0 D m Z_0}$$

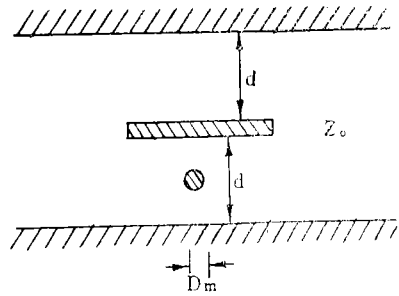


그림 1. YIG-박판도체 흡수형 공진기

여기에 무부하 Q 를 다음과 같이 定義한다.

$$Q_u = \frac{H_0}{\Delta H} = \frac{f_0}{\Delta H 2.8} = 2Q_e(A-1)$$

여기서 $A \equiv \log_{10}^{-1} \frac{L_{Am}}{20}$, L_{Am} 은 최대감쇄 db이다.

$$\Delta H \frac{f_0}{5.6Q_e(A-1)} \approx \frac{\Delta f}{2.8A} \tag{7}$$

Matthaei (2)에 의하면

$$Q_e = Q_{ec} \left(\frac{Z_0}{Z_0'} \right)^2 \cdot \frac{1}{\epsilon_r} \tag{8}$$

로 주어지는 Q 를 얻을수 있으며 여기서 Q_{ec} 는

Carter의 Q , Z_0 는 薄板傳送線의 特性임피던스, Z_0' 는 YIG가 結合되는 部位의 임피던스로서 Z_0' 또는 매질의 비유전율 ϵ_r 을 증가시킴으로써 廣帶域特性을 보일 수 있게 된다.

4. 共振高調波(Higher order magneto-static mode)

$\omega_0 = \gamma H_0$ 로 주어지는 主共振周波數외에 異常共振이 發生될 수 있다.

主共振周波數에서는 모든 스핀이 同相으로 圓周廻轉運動을 하지만 直流磁界와 RF磁界가 均等치 않을때 材料의 各부의 圓周廻轉運動이 다른 周波數에 共振될 수 있어 高調波의 共振 모드가 發生된다. 濾波器에서 이는 中대한 혼란을 줄수 있으므로 이의 해석을 도입한다. [3]

Fletcher는 Dm/λ (Dm =球의 直徑, λ =과장)이 작을수록 高調波共振의 크기를 적게 할 수 있음을 보고하였다.

또한 直流磁界의 均一化, RF廻轉磁界의 위치 에 따른 變化를 고려하면 高調波成分은 적당할 값으로 제거될 수 있다.

RF磁化度는 材料의 텐서, 磁化率로 표현되며

$$\vec{m} = \vec{\chi} \cdot \vec{h} \tag{9}$$

로 표현된다.

電磁波의 材料에의 傳播를 무시하는 가정을 세워 $\nabla \times \vec{h} = 0$ 을 얻고, 이로부터 $h = \nabla \psi$ 에 磁氣포텐셜을 적용하면 (9)는

$$\vec{m} = \vec{\chi} \cdot \nabla \psi$$

이 되고

$$\nabla^2 \psi + 4\pi \nabla \cdot \vec{m} = 0 \tag{10}$$

을 얻는다.

材料內的 (10)의 微分은

$$(1+x_{xx}) \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \psi_{in} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi_{in} = 0 \tag{11}$$

가 된다.

물론 材料外에서는 Laplace 方程式이 된다.

Laplace 방정식으로 부터

$$\psi_{e,x} = Q_n^m P_n^m e^{im\phi} \tag{12}$$

의 解를 얻는다.

여기서 $Q_n^m P_n^m$ 은 associated Legendre 多項式이며 n, m 은 球좌표에서 쓰이는 記號를 그대로 쓴 것이다.

(11)의 解 및 (12)를 境界條件(境界面에서 ψ_{in} 과 $\psi_{e,x}$ 의 접선成分의 連續, $h+4\pi m$ 의 수직成分의 $0, \psi_n=0$)을 넣으므로 特性方程式과 이의 根 $1 + \frac{1}{2}[n-|m|]$ 개의 解를 求하고 이들의 시리즈(n, m, r)로부터 主共振周波數(1, 1, 0)와 ($m, m, 0$)의 關係를 求할수 있으 이를 그림 2에 보였다.

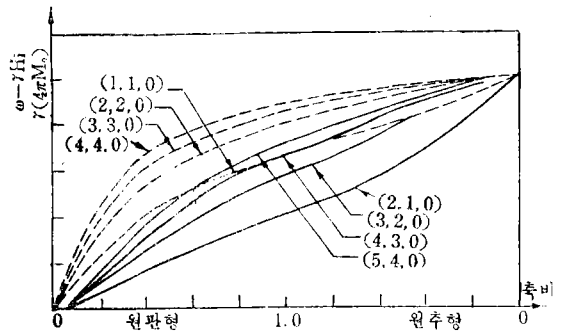


그림 2. Walker의 공진 고조파

이 표에서 보는바와 같이 長短軸의 比가 1이되는 球型에서는 高調波成分들의 分離가 이루어짐을 볼 수 있다.

5. 結晶軸과 共振周波數

YIG는 3개의 主結晶軸을 갖고 있으며 이들은 [111], [110] [100]軸들이며 [111]軸이 外部磁界에 나란할때 共振周波數가 가장 크다.

이때의 共振周波數는

$$f_0 = 2.8 \left(H_0 - \frac{4}{3} \frac{K_1}{M_s} \right) [MHz]$$

이다.

여기서 M_s 는 포화자화도, K_1/M_s 는 材料의 磁界常數로서 室溫에서 YIG는 -43 [Oersted]의 값을 갖는다. $f[111] - f[100] = 400$ [MHz] 정도이다.

圓周廻轉運動을 이루어지도록 直流磁界는 그림 3과 같이 [111]軸에 入가하고 이 軸에 수직된 平面 RF磁界가 入가되도록 한다.

共振의 調整을 위해 廻轉軸(誘電體棒)을 만들어 줄 수 있다.

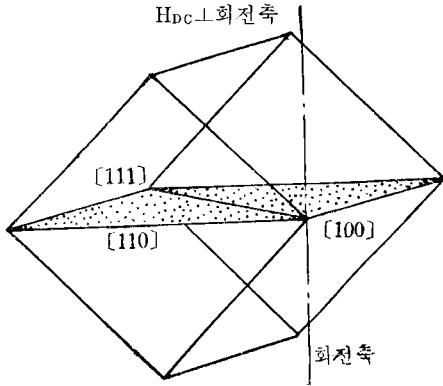


그림 3. 회전축과 직류자계의 방향

6. 設計 및 實驗

50Ω 薄板傳送線의 設計는 그림 4와 같다. 그림 5에 實體의 사진을 보였다. 薄板線은 直角으로 굽어 있으며 中心導體의 幅을 適當적 선정하므로서 $\frac{\lambda}{4}$ 에 해당하는 位相差의 磁界를 中心導體의 안쪽에 발생시키며 電磁波의 進行방향에 따라 單일방향의 廻轉磁界가 발생된다. 이 廻轉磁界가 YIG의 磁氣雙極子의 圓주회전운동에 共振되어 電磁波의 傳送이 차단된다(①-② 포트 차단).

YIG. I에 흡수된 電磁波는 YIG II를 여진시키고, YIG II의 磁氣雙極子의 廻轉方向에 따라 結合薄板의 한 단자로 에너지가 傳送된다(①-④ 傳送). 入力 포트가 ④가 될때에는 ④-③차단, ④-①傳送이 이루어져 方向性結合현상이 일어난다

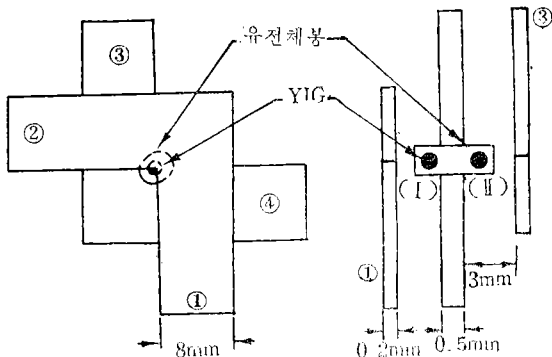


그림 4. 차단통과 YIG 여파기의 구조

다. 차단 및 傳送 특성의 db를 향상시키기 위해서는 YIG가 위치한 곳의 廻轉磁界가 圓型廻轉磁界로 分極되어야 하며, 이를 위하여는 薄板導體의 幅이 및 YIG의 위치가 조심스럽게 선정되어야 한다.

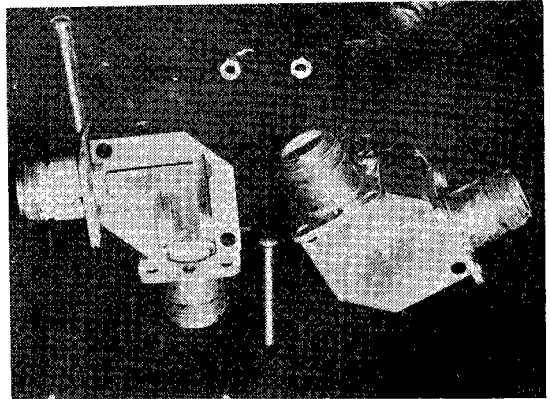


그림 5. 여파기의 구조

中間의 結合面에는 이리스(iris) 結合孔이 있으며 여기에 誘電體棒이 끼워져 있고 棒의 兩端에 YIG를 삽입하였다. 中心薄板과 YIG의 相對的 위치를 조정하면서 最適의 分離 및 傳達特性을 조사하였다(RF 廻轉磁界의 最適位置). 이 상태에서 YIG가 삽입된 誘電體棒 길이의 조절로 YIG球의 間隔(結合間隔)을 조절하였다. YIG 間隔이 가까울 때에는 高調波成分(walker Mode)이 성장하였다. 표1은 YIG 여파기의 遮斷 및 透過特性을 보인 것이다.

표 1. YIG 여파기의 특성의 실측치

YIG 간격 [mm]	주파수 [GHz]	최대차단 [-db]	최대투과 [db]	대역폭 [MHz]	자 계 [Gauss]
3.5	9.55	25	22	30	3390
	9.36	1.4	1.2	21	3310
	9.25	0.5	0.4	18	3270
2	9.55	23	17	38	3390
	9.36	2.5	3	23	3310
	9.25	1.9	2.5	18	3270

그림 6은 오실로스코프에 나타난 主共振의 차단特性이다. 클라이스트론의 反射板의 電壓을 룬

니파로 변화시켜 發振周波數를 周波數變調하였다
出力은 클라이스트론 모드의 봉우리型을 그대로
사용하였다. 傳送導體板에 直角으로 印加되는 直
流磁界는 정류기 入力측의 교류전압을 트랜스로
可變시켰는데 오실로스코프의 波形이 약간 넓혀
진 것은(그림에서 거의 구별할 수 없는 정도) 直
流電流의 脈動成分에 의한 것이다.

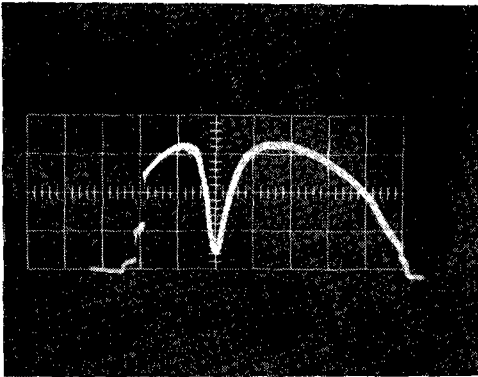


그림 6. 차단 특성

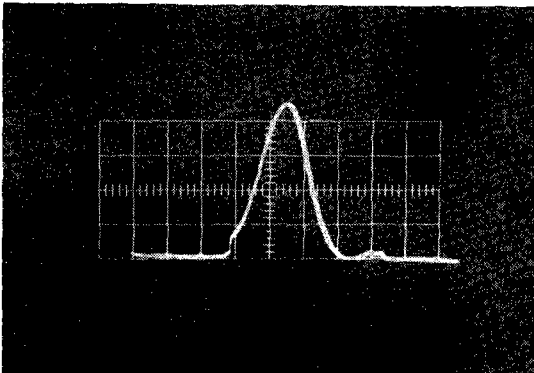


그림 7. 통과 특성

그림 7은 YIG 여파기의 透過特性이다. 透過特
性は 표1에서의 9.55 GHz 와 같은 磁界에서 같
은 帶域幅을 가지며 透過量은 22db 이었다. 이는
차단特性和 비슷한 값이며, 약간의 감소는 結合
部에서의 損失로 본다. ①-④포트로의 透過特性
의 向上을 위하여 ③포트에 終端短絡, $\frac{\lambda}{4}$ 二重스
터브를 사용하였다.

이상의 特性中 動作주파수는 모두 直流磁界로
可變되며 $f_s \approx 2.8H$ 로 直線的인 變化를 하였다.
그림 8에 YIG 에 印加된 磁界와 共振주파수에 대
한 實驗值를 보였다. 약간의 오차는 磁束밀도 측
정時의 오차로 보여진다. 그림 9에 實驗에서 사
용된 裝置들을 보였다.

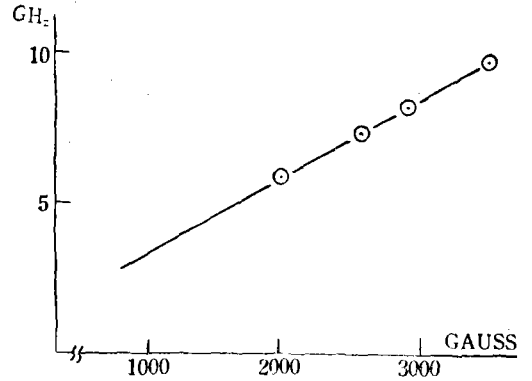


그림 8. 적류자계와 YIG 공진주파수

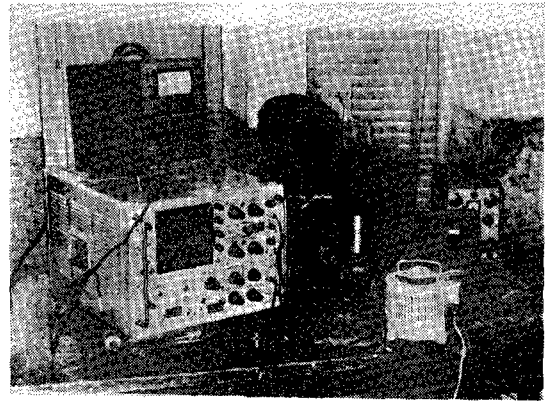


그림 9. 실험 장치

7. 結 論

YIG 의 FMR 特性을 이용한 여파기에 대하여
論하였다. 共振주파수는 直線磁界에 의하여 可變
되고 9.55 GHz 에서 30MHz 의 帶域幅을 갖는 帶
域차단 또는 帶域通過(22db)여파기로 使用될 수
있으며 廻轉磁界를 분리하므로서 方向性結合器로
사용될수 있음을 보였다.

Carter¹⁾의 Q 에 관한 式에서 d 및 Z_0 를 조정
하므로서, 또 實驗에서 보인 바와 같이 YIG 球
間의 結合을 조절하므로서 帶域幅이 조절될수 있
다. FMR 에 관한 理論値와 主共振주파수는 잘
일치하였으며 高調波共振모드는 매우 작아서(1.4
db) 實用上 충분히 無視될 정도였다.

(저자중의 한사람(朴圭泰)은 본실험에 쓰인 YIG 球를
보내준 Ryka Scientific Inc. 의 社長 Dr. J. W. Sedin 과
Long International 의 社長 M. C. Long 씨께 깊은 감
사를 드립니다.)

參 考 文 獻

1) Carter P.S., "Single X-tal YIG Resonator" IRE
TRANS. MTT. Vol. MTT-19, May 1967 pp.

252-260.

2) MATTHAEI. G.L. "Magnetically tunable Band
Stop Filter" IEEE TRANS. 1965 March. pp 205.

3) Lax B., Button K.J. "Microwave Ferrites and
Ferrimagnetic" McGraw-Hill 1962.
