# 國 立 清 華 大 學 <u>碩士 論 文</u>

<u>微波頻段下鐵磁共振在T型微帶共振腔之研究</u> A study of ferromagnetic resonance in T-type microstrip resonator at microwave frequency

系所別:<u>電子工程研究所碩士班</u>
學號姓名:<u>905001 金俊德</u>(Chun-Te Chin)
指導教授:<u>呂助增 博士</u>(Dr. Juh-Tzeng Lue)

中華民國九十二年六月

### 摘要

本實驗主要是將磁性材料應用在微波頻段。在某些應用上由於磁性材料可以 達到較好的規格。所以磁性材料在過去的二十年中已大量的被應用在許多微波電 路或元件中,如移相器、延遲線、耦合器、帶通濾波器、帶拒濾波器、訊號對雜 訊增強器、電感等<sup>[15,20]</sup>。實驗中的樣品主要為帶拒濾波器。

本實驗將"鐵磁共振"與"T型共振腔"兩種效應做在同一個樣品上。並將 此樣品做成微帶線的形式在微波頻段和外加磁場之下做測量。而為了分析樣品的 行為,我們也建立了此樣品的等效電路模型。此電路模型和樣品的量測結果有兩 個一致性的現象,顯示出等效電路模型的正確性。在材料方面可分為四層,銅(訊 號層)、鈷(訊號層)、氧化鋁(基板)和銅(接地面)等。

根據電路模型我們可以求出磁性材料的飽合磁化強度、異向性磁場、鐵磁共振頻率、鐵磁共振 Q 值和 Landau-Lifshitz 方程式中鐵磁共振的進動損耗量。另外還有銅-鈷薄膜的損耗。

在實驗中我們量測和觀察到鈷的飽合磁化強度等於 1371 Oe、鈷的異向性磁 場等於 795 Oe、銅-鈷薄膜的損耗最大可達 196.5 dB/m、藉由改變外加磁場可造 成銅-鈷薄膜的損耗變化量達 115.2%。 致謝

想谢的人太多。

目錄

摘要 致謝 目錄

### 第一章 微帶傳輸線

1.1	微帶線之結構	4
1.2	微带線的頻散效應	8
1.3	微帶線的 Open-End 效應	9
1.4	微带線之損耗	10
1.5	T型共振腔	

### 第二章 鐵磁共振

2.1	磁性物質簡介	.14
2.2	鐵磁共振公式推導	.14
2.3	磁性損耗	.19

### 第三章 共振電路模型的建立

3.1	共振電路簡介	
3.2	電路模型建立	
3.3	鐵磁共振的進動損耗	

### 第四章 實驗設備

 樣品製作裝置	4.1
 高頻量測裝置	4.2
 磁場產生裝置	4.3

### 第五章 實驗結果分析

5.1	等效電路 v.s.量測結果	35
5.2	分析說明	
5.3	用對照組分析資料	40
5.4	用電腦擬合分析資料	41

第六章	結論	

參考資料		49
附錄一	電腦軟體 ADS	51
附錄二	SI、Gauss 制互换表	54

### 第一章 微帶傳輸線

### 1.1 微帶線之結構

一般在傳輸電磁波的方法上有使用同軸電纜、波導管、微帶線等。在傳輸的 模態上同軸電纜為橫向電磁波模式(TEM Mode)、波導管為橫向電場模式(TE Mode)或橫向磁場模式(TM Mode)。而微帶線因為結構的因素,如圖 1-1,使得電 磁波在空氣和基板都有,如圖 1-2。因而傳輸的模態是 TE 和 TM Mode 都有,稱 為類模電磁波模式(Quasi-TEM Mode)。三種傳輸方法中以微帶線的損耗最大,不 過由於它易於與積體電路做在一起所以有價格低、體積小的優勢。



圖 1-1 微帶線之結構

圖 1-2 電、磁場在微帶線中的分佈

如圖 1-1 的微帶線結構中,帶狀金屬層在本實驗中是使用銅(Copper)和鈷 (Cobalt),介電層則是使用剛玉(Sapphire)。由於剛玉的介電係數具有方向性如圖 1-3 所示。所以為了方便日後的計算必須將非等向介電係數轉換為等效等向介電 係數。其公式如(1.1)所示<sup>[1]</sup>。另外,在本文中的介電係數都只有考慮實部。



圖 1-3	剛玉(S	(apphire)	的等	效等	向介	電係	數示	意圖
-------	------	-----------	----	----	----	----	----	----

$$\varepsilon_{req} = 12 - \frac{1.21}{1 + 0.39 \{ \log(10w/h) \}^2} \qquad \text{for } 0.1 \le \frac{w}{h} \le 10, \ 10 \le Z_0 \le 100 \,\Omega \quad (1.1)$$

在微波系統的特性阻抗(Characteristic Impedance)Z<sub>0</sub>方面。由於最早用來傳輸 微波的方式大都是使用同軸電纜,因為其傳輸的模態為TEM Mode。所以有人就 針對同軸電纜在不同的特性阻抗下對功率承戴和功率衰減做了研究,如圖 1-4。 發現當特性阻抗為 30 ohms時可以承戴最大功率。而當特性阻抗為 77 ohms時則 功率衰減最小。所以為了平衡這兩個特性就取 50 ohms當作同軸電纜的特性阻 抗。在大部份的微波系統中也就採用了 50 ohms當做特性阻抗以達成阻抗匹配。 而有線電視系統所使用的特性阻抗則為75 ohms,因為其訊號功率不大所以 只需重視衰減。



圖 1-4 特性阻抗值之定義

圖 1-5 不同線寬的電場分佈

<sup>[1]</sup>在圖 1-5 中,不同線寬的微帶線會有不同的有效介電係數  $\varepsilon_{reff}$ 。當極寬時  $\varepsilon_{reff} = \varepsilon_{req}$ ,因為微帶線幾乎覆蓋了整個基板,所以電場幾乎都分佈在介電層。 當極窄時  $\varepsilon_{reff} = (\varepsilon_{req} + 1)/2$ ,表示電場的分佈是空氣和介電層各一半,其中空 氣的介電係數是 1。而公式(1.2)和公式(1.3)是利用  $\varepsilon_{req}$ 來求取w/h。公式(1.4)則是 利用  $\varepsilon_{req}$ 來求取  $\varepsilon_{reff}$ 。

$$H' = \frac{Z_0 \sqrt{2(\varepsilon_{req} + 1)}}{119.9} + \frac{1}{2} \left( \frac{\varepsilon_{req} - 1}{\varepsilon_{req} + 1} \right) \left( \ln \frac{\pi}{2} + \frac{1}{\varepsilon_{req}} \ln \frac{4}{\pi} \right)$$
(1.2)

$$\frac{w}{h} = \left(\frac{\exp H'}{8} - \frac{1}{4\exp H'}\right)^{-1}$$
(1.3)

$$\varepsilon_{reff} = \frac{\varepsilon_{req} + 1}{2} \left\{ 1 + \frac{29.98}{Z_0} \left( \frac{2}{\varepsilon_{req} + 1} \right)^{1/2} \left( \frac{\varepsilon_{req} - 1}{\varepsilon_{req} + 1} \right) \left( \ln \frac{\pi}{2} + \frac{1}{\varepsilon_{req}} \ln \frac{4}{\pi} \right) \right\}^2$$
(1.4)

for 
$$Z_0 > (44 - 2\varepsilon_{req})\Omega$$

根據目前現有的已知參數如 $h = 0.5 \text{ mm} \cdot Z_0 = 50 \text{ ohms}$ 等。即可用下列遞迴程 式的寫法來求出 $\varepsilon_{req} \cdot \varepsilon_{reff} \cdot w/h$ 等。當然一開始要給定一個合理的初始條件, 然後遞迴的次數要夠多,最後參數將收斂到一個定值。此程式最終得到的  $\varepsilon_{req} = 11.10 \cdot \varepsilon_{reff} = 7.27 \cdot w/h = 0.86$ 。所以線寬w要設計成 0.43 mm。

遞迴程式內容:

$$\begin{split} For \quad & \varepsilon_{req} \geq 0.5 \\ \{ \\ H' = \frac{Z_0 \sqrt{2(\varepsilon_{req} + 1)}}{119.9} + \frac{1}{2} \left( \frac{\varepsilon_{req} - 1}{\varepsilon_{req} + 1} \right) \left( \ln \frac{\pi}{2} + \frac{1}{\varepsilon_{req}} \ln \frac{4}{\pi} \right) \\ & \frac{w}{h} = \left( \frac{\exp H'}{8} - \frac{1}{4 \exp H'} \right)^{-1} \\ & \varepsilon_{req} = 12 - \frac{1.21}{1 + 0.39 \{ \log(10w/h) \}^2} \\ \} \\ & \varepsilon_{reff} = \frac{\varepsilon_{req} + 1}{2} \left\{ 1 + \frac{29.98}{Z_0} \left( \frac{2}{\varepsilon_{req} + 1} \right)^{1/2} \left( \frac{\varepsilon_{req} - 1}{\varepsilon_{req} + 1} \right) \left( \ln \frac{\pi}{2} + \frac{1}{\varepsilon_{req}} \ln \frac{4}{\pi} \right) \right\}^2 \end{split}$$

### 1.2 微帶線的頻散效應

當微帶線的訊號頻率上升兩倍,而相位常數( $\beta = 2\pi/\lambda$ )並未上升剛好兩倍時,此為頻散效應所致,且在頻率高時較易見到。頻散效應起因於微帶線傳輸的並非TEM Mode。因此我們定義  $\varepsilon_{reff}(f)$ 來解釋這個效應。當頻率為零時, $\varepsilon_{reff}(0) = \varepsilon_{reff}$ 。當頻率很高時, $\varepsilon_{reff}(\infty) = \varepsilon_{req}$ 。因為頻率很高波長就很短,即使很窄的微帶線對微波訊號來說也像是很寬一樣。

而頻散效應的公式從 1971 年起就有人在研究。而我們將使用由Kobayashi 在 1988 年所推導出的公式(1.5)<sup>[2]</sup>。而  $\varepsilon_{reff}(f)$ 對頻率作圖如圖 1-6 所示,隨著頻 率增加  $\varepsilon_{reff}(f)$ 也增加。

$$\varepsilon_{\text{reff}}(f) = \varepsilon_{\text{req}} - \frac{\varepsilon_{\text{reff}} - \varepsilon_{\text{reff}}}{1 + (f / f_{50})^{m}}$$

where

$$f_{50} = \frac{f_{k,TM_0}}{0.75 + \{0.75 - (0.332/\varepsilon_{req}^{1.73})\}} w/h$$

$$f_{k,TM_0} = \frac{c \times \tan^{-1} \left(\varepsilon_{req} \sqrt{\frac{\varepsilon_{reff} - 1}{\varepsilon_{req} - \varepsilon_{reff}}}\right)}{2\pi h \sqrt{\varepsilon_{req} - \varepsilon_{reff}}}$$

$$m = m_0 m_c$$

$$m_0 = 1 + \frac{1}{1 + \sqrt{w/h}} + 0.32 \left(\frac{1}{1 + \sqrt{w/h}}\right)^3$$
(1.5)

$$m_{c} = 1$$



圖 1-6 氧化鋁(Sapphire)基板的頻散效應

### 1.3 微帶線的Open-End效應<sup>[3]</sup>

Open-End效應的示應圖如圖 1-7 所示。微帶線在某一個開路的終端,由於電力線在此處會有彎曲的分佈,而增加了分析的複雜度。為了方便方析,所以此處可以等效出一段假想的微帶線leo且其電力線垂直向下,無橫向分量。



圖 1-7 微帶線的剖面圖和電力線分佈(a)等效前(b)等效後

等效假想的微帶線leo的計算方法如公式(1.6):

 $l_{eo} = h * \xi_1 * \xi_3 * \xi_5 / \xi_4$ 

where

$$\begin{aligned} \xi_{1} &= 0.434907 \frac{\varepsilon_{reff}^{0.81}(f) + 0.26(w/h)^{0.8544} + 0.236}{\varepsilon_{reff}^{0.81}(f) - 0.189(w/h)^{0.8544} + 0.87} \\ \xi_{2} &= 1 + \frac{(w/h)^{0.371}}{2.358\varepsilon_{req} + 1} \end{aligned}$$
(1.6)  
$$\begin{aligned} \xi_{3} &= 1 + \frac{0.5274 \tan^{-1}[0.084(w/h)^{1.9413/\xi_{2}}]}{\varepsilon_{reff}^{0.9236}(f)} \\ \xi_{4} &= 1 + 0.0377 \tan^{-1}[0.067(w/h)^{1.456}] * \left\{ 6 - 5Exp \left[ 0.036(1 - \varepsilon_{req}) \right] \right\} \\ \xi_{5} &= 1 - 0.218Exp \left[ -7.5w/h \right] \end{aligned}$$

由於公式中有頻散效應的等效介電係數 $\varepsilon_{reff}(f)$ ,所以在不同頻率下 $l_{eo}$ 的長度都有所不同,不過大致上都在200 um左右。

### 1.4 微帶線之損耗

一般微帶線之損耗可以分成三大類,介電損耗(Dielectric Loss)、傳導損耗 (Conduction Loss)、輻射損耗(Radiation Loss)等。

1.4.1 介電損耗 先定義介電係數如下:  $\varepsilon = (\varepsilon' - j\varepsilon'')\varepsilon_0 = \varepsilon_r \varepsilon_0$ (1.7)

介電損耗是由於基板非絕緣所導致。其公式如(1.8)所示[4]。

$$\alpha_{d} = \frac{8.686k_{0}}{2} * \frac{\varepsilon_{req}(\varepsilon_{reff} - 1)}{\sqrt{\varepsilon_{reff}}(\varepsilon_{req} - 1)} * \tan \delta \qquad dB/m$$
(1.8)

其中損耗正切(Loss Tangent)可表示為:

$$\tan \delta = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon'} + \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \tag{1.9}$$

上式的第一項在高頻時將可忽略不計。而使用絕緣良好的基板將使損耗正切 很小。以本實驗所使用的基板氧化鋁其  $\tan \delta$  小於 0.0001。

#### 1.4.2 傳導損耗

傳導損耗乃是由肌膚效應所引起。當電磁波在金屬傳導層中做傳導時,被電 阻所損耗。公式(1.10)為Pucel和他的同伴<sup>[5]</sup>,從Wheeler' formula中所導出的。此 公式也是表面電阻 $R_s$ 和傳導損耗 $\alpha_c$ 的關係式。其中t為金屬傳導層之膜厚。

$$\alpha_{c} = \frac{8.68R_{s}}{2\pi Z_{0}h} \left[ 1 - \left(\frac{w'}{4h}\right)^{2} \right] \left\{ 1 + \frac{h}{w'} + \frac{h}{\pi w'} \left[ \ln\left(\frac{4\pi w}{t} + 1\right) - \frac{1 - t/w}{1 + t/4\pi w} \right] \right\}$$
where
$$(1.10)$$

$$w' = w + \Delta w$$
$$\Delta w = \frac{t}{\pi} \ln \left( \frac{2h}{t} + 1 \right)$$

若已量得傳導損耗,則可求得表面電阻,再利用公式(1.11)可再求出導電率 (Conductivity)。其中 $\delta_s$ 為肌膚深度。

$$R_s = \frac{1}{\sigma \delta_s} = \sqrt{\frac{\pi f \mu}{\sigma}} \tag{1.11}$$

1.4.3 輻射損耗<sup>[1]</sup>

輻射損耗會依微帶線不連續的形狀、彎曲程度及操作頻率等不同情形有不同的輻射損耗。雖然在低頻時輻射損耗很低,但在高頻時的影響甚大。以電導G,表示。

$$G_{r}Z_{0} = \frac{4\pi h w_{eff}}{3\lambda_{0}^{2}\sqrt{\varepsilon_{reff}}} \qquad where \qquad w_{eff} = \frac{h}{Z_{0}\sqrt{\varepsilon_{reff}}}\sqrt{\frac{\mu_{0}}{\varepsilon_{0}}}$$
(1.12)

### 1.5 T型共振腔<sup>[6]</sup>

T型共振腔的圖形結構如圖 1-8 所示。 微波訊號由 Port 1 輸入, Port 2 輸出。在經 過分支點時只要波長符合四分之波長的奇數 倍的訊號就會在支線形成共振腔而有最大的 吸收,以至傳輸至 Port 2 的訊號會最少,使 S21 有一峰值。因為無損傳輸線的輸入阻抗 為公式(1.13)。其中 $\beta = \pi/2$ ,  $Z_L = \infty$ 。



圖 1-8 四分之波長共振腔俯視圖

$$Z_{in} = Z_0 \frac{Z_L + jZ_0 \tan \beta l}{Z_0 + jZ_L \tan \beta l}$$

$$\tag{1.13}$$

 $Z_{in}$ 為分支點往支線所等效的輸入阻抗,如圖 1-9 所示。 $Z_0$ 為特性阻抗,本 實驗中為 50 ohms。 $Z_L$ 為分支的負戴,在此為開路(Open)。當 $l = n\lambda/4$ ,其中 n=1,3,5,7,.....時, $Z_{in} = Z_0^2/Z_L = 0$ 。所以這些波長的訊號就會在分支形成共振 腔使得由 Port 2 輸出的訊號最少。

以上是針對理論做分析。實際上則會有兩個不一樣的地方。第一,因為T型 共振腔的支線部份有 Open-End 效應,所以必須再加上一段假想的等效長度。也 就是共振頻率會往下縮減一點。第二,金屬傳導層並非無損,所以並非單一頻率 被反射而是一個頻帶。頻帶的寬度一部份由傳輸線的損耗決定。

以下將推導出T型共振腔與傳輸線衰減係數的關係。



圖 1-9 T型共振腔開路支線的等效電路

T型共振腔的開路支線在 S21 造成了帶拒(Band Rejection)的響應。因此在共振或接近共振時可以將支線替換成圖 1-9 的共振電路。而這雙端網路在共振或接近共振時可將 S21 表示為公式(1.14)。

$$S21 = \frac{2Z_{in}}{2Z_{in} + Z_0} \tag{1.14}$$

其中Zin如圖 1-9 所示為共振電路之等效輸入阻抗。再來要定義一個相對於共振時的S21 的兩倍功率點。這些半功率點的振幅為共振時的S21 的振幅再乘以根號 2。因為S參數是以電壓值來量測,並非功率值(電壓值的平方)來量測。

 $\left|S21_{twice-power}\right| = \sqrt{2}\left|S21_{RES}\right| \tag{1.15}$ 

其中S21<sub>RES</sub>是只有實數部份的。因為共振電路在共振時虛部會等於零。將公式(1.14)代入公式(1.15)中。

$$\left|\frac{2Z_{in}}{2Z_{in} + Z_0}\right| = \sqrt{2}S21_{RES}$$
(1.16)

對於串聯共振電路  $Z_{in} = R_0 (1 + j 2 Q_0 \Delta \omega / \omega_0)$ ,將其代入公式(1.16)中。

$$\left| \frac{2R_0 \left[ 1 + j \left( \frac{2Q_0 \Delta \omega}{\omega_0} \right) \right] + Z_0}{R_0 \left[ 1 + j \left( \frac{2Q_0 \Delta \omega}{\omega_0} \right) \right]} \right| = \frac{\sqrt{2}}{S21_{RES}}$$
(1.17)

其中Q<sub>0</sub>是共振電路在沒有負戴之下的Q值。ω<sub>0</sub>是共振頻率。2Δω是"兩倍 功率"的頻寬。再定義共振電路在有負戴之下的Q值為Q<sub>L</sub>。

$$Q_L \equiv \frac{\omega_0}{2\Delta\omega} \tag{1.18}$$

將公式(1.18)與公式(1.14)在共振時的方程式一同代入(1.17),化簡後可得。

$$Q_0 = \frac{Q_L}{\sqrt{1 - 2|S21_{RES}|^2}}$$
(1.19)

由於S21<sub>RES</sub>為無單位可將其轉換為分貝(Decibel)dB。

$$Q_0 = \frac{Q_L}{\sqrt{1 - 2*10^{-(L_A/10)}}} \tag{1.20}$$

其中L<sub>A</sub>是共振時的插入損失(Insertion Loss)單位為dB。在高頻量測時,由網路分析儀所測量到的S參數其單位為dB,這在4.2節將會提到。公式(1.19)和(1.20)

可用來萃取T型共振腔支線部份的無負戴Q值。只需量測共振時的插入損失和其 "高 3dB"的頻寬即可。

微帶線的有效介電係數也可以由下列的式子求得。

$$\varepsilon_{reff,meas} = \left(\frac{nc}{4f_{RES}(l+l_{eo})}\right)^2 \qquad n = 1,3,5,\dots$$
(1.21)

其中c是光速, *leo*是Open-End效應所等效出的假想長度。最後,量測出的Q 值可與量測出的有效介電係數一起算出微帶線的衰減係數。

$$\alpha_0 = \frac{8.686\pi f_{RES} \sqrt{\varepsilon_{reff,meas}}}{cQ_0} \qquad dB/m \tag{1.22}$$

關於公式(1.21)可用頻散效應的等效介電係數做取代,來求得理論上的共振 頻率。

$$f_{RES} = \frac{nc}{4(l+l_{eo})\sqrt{\varepsilon_{reff}(f)}} \qquad n = 1,3,5,...$$
(1.23)

接著,可以將公式(1.22)所求出來的衰減係數代入公式(1.10)中求出導電層的 表面電阻。

### 第二章 鐵磁共振

### 2.1 磁性物質簡介

物質在磁場中,或多或少可磁化的,稱為磁性物質。而物質的磁性起源於原 子中的磁矩,主要來源有三個。第一、電子的自旋。第二、電子對原子核的軌道 角動量。第三、受到外加磁場感應後軌道矩的變化。

而磁性一般可依照磁化率(Magnetic Susceptibility)γ而分成三種。如圖 2-1 所示,其中的箭頭代表電子自旋的方向。



(c)鐵磁性,磁化率為大的正數

### 2.2 鐵磁共振公式推導[7][8][9]

鐵磁共振(Ferromagnetic Resonance, FMR)的公式推導的第一步就是要 探究磁性的來源,因此我們從原子結 構出發。如圖 2-2 所示為一個古典電 子軌道模型,雖然這個模型以現今的 論點來看是有問題的。但是這仍是個 很好的近似模型。其中(1)為軌道磁偶 極矩(Orbital Magnetic Dipole Moment) 、L 為軌道角動量。



電子繞行軌道並貢獻出一個電流:  $i = \frac{-e}{T} = \frac{-ev}{2\pi r}$ 



圖 2-1 古典電子軌道模型

(2.1)

其中 T 是電子繞行軌道之週期, e 是基本電荷, v 為電子運動之速率。而軌 道磁偶極矩與軌道角動量之間的關係為:

$$\mu_{l} = iA = \frac{-ev}{2\pi r} \pi r^{2} \qquad \because L = mvr$$
  
$$\Rightarrow \mu_{l} = \frac{-e}{2m} L = -\frac{g_{l} \mu_{b} L}{\hbar} \qquad where \quad \mu_{b} = \frac{e\hbar}{2m}$$
(2.2)

其中A為迴路的面積,m為電子質量,μb為量度原子磁偶極矩的一個自然單 元稱為波爾磁子(Bohr Magneton),gi為軌道g因素等於一。

以上所討論的都是關於電子軌道的參數。在電子自旋部份則是一個經驗公 式。早在1921年康普頓(Compton)就提出電子自旋的觀念,但他沒有進一步去探 究。1922年史頓(Stern)和加立克(Gerlach)用中性銀原子通過磁場,觀察其分佈發 現兩個和電子軌道理論不合的地方。1927年費浦斯(Phipps)和泰勒(Taylor)用低溫 基態氫原子,預測軌道磁偶極矩為零,但是結果不然,所以將原因歸納為自旋磁 偶極矩(Spin Magnetic Dipole Moment)的貢獻。軌道磁偶極矩和自旋磁偶極矩的 公式分別列舉如下:

$$\mu_l = -\frac{g_l \mu_b L}{\hbar} \qquad \text{where} \quad g_l = 1 \tag{2.3}$$

$$\mu_s = -\frac{g_s \mu_b S}{\hbar} \qquad \text{where} \quad g_s = 2 \tag{2.4}$$

其中 S 為自旋角動量, g 因素在此時就可以看出其意義了。

以上介紹了軌道磁偶極矩和自旋磁偶極矩這兩個磁性來源。但在鐵磁性材料 中其磁性的來源到底是哪一個或是兩者都有?根據[8]我們知道當一群鐵族離子 聚集在一起時。鄰近的離子會產生強大且不均勻的晶體場。此晶體場會有兩個效 應。第一,破壞 LS 耦合,以致狀態不再由總角動量J來決定。第二,自由離子 中屬於 L 的 2L+1 個副能階的簡併態被分裂開來。這兩個效應都減少了軌道運動 對磁矩的貢獻。所以在鐵磁性材料中磁性的來源為自旋磁偶極矩。以下接著介紹 電子自旋的模型。

如圖 2-2 為電子在外加磁場H<sub>0</sub>下的模型。其中電子的磁偶極矩和角動量大小 的比值為一個常數,並將此常數稱做旋磁比(Gyromagnetic Ratio)如公式(2.5)所 示。當有一個外加磁場H<sub>0</sub>時,自旋磁偶極矩所產生的力矩為公式(2.6)。並由於力 矩等於角動量對時間的變化,再將公式(2.5)代入可得公式(2.7)。最後再結合公式 (2.6)、(2.7)即可得到公式(2.8)。其為磁偶極矩的運動方程式。當磁偶極矩在此外 加磁場之下會以外加磁場為軸心做等速圓周運動,所以稱此運動為"進動" (Precession Motion)。

$$\gamma \equiv -\frac{\mu_s}{\bar{S}} = \frac{e}{m} = 1.759 * 10^{11} \quad C / Kg$$
(2.5)

$$T = \vec{\mu}_s \times \vec{B}_0 \tag{2.6}$$

$$T = \frac{d\bar{S}}{dt} = -\frac{1}{\gamma} \frac{d\bar{\mu}_s}{dt}$$
(2.7)

$$\Rightarrow \frac{d\bar{\mu}_s}{dt} = -\gamma \bar{\mu}_s \times \bar{B}_0 \tag{2.8}$$

在一個塊材中可以將微觀的物理量自旋磁偶極矩經由向量相加而成為巨觀的物理量磁化強度(Magnetization) M 如圖 2-3 所示。所以公式(2.8)可以改寫為:



假如形體有限的磁體受到磁化,則在其兩端會感應自由磁極如圖 2-4 所示。 這些自由磁極於是產生磁場,其方向與磁化相反。此磁場稱為反磁化場H<sub>d</sub> (Demagnetizing Field),與磁化強度成正比。

$$H_{d} = NM$$

$$N_{x} + N_{y} + N_{z} = 1$$
(2.10)
(2.11)

其中 N 為反磁化係數,為樣品形狀的函數。由於我們是存在於三度空間, 所以有三個方向的反磁化係數並且其相加等於一,如公式(2.11)。例如圓球的樣 品,其三個方向的反磁化係數均為 1/3。在 x、y 平面的無限大平板其三個反磁化 係數為 0、0、1。而針對我們的樣品,如圖 2-5 所示,雖然是長條狀的薄膜但是 仍假設在 x、z 平面上為無限大。



圖 2-4 磁化物體表面自由磁極的分佈



圖 2-5 樣品之相對座標

因此,現在我們可以寫出樣品內的有效磁場。之前下標的 o 現在先變成上標,且上標的 i 為內部的意思。並把下標留給三個方向:x、y、z。

$$H_{x}^{i} = H_{x}^{o} - N_{x}M_{x} \qquad H_{y}^{i} = H_{y}^{o} - N_{y}M_{y} \qquad H_{z}^{i} = H_{z}^{o} - N_{z}M_{z}$$
where
$$H_{x}^{o} = H_{y}^{o} = 0 \qquad N_{x} = N_{z} = 0 \qquad N_{y} = 1$$

$$\Rightarrow H_{x}^{i} = 0 \qquad H_{y}^{i} = -M_{y} \qquad H_{z}^{i} = H_{z}^{o}$$

$$\Rightarrow B_{x}^{i} = 0 \qquad B_{y}^{i} = -\mu_{0}M_{y} \qquad B_{z}^{i} = B_{z}^{o}$$
(2.12)

如公式(2.12),我們已經求出了磁通量密度(Magnetic Flux Density) B 在三個 方向的關係。將其代入公式(2.9)可得到公式(2.13)。

$$\frac{dM_x}{dt} = -\gamma (M_y B_z^o + \mu_0 M_y M_z)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\gamma (-M_x B_z^o)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = -\gamma (-\mu_0 M_x M_y)$$
(2.13)

當外加磁場在 z 方向作用時,假設磁化強度在 z 方向不隨時間改變。而 x、y 方向的磁化強度則為波的形式。

$$-i\omega M_{x} + \gamma (B_{z}^{o} + \mu_{0}M_{z})M_{y} = 0$$
  

$$\gamma B_{z}^{o}M_{x} + i\omega M_{y} = 0$$
  

$$\Rightarrow \omega^{2} = \gamma^{2} B_{z}^{o} (B_{z}^{o} + \mu_{0}M_{z})$$
(2.14)

接著我們要考慮磁性材料的另一個特性 "磁異向性"。磁異向性是用來描述 內部能量與自生磁化方向的相依性。一般磁異向性可分為三種。

1. 晶體磁異向性 (Magentocrystalline Anisotropy):與晶體對稱性有關。

2. 磁伸縮異向性 (Anisotropic Magnetostriction): 與外加機械張力於材料有 關。

3. 感應磁氣異向性 (Induced Magnetic Anisotropy): 與加熱或降溫有關。

目前,我們只考慮晶體磁異向性。因為在實驗中我們並未對於材料施機械張 力和溫度改變。而在磁化磁性材料所產生的磁伸縮效應也因為太小而忽略不計。 所謂的晶體磁異向性即為在不同晶軸方向外加磁場,所得到的磁化曲線不一。在 圖 2-6 中為鐵晶體在不同晶軸方向的磁化曲線。由圖中可發現鐵的[100]方向是易 磁化方向,而[111]方向是難磁化方向。圖 2-6 中縱軸的 I 為磁通量密度。

在本實驗中所使用的鐵磁性材料為鈷其為單軸異向性,示意圖如圖 2-7 所 示。六角形的鈷呈現單軸異向性,而使內部磁化的穩定方向在室溫時與晶體的 c 軸平行。當內部磁化旋轉而離開c軸時,異向性能量隨著c軸與內部磁化強度間的夾角 $\phi$ 的增加而增加,在 $\phi$ 等於90度時為最大值。





圖 2-6 鐵在不同晶軸方向的磁化曲線

圖 2-7 鈷的單軸異向性示意圖

而這項單軸異向性能可表達為:

 $E_{a} = K_{u1} \sin^{2} \phi + K_{u2} \sin^{4} \phi + \dots$ where  $K_{u1} = 4.53 \times 10^{5} J/m^{3} K_{u2} = 1.44 \times 10^{5} J/m^{3}$  (2.15)

異向性能對立方晶體如鐵和鎳可表達為內部磁化和立方三邊的方向餘弦:  $E_a = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) + ...$ where for Fe  $K_1 = 4.72 \times 10^4 \ J/m^3 \ K_2 = -0.075 \times 10^3 \ J/m^3$  (2.16)

for Ni 
$$K_1 = -5.7 \times 10^3$$
 J/m<sup>3</sup>  $K_2 = -2.3 \times 10^3$  J/m<sup>3</sup>

現在,先介紹如何計算異向性磁場。首先是計算鈷的異向性磁場。在公式(2.15) 中假設夾角 ψ 很小,所以高階項皆可忽略,則:

$$H_{a} = \frac{2K_{u1}}{\mu_{0}M_{s}} = \frac{2*4.53*10^{5}}{4\pi*10^{-7}*1400*10^{3}} = 5.15*10^{5} \quad A/m = 6470 \quad Oe$$
(2.19)

在立方晶體中,當磁化強度靠近[001]方向時方向餘弦可表示為:  $\alpha_1 = \sin\theta\cos\varphi \approx \theta\cos\varphi$   $\alpha_2 = \sin\theta\sin\varphi \approx \theta\sin\varphi$  $\alpha_3 = \cos\theta \approx 1 - \frac{1}{2}\theta^2$ (2.20)

其中 θ 為與 z 軸之夾角而 φ 為與 x 軸之夾角如圖 2-8 所示。將公式(2.20)代入(2.16)中,則:

$$E_{a} = K_{1} \left\{ \theta^{4} \sin^{2} \varphi \cos^{2} \varphi + \left(1 - \frac{1}{2} \theta^{2}\right)^{2} \theta^{2} \right\} \approx K_{1} \theta^{2}$$
(2.21)

將公式(2.21)和(2.18)比較,可得異向性磁場在[001]方向為:

$$H_{a} = \frac{2K_{1}}{\mu_{0}M_{s}}$$
(2.22)

當磁化強度靠近[111]方向時方向餘弦可表示為:

$$\alpha_{1} = \frac{1}{\sqrt{2}}\theta\cos\varphi + \frac{1}{\sqrt{6}}\theta\sin\varphi + \frac{1}{\sqrt{3}}\left(1 - \frac{1}{2}\theta^{2}\right)$$

$$\alpha_{2} = -\frac{1}{\sqrt{2}}\theta\cos\varphi + \frac{1}{\sqrt{6}}\theta\sin\varphi + \frac{1}{\sqrt{3}}\left(1 - \frac{1}{2}\theta^{2}\right)$$

$$\alpha_{3} = -\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}}\theta\sin\varphi + \frac{1}{\sqrt{3}}\left(1 - \frac{1}{2}\theta^{2}\right)$$
(2.23)

將公式(2.23)代入(2.16)的第一項,可得:

$$E_a = \frac{K_1}{3} - \frac{2}{3}K_1\theta^2$$
(2.24)

比較公式(2.24)和(2.18)可得異向性磁場在[111]方向為:

$$H_{a} = -\frac{4K_{1}}{3\mu_{0}M_{s}}$$
(2.25)



#### 圖 2.8 立方晶體之座標圖

所以異向性能就好像有一個外加磁場作用在鐵磁性材料上,使得內部磁化強 度偏離 c 軸。接著我們將這個效應加入公式(2.14)中,就導出了鐵磁共振的方程 式(2.26)。其中磁通量密度的下標 o 代表外加、a 代表異向性,並把 z 方向的磁化 強度換成飽合磁化強度(Saturation Magnetization)。

$$\omega = \gamma \sqrt{(B_o + B_a)^* (B_o + B_a + \mu_0 M_s)}$$
(2.26)

#### 2.3 磁性損耗

通常在討論磁性損耗時都需要先知道其應用範圍,才能知道哪些損耗是重要 的。而一般的磁性損耗可分為三大類<sup>[10]</sup>:

1. 磁滯損耗 (Hysteresis Losses)。

2. 渦電流或介電損耗 (Eddy-Current Losses or Dielectric Losses)。

3. 剩餘損耗 (Residual Losses)。

第一項的磁滯損耗可以從磁滯曲線開始看起,如圖 2-9。一般磁滯曲線可分成可逆磁化和不可逆磁化兩種。在可逆程序中能量是被儲存在晶格中。就好像當外力施加在彈簧時彈簧就會被壓縮並將位能儲存在彈簧中一樣。所以在可逆程序中能量是不會被損耗的。而不可逆程序可由磁壁在磁化時的位移和旋轉來做討論。並且不可逆程序會以熱能的方式損耗能量。在本實驗中由於會將材料的磁化強度同向平行於外加磁場,且外加磁場為直流形式所以不考慮磁滯損耗。





圖 2-9 一般鐵磁物質的磁滯曲線

圖 2-10 實驗樣品之形狀

第二項的渦電流可根據法拉第(Faraday)定律來了解。其定律是敘述當磁通量 在一個封閉線的面隨著時間改變時就會產生一個電流在封閉線的線。而這個電流 就稱為渦電流,其會造成功率損耗和局部發熱的現象。所以渦電流的起因為外加 磁場的改變,並隨著外加磁場的改變頻率增加而增加。在本實驗中的外加磁場為 直流形式,雖有磁場的改變例如從 A 高斯到 B 高斯。不過都是在到達 B 高斯之 後才做量測。所以不考慮外加磁場所造成的渦流損耗。但是由微波訊號的交變磁 場所造成的損耗卻是不可忽略的,因為微波頻率高至40 GHz。在本實驗中樣品的形狀如圖 2.10 所示,經由 Faraday 公式推導可得單位體積的功率損耗為:

第三項的剩餘損耗起源於鬆弛程序(Relaxation Process)。其程序有兩種:自旋-自旋鬆弛(Spin-Spin Relaxations)和自旋-晶格鬆弛(Spin-Lattice Relaxations)。這些效應的特性都可用 Landau-Lifshitz 方程式來表達,如公式(2.28):

$$\frac{d\bar{M}}{dt} = -\gamma(\bar{M}\times\bar{B}) - \frac{4\pi\lambda}{\mu_0 M^2} (\bar{M}\times(\bar{M}\times\bar{B}))$$
(2.28)

其中γ為旋磁比,λ為鬆弛頻率(Relaxation Frequency)是描述阻尼運動程度 的參數。此公式可參考圖 2-2 即可發現等式右邊第一項為描述鐵磁共振的運動方 程式。等式右邊第二項為鐵磁共振的損耗方程式。這也是和本實驗有關的磁性損 耗。在下圖 2-11 中是不同損耗的進動情形。



圖 2-11 磁化強度的進動在(a)無損耗即λ=0(b)損耗小即λ小(c)損耗大即λ大 中的運動情形

而進動損耗的機制有下列3種:

- 1. 進動中的磁化強度所產生的渦電流。
- 2. 材料的分佈不均匀性所產生的自旋波。
- 3. 磁彈性的耦合所產生的晶格振動。

### 第三章 共振電路模型的建立

### 3.1 共振電路簡介<sup>[4]</sup>

任何的共振現象基本上都可以使用共振電路來模擬其行為,在本實驗中也不 例外。尤其本實驗中又有兩種共振現象(T型結構共振、鐵磁共振)一起存在,所 以更需要用共振電路來了解其行為。以下將介紹兩種基本的共振電路,串聯共振 電路和並聯共振電路。

### 3.1.1 串聯共振電路

串聯共振電路如圖 3-1 所示。有一個電壓源其電壓為 V、電阻(Resistor)、電 感(Inductor)、電容(Capacitor)等。四個元件為串聯的形式。



圖 3-1 RLC 串聯共振電路

其輸入阻抗為:

$$Z_{in} = R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C}$$
(3.1)

傳送到電阻的複數功率為:

$$P_{in} = \frac{1}{2}VI^* = \frac{1}{2}Z_{in}|I|^2 = \frac{1}{2} = Z_{in}\left|\frac{V}{Z_{in}}\right|^2 = \frac{1}{2}|I|^2\left(R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C}\right)$$
(3.2)

消耗在電阻的功率為:

$$P_{loss} = \frac{1}{2} |I|^2 R$$
(3.3)

儲存在電感的平均磁能為:

$$W_{m} = \frac{1}{4} |I|^{2} L$$
(3.4)

儲存在電容的平均電能為:

$$W_{e} = \frac{1}{4} |V_{c}|^{2} C = \frac{1}{4} |I|^{2} \frac{1}{\omega^{2} C}$$
(3.5)

其中V<sub>c</sub>為電容兩端的壓降。接著公式(3.2)就可以寫成:

$$P_{in} = P_{loss} + 2j\omega(W_m - W_e)$$
(3.6)

接著公式(3.1)可以寫成:

$$Z_{in} = \frac{2P_{in}}{|I|^2} = \frac{P_{loss} + 2j\omega(W_m - W_e)}{|I|^2/2}$$
(3.7)

當儲存的平均磁能等於平均電能時,共振電路就會發生共振。所以根據公式 (3.7)和(3.3)我們可以得到在共振發生時的輸入阻抗為:

$$Z_{in} = \frac{P_{loss}}{\left|I\right|^2 / 2} = R$$
 for resonance (3.8)

可發現輸入阻抗在共振時是一個實數。接著根據公式(3.4)、(3.5)和上述的定義可知共振角頻率(Angular Frequency)定義為:

$$Q = \omega \frac{\text{(average energy stored)}}{\text{(energy loss/second)}} = \omega \frac{W_m + W_e}{P_l}$$
(3.10)

因此 Q 值為共振電路的損耗值。例如,低損耗代表高 Q 值。如圖 3-1 的串 聯共振電路其 Q 值在共振時為:

$$Q = \omega_0 \frac{2W_m}{P_{loss}} = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{1}{\omega_0 RC}$$
(3.11)

其中,在共振時W<sub>m</sub>等於W<sub>e</sub>。公式(3.11)顯示當R減少時Q值上升。

現在考慮串聯共振電路的輸入阻抗在靠近共振時的情形。首先我們令 $\omega = \omega + \Delta \omega$ ,其中 $\Delta \omega$ 很小。再代入公式(3.1)中,所以輸入阻抗可以改寫為:

$$Z_{in} = R + j\omega L \left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC}\right) = R + j\omega L \left(\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2}\right)$$
  
where  $\omega^2 - \omega_0^2 = (\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0) = \Delta\omega(2\omega - \Delta\omega) \approx 2\omega\Delta\omega$   
 $\Rightarrow Z_{in} \approx R + j2L\Delta\omega \approx R + j\frac{2RQ\Delta\omega}{\omega_0}$  for near resonance (3.12)

最後我們考慮共振電路的半功率頻寬BW。而半功率的頻率會發生在當 /Z<sub>in</sub>/<sup>2</sup>=2R<sup>2</sup>時,因此傳送到串聯共振電路的平均功率是共振時的一半。而半功率頻 率和共振頻率的差為Δω。所以BW=2Δω。接著再利用公式(3.12)可得:

$$\left|R + jRQ(BW/\omega_0)\right|^2 = 2R^2 \Longrightarrow Q = \frac{\omega_0}{2\Delta\omega}$$
(3.13)

### 3.1.2 並聯共振電路

並聯共振電路如圖 3-2 所示。和串聯共振電路一樣有四個元件。



圖 3-2 並聯共振電路

其輸入阻抗為:

$$Z_{in} = \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{j\omega L} + j\omega C\right)^{-1}$$

$$(3.14)$$

傳送到並聯共振電路的複數功率為:

$$P_{in} = \frac{1}{2}VI^* = \frac{1}{2}Z_{in}|I|^2 = \frac{1}{2}|V|^2\frac{1}{Z_{in}^*} = \frac{1}{2}|V|^2\left(\frac{1}{R} + \frac{j}{\omega L} - j\omega C\right)$$
(3.15)

消耗在電阻上的功率為:

$$P_{loss} = \frac{1}{2} \frac{|V|^2}{R}$$
(3.16)

儲存在電容上的平均電能為:

$$W_{e} = \frac{1}{4} |V|^{2} C \tag{3.17}$$

儲存在電感上的平均磁能為:

,

$$W_m = \frac{1}{4} |I_L|^2 L = \frac{1}{4} |V|^2 \frac{1}{\omega^2 L}$$
(3.18)

其中IL為流過電感的電流。接著公式(3.15)可以寫成:

$$P_{in} = P_{loss} + 2j\omega (W_m - W_e)$$
(3.19)

這和公式(3.6)是完全一樣。而並聯共振電路的輸入阻抗也和公式(3.7)一樣。  $Z_{in} = \frac{2P_{in}}{|I|^2} = \frac{P_{loss} + 2j\omega(W_m - W_e)}{|I|^2/2}$ (3.20)

而當W<sub>m</sub>等於W<sub>e</sub>時共振發生,其條件和串聯共振電路一樣。所以根據公式(3.20) 和(3.16)可以知道在共振時的輸入阻抗為:

$$Z_{in} = \frac{P_{loss}}{|I|^2/2} = R \qquad \text{for resonance}$$
根據公式(3.17)、(3.18)和 $W_m = W_e$ 可知共振角頻率為:
$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \qquad (3.22)$$

這又再次和串聯共振電路的情形相同。

從公式(3.10)的定義和公式(3.16)、(3.17)、(3.18)可知並聯共振電路的 Q 值可 以寫為:

$$Q = \omega_0 \frac{2W_m}{P_{loss}} = \frac{R}{\omega_0 L} = \omega_0 RC$$
(3.23)

這個結果顯示並聯共振電路的 Q 值隨著 R 的增加而增加。

在接近共振時,公式(3.14)的輸入阻抗可以用泰勒級數來簡化。泰勒級數為:  $\frac{1}{1+x} \approx 1 - x + \dots$ (3.24)

再令 $\omega=\omega$ + $\Delta\omega$ ,其中 $\Delta\omega$ 很小。公式(3.14)就可以寫成:

$$Z_{in} \approx \left(\frac{1}{R} + \frac{1 - \Delta\omega/\omega_0}{j\omega_0 L} + j\omega_0 C + j\Delta\omega C\right)^{-1}$$
$$\approx \left(\frac{1}{R} + j\frac{\Delta\omega}{\omega_0^2 L} + j\Delta\omega C\right)^{-1}$$
$$\approx \left(\frac{1}{R} + 2j\Delta\omega C\right)^{-1}$$
$$\approx \frac{R}{1 + 2j\Delta\omega RC} = \frac{R}{1 + 2jQ\Delta\omega/\omega_0}$$
for near resonance (3.25)

最後是半功率頻寬。和串聯共振電路不同的是半功率的頻率會發生在當 /Zin/2=R2/2 時。雖然真正傳送到並聯共振電路的平均功率是共振時的兩倍。不過 為了方便敘述所以都統稱為半功率頻寬。

接著討論有負戴時和沒有負戴時Q值的差別。基本上前面所討論的Q值都是 在沒有接負戴時的算法,並稱之為無負戴之Q值(Unloaded  $Q)Q_0$ 。然後在實際上 不論是量測或是電路應用,不可避免的都是要接負戴。而有接負戴時的O值稱為 有負戴之Q值(Loaded  $Q)Q_L$ 。而負戴本身也有一個Q值,稱為外部Q(External *O*)*Q*。而不同的共振電路其外部*Q*值的算法也有所不同。對於串聯共振電路:

$$Q_{e} = \frac{\omega_{0}L}{R_{L}}$$
(3.26)  
對於並聯共振電路:  

$$Q_{e} = \frac{R_{L}}{\omega_{0}L}$$
(3.27)  
三個 Q 值之間的關係為:  

$$\frac{1}{Q_{L}} = \frac{1}{Q_{e}} + \frac{1}{Q_{0}}$$
(3.28)

(3.28)

最後,我們將串、並聯共振電路對於系統在串、並接時的頻率響應模擬出來, 如圖 3-3 到 3-6。由圖中可發現圖 3-3 和圖 3-4 有同樣的頻率響應。意謂著這兩個 電路是可以互相等效。在下一節當中我們將會使用這項技巧。而圖 3-5 和圖 3-6 也是一樣可以互相等效的。



### 3.2 電路模型建立

在本實驗中所使用的樣品結構如圖 3-7 所示。所使用材料由接地面數起依次 為銅、氧化鋁、鈷、銅。



根據 1-5 節可知T型共振腔可看成是圖 3-3 的電路。而鐵磁共振的量測結構 <sup>[11]</sup>如圖 3-8 所示。為一個長條型的微帶線,外加磁場為z方向與微波方向相同。 圖 3-9 為此結構所量測出來的頻率響應,且是在不同的磁場強度之下。根據頻率 響應我們可知此結構的等效電路為圖 3-3,和T型共振腔一樣。並且當外加磁場 改為y方向時,其頻率響應也和圖 3-9 相似只是強度較小。



經由上述的探討我們可以對於我們樣品的結構建立一個等效電路。而這個等效電路中有三個效應被考慮進來。第一,鐵磁共振發生在T型的主線部份,其等效電路為串聯共振電路並接於系統。第二,T型共振腔,其等效電路為串聯共振電路並接於系統。第三,鐵磁共振發生在T型的支線部份,其等效電路為串聯共振電路並接於T型的支線部份。根據實驗結果可發現第三項只影響四分之波長奇數倍的波所以目前的等效電路為圖 3-10。但由於第三項的等效電路是兩端都接地的。所以我們再利用串聯共振電路並接等效於並聯共振電路串接的技巧將圖 3-10 等效為圖 3-11。至此,完成了本實驗樣品結構的等效電路。







圖 3-11 本實驗樣品之等效電路 (使用電路等效技巧之後)

在我們的等效電路中可分為三個子電路。當我們想要知道各別子電路的頻率 響應時,則要知道這些子電路的相互關係才可以。一般用來表達這些雙埠網路特 性的參數有ABCD參數、z參數、y參數、h參數、g參數和S參數。不同的網路連接 方式用特定的參數來處理是較為方便的<sup>[12]</sup>。下圖就是兩種連接方式。其中圖 3-12 為ABCD參數相乘,圖 3-13 為z參數相加。





圖 3-12 雙埠網路串級連接(Cascade)

圖 3-13 雙埠網路串聯

#### 3.3 鐵磁共振的進動損耗

在圖 3-11 中T型支線的鐵磁共振的等效電路為並聯共振電路。而我們可以 以類似 1-5 節的流程來推導此共振電路的衰減係數。並以此來當做進動損耗即公 式(2.28)等號右邊第二項。這個共振電路在共振或接近共振時可將 S21 表示為:

$$S21 = \frac{2Z_{in}}{2Z_{in} + Z_0} = \frac{2}{2 + Y_{in}Z_0}$$
(3.29)

其中Zin為共振電路之輸入阻抗,Yin為輸入導納。再來要定義一個相對於共振時的S21的半功率點。這些半功率點的振幅為共振時的S21的振幅再除以根號 2。因為S參數是以電壓值來量測,並非功率值(電壓值的平方)來量測。

$$\left|S21_{twice-power}\right| = \left|S21_{RES}\right| / \sqrt{2} \tag{3.30}$$

其中S21<sub>RES</sub>是只有實數部份的。因為共振電路在共振時虛部會等於零。將公式(3.29)代入公式(3.30)中。

$$\left|\frac{2}{2+Y_{in}Z_{0}}\right| = S21_{RES} / \sqrt{2}$$
(3.31)

對於並聯共振電路  $Y_{in} = (1/R_0)(1 + j2Q_0\Delta\omega/\omega_0)$ ,將其代入公式(3.31)中。

$$\frac{\left|2 + \left[\left(\frac{1}{R_0}\right)\left(1 + j\frac{2Q_0\Delta\omega}{\omega_0}\right)\right]Z_0\right|}{2} = \frac{\sqrt{2}}{S21_{RES}}$$
(3.32)

其中 $Q_0$ 是共振電路在沒有負戴之下的Q值。 $\omega_0$ 是共振頻率。 $2\Delta \omega$ 是"半功率"的頻寬。再定義共振電路在有負戴之下的Q值為 $Q_L$ 。

$$Q_L \equiv \frac{\omega_0}{2\Delta\omega} \tag{3.33}$$

將公式(3.33)與公式(3.29)在共振時的方程式一同代入(3.32),化簡後可得。

$$Q_0 = \frac{Q_L}{1 - S21_{RES}}$$
(3.34)

由於S21<sub>RES</sub>為無單位可將其轉換為dB。

$$Q_0 = \frac{Q_L}{1 - 10^{-(L_A/20)}} \tag{3.35}$$

最後,進動的衰減常數可用 FMR 的共振頻率和公式(3.35)和頻散效應的相對 介電常數求出。如公式(3.36)。

$$\alpha_{FMR} = \frac{8.686\pi f_{FMR} \sqrt{\varepsilon_{reff}(f)}}{cQ_0} \quad dB / m$$
(3.36)

### 第四章 實驗設備

### 4.1 樣品製作裝置

基本上,本實驗的樣品製作流程可如圖 4-1 所示。我們先在透明基板(氧化 鋁)上成長一層鈷膜,厚度為 0.42 um。再成長一層銅膜,厚度為 4.18 um。這兩 層由於都是訊號層所以厚度均為兩倍的肌膚深度(Skin Depth),頻率為 1 GHz。再 經過微影、蝕刻來得到我們所要的圖形(T型)。接著基板背面再長一層銅膜當作 地面。至此一塊樣品就已經準備完成了。以下將詳細描述各個步驟。



圖 4-1 樣品製作流程圖

首先將基板放入丙酮內,以超音波震盪器處理5分鐘。然後送入直流濺鍍機 準備成長薄膜。現先簡介直流濺鍍機的原理<sup>[13][14]</sup>。

直流濺鍍系統(DC Sputtering System)基本上是在高真空環境中充入工作氣 體,一般是氫氣,藉著兩個相對應的金屬板(陽極板和陰極板),施加直流電壓產 生電漿,電漿中的正離子被陰極板的負電壓吸引加速,具有高能量後,轟擊陰極 靶材表面,將離子動量轉移給靶材原子,靶材原子獲得動量後逸出靶材表面,附 著於基板上;即是將直流電輸入真空系統中,進行金屬濺鍍工作。另外,使用直 流濺鍍系統的先決條件,就是兩個電極板的材料必須是導體才行,以避免帶電荷 粒子在電極板表面上累積,這會使兩個電極板的迴路相當於一個荷電的電容。

如圖 4-2 為本實驗所使用的直流濺鍍系統。較特別的地方是,本濺鍍系統可 放三個靶材。且有加熱器讓基板加熱。並外接步進馬達讓基板可以在成長薄膜時 左右旋轉使得薄膜的成長更均勻。當成長完畢時可用α-step來量測薄膜的厚度。



圖 4-2 直流濺鍍系統



圖 4-3 曝光顯影流程圖

接著是要進行圖案的製作,其流程圖如圖 4-3 所示。根據 CMOS 的製程步 驟共有九個。而我們只做了八個,剩下的一個是"塗底(Priming)"其目的是了要 增加光阻和基板的表面附著力。所以是在"去水烘烤"和"上正光阻"之間。而 每一個箭頭都代表著一個步驟其中有三個步驟是沒有表示出來的。而詳細的程序 如下:

1.將樣品放入無水酒精,以超音波震盪器處理5分鐘。

- 2.放入烤箱將膜表面之水份去除以增加光阻的附著力,溫度為110度 C,時間為10分鐘。
- 3. 樣品放在旋轉器(spinner)上,滴上正光阻,旋轉器的設定為:第一階 段 1500 轉/分,20 sec,第二階段 1800 轉/分,30 sec。
- 4.放入烤箱烘烤增加光阻附著力,温度為80度C,時間為5分鐘。
- 5.以 350 mW 汞燈曝光 20 sec。
- 6.以弱鹼顯影液顯影,時間約為10 sec。
- 7.放入烤箱烘烤增加光阻附著力,溫度為100度C,時間為1分鐘。
- 8.若有圖案之外的光阻存在時,用棉花棒沾丙酮將其擦掉。但靠近圖案 的地方用牙籤較好。
- 9.放入蝕刻液(去鋁液)中蝕刻出正面微帶圖案,其成份為

 $H_3PO_4$ :HNO<sub>3</sub>:CH<sub>3</sub>COOH:H<sub>2</sub>O = 85:5:5:5 °

10.放入兩酮入,以超音波震盪器處理5分鐘,去除正面光阻。

至此訊號層的圖案就已經製做完成了。接著就是用鋁鉑紙將含圖案的五個面 包起來,以防止再度被濺鍍到,留下背面來成長接地面的薄膜。背面成長完畢之 後就可以開始量測了。

### 4.2 高頻量測裝置

在低頻時,由於電路的尺寸比訊號的波長小很多,所以我們可以將整個電路 看成是被動與主動元件的集總連結。也就是說,電路中的任何一點都有唯一定義 的電壓與電流。這是因為電路的尺寸相較之下非常小,電路中任意兩點的電壓相 位差都可以忽略不計;再者,電路中的電磁場量也可看成是兩個或更多導體中的 TEM 波,屬於 Maxwell 方程式的準靜態解。所以才有柯希荷夫電壓與電流定律 以及阻抗的觀念。而分析低頻電路的方法不僅多樣化、效率高、也很好用。但是 這些方法並不能直接用到微波電路的分析與設計。此外,在微波頻段要測量電壓 與電流,也會有實際上的困難。原因是若直接測量,通常量到的是往某方向的行 進波或駐波大小(由接收功率推算)與相位。所以在處理高頻網路時,等效電壓、 等效電流、阻抗與導納的相法就會顯得有點抽象。在各種網路表示法中與直接測 量、入射、反射及穿透波觀念比較一致的其實是散射參數(Scattering Parameters), 又稱為 S 參數。以下將先介紹 S 參數的觀念。



圖 4-4 雙埠網路和其 S 參數

如圖 4-4 為一個雙埠網路,也是最常見的應用例子。通常我們定義Port 1 為 輸入埠而Port 2 為輸出埠。a<sub>1</sub>和b<sub>1</sub>分別是Port 1 的入射波和反射波,其平方為功率 的單位。而a<sub>2</sub>和b<sub>2</sub>則為Port 2 的。現定義圖上的四個S參數如下:

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1}|_{a_2=0} = reflection \ coefficient \ at \ port \ 1 \ with \ a_2 = 0$$
  
$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1}|_{a_2=0} = transmission \ coefficient \ from \ port \ 1 \ to \ port \ 2 \ with \ a_2 = 0$$
  
$$S_{22} = \frac{b_2}{a_2}|_{a_1=0} = reflection \ coefficient \ at \ port \ 2 \ with \ a_1 = 0$$
  
$$S_{12} = \frac{b_1}{a_2}|_{a_1=0} = transmission \ coefficient \ from \ port \ 2 \ to \ port \ 1 \ with \ a_1 = 0$$



圖 4-5 向量式網路分析儀之系統方塊圖

有了S參數的觀念之後,接著介紹本實驗的高頻量測裝置"向量式網路分析 儀(Vector Network Analyzer)"。不論是主動或被動網路,均可用網路分析儀測量 其S參數。網路分析儀是一個雙路的微波接收器,用以處理待測網路的穿透及反 射波大小與相位。如圖4-5為一個網路分析儀的簡化方塊圖。操作時,通常設定 其內的微波信號源在某頻段中掃描。儀器中的四端埠的反射儀開闢,會自動切換 到第1或第2端埠,以便取得入射、反射及穿透波的射頻訊號。四個降頻器再將 這些射頻信號降頻到100 KHz 的中頻,就可以檢測出來並轉為數位式。在分析 儀中,還有一個很強的電腦晶片,用以計算及顯示S參數的大小與相位,也可計 算與S參數相關的其它物理量,諸如SWR、反射損失、群速延遲時間、阻抗等 等。而一般在量測前我們會對網路分析儀做校正的動作,其目的是為了要去除分 析儀中的方向耦合器不匹配、方向性不完全理想、損耗、頻率響應的變動等因素。 本實驗所使用的向量網路分析儀為 HP8722D,頻寬為0.05 GHz~40.05 GHz。

本實驗的量測架構圖如圖 4-6 所示。網路分析儀和樣品之間還需要一個同軸 一微帶轉換器。並將轉換器置於磁場產生裝置中。因此就可以量得不同磁場之下 樣品的頻率響應。



圖 4-6 量測架構圖

### 4.3 磁場產生裝置

此磁場產生裝置大略如圖 4-7 所示。 在 18x18x5 cm<sup>3</sup>的體積內有均勻之磁場。 所以其間隔為 5 cm。且最大磁場可至 15000 Gauss。使用時須通冷卻水。



圖 4-7 磁場產生裝置

### 第五章 實驗結果與討論

#### 5.1 等效電路模型 v.s.量测結果

在本章中要把樣品經由量測所得到的結果做一個討論。而首先是要知道如何 分析樣品的訊號。

如圖 5-1 所示為樣品的結構圖,其材料層依序為銅(訊號線)、鈷(訊號線)、 氧化鋁(基板)、銅(接地面)。當微波信號進入到 T 型微帶線的分支點時,某些頻 率的微波信號會進入支線,並當做鐵磁共振效應的交流磁場。在圖 5-2 中為樣品 的等效電路圖。此等效電路圖並未考慮樣品的寄生效應,如寄生電阻、寄生電感、 寄生電容等。在等效電路圖中可分成 A、B、C 三個子電路。這三個子電路各代 表三種不同的因素。B 為 T 型微帶線的支線共振腔的等效電路。即為銅、鈷這兩 層的 T 型共振腔效應。在此只顯示了一組 RLC 串聯共振電路,這一組只代表著 在某一個頻率的共振響應而已。如要再顯示其它的 T 型共振頻率響應則要再並 聯更多的 RLC 串聯共振電路。C 為平行於外加直流磁場的微帶線的等效電路, 也就是 T 型的支線部份並只需考慮鈷的 FMR 效應。而這個等效電路的頻率響應



圖 5-1 樣品之結構圖



圖 5-2 樣品之等效電路圖

也是本實驗最想求出的部份。後面將再介紹此頻率響應的重要性。A 為 T 型微帶線的主線部份即垂直外加直流磁場的微帶線。所考慮的也是鈷的 FMR 效應,不 過由於此部份不符合我們 FMR 公式的推導和相關假設,且有 FMR 效應的範圍 太小以致強度也不明顯。所以我們就不針對 A 的 FMR 效應做討論。

現在我們先來觀察量測結果,看有沒有什麼現象是可以用來驗證我們的等效 電路是對的。如圖 5-3 為樣品在外加磁場下所量得的頻率響應,橫軸為頻率,縦 軸為 S21 單位是 dB。圖中的兩條曲線一條為 00000 代表外加磁場為 0 高斯,另 一條為 02000 代表外加磁場為 2000 高斯。可觀察到當鐵磁共振發生在某個頻率 時,附近的 T 型共振頻率的 S21 會增加,此為第一個現象。而在圖 5-4 中我們將 某一個 T 型共振頻率對不同的外加磁場做細部觀察。可觀察到 T 型共振頻率值 和 S21 隨著外加磁場增加而往右上角移動,再往左上角移動,然後 S21 到達最 大(此時為鐵磁共振之頻率),再往左下角移動,最後往右下角移動,此為第二個 現象。而這兩個現象都可以用此電路模擬出來。因此可確立本等效電路(圖 5-2) 之正確性。



圖 5-3 量測結果之現象1



圖 5-4 量測結果之現象 2

關於圖 5-3 的結果其原因如下:由於某些頻率在 T 型支線形成駐波,例如 21.55 GHz。所以微波訊號從 Port 1 到 Port 2 的能量穿透率就會最少,例如 S21 等於-15 dB。當 FMR 的頻率也等於 21.55 GHz,形成駐波的微波其一部份的能量 將被 FMR 所吸收。這對微波而言是一種損耗,所以微波訊號就會減少進入支線

的能量轉而增加進入 Port 2 的能量,即 S21 會上升。再來,我們用圖 5-2 的等效 電路模型來解釋。在共振電路共振時,串聯 LC 的等效阻抗為零而並聯 LC 的等 效阻抗為無窮大。所以當駐波的頻率等於 FMR 的頻率時子電路 B 跟 C 各只剩下 一個電阻,所以總電阻值上升,再根據分壓或分流定理可知 Port 2 所得到的能量 上升,所以 S21 上升。

關於圖 5-4 的現象其原因可由圖 5-2 的等效電路模型來解釋。現先考慮其中 一個 T 型共振頻率而 FMR 頻率則由磁場之增大而由低頻增加至高頻,所以子電 路 B 的電容、電感值是定值而子電路 C 的電容、電感值則隨著不同磁場的 FMR 頻率而改變。假設子電路 B 的共振頻率在 3 GHz 而子電路 C 的共振頻率由 1 GHz 到 6 GHz,子電路 C 的電容值等於電感值。當子電路 C 的共振頻率在 1 GHz 時, 可得電感值等於 0.16 奈亨利(nano Henry)nH、電容值等於 0.16 奈法拉(nano Farad)nF。接著設電阻值等於 1 歐姆(ohm),如圖 5-5(a)所示,其中下標 'p'代 表並聯(Parallel)。

在 FMR 頻率時子電路 C 的感抗和容抗的'等效並聯電抗(Xp,1GHz)'會是 開路(Open)。現將它在 T 型共振頻率的感抗和容抗算出,再求出'等效並聯電抗 (Xp,3GHz)'如圖 5-5(b),再等效成'等效串聯感抗(Xs,3GHz)'如圖 5-5(c),最 後將此感抗在 FMR 頻率的電感值(Ls,1GHz)求出如圖 5-5(d)。此電感值和子電路 B 的電感值相加,即得到一個因為子電路 C 所造成的頻率偏移。

圖 5-6 為根據以上的方法所得的 FMR 頻率改變對於樣品之共振頻率和 Xs 的影響。在低的 FMR 頻率時 Xs,3GHz 為小的負數,如圖 5-6 所示,並隨 FMR 頻率上升而感抗增加。在 Rp,1GHz 等於 Xp,3GHz 時感抗會開始減少,此乃因為 Xp 轉換為 Xs 時其算法是 'Xp' 並聯 'Rp\*Rp/Xp' 的關係。但是 Xs,1GHz 的轉 折點並不等於 T 型共振頻率的,因為這兩個還差了一個 FMR 頻率的關係。

當 FMR 頻率繼續增加至等於 T 型共振頻率時 Xs,3GHz 等於零,所以沒有頻率的偏移。FMR 頻率超過 T 型共振頻率時偏移持續上升,並且也是有個轉折點, 只是在轉折點之後變化就不大了。圖 5-6 所得到的結果和圖 5-4 的實驗結果在趨勢上相當接近。

- 37 -



圖 5-5 在圖 5-2 中子電路 C 的等效串聯電感



圖 5-6 FMR 頻率對樣品之共振頻率和等效串聯電阻的影響

### 5.2 分析說明

在了解了等效電路中各個子電路的等效效應和子電路C的頻率響應是我們 最想求得的之後。我們再來了解一下各個子電路和我們用網路分析儀(Network Analyzer)所量得的S參數有什麼樣的關係。首先要知道一點,就是網路分析儀所 顯示的S參數通常單位都是dB。意思是把真正的S參數的大小取 20log。如圖 5-3 為各個子電路合併為總電路的過程。在圖 5-5(a)中我們可以把各個子電路以S參 數的方式表示。根據 3-2 節的後半段,我們知道子電路B、C是可以以z參數相加 而合成一個新的電路Z<sub>BC</sub>,如圖 5-5(c)所示。剩下的兩個子電路又可以以ABCD 參數相乘來得到總電路ABCD<sub>ABC</sub>。再將其轉換成S參數並取 20log就是網路分析 儀中所量測出的S參數。



圖 5-5 各個子電路的參數合併過程

因此,先不管各個參數之間的轉換。我們可以把各個子電路和量得的 S 參數 寫成下列的關係式:

 $A \times (B+C) = S_{ABC}$ 

(5.1)

公式(5.1)中的A、B、C各為子電路A、B、C所量測到的資料。而當我們有 外加直流磁場時,子電路 B 是不變的。所以經由許多不同的外加磁場我們可以 量測到許多組的 S 參數。不過每多量一組我們就多了兩個未知數 A、C。所以根 據這些量測到的 S 參數是無法求出我們想要的子電路 C 的頻率響應。

另外我們有兩種做法可以實行。第一種是做子電路 A 跟 B 的對照組,第二 種是用電腦擬合(Fitting)的方式。

### 5.3 用對照組分析資料

在第一種方法中我們首先遇到的困難就是,子電路B必須不能有FMR效應也 就是樣品不能有磁性材料。因為磁性材料在無外加磁場之下也是有FMR效應的 <sup>[15][16]</sup>。還有另一個問題是本實驗的重覆率並不高,所以我們就很難做到完全一 樣的對照組,也就是說要做出頻率響應是一模一樣的兩塊樣品是很困難的。所以 實際所解出來的子電路C的頻率響應並沒有看到其真正的圖形。



在圖 5-6 中為完整樣品的 S 參數也就是包含了子電路 A、B、C 等三種效應 的頻率響應,在外加磁場為 2000 高斯時由網路分析儀所量得。圖 5-7 為只有一 段微帶線的樣品的 S 參數也就是只有子電路 A 的效應,材料包括銅和鈷,並在 外加磁場為 2000 高斯之下由網路分析儀所量得。圖 5-8 為只有銅的 T 型微帶線 之 S 參數即子電路 B 的效應。圖 5-9 就是利用圖 5-5 的電路關係式所算出子電路 C 的頻率響應。根據子電路 C 的電路形式,所得到的應該是像帶通濾波器的頻率 響應。但是因為對照組做的不好所以帶通的頻率響應都被蓋住了。

### 5.4 用電腦擬合分析資料

在電腦擬合的方法中,我們使用的軟體為 Agilent Eesof EDA ADS(Advanced Design System)其詳細介紹請參考附錄 1,而擬合電路如圖 5-10 所示。在 Port 1 和 Port 2 之間為總電路,包括一個一端接地的串聯 RLC 共振電路代表 T 型直線 部份的 FMR 效應。一個一端接地的並聯 RLC 共振電路代表 T 型支線部份的 FMR 效應。而有 13 個串聯 RLC 共振電路並接,代表 T 型共振腔在 0.05 GHz 到 40.05 GHz 之間所有的共振頻率響應。Port 3 到 Port 4 之間為樣品在外加磁場之下由網 路分析儀所量測到的 S 參數。Port 5 到 Port 6 為 T 型支線之 FMR 頻率響應。Port 7 到 Port 8 為 T 型主線之 FMR 頻率響應。

在前一個方法中我們已經知道做對照組的困難。所以能夠使用同一個樣品在 不同的外加條件之下的資料是較好的方法。因此此處的 T 型共振腔頻率響應為 樣品在外加磁場等於 14500 高斯時的 S 參數。而樣品中的 FMR 的訊息都是由不 連續的 T 型共振頻率所表達。所以如果有些 T 型共振頻率無法完全的表達 FMR 的訊息時,我們就無法擬合出合理的 FMR 頻率響應。在擬合的過程中,當外加 磁場大於 3000 高斯的 S 參數做擬合時都無法有合理的值。所以在此僅列出外加 磁場為 500~2500 高斯的擬合值,如圖 5-11 到圖 5-15。

在圖 5-10 中的 Port 3 和 Port 4 之間,我們可以將樣品隨著不同外加磁場的 S 參數讀進來。接著將 Port 1 和 Port 2 之間代表 FMR 的並聯共振電路(R15、C15、 L15)之起始值設好。ADS 就會用曲線擬合的方式求出最佳的 R15、L15、C15 值。 而藉由這三個值,我們就可以得出在不同外加磁場之下的 FMR 頻率響應。

接著對外加磁場和 FMR 共振頻率做圖可根據公式(2.26)擬合出鈷的異向性磁場和飽合磁化強度,如圖 5-16 所示。樣品的飽合磁化強度擬合值為 1371.32 Oe 很接近塊材的飽合磁化強度 1400 Oe。在鈷的異向性磁場部份,擬合值 795 Oe 並且大於鐵的異向性磁場。這個部份可在公式(2.15)和公式(2.16)中得到合理的解答。因為當所有的三角函數都為一時,可發現鈷的異向性磁場是大於鐵的異向性磁場的。而量測出來的鈷的異向性磁場卻小於塊材的有十倍左右。原因是外加磁場的方向並非平行於鈷的 c 軸,因為不同的外加磁場方向有不同的異向性磁場。 在成長樣品、製作圖案時都並未考慮到這點,但是可以藉由 X-ray 量測來定出外加磁場所相對的晶格方向再用類似 14 頁的算法算出理論上的異向性磁場。

關於其它磁性材料的值如表 5-1 所示,其中鈷和鎳的薄膜參數是在本實驗中 所量測出來的。接著再用擬合出來的 R、L、C 值代入公式(3.23)可以求出 FMR 的無負戴 Q 值,如圖 5-17 所示。再根據公式(3.36)可以求出外加磁場對 FMR 進 動損耗的關係,如圖 5-18 所示。可觀察到鐵磁共振的進動損耗在外加磁場不大 時由於磁化強度並未被磁化在同一個方向所以損耗較大。在磁化強度大約接近飽 合時損耗最小。接著隨著外加磁場增加、FMR 共振頻率增加、渦電流損耗增加 而增加。

類似的分析方法可以用在另一種樣品上,其結構和形狀都和圖 5-1 一樣,只

是材料層為銀、鎳、氧化鋁、銀。可擬合出鎳的飽合磁化強度和異向性磁場,如圖 5-19 所示。由於這個樣品並非此論文的研究範圍,所以只擬合出表 5-1 中的兩個參數。



圖 5-10 擬合之電路圖



圖 5-11 T型支線的 FMR 頻率響應 (外加磁場為 500 高斯)



圖 5-13 T 型支線的 FMR 頻率響應 (外加磁場為 1500 高斯)



圖 5-12 T 型支線的 FMR 頻率響應 (外加磁場為 1000 高斯)



圖 5-14 T型支線的 FMR 頻率響應 (外加磁場為 2000 高斯)



圖 5-15 T 型支線的 FMR 頻率響應 (外加磁場為 2500 高斯)

Bulk	Ms	Ha	Thin Film	M <sub>s</sub>	Ha
Fe	1707 Oe	553 Oe	Fe	1750 Oe	550 Oe
Co	1400 Oe	6470 Oe	Co	1371 Oe	795 Oe
Ni	485 Oe	157 Oe	Ni	478 Oe	85 Oe
YIG			YIG	140 Oe	100 Oe

表 5-1 塊材<sup>[8]</sup>和薄膜<sup>[11][21]</sup>的飽和磁化強度、異向性磁場



圖 5-16 鈷的異向性磁場和飽合磁化強度的擬合值



圖 5-17 FMR 的無負戴 Q 值對外加磁場的變化



圖 5-18 FMR 的進動損耗常數對外加磁場的變化



圖 5-19 鎳的異向性磁場和飽合磁化強度的擬合值

接著我們將樣品的每一個 T 型共振頻率以外加磁場對無負載 Q 值做圖,如圖 5-20 所示。其 Q 值為銅、鈷兩層的總效應。觀察到當 T 型共振頻率接近 FMR 共振頻率時 Q 值會降低。圖 5-21 為 T 型共振頻率以外加磁場對衰減常數做圖。 觀察到當 T 型共振頻率接近 FMR 共振頻率時衰減增加。樣品的最大衰減常數可 達 196.5 dB/m。而藉由外加磁場的改變可造成衰減常數最大有 115.2%的變化量。



圖 5-20 銅、鈷薄膜的無負載 Q 值





### 第六章 結論

在本實驗中,由於量測上的困難所以我們將 T 形共振腔和鐵磁共振這兩種 效應做在同一個樣品上。並設計出此樣品的等效電路模型,再藉由電腦擬合的方 式求出鈷薄膜的飽合磁化強度和異向性磁場,所得到的結果都是合理的。但是在 分析時,我們做了一些假設和近似,如樣品在外加磁場為14500 高斯時所得到的 頻率響應是無鐵磁共振效應的。

關於圖 5-3 的結果其原因如下:由於某些頻率在 T 型支線形成駐波,例如 21.55 GHz。所以微波訊號從 Port 1 到 Port 2 的能量穿透率就會最少,例如 S21 等於-15 dB。當 FMR 的頻率也等於 21.55 GHz,形成駐波的微波其一部份的能量 將被 FMR 所吸收。這對微波而言是一種損耗,所以微波訊號就會減少進入 T 型 支線的能量轉而增加進入 T 型主線到 Port 2 的能量,即 S21 會上升。再來,我們 用圖 5-2 的等效電路模型來解釋。在共振電路共振時,串聯 LC 的等效阻抗為零 而並聯 LC 的等效阻抗為無窮大。所以當駐波的頻率等於 FMR 的頻率時子電路 B(T 型結構共振)跟 C(T 型支線的 FMR)各只剩下一個電阻,所以總電阻值上升, 再根據分壓或分流定理可知 Port 2 所得到的能量上升,所以 S21 上升。另外,在 不同的外加磁場之下,T 型共振頻率會偏移的現象也利用了等效電路模型而得到 了很好的詮釋。

Landau-Lifshitz的運動方程式中,鐵磁共振的進動損耗在此求出了量的大 小,其數量級大約在10<sup>-6</sup> dB/nm。且其隨著外加磁場的趨勢為外加磁場較弱時損 耗由大到小,在外加磁場大約等於飽合磁化強度時達到最小損耗,隨著外加磁場 增強而漸漸增加。目前由於並未有相關的文獻可查,因此尚無從比較。

鈷的飽合磁化強度實驗值方面和塊材的值還滿接近,但是異向性磁場卻和塊 材有十倍的差距。這是由於在實驗中的外加磁場並未平行於鈷的 c 軸,而是平行 某一個晶格方向。不過可藉由 X-ray 量測來找出晶格方向再用 14 頁的計算方式 得到異向性磁場的理論值。另一方面本實驗中的另一個樣品鎳,其飽合磁化強度 也很接近塊材的值。但相同的問題也是在異向性磁場的值上面。

磁性材料鐵、鈷、鎳三種材料中,若要做外加磁場平行於易軸的 FMR 實驗 則鈷是不太適合用在本實驗中的。因為鈷的異向性磁場在易軸方向有 6470 Oe。 將其值代入公式(2.26)可發現 FMR 頻率最少有 35GHz,距離所使用的網路分析 儀頻寬上限 40.05GHz 只差 5GHz 而已。所得到的 FMR 資訊將會太少而不足以 進行分析。

在確定了如何得到正確的鐵磁共振的頻率響應之後。未來可以實驗溫度效應 的影響,但是必須考慮感應磁氣異向性和其它溫度效應。即公式(2.26)需做修正。

參考資料

- Terry Edwards, 'Foundations for Microstrip Circuit Design', Wiley, New York, 1992, pp. 51-63, 113-114.
- [2] Kobayashi M., 'A Dispersion Formula Satisfying Recent Requirements in Microstrip CAD', IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, vol. 36, August 1988, pp. 1246-1250.
- [3] Kirschning M., 'Accurate Model for Open End Effect of Microstrip Lines', Electronics Letters, vol. 17, February 1981, pp. 123-125.
- [4] David M. Pozar, 'Microwave Engineering', Wiley, New York, 1998, pp. 160-163, 300-306.
- [5] Robert A. Pucel, 'Losses in Microstrip' IEEE Transactions on Microwave Theroy and Techniques, vol. 16, June 1968, pp. 342-350.
- [6] Carroll J., 'New Technique to Measure Transmission Line Attenuation', IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 43, January 1995, pp. 219-222.
- [7] Robert Eisberg 原著, 'Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei, and Particles', 單溥...等譯, 復漢出版社, 台南, 1988, pp. 329-343.
- [8] Kittel 原著, 'Introduction to Solid State Physics', 洪連揮...等譯, 高立圖書, 台北, 1997, pp. 463-465, 549-552.
- [9] Soshin Chikazumi, 'Physics of Freeomagnetism', Oxford, New York, 1997, pp. 11-17, 249-296.
- [10] John B. Goodenough, 'Summary of Losses in Magnetic Materials', IEEE Transactions on Magnetics, vol. 38, September 2002, pp. 3398-3408.
- [11] Chen S. Tsai, 'A Wideband Electronically Tunable Microwave Notch Filter in Yttrium Iron Garnet-Gallium Arsenide Material Structure', Applied Physics Letters, vol. 74, April 1999, pp. 2079-2080.
- [12] James W. Nilsson, 'Electric Circuits', Addison Wesley, New York, 1996, pp. 869-892.
- [13] '真空技術與應用',行政院國家科學委員會精密儀器發展中心,新竹,2001, pp. 369-379.
- [14] 莊達人, 'VLSI 製造技術', 高立圖書, 台北, 2000, pp. 160-166.
- [15] Chen S. Tsai, 'Wideband Electronically Tunable Microwave Bandstop Filters Using Iron Film-Gallium Arsenide Waveguide Structure', IEEE Transactions on Magnetics, vol 35, September 1999, pp. 3178-3180.

- [16] N. Cramer, 'High Attenuation Tunable Microwave Notch Filters Utilizing Ferromagnetic Resonance', Journal of Applied Physics, vol 87, May 2000, pp. 6911-6913.
- [17] J. D. Adam, 'Analog Signal Processing with Microwave Magnetics', Proceedings of the IEEE, vol. 76, February 1988, pp. 159-170
- [18] Hoton How, 'Magnetic Frequency-Tunable Millimeter-Wave Filter Design Using Metallic Thin Films', IEEE Transactions on Microwave theory and techniques, vol. 43, July 1995, pp. 1620-1623.
- [19] A. Dubey, 'Magnetically Tunable Microstrip Resonator Based on Polycrystalline Ferrite', Electronics Letters, vol. 37, October 2001, pp. 1296-1297.
- [20] A. Sukstanskii, 'Impedance of A ferromagnetic Sandwich Strip', Journal of Applied Physics, vol. 89, January 2001, pp. 775-782.
- [21] V. S. Liau, 'Tunable Band-Stop Filter Based on Epitaxial Fe Film on GaAs', IEEE MTT-S Digest, 1991, pp. 957-960.
- [22] John David Jackson, 'Classical Electrodynamics', Wiley, New York, 1982, pp. 818-820.

### 附錄一 電腦軟體 ADS

Advanced Design System(ADS)是由美商安捷倫(Agilent)所發展出來的電路 模擬軟體。其功能包括低頻至高頻的電路特性模擬、Layout 特性模擬、小至元件 (Device)大到系統(System)的特性模擬等等。是一套功能非常強大的電路模擬軟 體。但是這套軟體是以電路的角度來做模擬,所以它並沒有分析電磁場分佈的功 能。

當我們啟動 ADS 時,首先會看到如圖 R-1 的畫面。可得知我們所使用的版 本為 2002C 版。



圖 R-1 ADS 的啟動畫面

在啟動了 ADS 之後,可接著進入如圖 R-2 的畫面。如果先前已有建立電路 檔或 Layout 檔,則可至此目錄進入檔案中。或著按圖 R-2 中虛線框起來的地方 可以開新的電路檔或 Layout 檔。在本實驗中都是以電路檔為主。



圖 R-2 ADS 的檔案目錄





進入了電路檔之後,我們先將實驗中的等效電路模型畫出來,如 Port 1 到 Port 2。接著把實驗結果拉進來,如 Port 3 到 Port 4。然後設定擬合頻率範圍:0.05 GHz 到 40.05 GHz。設定'OPTIM'、'GOAL'和'MeasEqn'元件來進行擬 合。等電路圖全部都畫好、設定好以後就可以按圖 R-3 中虛線框中的按鈕來進行 擬合。

ADS 的擬合結果如圖 R-4 所示。 'dB(Smodel(2,1))' 為利用等效電路模型所 得到的 S21。 'dB(Smeas(2,1))' 為實際上由網路分析儀所量測到的 S21。由於這 兩個曲線是非常相似的,所以就可以得到 FMR 的並聯共振電路的真正 R、L、C 值。再藉由這些 R、L、C 值,我們就可以得到 FMR 的頻率響應。



圖 R-4 由 ADS 所擬合出的結果

## 附錄二 SI、Gauss制互換表<sup>[22]</sup>

Unit	SI	Gaussian
Length, <i>l</i>	1 meter (m)	$10^2$ centimeters (cm)
Mass, m	1 kilogram (kg)	$10^3$ grams (gm)
Time, t	1 second (sec)	1 second (sec)
Force, F	1 newton	$10^5$ dynes
Energy, U	1 joule	$10^7 \text{ ergs}$
Power, P	1 watt	$10^7 \text{ ergs/sec}$
Charge, q	1 coulomb	3*10 <sup>9</sup> statcoulombs
Current, I	1 ampere (amp)	3*10 <sup>9</sup> statamperes
Current density, J	1 ampere/m <sup>2</sup>	3*10 <sup>5</sup> statamperes/cm <sup>2</sup>
Electric field, E	1 volt/m	$(1/3)*10^{-4}$ statvolt/cm
Potential, $\Phi$	1 volt	1/300 statvolt
Polarization, P	$1 \text{ coulomb/m}^2$	3*10 <sup>5</sup> statcoulombs/cm <sup>2</sup>
Displacement, D	$1 \text{ coulomb/m}^2$	$12 \pi * 10^5$ statvolt/cm <sup>2</sup>
Magnetic flux , $\phi$	1 weber	$10^8$ gauss-cm <sup>2</sup>
Magnetic induction, B	1 tesla (T)	10 <sup>4</sup> gauss (G)
Magnetic field, H	1 ampere/m	$4 \pi * 10^{-3}$ oersteds (Oe)
Magnetization, M	1 ampere/m	10 <sup>-3</sup> oersteds
E,D	$D = \varepsilon_0 E + P$	$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4 \pi\mathbf{P}$
В,Н	$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{M} + \mathbf{H})$	$\mathbf{B} = 4 \pi \mathbf{M} + \mathbf{H}$