

國立臺灣大學理學院物理學研究所



碩士論文

Graduate Institute of Science

College of Physics

National Taiwan University

Master Thesis

高溫超導超寬頻雙頻帶帶通微波濾波器之研究

-利用步階阻抗開路殘段製作

Characteristics of Ultra-Wideband Dual-Bandpass High- T_c
Superconducting Microwave Filters with
Stepped-Impedance Open Stubs

林學翰

Xue-Han Lin

指導教授：王立民 博士

Advisor: Li-Min Wang, Ph.D.

中華民國 102 年 7 月

July, 2013

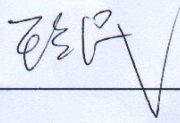
國立臺灣大學碩士學位論文
口試委員會審定書

高溫超導超寬頻雙頻帶帶通微波濾波器之研究
-利用步階阻抗開路殘段製作

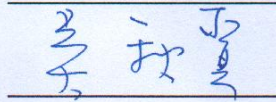
Characteristics of Ultra-Wideband Dual-Bandpass High-T_c
Superconducting Microwave Filters with Stepped-Impedance
Open Stubs

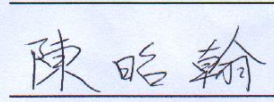
本論文係林學翰君（學號 R97222026）在國立臺灣大學物理學研究所完成之碩士學位論文，於民國 102 年 7 月 25 日承下列考試委員審查通過及口試及格，特此證明

口試委員：



（指導教授）





中文摘要



為應用於日本的短程、高速傳輸無線通訊規格—3-10 GHz 頻寬，其中有 4.8 到 7.2 GHz 止帶，我們設計了具有的超寬頻(UWB)的雙通帶濾波器(DBPF)，實作方面以高溫超導步階阻抗共振器(SIR)及耦合線，組成多模態共振器(MMR)，為此濾波器的基礎架構。為了抑制 4.8-7.2 GHz 的訊號，在 MMR 上採用了四分之一波長步階阻抗開路殘段。此超寬頻濾波器有兩個傳輸零點，模擬結果顯示第一個通帶為 3.43 GHz 到 5.77 GHz，並有小於 0.028 dB 的插入損耗、大於 10.3 dB 的反射損耗。第二個通帶為 6.20 GHz 到 8.93 GHz，並有小於 0.013 dB 的插入損耗、大於 10 dB 的反射損耗。在 6 GHz 止帶的穿透係數大於 35 dB。使用脈衝雷射沉積系統製備雙面高溫超導(HTS)薄膜並經由黃光微影製程實作濾波器，並整合於鍍金的封裝盒。

關鍵字：高溫超導、超寬頻、雙通帶、步階阻抗、多模態共振器

Abstract



A novel ultra-wideband (UWB) dual-bandpass filter (DBPF) is designed for applications on 3-10 GHz with 4.8 to 7.2 GHz rejection band short-range and high-speed wireless communication under the Japanese radio regulations. High- T_c superconducting stepped impedance resonators and coupled-line sections are incorporated with multiple-mode resonators (MMR) to form the basic filter structure. To inhibit the signals ranged from 4.8- to 7.2-GHz, quarter-wavelength stepped-impedance open stubs are implemented on the MMR. The design of the proposed UWB filter has two transmission bands. The simulation results show the first passband from 3.43 GHz to 5.77 GHz has less than 0.028 dB insertion loss and greater than 10.3 dB return loss. The second passband within 6.20 GHz and 8.93 GHz has less than 0.013 dB insertion loss and greater than 10 dB return loss. The rejection at 6.0 GHz is better than 35 dB. The filter was made out of patterned double-sided Pluse Laser deposited HTS films integrated with a gold-coated housing.

Keyword: high- T_c superconducting、ultra-wideband、dual-bandpass、stepped impedance、multiple-mode resonators

目 錄



口試委員會審定書	#
中文摘要	i
英文摘要	ii
目 錄	iii
圖目錄	v
表目錄	vii
第一章 緒論	1
1.1 研究背景	1
1.2 研究動機	3
1.3 論文架構	4
第二章 基礎相關理論	5
2.1 高溫超導體簡介	5
2.1.1 超導現象介紹	6
2.1.2 高溫超導體 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	8
2.1.3 倫敦方程式	8
2.1.4 二流體模型	11
2.1.5 超導表面電阻	12
2.2 濾波器介紹及相關理論	14
2.2.1 介電質損耗	14
2.2.2 導體損耗	17
2.2.3 濾波器之型式	18
2.2.4 濾波器之規格參數	19



2.2.5 S 參數之定義與物理意義	20
第三章 超寬頻濾波器設計	23
3.1 超寬頻濾波器製作簡介	23
3.2 超寬頻濾波器設計	23
3.2.1 超寬頻單頻帶設計	23
3.2.2 超寬頻雙頻帶設計	28
第四章 實驗方法與步驟	31
4.1 實驗流程	31
4.2 超導薄膜製備	31
4.2.1 清洗基板	31
4.2.2 雷射蒸鍍	32
4.3 黃光微影製程	33
4.4 蝕刻製程	35
4.5 封裝與微波量測	36
第五章 實驗結果與討論	38
5.1 薄膜電阻與溫度關係	38
5.2 薄膜表面輪廓觀測	44
5.3 使用 X-ray Diffraction(XRD)觀測薄膜晶相	45
5.4 濾波器之實作結果	47
第六章 結論	50
參考資料	51

圖目錄



圖 1.1 日本超寬頻規格簡介[3].....	3
圖 2.1 在溫度為(77 K)各種超導體的臨界電流密度(J_c)隨外加磁場(H)的變化[7] ...	7
圖 2.2 各種超導體在施加不同磁場大小下，臨界電流密度(J_c)隨溫度的變化[7] ...	7
圖 2.3 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 的晶格結構[8]	8
圖 2.4 四種基本濾波器的頻率響應	18
圖 2.5 濾波器規格參數介紹[8].....	20
圖 2.6 雙埠網路散射參數示意圖	21
圖 3.1 缺乏二分之一波長殘段的步階阻抗共振器之結構說明	24
圖 3.2 缺乏二分之一波長殘段的步階阻抗共振器之頻率響應	24
圖 3.3 具有二分之一波長殘段的步階阻抗共振器	25
圖 3.4 具有二分之一波長殘段的步階阻抗共振器之頻率響應	25
圖 3.5 Z_1 及 Z_2 各種阻抗匹配與通帶分佈之關係	26
圖 3.6 超寬頻尺寸參數說明	27
圖 3.7 No.2UWB 的頻率響應.....	27
圖 3.8 利用四分之一波長殘段製作超寬頻雙頻帶濾波器之結構	28
圖 3.9 附加 80Ω 殘段的超寬頻雙頻帶濾波器之頻率響應.....	28
圖 3.10 附加不同阻抗的殘段	29
圖 3.11 附加不同阻抗的殘段之頻率響應	29
圖 3.12 附加步階阻抗的設計	30
圖 3.13 附加不同的步階阻抗之頻率響應	30
圖 4.1 雷射蒸鍍系統外觀	32
圖 4.2 雷射蒸鍍系統示意圖	32
圖 4.3 雷射蒸鍍系統腔體內部構造	33

圖 4.4 黃光微影蝕刻流程	33
圖 4.5 光罩曝光機	34
圖 4.6 濾波器量測封裝盒示意圖	37
圖 4.7 真空低溫微波量測系統	37
圖 4.8 8510C 網路分析儀	37
圖 5.1 不同磊晶的溫度對於薄膜電阻與溫度的關係	39
圖 5.2 不同磊晶的溫度對於薄膜電阻與溫度的關係-2	39
圖 5.3 磊晶溫度與臨界溫度的關係	40
圖 5.4 Alpha-step 量測 Sample39 的厚度	42
圖 5.5 sample38、sample39 的電阻與溫度關係	43
圖 5.6 sample24、sample25 的電阻與溫度關係	43
圖 5.7 sample25 的 AFM 影像	44
圖 5.8 sample25 的 3D AFM 影像	44
圖 5.9 X-ray 繞射儀	45
圖 5.10 sample39 的 X-ray 繞射儀 θ -2 θ 之掃描	46
圖 5.11 YBCO/YSZ/CeO ₂ /Ni 多層結構的 X-Ray 繞射儀 θ -2 θ 之掃描，結果顯示(001) 方向磊晶的 YBCO 及其他氧化物[7].....	47
圖 5.12 用金薄膜實作 No.1UWB 設計的頻率響應.....	48
圖 5.13 使用 sample41 製作 No.1UWB 附有 40 Ω 殘段之頻率響應	49

表目錄



表 1.1 各種無線通訊技術與 UWB 之比較.....	2
表 2.1 部分高溫超導銅氧化物的發現年份及臨界溫度.....	5
表 2.2 高溫超導磊晶常用基板之晶格常數及介電係數、正切損耗[2]	16
表 3.1 No.1UWB 及 No.2UWB 尺寸說明(單位:μm)	27
表 3.2 不同阻抗與微帶線寬度之關係	29
表 5.1 sample1-4 的磊晶參數	38
表 5.2 sample38 的磊晶條件	41
表 5.3 sample39 的磊晶條件	41
表 5.4 sample24、sample25 的鍍膜參數.....	44
表 5.5 sample25 表面粗糙度	44
表 5.6 由繞射峰之角度位置求得 c 軸晶格常數	47

第一章 緒論



1.1 研究背景

由於個人行動通訊和網際網路互相應用的相關技術快速發展，兩者的結合使得相關 3C 產品，成為大家消費的目標，智慧型手機便是一例。在龐大的消費市場裡，各式各樣新通訊技術的應用受到消費者的矚目。相關技術也不斷地更新。應用的產品、服務，如雨後春筍相繼問世。在電子元件製作上越來越輕薄短小的情況下，隨身攜帶的各項 3C 產品附有瀏覽網際網路的功能，是時代的趨勢。隨著個人行動通訊產品的多元化，無線通訊的資料傳輸量及傳輸速度的需求亦增加。

因此，美國聯邦通訊委員會 (Federal Communication Commissions, FCC) 於 2002 年 2 月 14 日，發布 02-48 號報告中[1]，宣布超寬頻(Ultra Wide-band, UWB) 開放商業化用途，FCC 對 UWB 訊號的頻率範圍定義為在 3.1 GHz~10.6 GHz，且訊號之頻寬除以中心頻率需大於 25 %或頻寬大於 500 MHz，因此 UWB 技術是將此約共 7.5 GHz 的頻寬分成許多頻寬大於 500 MHz 的頻帶，相關通訊技術包含超寬頻多頻帶系統(Multi-band system)。

UWB 具有諸多特性，包含低耗電量、高速資訊傳輸、不易與其他通訊系統產生干擾、高度的資訊安全性、精準的定位功能。在 10 公尺以內的資料傳輸速度可輕易地達到 100 Mbps 以上。而從開放至今，與超寬頻相關的產品包含:地面穿透雷達、牆面影像、穿牆影像、醫療影像、監視系統與車用防撞雷達...等等的應用。如表 1.1，UWB 傳輸速度比藍芽(bluetooth)高出百倍，而通訊距離也較藍芽遠，因此 UWB 是出眾的無線傳輸方案。

	Bluetooth	UWB	Wimax (非直視路線環境)	WiFi
頻寬	2.4~2.48 GHz	3.1~10.6 GHz	2~11 GHz	2.4~2.48 及 4.9~5.8 GHz
通訊距離	<10 m	<20 m	<70 km	<100 m
傳輸速度	<1 Mbps	400~480 Mbps	<70 Mbps	<54 Mbps

表 1.1 各種無線通訊技術與 UWB 之比較

超導體從發現至今已超過一百年，而在微波通訊方面，表面電阻(surface resistance)、品質因子(Quality factor)此兩個參數扮演著重要的角色。表面電阻越小、品質因子越大，通過該部件的訊號損耗越少。低溫超導體(Low-Temperature Superconductor, LTS)當中的鉛、銱，在液態氮冷卻下，品質因子能達到 $10^{10} \sim 10^{11}$ [2]，且表面電阻能達到極低的數量級。故使用超導體替代傳統金屬在微波通訊的角色，在性能表現上能帶來巨大的助益，惟低溫環境的製造與保持所費不貲。而高溫超導體從發現至今，經過了約二十七年，其工作溫度以可在液態氮的沸點以上，故減少了許多成本。其在很多生活領域已經進入實用階段。例如：超導磁鐵、核磁共振成像器、超導磁懸浮列車、超導濾波器、超導線材、超導量子干涉儀等皆為商業化之產品。在將來的各樣商品、工程等技術面臨到瓶頸時，超導應用技術很可能會是解決方案的關鍵。



1.2 研究動機

日本在 2006 年提出其超寬頻的規範[3]，如圖 1.1，其頻帶分佈範圍為 3.4-4.8 GHz 及 7.25-10.25 GHz，而每個使用的頻帶，其頻寬除以中心頻率必須為 20% 以上或是頻寬為 450 MHz 以上，其預計主要用途為室內資料傳輸相關應用，包含影音傳輸等等。目前廣泛應用的微波元件，負責導電的部分大都使用一般金屬製作例如在銅表面鍍上金。若使用超導體取代微波元件中的一般金屬，可使損耗降低，達到性能更強大的元件，舉例來說，超導濾波器相較於一般濾波器，其在通帶內造成訊號損失的較少，可使濾波器負載端能辨別從天線傳來的更小訊號，也就是天線可接收更遠的訊息，應用在基地台上就是減少建設基地台的數量。同樣的道理，超導體也可應用在許多儀器、電路中，例如：示波器、MRI 感應線圈[4]等等，進而達成該種元件，前所未有的絕佳性能。

	United States	Japan	Korea
Approval date	14 Feb 2002 15 Dec 2004 (Amendment)	27 Mar 2006	Jun 2006 (Expected)
Frequency bands	3.1 – 10.6 GHz	Lower band: 3.4 – 4.8 GHz Upper band: 7.25 – 10.25 GHz	Lower band: 3.1 – 4.8 GHz Upper band: 7.2 – 10.2 GHz
Transmission power	-41.3 dBm/MHz	-41.3 dBm/MHz	-41.3 dBm/MHz
Operating bandwidth	$B_f = 20\%$ or $B = 500$ MHz	$B_f = 20\%$ or $B = 450$ MHz	$B_f = 20\%$ or $B = 500$ MHz
Operation limitation	Indoor and handheld systems	Indoor systems only	Indoor and outdoor systems
Interference mitigation technique	Optional	Mandatory at lower band by Dec 2008	Mandatory at lower band by Jun 2010

圖 1.1 日本超寬頻規格簡介

1.3 論文架構



本論文主要從已知的微帶線大略結構與電路特性，藉由原本應用來微調微帶線佈局的模擬軟體之輔助，確定微帶線的尺寸，再由自製的超導薄膜結合黃光製程，實作出濾波器。以下分為六章，大致包含微波特性介紹及模擬與設計、濾波器實作、微波量測，各章概述如下：

第一章介紹現時無線通訊發展的情形與製作此濾波器的緣由。

第二章簡單說明高溫超導體的歷史、基本特性，還有物質的微波相關基礎性質、濾波器的分類等等。

第三章說明濾波器、微帶線的相關原理及超寬頻設計。

第四章說明實驗儀器的介紹、實驗進行的流程、步驟。

第五章說明實驗結果、數據分析及討論。

第二章 基礎相關理論



2.1 高溫超導體簡介

1908 年 H. Kamerlingh Onnes[5]發現水銀的電阻在溫度低於 4.15 K 時為零，此為超導體相關研究的濫觴。之後發現許多具有超導性質的元素(Pb、Nb..)、合金(Nb₃Sn、Nb₃Ge..)，但是超導相變臨界溫度(Critical Temperature, T_c)皆在 50 K 以下。直到 1987 年朱經武[6]等人發現鈮鉕銅氧化物(YBa₂Cu₃O_{7-δ})的 T_c可達 92 K，且因臨界溫度有大幅的提昇並在液態氮的沸點 77 K 以上，故稱此類超導體為高溫超導體(High-Temperature Superconductor, HTS)，開啟了一系列銅氧化物的研究，如表 2.1。

年份	1987	1988	1988	1993
成分	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	Tl ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{8+δ}
臨界溫度	92 K	110 K	125 K	133 K

表 2.1 部分高溫超導銅氧化物的發現年份及臨界溫度

超導性質的微觀物理機制是基於 BCS 理論，其能吻合超導巨觀理論，如二流體模型(two fluid model)、倫敦方程式(London equations)，說明超導現象的產生與電子-聲子交互作用有密切相關。



2.1.1 超導現象介紹

超導體具有以下兩個主要現象：

(1) 零電阻：

超導體在溫度低於臨界溫度後，內部電子產生類玻色-愛因斯坦凝結(Bose-Einstein condensation)，兩個自旋反平行的電子形成庫柏電子對(cooper pair)，其在超導體內無損耗能量地傳輸，形成超導電流並造成巨觀上零電阻的效應。

(2) 完全抗磁性(Meissner effect)：

超導體內部磁場為零。原因是當外界施加磁場時，在超導體表面形成永續電流，該電流產生的磁場抵消了外界施加的磁場，使得其內部磁場為零。

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\vec{M} = -\vec{H} \quad (2.2)$$

超導體與完美導體在施加磁場並再進行冷卻(Field Cooling)後，兩者情況不同，磁場依然穿透完美導體，但是不會穿透超導體，磁場會被超導體排斥在外部。

如圖 2.1，雖然圖中包含鈮銀銅氧及其他銅氧化物，且製作在不同的基板上，但是對於施加磁場在超導體上，皆表現出臨界電流密度(Critical Current, J_c)的降低，圖 2.2 表示超導體溫度在 T_c 以下， J_c 隨著溫度增高而降低。在固定溫度及電流密度的情形下，施加於不破壞超導現象的磁場強度大小，為該狀態的臨界磁場(Critical magnetic field, H_c)，臨界溫度、臨界電流密度、臨界磁場三者互有關係。在超導狀態底下，對於溫度、電流密度、磁場，任其中一個參數之數值增加，另外兩個參數之超導臨界值便會減少。

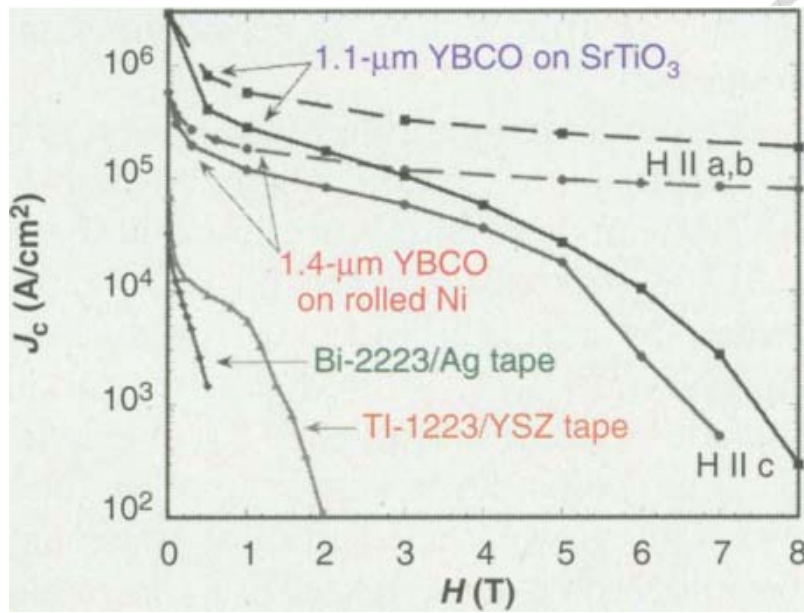


圖 2.1 在溫度為 77 K 下，各種超導體的臨界電流密度(J_c)隨外加磁場(H)的變化[7]

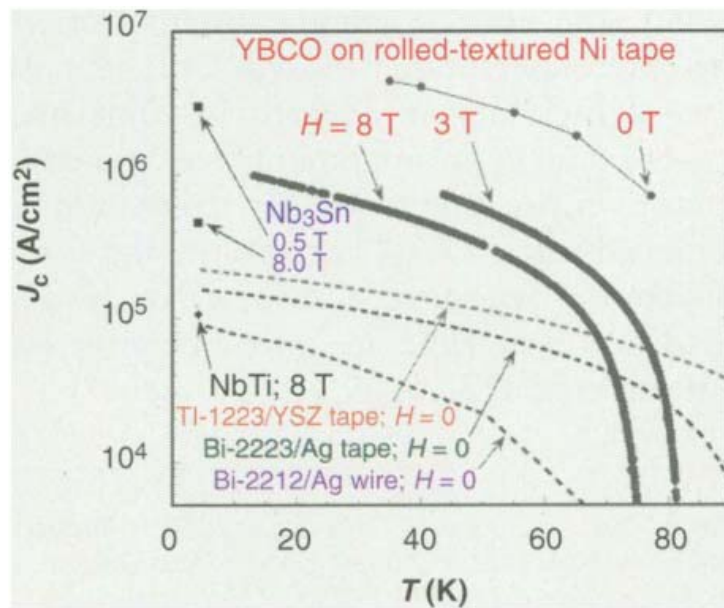


圖 2.2 各種超導體在施加不同磁場大小下，臨界電流密度(J_c)隨溫度的變化[7]



2.1.2 高溫超導體 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

本實驗使用的高溫超導體為 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ，屬於鈣鈦礦結構的化合物，其晶格結構如圖 2.3，晶格常數為 $a = 3.83 \text{ \AA}$ 、 $b = 3.88 \text{ \AA}$ 、 $c = 11.68 \text{ \AA}$ ，晶格中的銅氧平面是所有銅氧化物類高溫超導體的共同特徵。超導電流主要產生於 CuO_2 平面。 δ 在 0.05 附近，鈣鉕銅氧室溫下電性呈現金屬性質，且有最高的臨界溫度；而 δ 大於 0.5，室溫下電性呈現為絕緣體，並且為非超導體。

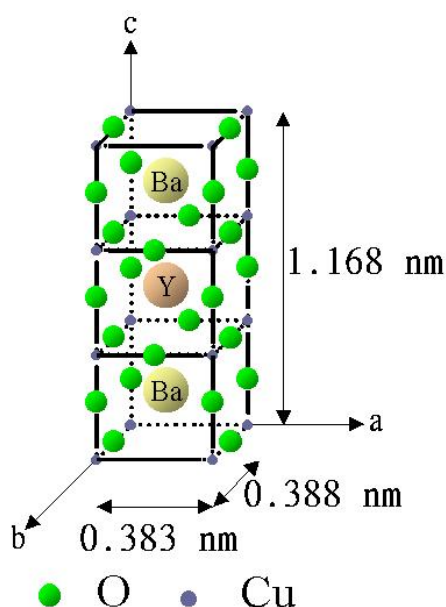


圖 2.3 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 的晶格結構[5]

2.1.3 倫敦方程式

1935 年 F.London 和 H.London 為了解釋麥斯納效應，提出倫敦方程式[2]，並預測了磁場會穿透超導體的表面。先討論單一超導電荷受力

$$m_s \frac{d\vec{v}}{dt} = q_s \vec{E} \quad (2.3)$$



m_s 、 q_s 、 \vec{v} 、 \vec{E} 分別為超導電荷的有效質量、電量、速度、電荷感受到的電場
而超導電流密度為

$$\vec{j}_s = n_s q_s \vec{v} \quad (2.4)$$

n_s 為超導電荷密度，將(2.4)式代入(2.3)式可得

$$\Lambda \frac{d\vec{j}_s}{dt} - \vec{E} = 0 \quad (2.5)$$

(2.5)式稱為第一倫敦方程， Λ 為倫敦常數，其為

$$\Lambda = \frac{m_s}{n_s q_s^2} \quad (2.6)$$

對(2.5)式取旋度並結合法拉第定律 $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ ，可得

$$\frac{d}{dt}(\vec{\nabla} \times \vec{j}_s) - \frac{1}{\Lambda} \vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{d}{dt}(\vec{\nabla} \times \vec{j}_s + \frac{1}{\Lambda} \vec{B}) = 0 \quad (2.7)$$

從馬克斯威爾方程式

$$\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{j}_s + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.8)$$

在超導體內部，電場震盪的頻率不高之情形下，(2.8)式中的 $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ 項可以忽略

對 $\vec{\nabla} \times \vec{B}$ 取旋度可得

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B} \quad (2.9)$$

利用馬克斯威爾方程式

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.10)$$



將(2.9)式、(2.10)式代入取旋度的(2.8)式，再代入(2.7)式，可得

$$\frac{d}{dt} \left(\nabla^2 \vec{B} - \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B} \right) = 0 \quad (2.11)$$

λ_L 為倫敦穿透深度，其定義為

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{\Lambda}{\mu}} = \sqrt{\frac{m_s}{\mu n_s q_s^2}} \quad (2.12)$$

(2.11)式可以解釋零場冷(Zero Field Cooling)的麥斯納效應，但為了解釋場冷(Field Cooling)的麥斯納效應，(2.11)式中括號內的函數也必須為零，得到

$$\nabla^2 \vec{B} - \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B} = 0 \quad (2.13)$$

同樣地(2.7)式中的括號內函數也必須為零

$$\Lambda \vec{\nabla} \times \vec{J}_s + \vec{B} = 0 \quad (2.14)$$

(2.14)式稱為第二倫敦方程式。(2.13)式在一維上(x 軸)的表示為

$$\frac{d^2}{dx^2} B - \frac{1}{\lambda_L^2} B = 0 \quad (2.15)$$

(2.15)式的解為

$$B(x) = B(0)e^{-x/\lambda_L} \quad (2.16)$$

(2.16)式指出磁場從超導體表面往內部滲入，其強度呈指數衰減，且衰減常數為 λ_L ， λ_L 亦為磁場穿透深度。超導體的穿透深度皆小於數百奈米， $YBa_2Cu_3O_7$ 在平行 CuO 方向上，穿透深度 $\lambda_L(0\text{ K}) \sim 1500\text{ \AA}$ ，在垂直 CuO 方向上，穿透深度 $\lambda_L(0\text{ K}) \sim 7000\text{ \AA}$ ，微波電流大都在平行 CuO 方向上傳遞。除了厚度接近穿透深度的薄膜，一般超導



塊材內部磁場為零。倫敦方程式除了可以解釋麥斯納效應，藉由(2.5)式、(2.8)式還可以推導表面的電場及電流密度。

2.1.4 二流體模型

1934年 Gorter 和 Casimir 提出了二流體模型[5][2]，說明超導體內有超導態電子及正常態電子用來形成超導態電流和正常態電流，超導態電子密度為 n_s ，正常態電子密度為 n_n ，總電子密度為 n ，則

$$n = n_s + n_n \quad (2.17)$$

$$\frac{n_n}{n} = \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \quad (2.18)$$

$$\frac{n_s}{n} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \quad (2.19)$$

$$\frac{n_n}{n} = 0.1 \frac{T}{T_c} + 0.9 \left(\frac{T}{T_c}\right)^2 \quad (2.20)$$

$$\frac{n_s}{n} = 1 - 0.1 \frac{T}{T_c} - 0.9 \left(\frac{T}{T_c}\right)^2 \quad (2.21)$$

而(2.20)式和(2.21)式是修改後的二流體模型。將(2.21)式代入(2.12)式得到

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1 - 0.1 \frac{T}{T_c} - 0.9 \left(\frac{T}{T_c}\right)^2}} \quad (2.22)$$

$\lambda_L(0)$ 是 $T = 0$ K 時的穿透深度，其為

$$\lambda_L(0) = \sqrt{\frac{m_s}{\mu n q_s^2}} \quad (2.23)$$

二流體模型結合倫敦方程式，可以說明磁場穿透深度與溫度的相關性。在溫度小於臨界溫度以下，溫度越低，超導體內磁場穿透深度越小，且穿透深度與頻率無關。



2.1.5 超導表面電阻

表面電阻幾乎與品質因子成反比，其值越大，則插入損耗越大，超導體的理論表面電阻可由以下方式[2]推導：

對於皆以弦波震盪的電場與電流，(2.5)式可表示為

$$\vec{J}_s = \frac{1}{j\omega\Lambda} \vec{E} = \sigma_s \vec{E} \quad (2.24)$$

將(2.12)式代入(2.24)式可得

$$\sigma_s = \frac{1}{j\omega\Lambda} = \frac{1}{j\omega\mu\lambda_L^2} \quad (2.25)$$

考慮正常態電流密度 \vec{J}_n

$$\vec{J}_n = n_n q_n \langle \vec{v} \rangle \quad (2.26)$$

q_n 為正常態電子的電量、 $\langle \vec{v} \rangle$ 為正常態電子的平均速度

正常態電子滿足牛頓第二定律

$$m_n \left[\frac{d\langle \vec{v} \rangle}{dt} + \frac{\langle \vec{v} \rangle}{\tau} \right] = q_n \vec{E} \quad (2.27)$$

τ 是電子散射的鬆弛時間，約為 10^{-13} s

對於皆以弦波震盪的電場與電流，並將(2.26)式代入(2.27)式得到

$$\vec{J}_n = \left(\frac{n_n q_n^2}{m_n} \right) \frac{\tau}{1+j\omega\tau} \vec{E} = \sigma_n \vec{E} \quad (2.28)$$

$$\sigma_n = \sigma_{n1} - j\sigma_{n2} = \left(\frac{n_n q_n^2}{m_n} \right) \frac{\tau}{1+j\omega\tau} = \left(\frac{n_n q_n^2 \tau}{m_n} \right) \frac{1-j\omega\tau}{1+(\omega\tau)^2} \quad (2.29)$$



超導體的總電導率 σ 可表示為超導態電導率和正常態電導率的總和

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_s = \left(\frac{n_n q_n^2 \tau}{m_n}\right) \frac{1}{1+(\omega\tau)^2} - j \left(\frac{n_n q_n^2 \tau}{m_n}\right) \frac{\omega\tau}{1+(\omega\tau)^2} - j \frac{1}{\omega\mu\lambda_L^2} \quad (2.30)$$

在微波的頻段， $\omega\tau \ll 1$ ，(2.30)式可簡化成

$$\sigma = \sigma_1 - j\sigma_2 = \left(\frac{n_n q_n^2 \tau}{m_n}\right) - j \frac{1}{\omega\mu\lambda_L^2} \quad (2.31)$$

總電導率的實部貢獻自正常態電子，虛部貢獻自超導態電子。

將(2.31)式代入(2.47)式得到

$$Z_s = R_s + jX_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma_1 - j\sigma_2}} = j \sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma_2}} \left(1 + j \frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.32)$$

由於 $\sigma_1 \ll \sigma_2$ ，(2.32)式可簡化，並將(2.31)式代入

$$Z_s = R_s + jX_s = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma_2}} \left(\frac{\sigma_1}{2\sigma_2} + j\right) = \frac{\omega^2 \mu^2 \lambda_L^3 n_n q_n^2 \tau}{2m_n} + j\omega\mu\lambda_L \quad (2.33)$$

在正常態時 $n_n = n$ ，且在微波頻段 $\omega\tau \ll 1$ ，(2.29)式成為

$$\sigma_N = \left(\frac{n q_n^2 \tau}{m_n}\right) \quad (2.34)$$

σ_N 為超導體在正常態時的電導率。將(2.34)式代入(2.33)式得到

$$R_s = \frac{1}{2} \omega^2 \mu^2 \lambda_L^3 \sigma_N \left(\frac{n_n}{n}\right) \quad (2.35)$$

$$X_s = \omega\mu\lambda_L \quad (2.36)$$

再將(2.22)式及(2.20)式代入(2.35)式，可得

$$R_s = \frac{1}{2} \omega^2 \mu^2 \sigma_N \lambda_L^3 (0) \frac{0.1 \frac{T}{T_c} + 0.9 \left(\frac{T}{T_c}\right)^2}{\left(1 - 0.1 \frac{T}{T_c} - 0.9 \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}}, R_s \propto \omega^2 \quad (2.37)$$

倫敦方程式加上二流體模型，再結合從馬克斯威爾方程式推導出的表面阻抗的表示式，可得到描述超導體表面電阻正比於頻率的二次項及與溫度的關係。表面電阻(R_s)的大小，影響著微波訊號在超導體上傳輸的損耗，超導體的表面電阻比一般金屬小很多，故選用超導體製作濾波器。能量的損耗主要來自於正常態電子在超導體內受電磁波驅動而造成的趨膚效應(skin effect)。

2.2 濾波器介紹及相關理論

濾波器主要為過濾訊號，讓部分選定頻率的訊號通過並阻隔其他的訊號。本實驗使用微帶線作為微波共振器，以產生濾波的效果。

2.2.1 介電質損耗

電磁波在介電質中傳遞時，能量會漸漸地損耗，稱為介電質損耗(dielectric loss) [9]。當交流的電場施加在介電質，介電質中電偶矩會隨電場擺動，其中部分電偶矩與外加電場同相，並影響介電係數的實部大小；部分電偶矩與外加電場反相，並影響介電係數的虛部大小，介電係數可寫成

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (2.38)$$

電流與電壓的相位差與 90° 的差值為 δ ，正切損耗(Loss tangent)為

$$\tan\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad (2.39)$$

在不含導電性的線性、均向、均勻的介電質中，從相量形式的電磁場旋度之馬克斯威爾方程式可得

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{E} = 0 \quad (2.40)$$

推導出延著 z 軸傳播的 TEM 平面波電場的波動方程式為

$$E(z) = E^+ e^{-\gamma z} + E^- e^{\gamma z} \quad (2.41)$$

而傳播常數 γ 為

$$\gamma = j\omega\sqrt{\mu\epsilon} \quad (2.42)$$

若 ϵ 為虛部不為零的複數，代入上式，可得知電場會隨距離衰減。原因是電偶矩轉動時的阻尼效果，使能量散失成熱能。製作微帶線濾波器需要低損耗的介電質當基板。由表 2.2[2]可知，要減少介電損耗，鋁酸鏷(LaAlO₃)、氧化鎂(MgO)、氧化鋁(Al₂O₃)是不錯的選擇，雖然氧化鎂、氧化鋁的介電係數、正切損耗皆小，但是氧化鎂基板的晶格常數與鈦鋇銅氧晶格常數差異較大，較不易鍍製品質良好的超導薄膜；而氧化鋁基板會在鍍膜時，與氧化鋇(BaO)反應形成穩定的鋇鋁氧化物(BaAl₂O₄)，造成後續磊晶不易；鋁酸鏷基板雖有稍大的介電係數，但對於相同電氣長度的微帶線來說，較大的介電係數意味著較短的微帶線長度，故能微小化整體尺度，故選擇鋁酸鏷為此濾波器介電質的材料。

物質種類	磊晶使用表面	晶格常數(Å)	$\epsilon_r(300\text{ K})$	$10^5 \times \tan\delta$
MgO	(100)	4.213	10	1.6(300 K, 10 GHz) 0.62(77 K, 10 GHz) 0.61(20 K, 10 GHz)
SrTiO ₃	(100)	3.790	300	30(300 K, 3.2 GHz)
LaAlO ₃	(110)	3.793	24	2.1(300 K, 10 GHz) 0.76(77 K, 10 GHz) 0.49(20 K, 10 GHz)
NdGaO ₃	(110)	3.837	23	11.0(300 K, 10 GHz) 32.4(77 K, 10 GHz) 23.2(20 K, 10 GHz)
YSZ	(100)	$\sqrt{2} \times 3.635$	29	175(300 K, 10 GHz) 74.2(77 K, 10 GHz) 44.5(20 K, 10 GHz)
Al ₂ O ₃	(110)	3.48	9.3($\epsilon_r \perp c$)	0.0038(80 K, 10 GHz)
			11.6($\epsilon_r \parallel c$)	

表 2.2 高溫超導磊晶常用基板之晶格常數及介電係數、正切損耗[2]

在電場已知後，再利用電場旋度的馬克斯威爾方程式，可得波阻抗 Z 為

$$Z = \frac{j\omega\mu}{\gamma} \quad (2.43)$$



2.2.2 導體損耗

電磁波在良導體中傳遞時，相較於介電質，能量損耗更加地快速，稱為導體損耗(conductor loss) [9]。在含導電性的線性、均向、均勻的介電質中，從相量形式的電磁場旋度之馬克斯威爾方程式可得

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \mu \epsilon (1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon}) \vec{E} = 0 \quad (2.44)$$

而傳播常數 γ 為

$$\gamma = \alpha + j\beta = j\omega\sqrt{\mu\epsilon} \sqrt{1 - j\frac{\sigma}{\omega\epsilon}} \sim j\omega\sqrt{\mu\epsilon} \sqrt{\frac{\sigma}{j\omega\epsilon}} = (1 + j) \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} \quad (2.45)$$

故金屬的穿透深度(skin depth) δ_s 為

$$\delta_s = \frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}, \delta_s \propto \frac{1}{\sqrt{\omega}} \quad (2.46)$$

而波阻抗 Z_s 為

$$Z_s = \frac{j\omega\mu}{\gamma} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}} = (1 + j) \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} = (1 + j) \frac{1}{\sigma\delta_s} \quad (2.47)$$

波阻抗 Z_s 的實部即為表面電阻(R_s)

$$R_s = \frac{1}{\sigma\delta_s} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}, R_s \propto \sqrt{\omega} \quad (2.48)$$



2.2.3 濾波器之型式

依濾波器對頻率篩選的特性，可大略分為四大類，分別是低通濾波器(Low Pass Filter)、高通濾波器(High Pass Filter)、帶通濾波器(Band Pass Filter)、帶拒濾波器(Band Reject Filter),如圖 2.4

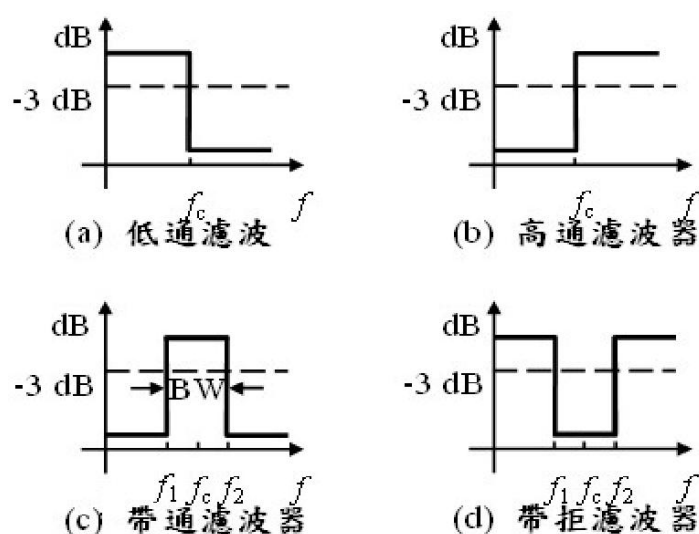


圖 2.4 四種基本濾波器的頻率響應

圖 2.4(a)為理想低通濾波器的頻率響應。其只讓頻率小於截止頻率(f_c)的訊號通過濾波器，而頻率大於截止頻率的訊號會受到抑制;圖 2.4(b)為理想高通濾波器的頻率響應。其只讓頻率大於截止頻率(f_c)的訊號通過，而頻率小於截止頻率的訊號會受到抑制;圖 2.4(c)為理想帶通濾波器的頻率響應。其只讓特定頻率範圍內的訊號通過，其餘的訊號會受到抑制， f_1 為下限截止頻率、 f_2 為上限截止頻率， f_c 為中心頻率、BW 為頻寬;圖 2.4(d)為理想帶拒濾波器的頻率響應。其只讓非特定頻率範圍的訊號通過，選定範圍內的訊號會被抑制。



2.2.4 濾波器之規格參數

圖 2.5 為濾波器規格參數介紹[8]:

(1) 插入損耗(insertion loss):

訊號從訊號源經過濾波器再進入負載，並濾除不要的頻率。然而在通帶內的頻率依然會受到濾波器的影響，造成損失主要來源有導體損失(conductor loss)、介電損失(dielectric loss)、輻射損失(radiation loss)，使的訊號強度會低於沒有濾波器時負載接收到的訊號強度，兩者的差異即為插入損耗，其中 Q_L 為有負載的品質因子， Q_u 為無負載的品質因子，以對數表示:

$$IL = -20 \log \left(1 - \frac{Q_L}{Q_u} \right) \quad (2.49)$$

(2) 通帶漣波(pass-band ripple):

表示通帶內頻率響應的平坦、均勻度，為通帶內最大與最小衰減值的差異。

(3) 通帶頻寬(pass band width):

以頻率響應為-3 dB 時的頻率作為截止頻率，上下截止頻率的差值(f_2-f_1)即為通帶頻寬。

(4) 型態因數(shape factor):

用以表示通帶邊緣的陡峭程度。定義為以頻率響應為-60 dB 的頻寬與以頻率響應為-3 dB 的頻寬之比值。

(5) 最終衰減:

在截止區內的最大衰減。

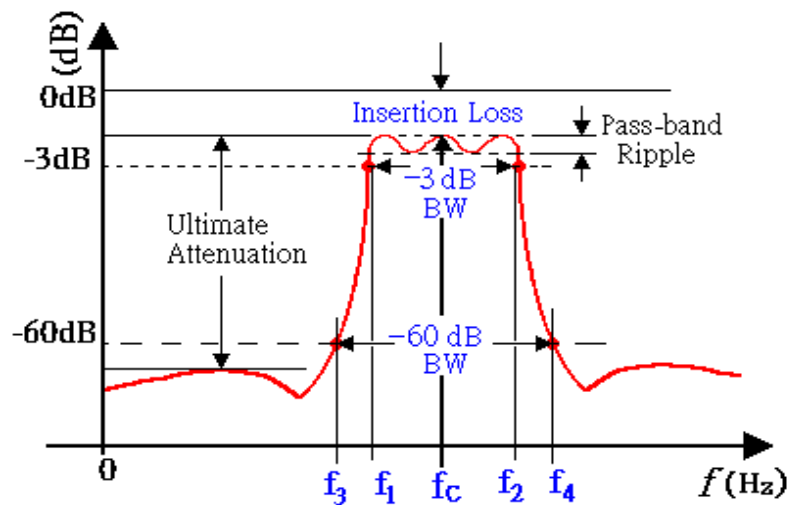


圖 2.5 濾波器規格參數介紹[5]

2.2.5 S 參數之定義與物理意義

在低頻時，電路的尺寸比波長小很多，整個電路可當作被動與主動元件的集總連結，也就是電路中的任何一點都有明確的電壓與電流值，原因是電路中任意兩點的相位差可忽略不計。但在高頻電路分析中就不能直接用柯希荷夫電壓與電流定律。處理微波電路問題，如果用馬克斯威爾方程式的場論分析方式去解析問題，會得到過多的資訊，例如我想知道某個埠用電表會量測到多大的電壓振幅，這種情形就不需知道每個點、在每一刻的電場分佈。有些時候可以用更整體性的角度看待整個電路，雖然有些情形還是要用到場論分析。

若從 N 埠網路的 N 個端埠看去，散射參數也能與阻抗、導納矩陣一樣，可以完整的描述整個網路的特性，阻抗與導納矩陣是連接各埠電壓與電流之間的關係，散射參數是建立各埠入射與反射電壓之間的關係。

定義散射參數 S_{ij} 如下

$$S_{ij} = \left. \frac{V_i^-}{V_j^+} \right|_{V_k^+ = 0 \text{ 且 } k \neq j} \quad (2.50)$$



V_j^+ 為入射到第 j 個端埠的電壓波振幅， V_i^- 為由第 i 個端埠反射的電壓波振幅。第 j 個端埠除外，其他端埠的入射波均必須為零，也就是這些端埠均須有完全匹配的負載，在第 j 端埠加入射波 V_j^+ ，並在第 i 個端埠測量反射波 V_i^- ，如此便能決定 S_{ij} 。則 S_{ij} 組成 $N \times N$ 散射矩陣 $[S]$

$$[V^-] = [S][V^+] \quad (2.51)$$

或是

$$\begin{bmatrix} V_1^- \\ V_2^- \\ \vdots \\ V_N^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & \cdots & S_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{N1} & \cdots & S_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \\ \vdots \\ V_N^+ \end{bmatrix} \quad (2.52)$$

圖 2.6 是雙埠網路散射參數示意圖，用 S 參數表示為

$$\begin{bmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{bmatrix} \quad (2.53)$$

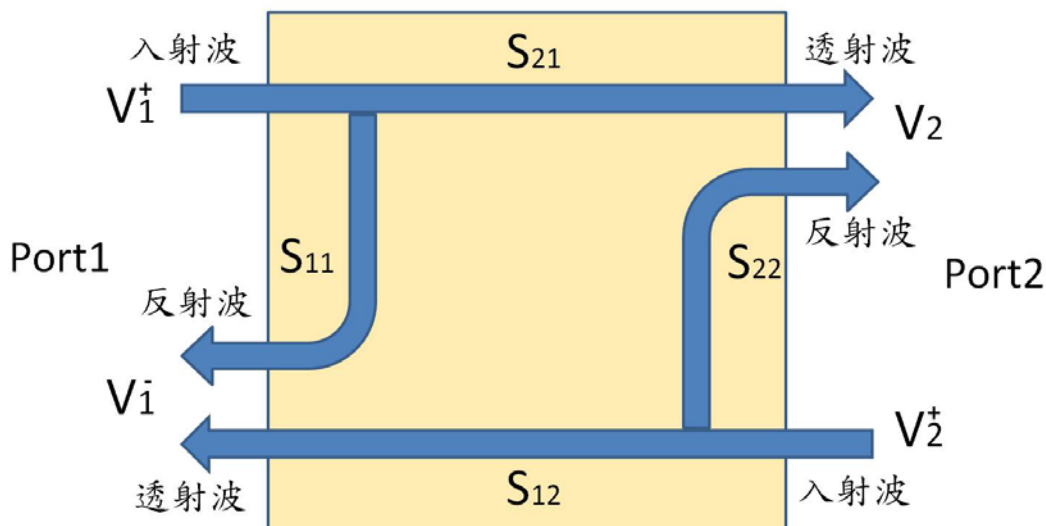


圖 2.6 雙埠網路散射參數示意圖



(1) S_{11} :

為 Port 1 的反射波 V_1^- 比上 Port 1 的入射波 V_1^+ ，而 Port 2 的入射波 V_2^+ 必須為零，其物理意義為正向反射係數 (Γ_1)。

$$S_{11} = \left. \frac{V_1^-}{V_1^+} \right|_{V_2^+=0} \quad (2.54)$$

(2) S_{21} :

為 Port 2 的透射波 V_2^- 比上 Port 1 的入射波 V_1^+ ，而 Port 2 的入射波 V_2^+ 必須為零，其物理意義為正向透射係數。

$$S_{21} = \left. \frac{V_2^-}{V_1^+} \right|_{V_2^+=0} \quad (2.55)$$

(3) S_{12} :

為 Port 1 的透射波 V_1^- 比上 Port 2 的入射波 V_2^+ ，而 Port 1 的入射波 V_1^+ 必須為零，其物理意義為反向透射係數。

$$S_{12} = \left. \frac{V_1^-}{V_2^+} \right|_{V_1^+=0} \quad (2.56)$$

(4) S_{22} :

為 Port 2 的反射波 V_2^- 比上 Port 2 的入射波 V_2^+ ，而 Port 1 的入射波 V_1^+ 必須為零，其物理意義為反向反射係數 (Γ_2)。

$$S_{22} = \left. \frac{V_2^-}{V_2^+} \right|_{V_1^+=0} \quad (2.57)$$

第三章 超寬頻濾波器設計



3.1 超寬頻濾波器製作簡介

超寬頻濾波器大多用電路板(FR4)製作，較少用高溫超導體製作濾波器，本實驗是利用高溫超導材料鈮鉕銅氧($YBa_2Cu_3O_7$)薄膜，成長在雙面拋光鋁酸鐳($LaAlO_3, LAO$)基板的兩面上，製作超寬頻雙頻帶濾波器，基板大小為 $15\text{ mm} \times 15\text{ mm}$ ，厚度為 0.5 mm 。

在各式超寬頻濾波器的電路設計中，有單面式的以及雙面式的微帶線結構，並以開槽(slot)和殘段(stub)搭配開路、短路做設計，其中還有各式使用步階阻抗諧振器(Stepped Impedance Resonators, SIR)[10]、共面波導(coplanar waveguide, CPW)[11]、垂直耦合結構(Vertical couple structure)[12]等設計方法。有些方法不能應用在超導濾波器上，由於採用 LAO 基板，鑽孔會導致基板破裂，且在封裝上基板背面需接地，因此，我們以單面平面式圖形為設計，但平面式的圖形主要的缺點在於其導體損耗較大，不過這種缺點可藉由選用高溫超導體材料來改善。

3.2 超寬頻雙頻帶濾波器設計

3.2.1 超寬頻單頻帶設計

如圖 3.1，已知步階阻抗共振器的結構是由兩個四分之一波長微帶線與一個二分之一波長微帶線的串接[13]，其頻率響應如圖 3.2。如圖 3.3 再加上二分之一波長開路殘段後，殘段可以在通帶兩側各產生一個傳輸零點[14]，其頻率響應如圖 3.4。

由於超寬頻模擬在理論計算上會遇到較難處理的寄生共振(spurious resonances)及非線性頻率消散(nonlinear frequency dispersion)[13]，故皆由利用高頻電磁模擬軟體 IE3D，來計算線長、線寬和濾波器的大小尺寸，以及濾波器的頻率響應結果。步階阻抗只有在互相匹配在適當的阻抗值時，才会有比較低的反射損耗(Return loss)。接著做一系列改變各殘段之阻抗、長度的模擬，並微調平行耦合線的間距等等，找出最佳的超寬頻設計。

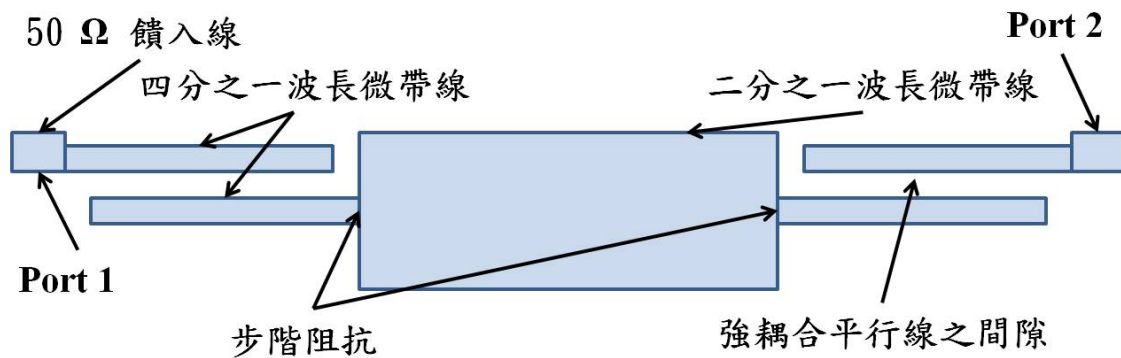


圖 3.1 缺乏二分之一波長殘段的步階阻抗共振器之結構說明

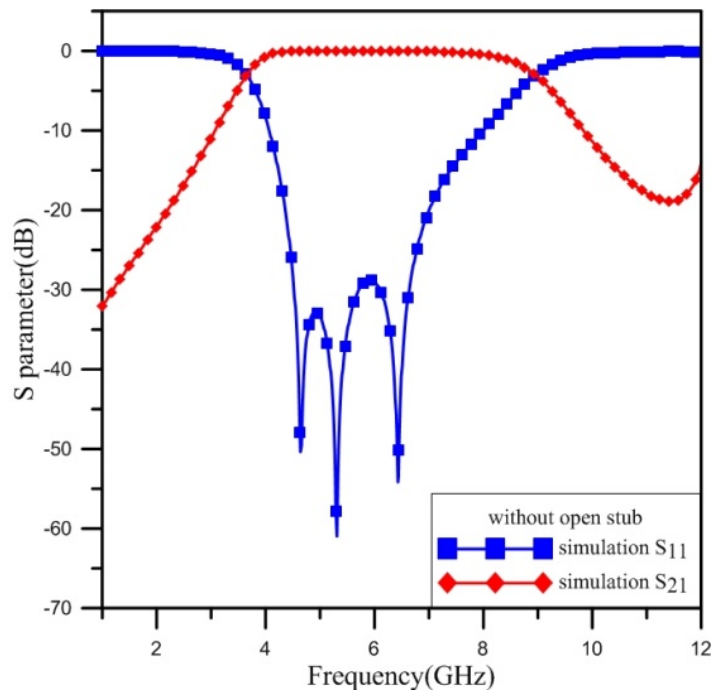


圖 3.2 缺乏二分之一波長殘段的步階阻抗共振器之頻率響應

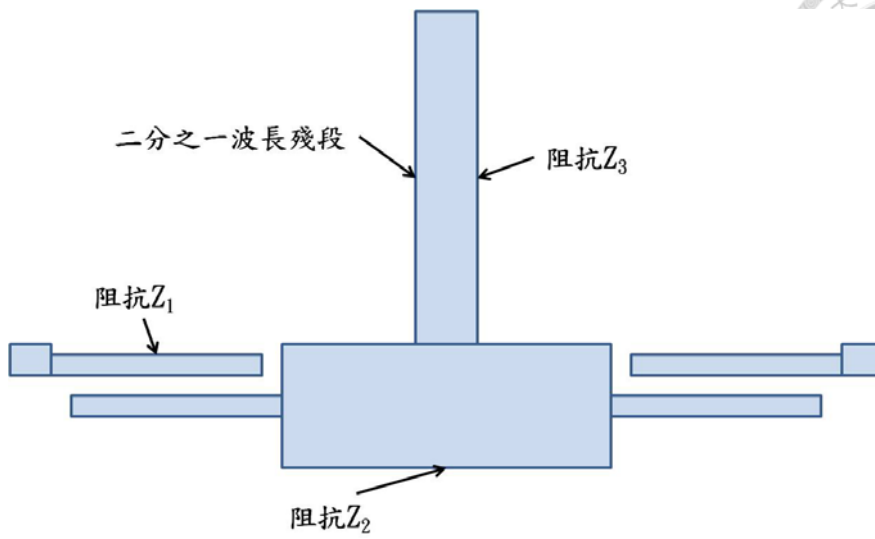


圖 3.3 具有二分之一波長殘段的步階阻抗共振器

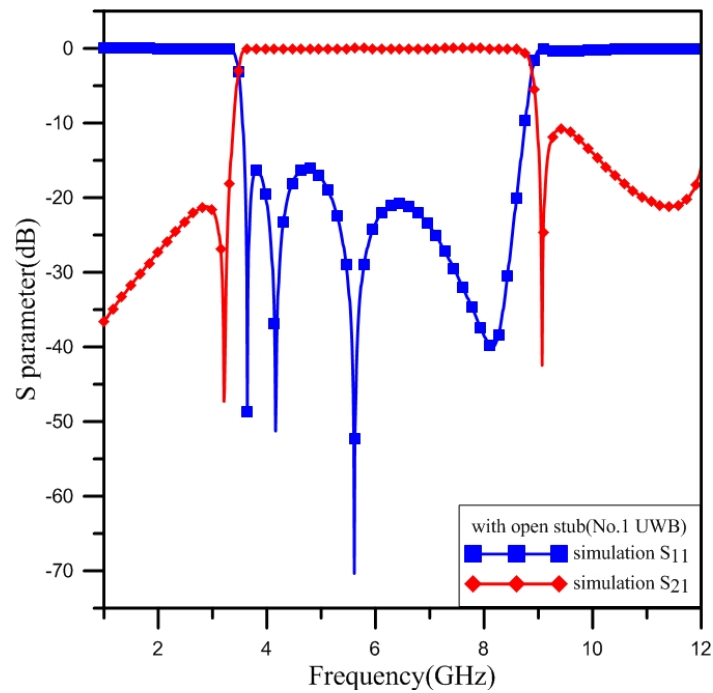


圖 3.4 具有二分之一波長殘段的步階阻抗共振器之頻率響應(No.1 UWB)

根據圖 3.3 的結構與 Z_1 、 Z_2 、 Z_3 的定義，再固定各微帶線電氣長度的情形下，使用 IE3D 模擬各種阻抗值的組合之頻率響應，其中先嘗試設定 $Z_1=Z_3$ ，再將各次模擬所得的 -3 dB 頻寬用圖 3.5 表示。結果顯示只有在 Z_2 約為 25~35 Ω 附近、 Z_1

約為 70~80 Ω 附近，才有超寬頻的頻率響應，然而圖 3.5 只顯示頻寬，不包含通帶內損耗的情形，經過多次模擬，找到最佳化的結構，兩個最佳化設計分別為 No.1UWB、No.2UWB，No.1UWB 頻率響應如圖 3.4，頻帶範圍為 3.5~8.9 GHz、反射損耗大於 15.5 dB，微帶線阻抗 Z_1 為 70 Ω 、 Z_2 為 18 Ω 、 Z_3 為 19 Ω 。No.2UWB 頻率響應如圖 3.7，頻帶範圍為 3.5~10 GHz、反射損耗大於 14 dB，微帶線阻抗 Z_1 為 76 Ω 、 Z_2 為 26 Ω 、 Z_3 為 76 Ω 。有關 No.1UWB、No.2UWB 的實際微帶線尺寸，如表 3.1。而結構參數說明如圖 3.6。雖然 No.1UWB 比 No.2UWB 的頻寬要小，但是通帶內反射損耗 No.1UWB 優於 No.2UWB，故此後選用 No.1UWB 製作雙頻帶超寬頻濾波器。

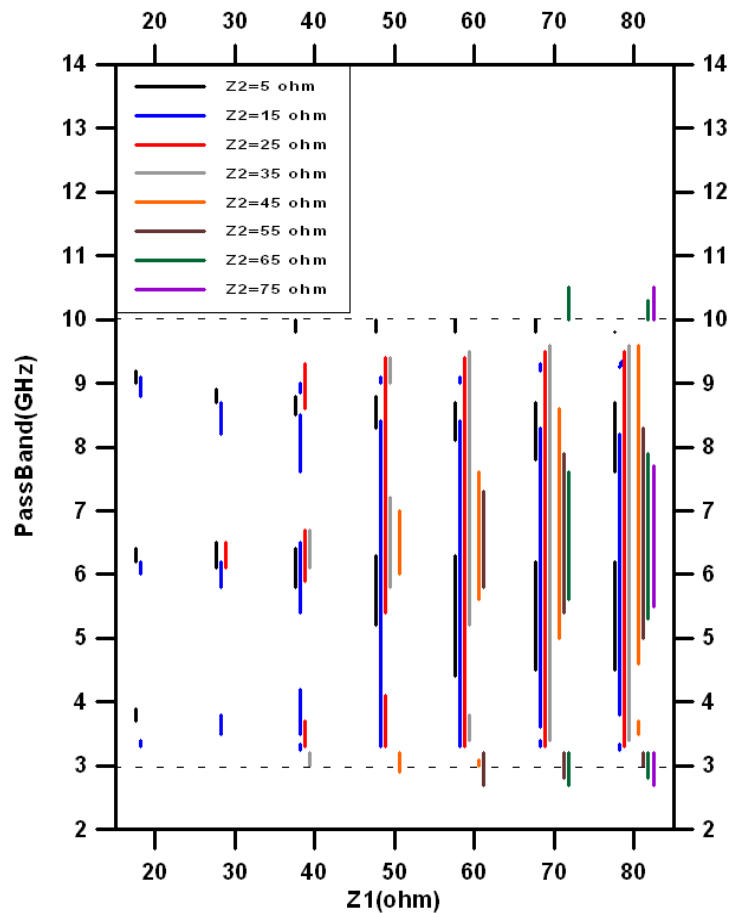


圖 3.5 Z_1 及 Z_2 各種阻抗匹配與通帶分佈之關係

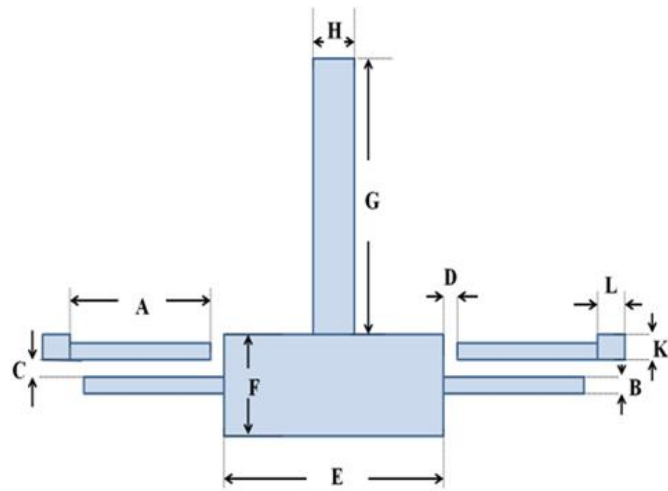


圖 3.6 超寬頻尺寸參數說明

參數	A	B	C	D	E	F	G	H	K	L
No.1	3048	50	30	30	5442	2721	5469	1227	166	1701
No.2	2909	36	20	30	5352	2676	5818	36	166	1885

表 3.1 No.1UWB 及 No.2UWB 尺寸說明(單位: μm)

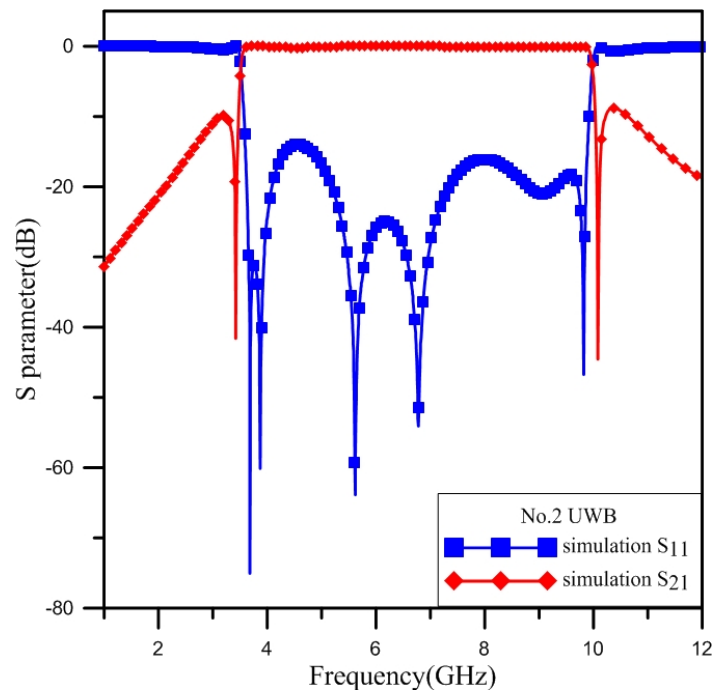


圖 3.7 No.2UWB 的頻率響應



3.2.2 超寬頻雙頻帶設計

最後在已找出最佳化的超寬頻設計，根據四分之一波長殘段可造成止帶的微波特性，將 $80\ \Omega$ 、長度為 $3.21\ \text{mm}$ 、寬度為 $28\ \mu\text{m}$ 的殘段施加在最佳化的 No.1UWB 單頻帶超寬頻設計上，做成超寬頻雙頻帶的設計，第一個頻帶的頻率範圍為 $3.43\sim 5.77\ \text{GHz}$ ，其插入損耗小於 $0.028\ \text{dB}$ 、反射損耗大於 $10.3\ \text{dB}$ ，第二個頻帶的頻率範圍為 $6.20\sim 8.93\ \text{GHz}$ ，其插入損耗小於 $0.013\ \text{dB}$ 、反射損耗大於 $10\ \text{dB}$ ，在 $6\ \text{GHz}$ 的止帶，其穿透係數大於 $35\ \text{dB}$ 。結構如圖 3.8，其頻率響應如圖 3.9。

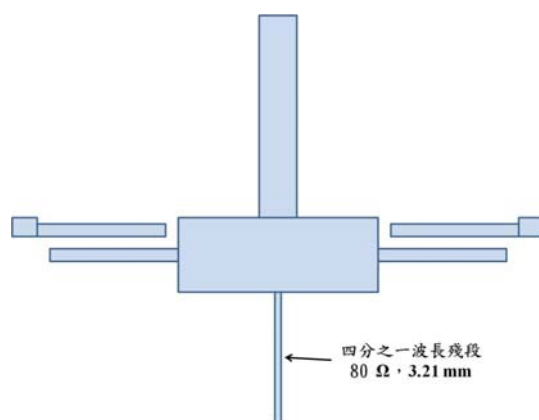


圖 3.8 利用四分之一波長殘段製作超寬頻雙頻帶濾波器之結構

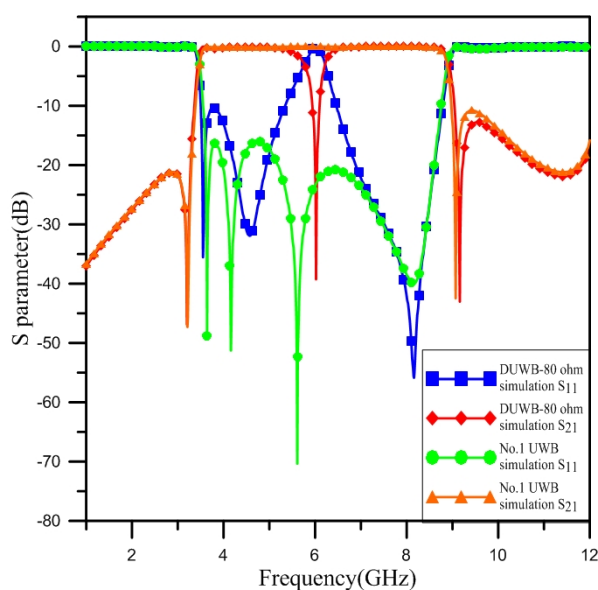


圖 3.9 附加 $80\ \Omega$ 殘段的超寬頻雙頻帶濾波器之頻率響應

在保持殘段長度為 3.21 mm 情形下，試著改變外加殘段之阻抗，與原先的 80 Ω 阻抗比較，選用的阻抗是 40 Ω 、50 Ω 、70 Ω ，其微帶線實際寬度如表 3.2，其頻率響應如圖 3.11。結果顯示附加阻抗越小，止帶的中心頻率越往低頻移動，且同時對原先超寬頻的頻率響應，在截止頻率附近沒有太大的影響。

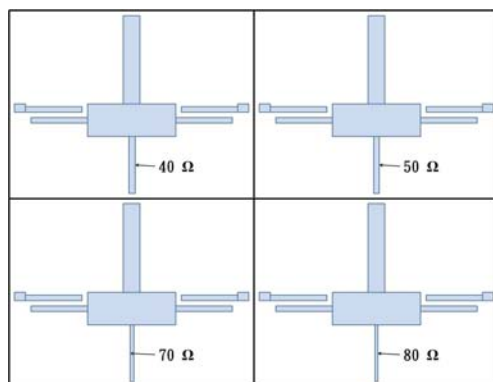


圖 3.10 附加不同阻抗的殘段

阻抗	40 Ω	50 Ω	60 Ω	70 Ω	80 Ω
寬度(μm)	303	166	91	50	28

表 3.2 不同阻抗與微帶線寬度之關係

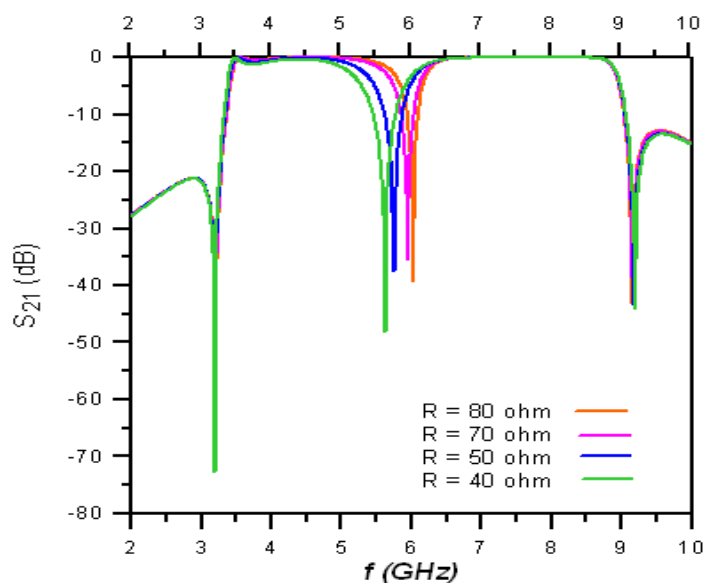


圖 3.11 附加不同阻抗的殘段之頻率響應

接著將殘段分成等長的兩段，並改變兩殘段的阻抗，形成步階阻抗。如圖 3.12。其頻率響應如圖 3.13。結果顯示當 L_2 阻抗固定為 80Ω 時，若 L_1 的阻抗變小，止帶的中心頻率便往高頻移動；而當 L_1 阻抗固定為 80Ω 時，若 L_2 的阻抗變小，止帶的中心頻率便往低頻移動。且對於一樣的阻抗改變幅度，附加步階阻抗殘段的止帶移動範圍較大，且對原先超寬頻的上頻帶邊緣的響應，有較明顯的影響。

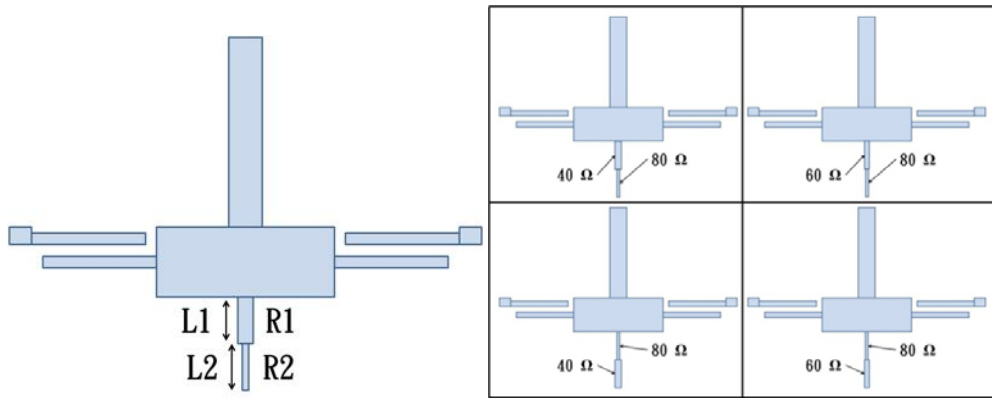


圖 3.12 附加步階阻抗的設計

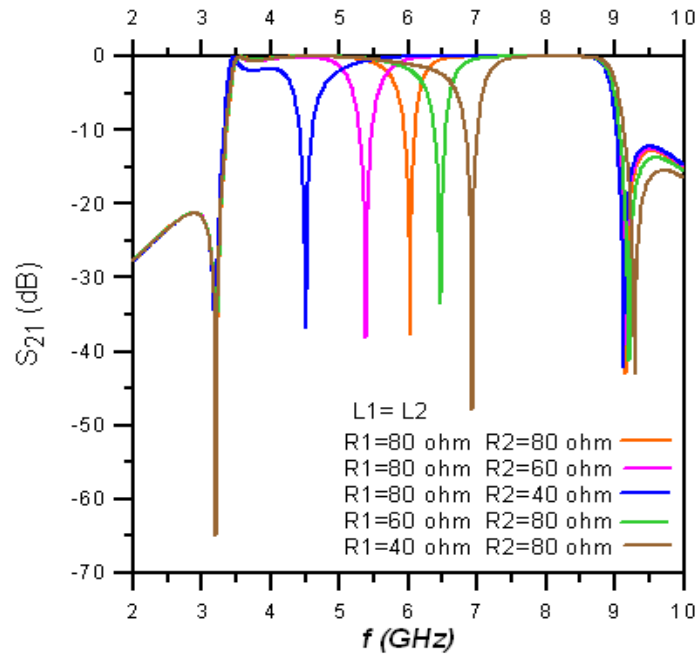


圖 3.13 附加不同的步階阻抗之頻率響應

第四章 實驗方法與步驟



4.1 實驗流程

由濾波器電路之設計模擬開始，透過電磁模擬軟體 IE3D 多次的微調後，將所得到之最佳化濾波器電路結構，用 AutoCAD 繪製此結構圖後送交製作光罩。鍍製 YBCO 超導薄膜與使用 IE3D 模擬同時進行，待光罩製作完成後，便可進行黃光製程與封裝，以及最後的微波量測。

4.2 超導薄膜製備

4.2.1 清洗基板

新的基板要先浸泡在 Cole-Parmer 的 Micro-90 水溶液中，為了將新基板表面的油脂洗去，並用超音波清洗機清洗約五分鐘，同時外側要放熱水，以提高 Micro-90 水溶液的溫度及洗淨能力。接著將基板放入清水中，同樣用超音波清洗機清洗約五分鐘，為了去除 Micro-90。再來放入丙酮中，清洗約 3 分鐘，讓丙酮帶走基板上的水份。再放到異丙醇中，清洗約 3 分鐘，讓異丙醇帶走基板上的丙酮。接著再放到甲醇中，清洗約 3 分鐘，讓甲醇帶走基板上的異丙醇。最後將基板放在乾淨的濾紙上，並用氮氣槍將容易揮發的甲醇吹乾。之後如果有鍍完膜的基板要清洗以便再利用，就必須先想辦法將表面薄膜去除，如果是鈮鉬銅氧薄膜，泡硝酸或鹽酸即可快速去除，接著用相同於新基板的清洗方法清洗。若薄膜經過量測而



表面有殘留異物，例如銀膠，則先用丙酮清洗三次，接著再用相同於新基板的清洗程序清洗。

4.2.2 雷射蒸鍍

使用圖 4.1 離軸式(off-axis)脈衝雷射沉積系統，鍍製雙面拋光15 mm × 15 mm 鋁酸鍍基板。腔體內部構造如圖 4.3[15]。將基板置入腔體後，機械幫浦一邊抽氣、外部一邊傳輸氧氣到腔體內，使腔體內保持在約 350 mTorr，利用兩根 1000 w 鹵素燈管加熱基板至約 700 °C左右，接著讓波長為 248 nm、單一脈衝持續時間約為 10~20 ns 的 KrF 準分子脈衝雷射聚焦在靶材表面，到達靶面的每一發脈衝能量約為 30~50 mJ，使靶面造成局部瞬間受熱、氣化，靶材形成的電漿團垂直噴出表面，形成 plume，我們便靠 plume 的邊緣在基板上鍍製鈮鉬銅氧薄膜。



圖 4.1 雷射蒸鍍系統外觀

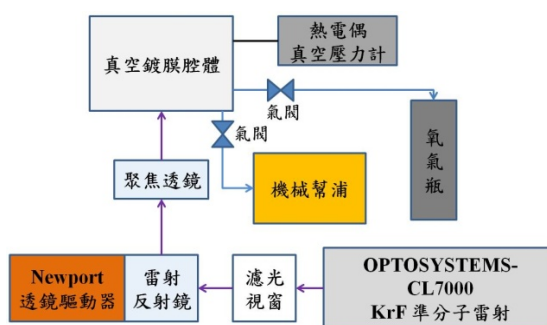


圖 4.2 雷射蒸鍍系統示意圖

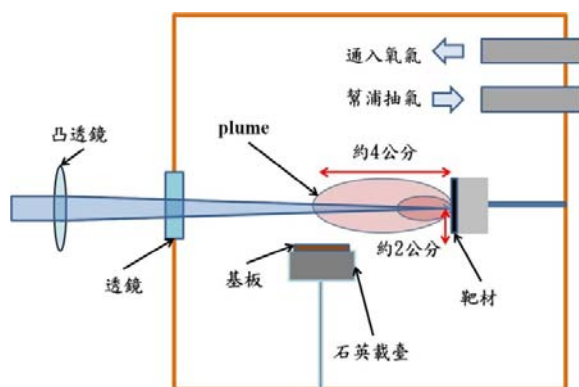


圖 4.3 雷射蒸鍍系統腔體內部構造

4.3 黃光微影製程

主要是光罩下方的正光阻不會受到紫外光的照射，而未被光罩覆蓋的正光阻會被紫外光照射，而正光阻被紫外光照射會改變其成分之化學結構，會與水形成具有羧基的酸，經由調配好的鹼性顯影劑顯影，可以製造出目標圖形的光阻帶，再搭配蝕刻，可在原先的表面製作出目標圖形的結構，整個流程以圖 4.4 簡單表示

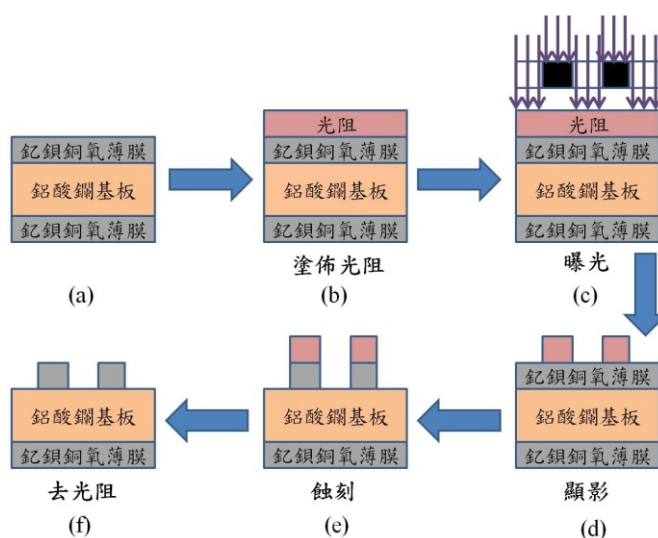


圖 4.4 黃光微影蝕刻流程



(1) 旋轉塗佈(spin coating):

如圖 4.4(b)。先用酒精擦拭自旋塗佈機的載台，再將欲作黃光製程 (photolithography)的基板放到附有 O-ring 載台的正中心，開啟抽氣幫浦將基板吸住。為了避免薄膜表面的灰塵或是某些造成表面不均勻、光滑的原因，使光阻不能均勻塗佈在薄膜表面上，先將正光阻液(AZ1500)滴滿薄膜表面，接著啟動轉軸，第一階段 3500 rpm 持續 10 s、第二階段 6000 rpm 持續 30 s，此旋轉動作將在基板表面形成厚度只有幾個微米的光阻層。因為四周過厚的光阻會影響後續的曝光條件，用牙籤將基板四個角落堆積的光阻去除、再用棉花棒刮除基板四邊的光阻。

(2) 軟烤(soft bake):

為了將多餘的有機溶劑去除，將基板放入烤箱，以 65 °C 烘烤 5 分鐘。

(3) 曝光(Exposure):

機臺如圖 4.5。汞燈開啟後要等約 20 分鐘光源才會穩定。用顯微鏡同時觀察到基板及光罩，調整載台 X、Y 軸的水平移動軸，讓基板對準、貼緊光罩。曝光時間約 45 s。

(4) 顯影(Development):

如圖 4.4(d)。將基板放入顯影液(AZ300 MIF--2.38% TMAH)中，並保持基板不動 15 s，再緩慢移動基板，將被汞燈照到的光阻從基板表面移除，持續動作約 10 s，再將基板放入去離子水，接著用氮氣槍吹乾。

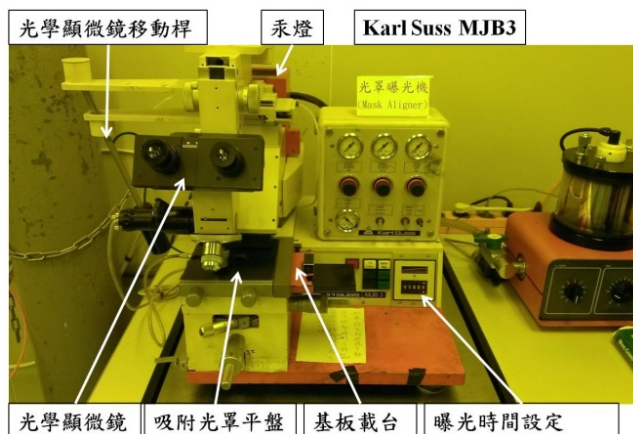


圖 4.5 光罩曝光機



4.4 蝕刻製程

(1) 濕蝕刻

對於本次實驗來說，濕蝕刻是將基板浸泡於 0.3~0.6 % 鹽酸，讓未受光阻保護的薄膜被清除。好處是快速、清除薄膜較為徹底，且不會有離子蝕刻造成薄膜過熱的問題。缺點是會有側蝕，使得實作出的微帶線寬度小於預期的寬度，造成濾波器頻率響應的改變，所以濕蝕刻需嚴加管控蝕刻液的濃度與蝕刻時間。

(2) 乾蝕刻

指非濕蝕刻的蝕刻方式。本實驗室使用的是 ION TECH, INC. MPS-3000 PBN 氬離子蝕刻機，工作壓力約在 10^{-4} Torr，其放電室內部有內燈絲，電源供應器給予內燈絲數個安培的大電流(Cathod Current)，使其發射出熱電子，並游離氬原子。放電室內壁再給與數十伏特的正偏壓(Discharge Voltage)與數百伏特的正偏壓(Beam Voltage)，帶走熱電子及游離氬原子後產生的電子，部分電荷回到內燈絲(Discharge Current)，部分被帶往中性線(Beam Current)，而氬離子通往屏極，其帶數百伏特的正偏壓(Beam Voltage)，接著會被帶數百伏特負偏壓(Accelerator Voltage)的柵極吸引，氬離子經過這兩層物質，會被加速射向外部，而外面還有一條外燈絲，目的是發射出熱電子，中和離子束的電荷，避免正電累積在被蝕刻的目標上，造成電弧或是影響後續氬離子的轟擊。離子蝕刻的優點包括較不會側向蝕刻，且乾性蝕刻方式較不易使基板或是薄膜產生其他化學變化。缺點是因為製作濾波器的薄膜較厚，需要較長的蝕刻時間，也有薄膜過熱或是蝕刻基板的問題。

故使用折衷的方法，先以酸蝕刻清洗掉大部分的薄膜，再以離子蝕刻將剩餘的薄膜清除。先將接地面塗佈光阻，再使用(0.3 %~0.6 %)稀鹽酸浸泡，接著再用氬

離子蝕刻。離子蝕刻的工作壓力約為 2×10^{-4} Torr，Beam Voltage 為 600 V、Accelerator Voltage 為 400 V、Beam Current 約為 60~70 mA，蝕刻約 40~120 s。



4.5 封裝與微波量測

(1) 封裝:

如圖 4.6 為了固定基板，並使下方超導薄膜與接地面在電性上有更好的接觸，在金屬封裝盒諧振腔底部塗上少許銀膠，用未蝕刻的超導薄膜作接地面，將該面朝下放入盒中。接著在濾波器饋入線上塗上些許銀膠，再將有 SMA 接頭的側蓋鎖上，此時需注意 SMA 接頭下方的銀膠不能溢出並碰觸到封裝盒，造成短路。最後鎖上封裝盒上蓋，並在有可能有縫隙的地方塗上銀膠，減少微波訊號洩漏，造成訊號損失。

(2) 校正:

由於網路分析儀內的微波訊號從訊號產生器經由內部電路，到達待測元件時，受到內部元件、各式轉接頭的頻率響應的影響，會造成量測上的誤差，所以在量測前先用校正器將所有誤差參數求出，在數學上修正量測的數據。只要接上校正器，並在儀器上選擇校正的功能，就能完成校正。校正正確與否會嚴重影響量測結果，在完成校正程序後，可以再量測一次校正器，例如在校正後量測開路、短路校正器，應該得到被校正的頻率幾乎是完全反射的結果，若是接上傳輸校正器，應該得到各被校正的頻率完全穿透的結果，若不符合該校正應有的頻率響應，便需要保養。

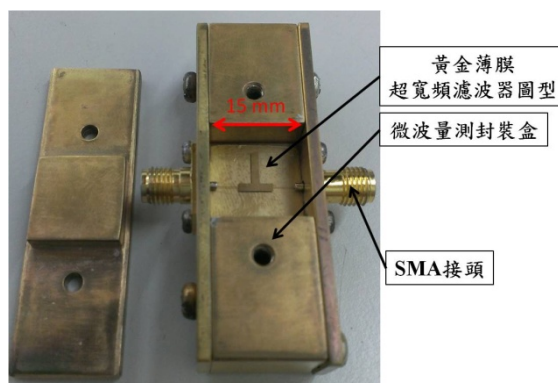


圖 4.6 濾波器量測封裝盒示意圖

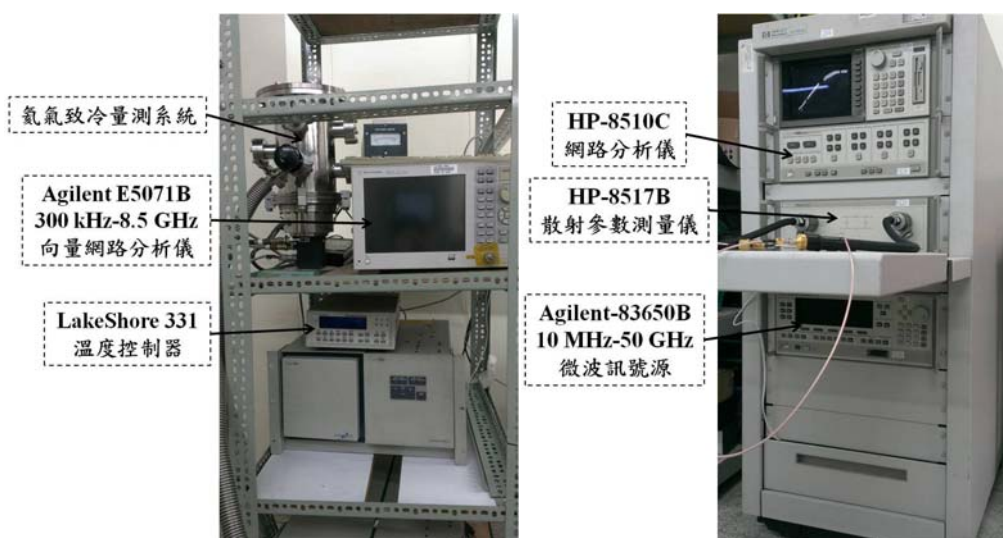


圖 4.7 真空低溫微波量測系統

圖 4.8 8510C 網路分析儀

如圖 4.7，當要量測低於 77 K 的微波性質時，就必須使用該系統，其用機械幫浦抽氣，並用循環式氮氣致冷系統降溫，內部有加熱器，與白金溫度計皆由 Lakeshore 331 所控制，再與 Agilent E5071B (300 kHz~8.5 GHz) 向量網路分析儀及一組低溫 50 Ω 量測線，量測濾波器頻率響應。圖 4.8 為 Agilent 8510C (45 MHz-50 GHz) 網路分析儀，可結合上述氮氣致冷系統，量測超過 8.5 GHz 的高溫超導濾波器的散射參數。

第五章 實驗結果與討論



5.1 薄膜電阻與溫度關係

(1) 鍍膜溫度選擇

因為要量測電阻很小的物質，故用四點量測法，來測量鈇銀銅氧薄膜的電阻，能避免量測到導線與薄膜之間的接觸電阻，並結合改變通入電流方向的方法，以消除背景電壓。使用的電流計為 Keithley 220，電壓計為 Keithley 182，溫度計為 LakeShore 330，與 PT-100 白金溫度計。

此四個樣品鍍膜參數唯有溫度不同，其餘參數皆相同，如表 5.1

表 5.1 sample1-4 的磊晶參數

氧氣壓力:350 mTorr、總脈衝發數:6475、脈衝頻率:10 Hz				
退火:通氧至 360 torr				
以15°C/min 至 600°C並停留一小時，再以 15 °C/min 至室溫				
樣品	sample1	sample2	sample3	sample4
溫度(°C)	740	750	763	775
臨界溫度(K)	85	85.8	88	87.7

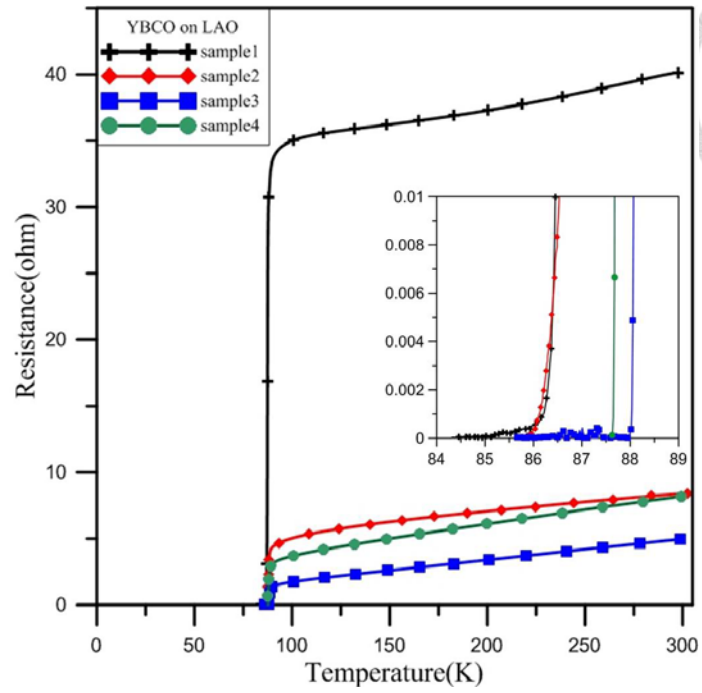


圖 5.1 不同磊晶的溫度對於薄膜電阻與溫度的關係

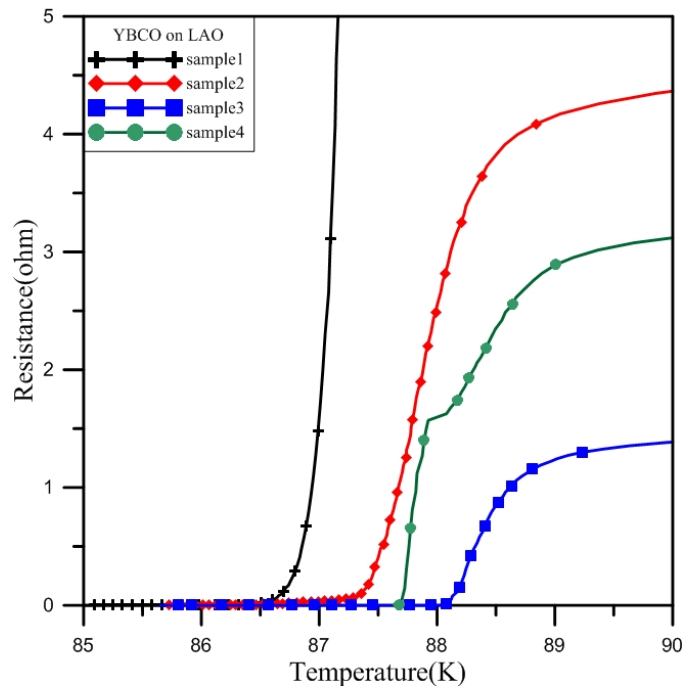


圖 5.2 不同磊晶的溫度對於薄膜電阻與溫度的關係-2

圖 5.2 顯示鍍膜溫度在 750 °C 以上，電阻與溫度的曲線皆在 88.5 K~89 K 之間開始向下彎曲。圖 5.1 結果顯示鍍膜溫度 740 °C， $T_{c,zero}$ 約為 85 K，鍍膜溫度 750 °C， $T_{c,zero}$ 約為 85.8 K，鍍膜溫度 763 °C， $T_{c,zero}$ 約為 88 K，鍍膜溫度 775 °C， $T_{c,zero}$ 約為 87.7 K。如圖 5.3，鍍膜溫度在 763 °C 附近有臨界溫度的最大值，故便選用磊晶溫度 763 °C 的條件製作濾波器的超導薄膜。

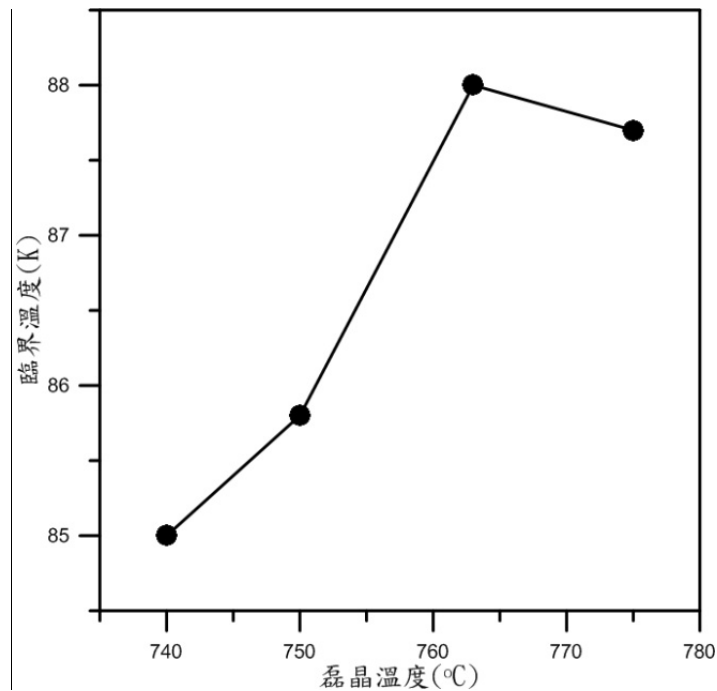


圖 5.3 磊晶溫度與臨界溫度的關係

(2) 製作雙面薄膜

用之前找到的最佳條件先將基板第一面鍍上薄膜(sample38)，將基板翻面，在第二面鍍上薄膜(sample39)。Sample38 的鍍膜參數見表 5.2，sample39 的鍍膜參數見表 5.3。兩面鍍膜參數會不同，是因為我們是用輻射加熱方式提高基板溫度，而決定基板溫度的不只是燈泡的功率，還包含了燈泡到基板之間透光性的影響。第一面鍍上黑色的鈇銀銅氧薄膜後，第二面在鍍膜時會受第一面薄膜吸收幅射熱的影響，而使溫度更高，故第二面的鍍膜溫度可以稍微低一些。Sample39 厚度經由

Ambios XP-1 Alpha-step 量測微帶線平行耦合線區域，結果如圖 5.4，膜厚約為 400 nm~450 nm。



表 5.2 sample38 的磊晶條件

氧氣壓力:350 mTorr、脈衝頻率:10 Hz 退火:通氧至 360 torr 以15°C/min 至 600 °C並停留一小時，再以 15°C/min 降至室溫			
階段	1	2	3
溫度(°C)	765	756	756
每階段總脈衝發數	6475	6475	6475

表 5.3 sample39 的磊晶條件

氧氣壓力:350 mTorr、脈衝頻率:10 Hz 退火:通氧至 360 torr 以15°C/min 至 600°C並停留一小時，再以 15°C/min 降至室溫			
階段	1	2	3
溫度(°C)	756	756	756
每階段總脈衝發數	6475	6475	6475

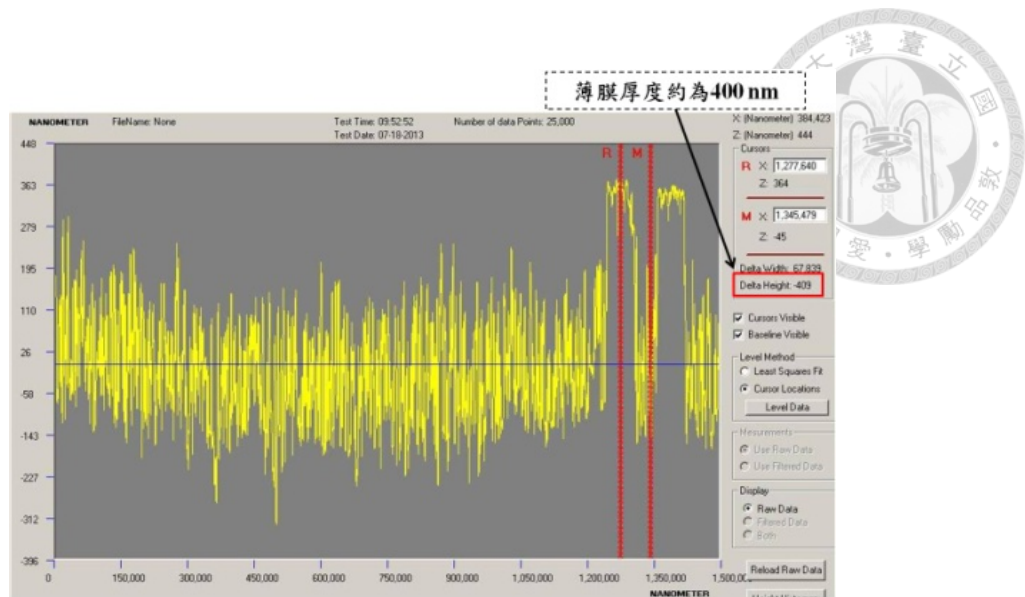


圖 5.4 Alpha-step 量測 Sample39 的厚度

為了再次確認雙面薄膜的臨界溫度，先將雙面薄膜塗上光阻，再泡酸將基板側邊的超導薄膜去除，以免影響量測結果，結果如圖 5.5。在鍍完 sample39 後，sample38 的臨界溫度從約 82 K 提昇到約 84 K。同樣的情形亦發生在 sample24、sample25，在第二面鍍完薄膜後，原先第一面的臨界溫度皆有上升的情況。可能是第二次的鍍膜環境提供第一面薄膜退火補氧或是調整晶格的機會。而第二面的臨界溫度接近 90 K，可能是受第一面吸熱影響，使得溫度更高、更均勻，在基板表面上磊晶模式能較穩定分佈。

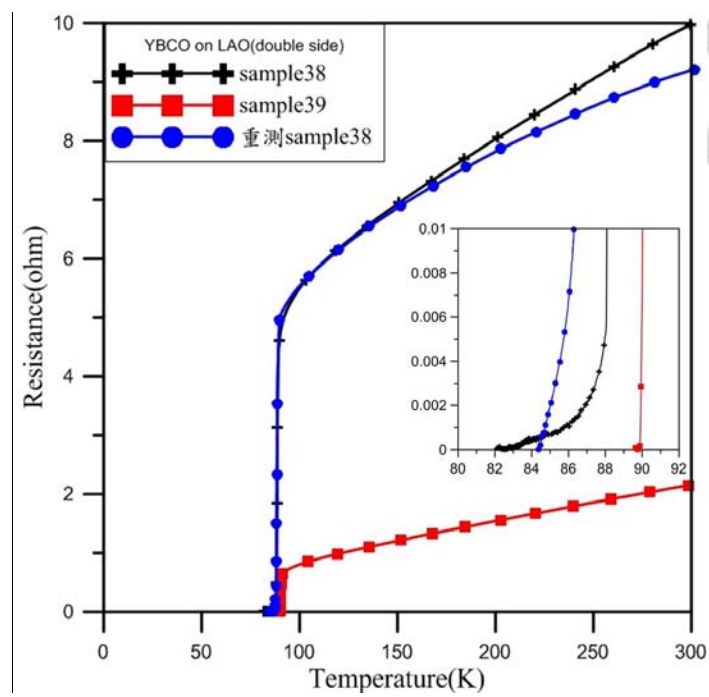


圖 5.5 sample38、sample39 的電阻與溫度關係

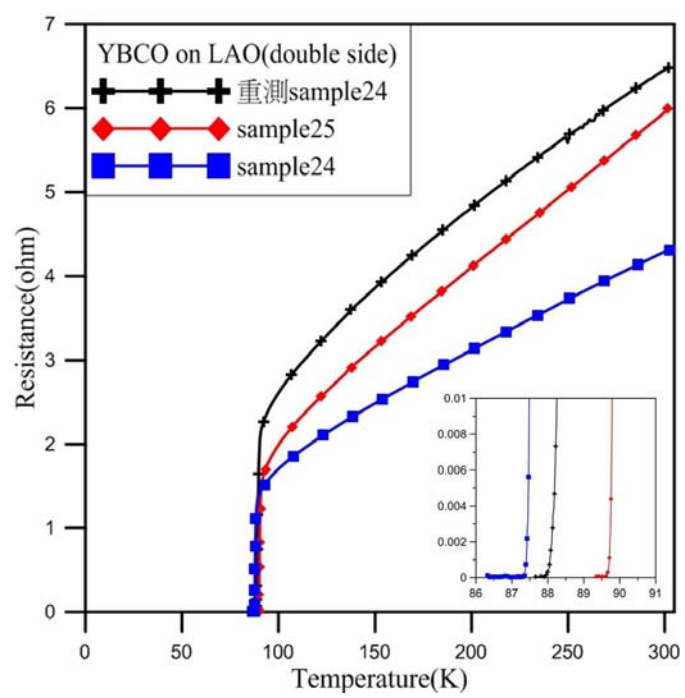


圖 5.6 sample24、sample25 的電阻與溫度關係



5.2 薄膜表面輪廓觀測

另一個鍍雙面薄膜的樣品(sample24、sample25)，用表 5.4 的條件製作完雙面膜後，用 Seiko Instruments.Inc NPX200M002 原子力顯微鏡(AFM)觀測 sample25 表面的形貌，結果如圖 5.7、圖 5.8。表面粗糙度相關數據如表 5.5。顯示表面有很高的粗糙度，跟射頻磁控濺鍍所製得的鈮鈹銅氧薄膜相較，常常有較差的表面平整度[15]。

表 5.4 sample24、sample25 的鍍膜參數

	溫度(°C)	氧氣壓力(mTorr)	總脈衝發數	脈衝頻率(Hz)	臨界溫度(K)
sample24	770	350	6900	10	88
sample25	770	350	6900	10	89

表 5.5 sample25 表面粗糙度

樣品	Ra(Å)	P-V(Å)	RMS(Å)
sample25	137.2	3441	209.6

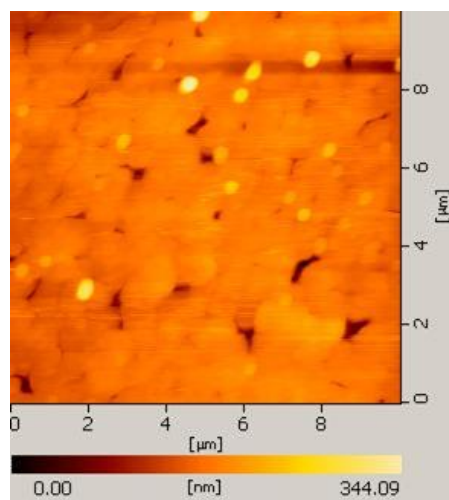
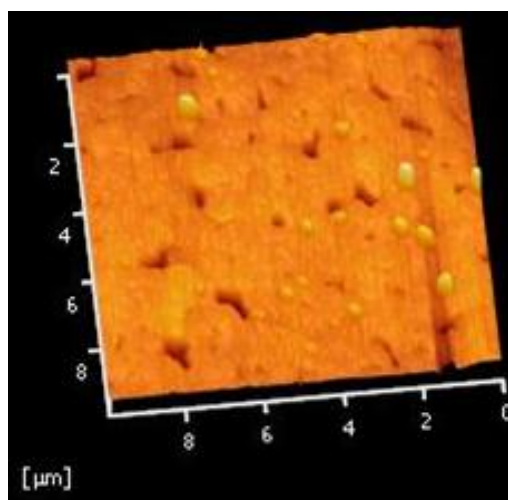


圖 5.7 sample25 的 AFM 影像圖



5.8 sample25 的 3D AFM 影像



5.3 使用 X-ray Diffraction(XRD)觀測薄膜晶相

將銅的 K_{α} 頻譜的 X-ray 射向樣品，並利用布拉格繞射原理

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (5.1)$$

d 為垂直方向晶格間距， θ 為 X-ray 與樣品表面的夾角， λ 為銅的 K_{α} X-ray 之波長 (1.5418 Å)，在偵測器處產生建設性干涉，藉以判斷樣品結晶情形。

如圖 5.9，使用機台為 X'Pert PRO PANalytical，掃描速度為每 0.02 度停留 1 秒。

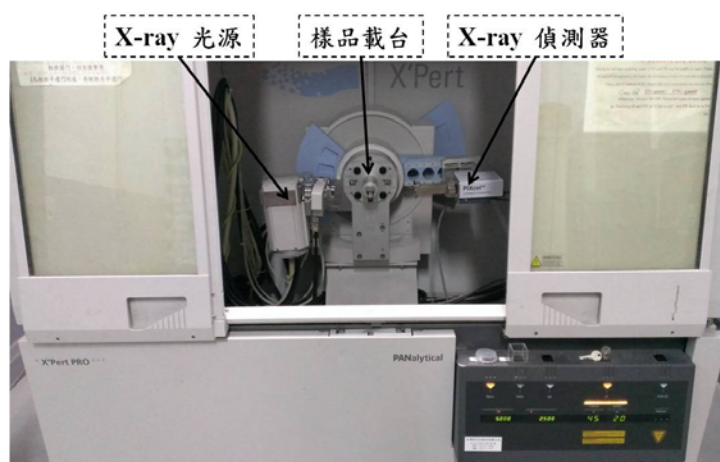


圖 5.9 X-ray 繞射儀

Sample39 量測結果如圖 5.10，使用沒有薄膜的 LAO 基板之訊號當做參考值，比較兩者的差異，其差異應是鈮鉬銅氧薄膜所貢獻。其中在 7.6° 的(001)繞射峰也有出現。量測結果與參考資料，圖 5.11[7]比較，兩者皆有相對較強的(005)、(006)繞射峰，如表 5.6 繞射峰也與(5.4)式計算結果接近，但每個繞射峰的位置與理論值，平均都有 0.2° 的偏移，因為推算出的晶格常數隨著繞射角有著較規律的變化，應該是儀器角度測量失準的問題，而不是晶格受到應力影響，使晶格結構改變所致。不過大致上，此薄膜配合其電性量測($T_c=89$ K)的結果，其應該有很不錯的晶體結構。

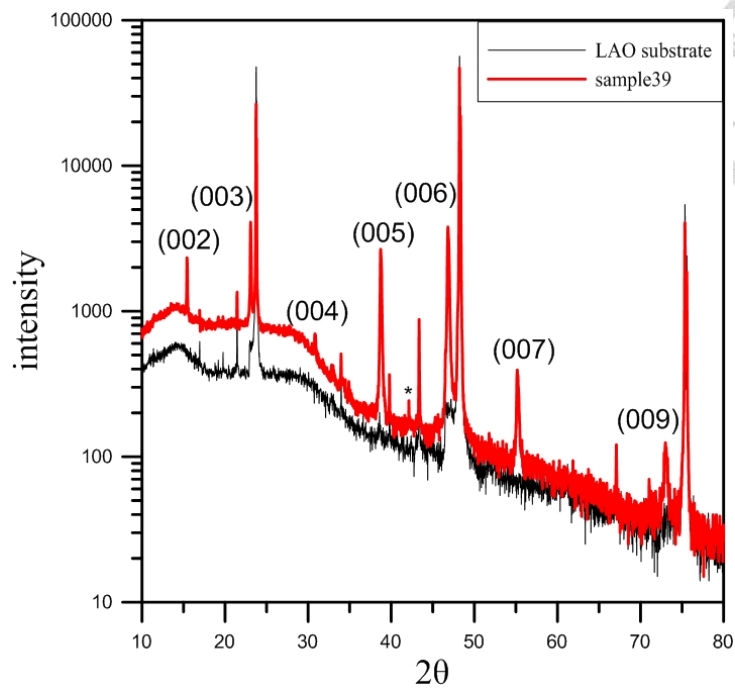


圖 5.10 sample39 的 X-ray 繞射儀 θ - 2θ 之掃描

若 d 為垂直方向晶格間距， h 、 k 、 l 為米勒指數(Miller indices)， a 、 b 、 c 為斜方晶系的晶格常數，由平面間距公式可知

$$d = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{h}{a}\right)^2 + \left(\frac{k}{b}\right)^2 + \left(\frac{l}{c}\right)^2}} \quad (5.2)$$

而要討論的是(00 l)系列的繞射峰，可得

$$d = \frac{c}{l} \quad (5.3)$$

將(5.3)式代入(5.1)式，並令 $n=1$ ，可得

$$\sin\theta = \frac{l\lambda}{2c} \quad (5.4)$$

再將理論值 $\lambda = 1.5418 \text{ \AA}$ 、理想的晶格常數 $c = 11.68 \text{ \AA}$ 代入(5.4)式求得 θ 的理論值，再利用(5.4)式與量測到的繞射峰位置，反求晶格常數 c ，結果如表 5.6

繞射峰	(002)	(003)	(004)	(005)	(006)	(007)	(009)
2θ理論值(degree)	15.171	22.841	30.616	38.539	46.658	55.034	72.885
2θ實驗值(degree)	15.412	23.080	30.827	38.732	46.820	55.171	73.002
晶格常數 c(Å)	11.498	11.561	11.602	11.624	11.642	11.653	11.664

表 5.6 由繞射峰之角度位置求得 c 軸晶格常數

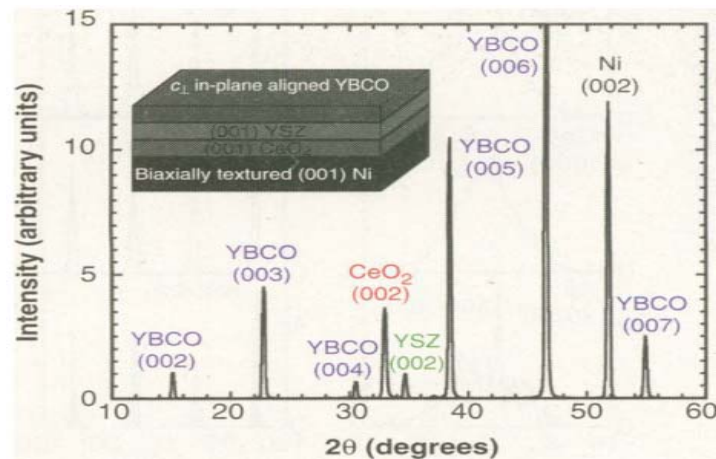


圖 5.11 YBCO/YSZ/CeO₂/Ni 多層結構的 X-Ray 繞射儀 θ-2θ 之掃描，結果顯示(001)方向磊晶的 YBCO 及其他氧化物[7]

5.4 濾波器之實作結果

先用金薄膜測試 No.1UWB 的設計。用直流磁控濺鍍鍍金，膜厚約 4000 Å。使用網路分析儀 E5071B 量測，只量測到 8.5 GHz。如圖 5.12 量測到的下截止頻率跟模擬有很大的分別，有將近 1.5 GHz 的差異。推測是約 2μm 的側蝕造成頻率的漂移。因為某種原因造成反射損耗太大，穿透係數太低，可能與基板的部分破損有關。

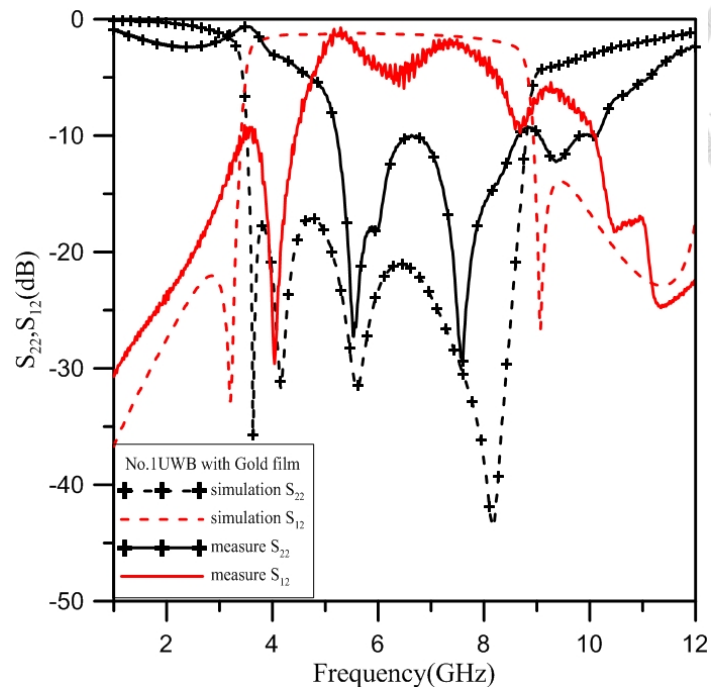
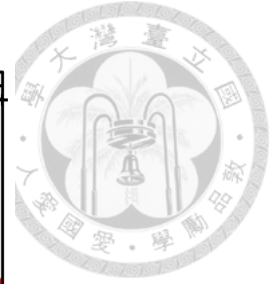


圖 5.12 用金薄膜實作 No.1UWB 設計的頻率響應

接著使用超薄薄膜 sample24、25 製作 No.1UWB 附加 $40\ \Omega$ 殘段的雙頻帶濾波器，響應頻率如圖 5.13，此種頻率響應情形與模擬時 Z_2 過大有類似的結果，依然有反射損耗過高的問題。使用 0.3% 鹽酸浸泡 45 秒，出現側蝕約 $2.5\ \mu\text{m}$ ，用 0.6% 鹽酸浸泡 15 秒，出現側蝕約 $5\ \mu\text{m}$ ，這些側蝕造成通帶的響應表現不如預期，然而用被側蝕 $2.5\ \mu\text{m}$ 的圖型模擬，頻率響應不會變差的這麼多，推測可能是浸泡鹽酸時，有酸液侵蝕到部分微帶線表面。

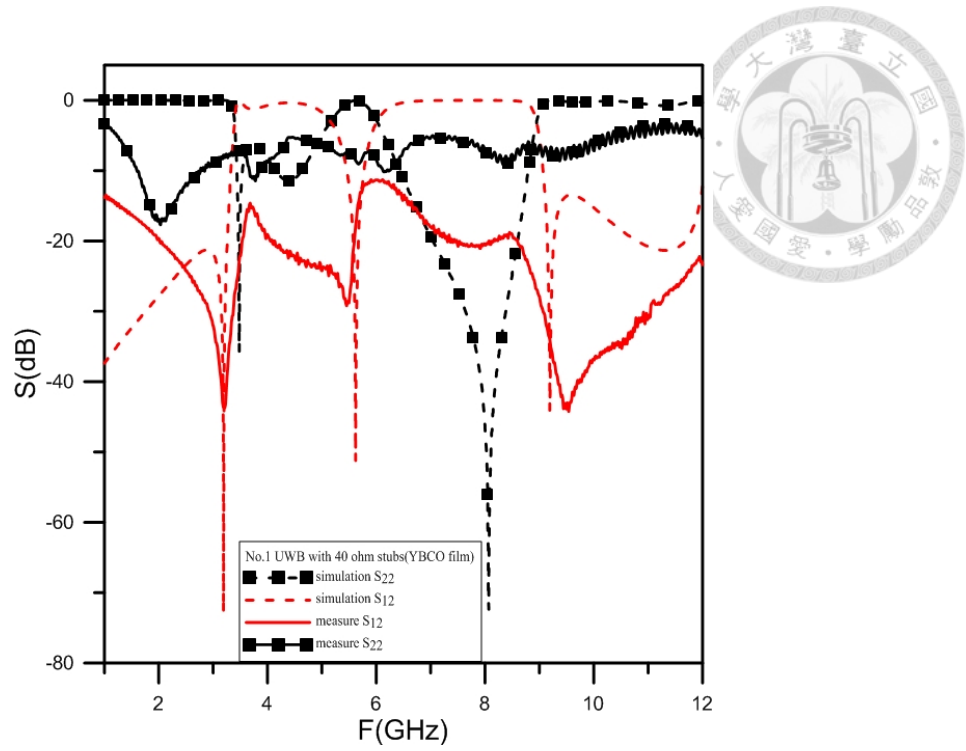


圖 5.13 使用 sample41 製作 No.1UWB 附有 40 Ω 殘段之頻率響應

第六章 結論



(1)雷射蒸鍍鈇銀銅氧薄膜在 763 °C附近可鍍出有最大值的超導臨界溫度之薄膜，且厚度約 400 nm 的薄膜有 20 nm 的表面粗糙度。

(2)模擬結果顯示只有在 Z_2 約為 25~35 Ω 附近、 Z_1 約為 70~80 Ω 附近，才有超寬頻的頻率響應。

(3)在厚度為 0.5 mm 鋁酸銅基板上，使用超導體作微帶線結構，使用圖 3.3 的結構設計，微帶線阻抗 Z_1 為 70 Ω 、 Z_2 為 18 Ω 、 Z_3 為 19 Ω ，可模擬出頻帶範圍為 3.5~8.9 GHz、反射損耗大於 15.5 dB 的超寬頻設計。微帶線阻抗 Z_1 為 76 Ω 、 Z_2 為 26 Ω 、 Z_3 為 76 Ω 可模擬出頻帶範圍為 3.5~10 GHz、反射損耗大於 14 dB 的超寬頻設計。

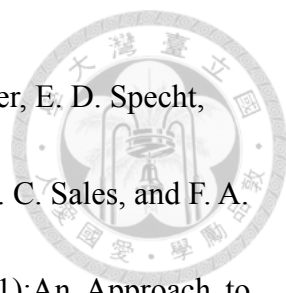
(4)使用黃金薄膜測試模擬結果，顯示有成為超寬頻的趨勢。然而因為側蝕使得頻率飄移。在確認模擬結果能否確實實踐上，有待進一步確認。

(5)使用超導薄膜實作方面，穿透係數太小、反射係數太大。穿透係數量測結果顯示，下截止頻率與模擬的結果很吻合，而上截止頻率和 6 GHz 附近的止帶頻率與模擬的誤差也在 0.3 GHz 以內。

參考文獻



- [1] Federal Communications Commission, “Revision of part 15 of the commission’s rules regarding ultra-wideband transmission systems,” Tech.Rep., ET-Docket 98-153, FCC02-48, (2002)
- [2] Zhi-Yuan Shen, “High-Temperature Superconducting Microwave Circuits”, Artech House, (1994)
- [3] Chia-Chin Chong, Fujio Watanabe, Hiroshi Inamura, “Potential of UWB Technology for the Next Generation Wireless Communications”, IEEE Ninth International Symposium on Spread Spectrum Techniques and Applications, 422-429, (2006)
- [4] In-Tsang Lin, Hong-Chang Yang, Jyh-Horng Chen, “A 40-mm High-Temperature Superconducting Surface Resonator in a 3-T MRI System Simulations and Measurements,” Applied Superconductivity, IEEE Transactions on, on page(s):3574-3580, Volume:21, Issue:6, (2011)
- [5] Charles P. Poole, Jr., Horacio A. Farach, Richard J. Creswick, “Superconductivity”, Academic Press. Inc, (1995)
- [6] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908, (1987)

- 
- [7] D. P. Norton, A. Goyal, J. D. Budai, D. K. Christen, D. M. Kroeger, E. D. Specht, Q. He, B. Saffian, M. Paranthaman, C. E. Klabunde, D. F. Lee, B. C. Sales, and F. A. List, “Epitaxial YBa₂Cu₃O₇ on Biaxially Textured Nickel(001):An Approach to Superconducting Tapes with High Critical Current Density”, *Science*, **274**, 755, (1996)
- [8] 林郁竣, 「利用步階阻抗耦合線製作超寬頻高溫超導鈮銀銅氧濾波器」, 大葉大學, (2010)
- [9] David M. Pozar, “Microwave Engineering 2/e”, John Wiley & Sons. Inc, (1998)
- [10] Zhang-Cheng Hao and Jia-Sheng Hong, “Ultra Wideband Bandpass Filter Using Embedded Stepped Impedance Resonators on Multilayer Liquid Crystal Polymer Substrate,” *IEEE Microwave and Wireless Components letters*, vol. 18, No.9, (2008)
- [11] Hui Chen, Yuxing Zhang, “Design of an UWB Bandpass Filter Using Microstrip-Coplanar Transition Structure with Composite CPW Open/Short-Circuited Resonators,” *ICMMT Proceedings*, on page(s):366-368, Volume:1, (2008)
- [12] Hee Nam, Tae-Soon Yun, Myeong-Gil lee, Seung-Hyun Han, Li-Woo Lee, and Jong-Chul Lee, “Compact Ultra-Wideband Stepped-Impedance Resonator Filter With Vertical Coupling Structure,” *Proceedings of Asia-Pacific Microwave*



conference, on page(s):1-4, (2007)

- [13] Li-Min Wang, Wi-Chun Lin, Min-Long Chang, Chiuan-Yu Shiau, Chun-Te Wu,
“Characteristics of Ultra-Wideband Bandpass YBCO Filter With Impedance Stub,”
IEEE Transactions on applied superconductivity, on page(s):551-554, Volume:21,
(2011)
- [14] Peng Cai, Zhewang Ma, Xuehui Guan, Xuexia Yang, Yoshio Kobayashi, Tetsuo
Anada, and Gen Hagiwara, “A Compact UWB Bandpass Filter Using Two-Section
Open-Circuited Stubs to Realize Transmission Zeros,” IEEE APMC Proceedings,
Volume:5, (2005)
- [15] 陳坤麟,「離軸式脈衝雷射沉積法製備之鈮鉕銅氧薄膜與超導量子干涉元件」,
臺灣大學, (2000)