

一、緒論

1.1 前言

所謂兆赫波波段一般係指頻率介於 0.1 兆赫到 10 兆赫之間的電磁波，其波長範圍落在微波與紅外線之間，如圖 1.1 所示。在這個範圍的電磁波蘊含著非常重要的物理特性與應用。舉例來說，兆赫波可以穿透許多不透明的材料，加上它本身為低能量且為非游離性輻射，相對於 X 光而言對人體較無害，因此適合應用在走私檢驗、防恐偵測等等的顯像技術上。另外許多分子的轉動或震動能階皆落於此波段，不同頻率的兆赫波波段會引起不同分子的振動，因此也可以將兆赫波運用在醫學領域對生物細胞、癌細胞的探測以及各類生物分子檢測等，或是大氣探測以及化學分析的應用上。

然而在許多的應用中，我們除了需要一個穩定的兆赫波光源以及兆赫波偵測器外，亦需透過各種被動元件來對光源的特性進行適當的操縱與控制。其中對於光源偏極化的控制乃是本論文之課題與研究方向。相關的元件諸如偏振片、相位延遲片、偏振分光鏡等，目前已有許多的結論與成果被報告，其中相位延遲片的發展較為不足。因此本研究將針對兆赫波段的相位延遲片進行討論，透過製程與量測，與理論計算的結果作比較，期望能應用於兆赫波的相關領域。

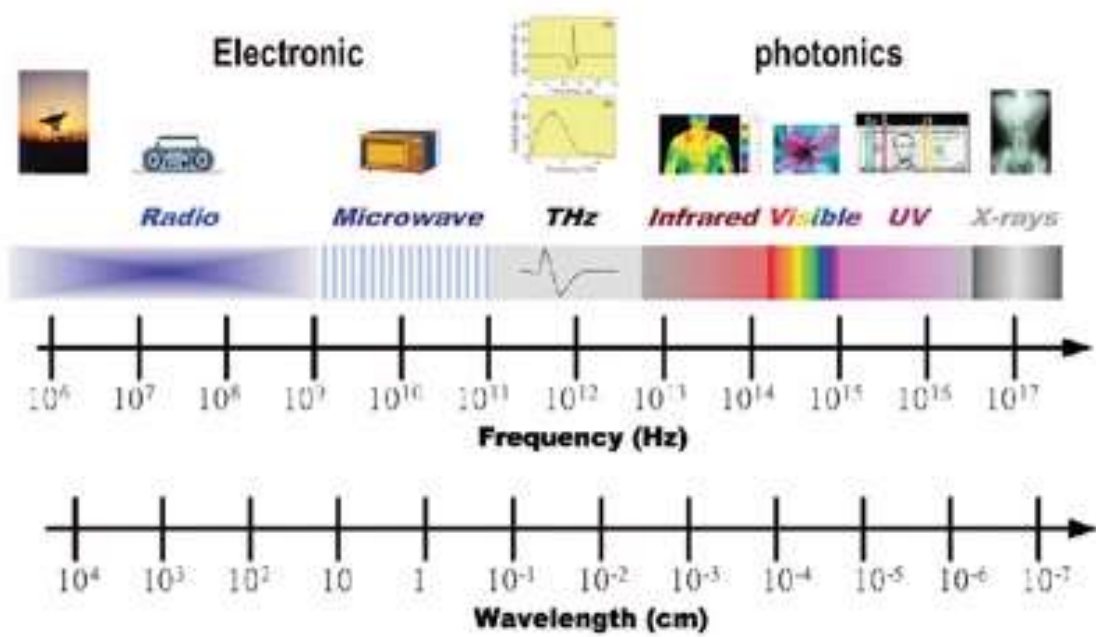


圖 1.1 電磁波頻譜。

資料來源：<http://www.itrc.org.tw/Publication/Newsletter/no87/p08.php>

1.2 研究背景

相位延遲片(Phase Retarders)是一種能使入射偏振光的兩個互相正交的電場分量產生特定相位差的光學元件,它可以用來改變光源的偏極化狀態。最常見的相位延遲片有二分之一波片與四分之一波片。以二分之一波片為例,如圖 1.2 所示,若入射光為正 45 度的線偏振光,則透射光會變為負 45 度的線偏振光,亦即相位差改變 $\lambda/2$,即 180 度。傳統上,雙折射晶體例如石英、方解石、藍寶石等材料常被用來作為相位延遲片。其原理為入射的電磁波在晶體中傳遞時,不同方向的電場分量會具有不同的折射率,造成透射後的電磁波相位差被改變。此相位差的改變量在不同的光源頻率入射下將會有不同的值,當光源為寬頻光時,這樣的特性便大大的限制了其應用。為了克服此一問題,文獻上提出利用數片的波片進行堆疊並且適當的控制每片的厚度與方向,使得不同頻率的電磁波透射後在某一個頻段產生同樣的相位差,成功做出兆赫波段的四分之一波片[1]。唯獨有個缺點,這類的元件因為材料本身的特性,在遠紅外的波段晶體的穿透率不高,因此在往更高頻的推進上有所限制。另外,利用同樣具有雙折射的液晶材料來製作相位延遲片,並且透過外加磁場[2]或者外加電場[3]的方式來控制液晶分子並改變相位延遲也被報告在文獻上。

除了雙折射晶體外,近年來有許多的文獻提出了利用各種不同的人造結構來實現兆赫波段的相位延遲片。其中包括在微波頻段常見的彎曲線

(Meander lines)結構[4]、以及近來相當熱門的超材料(Metamaterials)[5][6]、介電質結構(Etched Dielectrics)[7]、金屬網狀結構(Metal Mesh)[8]等。以上這些人造結構具有共通的原理：入射偏振光的 TM 與 TE 分量經歷不同的相位改變，使得透射光的 TM 與 TE 分量之間的相位差受到改變，亦即入射光的偏極化狀態改變了。換句話說，也可將這些結構視為具有雙折射的介質，並且這些人造結構具備傳統雙折射晶體所沒有的特性以及優點。以金屬網狀結構為例，這類的元件相較於傳統的雙折射晶體而言，不用額外製作抗反射膜，並且我們可以經由調整結構尺寸來調變元件的操作頻段，將元件推向更高頻的波段，而不用受到傳統雙折射晶體穿透率的限制。



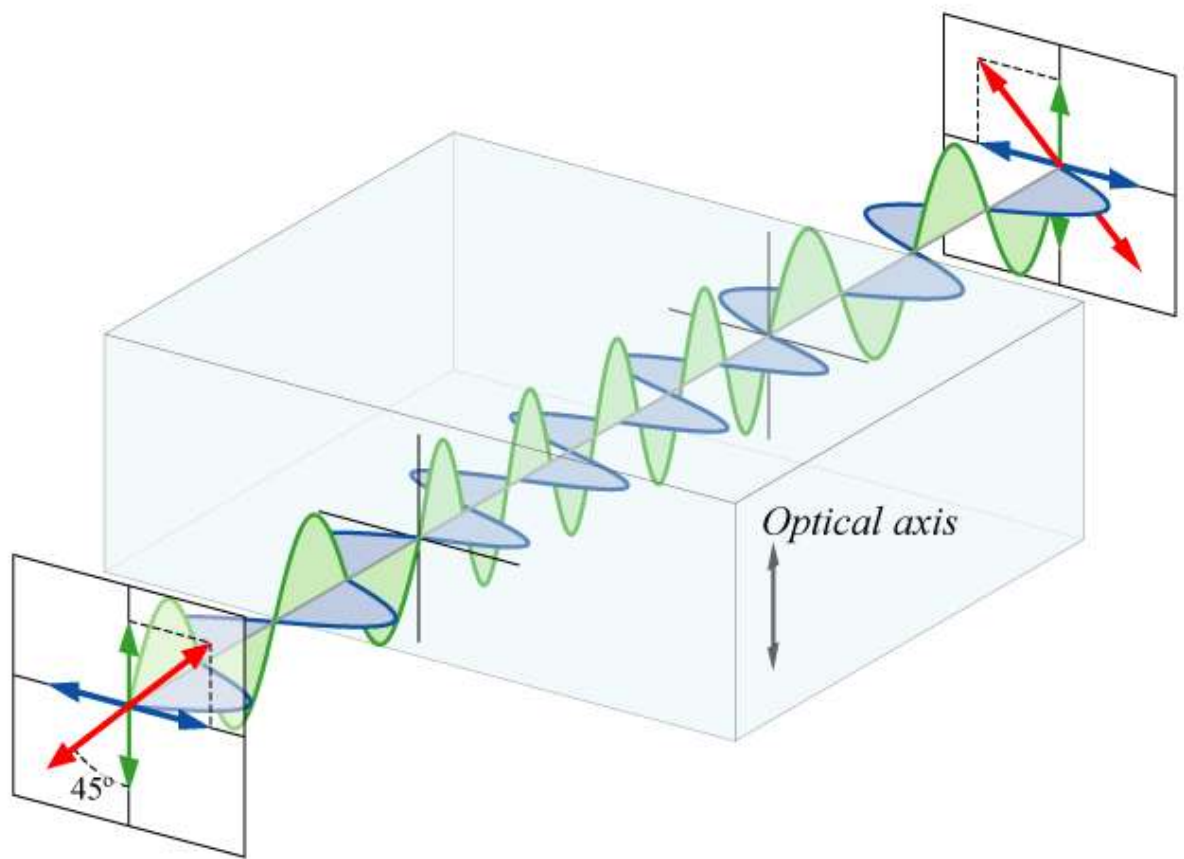


圖 1.2 二分之一波片的示意圖。入射光為正 45 度的線偏振光，透射後變為負 45 度的線偏振光。

資料來源：<http://en.wikipedia.org/wiki/File:Waveplate.png>

1.3 研究動機

近年來，文獻上曾提出利用具有互補性的金屬光柵結構來製作兆赫波段的二分之一波片[8]，如圖 1.3 所示，將分別具有電容性與電感性的金屬網彼此以互相垂直的方式堆疊，使得入射偏振光沿著這兩個方向的電場分量經歷不同的相位改變，藉此改變入射光的偏極化狀態。其中，類似的周期性金屬孔洞結構常被用來應用成為光學濾波器[9]。而在濾波器的發展中，有文獻提出利用結合了電容性與電感性的十字架形狀的周期性金屬孔洞結構來作為光學濾波器[10][11]。這類的濾波器的濾波效果有著顯著的提升，因此在後來的研究中成為了主流。因此我們希望利用十字架形狀的周期性金屬孔洞結構來製作兆赫波段的相位延遲片以避免因為堆疊時的誤差而造成元件特性的影響。並且基於金屬周期性孔洞的特性，我們可以透過等比例縮放結構尺寸來調變元件可適用的頻段而使得此類元件具有更大的調變性與應用價值。

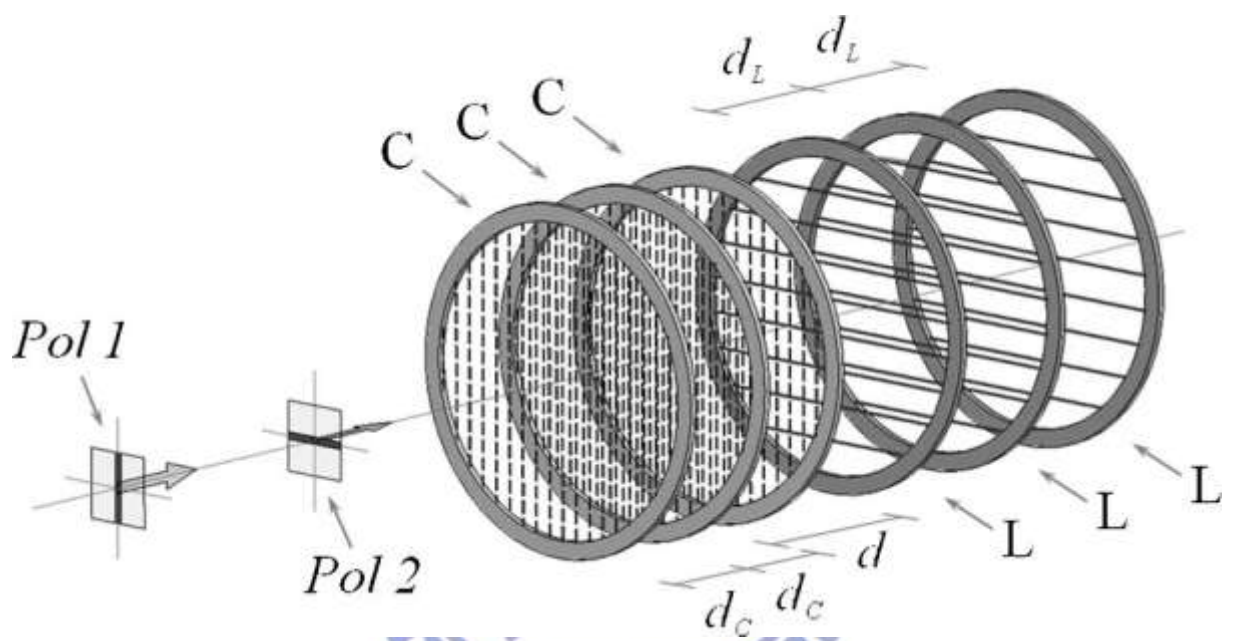


圖 1.3 分別具有電容性與電感性的金屬網以互相垂直的方式堆疊所形成的相位延遲片示意圖[8]。

1.4 理論與計算方法

我們將針對十字架形狀的二維周期性金屬孔洞進行討論。實際上我們的研究團隊已經對於這樣的結構進行了一些理論計算[12]。在[12]的計算中，我們將金屬視為完美導體，並且我們將金屬孔洞視為波導，利用十字架形狀的波導模態去展開金屬孔洞內的電磁波，這樣的方法稱為基底展開法，詳細的計算過程在這裡不多做描述。值得一提的是，當我們適當的設計金屬孔洞的結構尺寸時，可以使得在我們有興趣的波段內，金屬孔洞具有可傳遞的波導模態(Propagation mode)，並且我們可以將這樣的結構視為一個 Fabry-Perot 共振系統，如圖 1.4 所示，在這裡我們只考慮金屬無附著在基板上的情形，亦即金屬的左右兩邊為空氣。而當我們考慮一個由對稱的十字架結構構成的金屬孔洞時，如圖 1.5(a)所示，結構參數為 $L = S = 63 \mu\text{m}$ ， $W = 16 \mu\text{m}$ ， $G = 90 \mu\text{m}$ ，厚度為 $65 \mu\text{m}$ 。在此我們將入射電磁波的電場分量的偏振方向平行與垂直 y 軸時分別定義為 TM mode 與 TE mode。圖 1.6 為理論計算的結果，我們發現圖 1.6(a)的結果顯示 TM mode 與 TE mode 的穿透頻譜幾乎是一致的，並且圖 1.6(b)顯示 TM mode 與 TE mode 的相位改變量也幾乎一致，這是由於結構的對稱性所造成的。因此這樣的結構並不能用來作為一個相位延遲片。

若我們再考慮一個由不對稱的十字架結構所構成的金屬孔洞時，如圖 1.5(b)所示， S 為 $53 \mu\text{m}$ ，其餘結構參數與(a)相同。圖 1.7 為理論計算的結果。

由圖 1.7(a)我們發現，因為結構的不對稱性使得 TM mode 與 TE mode 的穿透頻譜產生了差異，並且 TM mode 與 TE mode 在穿透這樣的結構時經歷不同的相位改變量，造成圖 1.7(b)的結果。若我們暫且使用兩個互相垂直的矩形波導來近似十字架結構，我們可以將這樣的結果歸因於兩個矩形波導的長度不同，使得 TM mode 與 TE mode 在這兩個垂直方向傳遞的傳播常數不同，因此造成相位改變的差異。因此我們可以利用這樣的結構使得透射光在某個頻率產生一個固定的相位差，藉此來達到控制光源偏極化的目的。並且我們預期經由調變十字架長軸與短軸的比例，我們能夠對於相位差進行調變，應用上常見的二分之一波片與四分之一波片便可由我們所提出的結構來實現。



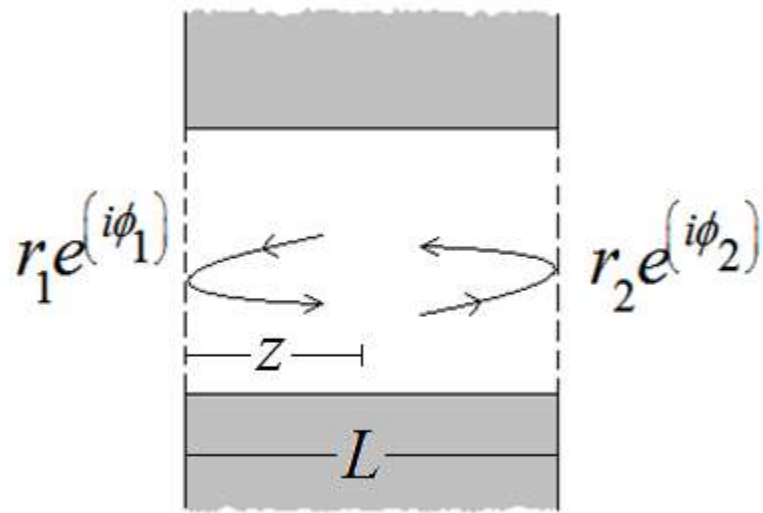


圖 1.4 Fabry-Perot 共振系統示意圖[12]。

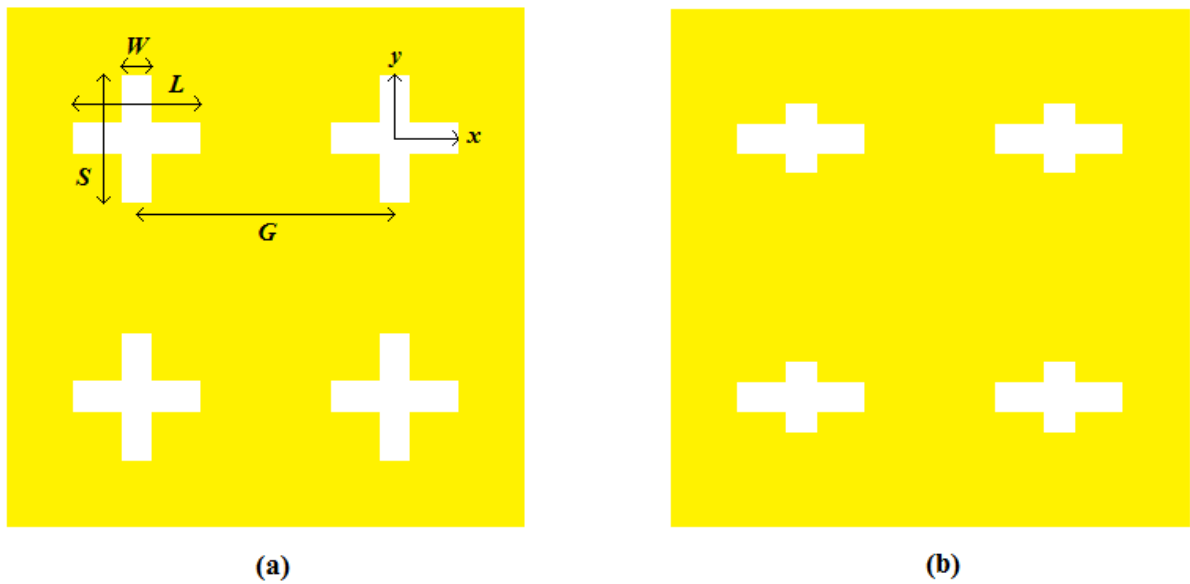


圖 1.5 (a) 對稱的十字架結構示意圖 (b) 不對稱的十字架結構示意圖。G 為十字架的週期，L 為十字架長軸的長度，S 為十字架短軸的長度，W 為十字架的臂寬。

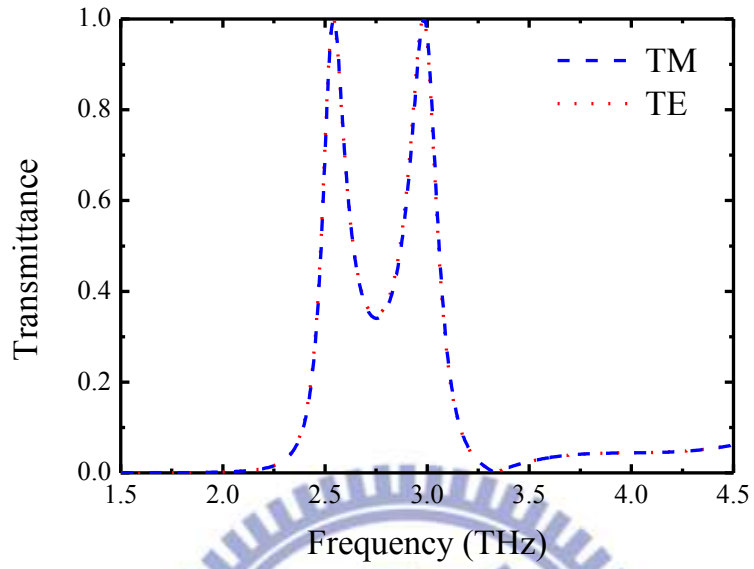


圖 1.6 (a) 對稱的十字架結構在 TM 與 TE 入射下的穿透頻譜。

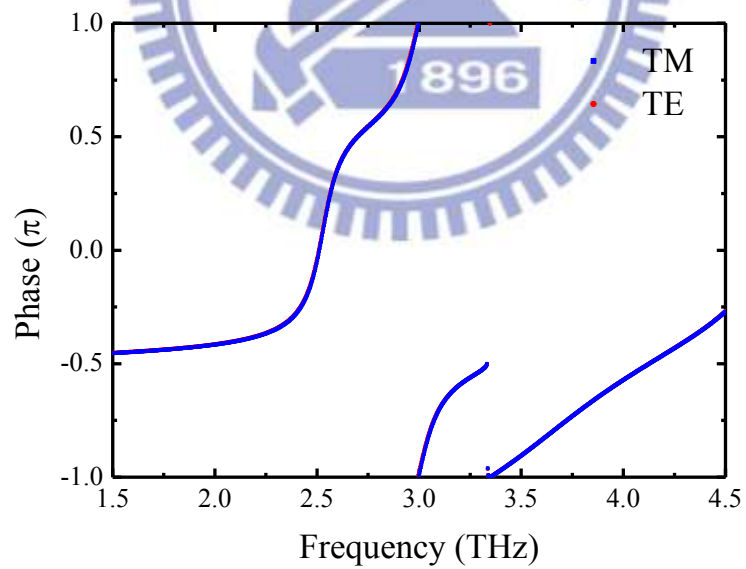


圖 1.6 (b) 穿透對稱的十字架結構後，TM 與 TE 的相位改變量。

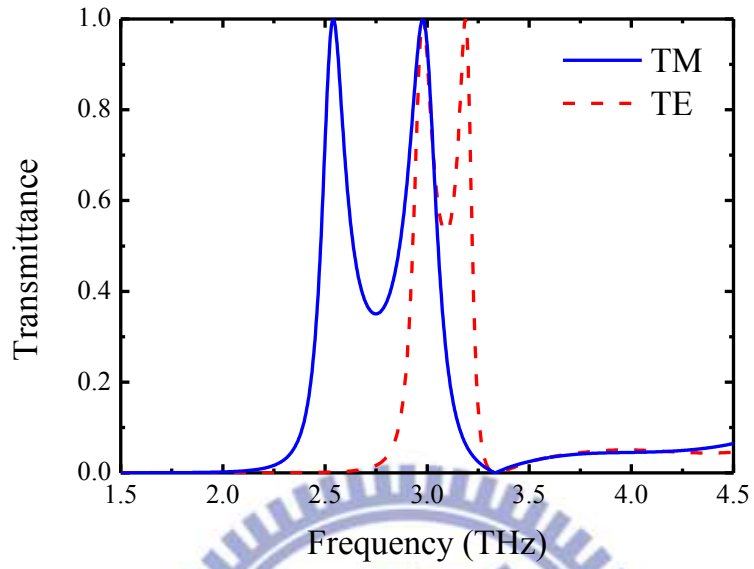


圖 1.7 (a) 不對稱的十字架結構在 TM 與 TE 入射下的穿透頻譜。

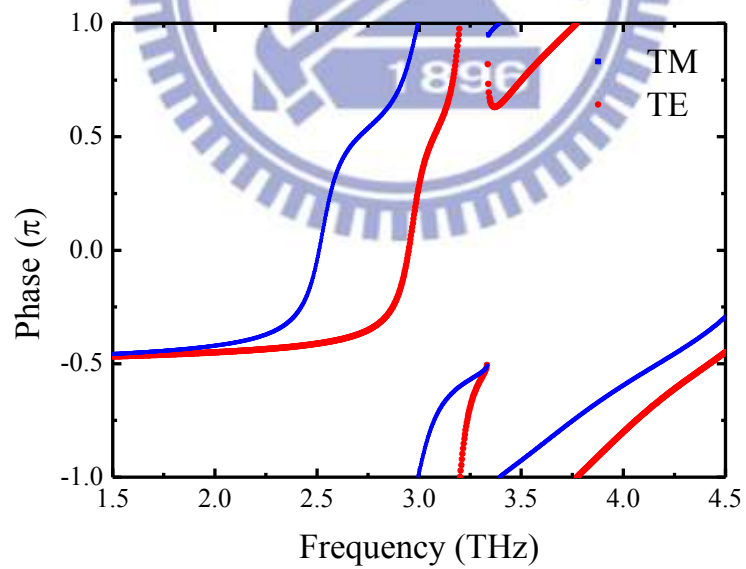


圖 1.7 (b) 穿透不對稱的十字架結構後，TM 與 TE 的相位改變量。

1.5 研究項目與參數定義

我們將建立一套紅外偏極光譜儀(Infrared Spectropolarimeter)[13]來量測光源穿透樣品後的相位差。首先我們將參考[14]的方法來製作兆赫波段的金屬線柵偏振片(Wire-grid polarizer, WGP)。偏振片的結構參數定義如圖 1.8 所示，其中我們將入射電磁波的電場分量的偏振方向垂直與平行金屬線時分別定義為 TM mode 與 TE mode。由[14]的結論告訴我們金屬線柵偏振片的偏振度(Degree of polarization)與圖案的週期 g 以及填滿率(Filling factor, F.F.)有關，填滿率的定義為金屬線的寬度 w 除以金屬線的周期 g 。因此我們將製作不同週期的元件並且改變填滿率來驗證[14]的模擬結果。

接下來我們製作由不對稱的十字架形狀所構成的周期性金屬孔洞，結構參數如圖 1.9 所示。其中 TM mode 與 TE mode 的定義與 1.4 節相同。藉由固定金屬的厚度、十字架的臂寬 W 以及週期 G ，並且改變十字架長軸長度 L 與短軸長度 S 的比例，來觀察 TM 與 TE 穿透率的變化，以及對於相位差調變的結果，並且與理論計算比較。我們預期藉由改變十字架長軸與短軸的長度，將能對於相位差作調變。

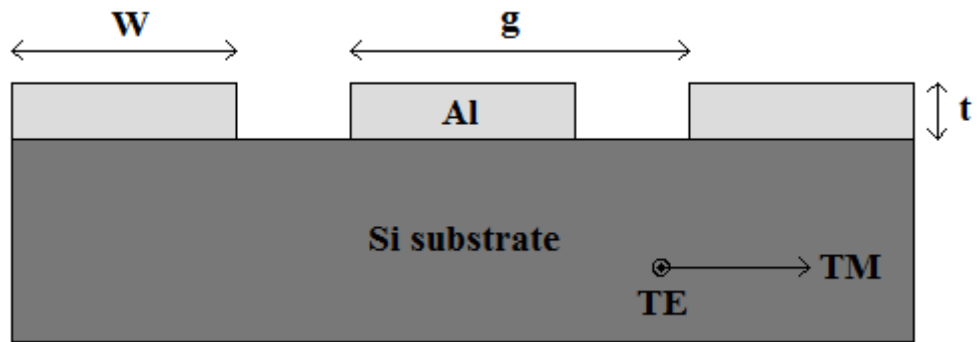


圖 1.8 金屬線柵偏振片示意圖。 w 為金屬線寬， g 為金屬線的週期， t 為金屬層的厚度。

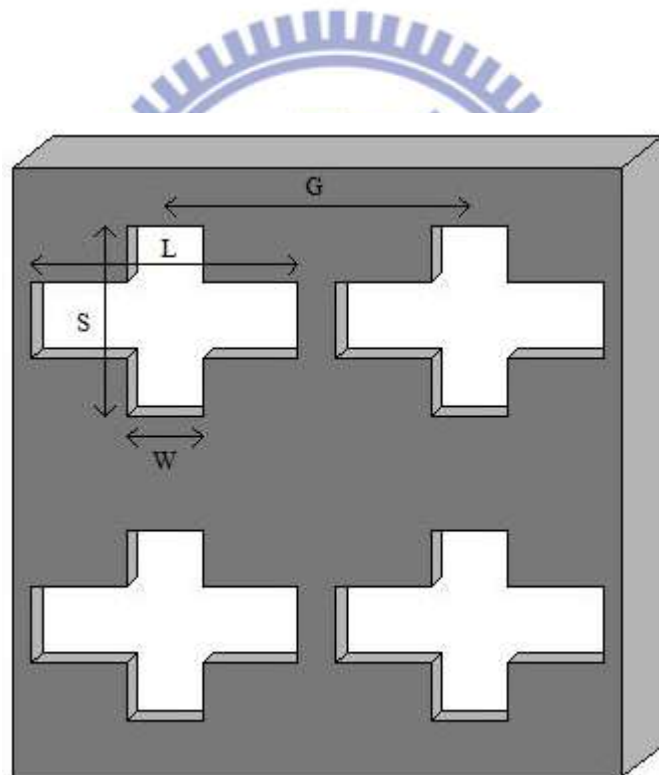


圖 1.9 不對稱的十字架形狀所構成的金屬網示意圖。 w 為十字架的臂寬， G 為十字架的週期， L 為十字架長軸的長度， S 為十字架短軸的長度。

二、製程與量測方法

在本章節中我們將針對製程步驟與量測原理和架設作敘述。在偏振片的部分，我們以簡單的半導體製程來製作樣品。在相位延遲片的部分，我們以微機電製程中的電鑄技術(Electroforming)來製作金屬網狀結構。

2.1 偏振片製程

我們以高阻值的四吋矽晶圓作為基板，在基板上進行金屬的沉積與蝕刻。圖 2.1 為製程步驟的示意圖，詳細步驟敘述如下：

- I. 以 RCA cleaning 清潔基板，目的是為了去除晶圓表面的污染物，提升後續沈積或成長之薄膜品質。
- II. 如圖 2.1(a)所示，以熱阻絲蒸鍍的方式在基板上沉積一層 2000 Å 的鋁金屬薄膜。
- III. 光學微影製程：
 - i. 以 HMDS 烤箱將晶片的多餘水氣烤去並上一層 HMDS 以增加光阻與基板之間的附著力。
 - ii. 如圖 2.1(b)所示，利用旋轉塗佈的方式將光阻均勻塗佈在基板上，其中我們所使用的光阻為 FH6400，第一轉參數為 1500 rpm 與 15 秒，第二轉參數為 3500 rpm 與 25 秒。
 - iii. 將晶片置於加熱板上進行軟烤，參數為 90 °C 與 90 秒。
 - iv. 如圖 2.1(c)所示，利用曝光顯影將我們所設計的圖案從光罩轉移到

光阻上，曝光參數為 20 秒，顯影劑為 FHD5，顯影時間 1 分鐘。

v. 以去離子水作為的定影劑，定影時間 5 分鐘。

vi. 將晶片置於加熱板上進行硬烤，參數為 120 °C 與 30 分鐘。

IV. 以鋁酸來蝕刻金屬鋁，進行蝕刻前必須先將鋁酸加熱到約 40°C 使用。

鋁酸比例為： $\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{HNO}_3 : \text{CH}_3\text{COOH} : \text{H}_2\text{O} = 50 : 2 : 10 : 9$ 。加熱時將加熱器的功率調為 8，加熱時間 330 秒。蝕刻時間以目測為主，時間約 60 秒。

V. 將試片浸入丙酮中並搭配超音波震盪器來去除晶片上的光阻，震盪時間 5 分鐘，結果如圖 2.1(d)所示。

VI. 最後將試片以去離子水清洗 5 分鐘並以氮氣槍吹乾。

元件完成後我們使用光學顯微鏡來檢視結果並且量測樣品實際的線寬，

圖 2.2 為樣品在光學顯微鏡下所拍攝的結果。



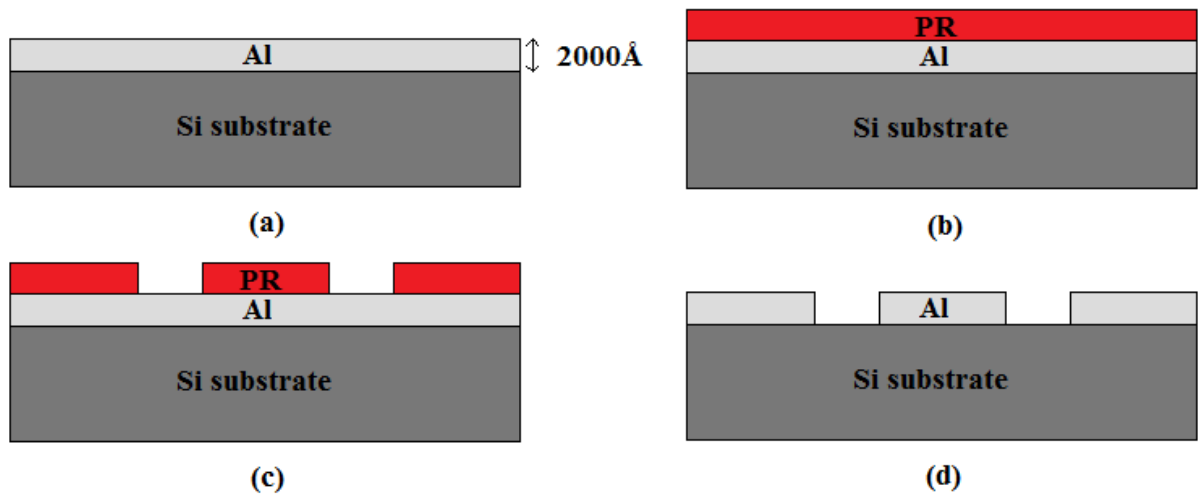


圖 2.1 金屬線柵偏振片的製程步驟示意圖。

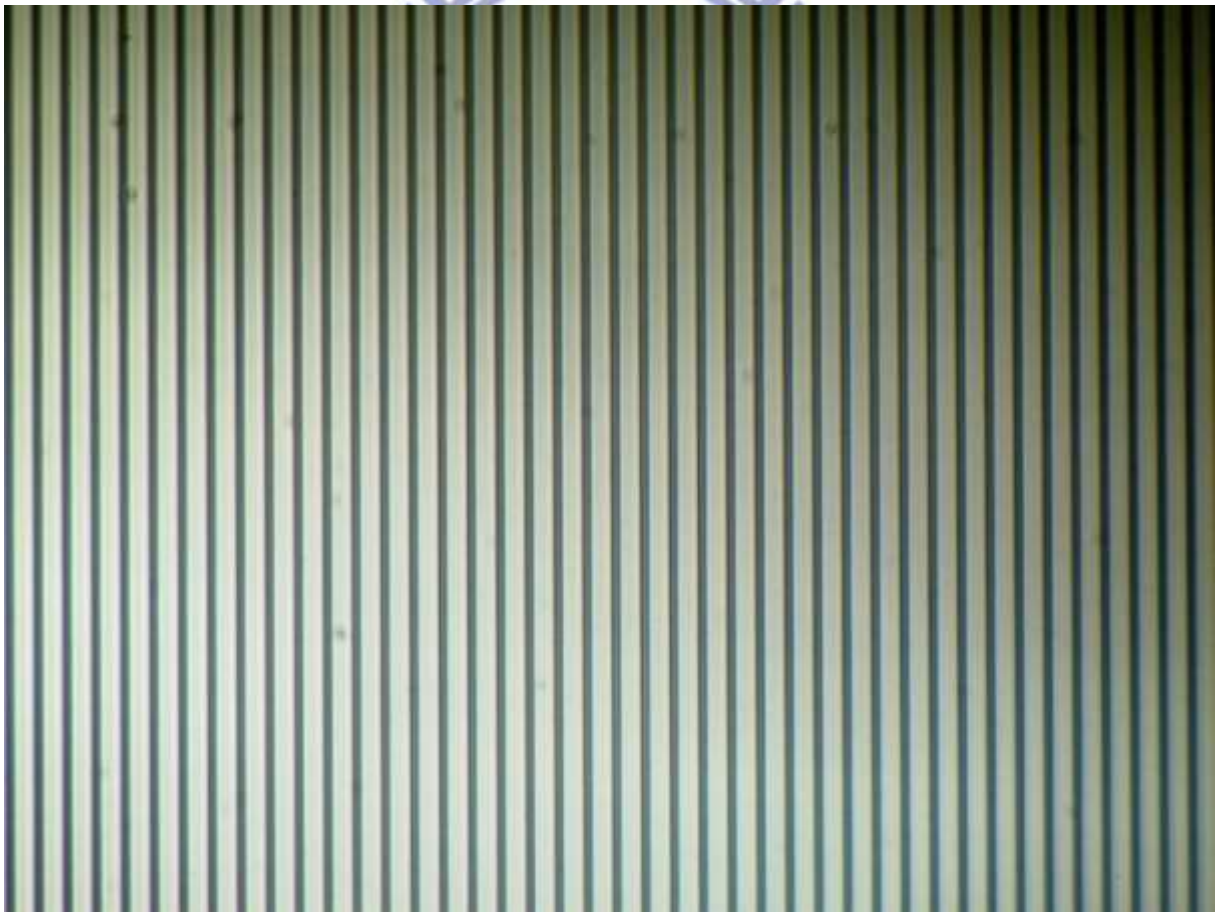


圖 2.2 (a) 金屬線柵偏振片在光學顯微鏡下的照片。

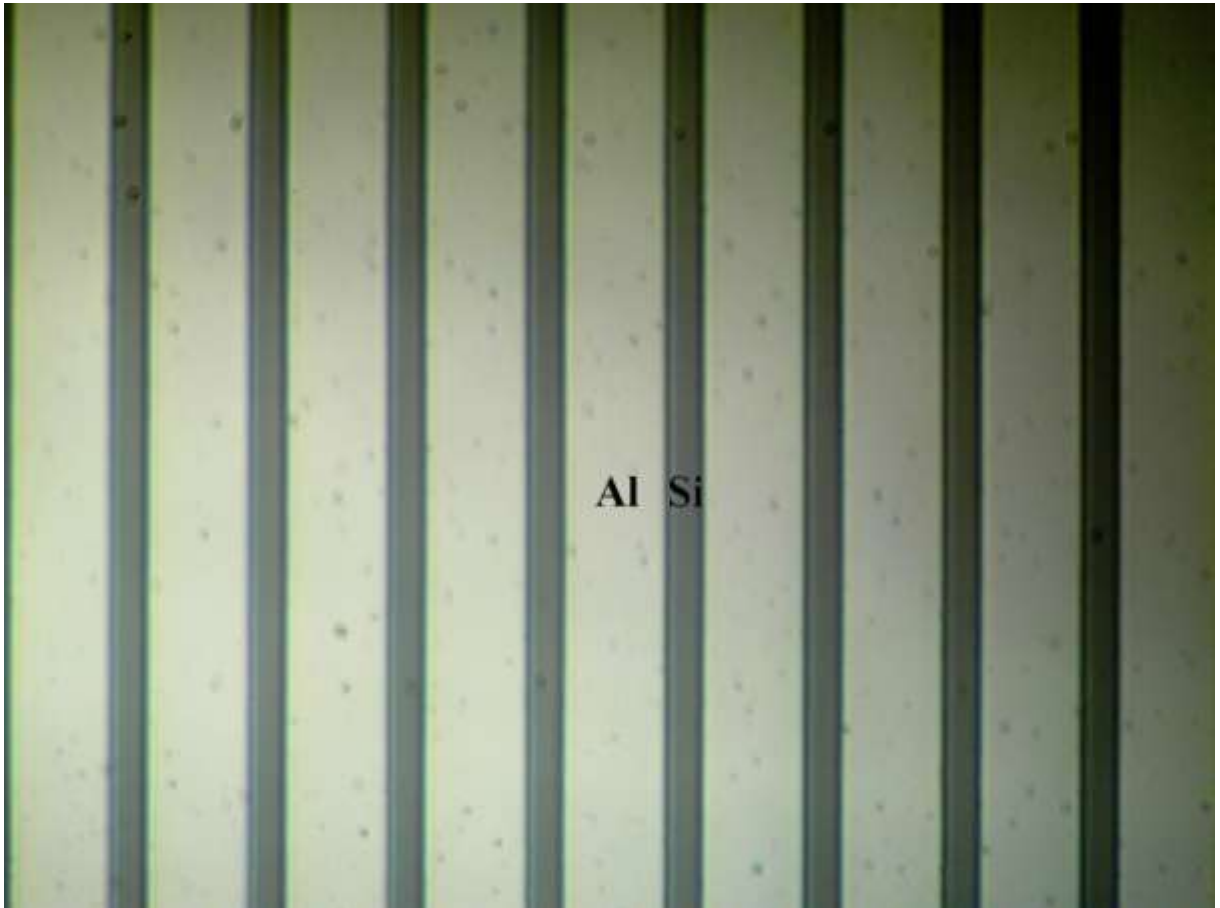


圖 2.2 (b) 金屬線柵偏振片在光學顯微鏡下的照片。銀色部分為金屬鋁線，黑色部分為矽基板。

2.2 相位延遲片製程

我們使用微機電製程中的電鑄技術來製作相位延遲片。電鑄技術是一種用來產生金屬微結構或是金屬模仁的製程技術，其利用電鍍原理將電鑄液中的金屬離子還原成為各類金屬或是合金，並沉積在母膜上。電鑄與電鍍雖然原理相同，但是目的卻大大的不同。電鍍的過程往往希望欲鍍的金屬能夠與被鍍物緊密的結合，以達到美觀或是保護的作用。而電鑄則是為了成長金屬微結構或是金屬模仁，並且在成長相當的厚度後能自母模脫離以形成獨立的微結構。因此兩者鍍液的成份往往也會有很大的不同。

常見的金屬或合金電鑄有 Ni、Cu、Au、Ni-Co、Ni-Fe 等。在金屬材料的選擇上，我們選擇 Ni-Co 合金電鑄。主要原因為 Ni-Co 合金具有較強的機械性質，適合用來製作金屬網孔這類的微結構。我們以四吋矽晶圓作為基板，並在基板上利用黃光微影製程製作母膜。接著利用電鍍將 Ni-Co 合金沉積於母膜上，以形成金屬微結構。最後將金屬微結構從基板上脫模，形成獨立的元件。圖 2.3 為製程步驟的示意圖，詳細步驟敘述如下：

- I. 以 RCA cleaning 清潔基板，目的是為了去除晶圓表面的污染物，提升後續沈積或成長之薄膜品質。
- II. 如圖 2.3(a)所示，利用電子槍蒸鍍的方式，在基板上沉積一層 200 Å 的鈦附著層(Adhesion layer)，鈦附著層的作用主要是為了增加後續所沉積的金薄膜與基板之間的附著性。接著沉積一層 2000 Å 的金起始層(Seed

layer)以作為電鑄時的導電層。

III. 接著我們使用國家實驗研究院儀器科技研究中心的厚膜光阻製程來製作母模。如圖 2.3(b)所示，首先在基板上旋塗一層 KMPR 厚膜光阻，接著利用曝光顯影的方式將我們所設計的圖案從光罩轉移到光阻上。母模完成之後我們利用掃瞄式電子顯微鏡來檢視光阻圖案。圖 2.4 為電子顯微鏡下光阻結構拍攝的結果，圖中光阻結構有亮暗的區別是因為在拍攝過程中，電荷累積在光阻上造成的。

IV. 接著我們進行電鑄前處理：

- i. 利用去離子水清洗試片以去除試片表面的雜質，時間為 5 分鐘。
- ii. 將試片浸入鹼性脫脂槽浸泡，溫度 45 °C，時間為 3 分鐘，主要目的是為去除試片表面的油脂以避免污染鍍液並使得 Ni-Co 能密著於電鑄起始層。
- iii. 利用去離子水清洗試片以去除上一步驟的殘留藥劑，時間為 5 分鐘。
- iv. 將試片浸入鎳酸洗槽浸泡，時間為 1 分鐘，主要目的是為了去除電鑄起始層表面的氧化層以避免污染鍍液並使得 Ni-Co 能密著於電鑄起始層。
- v. 利用去離子水清洗試片以去除上一步驟的殘留藥劑，時間為 5 分鐘。

vi. 將試片浸入離型劑浸泡，時間為 4 分鐘，主要目的是為了電鑄完成後，電鑄金屬層能順利與母膜脫離。

vii. 利用去離子水清洗試片，時間為 5 分鐘。

V. 電鑄

i. 接著我們將試片放入鎳鈷電鑄槽進行電鑄，電流密度為 0.75 ASD，電鑄時間約 8 小時。藉由電鍍的原理，鎳鈷合金只會沉積在可導電的電鑄起始層上，而不會在光阻上沉積，如圖 2.3(c)所示。

ii. 利用去離子水清洗試片，時間為 5 分鐘。

電鑄完成後我們以光學顯微鏡來檢視結果。圖 2.5 為試片在光學顯微鏡下所拍攝的結果。

VI. 脫模處理

i. 將試片浸泡於丙酮內，時間約十小時，此時光阻結構會將金屬微結構從基板上帶起而脫離基板，如圖 2.3(d)所示。

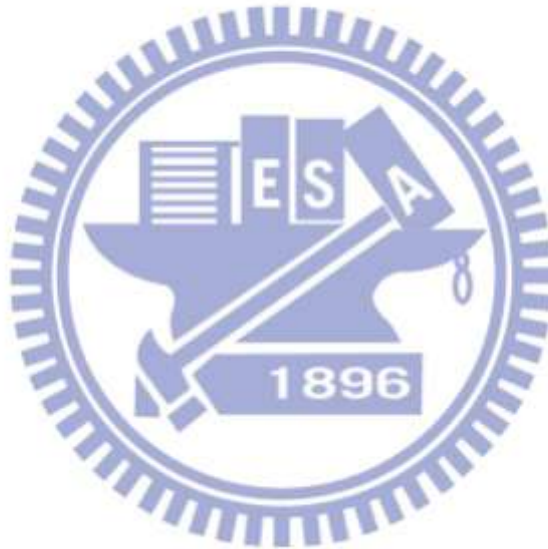
ii. 利用去離子水清洗脫模後的樣品以去除上一步驟的殘留藥劑，時間為 5 分鐘。

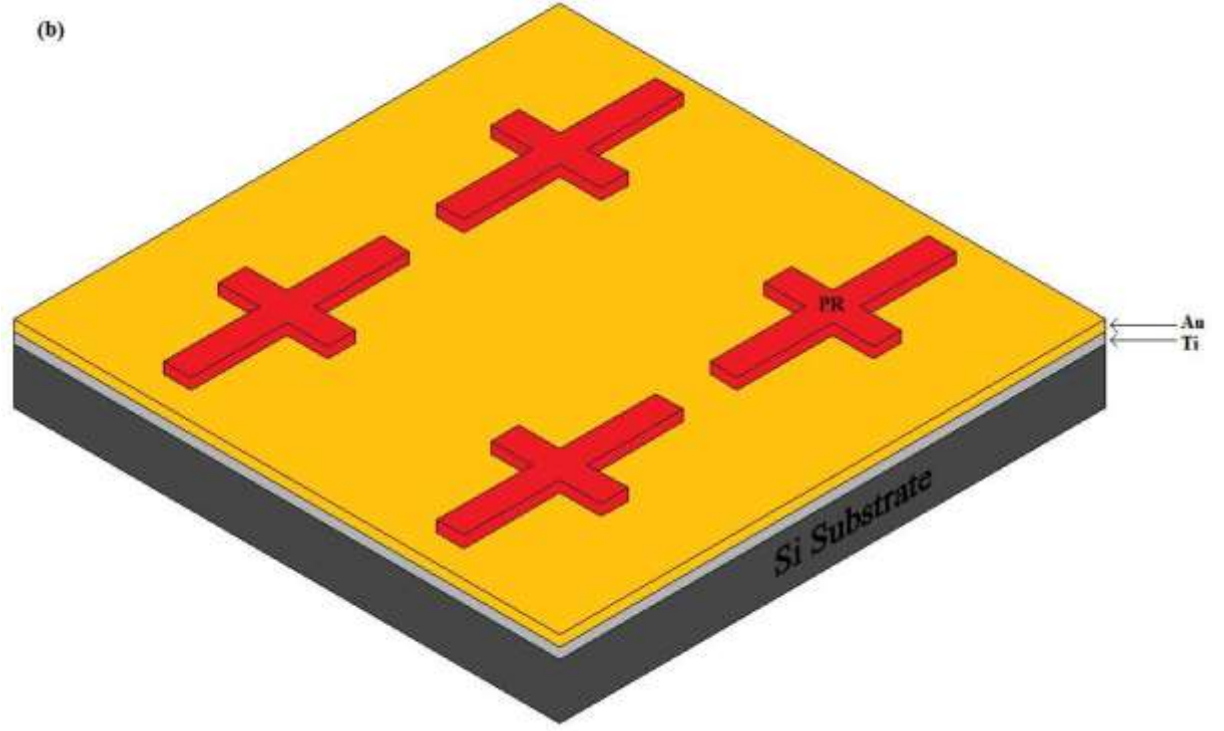
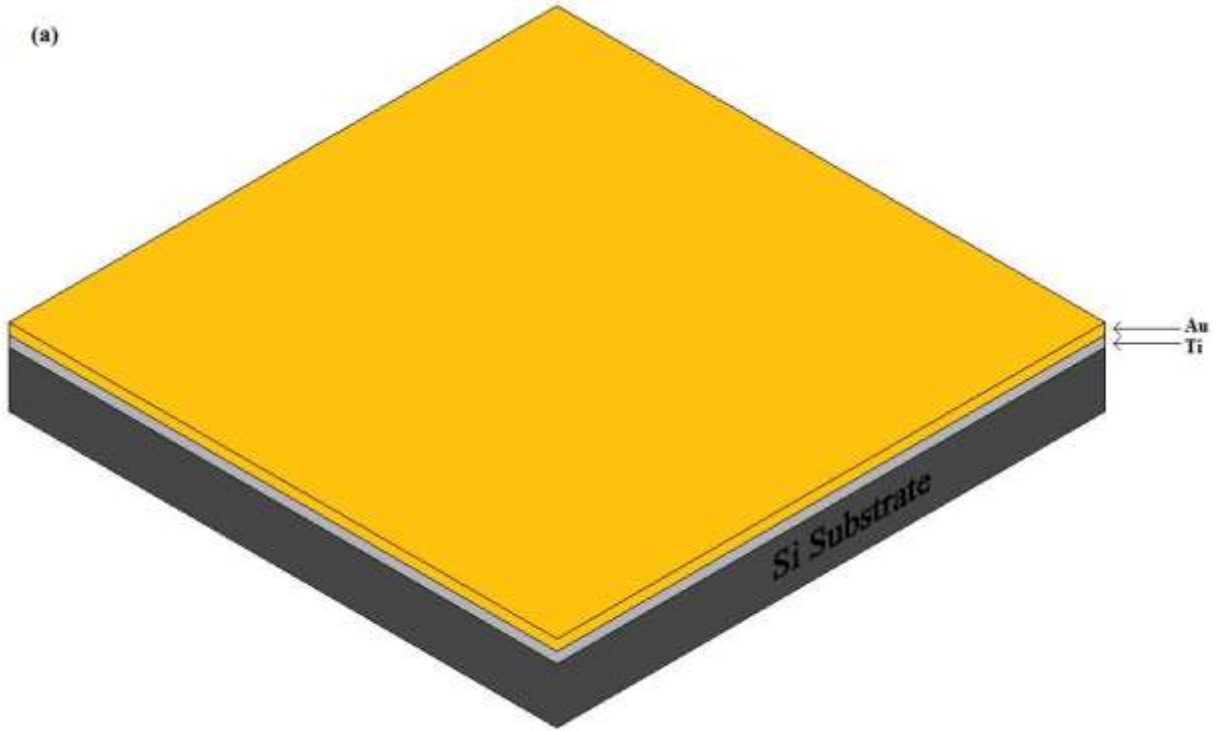
iii. 將脫模後的樣品浸泡於隔水加熱至 70 °C 之 PG Remover，時間約 2 小時，以去除殘留在金屬微結構中的光阻。

iv. 利用去離子水清洗樣品以去除上一步驟的殘留藥劑，時間為 5 分鐘。

- v. 將脫模後的樣品浸泡於隔水加熱至 85°C 之 KOH，時間約 2 小時，以去除殘留在金屬微結構中的光阻。
- vi. 最後利用去離子水清洗樣品以去除上一步驟的殘留藥劑，時間為 5 分鐘。

元件完成後我們使用光學顯微鏡來檢視結果並且量測樣品實際的結構尺寸，圖 2.6 為樣品在光學顯微鏡下所拍攝的結果。並且我們使用薄膜測厚儀(α -stepper)來量測樣品實際的厚度，圖 2.7 為量測結果，樣品厚度大約為 $65\ \mu\text{m}$ 。





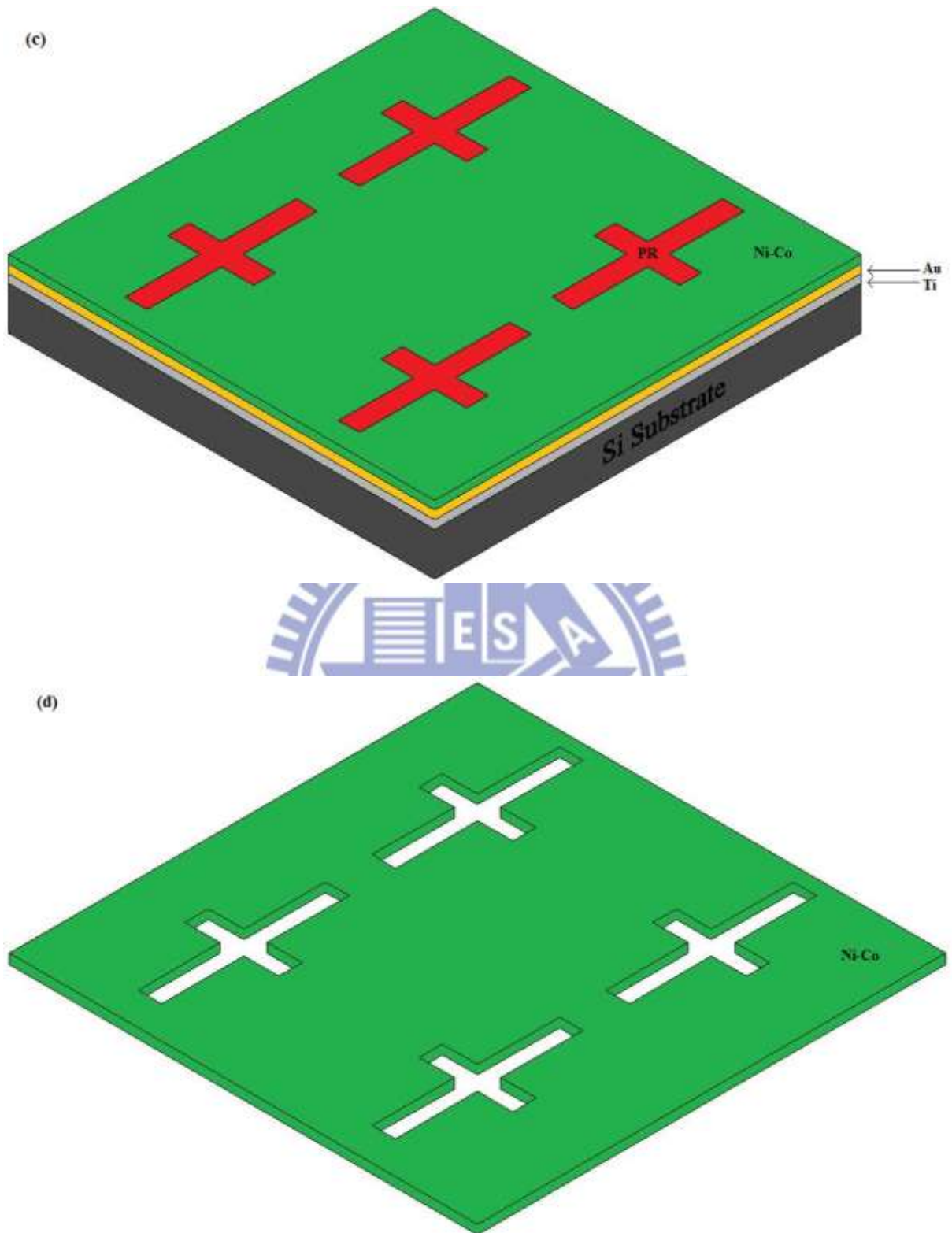


圖 2.3 相位延遲片的製程步驟示意圖。

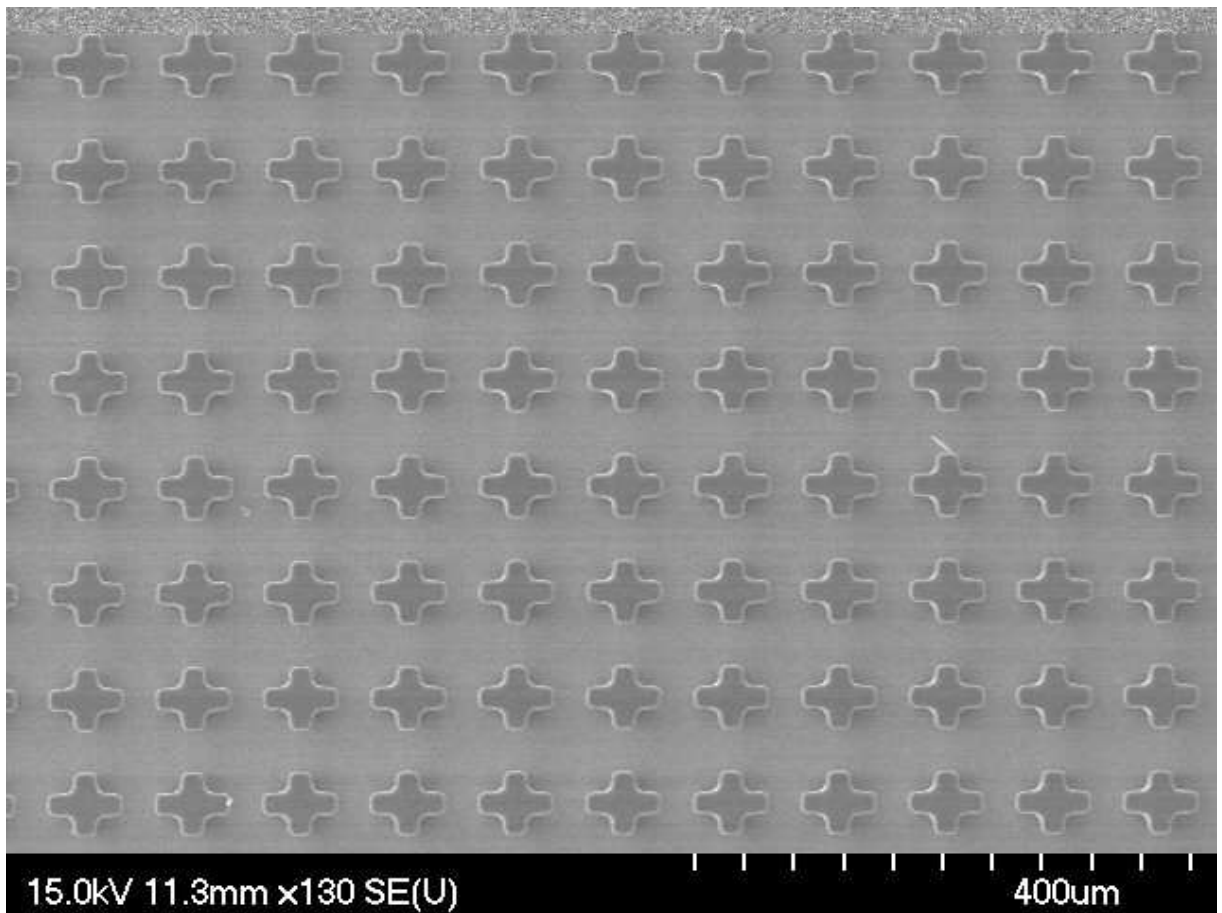


圖 2.4 (a) 電子顯微鏡所拍攝的光阻結構俯視圖。

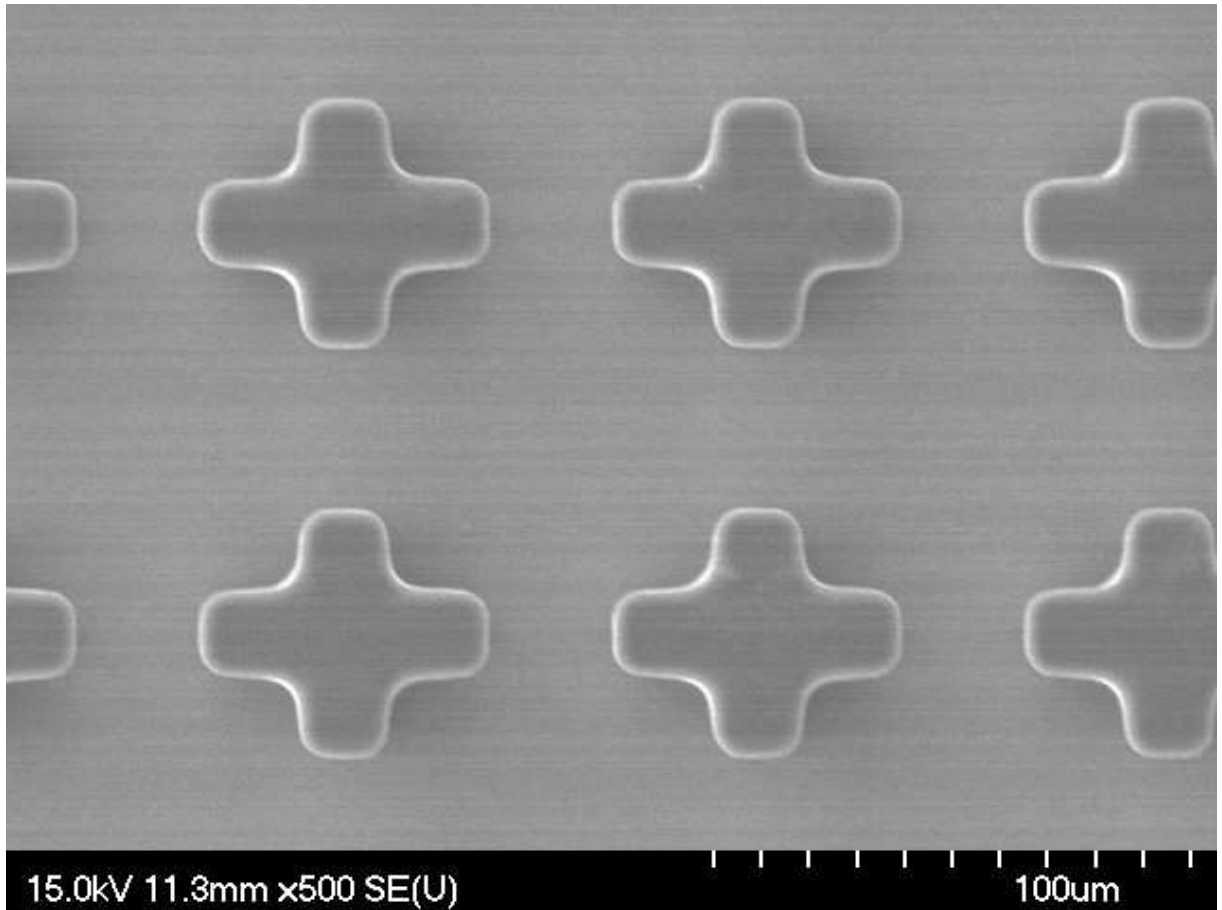


圖 2.4 (b) 電子顯微鏡所拍攝的光阻結構俯視放大圖。

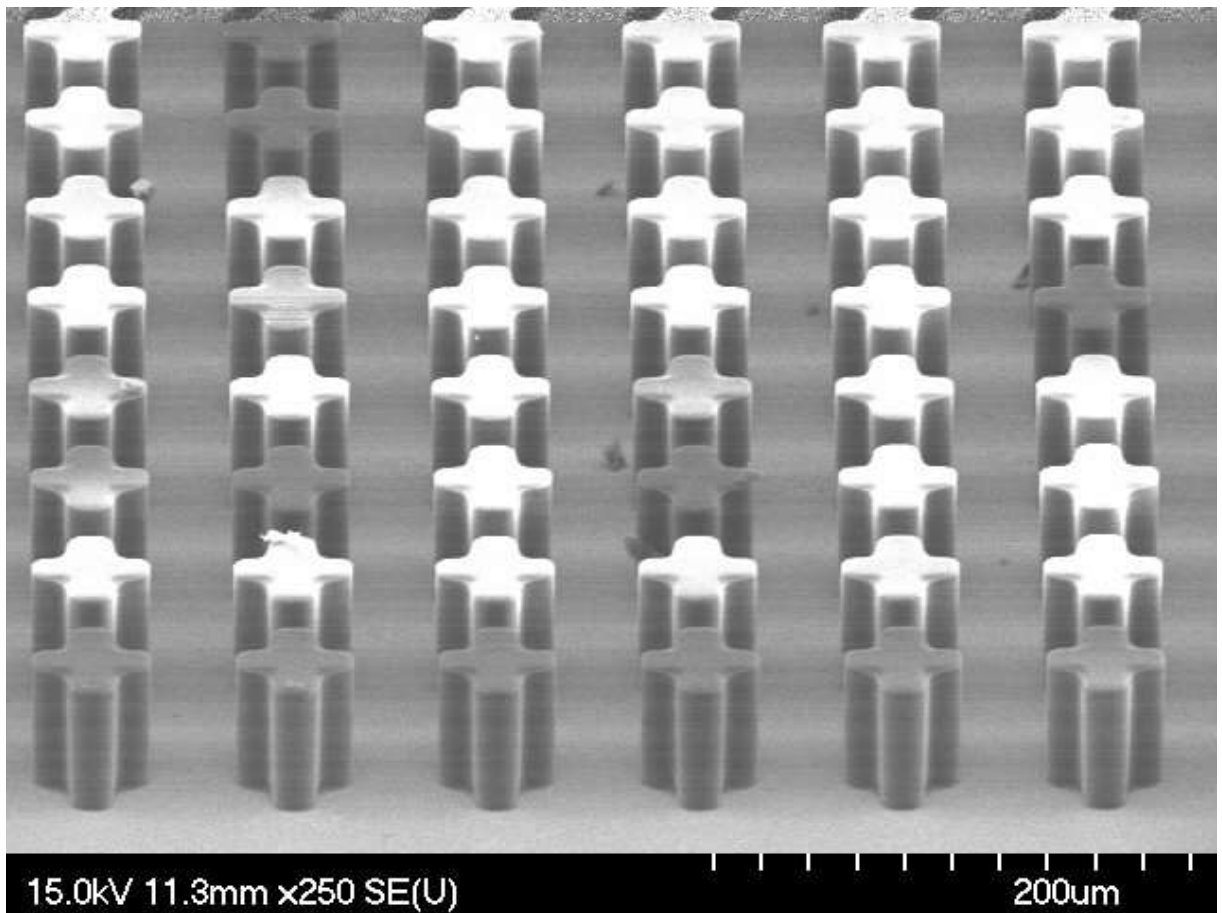


圖 2.4 (c) 電子顯微鏡所拍攝的光阻結構斜視圖。

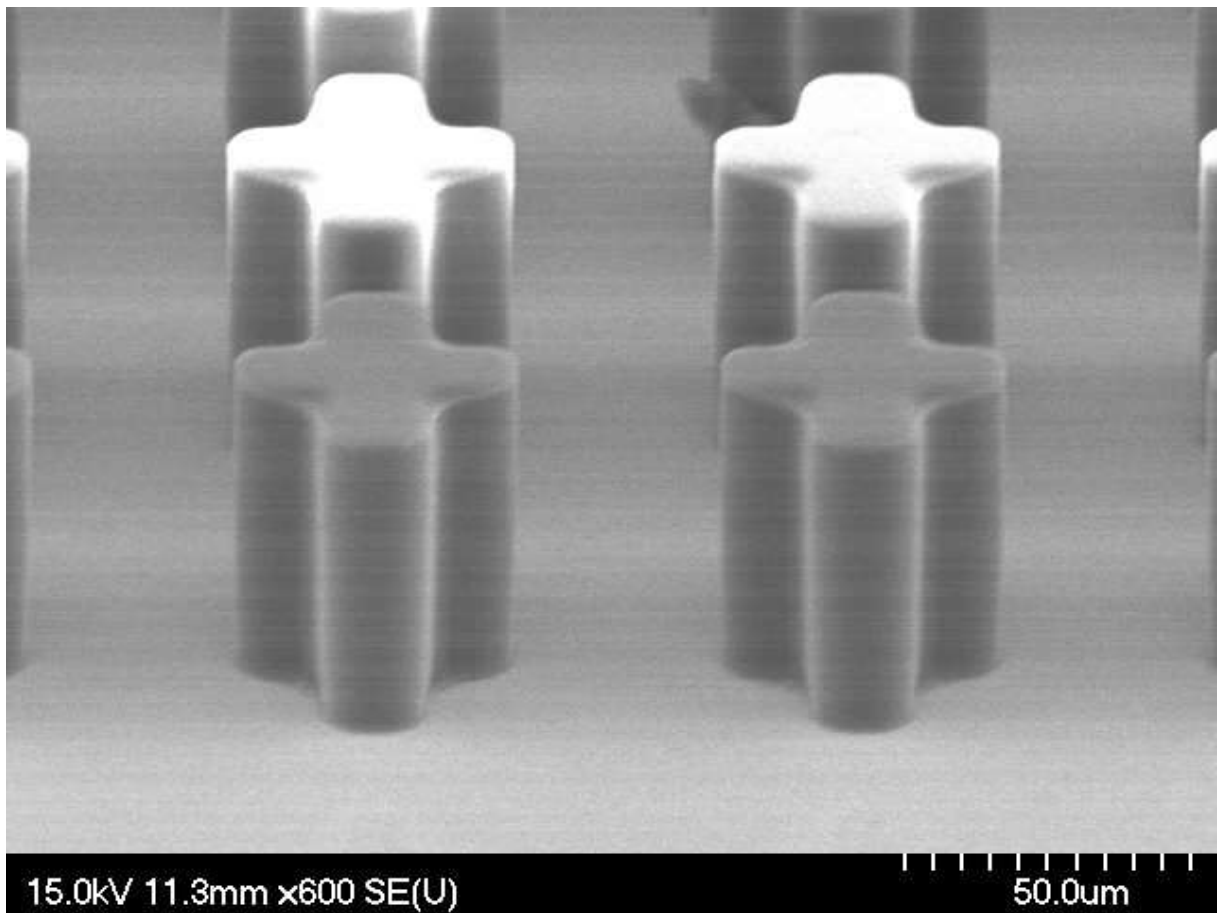


圖 2.4 (d) 電子顯微鏡所拍攝的光阻結構斜視放大圖。

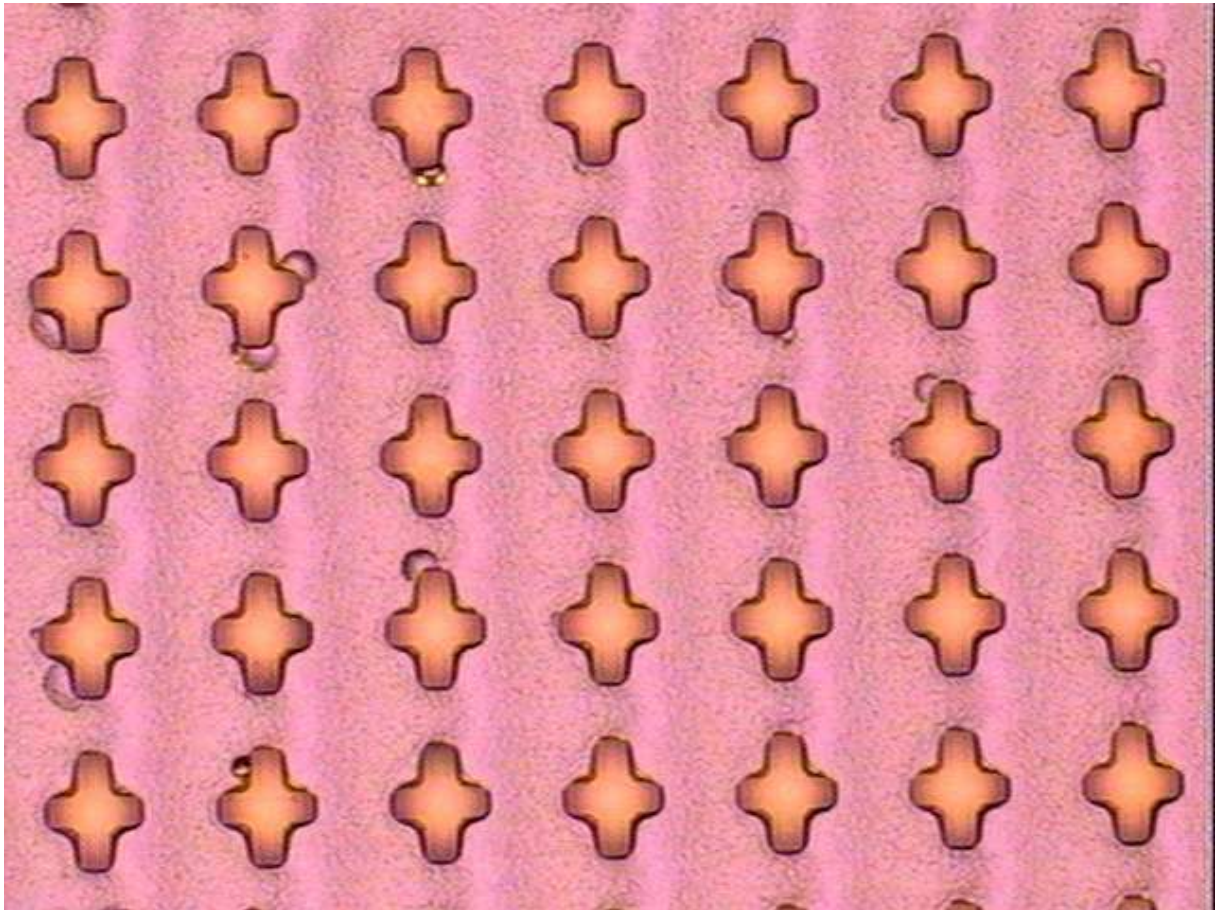


圖 2.5 (a) 電鑄完成後的試片在光學顯微鏡下的拍攝結果。

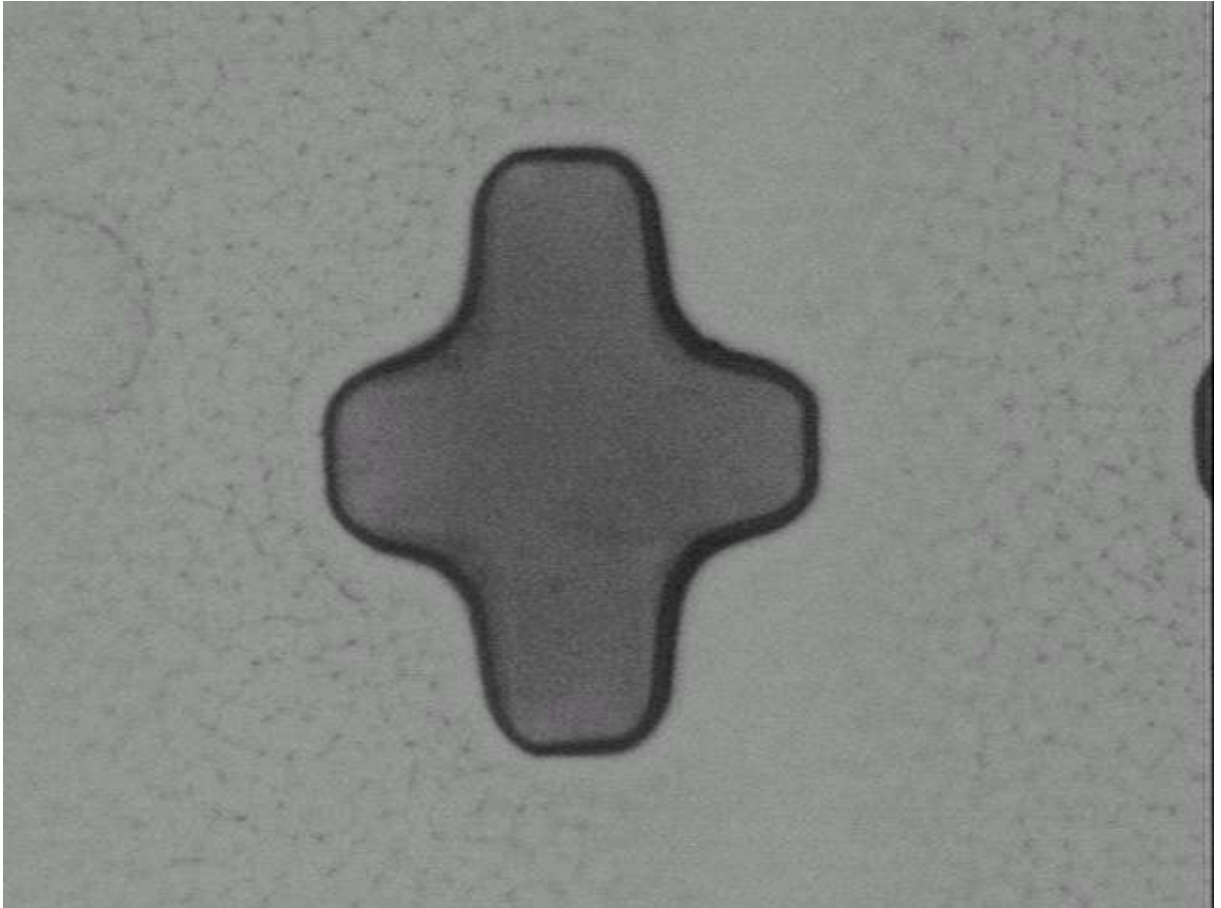


圖 2.5 (b) 電鑄完成後的試片在光學顯微鏡下的拍攝結果。

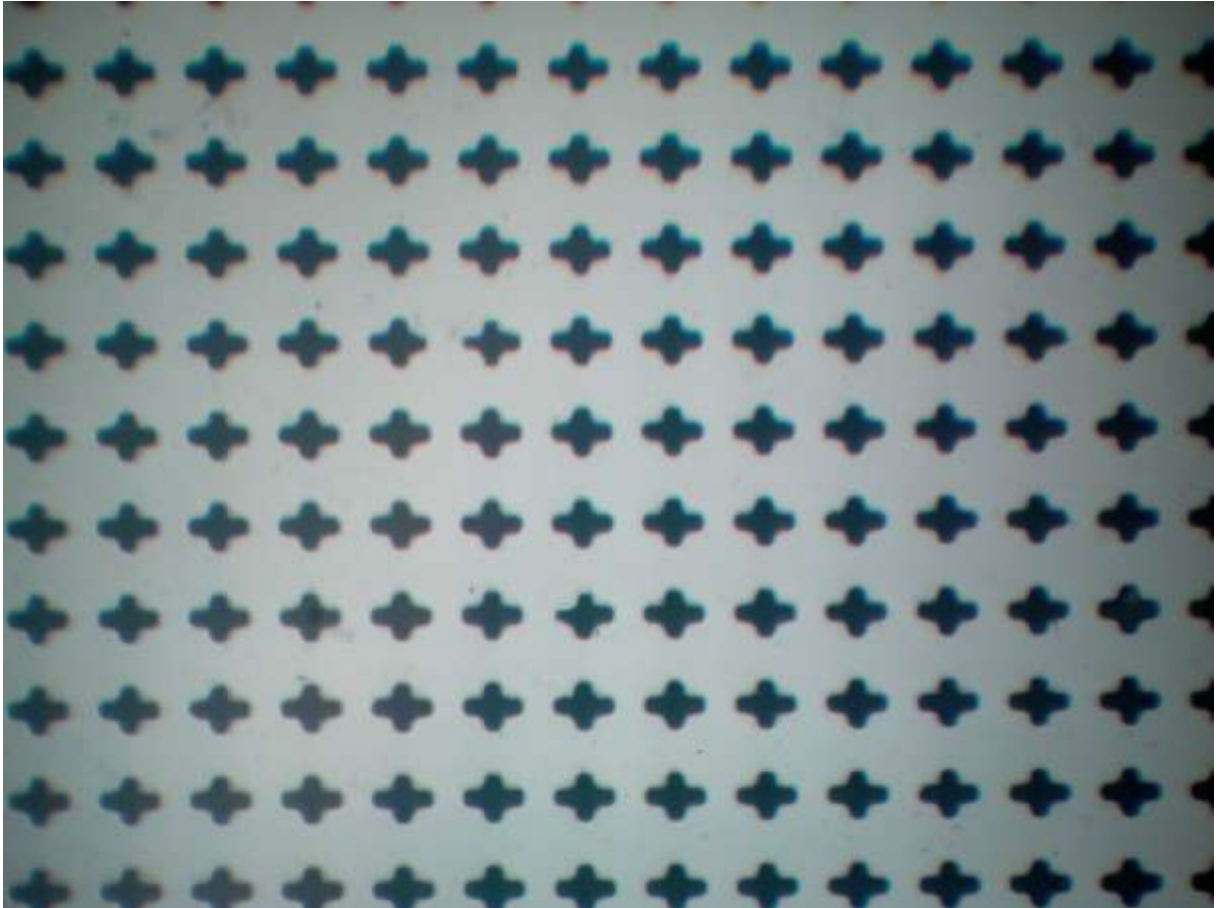


圖 2.6 (a) 脫模處理後的試片在光學顯微鏡下的拍攝結果。

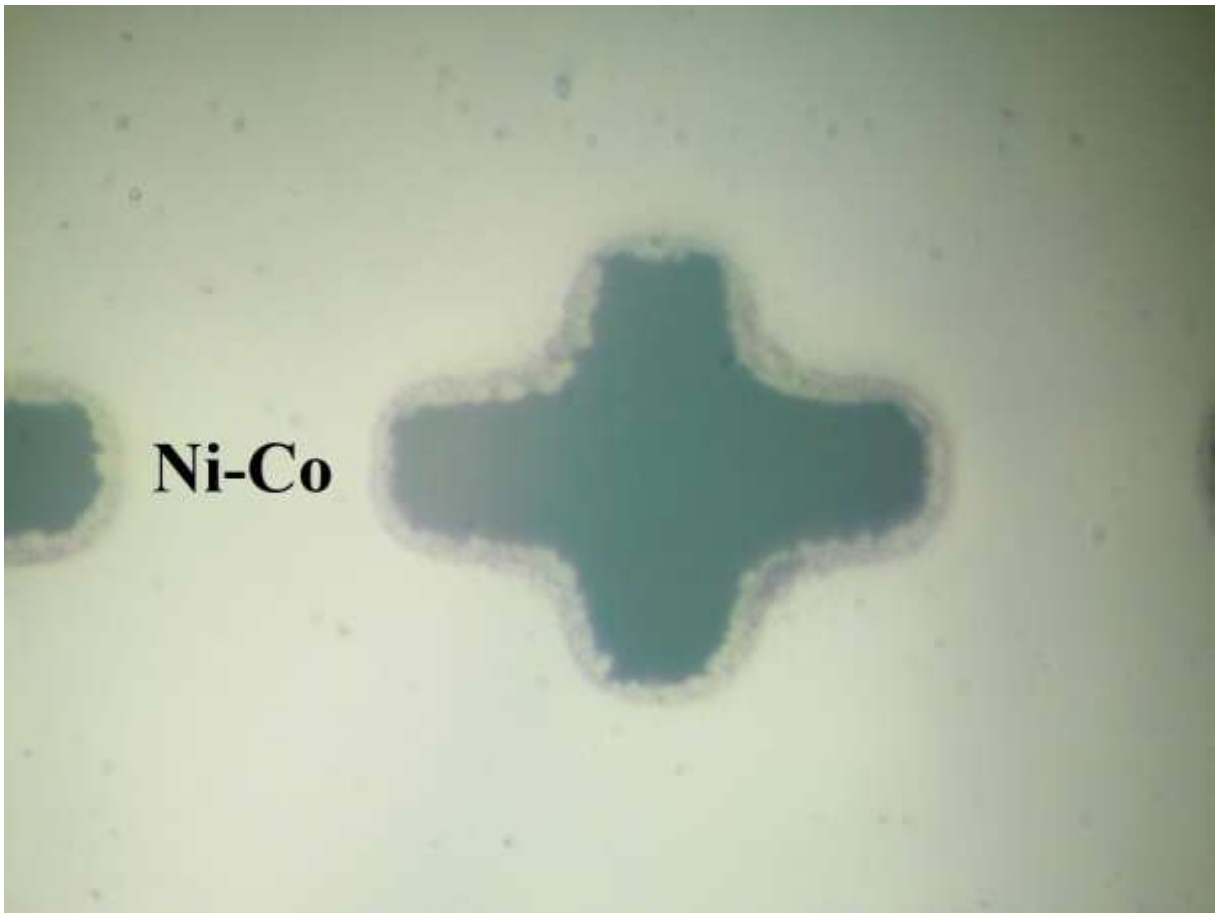


圖 2.6 (b) 脫模處理後的試片在光學顯微鏡下的拍攝結果。銀色部分為 Ni-Co 合金，黑色部分為空氣。

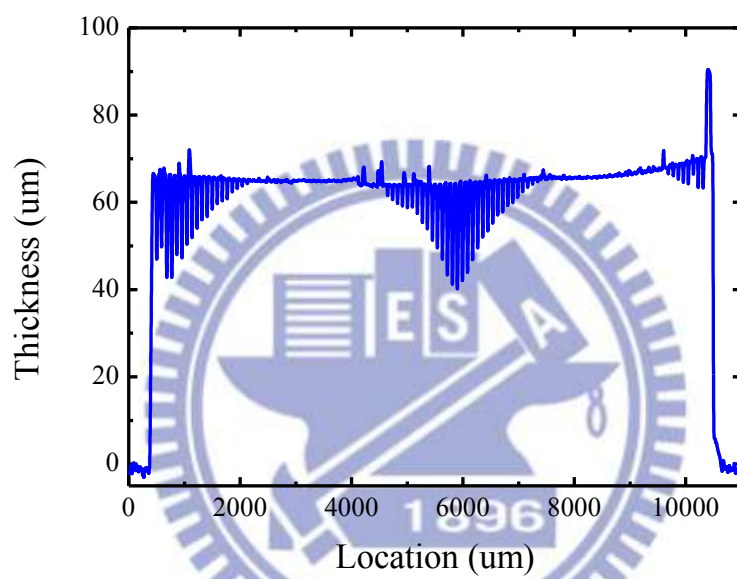


圖 2.7 以薄膜測厚儀量測樣品實際厚度的結果圖。樣品的實際厚度大約為 $65 \mu m$ 。

2.3 量測架設

我們使用型號為Bruker IFS 66v/S的傅立葉轉換紅外線光譜儀(Fourier Infrared Spectroscopy, FTIR)來量測樣品的穿透頻譜,分光鏡為Mylar_{6 μm},偵測器為Silicon bolometer,圖 2.8 為 FTIR 的拍攝照片。FTIR 的基本原理為麥克森(Michelson)干涉儀[15],如圖 2.9 所示。我們所使用的光源為汞燈,當光源自圖中的 S 點出發後,首先碰到分光鏡。分光鏡允許一半的光通過,並讓另外一半的光反射。反射的部分傳播到固定不動的反射鏡 M₁ 後,再全反射回到分光鏡,此時光所走的路程為 2L。穿透的部分則傳播到可移動的反射鏡 M₂, 並且同樣全反射回到分光鏡,此時光所走的路程為 2(L + x)。兩道光程差為 2x 的光束在分光鏡重合並產生干涉,最後聚焦在偵測器上被偵測而獲得干涉圖。

為了便於我們進行分析,干涉圖會經過傅立葉轉換的處理轉成頻譜圖,其中轉換所利用的關係式如下:

$$S(k \cdot \Delta v) = \sum_{n=0}^{N-1} I(n\Delta x) \exp(i2\pi nk/N)$$

上式中, $I(n\Delta x)$ 為偵測器所獲得干涉圖, $S(k \cdot \Delta v)$ 為轉換後的頻譜圖, Δv 為頻譜的解析度, N 為量測時取樣的次數。其中, Δv 與 N 的關係式如下:

$$\Delta v = 1/(N \cdot \Delta x)$$

上式表示若想要增加量測的解析度,則取樣的次數也必須增加,因此量測的時間便會拉長。

圖 2.10 為量測光路圖，我們將量測的樣品置於干涉儀與偵測器之間，並且在樣品前後各擺放一片偏振片(Polarizer)與分析片(Analyzer)。我們的元件所設計的頻段位於 3 THz 附近，而偏振片與分析片在 3 THz 附近的偏振度分別為 93%與 98%。圖 2.11 為量測架設示意圖，欲量測的樣品與分析片各固定在一个可透過電腦進行自動控制的旋轉台，在此我們將樣品與分析片的旋轉角度分別定義為 θ 和 α 。量測時 FTIR 整個光學路徑必須抽真空 (~4mbar)，以降低水氣或空氣中的雜質所造成的干擾。





圖 2.8 本實驗所使用的 FTIR。

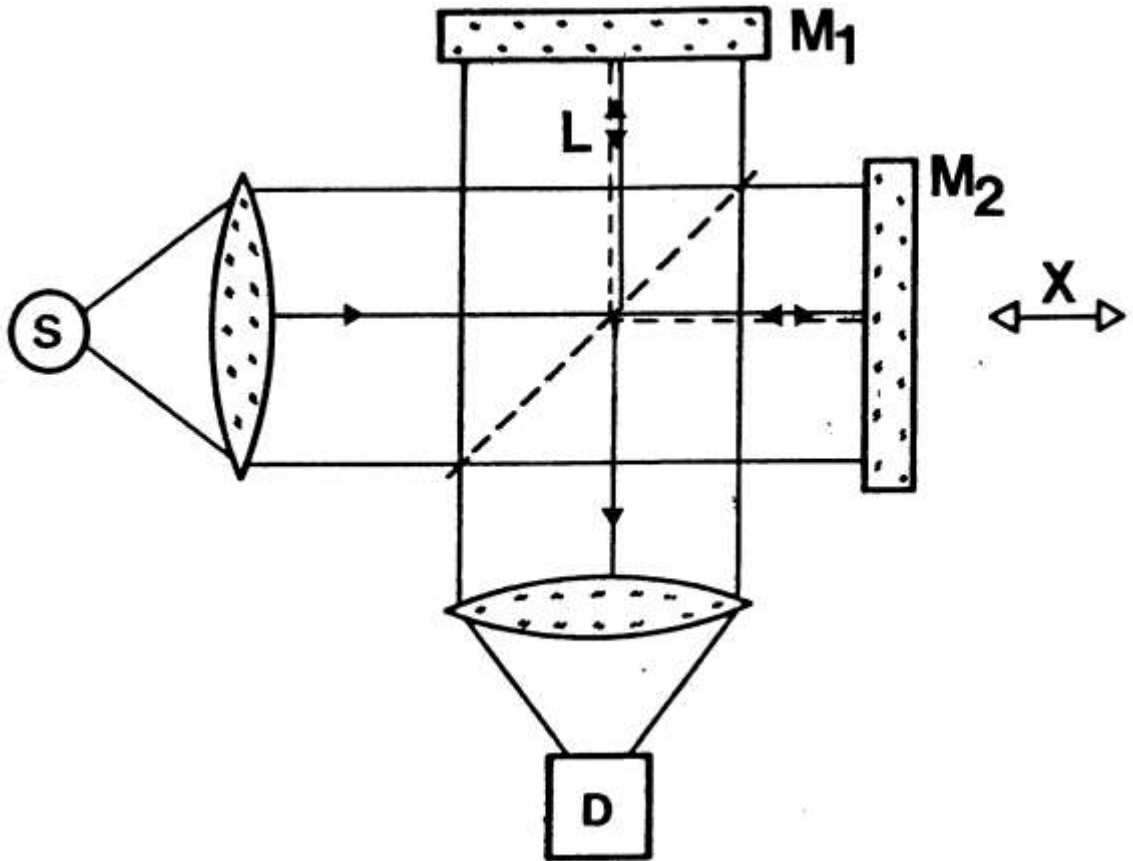


圖 2.9 麥克森干涉儀的示意圖[15]。

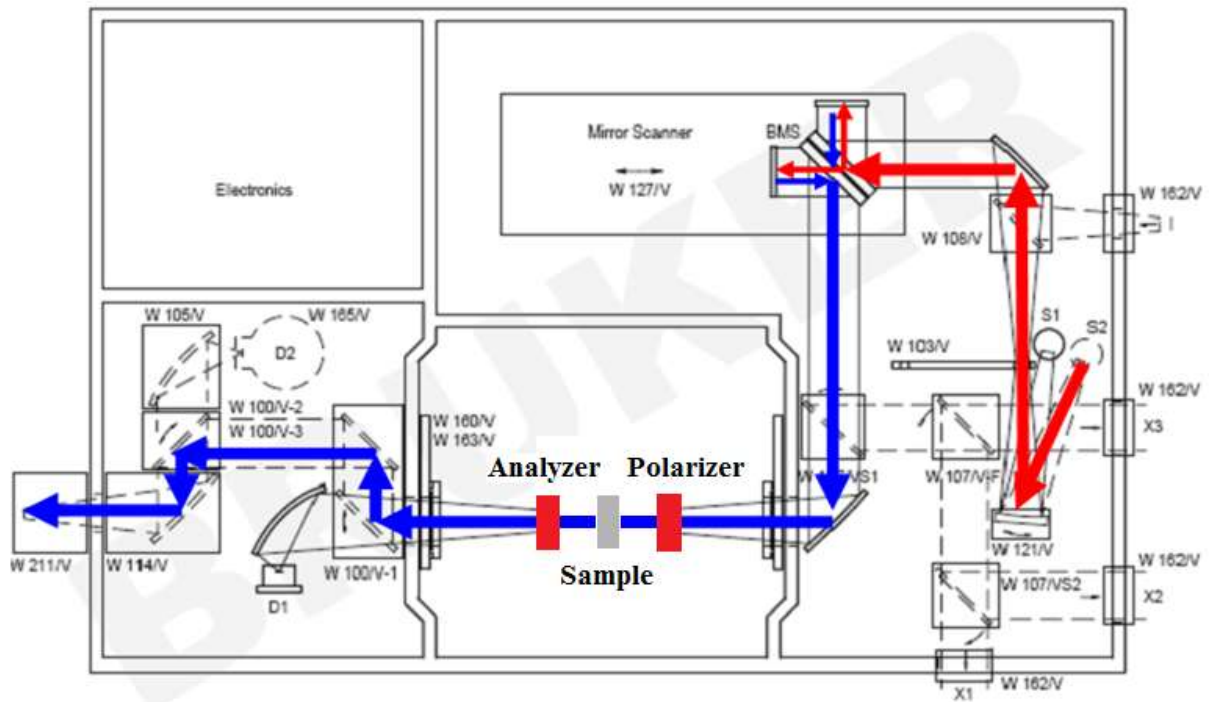


圖 2.10 FTIR 的光路圖。

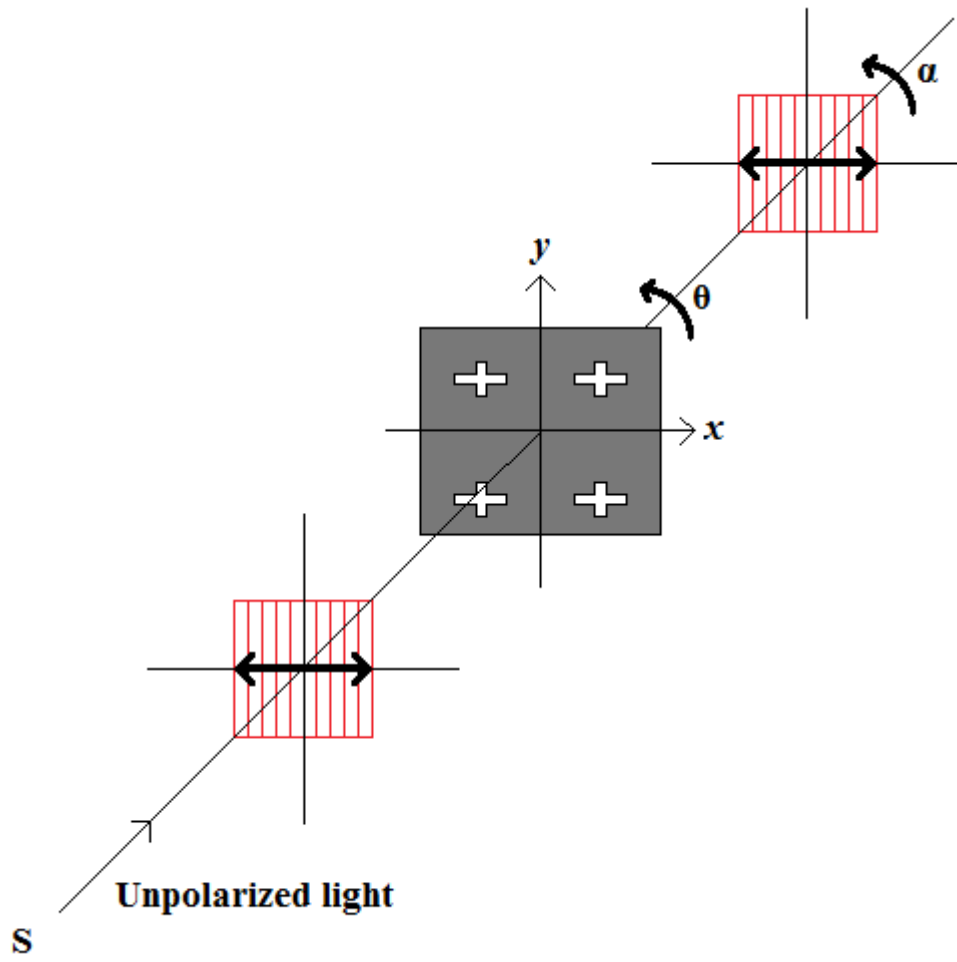


圖 2.11 量測架設示意圖。

2.4 量測原理

考慮一個由偏振片-相位延遲片-分析片所組成的光學系統，如圖 2.11 所示。我們欲量測入射電磁波的兩個互相正交的電場分量穿透樣品後的相位差。在此我們使用史托克向量(Stokes vectors)以及穆勒矩陣(Mueller matrix)分別來描述光源的偏極化狀態以及光學元件[16]。為了簡化分析，我們假設偏振片與分析片是完美的，亦即入射電磁波在沿著偏振片與分析片的偏光軸方向的電場分量將完全穿透，而垂直方向的電場分量將完全衰減。我們對於欲量測的樣品引入一個振幅衰減常數(Attenuation coefficients)，如下式所示：

$$E'_x(z, t) = p_x e^{+\frac{i\varphi}{2}} E_x(z, t), \quad 0 \leq p_x \leq 1 \dots \dots (2.1)$$

$$E'_y(z, t) = p_y e^{-\frac{i\varphi}{2}} E_y(z, t), \quad 0 \leq p_y \leq 1 \dots \dots (2.2)$$

上式中， E_x 與 E_y 分別代表入射電磁波在 x 方向與 y 方向的電場分量。 E'_x 與 E'_y 代表穿透樣品後的電磁波在 x 方向與 y 方向的電場分量。 p_x 與 p_y 分別代表在 x 方向與 y 方向的電場振幅衰減常數， φ 為我們欲量測的相位差。其中 p_x 與 p_y 為介於 0 到 1 之間的數，0 與 1 分別代表完全衰減與完全穿透這兩個特殊的情況。

由史托克參數的定義，我們可得到入射光與透射光的史托克向量的關係式：

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x E_x^* + E_y E_y^* \\ E_x E_x^* - E_y E_y^* \\ E_x E_y^* + E_y E_x^* \\ E_x E_y^* - E_y E_x^* \end{pmatrix} \dots\dots (2.3)$$

與

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E'_x E_x'^* + E'_y E_y'^* \\ E'_x E_x'^* - E'_y E_y'^* \\ E'_x E_y'^* + E'_y E_x'^* \\ E'_x E_y'^* - E'_y E_x'^* \end{pmatrix} \dots\dots (2.4)$$

將式 2.1 與 2.2 代入 2.4 式中可得：

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_x^2 E_x E_x^* + p_y^2 E_y E_y^* \\ p_x^2 E_x E_x^* - p_y^2 E_y E_y^* \\ p_x p_y e^{i\varphi} E_x E_y^* + p_x p_y e^{-i\varphi} E_y E_x'^* \\ i(p_x p_y e^{i\varphi} E_x E_y^* - p_x p_y e^{-i\varphi} E_y E_x'^*) \end{pmatrix} \dots\dots (2.5)$$

由 2.3 式的關係式，我們可將 2.5 式整理為：

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} p_x^2 + p_y^2 & p_x^2 - p_y^2 & 0 & 0 \\ p_x^2 - p_y^2 & p_x^2 + p_y^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2p_x p_y \cos \varphi & 2p_x p_y \sin \varphi \\ 0 & 0 & -2p_x p_y \sin \varphi & 2p_x p_y \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}$$

由上式我們可得知一個可產生特定相位差 φ 的相位延遲片，其穆勒矩陣可

寫成：

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} p_x^2 + p_y^2 & p_x^2 - p_y^2 & 0 & 0 \\ p_x^2 - p_y^2 & p_x^2 + p_y^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2p_x p_y \cos \varphi & 2p_x p_y \sin \varphi \\ 0 & 0 & -2p_x p_y \sin \varphi & 2p_x p_y \cos \varphi \end{pmatrix} \dots\dots (2.6a)$$

令 $A = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2}$, $B = \frac{p_x^2 - p_y^2}{2}$, $C = p_x p_y$ ，我們可將上式整理成：

$$M = \begin{pmatrix} A & B & 0 & 0 \\ B & A & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C \cos \varphi & C \sin \varphi \\ 0 & 0 & -C \sin \varphi & C \cos \varphi \end{pmatrix} \dots\dots (2.6b)$$

考慮一個可作 θ 角旋轉的相位延遲片，其穆勒矩陣可寫成：

$$M(\varphi, \theta) = M_R(-2\theta)MM_R(2\theta) \dots\dots (2.7)$$

上式中， $M_R(2\theta)$ 代表旋轉矩陣，其形式如下式所示：

$$M_R(2\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \dots\dots (2.8)$$

將 2.6b 與 2.8 式代入 2.7 式中，可得：

$$\begin{aligned} M(\varphi, \theta) &= M_R(-2\theta)MM_R(2\theta) \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & -\sin 2\theta & 0 \\ 0 & \sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A & B & 0 & 0 \\ B & A & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C \cos \varphi & C \sin \varphi \\ 0 & 0 & -C \sin \varphi & C \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} A & B \cos 2\theta & B \sin 2\theta & 0 \\ B \cos 2\theta & A \cos^2 2\theta + C \cos \varphi \sin^2 2\theta & (A - C \cos \varphi) \sin 2\theta \cos 2\theta & -C \sin \varphi \sin 2\theta \\ B \sin 2\theta & (A - C \cos \varphi) \sin 2\theta \cos 2\theta & A \sin^2 2\theta + C \cos \varphi \cos^2 2\theta & C \sin \varphi \cos 2\theta \\ 0 & C \sin \varphi \sin 2\theta & -C \sin \varphi \cos 2\theta & C \cos \varphi \end{pmatrix} \end{aligned}$$

回到圖 2.11 的光學系統，讓我們考慮 $\theta = 45^\circ, \alpha = 90^\circ$ 的情況。其中偏

光軸平行 x 方向的偏振片與 $\alpha = 90^\circ$ 的分析片所代表的穆勒矩陣分別可寫成：

$$M_x = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

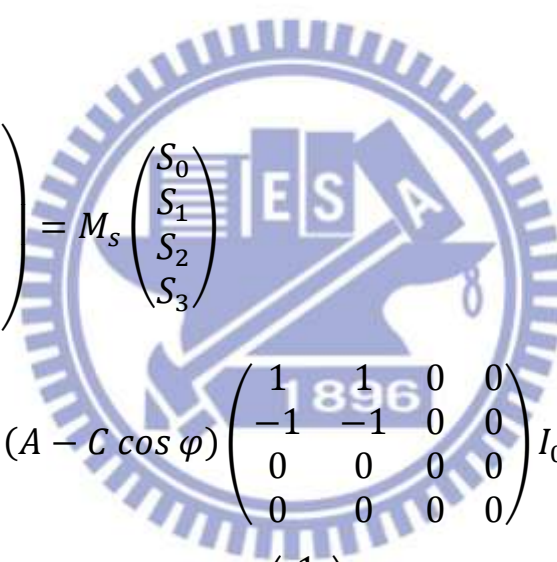
與

$$M_y = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

我們可把圖 2.11 的光學系統以一個穆勒矩陣來表示，如下式：

$$\begin{aligned}
 M_s &= M_y M(\varphi, \theta = 45^\circ) M_x \\
 &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A & 0 & B & 0 \\ 0 & C \cos \varphi & 0 & -C \sin \varphi \\ 1 & 0 & A & 0 \\ 0 & C \sin \varphi & 0 & C \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\
 &= \frac{1}{4} (A - C \cos \varphi) \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

考慮入射光為未偏振光的情況，我們可由上式計算得到透射光的史托克向量：



$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} &= M_s \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \\
 &= \frac{1}{4} (A - C \cos \varphi) \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\
 &= \frac{1}{4} (A - C \cos \varphi) I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \dots\dots (2.9)
 \end{aligned}$$

上式中的 S'_0 代表入射光通過圖 2.11 的光學系統後的光束強度，亦即偵測器上量測到的強度。因此由 2.9 式我們可得：

$$I(\varphi, \theta = 45^\circ) = \frac{I_0}{4} (A - C \cos \varphi) = \frac{I_0}{8} (p_x^2 + p_y^2 - 2p_x p_y \cos \varphi) \dots\dots (2.10)$$

其中 I_0 為入射光的強度，我們可將樣品從光路上拿起，並將分析片旋轉至 $\alpha = 0^\circ$ 而得，此時偵測器上的強度 I_D 與 I_0 的關係如下式：

$$I_D = \frac{I_0}{2}$$

將上式代回式 2.10 中可得：

$$I(\varphi, \theta = 45^\circ) = \frac{I_D}{4}(p_x^2 + p_y^2 - 2p_x p_y \cos \varphi)$$

將上式移項整理可得：

$$\cos \varphi = \frac{p_x^2 + p_y^2 - \frac{4I(\varphi, \theta = 45^\circ)}{I_D}}{2p_x p_y} \dots\dots(2.11)$$

其中 p_x 與 p_y 可由樣品 TM 與 TE 下的穿透率得到，如下式：

$$p_x = \sqrt{\frac{I_{TE}}{I_D}}$$

與

$$p_y = \sqrt{\frac{I_{TM}}{I_D}}$$

分別為將上式代回式 2.11 中可得到：

$$\cos \varphi = \frac{I_{TE} + I_{TM} - 4I(\varphi, \theta = 45^\circ)}{2\sqrt{I_{TE}I_{TM}}} \dots\dots(2.11)$$

2.11 式中， I_{TE} 與 I_{TM} 分別為樣品在 TM 與 TE 下的穿透強度。 $I(\varphi, \theta = 45^\circ)$ 為 $\theta = 45^\circ$ ， $\alpha = 90^\circ$ 時，偵測器所量測到的光束強度。

三、量測結果與討論

3.1 偏振片量測結果與討論

首先我們先量測金屬線柵偏振片的填滿率與偏振度的關係。偏振度 P 可由樣品在 TM 與 TE 下的穿透率來量化，如下式所示：

$$P = \frac{T_{TM} - T_{TE}}{T_{TM} + T_{TE}} \times 100\% \dots (3.1)$$

其中， T_{TM} 與 T_{TE} 分別代表樣品在 TM 與 TE 下的穿透率。我們將樣品的週期固定為 $24 \mu m$ ，並且改變線寬 $w = 2、4、6、8、10、12、14、16、18 \mu m$ ，藉此變化樣品的填滿率為 $0.08、0.17、0.25、0.33、0.42、0.5、0.58、0.67、0.75$ 。圖 3.1 為 3 THz 下，不同填滿率的樣品偏振度的實驗結果。當填滿率增加時，偏振度將單調的提高。由量測的結果我們可以推論，對於兆赫波段的金屬線柵偏振片而言，填滿率將影響元件的偏振效率。這樣的趨勢與[14]的模擬結果是一致的。

接著我們量測相同填滿率，不同週期的樣品。圖 3.2(a) 為週期等於 $24 \mu m$ ，鋁線寬為 $18 \mu m$ ，亦即填滿率為 0.75 的樣品在 TM 與 TE 下的穿透頻譜。其中 1.5 THz 為分光鏡的量測極限，因此圖中只顯示 1.5 THz 以上的量測結果。由圖 3.2(a) 我們可觀察到 TM 的穿透率在 3.7 THz 附近發生劇烈的下降，並且該頻率值正好對應到雷利波長(Rayleigh wavelength)。這樣的現象是因為週期性結構所造成的，並且其發生的頻率位置與元件的週期有關。另外在 TE 的穿透率結果我們並沒有觀察到這樣的現象發生，這是因為沿著這個方

向偏振的電磁波感受不到週期性結構，因此不會發生穿透率劇烈下降的現象。圖 3.2(b)為由圖 3.2(a)依(3.1)式所計算出的偏振度頻譜，我們可觀察到在 3.7 THz 附近偏振度劇烈的下降，顯然這是由於 TM 的穿透率在這個位置劇烈下降所造成的。雖然我們目前並不清楚這樣的現象發生的原因究竟為何，但是我們可以經由改變元件的週期來調變其發生的頻率位置，藉此來提高元件的操作頻寬。

圖 3.3(a)為週期等於 $15\ \mu\text{m}$ ，鋁線寬約為 $11.3\ \mu\text{m}$ ，亦即填滿率約為 0.75 的樣品在 TM 與 TE 下的穿透頻譜。圖 3.3(b)為偏振度的實驗結果。我們可以觀察到在 5.9 THz 附近 TM 的穿透率發生劇烈的下降，該頻率值正好對應到雷利波長。與圖 3.2(a)的結果比較，我們發現隨著樣品的週期減小，穿透率發生劇烈下降的位置會往高頻移動，因此元件可操作的頻段也跟著往高頻移動，這樣的現象在[14]中並沒有被討論到。另外一點值得注意的現象，若我們比較圖 3.2(b)與圖 3.3(b)中，在 3 THz 前元件的偏振效率，我們發現降低元件的週期除了可以增加元件的操作頻寬，並且會使偏振效率提高。這樣的趨勢與[14]的模擬結果是一致的。

最後我們利用自行製作的金屬線柵偏振片來建立一套兆赫波段的偏極光譜儀，並且用來量測我們所製作的相位延遲片。

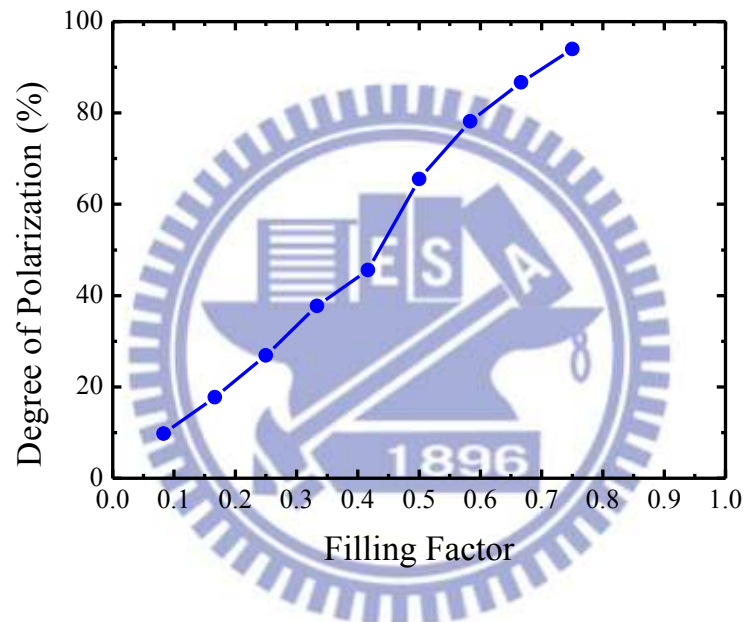


圖 3.1 金屬線柵偏振片在不同填滿率下偏振度的實驗結果。

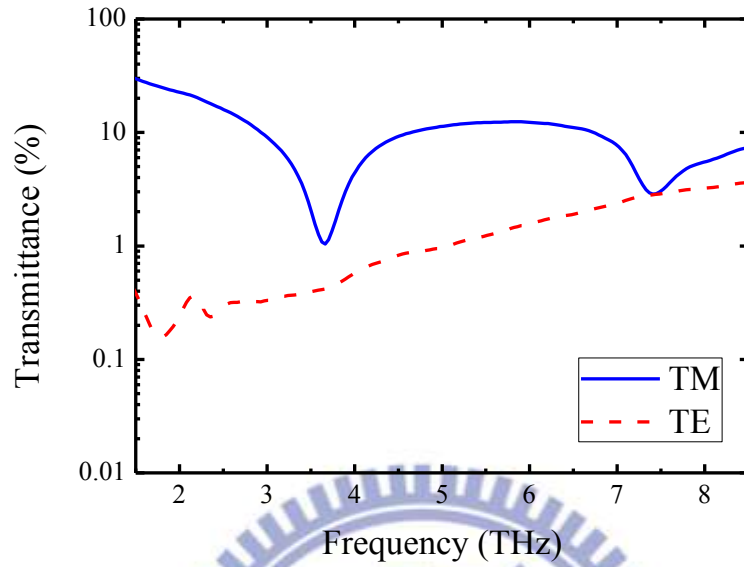


圖 3.2 (a) 週期為 $24 \mu\text{m}$ ，填滿率為 0.75 的樣品在 TM 與 TE 下的穿透頻譜。

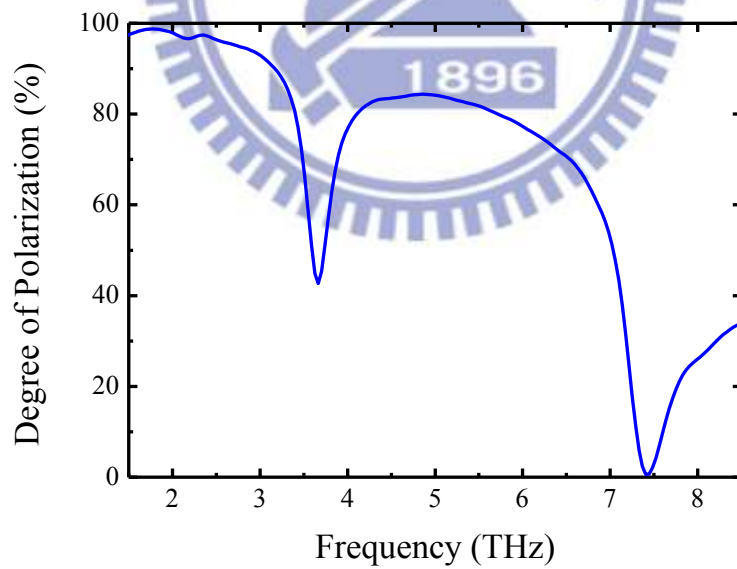


圖 3.2 (b) 週期為 $24 \mu\text{m}$ ，填滿率為 0.75 的樣品偏振度的實驗結果。

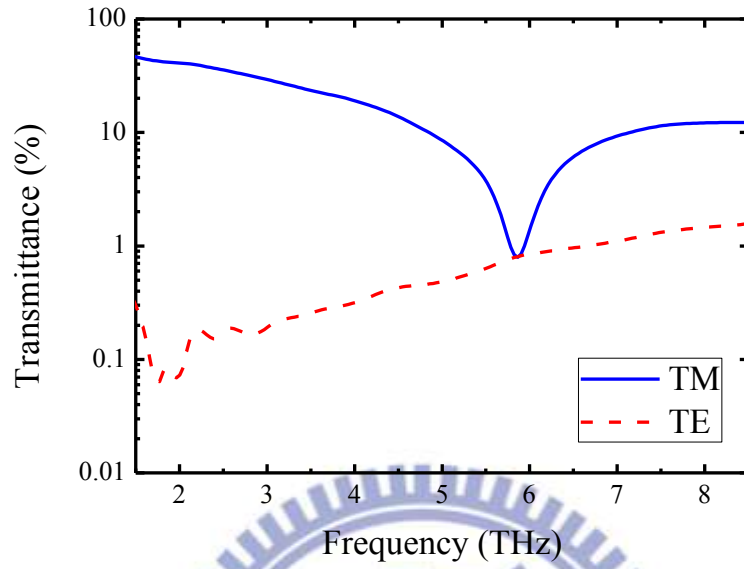


圖 3.3 (a) 週期為 $15 \mu m$ ，填滿率為 0.75 的樣品在 TM 與 TE 下的穿透頻譜。

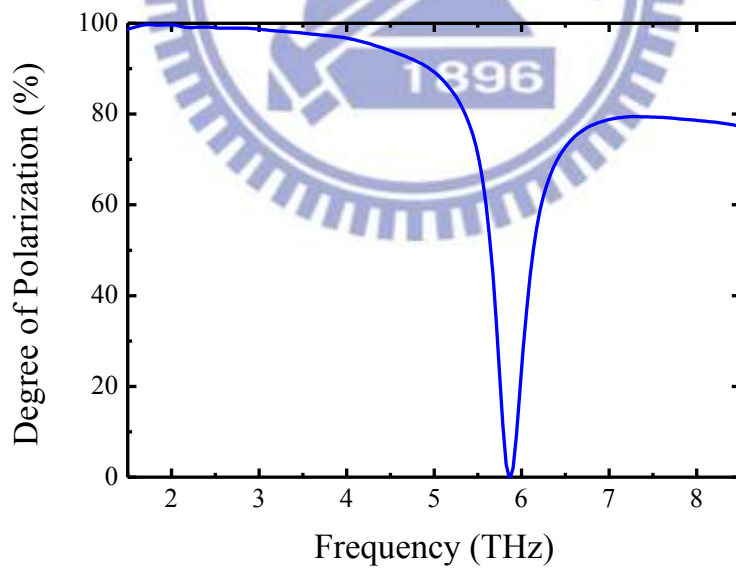


圖 3.3 (b) 週期為 $15 \mu m$ ，填滿率為 0.75 的樣品偏振度的實驗結果。

3.2 相位延遲片量測結果與討論

接下來我們量測由不對稱的十字架形狀所構成的二維週期性金屬孔洞。我們固定樣品的厚度 $t = 65 \mu\text{m}$ 、週期 $G = 90 \mu\text{m}$ 、十字架的臂寬 $W = 16 \mu\text{m}$ ，並且改變十字架的長軸長度 L 與短軸長度 S ，詳細的樣品尺寸如表 3.1 所示。在表 3.1 中，我們總共量測了 6 個不同尺寸的樣品，編號為 S1-S6。

圖 3.4(a) 為 S1 在 TM 與 TE 下穿透頻譜的量測結果，其中 TM 與 TE 的主要穿透波峰的半高寬與十字架的週期和孔洞的尺寸有關。我們可觀察到在 3.3 THz 附近 TM 與 TE 的穿透率發生劇烈的下降，該頻率值正好對應到雷利波長，主要由十字架的週期決定。另外比較 TM 與 TE 的穿透波峰的位置，我們可觀察到 TM 的穿透波峰首先出現在較低頻的位置，使得 TM 的半高寬會比 TE 的半高寬來的大。我們認為這樣的結果可近似兩個獨立的矩形波導來分析。因為長軸與短軸長度的不同，使得這兩個矩形波導的截止頻率也就不同。由於長軸的長度比起短軸來的長，截止頻率較低，故 TM 會在較低頻的位置首先出現穿透峰值。圖 3.4(b) 為 S1 在 TM 與 TE 下穿透頻譜的模擬結果。在定性上，我們可以觀察到與實驗一致的結果。唯獨在實驗上，我們並沒有觀察到兩個分開的共振峰值，並且峰值強度均比模擬計算來的低。造成這些不一致的原因我們認為主要有下列四點：(1) 在理論計算時我們使用完美導體的假設，但實際上，我們的元件所使用的金屬並非完美導體，因此因為非完美導體所造成的損耗會降低峰值強度與增加半

高寬，(2)在製程上，我們所製作出來的元件孔洞並非完美的十字架形狀，並且我們也觀察到孔洞與孔洞之間有些微的不均勻現象，(3)量測上因為解析度的關係，勢必將造成一些實驗誤差，(4)非完美的偏振片也是實驗誤差的來源之一。

圖 3.4(c)為 $\theta = 45^\circ, \alpha = 90^\circ$ 時，S1 的穿透頻譜量測結果。在 2.5 THz 以上我們量測到的穿透訊號，代表在這個頻率以上穿透樣品的電磁波偏極化狀態改變了。我們可以由 2.4 節的量測原理來獲得穿透樣品後電磁波的相位差。圖 3.4(d)為 S1 相位差的模擬結果與量測結果。其中 2.5 THz 以下的穿透訊號非常接近零，因此所獲得的相位差較不可信。儘管如此，由圖 3.4(d)的結果，我們驗證了不對稱的十字架週期性孔洞的確能用來實現相位延遲片，並且我們所量測到的相位差與理論計算的結果在定性上大致吻合。

圖 3.5 為 S2 的量測結果，我們可以觀察得到與 S1 同樣的結論。並且比較 S1 與 S2 的結果後我們發現，經由調變十字架長短軸的比例，我們能夠對於穿透頻譜的峰值位置與相位差進行調變。因此接下來，我們經由固定十字架的短軸長度，並改變長軸長度，或是固定長軸長度並且改變短軸長度，來觀察調變的結果。

我們將十字架短軸長度固定為 $53 \mu\text{m}$ ，並且改變長軸長度為 $62 \mu\text{m}$ 、 $63 \mu\text{m}$ 、 $68 \mu\text{m}$ ，如表 3.1 中的 S3、S4、S5。圖 3.6(a)為 S3、S4、S5 的 TM 穿透頻譜量測結果，我們可以觀察到隨著長軸長度的增加，峰值的位置會往

低頻率移動。圖 3.6(b)為 TM 穿透頻譜的模擬結果，我們可以觀察到與實驗結果一致的趨勢。我們將這樣的結果利用兩個互相獨立的垂直矩形波導來近似十字架結構並提出解釋。因為長軸長度的不同，截止頻率也就不同。長度越大的波導，截止頻率較低，因此 TM 的穿透峰值會出現在較低頻的位置。但是由於短軸的長度是固定的，因此我們預期 TE 的穿透頻譜峰值的位置將會一致。圖 3.6(c)為 S3、S4、S5 的 TE 穿透頻譜量測結果，我們可以觀察到穿透頻譜峰值的位置幾乎是一樣的。圖 3.6(d)為 TE 的穿透頻譜模擬結果，我們可以觀察到與實驗一致的結果。

圖 3.7 為 $\theta = 45^\circ, \alpha = 90^\circ$ 時，S3、S4、S5 的穿透頻譜量測結果。由圖 3.7 我們觀察到隨著長軸長度的改變，穿透頻譜將會有不同的結果。這顯示穿透不同樣品的電磁波獲得了不同的相位差。圖 3.8 為實驗上所獲得的相位差。由圖 3.8 的結果，我們驗證了透過改變十字架長短軸長度的比例，能夠對於相位差進行調變。

接著，我們將十字架長軸長度固定為 $63 \mu\text{m}$ ，並且改變短軸長度為 $53 \mu\text{m}$ 、 $56 \mu\text{m}$ ，如表 3.1 中的 S4 與 S6。圖 3.9(a)為 S4 與 S6 的 TE 穿透頻譜量測結果。我們可以觀察到與上述同樣的峰值頻率變化趨勢。圖 3.9(b)為 TE 的穿透頻譜模擬結果，我們可以觀察到與實驗結果一致的趨勢。圖 3.9(c)為 S4 與 S6 的 TM 穿透頻譜量測結果，我們可以觀察到穿透頻譜峰值的位置幾乎是一樣的。圖 3.9(d)為 TM 的穿透頻譜模擬結果，我們可以觀察到與實驗一

致的結果。

圖 3.10 為 $\theta = 45^\circ, \alpha = 90^\circ$ 時，S4 與 S6 的穿透頻譜量測結果。由圖 3.10 我們觀察到隨著短軸長度的改變，穿透頻譜將會有不同的結果。這顯示穿透不同樣品的電磁波獲得了不同的相位差。圖 3.11 為實驗上所獲得的相位差。由圖 3.11 的結果，我們再次驗證了透過改變十字架長短軸長度的比例，能夠對於相位差進行調變。



	L (μm)	S (μm)
S1	58	51
S2	59	46
S3	62	53
S4	63	53
S5	68	53
S6	63	56

表 3.1 不對稱的十字架結構之長軸長度(L)與短軸長度(S)的尺寸對照表。

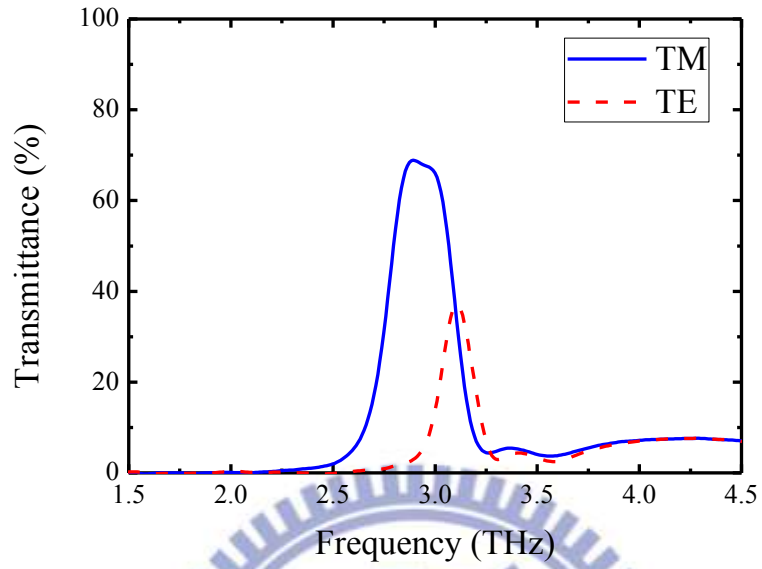


圖 3.4 (a) S1 在 TM 與 TE 下穿透頻譜的量測結果。

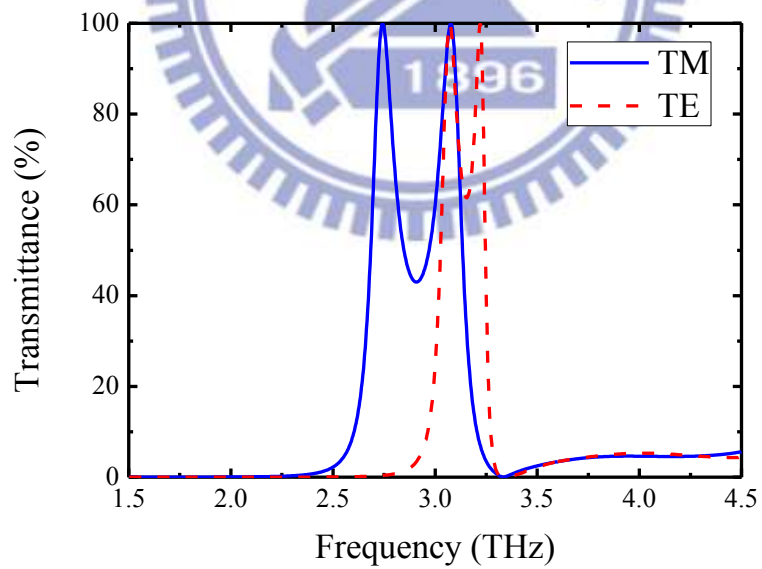


圖 3.4 (b) S1 在 TM 與 TE 下穿透頻譜的模擬結果。

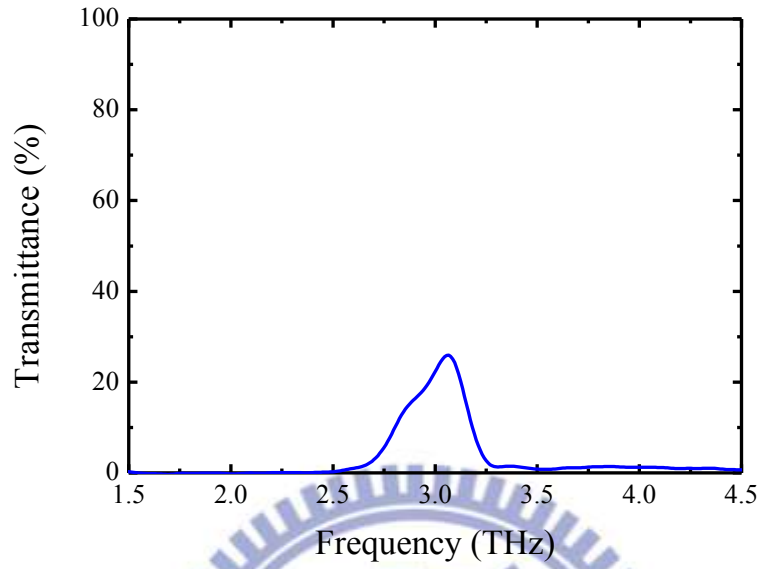


圖 3.4 (c) $\theta=45^\circ, \alpha=90^\circ$ 時，S1 的穿透頻譜量測結果。

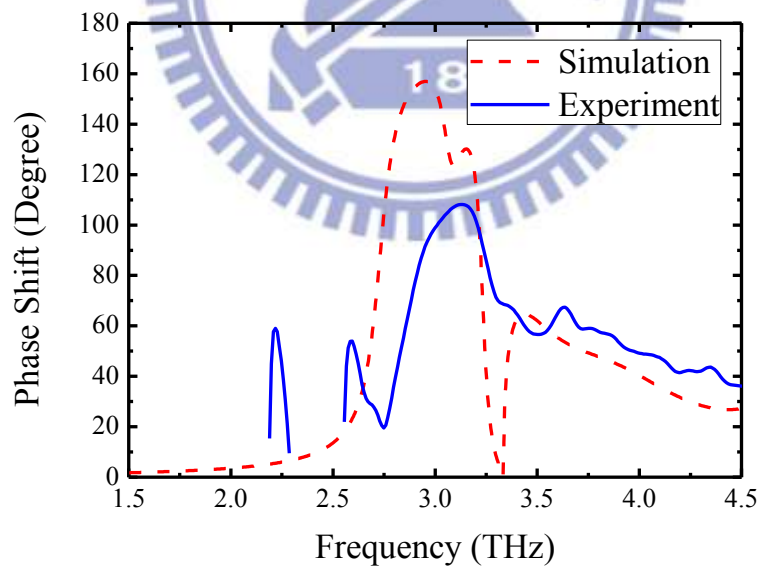


圖 3.4 (d) S1 相位差的模擬結果與量測結果。

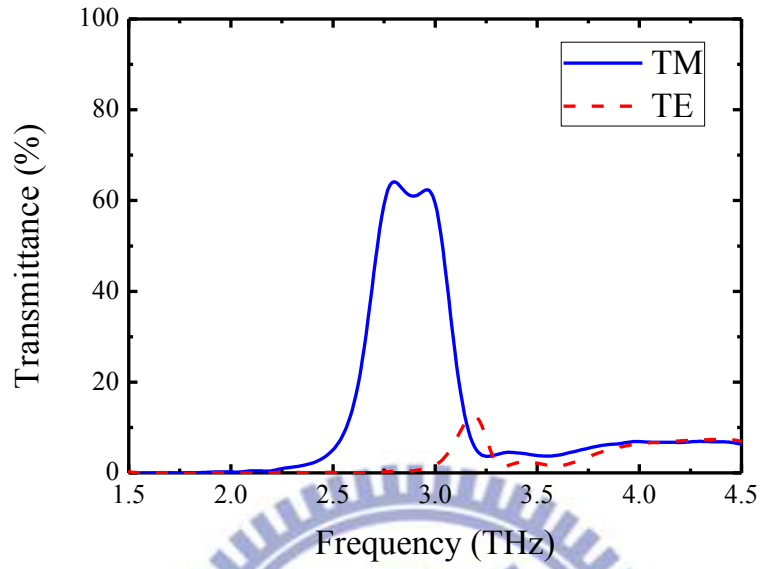


圖 3.5 (a) S2 在 TM 與 TE 下穿透頻譜的量測結果。

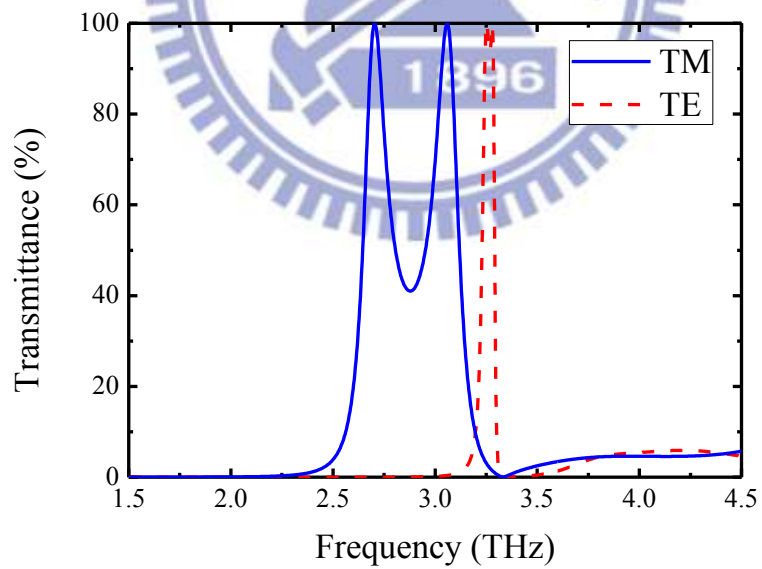


圖 3.5 (b) S2 在 TM 與 TE 下穿透頻譜的模擬結果。

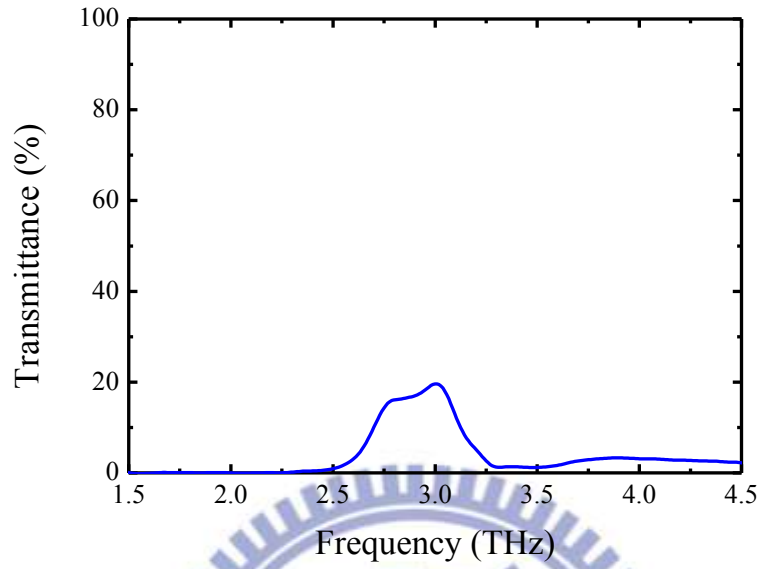


圖 3.5 (c) $\theta=45^\circ, \alpha=90^\circ$ 時，S2 的穿透頻譜量測結果。

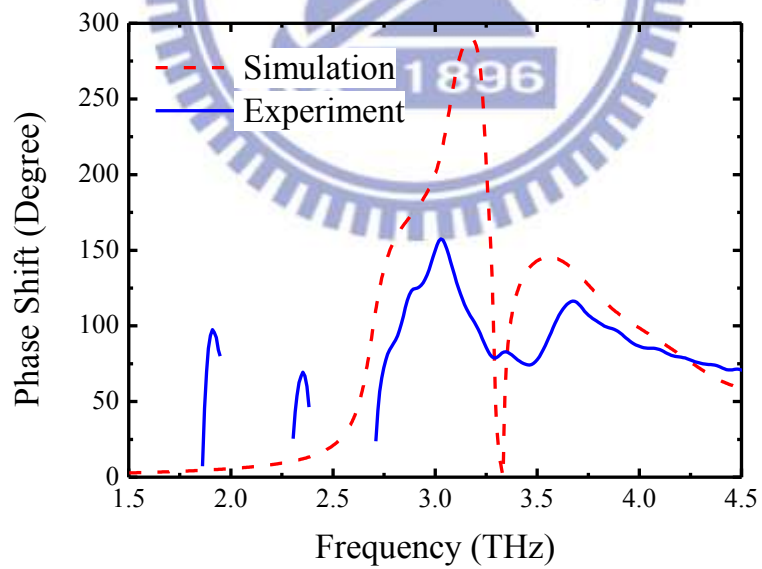


圖 3.5 (d) S2 相位差的模擬結果與量測結果。

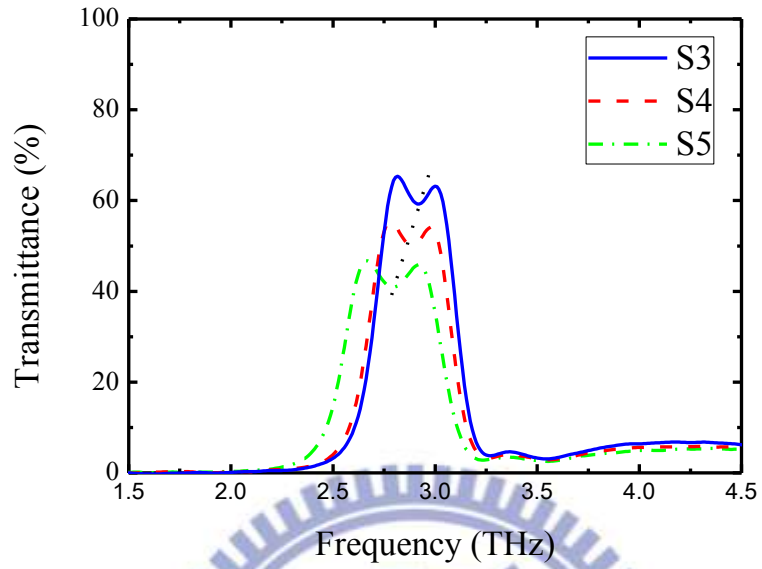


圖 3.6 (a) S3、S4、S5 的 TM 穿透頻譜量測結果。

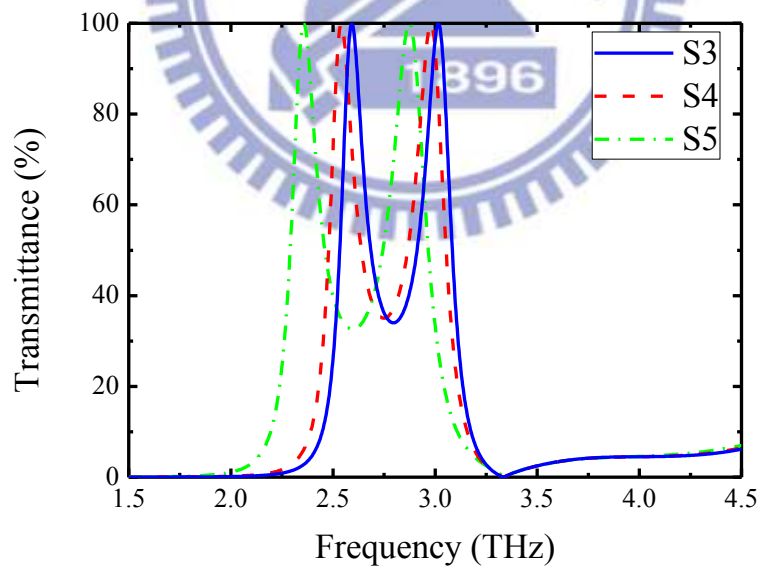


圖 3.6 (b) S3、S4、S5 的 TM 穿透頻譜模擬結果。

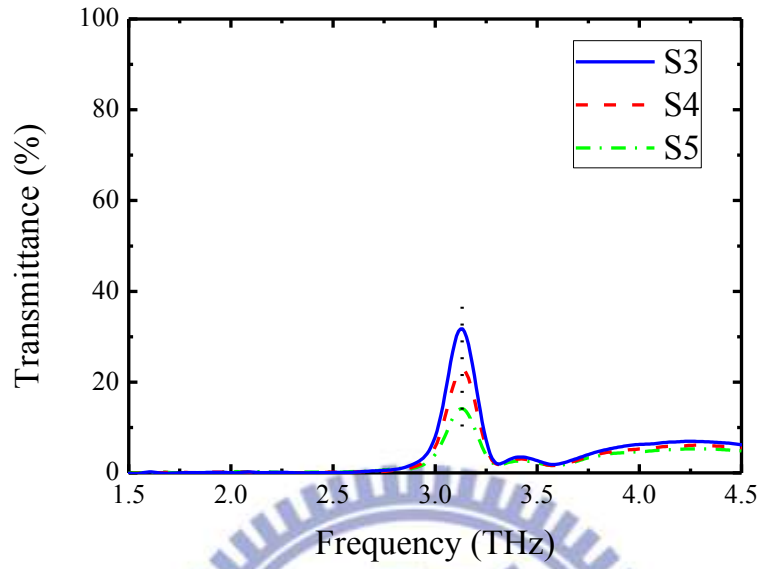


圖 3.6 (c) S3、S4、S5 的 TE 穿透頻譜量測結果。

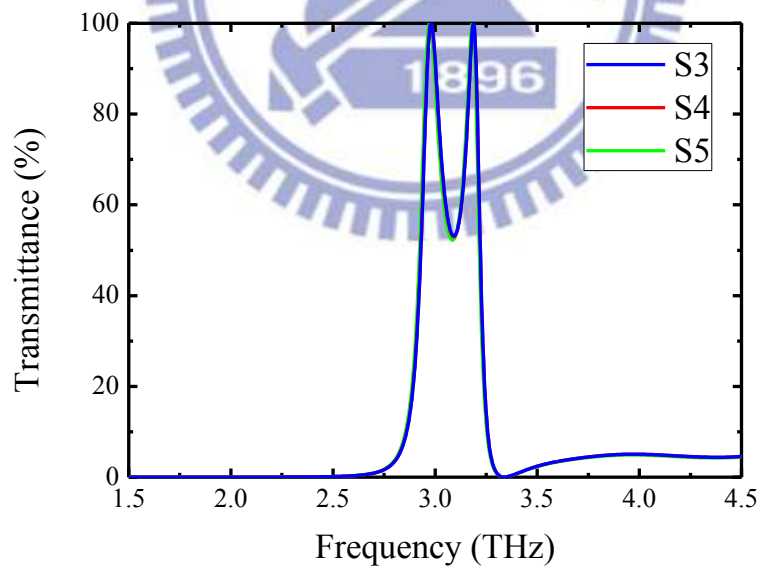


圖 3.6 (d) S3、S4、S5 的 TE 穿透頻譜模擬結果。

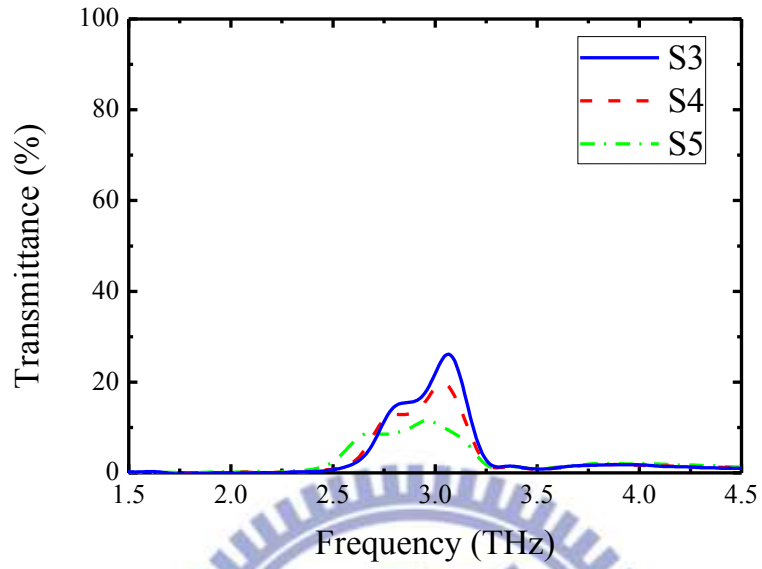


圖 3.7 $\theta = 45^\circ, \alpha = 90^\circ$ 時，S3、S4、S5 的穿透頻譜量測結果。

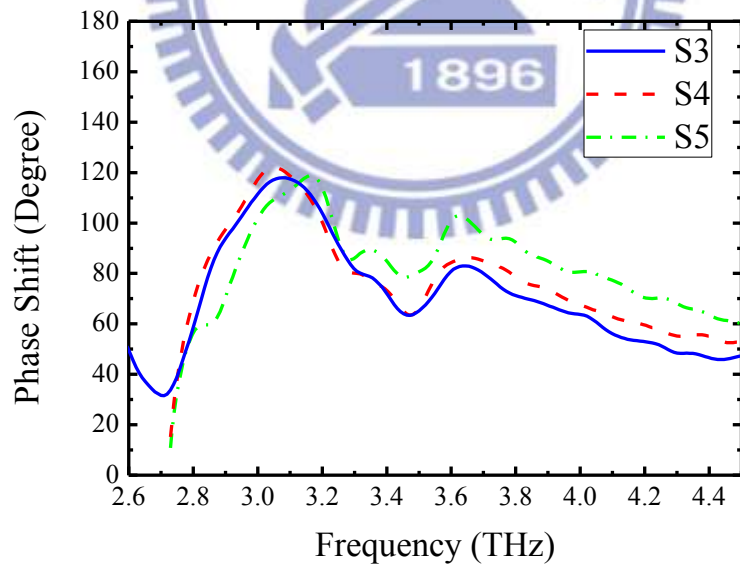


圖 3.8 S3、S4、S5 相位差的量測結果。

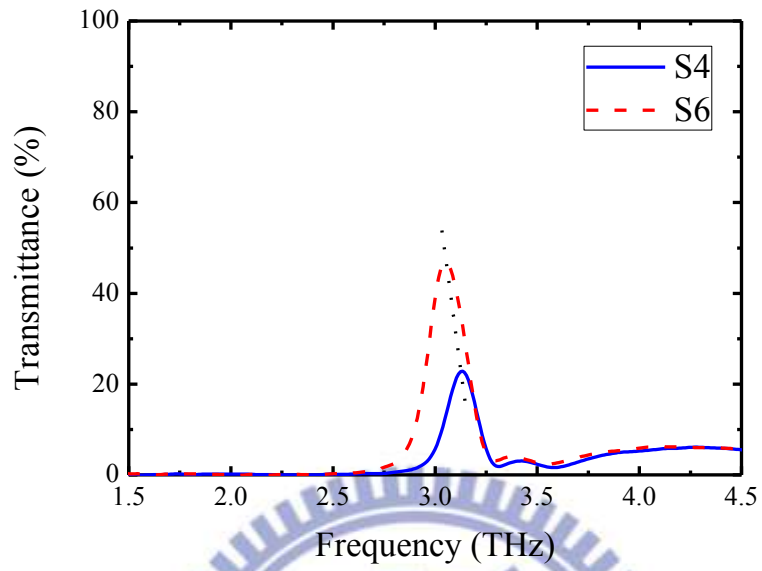


圖 3.9 (a) S4 與 S6 的 TE 穿透頻譜量測結果。

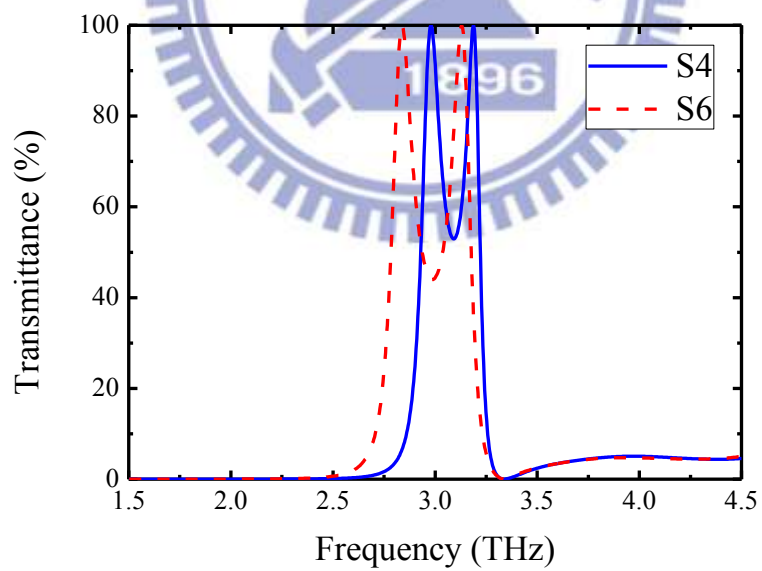


圖 3.9 (b) S4 與 S6 的 TE 穿透頻譜模擬結果。

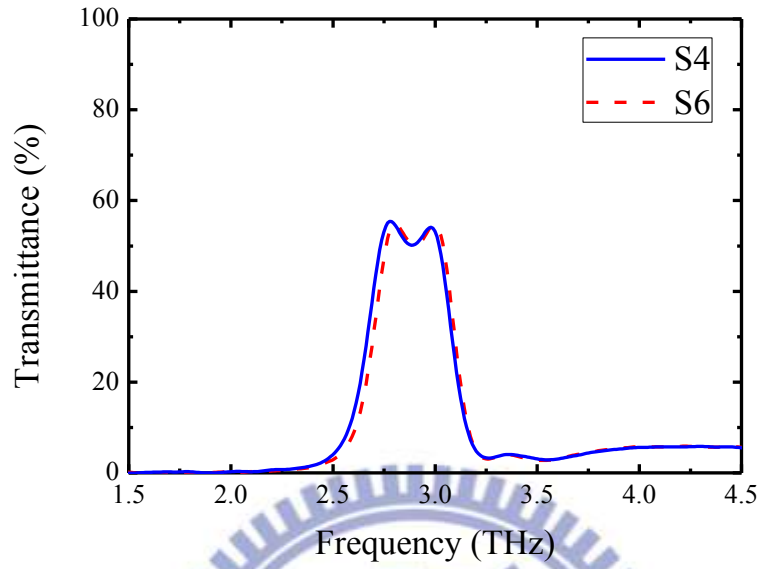


圖 3.9 (c) S4 與 S6 的 TM 穿透頻譜量測結果。

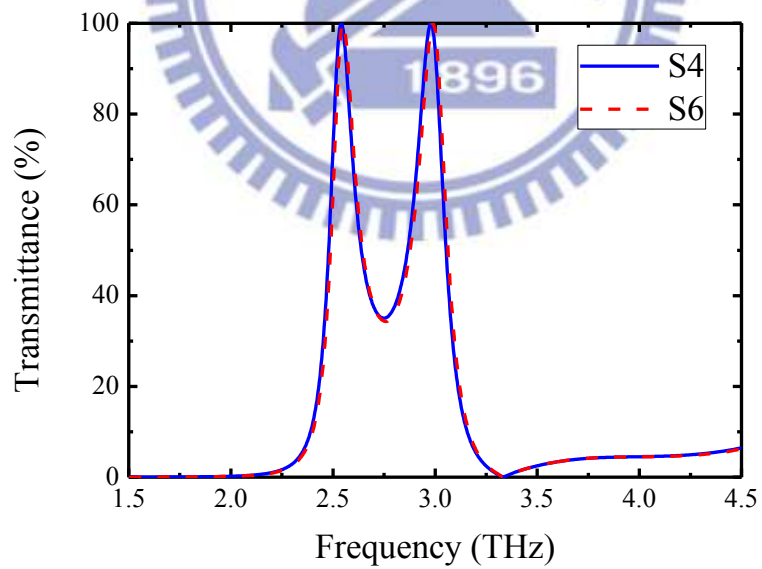


圖 3.9 (d) S4 與 S6 的 TM 穿透頻譜模擬結果。

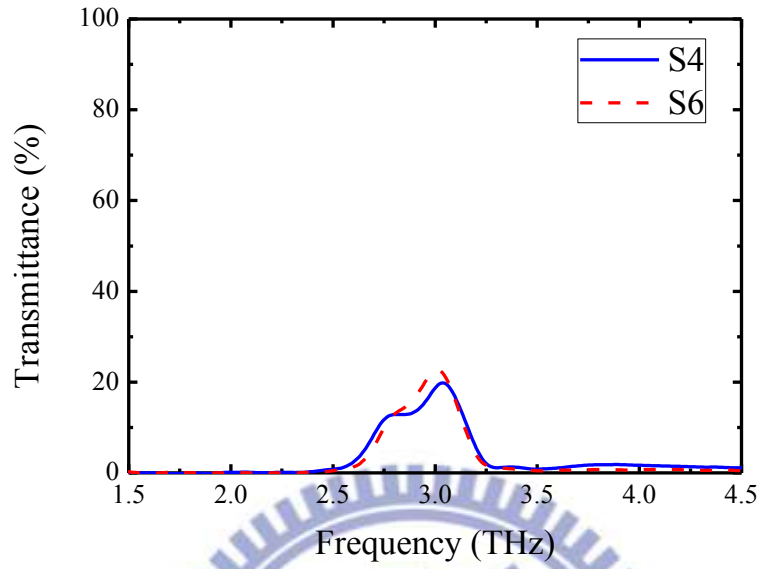


圖 3.10 $\theta = 45^\circ, \alpha = 90^\circ$ 時，S4 與 S6 的穿透頻譜量測結果。

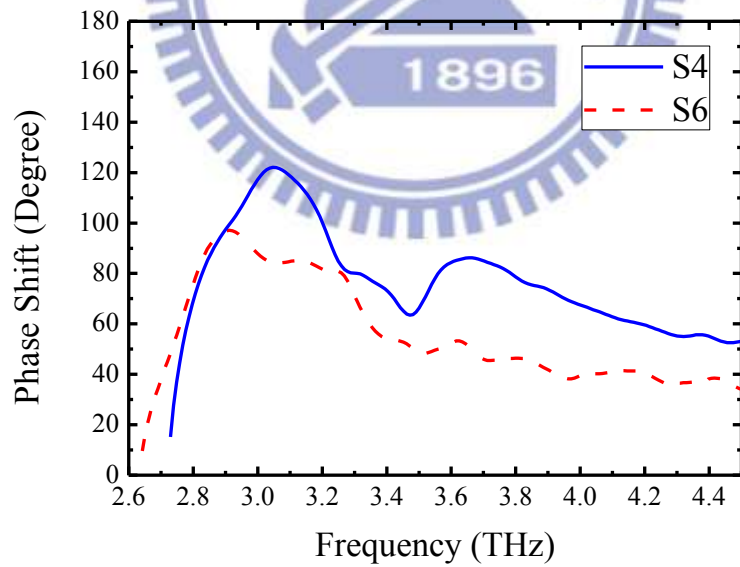


圖 3.11 S4 與 S6 相位差的量測結果。

四、結論

本論文利用不對稱的十字架週期性金屬孔洞結構來實現兆赫波段的相位延遲片。我們利用微機電製程中的電鑄技術來製作金屬孔洞結構。並且我們以半導體製程製作金屬線柵偏振片以建立出一套紅外偏極光譜儀來量測相位延遲片。實驗的結果與理論計算在定性上相當吻合。

就兆赫波段的金屬線柵偏振片而言，我們可以得到以下結論：

- I. 金屬線的填滿率會影響偏振片的偏振效率。填滿率越高，元件的偏振效率會越高
- II. 降低金屬線的週期可以提高元件的偏振效率並且提升元件的操作頻寬。

就不對稱的十字架孔洞結構所構成的相位延遲片而言，我們可以得到以下結論：

- I. 十字架的長軸長度與短軸長度分別影響 TM 與 TE 穿透峰值的位置，長度越長，峰值頻率會越低。
- II. 透過調整十字架長軸與短軸的比例，我們能夠對於相位差作調變。這樣就可以製造出應用上常見的二分之一波片與四分之一波片。

參考文獻

1. J. B. Masson and G. Gallot, *Opt. Lett.* **31**, 265 (2006).
2. C. Y. Chen, T. R. Tsai, C. L. Pan and R. P. Pan, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 4497 (2003).
3. C. F. Hsieh, R. P. Pan, T. T. Tang, H. L. Chen and C. L. Pan, *Opt. Lett.* **31**, 1112 (2006).
4. J. S. Tharp, J. M. Lopez-Alonso, J. C. Ginn, C. F. Middleton, B. A. Lail, B. A. Munk and G. D. Boreman, *Opt. Lett.* **31**, 2687 (2006).
5. X. G. Peralta, E. I. Smirnova, A. K. Azad, H. T. Chen, A. J. Taylor, I. Brener and J. F. O'Hara, *Opt. Express* **17**, 773 (2009).
6. A. C. Strikwerda, K. Fan, H. Tao, D. V. Pilon, X. Zhang and R. D. Averitt, *Opt. Express* **17**, 136 (2009).
7. S. C. Saha, Y. Ma, J. P. Grant, A. Khalid and D. R. S. Cumming, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **22**, 79 (2010).
8. G. Pisano, G. Savini, P. A. R. Ade and V. Haynes, *Appl. Opt.* **47**, 6251 (2008).
9. P. A. R. Ade, G. Pisano, C. Tucker and S. Weaver., *Proc. of SPIE* **6275**, 62750U-1 (2006).
10. R. Ulrich, *Infrared Phys.* **7**, 37 (1967).
11. R. Ulrich, *Appl. Opt.* **7**, 1987 (1968).
12. Hong-Wen Hsieh, "Study of Extraordinary Optical Transmission : Theory and Application", NCTU, master thesis in electronic engineering department (201007).
13. D. B. Chenault and R. A. Chipman, *Appl. Opt.* **32**, 3513 (1993).
14. I. Yamada, K. Takano, M. Hangyo, M. Saito and W. Watanabe, *Opt. Express* **34**, 274 (2009).
15. W. Herres and J. Gronholz, *Understanding FT-IR Data Processing*, Bruker.
16. D. Goldstein, *Polarized Light: Revised and Expanded*, 2nd ed., Marcel Dekker, Inc. New York (2003).

附錄

固定金屬線柵偏振片的週期為 $g = 24 \mu m$ ，並且改變金屬線寬 $w = 2、4、6、8、10、12、14、16、18 \mu m$ ，所量測出來的 TM 與 TE 的穿透率頻譜，如圖 1a 與圖 1b 所示。

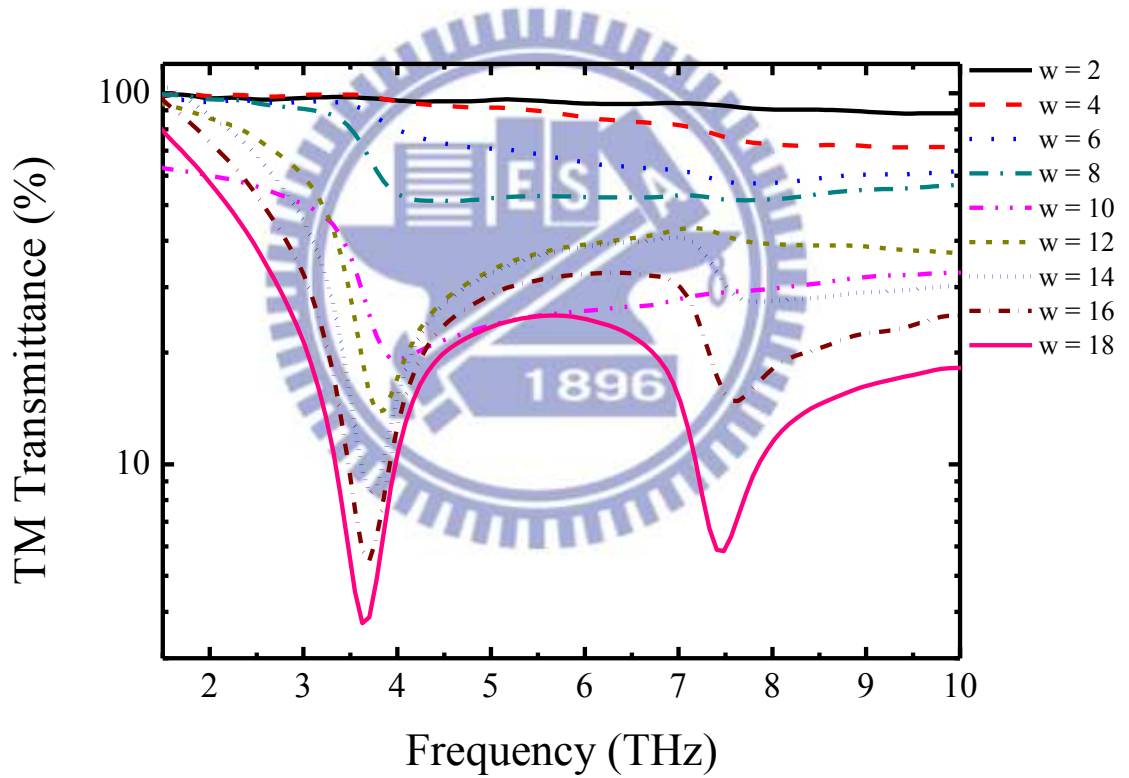


圖 1a 週期為 $24 \mu m$ ，不同金屬線寬 w 的金屬線柵偏振片之 TM 穿透率頻譜

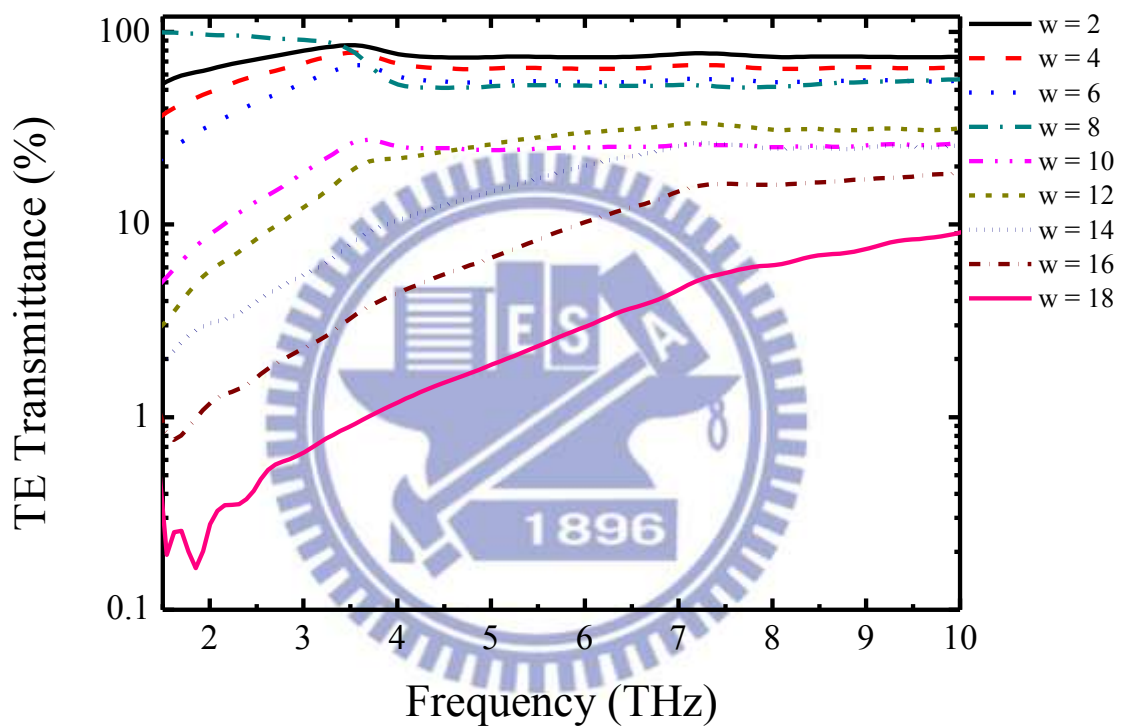


圖 1b 週期為 $24 \mu m$ ，不同金屬線寬 w 的金屬線柵偏振片之 TE 穿透率頻譜

自傳

姓名：孫仲村 (Chung -Chun Sun)

性別：男

籍貫：台灣省高雄縣

出生年月日：民國75 年7 月20 日

學歷： 國立高雄大學 應用物理學系 (92.9 - 97.6)

國立交通大學 電子工程研究所碩士班 (97.9 - 99.6)

論文題目：以含不對稱十字架孔洞金屬膜實現兆赫波段相位延遲器

Implementation of Terahertz Phase Retarders on Metallic Films

Perforated with Asymmetric Cross Shaped Holes

