

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

碩 士 論 文

遠紅外線表面電漿子元件之研究



Study of Far-infrared Surface Plasmon Devices

研 究 生：賴威良

指導教授：李建平 教授

中 華 民 國 九 十 八 年 六 月

遠紅外線表面電漿子元件之研究

Study of Far-infrared Surface Plasmon Devices

研 究 生：賴威良

Student：Wei-Liang Lai

指導教授：李建平

Advisor：Dr. Chien-Ping Lee

國 立 交 通 大 學



A Thesis

Submitted to Department of Electronic Engineering and
Institute of Electronics

College of Electrical and Computer Engineering

National Chiao Tung University

in partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master

in Electronic Engineering

June 2009

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十八年六月

遠紅外線表面電漿子元件之研究

學生:賴威良

指導教授:李建平 博士

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

摘要

本論文中探討表面電漿子及類表面電漿子在元件中扮演的角色及物理意義。利用其特性製作出遠紅外線表面電漿子元件包含濾波器以及熱輻射器。

首先是二維週期性金屬孔洞薄膜於 GaAs 基板的遠紅外線類表面電漿子濾波器。當光激發(GaAs/metal) (1, 0) SSP 簡併模態時產生很強的異常穿透效應，其穿透率和穿透頻譜半高寬達到最佳，成功做出 4THz 以下窄頻砷化鎵遠紅外線濾波器。並藉由實驗結果排除表面電漿子效應，釐清異常穿透現象物理機制。

第二部分提出利用高參雜基板上的長週期二維光柵，同時激發包含(真空/N 型砷化鎵) (1, 0)、(1, 1)、(2, 0)、(2, 1)、(2, 2) SPP 簡併模態的寬頻遠紅外線熱輻射器，有別於一般短週期一維光柵做出的窄頻遠紅外線熱輻射器。

第三部分是(金屬/氮化矽/N 型砷化鎵)三層結構遠紅外線表面電漿熱輻射器，在不改變半導體參雜濃度條件之下，利用改變金屬光柵週期或氮化矽層厚度改變多層結構表面電漿子耦合特性，提出一個可改變輻射頻段的窄頻遠紅外線熱輻射器。

Study of Far-infrared Surface Plasmon Devices

Student: Wei-Liang Lai

Advisor: Dr. Chien Ping Lee

Department of Electronics Engineering & Institute of Electronics

National Chiao Tung University

Abstract

In this thesis, the role and the physical origin of surface plasmon and spoof surface plasmon in our devices are investigated. Using these special phenomena, we fabricate far-infrared surface plasmon devices.

First, far-infrared spoof surface plasmon filter is fabricated by depositing a 2D metal holes array on GaAs substrate. When light exciting (GaAs/metal) (1,0) SSP modes, a strong EOT phenomenon is observed. By using the phenomenon above, we can fulfill a narrow-band far-infrared filter working under 4 THz. Furthermore, we exclude the role of surface plasmon in EOT phenomenon by the experiment results.

Second, a broadband far-infrared thermal emitter is proposed by exciting (vacuum/N-GaAs) (1,0), (1,1), (2,0), and (2,1) SPP modes simultaneously with the help of the long period 2D grating on the N-GaAs substrate. The bandwidth of devices is proportional to the grating period directly.

Third, the (metal/silicon nitride/N-GaAs) trilayer far-infrared surface plasmon thermal emitter, without changing the doping concentration of N-GaAs substrate, we can change the (metal/silicon nitride/N-GaAs) SPP modes by simply changing the period of the upper metal grating or the thickness of silicon nitride layer. The radiation frequency changeable far infrared narrow-band thermal emitter is fabricated.

誌 謝

在這短暫而充實但卻不失歡樂的兩年碩士生涯。我首先要感謝的是我的指導教授 李建平博士 以及顏順通博士，感謝他們兩年來的辛苦指導及討論。然後要感謝林聖迪博士以及林國瑞博士在平時的指導。再來要感謝 THz lab 的鐘佩鋼學長感謝你在 FTIR 量測及實驗上的指導與幫助。接下來要感謝 MBE lab 的羅明城學長，鄭旭傑學長，巫朝陽學長，蘇晟宇學長以及潘建宏學長感謝他們對於實驗上細心指教和幫助。接著要感謝 Quenna 宜靜 品維 俊仁 家豪 皓皓 小微 信傑 正瑜 Peace 仕偉 俊豪 偉智，這些 THz Lab 以及 MBE Lab 的同學們，我非常的懷念這段一起奮鬥的日子。還有就是交大電工九六級的同學們我不會忘記我們一起度過的這些日子。最後要感謝的就是我的父母和我的家人感謝你們二十多年來的照顧與支持，讓我在求學以外無後顧之憂專心在課業上面，最後能夠順利拿到這個學位，實在是萬分感謝。

目錄

頁次

目 錄	
中文提要	i
英文提要	ii
誌謝	iii
目 錄	iv
圖目錄	v
一、 緒論.....	1
二、 表面電漿子基本原理.....	5
三、 量測儀器及其原理.....	14
四、 類遠紅外線表面電漿子濾波器.....	21
五、 遠紅外線表面電漿子熱輻射器.....	36
5.1 寬頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器	36
5.2 窄頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器.....	47
六、 結論.....	62
參考文獻	63
自傳	67

圖目錄

圖 2-1	表面電漿子在金屬介面傳播之結構	5
圖 2-2	表面電漿子(a) k_x ω 色散關係(b)垂直衰退長度 z_i	9
圖 2-3	電子能量變化當撞擊在一層鍍著不同氧化層厚度的鎂金屬層[10]	11
圖 2-4	ATR (Otto) 架構	12
圖 2-5	光和表面電漿子利用光柵耦合示意圖	13
圖 3-1	傅立葉轉換紅外線光譜儀 FTIR 基本架構	15
圖 3-2	偵測器量到的訊號以及取樣雷射的干涉圖	16
圖 3-3	頻譜圖及其傅立葉轉換干涉圖(a)單頻(b)雙頻(c)實際頻譜	18
圖 3-4	樣品序號取得過程(a)背景訊號(b)樣品訊號(c)樣品穿透率	19
圖 3-5	FTIR 實際量測(反射率量測)	20
圖 4-1	遠紅外線類表面電漿子濾波器製作流程	23
圖 4-2	遠紅外線類表面電漿濾波器完成圖 (a)正方形陣列(b)六方形陣列	24
圖 4-3	類表面電漿子示意圖(a)結構圖(b)色散關係[10]	25
圖 4-4	短週期遠紅外線類表面電漿濾波器 (a)穿透頻譜(b)歸一化穿透頻譜	30
圖 4-5	中週期遠紅外線類表面電漿濾波器 (a)穿透頻譜(b)歸一化穿透頻譜	31
圖 4-6	長週期遠紅外線類表面電漿濾波器 (a)穿透頻譜(b)歸一化穿透頻譜	32
圖 4-7	無參雜砷化鎵隨波長變化之介電常數	33
圖 4-8	遠紅外線類表面電漿濾波器歸一化穿透頻譜隨不同金屬厚度的變化	35
圖 5-1	寬頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器製作流程	38
圖 5-2	寬頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器完成圖(a)一維光柵(b)二維光柵	39
圖 5-3	週期為(a)25 微米及(b)45 微米的二維正方形半導體光柵隨著不同光柵深度吸收率和歸一化吸收率	43
圖 5-4	週期不同的二維半導體光柵(a)吸收率(b)歸一化吸收率	44
圖 5-5	週期不同的一維半導體光柵(a)吸收率(b)歸一化吸收率	45
圖 5-6	寬頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器效能(a)在 300K 時(b)在 600K 時	46
圖 5-7	窄頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器製作流程	49
圖 5-8	窄頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器元件完成圖	50
圖 5-9	金屬絕緣層金屬介面表面電漿子	52
圖 5-10	不同氮化矽層厚度的元件吸收頻譜(a)P16(b)P20(c)P22	55
圖 5-11	N 型砷化鎵基板上不同厚度氮化矽層的(a)吸收率(b)歸一化吸收率	56
圖 5-12	15-30 微米吸收峰值隨氮化矽層厚度變化	57
圖 5-13	(金屬/氮化矽/N 型砷化鎵) SPP (1,0)簡併模態理論值和實驗值(a) P16 (b)P20(c)P22	60
圖 5-14	窄頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器在 600K 功率(a)氮化矽層 1 500 奈米 (b)氮化矽層 2000 奈米	61

第一章 緒論

近年來科技在兆赫波 Tera-Hertz (THz) 波段有著蓬勃的發展，其大量且具有發展性的應用，吸引了許多研究人員以及實驗室投入這塊領域，這其中尤其在感測以及影像方面受到了極大的注目，因為其有著許多如軍事國防，醫療，太空，醫藥等各方面應用[1]，因此發展兆赫波光學元件像是光偵測器，光濾波器，光源等就變得非常的重要，因此在本論文中致力於發展兆赫波元件。利用表面電漿子及類表面電漿子特性改變元件穿透或吸收性質，研究包含有二維金屬孔洞陣列於砷化鎵基板的類表面電漿子濾波器，長週期二維表面結構高參雜砷化鎵寬頻表面電漿子熱輻射器，以及(金屬/氮化矽/N型砷化鎵)三層窄頻表面電漿子熱輻射器等兆赫波光學元件。

表面電漿子是一種在金屬或半導體表面上的載子集體激發，其能量傳遞方向為沿著表面傳遞，而在垂直方向電場隨著垂直距離呈指數性的衰退，波長比光在介質中傳遞的波長短，而其介面電場強度遠大於遠場，是一種近場電磁波[2]。這些特殊的光學性質有著許多用途。舉例來說傳統光學元件因受限於波長長度的因素，元件大小無法突破波長的尺度，但表面電漿子提供一個機會讓元件尺寸有機會縮小。例如光照射在奈米金屬孔洞或是奈米金屬微粒時當激發出區域化表面電漿子後，電磁波會被侷限在很小的區域[3]，波長縮短為原來幾十分之一，近場電場強度增強一千倍以上，利用此效應1999年 krenn 等人在一維金屬微粒陣列中觀察到當光利用三稜鏡激發第一顆金屬微粒後，會有很強的電場區域化在相鄰金屬微粒間隙內，使得能量可以沿著金屬微粒傳遞，實現奈米尺寸波導管[4]。

1944 年 Bethe 預測當一波長為 λ 的光通過一個半徑 r 的無限薄完美導體孔洞，其穿透率正比於 $(r/\lambda)^4$ [5]，當洞遠小於波長的時候穿透率會非常低接近零。然而在1998年 Ebbesen 等人[6] 發現了光在週期性金屬孔洞會出現異常穿透的現象，以正向入射為例，當光的波長略大於金屬光柵週期的時候，光的穿

透率達到最高甚至大於金屬孔洞所占的比例，其穿透率遠遠的超過Bethe的預期。對於異常穿透現象其真正物理機制到今天仍然在爭議中，在這些爭議之中主要可以分成兩種，一種是肯定表面電漿子在異常穿透現象中的所扮演的角色，認為當光通過周期性金屬結構時會因布拉格繞射激發出表面電漿子，當金屬薄膜兩面的表面電漿子彼此相互耦合後，能量就可以從入射面耦合到透射面，然後在透射面的表面電漿子再經過周期性金屬孔洞布拉格繞射轉換成光子射出[7]。而第二種理論則認為表面電漿子並不是造成異常穿透現象的主要原因。首先有研究人員認為當光入射到周期性金屬孔洞時並沒有激發表面電漿子，相反的是在金屬孔洞內有類似開放式Fabry-Perot共振腔模態存在[8]，和一般的Fabry-Perot共振腔模態不同的地方在於在孔洞內傳輸的波為衰退波而不是傳輸波。當光入射在周期性金屬孔洞時會被散射為不同動量的表面波，而當特定動量的表面波激發此開放式Fabry-Perot共振腔模態時就會發生異常穿透現象。而孔洞的形狀在這個理論當中直接的影響穿透頻譜峰值的位置，尤其是當孔洞大小相對於週期很小時，洞的形狀一點點的變化，都會造成頻譜可觀的位移。另一個認為表面電漿子不存在甚至是阻礙異常穿透現象發生的理論是總和繞射衰退波composite diffracted evanescent wave (CDEW) [9]。這個理論與上述兩個理論不同地方在於當光入射在周期性金屬孔洞被散射成不同動量的表面衰退波後並不是只有特定動量的波可以與整個系統產生共振造成異常穿透，而是所有不同動量的波總合起來所造成的整體影響故稱做總和繞射衰退波。

然而當光的波段在兆赫波頻段時異常穿透現象依然存在，但是金屬可以被視為完美導體，此時表面電漿子效應已經大大減弱。2004年Pendry等人提出了類表面電漿子Spoof Surface Plasmon (SSP)的理論[10]。對於周期性排列的完美導體結構，可以將其視為一個等效人造材料而此材料的介電常數和磁化係數完全由結構所決定，和表面電漿理論類似的地方在於此人造材料所支持的類表面電漿子色散關係與表面電漿子相似。針對此假說目前已經有實驗在微波波段去針對

色散關係和電場近場強度做驗證[11][12]。

遠紅外線光源對於研究光和有機分子的作用或是安全偵測，環境檢測等應用有著關鍵的影響，然而遠紅外線尤其是 THz 波段的光源以目前的科技來說仍有很大的挑戰。和一般的近紅外線或是微波光源相比。和近紅外線比較，兆赫波其光子能量因為頻率太低，遠小於在室溫下的熱能，使得利用能階躍遷放出光子的元件幾乎都要操作在極低溫(液態氦)的環境之下才能正常工作。和微波相比對於利用載子傳輸造成電流震盪的元件如震盪器來說頻率卻太高無法達到。目前主要的高溫兆赫波光源有：多層三五族半導體結構的兆赫波量子堆疊雷射[13]，和利用飛秒脈衝雷射激發一脈衝寬頻訊號的 THz TDS[14]。但是兆赫波量子堆疊雷射目前仍需操作在室溫以下，而 THz TDS 系統非常昂貴且體積龐大無法做成攜帶式光源，所以發展其他高溫光源元件就變得很重要。近年來另一種兆赫波光源受到了許多注目，因為其原理是用熱激發表面共振模態來達到特定頻段光輻射出，剛好可以迴避以上的問題。其中又以在一維光柵參雜半導體上熱激發表面電漿子[15][16]以達到窄頻兆赫波熱輻射為主，此元件操作頻率位於表面電漿頻率附近，可以隨著不同的參雜濃度而改變。

本論文的内容簡介如下。在第二章中以電磁學的角度介紹表面電漿子的基本物理，以及表面電漿子其特殊性質，和激發表面電漿子的方式。在第三章介紹量測方法以及儀器架構，主要著重在傅立葉轉換紅外線光譜儀 Fourier Transform Infrared Spectroscopy (FTIR)的基本架構以及操作原理。在第四章中為遠紅外線類表面電漿子濾波器。利用類表面電漿子的原理來達到窄頻濾波的目的，內容包含其製程步驟，實驗結果，以及依照不同週期金屬孔洞，以及不同金屬薄膜厚度，和針對基板材料砷化鎵做分析。發現當激發出(砷化鎵/金屬) (1, 0) SSP 簡併模態時窄頻濾波效應顯著其半高寬最窄且穿透率最高，做出 4THz 以下窄頻濾波器。在第五章第一節寬頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器，利用在高參雜砷化鎵基板表面上的長週期二維光柵，同時激發出包括(真空/砷化鎵) SPP (1, 0)、(1, 1)、

(2, 0) ... 簡併模態，有別於一般短週期一維光柵元件[15][16]最強輻射為表面電漿頻率附近的窄頻熱輻射，模擬出遠紅外線寬頻熱輻射器。而在第五章第二節(金屬/氮化矽/N型砷化鎵)三層結構窄頻遠紅外線熱輻射器，在不改變N型砷化鎵基板參雜濃度的條件之下，改變上層金屬光柵週期或者是改變中間氮化矽層的厚度，做出可改變輻射波長的窄頻遠紅外線表面電漿熱輻射器。



第二章 表面電漿子基本原理以及性質

表面電漿子是一種在導體和絕緣層介面傳遞的電磁波，在垂直介面方向被侷限住。這種表面電磁波的由來是因為電磁波和導體內載子的電漿震盪相互耦合所產生。從波函數出發在本章介紹在平坦導體和絕緣體介面的表面電漿子基本特性，包含了色散關係，傳遞距離以及電磁場的空間分佈。以及後半段介紹如何利用低能量電子，三稜鏡，和光柵等方法激發表面電漿子。

平坦表面的表面電漿子原理

最簡單的表面電漿子結構如(圖一)是一個平坦的金屬和絕緣層介面。接下來的推導是為了找出在什麼條件之下會有表面電磁波的存在。在一開始為了不失去普遍適用性，從最基本的假設開始：光的波長遠大於原子尺寸且沒有外在電荷以外在電流的條件下，且上下平面材料均為等向性材料。分別以 TM 模態(磁場垂直傳遞方向)和 TE 模態(電場垂直傳遞方向)的角度解邊界條件，首先從 TM 模態開始。

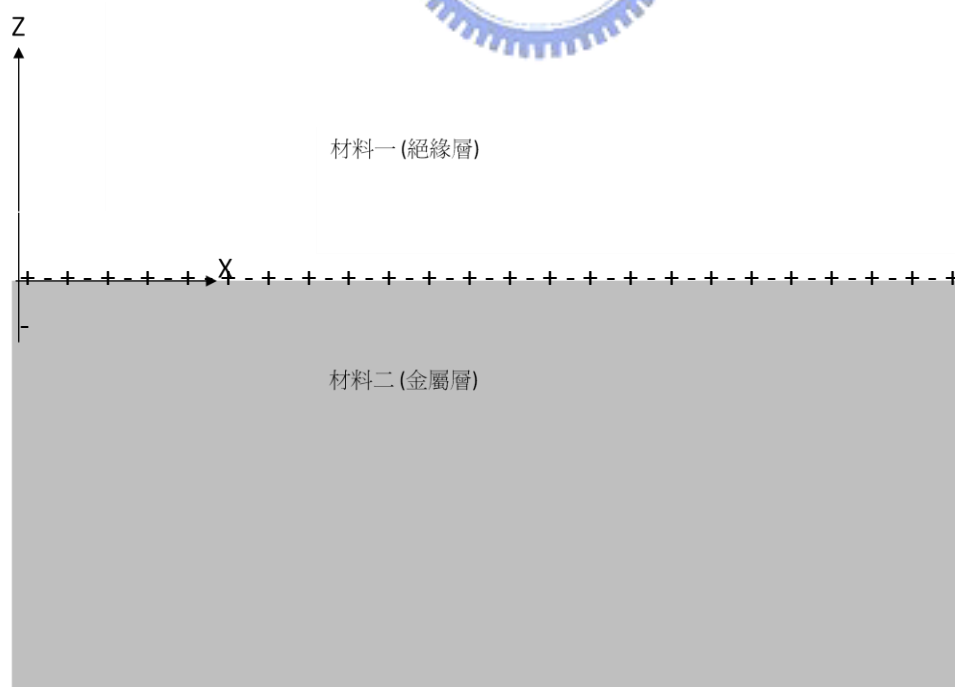


圖 2-1 表面電漿子在金屬介面傳播之結構

TM 模態：

當 $z>0$ 時，在等向性材料系統中介質一的行進波其介電位移以及磁導為：

$$D_1 = \epsilon_1 \epsilon_0 E_1 \quad (2.1)$$

$$B_1 = \mu_1 \mu_0 H_1 \quad (2.2)$$

在這裡假設所有的波都是時間諧和的則 Helmholtz 方程式可以寫成

$$k_{x1}^2 + k_{z1}^2 = \epsilon_1 \mu_1 k_0^2, \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad \lambda_0 \text{ 為光在真空的波長} \quad (2.3)$$

將水平和垂直電場利用馬克斯威爾方程式 $\nabla \times E = -\partial B / \partial t$ ， $\nabla \times H = \partial D / \partial t$ ，替換成以垂直行進方向 x, z 的磁場表示

$$H_{1y} = \hat{y} H_1 \text{Exp}^{i(k_{x1}x - k_{z1}z)} \quad (2.4)$$

$$E_{1x} = \hat{x} \frac{-k_{z1}}{\omega \epsilon_1 \epsilon_0} H_1 \text{Exp}^{i(k_{x1}x - k_{z1}z)} \quad (2.5)$$

$$E_{1z} = \hat{z} \frac{-k_{x1}}{\omega \epsilon_1 \epsilon_0} H_1 \text{Exp}^{i(k_{x1}x - k_{z1}z)} \quad (2.6)$$

當 $z<0$ 時，在介質二行進波同樣的也可以表示成

$$D_2 = \epsilon_2 \epsilon_0 E_2 \quad (2.7)$$

$$B_2 = \mu_2 \mu_0 H_2 \quad (2.8)$$

$$k_{x2}^2 + k_{z2}^2 = \epsilon_2 \mu_2 k_0^2 \quad (2.9)$$

$$H_{2y} = \hat{y} H_2 \text{Exp}^{i(k_{x2}x + k_{z2}z)} \quad (2.10)$$

$$E_{2x} = \hat{x} \frac{k_{z2}}{\omega \epsilon_2 \epsilon_0} H_2 \text{Exp}^{i(k_{x2}x + k_{z2}z)} \quad (2.11)$$

$$E_{2z} = \hat{z} \frac{-k_{x2}}{\omega \epsilon_2 \epsilon_0} H_2 \text{Exp}^{i(k_{x2}x + k_{z2}z)} \quad (2.12)$$

當 $z=0$ 時，在介質一和介質二的行進波必須同時滿足邊界條件水平電場和水平磁場連續，則可以得到

$$H_1 = H_2, \quad k_{x1} = k_{x2} \quad \text{和} \quad \frac{k_{z1}}{\epsilon_1} = - \frac{k_{z2}}{\epsilon_2} \quad (2.13)$$

從(2.3)和(2.13)式合併可求得



$$k_{x1} = k_0 \sqrt{\frac{(\frac{\mu_2}{\varepsilon_2} - \frac{\mu_1}{\varepsilon_1})}{(\frac{1}{\varepsilon_2} + \frac{1}{\varepsilon_1})(\frac{1}{\varepsilon_2} - \frac{1}{\varepsilon_1})}} \quad (2.14)$$

如果是介質一和介質二均為非磁性材料 $\mu_1 = \mu_2 = 1$ ，(2.14)式可以簡化成

$$k_{x1} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (2.15)$$

$$k_{zi} = \sqrt{\varepsilon_i k_0^2 - k_{x1}^2}, i = 1, 2 \quad (2.16)$$

假設第一層是絕緣體的話發現要滿足上面的式子第二層材料的介電常數就必須要是負的且 $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0$ ，這時候 k_{x1} 會大於 $k_0 \sqrt{\varepsilon_1}$ ，也就是說波長會短於在介質一自由行進的光波長還要短，而且從(16)式可以發現 k_{zi} 會是虛數，也就是說電磁波會隨著垂直介面方向呈現指數性的衰退，此時電磁波是一近場電磁波。而當 $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$ 非常接近 -0 時此上述現象會變得非常的顯著。而金屬或是半導體的介電常數可以用下列式子表示

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty (1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}), \quad \omega_p^2 = \frac{ne^2}{\varepsilon_\infty m} \quad (2.17)$$

ω_p 為電漿頻率， γ 是特徵碰撞頻率， n 是單位體積載子濃度， m 為載子的導電等效質量。可以發現當操作在特殊頻率時，金屬或半導體的介電常數為負值剛好可以滿足對介質二的需求，也因為具有大量載子的材料會有此特殊現象故稱作為表面電漿子。而特殊情況也就是 $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2$ 時所發生的頻率也稱做表面電漿頻率。

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_1}} \quad (2.18)$$

把(17)式帶到(15)(16)式我們可以得到表面電漿子的色散關係(圖 2-2a)以及垂直衰退長度 $z_i = \frac{1}{|\text{Im}[k_{zi}]|}$ (圖 2-2b)。從(圖 2-2a)可以看出幾件事，首先表面電漿子的實數水平向量永遠比在介質一傳播的光向量還大尤其是當頻率接近表面電漿頻率時，但在頻率很低的時候兩者幾乎相同。第二，表面電漿子的虛數水平向量在接近表面電漿頻率時最大，這也表示表面波在平面傳遞時衰減非常快，但是在頻率低的時候這一項變得非常小幾乎可以忽略，也就是說表面波可以傳遞距離

非常長又稱為長距離表面電漿子。從(圖 2-2b)可以知道當頻率接近表面電漿頻率時表面波由其是在介質一(絕緣層)被束縛得最厲害，也就是說電磁波幾乎只貼著表面移動且速度非常慢。綜合來說當頻率接近表面電漿頻率時，電磁波幾乎被束縛在表面，也因此稱做區域化表面電漿子。

而金屬的電漿頻率因電子濃度高和低等效導電質量通常在紫外光或是在可見光範圍，半導體材料因為載子濃度低以及載子等效導電質量較大的原因其電漿頻率通常在中紅外光到遠紅外光的頻段，所以依照不同需求以及頻段的不同就要挑選不同的材料或是不同的半導體參雜濃度。



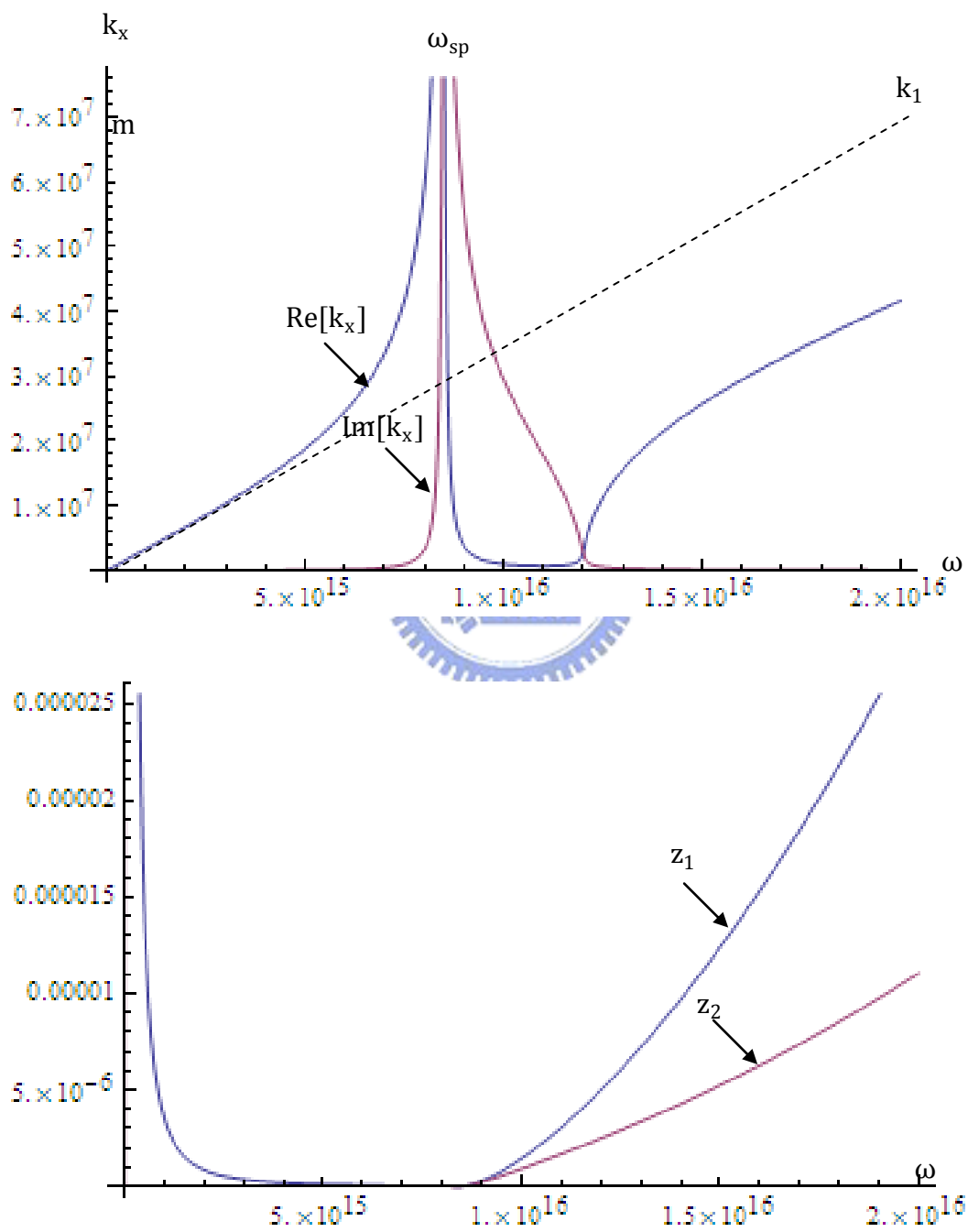


圖 2-2 表面電漿子(a) k_x ω 色散關係(b)垂直衰退長度 z_i

接著解 TE 模態系統下的波函數，如同 TM 模態一樣推導在什麼條件之下會有表面波的存在。

TE mode:

利用耦合方程式將磁場由垂直行進方向的電場帶換

當 $z > 0$ 時

$$E_{1y} = \hat{y} E_1 \text{Exp}^{i(k_{x1} - k_{z1})} \quad (2.19)$$

$$H_{1x} = \hat{x} \frac{k_{z1}}{\omega \mu_1 \mu_0} E_1 \text{Exp}^{i(k_{x1} - k_{z1})} \quad (2.20)$$

$$H_{1z} = \hat{z} \frac{k_{x1}}{\omega \mu_1 \mu_0} E_1 \text{Exp}^{i(k_{x1} - k_{z1})} \quad (2.21)$$

當 $z < 0$ 時

$$E_{2y} = \hat{y} E_2 \text{Exp}^{i(k_{x2} + k_{z2})} \quad (2.22)$$

$$H_{2x} = \hat{x} \frac{-k_{z2}}{\omega \mu_2 \mu_0} E_2 \text{Exp}^{i(k_{x2} + k_{z2})} \quad (2.23)$$

$$H_{2z} = \hat{z} \frac{k_{x2}}{\omega \mu_2 \mu_0} E_2 \text{Exp}^{i(k_{x2} + k_{z2})} \quad (2.24)$$

當 $z=0$ 時，由邊界條件水平電場和水平磁場要連續可以得到

$$E_1 = E_2, k_{x1} = k_{x2} \text{ 和 } \frac{k_{z1}}{\mu_1} = - \frac{k_{z2}}{\mu_2} \quad (2.25)$$

然而要滿足上面的連續方程式，除了一些特殊材料像是超新穎材料否則

$\frac{k_{z1}}{\mu_1}$ 不會等於 $-\frac{k_{z2}}{\mu_2}$ ，所以 TE 波在普通的材料系統中，並不會出現像是表面電漿

子系統中波長變短以及電磁波被侷限在表面的效應。所以接下來都是探討 TM 波。

表面電漿子激發方式

激發表面電漿子的方式，主要可以分成兩大類。首先第一類也是最早證實表面電漿子存在的方法是利用加速過的低能量帶電粒子在真空的環境中撞擊在金屬薄膜上，然後量測撞擊過後的帶電粒子能量變化[17]，再由這些能量變化去推測表

面電漿子的能量。圖 2-3[18] 是電子打在金屬薄膜上後能量變化，而這層金屬上鍍著一層不同厚度的絕緣層，從這個實驗可以清楚的看出表面電漿子的能量，及其隨著絕緣層厚度的變化。

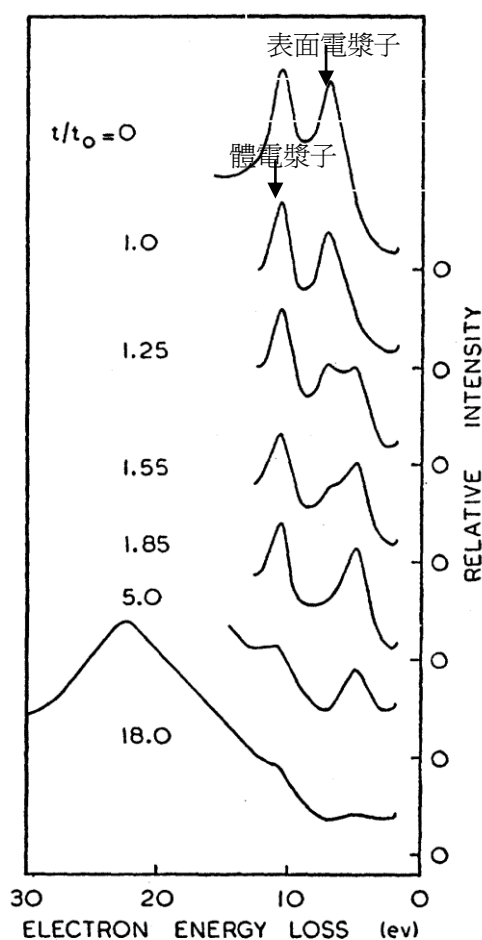


圖 2-3 電子能量變化當電子撞擊在一層鍍著不同氧化層厚度的鎂金屬層[18]

而第二類激發表面電漿子的方式是用光激發。從(式2.15)可以得知光在介質的水平方向動量永遠小於表面電漿子的動量，所以光無法直接和表面電漿子耦合，所以接下來會介紹兩種改變光水平方向動量的方法。第一種方法是利用稜鏡改變光的水平向量。這方法主要是利用架構如(圖2-4)。當光從稜鏡射入時在三稜鏡底面由於光是從密介質到疏介質所以在特定角度以上會產生全反射，此時水平方向

的動量可以表示成

$$k_x = k_0 \times \sqrt{\epsilon} \sin \theta \quad (2.26)$$

此時當角度等於一定的值時，光的水平方向動量剛好等於表面電漿子的水平方向動量。此時光就可以利用穿隧效應的方式穿過金屬與稜鏡間的間隙激發金屬的表面電漿子。由於這方法是利用全反射的方式，所以又稱為衰退全反射[19]

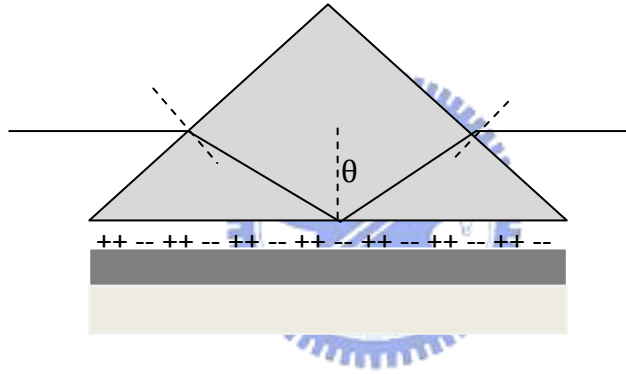


圖 2-4 ATR (Otto) 架構

而另一種用光來激發表面電漿子的方式如(圖 2-5)是用光柵耦合的方式，利用光柵繞射的原理使得光的方向及動量被改變然後被繞射的光的水平方向動量與面電漿子相同。以一維的光柵來說明的話當

$$\vec{k}_{sp} = \vec{k}_0 \sqrt{\epsilon} \sin \theta + i \vec{G}_x \quad (2.27)$$

光的水平方向動量 $\vec{k}_x = \vec{k}_0 \sqrt{\epsilon} \sin \theta$ ，一維光柵的倒晶格向量 $\vec{G}_x = \frac{2\pi}{P}$ ，P 是光柵的

週期， k_{sp} 為表面電漿子動量。當滿足上式的時候光就可以因為光柵的效應與表面電漿子耦合。而二維光柵可以表示成

$$\vec{k}_{sp} = k_0 \sqrt{\epsilon} \sin \theta + i\vec{G}_1 + j\vec{G}_2 \quad (2.28)$$

對正方形光柵而言 $\vec{G}_1 = \vec{G}_2 = \frac{2\pi}{P}$ ，六角對稱光柵 $\vec{G}_1 = \frac{2\pi}{P} \left(\vec{x} - \frac{1}{\sqrt{3}} \vec{y} \right)$,

$\vec{G}_2 = \frac{2\pi}{P} \left(\vec{x} + \frac{1}{\sqrt{3}} \vec{y} \right)$ 。如果忽略光柵幾何形狀對表面電漿色散影響的話，當光正向入射時入射角為零可以把上兩式帶入式(14)就可以得到激發表面電漿子的波長條件。

$$\lambda_{1D} = \frac{P}{i} \left(\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \right)^{0.5} \quad (2.29)$$

$$\lambda_{square} = P (i^2 + j^2)^{-0.5} \left(\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \right)^{0.5}$$

$$\lambda_{hexgonal} = P \left(\frac{4}{3} (i^2 + 2ij + j^2) \right)^{-0.5} \left(\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \right)^{0.5} \quad (2.30)$$

從上式可知當知道絕緣層和金屬半導體的材料參數後，就可以依照所需的波段來設計相對應的週期以激發表面電漿子。

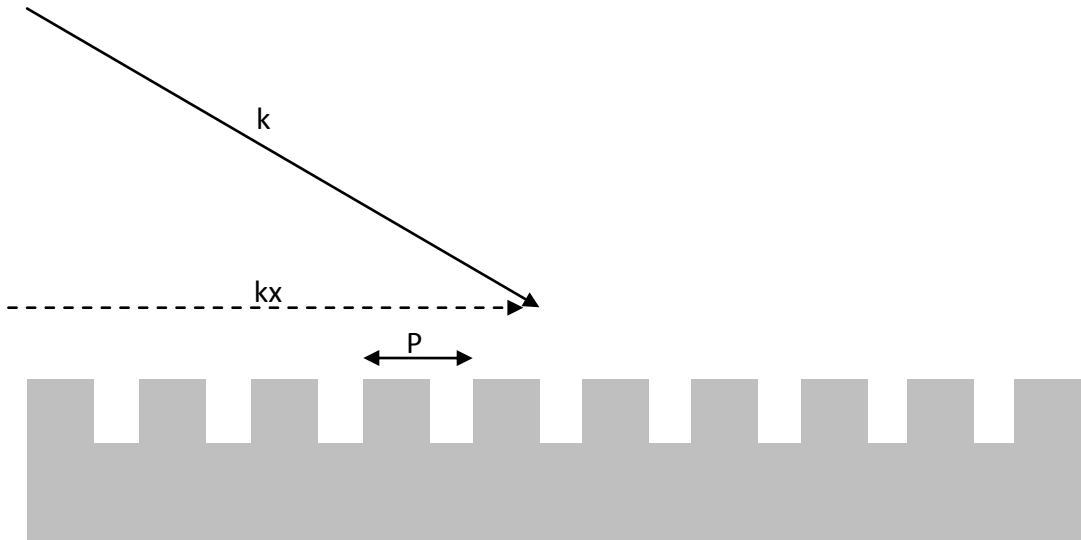


圖 2-5 光和表面電漿子利用光柵耦合示意圖

第三章 量測儀器及其原理

在本論文中由於量測的波段落在遠紅外光區，也就是兆赫波區域，所以無法用一般的量測方式來量測實驗數據。而現在最主要量測 THz 區域的方式有兩種，一種是由貝爾實驗室和 IBM[20]發展出利用飛秒雷射產生寬頻訊號的 THz-TDs，而另一種就是傅立葉轉換紅外線光譜儀 Fourier Transform Infra-red Spectroscopy (FTIR)，雖然 THz-TDs 效果非常好且可以量測隨時間變化的訊號，但由於其頻段受限於激發脈衝雷射光源及被激發材料的原因頻段最高大約只到 3 THz，頻段較窄。而且造價昂貴(數十萬美金)故只有少數實驗室在使用。而我們所量測的頻譜訊號皆是由傅立葉轉換紅外線光譜儀所量測。

傅立葉轉換紅外線光譜儀量測的硬體基本架構主要是一個邁克森干涉儀如(圖 3-1)。其基本原理是當一遠紅外線光源(汞燈)照射在分光鏡組時因為其 50% 的光會穿透 50% 的光會反射特性。其中反射到固定式鏡子的光來回的光程為 $2L$ ，而穿特到移動式鏡子的光其光程為 $2(L+X)$ 。當這兩道光重合時其光程差為 $2X$ ，如果這兩道光在空間中協調則當它們重合時就會彼此干涉。當光程差為整數倍的波長時會產生建設性干涉其強度最強，而當光程差為半波長的奇數倍時會產生破壞性干涉其強度為零。接下來這道光就打樣品上，再經過聚焦後就可以從偵測器量到干涉訊號的強度振幅。此時利用取樣雷射的干涉強度為零時來做取樣，如(圖 3-2)。

在這也可看出傅立葉轉換紅外線光譜儀與一般的光柵光譜儀比起來有個很大的優點，這就是訊號的強度。首先在光柵式光譜儀中光源是先經過一個透光面積很小狹縫再經過量測，而傅立葉轉換紅外線光譜儀相對來說是利用一大面積的光圈。加上傳統的光譜式量測光譜是一次量一個頻率，而傅立葉轉換紅外線光譜儀是一次量全頻譜，所以量測到的訊號強度差距很大。由於遠紅外線光源因為先天限制都非常弱，對量測遠紅外線頻譜非常重要。

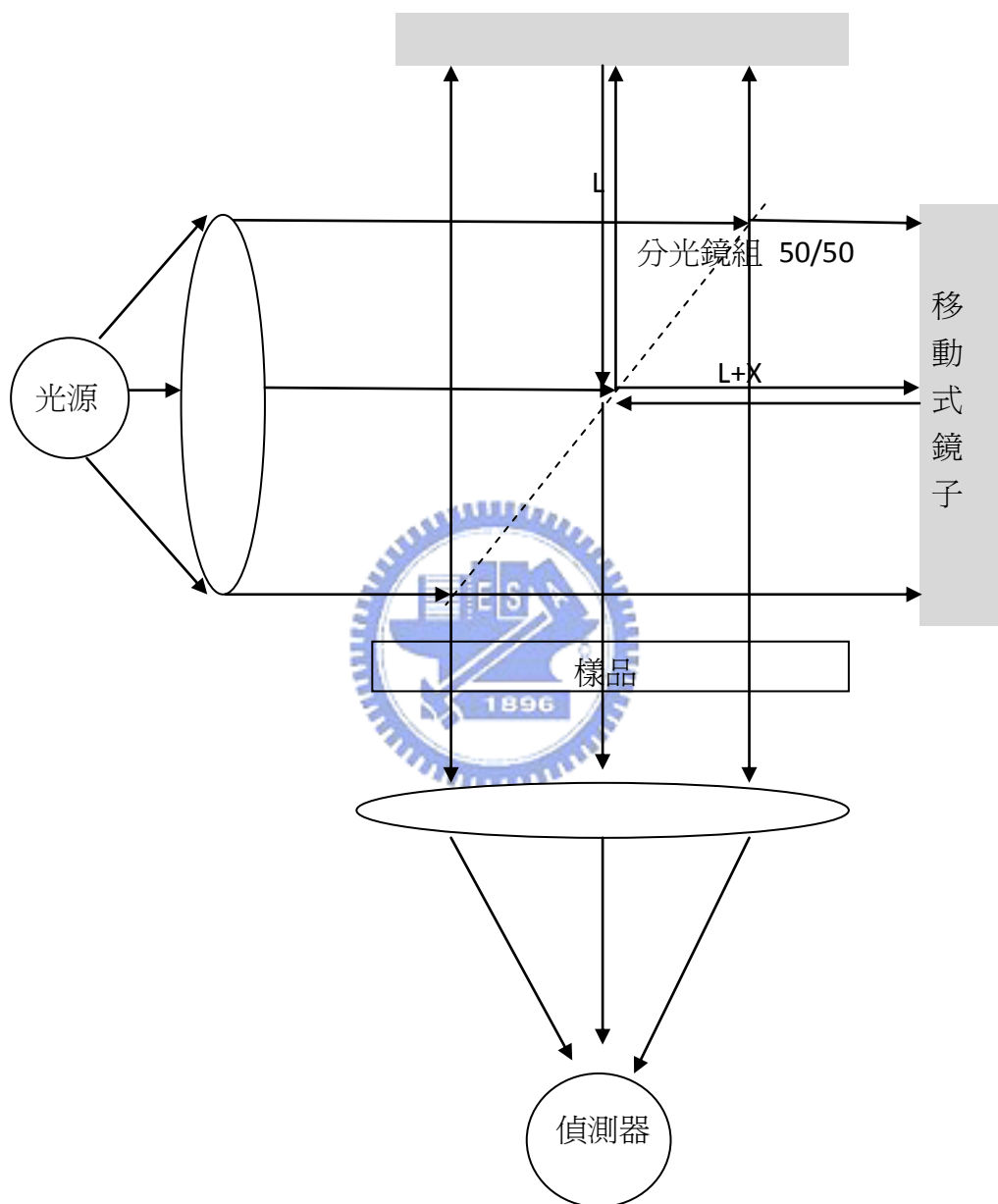


圖 3-1 傅立葉轉換紅外線光譜儀基本架構

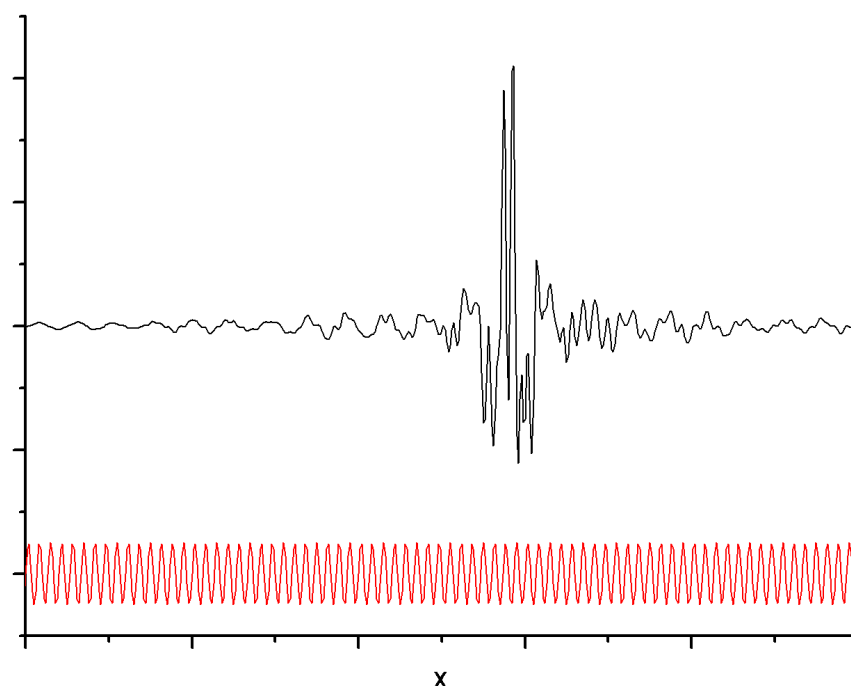


圖 3-2 偵測器量到的訊號以及取樣雷射的干涉圖

當量測到干涉圖之後，我們並沒有辦法從中直接得知訊號的頻譜，必須經過一些訊號處理轉換才可以得到頻譜，所以接下來會介紹一些基本數學運算。干涉圖要轉換成頻譜圖須利用空間轉頻率的傅立葉轉換，而由於干涉圖是經過等距離取樣過後的數據所以要轉換成頻譜需要使用像是分離式傅立葉轉換。

$$S(k \Delta v) = \sum_{n=0}^{N-1} I(n \Delta x) \text{Exp}(i 2\pi nk/N) \quad (3.1)$$

$S(k \Delta v)$ 是頻譜的強度， $I(n \Delta x)$ 是干涉圖的強度， Δx 為取樣的間隔距離， Δv 為頻譜的間隔頻率。 Δv 和 Δx 的關係於下。

$$\Delta v = \frac{1}{N \Delta x} \quad (3.2)$$

從(3.1)式可以知道頻譜的精確度除了跟取樣的點個數之外，跟取樣點之間的距離也非常相關，這也是為什麼要用雷射的干涉圖當取樣的距離的原因，不然只要有一點誤差，轉換出來的值就會出錯。同樣的干涉圖也可以用頻率轉空間的傅立葉轉換得到。

$$I(n \Delta x) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} S(k \Delta v) \text{Exp}(-i 2\pi nk/N) \quad (3.3)$$

(圖 3-3) 是幾個傅立葉轉換的例子，(圖 3-3 a)是一個單頻的干涉圖，而(圖 3-3b)是一個兩個單頻混合而成的干涉圖。當圖型比較複雜或是頻譜較寬時就需要電腦的幫助，如(圖 3-3c)。由這些圖也可以看出些干涉圖特性，當 n 等於零的時候干涉圖的振幅會最大，這可以從(3.2)式看出當 n 等於零時等於頻譜強度的疊加，故我們量出干涉圖之後都會找出最大值之後再將最大值發生的點當作原點。另一方面距離零點比較遠的值通常都會很小，但這些值卻是相當重要無法隨意忽略，所以取樣的值也必須非常準確，故通常 FTIR 的類比數位轉換器要有 16 位元以上，如此才能確保取樣的值夠準確。

取樣的點數量也就是取的點總距離通常要取兩個最大值發生的距離的差，這樣才能得到足夠的頻譜資訊，然而(2.30)式因為計算量龐大的原因，現在通常已經被快速傅立葉轉換所取代。而快速傅立葉轉換因為其原理，取樣的點要為 2 的指數倍。而取樣點的數量同時也會影響頻譜的解析度，所以如果要增加解析度又不增加計算量可以利用補零的方式，也就是取一定數量的點後再加上 1 倍或是 3 倍的點而這些新加的點的值都是帶零，如此就可以不增加運算量又可以得到更精確的數據。

而我們量測到的穿透率或是反射率無法直接量測出來，因為實驗環境無法事先確定，例如光源的不穩定或是溼度不同(水氣在遠紅外線波段有很強的吸收)，或真空度不同，所以在每次實驗一開始要先量測背景頻譜，也就是在抽真空的環境下不放樣品所量測到的光源頻譜，等到訊號穩定之後，再量測放上樣品後的頻譜再除上之前量測的背景頻譜，如此就能得到想要的穿透頻譜或是反射頻譜如(圖 3-4)。

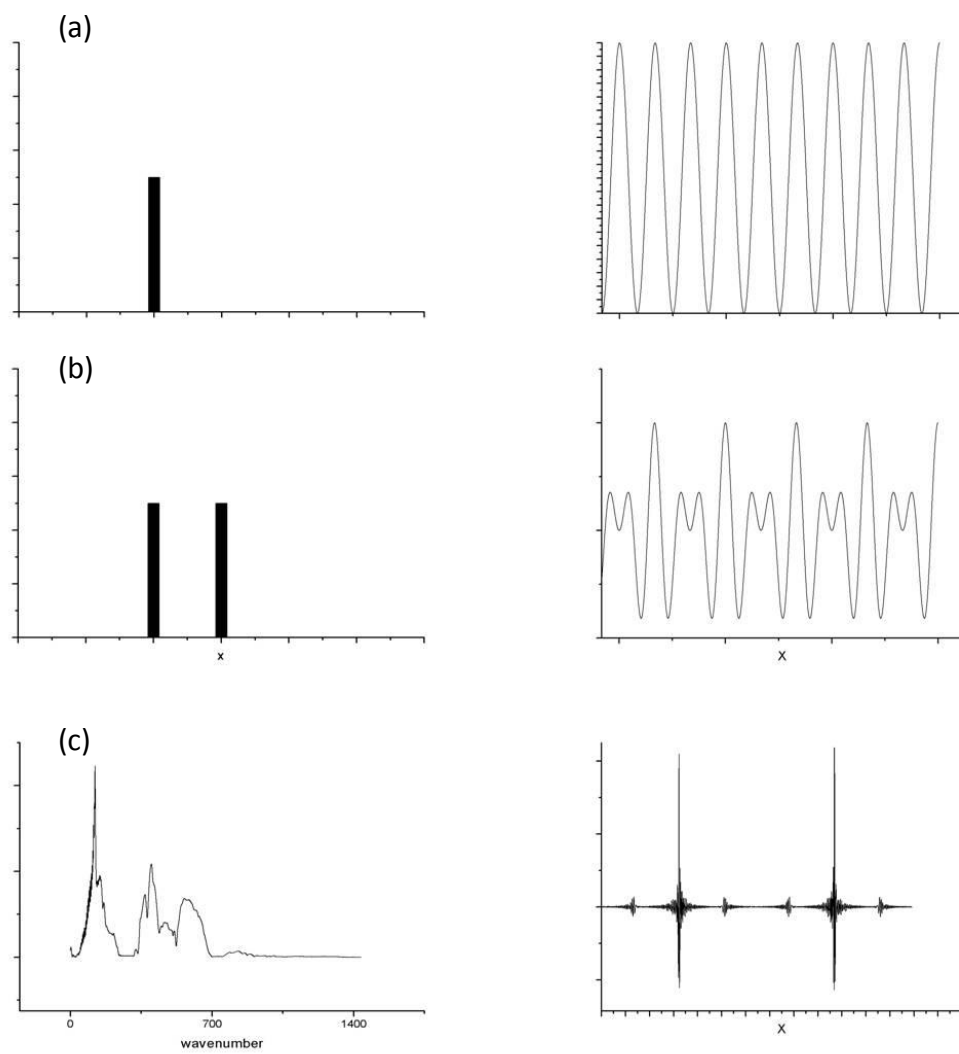


圖 3-3 頻譜圖及其傅立葉轉換干涉圖(a)單頻(b)雙頻(c)實際頻譜

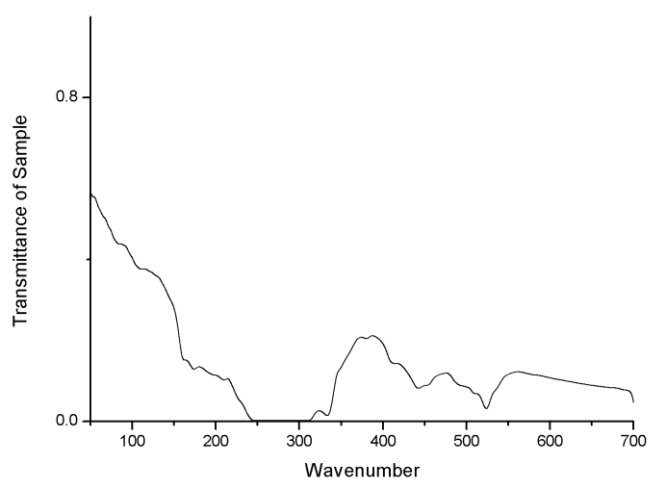
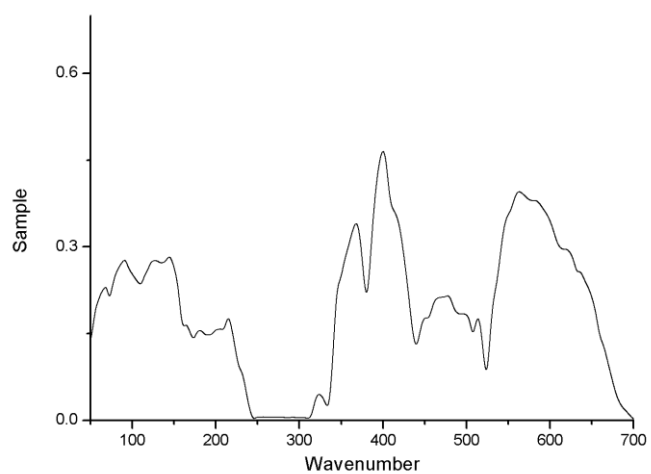
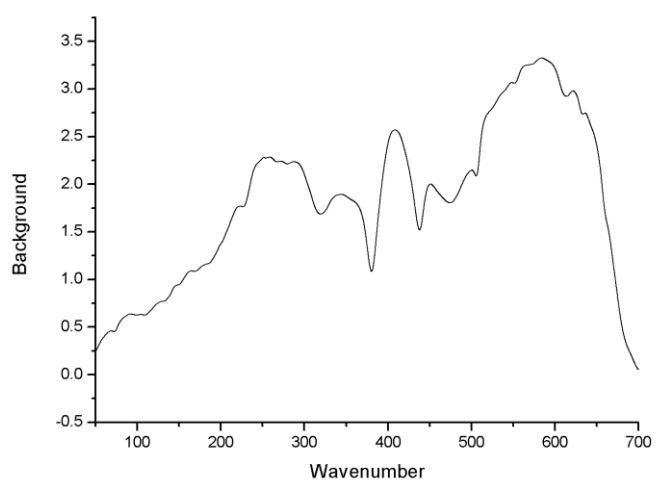


圖 3-4 樣品序號取得過程(a)背景訊號(b)樣品訊號(c)樣品穿透率

我們實驗室目使用的傅立葉轉換紅外線光譜儀其型號為 Bruker IFS66vs，而用液態氮冷卻的測輻射計可量測頻率範圍從 50 波數到 700 波數($1/\text{cm}$)換算成波長大約在 14.3 微米到 200 微米，而實際量測情形如(圖 3-5)。



圖 3-5 FTIR 實際量測(反射率量測)

第四章 遠紅外線類表面電漿子濾波器

在本章中探討二維周期性金屬孔洞薄膜於砷化鎵基板的遠紅外線類表面電漿子濾波器在不同週期及排列方式之下其工作原理及效能。從中發現當(砷化鎵/金屬) (1, 0) SSP(* Spoof Surface Plasmon 類表面電漿子)簡併模態被激發時發生強烈異常穿透現象，穿透率此時到達最高值而且半高寬窄，濾波效能最佳。而其他 SPP 模態如(真空/金屬)SSP 簡併模態和(砷化鎵/金屬) (1, 1) SSP 簡併模態強度較弱，造成穿透頻譜主要是(砷化鎵/金屬) (1, 0) SSP 簡併模態主導。從實驗中發現不同週期的遠紅外線類表面電漿子濾波器，因砷化鎵基板本身光學聲子吸收及反射特性其最佳工作頻段在 4THz 以下，其穿透率可以高達百分之二十五以上並且成功地抑制沒有發生共振的波段，實現遠紅外線窄頻濾波器。從穿透頻譜能發現到當孔洞大小接近週期的二分之一時沒有觀察到穿透峰值分裂的現象，這種被認為與表面電漿子會參與異常穿透相關的現象，使我們排除表面電漿子的效應，進而推論在此系統及頻率範圍的異常穿透現象主要是由類表面電漿子所造成的。

元件製作流程

(圖 4-1)為遠紅外線類表面電漿子濾波器製程流程圖。首先基板是選用半絕緣砷化鎵基板，使用半絕緣砷化鎵基板的原因是有幾個，首先由於遠紅外線光很容易被自由載子吸收，所以如果用高參雜的基板的話遠紅光穿透率幾乎為零。第二個原因就是因為現今光學元件幾乎都是用砷化鎵基板製作，所以選用砷化鎵基板比較容易和其他元件整合。

基板經過清洗之後就放到光阻塗抹機塗上光阻AZ5214E，AZ5214E 是一種厚膜正轉負光阻，因為之後的製程要剝離金屬所以選用厚膜光阻。接著將晶片放到熱板以九十度軟烤將有機溶劑蒸發。

接著將晶片用 DUV 曝光機曝光，然後用一百二十度烤兩分鐘後再用 DUV 曝光機空曝將光阻 AZ5214E 從正光阻反轉成負光阻。然後用 AZ300 顯影劑顯影和水定影，將設計的圖型呈現出來。

然後將晶片利用電子槍蒸鍍機將金屬蒸鍍到晶片上，在實驗當中分別鍍了兩種不同金屬，一種是鈦/金（20 奈米/280 奈米）薄膜，一種是鋁薄膜，分別針對不同實驗。最後將鍍完金屬的晶片放到丙酮溶液後放到超音波震盪器中數分鐘，把附著在光阻上的金屬用丙酮溶液分開帶離晶片表面，由於丙酮要鑽進光阻內，所以必須用厚膜光阻，讓丙酮可以鑽進金屬和光阻間的細縫。清洗吹乾後元件就完成了。而元件完成圖如(圖 4-2)。



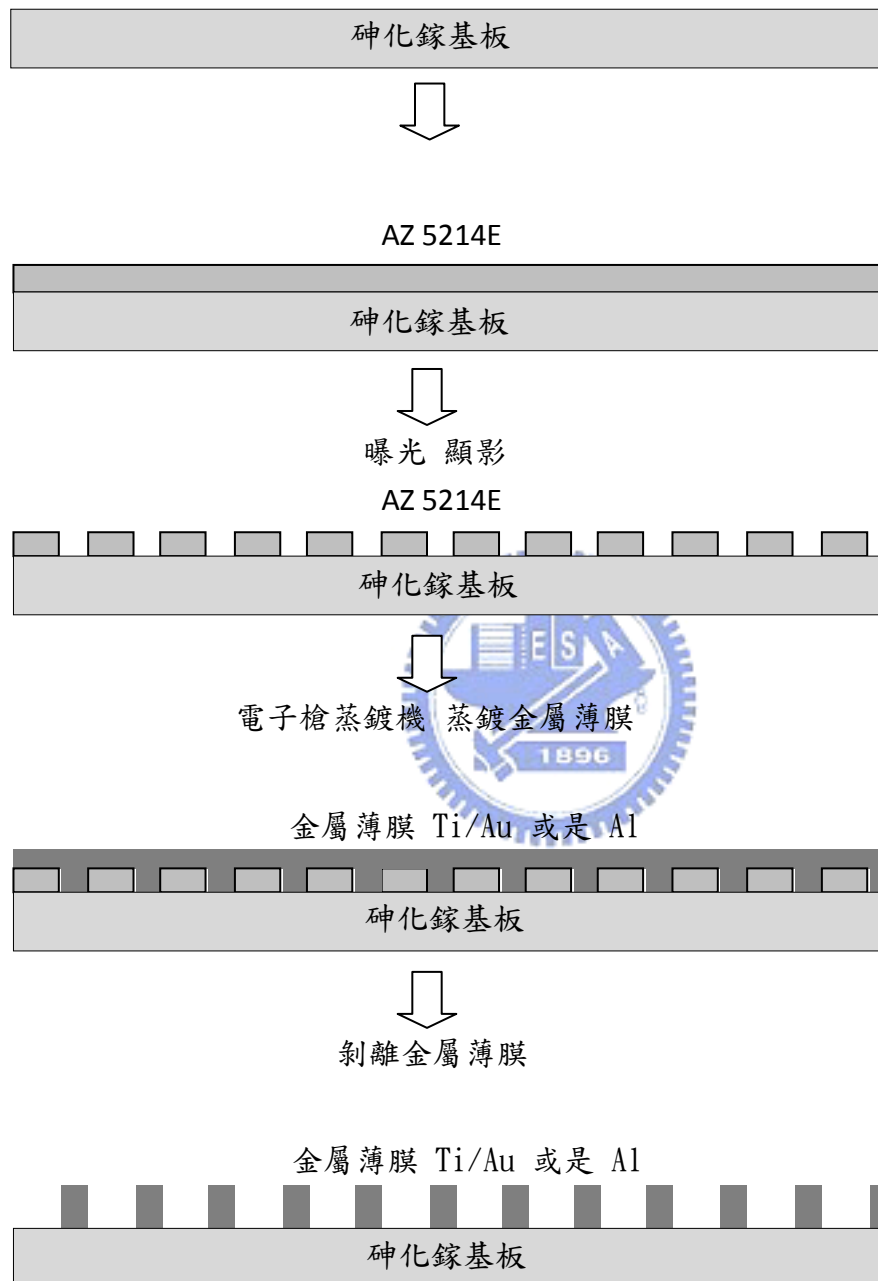


圖 4-1 遠紅外線類表面電漿子濾波器製作流程

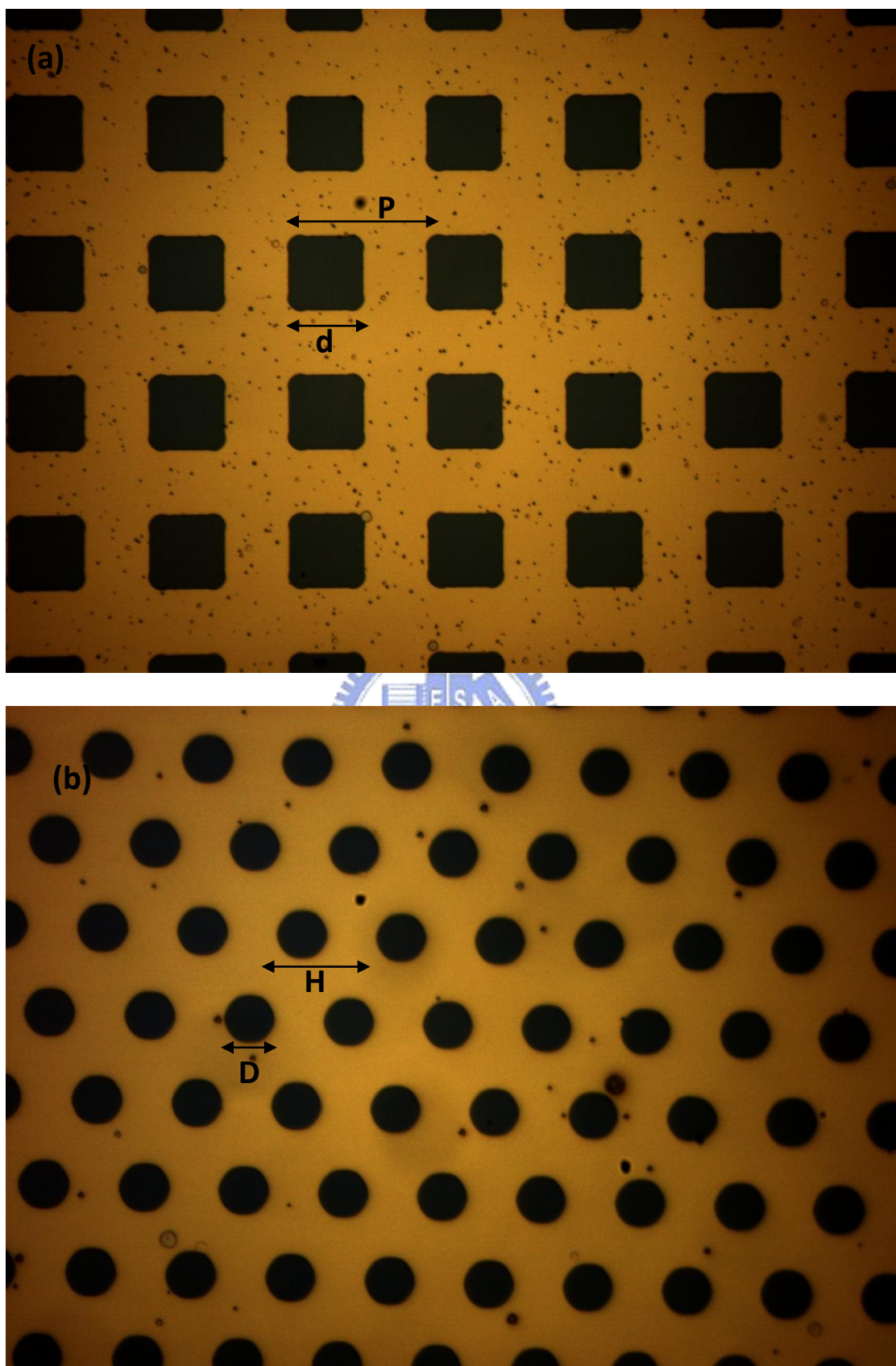


圖 4-2 遠紅外線類表面電漿濾波器完成圖 (a)正方形陣列(b)六方對稱陣列

結果與討論

在這個實驗所量測的是正向入射光打到樣品後的零階穿透率。由於黃金的介電常數在遠紅外光波段時以 10 微米為例為 $-2883+1836i$ ，而在更長波長的時候其絕對值甚至更大，故可以將其視為完美導體，基本上表面電漿的效應幾乎可以忽略，取而代之的是類表面電漿子 Spoof Surface Plasmon (SSP)，SSP 和 SPP 最大的不同(圖 4-3a)就是 SSP 在金屬表面水平電場為零只有在孔洞內具有水平電場，垂直電場則剛好相反只有在金屬表面才有垂直電場。以物理角度來看當光照射在此週期性結構上時會在孔洞外圍激發出電偶極這點非常類似 SPP。SSP 為一種完全由結構的幾何形狀及週期決定其色散關係。以無限厚正方形孔洞光柵在真空介面為例[10]，其色散關係為：

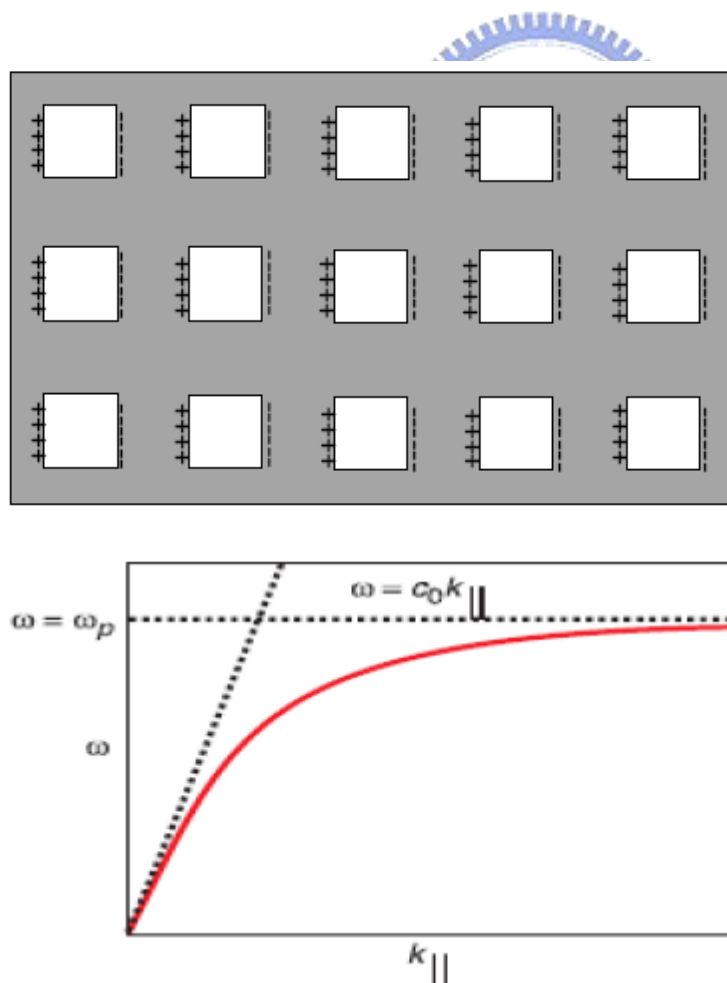


圖 4-3 類表面電漿子示意圖(a)結構圖(b)色散關係[10]

$$k_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2} + \frac{64d^4\omega^4}{(\frac{\omega^2 c^2}{d^2})\pi^4 P^4} \quad (4.1)$$

(圖 4-3b)為(4.1)式水平波向量對頻率畫出的圖，其中可以看出色散關係如同表面電漿子，不同的是類表面電漿頻率是由結構所決定。

當 $\omega \ll \frac{\pi c}{d}$ ，也就是頻率遠小於孔洞的截止頻率，可以將(4.1)式簡化成

$$k_x^2 \cong \frac{\omega^2}{c^2} \quad (4.2)$$

SSP 造成的穿透峰值其發生的位置在滿足(4.2)式的條件之下(2.28)經過修正可由下式表示。

$$\lambda_{\text{square}} = P (i^2 + j^2)^{-0.5} \sqrt{\epsilon_1}$$

$$\lambda_{\text{hexagonal}} = P \left(\frac{4}{3} (i^2 + 2ij + j^2) \right)^{-0.5} \sqrt{\epsilon_1} \quad (4.3)$$

而(圖 4-4, 4-5, 4-6)分別對應到不同波段的濾波器，其範圍從 6THz 到 4THz 到最低頻率接近量測極限的 2THz，圖(a)都是樣品的零階穿透率，圖(b)則都是將樣品的穿透率除上半絕緣砷化鎵基板的穿透率，得到歸一化穿透率藉以去除基板造成的影響。

首先從(圖 4-4)看起，在這個實驗所使用的光柵分別有正方形陣列以及六角型陣列兩種，跟之後的(圖 4-5, 4-6)只有使用到正方形陣列其主要原因有兩點，第一點就是因為曝光機的極限。如果是用正方形陣列再繼續做更小的週期的話，曝光出來的圖形會扭曲變形沒辦法曝光出好的正方形，這是因為光在洞四個角落的繞射，以及厚膜光阻天生的限制。而相較之下圓形的圖形較容易曝光出正確的圖形，因為圓形是完全對稱的圖形比較沒有繞射的問題。第二點就是驗證(4.3)式的適用性，會不會因為不同排列方式不同造成不同的影響。而從結果(圖 4-4b)來看，依照(4.3)式比對發現我們觀察到(砷化鎵/金屬)介面 SSP(1, 0)，(1, 1)簡併態。而之所以沒觀察到(真空/金屬) SSP 模態主因是這些穿透率峰值已經超出實驗室 FTIR 量測的範圍(14.3 微米 到 200 微米)。而在這些實驗結果中有一些值得特別注意的地方，在利用(4.3)式來預估時，砷化鎵的介電常數不

能直接帶在可見光的 10.9 或是靜電時的介電常數 12.9。這是因為砷化鎵是一種具有極性的化合物半導體材料，因為其同時具有橫向光學聲子(L0) 和縱向光學聲子(T0)，把 L0 和 T0 所造成的影響用簡單的勞倫茲和諧震盪模型[21]，可以把介電常數和頻率的關係表達出。

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} \frac{\omega_{L0}^2 - \omega^2 - i\omega \gamma_{L0}}{\omega_{T0}^2 - \omega^2 - i\omega \gamma_{T0}} \quad (4.4)$$

其中 ω_{L0} , ω_{T0} , γ_{L0} , γ_{T0} 分別是 L0 及 T0 的頻率以及震盪常數，從[22]得到利用橢圓頻譜儀量出的無參雜砷化鎵參數

$\omega_{L0} = 291.3 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_{T0} = 267.7 \text{ cm}^{-1}$, $\gamma_{L0} = \gamma_{T0} = 2.54 \text{ cm}^{-1}$ 而由這些參數可以畫出砷化鎵介電常數對上波長的圖(圖 4-7)。從(圖 4-7)可以看出接近 L0 和 T0 的頻率時，介電常數變化得非常快，以我們的例子來說三個樣品的 (砷化鎵/金屬) SSP (1, 0) 簡併模態穿透率峰值所對應到的介電常數實部分別為 17.4, 15.4, 14.62 變化非常劇烈，這也是在這波段為什麼一定要考慮頻率對砷化鎵介電常數影響的原因。而從介電常數虛部來看也可以發現在接近 L0, T0 的頻率時會變得非常大，相對來說也代表有很強的吸收，從(圖 4-4a)可以看出砷化鎵基板在波長 30 微米到 40 微米這個區段穿透率幾乎為零，原因就是光學聲子的吸收及基板反射。所以 30 微米到 40 微米這個波段的歸一化穿透率不是真實的，因為分母接近零，如虛線所標示的區域。

週期為 12 微米的 square array grating 其穿透頻譜的波峰分別為 (砷化鎵/金屬) SSP (1, 0), (1, 1) (2, 0) 簡併態。而週期 16 微米的六角陣列光柵其波峰只有 (砷化鎵/金屬) SSP (1, 0) 簡併態而已，因為 (1, 1) 簡併態出現在砷化鎵的強烈吸收區 (30~40 微米) 內所以觀察不到。週期 12um 的六角陣列光柵其波峰分別為 (砷化鎵/金屬) SSP (1, 0), (1, 1) 簡併態。雖然在此波段 (6T) 濾波效果不錯，但是由於因為砷化鎵本身在此波段穿透率就很低 (小於 15%)，故就算有類表面電漿子造成的異常穿透現象的幫助，但以砷化鎵基板做此波段的遠紅外線類表面電漿濾波器仍然是不適合的，如果要用在這個波段必須找到一個基板本身在 6 THz

頻段附近穿透率較高這樣才具有應用價值。(圖 4-5)是波段大約在 4 THz 波段的濾波器，和(圖 4-4)比較起來，首先在這波段觀察到 (真空/金屬) SPP (1, 0)簡併態，主要是因為從(4-3)式，推算出來的波長落在可量測到的區域，但可以發現(真空/金屬)SSP 模態所造成的穿透率變化並沒有像(砷化鎵/金屬)SSP 模態造成的穿透率變化這麼大。雖然和 Bethe 的預測比起來，仍舊有異常穿透的現象，但是在此波段整體穿透率已經小於 4%，對於濾波器的功能幾乎不產生影響，加上(真空/金屬)的穿透峰值不在兆赫波這我們感興趣的區域，所以接下來都主要是討論 (砷化鎵/金屬)SSP 模態。

(圖 4-5b)在週期 16 微米，20 微米，和 22 微米正方形陣列光柵皆可以觀察到(砷化鎵/金屬) (1, 0)和(1, 1)SSP 簡併態。但可以看出(1, 0)簡併態的強度比(1, 1) SSP 簡併態效應顯著許多，這主要是因為光和光柵作用時，被低階繞射本身就比高階繞射的機率還來的高，所以我們觀察到的穿透波峰主要都是 (1, 0)簡併態。而(砷化鎵/金屬) (1, 0)簡併態在此波段其穿透率已經到 20%以上，和 6 THz 區域附近的濾波器比起來，穿透率高出四倍以上，故已經能實際利用，也就是說如果要使用砷化鎵材料當作基板來製作遠紅外線類表面電漿濾波器的話其適合的頻段在 4 THz 以下，4 THz 以上就必須使用其他材料當基板。

(圖 4-6)是觀察在長週期時元件的表現。在這批元件其濾波範圍從 2THz 到 3THz。首先在這批元件無法觀察到(真空/金屬) SSP 簡併態這是因為這些波峰出現的位置剛好在 30 微米到 40 微米也就是光學聲子吸收的範圍，所以觀察不到(真空/金屬)簡併態。而在這三個元件皆可觀察到 (砷化鎵/金屬) SSP (1, 0) 和 (1, 1)簡併態，而這些穿透峰值特性基本也和上一節的表現類似，但可以看出來穿透率更高。

以上的結果有一個非常值得注意的地方，認為表面電漿子為異常穿透現象的主要機制的人認為當 d 略大於 $P/2$ 時因為周期性的光柵導致 SP 光子帶隙的形成，在表面會形成兩種不同能量的駐波 $\omega + \omega -$ 如能帶邊緣，這兩種駐波有各自的場

和表面電荷分佈，當頻率落在 $\omega + \omega -$ 中間就如同在帶隙中穿透率會較低，而在能帶邊緣的地方因為態密度較高所以穿透率也會提高。所以量得的穿透頻譜在峰值的地方會出現分裂[23]，然而從實驗中這些對應到 6 THz 到 2 THz 孔洞大小 $d=0.6P$ 濾波器卻觀察不到這個現象。故可以合理的推論在遠紅外線區域，金屬可以視為完美導體，幾乎沒有表面電漿子的效應存在。



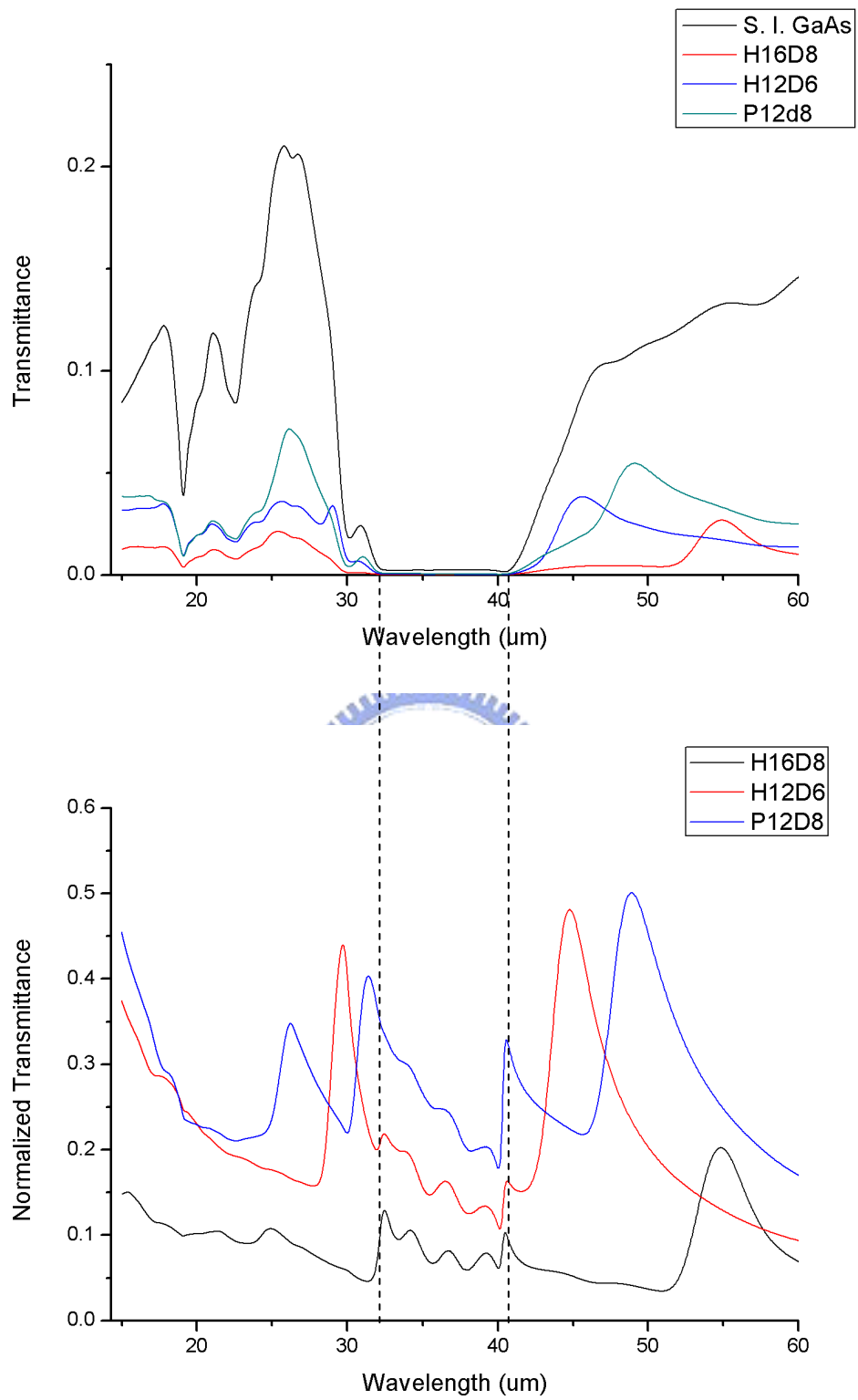


圖 4-4 短週期遠紅外線類表面電漿濾波器 (a)穿透頻譜(b)歸一化穿透頻譜

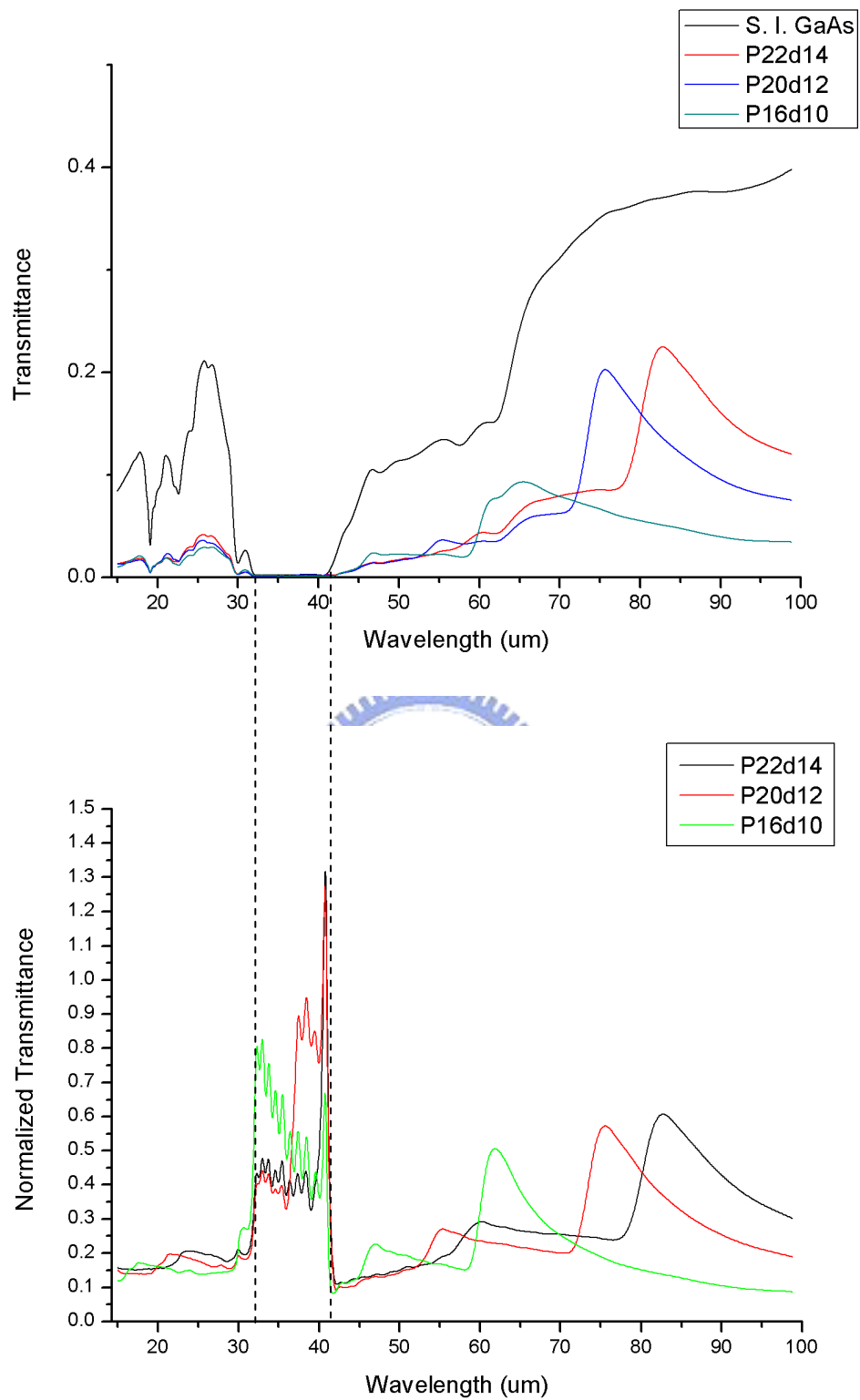


圖 4-5 中週期遠紅外線類表面電漿濾波器 (a)穿透頻譜(b)歸一化穿透頻譜

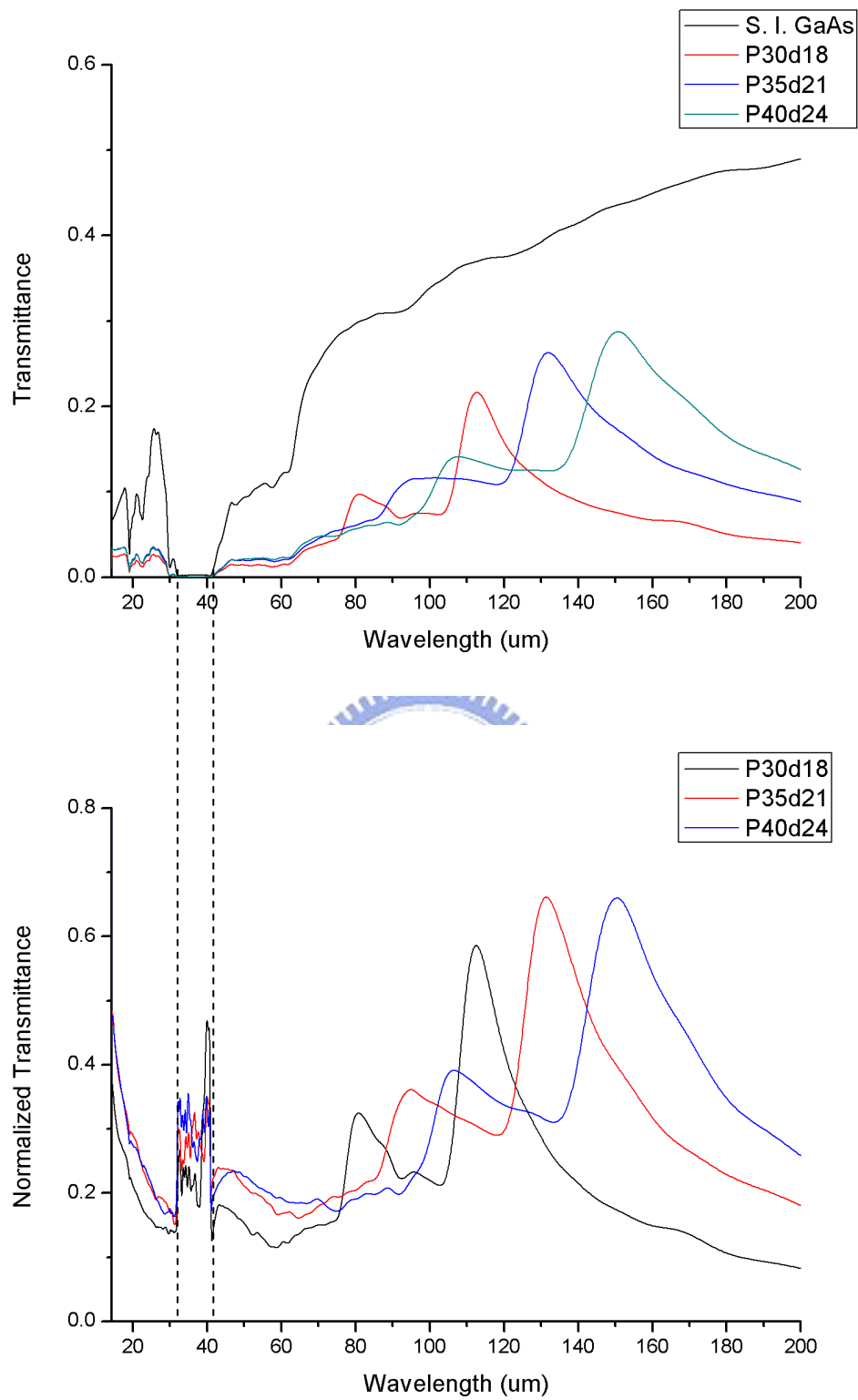


圖 4-6 長週期遠紅外線類表面電漿濾波器 (a)穿透頻譜(b 歸一化穿透頻譜

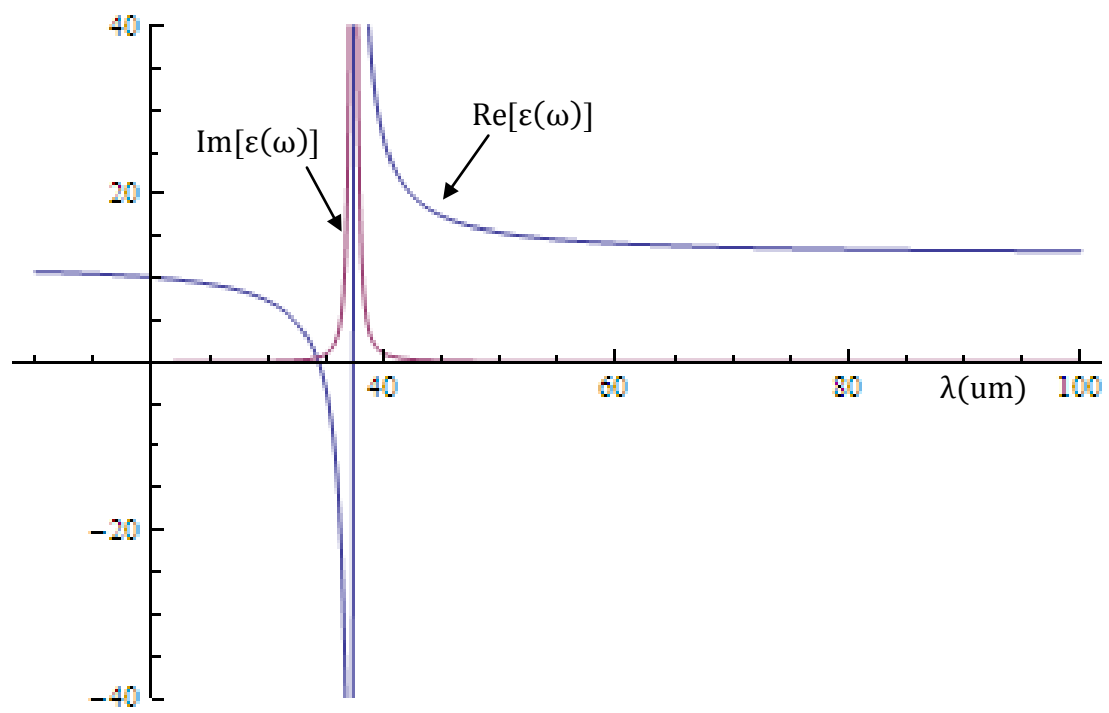


圖 4-7 無參雜砷化鎵隨波長變化之介電常數

(表 4-1)為不同週期的遠紅外線類表面電漿濾波器的(砷化鎵/金屬) SSP (1,0)簡併態穿透峰值及其實驗值，和理論值(4.3 式)及其誤差。可以看出當元件週期越小時實驗及理論誤差越小，反之隨著週期越大兩者誤差越大。而這其中有幾個可能造成這些誤差的原因。首先金屬薄膜厚度的影響，當在推導出(4.1)式時是在金屬層的厚度為無限大的條件下推導出來的。而實際上金屬薄膜只有約 300 奈米厚，但是隨著周期變大，薄膜厚度與週期間的比例變小，所以必須考慮不同金屬厚度的變化。(圖 4-8)為一固定週期(週期為 45 微米)改變鋁金屬薄膜的厚度藉以觀察不同厚度的影響。而從(圖 4-8)可以看出金屬厚度不同的確會改變峰值的位置，這個誤差值佔所有誤差中約 20%。而第二種誤差的可能就是光柵的形狀的差別[9][10]，也就是孔洞形狀所造成的影響這是因為曝光條件的限制，短週期的正方形孔洞在四個角的地方較為圓滑，而長週期的正方形孔洞四個角則較接近 90 度。從以上的結果，可以觀察出類表面電漿子的效應可以使得穿透率大幅增加，特別是當金屬孔洞也就是可以透光的面積只佔 36%，但因為這些效應使得在特定波段歸一化穿透率可以超過 36% 甚至超過 60 %。也因為如此使此結構可以應用在遠紅外線濾波器上。

表 4-1 遠紅外線類表面電漿子濾波器(砷化鎵/金屬) SSP (1,0)簡併態實驗值及理論值和兩者誤差。

	P12d8	P16d10	P20d12	P22d14	P30d18	P35d21	P40d24
(1,0) 實驗值 um	48.91	61.86	75.54	82.72	112.49	131.41	150.48
(1,0) 理論值 um	48.05	60.29	73.84	80.79	109.01	126.81	144.65
(1,0) 誤差%	1.77	2.51	2.30	2.39	3.19	3.62	4.03

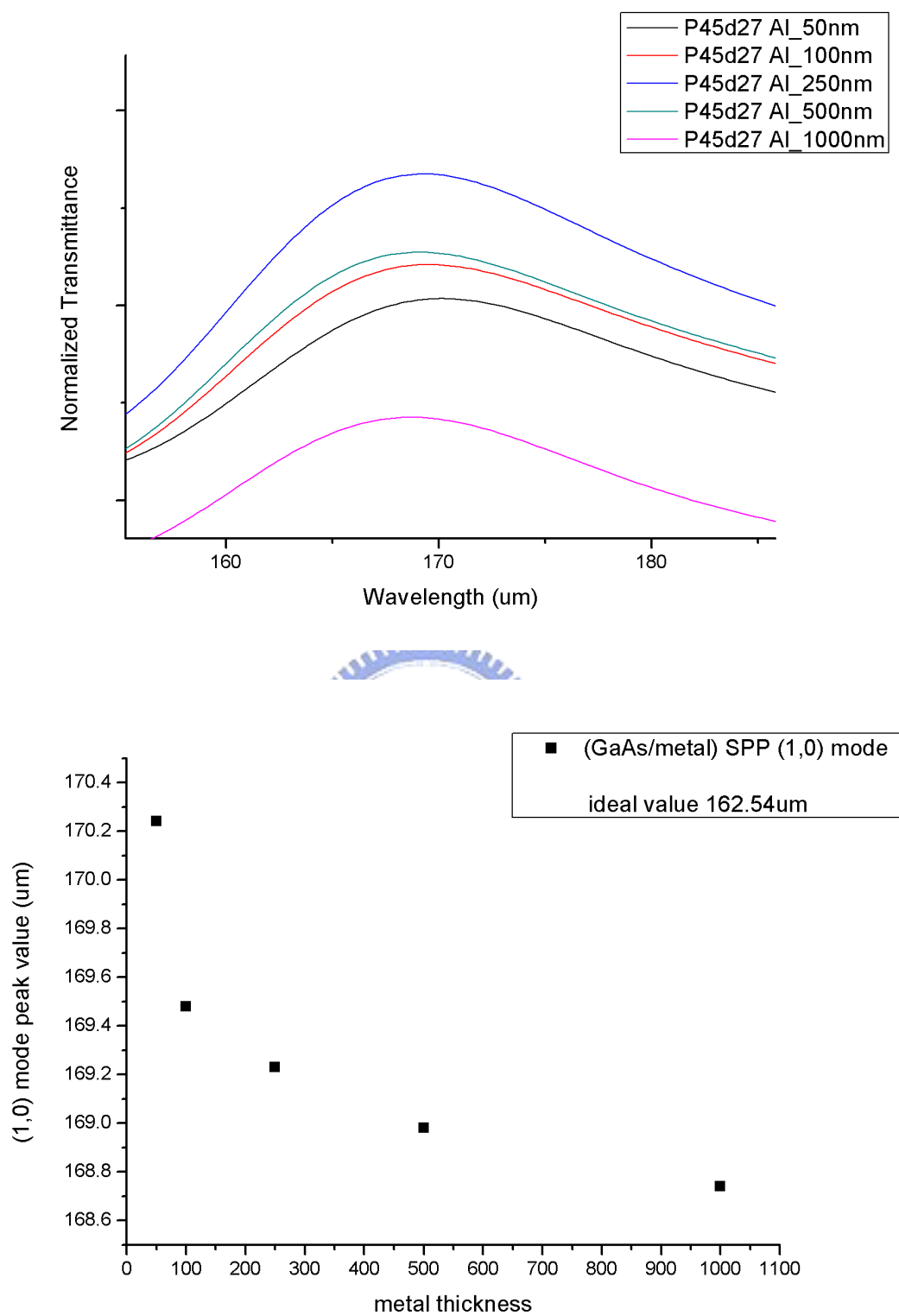


圖 4-8 遠紅外線類表面電漿濾波器歸一化穿透頻譜隨著不同金屬厚度的變化

第五章 遠紅外線表面電漿子熱輻射器

熱輻射器主要是利用黑體輻射(blackbody radiation)原理，利用加熱使得物體產生熱輻射，而物體越熱輻射量就越強，而每單位面積每單位波長每立體角黑體輻射功率與溫度的關係如下。

$$L_{\lambda} = \frac{2 \times 10^{24} h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{10^6 h c}{\lambda k T}} - 1} \text{ Wm}^{-2} \text{Sr}^{-1} \text{um}^{-1} \quad (5.1)$$

然而一般的物體並不是黑體，也就是說吸收率並不為一，因此依照克希和夫定理在熱平衡狀態下吸收率會等於放射率，所以一般物體的熱輻射功率可表示為

$$L_{\text{sample}} = \alpha(\lambda, \theta) L_{\lambda}, \alpha(\lambda, \theta) \text{ 為物體對不同波長和角度光吸收率} \quad (5.2)$$

而針對特定頻段增加吸收率，即可以做出特定頻段的熱輻射器。如 Pralle 等人利用二維金屬結構做出窄頻近紅外線熱輻射器[24]。在本章的元件即是利用表面電漿的原理去改變元件在不同波段的吸收率，特別是在遠紅外線兆赫波區域，利用 FTIR 量測在室溫之下 11 度角的反射率然後推測其 11 度角吸收率，再將吸收頻譜帶入(5.2)熱輻射方程式，推測其輻射頻譜，模擬遠紅外線表面電漿子熱輻射器，其中在第一節中利用長週期二維半導體光柵製成的遠紅外線熱輻射器展現出寬頻熱輻射的特性，在第二節(金屬/氮化矽/ N 型砷化鎵)三層結構遠紅外線熱輻射器則展現出窄頻熱輻射特性。

第一節 寬頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器

在本節中探討各種不同表面構造對於 N 型砷化鎵基板所造成的吸收率變化。從實驗裡發現長週期二維半導體光柵對於遠紅外線波段有強烈且寬頻的吸收，推論出長週期二維半導體光柵結構中可以同時激發出(真空/砷化鎵) (1, 0)、(1, 1)、(2, 0)…… SPP 簡併態，達到遠紅外線寬頻熱輻射的目的。在 600K 溫度下模擬一平方公分面積的元件在 10THz 每立體角功率已經達到 300 微瓦，和未做任何處理的半導體基板相比增加了四倍以上，而 10 THz 到 3 THz 總功率增加了四點五

倍。

元件製作流程

(圖 5-1)是寬頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器的製作流程。在此實驗所選用的基板為 N 型高參雜砷化鎵基板，使用此基板的原因的主因是希望遠紅外光可以激發基板上的表面電漿子，從(2.17)式，可以看出當改變材料載子濃度時，電漿頻率也會隨著改變，而 N 型砷化鎵基板載子參雜濃度大約在 10^{18} 每立方公分，而相對應的表面電漿頻率為遠紅外光波段，波長約在幾十微米。本實驗所用的 N 型砷化鎵基板其參雜濃度約為 2×10^{18} 每立方公分，其表面電漿頻率約在 14THz。

晶片經過清洗之後就把晶片拿到光阻塗佈機塗上光阻，而在這個實驗用的光阻是 AZ6112，這種光阻的特色是為薄膜正光阻，也就是照到光的地方顯影過後會被去掉。之所以會使用這種光阻是因為這本實驗所使用的光罩和第四章所使用的光罩有重疊，然而一個是剝離製程，一個是蝕刻的製程，所以光阻要用不同型式也就是一個是負光阻，另一個就要是正光阻。而 AZ6112 另外一個好處就是當塗佈在晶片上時其厚度很薄，較容易曝光出想要的圖型。接著將晶片放到熱板以九十度軟烤將有機溶劑蒸發。

接著用 DUV 曝光機曝光然後用 AZ300 顯影劑顯影和水定影，將設計的圖型呈現出來，然後用一百二十度烤兩分鐘讓光阻重新鍵結以抵抗後續的蝕刻製程。接著調配蝕刻液其成分為 硫酸：雙氧水：水 = 1：8：80。然後將晶片浸泡在蝕刻液中，依照不同的蝕刻深度蝕刻不同時間，而再利用 alpha stepper 量測蝕刻深度。接著再把晶片泡在丙酮溶液去除光阻，清洗過後元件就完成如(圖 5-2)。

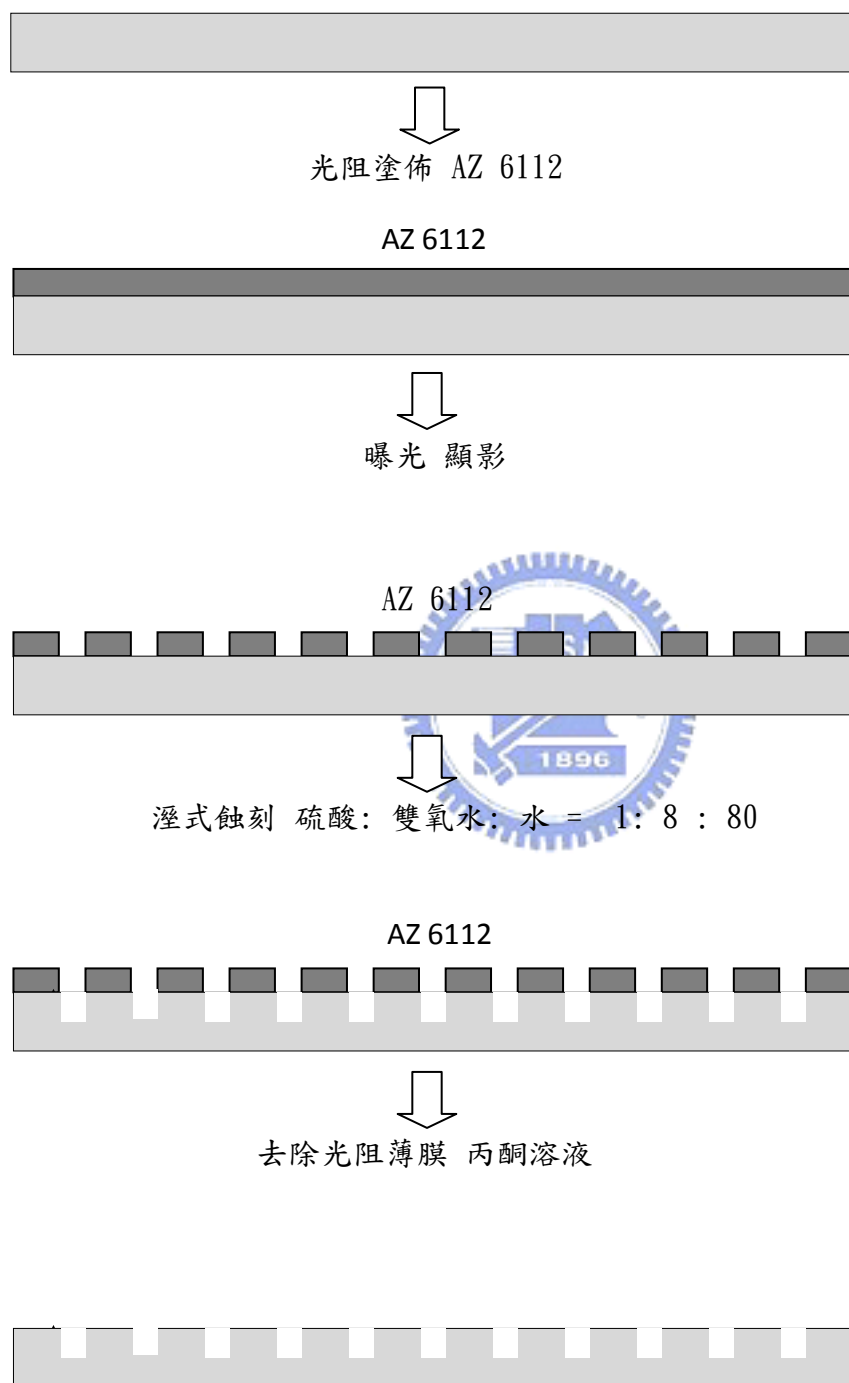


圖 5-1 寬頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器製作流程

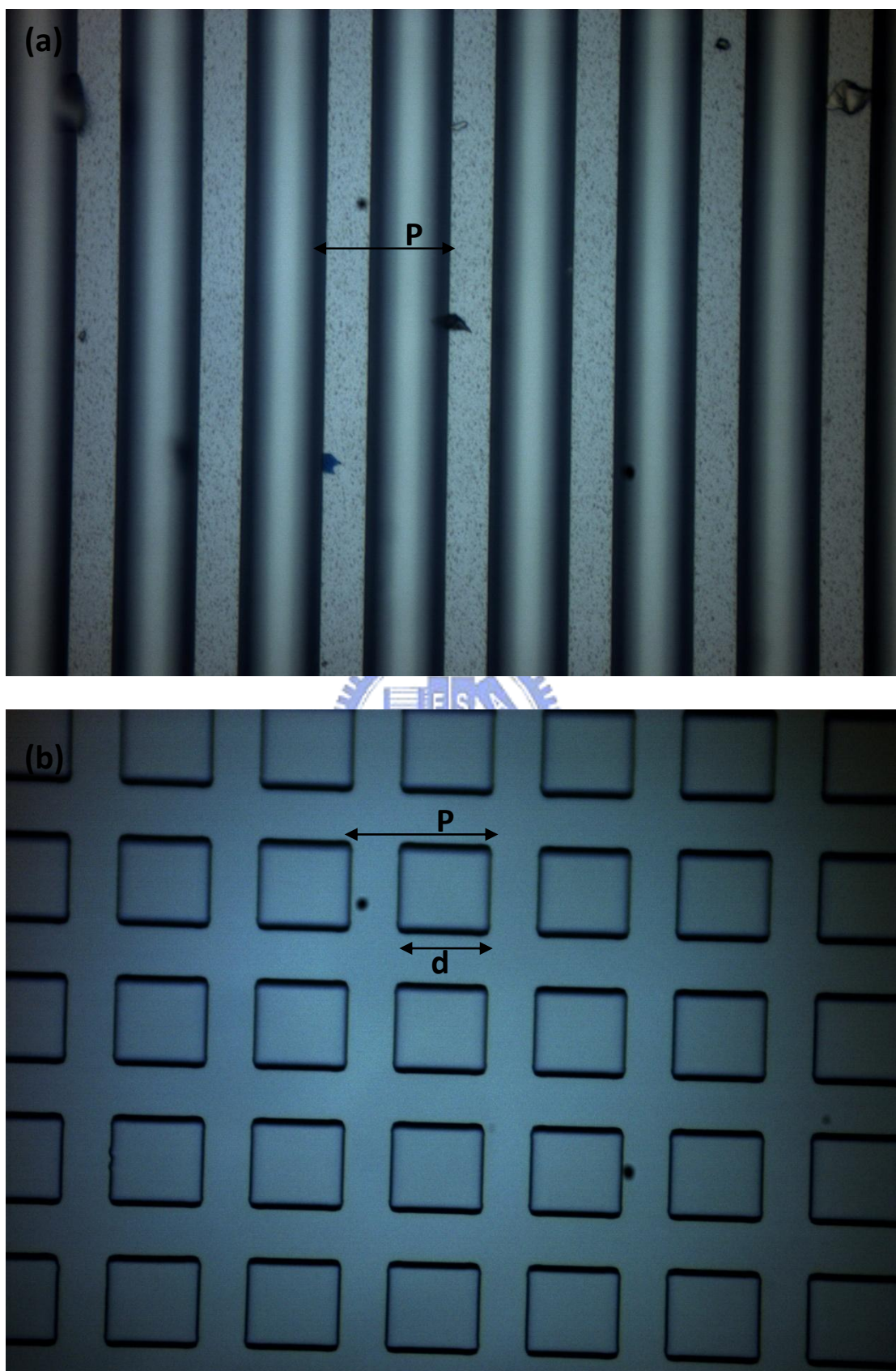


圖 5-2 寬頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器完成圖(a)一維光柵(b)二維光柵

結果與討論

(圖 5-3)為相同二維光柵週期不同光柵深度(h)的吸收率及歸一化吸收率(元件吸收率除以 N 型砷化鎵吸收率)變化,首先可以發現當光柵深度越深時吸收率就變得越高,這是因為和深度很淺的光柵相比,表面起伏較大,也就是說當光柵太淺深度遠小於光的波長的時候光不容易被表面結構散射,也就比較無法感受到光柵的存在,所以光柵的效率很差。但是因為溼式蝕刻為等向性蝕刻,以及不希望出現的共振腔模態現象(吸收波長與深度相關),所以光柵深度最多只有到週期的六分之一。(圖 5-3a)當光柵週期是 25 微米時,除了在 39 微米處有強烈橫向光學聲子吸收之外,利用(2.30 式)比對觀察到只有在波長 25 微米附近的(真空/N 型砷化鎵) $(1, 0)$ SPP 簡併模態,這是因為 N-GaAs 基板載子參雜濃度約為 2×10^{18} 每立方公分,其表面電漿頻率約為 14 THz。從第二章可以知道越接近表面電漿頻率時表面電漿子水平動量趨近無限大如(圖 2-2a),所以從二維光柵光激發表面電漿關係式(2.28)式發現當光柵週期 $P \approx C/f_{sp}$ 時,不同(真空/N 型砷化鎵) SPP 簡併模態所對應到的頻率會很接近,所以只觀察到一個吸收波包。而且這些吸收峰值出現了雙峰現象,原因是周期性光柵造成光子能帶隙的形成,就如同在晶體結構內週期性排列的原子造成電子能帶的出現一樣,在表面會形成兩種不同能量的駐波 $\omega + \omega -$ 如同能帶邊緣。這兩種駐波有各自的場和表面電荷分佈,當頻率落 $\omega + \omega -$ 中間禁帶中吸收率會較低,而在能帶邊緣的地方因為態密度較高所以吸收率也會隨之提高因此量得的吸收頻譜在峰值的地方會出現分裂 [23][25],而這個現象在接近表面電漿頻率時較明顯,所以在週期為 45 微米或者週期更長的光柵就較不明顯或者甚至看不出這個現象。

由於目標做出的熱輻射器為寬頻熱輻射器,所以除了(真空/N 型砷化鎵) $(1, 0)$ SPP 簡併態以外還希望能同時激發出更多不同波長 SPP modes 像是 $(1, 1)$ 、 $(2, 0)$ 、 $(2, 1)$ 、 $(2, 2)$ SPP 簡併態,使吸收頻譜更寬,而所用的方法就是將光柵週期增加。結果如(圖 4-4),從(圖 4-4a)可以看到隨著光柵週期變大,吸收頻譜變得更寬而

且隨著紅移，從頻譜中分析吸收率在高階如(1, 1) (2, 0) SPP 簡併態時吸收率比低階(1, 0) SPP簡併態高出不少但是到更高階如(2, 1)(2, 2) SPP簡併態的時候吸收率又會下降。這其中主要有兩種機制，首先光被光柵繞射的機率，對一般光柵來說光被低階繞射的機率會比高階繞射的機率高很多，所以短波長的光不容易透過光柵高階繞射使其與表面電漿子相互耦合，因此(2, 1)(2, 2) SPP簡併態造成的吸收不高，也解釋了吸收頻譜紅移的現象。而第二個機制就是表面電漿子在接近表面電漿頻率傳播時衰退較快，因為 $\text{Im}[k_{\text{sp}}]$ 在接近表面電漿頻率時最大如(圖 2-2a)，所以光被光柵耦合變成表面電漿子後能量很快就被吸收，後來再被光柵耦合變成反射光的機率較低。而這也是為什麼會選用半導體當基板而不是金屬當基板的原因，因為表面遠紅外光在金屬可以傳遞的距離遠大於在高參雜半導體上。綜合以上兩點就會出現如(圖 5-4)這樣在(1, 1) (2, 0) SPP簡併態時吸收率最大。

將二維光柵和一維光柵(圖 5-5)相比，可以看出二維光柵整體吸收率較一維光柵平滑，這是因為二維光柵有兩個方向的動量，所以在同一段波長範圍和光柵週期，二維光柵和一維光柵相較之下會有比較多種不同的繞射階層如(1, 1)、(2, 1)、(2, 2) SPP 簡併態使得整體吸收譜線較平滑。

假設元件吸收率對溫度變動不大的話可以假設吸收率在一個範圍溫度內不會變化，而(圖 5-6)是將所量得的吸收率帶到(5.2)式所得到的模擬功率，分別在 300K 和 600K 時，元件的單位面積時每立體角單位波長的功率。從(圖 5-6)也可看出隨著溫度增加元件功率變化很大，從 300K 到 600K 整體功率大約增加了三倍之多。而以 600K 時為例，一平方公分面積的長週期二維光柵元件在頻率 10THz 每立體角功率已經達到 300uW，和完全沒經過表面處理的 N-GaAs 晶片相比功率增加四倍以上，而以 10THz 到 3 THz 總功率相比更是差了四點五倍。

從(圖 5-6)也可以看出長週期二維光柵元件整體表現遠比長週期一維光柵好，包括模擬的熱輻射頻譜的平整度以及整體強度。二維光柵元件在放射頻譜沒有出現明顯的起伏。利用在重參雜的砷化鎵半導體基板上製作二維光柵寬頻遠紅

外線表面電漿熱輻射器。



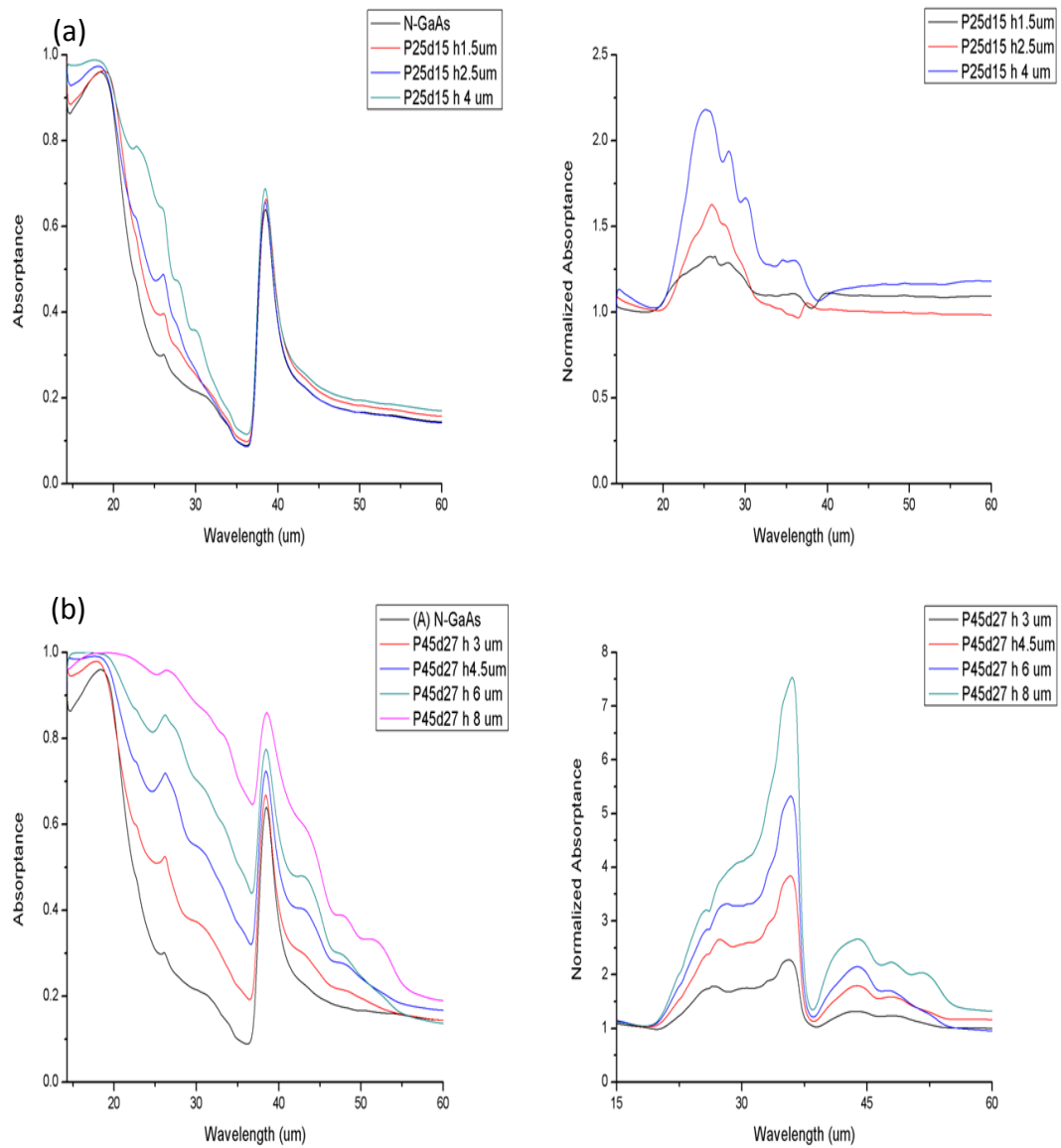


圖 5-3 週期為(a)25 微米及(b)45 微米的二維正方形半導體光柵 隨著不同光柵深度吸收率和歸一化吸收率

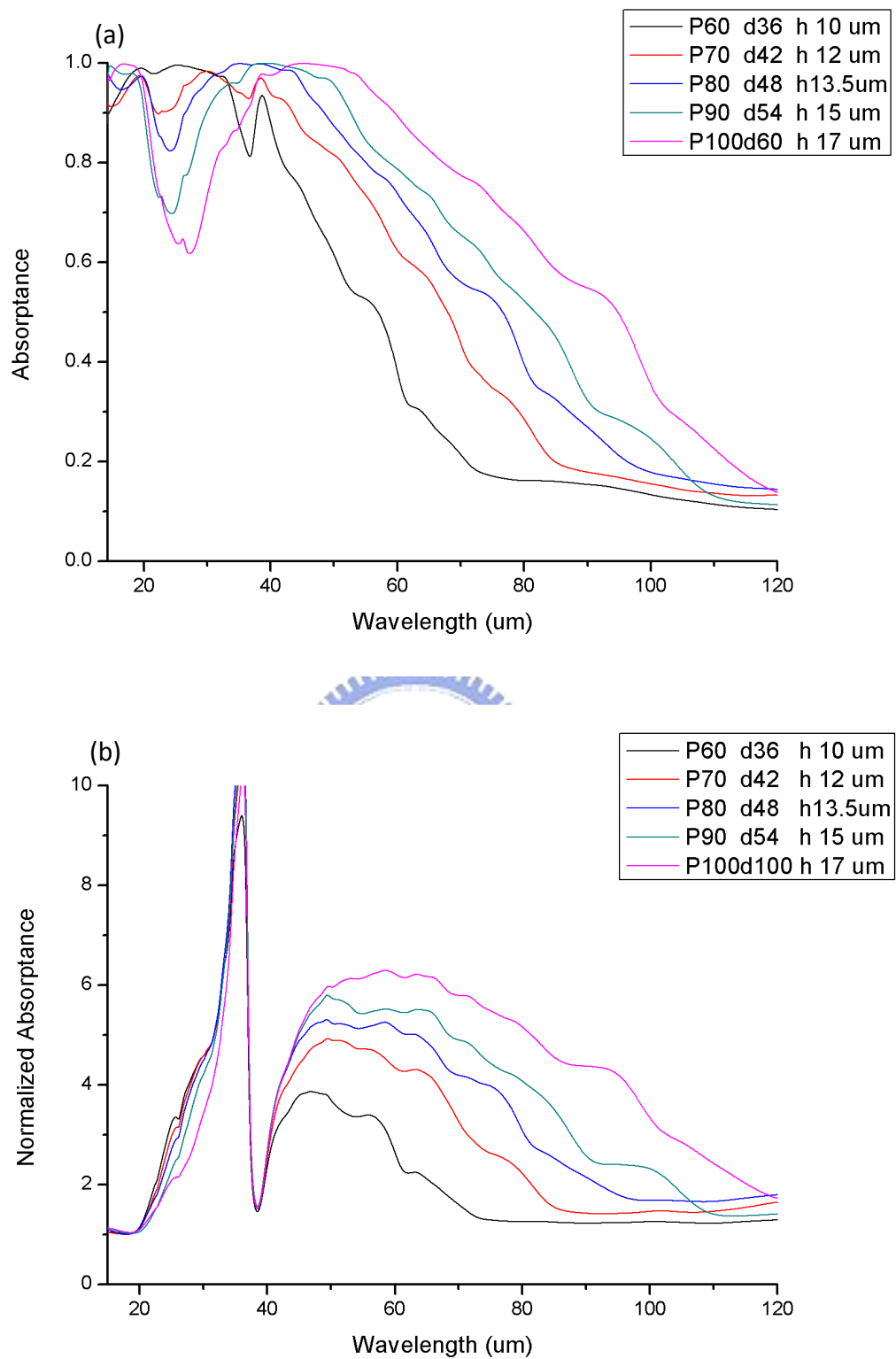


圖 5-4 週期不同的二維半導體光柵(a)吸收率(b)歸一化吸收率

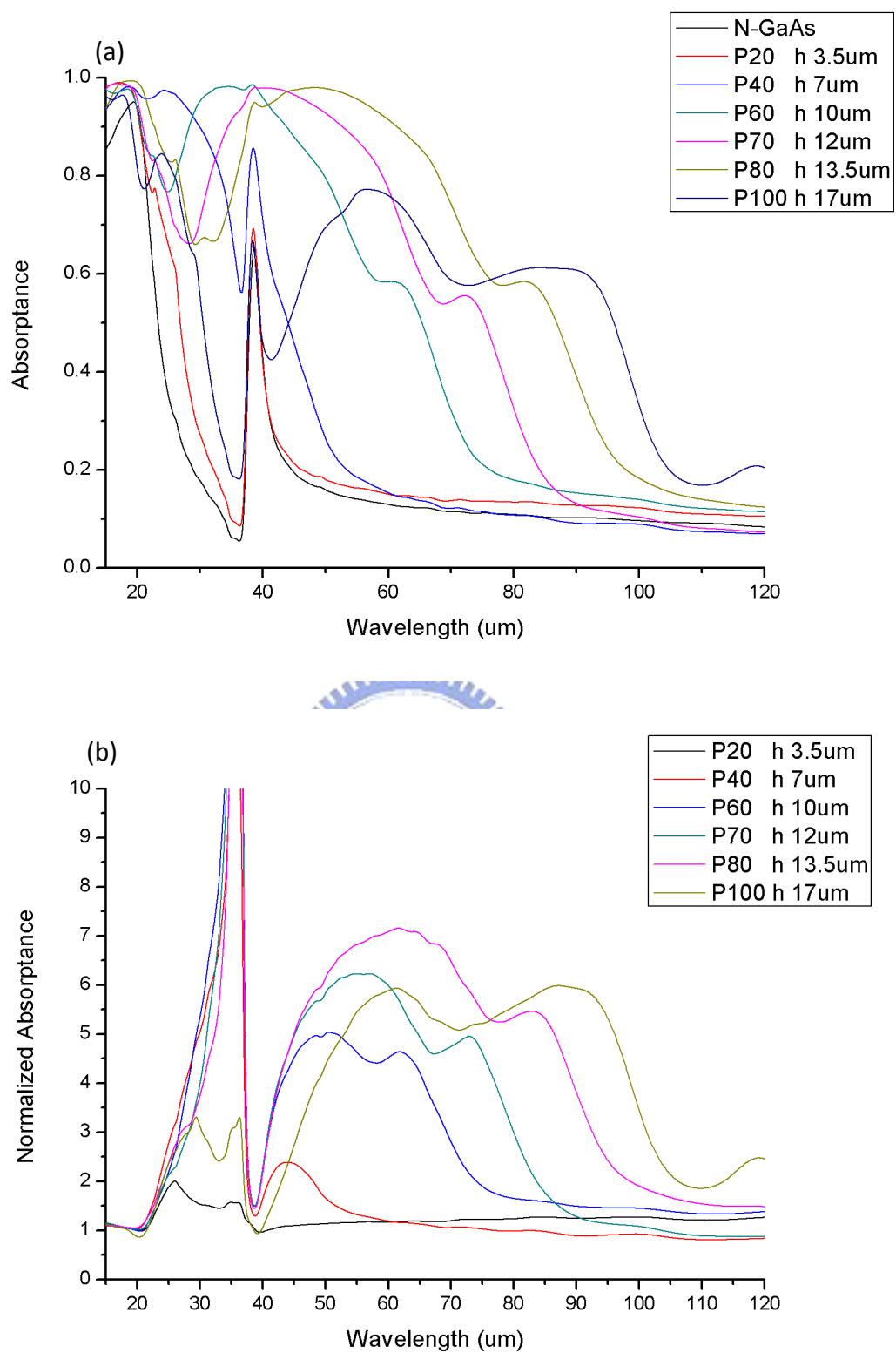


圖 5-5 週期不同的一維半導體光柵(a)吸收率(b)歸一化吸收率

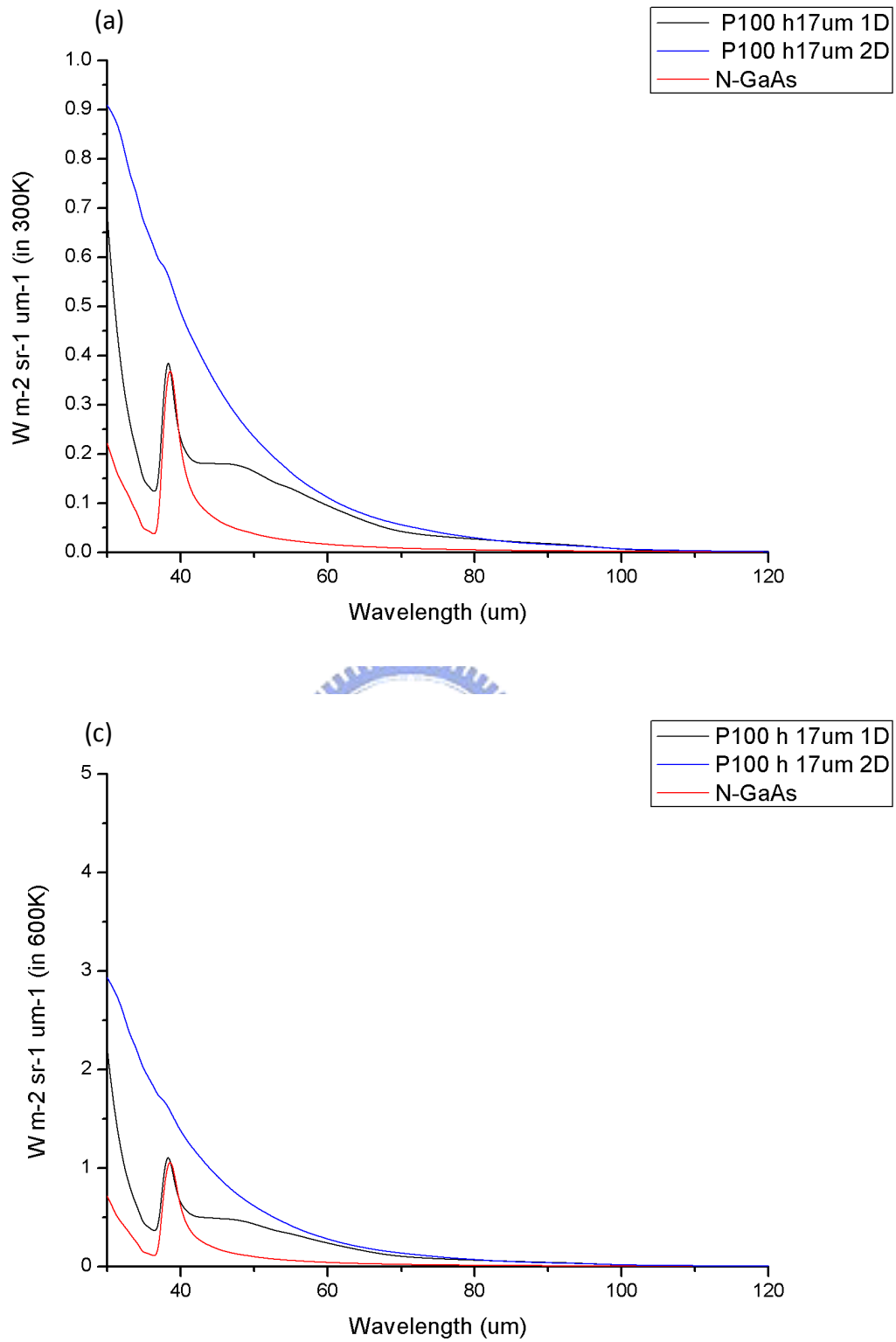


圖 5-6 寬頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器模擬效能(a)在 300K 時(b)在 600K 時

第二節 窄頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器

在本節中利用(金屬/氮化矽/N 型砷化鎵)三層結構製作出窄頻遠紅外線熱輻射器輻射。藉由改變多層結構表面電漿子耦合特性，在不改變 N 型砷化鎵參雜濃度條件之下改變熱輻射頻率。從實驗中可觀測到不同厚度氮化矽層，及不同金屬光柵週期對於輻射特性影響。當氮化矽層厚度增加，和表面電漿子耦合效率增加以及抗反射效應，輻射強度增強以及半高寬變窄，達到窄頻熱輻射的目的。在溫度 600K 模擬之下一平方公分元件在工作頻率 5 THz 功率達到 2 微瓦。

元件製作流程

(圖 5-7) 是窄頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器的製作流程。在此實驗所選用的基板為 N 型高參雜砷化鎵基板，使用此基板的原因的主因是不希望光能穿透基板，加上能在兆赫波區域激發表面電漿子。N 型高參雜砷化鎵基板由於有許多電子其載子濃度很高，表面電漿頻率在遠紅外線波段，基板的介電常數特性就如同金屬一般，遠紅外光在介質中衰退非常快，skin depth 只有幾個微米，故遠紅外光無法穿透基板。

基板經過清洗之後，就利用電漿增強式化學氣相沉積機(plasma enhanced chemical vapor deposition, PECVD)，鍍上不同厚度的氮化矽絕緣層。此時當鍍上不同厚度的氮化矽層晶片顏色也會不同，由偏紅色漸漸轉成深藍色。

鍍完氮化矽層厚的晶片後，先將晶片送進HMDS烤箱，讓HMDS均勻的噴在晶片表面，幫助後續的光阻和氮化矽層可以緊密的連接在一起。如果這個步驟跳過的話光阻在顯影定影的時候就很容易脫離。接下來就利用光阻塗抹機塗上正轉負厚膜光阻 AZ5214E，原因就和第四章製作遠紅外線表面電漿濾波器的原因一樣，後來都需利用剝離的方式。故選用此厚膜光阻。接著將晶片放到熱板上以九十度軟烤將有機溶劑蒸發。

然後將上完光阻晶片用 DUV 曝光機曝光，然後用一百二十度烤兩分鐘後再用 DUV 曝光機空曝將光阻 AZ5214E 從正光阻反轉成負光阻。然後用 AZ300 顯影劑

顯影和水定影，將設計的圖型呈現出來。

之後將晶片利用電子槍蒸鍍機(E-gun evaporator)將金屬蒸鍍到晶片上，在本實驗當中鍍 Ti/Au 20nm/280nm，而之所以要現鍍上一層非常薄 Titanium 金屬層，主要是因為直接鍍黃金薄膜在氮化矽層上其附著能力很差所以必須先鍍一層附著力較佳的金屬。

最後將鍍完金屬的晶片放到丙酮溶液後放到超音波震盪器中數分鐘，把黏在光阻上的金屬用丙酮溶液分開帶離晶片表面，由於丙酮要鑽進光阻內，所以必須用厚膜光阻，讓丙酮可以鑽進金屬和光阻間的細縫。經過清洗吹乾後元件就完成了。而元件完成圖如(圖 5-8)。



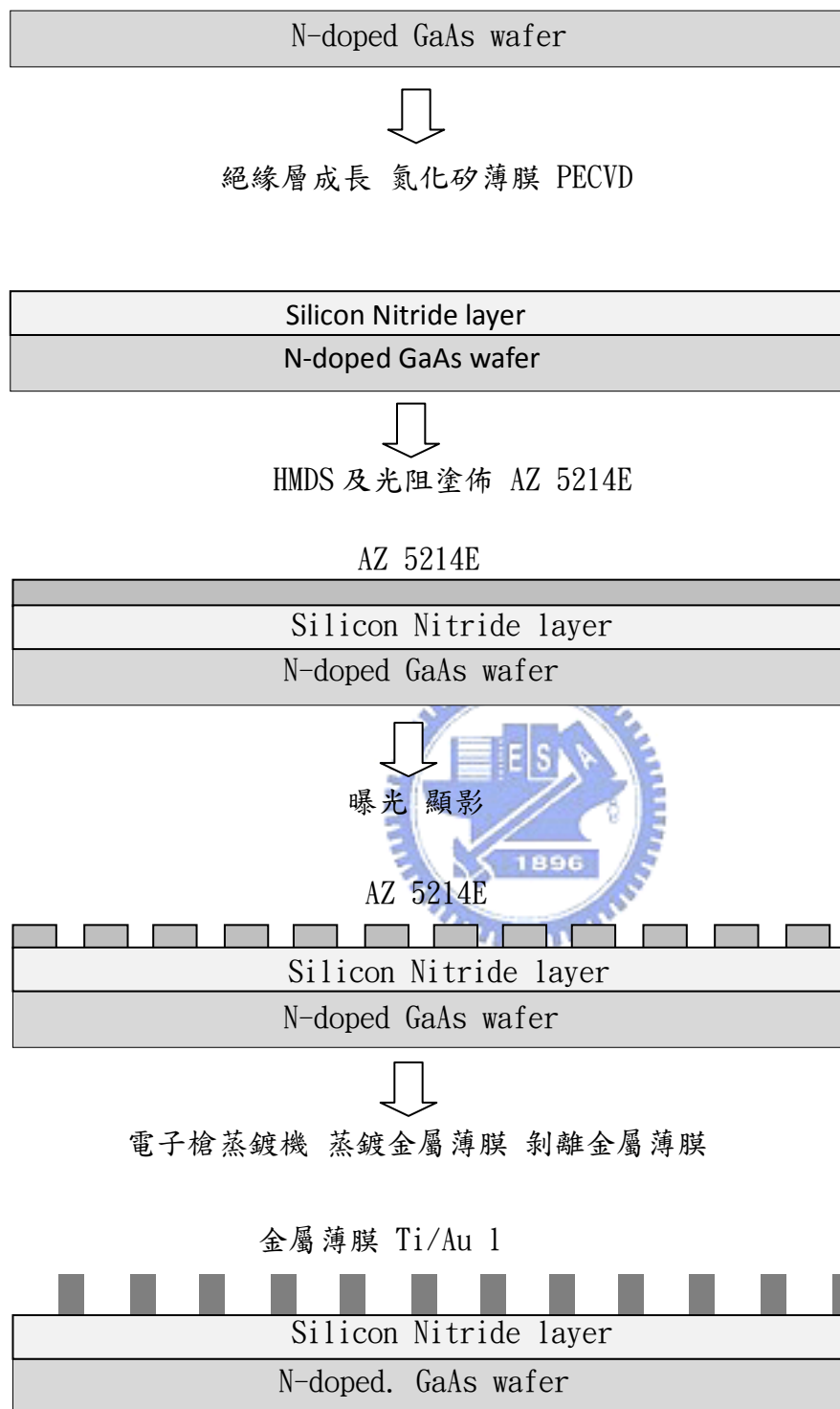


圖 5-7 窄頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器製作流程

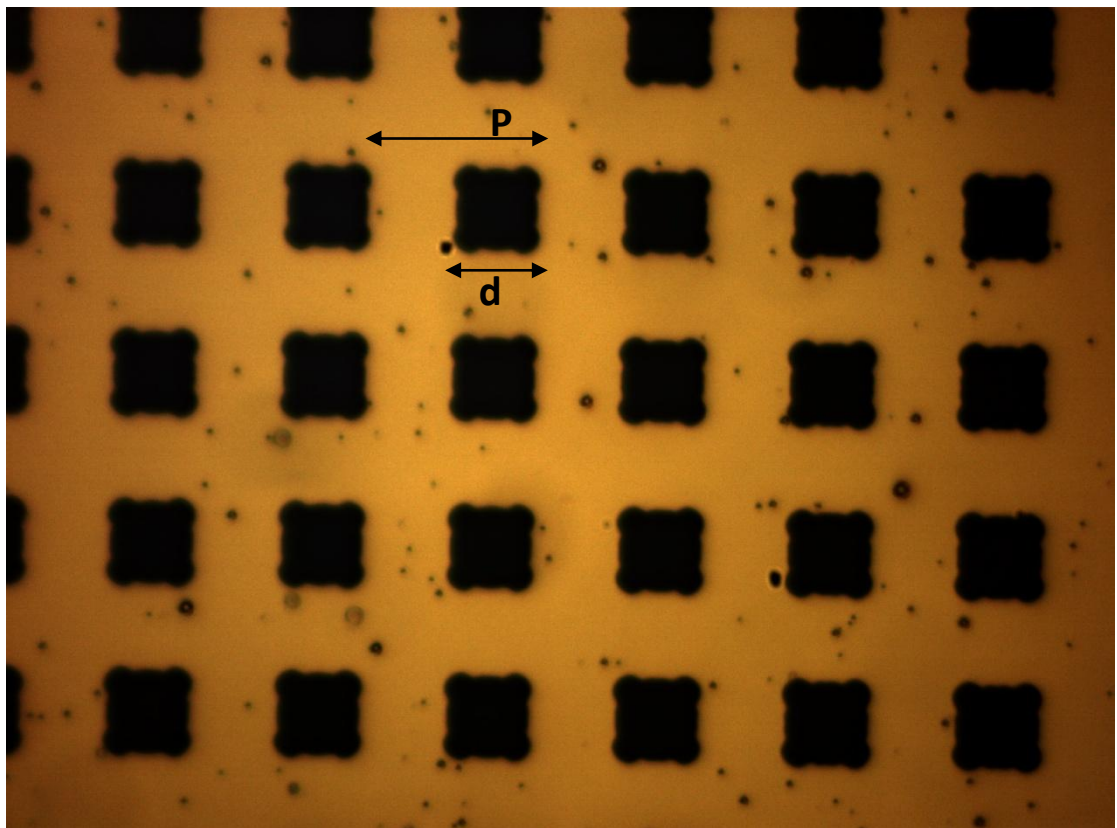


圖 5-8 窄頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器元件完成圖

結果與討論

由於元件結構包含了金屬、絕緣層、以及半導體三種性質相同的材料，而在第二章中介紹的單一介面表面電漿已經不再適用於元件上。在此介紹多層介面表面電漿子，結構如(圖 5-9)。在這個系統中表面電漿子可存在於任一個介面，當兩介面距離遠大於垂直衰退長度時，可以忽略兩個介面彼此耦合的影響，但當兩介面之間的距離非常近時就必須要考慮到彼此相互耦合的效應。

為了瞭解兩個介面表面電漿子耦合的影響，和第二章研究單一平面表面電漿子一樣，從電磁波在多層介面系統為出發點。為了不失其普遍適用性，先從最基本的假設開始：光的波長遠大於原子尺度，沒有外在電荷和外在電流的存在，所有材料皆是等向性。在這裡只討論 TM 波(磁場方向垂直波傳遞方向)的效應，因為從第二章得知只有 TM 波會產生表面電漿子。假設電磁波在本系統為時間諧和，則不同材料中 Helmholtz 方程式可以寫成

$$k_{xi}^2 + k_{zi}^2 = \epsilon_i k_0^2, k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}, \lambda_0 \text{ 為光在真空中波長, } i=1, 2, 3 \quad (5.3)$$

在 $z>a$ 區域可以利用馬克斯威爾方程式 $\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$, $\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ ，將水平及垂直電場用磁場表示

$$H_{1y} = \hat{y} H_1 \text{Exp}^{i(k_{x1}x - k_{z1}z)} \quad (5.4)$$

$$E_{1x} = \hat{x} \frac{-k_{z1}}{\omega \epsilon_1 \epsilon_0} H_1 \text{Exp}^{i(k_{x1}x - k_{z1}z)} \quad (5.5)$$

$$E_{1z} = \hat{z} \frac{-k_{x1}}{\omega \epsilon_1 \epsilon_0} H_1 \text{Exp}^{i(k_{x1}x - k_{z1}z)} \quad (5.6)$$

在 $0 < z < a$ 區域 同樣的將水平及垂直電場用磁場表示，但在此則必須考慮向上及向下的電磁場

$$H_{2y} = \hat{y} [H_2^+ \text{Exp}^{i(k_{x2}^+x - k_{z2}^+z)} + H_2^- \text{Exp}^{i(k_{x2}^-x + k_{z2}^-z)}] \quad (5.7)$$

$$E_{2x} = \hat{x} \left[\frac{-k_{z2}^+}{\omega \epsilon_2 \epsilon_0} H_2^+ \text{Exp}^{i(k_{x2}^+x - k_{z2}^+z)} + \frac{k_{z2}^-}{\omega \epsilon_2 \epsilon_0} H_2^- \text{Exp}^{i(k_{x2}^-x + k_{z2}^-z)} \right] \quad (5.8)$$

$$E_{2z} = \hat{z} \left[\frac{-k_{x2}^+}{\omega \epsilon_2 \epsilon_0} H_2^+ \text{Exp}^{i(k_{x2}^+x - k_{z2}^+z)} + \frac{-k_{x2}^-}{\omega \epsilon_2 \epsilon_0} H_2^- \text{Exp}^{i(k_{x2}^-x + k_{z2}^-z)} \right] \quad (5.9)$$

在 $z < 0$ 區域，電場磁場可表示為

$$H_{3y} = \hat{y} H_3 \text{Exp}^{i(k_{x3}x + k_{z1}z)} \quad (5.10)$$

$$E_{3x} = \hat{x} \frac{k_{z3}}{\omega \epsilon_3 \epsilon_0} H_3 \text{Exp}^{i(k_{x3}x + k_{z3}z)} \quad (5.11)$$

$$E_{3z} = \hat{z} \frac{-k_{x3}}{\omega \epsilon_3 \epsilon_0} H_3 \text{Exp}^{i(k_{x3}x + k_{z3}z)} \quad (5.12)$$

在 $z=0$ 和 $z=a$ 時 各個材料內的行進波在介面要滿足邊界條件也就是水平電場和水平磁場要連續，可得

$$k_{x1} = k_{x2}^+ = k_{x2}^- = k_{x3}, k_{z2}^+ = k_{z2}^- \quad (5.13)$$

$$H_1 \text{Exp}^{-ik_{z1}a} = H_2^+ \text{Exp}^{-ik_{z2}a} + H_2^- \text{Exp}^{ik_{z2}a} \quad (5.14)$$

$$\frac{k_{z1}}{\epsilon_1} H_1 \text{Exp}^{-ik_{z1}a} = \frac{k_{z2}}{\epsilon_2} (H_2^+ \text{Exp}^{-ik_{z2}a} + H_2^- \text{Exp}^{ik_{z2}a}) \quad (5.15)$$

$$H_3 = H_2^+ + H_2^- \quad (5.16)$$

$$\frac{k_{z3}}{\epsilon_3} H_3 = \frac{k_{z2}}{\epsilon_2} (H_2^+ + H_2^-) \quad (5.17)$$

把(5.14 式) 到 (5.17 式)解線性方程式經過整理之後將三層材料裡的電磁波相互關聯可以得到

$$\text{Exp}^{-i2k_{z2}a} = \frac{\frac{k_{z2} + k_{z3}}{\epsilon_2 - \epsilon_3} \frac{k_{z2} + k_{z1}}{\epsilon_2 - \epsilon_1}}{\frac{k_{z2} - k_{z3}}{\epsilon_2 - \epsilon_3} \frac{k_{z2} - k_{z1}}{\epsilon_2 - \epsilon_1}} \quad (5.18)$$

將金屬或半導體介電常數對頻率的關係(2.17 式)和(5.18 式)合起來即可得波向量與頻率的色散關係



圖 5-9 金屬絕緣層半導體介面表面電漿子

(圖 5-10)為量測到的元件吸收頻譜圖及歸一化吸收頻譜(元件吸收率除以 N 型砷化鎵吸收率)，從(圖 5-10) 可以看出主要的吸收峰值有兩群，除了在 39 微米處有橫向光學聲子吸收之外，分別分布在波長範圍從 15-30 微米和 40-100 微米。首先從 15-30 微米的吸收頻譜分析開始，從(圖 5-10)可以觀察到隨著氮化矽層厚度增加，吸收峰值也隨著單調紅移，且整體吸收率上升，在不同光柵週期都可發現到這個現象。(圖 5-11)為沒有金屬光柵的吸收頻譜，可以看出當增加氮化矽層的厚度時，吸收率會隨著增加，反射率下降。這其中有兩種可能機制，第一種機制是因為抗反射層的原理，在光密和光疏的介質之間夾上一層介電常數介於兩者之間的材料，按照 Fresnel 方程式，光在兩個介面的反射率都會小於原本沒有鍍上抗反射層的介面的反射率，如此一來就可以有效地降低反射率，在本系統中也就等於增加吸收率，而因為鍍的氮化矽層厚度遠小於波長所以隨著氮化矽層厚度增加，兩個介面的反射光相位差差距越大，破壞性干涉的現象越明顯，導致反射率下降。而另外一種可能性是氮化矽這種材料本身對於遠紅外線(20-30 微米)波段吸收特別強[25]，導致吸收頻譜向右移動，而這個現象也可以從(圖 5-11)看出。

(圖 5-12)為所有元件隨著不同氮化矽層厚度其 15-30 微米頻段吸收峰值變化。從(圖 5-12)可以看出所有元件都吸收峰值變化幾乎是由氮化矽層厚度所決定而與上層金屬光柵比較無關，但也可以看出隨著金屬光柵週期的增加吸收峰值也會隨之紅移，因為上層金屬光柵具有濾波的效果((真空/金屬) SPP(1, 0)簡併態而從第四章可以知道在此系統濾波效果不好，所以雖然光柵週期會影響吸收峰值位置但卻不是其主要變化因素，主要還是由氮化矽層造成的吸收峰值變化。

而 40-100 微米頻段吸收峰值變化則更為複雜，從(圖 5-9)可以看出和 15-30 微米頻段吸收峰值隨著氮化矽層厚度變厚而逐漸紅移相比，基本上 40-100 微米頻段吸收峰值是隨著氮化矽層厚度增加而藍移，而且變化幅度相當大，氮化矽層從 300 到 2000 奈米吸收峰值變化相差達 30 微米。而這些吸收峰值主要是由(金

屬/氮化矽/N 型砷化鎵) SPP 簡併態造成的，而由(5.18)式 和實驗值(圖 5-10) 可以求得在本系統中氮化矽層的介電常數為 6.5，和 N 型砷化鎵參雜濃度 $N_d = 4 \times 10^{18}$ 每立方公分，這些材料參數也都在合理範圍內，而得到這些材料參數後 即可以從(5.18)式得到吸收頻譜的理論值。(圖 5-13)為不同光柵週期元件隨著 氮化矽層厚度增加吸收峰值的變化，與理論計算結果。可以看出理論值和實驗值 相符，而其中的誤差則主要可能造成原因有(1)介電常數的變化 (2) 參雜濃度不 均 (3) 金屬光柵厚度和金屬光柵形狀的影響。第一點是因為氮化矽的介電常數 並不是定值而是會隨著頻率變化而改變[26]，但由於氮化矽遠紅外線資料的缺乏， 加上參數也會隨著不同機台或是配方而變化，必須要有遠紅外線橢圓儀才能確認。 第二點是因為晶片是由拉晶法得到的所以基本上參雜在空間上是不均勻的，不管 是平面上或是垂直方向。由晶圓產商所提供的資料，其參雜範圍是從 $0.5 - 4 \times 10^{18}$ 每立方公分，並不是均勻的值，所以就算是同一片基板也不可能是 完全均勻的。(圖 5-13)對於上述兩個材料參數(氮化矽介電常數、N 型砷化鎵參 雜濃度)十分敏感，些微的變化都會造成巨大的影響。第三點則可以參考本論文 第四章，因為金屬光柵的作用，除了當作是光柵改變光的動量以激發表面電漿子 外，同時也可以將其視為一濾波器，也就是說在金屬光柵下方的系統所放出的光 只有一部分能夠穿過金屬光柵，而金屬光柵本身並不會吸收遠紅外光，故可以將 金屬光柵當作是濾波器來看待。所以金屬孔洞的形狀也會影響濾波器的中心頻率， 造成誤差。

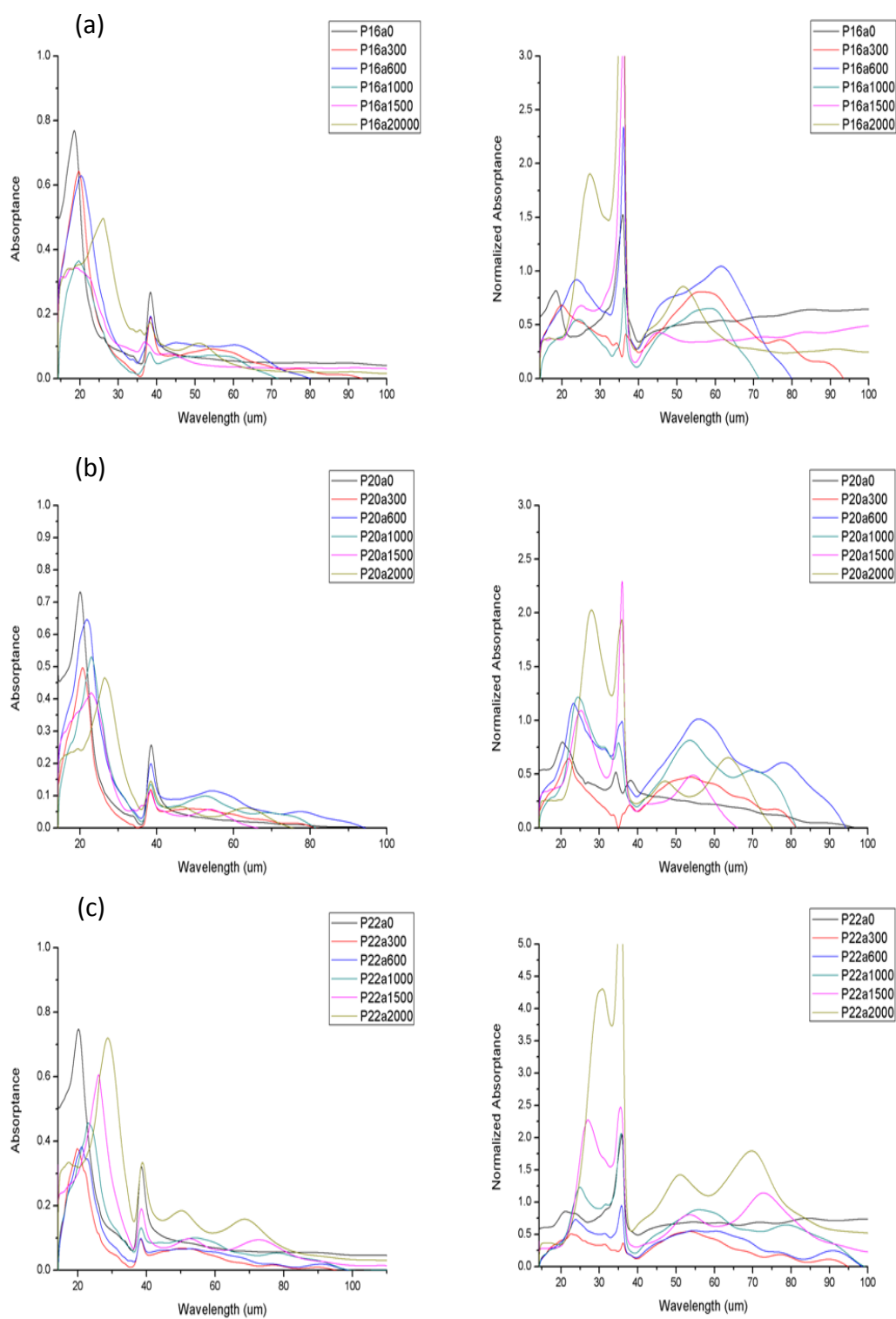


圖 5-10 不同氮化矽層厚度的元件吸收頻譜(a)P16(b)P20(c)P22

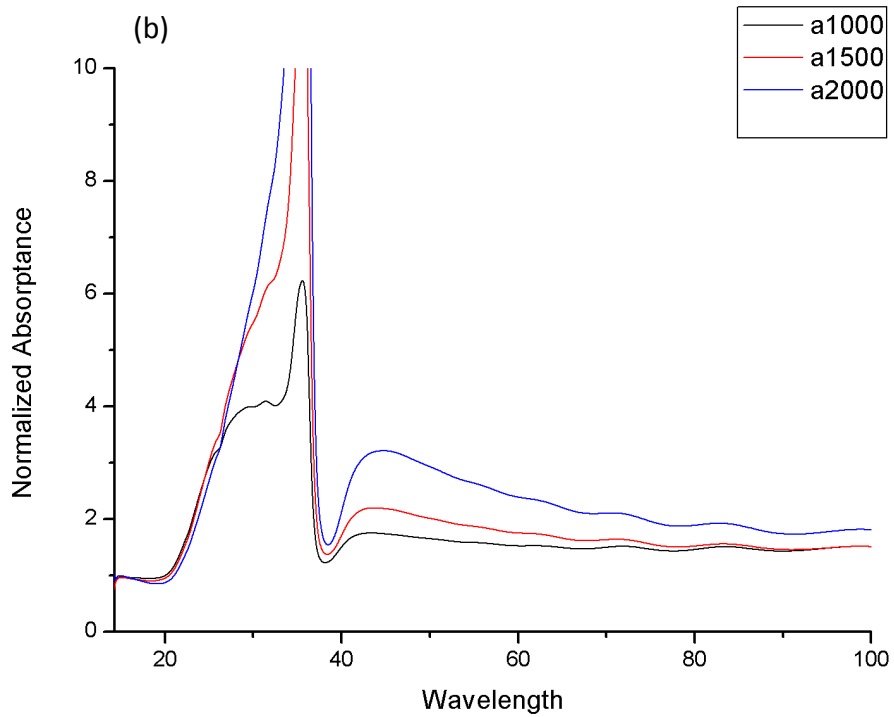
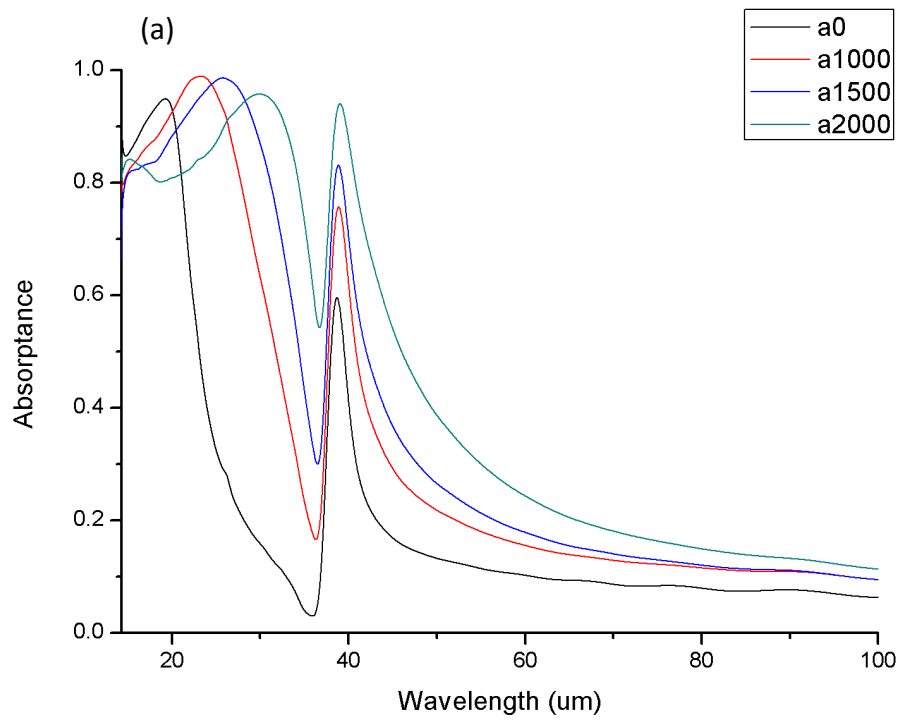


圖 5-11 N 型砷化鎵基板上不同厚度氮化矽層的(a)吸收率(b)歸一化吸收率

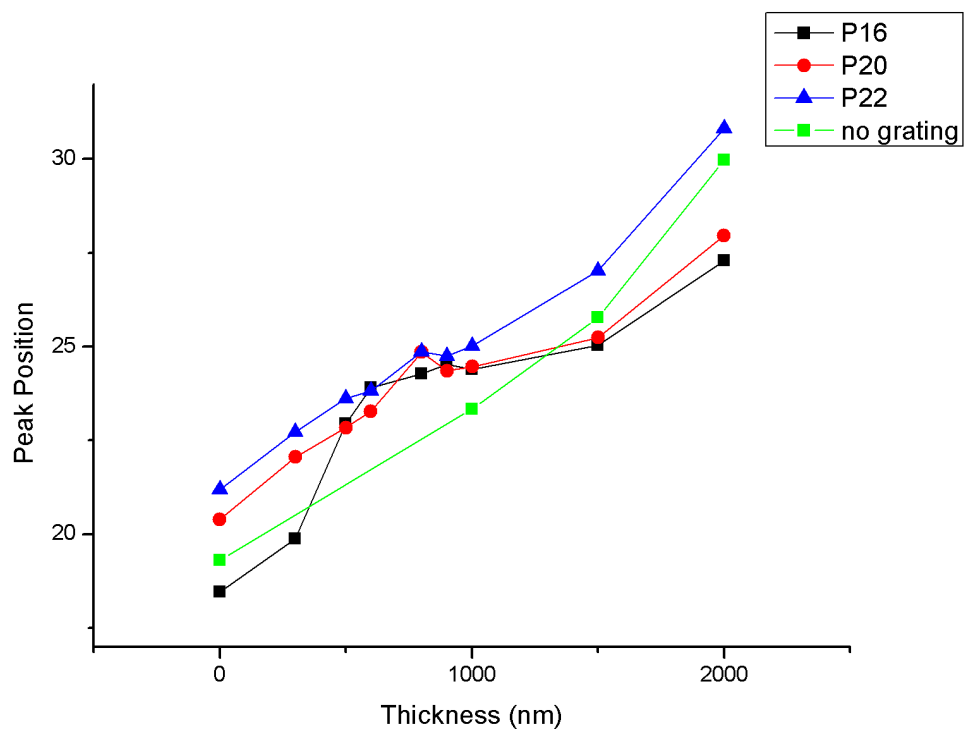


圖 5-12 15-30 微米吸收峰值隨氮化矽層厚度變化

而從(圖 5-10)可以看出隨著氮化矽層厚度增加，(金屬/氮化矽/N 型砷化鎵) SPP 模態強度會隨之增強，原因可能是當氮化矽層的厚度較薄時在相同金屬光柵週期下(金屬/氮化矽/N 型砷化鎵) SPP 模態發生在較長波長，則光要被光柵耦合到(金屬/氮化矽/N 型砷化鎵) SPP 模態相對來說需要的動量改變量會遠大於本身的動量，以金屬光柵週期為 20 μm 的原件為例，從(圖 5-13b)可以發現當氮化矽層厚度為 300 奈米時，光耦合成(金屬/氮化矽/N 型砷化鎵) (1, 0) SPP 模態的動量改變量為自身的 4.5 倍，然而在厚度為 2000 奈米時動量改變量變成本身的 3.5 倍，因此當氮化矽層的厚度越厚的話耦合到(金屬/氮化矽/N 型砷化鎵) SPP 模態效率會越高。以另一個角度來看就是當波長遠大於光柵週期時幾乎無法感受到光柵的存在。第二個造成當氮化矽層越厚吸收越強的可能原因和 15-30 微米頻段的吸收峰值提到的一樣，是因為氮化矽層抗反射層效應跟氮化矽本身對遠紅外光的吸收。(圖 5-10)也觀察到吸收峰值的半高寬會隨著氮化矽層厚度增加而減少，所以如果要達到窄頻熱輻射效果的話氮化矽層厚度應該要增加，理想的厚度就是兩個介面的反射波在最上面一層介面相遇時其相位差 180 度，也就是完全破壞性干涉，如此反射率最低也就是吸收率會最強再以克希和夫定理可知其放出率會最高。而這個最佳厚度在 THz 範圍大約為數十微米。

(圖5-14)為元件在600K時的模擬效能，可以看出當元件氮化矽層厚度到兩微米時已經有明顯的放射波峰出現，和上一節的寬頻表面電漿熱輻射器相比的確有特定放射波段，實現了窄頻遠紅線熱輻射器的目的。以光柵週期20微米，氮化矽層2000奈米為例，其輻射峰值在5THz其每平方公分元件每立體角功率已經達到2微瓦。而如果想要更進一步改進元件效率有幾種方式。第一種就是上一段所提到的增加氮化矽層厚度，使兩個介面的反射波在最上面一層介面相遇相位差180度。第二種就是改變光柵的幾何形狀，例如將孔洞形狀從正方形改變成像是十字架，或是長寬比例很大的長方形，甚至是雪花狀等更為複雜的圖形[27][28]，這些特殊圖型的光柵雖然穿透率較低，但是其濾波頻寬比較窄可以使得整體表面電漿熱

輻射器頻寬更窄。



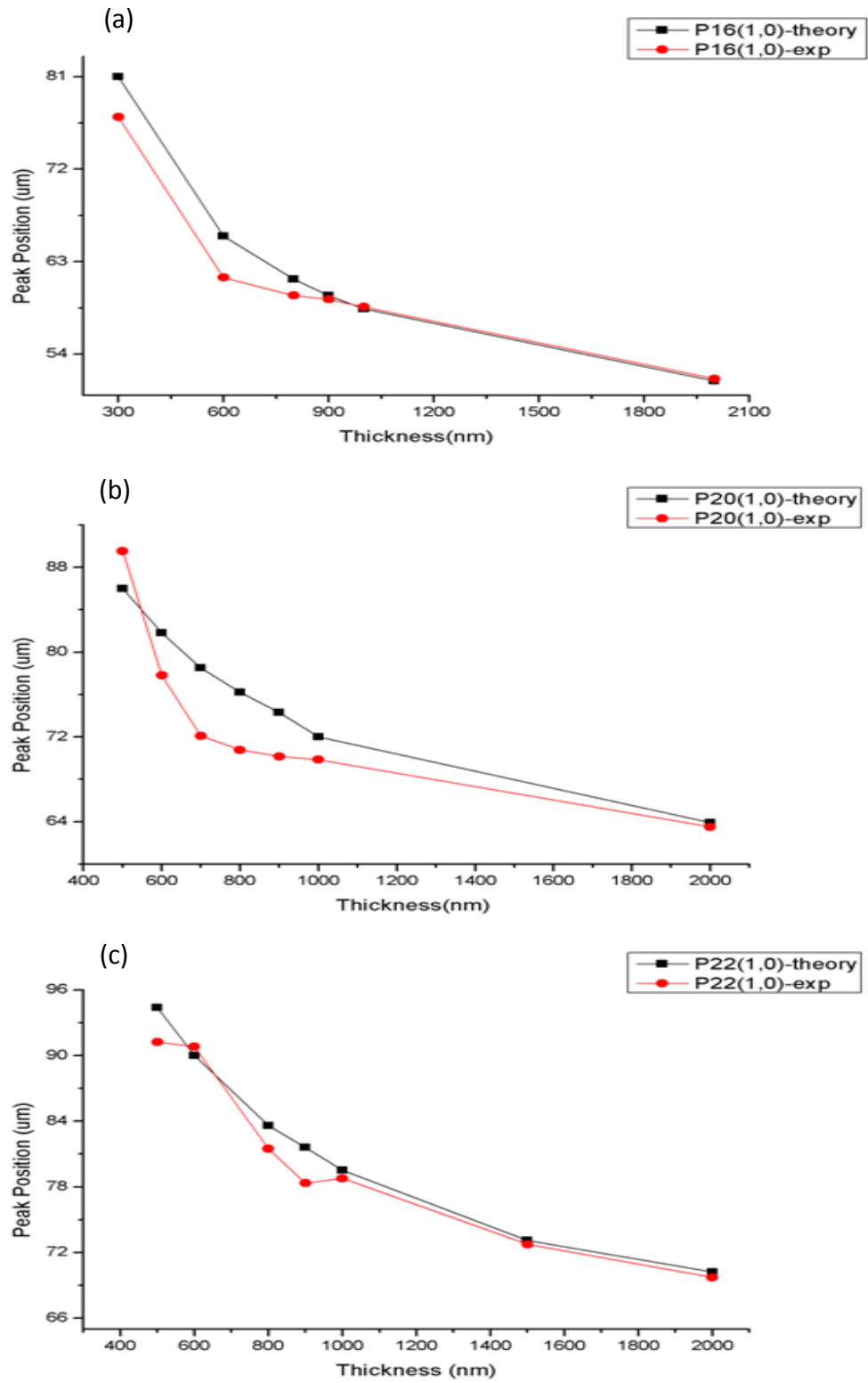


圖 5-13 (金屬/氮化矽/N 型砷化鎵) SPP (1,0)簡併模態理論值和實驗值(a)P16
(b)P20(c)P22

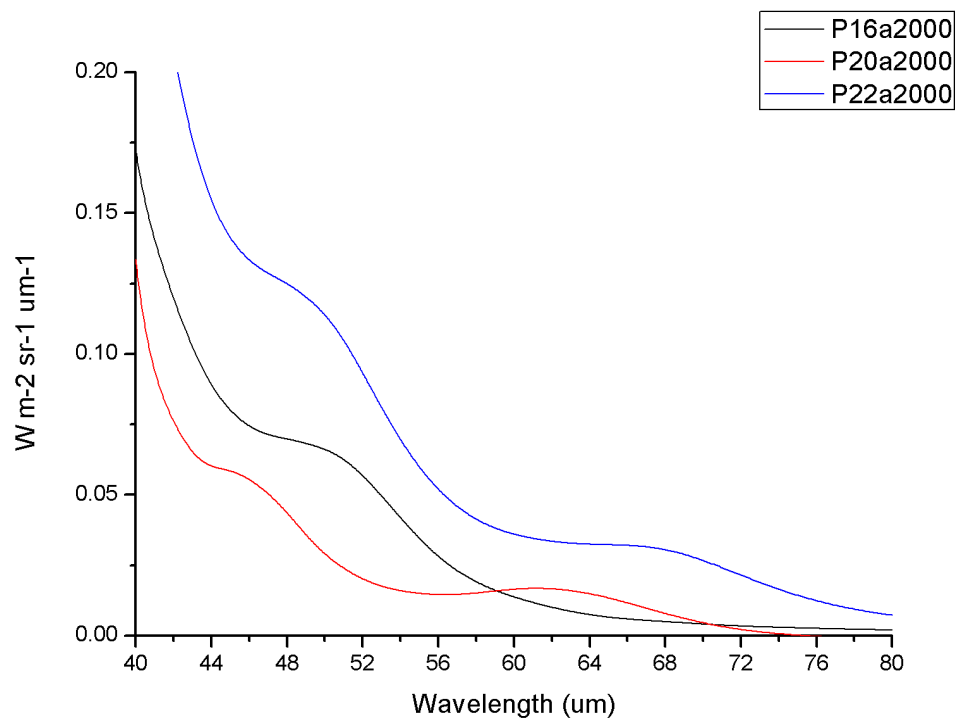
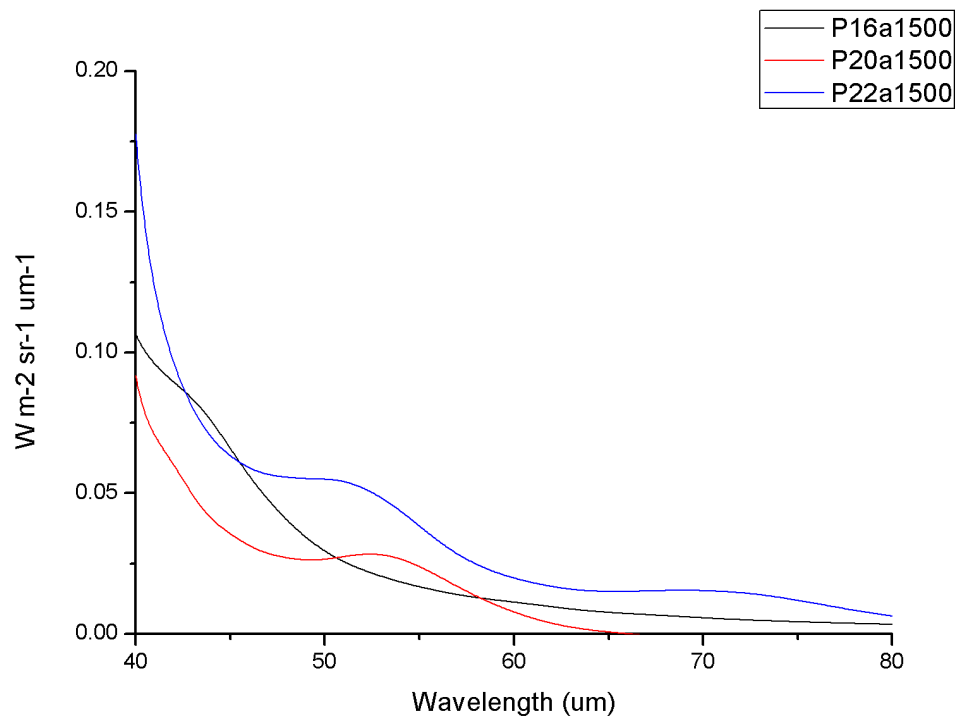


圖 5-14 窄頻遠紅外線表面電漿子熱輻射器在 600K 模擬功率(a)氮化矽層 1500 奈米(b)氮化矽層 2000 奈米

第六章 結論

當光入射到金屬孔洞或半導體光柵時，特定波長的光可以經過布拉格繞射和表面電漿子或是類表面電漿子相互耦合，產生異常的穿透或是吸收現象。

在遠紅外線類表面電漿濾波器中，當入射光透過光柵激發出(砷化鎵/金屬) SSP (1, 0)簡併模態時，穿透率會達到最高，歸一化後孔洞的穿透率可以達到 150% 以上，具有異常穿透的現象。其他的(真空/金屬) SSP 模態或是(砷化鎵/金屬) 高階模態對於穿透頻譜造成的影響不大。然而利用砷化鎵基板來製作遠紅外線類表面電漿濾波器其濾波範圍因為光學聲子吸收及元件穿透率的緣故適合 4 THz 以下。而金屬層的厚度也會影響濾波的頻段，在穿透波峰發生位置誤差中占百分之二十。其餘為製程造成孔洞型狀不同的影響。

從克希和夫定理得知物體在熱平衡狀態下吸收率會等於放射率，所以利用表面電漿子的特性，改變吸收的頻譜進而製作出不同特性的遠紅外線熱輻射器。在 N 型重參雜砷化鎵基板上利用濕式蝕刻的方式製作出表面二維光柵。當光柵深度及光柵週期遠大於 C/f_{sp} 時，入射光透過光柵繞射現象可以同時激發出許多 (真空/N 型砷化鎵) SPP 簡併模態達成寬頻吸收的目的，而(真空/N 型砷化鎵) SPP 簡併模態之中以(1, 1)以及(2, 0) 簡併模態吸收最強，原因是較接近表面電漿頻率，表面波衰退較快，加上光柵耦合率較高，故吸收率比 (1, 0), (2, 1), 或是 (2, 2) 模態高。利用這現象模擬出寬頻遠紅外線熱輻射器。

利用(金屬/氮化矽/N 型砷化鎵) 三層結構，其中 N 型砷化鎵為基板和吸收層，氮化矽層為抗反射層和加強吸收層，上層金屬層為帶通濾波器和光柵。模擬出窄頻遠紅外線熱輻射器其效能隨著氮化矽層的厚度增加，金屬半導體表面電漿子耦合增加，抗反射層的效應增強和材料對遠紅外線的吸收使峰質吸收率增加，搭配適當的金屬光柵利用其高效濾波特性改善窄頻遠紅熱輻射器。

參考文獻

1. L. Dwight Woolard et al. , “Terahertz Frequency Sensing and Imaging: A Time of Reckoning Future Applications?”, Proceedings of the IEEE, vol. 93, no. 10, October (2005).
2. R. H. Ritchie, “Plasma losses by fast electrons in thin films”, Phys. Rev., 106(5):874-881 (1957).
3. C. Genet and T. W. Ebbesen, “Light in tiny holes”, nature 445, 39 (2007)
4. J. R. krenn et al., “Squeezing the optical near-field zone by Plasmon coupling of metallic nanoparticles”, Phys. Rev. Lett., 82(12):2590-2593 (1999)
5. H. A. Bethe, “Theory of diffraction by small holes”, Phys. Rev., 66(7-8):163-182 (1944)
6. T. W. Ebbesen et al. , “Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays”, Nature. Vol. 391, no. 6668, pp. 667-669. 12 Feb. 1998.
7. W. L. Barnes et al. , “Surface Plasmon polaritons and their role in the enhanced transmission of light through periodic arrays of subwavelength holes in metal film.” , Phys. Rev. Lett. , 92(10):107401 (2004)
8. S. Astilean et al., “Light transmission through metallic channels much smaller than the wavelength”, Optics Communications 175 265–273 (2000)
9. Sergey A. Darmanyany et al. , “Light tunneling via resonant surface plasmon

polariton states and the enhanced transmission of periodically nanostructured metal films: An analytical study”, Phys. Rev. B, 67, 035424 (2003)

10. J. B. Pendry et al. , “Mimicking Surface Plasmons with Structured Surfaces”, Science Vol. 305. no. 5685, pp. 847 – 848 (2004)

11. Bo Hou et al., “Microwave transmission through metallic hole arrays: Surface electric field measurements”, Appl. Phys. Lett. 89, 131917 (2006)

12. P. Alastair et al. “Experimental Verification of Designer Surface Plasmons”, Science 308, 670 (2005)

13. B. S. Williams et al., “Terahertz quantum-cascade laser at $\lambda \approx 100$ μ m using metal waveguide for mode confinement” Appl. Phys. Lett. 83, 2124 (2003)

14. D. M. Mittleman et al. , “Gas sensing using terahertz time-domain spectroscopy” Appl. Phys. B, Lasers Opt., vol. 67, no. 3, pp. 379–390 (1998).

15. F. Marquier et al. , “Engineering infrared emission properties of silicon in the near field and the far field ”, Optics Comm. 237 379-388 (2004).

16. B. D. Kong et al. , “Terahertz emission mediated by surface Plasmon polaritons in doped semiconductors with surface grating”, Journal of Appl. Phys. 103, 056101 (2008).

17. R. H. Ritchie, “Plasma losses by fast electrons in thin films”, Phys. Rev., 106(5):874-881 (1957).

18. C. J. Powell and J. B. Swan, "Effect of Oxidation on the Characteristic Loss Spectra of Aluminum and Magnesium" *Phys. Rev.* 118, 640 - 643 (1960).
19. A. Otto, "Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection", *Z. Physik*, 216:398-410. (1968)
20. P. R. Smith et al. , "Subpicosecond photoconducting dipole antennas", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24,no. 2, pp. 255–260, (1988)
21. N. W. Ashcroft, and N. D. Mermin, textbook: "Solid State Physics" chapter 27, (1976).
22. J. S ik et al., "Band-gap energies, free carrier effects, and phonon modes in strained GaNAs/GaAs and GaNAs/InAs/GaAs superlattice heterostructures measured by spectroscopic ellipsometry", *Journal of Applied Physics*, volume 89, number 1, 1 January (2001).
23. W. L. Barnes et al., "Physical origin of photonic energy gaps in the propagation of surface plasmons on gratings", *Phys. Rev. B*, Vol. 54, Num. 9, 1 September (1996)
24. M. U. Pralle et al. , "Photonic crystal enhanced narrow-band infrared emitters", *APP. Phys. Lett.* volume 81, number 25 (2002).
25. S. C. Kitson et al., "Surface-plasmon energy gaps and photoluminescence", *Phys. Rev. B* valume 52, number 15 (1995).
26. M. Klanjs̃ek Gunde and M. Mac̃ek, "Infrared Optical Constants and Dielectric

Response Functions of Silicon Nitride and Oxynitride Films”, phys. Stat. sol. (a) 183,

No. 2, 439-449 (2001)

27. Ping-Wei Huang , “Study of Extraordinary Optical Transmission in THz Region”,

NCTU, master thesis in electronic engineering department , (200906)

28. Shin-Jay Huang, NCTU, master thesis (under work) in electronic engineering

department (200907)



自傳

姓 名：賴威良 (Lai, Wei Liang)

性 別：男

出 生 年 月 日：民國 74 年 3 月 9 日

學 歷：

國立交通大學電子工程學系 (92.9 - 96.6)

國立交通大學電子工程研究所碩士班 (96.9 - 98.6)

碩士論文題目：

遠紅外線表面電漿子元件之研究

Study of Far-infrared Surface Plasmon Devices

