

國立交通大學
光電工程研究所
碩士論文

THz 輻射光導偶極天線陣列
之研製與特性

Fabrication and Characteristics of
Photoconductive Dipole Antenna Array for
Emission of THz Radiation

研究生：黃照仁

指導老師：潘犀靈 教授

中華民國九十四年七月

THz 輻射光導偶極天線陣列之研製與特性

**Fabrication and Characteristics of Photoconductive
Dipole Antenna Array for Emission of THz Radiation**

研 究 生：黃照仁

Student : Chao Jen Huang

指 導 老 師：潘犀靈 教授

Advisor : Prof. Ci-Ling Pan

國立交通大學
光電工程研究所
碩士論文

A Dissertation
Submitted to Department of Photonics and
Institute of Electro-Optical Engineering
College of Electrical Engineering
National Chiao Tung University
In partial Fulfillment of the Requirements
for the Degree of
Master of Science
in

Electro-Optical Engineering

July 2005

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中 華 民 國 九 十 四 年 七 月

Fabrication and Characteristics of Photoconductive Dipole Antenna Array for Emission of THz Radiation

Student : Chao Jen Huang

Advisor : Prof. Ci-Ling Pan

A Dissertation

Submitted to Department of Photonics and
Institute of Electro-Optical Engineering

College of Electrical Engineering

National Chiao Tung University

In partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master of Science

in

Electro-Optical Engineering

July 2005

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

國立交通大學

論文口試委員會審定書

本校光電工程研究所碩士班 黃照仁 君

所提論文 THz 幅射光導偶極天線陣列之研製與特性

合於碩士資格標準、業經本委員會評審認可。

口試委員：

林恭如

林恭如 教授

趙如蘋

趙如蘋 教授

孫啟光

孫啟光 教授

指導教授：

潘犀靈

潘犀靈 教授

所 長：

賴暎杰

賴暎杰 教授

教授

系主任：

潘犀靈

潘犀靈 教授

教授

中華民國九十四年七月二十七日

THz 輻射光導偶極天線陣列之研製與特性

學生：黃照仁

指導教授：潘犀靈教授

國立交通大學光電工程研究所

摘 要

本論文主要在探討光導天線陣列元件的特性。由於，單一天線很容易在光太強的情況之下就飽和，因此本論文製做天線陣列克服此問題。我們已經成功的製做陣列式的光導天線，利用我們設計出來的光導天線陣列，以光導天線陣列上各單一天線輻射出的 THz 互相干涉，來增強遠場的 THz 輻射，進而達到在不讓元件飽和的情況下，能輻射出更強的 THz。我們模擬推導了天線陣列的遠場結果，用程式的計算和我們量測的結果做比較，明顯得到加強訊號的效果。另外，我們比較了單一天線和設計出來的天線陣列的量測結果，說明天線陣列的訊號強度比單一天線的訊號強度更為加強。

以半絕緣性砷化鎵和砷離子佈值砷化鎵 (50, 100, 200 KeV) 做為基板，其中砷離子佈值的濃度為 $5E15$ ，佈植完後，經過三十分鐘 $600^{\circ}C$ 的退火製程。利用適合小線寬的正光阻 AZ6112 以光阻厚度約 12000\AA ，搭配鍍上 Ni:Ge:Au 合金 ($300\text{\AA}:700\text{\AA}:1000\text{\AA}$)，成功的製做出天線陣列。

利用光脈衝約 130fs、波長為 800nm 的被動鎖模 (使用飽和吸收體) 鈦藍寶石雷射做為光源，使用光導天線，搭配鎖相放大器和步進馬達來做量測。運用自行架設的光纖，將雷射光導進天線陣列。從時域上的分析，我們可以看出當雷射光照射在三個 gap 上時，量測到的 THz 訊號，相當於是我們分別將雷射光照射在三個 gap 上，所量測到的 THz 訊號之間的干涉，此結果與理論相符合。在比較單一天線和天線陣列的訊號，我們得到天線陣列訊號強度約為單一天線訊號的 2.18 倍 (SI-GaAs)，此結果也與理論算出來的 3 倍相近。

Fabrication and Characteristics of Photoconductive Dipole antenna array for Emission of THz Radiation

Student : Chao Jen Huang

Advisor: Prof. Ci-Ling Pan

Department of Photonics and Institute of Electro-Optic Engineering College of
Electrical Engineering
National Chiao Tung University

Abstract

We have studied the characteristics of photoconductive antenna array. Because the photoconductive antenna is easily saturated when the power of pumping light is higher, we fabricate photoconductive antenna array to solve this problem. We have fabricated photoconductive antenna array successfully. By the interference of the THz radiation of each antenna of our designed photoconductive antenna array, we enhance the THz radiation in the far field. And we can get higher amplitude of electric field of THz radiation when the antenna is unsaturated. We proved and simulated the far field of the THz radiation of photoconductive antenna array. By comparing the calculation of program with the measured result by us, we can get enhanced effect on THz signal obviously. Besides we compare the measured result of single antenna with that of our designed photoconductive antenna array.

We use SI-GaAs and GaAs:As⁺ (50, 100, 200 KeV) for the substrate. The dosage of the implanted As⁺ of GaAs:As⁺ is 5E15, and after implanting, we anneal the substrate in 600°C for 30 mins. By using positive photo-resistance (AZ6112) suiting small line-width (the thick of positive photo-resistance is 12000 Å), and plating metals (Ni:Ge:Cu = 300Å:700 Å:1000Å), we fabricated photoconductive antenna array successfully.

By using a passive-mode-locked(SBR) Ti Sapphire Laser ($\lambda=800\text{nm}$) generating 130fs optical pulses, we use photoconductive antenna with lock-in amplifier and actuator to measure THz. And we use the fiber set up by our-self to guide the light into photoconductive antenna array. To analyze the THz radiation in time domain by comparing the signal of single gap with that of multi gap, we can see that the signal of multi gap is the interference of the signal of each single gap. This measured result matches the result of the theory. By comparing the signal of single antenna and antenna array, we find that the signal of antenna array is 2.18 times the signal of single antenna (SI-GaAs). This result is similar to the calculated result by the theory (3times).

Acknowledgement

誌謝

在這兩年裡的研究生生活裡，首先我要感謝的是我的家人，不辭辛勞的陪我度過這段研究路程。此外，我要感謝的是我的指導教授潘犀靈老師，在我研究有疑問的時候能給予我方向，以及培養我在研究時的正確觀念和態度；還有感謝劉子安學長，在雷射和系統方面給我的指導，以及很多重要的觀念，讓我受益良多，在光學元件提供方面也幫了我很大的忙，很高興能在學長的指導下完成論文；還有感謝實驗室的每一個同仁，學長晁達、怡超、晉瑋、卓帆、之揚、秉其、學智，還有CC、小高、羅誠、阿隆、弘倫、宗翰、仔仔，以及學妹乃今，有你們的陪伴，讓我在各方面領域的知識都能有所成長，也因為有你們的陪伴，讓我在這兩年內多了很多生活樂趣，很高興能在這短短的兩年裡認識大家。另外，也感謝郭浩中老師實驗室和林恭如老師實驗室在我實驗方面的協助；最後，要感謝的是在我背後默默支持我的好朋友們，阿群、阿諱、小妹、阿任、阿旺、小趴、linda、佳瑩、阿諺、子源、宣翰、耕賢，真的很高興能有你們這群好朋友～ ^^

2005年7月於新竹交大

目 錄

	頁次
中 文 摘 要	i
英 文 摘 要	ii
誌 謝	iv
目 錄	v
圖 目 錄	vii
第一章 緒 論	
1-1 引言	1
1-2 動機	3
1-3 論文大綱	5
第二章 理 論	
2-1 THz 輻射和偵測原理	6
2-1-1 Current-surge model	6
2-1-2 光導偵測原理	15
2-2 天線陣列原理	19
第三章 天線陣列元件製程	
3-1 材料的特性	27
3-1-1 材料的分析	29
3-1-2 材料的選擇	31
3-2 光罩的設計	33
3-3 製程過程	37
3-3-1 製程流程	38
3-3-2 製程條件	44
3-4 製程結果	47
第四章 實驗結果與分析	
4-1 雷射光源	51
4-2 THz 量測系統	53
4-3 光纖導光	57
第五章 實驗結果與分析	
5-1 天線陣列電性量測	63
5-1-1 暗電流	63

5-1-2 光電流.....	68
5-2 光纖耦合效率.....	73
5-3 實驗結果.....	74
5-4 單一天線和天線陣列的比較.....	85
第六章 總結與未來展望.....	87
參考文獻.....	89
附圖.....	93

圖 表 目 錄

第一章

圖 1-1-1	THz 波段圖.....	1
---------	--------------	---

第二章

圖 2-1-1-1	GaAs 能隙圖.....	7
圖 2-1-1-2	光電流示意圖.....	11
圖 2-1-2-1	THz 偵測端的反射訊號.....	17
圖 2-2-1	天線陣列推導圖.....	20
圖 2-2-2	天線陣列遠場場強分佈初步模擬圖 (N=3)	22
圖 2-2-3	遠場座標示意圖.....	23
圖 2-2-4	天線陣列遠場場強 2D 分佈模擬圖—球面波 (N=3)	24
圖 2-2-5	天線陣列遠場場強 3D 分佈模擬圖—球面波 (N=3)	
	(A) $d/\lambda=1$	25
	(B) $d/\lambda=2$	25
	(C) $d/\lambda=3$	26

第三章

圖 3-1-1	簡單天線架構圖.....	27
圖 3-1-2	偶極天線架構圖 (包含側面剖面圖).....	28
圖 3-1-3	電子電洞對被正負極捕獲示意圖.....	28
圖 3-1-2-1	爐管退火圖.....	32
圖 3-2-1	光纖導光示意圖.....	33

圖 3-2-2	天線陣列 2D 遠場分佈模擬圖 (N=3)	34
圖 3-2-3	天線陣列 3D 遠場分佈模擬圖 (N=3)	34
圖 3-2-4	天線陣列初步構想圖.....	25
圖 3-2-5	天線陣列完成構想圖.....	36
圖 3-2-6	天線陣列光罩圖.....	36
圖 3-2-7	天線陣列規格圖.....	37
圖 3-3-1-1	製程步驟流程圖.....	38
圖 3-3-1-2	製程流程示意圖.....	42 - 43
表 3-3-2-1	製程條件表.....	44
圖 3-3-2-1	AZ6112 光阻轉速對厚度圖.....	45
圖 3-4-1	破完片的 GaAs wafer 圖.....	47
圖 3-4-2	上光阻且經過軟烤後的圖.....	47
圖 3-4-3	曝光且顯影完和經過硬烤後的圖.....	48
圖 3-4-4	鍍完 Ni:Ge:Au 的圖.....	48
圖 3-4-5	Lift off 完(完成的天線).....	49
圖 3-4-6	失敗的天線的 OM 圖.....	49
圖 3-4-7	成功天線的 OM 圖(A)1×1 天線(B)1×3 天線.....	50

第四章

圖 4-1-1	Ti sapphire 雷射系統架構圖.....	51
圖 4-1-A	鈦藍寶石雷射架構圖 1.....	93
圖 4-1-B	鈦藍寶石雷射架構圖 2.....	93
圖 4-1-C	鈦藍寶石雷射架構圖 3.....	94
圖 4-1-2	Ti sapphire 雷射脈衝圖.....	52
圖 4-2-1	THz 量測系統架構圖.....	53

圖 4-2-A	THz 量測系統架構圖 1.....	94
圖 4-2-B	THz 量測系統架構圖 2.....	95
圖 4-2-C	THz 量測系統架構圖 3.....	95
圖 4-2-D	THz 量測系統架構圖 4.....	96
圖 4-2-2	系統取樣示意圖.....	54
圖 4-2-3	THz 取樣原理圖.....	55
圖 4-3-1	光纖導光架構圖.....	57
圖 4-3-2	單模光纖架構圖.....	58
圖 4-3-3	光纖黏合示意圖.....	58
圖 4-3-4	CCD 下的光纖導光進天線陣列圖.....	59
圖 4-3-5	調整 probe beam 長度.....	60
圖 4-3-A	調整 probe beam 長度架構圖.....	96
圖 4-3-6	蓋玻片檢查對光示意圖.....	61

第五章

圖 5-1-1-1	暗電流量測示意圖.....	65
圖 5-1-1-2	暗電流量測結果 1 (低偏壓下)	66
圖 5-1-1-3	暗電流量測結果 1 (高偏壓下)	66
圖 5-1-1-4	暗電流量測結果 2 (低偏壓下)	67
圖 5-1-1-5	暗電流量測結果 2 (高偏壓下)	67
圖 5-1-2-1	光電流量測示意圖.....	70
圖 5-1-2-2	光電流量測結果 1 (SI-GaAs)	71
圖 5-1-2-3	光電流量測結果 2 (SI-GaAs 和 GaAs:As ⁺)	71
圖 5-1-2-4	光電流量測結果 3 (GaAs:As ⁺)	72
表 5-2-1	光纖耦合效率.....	73

圖 5-3-1	天線陣列各別 gap 初步量測圖 (使用透鏡)	
	(A) 時域圖.....	74
	(B) 頻域圖.....	74
圖 5-3-2	天線陣列初步量測圖 (拆除透鏡)	
	(A) 時域圖.....	75
	(B) 頻域圖.....	76
圖 5-3-3	天線陣列各別 gap 初步量測圖 (經過歸一化之後).....	77
圖 5-3-4	天線陣列初步量測比較圖 (經過歸一化之後).....	78
圖 5-3-5	天線陣列各別 gap 量測圖 (N=2) (SI-GaAs)	79
圖 5-3-6	天線陣列量測圖 (N=2) (SI-GaAs)	79
圖 5-3-7	天線陣列各別 gap 量測圖 (N=3) (SI-GaAs)	
	(A) 時域圖.....	80
	(B) 頻域圖.....	80
圖 5-3-8	天線陣列量測圖 (N=3) (SI-GaAs)	
	(A) 時域圖.....	81
	(B) 頻域圖.....	81
圖 5-3-9	天線陣列各別 gap 量測圖 2 (N=3) (GaAs:As ⁺)	
	(A) 時域圖.....	82
	(B) 頻域圖.....	82
圖 5-3-10	天線陣列量測圖 2 (N=3) (GaAs:As ⁺)	
	(A) 時域圖.....	83
	(B) 頻域圖.....	83
圖 5-4-1	單一天線與天線陣列比較圖 1 (SI-GaAs)	85
圖 5-4-2	單一天線與天線陣列比較圖 2 (GaAs:As ⁺)	85

第一章 緒 論

1-1 引言

THz電磁脈衝的研究從90年代開始蓬勃發展，可歸功於超快光學（ultra-fast optoelectronics）的快速發展。從1970年代的皮秒（pico-second）短脈衝雷射，至今日脈衝寬已達幾個飛秒（femto-second）的超短脈衝雷射，已使得許多量測得已實現。光導天線隨著材料的研發及結構上的改變和製程技術不斷進步下，已經可以利用飛秒級的超快雷射激發進而產生一皮秒甚至小於一皮秒以下的次皮秒（subpicosecond）電脈衝。THz的波段如圖1-1-1所示：

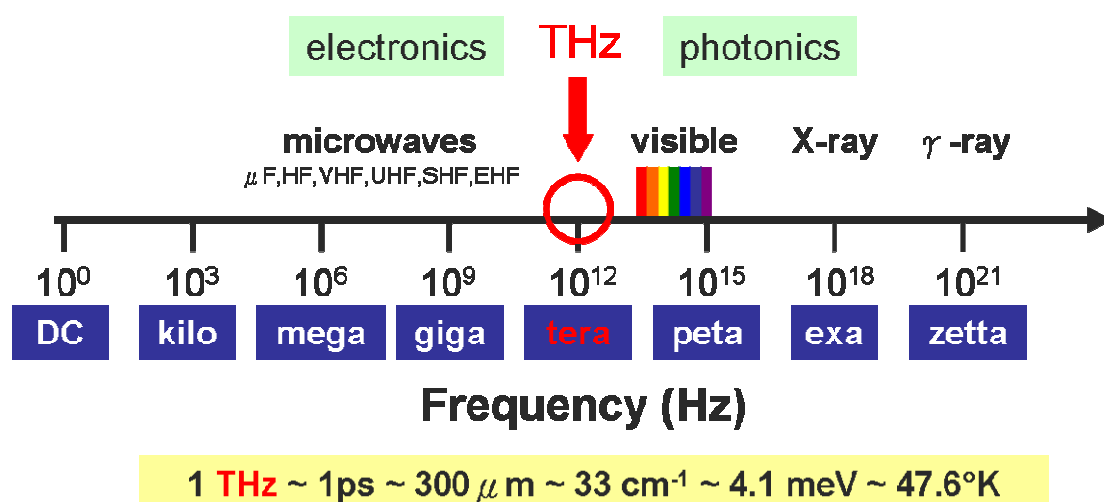


圖 1-1-1 THz波段圖

THz的應用方面很多^[14]，醫學方面、物體成像方面^{[2] [6]}、物理方面、通訊方面等，由於可應用的範圍很廣，所以近年來研究THz的課題與日俱增。THz產生的方法很多，最主要的有兩種，一種是利用非線性晶體，藉由光整流效應來產生，另一種則為使用光導天線來產生。以光導天線而言，在其結構方面，有很多種不同的結構被提出^[11]，如：細線型 (stripline)、偶極型 (dipole)、螺旋型 (spiral) 等，基於這些單一光導天線的結構，天線陣列也被提出，如：Nan M. Froberg 等人^[1]於1992年提出的一維 (one-dimensional) 天線陣列，用了64個電極，每個電極長度為2mm，寬度為20 μm ，每個電極中心距離為150 μm ，整個天線陣列長度為9.45mm，使用的基板為半絕緣性砷化鎵 (semi-insulating GaAs)，他們利用所提出來的天線陣列，固定相同的入射光角度 (0°及45°)，藉由改變加在電極的偏壓週期，來輻射出不同角度的THz，其角度可達40°以上。除此之外，亦證明了天線陣列輻射公式；還有Hitoki Yoneda等人^[3]於2001年提出的CVD(chemical vapor deposited) diamond 天線陣列，電極長度為2.8mm，寬度為40 μm ，gap寬度為20 μm ，共18個單位，每個單位長度和寬度同為3mm，每個單位的天線超過二千個，他們利用提出來的天線陣列結構，在元件不飽和的情況，成功的使天線偏壓於 1×10^6 V/cm的電場，增加約6倍的光電流，而輻射出更強的THz；另外還有S. Mickan等人^[2]於

2000年所提出的二維 (two-dimensional) 天線陣列，天線gap的寬度為5到50 μm ，討論天線陣列運用於成像方面，也比較了使用天線量測及電光量測個別的優缺點；以及Yoshizumi Yasuoka等人^[17]於2002所提出的薄膜槽型 (thin film slot) 天線陣列，利用寄生槽型 (7個) 天線陣列，成功的使輻射出來的功率比單槽型天線增加了6 dB。藉由目前這些已提出來的天線陣列結構，我們也提出了不同的天線陣列，探討天線陣列和單一天線的THz輻射結果。

1-2 動機



前面有提到，THz 產生的機制，主要有兩種，一種是由光導天線去產生，另一種則是利用非線性晶體來產生；而我們主要是利用光導天線來產生 THz，用飛秒雷射打到光導天線的 gap，產生光電流，再對光導天線施予一個偏壓，來加速光電流以輻射出 THz。這種產生方法，卻會因為入射光強而有所限制，即當入射的飛秒雷射功率過高時，天線的光電流就會有飽和的現象^{[5][7]}，如此產生的 THz 輻射強度就會因為飽和現象，而有了限制。為了不讓元件飽和，又要增強輻射出來的 THz 強度，所以我們就提出了天線陣列的架構，如此，才能在元件不飽和的情況下，得到更強的 THz 輻射，以幫助我們做其它 THz

的應用。為了使光能打在天線陣列上的每一個 gap，所以我們用了一種光纖導光的方法，且天線陣列的每一個 gap 輻射出來的 THz 要能在遠場產生建設性干涉，我們就必須適當的排列每個單一天線，且改變其電極的結構，使其成為符合的天線陣列，然後再用架好的光纖將飛秒雷射導入天線陣列上的每個單一天線之 gap，接著，再對整個天線陣列加偏壓，如此，在天線陣列上的每個單一天線所輻射出來的 THz，就會互相產生干涉，進而我們可以在遠場得到一個增強的 THz，而且天線也不會因為入射光功率太強而飽和。

一般天線材料主要有半絕緣性 (semi-insulating) 砷化鎵、質子轟擊式 (proton-bombardment) 砷化鎵、低溫分子束磊晶 (low temperature molecular-beam-epitaxy) 砷化鎵、砷離子佈植 (arsenic-implanted) 砷化鎵、非晶 (amorphous) 材料等，選擇砷化鎵的原因除了減低載子生命期之外，還有比矽高的崩潰電場 (breakdown field) 以及更高的載子移動率。我們則是選用了兩種材料，一種為半絕緣性砷化鎵、另一種則為砷離子佈植砷化鎵 (本實驗室之前的學長有研究相關主題^{[24]–[28]})，藉著較容易取得的兩種材料，來比較不同的材料所造成不同的結果。

另外在 THz 量測方面，我們採用天線偵測，雖然偵測頻寬沒有電光取樣來得寬，但我們主要的目的在看時域上的 THz 輻射電場有無增

強效果，且天線偵測的優點為效率比較高，訊噪比也比較好^[20]，所以我們使用偶極天線，搭配鎖相放大器 (Lock-in Amplifier)，以及步進馬達去做量測。

1-3 論文大綱

本論文主要分為第一章的導論，簡單的介紹目前 THz 和 THz 的應用，以及本實驗的動機，和論文大綱。第二章為理論部份，共分為 THz 輻射和偵測、天線陣列二部份，以 Maxwell's equation 說明 THz 產生、偵測的原理，和分別以平面波及球面波來推導天線陣列的原理，以及模擬出來的結果。第三章則為天線製程部份，首先講到材料的準備，和如何設計我們的光罩，接著介紹製程的步驟以及條件，和一些製程上要注意的事項，最後是我們製程的結果。第四章則是介紹實驗系統，在系統架構方面分為光源部份、THz 量測系統、及光纖導光三部份。第五章是我們實驗的結果，並對我們的結果做一討論，分為天線元件特性、THz 量測結果、光纖耦合效率等。第六章則是總結和未來的工作。

第二章 理論

本章主要在推導 THz 輻射、偵測原理，利用理論來推導出 THz 遠場輻射的電場強度分佈。然後再用光波模型推導出天線陣列遠場的電場強度分佈。

2-1 THz 輻射和偵測原理

我們分為 THz 輻射和偵測兩部份來說明。在 THz 輻射方面，以 Current-surge model 推導出 THz 遠場的電場強度；而在偵測部份則是利用第一部份推導出來的電場強度，來得到我們量測的電流密度。

2-1-1 Current-surge model

當我們照光於光導天線時，一旦光的能量大於半導體的能隙（如圖 2-1-1-1^[13]），則半導體將會吸收入射光能量，同時產生自由電子—電洞對。而當我們在光導天線的電極施予一偏壓時，就會加速光產生的載子，進而造成短暫的表面電流。而這個過程，我們可以以 Current-surge model 來說明。

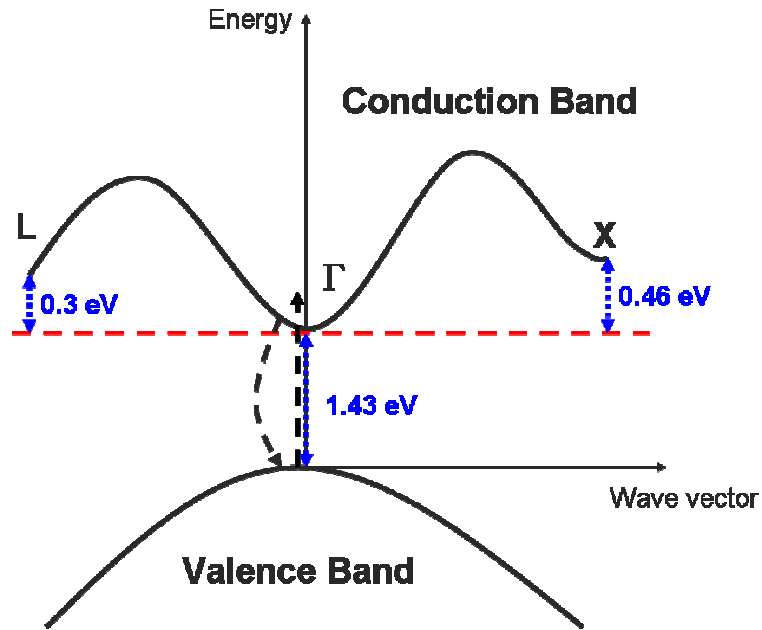


圖 2-1-1-1 GaAs 能隙圖



我們先對 THz 的輻射參數做時域上的假設^[15]：

$\rho(x, y, z, t)$ → 電荷密度 (charge density)

$\vec{J}(x, y, z, t)$ → 電流密度 (current density)

$\vec{E}(x, y, z, t)$ → 電場強度 (electric field intensity)

$\vec{B}(x, y, z, t)$ → 電通密度 (magnetic flux density)

由 Maxwell' s equation 出發^[22]：

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{法拉第定律}) \quad (\text{式2-1-1-1})$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (\text{高斯定律}) \quad (\text{式2-1-1-2})$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{安培定律}) \quad (\text{式2-1-1-3})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{式2-1-1-4})$$

由(式2-1-1-1)和 $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ 知

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \vec{A}) = \nabla \times \left(-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right) \\ \Rightarrow \quad \therefore \nabla \times \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{式2-1-1-5})$$

我們可以假設一純量 V 帶入 (式2-1-1-5)，可得

$$\begin{aligned} -\nabla V &= \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{利用 } \nabla \times \nabla f = 0, \text{ 其中 } f \text{ 為純量}) \\ \Rightarrow \quad \therefore \vec{E} &= -\nabla V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \end{aligned} \quad (\text{式2-1-1-6})$$

且由 (式2-1-1-3) 和 $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu}$ 、 $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ 、 $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ 知

$$\Rightarrow \quad \frac{\nabla \times \vec{B}}{\mu} = \vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\Rightarrow \therefore \nabla \times (\nabla \times \bar{A}) = \mu(\bar{J} + \epsilon \frac{\partial \bar{E}}{\partial t})$$

再以 (式 2-1-1-6) 帶回上式

$$\Rightarrow \therefore \nabla \times (\nabla \times \bar{A}) = \mu[\bar{J} + \epsilon \frac{\partial}{\partial t}(-\nabla V - \frac{\partial \bar{A}}{\partial t})]$$

然後利用 $\nabla \times (\nabla \times \bar{A}) = \nabla(\nabla \cdot \bar{A}) - \nabla^2 \bar{A}$ ，上式可改寫為

$$\begin{aligned} \Rightarrow \nabla(\nabla \cdot \bar{A}) - \nabla^2 \bar{A} &= \mu\bar{J} - \nabla(\mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t}) - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} \\ \Rightarrow \nabla^2 \bar{A} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} &= -\mu\bar{J} + \nabla(\nabla \cdot \bar{A} + \mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t}) \end{aligned} \quad (\text{式 2-1-1-7})$$

把 (式 2-1-1-2) 代回 (式 2-1-1-6) 可得

$$\begin{aligned} \Rightarrow \therefore \nabla \cdot (-\nabla V - \frac{\partial \bar{A}}{\partial t}) &= \frac{\rho}{\epsilon} \\ \Rightarrow \therefore \nabla^2 V + \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \cdot \bar{A}) &= -\frac{\rho}{\epsilon} \end{aligned} \quad (\text{式 2-1-1-8})$$

然後利用位的勞倫茲條件 (Lorentz condition for potentials) 或稱位的勞倫茲規範 (Lorentz gauge for potentials)，我們可得

$$\nabla \cdot \bar{A} + \mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad (\text{式 } 2-1-1-9)$$

將 (式 2-1-1-9) 代入 (式 2-1-1-7)、(式 2-1-1-8) 後，可得下兩式

$$\nabla^2 \bar{A} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} = -\mu\bar{J} \quad (\text{式 } 2-1-1-10)$$

$$\nabla^2 V - \mu\epsilon \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (\text{式 } 2-1-1-11)$$

其中 (式 2-1-1-10) 為 \bar{A} 的非齊次波方程式 (non-homogeneous wave equation)

(式 2-1-1-11) 為 V 的非齊次波方程式 (non-homogeneous wave equation)

利用 (式 2-1-1-10)、(式 2-1-1-11) 就可以解出 THz 輻射時變電場的遠場分佈

再回到 Maxwell' s equation，由 (式 2-1-1-3) 及 $\nabla \cdot \bar{D} = \rho$ 、 $\nabla \cdot (\nabla \times \bar{H}) = 0$ 三式，我們可得

$$\nabla \cdot (\nabla \times \bar{H}) = \nabla \cdot \left(\bar{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \right) = \nabla \cdot \left(\bar{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) = 0$$

且由於在一個加偏壓的光導天線上，產生的光電流 (J_s) 為橫向的，即

電流(J_s)方向平行半導體表面，且垂直於 THz 的傳遞方向 (如圖 2-1-1-2^[16])。

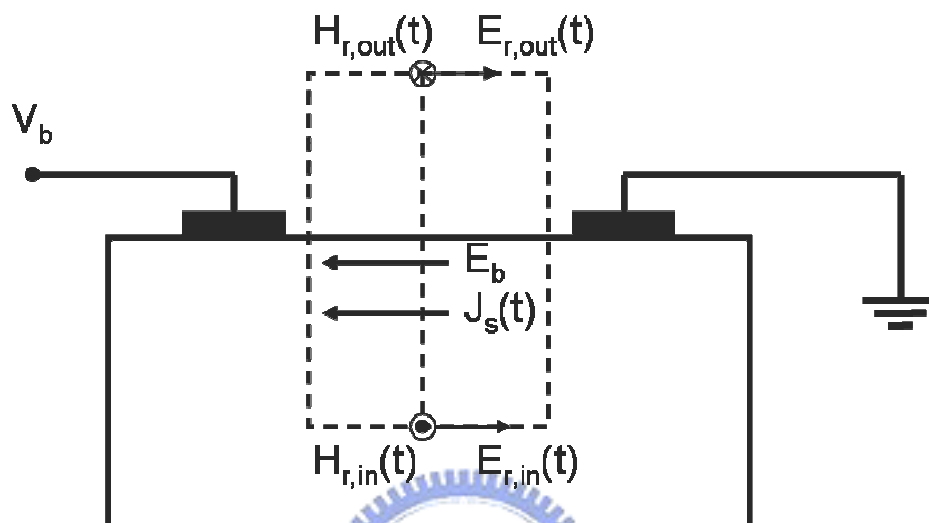


圖 2-1-1-2 光電流示意圖

所以我們可以得知 $\nabla \cdot \vec{J} = 0$

$$\text{且 } \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

即電荷密度時域上為一常數，所以由 (式 2-1-1-11) 及上式可知， V

將不會對遠場 \vec{E} 有貢獻，故 (式 2-1-1-6) 可寫成

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad \Rightarrow \quad \vec{E}(t) = -\frac{\partial \vec{A}(t)}{\partial t}$$

由 (式 2-1-1-10) 中 \bar{A} 的解帶入上式，我們就可以得到與光導天線中心距離 r 的 THz 輻射電場強度為：

$$\therefore \bar{E}(\bar{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\bar{J}_s(\bar{r}', t - \frac{|\bar{r} - \bar{r}'|}{c})}{|\bar{r} - \bar{r}'|} da' \quad (\text{式 2-1-1-12})$$

其中 ϵ_0 為自由空間的介電常數 (permittivity of free space)

c 為真空中的光速

\bar{J}_s 為在推遲時間 (retarded time) 內的光導天線之表面電流

da' 為由光導天線中心位移 r 之後輻射的表面積增量

(式 2-1-1-12) 中的積分包含了光導天線的整個照光區域。

以遠場而言 $\Rightarrow |\bar{r} - \bar{r}'| = r(1 - \frac{\hat{n} \cdot \bar{r}'}{r}) \approx r$

且我們假設光脈衝均勻地照射在光導天線的 gap 上，所以表面電流 \bar{J}_s

在空間上可以設為常數，即 $\bar{J}_s(r, t) = \bar{J}_s(t)$ 。

故我們可以重新改寫 (式 2-1-1-12)

$$\therefore \bar{E}(\bar{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{r} \frac{\partial}{\partial t} \bar{J}_s(t - \frac{r}{c}) \quad (\text{式 2-1-1-13})$$

其中 $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ 、 A 為發射端的照射面積

令 Thz 的發射端和偵測端皆在 z 軸上，即 $x=y=0$ ， $\therefore r = \sqrt{0+0+z^2} = z$ ，

故 (式 2-1-1-13) 可以改寫為

$$\begin{aligned} \Rightarrow \quad \bar{E}(\bar{r}, t) &= -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{z} \frac{\partial}{\partial t} \bar{J}_s\left(t - \frac{z}{c}\right) && \text{且讓 } t \rightarrow t - \frac{z}{c} \\ \Rightarrow \quad \bar{E}(\bar{r}, t) &\cong -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{z} \frac{\partial}{\partial t} \bar{J}_s(t) && \text{(式 2-1-1-14)} \end{aligned}$$

此外表面電流可由^[16]知

$$\bar{J}_s(t) = \frac{\sigma_s(t)\bar{E}_b}{\frac{\sigma_s(t)\eta_0}{1+n} + 1} \quad \text{(式 2-1-1-15)}$$

其中 n 為在 μm 光波長下光導天線的折射率

η_0 為自由空間的阻抗 (377Ω)

$\sigma_s(t)$ 為表面電導

$$\text{又 } \sigma_s(t) \cong \frac{e(1-R)}{\hbar\omega} \int_{-\infty}^t dt' m(t, t') I_{opt}(t') \exp\left[\frac{-(t-t')}{\tau_{car}}\right] \quad \text{(式 2-1-1-16)}$$

其中 e 為電子電荷 (electric charge)

R 為光導天線的反射率

$\hbar\omega$ 為光能量

$m(t, t')$ 為 $t \rightarrow t'$ 載子的移動率 (mobility)

I_{opt} 為時變的照射光強

τ_{car} 為激發載子的生命週期 (carrier lifetime)

設載子移動率為一常數 $\Rightarrow m(t, t') = m$ 且 $\tau_{car} \rightarrow \infty$

且 $I_{opt}(t') = I_o \exp\left(\frac{-t'^2}{\tau^2}\right)$ (為一個高斯分佈)

所以我們可以改寫 (式 2-1-1-16) 為

$$\sigma_s(t) \equiv \frac{e(1-R)}{\hbar\omega} I_o \int_{-\infty}^t dt' m \exp\left[\frac{-t'^2}{\tau^2}\right] \quad (\text{式 2-1-1-17})$$

將 (式 2-1-1-15)、(式 2-1-1-17) 代入 (式 2-1-1-14) 可得

$$\begin{aligned} \Rightarrow \quad \bar{E}(\bar{r}, t) \equiv & -\frac{\bar{E}_b}{4\pi\epsilon_o c^2} \frac{A}{z} \frac{e(1-R)}{\hbar\omega} I_o m \exp\left(\frac{-t^2}{\tau^2}\right) \\ & \times \left[1 + \frac{\eta_o e(1-R)I_o m}{(n+1)\hbar\omega} \int_{-\infty}^{t/\tau} \tau \exp(-x^2) dx\right]^{-2} \quad (\text{式 2-1-1-18}) \end{aligned}$$

而為了對 current surge model 得到的結果和我們的實驗結果做一個

比較，我們必須對 (式 2-1-1-18) 做改變，定義 F_{opt} 為入射光強

$$\text{則 } F_{opt} = \int_{-\infty}^{\infty} I_o \exp\left(\frac{-t'^2}{\tau^2}\right) dt = \sqrt{\pi} I_o \tau \equiv \frac{E_{opt}}{A}$$

其中 E_{opt} 為量測到的平均光強

A 為光束截面積 (由 πr^2 計算而來， $r = \frac{1}{e} \times$ 量測到的光束半徑)

$$\text{且令 } B = \frac{Ae(1-R)m}{4\pi\epsilon_0 c^2 z \hbar \omega \sqrt{\pi}} \quad (m^2 s / J)$$

$$D = \frac{\eta_0 e(1-R)m}{(n+1)\hbar \omega \sqrt{\pi}} \quad (m^2 / J)$$

所以 (式 2-1-1-18) 可改寫為

$$\bar{E}(\vec{r}, t) = -B\bar{E}_b \frac{F_{opt}}{\tau} \exp\left(\frac{-t^2}{\tau^2}\right) \times [1 + DF_{opt} \int_{-\infty}^{t/\tau} \exp(-x^2) dx]^{-2} \quad (\text{式} 2-1-1-19)$$

此即 THz 輻射於遠場的電場強度。

2-1-2 光導偵測原理



量測 THz 是利用 THz 訊號和光脈衝同時抵達偵測端時，去量測偵測端的光電流。於時間 t_p 時到達偵測端的 THz 輻射電場，我們可用 THz 輻射的電場和偵測端的電導去做摺積就是我們量測到的光電流 j

$$j(t_p) = \int_{t_p}^{\infty} E_{rad}(t') \sigma_d(t' - t_p) dt' \quad (\text{式} 2-1-2-1)$$


以我們實驗的偵測光導天線而言 σ_d 可假設為

$$\sigma_d(t'-t_p) = \begin{cases} 0 & , \quad t_p > t' \\ \frac{\sigma_o}{\tau_d} \exp\left[-\frac{(t'-t_p)}{\tau_d}\right] & , \quad t_p \leq t' \end{cases} \quad (\text{式}2-1-2-2)$$

其中 σ_o 為偵測端電導的最大值

由於入射光脈衝有極短的脈衝寬度，所以可視為 σ_d 的變化是快速的

故 $\tau_d \gg 0$ ，所以（式 2-1-2-2）可以改寫為

$$\sigma_d(t'-t_p) = \begin{cases} 0 & , \quad t_p > t' \\ \frac{\sigma_o}{\tau_d} & , \quad t_p \leq t' \end{cases}$$


將上式代入（式 2-1-2-1）中，可得

$$j(t_p) = \frac{\sigma_o}{\tau_d} \int_{t_p}^{\infty} E_{rad}(t') dt' \quad (\text{式}2-1-2-3)$$

假設 THz 脈衝在時域上是對稱的，所以（式 2-1-2-3）可寫為

$$j(t_p) \approx \frac{\sigma_o}{2\tau_d} \int_{-\infty}^{\infty} E_{rad}(t') dt' \quad (\text{式}2-1-2-4)$$

將前一節我們推導出來的 THz 輻射於遠場的電場強度 (式 2-1-1-19)

代入 (式 2-1-2-4), 可得

$$j(t_p) = -\frac{\sigma_o}{2\tau_d} \frac{BE_b F_{opt}}{\tau} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-t'^2}{\tau^2}\right) \times [1 + DF_{opt} \int_{-\infty}^{t'/\tau} \exp(-x^2) dx]^{-2} dt' \quad (\text{式} 2-1-2-5)$$

由於 THz 輻射於光導天線的表面，但偵測時卻先經過 GaAs Wafer，
 所以會由 wafer 產生一個反射訊號 (以一正向入射的光脈衝而言)，
 使得原本的輻射場變弱，如圖 2-1-2-1 所示：

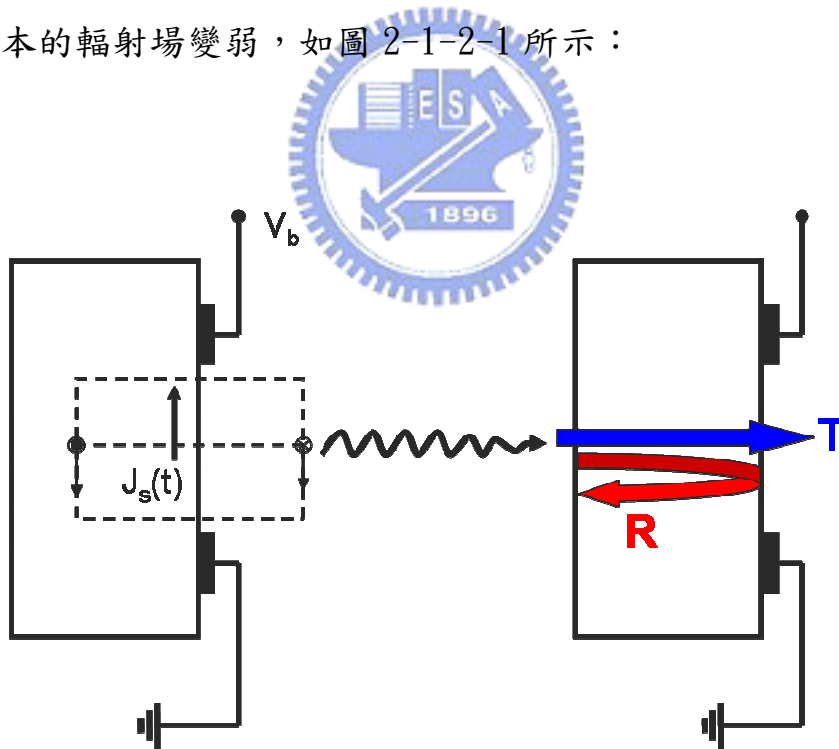


圖 2-1-2-1 THz 偵測端的反射訊號

以平面介面反射和能量守恆而言，我們可以從 Fresnel formulas 得到一個振幅的衰減因子 $\frac{2\sqrt{n}}{n+1}$ ，所以 (式 2-1-2-5) 可以重新寫為

$$j = -\sigma_o C E_b \frac{F/F_s}{1+(F/F_s)} \quad (\text{式}2-1-2-6)$$

其中

$$\begin{cases} F_s = \frac{(n+1)\hbar\omega}{\eta_o e(1-R)m} \\ C = \frac{A\sqrt{n}}{4\pi\epsilon_o c^2 \eta_o z \tau_d} \end{cases}$$

n 為在 μm 光波長下光導天線 (發射端) 的折射率

$\hbar\omega$ 為光能量

η_o 為自由空間的阻抗 (377Ω)

R 為光導天線 (發射端) 的反射率

A 為光照射的區域面積 (發射端)

ϵ_o 為自由空間的介電常數

c 為真空中的光速

τ_d 為載子生命週期 (lifetime)

在 (式 2-1-2-6) 中， F_s 為欲得到 $\frac{1}{2}$ (最大電場強度) 所需的光強，

C 為在遠場量測到的偏壓場。

所以由（式 2-1-2-6）及 $E = \frac{j}{\sigma_o}$ ，我們可以得到

$$E_{rad}(peak) = \frac{j}{\sigma_o} = -CE_b \frac{F/F_s}{1+(F/F_s)}$$

此即為我們實驗量測到的 THz 電場強度。



2-2 天線陣列原理

由於天線陣列的基本設想是利用各單一天線之間的互相干涉，來得到遠場的電場分佈，進而加強遠場電場強度的作法。所以我們要推導天線陣列在遠場的電場分佈，首先我們就假設單一天線輻射出來的 THz 電場強度為 E ；其遠場 THz 的電場強度為 \bar{E} 。圖 2-2-1 為假設每個單一天線同在 z 軸（ $x=y=0$ ）上， P 點為遠場的一點。首先，我們以簡單的平面波來推導^[23]

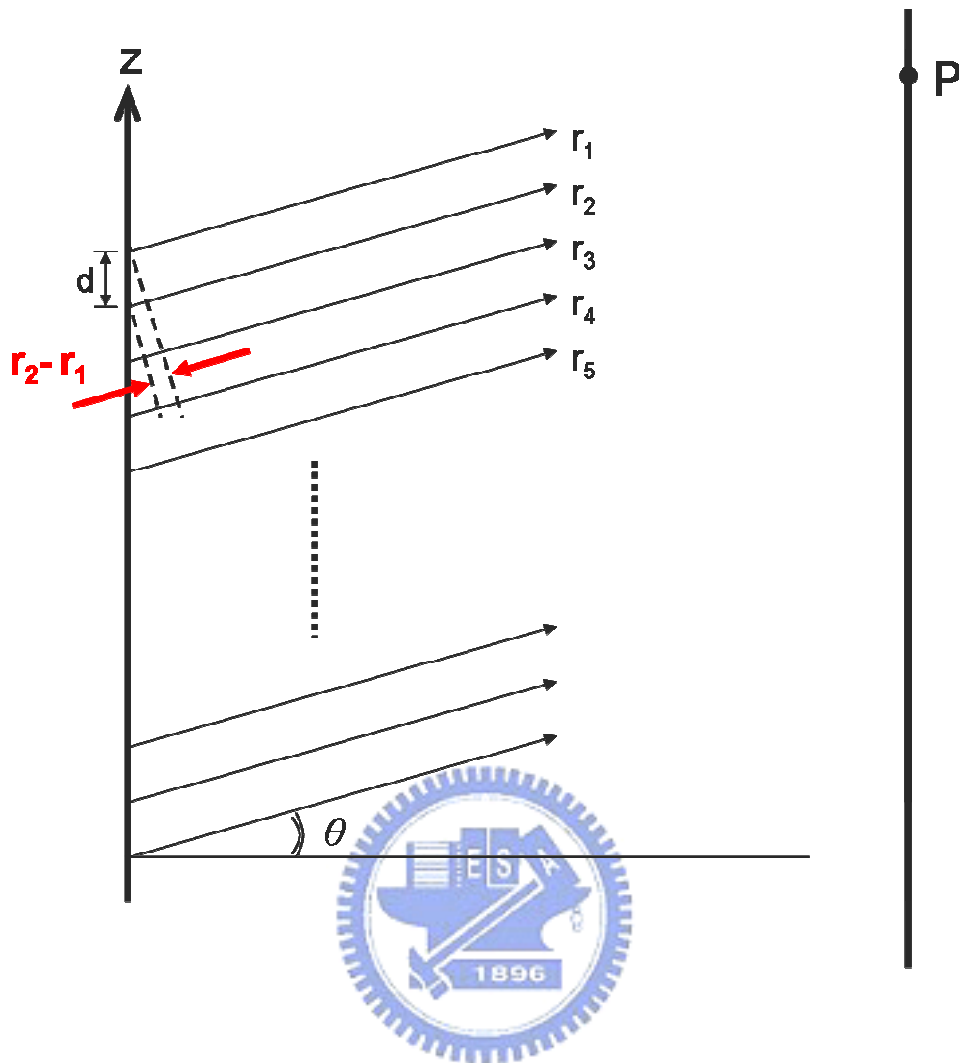


圖 2-2-1 天線陣列推導圖

把每一點看成是單一天線的輻射源，我們假設每一點的電場強度在到達 P 點時其振幅會是相等的（因為行進的距離差不多）

$$\therefore |E(r_1)| = |E(r_2)| = \dots = |E(r_N)| = E(r)$$

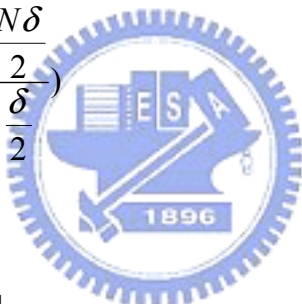
所以，在 P 點的總電場則為

$$\begin{aligned} \Rightarrow \bar{E} &= E(r)e^{i(kr_1 - \omega t)} + E(r)e^{i(kr_2 - \omega t)} + \dots + E(r)e^{i(kr_N - \omega t)} \\ &= E(r)e^{-i\omega t} e^{ikr_1} [1 + e^{ik(r_2 - r_1)} + e^{ik(r_3 - r_1)} + \dots + e^{ik(r_N - r_1)}] \end{aligned}$$

相鄰天線間電場的相位差為 $\delta = k_o \Lambda$ 又 $\Lambda = nd \sin \theta$ $k = k_o n$

$$\therefore \delta = kd \sin \theta \quad (\delta = k(r_2 - r_1), 2\delta = k(r_3 - r_1) \dots \dots)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \therefore \bar{E} &= E(r) e^{-i\omega t} e^{ikr_1} [1 + e^{i\delta} + (e^{i\delta})^2 + (e^{i\delta})^3 + \dots + (e^{i\delta})^{N-1}] \\ &= E(r) e^{-i\omega t} e^{ikr_1} \frac{(e^{i\delta N} - 1)}{(e^{i\delta} - 1)} \\ &= E(r) e^{-i\omega t} e^{ikr_1} \frac{e^{i\delta N/2} (e^{i\delta N/2} - e^{-i\delta N/2})}{e^{i\delta/2} (e^{i\delta/2} - e^{-i\delta/2})} \\ &= E(r) e^{-i\omega t} e^{ikr_1} e^{i\delta(N-1)/2} \left(\frac{\sin \frac{N\delta}{2}}{\sin \frac{\delta}{2}} \right) \\ &= E(r) e^{-i\omega t} e^{i[kr_1 + \delta(N-1)/2]} \left(\frac{\sin \frac{N\delta}{2}}{\sin \frac{\delta}{2}} \right) \\ &= E(r) e^{i(kR - \omega t)} \left(\frac{\sin \frac{N\delta}{2}}{\sin \frac{\delta}{2}} \right) \end{aligned}$$



其中 $R = \frac{1}{2}(N-1)d \sin \theta + r_1$

R為中心點至P點的距離

又 $I \propto \frac{\bar{E}E^*}{2}$

$$\begin{aligned} \therefore I &= I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{N\delta}{2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)} \\ &= I_0 \frac{\sin^2 \left[\frac{Nkd \sin \theta}{2} \right]}{\sin^2 \left[\frac{kd \sin \theta}{2} \right]} \end{aligned}$$

其中 I_0 為單一個source至P點的flux density

此外，當相位差 $\delta = 2m\pi$ 時，有最大值， $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

$$\therefore kd\sin\theta_m = 2m\pi$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} d \sin\theta_m = 2m\pi$$

$$d\sin\theta_m = m\lambda \quad \Rightarrow \quad \frac{d}{\lambda} \sin\theta_m = m$$

\therefore 很明顯的可以看出當 $\frac{d}{\lambda}$ 愈小時，最大值條紋數將愈少

而我們設計的天線陣列是先以 1×3 為主，故 $N=3$

所以可以模擬出不同的 $\frac{d}{\lambda}$ 所造成的遠場場強分佈的不同，如圖 2-2-2

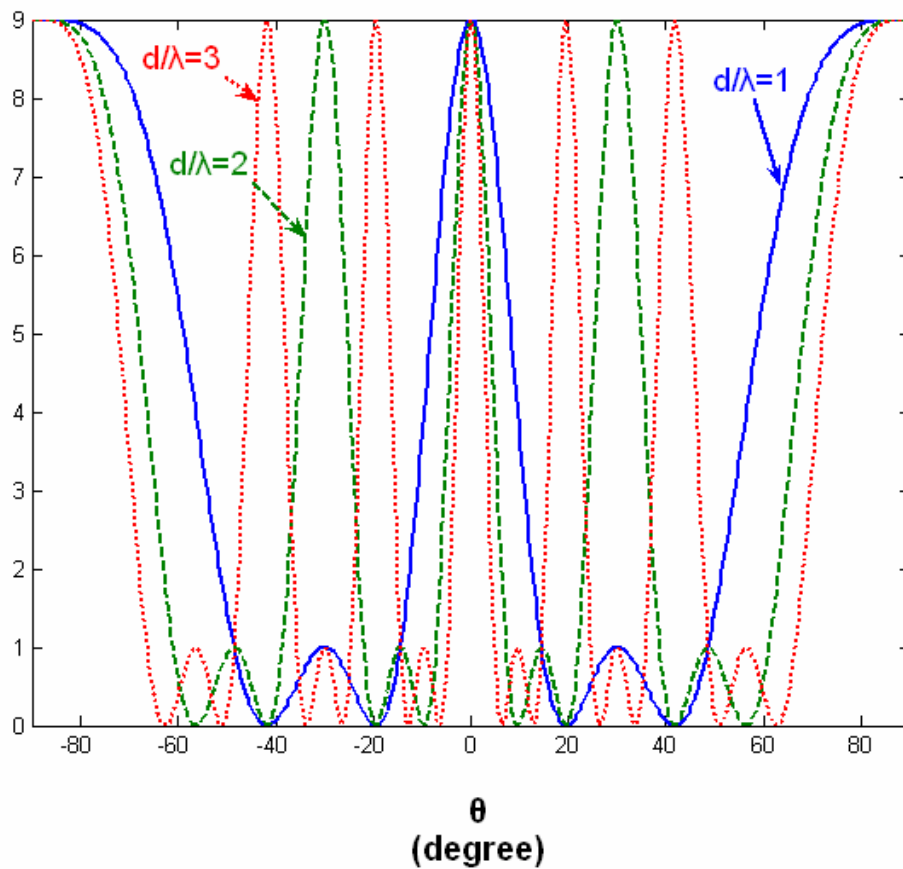


圖 2-2-2 天線陣列遠場場強分佈初步模擬圖 ($N=3$)

接著我們以較接近真實情況的球面波代入。

以球面波而言 $|E(r_1)| = |E(r_2)| = \dots = |E(r_N)| = \frac{E(r)}{r'}$

由圖 2-2-3 我們可知 $r' = \frac{r}{\cos \theta \cos \varphi}$

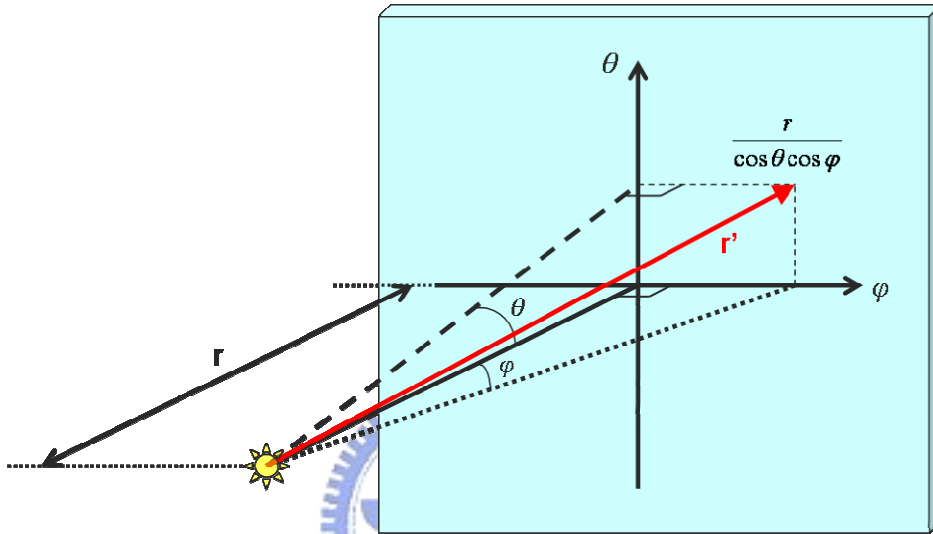


圖 2-2-3 遠場座標示意圖

其中 r 為從天線到遠場中心點（於 $\theta = 0, \varphi = 0$ ）的距離，而 r' 則為天線到遠場某一點的距離

$$\Rightarrow \therefore \bar{E} = \frac{E(r)}{r'} e^{i(kR - \omega t)} \left(\frac{\sin \frac{N\delta}{2}}{\sin \frac{\delta}{2}} \right) = \cos \theta \cos \varphi \frac{E(r)}{r} e^{i(kR - \omega t)} \left(\frac{\sin \frac{N\delta}{2}}{\sin \frac{\delta}{2}} \right)$$

所以我們重新推導遠場的光強 I

$$\text{又 } I \propto \frac{\bar{E}\bar{E}^*}{2}$$

$$\therefore I = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{N\delta}{2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)} \cos^2 \theta \cos^2 \varphi = I_0 \frac{\sin^2 \left[\frac{Nkd \sin \theta}{2} \right]}{\sin^2 \left[\frac{kd \sin \theta}{2} \right]} \cos^2 \theta \cos^2 \varphi$$

當 $N=3$ 時

$$I = I_0 \frac{\sin^2\left[\frac{3kd \sin \theta}{2}\right]}{\sin^2\left[\frac{kd \sin \theta}{2}\right]} \cos^2 \theta \cos^2 \varphi = I_0 \left[\frac{3 \sin\left(\frac{kd \sin \theta}{2}\right) - 4 \sin^2\left(\frac{kd \sin \theta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{kd \sin \theta}{2}\right)} \right]^2 \cos^2 \theta \cos^2 \varphi$$

$$= I_0 \left[16 \sin^4\left(\frac{kd \sin \theta}{2}\right) - 24 \sin^2\left(\frac{kd \sin \theta}{2}\right) + 9 \right] \cos^2 \theta \cos^2 \varphi$$

同平面波導出來的結果，當 $\frac{d}{\lambda}$ 愈小時，建設性條紋數將愈少，但不同的是各建設性條紋數的強度，以及 $\theta=90^\circ$ 時將不會有輻射強度。我們以 Matlab 模擬出上式，模擬在遠場的 θ 軸上 ($\varphi=0$) 之強度分佈，如

圖 2-2-4

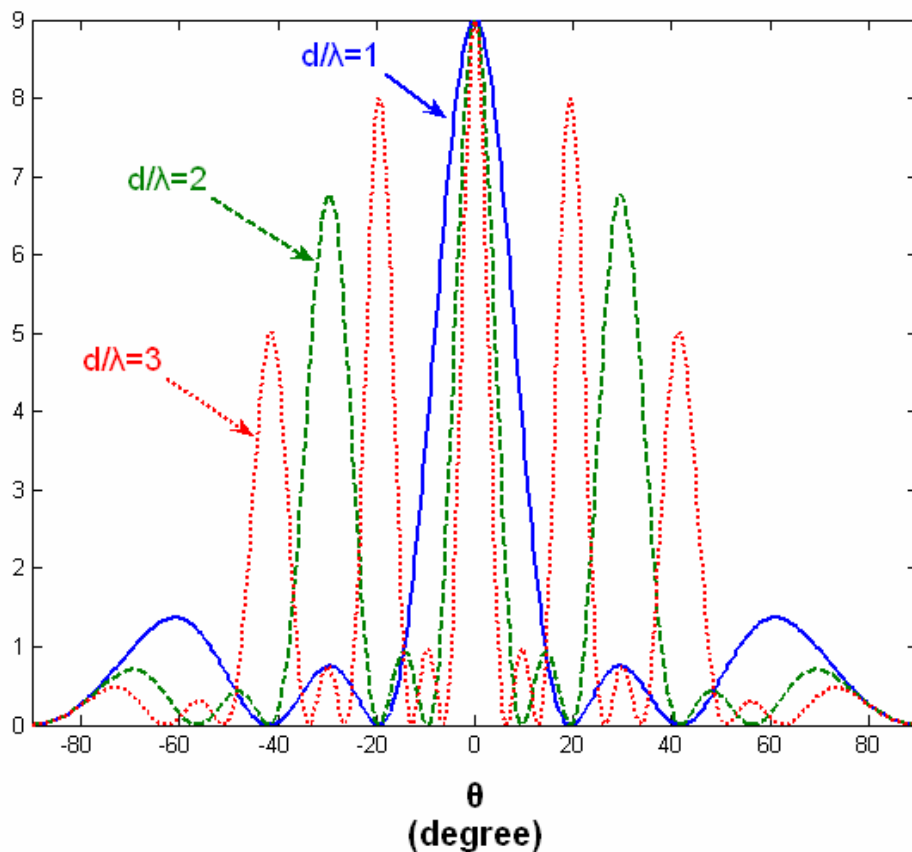
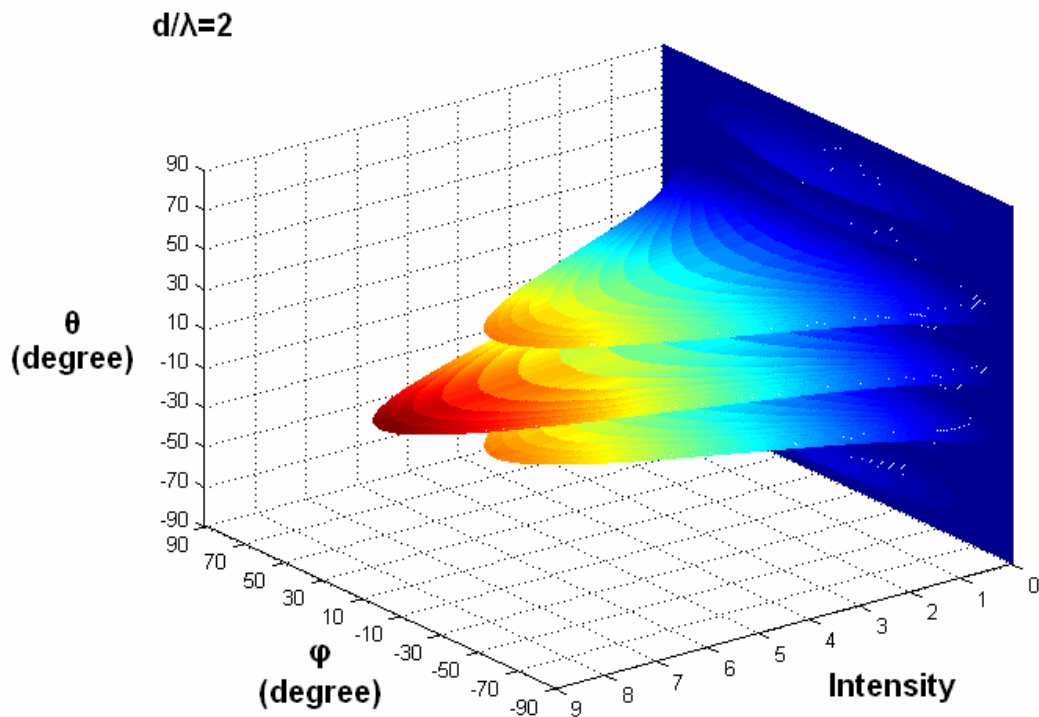
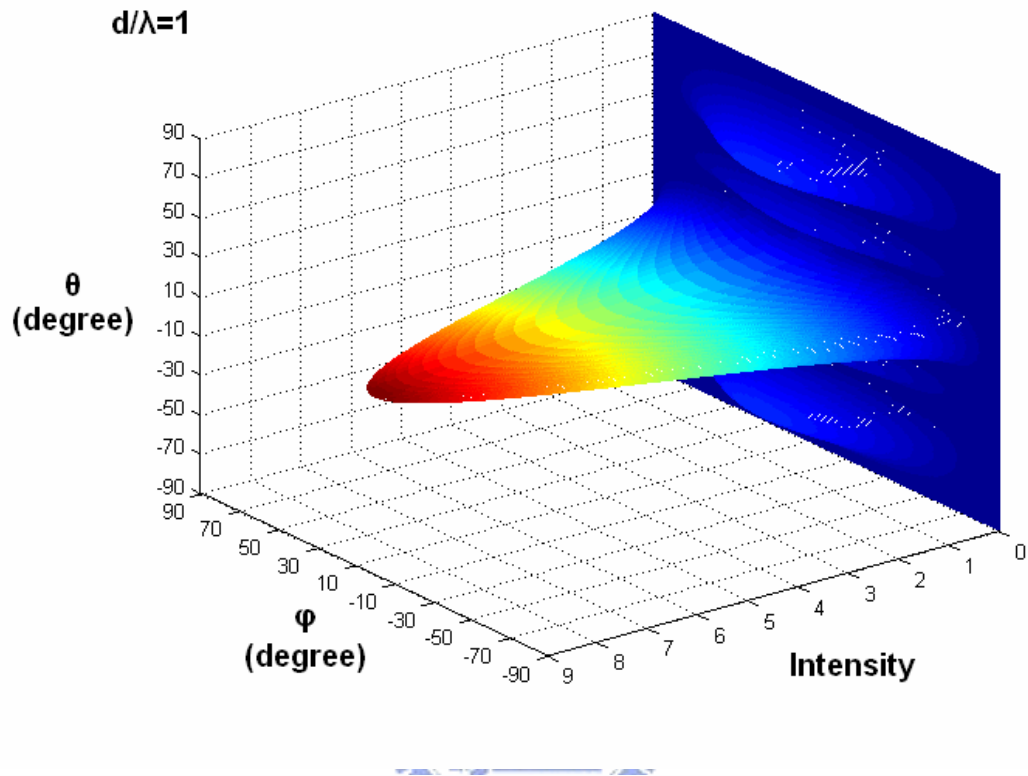


圖 2-2-4 天線陣列遠場場強 2D 分佈模擬圖—球面波 ($N=3$)

我們知道球面波接近實際狀況，現在再模擬包含 φ 的情況，同樣以 Matlab 去模擬，得到圖 2-2-5 (A)、2-2-5 (B)、2-2-5 (C)



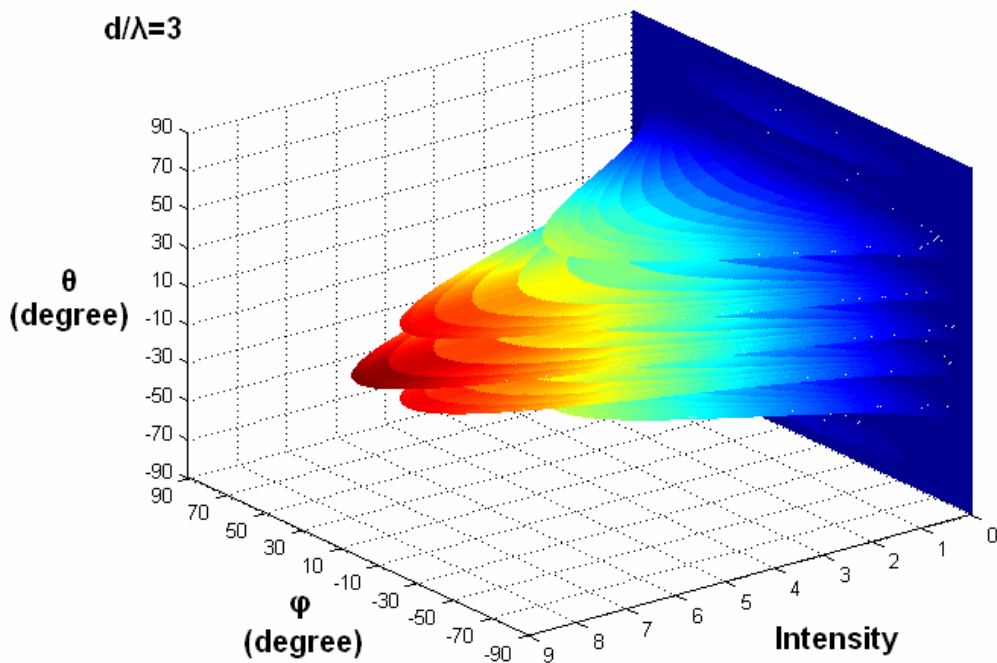


圖 2-2-5 天線陣列遠場場強 3D 分佈模擬圖—球面波 (N=3)

(A) $d/\lambda=1$ (B) $d/\lambda=2$ (C) $d/\lambda=3$

所以由模擬的結果我們可以看出，如果我們想要遠場在中心部份輻射強度更強，且兩旁的輻射強度要更弱，則 $\frac{d}{\lambda}$ 要愈小愈好，此模擬結果和我們推導的是一樣的。

第三章 天線陣列元件製程

本章主要說明製程的流程、條件，一開始說明我們選擇材料的特性，然後再介紹我們製程的經過，最後列出我們的結果。

3-1 材料的特性

一個半導體在照射光之後，將會在半導體的內部產生電子電洞對 (electron-hole pair)，若適時的給予一個偏壓，則此偏壓之正負極將會分別吸引電子及電洞，而形成電流，此稱之為光電流 (photo current)。利用這個原理，我們在一个半導體基板 (substrate) 上，利用製程的方法，製作出一個電極，而在其中留下一道細縫 (gap)，使得電極呈現不連續的狀態，在電極的兩端加上一偏壓，再讓雷射光照射在細縫上，就形成了一個最簡單的天線架構。如圖 3-1-1：

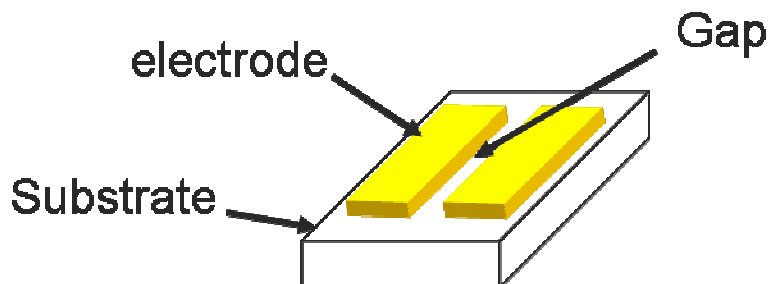


圖 3-1-1 簡單天線架構圖

而我們所做的構造為偶極電極，如圖 3-1-2：

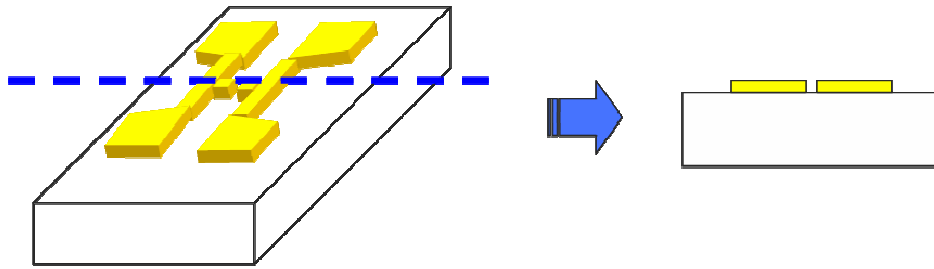


圖 3-1-2 偶極天線架構圖（包含側面剖面圖）

當雷射光打入 gap 時，由於半導體產生電子電洞對而使其成為似金屬性的導通狀態（quasi-metallic photoconductivity），如圖 3-1-3：

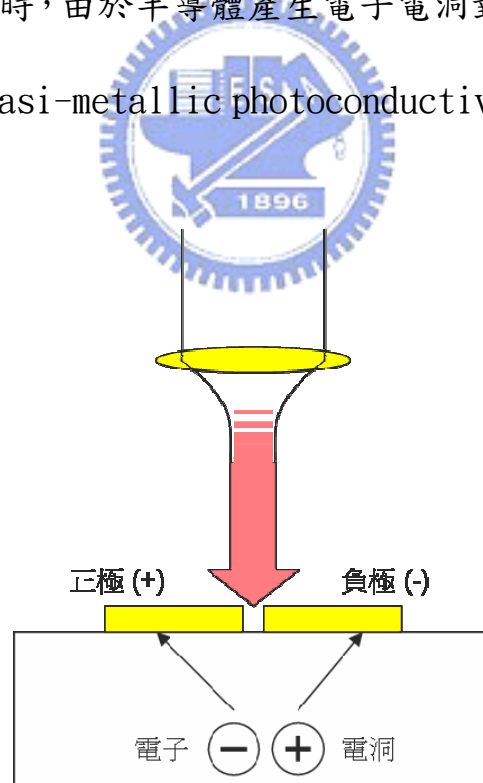


圖 3-1-3 電子電洞對被正負極捕獲示意圖

當 gap 不受雷射光照射後，由於載子被復合中心 (recombination centers) 捕獲及電極的不連續，而呈現原來的不導通絕緣狀態。故以光脈衝照射這樣的元件時，將會產生一電脈衝，一般而言，電脈衝的強度及其寬度是我們較為重視的參數，其中電脈衝訊號的強度與半導體的載子移動率 (mobility)、聚光情況、外加電壓、gap 寬度、入射光功率等有關。而電脈衝寬度分為兩部份，分別為上升時間 (rise time) 及回復時間 (fall time)，其中上升時間主要與雷射的光脈衝及元件的結構所造成的電容差異有關；而回復時間則受載子生命期 (carrier life time)、元件有關之電路 (RC constant) 及載子傳輸時間所影響。



3-1-1 材料的分析

由以上的說明可以知道，要成為一個快速的光導材料，也就是使所產生的電脈衝更短，必須具有兩個條件，一為光激發載子生命期 (photoexcited carrier life time) 要短，另一個為載子的移動率 (mobility) 要高，兩者的目的都是使半導體在不受光照射之後，能更迅速的回復到原本的絕緣狀態，但是通常兩者無法兼得，我們可由以下的說明得知。當我們希望將載子生命期降低時，可以在半導體內部

創造出更多的復合中心，藉著復合中心來捕捉載子使載子的生命期縮短，而如何創造出更多的復合中心呢？我們可以在基板上引入大量的缺陷，便可形成深層能階（deep level）的復合中心，但是當我們引入大量缺陷的同時，由於也破壞了原本晶格的結構，將使載子的移動率相對的降低，而使得電阻變得更大，電訊號相對的減低。以下列數學式子我們可以看出：

$$\tau_c = [N_t \sigma_c \langle v_{th} \rangle]^{-1}$$

$$\mu \approx \frac{1.4 \times 10^{22} m^* \epsilon}{N_t m_o \epsilon_o}$$

其中 m_o 為載子之原始質量

m^* 為載子之有效質量 (effective mass)

$$\epsilon = \epsilon_o \epsilon_r$$

ϵ_o 為擬靜態介電常數 (quasi-static dielectric constant)

ϵ_r 為相對介電常數 (relative dielectric constant)

N_t 為缺陷濃度 (defect density)

μ 為載子移動率 (carrier mobility)

τ_c 為載子生命期 (carrier lifetime)

σ_c 為捕捉截面積 (capture cross section)

$\langle v_{th} \rangle$ 為熱平均速度 (mean thermal velocity)

由上兩式可知 τ 變小，則 μ 也將變小，也就是說當引入大量缺陷時載

子生命期雖然縮短了，但也將使載子移動率降低，故兩者將無法兼得。而對於上述的缺點，我們可以利用高溫爐管退火（annealing）的方法來解決上述的問題。因為當引入大量的缺陷時也會讓材料對於熱的效應變得較敏感，而高溫爐管退火將會使材料對於熱的效應變得較穩定，載子移動率也將會恢復一些，但也將使得載子的生命期變得更長一些。由上述可知當引入的缺陷越多，則載子的生命期將越短，但移動率也越小，也就是說其響應時間將越短但訊號強度也越小。而高溫爐管退火將使響應時間及訊號強度稍微恢復。



3-1-2 材料的選擇

而我們選擇的材料為半絕緣性的砷化鎵（SI GaAs）以及砷離子佈植的砷化鎵（arsenic-ion-implanted GaAs）。我們用 50、100、200 keV 的能量和 5×10^{15} ions/cm² 的砷離子濃度，去做三次砷離子佈植，然後再以高溫爐管退火（furnace）做出我們的元件，退火是

在通滿氮氣的石英管中，以覆蓋砷化鎵方式，進行 600°C，30 分鐘的加熱，圖 3-1-2-1 為示意圖：

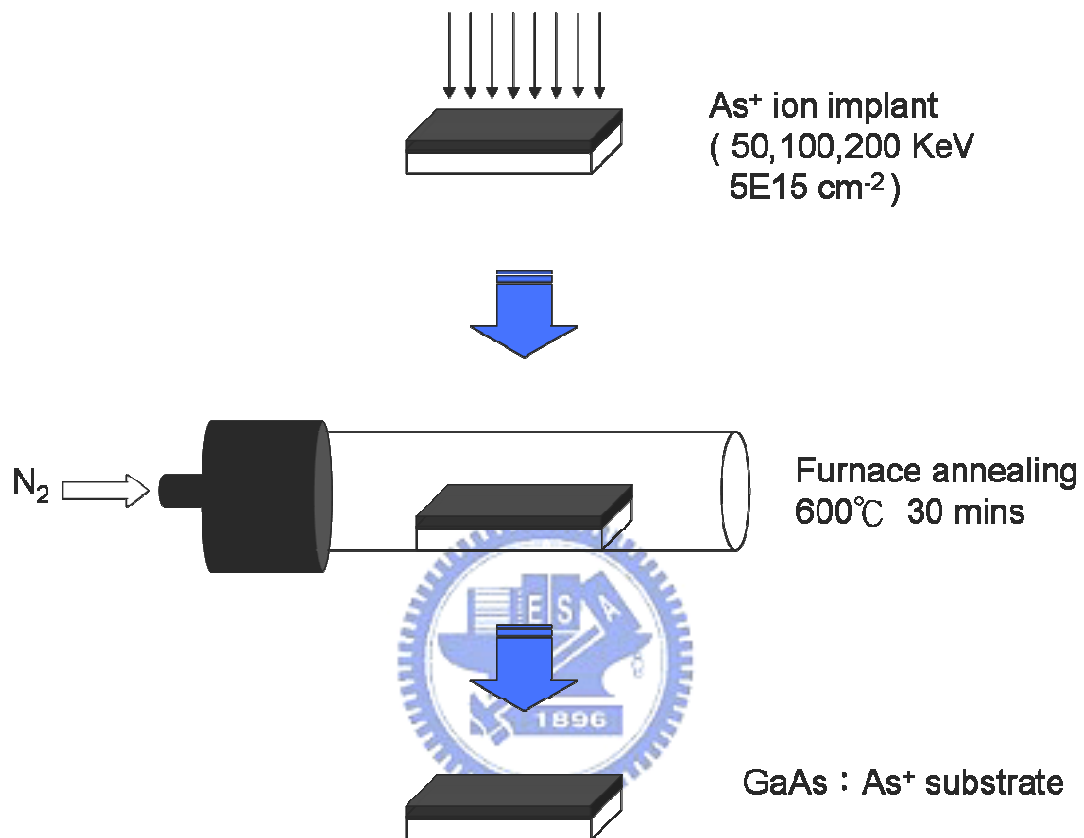


圖 3-1-2-1 爐管退火圖

之後就可以拿完成的砷離子佈值砷化鎵和半絕緣性砷化鎵兩種材料來做為我們製程的基板。

3-2 光罩的設計

經由之前計算出來的結果，可知 $I = I_0 \frac{\sin^2(\frac{N\delta}{2})}{\sin^2(\frac{\delta}{2})} = I_0 \frac{\sin^2[\frac{Nkd \sin \theta}{2}]}{\sin^2[\frac{kd \sin \theta}{2}]}$ ，

因為我們需要的是最大值條紋數愈少愈好，所以 $\frac{d}{\lambda} \leq 1$ ，符合我們的需求。因此以輻射出 1THz 的天線而言，其 $\lambda = 300 \mu\text{m}$ ，由於是用光纖導光(圖 3-2-1)，以我們使用的單模光纖而言，光纖直徑為 $125 \mu\text{m}$ ，且要求 $\frac{d}{\lambda} \leq 1$ ，故得到 d 的範圍，所以各天線 gap 之間間距 d 要符合 $125 \mu\text{m} < d < 300 \mu\text{m}$ 。

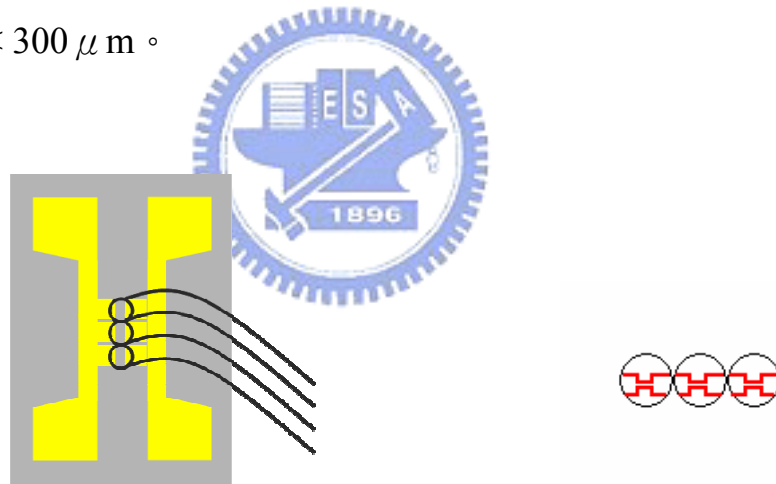


圖 3-2-1 光纖導光示意圖

我們選擇 d 為 $250 \mu\text{m}$ ，這是因為考慮到光纖的加工方便，和 $\frac{d}{\lambda} \leq 1$ ，兩個原因下，來做選擇的，且由於我們首先做的陣列以 1×3 的為主，故 $N=3$ ， $\frac{d}{\lambda} = \frac{5}{6}$ ，可得到模擬出來的遠場場強(以球面波模擬)如圖

3-2-2、3-2-3 (2D 和 3D)：

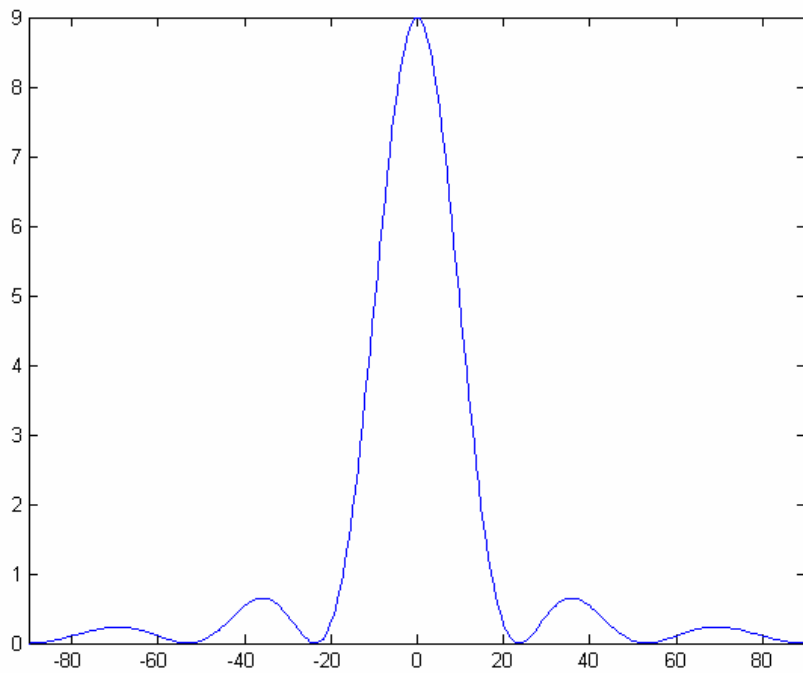


圖 3-2-2 天線陣列 2D 遠場分佈模擬圖 (N=3)

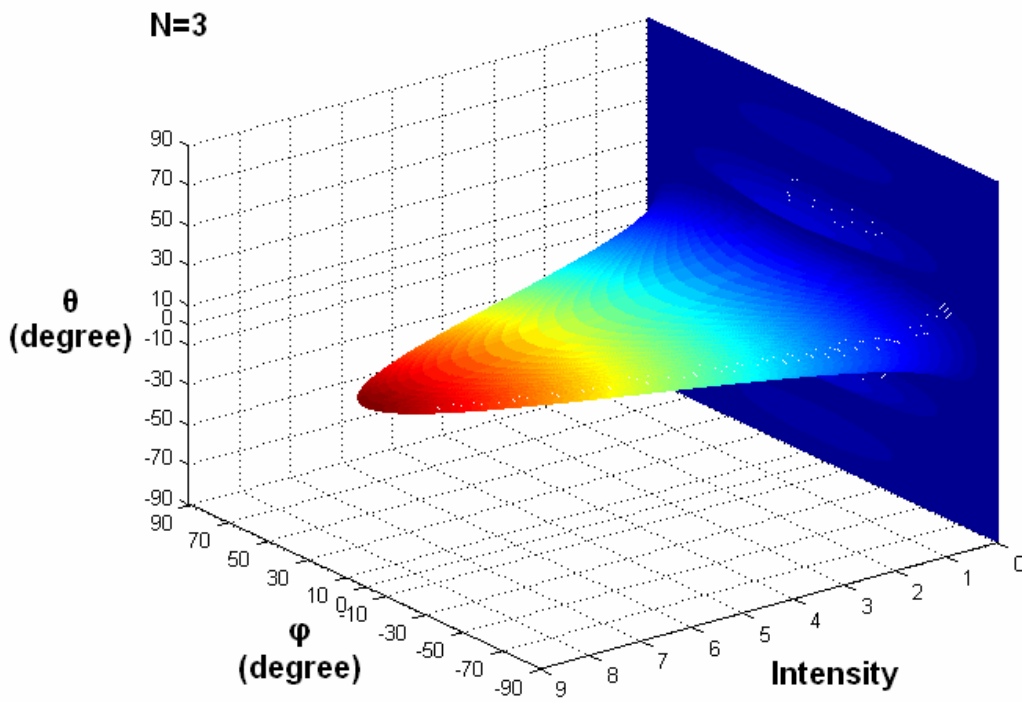
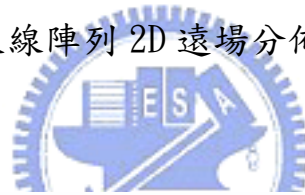


圖 3-2-3 天線陣列 3D 遠場分佈模擬圖 (N=3)

在決定了各天線 gap 間距 d 之後，接下來要考慮的就是 gap 和電極間的排列，一開始的想法很單純就從一般的天線 (1x1 的偶極天線) 開始，以 3x3 的天線陣列為例，如圖 3-2-4，先把單一天線直接排成我們要的 3x3 矩陣。

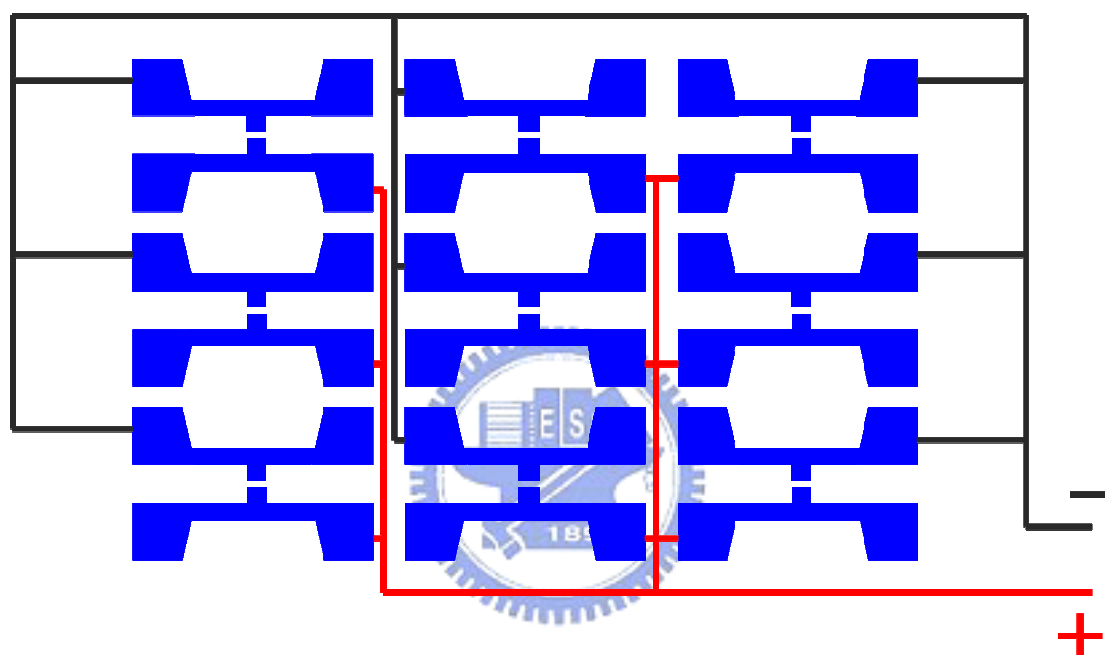


圖 3-2-4 天線陣列初步構想圖

可看出，這樣的排成陣列的話，電極與電極之間的連接會因為天線的增加，而愈來愈複雜，且由於我們是以很單純的將單一天線做排列，所以和 gap 間的距離會遠大於 $250\ \mu\text{m}$ ，所以我們先從改變電極構造著手，然後再調整各 gap 之間的距離，改了之後如圖 3-2-5。

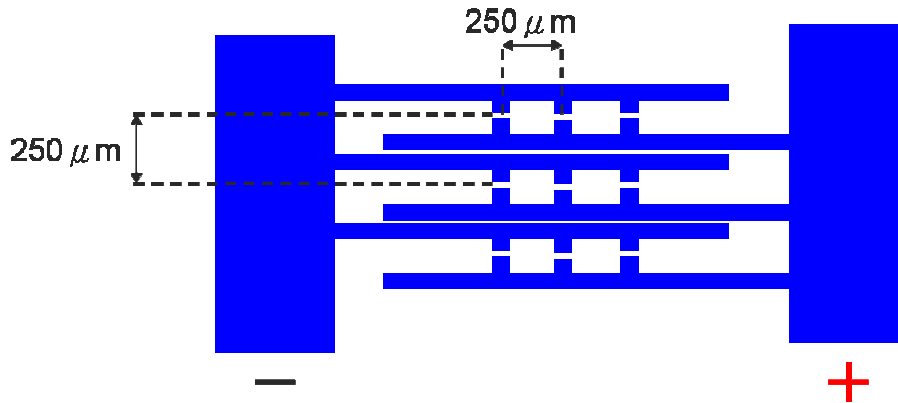


圖 3-2-5 天線陣列完成構想圖

所以，基本上我們大致上的天線架構就完成了。

接著用 AutoCAD 畫出我們所要的光罩圖。我們設計的天線陣列有

1×3、3×1、3×3、5×5，四種陣列。光罩圖(圖 3-2-6)：

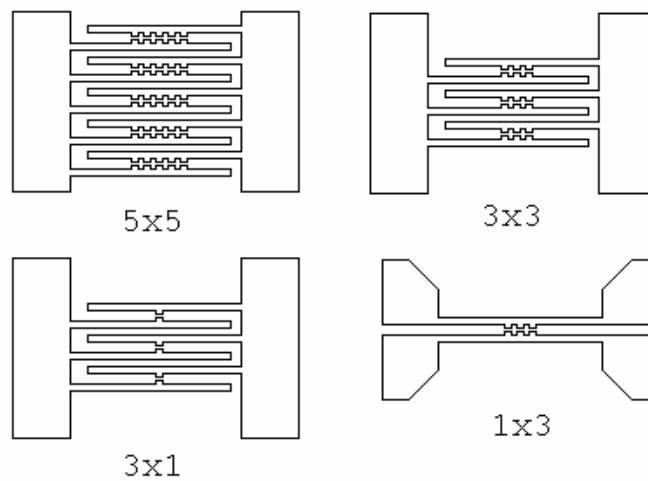


圖 3-2-6 天線陣列光罩圖

我們以 1×3 的天線陣列為主，規格如圖 3-2-7：

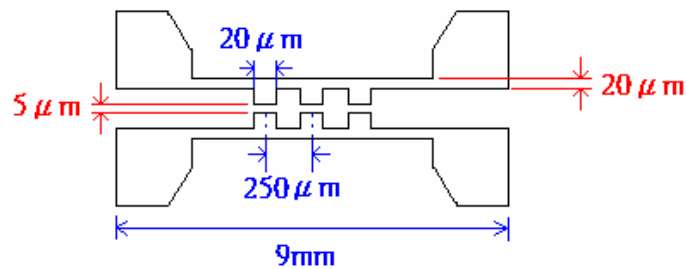


圖 3-2-7 天線陣列規格圖

3-3 製程過程



有了光罩之後，做出穩定和高良率的元件便是我們的重點。為了達到這樣的目的，製程中的開黃光步驟便是一項很重要的課題。首先，光阻厚度和鍍金厚度之間的比最好要維持在三比一到五比一之間。由於考慮到 bonding 的問題，鍍金層至少要在 1500Å 以上，所以光阻的厚度就至少要在 4500~7500Å 之間。在光阻塗佈時，以低轉速而言，可以得到較厚的光阻，在曝光和顯影時的 pattern 又會因為光阻變厚而變形，此乃因為光阻變厚之後，在 GaAs wafer 破片上，會變得不均勻所致，所以如何去控制光阻的厚度，且讓顯影出來的 pattern 不變形，便是我們製程中的重點。

3-3-1 製程流程

大體上我們製程的流程如圖 3-3-1-1：

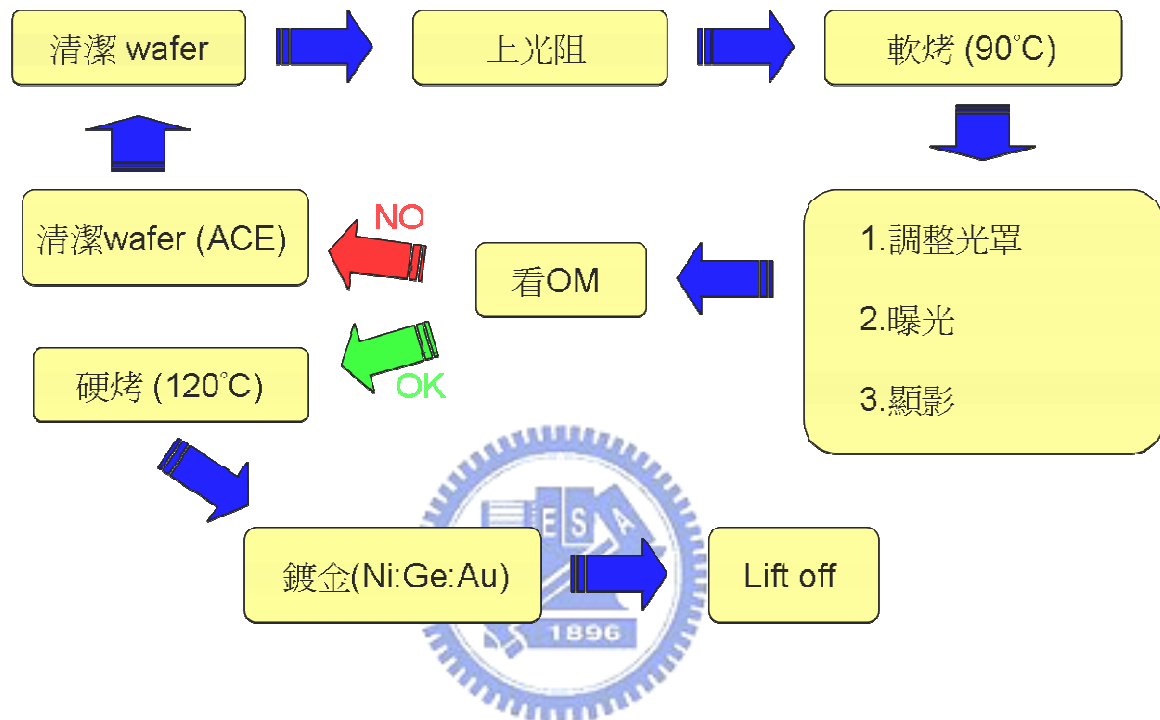


圖 3-3-1-1 製程步驟流程圖

流程簡介：

- 一、由於我們使用的 wafer 是 GaAs (三五族)，所以我們可以不用上 HMDS，可節省掉上 HMDS 的時間。另外在進黃光室時，先確定光阻 (AZ6112) 有無拿出來退冰，必須確保光阻是在室溫下才能做上光阻的動作，以避免光阻在低溫時過於黏滯而影響到我們上光阻的厚度，光阻退冰時間約為 30 分鐘左右。還有要確定曝光機

的汞燈有無開啟，如果沒有，也要開汞燈等 30 分鐘穩定。所以一進黃光室就先 check 光阻和汞燈，也可以在等待的時間上 HMDS，上 HMDS 的時間也是 30 分鐘（需要上 HMDS 的話）。

二、接著在等待的時間裡，將我們要的 GaAs wafer 以 DI water 清潔乾淨，然後用氮氣槍吹乾，放到 hot plate (120°C) 上去烤 2~3 分鐘。如果不是整片 wafer 的話，就要先做破片的工作再清潔。



三、確認完光阻有降到室溫時，接著做上光阻的動作，我們選擇的光阻是適合小線寬的正光阻 AZ6112，Spin coater 的轉速設定為

Step 1 : 1500 rpm 10 秒

Step 2 : 4500 rpm 25 秒

Step 1 主要在使光阻塗佈均勻，Step 2 主要在控制光阻的厚度。

四、上完光阻後，就拿到 hot plate(90°C)做軟烤，軟烤的動作主要在烤去光阻大部份溶劑和水份，以增加光阻和 wafer 的附著力。也可以使用烤箱，pattern 的形狀會比較好看(使用 hot plate 由於是底部加熱，所以光阻容易變塌)。我們選擇烤 90 秒，以確

保能完全烤去溶劑和水份。

五、接著做曝光（確定汞燈已穩定），在曝光時，可以選擇加濾鏡，以改善小線寬 pattern 會變形的問題，但加了濾鏡之後，曝光時間就要變長。以 NDL 內的甲台而言，加濾鏡，曝的時間為 32 秒；未加濾鏡，曝的時間為 18 秒。要注意的是 wafer 要與光罩有貼緊，pattern 才不會變形，但也不能過緊，會把 wafer 壓裂，甲台的 z 軸比較差（後來有改善），所以使用甲台時，要注意 z 軸的調整（不能在 contact 180° 的情況下調，最好在 contact 160° 時調）。乙台則要注意曝光時，曝光機會有爆衝的現象，要用手扶，不然 wafer 會震歪。



六、以 AZ300 顯影，顯影時間為 15 秒，太短會導致顯影不完全，太長則會過顯，pattern 會變形。

七、以 DI water 定影，定影時間在 1 分鐘到 2 分鐘之間為佳。

八、以顯微鏡(OM)看 pattern 是否符合我們所要。

九、以 α -step 量測光阻厚度，是否符合。(在抓參數時，這步不能省略，確認參數之後可以不用每次都量測光阻厚度)

十、如果 pattern 不符合我們所要的，就要以棉花棒沾丙酮(ACE)，來清洗 wafer
然後由步驟二重覆。

十一、如果 pattern 符合我們所需要的，就做硬烤的工作，放到 hot plate(120°C)烤 5 分鐘，硬烤的作用在使光阻中的樹脂成份變硬，以利後來的蝕刻處理，所以我們選擇的時間不能過短，不然光阻會不夠堅固。



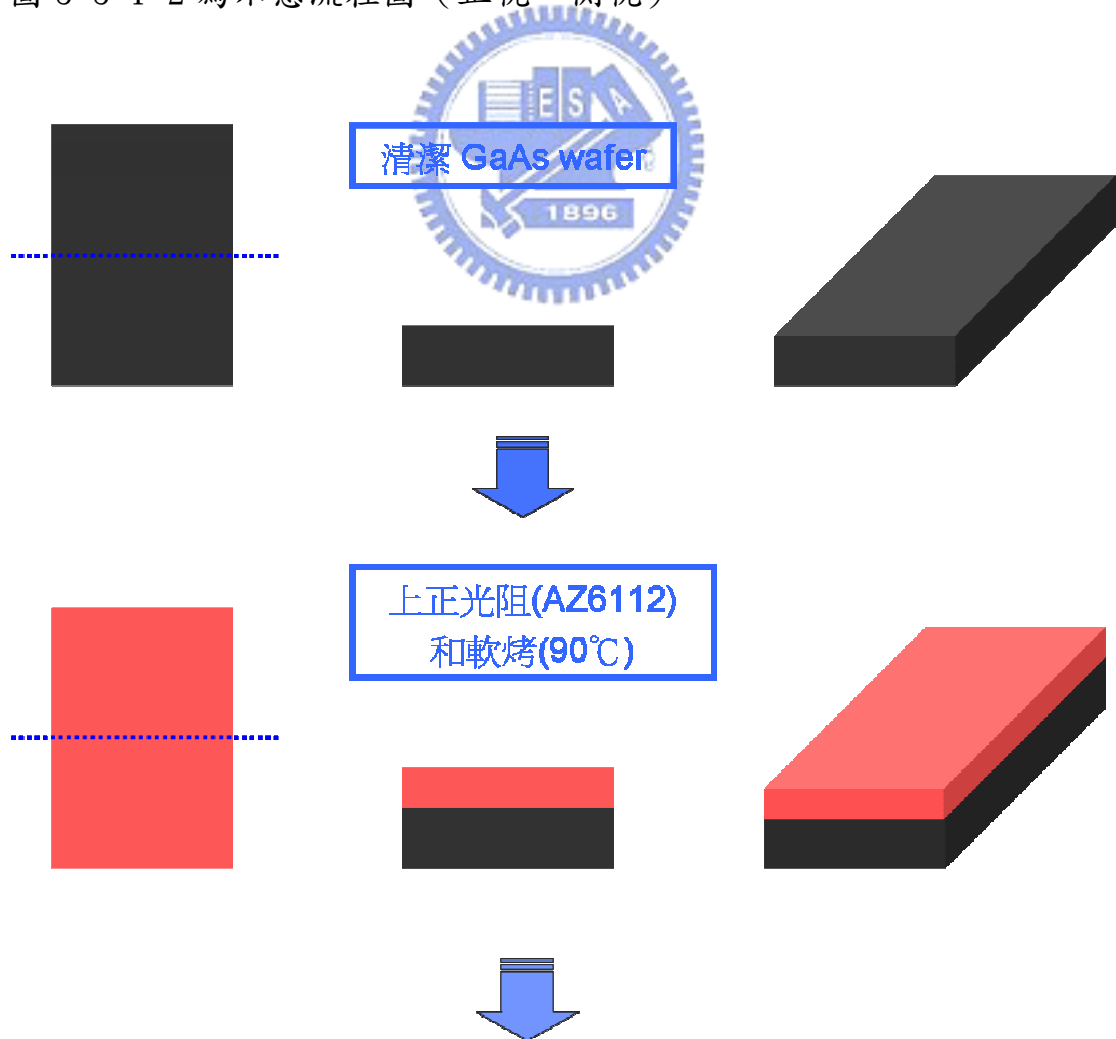
十二、鍍上 Ni : Ge : Au = 300Å : 700Å : 1000Å

十三、Lift off 掀去光阻。先用丙酮浸兩個小時到三個小時，然後把棉花棒前端弄成絲狀，接著用處理過的棉花棒浸入丙酮輕刷 wafer，以幫助掀去光阻。(※注意：千萬別拿去震洗，因為我們使用的是 GaAs wafer，震洗有時候會把 wafer 震裂，破片的話會更容易裂，也會把鍍的金線給震斷，沒震斷 pattern 也會不好

看)

十四、再以顯微鏡 (OM) 確認我們的天線是否符合我們所要。

圖 3-3-1-2 為示意流程圖 (正視、側視):



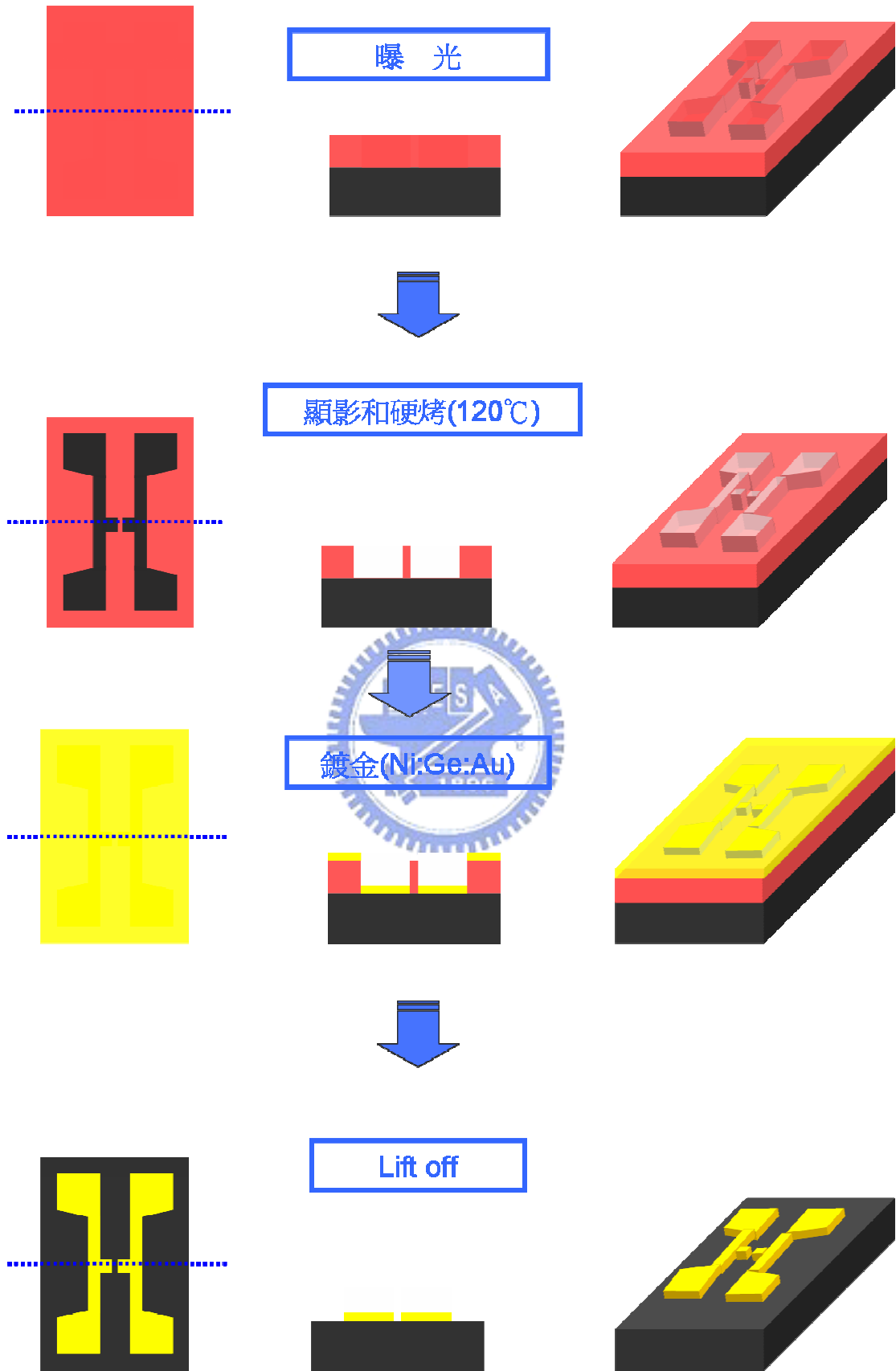


圖 3-3-1-2 製程流程示意圖

3-3-2 製程條件

下表為我們的製程條件：

光 阻	AZ6112 (Positive photoresist)		
光 阻 塗 佈	Step1	1500 rpm	10s
	Step2	4500 rpm	25s
軟 烤 (90°C)	90s		
曝 光	18s (without filter) 32s (with filter) [甲台 in NDL]		
	10s (without filter) 25s (with filter) [乙台 in NDL]		
顯 影	AZ300	15s	
	DI water	1 min	
硬 烤 (120°C)	5 mins		
鍍 金 (E-gun)	Ni:Ge:Au	300Å:700Å:1000Å	

表 3-3-2-1 製程條件表

由於我們選擇將鍍金厚度設定為 $300\text{Å} + 700\text{Å} + 1000\text{Å} = 2000\text{Å}$ ，之前有提到 $3 \leq \frac{\text{光阻厚度}}{\text{鍍金厚度}} \leq 5$ 為最佳（光阻太薄會影響不容易 lift off，光阻太厚則不容易控制均勻度），所以我們的光阻厚度最好在 6000Å 到 10000Å 之間。以 AZ6112 光阻而言，圖 3-3-2-1 (α -step

測量)可看出光阻在不同的 Step2 轉速的厚度改變：

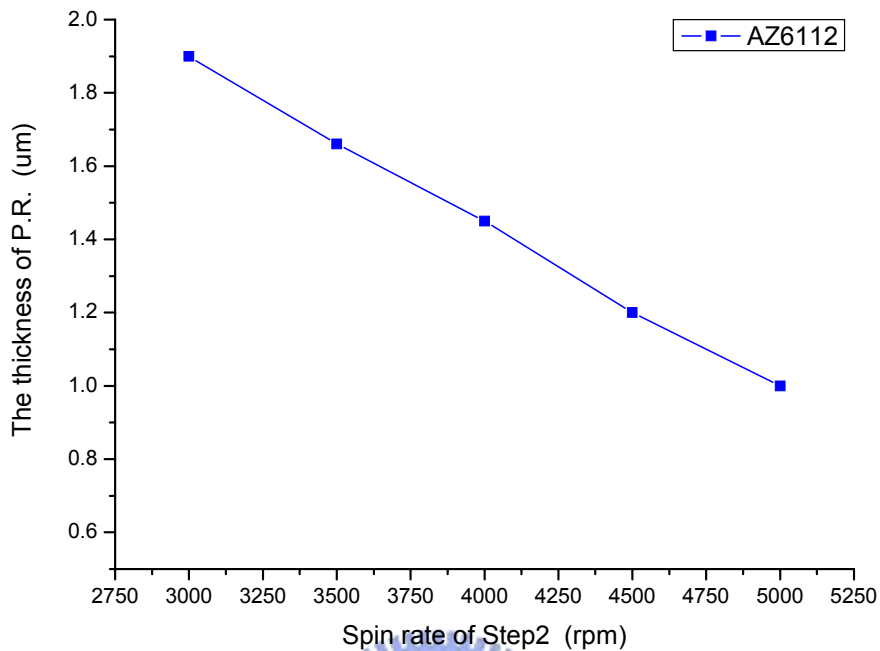


圖 3-3-2-1 AZ6112 光阻轉速對厚度圖

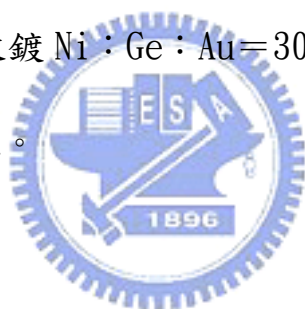
所以我們選擇了 Step2 4500rpm，這樣子光阻就可以接近符合我們所求，基本上光阻厚度以 α -step 測量出來，約在 11000Å 到 12500Å 之間。雖然比最佳厚度厚了一點，但卻可以增加 lift off 的成功率，且由於我們的 Step1 是控制在 1500 rpm，也能讓光阻均勻塗佈。

至於軟烤時間的選擇，本來是選擇 60 秒，但後來發現到 60 秒有點過短，以致於光阻的大部份溶劑和水份未被完全去除，而有黏，這個現象會導致我們在曝光 contact 時，wafer 會和光罩黏在一

起，所以我們選擇 90 秒，以完全去除大部份溶劑和水份。

曝光時間則是以顯影 15 秒為主去抓參數，我們固定顯影時間來找最佳的曝光時間，曝光時間太長的話會導致過曝，線寬會變寬，pattern 會變形；曝光時間太短，則會發生有殘餘光阻在上面，這樣在 lift off 時，會把我們要的 pattern 給掀開，所以控制好曝光時間是很重要的一環，而定影則取一分鐘，硬烤為 5 分鐘。

鍍金厚度本來是選擇 Ni : Ge : Au = 300Å : 700Å : 1500Å，但後來發現鍍的合金過厚了，以致於在 lift off 這步會有比較不好 lift off 的情形，所以後來改鍍 Ni : Ge : Au = 300Å : 700Å : 1000Å，以改進 lift off 不佳的情況。



3-4 製程結果

下圖為每個不同步驟的天線圖：

一、 破完片的 GaAs wafer：

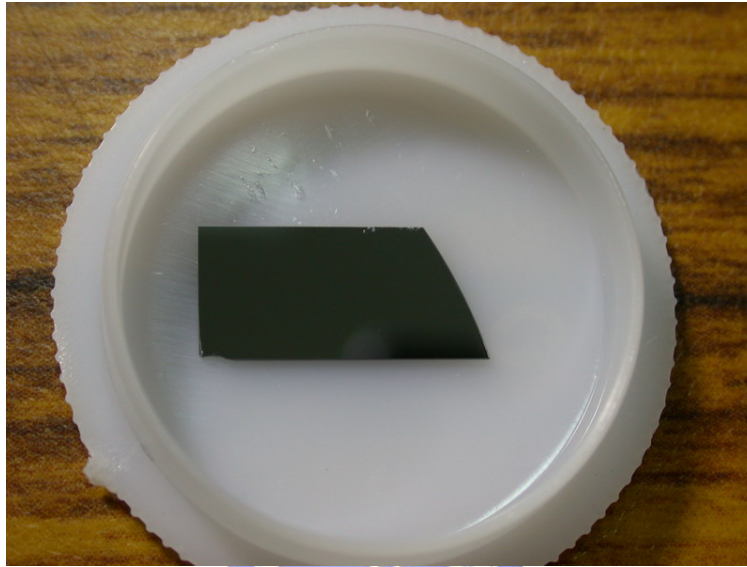


圖 3-4-1

二、上光阻且經過軟烤後：

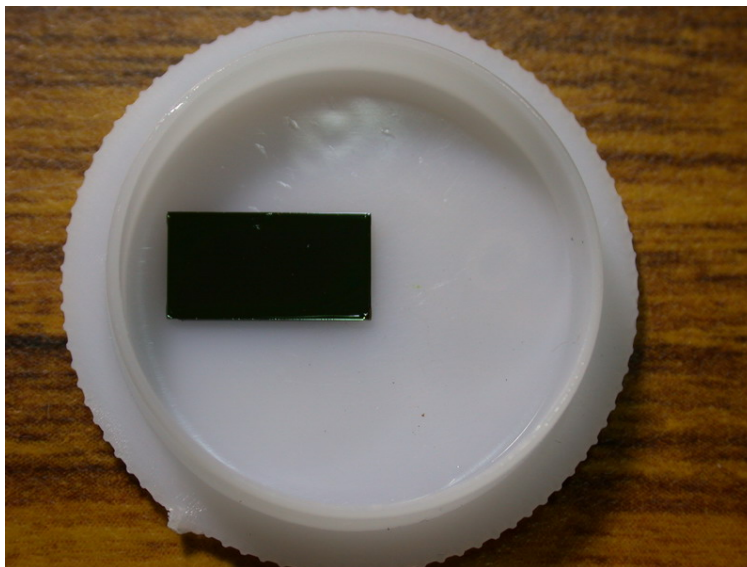
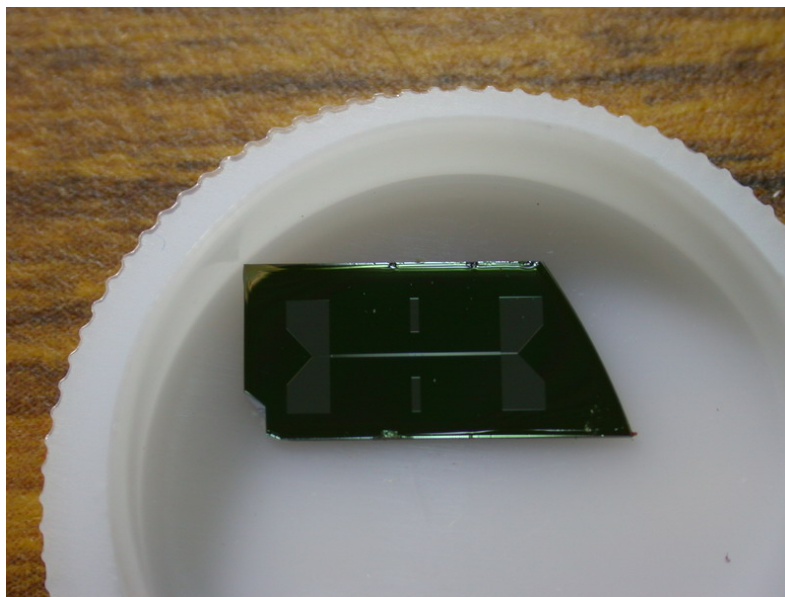


圖 3-4-2

三、 曝光且顯影完和經過硬烤後：



四、 鍍完 Ni:Ge:Au 之後：

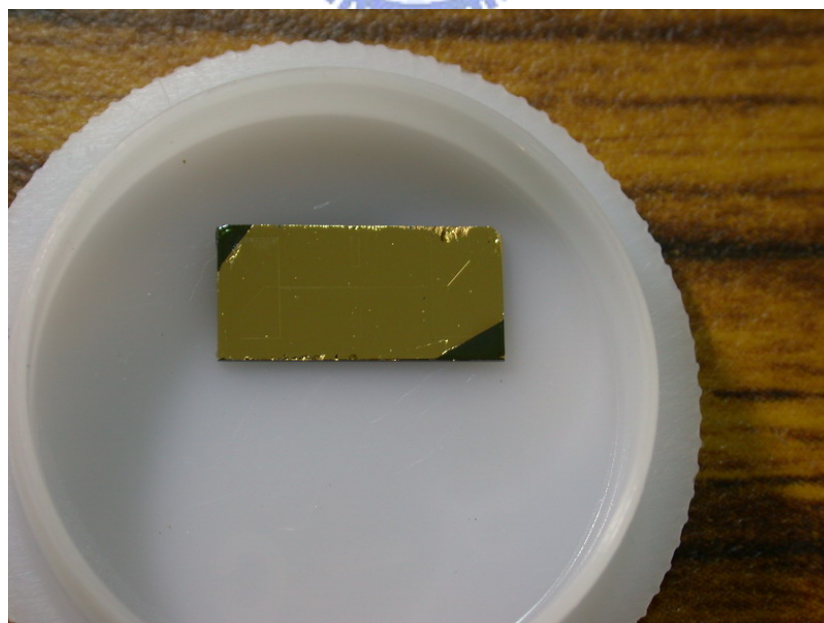


圖 3-4-4

五、 Lift off 完 (完成的天線):

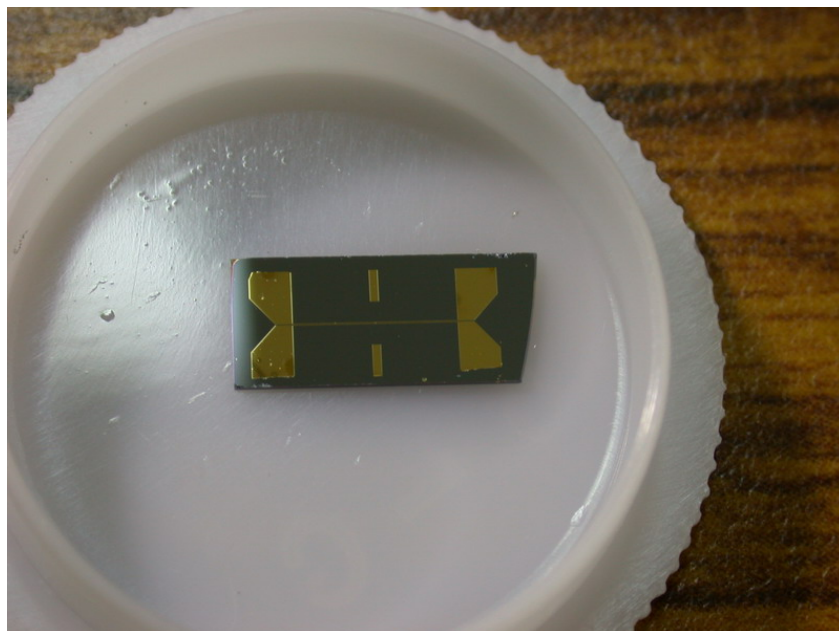


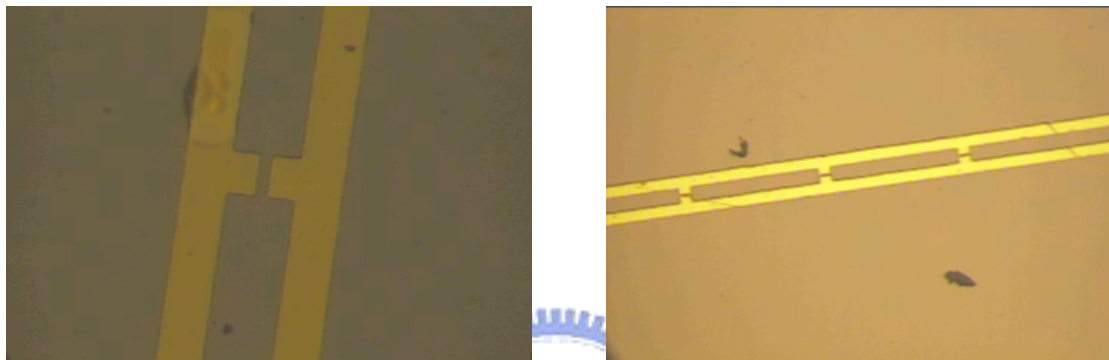
圖 3-4-6 為失敗的天線的 OM 圖(使用震洗, 強度控制在弱的情況下):



圖 3-4-6

可以看出因為震洗把線給震斷的情形，且如果強度控制在更弱，lift off 不起來的區域還是不會起來，所以用棉花棒法取代震洗。

圖 3-4-7 為成功天線的 OM 圖：



(A) 1×1 天線

(B) 1×3 天線

圖 3-4-7

可看出天線的 pattern 很成功的符合我們所需求。

第四章 實驗系統

在整個實驗系統架構方面，我們分成了 Ti sapphire 雷射光源和 THz 量測系統、以及光纖導光三個部份來做說明。

4-1 雷射光源

雷射光源我們採用實驗室自己架設的飛秒級鈦藍寶石雷射。其架構如圖 4-1-1（實際架構圖如最後附圖 4-1-A、4-1-B、4-1-C）：

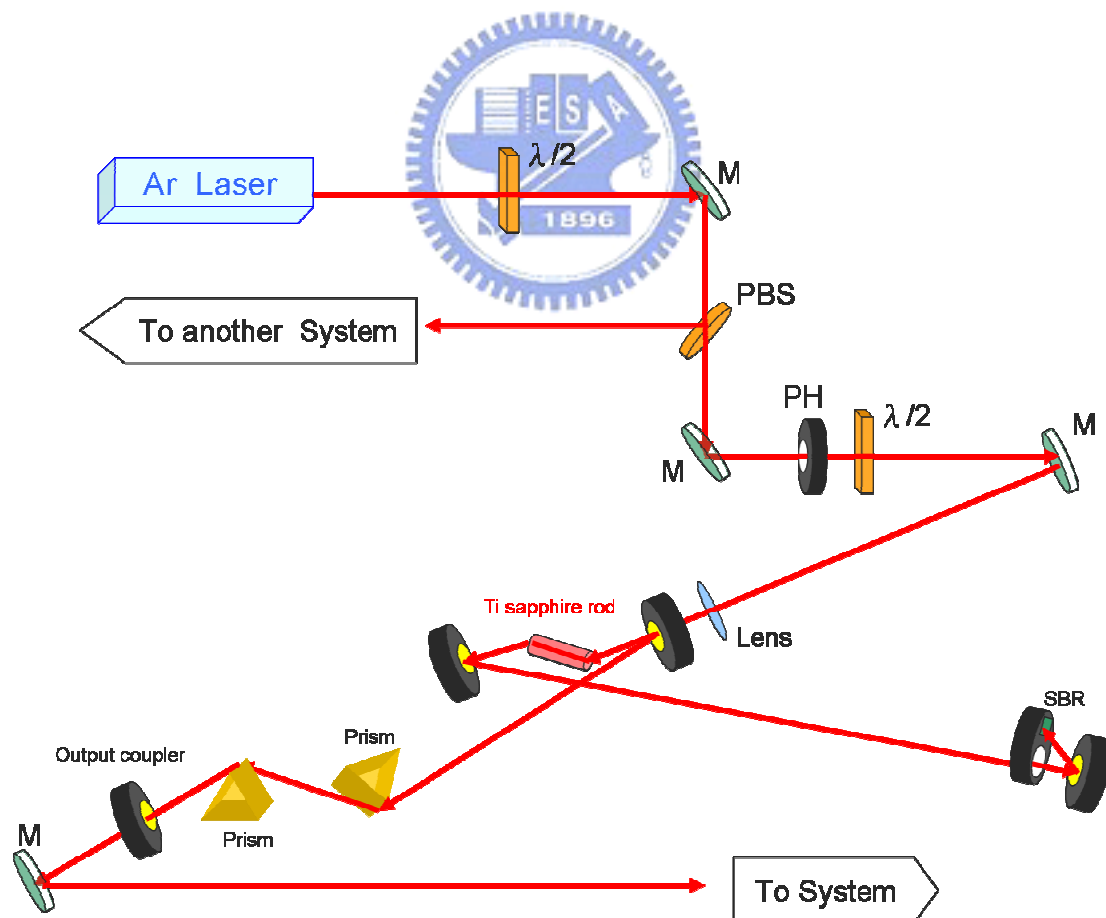


圖 4-1-1 Ti sapphire 雷射系統架構圖

關於雷射的共振腔，我們採用 Z 字形的共振腔結構，其增益介質為一長度 8mm 的鈦藍寶石晶體；激發光源為波長 514nm 功率 6 瓦的氬離子雷射，具有脈衝寬度小、功率大的優點。利用一組曲率半徑為 10 公分的光路轉折鏡使光路呈 Z 字形；並利用一組距離為 24.5 公分的稜鏡對來做色散補償。另外利用一個半導體製成的飽和式布拉格反射體（Saturable Bragg Reflector，簡稱 SBR）當做脈衝被動鎖模的自起動機制。脈衝輸出的平均功率為 300 毫瓦，中心波長在 800nm 左右，重複頻率為 82MHz，脈衝寬度約為 130fs。

圖 4-1-2 為使用我們實驗室所架設的自相干儀（Auto-correlator）量測 Ti sapphire 雷射的脈衝寬度。

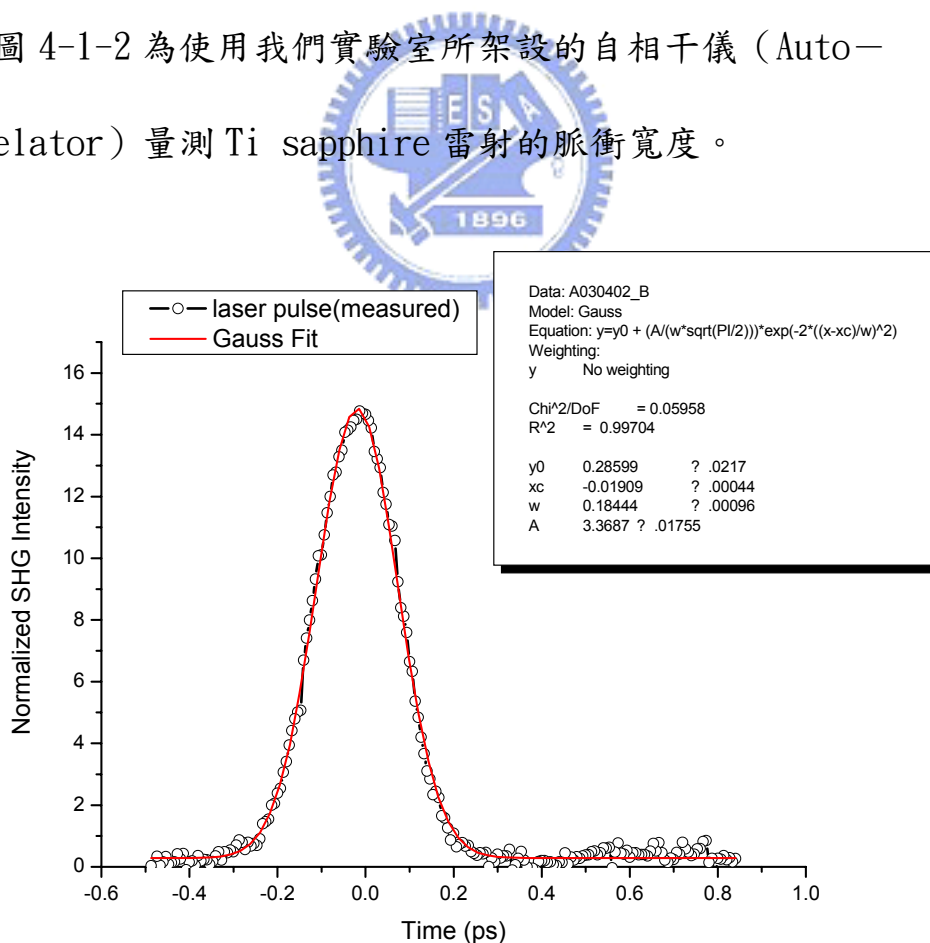


圖 4-1-2 Ti sapphire 雷射脈衝圖

可看出利用我們的自相干儀所量測出來的脈衝寬度為 $\frac{184}{\sqrt{2}} \approx 130.1$ fs

4-2 THz 量測系統

我們所架構的系統為一個 THz 的量測系統，如圖 4-2-1（實際架構圖如最後附圖 4-2-A、4-2-B、4-2-C、4-2-D）：

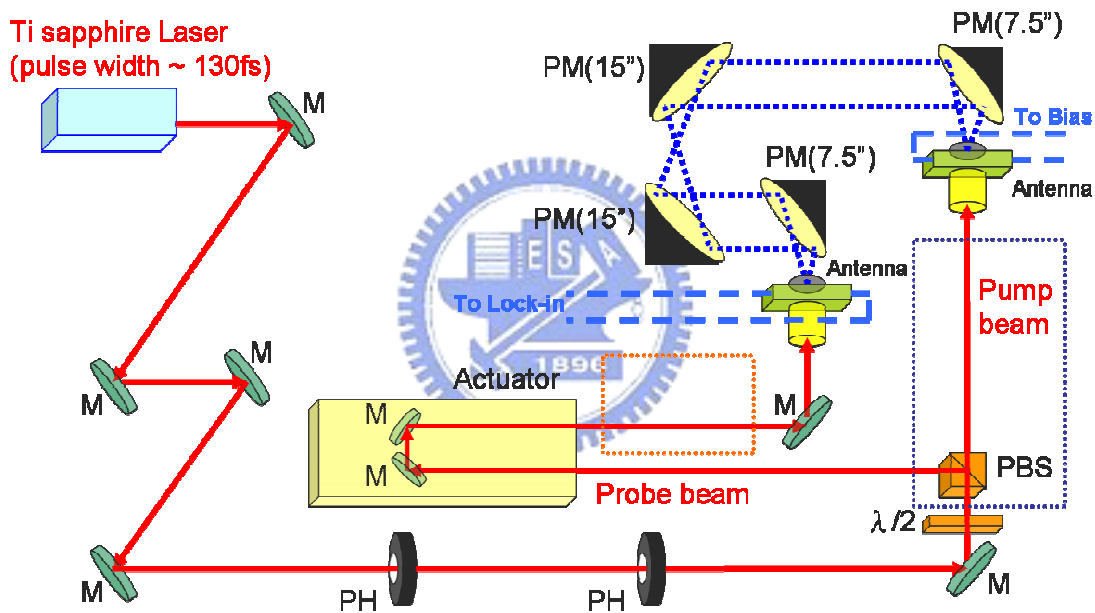


圖 4-2-1 THz 量測系統架構圖

THz 發射端為我們自己所製做的天線，而偵測端則是用 LT-GaAs 的天線。會採用四個金鏡是考量到系統的擴充應用性，用了四個金鏡就可以同時有平行和聚焦來做一些樣品的量測（如豬肉燒燙傷、光子晶體等）。而在光路前面的兩個 Pin hole 是為了確保光路的準值。

首先，光由一面 PBS 分光，光會被分為 P wave 和 S wave，然後利用 PBS 前面的 $\lambda/2$ 片，我們可以做功率上的分配。我們系統所採取的分配為，pumb beam 的 power 約 130 毫瓦，probe beam 的 power 約 20 毫瓦。然後光經由透鏡（放大倍率 40 倍，焦距 5mm）聚焦在天線上，當光脈衝重覆打在發射端的天線（SI-GaAs）上時，會讓天線的半導體基板產生電子電洞對，經由我們在天線加上 1.8 kHz 的交流訊號當做偏壓，電子電洞對會被偏壓加速，天線就會輻射出 THz，然後 THz 輻射波會經過緊連天線的 Si lens，再經由四面金鏡的收集之後，到達偵測端的 Si lens，經由收集之後再到偵測端天線。在偵測端天線（LT-GaAs），光脈衝重覆打在天線上，經由接在天線的鎖相放大器，以 1.8 KHz 當做參考頻率（同我們在發射端天線所加偏壓的頻率），來抓取電訊號，利用推動我們的 Delay Stage，去改變 Probe beam 的光程，每推動一次 Delay Stage，我們可以取到一個訊號，如圖

4-2-2：

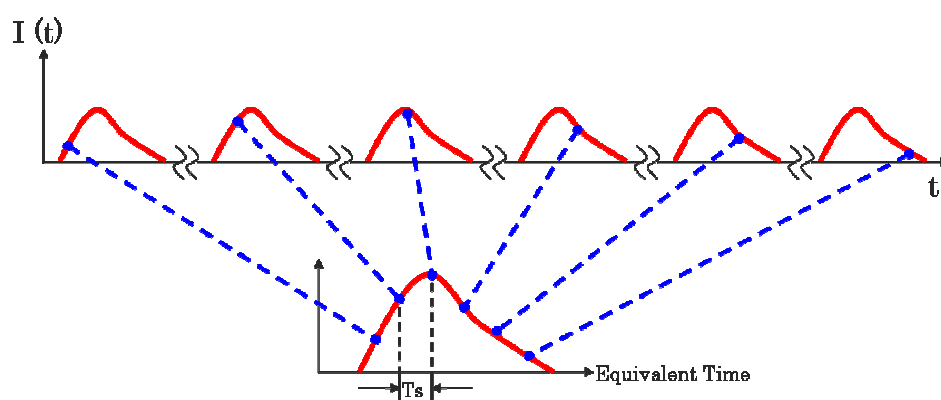


圖 4-2-2 系統取樣示意圖

在經過多次推動 Delay Stage 之後，我們便可對整個 THz 訊號做掃描取樣。我們是將步進馬達(Actuator)的控制器和鎖相放大器(Lock-in Amplifier)接在 GPIB 卡上，與電腦連接，經由程式去抓取訊號，由此便可將整個電脈衝在時域上的波形完整地描繪出來。圖 4-2-3 為取樣方法的原理：

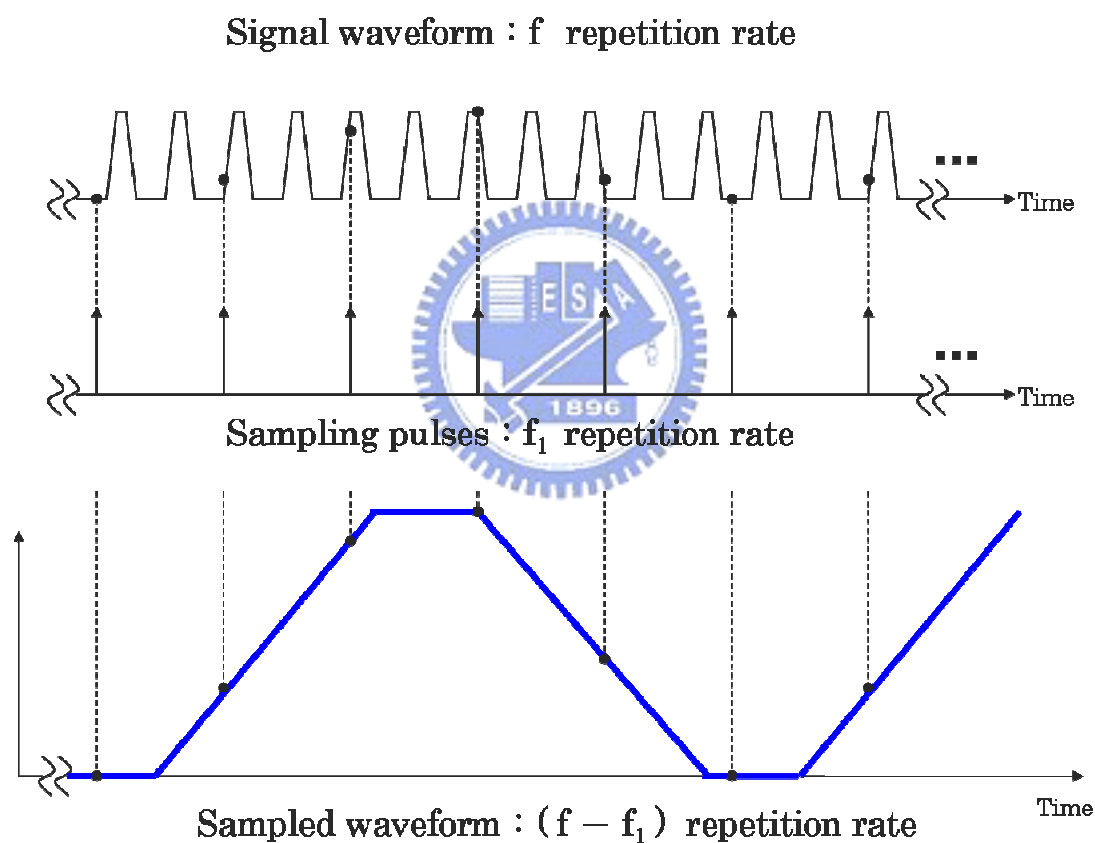


圖 4-2-3 THz 取樣原理圖

我們使用的取樣方法是等效時間取樣法，利用這個方法可以對電脈衝訊號波形做完整的掃描。此種取樣法基本的要求是電脈衝訊號與

光脈衝訊號必須同步，而且電脈衝訊號必須具有重複性。其基本原理是假設電脈衝產生同時，由於電脈衝寬度較寬，且電脈衝與光脈衝同步，故若系統不變的情況下，光脈衝將會在時域上一直打在電訊號的同一點，如此我們將在鎖相放大器看到相同大小的訊號，若我們使電訊號與光訊號在時域上有一個延遲，則光脈衝將會打在電訊號的另外一點，鎖相放大器也將看到另一點的訊號。如此不斷的改變時域上的延遲，將可以掃出整個電脈衝的波形。而我們是利用空間上的移動(推動 Delay)，來造成時間上的延遲，假設空間上改變光程差距離 ΔL ，將造成時間有 ΔT 的延遲，則兩者之間的關係如下：

$$\Delta T = \frac{\Delta L}{C} = \frac{2 \times \Delta D}{C}$$



其中 C 為光速， ΔD 為Delay所移動的距離

由圖 4-2-1 可以看到我們是把偵測端天線的訊號接至鎖相放大器，我們提供給放射端天線的訊號為一個交流的方波訊號（1.8 KHz），如此便可以給定鎖相放大器一個參考頻率（1.8KHz），然後便可以避開雷射之高雜訊頻域以及其它來源的訊號，以增加我們訊號量測的訊噪比（signal to noise ratio）。

4-3 光纖導光

在量測單一天線時，不用多架設光纖導光部份，而在量測天線陣列時，我們就要在 pumb beam 端（圖 4-1-2-1 pumb beam 端的虛線方塊處），架設光纖導光，如圖 4-3-1：

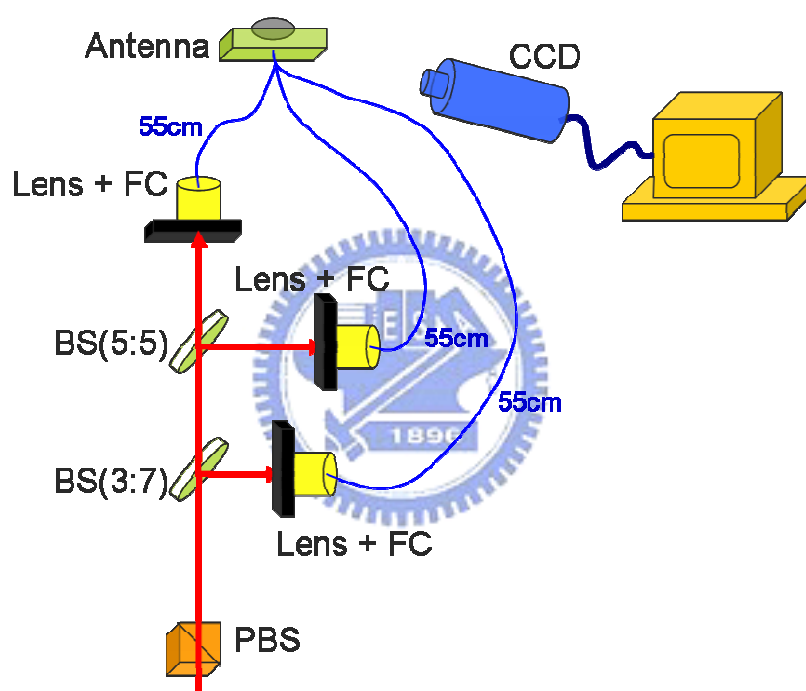


圖 4-3-1 光纖導光架構圖

利用兩片分光鏡（分別為 $R:T=30:70$ 和 $R:T=50:50$ ）和三個光纖耦合器，來組成我們光纖導光的部份，在光纖耦合器的部份，我們多架設了 1D Stage 在光纖耦合器下面，以方便以後我們換光纖時調

整光程差。我們使用的光纖為單模光纖 (SMF-28)，兩頭為 FC 接頭有塑膠包覆，用於 1310nm、1550nm，光纖規格如圖 4-3-2：

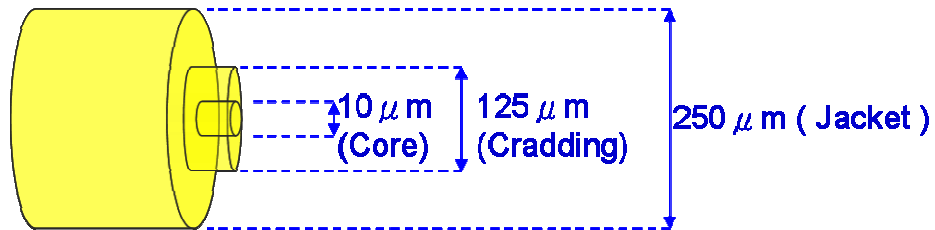


圖 4-3-2 單模光纖架構圖

製做光纖是由一條 2 公尺的塑膠光纖，從中剪斷，再裁成我們要的長度，然後剝去塑膠部份，留下 Jacket，再將三條光纖黏合，如圖 4-3-3 所示：

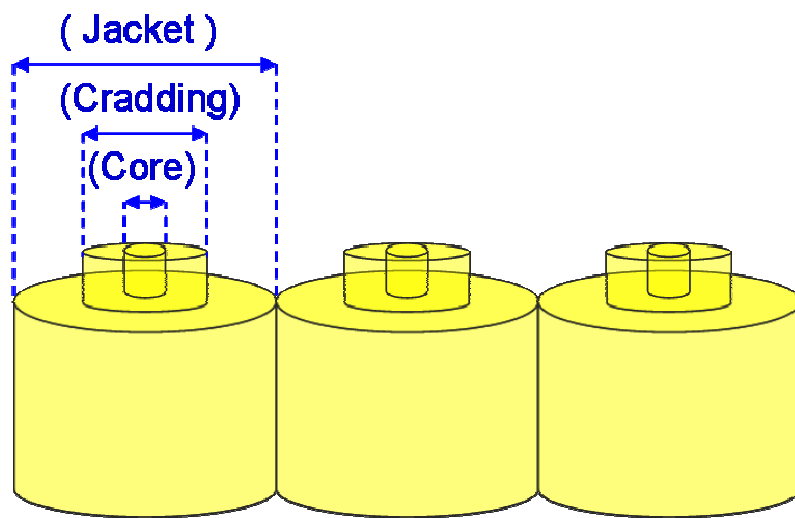


圖 4-3-3 光纖黏合示意圖

所以利用 3 條 FC 對 FC 的單模塑膠光纖，我們可以製做兩組光纖組合（三條光纖合成）來導光。而會選擇使用此單模光纖的原因為價格便宜，且容易購買。最後再利用 CCD 接到電腦，來看我們光纖對準的結果。配合 CCD 以及量測到的光電阻，我們就可以很準確的知道光是否打在天線的 gap 上，圖 4-3-4 為我們用 CCD 所看到的光纖導光進天線三個 gap 的結果：



圖 4-3-4 CCD 下的光纖導光進天線陣列圖

由於 pump beam 的光程一定會和原來不同，經由我們的計算發現，光程變長了，所以我們要考慮 probe beam 端也要加長，其計算如下：

以 55 公分的光纖而言，光路走了 $55 \times 1.48 = 81.4$ 公分 (以光纖折射率 $n=1.48$)

$81.4 + 45.72(18'') = 127.12 \text{ cm}$ ← 其中 18'' 為 PBS 到各光纖耦合器的距離（三段距離相等）

所以上面計算出 pump beam 在用了光纖導光之後，所走的光程。

原本從 PBS 到天線的距離為 66.04 (26'') 公分

$127.12 - 66.04 = 61.08 \text{ 公分}$

所以在用了光纖導光之後，pump beam 的光多走了 61.08 公分，而我們為了使 probe beam 和 pump beam 走的光程一樣，則 probe beam 需多出約 61.08 公分的光程，這樣子訊號才會在 Delay 原本的位置（即本來量測單一天線時的位置）。

圖 4-3-5（實際架構圖如最後附圖 4-3-A）為我們增長 probe beam 的方法（圖 4-2-1 probe beam 端的虛線方塊處）：

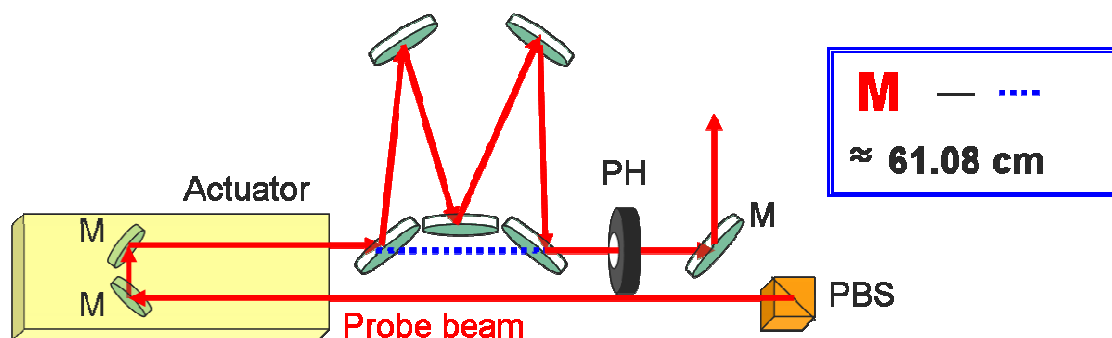


圖 4-3-5 調整 probe beam 長度圖

利用五面鏡子，在僅有的空間裡，且鏡子愈少的原則下，我們成功的

增加了 probe beam 的光程，可看出在增長了 probe beam 之後，probe beam 多了約 61.08 公分，此距離和 pump beam 所多出來的一樣，所以最後訊號的位置也和我們本來量測單一天線時差不多。

在量測單一天線時，為了確定光點是否準確的打在 THz 發射端和偵測端天線的 gap 上，我們用了一個方法來檢查，如圖 4-3-6 所示：

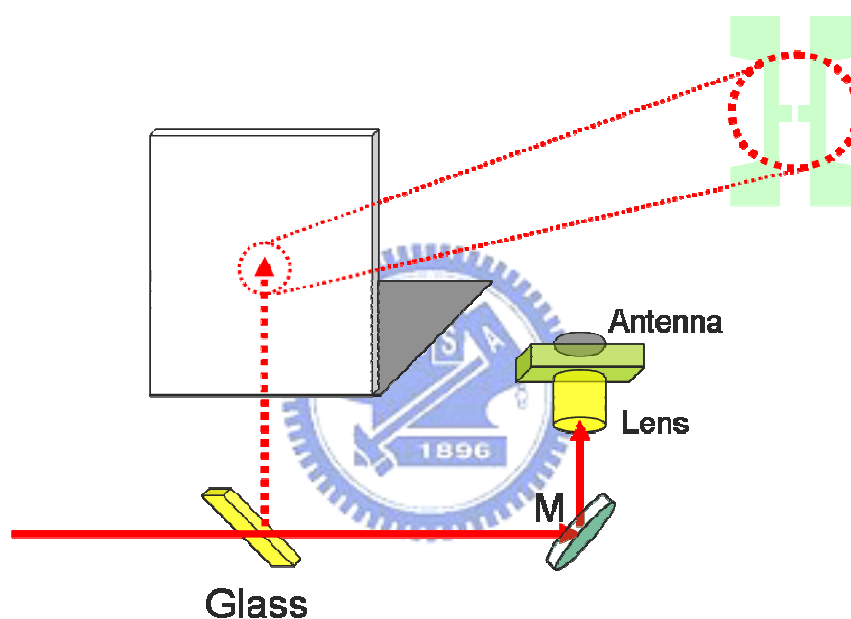


圖 4-3-6 蓋玻片檢查對光示意圖

由於經由透鏡聚焦在透鏡上，所以我們在原光路上放一面蓋玻片，就可以得到由天線反射回來的平行光之成像，再由我們看到的成像去對天線做調整的動作，以確保透鏡是聚焦在天線的 gap 上。這個方法可以用在發射端也可以用在偵測端，雖然量測天線陣列時，無法用此方

法得知光纖是否對準天線的 gap，但在偵測端我們同樣可以利用這個方法做檢查。在每次做實驗之前利用這個方法檢查光是否打在 gap 上是必要的。



第五章 實驗結果與分析

5-1 天線陣列電性量測

對於元件的電性量測，我們主要分為暗電流和光電流的電性量測兩方面。


5-1-1 暗電流

當我們的天線在未照光時，將呈現不導通的狀態，則在天線上施予一個偏壓時，理論上將不會有電流產生，但實際上觀察時仍有少許的電流出現，此種電流和照光與否並無關係，我們稱為暗電流。

一般而言在金半接面位障的電流傳導機制主要是漂移或擴散，熱活化或熱離化，以及穿遂效應等幾種模式，其貢獻分別與本質位障高 $q\phi_B$ ，內建電位 V_{bi} ，以及外加偏壓有關。為了避免在介面上發生整流效應以及串聯電阻，我們通常對半導體施以高摻配製程，以達到較高的內建電位和縮小空乏區寬度的效果，如此一來，不論在順向偏壓或逆向偏壓下，載子將可以輕易的穿透接面位障，我們稱之為歐姆接觸（ohmic contact）製程。但是對於低溫磊晶砷化鎵與砷離子佈值砷化鎵而言，即使是高達 10^{18}cm^{-3} 以上的砷摻配製程都無法達到良好的

歐姆接觸效果，Fermi level 仍然被 pinning 在 mid gap 附近的雜質階上。而我們發現在砷離子佈值砷化鎵材料的研究報導也有相同的現象。若因欲得到歐姆接觸以提高響應線性度而強加摻配更高濃度施體雜質，恐怕將引進更大的暗電流而導致適得其反的效果。此外，由於天線的等效電路模型是兩個背接（back to back）的二極體，其整體電流電壓特性受整流效應的影響較小，因此我們使用蕭特基接觸（Schottky contact）式金屬接觸製作電極。

因為暗電流屬於雜訊，所以我們希望愈小愈好。對於電子與電洞的總電流密度可以以下式表示之：


$$J_n + J_p = q(n\mu_n + p\mu_p)E$$

其中 J_n 為電子的電流密度

J_p 為電洞的電流密度

μ_n 為電子的移動率

μ_p 為電洞的移動率

n 為電子濃度

p 為電洞濃度

E 為電場

q 為電荷量

在未照光時，

$$n = n_o + \Delta n \approx n_o$$

$$p = p_o + \Delta p \approx p_o$$

n_o 為平衡時的電子濃度

p_o 為平衡時的電洞濃度

暗電流的量測如圖 5-1-1-1:

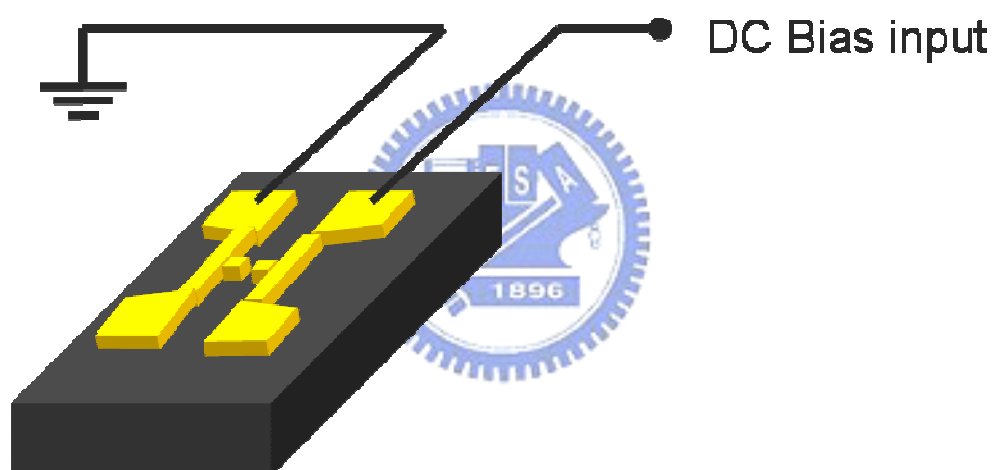


圖 5-1-1-1 暗電流量測示意圖

圖 5-1-1-2、5-1-1-3、5-1-1-4、5-1-1-5 是我們所量出來的暗電流：

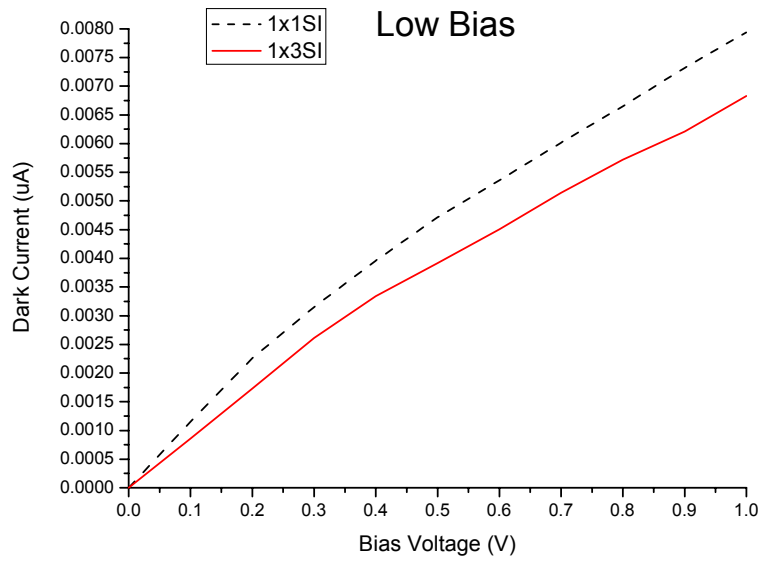


圖 5-1-1-2 暗電流量測結果 1 (低偏壓下)

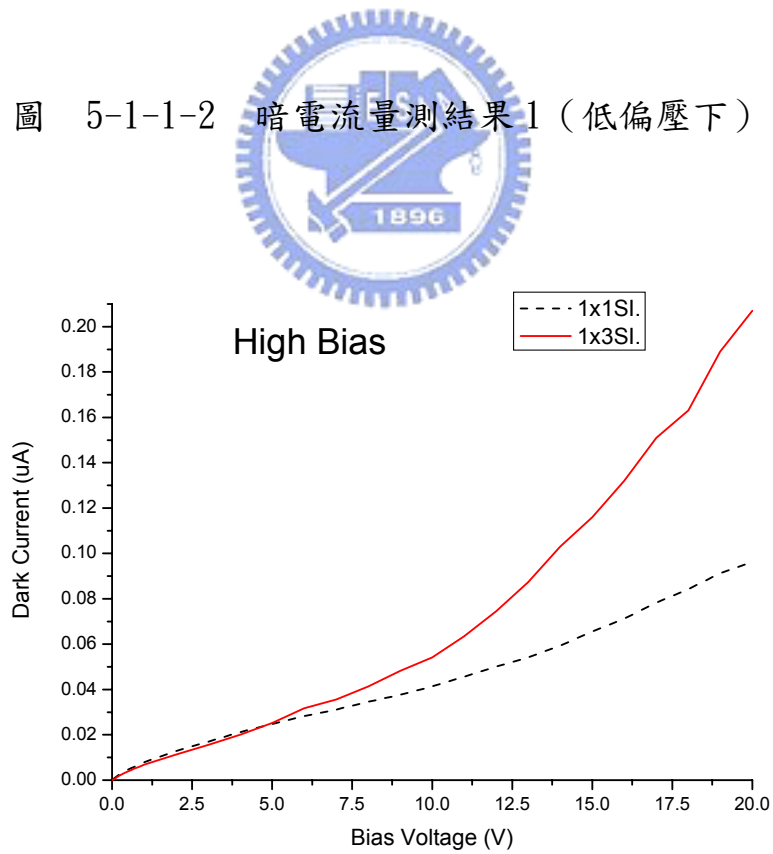


圖 5-1-1-3 暗電流量測結果 1 (高偏壓下)

圖 5-1-1-2、5-1-1-3 分別為以 SI GaAs 為材料的 1x1 單一天線和 1x3 的天線陣列，加壓在低偏壓（0~1V）和高偏壓（0~20V）的曲線圖。

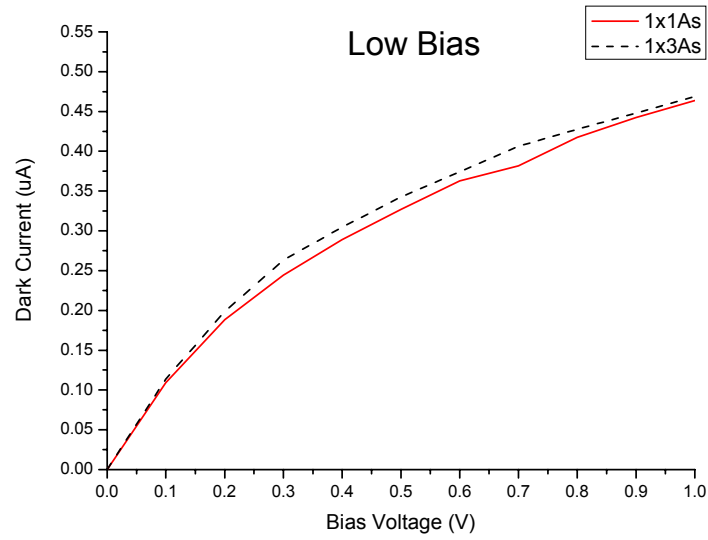


圖 5-1-1-4 暗電流量測結果 2（低偏壓下）

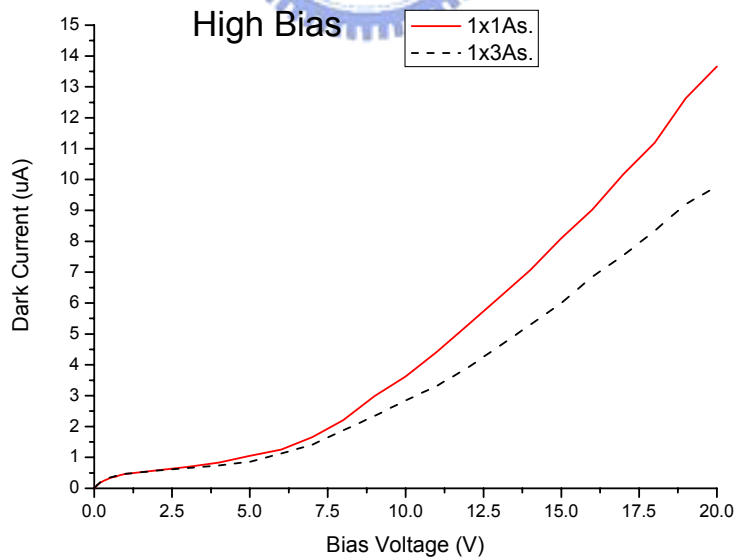


圖 5-1-1-5 暗電流量測結果 2（高偏壓下）

圖 5-1-1-4、5-1-1-5 分別為以 GaAs : As⁺ 為材料的 1x1 單一天線和 1x3 的天線陣列，加壓在低偏壓 (0~1V) 和高偏壓 (0~20V) 的曲線圖。

由圖 5-1-1-2、5-1-1-3、5-1-1-4、5-1-1-5 可以看出，以半絕緣性砷化鎵為基板所製做的天線，其暗電流比我們的砷離子佈值的還小，也就是說在不照光時，半絕緣性砷化鎵的電阻比較大。

5-1-2 光電流

當天線照光之後，將會呈現暫時導通狀態，使電阻變小，則在天線上施予一個偏壓時，將會有電流產生，稱之為光電流。而光電流的大小將與偏壓及照光強度有關。我們以下式來表示：

$$I = \frac{V_{bias}}{R_o + R(t)} = \frac{V_{gap}}{R(t)} \approx \frac{V_{bias}}{R(t)}$$

R_o 為與時間無關之電阻值，可分成兩部份，一為接觸電阻 (contact resistance)，另一為負載電阻 (load resistance)。 $R(t)$ 則為照光之後隨時間變化之阻值。今假設入射一道光到砷化鎵半導體中，光子之能量因為被吸收而產生電子電洞對，則光導係數 σ 可以寫

成

$$\sigma = q(\mu_n + \mu_p)\Delta n$$

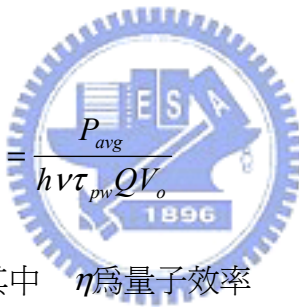
其中 q 為電子電量

Δn 為載子密度

μ_n 為電子的移動率

μ_p 為電洞的移動率

假設入射光脈衝平均功率為 P_{avg} ，光子能量為 $h\nu$ ，則單位體積內的載子產生率 G 為


$$G = \frac{P_{avg}}{h\nu\tau_{pw}QV_o}$$

其中 η 為量子效率

τ_{pw} 為雷射脈衝寬度

Q 為脈衝重複率

V_o 為活性區總體積

當處於穩定態 (steady state) 時，載子產生率 G 為

$$G = \frac{\Delta n}{\tau_p}$$

$$\therefore \sigma = q(\mu_n + \mu_p)\Delta n = q(\mu_n + \mu_p)G\tau_p$$

故可以得到光電阻 R_p 為

$$R_p = \frac{L}{\sigma A} = \frac{h\nu Q L^2}{q\eta(\mu_n + \mu_p)P_{avg}}$$

其中 A 為活性區導通截面積

L 為活性區導通長度

所以由以上的式子我們就可以得出光電流為

$$I = \frac{V_{bias}}{R_p} = \frac{V_{bias} q\eta(\mu_n + \mu_p)P_{avg}}{h\nu Q L^2}$$

光電流的量測如圖 5-1-2-1:

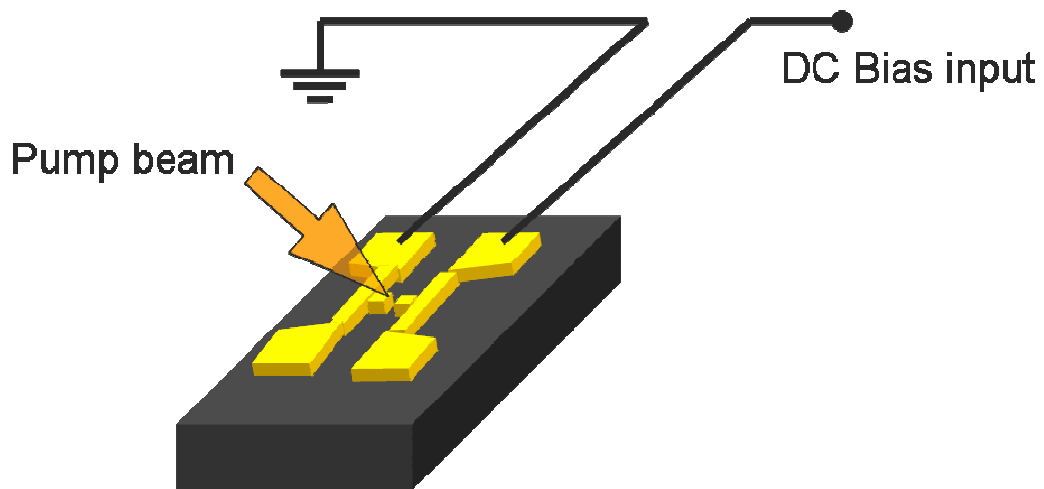


圖 5-1-2-1 光電流量測示意圖

圖 5-1-2-2、5-1-2-3、5-1-2-4 為我們所量測的光電流：

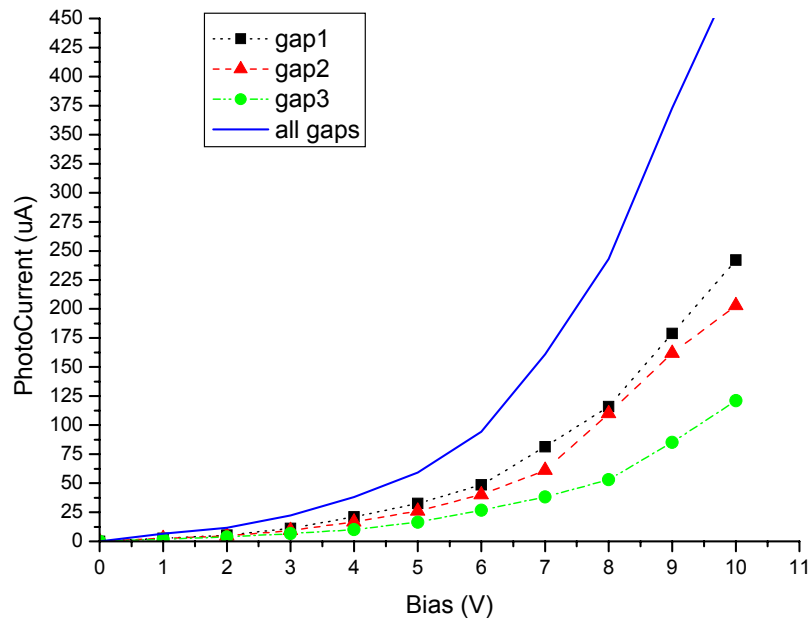


圖 5-1-2-2 光電流量測結果 1 (SI-GaAs)

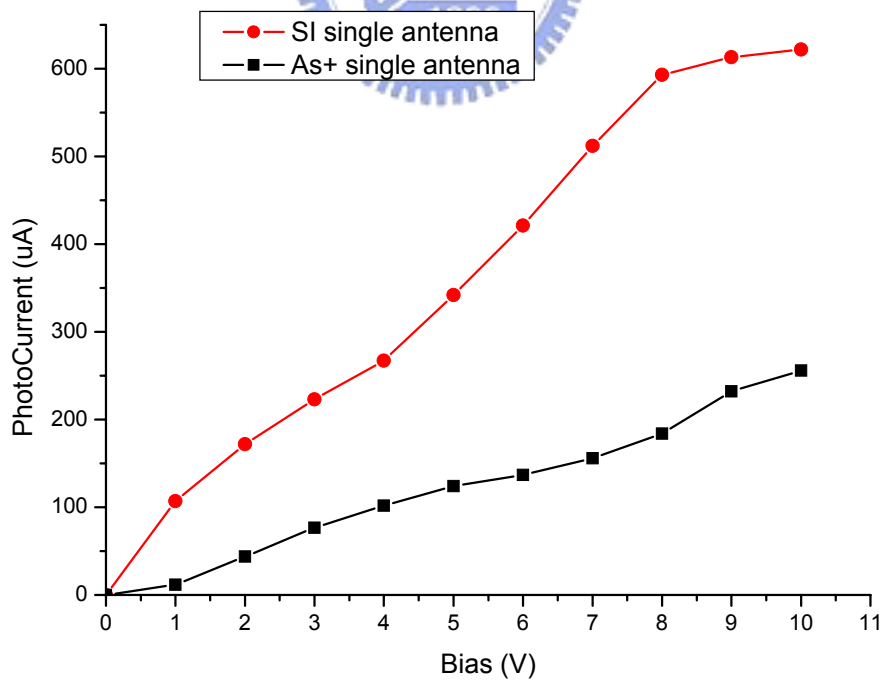


圖 5-1-2-3 光電流量測結果 2 (SI-GaAs 和 GaAs:As⁺)

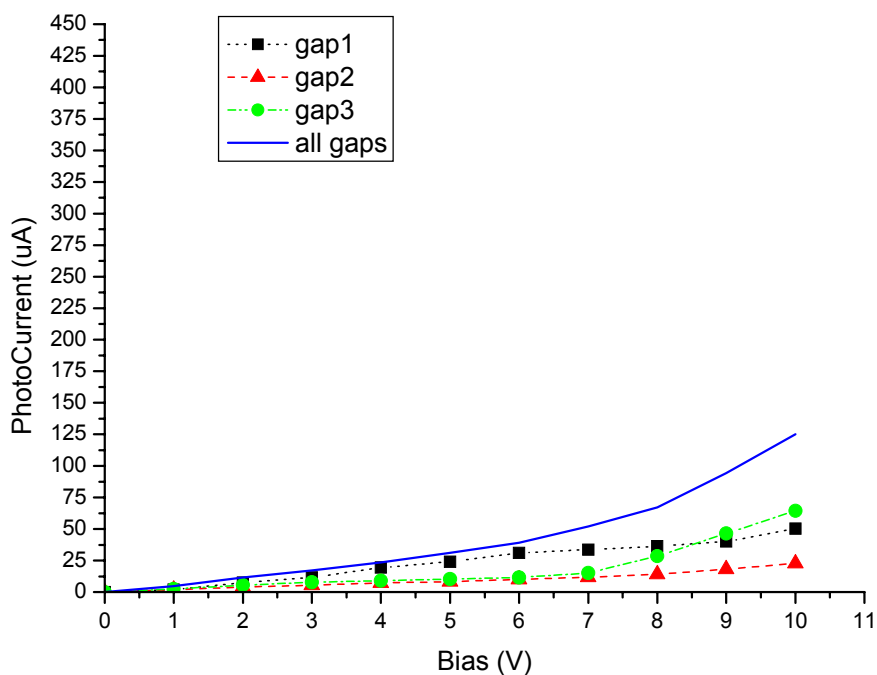


圖 5-1-2-4 光電流量測結果 3 (GaAs:As⁺)

其中圖 5-1-2-2 為半絕緣性砷化鎵天線陣列，圖 5-1-2-4 為砷離子佈植砷化鎵天線陣列，圖 5-1-2-3 為半絕緣性砷化鎵單一天線和砷離子佈植砷化鎵單一天線。由圖 5-1-2-2、圖 5-1-2-4 可以看出相同電壓下半絕緣性砷化鎵天線陣列的光電流大於砷離子佈植天線陣列的光電流，表示半絕緣性砷化鎵天線陣列的光電阻比砷離子佈植天線陣列的光電阻還小，此結果也可以由圖 5-1-2-3 看出。另外我們可以看出當各單一 gap 的光電流小於光同時照射在三個 gap 上的光電流，此結果同時在半絕緣性砷化鎵天線陣列和砷離子佈植天線陣列顯現出來。

5-2 光纖耦合效率

光纖導光時，Pump beam 強度為 130 毫瓦，由兩片分光鏡（R30：T70 及 R50：T50）分為三道光，我們的光纖耦合效率如下表：

	入射光強度 (mW)	光纖輸出 (mW)	耦合效率 (%)
光纖耦合 1	32	3.1	9.69
光纖耦合 2	45	7.3	16.22
光纖耦合 3	50	9.3	18.6

表 5-2-1 光纖耦合效率



由於我們使用的為 1300 nm、1550 nm 波段的單模光纖，所以一部份是光纖方面的損耗，另一部份則是光纖耦合器方面的損耗，以耦合效率而言雖然比較低，但還是可以提供足夠的功率，來做元件上的量測。

5-3 實驗結果

一開始我們測試了不用光纖導光，用透鏡分別聚焦在天線陣列

(1×3) 的 gap 上的結果，如圖 5-3-1 所示：

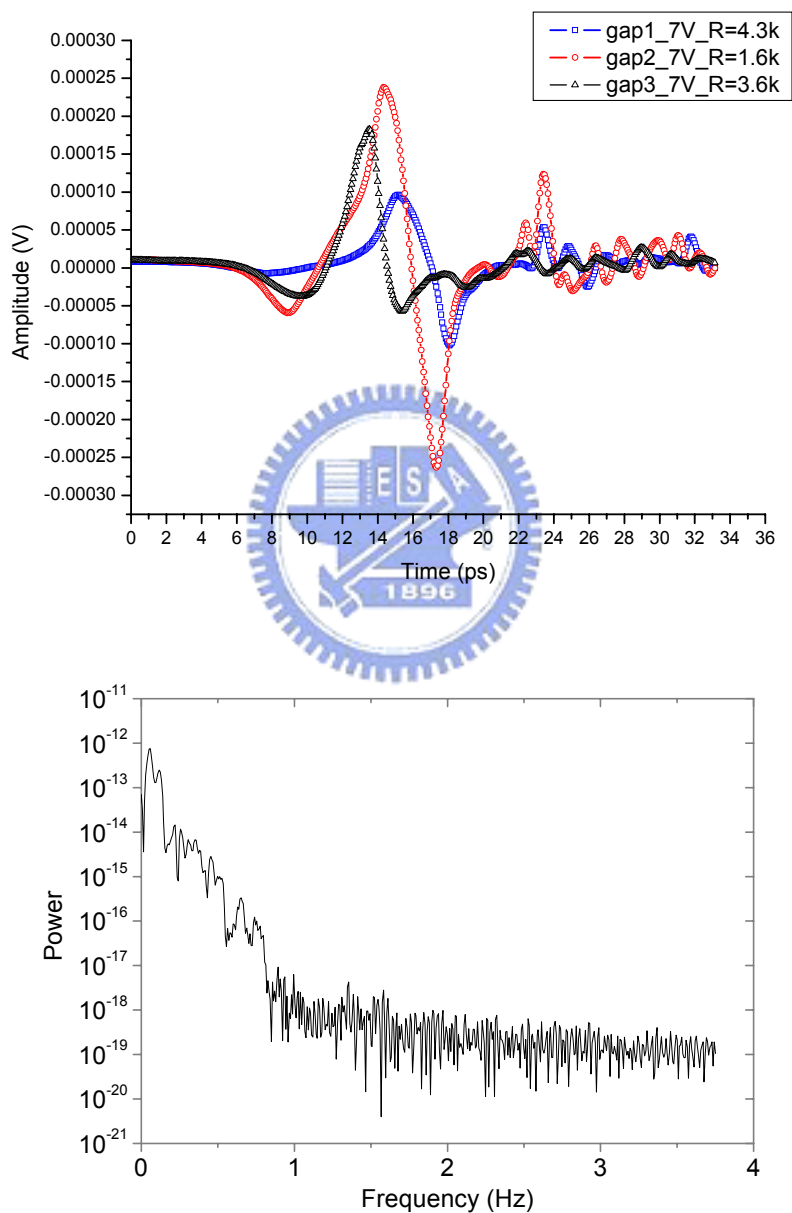
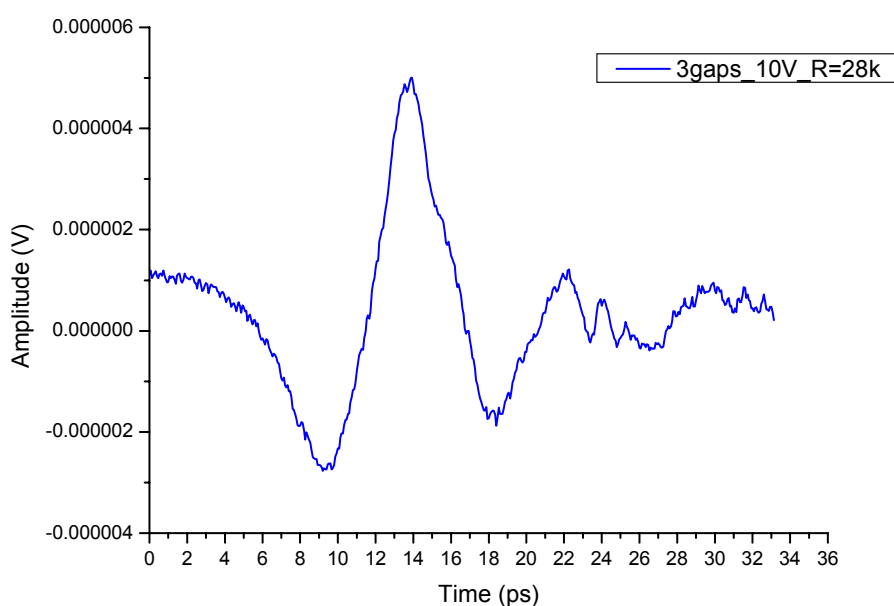


圖 5-3-1 天線陣列各別 gap 初步量測圖 (使用透鏡)

(A) 時域圖 (B) 頻域圖

在光強度不變的情況下，可看出三個 gap 的 THz 波形在時間上的延遲有些許不同，此現象是因為 Si lens 所造成的延遲。在量測完各單一 gap 的結果之後，我們關心的便是三個 gap 同時打的情況，所以為了使光點能同時完全打在三個 gap 上，我們將透鏡拆除，此乃因為有透鏡時，光點會被會聚於一點，而無法使光點同時照射在三個 gap 上，雖然把透鏡往後移動，讓光點散焦，可以達到照射三個 gap 的目的，但散焦之後，一部份光點強度太弱，光電流會太低，另一部份則是，我們無法得知光點是否準確的照射到三個 gap 上（無法利用第四章所提到的對光法），所以我們選擇了拆除透鏡，這樣光點強度將不會太弱，且光點也會照射到三個 gap 上，圖 5-3-2 為我們所量測到的結果：



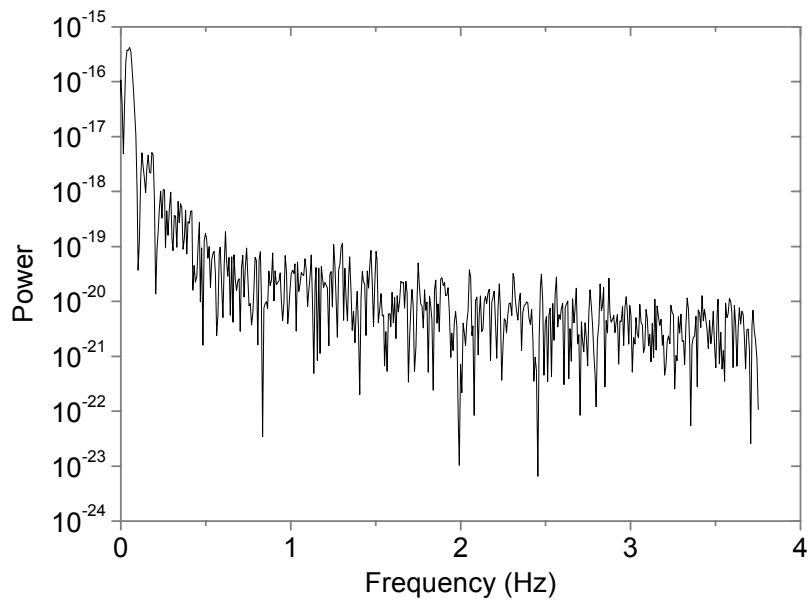


圖 5-3-2 天線陣列初步量測圖（拆除透鏡）

(A) 時域圖 (B) 頻域圖



由圖 5-3-2 可以知道由於光的強度太弱，以致於我們量測到的 THz 輻射強度太弱。為了解決各 gap 間因為 Si lens 所造成量測到 THz 訊號的延遲，以及光強度的問題，所以我們利用了光纖導光，在前一章介紹的系統中，由於在光纖耦合器上我們多架設了 1D Stage，所以我們可以去調整各 gap 間光程，讓三個 gap 的主訊號皆在同一時間延遲上，雖然光纖的耦合效率沒有很高，但耦合出來的光強度已經足夠我們做天線陣列的量測。

圖 5-3-3 為我們將各別的 gap 量到的訊號去做歸一化，可以看到三個 gap 的時間延遲有些微的差異，這個原因是因為 Si lens 所造成的，由於三個 gap 並不同時在 Si lens 的球心，且 Si lens 的折射率約為 3.6，所以就會造成時間延遲上的不同。

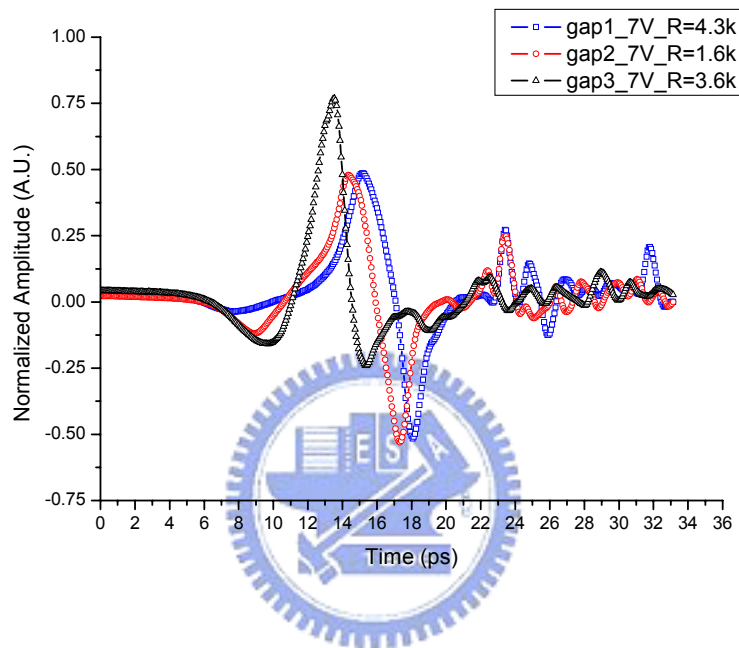


圖 5-3-3 天線陣列各別 gap 初步量測圖（經過歸一化之後）

圖 5-3-4 為我們把各別 gap 量測到的結果用 origin 去做訊號相加，以理論而言出來的結果就相當於三個訊號的干涉，然後我們和同時照射到三個 gap 的訊號去做比較，同樣的我們也去做訊號的歸一化，以比較波形。

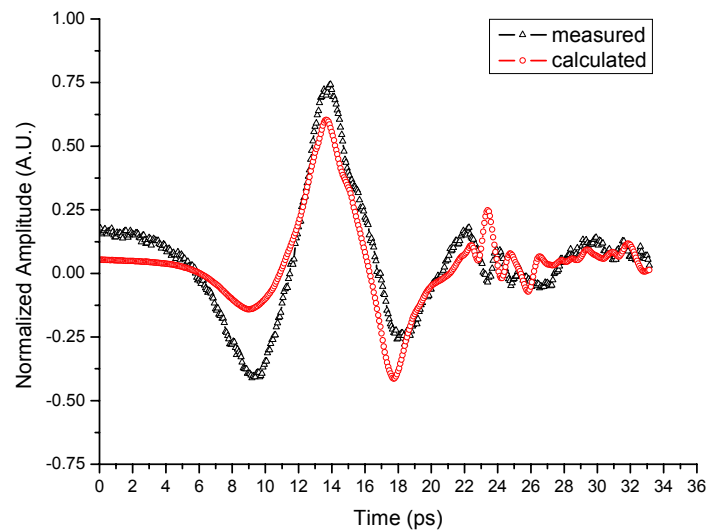


圖 5-3-4 天線陣列初步量測比較圖（經過歸一化之後）

從我們的比較可以發現，訊號波形有一定程度上的相似，所以在初步的量測裡，我們可以先確定了以我們天線陣列結構所量測出來的結果，在初步量測裡我們用的為半絕緣性砷化鎵天線陣列。

首先，我們做 $N=2$ 的實驗，也就是只打到其中兩個 gap，不同於前的是，我們用光纖來導光，量測結果如圖 5-3-5、圖 5-3-6 所示，其中圖 5-3-5 為我們分別量測二個 gaps 的結果，圖 5-3-6 則為同時打在兩個 gap 時量測到的訊號，和利用 Origin 對圖 5-3-5 的兩個訊號做相加的訊號：

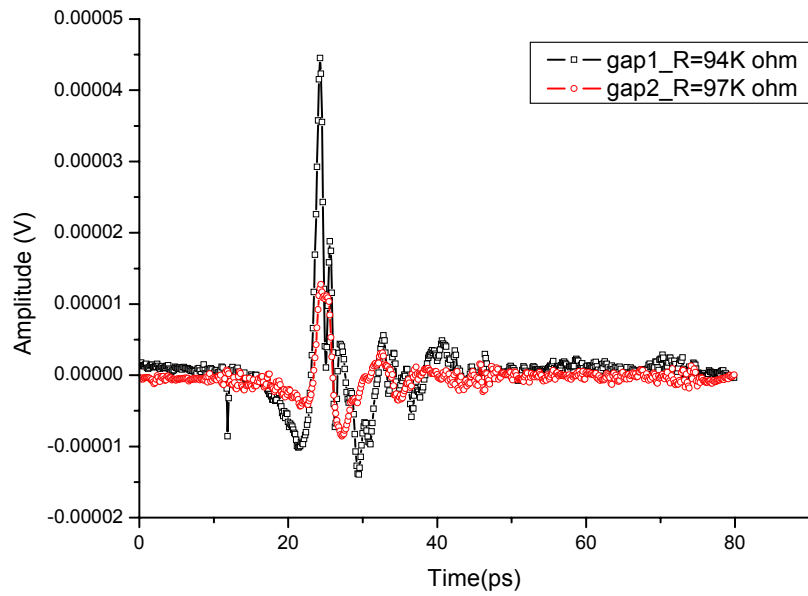


圖 5-3-5 天線陣列各別 gap 量測圖 (N=2) (SI-GaAs)

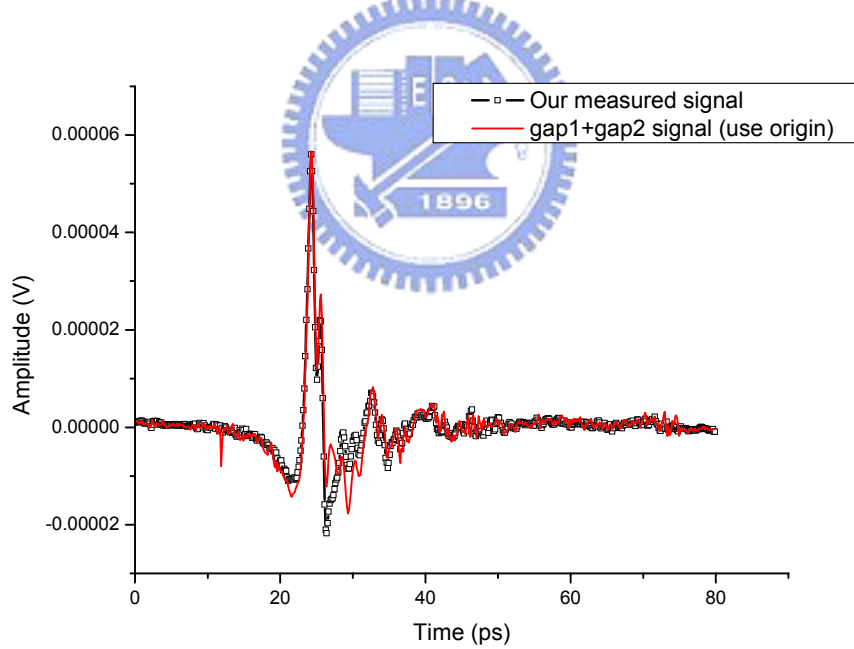


圖 5-3-6 天線陣列量測圖 (N=2) (SI-GaAs)

由圖 5-3-6 可看出我們量測到的結果和我們用程式相加的結果幾乎相同，由此也可再次證明我們的天線陣列因為各單一 gap 間的干涉而有加強訊號的效果，所以可以初步肯定了我們的天線陣列是成功的。

同樣的在 $N=2$ 的實驗裡我們用的為半絕緣性砷化鎵天線陣列。

接著我們做 $N=3$ 的實驗，也就是打在三個 gap 上的量測，結果

如圖 5-3-7、圖 5-3-8、圖 5-3-9、圖 5-3-10：

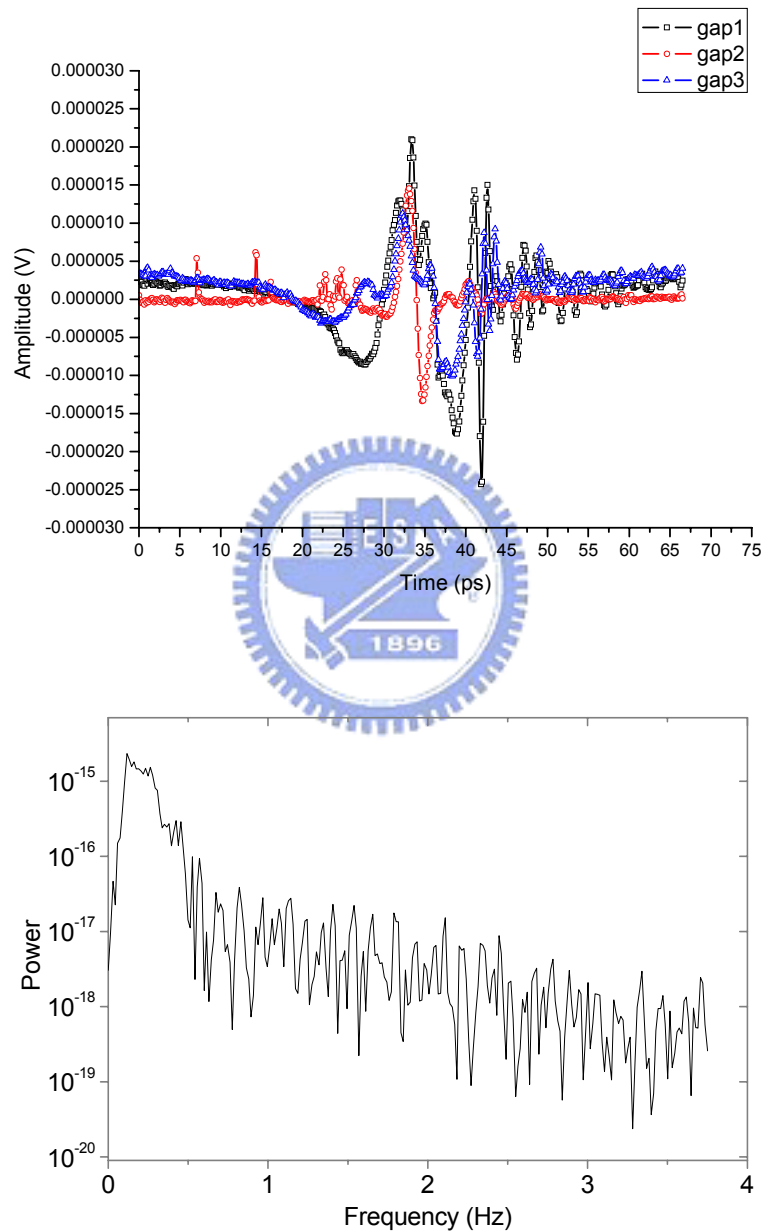


圖 5-3-7 天線陣列各別 gap 量測圖 1 ($N=3$) (SI-GaAs)

(A) 時域圖 (B) 頻域圖

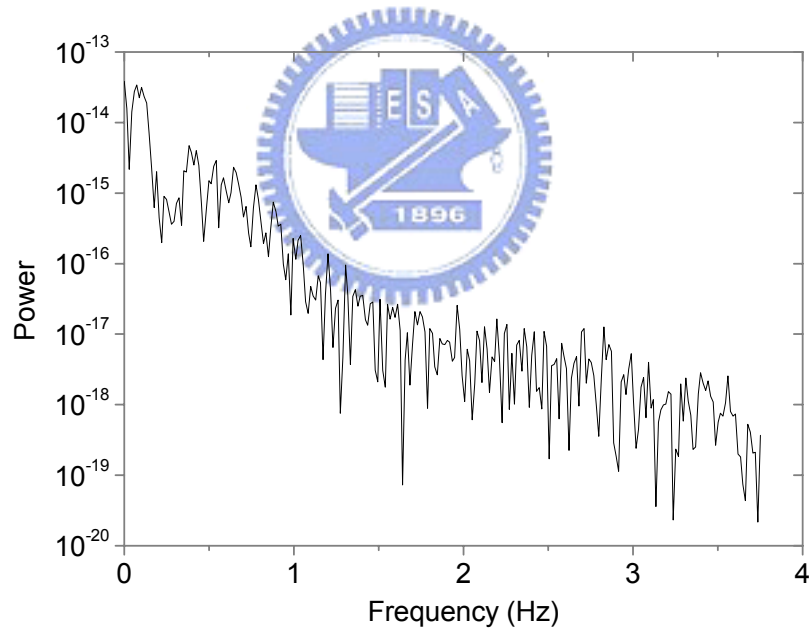
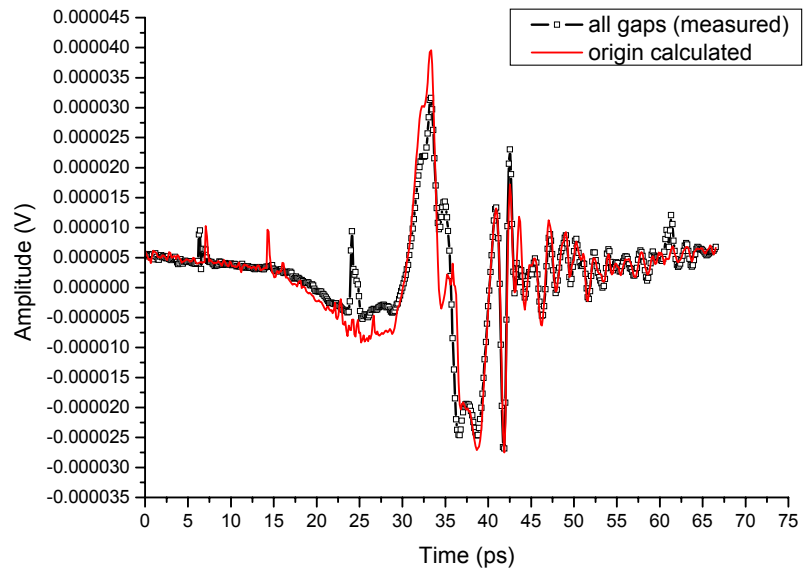


圖 5-3-8 天線陣列量測圖 1 (N=3) (SI-GaAs)

(A) 時域圖 (B) 頻域圖

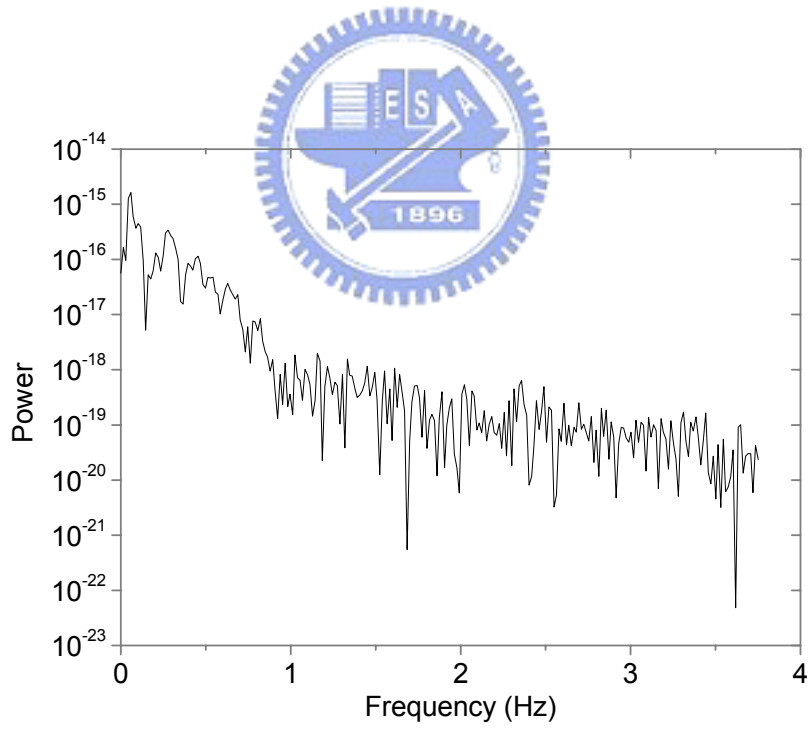
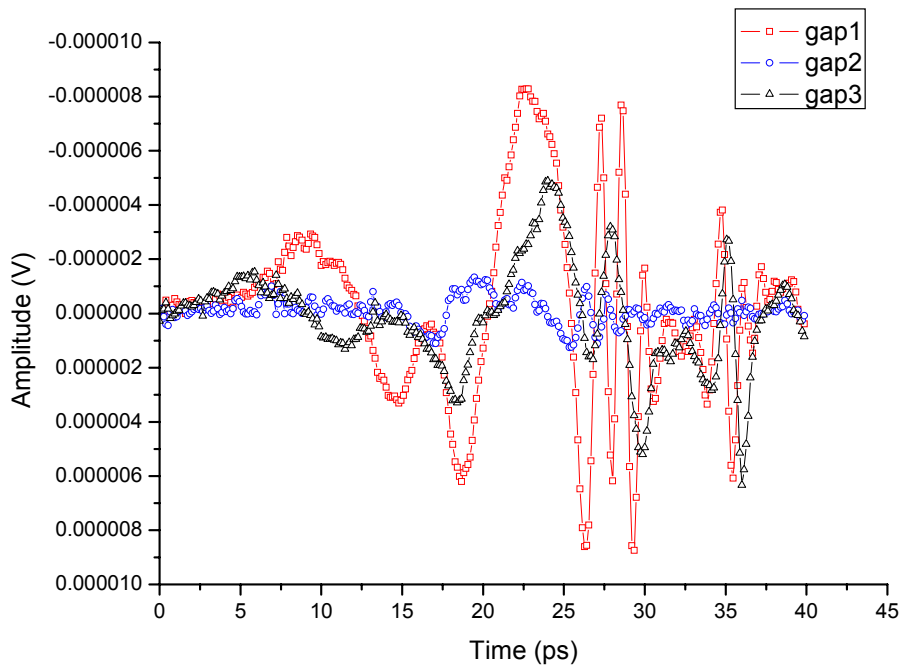


圖 5-3-9 天線陣列各別 gap 量測圖 2 (N=3) (GaAs:As⁺)

(A) 時域圖 (B) 頻域圖

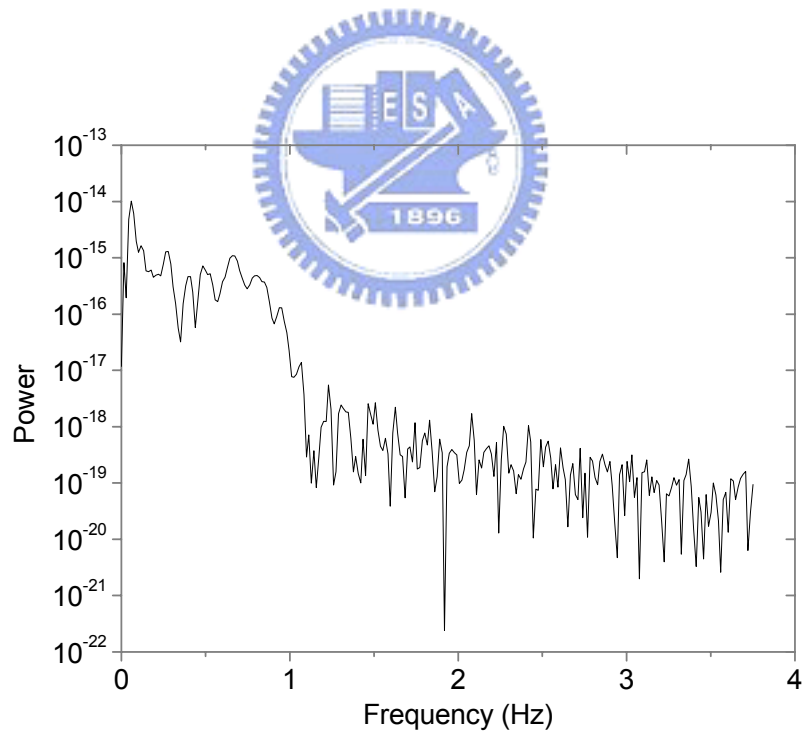
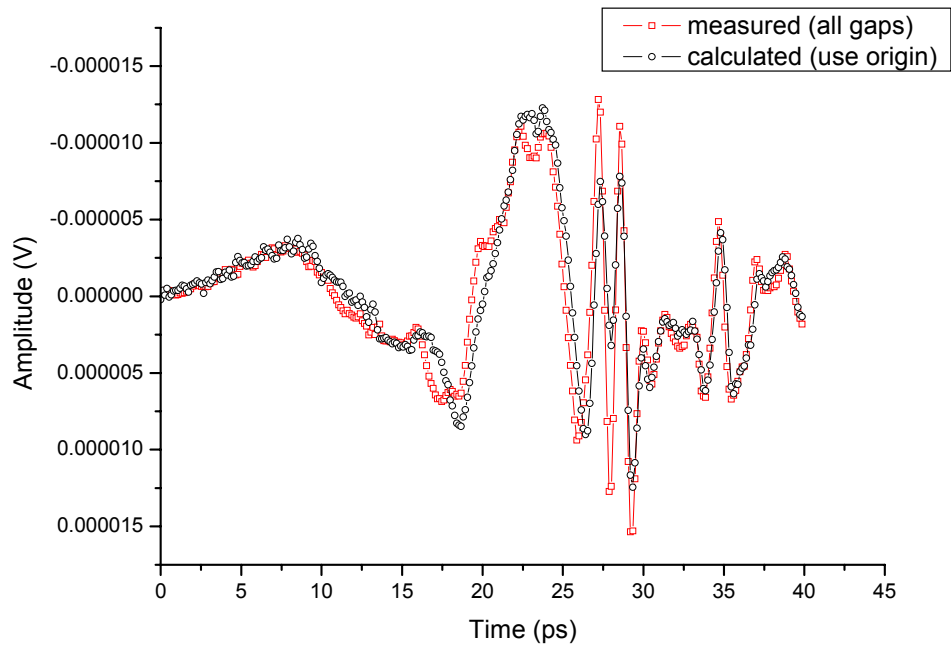


圖 5-3-10 天線陣列量測圖 2 (N=3) (GaAs:As⁺)

(A) 時域圖 (B) 頻域圖

其中圖 5-3-7、5-3-8 為半絕緣性砷化鎵天線陣列的量測結果，圖 5-3-9、5-3-10 為砷離子佈植砷化鎵天線陣列的量測結果，由圖 5-3-7 我們可以看出各 gap 的波形，其中有兩個 gap 有明顯的反射訊號，所以使得波形失真，此乃因為光由光纖導光，且沒有緊貼光纖，所造成的反射訊號，當光纖有些微的沒對準 gap 時，光打在天線結構上的話，就會有反射訊號，也因此其中一個對準的 gap，其訊號就沒有反射的現象，所以波形也就不像另外的 gap 一樣失真。由圖 5-3-8 可以看出我們天線陣列的結果和我們用 origin 所計算出來三個 gap 干涉的結果是相同的。這樣也說明了，縱使我們的訊號受到反射訊號的干擾，但天線陣列的效果還是一樣存在的。同樣的由圖 5-3-9 我們可以看出砷離子佈植天線陣列各 gap 的波形，其中有一個 gap 因為對的不精準的關係，使得訊號的強度比其它兩個 gap 小了許多。由圖 5-3-10 也可看出我們天線陣列的結果和我們用 origin 所計算出來三個 gap 干涉的結果是相同的。所以，從實驗結果來看，我們半絕緣性砷化鎵天線陣列和砷離子佈植天線陣列是成功的。

5-4 單一天線和天線陣列的比較

圖 5-4-1、圖 5-4-2 為單一天線和天線陣列的比較：

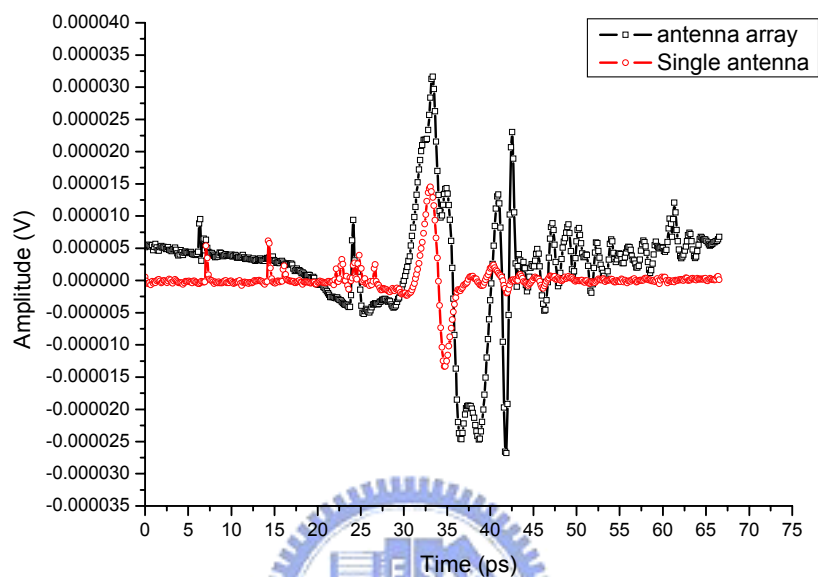


圖 5-4-1 單一天線與天線陣列比較圖 1 (SI-GaAs)

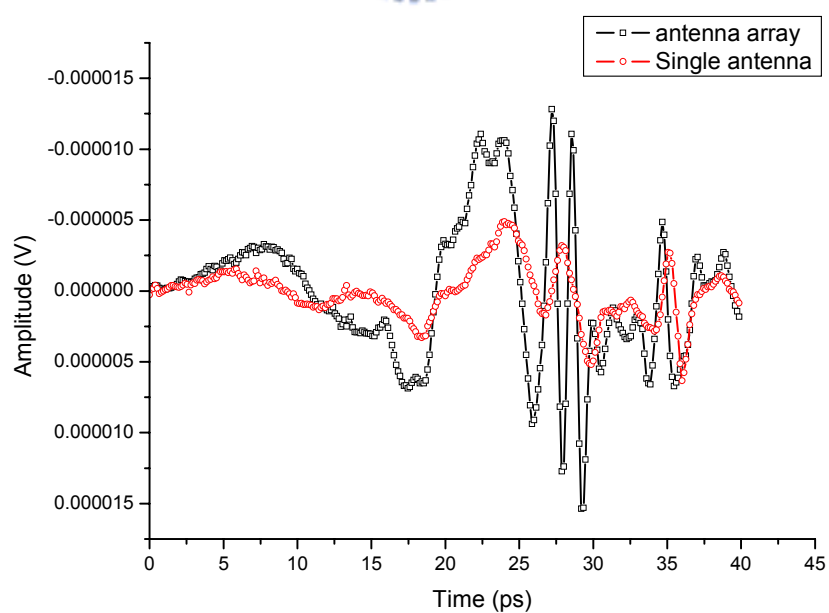


圖 5-4-2 單一天線與天線陣列比較圖 2 (GaAs:As⁺)

其中圖 5-4-1 為半絕緣性砷化鎵天線陣列的量測結果，圖 5-4-2 為砷離子佈植砷化鎵天線陣列的量測結果。由圖 5-4-1、圖 5-4-2 可以看出，以我們天線陣列的訊號和單一天線的訊號而言，在同為使用光纖導光的情況之下，訊號有明顯的加強效果。實際去計算，以半絕緣性砷化鎵天線陣列而言，我們的訊號約加強 $\frac{3.16 \times 10^{-5}}{1.45 \times 10^{-5}} \approx 2.18$ ；以砷離子佈植砷化鎵天線陣列而言，我們的訊號約加強 $\frac{-1.061 \times 10^{-5}}{-4.89 \times 10^{-6}} \approx 2.17$ 。此結果雖然沒有像理論計算的 3 倍一樣，但考慮光纖無法很準確的對準到每個 gap 的中心，所以各 gap 的強度會下降，而無法達到最佳化，但雖然如此，我們使用天線陣列還是有加強訊號的效果。



第六章 總結與未來展望

在製程的結果方面，利用控制曝光、顯影、定影時間，我們成功的製做出天線陣列的圖形，且利用棉花棒的方法，我們也很成功的讓 lift off 的成功率增加。在天線量測方面，由初步量測（未用光纖）和 $N=2$ 及 $N=3$ （使用光纖）的量測結果，我們可以看出，單一 gap 分別照射的情況之下，和全部 gap 一起照射的情況下，很明顯的，因為天線陣列的架構，使用單一天線輻射出來的 THz 強度互相干涉，用 origin 去對每個個別的單一天線之 THz 訊號相加，和我們實驗的結果非常相近，由此可看出實驗的結果和我們理論是吻合的。此外，我們也比較了天線陣列的結果和單一天線的結果，由於天線陣列上個別 gap 互相干涉的結果，所以我們得到天線陣列的訊號強度比單一天線的訊號強度明顯的要來得高(約 2.18 倍)，因此也證明了天線陣列有加強訊號的效果。

在未來工作裡，我想我們會在光纖導光的部份，考慮用加工的固定座去固定光纖，以增加我們光纖的穩定度。或者使用 800nm 的單模光纖來導光，以增加光纖耦合效率，也可以考慮嘗試 800nm 的多模光纖，和單模光纖的耦合效率做比較。另外，可以考慮使用更高倍率的 CCD，讓我們能更準確的將光纖對準在天線 gap 上。在天線結構方面，

可以考慮做 3×3 的天線陣列或者更多維數的天線陣列，以增加加強 THz 輻射的效果，另外，在材料方面，我們也可以選擇其它不同的材料來做比較，像：質子轟擊式 (proton-bombardment) 砷化鎵、低溫分子束磊晶 (low temperature molecular-beam-epitaxy) 砷化鎵等。利用不同的材料和結構，我想我們的結果將會更加顯著。將來也可以藉由改變各 gap 的光程，來做通訊方面的應用。



References

- [1] Nan M Froberg, Bin Bin Hu, X.C. Zhang, and David H.Auston, Fellow, "Terahertz Radiation from a Photoconducting Antenna Array," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **28**, pp. 2291-2301, Oct. 1992.
- [2] S. Mickan, D. Abbott, J. Munch, X. C. Zhang, T. van Doorn, "Analysis of system trade-offs for terahertz imaging," *Microelectronics Journal*, vol. **31**, pp. 503-514, 2000.
- [3] Hitoki Yoneda, Kazutatsu Tokuyama, Ken-ichi Ueda, Hironori Yamamoto, and Kazuhiro Baba, "High-power terahertz radiation emitter with a diamond photoconductive switch array," *APPL. OPTICS*, vol. **40**, pp. 6733-6736, Dec. 2001.
- [4] Tze-An Liu, Masahiko Tani, Makoto Nakajima, Masanori Hangyo, and Ci-Ling Pan, "Ultrabroadband and terahertz field detection by photoconductive antennas based on multi-energy arsenic-ion-implanted GaAs and semi-insulating GaAs," *APPL. Phys. Lett.*, vol. **83**, pp. 1322-1324, Aug. 18, 2003.
- [5] Tze-An Liu, Masahiko Tani, Ci-Ling Pan, "THz radiation emission properties of multienergy arsenic-ion-implanted GaAs and semi-insulating GaAs based photoconductive antennas," *J. APPL. Phys.*, vol. **93**, pp. 2996-3001, Mar. 1, 2003.
- [6] Masahiko Tani, Michael Herrmann, and Kiyomi Sakai, "Generation and detection of terahertz pulsed radiation with photoconductive antennas and its application to imaging," *MEAS. SCI. TECHNOL.*, vol. **13**, pp. 1739-1745, Oct. 3, 2002.

- [7] Masahiko Tani, Shuji matsuura, Kiyomi Sakai, and Shin-ichi Nakashima, "Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown GaAs and semi-insulating GaAs," *APPL. OPTICS*, vol. **36**, pp. 7853-7859, Oct. 20, 1997.
- [8] Zhisheng Piao, Masahiko Tani, and Kiyomi Sakai, "Carrier Dynamics and Terahertz Radiation in Photoconductive Antennas," *J. J. Appl. Phys.*, vol. **39**, pp. 96-100, Jan. 2000.
- [9] J.Zhang, Y.Hong, S. L. braunstein, and K. A. Shore, "Terahertz pulse generation and detection with LT-GaAs photoconductive antenna," *IEE Proc. Optoelectron.*, vol. **151**, pp. 98-101, Apr. 2004.
- [10] Martin van Exter, Ch. Fattinger, and D. Grischkowsky, "Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor," *OPTICS Lett.*, vol. **14**, pp. 1128-1130, Oct. 15, 1989.
- [11] D. Dragoman, M. Dragoman, "Terahertz fields and applications," *Progress in Quantum Electronics*, vol. **28**, pp. 1-66, 2004.
- [12] G. R. Lin, and C. L. Pan, "Ultrafast response of multi-energy proton-bombarded GaAs photoconductors," *Optics and Quantum Electronics*, vol. **32**, pp.553-571, 2000.
- [13] Dongfeng Liu, Jiayin Qin, "Carrier dynamics of terahertz emission from low-temperature-grown GaAs," *APPL. OPTICS*, vol. **42**, pp. 3678-3683, June 20, 2003.
- [14] Matthew C. Beard, Gordon M. Turner, and Charles A. Schmuttenmaer, "Terahertz Spectroscopy," *J. Phys. Chem. B*, vol. **106**, pp. 7146-7159, June. 2002.

- [15] P.K. Benicewicz, J. P. Roberts, and A. J. Taylor, "Scaling of terahertz radiation from large-aperture biased photoconductors," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **11**, pp. 2533-2546, Dec. 1994.
- [16] Justin T. Darrow, Xi Cheng Zhang, David H. Auston, Fellow, IEEE, and Jeffrey D. Morse, "Saturation Properties of Large-Aperture Photoconducting Antennas," *IEEE Journal of Quantum electronics*, vol. **28**, pp. 1607-1616, June. 1992.
- [17] Yoshizumi Yasuoka, Shoji Hashimoto, Yasuhiko Abe, Kenji Gamo, "Fabrication of the thin film slot antenna arrays for receiving 28 THz-CO₂ laser radiation," *Microelectronic Engineering*, vol. **61-62**, pp. 1049-1054, 2002.
- [18] Shunsuke Kono, Masahiko Tani, Ping Gu, and Kiyomi Sakai, "Detection of up to 20 THz with a low-temperature-grown GaAs photoconductive antenna gated with 15 fs light pulses," *Appl. Phys. Lett.*, vol. **77**, pp. 4104-4106, Dec. 18, 2000.
- [19] Peter R. Smith, David H. Auston, Member, IEEE, and Martin C. Nuss, "Subpicosecond Photoconducting Dipole Antennas," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **24**, pp. 255-260, Feb. 1988.
- [20] Y. C. Shen, P. C. Upadhyya, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, I. S. Gregory, C. Baker, W. R. Tribe, and M. J. Evans, "Generation and detection of ultrabroadband terahertz radiation using photoconductive emitters and receivers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. **85**, pp. 164-166, July 12, 2004.
- [21] 楊國輝, 黃宏彥, "雷射理與量測概論", 五南圖書出版公司
- [22] David K. Cheng, "Field and Wave Electromagnetics 2/e", 2nd Ed., Addison-Wesley, 1989.

- [23] Eugene Hecht, "OPTICS", 4th Ed., Addison-Wesley, pp. 449-451, 2002.
- [24] Sheng-Hung Tai, "Study of Rapid-Thermal-annealed Arsenic-ion-implanted GaAs Photoconductive Switch", *Master thesis*, IEO of NCTU Taiwan, 1998.
- [25] Yen-Chih Li, "A Study of single and multi-dose arsenic-ion-implanted GaAs Photoconductive device", *Master thesis*, IEO of NCTU Taiwan, 1999.
- [26] Jen-Chieh Tsai, "A comprehensive study of THz generation from arsenic-ion implanted GaAs photoconductive antennas", *Master thesis*, IEO of NCTU Taiwan, 2001.
- [27] Bor-Wen You, "Fabrication and Characterization of GaAs:As⁺ Dipole antennas for Detection of THz Radiation", *Master thesis*, IEO of NCTU Taiwan, 2002.
- [28] Gong-Ru Lin, "Arsenic-implanted GaAs – A New Class Material for Ultrafast Optoelectronic Applications", *Doctor thesis*, IEO of NCTU Taiwan, 1996.

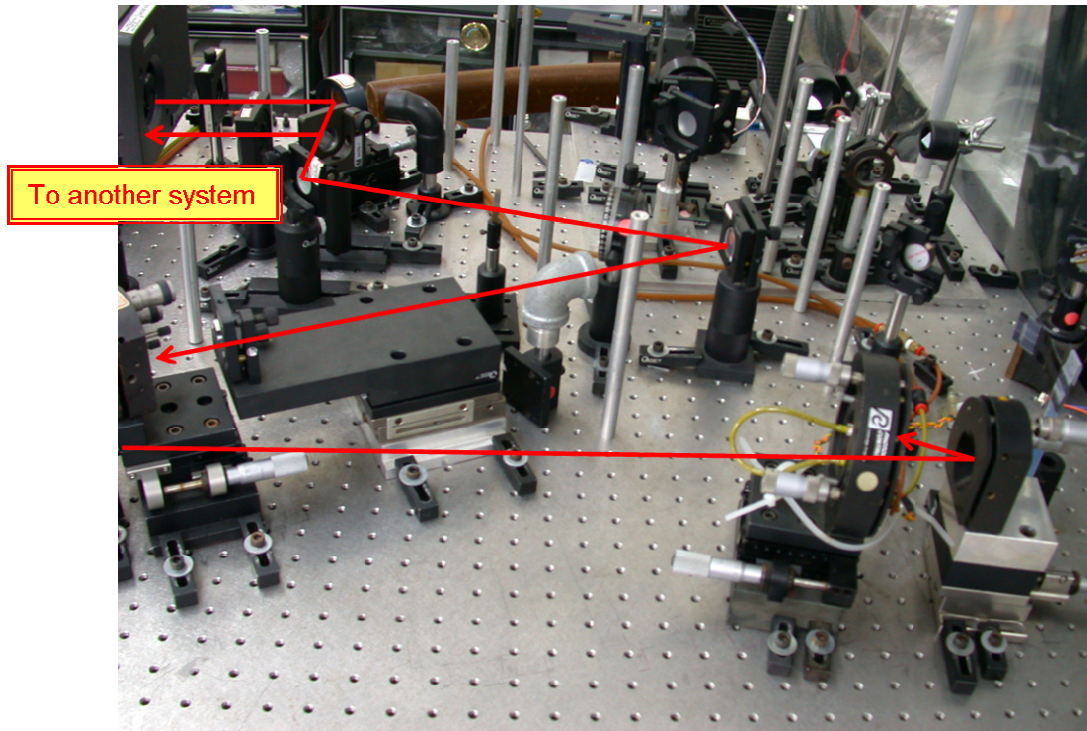


圖 4-1-A 鈦藍寶石雷射架構圖 1

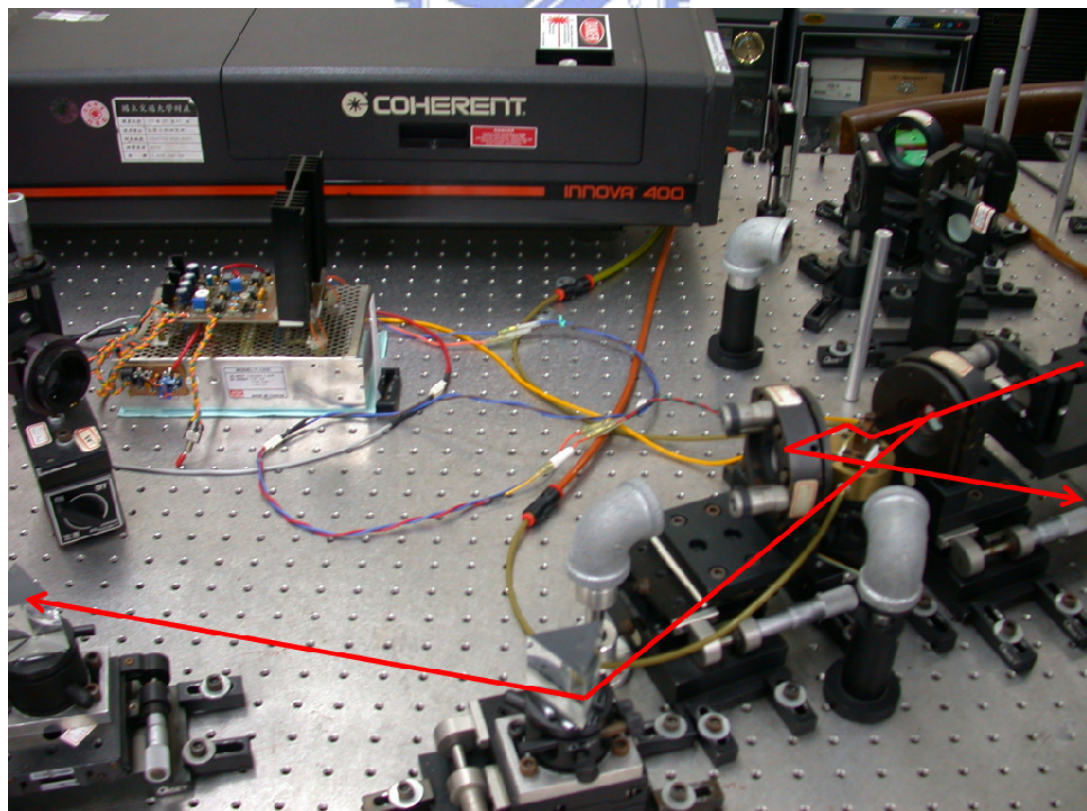


圖 4-1-B 鈦藍寶石雷射架構圖 2

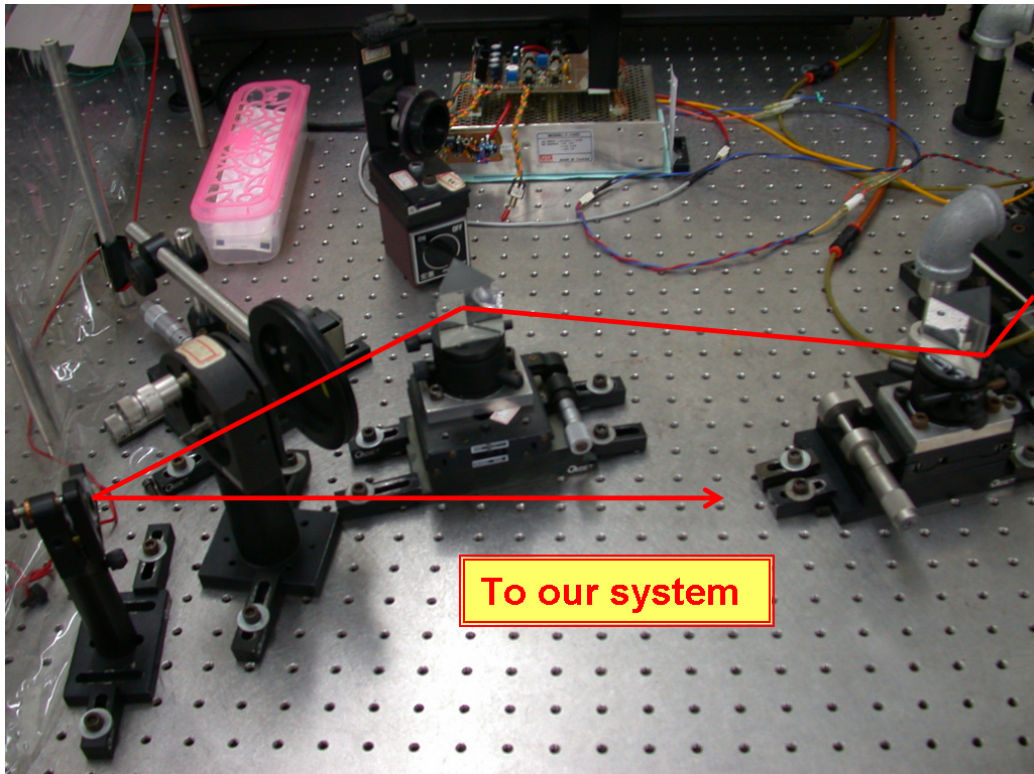


圖 4-1-C 鈦藍寶石雷射架構圖 3

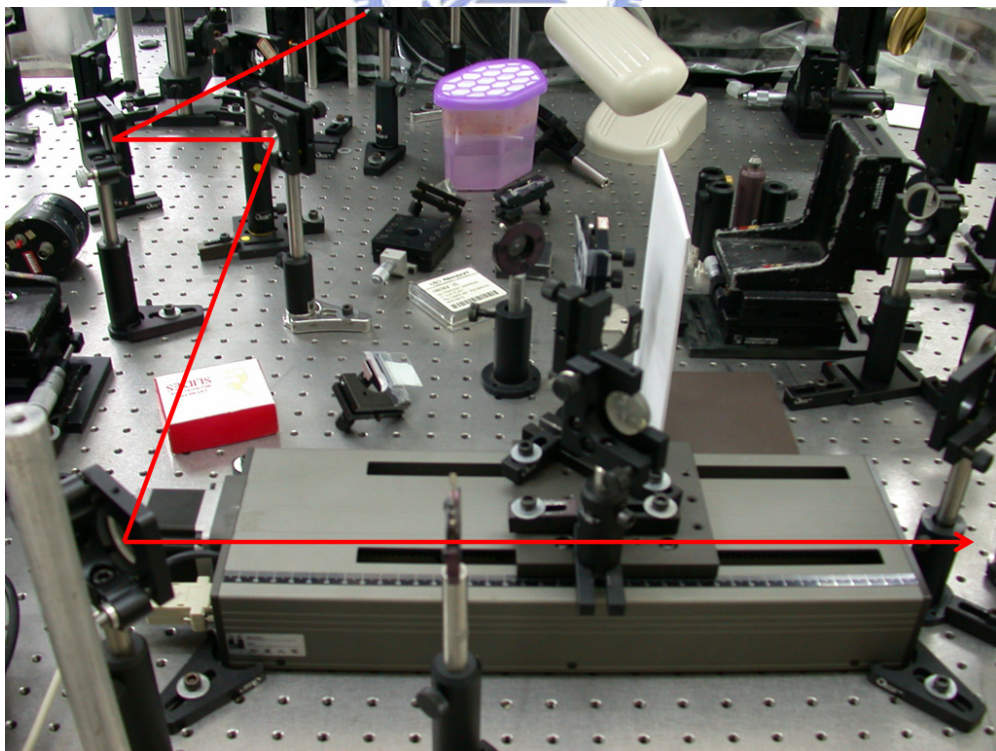


圖 4-2-A THz 量測系統架構圖 1

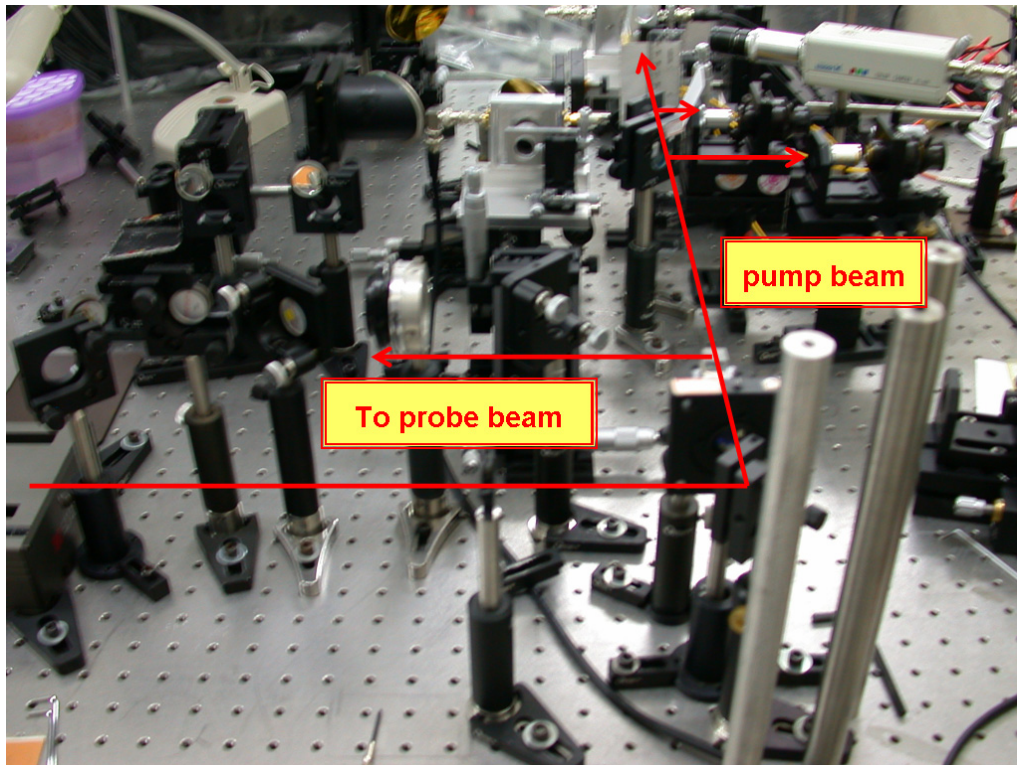


圖 4-2-B THz 量測系統架構圖 2

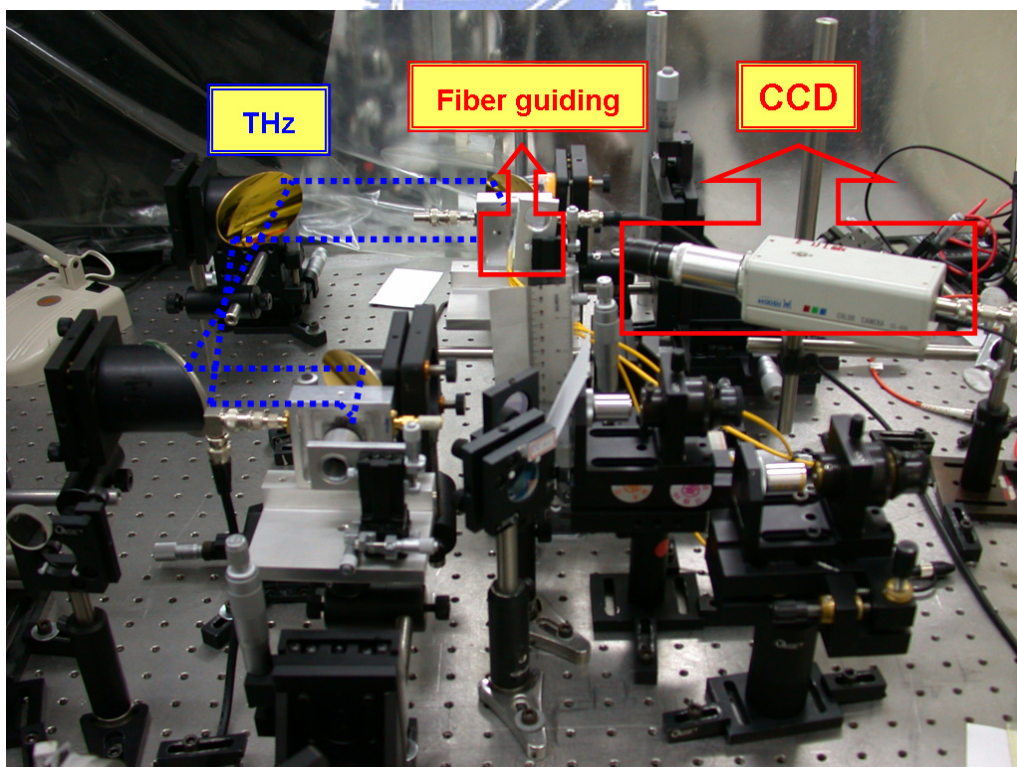


圖 4-2-C THz 量測系統架構圖 3

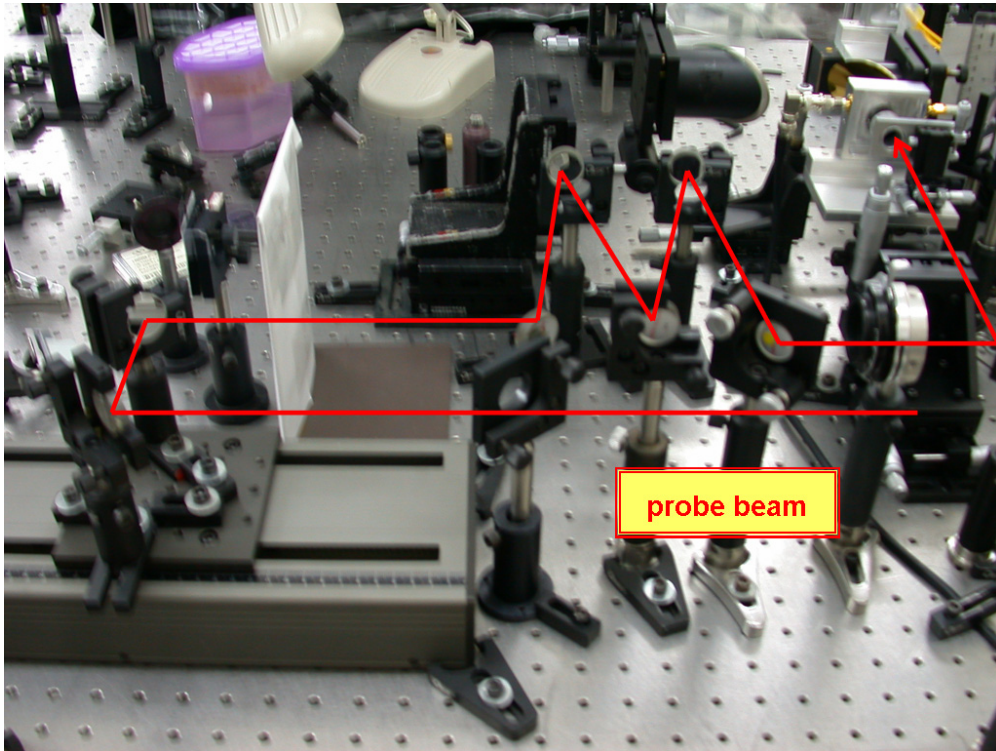


圖 4-2-D THz 量測系統架構圖 4

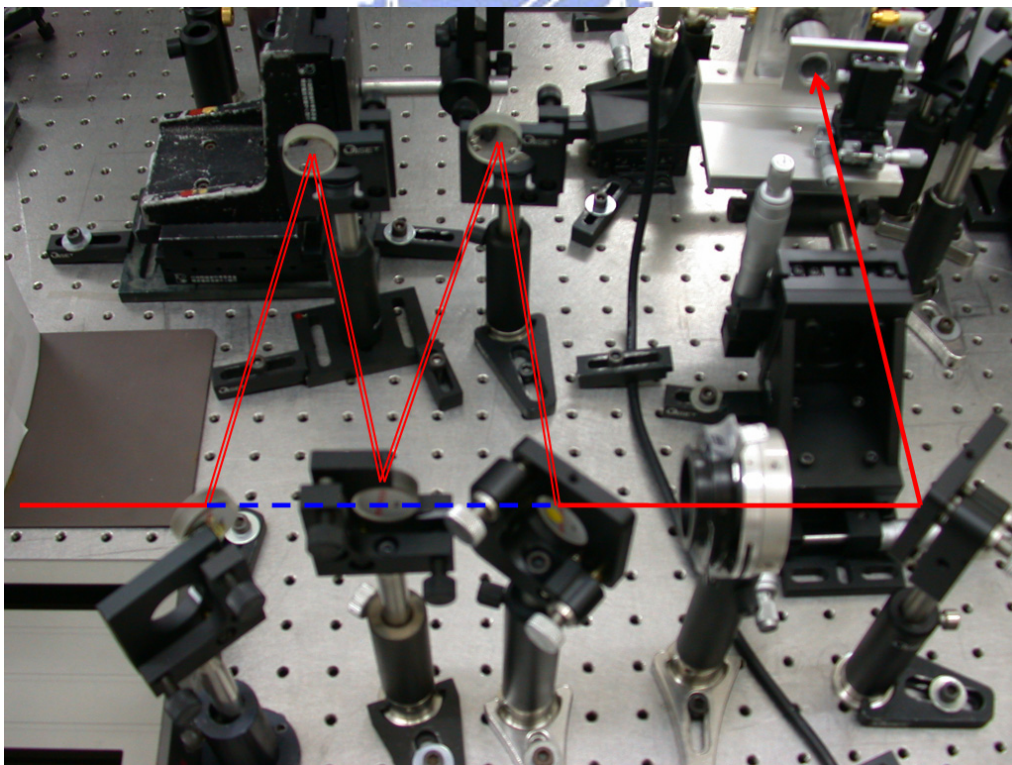


圖 4-3-A 調整 probe beam 長度架構圖