

國立交通大學

電子工程學系電子研究所

碩士論文

具波導模態共振反射鏡之
共振腔增強型量子點紅外線偵測器

Resonant Cavity-Enhanced Quantum Dot Infrared
Photodetectors with Guided-Mode Resonance Reflector

研究生：王繼正

指導教授：林聖迪 博士

中華民國一〇二年九月

具波導模態共振反射鏡之共振腔增強型量子點紅外線偵測器

Resonant Cavity-Enhanced Quantum Dot Infrared Photodetectors
with Guided-Mode Resonance Reflector

研 究 生：王繼正

Student : Chi-Cheng Wang

指 導 教 授：林聖迪 博士

Adviser : Dr. Sheng-Di Lin



Electronics Engineering

September 2013

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一〇二年 九月

具波導模態共振反射鏡之

共振腔增強型量子點紅外線偵測器

研究生：王繼正

指導教授：林聖迪 博士

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

摘要

本論文提出並透過模擬設計一個共振腔增強型量子點紅外線偵測器，其結構為一個 Ge/SiO₂ 次波長光柵當作上反射鏡，以及 Al₂O₃/GaAs 的分佈式布拉格反射鏡當作下反射鏡，夾住一個常規的 n-i-n 量子點紅外線偵測器當作共振腔，並設計成用來偵測 8 μm 的紅外線，而元件的整體厚度僅 7.7 μm。根據我們的模擬，此共振腔增強型量子點紅外線偵測器的外部量子效率可高達 58% 至 78%，與無共振腔的元件相較，其增強因子為 7 至 20 倍。我們亦透過模擬驗證我們設計的可行性。在實驗方面，由於在製程與量測上面臨到諸多問題，在經過一連串的改革後，所得到的元件特性不如預期，推測原因可能是樣品成長與製程的問題，論文最後針對此問題提出建議與評論。

Resonant Cavity-Enhanced Quantum Dot Infrared Photodetectors with Guided-Mode Resonance Reflector

Student : Chi-Cheng Wang

Advisor : Dr. Sheng-Di Lin

Department of Electronics Engineering and Institute of
Electronics
National Chiao Tung University

Abstract

In this thesis, we propose and simulate a device structure of resonant cavity-enhanced quantum-dot infrared photodetector (RCE-QDIP). The RCE-QDIP consists of a conventional n-i-n QDIP sandwiched by a bottom $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$ distributed Bragg reflector and a top mirror of Ge/SiO_2 sub-wavelength grating. Aiming for detecting infrared at $8\ \mu\text{m}$, the total thickness of the device is only $7.7\ \mu\text{m}$. Compared with a QDIP without cavity, the external quantum efficiencies of RCE-QDIP could be as high as 59%-78% with the enhancement factors of 7–30 in our simulation. The feasibility of our design is also verified by simulation. However, we still met many problems in our device processing and measurement. After a series of improvement, the characteristics of finished devices are not as expected. We speculate the reason is due to the problems in sample growth and fabrication. At last, this thesis presents suggestions and comments for this problem.

致謝

首先要感謝我的指導教授林聖迪老師，謝謝您在我當初剛考上電子所時願意選擇我當您的學生，讓我有機會進 MBE LAB，更謝謝您在這兩年多對我的耐心指導，訓練我獨立發現並解決問題的能力以及寫作論文的技巧，讓我能如此幸運地參加日本京都的 CLEO-PR 上台用英文報告，著實讓我獲益良多。雖然我的能力有限，但希望我的小小研究成果能幫助到大家，給予正向的提升，也祝福老師身體健康，研究路途一切順利。感謝口試委員林國瑞教授、盧廷昌教授、王祥宇教授，你們在口試時給我的指導與意見，讓我的論文更加完善。

再來要感謝幫了我許多忙的尼克學長與小金門學長，在我換題目之後，常常都要回答我問的那些笨問題，若不是你們的幫忙，自己得摸索許久才能參透，另外，我的研究能順利進行也都是靠尼克學長長的樣品，以及你們辛苦地維護量測機台，謝謝你們。當然還要感謝實驗室中幫助過我的所有學長姐，沒有你們無私地傳授製程以及使用機台的技巧，解答我那些蠢問題，便沒有今日的畢業。然後還要感謝實驗室同屆的戰友們，雖然研究的方向都不相同，但是互相討論也學到不少相關知識，很高興能在交大認識你們，希望大家都能在屬於自己的人生路上大放異彩。也感謝學弟妹們的陪伴，讓我的交大生活又多了些歡樂色彩，在研究上我無法給予太多的協助，但你們具有的特質必定會讓你們有亮眼的表現，加油。

總之，謝謝所有在新竹遇到的貴人與朋友們，對於你們的幫忙非常感恩，相信未來在某處我們一定會再相遇的，到時小弟我必定以滴水之恩，湧泉以報。

我還要感謝我的貼心女友鑲茹，非常謝謝妳每次大老遠從台南玉井跑來新竹陪我，並給予我鼓勵與信心，沒有遇到妳我也不會今日的成就，啾咪。

最後，我要感謝我的父母，感恩爸媽花了比一般人還多的苦心栽培我到交大，給我沒壓力的生活環境，在我背後默默地付出，請您們放心，我已經長大了，真的辛苦您們了。

目錄

中文摘要	I
英文摘要	II
致謝	III
目錄	IV
圖目錄	VII
表目錄	X
第 1 章 緒論	1
1.1 研究背景	1
1.2 論文方向及架構	3
第 2 章 基本原理	4
2.1 量子點紅外線偵測器	4
2.1.1 偵測波段	4
2.1.2 操作原理	5
2.1.3 暗電流機制	6
2.2 共振腔增強型光偵測器	7
2.2.1 共振腔增強之理論分析	7
2.2.2 共振腔增強型光偵測器之特性	9
2.3 波導模態共振效應	11
2.4 嚴格耦合波分析	13

第 3 章 元件設計與模擬	16
3.1 設計理念	16
3.2 模擬結構與參數	18
3.2.1 分佈式布拉格反射鏡	18
3.2.2 共振腔及吸收層	19
3.2.3 波導模態共振反射鏡	21
3.3 模擬結果與討論	23
3.3.1 電場分佈及吸收頻譜	23
3.3.2 元件可行性	25
3.3.3 量子點的內部吸收之影響	28
3.4 小結	31
第 4 章 元件製程及量測	32
4.1 製作流程及光罩設計	32
4.1.1 氣泡式氧化系統	38
4.1.2 低溫退火的金屬電極	42
4.2 元件製程結果	44
4.3 量測原理及量測系統	47
4.3.1 背景光電流量測系統	47
4.3.2 光響應度量測系統	49
4.3.3 光響應度校正系統	51
4.4 元件量測結果與討論	54
4.4.1 背景光電流、光響應頻譜及光響應峰值	54
4.4.2 分析討論	58
4.5 小結	62

第 5 章 總結及未來展望	63
參考文獻	65
簡歷	71



圖目錄

圖 2.1、紅外波段的大氣頻譜圖[12].....	5
圖 2.2、QDIP 操作原理之示意圖	5
圖 2.3、暗電流機制 (a)熱游離暗電流(thermionic emission) , (b)熱助穿隧暗電流(thermal assisted tunneling) , (c)直接穿隧暗電流(directly tunneling)[12]	7
圖 2.4、量子點間的空隙提供暗電流之示意圖[12].....	7
圖 2.5、RCE-PD 理論模型之示意圖	8
圖 2.6、在不同 ad 值，底部反射率 R_b 與元件吸收最大值 A_{max} 之關係圖	9
圖 2.7、固定 $R_b=0.9$ ，吸收峰值 A_p 對 ad 之關係圖。 其中黑線代表無共振腔之 PD	10
圖 2.8、根據圖 2.7， $R_b=0.9$ ，其增強因子對 ad 之關係圖	11
圖 2.9、GMR 物理機制示意圖	12
圖 2.10、週期結構的一個單位示意圖	14
圖 3.1、設計概念流程圖 (a)傳統 n-i-n QDIP , (b)使用傳統 DBR 之 QDIP , (c) RCE-QDIP	17
圖 3.2、DBR 的模擬結構及參數。模擬時，入射光是從 GaAs 入射	19
圖 3.3、DBR 的模擬反射頻譜	19
圖 3.4、InAs 薄膜的折射係數 n 與消光係數 k	20
圖 3.5、SiO ₂ 的折射係數 n 與消光係數 k	21
圖 3.6、GMR 反射鏡的模擬結構與參數。模擬時，入射光由空氣入射	22
圖 3.7、GMR 反射鏡的模擬反射頻譜	22
圖 3.8、RCE-QDIP 的模擬結構及參數，右下角為單位晶格的俯視圖	23
圖 3.9、模擬結果 (a) RCE-QDIP 電場分佈。 (b) RCE-QDIP 之元件反射、穿透與吸收頻譜。	

(c)吸收頻譜，紅實線為 RCE-QDIP，藍虛線為無共振腔之 QDIP...25	25
圖 3.10、(a)光柵洞半徑，(b) Ge 光柵的厚度，(c) SiO ₂ 層的厚度，	
(d)共振腔厚度(T _c).....27	27
圖 3.11、RCE-QDIP 的反射、透射以及吸收峰值對入射角度的關係圖.....28	28
圖 3.12、GMR-A、GMR-B、GMR-C 的反射頻譜.....29	29
圖 3.13、元件吸收峰值對量子效率之關係圖	
(黑框線為無共振腔之 QDIP，紅實線、藍點線、綠虛線分別為	
使用 GMR-A、B、C 的 RCE-QDIP).....30	30
圖 3.14、增強因子對量子效率之關係圖.....31	31
圖 4.1、磊晶結構.....32	32
圖 4.2、BOE 蝕刻結果 (a)未上 HMDS，黃色箭頭為 BOE 側蝕方向。	
(b)有上 HMDS.....33	33
圖 4.3、元件製作流程示意圖.....35	35
圖 4.4、光罩設計圖.....37	37
圖 4.5、氣泡式氧化系統示意圖.....39	39
圖 4.6、氣泡式氧化系統實照 (a)爐管，(b)四口瓶與加熱器，(c)冷卻系統..39	39
圖 4.7、在 420 °C 下，氧化 35 min 的結果.....41	41
圖 4.8、三個溫度(420 °C、440 °C、450 °C)下	
氧化深度與氧化時間的關係圖.....41	41
圖 4.9、(a) RTA 前，(b)RTA 後，已氧化的樣品的 OM 照.....42	42
圖 4.10、Pd/Ge/Au (10 nm/40 nm/100 nm).....43	43
圖 4.11、樣品表面.....44	44
圖 4.12、實際結構尺寸.....45	45
圖 4.13、元件成品的 OM 照.....46	46
圖 4.14、光柵在 (a)第四步製程前，(b)第四步製程後 的 OM 照.....46	46
圖 4.15、背景光電流量測系統示意圖.....48	48

圖 4.16、背景光電流量測系統實照 (a)致冷座，(b)屏蔽盒， (c) Keithley 236 電源-量測單位儀器.....	48
圖 4.17、光響應度量測系統示意圖	50
圖 4.18、光響應度量測系統實照 (a) FTIR，(b) SR570 電流放大器.....	50
圖 4.19、光響應度校正系統示意圖	53
圖 4.20、光響應度校正系統實照	53
圖 4.21、溫度在 15 K 下，背景光電流量測結果 (a)對數尺度， (b)線性尺度.....	56
圖 4.22、在 15K 下，QDIP(± 2.1 V)的光響應頻譜	57
圖 4.23、在 15K 下，DBR-QDIP 的光響應頻譜.....	57
圖 4.24、在 15K 下，光電流響應與偏壓之關係圖	58
圖 4.25、吸收中心為 $7.69 \mu\text{m}$ ，以實際厚度模擬的吸收頻譜，	59
圖 4.26、吸收中心為 $7.69 \mu\text{m}$ ，以實際厚度模擬的吸收頻譜，	60
圖 4.27、溫度在 15 K 下，未經氧化步驟之 QDIP 的背景光電流量測結果 ..	61
圖 4.28、溫度在 15 K 下，未經氧化步驟之 QDIP 的光響應頻譜 (a) Device 1，(b) Device 2，(c) Device 3.....	61
圖 4.29、溫度在 15 K 下，未經氧化步驟之 QDIP 的光響應與偏壓關係圖 ..	62
圖 5.1、新共振腔結構，其入射光為背面入射	64
圖 5.2、新共振腔結構之 QDIP(紅實線)與無共振腔之 QDIP(藍虛線)的 模擬吸收頻譜	64

表目錄

表 3.1、三種 GMR 反射鏡的結構參數、反射率， 以及其對應的元件吸收最大值與發生之量子效率位置	30
表 4.1、元件規格，單位為 μm (其中 10P 與 20P 代表 10 與 20 週期的光柵).....	36
表 4.2、理想厚度與實際厚度比較表	45



第 1 章 緒論

由於紅外線偵測器的進步發展，使得紅外線應用得以實現並在近二十年快速發展。舉凡軍事夜視系統、醫學醫療儀器、通訊系統、天文觀測、民生保全系統、氣象、太空遙測系統等領域，其重要性不言可喻。

1.1 研究背景

紅外線的相關應用非常廣泛，而現行商業化可偵測紅外線的半導體材料乃以 II-VI 族為主，如 HgCdTe (mercury cadmium telluride, MCT)[1]，其偵測原理是利用價帶(valence band)的電子吸收一能量略大於本質能隙(intrinsic band gap)的紅外線光子後躍遷至導帶(conduction band)，而主要優點有較低的暗電流、操作溫度高、偵測度高等，但仍有一些缺點，第一，汞元素為重金屬，對於工程人員的健康與環境危害甚大；第二，MCT 在磊晶過程中各材料的分配比例不易控制，造成能隙大小影響甚巨，而且材料昂貴與製程良率低，故造價昂貴；第三，材料均勻性問題，造成無法完成大面積的陣列感測元件。因此利用 III-V 族半導體成熟的磊晶與製程技術，所設計的量子結構的紅外線偵測器，則成為可用來取代的技術，所採用的量子結構通常為量子井及量子點，由於量子點結構中電子在三個方向都有侷限的能障，不同於量子井受極化選擇規則(polarization selection rule)限制，量子點可吸收正向入射光；另外，量子點的不連續態分佈，造成所謂的聲子瓶頸效應，使其具有較低的暗電流[2]，因為量子點紅外線偵測器(quantum dot infrared photodetector, QDIP)具有這些重要的特性及優點，受到國內外學者相當重視，尤其在自組式量子點的成長技術成熟之後，已有許多研究團隊積極進行相關研究[3,4]。

III-V 族半導體所製成的量子點紅外線偵測器的偵測機制不同於 MCT 是利用能帶(interband)的躍遷，而是利用其量子點中的次能階(intersubband)躍遷作為紅外線偵測的方式，這使得利用寬能隙半導體實現吸收紅外線成為可能，然而亦受限於量子點本身的次能階躍遷的影響，加上吸收截面小，量子轉換效率非常低，以及暗電流亦較 MCT 高，造成操作溫度比一般的 II-VI 族 MCT 偵測器來的低，偵測度也較低，並無法完全取代 II-VI 族偵測器的地位。近年來有許多研究團隊針對量子點的能帶結構作改良，並已被證明可降低暗電流與提高載子運輸性質，如 2002 年 S. Raghavan 等人提出所謂的 dots-in-a-well (DWELL) 量子點結構 [5]，原本傳統的量子點結構為 In(Ga)As/GaAs，取而代之的 DWELL 結構則是 InAs 量子點放在 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 的量子井中，此結構不但使得偵測波長容易調整，暗電流亦下降 [6]；及 P. Bhattacharya 等人在 2005 年提出 resonant tunneling QDIPs (RT-QDIPs)，在量子點旁外加 $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 雙能障，選擇適當的厚度與位置並成功萃取出光電流與減少暗電流 [7]；本實驗室也為了改善量子點暗電流較大的缺點，曾經試著在量子點上覆蓋一層薄的 AlGaAs 當作能障，並成功降低暗電流 [8]。大部份研究方向都傾向於降低暗電流，進而提高訊雜比 (signal-to-noise ratio, SNR)，然而本論文的研究動機則相反地是為了提升轉換效率，在 2004 年 S. Chakrabarti 等人則提出成長 70 層量子點層，來提高其光響應及偵測度 [9]；而本論文則提出設計一個共振腔使得欲偵測的紅外線來回震盪並多次經過主動區，來提高量子轉換效率進而提高光響應，像在 2007 年的 R. S. Attaluri 則完成共振波長在 $9.5 \mu\text{m}$ 的共振腔，使得 QDIP 的量子效率約為 10% [10]；2010 年的 T. Asano 則作出一個共振波長為 $4.3 \mu\text{m}$ 的共振腔結構，其元件偵測度提升了 12 倍 [11]。

1.2 論文方向及架構

本論文研究主旨在於設計一個共振腔增強的量子點紅外線偵測器結構。本文分為五個章節，第一章由量子點紅外線偵測器的研究背景開始引入我們的研究動機；第二章則是介紹量子點紅外線偵測器、共振腔增強型光偵測器、波導模態共振及嚴格耦合波分析的基本原理，作為元件設計的基礎；第三章是元件設計，利用 Rsoft 模擬軟體來輔助計算元件所需結構及光學特性；第四章為製程方法及量測系統，以及過程中面臨的問題與其克服的方法；第五章為總結與未來展望。



第 2 章 基本原理

本章將論述 QDIP 的偵測原理與雜訊來源，而將共振腔與 QDIP 整合起來，我們必須先詳細探討共振腔增強型光偵測器的基本理論模型及各項參數與元件吸收之關係，最後是波導共振模態效應及嚴格耦合波分析理論的介紹。

2.1 量子點紅外線偵測器

首先簡短的介紹偵測器的偵測波段，而後著重於 QDIP 的操作原理，包括量子點的特性，最後是暗電流的機制。

2.1.1 偵測波段

紅外線是熱輻射的一種，在自然界中只要是有溫度的物體都會發出熱輻射，也就能被偵測器所偵測到，然而實際在應用紅外線偵測技術時，還必須考慮到大氣環境對於紅外線的吸收。如圖 2.1 所示，圖分為上下兩部份，從上部份來看，其縱軸為穿透率，橫軸為波長(單位為 μm)，可發現在某些波長下其穿透率極低，代表在此波段紅外線會被吸收(如 5 至 8 μm)，圖的下部份則有標示被何種分子吸收，可發現在大氣中大部份皆被二氧化碳及水氣所吸收，以及少部分會被氧氣吸收，故室溫物體所發出的紅外線可穿透的大氣窗口可分為 3 至 5 μm 中波段的紅外線帶(middle-wavelength infrared, MWIR)及 8 至 12 μm 長波段的紅外線帶(long-wavelength infrared, LWIR)，此兩波段有較少的大氣吸收，有利於地面紅外線的偵測，為了控制 QDIP 的偵測波段在此兩波段，必須先了解 QDIP 的操作原理。

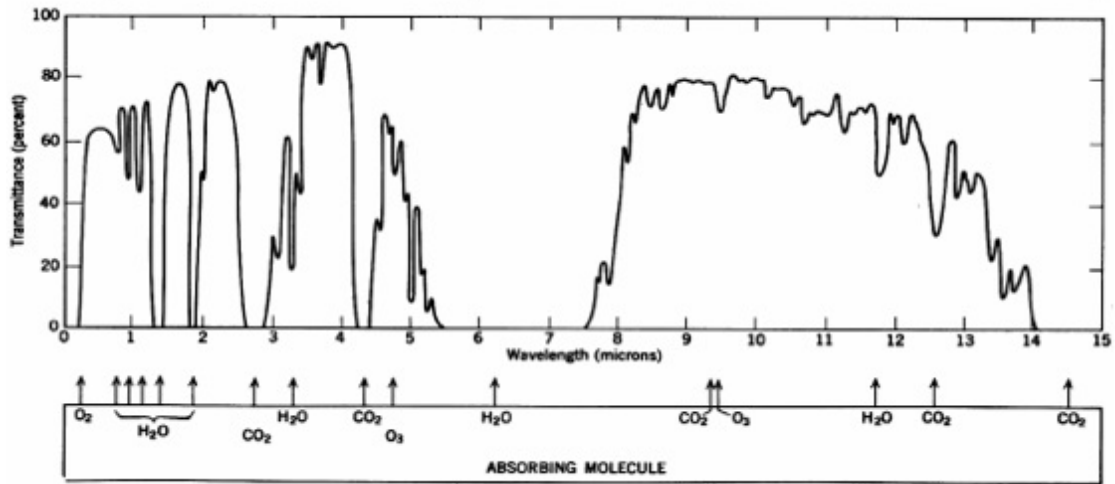


圖 2.1、紅外波段的大氣頻譜圖[12]

2.1.2 操作原理

根據量子力學中束縛能階的概念，QDIP 的操作原理牽涉到帶內能階的電子躍遷，而圖 2.2 為其操作原理的示意圖。雖然圖上顯示了導帶及價帶兩個部份，但一般的 QDIP 通常都是單極載子元件(unipolar carrier device)，所以我們可以只考慮導帶的量子傳輸。

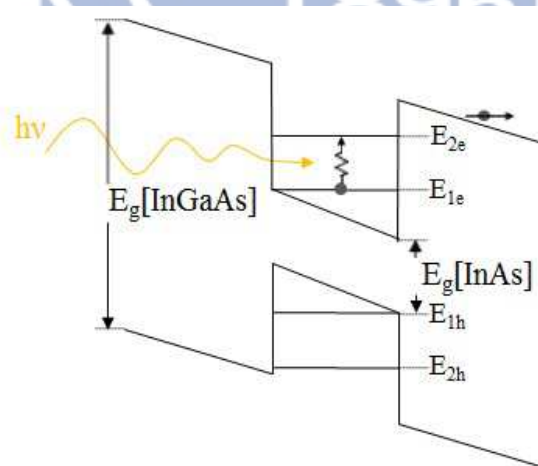


圖 2.2、QDIP 操作原理之示意圖

依據量子力學我們可以將電子能階 E_n 以三維的無限位能量子箱方式近似，表示如下。

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_w^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \quad (2-1)$$

其中 \hbar 是縮減普郎克常數(reduced Planck constant)或稱為狄拉克常數(Dirac constant)， m^* 為電子的等效質量(effective mass)， L_w 為量子箱的長、寬、高度， n_x 、 n_y 、 n_z 為任意正整數。若只考慮第一激發態與基態，它們之間的能量差 ΔE 表示如下。

$$\Delta E = 3 \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_w^2} \quad (2-2)$$

由上式可知欲調整能量差的方法，一為改變電子的等效質量，也就是改變材料結構；二為改變量子箱的寬度，即是改變量子點的大小，因此透過調整這些參數，即可控制 QDIP 的偵測波段為何。

2.1.3 暗電流機制

前面已敘述 QDIP 的偵測機制，為吸收光子後電子躍遷進而跳出量子點並被我們收集而成光電流訊號，而對於不經由吸收外部光子所產生的電流可通稱暗電流。暗電流內部機制可包含三部份，分別為熱游離暗電流(thermionic emission)、熱助穿隧暗電流(thermal assisted tunneling)以及直接穿隧暗電流(directly tunneling)，示意圖如圖 2.3 所示。熱游離暗電流乃量子點內的載子經熱能提供能量，被激發到能障的頂端，而造成的暗電流。熱助穿隧暗電流則是載子被激發到較高但比能障低的能階，藉由熱能使得載子可以穿透能障到達連續帶，進而造成的暗電流。直接穿隧暗電流則是不藉由溫度的效應，載子由量子結構直接穿隧能障而造成的暗電流。此外，量子點之間的空隙提供了載子漏電流的路徑(如圖 2.4)，如第一章所敘述的，成長一層能隙較高的 AlGaAs 當作能障來阻擋漏電流，並降低整體暗電流。

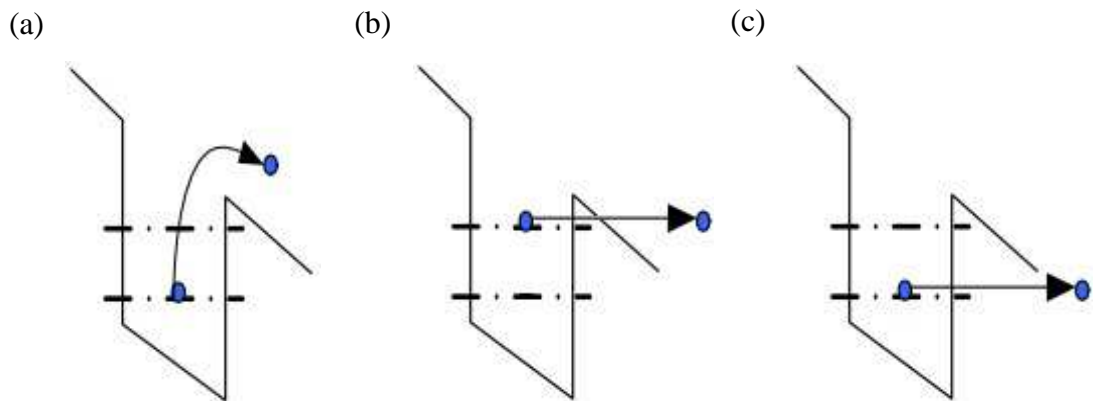


圖 2.3、暗電流機制 (a)熱游離暗電流(thermionic emission)，(b)熱助穿隧暗電流(thermal assisted tunneling)，(c)直接穿隧暗電流(directly tunneling)[12]

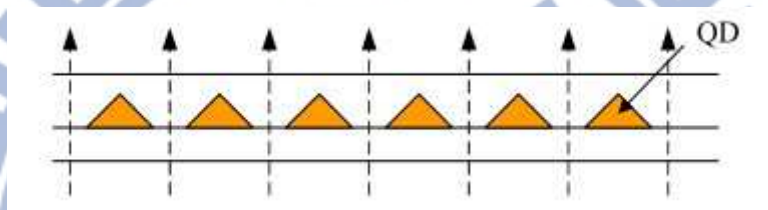


圖 2.4、量子點間的空隙提供暗電流之示意圖[12]

2.2 共振腔增強型光偵測器

多年以來，共振腔已被用來提升偵測器的量子效率[13-15]，在此我們欲將共振腔與 QDIP 結合來實現具高量子效率的 QDIP，為此我們必須先了解共振腔增強型光偵測器的理論才能設計好的共振腔，並在最後討論其元件特性。

2.2.1 共振腔增強之理論分析

一個共振腔增強型光偵測器(resonant cavity-enhanced photodetector, RCE-PD) 廣義的示意圖如圖 2.5，而其元件吸收率 A 可表示如下[15]。

$$A = \left\{ \frac{1 + R_b e^{-\alpha d}}{1 - 2\sqrt{R_f R_b} e^{-\alpha d} \cos(4n\pi L/\lambda + \phi_f + \phi_b) + R_f R_b e^{-2\alpha d}} \right\} \cdot (1 - R_f)(1 - e^{-\alpha d}) \quad (2-3)$$

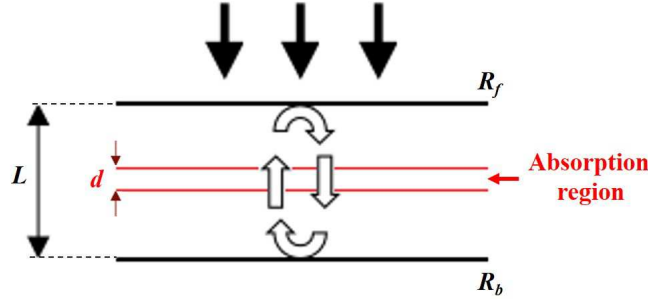


圖 2.5、RCE-PD 理論模型之示意圖

其中， R_f 與 R_b 為前後界面的反射率， α 及 d 為吸收層的吸收係數及厚度， n 為折射率， L 為共振腔厚度， λ 為入射光波長， ϕ_f 與 ϕ_b 是光經過反射鏡時產生的相移。由式(2-3)可發現，當 $R_b = 0$ 時，其量子效率則退化回無共振腔效應之偵測器，亦表示如 $A = (1 - R_f)(1 - e^{-\alpha d})$ ；在具備共振腔增強效應的情況下(即 $R_b \neq 0$)，從中不難發現當 $\cos(4n\pi L/\lambda + \phi_f + \phi_b) = 1$ 時，其元件吸收率是在特定波長且具週期性的提升，故共振條件如下。

$$4n\pi L/\lambda + \phi_f + \phi_b = 2m\pi, \quad m = 1, 2, 3 \dots \quad (2-4)$$

若考慮在共振條件下，將式(2-4)代入式(2-3)，經過運算後可得到元件的吸收峰值 A_p ，表示如下。

$$A_p = \left\{ \frac{1 + R_b e^{-\alpha d}}{(1 - \sqrt{R_f R_b} e^{-\alpha d})^2} \right\} \cdot (1 - R_f)(1 - e^{-\alpha d}) \quad (2-5)$$

欲找到其元件吸收之最大值 A_{max} ，只需對 A_p 作 R_f 的微分，並令其微分等於0，經過運算後可發現 R_f 需符合下式。

$$R_f = R_b \cdot e^{-2\alpha d} \quad (2-6)$$

再將式(2-6)帶回式(2-5)則可得到 A_{max} ，表示如下。

$$A_{\max} = \left\{ \frac{1 + R_b e^{-\alpha d}}{1 - R_b e^{-2\alpha d}} \right\} (1 - e^{-\alpha d}) \quad (2-7)$$

以上已先把設計共振腔時所需的基本公式推導出來，接著討論 RCE-PD 之特性。

2.2.2 共振腔增強型光偵測器之特性

根據式(2-5)，在共振條件下，可發現元件的吸收峰值 A_p 只與 R_f 、 R_b 及 αd (把 αd 看成一個參數) 有關，故共有三個參數影響元件的優劣，據此我們可以找到設計共振腔的脈絡。首先，根據式(2-7)，我們令 $\alpha d = 0.1$ 、 0.01 及 0.001 ，將 R_b 對 A_{\max} 作圖，結果如圖 2.6。從中可發現兩件事，一是較大的 R_b 則具有較大的 A_{\max} ，二是無論 αd 為何，如果 R_b 趨近於 100%，則偵測器的吸收率亦將趨近於 100%，代表不論原本偵測器的吸收率多低，透過優化共振腔增強的效應，所有的入射光都可近似 100% 的吸收，不過這有個前提，即是 R_f 、 R_b 還有 αd 的關係必須符合式(2-6)，而且從式(2-6)發現，若要到達吸收之最大值， R_f 不可能比 R_b 大，而且 R_f 亦隨 R_b 與 αd 變動而改變，綜合上述，意味著我們之後在設計共振腔可先從下反射鏡著手，而且 R_b 盡可能愈高愈好，最後才選擇適當的 R_f 。

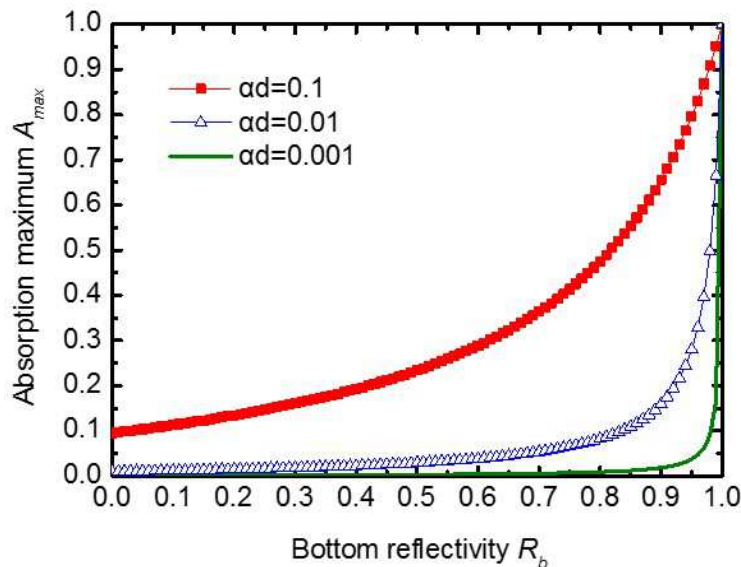


圖 2.6、在不同 αd 值，底部反射率 R_b 與元件吸收最大值 A_{\max} 之關係圖

如果我們固定 $R_b = 0.9$ ，考慮在不同的 R_f 下，其 A_p 對 ad 作圖，結果如圖 2.7。從中可發現隨著 ad 增加，無共振腔的偵測器的吸收峰值則單調遞增，而有共振腔的偵測器吸收峰值則是快速增加，達到最大值後則逐漸下降，可推測最終會下降至何值，即 $\lim_{ad \rightarrow \infty} A_p = 1 - R_f$ ，其值是由 R_f 決定。若比較不同的 R_f ，當 R_f 愈大，會在 ad 愈小的位置發生吸收最大值，此現象是因為吸收層的吸收係數較小時，共振腔內的光亦需較弱，即前反射鏡的反射率需較高才能維持建設性干涉，隨著吸收係數變大，達到最大值後逐漸下降，是因為共振腔內無法繼續維持建設性干涉，共振吸收效果就變弱，吸收率反而下降。

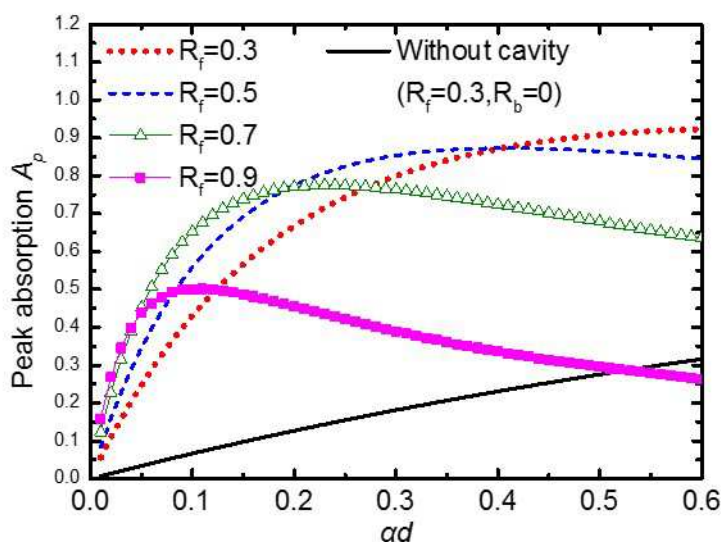


圖 2.7、固定 $R_b=0.9$ ，吸收峰值 A_p 對 ad 之關係圖。其中黑線代表無共振腔之 PD

將有共振腔的元件吸收峰值除上無共振腔的元件吸收峰值，可算出它們之間的增強因子(enhancement factor)，我們將增強因子對 ad 作圖，其結果如圖 2.8，從中可發現 R_f 愈高，在較小 ad 值的增強因子愈大；反之， R_f 愈小，在較大 ad 值的增強因子愈大。而雖然在不同 R_f 下，整體都還有類似的趨勢，即是隨著 ad 增加，其增強因子逐漸下降。

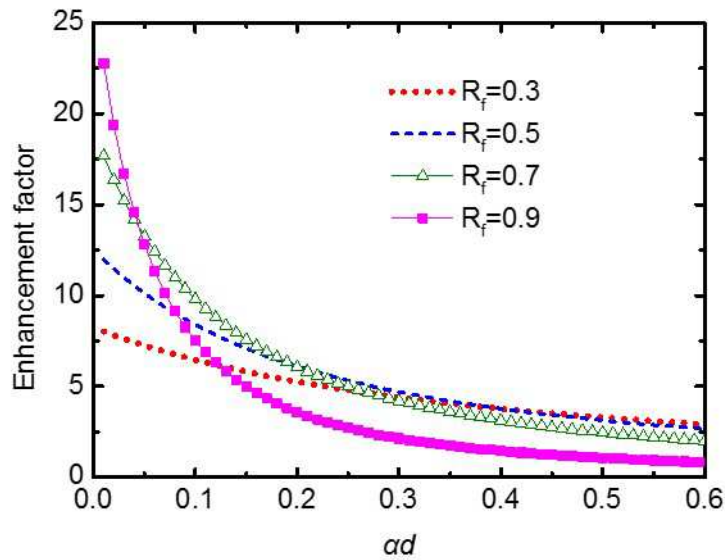


圖 2.8、根據圖 2.7， $R_b=0.9$ ，其增強因子對 ad 之關係圖

根據以上的結果得到一個結論，設計共振腔需要考慮三個部份，分別是上下反射鏡的反射率及吸收層，首先下反射鏡的反射率愈高愈好，但前提是它們三者必須互相搭配才會大幅度地正向提升，根據圖 2.7 與圖 2.8 的結果，愈弱的吸收效率則需搭配愈高的上反射鏡的反射率，這代表原本量子效率較弱的偵測器(譬如 QDIP)，若要獲得較的提升則需要愈高的上反射鏡的反射率。

2.3 波導模態共振效應

根據上一節的討論的結果，共振腔增強的效應要強，上反射鏡的反射率並非固定的值，然而像金屬薄膜以及分佈式布拉格反射鏡(distributed Bragg reflector, DBR)，它們雖然都具有寬帶的高反射率，但對於某些需要特定反射率的反射鏡則顯得不適合，因此我們只好另尋反射鏡。另一方面，波導模態共振(guided-mode resonance, GMR)理論自 1990 年代開始發展，到 2000 年理論發展完全，由於次波長(sub-wavelength)光柵具有新穎的光學性能以及能與其它元件整合的靈活

性，已經有許多理論與實驗都證實使用波導模態共振效應的二維光柵可以成為光學器件中的新元素[16-18]，接下來將簡單說明其物理機制，如圖 2.9 所示。

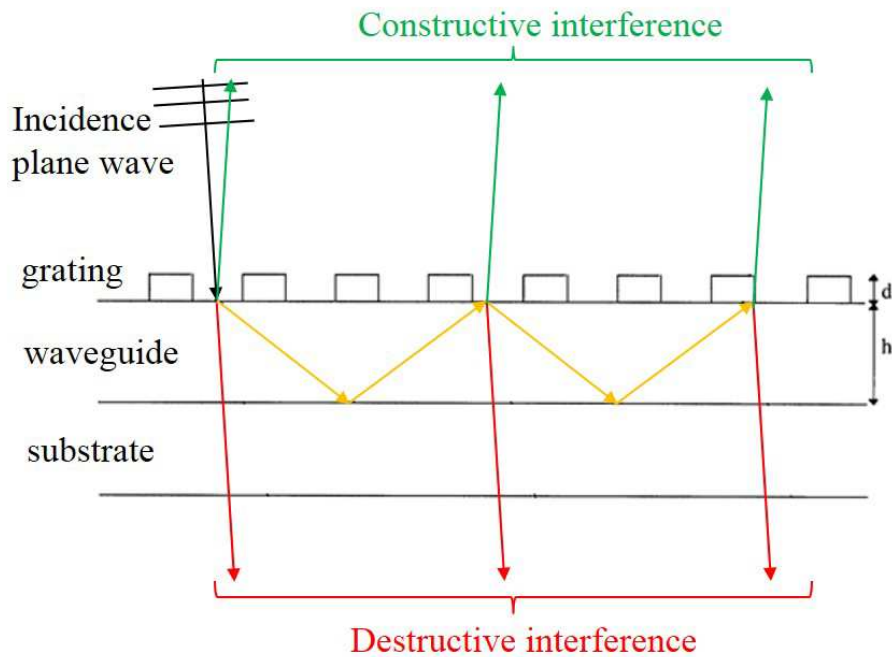


圖 2.9、GMR 物理機制示意圖

一般波導模態共振的結構主要可分為三個部份，分別由基板(substrate)、波導(waveguide)及光柵(grating)，當這樣的結構被一道同調(coherent)光束入射時，部份的光直接透射，另一部份則反射，有一部份則因光柵的繞射光耦合到光柵本身的波導模態，即當入射光在某個特定波長剛好跟平面波導結構產生相位匹配(phase match)，此波長的光就會被光柵耦合到波導的模態而在波導中傳遞，但是由於光柵的存在，光波無法永遠沿著波導傳遞，因為行進過程中會被光柵再次繞射出去，形成洩漏模態(leaky mode)，利用多次干涉模型(multiple interference model)發現，當穿透方向的光跟零階的透射波產生破壞性干涉(destructive interference)，即沒有光能夠穿透，而反射方向的光會建設性干涉(constructive interference)，此時代表到達共振條件，而反射率會接近 100%，在該波段是個完美的反射鏡[19]。

波導模態共振的效應中，光柵扮演耦合器(coupler)的角色，將入射光耦合到波導中，再由波導結構來傳遞光波，所以元件結構必須包含光柵及波導這兩部份，缺一不可，但是若光柵使用高折射率的材料，則只要設計讓光柵的等效折射率(effective index)大於其它層的折射率，那麼光柵就同時具有耦合器及波導結構，也可以產生波導共振的效應，而且此光柵波導合一的結構使光柵的耦合效果更佳，除此之外，製程也較為容易，而且此結構的尺寸為次波長，整體厚度並不會太厚，方便整合至光電元件上。我們欲使用此效應來完成一個高反射率的反射鏡，並採用光柵波導結構合一(簡稱波導光柵)的設計，最後嘗試整合在 QDIP 上。

2.4 嚴格耦合波分析

既然在波導模態共振的效應中要將光柵視為波導，光柵週期必須小於入射光波長(次波長光柵)，所以在計算其細部的繞射效率時，古典的光柵繞射理論已不適用，必需使用馬克斯威爾方程式來精確求解。求解方法有數種，其中一種是由 M. G. Moharam 與 T. K. Gaylord 所發展的演算法，叫做嚴格耦合波分析(rigid coupled wave analysis, RCWA)[20]。嚴格耦合波分析並非傳統疊代決定性法對馬克斯威爾方程式求解，而是在分析中用傅立葉級數展開將週期性光柵及電磁場展開，再配合邊界條件來求解，其解反映不同階的光與週期性介質作用後的穩態結果，而解的精確度決定於傅立葉展開的項數。應用上，嚴格耦合波分析可以考慮任何極化方向任何入射角度的計算，並且可以使用在任何形式的結構中，如介電質光柵、金屬光柵、一維光柵、光子晶體、多層膜堆疊光柵等。

為了方便，這裡只簡單介紹嚴格耦合波分析理論及示範如何使用理論，所以只考慮 TE 偏振光以及一維光柵。考慮設入射光(入射角 θ)為 TE 極化光，圖 2.10 為週期結構的一個單位示意圖，其材料為無損耗且無多餘正負電荷的介質。

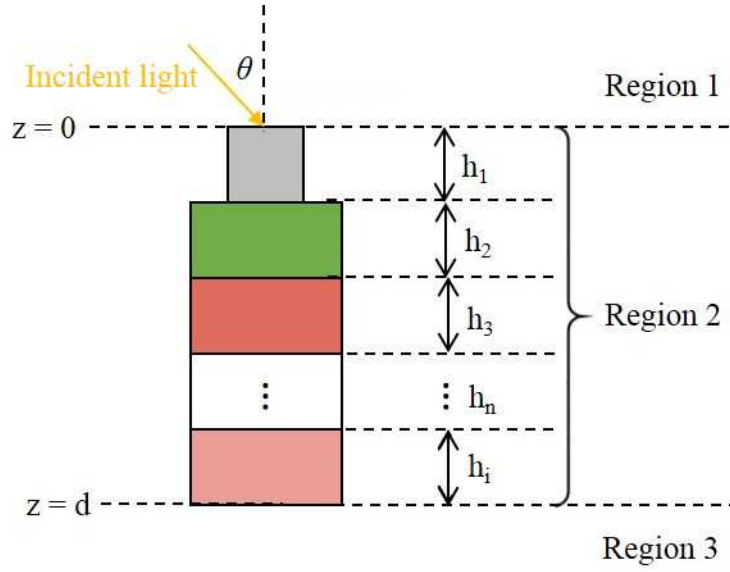


圖 2.10、週期結構的一個單位示意圖

Region 1 ($z > 0$) :

$$E_1(x, z) = \exp\{-i[k_1(\sin \theta \cdot x + \cos \theta \cdot z)]\} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} R_m \exp\{-i[(k_2 \sin \theta - mK)x - \sqrt{k_1^2 - (k_2 \sin \theta - mK)^2} z]\} \quad (2-8)$$

其中 R_m 代表第 m 階反射波的振幅， $K = 2\pi/\Lambda$ ， Λ 為光柵週期， $k_1 = k_0\sqrt{\epsilon_1}$ ， $k_2 = k_0\sqrt{\epsilon_a}$ ，而 ϵ_a 為光柵介電常數的平均值。

Region 2 ($d > z > 0$) :

$$E_2(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} S_m(z) \exp(-i\vec{\sigma}_m \cdot \vec{r}) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} S_m(z) \exp\{-i[(k_{2x} - mK)x + k_{2z}(z - l_i)]\} \quad (2-9)$$

$S_m(z)$ 代表光柵內第 m 階繞射光的振幅，根據 Floquet theorem，光柵區域內(region

2) 的繞射波的波向量 $\vec{\sigma}_m$ 須滿足 $\vec{\sigma}_m = \vec{k}_2 - m\vec{K} = (k_{2x} - mK)\hat{x} + k_{2z}\hat{z}$ 。其中 $k_{2x} = k_2 \cdot$

$\sin \theta'$ ， $k_{2z} = k_2 \cdot \cos \theta'$ ， θ' 為光柵中零階繞射波的繞射角度， $l_i = \sum_{d=1}^i h_n$ 。

Region 3($z > d$) :

$$E_3(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} T_m \exp\{-i[(k_2 \sin \theta - mK)x - \sqrt{k_3^2 - (k_2 \sin \theta - mK)^2}(z - d)]\} \quad (2-10)$$

其中 T_m 代表第 m 階透射波的振幅， $k_3 = k_0 \sqrt{\epsilon_3}$ 。

利用(2-8)至(2-10)式，配合上電磁波於 $z = 0$ 、 $z = l_i = \sum_{d=1}^i h_n$ 以 $z = d$ 等等滿足的邊界條件，會得到無限多組線性方程式，依照 M. G. Moharam 與 T. K. Gaylord 所發展的演算法[20,21]，可以求得 R_m 、 S_m 與 T_m ，再根據繞射效率(diffraction efficiency)的定義，可得到 Region 1 及 Region 3 的繞射效率，即反射率與透射率分別為

$$DE_{1m} = \text{Re}\left(\frac{\vec{k}_{1m} \cdot \hat{x}}{\vec{k}_{10} \cdot \hat{x}}\right) R_m R_m^* = \text{Re}\left(\frac{\sqrt{1 - (\sin \theta - m \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_1} \Lambda})^2}}{\cos \theta}\right) R_m R_m^* \quad (2-11)$$

$$DE_{3m} = \text{Re}\left(\frac{\vec{k}_{3m} \cdot \hat{x}}{\vec{k}_{10} \cdot \hat{x}}\right) T_m T_m^* = \text{Re}\left(\frac{\sqrt{\frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} - (\sin \theta - m \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_1} \Lambda})^2}}{\cos \theta}\right) T_m T_m^* \quad (2-12)$$

此章節已將所需的理論都一一介紹完畢，下一章節則介紹元件的設計概念。

第 3 章 元件設計與模擬

本章將論述 RCE-QDIP 的設計脈絡，以模擬軟體來確定所需的結構，以及針對其模擬結果加以討論，並與第 2.2 節的理論做比較，最後再將模擬的結果做個小結。

3.1 設計理念

因為實驗室之前成功做出操作溫度高於 200 K 的 QDIP[22]，其響應最強的波長為 8 μm 附近，為了配合此響應，接下來皆以共振波長為 8 μm 作為考量。RCE-PD 通常可分為三個部份，分別是上反射鏡、共振腔(包含吸收層)、下反射鏡。設計概念流程如圖 3.1 所示，圖 3.1(a)為傳統 n-i-n QDIP，若要加上兩個高反射率的反射鏡形成共振腔，一般而言，通常會使用傳統 DBR 當反射鏡，形成如圖 3.1(b)的結果，然而在中長波紅外線區，無論是 DBR 或腔體都會非常厚，為了解決此問題，如圖 3.1(c)所示，下反射鏡我們仍使用 DBR，只是為了縮減 DBR 厚度，可以使用折射率差異很大的兩種材料組成(例如 Al_2O_3 與 GaAs)，以減少達到高反射率時所需的層數[10,11]；針對上反射鏡，我們曾經製作出中心在 8 μm ，反射率達 95% 以上的 GMR 反射鏡[23]，而且的確如第 2.3 節所預期的，相較於 DBR 的優勢是厚度較薄，更易整合在光電元件上。

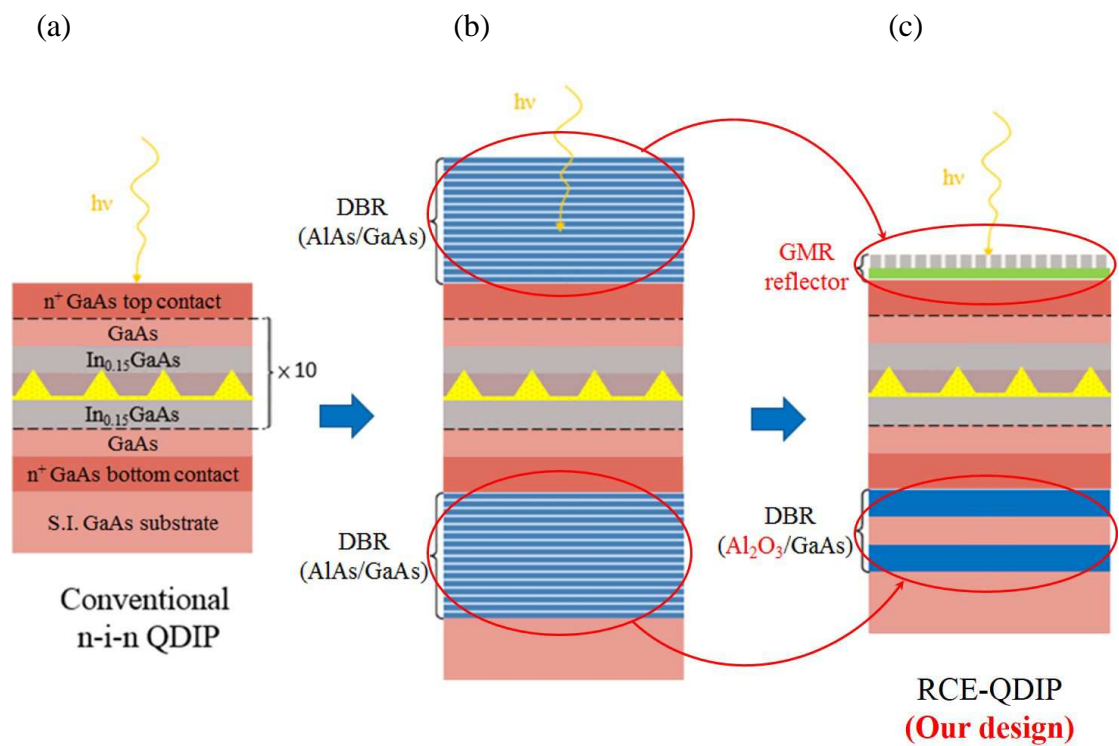


圖 3.1、設計概念流程圖 (a)傳統 n-i-n QDIP，(b)使用傳統 DBR 之 QDIP，(c) RCE-QDIP



3.2 模擬結構與參數

所用的模擬軟體是 Rsoft Design Group 寫的 DiffracMOD 3.1，演算法是嚴格耦合波分析，專門模擬週期性結構的元件，模擬上只考慮物質的形狀及折射率 (refractive index) 與消光係數 (extinction coefficient) 等光學參數，故量子點的量子吸收係數在模擬上必須透過換算成消光係數來計算，在第 3.3.2 節會說明。

RCE-QDIP 是由 GMR 反射鏡、QDIP、DBR 三部份所構成，以下各節將一一介紹各部份的設計原理，而為了能最大限度地提升光吸收效率，根據 2.2 節中的基本原理，可得知下反射鏡的反射率盡可能愈高愈好，若下反射鏡的反射率決定了，則上反射鏡的反射率又會受吸收層的影響，故先討論 DBR，接著是共振腔及吸收層，然後才是 GMR 反射鏡，最後再描述整個元件的基本特性。

3.2.1 分佈式布拉格反射鏡

考慮到高折射率差的材料及實際製程上的可行性，最終下層 DBR 是設計成 1.5 層的 $\lambda/4$ $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$ DBR，而 Al_2O_3 可藉由先成長 $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ 或 AlAs/GaAs digital alloys 層，之後再透過溼式氧化來形成[24]。

模擬上， Al_2O_3 的折射係數為 1.34[25]，GaAs 的光學參數是由軟體資料庫提供，其折射係數為 3.341，故 $\lambda/4$ 的 Al_2O_3 與 GaAs 分別為 1493 nm 與 599 nm。DBR 的模擬結構及參數如圖 3.2，其模擬反射頻譜如圖 3.3，因為考慮到與 QDIP 整合，模擬時，入射光是從 GaAs 入射，其顯示出寬帶且約 90% 的反射率。當然愈高的反射率愈能獲得更高的吸收率，但也使得整體結構變厚，若考慮到樣品製備這點，結構太厚反而並不理想。

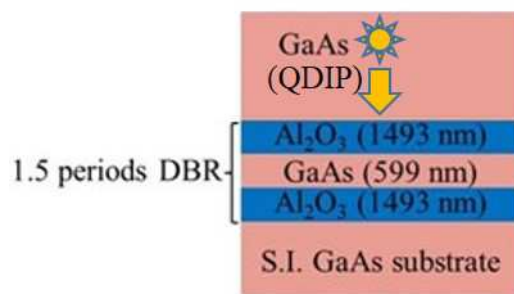


圖 3.2、DBR 的模擬結構及參數。模擬時，入射光是從 GaAs 入射

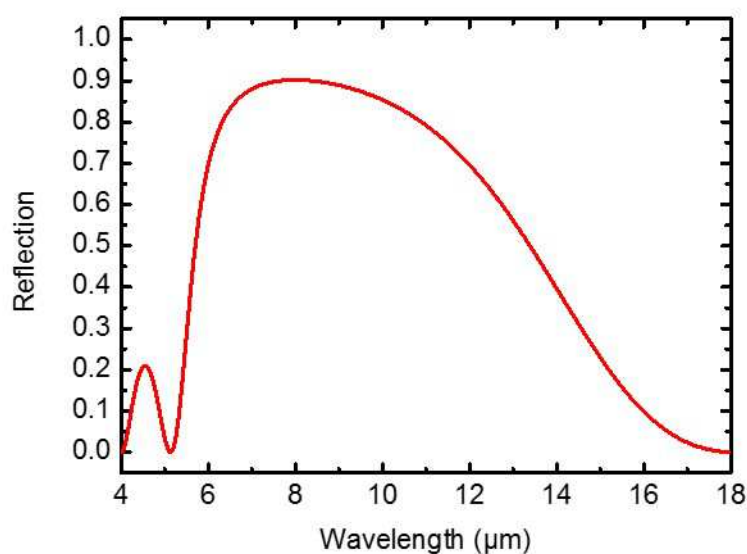


圖 3.3、DBR 的模擬反射頻譜

3.2.2 共振腔及吸收層

共振腔基本上就是一個 QDIP，而為了對準共振波長(8 μm)，共振腔設計成 2.514 μm 。其中，InAs 量子點嵌入在 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 量子井中，上面再覆蓋 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ，此量子點結構即是 confinement enhanced dots-in-a-well (CE-DWELL) 結構[22]，而吸收層即是 10 層 CE-DWELL 結構，它們之間由 47 nm 的 GaAs 層隔開，並置於共振電場的尖峰，以期得到最大的吸收效率。

模擬上，InGaAs 的光學參數亦是由軟體資料庫提供，折射係數為 3.341，而

InAs 量子點及覆蓋的 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ，為了方便模擬則替換成一層 2 nm 的 InAs 薄膜，其折射率為 3.515。由於量子點的吸收係數會因為結構或成長條件不同而變動，因此很難被選定，在此我們用過去量測 QDIP 所得到的量子效率當作參考，透過給定的量子效率 η ，再藉由下列公式[26]我們可以萃取出消光係數 k 。

$$\eta = (1 - R)(1 - e^{-N\alpha l}) \quad (3-1)$$

$$k = \lambda\alpha / 4\pi \quad (3-2)$$

其中 R 為 GaAs 跟空氣交界面的反射率， N 為量子點的層數， l 為 InAs 薄膜的厚度， λ 為光響應尖峰所在的波長，以及 α 為量子點的吸收係數。將 $\eta = 3\%$ ， $R = 0.3$ ， $N = 10$ ， $l = 2 \text{ nm}$ 代入計算後，得到 α 是 $2.19 \mu\text{m}^{-1}$ 而對應的峰值 k 為 1.394，而消光係數頻譜被設定為 Gaussian 函數，其分佈是從波長 7.5 到 8.5 μm ，半高寬(full width at half maximum, FWHM)為 0.37 μm ，如圖 3.4 所示¹。另外，因為量子點的吸收是無法確定的，故此效應會在第 3.3.3 節作一個詳細的討論。

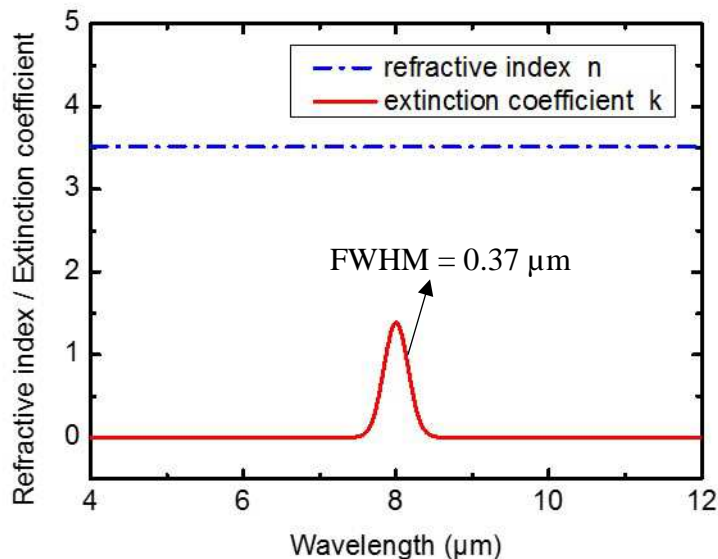


圖 3.4、InAs 薄膜的折射係數 n 與消光係數 k

¹ n 與 k 必須符合 Kramers-Kronig relationship，因此給定 k 有個吸收時， n 勢必會跟著改變(即圖 3.4 的 n 不應該為定值)，但因為 InAs 的厚度相較於整體很薄，對吸收頻譜影響不大，故忽略其 n 值的變動。

3.2.3 波導模態共振反射鏡

決定下層 DBR 後發現其反射率只有 90% 左右，根據 2.2 節中的基本原理，上面的反射率不可能大於下面的反射率，以及考慮到吸收層的影響，所以原先設計的 GMR 反射鏡需略作調整才能用在 QDIP 上，最終的結果是一層 1353 nm 的 SiO_2 與上面一層 283 nm 的 Ge 次波長光柵所組成，此光柵的晶格種類為六方晶系，其週期為 $5\ \mu\text{m}$ ，洞半徑為 $1.65\ \mu\text{m}$ 。

模擬上，Ge 的折射率為 4.0[25]， SiO_2 的光學參數亦是由軟體資料庫提供(如圖 3.5)。GMR 反射鏡的模擬結構為 Ge/ SiO_2 次波長光柵長在 GaAs 基板上(如圖 3.6)，模擬時，其入射光由空氣入射，其模擬的反射率如圖 3.7，在 $8\ \mu\text{m}$ 有約 75% 的反射率。

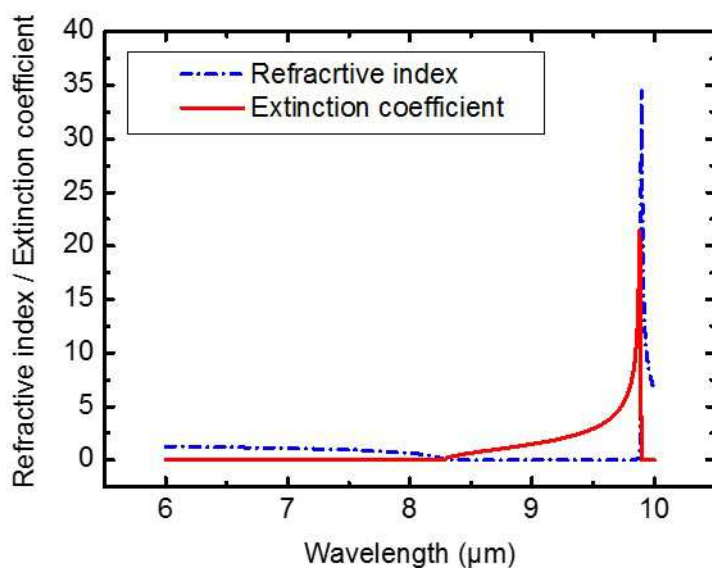


圖 3.5、 SiO_2 的折射係數 n 與消光係數 k

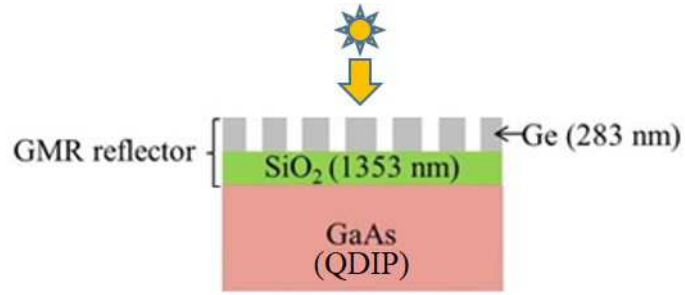


圖 3.6、GMR 反射鏡的模擬結構與參數。模擬時，入射光由空氣入射

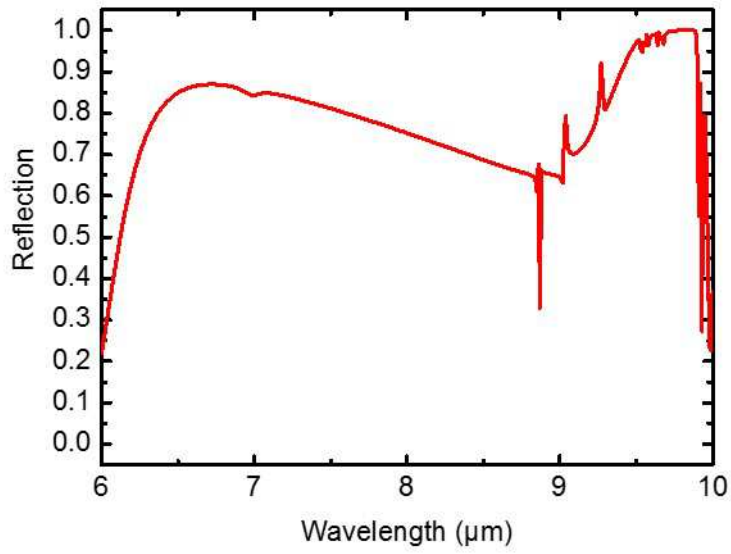


圖 3.7、GMR 反射鏡的模擬反射頻譜²

²反射頻譜中，9-10 μm 的 dips 透過模擬確認後，推測可能是有共振的 mode 在裡面，導致反射率上升，但因為波長不在我們有興趣的地方，故不作其它的討論。

3.3 模擬結果與討論

在第 3.2 節已將 RCE-QDIP 的各部份詳細描述，圖 3.8 是整體元件的模擬結構及參數，整體結構約為 $7.7 \mu\text{m}$ ，而右下角為單位晶格的俯視圖，此為六方晶系的光柵，週期為 $5 \mu\text{m}$ ，洞半徑為 $1.65 \mu\text{m}$ 。本章節將依序論述整個元件的模擬結果，包括電場分佈及吸收頻譜，及考慮到實際面的問題，亦透過模擬來確認其元件可行性，最後則是探討量子點與元件吸收率之關係，並與第 2.2 節比較。

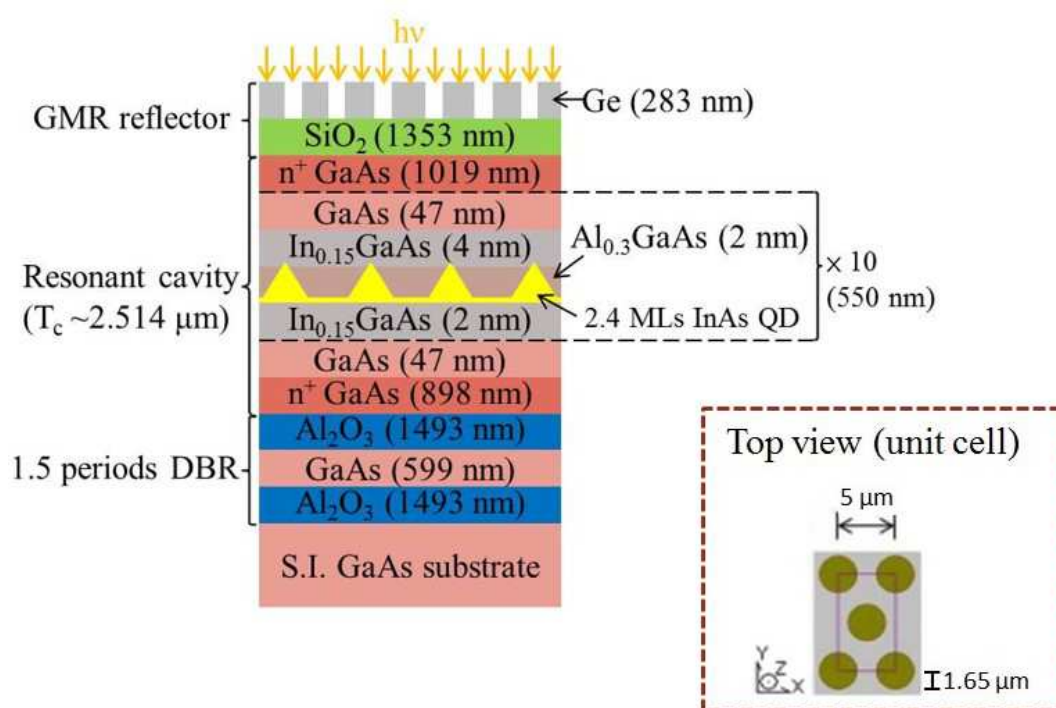


圖 3.8、RCE-QDIP 的模擬結構及參數，右下角為單位晶格的俯視圖

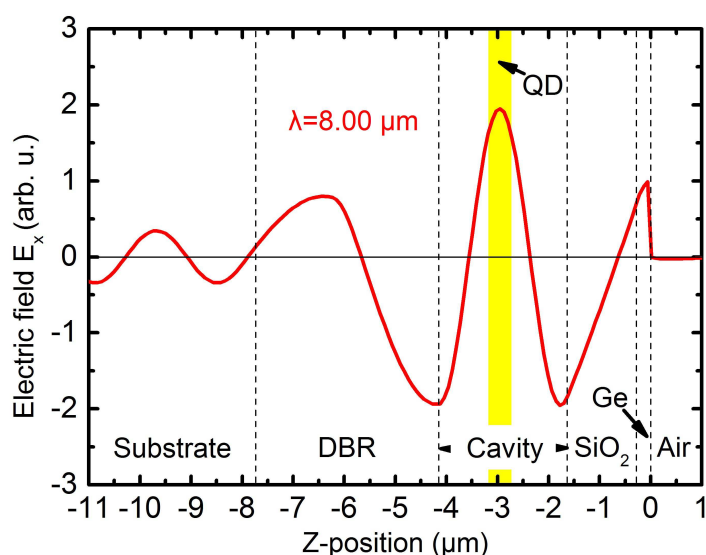
3.3.1 電場分佈及吸收頻譜

如圖 3.9(a)所示，針對 $8 \mu\text{m}$ 的入射光，在單位晶格的中心而沿著 z 方向所模擬出來的電場分佈，可發現其共振腔長約為一個 λ ，其中量子點層落在電場最強的位置，即便是最上層和最下層的量子點的電場強度也有電場最大值的 73%，的確如預期的導致強烈的吸收。另外，RCE-QDIP 模擬的元件反射、穿透與吸收

頻譜如圖 3.9(b)所示，在 $8\ \mu\text{m}$ 下，發現元件反射率幾乎為 0，元件穿透率約為 39.9%，元件穿透率相較起來仍較高，而圖 3.9(a)中，空氣中的電場非常弱，但基板的電場仍十分強，代表元件的反射率很低以及穿透率較高，這部份與圖 3.9(b)所顯示的結果相比是相同。圖 3.9(c)是對應的吸收頻譜，其中 RCE-QDIP 及無共振腔之 QDIP 的吸收峰值分別約為 60% 及 3%，故共振腔使量子轉換效率約提升 20 倍左右。欲估計共振腔使 QDIP 的光電流提升多少倍，只需將它們的吸收頻譜乘上黑體輻射頻譜密度(spectral density)，積分之後的數值再相除即可知道，若考慮黑體溫度為 300 K，經過計算後得知光電流受益於共振腔而提升了約 11 倍，其原因為透過共振腔，的確可以增強 $8\ \mu\text{m}$ 的光，但同時也抑制非其它波段的光，因此在 $8\ \mu\text{m}$ 的峰值增強 20 倍，但整個面積只增強 11 倍。

綜合上述結果，若欲達到更高的元件吸收率可透過多磊晶一層 $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$ 來獲得更高反射率的 DBR，但整體厚度太厚亦不理想；或透過縮減量子點層之間的 GaAs 層厚度，使得在強電場區域內能放進更多的量子點層，但也必須考慮到磊晶時應力的累積。

(a)



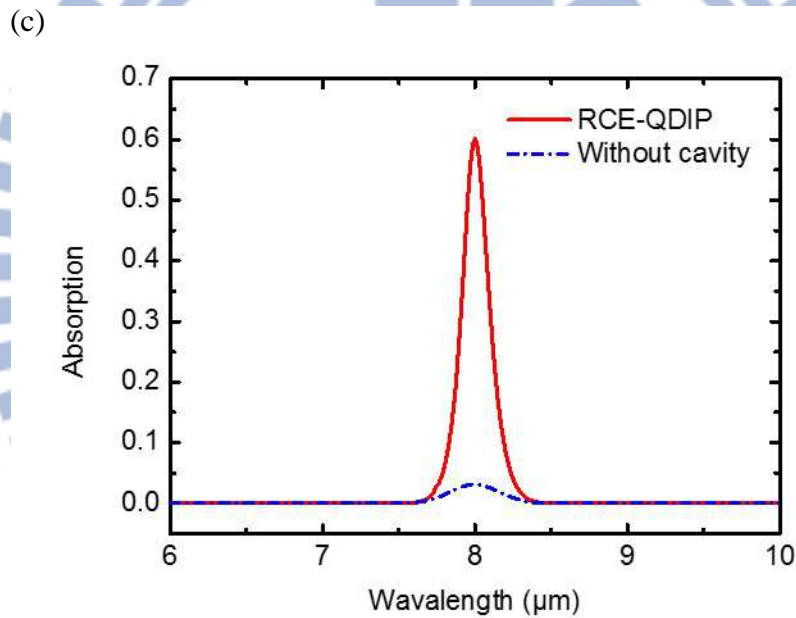
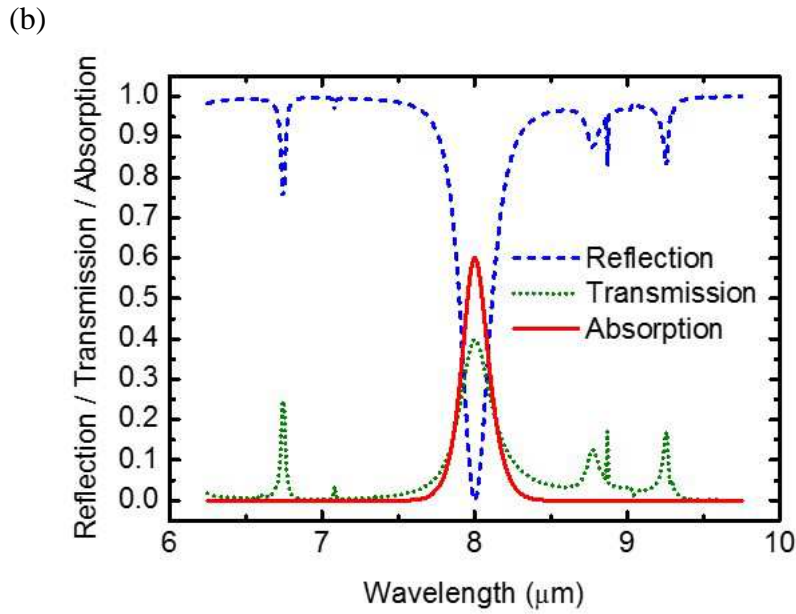


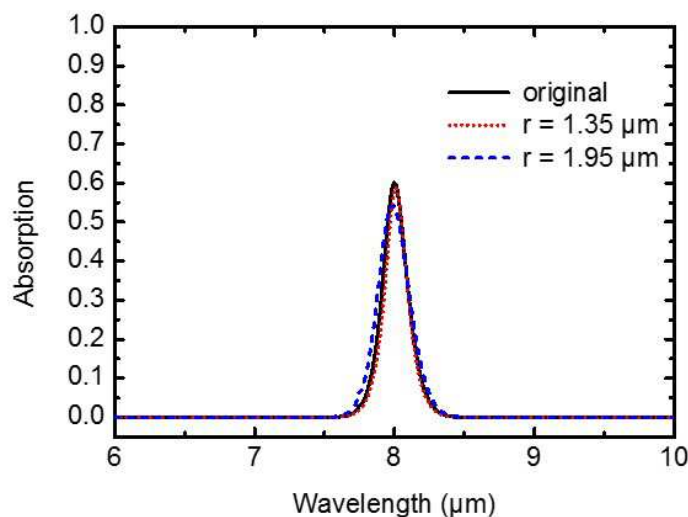
圖 3.9、模擬結果 (a) RCE-QDIP 電場分佈。(b) RCE-QDIP 之元件反射、穿透與吸收頻譜。(c)吸收頻譜，紅實線為 RCE-QDIP，藍虛線為無共振腔之 QDIP

3.3.2 元件可行性

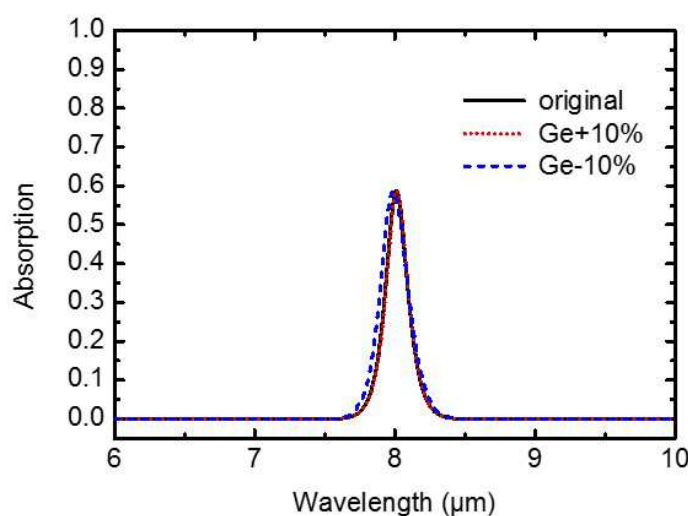
為了確定元件在製程上的可行性，我們考慮下列四個參數，確認它們對共振波長的影響程度，這些參數分別是光柵洞半徑(如圖 3.10(a))、Ge 的厚度(如圖 3.10(b))、SiO₂ 的厚度(如圖 3.10(c))及共振腔厚度(T_c) (如圖 3.10(d))，而這些參數

是對應到實際製作時可能會發生的問題，其中前三個參數是屬於製程上的誤差，第四個則屬於樣品成長時的誤差。洞半徑的誤差為 $\pm 0.3 \mu\text{m}$ ，Ge 和 SiO_2 的厚度誤差為 $\pm 10\%$ ，從模擬結果中可以明顯看出這三個參數對於共振波長和吸收尖峰是幾乎沒有影響，然而隨著共振腔變長 5% 則共振波長紅移至 $8.29 \mu\text{m}$ ，變短 5% 則藍移至 $7.71 \mu\text{m}$ ，但因為此量子點的吸收帶很窄，厚度改變易使共振波長落在吸收帶外而導致吸收峰值驟降，故共振腔厚度是其中最靈敏的參數。從這四個模擬結果看來，只有共振腔厚度需要注意，不過實際上不必太擔心其成長誤差，因為使用分子束磊晶系統(molecular beam epitaxy, MBE)成長樣品，其成長誤差應可小於 1%，因此，透過上述的討論，可驗證我們設計的可行性。

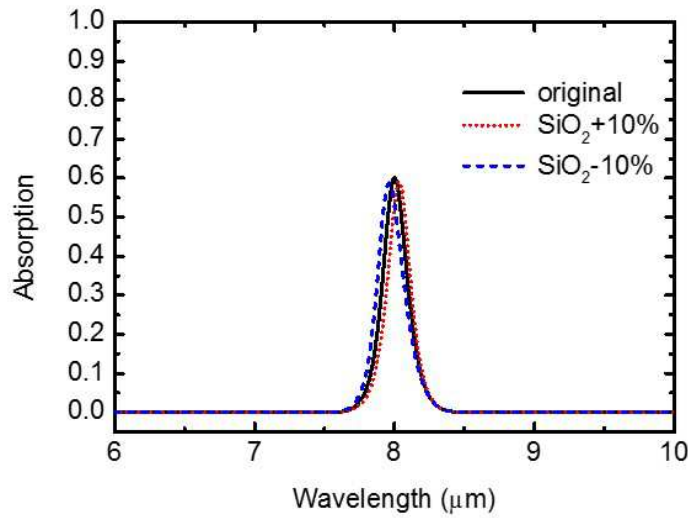
(a)



(b)



(c)



(d)

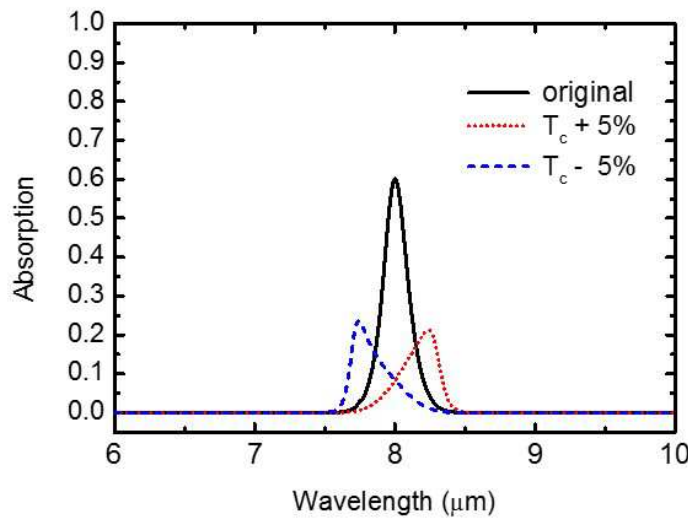


圖 3.10、(a)光柵洞半徑，(b) Ge 光柵的厚度，(c) SiO₂ 層的厚度，(d)共振腔厚度(T_c)

另外，我們也計算了此元件對於入射角度的相關性。透過畫出其元件的反射、透射以及吸收峰值對入射角度的關係圖，如圖 3.11，發現其吸收尖峰在入射角小於 10° 是幾乎未受影響的，當入射角大於 10° 則開始快速減小，當入射角大於 25° 則降至 10% 不到，此現象的原因是因為當入射角愈來愈大，其上層 GMR 反射鏡與下層 DBR 的反射率也會改變，兩者改變的情形不同而導致共振效果愈來愈差，甚至最後無法共振而退化成一般的 QDIP。

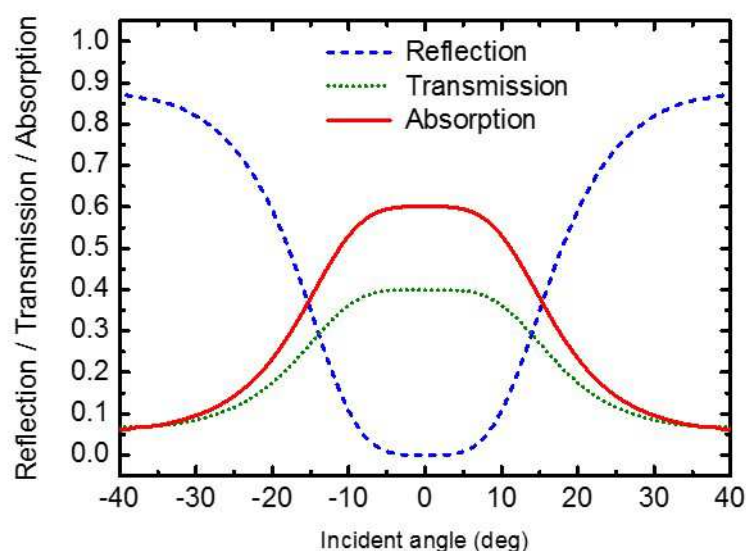


圖 3.11、RCE-QDIP 的反射、透射以及吸收峰值對入射角度的關係圖

3.3.3 量子點的內部吸收之影響

就如之前提到的，由於量子點的吸收具不確定性，儘管一開始給定一個量子效率來方便計算，但事實上還需考慮到吸收光的電子從量子點跳出來並被收集的能力，另外 QDIP 的量子效率亦會隨著外加偏壓與溫度而改變，為了解決這一連串的問題，我們研究元件吸收與量子點的量子效率的關係，而且設計了總共三種 GMR 反射鏡，分別是 GMR-A、B 及 C，其中 GMR-A 即是原本的 GMR 反射鏡(即圖 3.6 的 GMR 反射鏡)，而 GMR-B 是 217 nm 的 Ge 和 1514 nm 的 SiO₂，GMR-C 則是 349 nm 的 Ge 和 1220 nm 的 SiO₂，它們有著相同的週期以及洞半徑，但因為有不同厚度的 Ge 和 SiO₂，也因此有不同的反射頻譜。圖 3.12 為三種反射鏡的反射頻譜，其模擬的結構都是 Ge/SiO₂ 次波長光柵長在 GaAs 基板上。

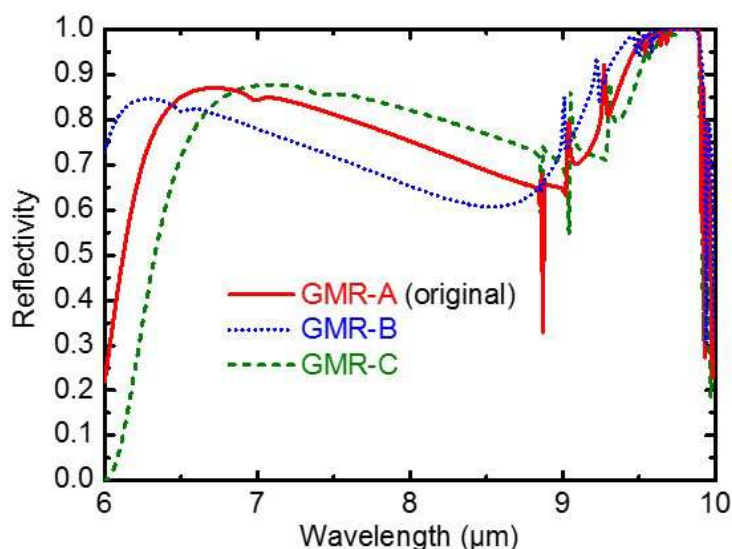


圖 3.12、GMR-A、GMR-B、GMR-C 的反射頻譜

圖 3.13 為無共振腔的 QDIP 及使用三種反射鏡的 RCE-QDIP 的吸收峰值對量子效率作圖。先比較使用 GMR-A 的 RCE-QDIP 與無共振腔的 QDIP 之間的差異，隨著增加的量子效率，無共振腔的 QDIP 的吸收峰值則單調遞增，而使用 GMR-A 的 RCE-QDIP 的吸收峰值則是快速增加，達到最大值後逐漸下降，觀察另外兩個反射鏡的 RCE-QDIP 也都有類似的趨勢，只差在於吸收最大值及發生最大值的量子效率不一樣，我們將三種反射鏡的結構參數及其 8 μm 的反射率，還有三種 RCE-QDIP 的吸收最大值和發生最大值的量子效率皆列於表 3.1，發現當具有愈高反射率的上反射鏡，會在量子效率愈小的位置發生吸收最大值，此現象與 2.2 節中的基本原理有相同趨勢。接著我們將使用三種反射鏡的 RCE-QDIP 與無共振腔之 QDIP 的吸收峰值相除，可畫出增強因子對量子效率的關係圖(如圖 3.14)，亦發現如 2.2 節中的基本原理所預期，隨著量子效率增加，增強因子逐漸下降。

GMR Reflector	GMR-A	GMR-B	GMR-C
Ge (nm)	283	217	349
SiO ₂ (nm)	1353	1514	1220
Reflectivity	~75%	~65%	~82%
Device absorption Max. @ η_i	0.699 @ 5.7%	0.784 @ 7.7%	0.592 @ 4.3%

表 3.1、三種 GMR 反射鏡的結構參數、反射率，以及其對應的元件吸收最大值與發生之量子效率位置

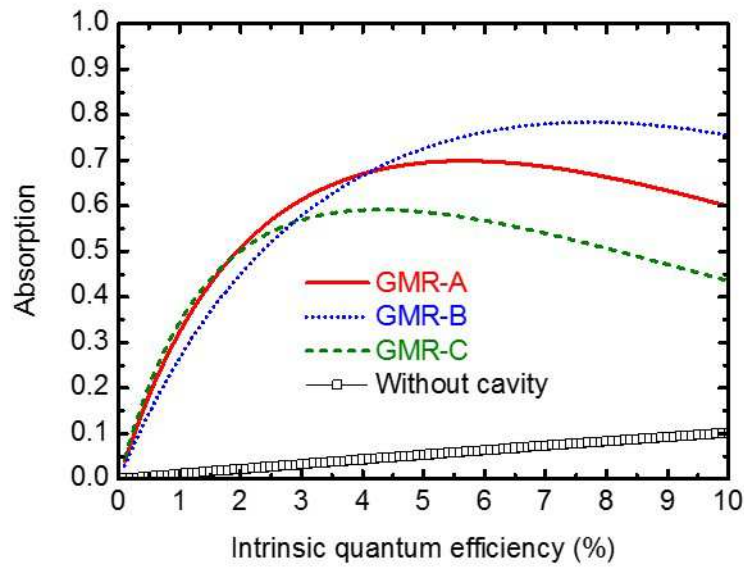


圖 3.13、元件吸收峰值對量子效率之關係圖 (黑框線為無共振腔之 QDIP，紅實線、藍點線、綠虛線分別為使用 GMR-A、B、C 的 RCE-QDIP)

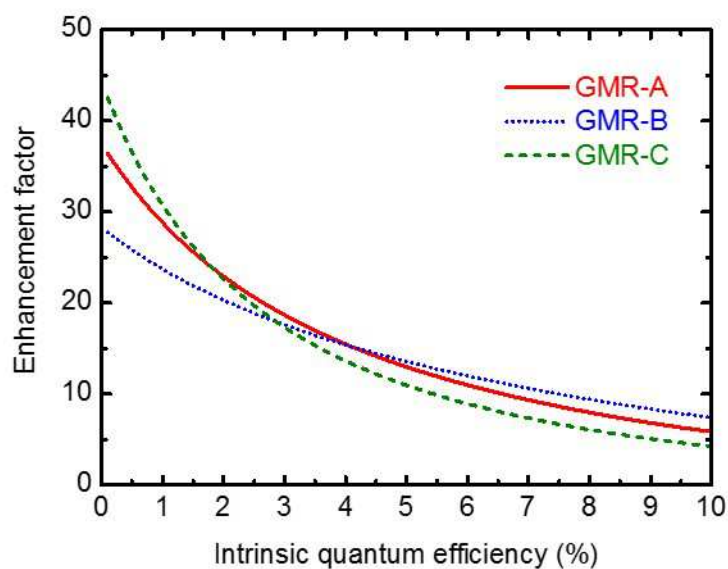


圖 3.14、增強因子對量子效率之關係圖
(紅實線、藍點線、綠虛線分別為使用 GMR-A、B、C 的 RCE-QDIP)

3.4 小結

我們成功設計出一個偵測波段在 $8\ \mu\text{m}$ ，整體厚度約為 $7.7\ \mu\text{m}$ 的 RCE-QDIP，根據模擬結果，其元件吸收率最大值為 59% 至 78%，且其增強因子為 7 至 20 倍，並透過模擬驗證我們的設計在製程上是可行的，藉由了解元件效率跟量子點的吸收係數的關係，發現若想让偵測器性能更好，我們可以對於一個給定的 GMR 反射鏡去改變吸收層的吸收效率，亦或者針對固定的量子點的量子效率來設計共振腔結構。

第 4 章 元件製程及量測

本章依序介紹樣品製備的流程與元件量測的方法，由於在樣品製備與元件量測上遇到不少的困難，結果也不如預期，因此過程中面臨的問題與其克服的方法將是本章的主軸。

4.1 製作流程及光罩設計

首先，利用分子束磊晶系統成長經模擬決定的結構，將 2.4 MLs 的 InAs 量子點成長在 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ (2nm)，上面再依序覆蓋 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (2nm) 與 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ (4nm) 來組成 CE-DWELL 結構，而吸收層即是 10 層 CE-DWELL 結構組成，它們之間由 47 nm 的 GaAs 層隔開，為了符合共振腔厚度，上層與底部接觸層(top and bottom contact)分別為 1019 nm 與 898 nm，n+ GaAs 的摻雜濃度為 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ ，另外，下層 2 nm 厚的 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 中間有 Si δ -doped 層，其濃度約為 $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ，目的是為了提供量子點吸收用的載子。下層 DBR 為 1.5 週期，氧化前的材料選擇為 $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ [27]， $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ 與 GaAs 的厚度分別為 1493 nm 與 599 nm。

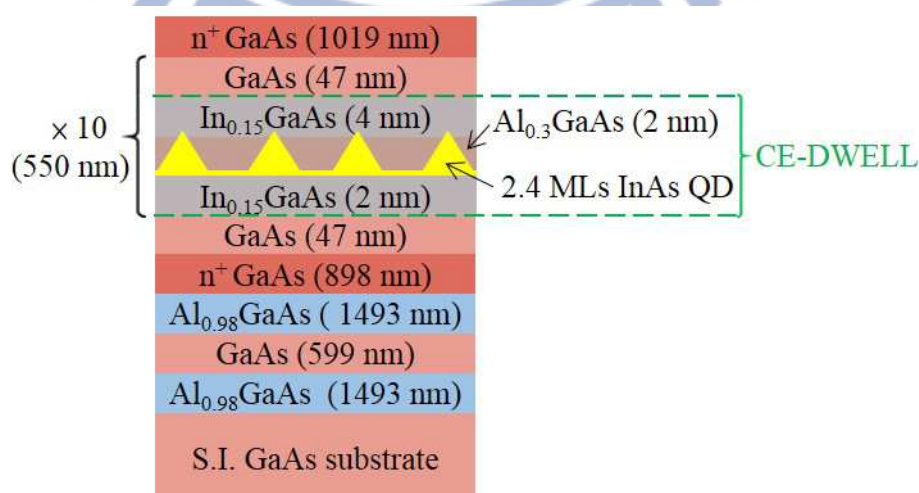


圖 4.1、磊晶結構

元件製程的第一步是定義元件平台(mesa)，其目的在於元件隔離，使元件之間能獨立操作而不受彼此的干擾，做法為利用傳統的光罩對準曝光機及硫酸雙氧水蝕刻液($\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 8 : 80$)，蝕刻至露出底部接觸層，並緊接著用電漿輔助化學氣相沉積系統(plasma-enhanced chemical vapor deposition, PECVD)沉積 SiO_x 覆蓋表面。

第二步是在元件的前後端定義氧化窗口，做法是同樣是利用光學微影的方式開出洞口，利用緩衝氧化矽蝕刻液(buffer oxide etcher, BOE)蝕刻 SiO_x ，再用硫酸雙氧水蝕刻液深蝕刻至兩層 $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ 皆露出，緊接著濕式氧化(其細節在第 4.1.1 節說明)，氧化後的 $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ 轉變成 AlO_x ，而 SiO_x 除了結構需要，在氧化過程中也用來保護樣品的表面。其中要注意的是若需在 SiO_x 上做黃光微影，必須先上六甲基二矽氮烷(hexamethyldisilazane, HMDS)再上光阻 AZ 5214E，原因是光阻對於 SiO_x 的附著力很差，在蝕刻過程中容易剝落，在蝕刻時易遭側蝕破壞。從圖 4.2 可看出有無 HMDS 的差異，圖 4.2(b)中的圖形即是氧化窗口，是蝕刻下去的部份。圖 4.2(a)的黃色框框為正常的氧化窗口大小，而黃色箭頭為 BOE 向外側蝕的方向。

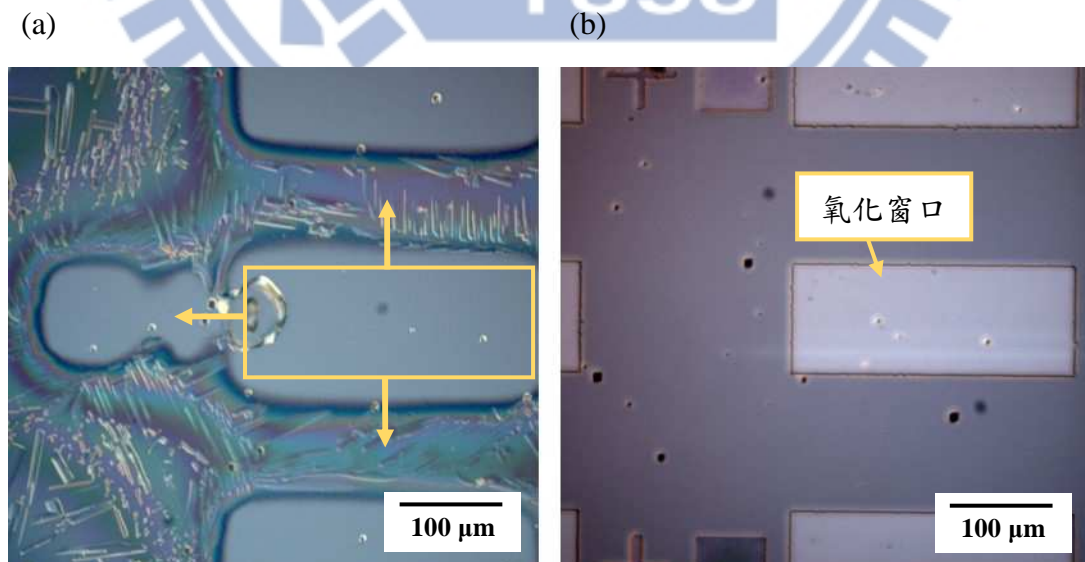


圖 4.2、BOE 蝕刻結果 (a)未上 HMDS，黃色箭頭為 BOE 側蝕方向。(b)有上 HMDS

第三步是在 Ge 光柵的製作，這步驟是最關鍵的一步，由於光柵中最小的線寬為 1.5 μm ，我們先將曝光機光源換為短波長(220 nm)再去做黃光微影。在上面鋪上光阻 AZ 5214E 後，要注意的是光罩與樣品必須貼得愈近愈好，愈近才有可能曝出理想的圖形，曝光之後再以電子束金屬蒸鍍機(E-gun metal evaporation)來鍍上 Ge，並控制其厚度，最後用丙酮去除光阻及其上的 Ge 即完成(lift-off)，要注意因 Ge 易水解，故不能用水沖洗。

第四步是定義金屬電極以及光窗，同樣是利用光學微影的方式與 BOE 的蝕刻，露出上層接觸層後，用鹽酸水溶液($\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}=1:3$)去除表面氧化物，接著用電子束金屬蒸鍍機鍍上 Pd/Ge/Au (10 nm/40 nm/100 nm)，選擇其金屬當電極的原因在第 4.1.2 節說明，最後用丙酮去除光阻及其上的金屬即完成。

第五步是形成歐姆接觸面(ohmic contact)及接線，鍍上金屬後將樣品進行快速熱退火(rapid thermal annealing, RTA)，其條件為 20 秒升溫至 200 $^{\circ}\text{C}$ 後持平 60 秒再自然降溫，最後將樣品背面塗上銀膠，黏在訂做好的 LCC(leaded chip carrier) 上，並用打線機以金線連接外部量測線路，之後即可開始量測。下圖為製作流程示意圖(如圖 4.3)。

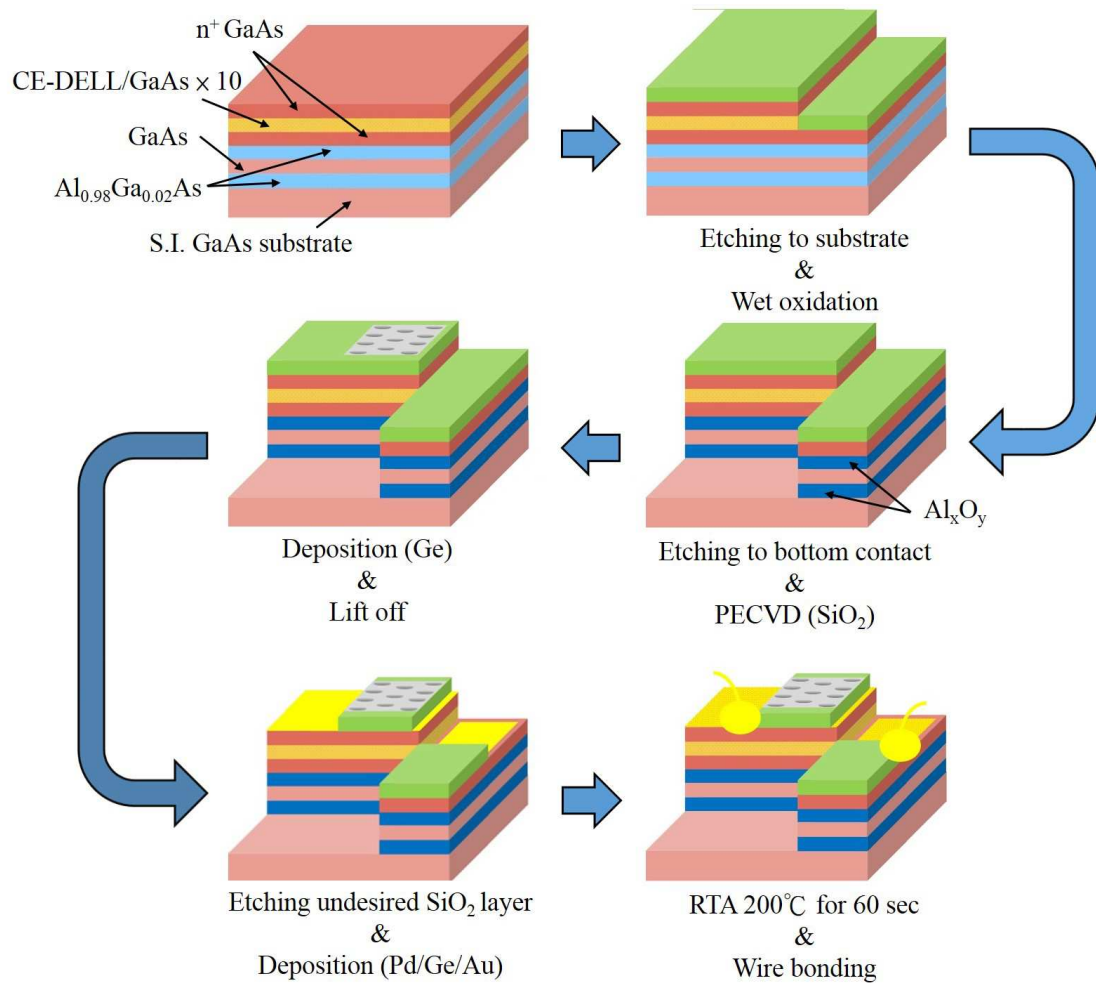


圖 4.3、元件製作流程示意圖

製作元件所需的光罩，其設計的考量有以下幾點：有無共振腔的差異、光柵所需的週期數、光柵的洞半徑、DBR 的影響、GMR 反射鏡的影響，因此我們規劃出多種元件以便後續分析，其中光柵週期數有 10 與 20 個週期兩種，光柵洞半徑有三種分別是 $1.55\ \mu\text{m}$ 、 $1.65\ \mu\text{m}$ 與 $1.75\ \mu\text{m}$ ，而某些元件沒有氧化窗口或光柵是分別用來觀察 DBR 與 GMR 反射鏡的影響，來與 RCE-QDIP 做比較。每種元件的 mesa 皆為 $275 \times 140\ \mu\text{m}^2$ ，底部接觸層皆為 $128 \times 135\ \mu\text{m}^2$ ，其它設計參數皆列於表 4.1，其中 RCE-QDIP 為模擬的結構；DBR-QDIP 代表只有下層 DBR；GMR-QDIP 代表只有上層 GMR 反射鏡；QDIP 是一般的 QDIP。表格最右側的圖示則表示其元件在光罩設計圖中的圖示。

另外，光罩的設計如下圖(如圖 4.4)，其中 20P 與 10P 則代表光柵週期數。光窗上出現色塊表示有光柵，紅、藍、黃色為 20 週期光柵，分別代表 1.55 μm 、1.65 μm 與 1.75 μm ；而淡綠色為 10 週期光柵，半徑為 1.55 μm ；無色塊代表無光柵。紅色虛線框內的範圍表示有氧化窗口，其餘的範圍是無氧化窗口。

Device name	Oxidation window	Top contact	Optical window	Hole radius	Symbol in Mask
QDIP-1		128x90	62.6x62.6		
QDIP-2		128x263	112.6x112.6		
DBR-QDIP-1	150x160	128x90	62.6x62.6		
DBR-QDIP-2	110x285	128x263	112.6x112.6		
GMR-QDIP_10P		128x90	62.6x62.6	1.55	
GMR-QDIP_20P		128x263	112.6x112.6		
RCE-QDIP_10P	150x160	128x90	62.6x62.6	1.55	
RCE-QDIP_20P	110x285	128x263	112.6x112.6	1.75	
				1.65	
				1.55	

表 4.1、元件規格，單位為 μm (其中 10P 與 20P 代表 10 與 20 週期的光柵)

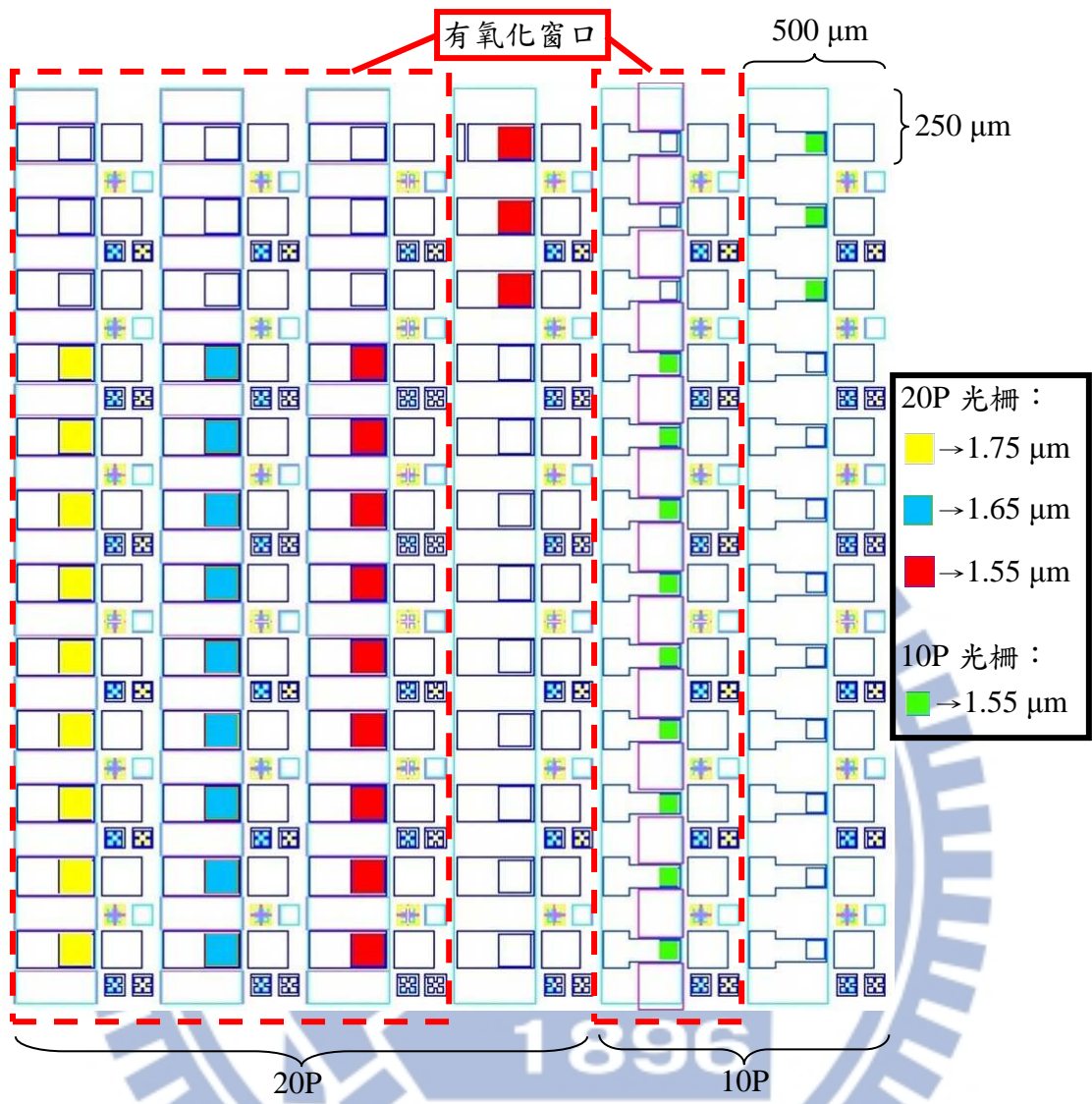
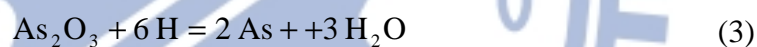


圖 4.4、光罩設計圖

4.1.1 氣泡式氧化系統

1990 年，J. M. Dallesasse 等人已發現 AlAs 或 AlGaAs 的自然氧化物是品質高、折射率低的絕緣體[28]，因此 AlGaAs 的氧化近年來已被廣泛的應用在多個領域，舉凡是用在垂直共振腔面射型雷射(vertical-cavity surface-emitting laser, VCSEL)的電流孔徑及 DBR 中的低折射率材料[29,30]，甚至是金半場效電晶體(metal-semiconductor field-effect transistor, MESFET)中的絕緣層[31]，相關研究也愈來愈多[32,33]。氧化物 AlO_x 可由 AlAs 至於高溫中通以水氣形成，其氧化過程中將會消耗 AlAs 的厚度，與氧氣反應成為 Al_2O_3 ，氧化反應式表示如下[34]：



從反應式(1)可知道 AlAs 經氧化除了 Al_2O_3 還會產生 As_2O_3 ，而透過反應式(2)、(3)可得知 As_2O_3 會與氫反應成 As，氧化過程中會出現其它產物(即 As_2O_3 與 As)，這些副產物會使得 Al_2O_3 的品質下降，亦會影響 DBR 的反射率，而氧化技術的優劣將決定副產物對元件特性的影響程度，故氧化製程在整個製作流程中是最重要的。

我們的氣泡式氧化系統是由流量控制器、四口瓶、加熱器(含溫度控制器)、爐管(含溫度控制器)及冷卻系統所組成，如圖 4.5 所示，而圖 4.6 為氣泡式氧化系統實照。

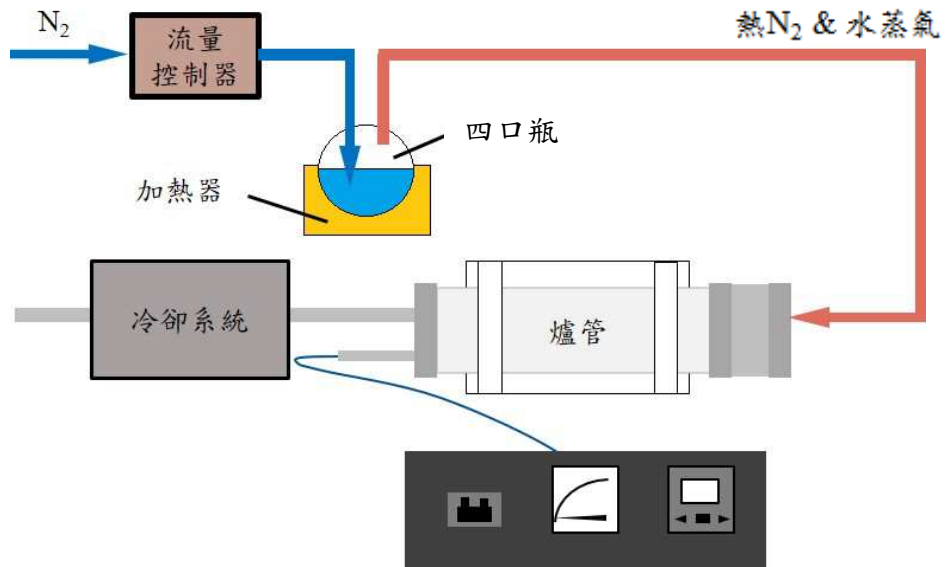


圖 4.5、氣泡式氧化系統示意圖

(a)



(b)

(c)



圖 4.6、氣泡式氧化系統實照 (a)爐管，(b)四口瓶與加熱器，(c)冷卻系統

整體系統的操作方式是，讓氮氣經過裝著有高溫去離子水(DI water)的四口瓶，將水蒸氣帶入爐管中，在高溫下使得 AlGaAs 氧化，最後由爐管出來的熱氮氣及水蒸氣會通過冷卻系統，而冷卻的水留在冷卻系統，氮氣則回到排放系統。在考慮到氧化速率不能過慢以及氧化後的熱穩定性，我們決定將四口瓶裡的 DI water 維持在 90 °C [24]，通入四口瓶的氮氣流量為 3 L/min，爐管的溫度則選三種溫度(420 °C、440 °C 和 450 °C)做測試，因此其氧化步驟說明如下：

Step1：將樣品放入爐管，開啟加熱器加熱四口瓶裡的 DI water 並穩定在 90 °C。

Step2：通入氮氣(3 L/min)經過 90 °C 的 DI water，接著將水蒸氣帶入爐管。

Step3：將爐管以速率 40 °C/min，升溫至 420 °C、440 °C 和 450 °C，在升溫過程中爐管也逐漸充滿著水蒸氣。

Step4：氧化完畢後，關掉四口瓶加熱器使它自然降溫，以及切換氮氣閥門，直接通氮氣(8 L/min)進入爐管來清除裡面的水蒸氣及積水。

Step5：爐管降溫，將樣品取出。

為了測試氧化條件，我們沉積 SiO_x 層，以及定義氧化窗口並蝕刻至基板，接著以 420 °C 氧化後切開拿去用掃描式電子顯微鏡(scanning electron microscope, SEM)觀察，結果如圖 4.7，圖中的 DBR，上層與下層的氧化深度不同，推測其原因是因為 Ga 的磊晶速率在成長過程中下降，導致 Al 的比例相對來說較高，使氧化速度增加，因此上層氧化深度較長。確認氧化成功後，圖 4.8 為三個溫度下氧化深度與氧化時間的關係圖，因 DBR 寬為 140 μm ，從測試結果發現要從兩側氧化進去將 DBR 全氧化完(即 70 μm)，在 450 °C 至少需要約 95 min，而 440 °C 則需約 146.6 min，雖然 450 °C 所花費的時間較短，但因為樣品在經過 450 °C 氧化下會變得較易斷裂，故最終還是選擇 440 °C 的氧化。另外，由於氧化時間過長會使結構的應力增加[35]，對後續製程不利，故氧化時間最終設為 150 min。

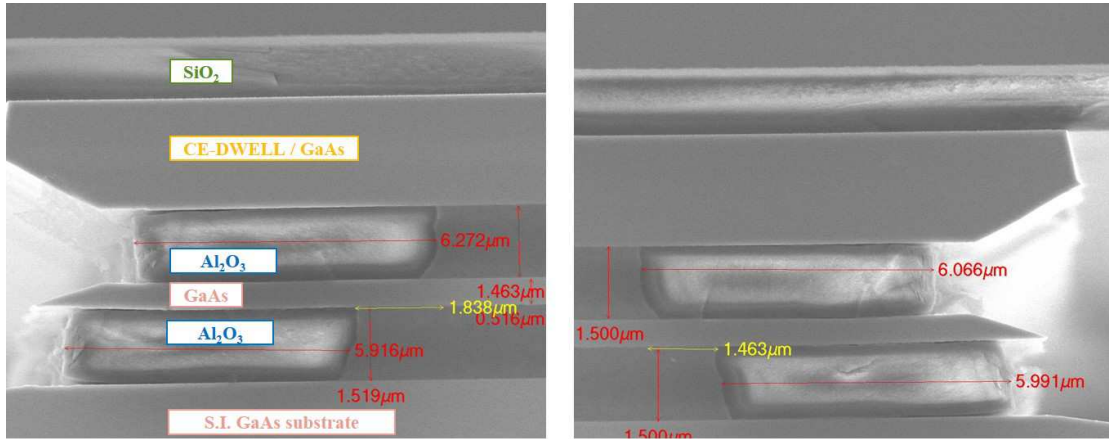


圖 4.7、在 420 °C 下，氧化 35 min 的結果

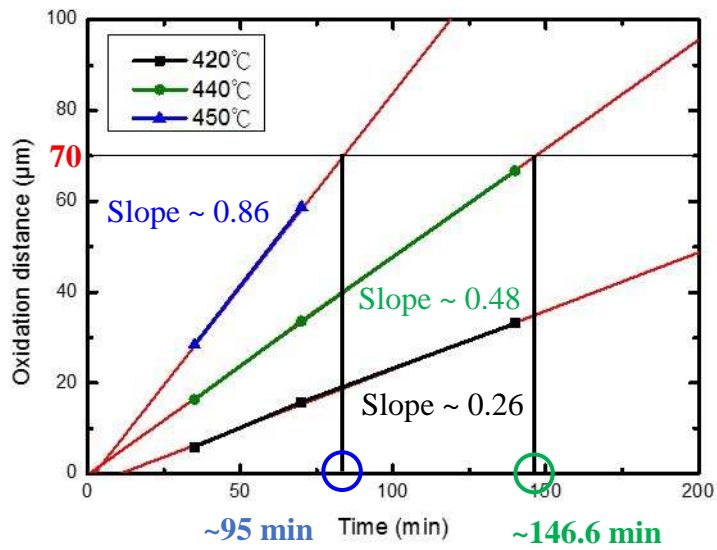


圖 4.8、三個溫度(420 °C、440 °C、450 °C)下氧化深度與氧化時間的關係圖
(70 μm 為 DBR 全氧化完的距離，對應到的氧化時間為 440 °C 與 450 °C 所需的時間)

4.1.2 低溫退火的金屬電極

一般而言，要在 n+ GaAs 上形成歐姆接面最常使用的金屬為 Ni/Ge/Au，並 RTA 約 420 °C 持平 35 秒才能形成低電阻率的歐姆接面。但採用此方式的元件在每次 RTA 之後，DBR 已氧化的元件易發生剝落的情形，故推測氧化後的元件無法承受高溫退火，如圖 4.9。事後是利用 I-V 量測來確認各種元件的接面狀況，的確如預期地發現未氧化的元件有通，氧化的元件斷路，進一步確認發現氧化的元件的底部接觸層皆剝落，導致並非所有的底部接面都相通。為了解決這問題，根據參考文獻指出氧化完立即的退火能使氧化過程中產生的中間產物(例如 As 或 As₂O₃)移除，進而減緩後續 RTA 所造成的剝落現象[36]，不過我們嘗試過立即退火 30min 與 150min 都改善有限，我們推論除了中間產物的影響之外，經過氧化的 DBR，其 AlO_x 與周圍半導體的熱膨脹係數不同，而後續的高溫 RTA 或長時間退火會導致其應力的累積而造成從 DBR 開始剝落，進而產生上述的結果。

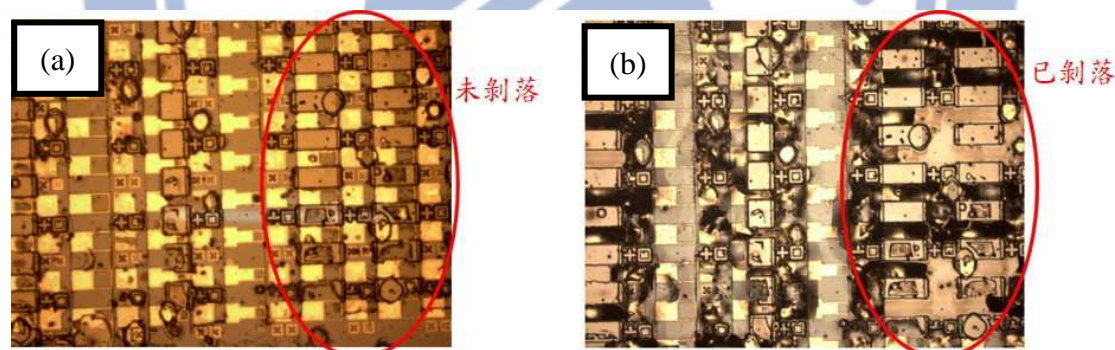


圖 4.9、(a) RTA 前，(b)RTA 後，已氧化的樣品的 OM 照

接著我們先確定元件在氧化過後還能耐幾度的高溫，為此做了個實驗，將氧化後的樣品做了不同溫度的 RTA，其溫度是從 200 °C 到 420 °C，中間每隔 20 °C，發現從 300 °C 開始出現元件剝落的現象，到 380 °C 則全部皆剝落。由於使用 Ni/Ge/Au 需要高溫退火(>380 °C)，因此我們必須另尋金屬來形成歐姆接面，根據之前的研究文獻[37-39]，我們選定 Pd/Ge/Au (10 nm/40 nm/100 nm)，採用 60

秒 200 °C 的 RTA，終於好不容易才做出能量測的元件，其電性結果如圖 4.10，圖 4.10 (a)為 RTA 前的結果，圖 4.10(b) RTA 200 °C 60 秒的結果，明顯發現 RTA 後形成歐姆接觸。

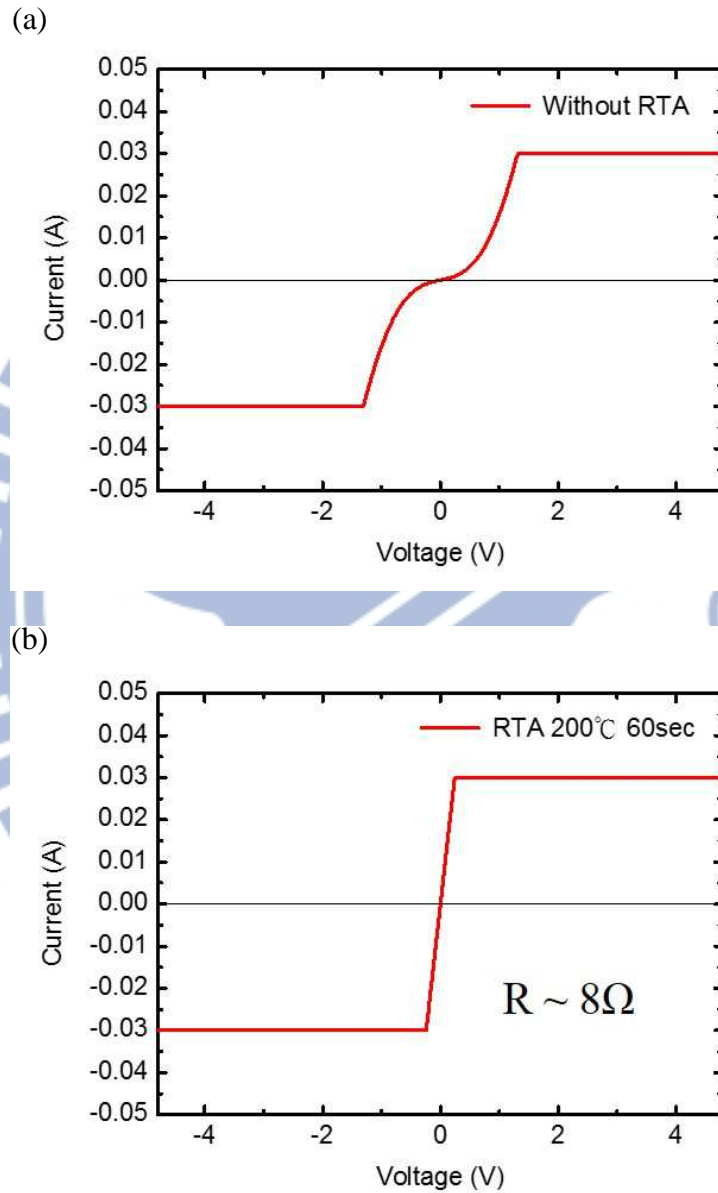


圖 4.10、Pd/Ge/Au (10 nm/40 nm/100 nm)

(a) RTA 前的結果，(b) RTA 200 °C 60 sec 的結果

4.2 元件製程結果

製程結果將分成兩部份來檢視，分別是樣品成長與元件製作，最後再討論這些因素對整個元件的影響。長晶完的樣品編號為 Lm5274，觀察其樣品表面(如圖 4.11)，發現表面到處充滿了大小不等的缺陷，分別有平均長寬約有 $50\ \mu\text{m}$ 與 $10\ \mu\text{m}$ 兩種，其裂縫皆有各自的方向性，而且隨著時間增長，其缺陷的數量與密度愈來愈大。另外，實際結構如圖 4.12，而理想跟實際結構的厚度則列在表 4.2，發現 Ga 的量不足，共振腔厚度及 GaAs 層皆比理想厚度薄約 11% 及 9%，而 AlGaAs 則與理想厚度相差不多，根據第 3.3.2 節討論的結果，成品的共振波長可能會藍移的很嚴重，但由於我們只有此一之樣品，因此還是以此樣品做出所設計的元件。

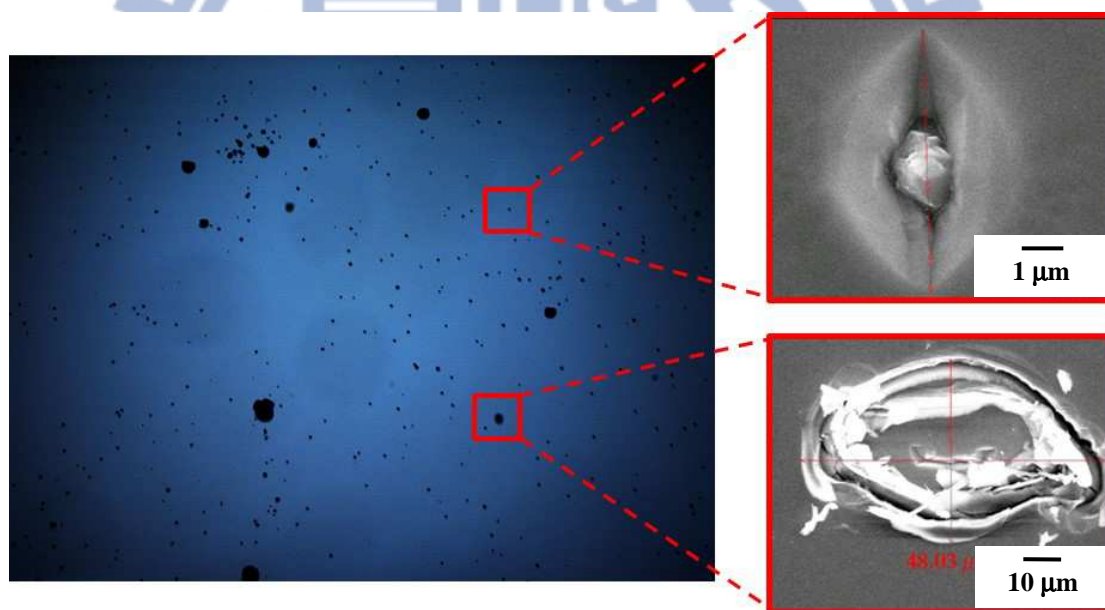


圖 4.11、樣品表面

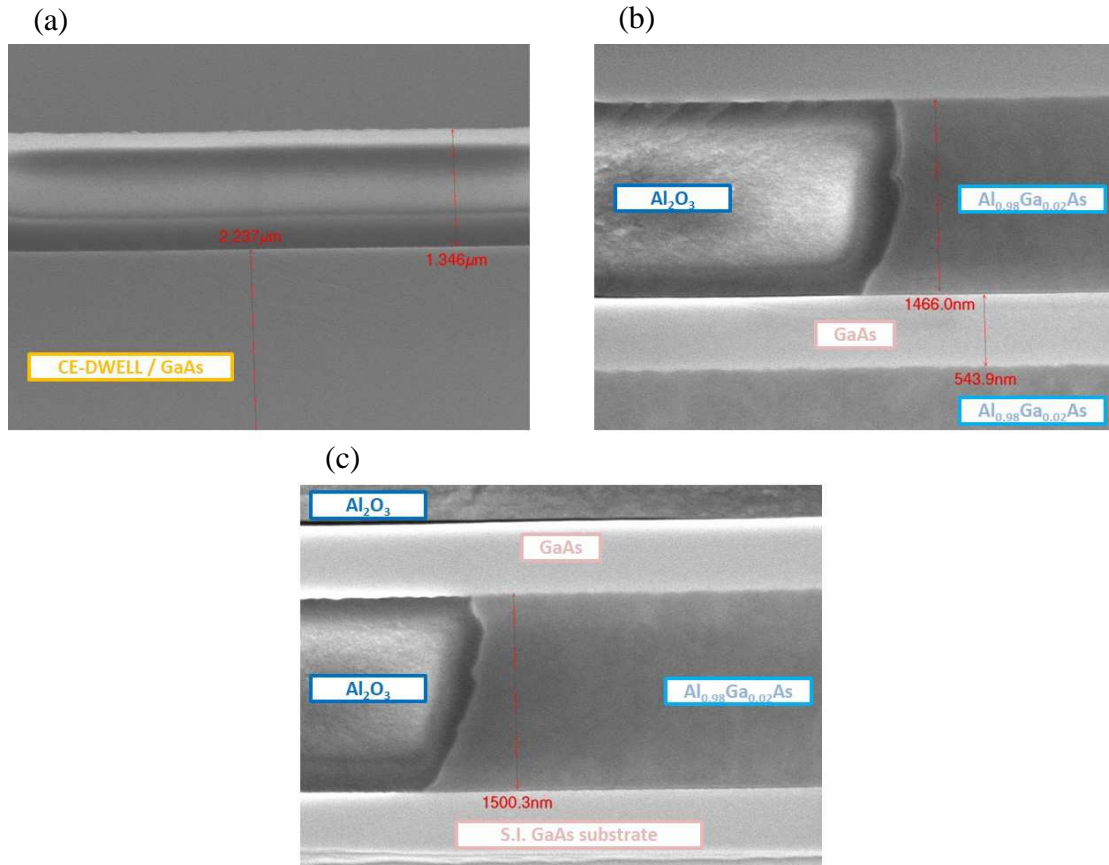


圖 4.12、實際結構尺寸

	Cavity length	1 st AlGaAs	GaAs	2 nd AlGaAs
理想厚度 (μm)	2.514	1.493	0.599	1.493
實際厚度 (μm)	2.237	1.466	0.5439	1.5
差異	~11.02%	~1.808%	~9.19%	~0.46%

表 4.2、理想厚度與實際厚度比較表

在元件製作上面臨到很多問題，經過一連串的嘗試與改進後，可量測的元件總算順利完成(如圖 4.13)，但發現原先做好的 Ge 光柵(如圖 4.14(a))，在經過第四步製程(定義金屬電極與光窗)時會漸漸剝落，導致實際的與原先設計的光柵周期數不同(如圖 4.14(b))，甚至是光柵全部剝落，推測原因是因為光阻無法完整的將光柵保護住，在 BOE 蝕刻時也漸漸破壞光柵下的 SiO₂，導致 Ge 剝落，關於這點未來可考慮使用 polyimide 鋪平使高低差變小，讓氧化後的黃光製程條件都變

得容易些。在替元件接線之前，我們再一次利用 I-V 量測來確認接面狀況是否有之前的問題，的確使用 Pd/Ge/Au 之後就沒有再發生 RTA 後會剝落的問題了，然而接下來準備要接線的時候才發現，氧化後元件較易剝落，無法成功打線，因此未來可改用 AlAs/GaAs digital alloys 層來進行氧化[40]，以及測試氧化後 DBR 的應力是否會影響主動層，或利用 Micro-Raman 確認氧化後 DBR 的品質[35]，應可避免此一問題。由於成功率極低，最後只成功連接到兩個元件，分別是一個無 DBR 的元件、一個有 DBR 的元件，而它們的光窗大小相同，但由於光柵都剝落，他們之間的差異就只剩 DBR 而已。

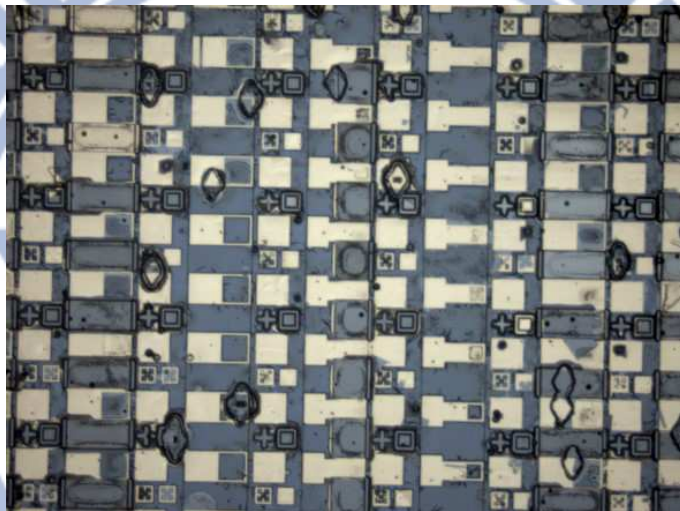


圖 4.13、元件成品的 OM 照

(a)

(b)

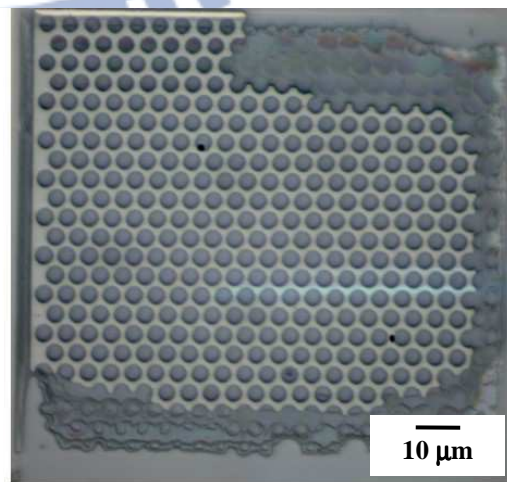
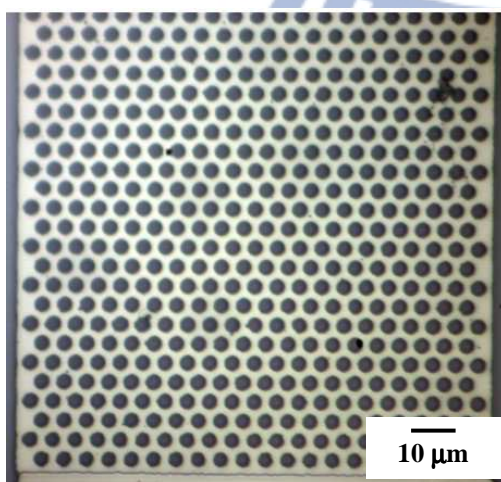


圖 4.14、光柵在 (a) 第四步製程前，(b) 第四步製程後的 OM 照

4.3 量測原理及量測系統

光偵測器的性能可由三個重要的特徵判斷，分別是 I-V 特性、光響應頻譜以及雜訊電流的表現。所謂的光響應(responsivity)是指當元件接收到一個特定的入射紅外線，會輸出一個光電流訊號，而雜訊是隨機波動的電訊號，往往會隱藏真實訊號，它們通常被組合成一個參數，稱為偵測度(detectivity)，它代表了訊號對雜訊的比值，是個重要且代表偵測器品質的參數，但由於此元件特性不好，在量測光電流時的溫度已降至 15 K，再加上我們主要討論的是共振腔的效果，故沒有量測元件雜訊。

4.3.1 背景光電流量測系統

通常初估 QDIP 特性的過程如下，首先，量測背景光電流，其示意圖如圖 4.15，實際的儀器架設如圖 4.16，將元件放進致冷座(Cryostat)裡，並降至所需的量測溫度，其元件溫度是透過安裝在致冷座裡的溫度感測器來監測，而 I-V 特性是透過一台 Keithley 236 電源-量測單位儀器(source-measure-unit, SMU)來檢查，接著利用鋁箔將致冷座的進光窗口整個覆蓋，目的是用來減少照射到樣品的背景輻射，量測背景光電流是為了快速的粗估每顆元件暗電流的大小，其量測結果最後則藉由電腦呈現。原本此時測量的目的是挑上一個合適的元件進行詳細的量測，但由於我們只有兩顆元件，因此只用來確認其 QDIP 的基本特性如何。

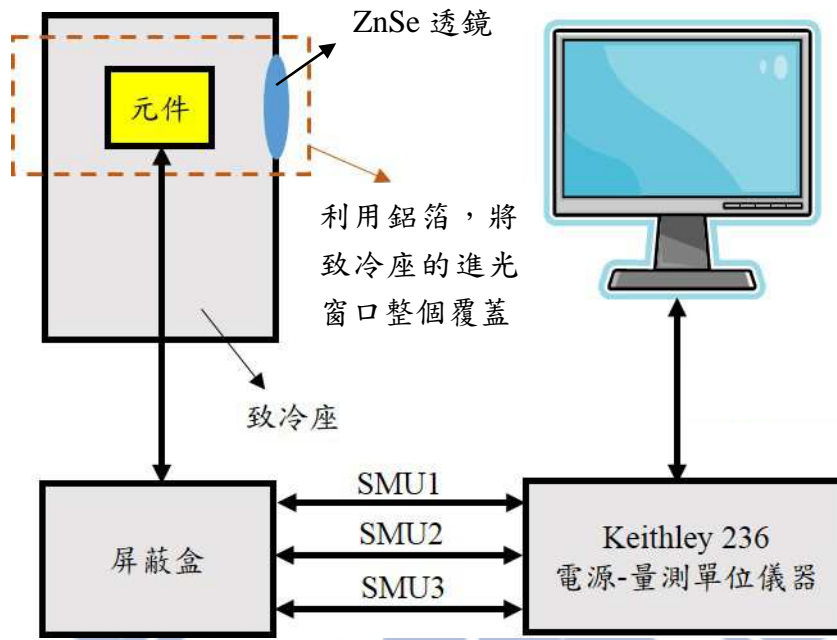
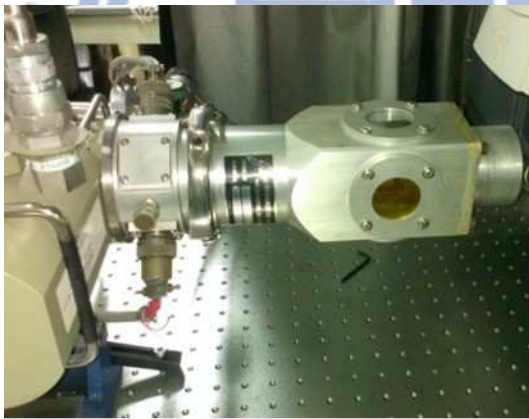


圖 4.15、背景光電流量測系統示意圖

(a)

(b)



(c)



圖 4.16、背景光電流量測系統實照 (a)致冷座，(b)屏蔽盒，(c) Keithley 236 電源-量測單位儀器

4.3.2 光響應度量測系統

接著量測元件的響應頻譜，這可以藉由傅立葉紅外線光譜分析儀(Fourier transform infrared spectroscopy, FTIR)以及黑體輻射源來達成，其中 FTIR 是利用麥克森干涉裝置和傅立葉轉換原理，可提供波長範圍為 2.5 μm 至 25 μm 的頻譜量測，量測範圍廣且速度快，主要用途是量測分子結構的吸收頻譜，而我們使用 FTIR 來得到元件對紅外線的響應波段，及在光響應計算中所需要的光響應峰值，只要把 FTIR 內建的偵測器換成欲量測的元件，直接量測光電流，進而得到光響應頻譜即可，但這只是相對頻譜，絕對頻譜仍需做後續的校正。實驗的示意圖如圖 4.17，而實際的儀器架設如圖 4.18 所示，其操作方式是由 FTIR 產生一道紅外線(2.5 μm 至 25 μm)，直接透過致冷座的光窗打在元件上，其中光窗上的 ZnSe 透鏡會濾掉大於 20 μm 的光，而元件在電腦送出提供偏壓的指令下產生光電流訊號，接著此訊號回送到 SR-570 電流訊號放大器放大，放大後的訊號再交由 FTIR 處理，最後再透過電腦呈現。

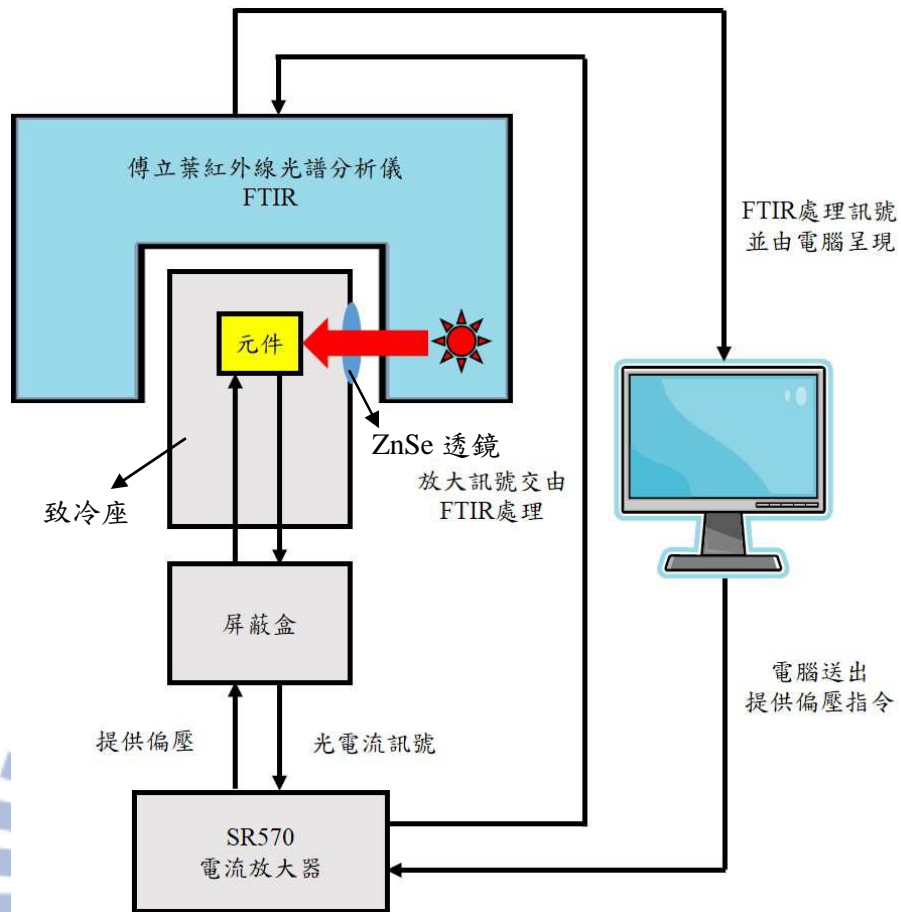


圖 4.17、光響應度量測系統示意圖

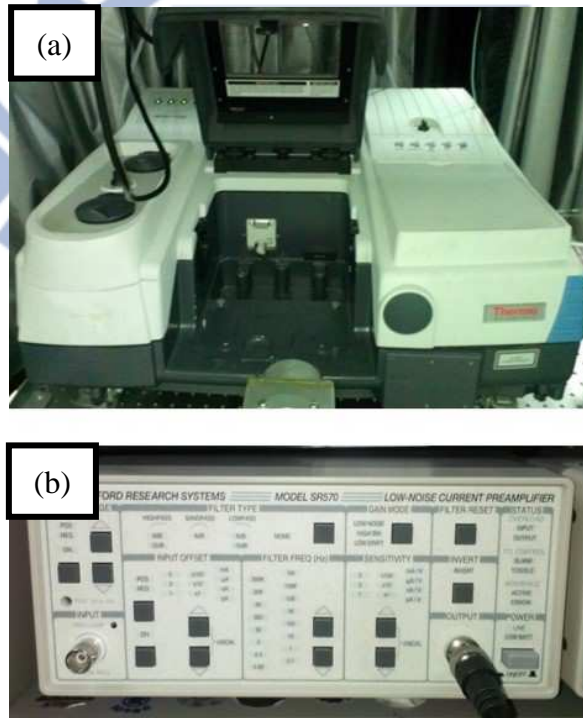


圖 4.18、光響應度量測系統實照 (a) FTIR，(b) SR570 電流放大器

4.3.3 光響應度校正系統

因為 FTIR 量到的僅僅是相對的光響應頻譜，為了要得到絕對頻譜則需要進行校正，而校正的光源有兩種，雷射校正和黑體輻射校正，長波長波段最常用黑體輻射校正，因為長波段雷射稀少，因此我們利用黑體輻射作為實際的光源來激發光電流，此乃利用在固定溫度下其黑體輻射的輻射頻譜維持一定，而黑體單位波長、單位面積所輻射出的總功率為 $M(T, \lambda)$ ，表示如下。

$$M(T, \lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (4-1)$$

其中 h 是普郎克常數(Planck constant)， c 是光速， λ 是波長， k 為波茲曼常數(Boltzmann constant)， T 是輻射物體的絕對溫度。此處我們使用的黑體為單一溫度(1000 K)，故表示為 $M(\lambda)$ 。另外，更進一步詳細考慮整個實驗的架設，我們必須把許多實驗的外在因子包含進總功率裡面，得出偵測器於單位波長所看見的黑體輻射總功率 $Q(\lambda)$ ，如下所示。

$$Q(\lambda) = A \cdot T_{ZnSe} \cdot T_{Ge} \cdot MF \cdot E \cdot M(\lambda) \quad (4-2)$$

$$E = \frac{(d/2)^2}{D^2 + (d/2)^2} \quad (4-3)$$

其中 A 為光窗中的元件面積， T_{ZnSe} 、 T_{Ge} 分別為光路中 ZnSe 透鏡與 Ge 濾片的穿透率， MF 為光學截波器(optical chopper)的調變因子， E 為元件看見光源的視角因子，而 d 是黑體輻射光源之孔徑大小， D 則是黑體輻射源與樣品之間的距離。在我們的實驗中， $A = 112.6 \times 112.6 \mu\text{m}^2$ ， $T_{ZnSe} = 0.7$ ， $T_{Ge} = 0.64$ ， $MF = 0.34$ ， $d = 4 \text{ mm}$ ， $D = 140 \text{ mm}$ 。

對一般的 QDIP 來說，在相同的操作溫度及操作偏壓下，不同波長的紅外線會使元件產生不同的光電流，因此我們假設 QDIP 的光響應為波長的函數 $R(\lambda)$ ，我們先將光響應表示為下列式子。

$$R(\lambda) = R_p \cdot \tilde{R}(\lambda) \quad (4-4)$$

其中 R_p 為響應峰值，而 $\tilde{R}(\lambda)$ 為歸一化(normalize)之後的光響應，因此為了得到絕對頻譜，我們必須計算出光響應峰值，接著透過下列公式來描述 QDIP 內的光電轉換行為。

$$I_{ph} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda) \cdot Q(\lambda) \cdot d\lambda = R_p \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tilde{R}(\lambda) \cdot Q(\lambda) \cdot d\lambda \quad (4-5)$$

其中 $\tilde{R}(\lambda)$ 可藉由 FTIR 獲得， λ_1 、 λ_2 則是頻譜圖的積分上下限，只要能量測出光電流 I_{ph} ，又在 $Q(\lambda)$ 已知的情況下，即可決定我們的光響應峰值，表示如下。

$$R_p = \frac{I_{ph}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tilde{R}(\lambda) \cdot Q(\lambda) \cdot d\lambda} \quad (4-6)$$

因元件在不同的操作溫度與偏壓下，會得到不同的光電流，因此我們可以獲得 R_p 對於偏壓及溫度之關係圖，來了解 QDIP 的光響應行為。

在我們的實驗當中，為了得到光電流 I_{ph} ，操作方式是先將黑體設至 1000 K，並將黑體輻射源對準致冷座的光窗，並在它們之間擺上一台光學截波器，量測時光學截波器的頻率通常會設定在 1 kHz，而元件在電腦送出提供偏壓的指令下照到遭截斷的黑體輻射，因而產生交流電的光電流訊號，接著此訊號傳送至 SR-570 放大，再傳送至 SR-830 鎖相放大器(lock-in amplifier)，利用鎖相放大器，可以量測到較小的訊號值，且過濾掉其他頻率的雜訊及未被調變之暗電流訊號，確保擷取之訊號為光子產生之電流，而 SR-830 量測到的數值乘上 SR-570 的放大檔位即為光電流，最後透過電腦呈現。另外，在黑體輻射的光源出口處有 Ge 濾片，其目的在於濾掉 2 μm 以下的光源以避免元件中的電子產生能帶間的躍遷(band-to-band)，藉此確保光電流的來源都是來自帶內(interband)能階的躍遷吸收。光電流量測系統的示意圖如圖 4.19，而實際的儀器架設如圖 4.20 所示。

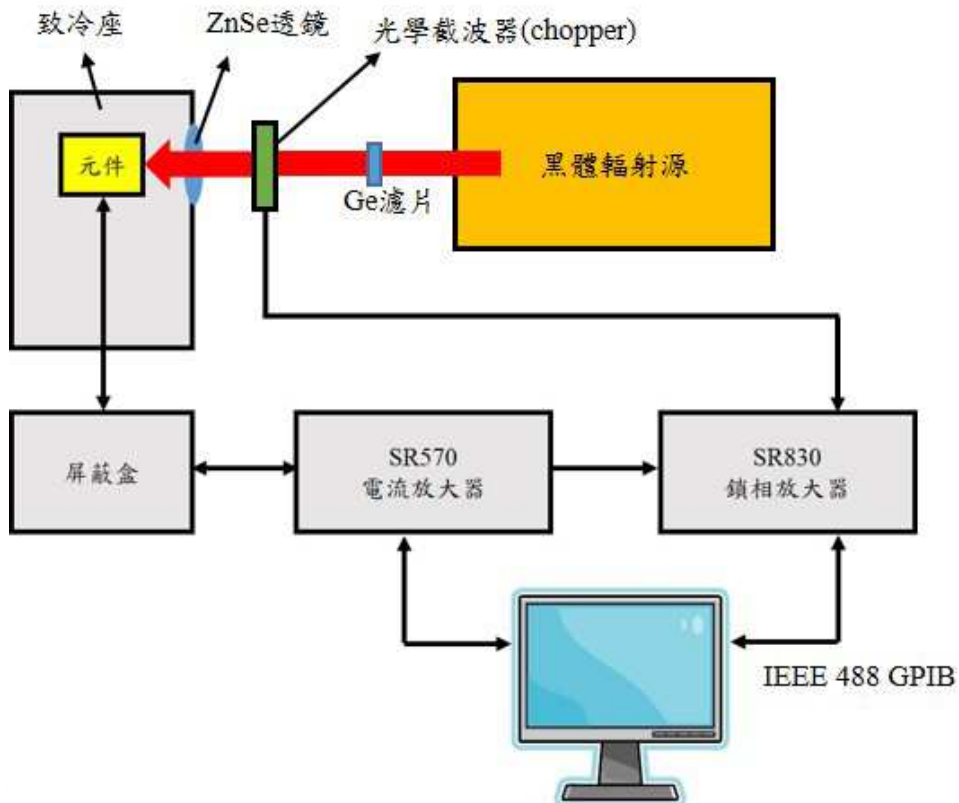


圖 4.19、光響應度校正系統示意圖

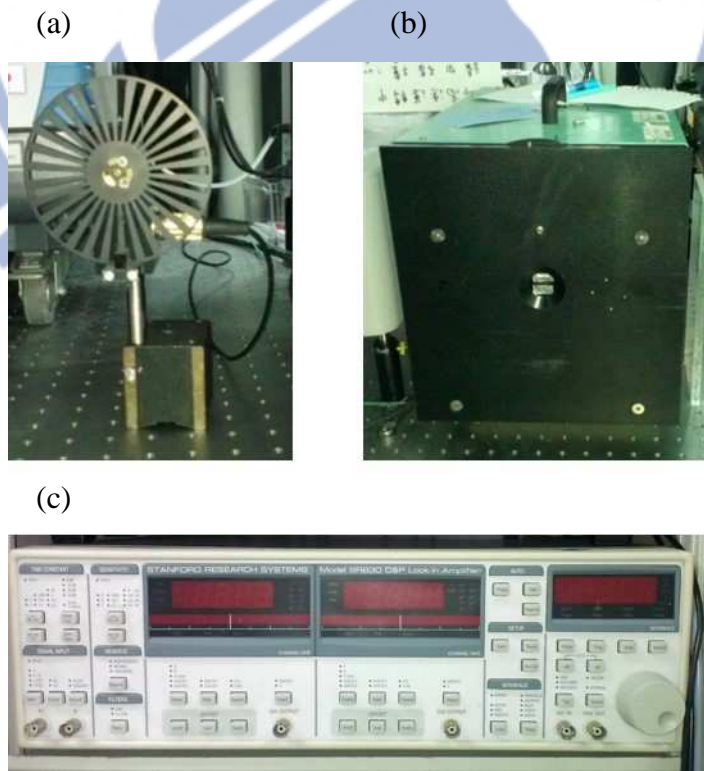


圖 4.20、光響應度校正系統實照

(a)光學截波器(chopper)，(b)黑體輻射源，(c)SR830 鎖相放大器

4.4 元件量測結果與討論

本章節將依序就觀察到的量測結果，包括背景光電流、光響應頻譜及光響應峰值來做探討。

4.4.1 背景光電流、光響應頻譜及光響應峰值

我們直接量測 15 K 時的背景光電流，而量測系統的最大偏壓極限為 ± 4.8 V，其結果如圖 4.21，其中黑圓點線為無 DBR 的 QDIP；紅框線為有 DBR 的元件，表示成 DBR-QDIP。從圖 4.21(a)來看，這兩顆元件在 15 K 並外加 ± 1 V 下，背景光電流就已達 10^{-2} A 等級，而其它研究文獻，在 ± 1 V 下同樣等級的暗電流卻是操作在 77 K[8]或 100 K[3]，故推測這兩顆元件暗電流很大的可能性不小。從圖 4.21(b)可明顯發現，DBR-QDIP 在約+3.2 V 及-3.5 V 下出現轉折(黃色箭頭)，我們推測是當偏壓增加時，電子得到的動能大於量子點中克服能障逃脫之活化能，即會發生衝擊離子化效應(impact ionization effect)，使得載子數目增加。

量測光響應並經過校正後，其 15 K 的響應頻譜如圖 4.22 與圖 4.23 所示。從圖 4.22 可發現無 DBR 的 QDIP 在正負偏壓下的響應頻譜有些許不同，+2.1 V 的響應峰值是 $7.69 \mu\text{m}$ 並有 1.52 A/W ；-2.1 V 則是除了 $7.69 \mu\text{m}$ 還多出 $10.2 \mu\text{m}$ 的訊號(0.53 A/W)，其峰值為 2.69 A/W 。圖 4.23 顯示 DBR-QDIP 在不同偏壓下有不同的響應峰值，DBR-QDIP 隨著偏壓從小到大，除了其響應的波長亦隨著藍移，約在 $9.5 \mu\text{m}$ 附近的訊號(約 0.32 A/W)亦逐漸消失，在圖 4.23(a)可發現 DBR-QDIP 在+3.35 V 下是 $7.65 \mu\text{m}$ 並有 0.92 A/W ，2.1 V 是 $7.69 \mu\text{m}$ 並有 0.58 A/W ，1.0 V 是 $7.93 \mu\text{m}$ 並有 0.48 A/W ；而圖 4.23(b)可發現-3.35 V 則是 $7.79 \mu\text{m}$ 並有 1.30 A/W ，-2.1 V 是 $7.93 \mu\text{m}$ 並有 0.48 A/W ，-1.0 V 是 $7.98 \mu\text{m}$ 並有 0.53 A/W 。

光電流響應隨著不同的外加偏壓也會改變，其 15 K 的量測結果如圖 4.24，發現無 DBR 的 QDIP 的光響應相較之下並不對稱，其中最強的光響應則發生在

-2.1 V，其值為 2.69 A/W。而 DBR-QDIP 因為不同的偏壓下有不同的響應頻譜，計算上會有不同 $\tilde{R}(\lambda)$ ，導致約在 ± 1.0 V 與 ± 2.1 V 左右的位置出現階梯狀。另外，DBR-QDIP 隨著正偏壓變大，會遇到最大的響應而隨即下降，其最大值的位置為 +3.1 V 並有 1.39 A/W，推測此現象可能是負微分光導(negative differential photoconductance, NDP)[3,41]，即隨著偏壓增加，光電流或光響應下降的現象。

從量測結果來看，量測光響應照理來說應該亦可量測至 ± 4.8 V，但從 I-V 特性推測，其暗電流太大的原因，造成量測時的總電流訊號過載，導致所能量測到的外加偏壓較低。另外，從量測結果中也無法發現我們所期望的共振腔，亦或是 DBR，對光響應的增強效果，似乎反而是無共振腔之 QDIP 的光響應較大，為了找出原因，在下一章節我們將針對這部份討論。



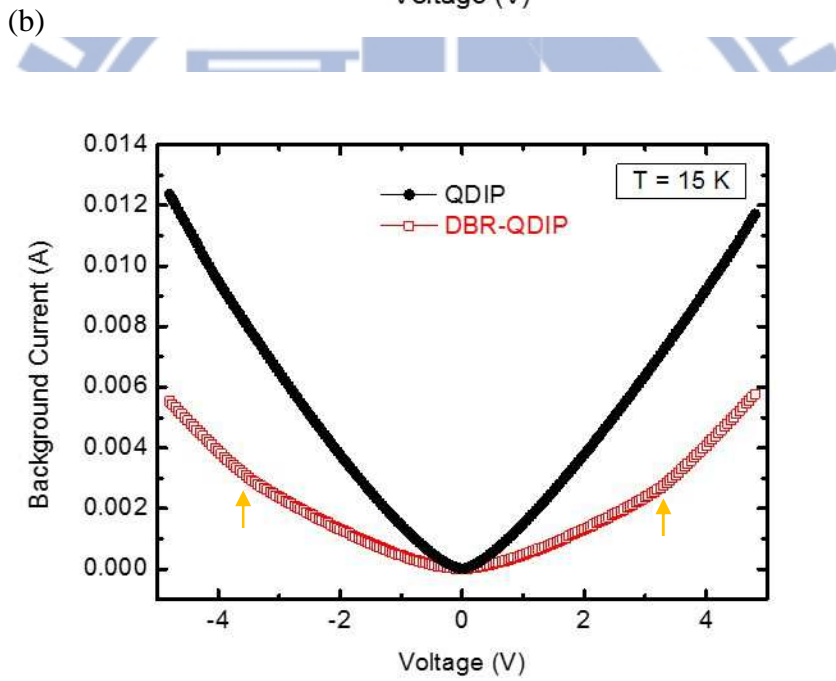
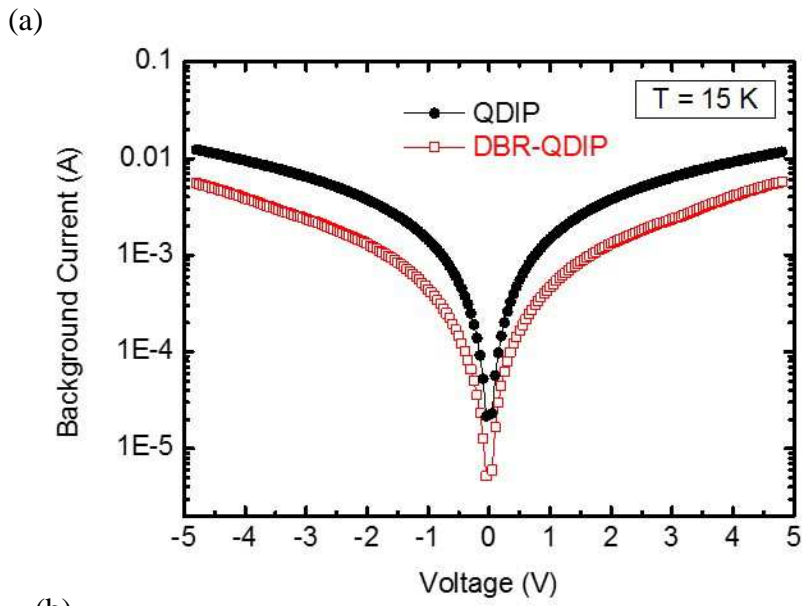


圖 4.21、溫度在 15 K 下，背景光電流量測結果 (a)對數尺度，(b)線性尺度

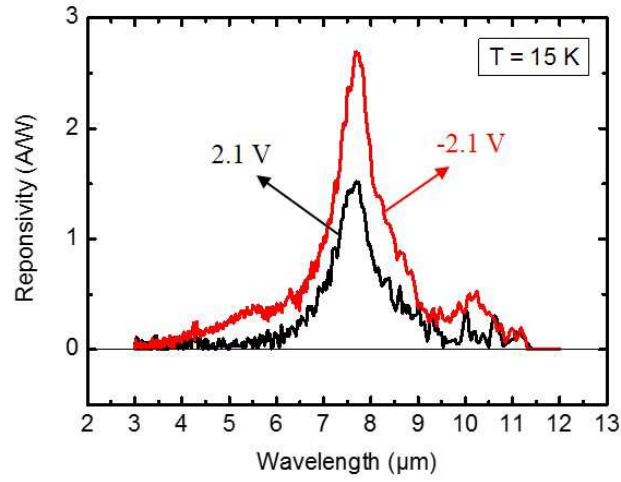


圖 4.22、在 15K 下，QDIP(± 2.1 V)的光響應頻譜

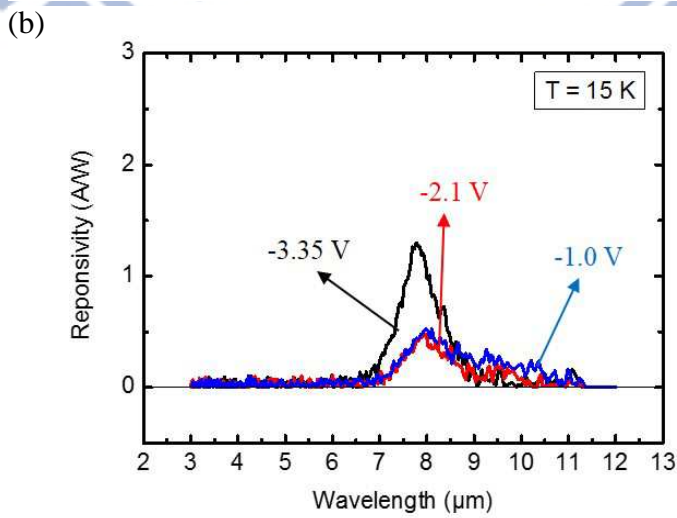
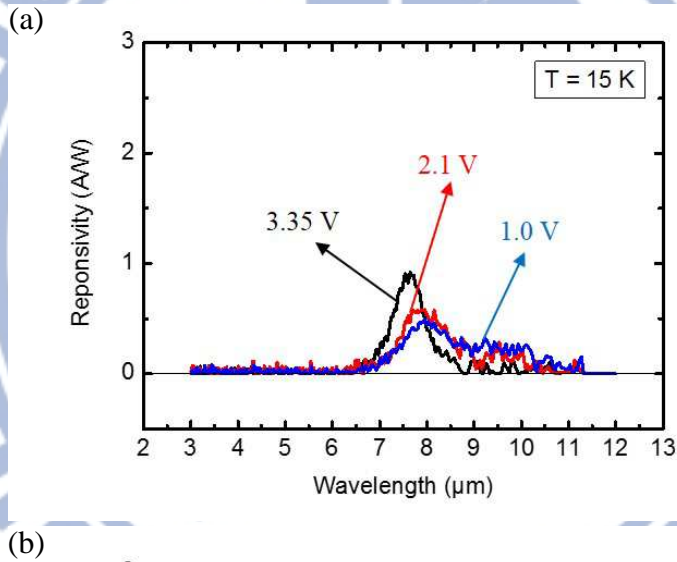


圖 4.23、在 15K 下，DBR-QDIP 的光響應頻譜

(a)正偏壓(3.35 V、2.1 V、1.0 V)，(b)負偏壓(-3.35 V、-2.1 V、-1.0 V)

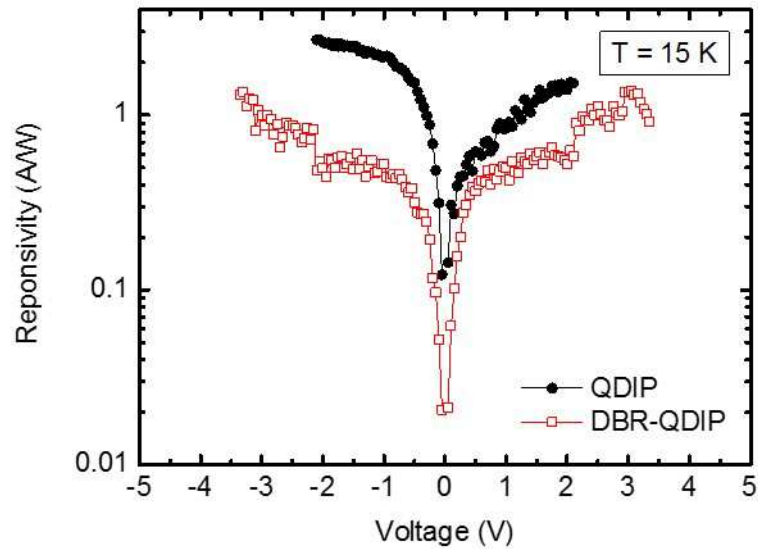


圖 4.24、在 15K 下，光電流響應與偏壓之關係圖

4.4.2 分析討論

其光響應問題之可能原因，我們推測其問題可能出在結構尺寸的差異、溫度的影響、製程方法以及樣品成長的品質。首先懷疑是結構尺寸的差異，即共振腔的厚度不對，根據製程結果(即表 4.2)，且無 SiO_2 與 Ge，並將模擬的 InAs 薄膜的消光係數 k 設定以 $7.69 \mu\text{m}$ 為中心，再一次利用模擬軟體來模擬實際結構對於元件吸收的影響，結果如圖 4.25，發現雖然在厚度不對以及缺少 GMR 反射鏡的情況下，儘管增強的幅度有限，但有 DBR 的元件吸收的情形仍較無共振腔的元件為佳，因此我們推測厚度變薄並不是造成無增強的主因。

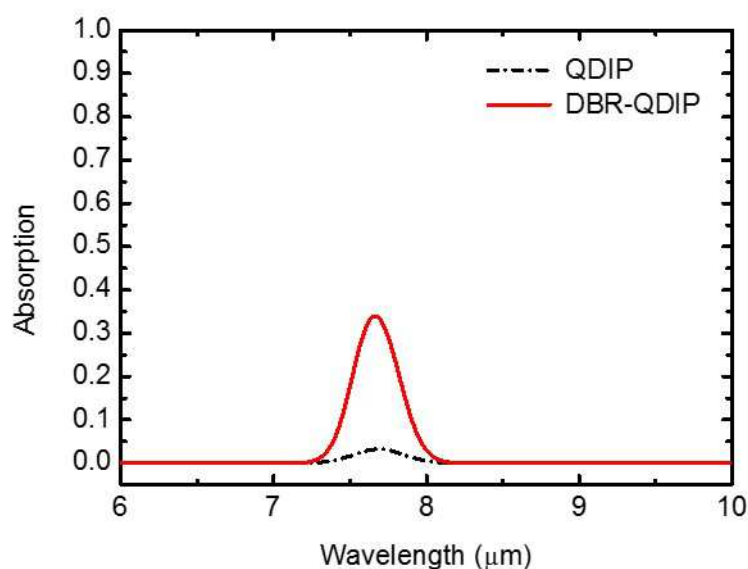


圖 4.25、吸收中心為 7.69 μm ，以實際厚度模擬的吸收頻譜，其中紅實線為 DBR-QDIP，黑虛線為無共振腔之 QDIP

第二，我們考慮溫度對材料折射率的影響，以 GaAs 為例，根據參考文獻 [42]，其 $\Delta n/\Delta T$ 約為 2×10^{-4} ，故考慮 300 K 降至 15 K 的 Δn 則為 -0.057，RCE-QDIP 的模擬元件吸收率從 60% 降至約 34% (模擬結果沒展示)，故溫度的影響應該考慮進來。接著模擬溫度分別在 300 K 與 15 K 下的 DBR-QDIP，其結果如圖 4.26，可發現溫度的確會使吸收率下降，不過仍較於 15 K 的 QDIP 佳，因此我們推測溫度對材料折射率的影響會使增強效果下降，但因無法確定 Al_2O_3 其折射係數與溫度之關係，故仍無法確定是否為造成無增強的主因。

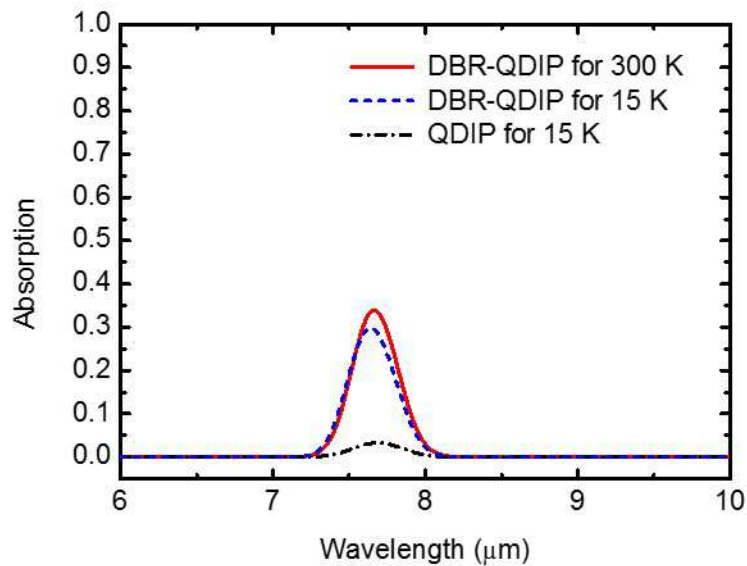


圖 4.26、吸收中心為 $7.69 \mu\text{m}$ ，以實際厚度模擬的吸收頻譜，紅線為 300 K 之 DBR-QDIP，藍虛線為 15 K 之 DBR-QDIP，黑虛線為 15 K 之 QDIP

第三，我們懷疑是製程方法造成的，跟已往製作 QDIP 的流程相比，唯一不同且最有可能影響元件特性，是經過高溫爐管氧化而導致元件劣化，因此我們製作未經氧化步驟的 QDIP，只製作元件隔離、光窗與電極，此次元件的光窗大小為 $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ ，且金屬電極為 Ni/Ge/Au (30 nm/70 nm/200 nm)，並 RTA 約 420°C 持平 35 秒而形成的歐姆接觸，其 15 K 的量測結果如圖 4.27、圖 4.28、圖 4.29 所示。從量測結果來看，雖然 Device 1、2 與 3 所表現的偵測波長都約在 $7.5 \mu\text{m}$ 與 $8.3 \mu\text{m}$ 附近(圖 4.27)，但元件特性不盡相同(圖 4.28)，因此推測並非是高溫氧化而導致劣化，而這次元件的偵測波長在約 $7.5 \mu\text{m}$ 與 $8.3 \mu\text{m}$ 附近，與之前的偵測波長不同，其原因目前無法定論。因此最後推測其樣品在成長時品質就有問題，但未來仍需要進一步確認。另外，由於實驗樣本數只有兩個，以及兩者的 I-V 特性不同亦代表他們的元件特性可能本來就不相同，因此很難以同個基準來比較，因此 DBR 是否真的無效目前也無定論。

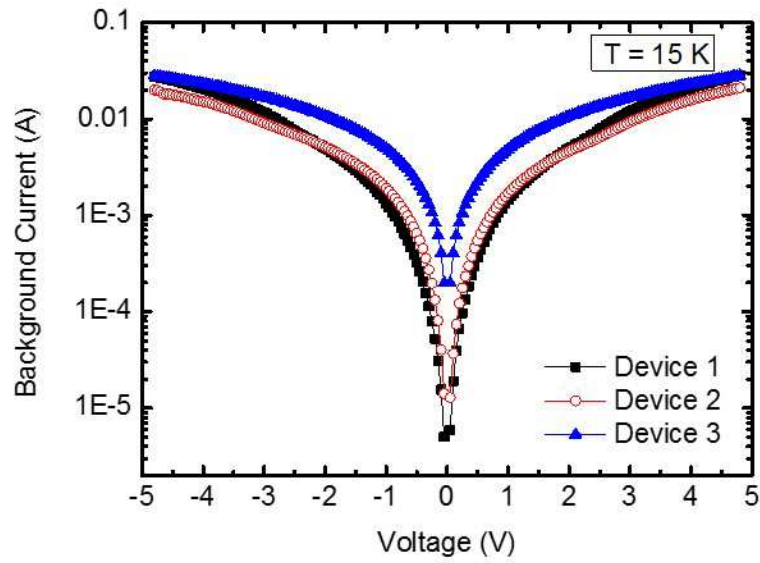


圖 4.27、溫度在 15 K 下，未經氧化步驟之 QDIP 的背景光電流量測結果

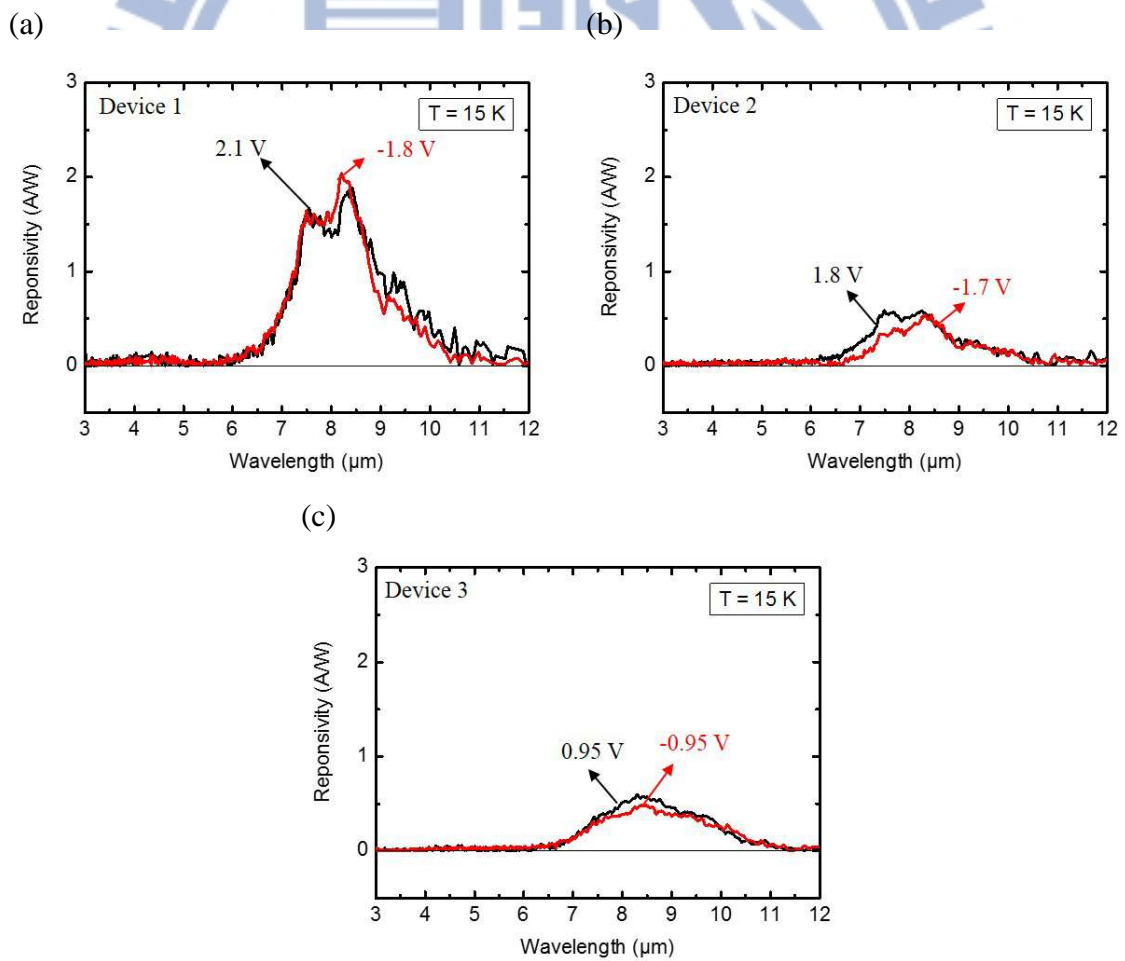


圖 4.28、溫度在 15 K 下，未經氧化步驟之 QDIP 的光響應頻譜

(a) Device 1, (b) Device 2, (c) Device 3

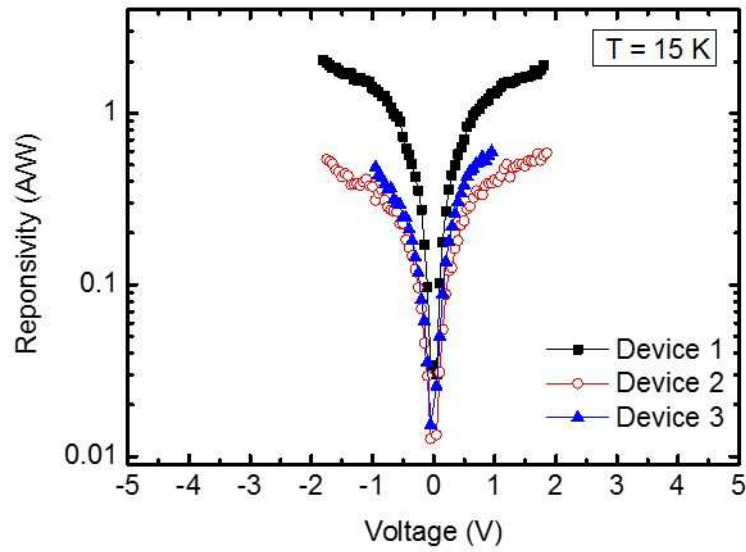


圖 4.29、溫度在 15 K 下，未經氧化步驟之 QDIP 的光響應與偏壓關係圖

4.5 小結

關於製程，為了做出 $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaAs}$ DBR，我們完成一個溼式氧化系統，能使 $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 在 440°C 時有 $0.5 \mu\text{m}/\text{min}$ 的氧化速率。另外，在元件製作上面臨到很多問題，經過一連串的嘗試與改進後，可量測的元件總算順利完成，然而最大的問題則是卡在打線上，導致能量測的元件太少，而在樣品本身及製程方法的細節上，也仍然有些地方需要改進。

第 5 章 總結及未來展望

本論文設計出一個偵測波段在 $8\ \mu\text{m}$ ，整體厚度約為 $7.7\ \mu\text{m}$ 的共振腔增強型量子點紅外線偵測器，其結構是以波導模態共振反射鏡與分佈式布拉格反射鏡所組成的共振腔。根據模擬結果，其元件吸收率最大值為 59% 至 78%，並且與無共振腔的偵測器相比，其增強因子為 7 至 20 倍。另一方面，在製程與量測上面臨到很多問題，在經過一連串的嘗試與改進後，元件良率依舊太低，仍無法從量測結果看到共振腔增強的效果。不過只要再進一步地改善磊晶與製程技術，我們相信在不久的將來具備高量子效率的量子點紅外線偵測器是可實現的。

上述的共振腔結構透過模擬驗證雖然可行，但若考量到未來元件尺寸會不斷微縮，光柵所需的週期數將會無法達到，導致共振腔將無法如預期地增強偵測器的吸收率，另外我們只考量到單一元件的情形，而這樣的結構在紅外線影像技術方面上卻出現一個問題，即是製作成焦平面陣列(focal plane array)時的填充因子較低，因此為了避免那兩個問題，我們亦提出了新共振腔結構，並改為由背向入射收光，反射鏡分別是 Au 反射鏡與 DBR(其結構如圖 5.1)，透過初步模擬所得的結果如圖 5.2，其元件特性亦有大幅的提升，製作方式也較簡易，可應用在高填充因子的焦平面陣列上；或考慮使用 Au 反射鏡與 GMR 反射鏡，由背向入射收光，其優點為可避免氧化後的 DBR 經過降溫後其機械強度的弱化，導致 DBR 剝落等行為發生，雖然需考慮光柵週期數不足的問題，但應該可透過設計新的光柵來解決此問題，進而能作成陣列。

QDIP 在目前的發展上，還無法完全取代 MCT 偵測器，故希望未來能以現有的基礎，繼續向上提高 QDIP 的量子效率，進一步實現能在室溫下操作的 QDIP，以期在單一元件甚至是焦平面陣列[43]上，有更出色的發展。

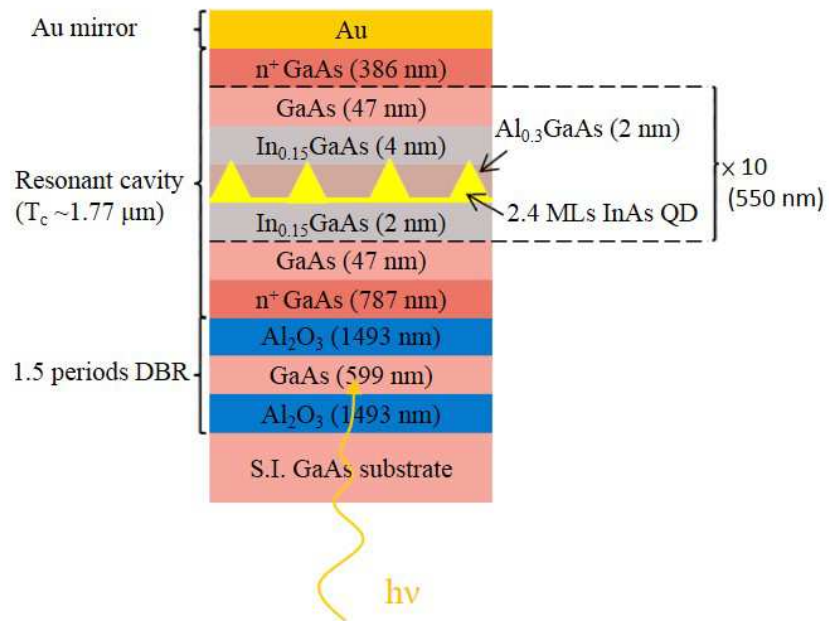


圖 5.1、新共振腔結構，其入射光為背面入射

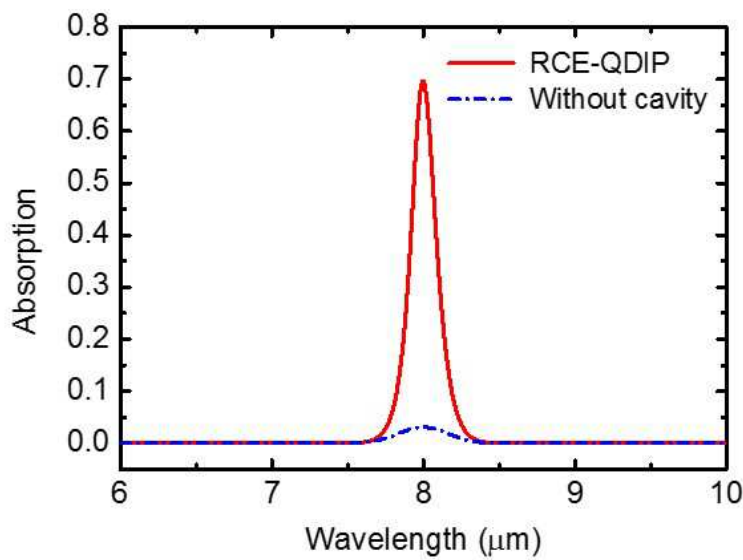


圖 5.2、新共振腔結構之 QDIP(紅實線)與無共振腔之 QDIP(藍虛線)的模擬吸收頻譜

參考文獻

- [1] J. Phillips, Pallab Bhattacharya, S. W. Kennerly, D. W. Beekman, and M. Dutta, "Self-assembled InAs-GaAs quantum-dot intersubband detectors," *IEEE J. Quantum Electron.* 35, 936 (1999).
- [2] D. J. Mowbray and M. S. Skolnick, "New physics and devices based on self-assembled semiconductor quantum dots," *J. Phys. D: Appl. Phys.* 38, 2059 (2005).
- [3] S. J. Xu, S. J. Chua, T. Mei, X. C. Wang, X. H. Zhang, G. Karunasiri, W. J. Fan, C. H. Wang, J. Jiang, S. Wang, and X. G. Xie, "Characteristics of InGaAs quantum dot infrared photodetectors," *Appl. Phys. Lett.* 73, 3153 (1998).
- [4] L. Chu, A. Zrenner, G. Böhm, and G. Abstreiter, "Normal-incident intersubband photocurrent spectroscopy on InAs/GaAs quantum dots," *Appl. Phys. Lett.* 75, 3599 (1999).
- [5] S. Raghavan, P. Rotella, A. Stintz, B. Fuchs, and S. Krishna, C. Morath, and D. A. Cardimona, S. W. Kennerly, "High-responsivity, normal-incidence long-wave infrared ($\lambda \sim 7.2 \mu\text{m}$) InAs/In_{0.15}Ga_{0.85}As dots-in-a-well detector," *Appl. Phys. Lett.* 81, 1369 (2002).
- [6] A. Amtout, S. Raghavan, P. Rotella, G. von Winckel, A. Stintz, and S. Krishna, "Theoretical modeling and experimental characterization of InAs/InGaAs quantum dots in a well detector," *J. Appl. Phys.* 96, 3782 (2004).
- [7] P. Bhattacharya, X. H. Su, S. Chakrabarti, G. Ariyawansa, and A. G. U. Perera, "Characteristics of a tunneling quantum-dot infrared photodetector

- operating at room temperature,” *Appl. Phys. Lett.* 86, 191106 (2005).
- [8] S. Y. Wang, S. D. Lin, H. W. Wu, and C. P. Lee, “Low dark current quantum dot infrared photodetectors with AlGaAs current blocking layer,” *Appl. Phys. Lett.* 78, 1023 (2001).
- [9] S. Chakrabarti, A. D. Stiff-Roberts, P. Bhattacharya, S. Gunapala, S. Bandara, S. B. Rafol, and S. W. Kennerly, “High-temperature operation of InAs–GaAs quantum-dot infrared photodetectors with large responsivity and detectivity,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* 16, 1361 (2004)
- [10] R. S. Attaluri, J. Shao, K. T. Posani, S. J. Lee, J. S. Brown, A. Stintz, and S. Krishna, “Resonant cavity enhanced InAs/In_{0.15}Ga_{0.85}As dots-in-a-well quantum dot infrared photodetector,” *J. Vac. Sci. Technol. B* 25, 1186 (2007).
- [11] T. Asano, C. Hu, Y. Zhang, M. Liu, J. C. Cambell, and A. Madhukar, “Design consideration and demonstration of resonant-cavity-enhanced quantum dot infrared photodetectors in mid-infrared wavelength regime (3–5 μm),” *IEEE J. Quantum Electron.* 46, 1484 (2010).
- [12] 房逸凡, 「量子點紅外線偵測器之研究」, 碩士論文, (2007)。
- [13] K. Kishino, M. S. Unlu, J. I. Chyi, J. Reed, L. Arsenault, and H. Morkoc, “Resonant cavity-enhanced (RCE) photodetector,” *IEEE J. Quantum Electron.* 27, 2025 (1991).
- [14] M. S. Unlu and S. Strite, “Resonant cavity enhanced photonic devices,” *J. Appl. Phys.* 78, 607 (1995).
- [15] S. D. Lin and C. P. Lee, “GaAs metal–semiconductor–metal photodetectors with low dark current and high responsivity at 850 nm,” *Semicond. Sci. Technol.* 17, 1261 (2002).

- [16] R. Magnusson and S. S. Wang, "New principle for optical filters," *Appl. Phys. Lett.* 61, 1022 (1992).
- [17] S. Peng and G. M. Morris, "Resonant scattering from two-dimensional gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* 13, 993 (1996).
- [18] S. Peng and G. M. Morris, "Experimental demonstration of resonant anomalies in diffraction from two-dimensional gratings," *Opt. Lett.* 21, 549 (1996).
- [19] A. Sharon, D. Rosenblatt, and A. A. Friesem, "Resonant grating-waveguide structures for visible and near-infrared radiation," *J. Opt. Soc. Am. A* 14, 2985 (1997).
- [20] M. G. Moharam, and T. K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of planar grating diffraction," *J. Opt. Soc. Am.* 71, 811 (1981).
- [21] M. G. Moharam, Eric B. Grann, and Drew A. Pommet, "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* 12, 1068 (1995).
- [22] H. S. Ling, S. Y. Wang, C. P. Lee, and M. C. Lo, "Long-wavelength quantum-dot infrared photodetectors with operating temperature over 200 K," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 21, 118 (2009).
- [23] K. W. Lai, S. D. Lin, Z. L. Li, and C. C. Wang, "Long-wavelength mid-infrared reflectors using guided-mode resonance," *Appl. Opt.* 52, 6906 (2013)
- [24] K. D. Choquette, K. M. Geib, C. I. H. Ashby, R. D. Twisten, O. Blum, H. Q. Hou, D. M. Follstaedt, B. E. Hammons, D. Mathes, and R. Hull, "Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 3, 916 (1997).

- [25] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, (Elsevier, 1998).
- [26] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, 2nd ed. (Wiley, 2007), p. 172.
- [27] K. D. Choquette, K. M. Geib, H. C. Chui, B. E. Hammons, H. Q. Hou, and T. J. Drummond, "Selective oxidation of buried AlGaAs versus AlAs layers," *Appl. Phys. Lett.* 69, 1385 (1996).
- [28] J. M. Dallesasse, N. El-Zein, N. Holonyak, Jr., K. C. Hsieh, R. D. Burnham, and R. D. Dupuis, "Environmental degradation of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs quantum well heterostructures," *J. Appl. Phys.* 68, 2235 (1990).
- [29] K. D. Choquette, K. L. Lear, R. P. Schneider, Jr., and K. M. Geib, "Cavity characteristics of selectively oxidized vertical-cavity lasers," *Appl. Phys. Lett.* 66, 3413 (1995).
- [30] J. J. Wierer, P. W. Evans, N. Holonyak, Jr., and D. A. Kellogg, "Buried tunnel contact junction AlGaAs-GaAs-InGaAs quantum well heterostructure lasers with oxide-defined lateral currents," *Appl. Phys. Lett.* 71, 2286 (1997).
- [31] P. A. Parikh, P. M. Chavarkar, and U. K. Mishra, "GaAs MESFET's on a truly insulating buffer layer: demonstration of the GaAs on insulator technology," *IEEE Electron Device Lett.* 18, 111 (1997).
- [32] R. D. Twisten, D. M. Follstaedt, K. D. Choquette, and R. P. Schneider, Jr., "Microstructure of laterally oxidized $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ layers in verticalcavity lasers," *Appl. Phys. Lett.* 69, 19 (1996).
- [33] S. A. Blokhin, A. N. Smirnov, A. V. Sakharov, A. G. Gladyshev, N. V. Kryzhanovskaya, N. A. Maleev, A. E. Zhukov, E. S. Semenova, D. A. Bedarev, E. V. Nikitina, M. M. Kulagina, M. V. Maximov, N. N. Ledentsov,

- and V. M. Ustinov, "Stresses in selectively oxidized GaAs/(AlGa)_xO_y structures," *Semiconductors* 39, 748 (2005).
- [34] C. I. H. Ashby, J. P. Sullivan, K. D. Choquette, K. M. Geib, and H. Q. Hou, "Wet oxidation of AlGaAs: the role of hydrogen," *J. Appl. Phys.* 82, 3134 (1997).
- [35] V. A. Haisler, F. Hopfer, R. L. Sellin, A. Lochmann, K. Fleischer, N. Esser, W. Richter, N. N. Ledentsov, and D. Bimberg, "Micro-Raman studies of vertical-cavity surface-emitting lasers with Al_xO_y/GaAs distributed Bragg reflectors," *Appl. Phys. Lett.* 81, 2544 (2002).
- [36] H. Q. Jia, H. Chen, W. C. Wang, W. X. Wang, W. Li, Q. Huang, and J. Zhou, "Improved thermal stability of wet-oxidized AlAs," *Appl. Phys. Lett.* 80, 974 (2002).
- [37] M.I. Miah, "Low-temperature annealed ohmic contacts to Si-doped GaAs and contact formation mechanisms," *Mater. Chem. Phys.* 113, 967 (2009).
- [38] K. S. Chen, E. Y. Chang, C. C. Lin, C. S. Lee, W. C. Huang, and C. T. Lee, "A Cu-based alloyed Ohmic contact system on n-type GaAs," *Appl. Phys. Lett.* 91, 233511 (2007)
- [39] W. F. Yee and H. A. Naseem, "Formation of ohmic contacts to n-GaAs via heterojunction by using indium and gold," *Proc. Electron. Components Conf.*, 614 (1998).
- [40] G. W. Pickrell, J. H. Epple, K. L. Chang, K. C. Hsieh, and K. Y. Cheng, "Improvement of wet-oxidized Al_xGa_{1-x}As (x~1) through the use of AlAs/GaAs digital alloys," *Appl. Phys. Lett.* 76, 2544 (2000).
- [41] V. Ryzhii, "Negative differential photoconductivity in quantum-dot infrared photodetectors," *Appl. Phys. Lett.* 78, 3346 (2001).

- [42] M. Bertolotti, V. Bogdanov, A. Ferrari, A. Jascow, N. Nazorova, A. Pikhtin, and L. Schirone, "Temperature dependence of the refractive index in semiconductors," *J. Opt. Soc. Am. B* 7, 918 (1990).
- [43] S. D. Gunapala, S. V. Bandara, C. J. Hill, D. Z. Ting, J. K. Liu, S. B. Rafol, E. R. Blazejewski, J. M. Mumolo, S. A. Keo, S. Krishna, Y. C. Chang, and C. A. Shott, "640 × 512 pixels long-wavelength infrared (LWIR) quantum-dot infrared photodetector (QDIP) imaging focal plane array," *IEEE J. Quantum Electron.* 43, 230 (2007).



簡歷

姓名：王繼正 (Chi-Cheng Wang)

性別：男

出生年月日：民國 77 年 12 月 15 日

籍貫：台灣新北市

學歷：

私立竹林高級中學 (2004.9 - 2007.6)
國立彰化師範大學物理學系學士 (2007.9 - 2011.6)
國立交通大學電子工程系碩士 (2011.9 - 2013.10)

碩士論文題目：

具波導模態共振反射鏡之共振腔增強型量子點紅外線偵測器

**Resonant Cavity-Enhanced Quantum Dot Infrared Photodetectors with
Guided-Mode Resonance Reflector**

發表著作：

- [1] K. W. Lai, S. D. Lin, Z. L. Li, and C. C. Wang, “Long-wavelength mid-infrared reflectors using guided-mode resonance,” *Appl. Opt.* 52, 6906 (2013).
- [2] C. C. Wang and S. D. Lin, “Resonant cavity-enhanced quantum-dot infrared photodetectors with sub-wavelength grating mirror,” *J. Appl. Phys.* 113, 213108 (2013).
- [3] C. C. Wang and S. D. Lin, “Resonant cavity-enhanced quantum-dot infrared photodetectors with guided-mode resonance reflector,” in *10th Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR)*, 2013, paper TuC1-2.

