

國立交通大學

電子工程學系電子研究所碩士班

碩士論文

量子點紅外線偵測器之研究

Studies of Quantum Dot Infrared Photodetectors



研究生：周聖偉

指導教授：李建平 教授

中華民國九十五年六月

量子點紅外線偵測器之研究

Studies of Quantum Dot Infrared Photodetectors

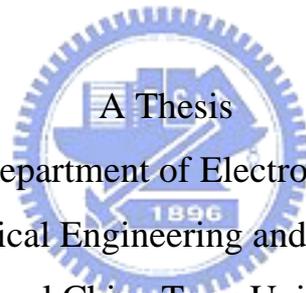
研究生：周聖偉

Student : Sheng-Wei Chou

指導教授：李建平 博士

Advisor : Dr. Chien-Ping Lee

國立交通大學
電子工程學系電子研究所碩士班
碩士論文



Submitted to Department of Electronics Engineering
College of Electrical Engineering and Computer Science

National Chiao Tung University

in Partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master of Science

in

Electronics Engineering

June 2006

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十五年六月

量子點紅外線偵測器之研究

學生:周聖偉

指導教授: 李建平 博士

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

摘要

本論文主要比較 10 層與 30 層量子點紅外線偵測器的元件特性。首先比較在相同電場下兩元件暗電流的表現。根據我們實驗結果分析得知，30 層元件相較於 10 層元件，因有較高的活化能而導致較低的暗電流。更進一步地探討暗電流差異，實際上 30 層元件具有較低的摻雜濃度，額外減低其暗電流，而加大兩元件暗電流差距。比較兩因素造成的個別效應，發現活化能的差異是造就暗電流差異的主因。由於 30 層元件具有低暗電流特性，使其較利於高溫操作。在光響應的表現上，30 層元件卻劣於 10 層元件。此乃因 30 層元件本身多層數導致較低的光導增益，加上較低的摻雜濃度，使其量子效率反而較低所致。即使如此，在整體偵測度的比較上，30 層元件在高溫高電場的表現明顯優於 10 層元件。30 層元件最高的操作溫度為 150K，比 10 層元件高了 20 度。在 120K 高溫下，30 層元件的偵測度高於 $1 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 且增大偏壓仍能維持穩定而不劣化。對於 30 層元件在高溫高電場的優異表現主要來自於此操作條件下的低暗電流特性。隨著溫度上升或加大偏壓，30 層元件的暗電流增加較緩，雜訊電流因而低於 10 層元件，此說明了 30 層元件為何具有優異的溫度表現與較廣的工作偏壓範圍。

最後我們提出一套理論解釋較厚的主動層具有較低的暗電流，並利用程式來模擬實驗結果。到目前為止我們仍無法模擬主動層為量子點時元件活化能隨偏壓的相依關係，故利用量子井模擬來作近似分析。在活化能方面，雖然模擬結果與實驗值有所出入，但趨勢是吻合的。較厚的主動層相較於傳統 10 層量子點紅外線偵測器在高溫高偏壓下的確會有較高的活化能，進而擁有較佳的表現。

Studies of Quantum Dot Infrared Photodetectors

Student : Sheng-Wei Chou

Advisor : Dr. Chien-Ping Lee

Institute of Electronics
National Chiao Tung University

Abstract

Comparisons of the device characteristics between 10-period and 30-period quantum dot infrared photodetectors are presented in this thesis. At first, we compared the dark current of the two devices at the same electric field. According to the analysis of our experimental result, the 30-period device had higher activation energy which resulted in lower dark current than 10-period one. To further discuss the dark current difference, the 30-period device actually had lower doping concentration, which was another factor that decreased dark current. But, to compare the individual effect of the two factors, the activation energy dominated the dark current difference. The 30-period device is good for operating at high temperature due to the low dark current characteristics. On the performance of their responsivity, the 30-period device is poorer than the 10-period one. It's because that the 30-period device had more layers to decrease the photoconductive gain and had lower doping concentration that results in the lower quantum efficiency. Even though, to compare the whole detectivity, the performance of the 30-period device at high temperature and high electric field is better than the 10-period one. The highest operation temperature of the 30-period device is about 150K which is about 20K higher than that of the 10-period device. At 120K the detectivity for the 30-period sample is higher than $1 \times 10^8 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ and stays almost constant for a wide voltage range. The excellent performance for the 30-period device at high temperature and high electric field is attributed to the low dark current on this operational situation. The dark current of the 30-period device increases slowly with increasing temperature and bias, so that it has the lower noise current than the 10-period device. It also accounts for why the 30-period has excellent temperature performance and the wide voltage range.

Finally, we advanced an assumption to explain that thick active region had lower dark current and used the program to simulate the experiment result. So far we couldn't still utilize the quantum dots to simulate the activation energy on bias, so we tried to use quantum wells to simulate the activation energy of the two devices at the same electric field. Although, the simulation result is different from the experiment one, but we believe that quantum dots have the same trend. Accordingly, the thick active region indeed has higher activation energy to perform the better performance than common 10-period quantum dot infrared photodetectors at high temperature and bias.

致謝

兩年的碩士生涯終於要畫上了句點，心中最感謝的是我的指導教授——李建平 博士，謝謝老師讓我進入這個充滿活力、熱情與溫暖的實驗室，也謝謝老師平時的身教與言教，讓我感染到老師對研究的執著、嚴謹與熱情，使我具有良好的研究態度。

第二要感謝的是中研院天文所——王祥宇 博士。王祥宇老師具有靈敏的思維與豐富的實作經驗，與他合作的過程中，除了感謝他在我對研究最失望無助的時候，適時給予我實質上幫助，更讓我從與他相處的過程中，體認到一個年輕學者對研究的熱忱與活力，令我永生難忘。此外，也感謝林聖迪老師對我研究上的指導，尤其在中午時刻，老師都會到 620 與學長們一起邊啜飲咖啡，邊討論研究，這樣的研究風氣，是我認為實驗室最珍貴的資產。

再來感謝林志昌學長、王興燁學長、羅明城學長與凌鴻緒學長，尤其感謝羅明城學長與凌鴻緒學長，除了在我研究上給予最大的幫助外，在生活與感情問題上也都給於最適當和獨到的建議與關懷，在這裡衷心的謝謝你們並祝福你們早日獲取學位。另外也感謝居倫、宗樺和大鈞，我很榮幸跟你們一起做研究，也從你們身上學到很多，雖然碩士班短短兩年，但朋友是一輩子的，祝福你們擁有自己的一片天空。對於學弟妹群：勇智、逸凡、靜怡、宏凱、凱竣、昌盛、旭傑、明福、耕宜與浩天，我們實驗室有相當好的設備與學識淵博的教授與學長，相信你們一定能有相當好的成績，明年就該你們上場了，要趕快加油喔!!

給我最愛的女朋友-佩蓉：攜手至今，已走過四個寒暑，我們共同刻劃好多好多青春痕跡，謝謝你在我情緒最低潮的時候帶給我歡樂與關懷，適時給我加油與打氣，祝福我們能擁有大家的祝福，共同編織未來無限的夢。

最後要感謝我的父母：沒有你們無私的奉獻與栽培就沒有今天的我。擁有一個認真負責樂觀的處事態度，是你們留給我最大的資產。將來我會更加努力，讓你們以我為榮。我愛你們，你們辛苦了。

目錄

中文摘要	I
英文摘要	II
致謝	III
目錄	IV
圖目錄	VI
第一章 序論	1
1.1 簡介	1
1.2 研究動機	2
第二章 量子點紅外線偵測器之基本原理	3
2.1 紅外線輻射	3
2.2 紅外線偵測器的分類	4
2.2.1 傳統本質與外質紅外線偵測器	5
2.2.2 量子井紅外線偵測器(Quantum-Well Infrared Detectors : QWIPs)	6
2.3 量子點偵測器的特性	8
2.3.1 聲子瓶頸效應(Phonon Bottleneck Effect)	8
2.3.2 暗電流機制(Dark current)	9
第三章 量子點紅外線偵測器之磊晶成長與製程	16
3.1 元件之成長	16
3.1.1 磊晶(epitaxy)	16
3.1.2 Stranski-Krastanow 成長法	16
3.2 元件製程	17
第四章 量子點紅外線偵測器之量測原理及實驗架設	25
4.1 冷激光光譜(Photoluminescence, PL)與光激螢光激發(Photoluminescence Excitation , PLE)	25
4.2 原子力顯微鏡(Atomic Force Microscope, AFM)	26
4.3 傅立葉轉換紅外線光譜分析	26
4.4 光電流響應(Responsivity)	27
4.5 暗電流及背景光電流	29
4.6 雜訊分析(Noise analysis)	29
4.7 偵測度(Detectivity)與背景極限操作(BLIP condition)	31
第五章 30 層與 10 層量子點紅外線偵測器之結果比較與討論	38
5.1 QDIPs 之躍遷特性分析	39
5.2 暗電流(dark current)分析	39
5.3 活化能(activation energy)分析	40
5.4 光響應(Responsivity)分析	42
5.5 偵測度(Detectivity)分析	43

5.6	元件活化能模擬分析.....	44
5.6	結論.....	46
	參考文獻(Reference).....	62



圖目錄

- 圖 2-1 250K、300K、350K 黑體輻射頻譜密度 VS 波長之關係圖。
- 圖 2-2 紅外線的大氣穿透頻譜。
- 圖 2-3 (a)本質紅外線偵測器之操作原理 (b)外質紅外線偵測器之操作原理。
- 圖 2-4 QWIP 之操作原理。
- 圖 2-5 (a) bound-to-bound QWIPs (b) bound-to-continuum QWIPs (c) bound-to-quasi-bound QWIPs。
- 圖 2-6 (a)量子點狀態密度函數 (b)量子井狀態密度函數。
- 圖 2-7 n-i-n 二極體效應之暗電流。
- 圖 2-8 (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)。
- 圖 2-9 在量子點間成長 AlGaAs 以阻擋 n-i-n 效應形成之暗電流。
- 圖 2-10 10 層 InAs/GaAs 系統量子點結構之 TEM 照片。
- 圖 2-11 InAs QDs/GaAs 系統的 TEM 照片:從 TEM 圖明顯看出高能障 AlGaAs 電流阻擋層成功的成長在量子點之間,有效的降低 n-i-n 效應所形成的暗電流
- 圖 3-1 QDIP 的磊晶側視圖
- 圖 3-2 薄膜磊晶成長的兩種方式:(a)Frank-van der Merwe mode(b)Volmer-Weber mode
- 圖 3-3 Stranski-Krastanow 成長法
- 圖 3-4 (a) mesa 及進光 window 之尺寸 (b)光學顯微鏡下所拍攝真實元件頂視圖
- 圖 3-5 元件黏於銅片及陶瓷座之視意圖,其中金線連接元件(GND)至陶瓷座上的金屬 pattern。
- 圖 3-6 (a) 利用光阻定義 mesa 區域 (b) 蝕刻至底部電極($\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 8 : 40$) (c) 利用光阻定義金屬區域(d) 利用電子槍濺鍍金屬 ($\text{Ni}(300\text{\AA})/\text{Ge}(700\text{\AA})/\text{Au}(2000\text{\AA})$) (e) Lift-off 光阻及快速熱退火(RTA) (f) 打線(wire bonding)完成製程程序
- 圖 4-1 光激發光(PL)之電子躍遷示意圖
- 圖 4-2 光激發光(PL)之實驗架設圖
- 圖 4-3 吸收光譜之實驗架設示意圖

- 圖 4-4 傅立葉紅外線光譜分析儀(FTIR)之實際儀器架設圖
- 圖 4-5 光電流量測之實驗架設示意圖
- 圖 4-6 光電流量測之實際儀器架設圖
- 圖 4-7 變溫暗電流量測之實驗架設圖
- 圖 4-8 背景光電流量測之實驗架設圖
- 圖 4-9 雜訊電流量測之實驗架設圖
- 圖 5-1 樣品磊晶結構圖(sample A, 10 layers & sample B,30 layers)
- 圖 5-2 (a)樣品 A & (b) 樣品 B 及(C) 樣品 B 之量子點大小 AFM 圖
- 圖 5-3 樣品 A & B 之 PL 光譜圖
- 圖 5-4 樣品 B(30 layers)之 FTIR 光響應頻譜
- 圖 5-5 樣品 B 之 PLE 頻譜圖
- 圖 5-6 sample A(10 layers)之變溫暗電流
- 圖 5-7 sample B(30 layers)之變溫暗電流
- 圖 5-8 sample A(10 layers)之背景光電流與暗電流比較
- 圖 5-9 sample B(30 layers)之背景光電流與暗電流比較
- 圖 5-10 sample A(10 layers)與 sample B(30 layers)之變溫暗電流比較
- 圖 5-11 sample A 與 sample B 之活化能(activation energy)比較
- 圖 5-12 不同元件在相同溫度與偏壓下($I_{0(10)}/I_{0(30)}$)與 $\exp(\Delta Ea/kT)$ 的關係圖
- 圖 5-13 樣品 A(10 layers)之光響應
- 圖 5-14 樣品 B(30 layers)之光響應
- 圖 5-15 sample A(10 layers)& sample B(30 layers)之光響應(responsivity)比較
- 圖 5-16 sample A(10 layers)與 sample B(10 layers)之光導增益比較
- 圖 5-17 sample A(10 layers)之量子效率隨溫度的變化
- 圖 5-18 sample B(30 layers)之量子效率隨溫度的變化，
- 圖 5-19 sample A(10 layers)與 sample B(30 layers)之量子效率差異
- 圖 5-20 sample A(10 layers)之變溫偵測度
- 圖 5-21 sample B(30 layers)之變溫偵測度
- 圖 5-22 sample A(10 layers)與 sample B(30 layers)之變溫偵測度比較
- 圖 5-23 無外加偏壓下，模擬 10 層量子點 QDIP 能帶結構圖

- 圖 5-24 無外加偏壓下，模擬 30 層量子點 QDIP 載子分布圖
- 圖 5-25 無外加偏壓下，模擬 10 層量子點 QDIP 載子分布圖
- 圖 5-26 當外加偏壓下，QDIP 結構的 band diagram 示意圖，其中 E_a 為活化能 (Activation energy) 且大小將與電流密度 J 有絕大關係。
- 圖 5-27 模擬(a)10 層與(b)30 層量子井結構於相同電場下，溫度 100K 之能帶圖



第一章 序論

1.1 簡介

紅外線是指分布在某特定波長區段的電磁波，此波段約在 $0.7\sim 1000\ \mu\text{m}$ ，比可見光的波長來的長，無法以肉眼觀察它的蹤跡。但一般生物體的化學反應或人體在室溫所輻射出的電磁波皆落在紅外線波段，因此紅外線的應用非常廣泛。由於紅外線偵測器的進步發展，使的紅外線應用得以實現並在近二十年迅速發展。舉凡如：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，其重要性不可言喻。

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]有最佳的特性，主要優點有較低的暗電流、操作溫度高、偵測度高等，但由於MCT在磊晶過程中各材料的分配比率不易控制造成能隙大小影響甚巨，加上窄能隙II-VI族半導體本身製程上的困難且良率低，故造價昂貴。而利用III-V族半導體成熟的磊晶與製程技術所設計的量子井紅外線偵測器(QWIPs)則成為可用來取代的技術。

III-V族半導體所製成的量子井紅外線偵測器，主要在平行磊晶方向上成長一維束縛的量子井結構，不同於MCT利用能階(interband)吸收紅外線光子，QWIPs則利用其量子井的次能階(intersubband)躍遷作為紅外線偵測的方式^[2~3]，這使得利用寬能隙半導體實現吸收紅外線成為可能。藉由III-V族本身成熟的磊晶技術，QWIPs在近十幾年內已完成商品化。但量子井紅外線偵測器卻也有其缺點。由於受限於量子井本身的次能階躍遷的影響，其量子效率較差，極化選擇規則(polarization selection rule)又限制其無法吸收正向入射的紅外光，必須增加製程步驟形成光柵或採用 45° 斜向入射而得到解決，但此缺點對於往後設計焦面形陣列Focal Plane Array卻是一大

阻礙。另外其二維結構也造成量子井的電子容易經由聲子的吸收輕易越過屏障而產生暗電流，造成操作溫度較一般的II-VI族MCT偵測器來的低，偵測度也較低，無法完全取代II-VI族偵測器的地位。

因此，利用三維束縛的量子點結構所製作的量子點紅外線偵測器(QDIPs)即可避免QWIPs的缺點。由於在量子點結構中電子在三個方向都有侷限的能障，量子點可吸收正向入射光，而不同於電子在量子井中還有另外兩維度的連續能階，量子點中的電子，各能階均分離，也產生了所謂的聲子瓶頸效應，意即必須有能量正好與電子能階能量差相同的聲子才可被吸收，使得電子躍遷至激發態。由於量子點紅外線偵測器具有這些重要的特性，受到國內外學者相當重視，尤其在自發性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^[4~7]。

1.2 研究動機

在最近發表的文獻當中，P. Bhattacharya等人成功成長70層InAs/GaAs系統的量子點紅外線偵測器，在偵測波長5 micron下，最高操作溫度於170K，其偵測度仍有約 $10^{11}(\text{cmHz}^{1/2}/W)$ 。仔細檢視其磊晶結構與實驗室一般成長十層量子點的InAs/GaAs的系統結構想比較，除了層數的增加，其餘並無太大的差異。然而文獻上並無層數的增加對元件的表現有詳細的解釋。因此，本論文的研究方向即成長兩片不同層數的量子點(10 layers & 30 layers)，其餘磊晶結構相同的QDIPs元件，並比較其物理特性的差異且試著解釋層數的不同對元件所造成的影響。

第二章 量子點紅外線偵測器之基本原理

本章一開始將簡短的介紹紅外線輻射的基本原理，並討論各紅外線偵測器的歷史進展及優劣。而後著重於 QDIPs 的操作原理，包括量子點的特性及成長方式，基本光電導的元件物理及其應用，經由這些基本概念的釐清，對研究進行有所幫助。

2.1 紅外線輻射^[8]

根據基本輻射理論，任何大於絕對零度的物體都會輻射出電磁波，因此自然界具有溫度的物體，都會發出熱輻射，而我們就可利用光電儀器偵測到。根據蒲朗克黑體輻射定律(Plank's blackbody radiation law)，我們可以得到黑體的頻譜密度(spectral density)，表示式如下：

$$M(T, \lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \text{ (W/m}^2 \cdot \text{m)} \quad (2.1)$$

$M(T, \lambda)$ 代表一黑體單位波長、單位面積所輻射出的總功率； c 是光速， h 是蒲朗克常數， k 為波茲曼常數， T 為輻射物體的絕對溫度。此式是根據黑體的假設而導出的。對於一般非黑體的物體而言，我們只要將 Eq(2.1) 乘上該物體的發射係數(emissivity factor)即可。由 Eq(2.1) 我們可得到倫琴位移定律：

$$\lambda_{peak} \cdot T = 3670 \text{ (}\mu\text{m}\cdot\text{K)} \quad (2.2)$$

λ_{peak} 為輻射物體的峰值波長， T 為輻射物體的絕對溫度。以太陽表面溫度約 6000K 左右為例，其輻射電磁波之峰值波長約落在可見光範圍內，而一般室溫的物體，包括人體(~310K)所輻射電磁波之峰值波長約落在 12 μm 附近，此乃肉眼所無法看見的範圍，故紅外線偵測器則為偵測紅外線的一大利器。

圖 2-1 為選擇三個室溫附近的溫度(250K、300K、350K)黑體輻射頻譜密度對波長之作圖。我們可以觀察到室溫 300K 黑體的輻射由峰值衰減到一半的波長範圍約落在 6 ~ 17.5 μm 之間。這表示我們欲偵測室溫物體所輻射的紅外線，其最佳偵測波長範圍大約在 5~18 μm 之間。而實際在應用紅外線偵測技術時，須考慮大氣環境對於紅外線的吸收，如圖 2-2 所示。為了避免大氣中水蒸氣和二氧化碳等所形成的吸收中心(absorption center)造成某些波段紅外線無法穿透，根據圖 2-2 所示，300K 物體所發出的紅外線可穿透的大氣窗口分別為 8~14 μm 長波段的紅外線帶(LWIR)及 3~5 μm 中波段的紅外線帶(MWIR)，因為此兩波段有較少的大氣吸收，有利於地面紅外線的偵測。一般而言對於低溫的物體其輻射量較低，選擇 8~14 μm 的紅外線波段較為恰當；而高溫的物體有較大的輻射量，為了有較高的溫度對比，應操作在 3~5 μm 的紅外線波段較為合適。

2.2 紅外線偵測器的分類^[9]

依偵測原理的不同，紅外線偵測器可分成兩大類：一為熱感應偵測器(thermal detectors)；另一為光子偵測器(photon detectors)。前者主要利用將偵測到的紅外線轉換成熱，進而量測偵測器材料因熱產生的物理特性變化。而光子偵測器則是藉由吸收紅外線光子的能量，使得電子在晶體內能階產生躍遷來達成紅外線的吸收，產生電流或電壓訊號以供量測。本節將針對光子偵測器做詳細的介紹，熱感應偵測器將不做深入討論。

對於利用半導體材料實現的光子偵測器可依摻雜雜質與否分為兩類：本質(intrinsic)及外質(extrinsic)偵測器。

2.2.1 傳統本質與外質紅外線偵測器

本質紅外線偵測器主要為不摻雜質的本質半導體所構成，其操作原理如圖2-3(a)所示，當價帶(valence band)的電子吸收一能量略大於本質能隙(intrinsic band gap, E_g)的光子後躍遷至導帶(conduction band)，經由外在偏壓而被收集成為光電流，而所偵測到的光子數目與半導體能隙及光子能量有絕對的關係。對於窄能隙(narrow band gap)的半導體材料系統：如(Hg,Cd)Te及(Pb,Sn)Te等，可藉由調整(Hg,Cd)Te中的Hg、Cd或(Pb,Sn)Te中的Pb、Sn所佔的成分來達成紅外線吸收所需的能量差，此材料則適合用來做3~12 μm 的紅外線偵測器。但對於本質紅外線偵測器而言，材料能隙很小使得材料變得很軟，對於長波段紅外線也很難調整至特定的波段，其穩定性和均勻性都有很大的問題，故大面積陣列的製作非常昂貴。

外質(extrinsic)紅外線偵測器則是利用半導體材料(如Si)摻雜恰當的雜質原子而形成雜質能階(impurity level)，並利用摻雜能階至導帶這段能量差來進行吸收，位於摻雜能階的電子吸收了能量略大於此段能量差的的光子而躍遷到導帶，進而被收集成為光電流，操作原理如圖2-3(b)所示，由於吸收光子的能隙可控制的很小，因此適合偵測波長超過12 μm 的紅外線。但缺點是為了確保載子佔據雜質能階並降低暗電流，元件必須在極低溫操作。

總結以上傳統紅外線偵測器的缺點在於沒有適當的材料可以準確容易調整出能階來對應紅外線波長，且偵測器的穩定性和均勻性較差，因此利用量子力學中束縛態能階的觀念而發展出的量子結構紅外線偵測器具有相當的發展性

2.2.2 量子井紅外線偵測器(Quantum-Well Infrared Detectors : QWIPs)^{[3][9]}

根據量子力學中束縛能階的概念，可以利用兩層較寬能隙的材料(如:AlGaAs)並在中間成長相同晶格常數，但相對較低能隙的材料(如:GaAs)，則能帶結構對於相對低能隙半導體材料將形成量子井且能階為不連續。如此我們就可利用量子井中電子不同能階的躍遷來達成吸收紅外光的目的，此為 intersubband 的吸收。

一般 intersubband 的光偵測器通常都是單極載子元件(unipolar carrier devices)，所以我們可以只考慮導帶的量子傳輸。其操作原理如圖 2-4 所示，依據量子力學我們可以將量子井能階的公式表示如下：

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_w^2} n^2 \quad (2.3)$$

m^* 為電子的等效質量； L_w 為量子井的寬度； n 為整數。假設當量子結構只有兩個束縛態能階時，從 intersubband 之基態(ground state)躍遷至第一激發態(first excited state)之能量差為：

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{3\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_w^2} \quad (2.4)$$

由上式可知要調整兩能階能量差的方法，一為改變電子的等效質量，也就是改變材料結構；另一為改變量子井的寬度。對於影響吸收機制的因素包含量子井的寬度、摻雜的濃度、摻雜的位置、溫度以及紅外線的入射角度等。其中以入射角度影響最鉅，根據量子力學的 selection rule，intersubband 的傳輸機制只允許入射光電場極化方向須平行量子井成長方向，當入射紅外線沒有平行長晶方向(亦即束縛方向)的電場分量時，則吸收為零。以上 QWIPs 相關機制及操作原理於早期的研究中已有詳細深入的探討^{[3][10~11]}。

對於 QWIPs 主要量子井能階設計可分成三類。第一種稱為 bound-to-bound QWIPs，主要設計在量子井中僅存在兩能階，當電子吸受光子從基態躍遷至激發態後，藉由熱游離發射(thermal ionic emission)或穿隧(tunneling)將激發態的光電子帶出量子井並被兩端電極收集，但由於此種偵測器還需要電場幫助穿隧或是需要熱能來幫助熱游離，因此通常會將激發態設計在很靠近量子井邊緣的區域以便電子離開量子井的機率增加，表示如圖 2-5(a)。第二種稱為 bound-to-continuum QWIPs，其設計量子井中只存在一個能階位置，另外在導帶上則有因週期性結構而產生的連續帶，當電子吸收外部紅外線光子，電子將從基態躍遷至連續帶。故此類 QWIPs 的電子只要吸收紅外線就會躍遷出來貢獻成光電流，因此光響應通常比較大，表示如圖 2-5(b)。

但由於基態與連續帶間電子的波函數耦合較 bound-to-bound states 來的弱，所以躍遷機率也相對較小，吸收係數低。第三種設計則是將激發態調整至很靠近能障邊緣的位置，稱之為準束縛態(quasi-bound state)。表示如圖 2-5(c)。此種躍遷稱為 bound-to-quasi-bound QWIPs。其雖依舊需要藉由熱游離發射(thermal ionic emission)或穿隧(tunneling)來達成收集光電流的目的，但所需要的能量相較於 bound-to-bound transition 來的低，而其吸收效率又比 bound-to-continuum transition 來的高，故此種 transition 兼具上述兩大類 QWIPs 之優點，特性最佳。

將傳統紅外線偵測器與 QWIPs 比較，基於 III-V 族材料成熟的磊晶和製程技術，使的結構均勻穩定，有較低的生產成本及較高的生產良率等優點。但缺點在於量子效率(quantum efficiency)低、暗電流大、吸收頻譜較窄以及受限於 polarization selection rule 而無法吸收正向入射光等。雖然我們可藉由設計 grating^[13] 或設計波狀表面結構來耦合正向入射光，但隨著陣列

面積越大其耦合效率也隨著像素面積減小而降低，故並不為一個好的選擇。

然而以上問題，由具有三維束縛的量子點被提出後而露出曙光。因為量子點本身為三維束縛態，故依據量子力學的計算被預測有較寬鬆的 polarization selection rule，可以解決正向入射的問題，加上獨有的聲子瓶頸效應，對於偵測器元件的電子傳輸及暗電流的抑制是相當有利。因此量子點紅外線偵測器(Quantum Dot Infrared Photodetectors, QDIPs)被預測具有比 QWIPs 更佳的特性。下一節將會針對量子點偵測器本身特有的優點多加著墨。

2.3 量子點偵測器的特性

2.3.1 聲子瓶頸效應(Phonon Bottleneck Effect)

由於量子點本身為三維束縛的結構，其狀態密度函數(density of states, DOS)是離散的(δ -function)，如圖 2-6 (a)，類似原子光譜，與僅一維束縛的量子井結構的 DOS 有相當大的不同，如圖 2-6 (b)。對於量子井結構，由於另外兩維度為連續能階，故電子易受到聲子作用而造成躍遷形成暗電流，但當電子在量子點內的束縛能階做躍遷時，聲子的能量要恰好等於束縛能階之間的能量差，才可達成，因此暗電流相對量子井來的低。同理躍遷而出的電子必須與能階能量差相當的聲子作用才會掉回量子點，因此使得電子所需的鬆弛時間(relaxation time)較長，這種現象稱為聲子瓶頸效應(Phonon Bottleneck Effect)。

聲子瓶頸效應一般被認為是量子限度效應(quantum-confinement effects)非常強所發生的現象。量子點的三個自由維度皆被限制住，造成次能階的能量間隔比幾個 meV 大很多，並且也比縱向光學聲子(longitudinal optical phonon)的能量大，所以能量鬆弛率(energy relaxation rate)的減少是不能避

免的，除非次能階的能量差相當於光學聲子的能量才能讓鬆弛時間變短。故躍遷而出的光電子不易再被捕捉回量子點內，造成光導增益相較量子井來的大，且基態電子須獲得聲子能量恰好等於束縛能階之間的能量差才可躍遷至激發態，因此暗電流相對量子井要來的低。此乃聲子瓶頸效應對 QDIP 的最大優點。

2.3.2 暗電流機制(Dark current)

對於不經由吸收外部光子所造的電流可通稱暗電流。在偵測器的暗電流內部機制中主要包含兩大部分，一為不經過量子點直接通過能障(Barrier)所形成的電流，此為 n-i-n 結構的效應，如圖 2-7 所示。另一部分則是經過量子點本身所產生的暗電流，後者暗電流機制又可包含三部分(1)熱游離暗電流(thermionic emission)(2)熱助穿遂暗電流(thermal assisted tunneling)(3)直接穿遂暗電流(directly tunneling)。如圖 2-8 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，形成總電流的一部分。熱助穿遂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，形成暗電流的一部分。直接穿遂電流則不藉由溫度的效應，載子由量子點或量子井直接穿遂能障而造成的暗電流。對 QDIP 而言，熱游離和熱助穿遂兩種暗電流機制因為量子點的聲子瓶頸效應，應相較於量子井紅外線偵測器來的小。而直接穿遂暗電流效應可利用加大 QDIP 能障的寬度來抑制。

對於不經過量子點，而由 n-i-n 結構效應所產生的暗電流，我們採取在量子點與量子點之間，成長一層能隙較高的 AlGaAs 當作能障^[14]，示意圖如 2-9 所示，電子因此層高能障的阻礙，而較容易流經能隙較低的量子點部分，此目的造成等效面積減小，達到提高 n-i-n 電阻，降低此效應所產生的暗電流。另外為了證明所成長的 AlGaAs 是否完全蓋住量子點，我們拍攝

10 層InAs/GaAs量子點系統之TEM照片，如圖 2-10 所示，我們局部放大量子點之間的結構，如圖 2-11，由TEM照片可看出成長的AlGaAs成功的覆蓋在兩個量子點之間與量子點本身，此舉成功的降低暗電流超過四個數量級，並使QDIPs可在較高的溫度下仍有相當好的偵測度^[14]。

此外，對於摻雜濃度也會影響暗電流的機制。當摻雜雜質的濃度過高，造成量子點在高能階就有電子，會造成載子容易逃逸出量子點外；然而摻雜濃度過低，也會造成光電流過小影響其偵測度，故摻雜濃度亦將是影響暗電流的重點之一。



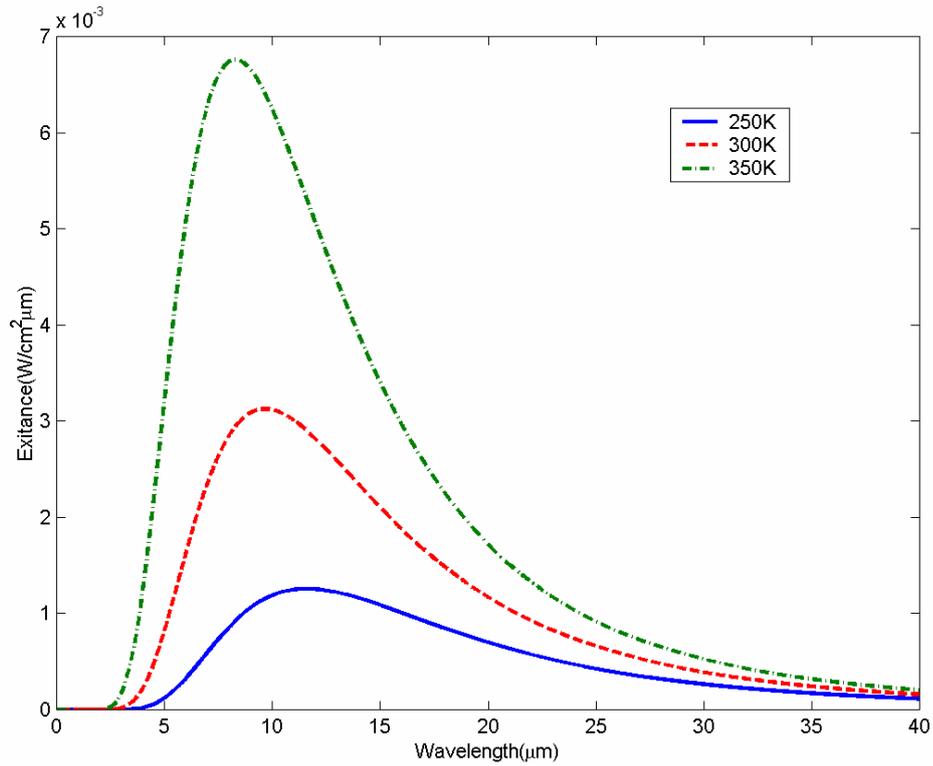
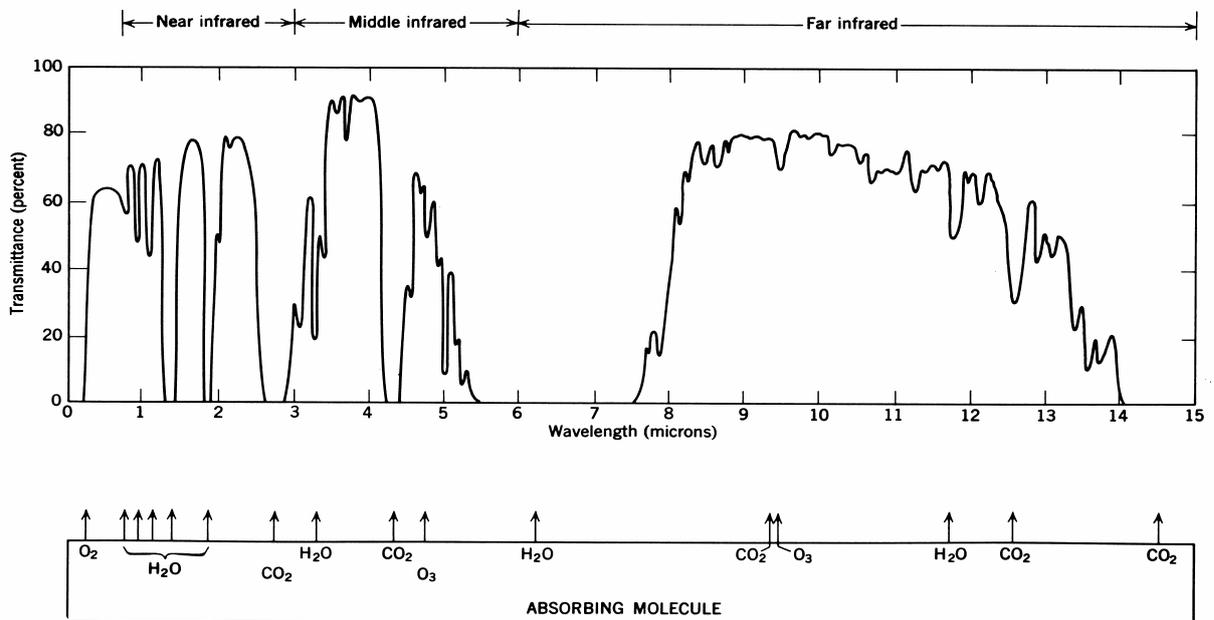


圖 2-1 黑體輻射頻譜密度 VS 波長之關係圖



Transmittance of the atmosphere for a 6000 ft horizontal path at sea level containing 17 mm of precipitable water

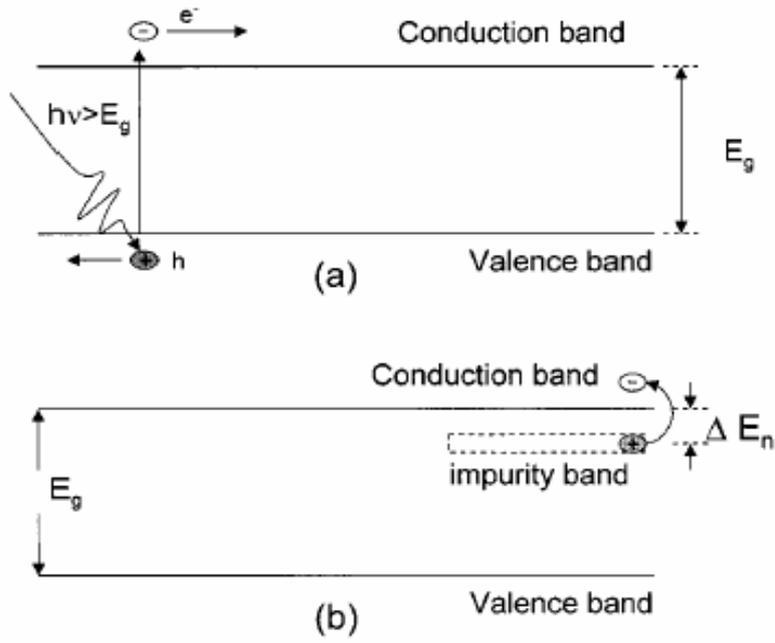


圖 2-3 (a)本質紅外線偵測器之操作原理(b)外質紅外線偵測器之操作原理

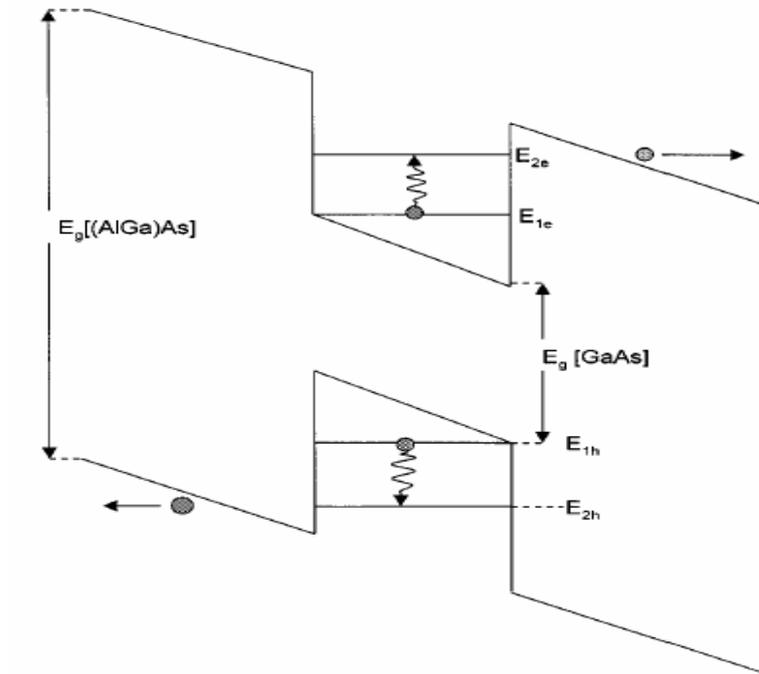


圖 2-4 QWIP之操作原理^[9]

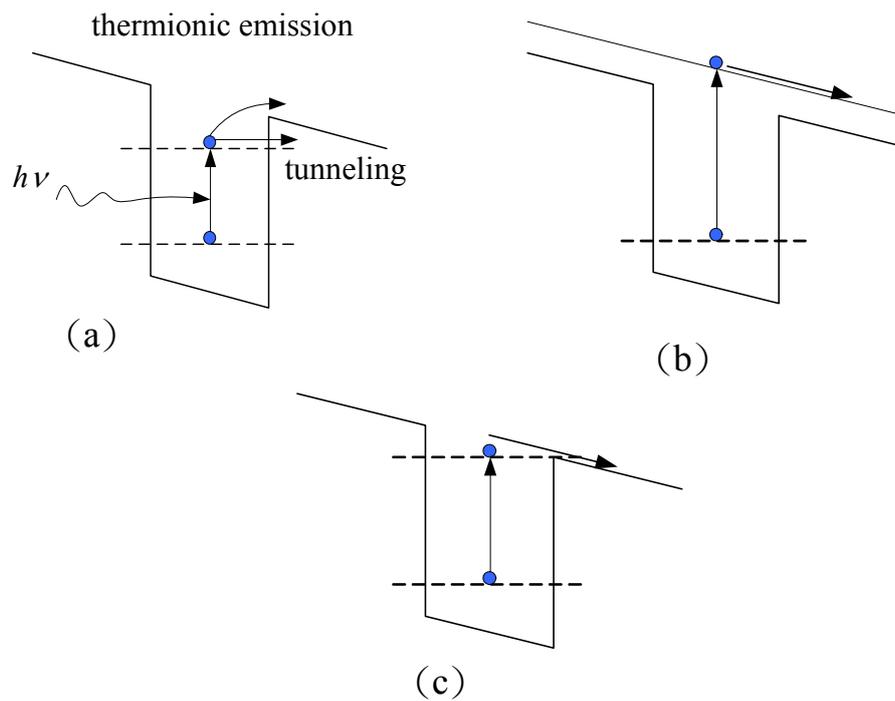


圖 2-5 (a) bound-to-bound QWIPs (b) bound-to-continuum QWIPs
(c) bound-to-quasi-bound QWIPs

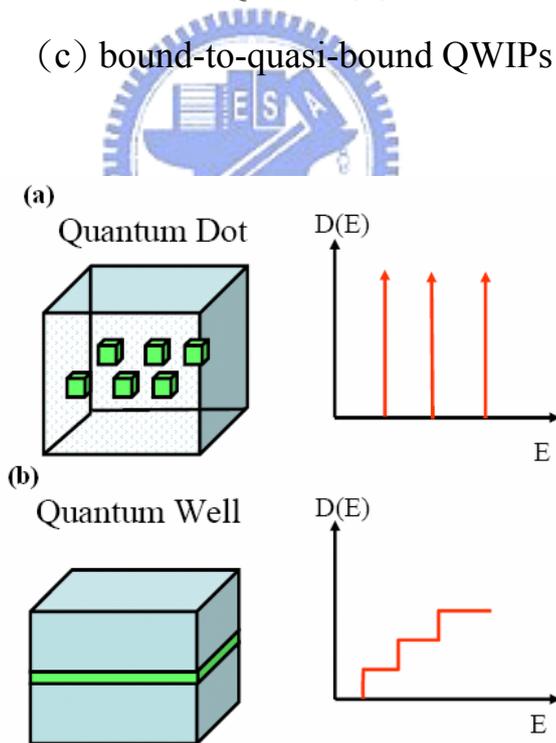


圖 2-6 (a)量子點狀態密度函數 (b)量子井狀態密度函數

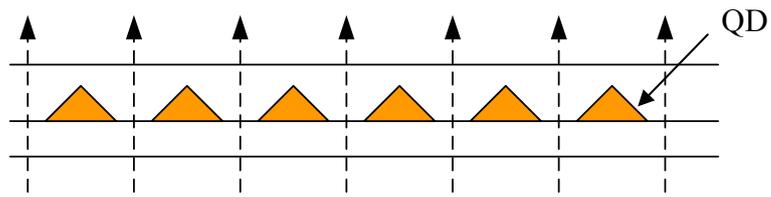


圖 2-7 n-i-n 結構效應之暗電流

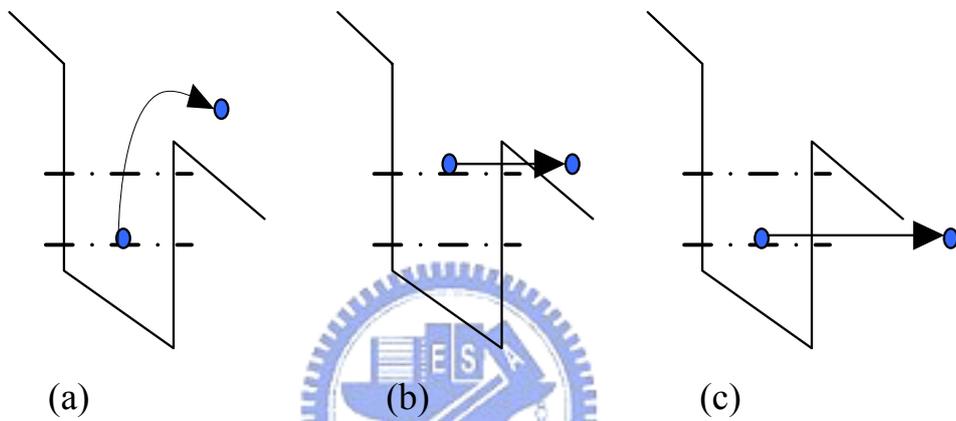


圖 2-8 (a)熱游離暗電流(thermionic emission)
 (b) 熱助穿遂暗電流(thermal assisted tunneling)
 (c)直接穿遂暗電流(directly tunneling)

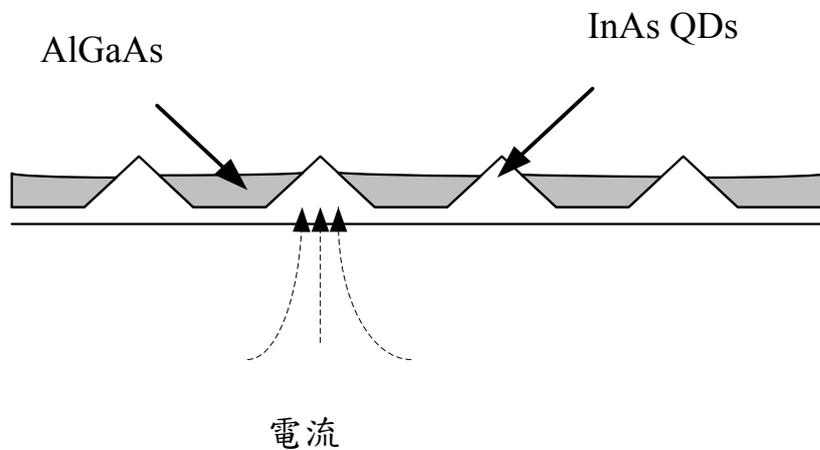


圖 2-9 在量子點間成長 AlGaAs 以阻擋 n-i-n 效應形成之暗電流

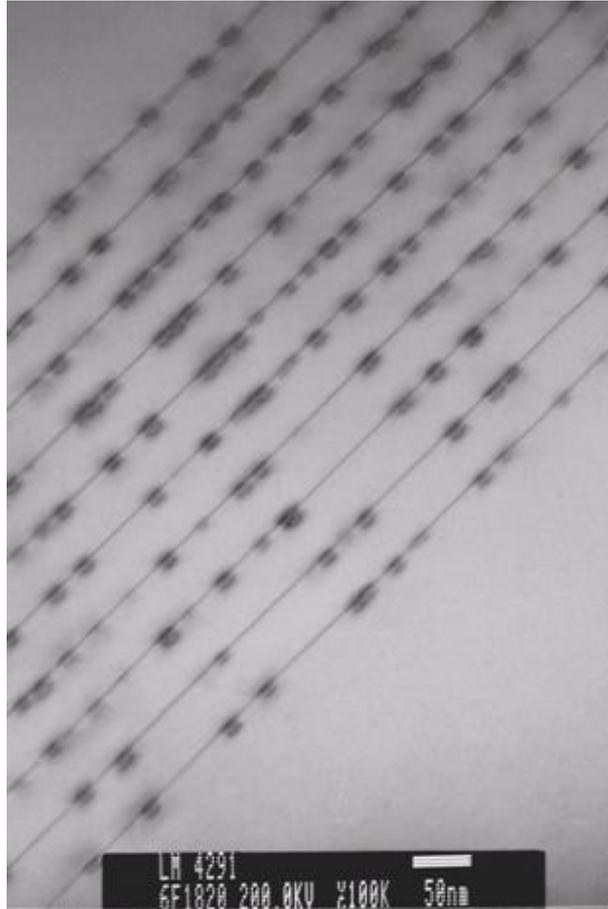


圖 2-10 10 層 InAs/GaAs 系統量子點結構之 TEM 照片

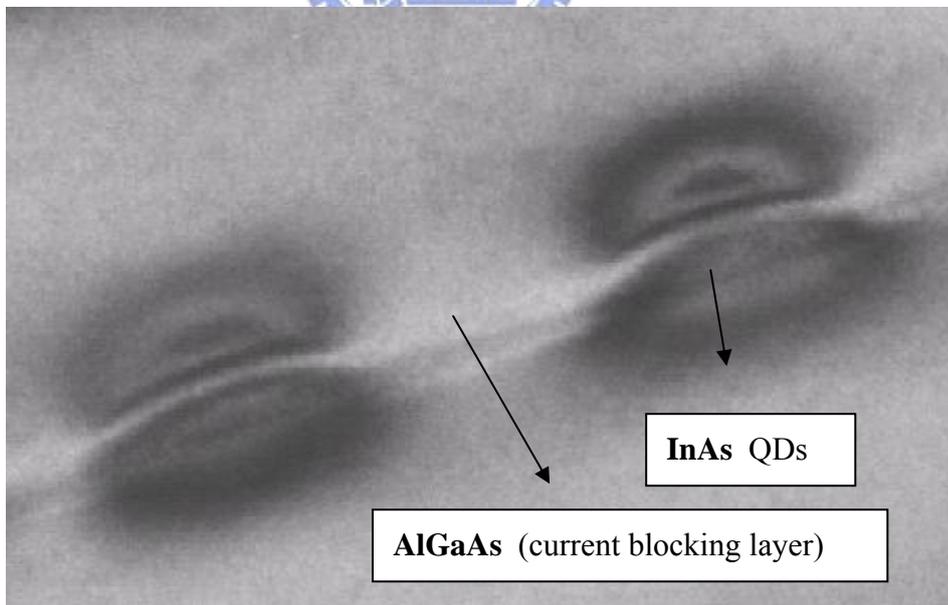


圖 2-11 InAs QDs/GaAs 系統的 TEM 照片：

從 TEM 圖明顯看出高能障 AlGaAs 電流阻擋層成功的成長在量子點之間，有效的降低 n-i-n 效應所形成的暗電流

第三章 量子點紅外線偵測器之磊晶成長與製程

3.1 元件之成長

3.1.1 磊晶(epitaxy)

此處樣品的成長採用分子束磊晶系統(Molecular Beam Epitaxy, MBE)，主要乃分子束磊晶系統可精確成長異質結構(heterostructures)。成長過程中，首先利用MBE在(100)方向上的GaAs基板成長約 5000Å的緩衝層(buffer layer)，目的在於使磊晶的表面層平坦且減少基板表面的缺陷。接著成長 5000Å的n+ GaAs 作為元件底部接面(bottom contact)的歐姆接點(ohmic contact)。再利用Stranski-Krastanow成長法形成十層的量子點結構，每一個週期包含了 2.6 個原子層(Mono layer: ML)InAs所形成的量子點以及 500Å的GaAs能障，而在量子點和量子點間鋪蓋成長 30Å Al_{0.2}Ga_{0.8}As current blocking layer作為阻擋暗電流之用。完成了十層量子點後再成長 5000Å的n+ GaAs作為元件頂層接面(top contact)的歐姆接點。在每層量子點前 20Å我們加入 $2.5 \times 10^9 \text{cm}^{-2}$ 的Si δ -doping摻雜，此摻雜最主要的目的是為了在量子點中產生載子。元件磊晶完成之結構如圖 3-1 所示。

3.1.2 Stranski-Krastanow 成長法

薄膜磊晶成長的模式有三種^[15]。(1)Frank-van der Merwe mode(層接式)：當磊晶層的表面能(surface energy)相當於或小於基底材料的表面能時，以 2D layer-by-layer的形式成長，如圖 3-2(a)所示。(2)Volmer-Weber mode(島嶼式)：發生於薄膜表面能遠大於基底材料時，以 3D island的形式成長，如圖 3-2(b)所示。(3)Stranski-Krastanow (SK) mode(層接而後島嶼式)：在磊晶初期，薄膜表面能小於基板的表面能則以 2D的型態成長，而當磊晶厚度持續增加，應力也逐漸增加，表面能漸漸大於基板，當達到一定的程度時，晶格會藉由晶格的鬆弛來降低應變，此時便以 3D island型態

繼續成長，如圖 3-3 所示。本次實驗元件的量子點結構即採用 SK mode 成長模式，一開始以 2D layer 成長 InAs 約 2ML 時，InAs 會因為晶格常數和 GaAs 層之間的不匹配 (lattice mismatch) 而開始自我組織形成量子點結構，然而實際量子點並非為圓形，而是比較趨近於金字塔形的結構。

利用 SK mode 的自我組織 (self-assembled) 形成的量子點無差排缺陷，也不需要通過蝕刻來獲得，與早期利用黃光微影及蝕刻製程所形成的量子點相比較，大大的提升了元件電性及光學特性，也因為 SK mode 的實現，量子點的相關研究蓬勃發展。

3.2 元件製程

我們利用一般傳統半導體製程來實現量子點紅外線偵測器的製作，包括：平台蝕刻 (mesa etching)、蒸鍍金屬 (E-gun evaporation)、快速熱退火 (rapid thermal annealing RTA) 與後段為了元件測試而作的打線 (wire bonding)。

在傳統半導體製程中主要有兩道光罩。第一道的目的在於元件隔離 (mesa isolation)，主要使元件之間能夠獨立操作而不受彼此的干擾。利用黃光微影定義出 mesa 區域，並利用濕式蝕刻 (wet etching) 完成隔離。蝕刻溶液的調配為 $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 8 : 40$ ，蝕刻速率大約 $200\text{\AA}/\text{s}$ ，完成後利用薄膜測厚儀 (α -stepper) 確認是否蝕刻到底部電極。至於元件的 mesa 面積及進光窗口面積如圖 3-4(a) 所示，mesa 面積為 $1.064 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ ；進光窗口面積為 $4 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ 。圖 3-4(b) 則使用光學顯微鏡所拍攝的真實元件頂視圖

第二道光罩的目的在於定義金屬區域，以黃光微影定義出金屬接點區域，並即刻浸泡溶液 ($\text{H}_2\text{O} : \text{HCl} = 1 : 1$) 數秒，目的去除元件上的氧化物，而後將其放入電子槍金屬蒸鍍系統，蒸鍍的材料依序為

Ni/Ge/Au(300Å/700Å/2000Å) ，蒸鍍完畢後放入丙酮溶液中使光阻剝離 (lift off) ，最後利用快速熱退火(RTA,390°C,40sec)完成良好的歐姆接點。

當完成以上傳統半導體製程，最後為了後續量測，則將晶片接上金屬線。首先將晶片以銀膠貼在銅片上，此乃為了低溫量測時的熱傳導，而後利用打線機(wire bonding)將金線連接偵測器的金屬接點與印有金屬線的陶瓷座，如圖 3-5 所示。所有的製程程序表示於圖 3-6 中



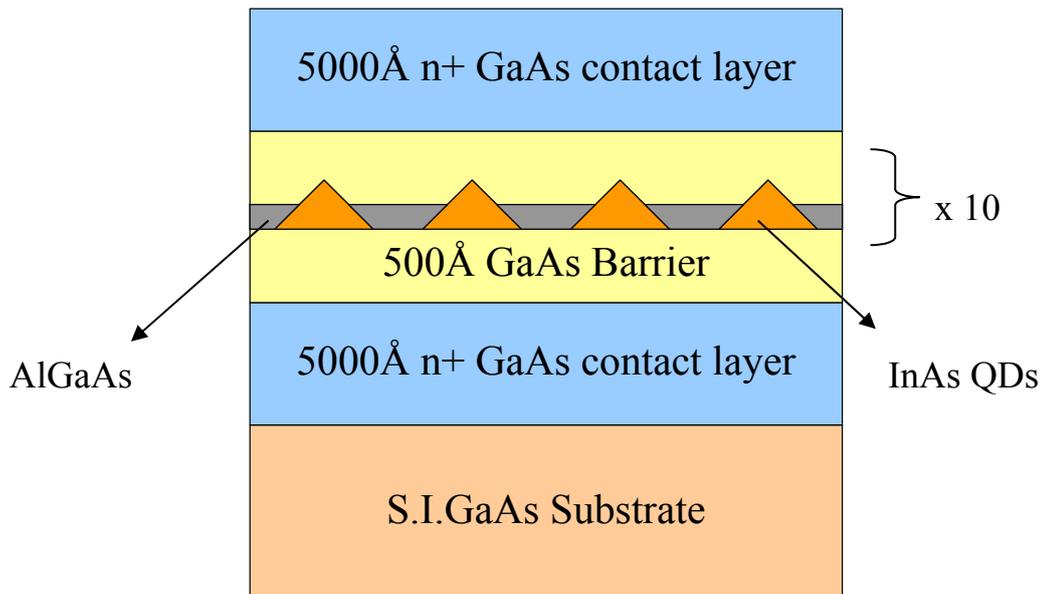


圖 3-1 QDIP 的磊晶側視圖

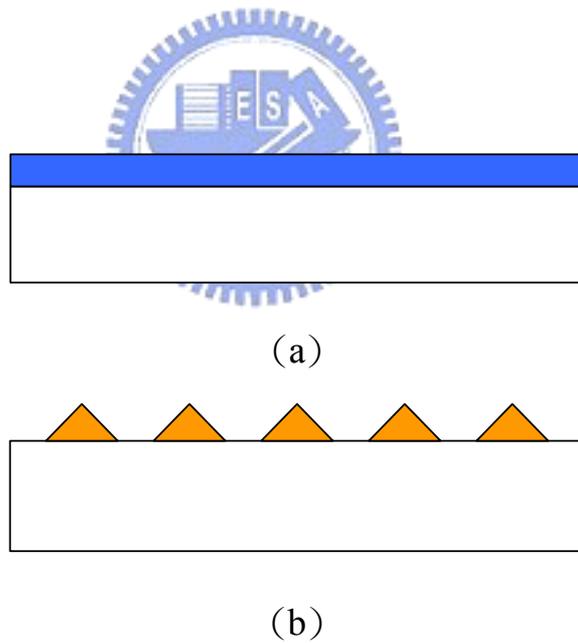
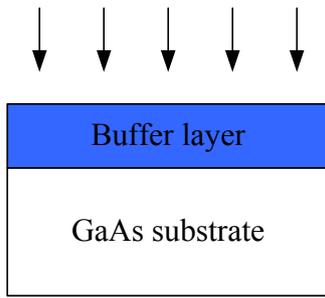
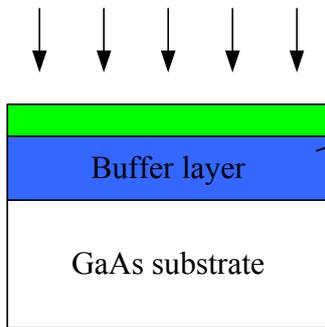


圖 3-2 薄膜磊晶成長的兩種方式：

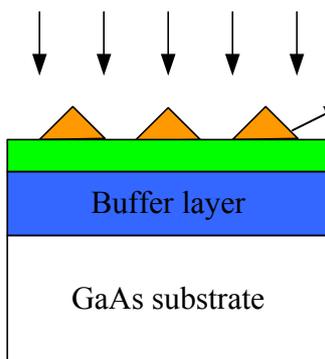
(a) Frank-van der Merwe mode (b) Volmer-Weber mode



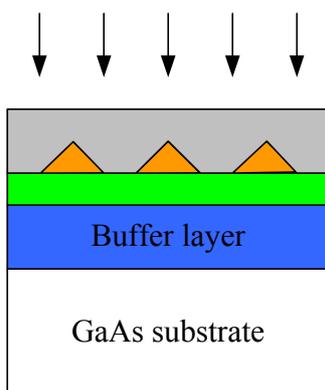
(a) 沉積 GaAs 緩衝層之目的在於使元件結構遠離基板表面的缺陷。



(b) 沉積 InAs 1~2 ML，由於表面能小於基板，以 2D layer 形式磊晶。



(c) InAs 成長至~2.6ML 時，累積足夠的 strain energy 使得表面能大於基板，並以量子點型式釋放此能量。



(d) 在 GaAs 覆蓋量子點之前先成長 AlGaAs 在量子點之間以形成阻擋暗電流的 blocking layer。

圖 3-3 Stranski-Krastanow 成長法

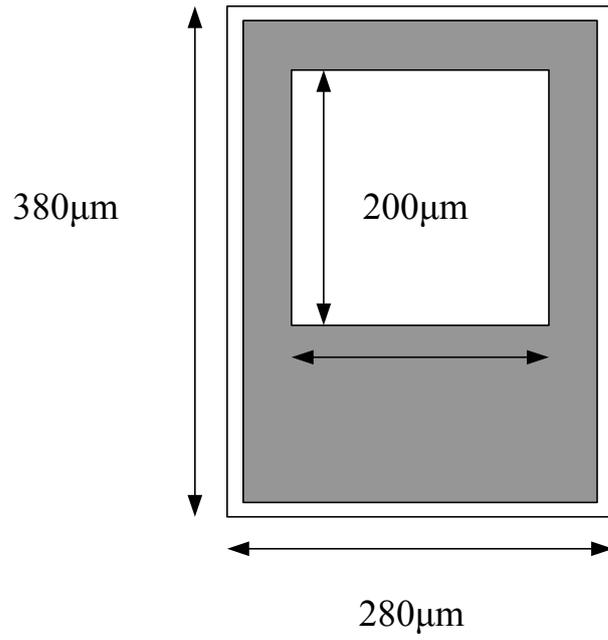


圖 3-4(a) mesa 及進光 window 之尺寸

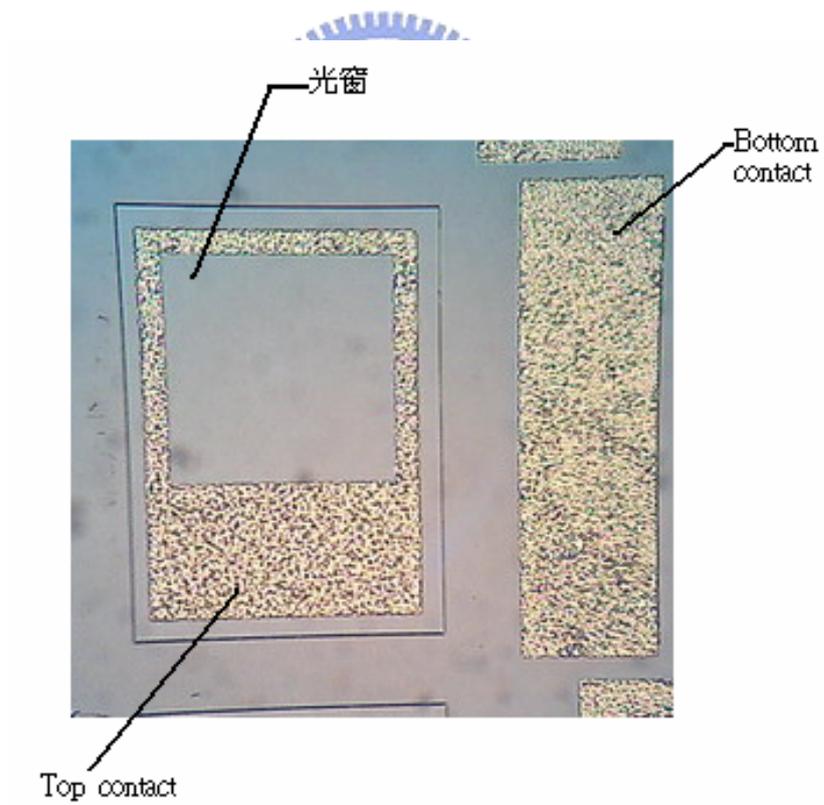


圖 3-4(b) 光學顯微鏡下所拍攝真實元件頂視圖

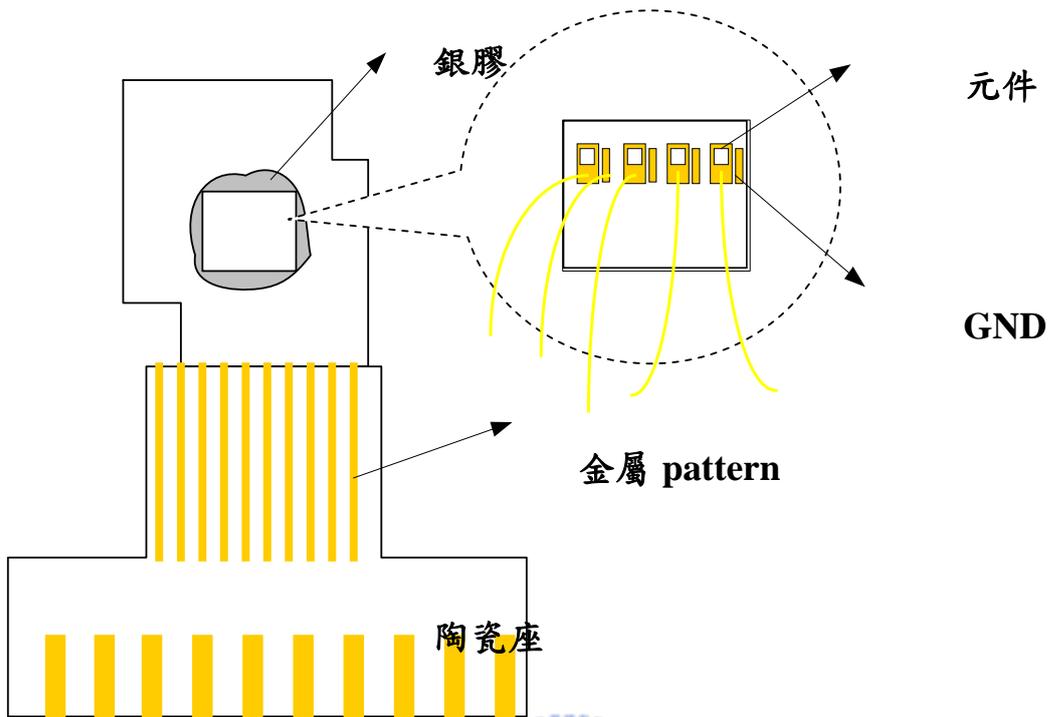


圖 3-5 元件黏於銅片及陶瓷座之視意圖，其中金線連接元件(GND)至陶瓷座上的金屬 pattern。

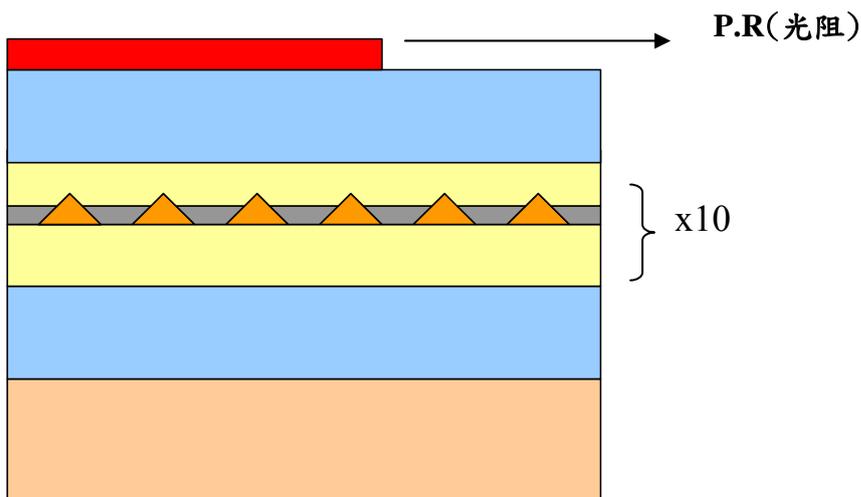


圖 3-6(a) 利用光阻定義 mesa 區域

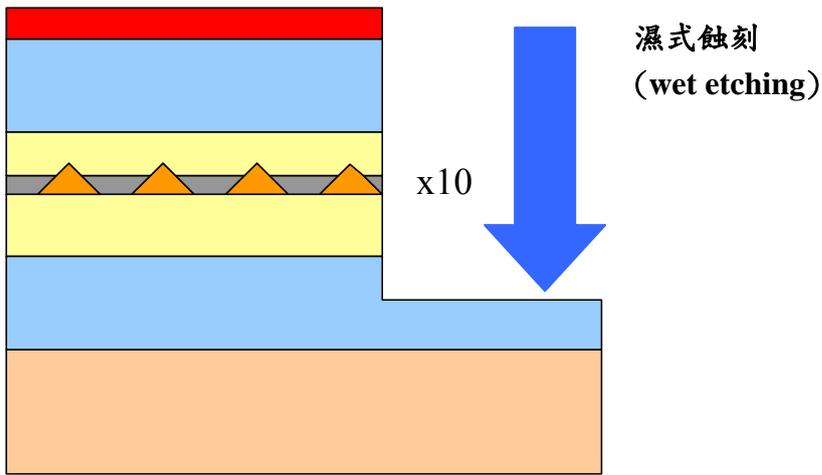
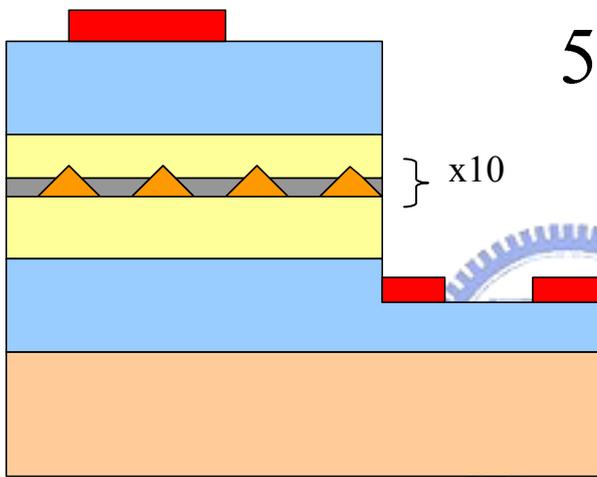


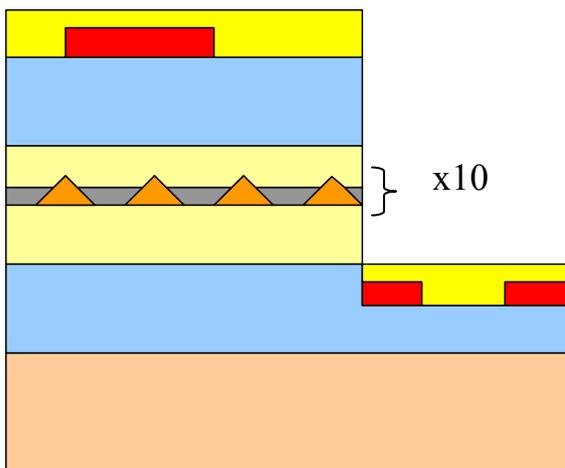
圖 3-6(b) 蝕刻至底部電極($\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 8 : 40$)



5000Å n+ GaAs contact

500Å GaAs Barrier

圖 3-6(c) 利用光阻定義金屬區域



5000Å n+ GaAs contact

S.I. GaAs

圖 3-6(d) 利用電子槍濺鍍金屬(Ni(300Å)/Ge(700Å)/Au(2000Å))

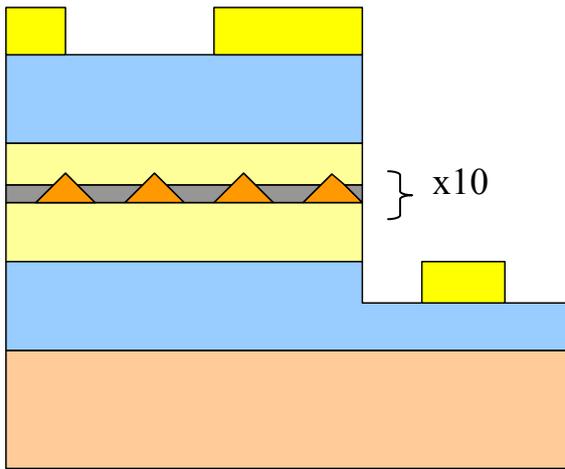
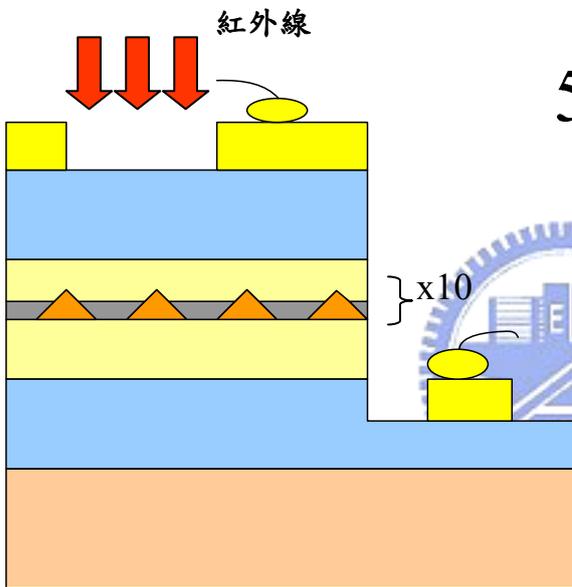


圖 3-6(e) Lift-off 光阻及快速熱退火(RTA)



5000Å n+ GaAs contact layer

500Å GaAs Barrier

圖 3-6(f) 打線(wire bonding)完成製程程序

5000Å n+ GaAs contact layer

S.I. GaAs S

第四章 量子點紅外線偵測器之量測原理及實驗架設

經由第三章所陳述的傳統半導體製程製作後，即可得到一實際元件，然而對於此光偵測器元件本身特性的優劣，則需由量測儀器客觀評估。因此本章著重在兩部份，第一部份為磊晶完成後確認量子點優劣的材料分析，包括了冷激光光譜(Photoluminescence, PL)、原子力顯微鏡(Atomic Force Microscope, AFM)。第二部分則製程完成後的元件特性分析，其中包括紅外線吸收光譜之量測(Fourier Transform Infrared Spectrometer, FTIR)、光電流響應(Responsivity)、暗電流(Dark current)、雜訊分析(Noise analysis)，及背景極限特性情形(Background Limited Performance Condition, BLIP)。分述如下：

4.1 冷激光光譜(Photoluminescence, PL)與光激螢光激發(Photoluminescence Excitation, PLE)

冷激光光譜為一種廣泛應用於 III-V 半導體的光學特性分析。基本原理乃利用雷射光束或高能量光束激發樣品，此時價帶中的電子吸收高能量入射光而被激發至傳導帶中，進而產生電子/電洞對，而透過偵測電子/電洞對復合所發出光的波長和強度來達到分析之目的。如圖 4-1。

本實驗室 PL 量測系統包含了 SPEX-1404 分光儀、Argon-ion laser、optical chopper、SRS530 鎖相放大器、兩組光偵測器(光電倍增管及 InGaAs 光偵測器)、低溫致冷系統以及光學透鏡組。量測架設系統如圖 4-2 所示。實驗的方法則是將樣品置於致冷座(cryostat)上，因為高溫將會使載子分布在較高能階且非放射性的復合(non-radiative recombination)將增加，故將樣品冷卻至接近液態氦的溫度(4.2K)，則可增加復合到基態的機率，可避免因熱效應使光譜因熱變寬等不良影響，接著便以能量比樣品能隙要

大的雷射光做為激發源，使其產生電子/電洞對，並觀察電子/電洞對復合所放出的光譜來判斷量子點的特性和品質。

由於量子點本身的大小會影響量子點本身能階的高低，故經由 PL 光譜的量測，除了可得到量子點的光學特性及特性波長外，另一方面也可以由 PL 的光譜波形和半高寬(FWHM)，來鑑定磊晶出的量子點品質以及量子點內的能帶結構。

光激螢光激發(PLE)是一種與冷激光光譜互相搭配的量測方法，主要偵測光激螢光激發光譜的某一特定譜線能量，進而調變激發光的能量，如同吸收光譜的光學檢測方法。藉著光激螢光激發光譜的量測，我們可以偵測到與發光能帶有關的激發態及決定其躍遷的路線。

4.2 原子力顯微鏡(Atomic Force Microscope, AFM)

原子力顯微鏡是一種可以偵測奈米尺度的工具。根據 AFM 所觀察到樣品外觀的物理結構，我們可以確定樣品本身的量子點結構，另外也可獲得其他重要參數，如量子點的密度、高度、寬度、均勻度等等。此外由於參雜濃度的多寡會對元件造成影響，假如過多的摻雜，造成量子點能階皆被填滿，電子經由熱造成躍遷的機率大增，成為漏電流的來源；然而過少的摻雜，又會減低光電流，故適當的摻雜實為必須。因此們藉著 AFM 即可掃出單位面積內的量子點密度，而決定該放多少的雜質濃度，此為設計 QDIP 時的重要參數。

4.3 傅立葉轉換紅外線光譜分析

利用傅立葉紅外線光譜分析儀(FTIR)，我們可以得到元件對紅外光的響應波段及在光響應計算所需要的光響應峰值。原則上對於量子井結構，利用 FTIR 所擷取到光譜波形的半高寬和吸收波長的比($\Delta\lambda/\lambda$)，可推

測屬於何種躍遷形式，然而對於量子點結構則無法利用此法，主要受限於量子點本身均勻度的影響，造成 $(\Delta\lambda/\lambda)$ 通常較大而無法單純決定屬於哪種躍遷形式，必須結合 PL 與 PLE 的結果，來決定躍遷的形式。量測的架設如圖 4-3 所示，實際儀器如圖 4-4。

4.4 光電流響應(Responsivity) [3][16]

量測元件對紅外線的響應程度，是判斷紅外線偵測器好壞的重要依據之一。任何光偵測器元件都有其最佳的響應波長。對於我們的 QDIPs 來說，在相同的操作溫度及操作偏壓下，對於一樣強度但波長不同的紅外線，會使元件產生不同的光電流。因此我們假設 QDIPs 的光響應為波長的函數 $R(\lambda)$ ，藉由 FTIR 頻譜分析儀獲得 $R(\lambda)$ ，但由於我們無法確保 FTIR 頻譜分析儀本身的光源強度在每次的量測下都保持一定，故此量測到的值僅是「相對」的響應程度，為了計算出光響應峰值，我們將光響應表示為：

$$R(\lambda) = R_p \cdot \tilde{R}(\lambda) \quad (4.1)$$

其中 R_p 為峰值響應， $\tilde{R}(\lambda)$ 為歸一化(normalize)之後的光響應。

為了獲的絕對響應強度，我們利用黑體輻射作為實際的光源來激發光電流，此乃利用當固定黑體輻射的溫度下其輻射頻譜維持一定。故我們使用 1000K 的黑體作為光源，而黑體單位波長、單位面積所輻射出的總功率如 Eq(2.1)所示為 $M(T, \lambda)$ ，但此處我們使用的黑體為單一溫度，故表示為 $M(\lambda)$ 。更進一步詳細考慮整個實驗的架設，我們必須把很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為：

$$Q(\lambda) = A \cdot T_{ZnSe} \cdot T_{GaAs} \cdot T_{Ge} \cdot MF \cdot E \cdot M(\lambda) \quad (4.2)$$

$$E = \left(\frac{d}{2}\right)^2 / D^2 + \left(\frac{d}{2}\right)^2 \quad (4.3)$$

其中 A 為元件的面積； T_{ZnSe} 、 T_{GaAs} 、 T_{Ge} 分別為光路中三個透鏡之穿透率； MF 為 chopper 調變因子； E 為元件看見光源的視角因子； d 是黑體輻射光源之孔徑大小； D 則是黑體光源與偵測器之間的距離。其參數值如下：黑體輻射的孔徑大小 d 為 2mm；光源與元件之距離 D 為 15cm；穿透率 $T_{ZnSe}=0.7$ 、 $T_{GaAs}=0.64$ 、 $T_{Ge}=0.8$ ；chopper 調變因子 $MF=0.38$ ；光窗元件面積為 $200\mu\text{m}\times 200\mu\text{m}$ 。

接著我們可以推得下列公式來描述 QDIPs 內的光電轉換行為：

$$I_p = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda)Q(\lambda)d\lambda = R_p \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tilde{R}(\lambda)Q(\lambda)d\lambda \quad (4.4)$$

其中 $\tilde{R}(\lambda)$ 可經由紅外線頻譜儀獲得， λ_1 及 λ_2 是頻譜圖的積分上下限，只要我們量測出光電流 I_p ，在 $Q(\lambda)$ 已知的情況下，即刻決定了我們的光響應峰值 R_p ：

$$R_p = \frac{I_p}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tilde{R}(\lambda)Q(\lambda)d\lambda} \quad (4.5)$$

然而元件在不同的操作溫度與操作偏壓下，會對應不同的光電流，因此我們可以獲得 R_p 對於操作偏壓及操作溫度之關係圖，來了解 QDIPs 的光響應行為。

實驗開始時，我們將元件試片 (Device Under Test: DUT) 鎖在致冷座 (Cryo-stat) 上，並將溫度計貼於元件旁，目的在於讓量測到的溫度較接近真實元件的溫度。在黑體輻射的光源出口處，擺上鍍遮片 (Ge filter)，其目的在於濾掉 $2\mu\text{m}$ 以下的光源以避免元件中的電子產生能帶與能帶間的躍遷，形成非 intersubband 的光電流。此保證光電流的來源，都是來自次帶

間內的躍遷吸收。另外利用鎖相放大器，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，光電流量測的實驗架設如圖 4-5 所示及真實儀器架設圖 4-6。

4.5 暗電流及背景光電流

對於理論上 QDIP 暗電流的理論分析已於第二章詳細說明，在此則不加詳述。對於變溫暗電流之量測詳述如下：量測儀器的架設如圖 4-7 所示，首先將樣品鎖至量測測試桿，將其浸放於液態氮或液態氬中，藉由調整量測桿的高度來達到所需量測溫度，此時背景輻射的溫度和元件的溫度相差不多，其輻射量很小，量測到的電流數值可被視為暗電流。

然而對於真實元件的操作上，元件除了本身的暗電流外，還有背景環境下所造成的背景光電流，而我們需將元件操作在背景光電流大於暗電流的工作點，如此 QDIP 就僅受到背景光電流的限制，此稱為背景極限特性 (Background Limited Performance Condition, BLIP) 條件。對於背景光電流的量測架設如圖 4-8 所示，將樣品降至所需的量測溫度，打開致冷座的 cold shield 之進光口，利用錫箔包覆整個致冷座的光窗，以阻擋外界的可見光，進而比較量測的暗電流與背景光電流即可以獲得 QDIPs 的背景極限操作條件。

4.6 雜訊分析 (Noise analysis)

除了光電流量測為判斷光偵測器好壞的重要依據之一外，雜訊電流的分析也是另一判斷的依據。在元件的操作上存在著兩種雜訊電流，除了暗電流雜訊外，另一種則為 300K 背景輻射光電流所造成的雜訊。而分析雜訊電流的主要原因，乃對於光電流與暗電流的個別解析有一定的難度，故我們無法直接由光電流獲得光導增益 (photoconductive gain)，因此藉由

量測暗電流所造成的雜訊電流進而獲得雜訊增益，其近似我們元件的光導增益(photoconductive gain)。接下來將對暗電流雜訊做說明：

暗電流雜訊主要來自於熱雜訊(thermal noise)、生成復合雜訊(generation-recombination noise)及 $1/f$ 雜訊。

熱雜訊(thermal noise 或 white noise)主要來自電阻性元件內部電流載子隨機移動所產生的，又稱為 Johnson 雜訊。其電流形式如下：

$$i_N^2 = \frac{4kT}{R} B \quad (4.6)$$

k 是波茲曼常數； T 為電阻的絕對溫度； B 為所需的頻寬； R 為電阻值。

$1/f$ 雜訊又稱為 Flicker 雜訊，其電流密度與頻率($1/f$)有關，故元件操作於低頻時，將有很大影響。對於大部分的半導體而言， $1/f$ 雜訊和元件的表面效應及晶體的不完整有關。其形式為：

$$i_N^2 = \left(\frac{KI^2 B}{f} \right) \quad (4.7)$$

K 為調變因子； I 為操作的電流； B 為所需的頻寬。

G-R noise 產生的原因是由於在半導體內，自由載子因為熱效應生成或復合，造成半導體內載子的濃度產生變化，其電流形式表示如下：

$$I_n = 2I \left[\frac{\tau B}{N_0(1 + \omega^2 \tau^2)} \right]^{1/2} \quad (4.8)$$

其中 τ 是自由載子的生命期(lifetime)； N_0 是樣品內自由載子的總數。可知

$I = qN_0 / \tau_d$ ， τ_d 是電子穿過一個量子點週期的時間，帶入此式將 Eq(4.8) 重

新表示成：

$$I_n = \left(4qI g \frac{B}{1 + \omega^2 \tau^2} \right)^{1/2} \quad g \equiv \frac{\tau}{\tau_d} \quad (4.9)$$

我們將 g 定義為雜訊電流的增益(noise gain)，對於 QDIPs 而言， $\omega \tau \ll 1$ 。

所以 G-R noise 可以簡化為下式：

$$I_n = \sqrt{4qI_g B} \quad (4.10)$$

由於在 QDIPs 中暗電流的貢獻主要來自電子的逃脫與陷入，所以元件的雜訊以 G-R noise 為主。

雜訊的量測實驗架設如圖 4-9 所示。將元件鎖於量測的測試桿中，浸放於裝有液態 N₂ 或液態 He 的杜耳瓶內，元件以低雜訊訊號線接到 SR-570 電流放大器，再以 BNC 接頭接到 SR-770 網路頻譜分析儀，量測在不同偏壓下的變溫頻譜圖。實驗所量到的雜訊電流包含熱雜訊、G-R 雜訊和 1/f 雜訊：

$$i_n^2 = i_{n,johnson}^2 + i_{n,G-R}^2 + i_{n,1/f}^2 \quad (4.12)$$

而我們可以將雜訊的公式簡化成下式：

$$V_n^2 = V_{n0}^2 + A^2 I_n^2 \quad (4.13)$$

V_n 是整個系統量測到的雜訊； V_{n0} 是沒施加偏壓時所量到的雜訊； A 是 SR-570 的放大增益。我們將頻譜極低頻的部分給截去，且扣除零偏壓時的熱雜訊後，得到 $I_{n,G-R}$ ，經由 Eq(4.10) 計算，得到 QDIPs 的雜訊增益如下式：

$$g = \frac{I_{n,G-R}^2}{4qI_d} \quad (4.14)$$

4.7 偵測度(Detectivity)與背景極限操作(BLIP condition)

偵測度描述的是 QDIP 所量到信號對雜訊的比值(signal to noise ratio, S/N ratio)，偵測度的定義如下式：

$$D^* = \frac{R\sqrt{A_D B}}{i_n} = \frac{\sqrt{A_D B}}{NEP} \quad (4.15)$$

R 是光電流響應(responsivity)； A_D 為偵測器的面積； B 為量測時的頻寬； i_n 為總雜訊電流。 NEP (Noise Equivalent Power)為 NEF 乘上光子能量。

NEF (Noise Equivalent Flux)的物理意義為造成與雜訊等量所需之光通量，表示如下：

$$NEF = \Phi_{SL} = \frac{1}{\eta\tau_d} \quad (4.16)$$

其中 η 為量子效率， τ_d 為電子穿過一個量子點週期的時間。所以 NEP 的物理意義代表產生雜訊等量訊號所需的光源功率，也就是使得訊號與雜訊比(S/N)等於1時所需的最小入射光功率，定義為 NEP 。總雜訊電流 i_n 包含了兩部分：暗電流雜訊和300K背景光電流雜訊。對於QDIP而言，暗電流雜訊主要是G-R noise所貢獻，而300K背景光電流的雜訊可寫成下式：

$$i_{nb} = \sqrt{4egi_b B} = \sqrt{4eg(RP_b)B} = \sqrt{4e^2 g^2 B \left(\frac{\eta P_b}{\hbar\omega}\right)} \quad (4.17)$$

其中 P_b 是入射背景光的功率，另表示如下：

$$P_b = A \sin^2\left(\frac{\Omega}{2}\right) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W(\lambda) d\lambda \quad (4.18)$$

Ω 為元件所看到的視角(field of view)， W 是黑體輻射的功率。總電流雜訊可以表示成下式：

$$i_n = \sqrt{i_{nd}^2 + i_{nb}^2} = \sqrt{4egB(I_d + eg\left(\frac{\eta P_b}{\hbar\omega}\right))} \quad (4.19)$$

為了擷取出乾淨且穩定的影像訊號，我們必須將QDIP操作在300K背景光電流大於暗電流時的偏壓工作點，此時QDIP只受到300K背景光電流的限制，稱為背景極限特性情形(Background Limited Performance Condition, BLIP)，我們將BLIP時的偵測度表示如下式：

$$D_{BLIP} = \frac{1}{2} \left(\frac{\eta A_D}{\hbar\omega P_b} \right)^{1/2} \propto \sqrt{\eta} \quad (4.20)$$

在BLIP QDIP是不受到增益和暗電流雜訊所影響，偵測度只和量子效率有關。

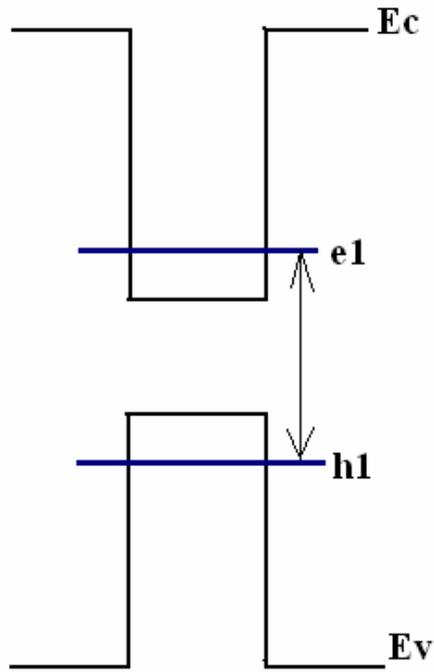


圖 4-1 光激發光(PL)之電子躍遷示意圖

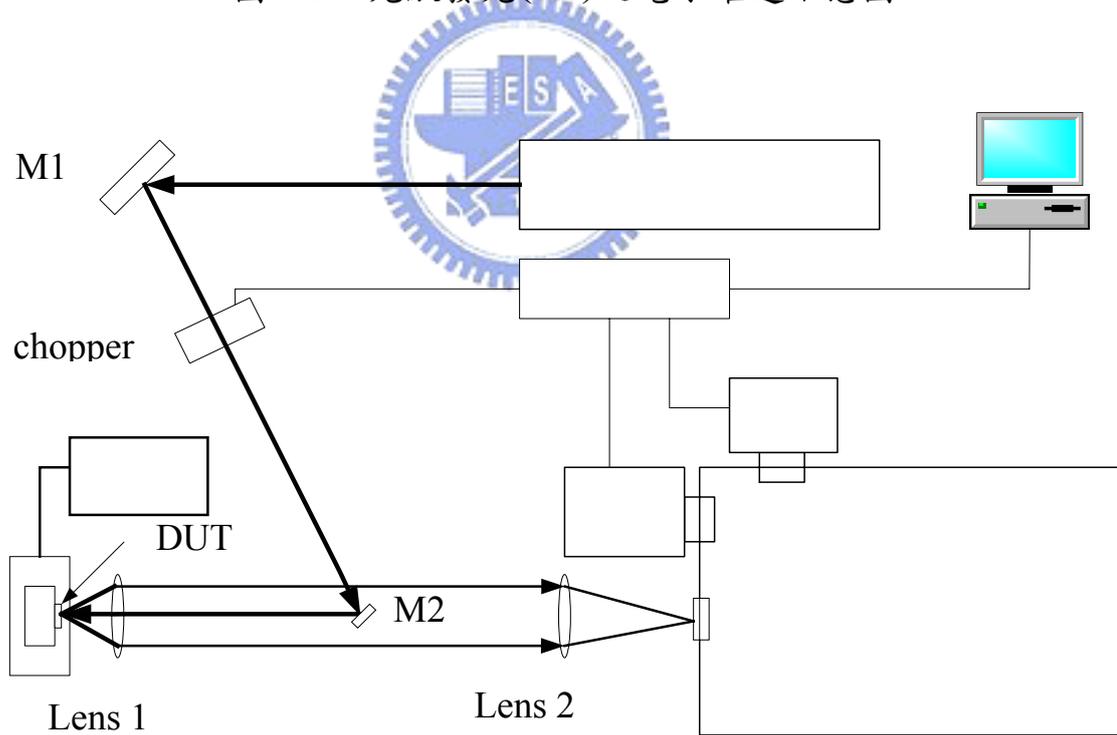


圖 4-2 光激發光(PL)之實驗架設圖

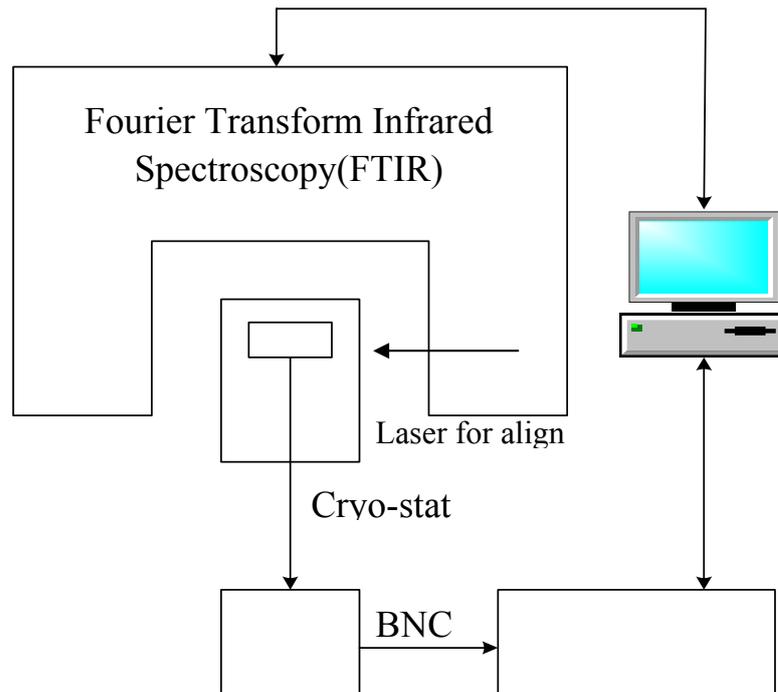


圖 4-3 吸收光譜之實驗架設示意圖

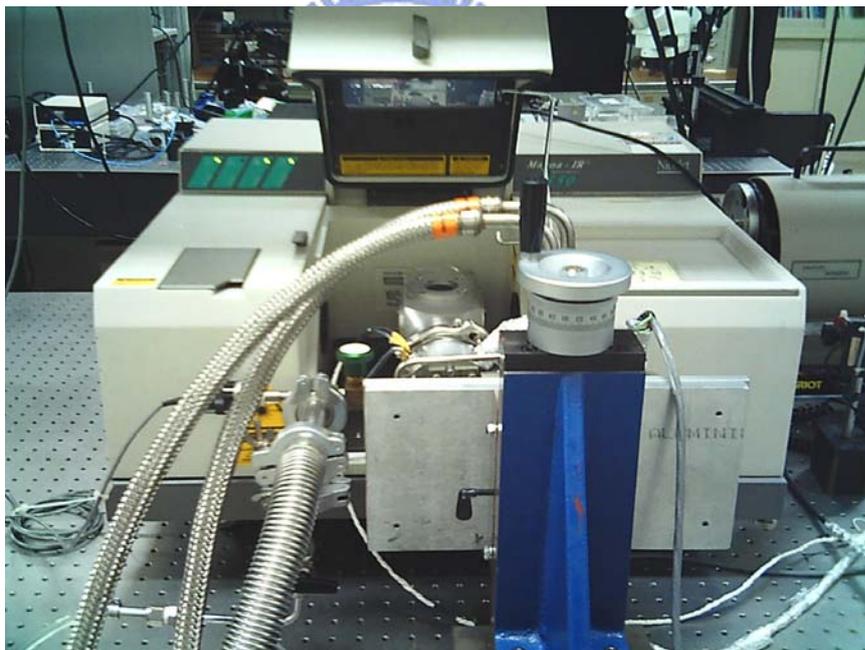


圖 4-4 傅立葉紅外線光譜分析儀 (FTIR) 之實際儀器架設圖

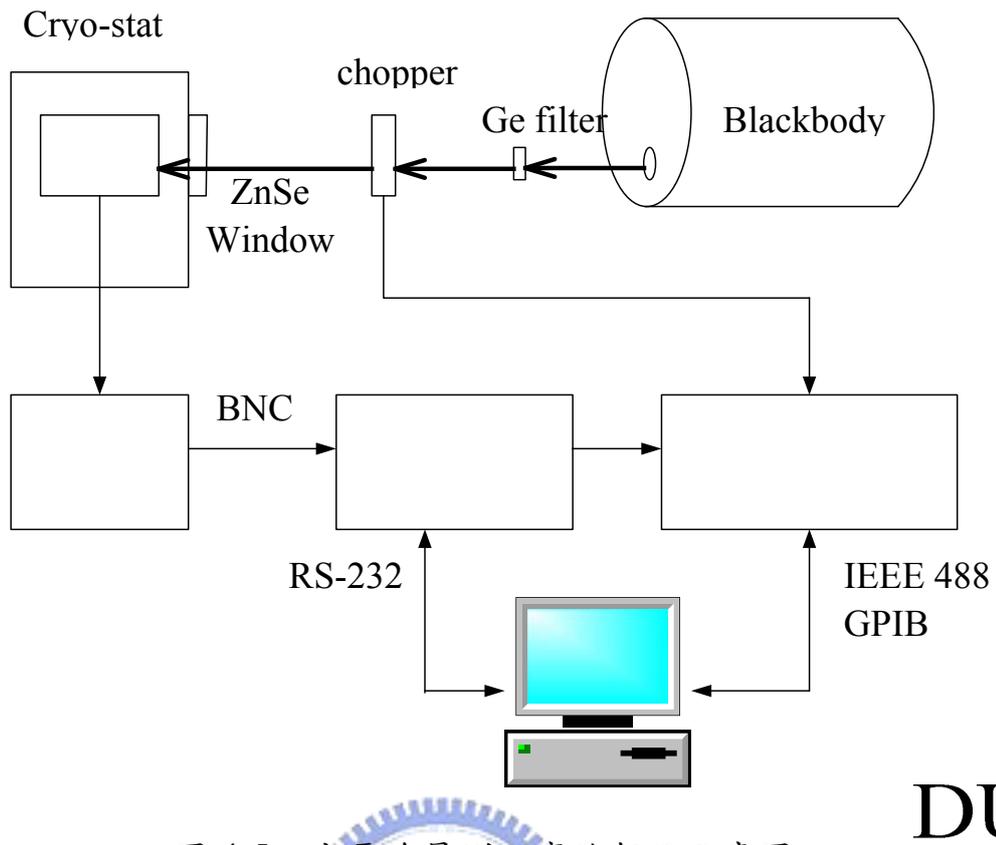


圖 4-5 光電流量測之實驗架設示意圖



圖 4-6 光電流量測之實際儀器架設圖

Shielding
Box

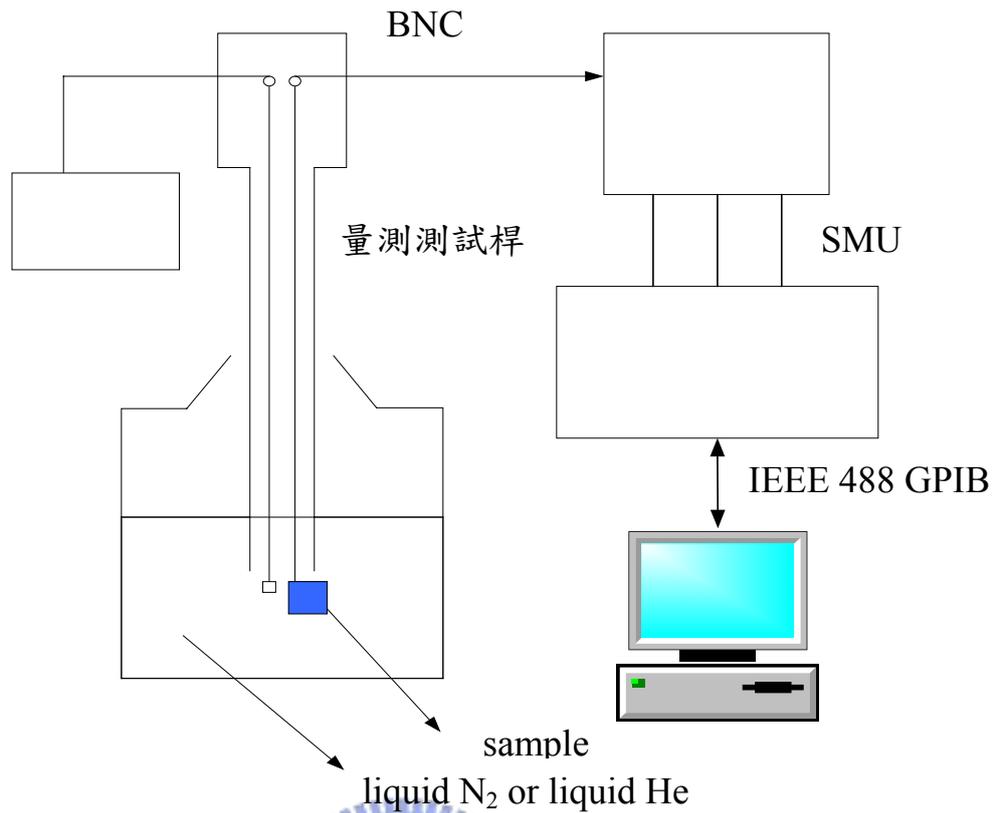


圖 4-7 變溫暗電流量測之實驗架設圖

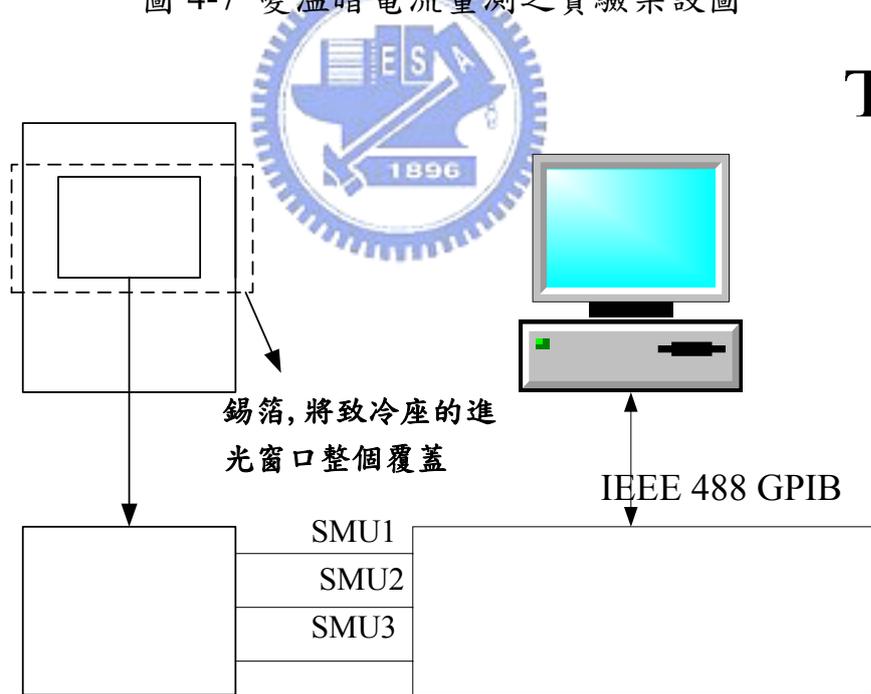


圖 4-8 背景光電流量測之實驗架設圖

Thermogra
溫度計

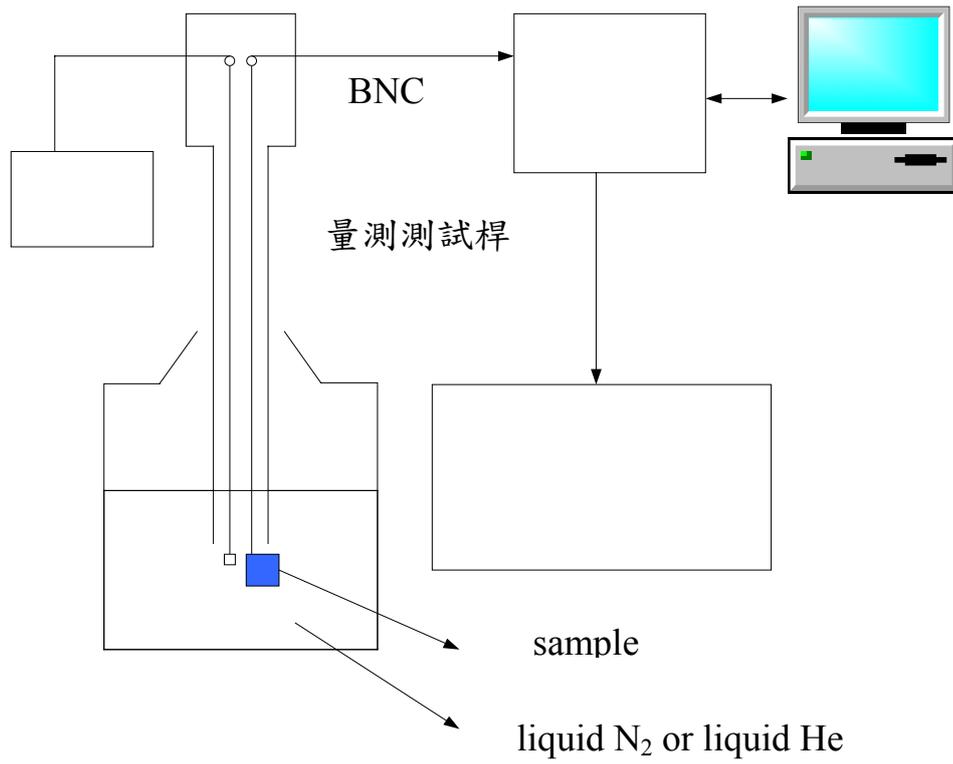


圖 4-9 雜訊電流量測之實驗架設圖



Thermograph 溫度計

第五章 30 層與 10 層量子點紅外線偵測器之結果比較與 討論

傳統製作量子點紅外線偵測器，層數的控制總在10層或5層以內，主要原因在於磊晶過程中，隨著磊晶層數的增加，應力(strain)的累積也隨磊晶層數增加而變大，如此過大的應力將嚴重影響量子點的品質，且造成元件有嚴重的差排缺陷(dislocation)，進而影響元件的特性。然而最近發表的文獻中，P. Bhattacharya^[17]等人成功成長70層InAs/GaAs系統的量子點紅外線偵測器，偵測波長在5 micron下最高操作溫度可高於170K以上，這比傳統量子井紅外線偵測器(QWIPs)還要來的好，也直接證實理論的預測。

詳細將其結構與我們實驗室所成長一般傳統 10 層量子點結構作比較，發現幾乎沒有太大的不同，主要差別在於層數上的差異。但文獻上並沒有詳細清楚地解釋，層數的增加為何對元件的表現有直接的貢獻，因此本論文的方向則試著解釋層數對元件表現的影響，希冀能有更多的瞭解。

在本實驗中我們準備了兩組比較的試片(A & B)，試片A是本實驗一般標準的QDIP結構，主要成長InAs量子點結構後，接著成長 30\AA $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 電流阻擋層(如圖 2-10 所示)，之後成長 500\AA GaAs 作為層與層的間距，此外在每層量子點前 20\AA 我們加入 $2.5 \times 10^9 \text{cm}^{-2}$ 的 n^+ Si δ -doping，以此依序成長十層量子點。另一試片B，成長過程中幾乎完全與試片A相同，唯一的不同處則是成長 30 層量子點結構。其磊晶結構圖如 5-1 所示。將磊晶完成後的試片利用原子力顯微鏡掃描以觀察量子點的大小及其分布，如圖 5-2 所示，對於A試片量子點的平均面密度約為 $2.4 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ ，而B試片約為 $1.7 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ 。此外因兩試片量子點大小相當，因此經由試片B之AFM量測結果，如圖 5-2(C)所示，平均成長的量子點高度約為 6nm，寬度約為 46nm。

5.1 QDIPs 之躍遷特性分析

在第二章節中我們有談到量子點紅外線偵測器乃是利用次能階 (intersubband) 的躍遷作為傳輸機制，並仔細介紹三種不同型態的傳輸機制及差異。然而受限磊晶機制上的限制，調整較為困難，對於大部分的 QDIPs 為 bound-to-bound 躍遷。這點可經由 PL、PLE 及紅外線光譜儀的相互搭配證明而得到。圖 5-3 為樣品 A 和 B 的 PL 光譜圖，其中樣品 A 的基態躍遷的能量約為 $E_1=1.13\text{eV}$ ，樣品 B 的基態躍遷能量約 $E_1=1.15\text{eV}$ ，可推斷樣品 B 的量子點較小但差別並不明顯。圖 5-4 是樣品 B 的 FTIR 光響應頻譜，從圖中可知樣品 B 的光響應波長約落在 $6\mu\text{m}$ 附近，低溫時 GaAs 之能隙為 $E_g=1.518\text{eV}$ ，假設 70% 的 (E_g-E_1) 落在導帶上，若元件為 bound-to-continuum 傳輸，其對應之吸收波長應在 $4.79\mu\text{m}$ ，相較實驗上所量測的響應波長要來的短，故應非 bound-to-continuum 的躍遷。故我們若以 FTIR 實驗量測的結果做反推，及 $6\mu\text{m}$ 所對應的能量差應為 207meV ，若 E 為 PLE 量測所對應的能量，則：

$$70\% \times (E - E_1) = 207\text{meV}$$

其中 $E_1=1.15\text{eV}$ 為 PL 量測的基態躍遷能量，根據上式對應的 $E=1.44\text{eV}$ ，藉由圖 5-5 樣品 B 的 PLE 光譜圖對應其能階位置，約略為 wetting layer 的位置，此激發態至能障邊緣之能量差大約為 55meV ，故推測元件應為 bound-to-wetting layer 的傳輸。

5.2 暗電流(dark current)分析

我們在第三章討論過，暗電流主要來源除了一部分貢獻來自於量子點中電子經由熱激發放射等機制躍遷出量子點，另一部分則為不經過量子點直接通過能障所形成的暗電流。圖 5-6，5-7 各別為 sample A 和 sample B 之變溫暗電流，圖 5-8，5-9 則為 sample A 和 sample B 的暗電流與其背景光電流比較。根據背景操作極限條件，當固定溫度和偏壓情況下，暗電流

值與背景光電流值相當時達到背景操作極限條件，此時的溫度稱為背景極限操作溫度，因此從圖 5-8, 5-9 可看出兩個樣品的背景極限操作溫度大致相同，sample A 的背景極限操作，溫度約在 77K，偏壓範圍在 0.1V~0.8V 與-0.1V~-0.65V，而 sample B 約在 77K 左右，偏壓範圍在 0.8V~2.35V 與-1.5V~-3V。

若將 sample A&B 的暗電流放在同一電場下比較，我們可以發現兩者間的暗電流差異，如圖 5-10 所示，以電場大小-10kv/cm 溫度 77K 為例，sample A(10 layers)的暗電流足足比 sample B(30 layers)大了約 24 倍，明顯得知 30 層量子點結構的暗電流遠比 10 層量子點要小非常多。雖然這兩試片在層數上有很明顯的差異，但在相同摻雜情況下，理論上相同溫度與電場下應有相近的暗電流表現，但實驗的結果卻與我們預測的表現大相逕庭。因此我們猜測造成如此大的暗電流差異，可能是我們對兩元件的摻雜並不相同所造成。因此以下我們對兩元件的暗電流進行更多的分析。

5.3 活化能(activation energy)分析

當溫度的變化影響暗電流的大小，此時主要暗電流的來源來自電子的熱激發放射，此時我們可藉由暗電流獲得活化能的大小。根據以下公式：

$$I_{dark}(T) = I_0 \cdot T \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (5.1)$$

其中 E_a 為活化能大小， I_0 則與元件的摻雜有關。獲取活化能方法如下，首先選定在同一低偏壓下，量測不同溫度所對應的暗電流，以 $\ln\left(\frac{I_{dark}}{T}\right)$ 為縱軸，以 $-\frac{1}{kT}$ 為橫軸作圖，再對圖形作一次回歸，其斜率部分即為元件活化能的大小。因此對於我們的元件，在溫度大於 77K 而小於 120K 的溫度區間內，此時暗電流的主要來源為熱激發放射，即暗電流的大小隨溫度成指數變化。

根據以上方法，計算結果如圖 5-11 所示，我們將 sample A 與 sample B 之活化能(activation energy)於相同電場情況下比較，從圖中可知 sample B 的活化能在低電場時與 sample A 相當接近，但在相當大的電場情況下，sample B 的活化能則明顯較高，詳細以電場大小-15kV/cm，sample A (10 layers)的活化能大小約為 70meV，而 sample B (30 layers)的活化能約有 100meV 的大小，相差約 30meV。

若將兩元件的暗電流在相同電場與溫度下作比較，根據公式(5.1)可獲得下式：

$$\frac{I_{d(10)}(T)}{I_{d(30)}(T)} = \frac{I_{0(10)}}{I_{0(30)}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_a}{kT}\right) \quad (5.2)$$

其中 $\Delta E_a = E_a(10layers) - E_a(30layers)$ ， $E_a(10layers)$ 為 10 層元件的活化能， $E_a(30layers)$ 為 30 層元件的活化能。根據(5.2)的公式我們可以獲得在不同溫度偏壓下 ($\frac{I_{0(10)}}{I_{0(30)}}$) 與 $\exp(\frac{\Delta E_a}{kT})$ 的相對值，計算結果如圖 5-12 所示，在低電場情況下，根據圖 5-11，10 層與 30 層的活化能幾乎相同，

因此 $\Delta E_a = 0$ ，使得 $\exp(0) = 1$ ，此時獲得 $\frac{I_{d(10)}(T)}{I_{d(30)}(T)} \cong \frac{I_{0(10)}}{I_{0(30)}}$ ，即暗電流主要由摻雜所決定。若摻雜濃度相同 $\frac{I_{0(10)}}{I_{0(30)}}$ 比值應為 1，但根據圖 5-12 結果所示並非如此， $\frac{I_{0(10)}}{I_{0(30)}}$ 比值約為 8 左右，因此我們根據實驗結果認為實際 10 層元件的摻雜較 30 層元件要來的高。

另外根據圖 5-11 活化能最大差值約為 $\Delta E_a \cong 30meV$ ，在溫度 $T=100K$ 下， $\exp(-\frac{\Delta E_a}{kT}) = \exp(-\frac{30}{8}) = 42.5$ ，而根據圖 5-12 所示， $\frac{I_{0(10)}}{I_{0(30)}}$ 最大差異約為 8，此結果顯示在高偏壓時活化能影響暗電流的表現遠大於摻雜上的

差異，因此 30 層元件的活化能相較於 10 層元件要來的大，故元件的暗電流表現相較於 10 層要來的小。

5.4 光響應(Responsivity)分析

圖 5-13，5-14 分別為 sample A (10 layers)及 sample B(30 layers)隨溫度變化的光響應圖。sample A 的光響應表現與本實驗室以往所成長 10 層量子點結構 QDIPs 表現相同，其光響應的大小隨著溫度與偏壓的不同而有所變化，在低偏壓時，越高溫其光響應越大，主要乃高溫時量子點內平均電子數目隨溫度而增加，由於庫倫排斥力作用造成躍遷而出的電子不易再被量子點捕獲，使其光導增益隨溫度增加而變大，光響應也隨溫度增加而變大。

將兩試片在同一電場情況下比較其光響應(Responsivity)的表現，如圖 5-15 所示，可以很明顯的看出在相同溫度與電場下，sample A 的光響應相較於 sample B 的光響應來的大。以電場-10kv/cm，溫度 100K 為例，sample A 的響應較 sample B 大約 9 倍左右，因光響應正比於光導增益與量子效率的乘積，故以下我們將比較兩樣品之光導增益及量子效率的差異。

圖 5-16 為 sample A&B 的光導增益比較，圖 5-17,18 為 sample 各自量子效率隨溫度的變化圖，圖 5-19 為 sample A&B 的量子效率在相同電場下比較。假設元件中電場分佈均勻的情況。根據 QDIP 光導增益的公式：

$$g = \frac{1}{NP_C} \quad (5.3)$$

其中 N 為層數，Pc 為載子被量子點捕捉的機率。根據上式可獲得增益與層數成反比，即理論上 10 層 QDIP 的增益應為 30 層的 3 倍，從圖 5-16 的實驗結果得知，10 層元件的增益的確大於 30 層元件，且差異約為 3 倍。但隨著溫度升高，sample A 的電流增益持續的上升，但是 sample B 的電流增益卻幾乎不變。在高溫 110K 以上，10 層元件的增益相較於 30 層要大過於

3 倍，這可能是因為暗電流隨著溫度升高之後，造成量子點中電子數目增加而產生的庫侖斥力，導致電子捕捉機率的下降。而 sample B 較小的暗電流，使得這個現象較不明顯，因此電流增益較為穩定。

此外在量子效率方面，sample B 的層數為 sample A 的 3 倍，若兩元件之摻雜濃度相同，理論上量子效率也應是 sample A 的 3 倍大，但從圖 5-19 可得知實驗結果與理論違背，比較相同溫度與偏壓的量子效率，發現 sample A 比 sample B 來的大很多，這與暗電流分析的結果一致，即實際兩元件的有不同的摻雜濃度，造成 10 層元件有較高的摻雜而導致有較高的量子效率。

由於光響應正比於光導增益與量子效率的乘積，綜合以上表現，可得知 sample A 相較於 sample B 有較好的光響應表現。

5.5 偵測度(Detectivity)分析

偵測度是偵測器元件好壞最具指標性的判斷標準，其物理意義是 QDIPs 所量到信號對雜訊的比值(SNR):

$$D^* = \frac{R\sqrt{A_D B}}{i_n} = \frac{\sqrt{A_D B}}{NEP} \quad (5.4)$$

從公式可看出偵測度主要決定於元件的光響應及雜訊電流的彼此相互競爭。

圖 5-20，5-21 分別為 sample A 與 sample B 之各別變溫偵測度，其中 sample A 在 90K、偏壓 0.2V、最佳偵測度為 $4.09 \times 10^9 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ，sample B 在 90K、偏壓 1.1V、最佳偵測度為 $1.65 \times 10^9 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$

首先觀察圖 5-20，可發現偵測度隨溫度偏壓的增加而下降，主要原因乃高溫高偏壓具有較大的暗電流雜訊，造成偵測度下降。反觀圖 5-21 sample B 的偵測度表現，當偏壓約增大至 3V 附近，偵測度才有些微的降低，主要乃 30 層元件在高溫高偏壓下仍有較低的暗電流以及伴隨而來的低電流增益，使得偵測度隨偏壓增加而下降不明顯。

圖 5-22 則將兩試片在同一電場下比較其偵測度的表現，從圖中可得知在操作溫度在 110K，sample A 的偵測度相較於 sample B 有較好的偵測度，而當操作在 120K 下，sample A 的偵測度約在 $2 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 附近但卻隨偏壓的增加而逐漸下降，反觀 sample B 的偵測度約高於 $1 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 對於偏壓的變化幾乎維持不變。比較其最高操作溫度，sample B 的最高操作溫度為 150K 且偵測度大小仍有 $2 \times 10^7 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ，綜合以上可知，量子點層數較多的元件改善了一般傳統 10 層量子點 QDIP 元件在高溫高偏壓的表現，而最主要的原因在於 30 layers 量子點元件在高偏壓下仍有較高的活化能所致。

5.6 元件活化能模擬分析

由於在高溫高偏壓下，sample B 有較高的活化能，使其在高溫高偏壓下仍有較低的暗電流，而有較佳的偵測度表現。因此對於 30 層元件在高偏壓的情況下，因有較高的活化能導致較低暗電流的現象提出一套假設並利用程式模擬驗證。

對於 QDIP 的暗電流主要來自兩端電極電子的注入。在無外加偏壓下，由於兩端接觸電極 (top contact & bottom contact) 有大量矽摻雜，約為 $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ，因此在熱平衡的狀態下兩端高濃度電子會逐漸往內擴散，導致元件中間的導電帶相較兩旁來的高，因此我們以這次成長元件的條件，成功利用程式模擬 InAs/GaAs 系統 10 層與 30 層量子點的導電帶圖。

模擬的方法^[18]則給定第一層 GaAs 能障的初始電場及底部接觸電極的費米能階，藉由熱平衡時元件費米能階一致的關係進而獲得第一個量子點內載子數，而後利用高斯定律獲得下一層 GaAs 能障的電場，以此法獲得全部電場值。由於我們元件操作在零偏壓下，故最後將電場乘上距離所得到電位值總和應為零，以此作為判斷依據。

圖 5-23 為模擬 10 層量子點元件在無外加偏壓下的導電帶圖，圖 5-24 為 30 層量子點元件在無外加偏壓下的導電帶圖，從模擬可以很明顯得到與我們的想法一致的結果，即越往中間層的導電帶相較於兩旁來的高，這主要乃是越往元件中間層載子的分布越少所導致，這可由模擬 10 層元件載子分布的結果看出，如圖 5-25 所示。

然而，當外加偏壓下，此時能帶會因外加偏壓而造成彎曲，如示意圖 5-26 所示，假設左邊施加負偏壓，當載子從左邊注入時，將看到一能障並越過此能障而貢獻成為暗電流，若能障越高，躍過此能障的載子相對較少，暗電流也相對較小，故此能障即與活化能有相對關係。因此我們接下來則模擬當兩元件在相同溫度與高偏壓下，30 層元件的能障是否相對於 10 層元件來的高。

截至目前為止，由於時間的關係，我們仍然無法成功模擬在外加電場情況下量子點元件的能帶圖，故我們利用一維束縛的量子井結構模擬三維束縛的量子點在外加電場下的行為，圖 5-27(a)(b)乃分別利用 SimWindows 模擬 10 層與 30 層量子井結構於相同溫度與電場下的能帶圖。比較模擬結果，對於 30 層量子井結構，載子需越過能障相較於 10 層量子井來的高，但不明顯，原因推測可能是利用量子井結構模擬量子點所造成的誤差，但這對於我們初始的想法是相吻合的，即較厚的主動層在相同偏壓與溫度下確實造成載子等效看到較高的能障，而有相對較少的載子貢獻成為暗電流。

5.7 結論

這次研究主要對於 10 層與 30 層紅外線偵測器量子點結構特性比較與分析。根據實驗結果顯示，30 層量子點紅外線偵測器在高溫高偏壓下因有相當大的活化能而有較低的暗電流，造成元件的增益隨溫度無太大變化，使的元件在高溫高偏壓下能維持相當高的偵測度。

因此我們試著模擬活化能與暗電流的相對關係，想法主要是當載子從電極流入時，因為外加偏壓造成能帶的彎曲而形成一能障，當載子躍過此能障到達另一端電極則貢獻成為暗電流。對於 30 層元件，其載子等效看到的能障相較於 10 層量子點結構在相同溫度與偏壓下要來的高，即有較大的活化能。這結果可從我們 SimWindows 所模擬量子井結構而得到但卻不明顯，因此未來希望能確實利用量子點來模擬並驗證我們實驗的結果。

另外根據實驗結果所作的計算，10 層元件的量子效率相較於 30 層元件來的大，主要原因應是在實際上 10 層元件相較於 30 層有較高的摻雜，因而造成 10 層元件的光響應要比 30 層來的大。

雖然 30 層 QDIP 有相對較差的光響應，但因暗電流相對而言卻非常的低，使元件操作在高溫 140K 仍有 $2 \times 10^7 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 的偵測度，且隨偏壓增加仍維持相當高的偵測度，這相對於 10 層量子點而言是其最大的優點。

綜合以上結果，主動層較厚的量子點紅外線偵測器相對於傳統 10 層量子點元件，在高溫高偏壓下能具有相當大的活化能，因此元件有較好的表現。

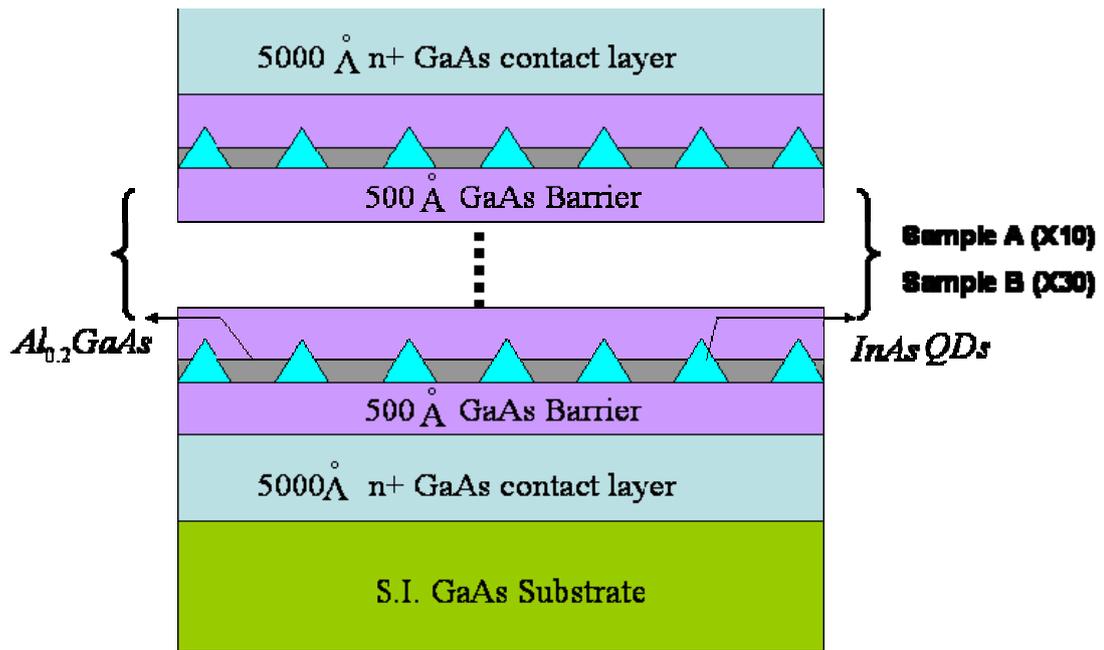
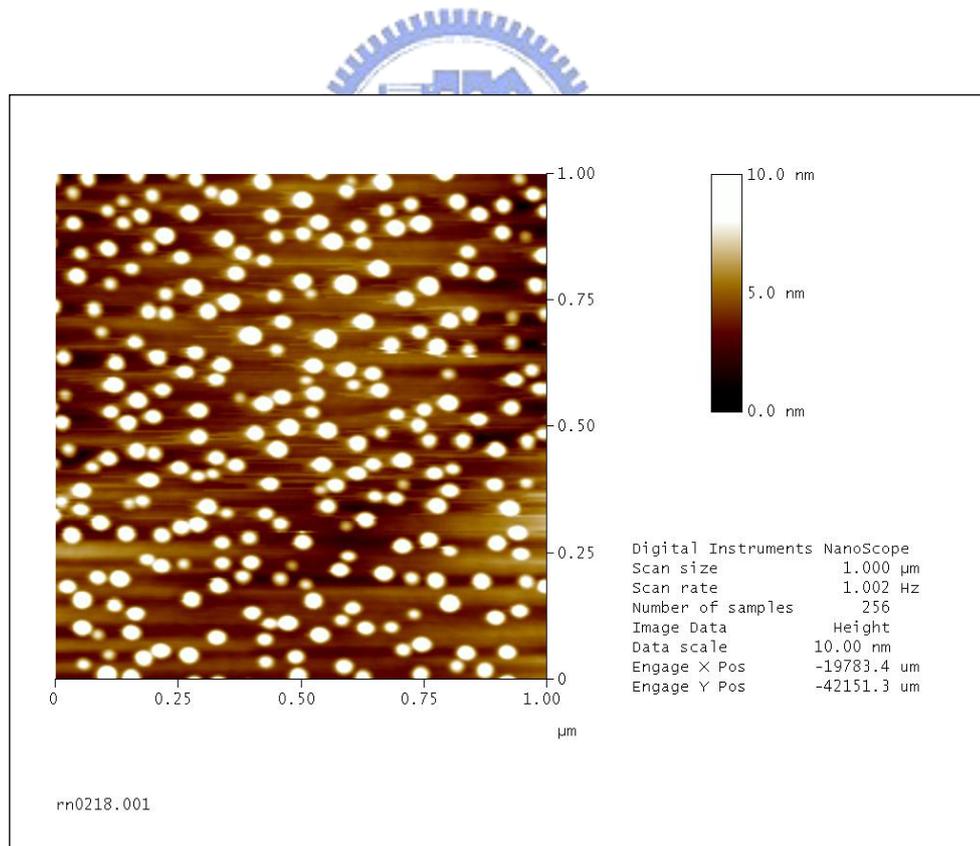
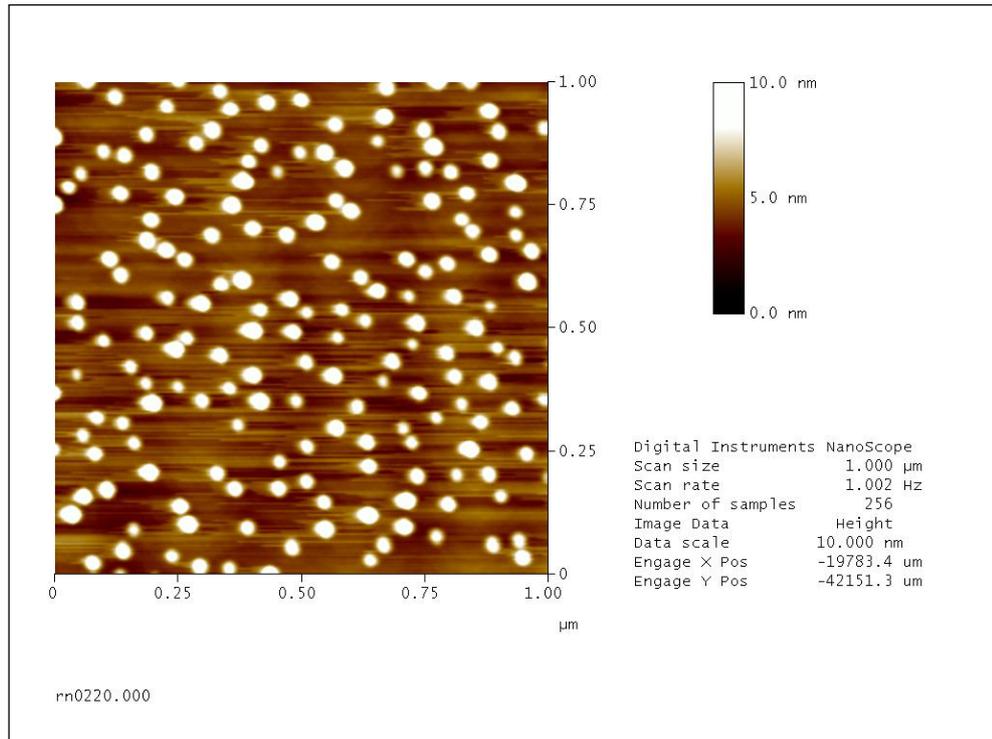


圖 5-1 樣品磊晶結構圖(sample A, 10 layers & sample B,30 layers)

(a)



(b)



(c)

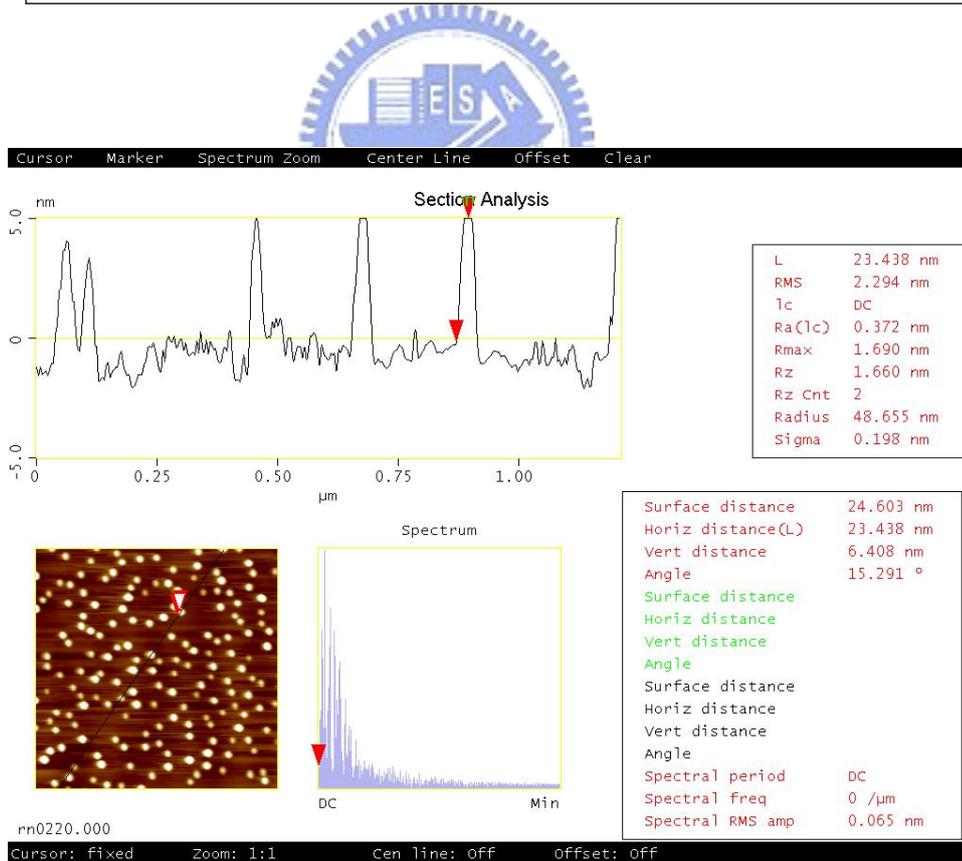


圖 5-2 (a)樣品 A & (b) 樣品 B 及(C) 樣品 B 之量子點大小 AFM 圖

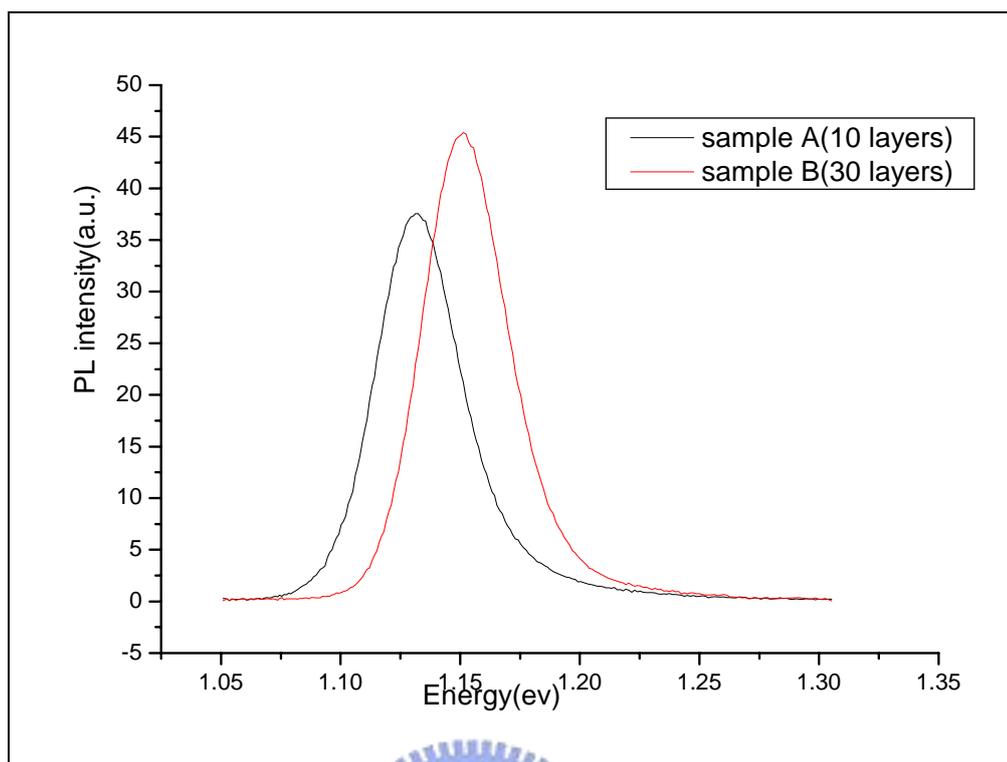


圖 5-3 樣品 A & B 之 PL 光譜圖

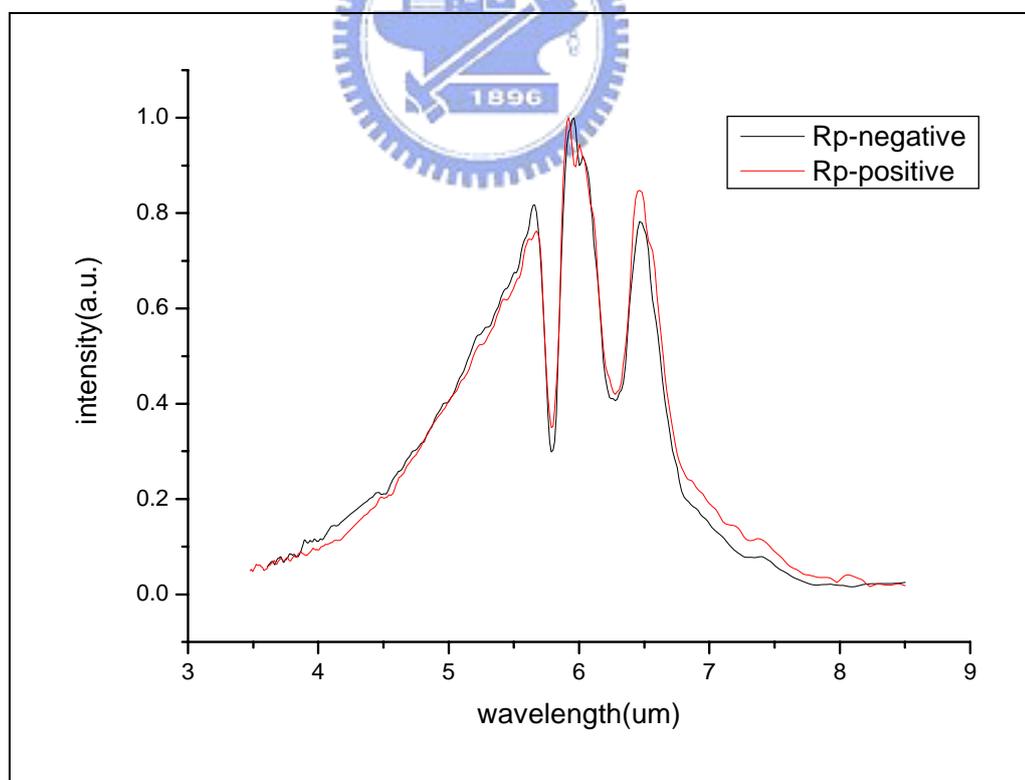


圖 5-4 樣品 B(30 layers)之 FTIR 光響應頻譜

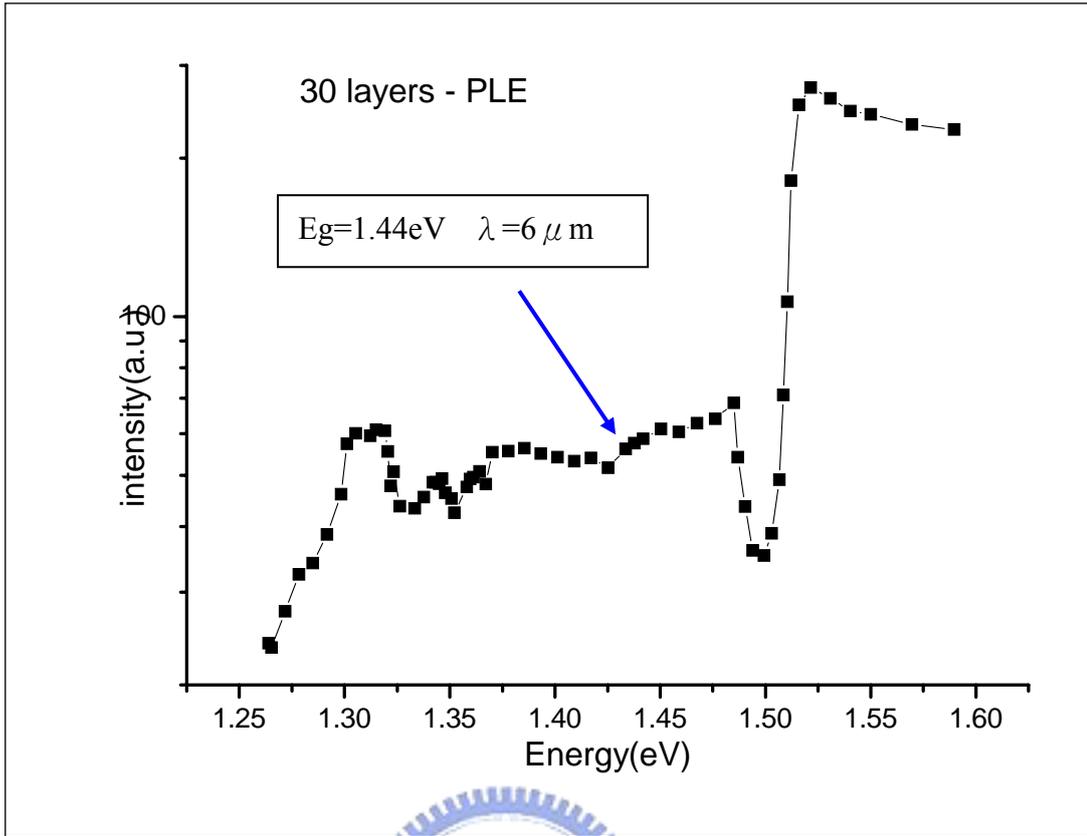


圖 5-5 樣品 B 之 PLE 頻譜圖

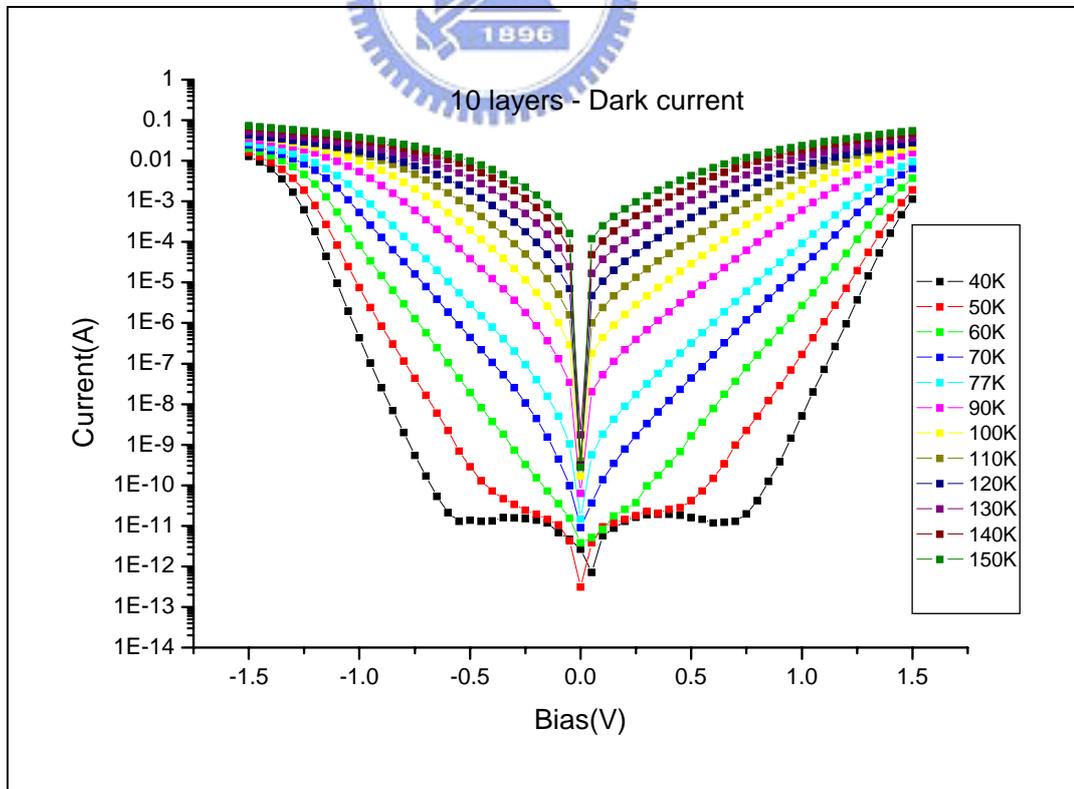


圖 5-6 sample A (10 layers) 之變溫暗電流

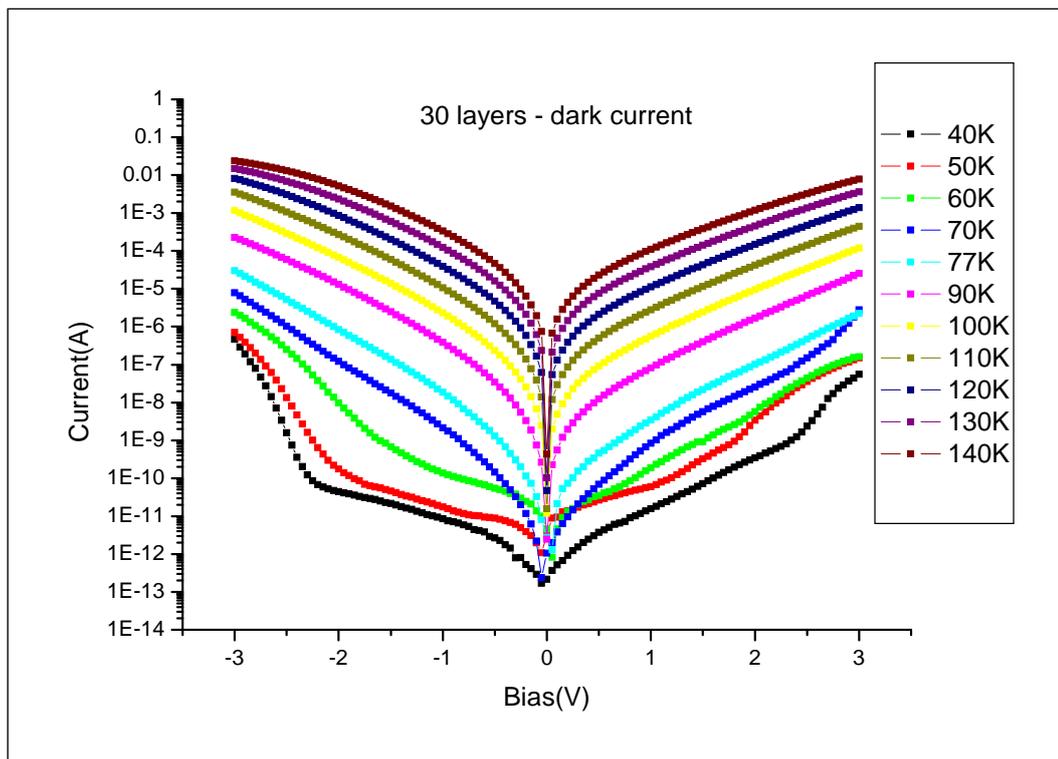


圖 5-7 sample B(30 layers)之變溫暗電流

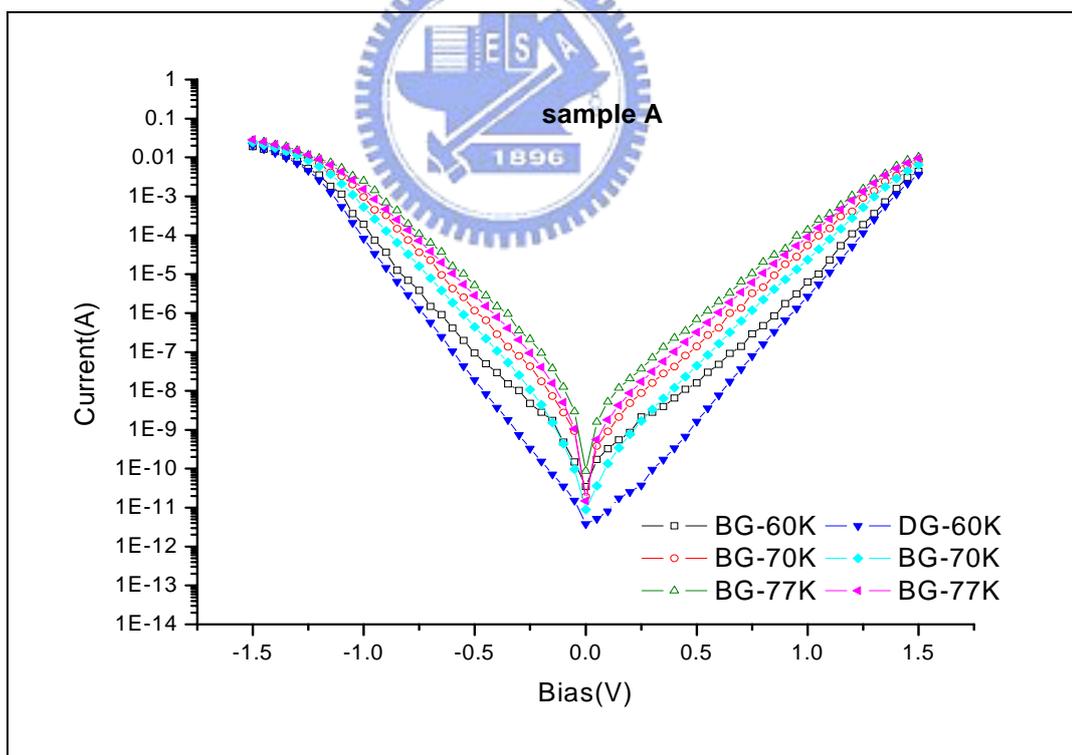


圖 5-8 sample A(10 layers)之背景光電流與暗電流比較

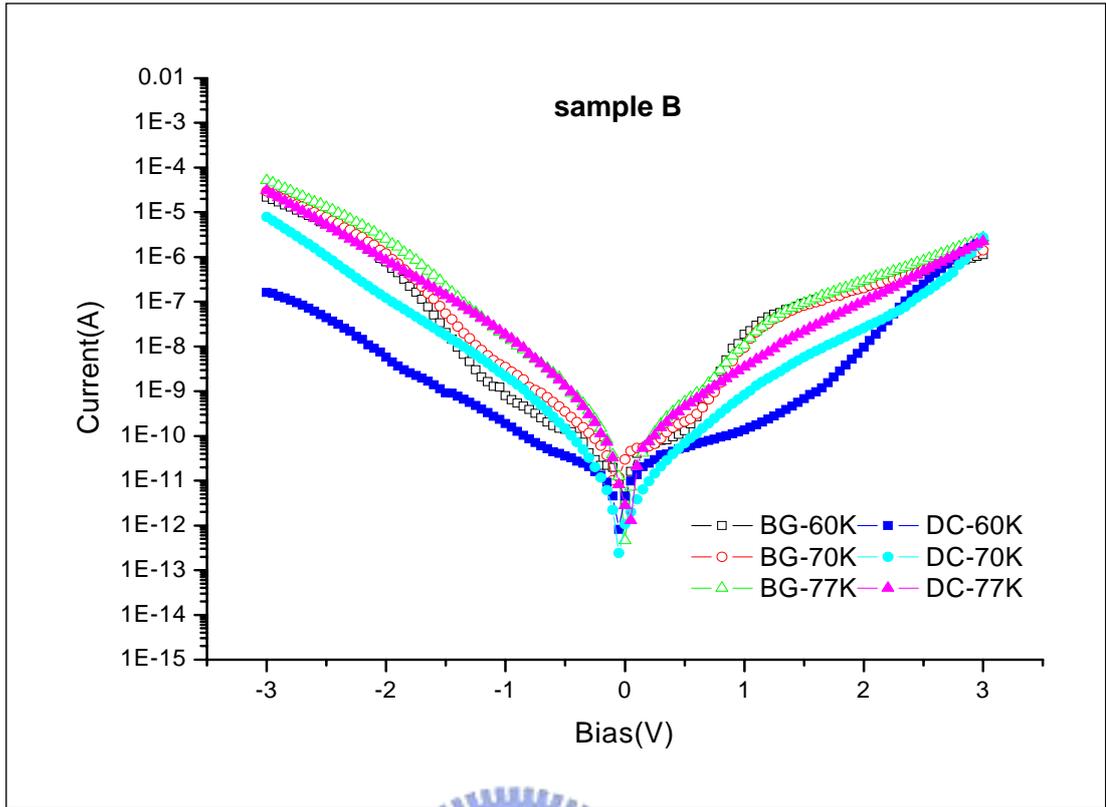


圖 5-9 sample B(30 layers)之背景光電流與暗電流比較

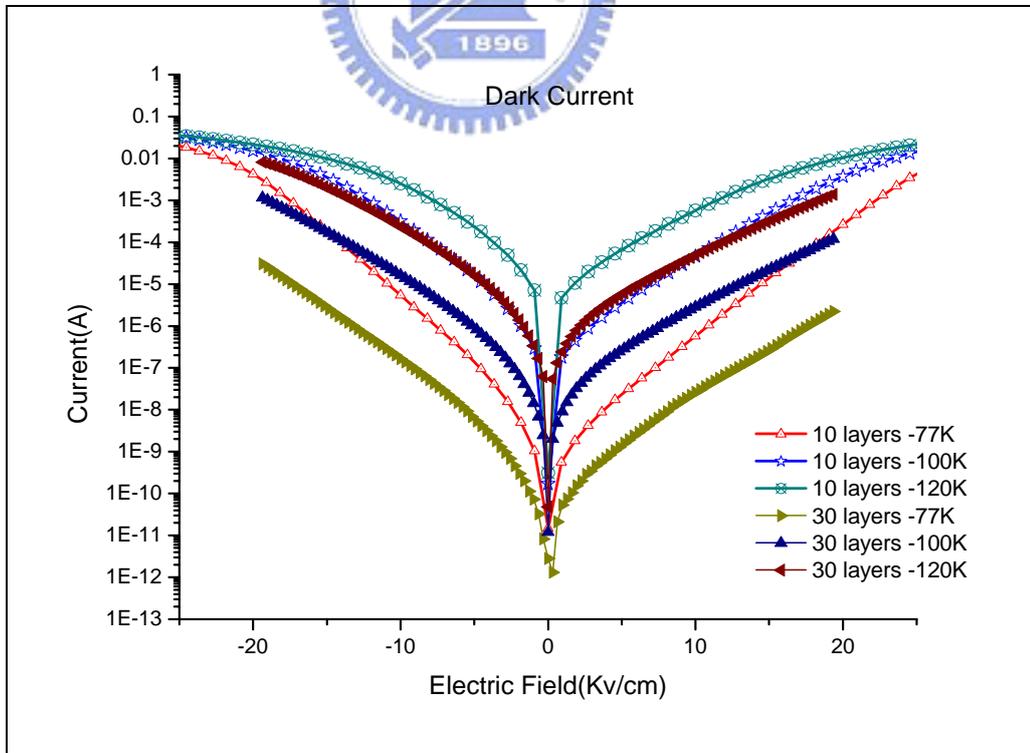


圖 5-10 sample A(10 layers)與 sample B(30 layers)之變溫暗電流比較

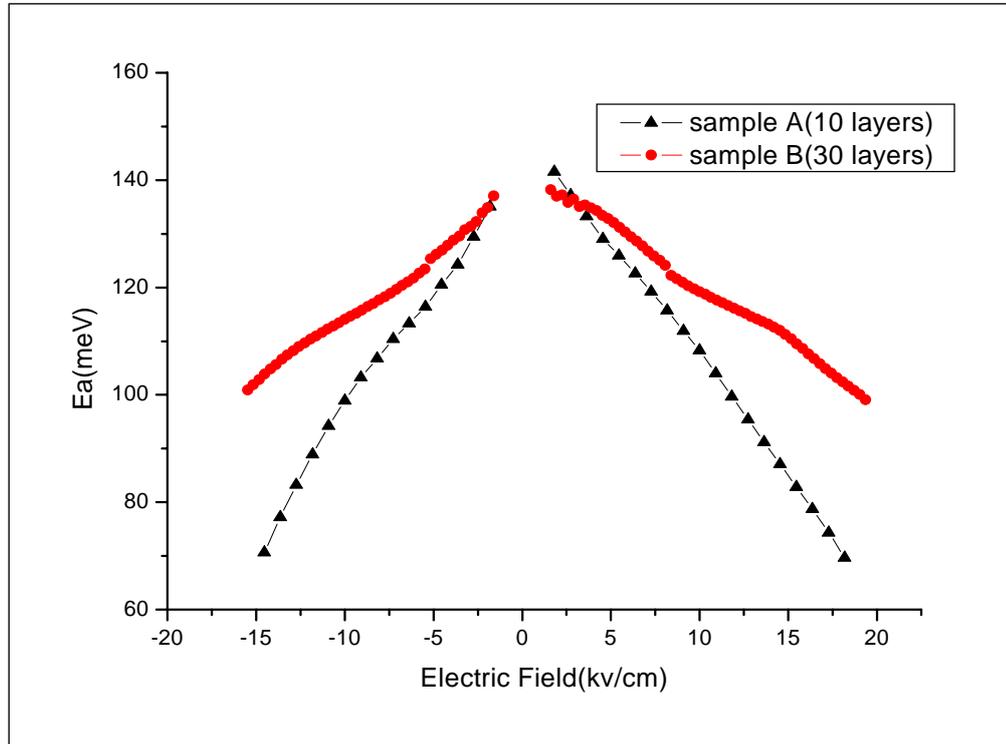


圖 5-11 sample A 與 sample B 之活化能 (activation energy) 比較

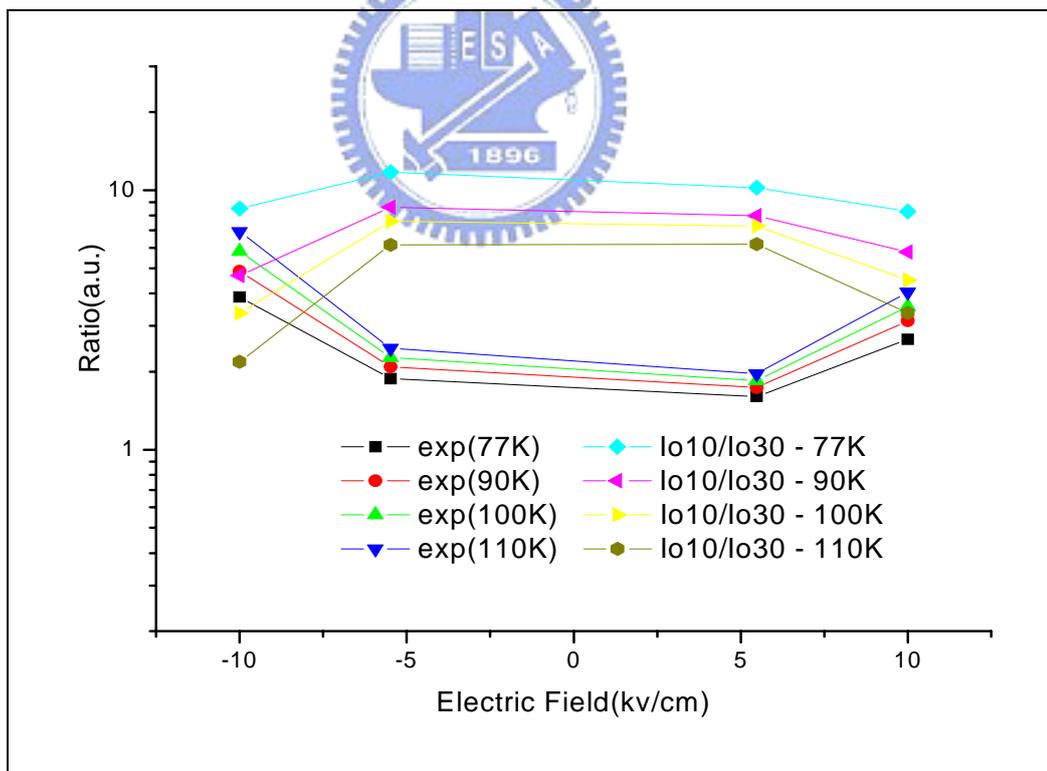


圖 5-12 不同元件在相同溫度與偏壓下 ($I_{0(10)}/I_{0(30)}$) 與 $\exp(\Delta E_a/kT)$ 的關係圖

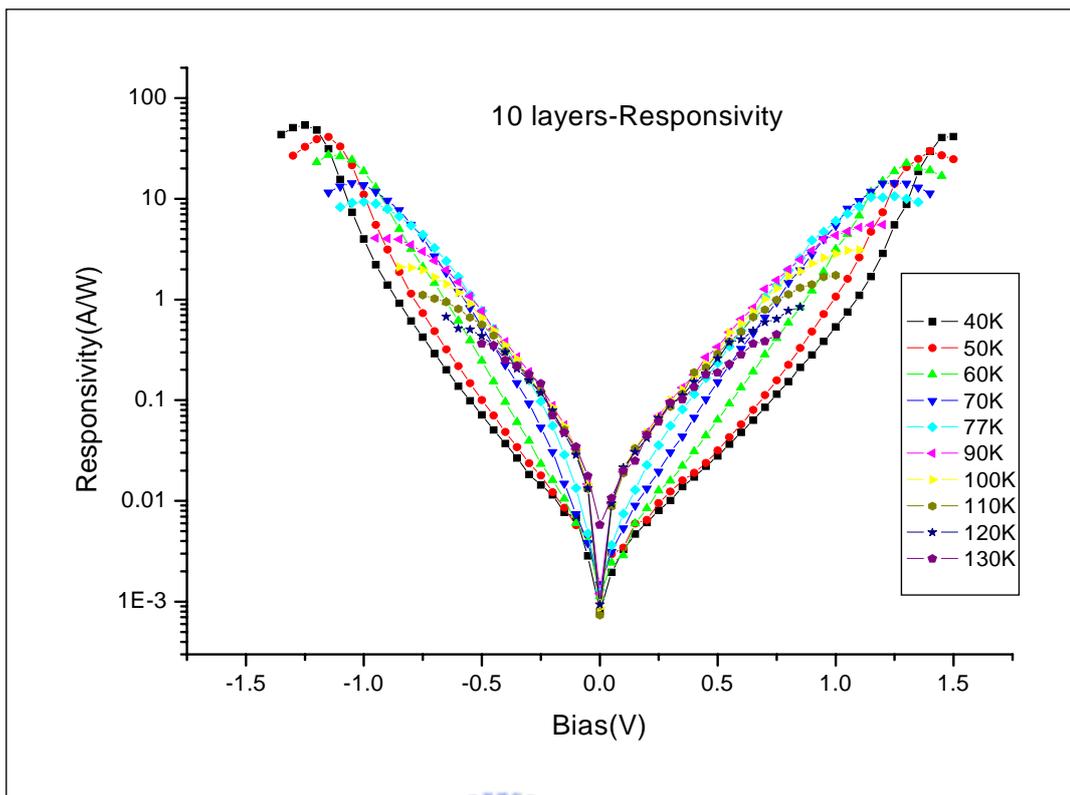


圖 5-13 樣品 A(10 layers)之光響應

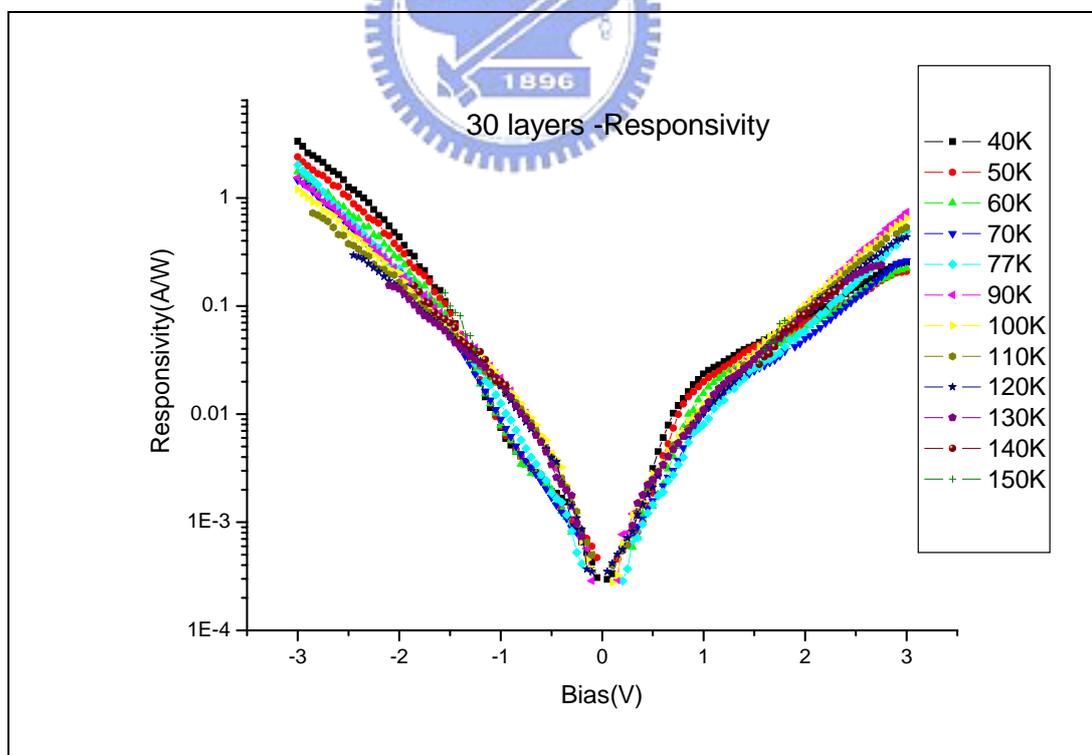


圖 5-14 樣品 B(30 layers)之光響應

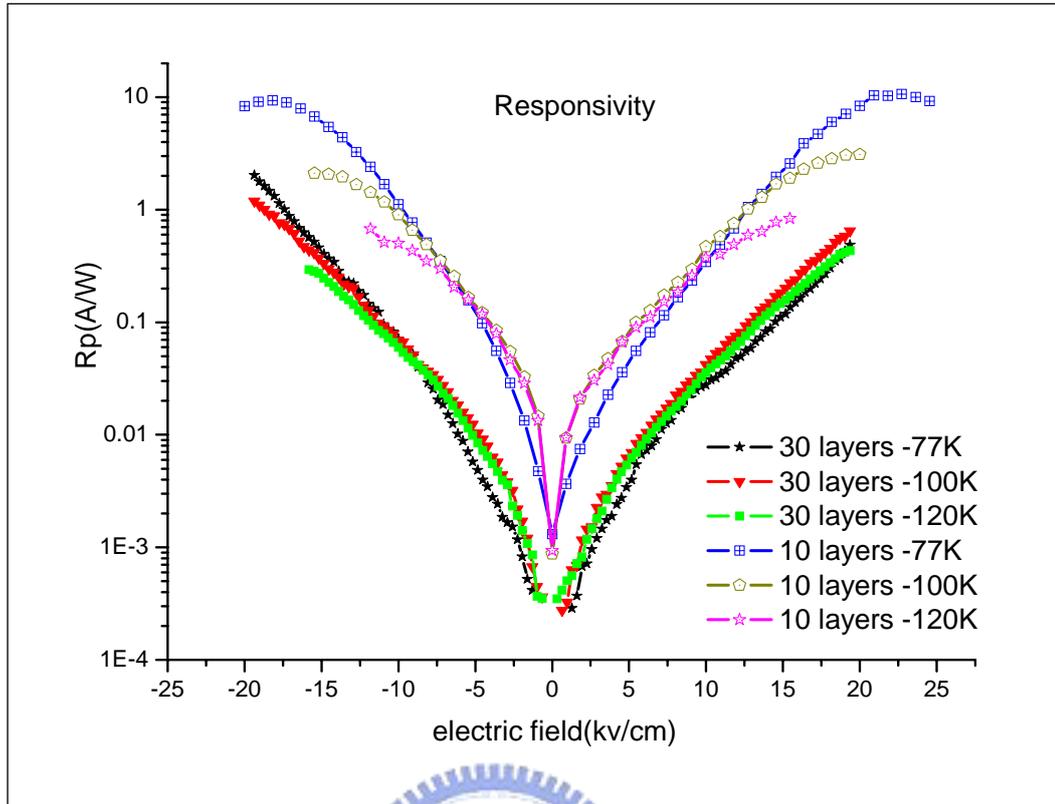


圖 5-15 sample A(10 layers)& sample B(30 layers)之光響應(responsivity)比較

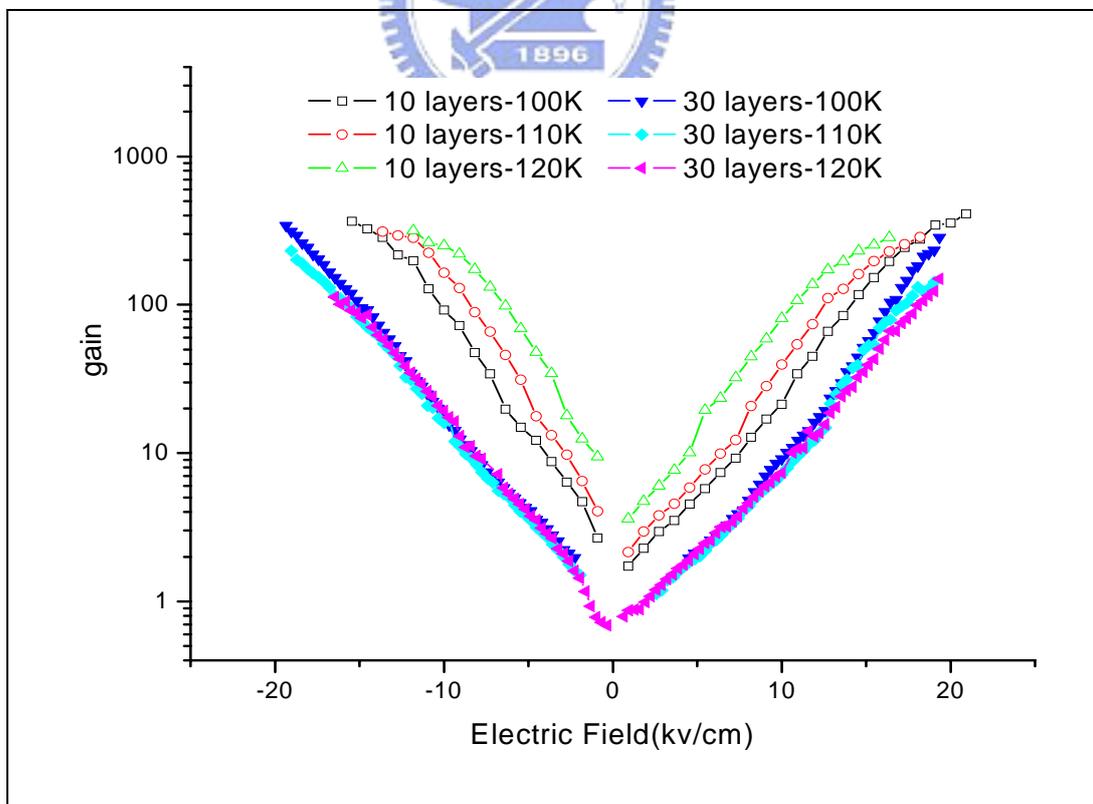


圖 5-16 sample A(10 layers)與 sample B(30 layers)之光導增益比較

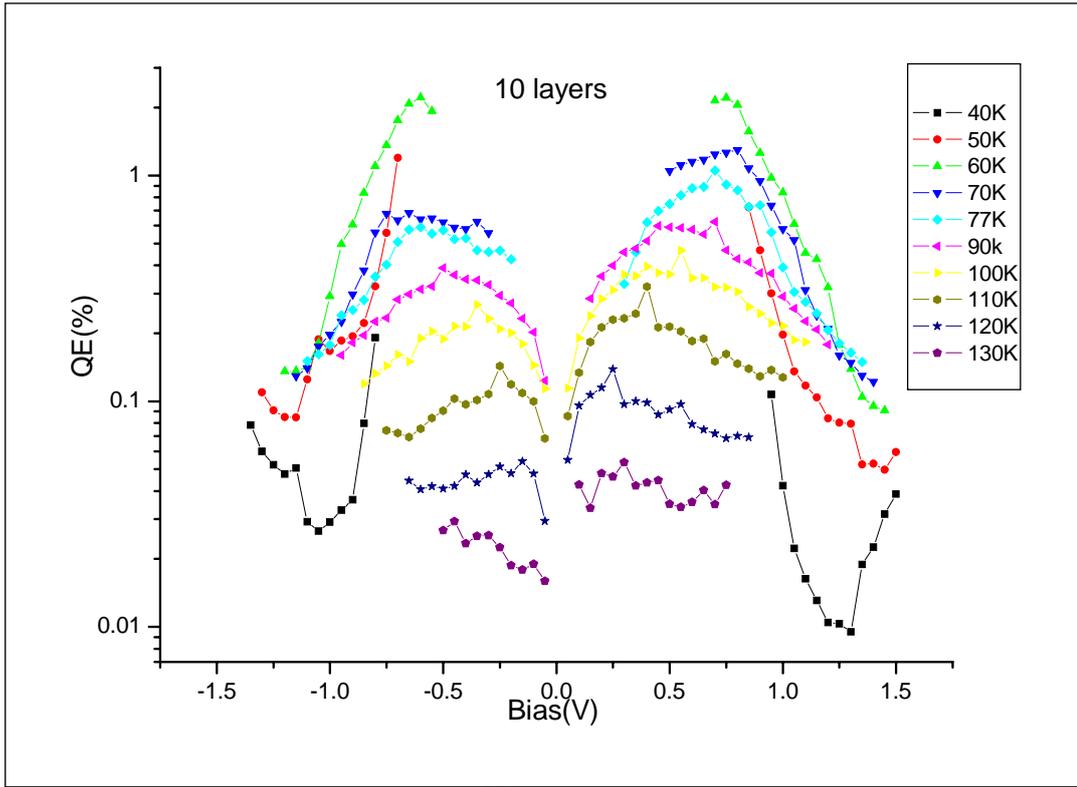


圖 5-17 sample A(10 layers)之量子效率隨溫度的變化

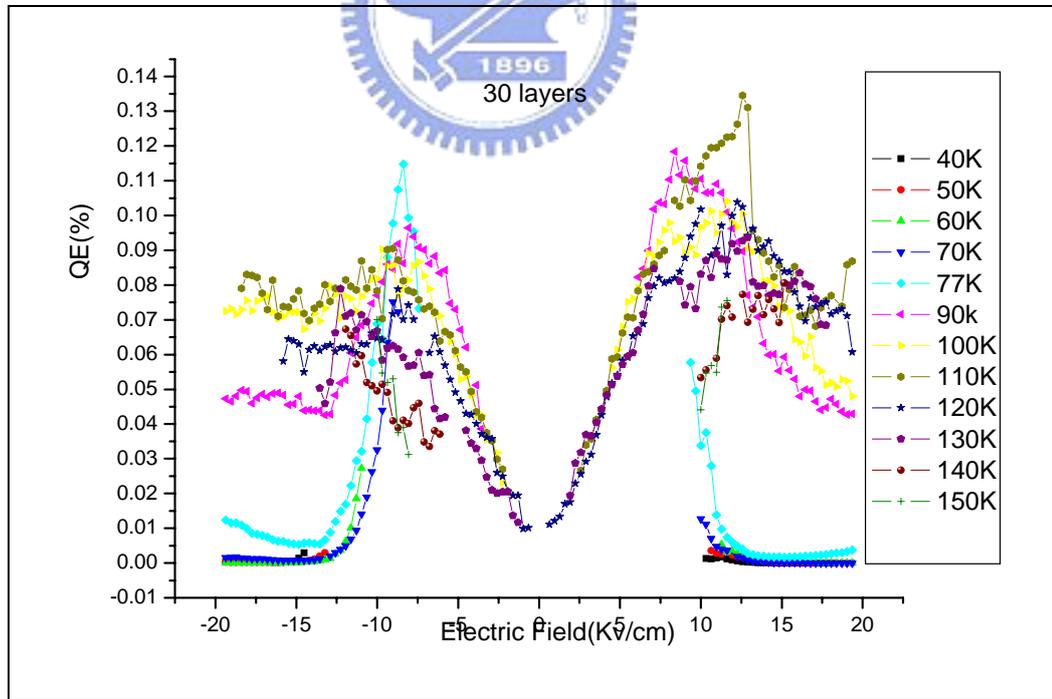


圖 5-18 sample B(30 layers)之量子效率隨溫度的變化，

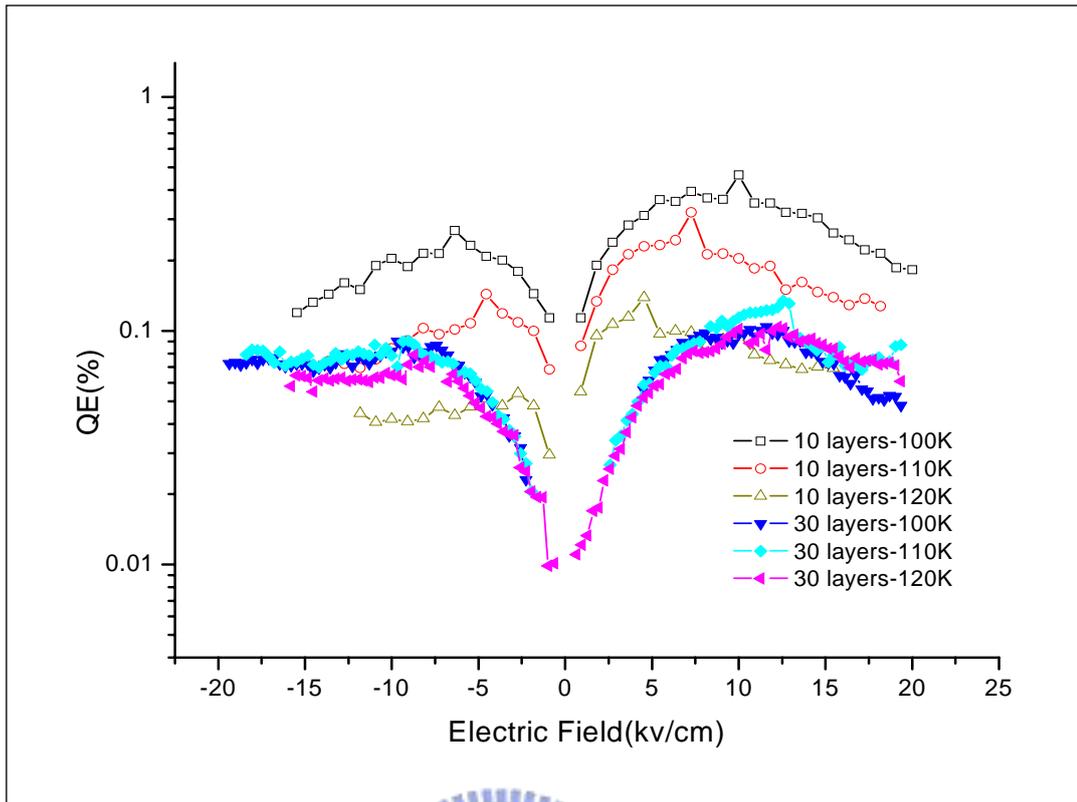


圖 5-19 sample A(10 layers)與 sample B(30 layers)之量子效率差異

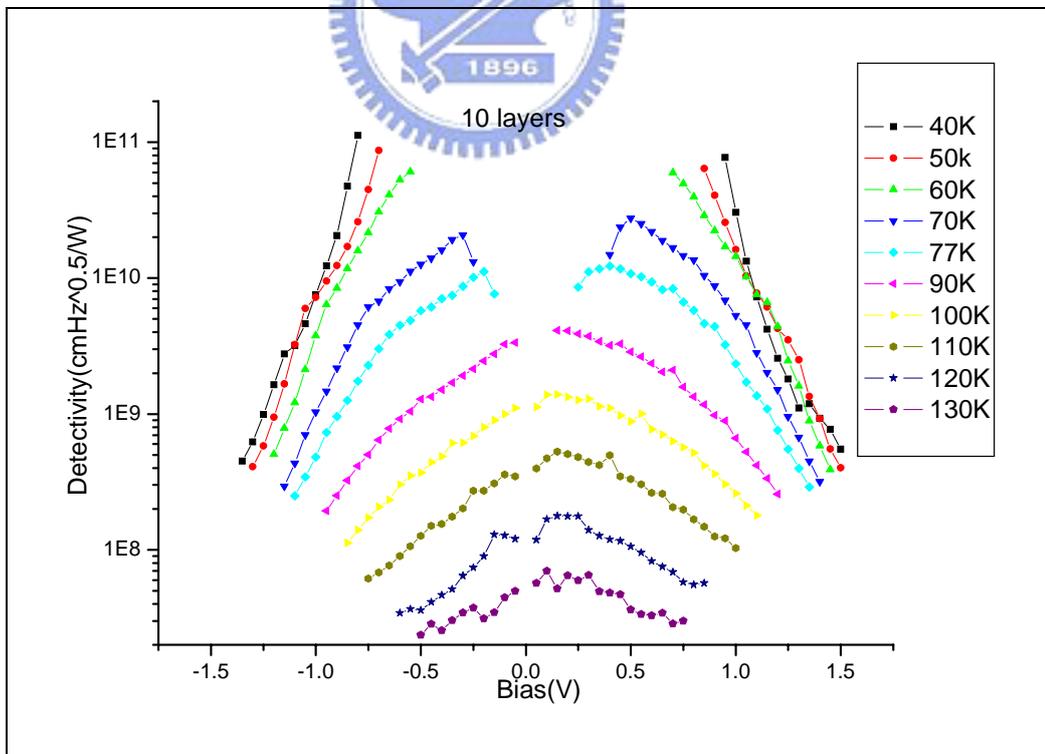


圖 5-20 sample A(10 layers)之變溫偵測度

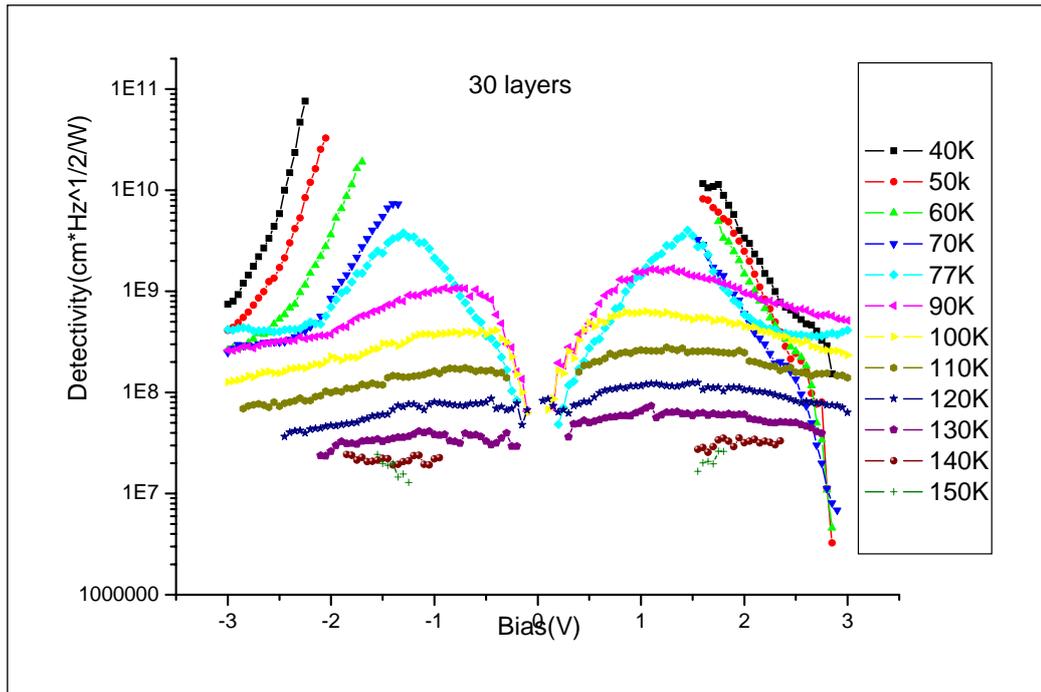


圖 5-21 sample B(30 layers)之變溫偵測度

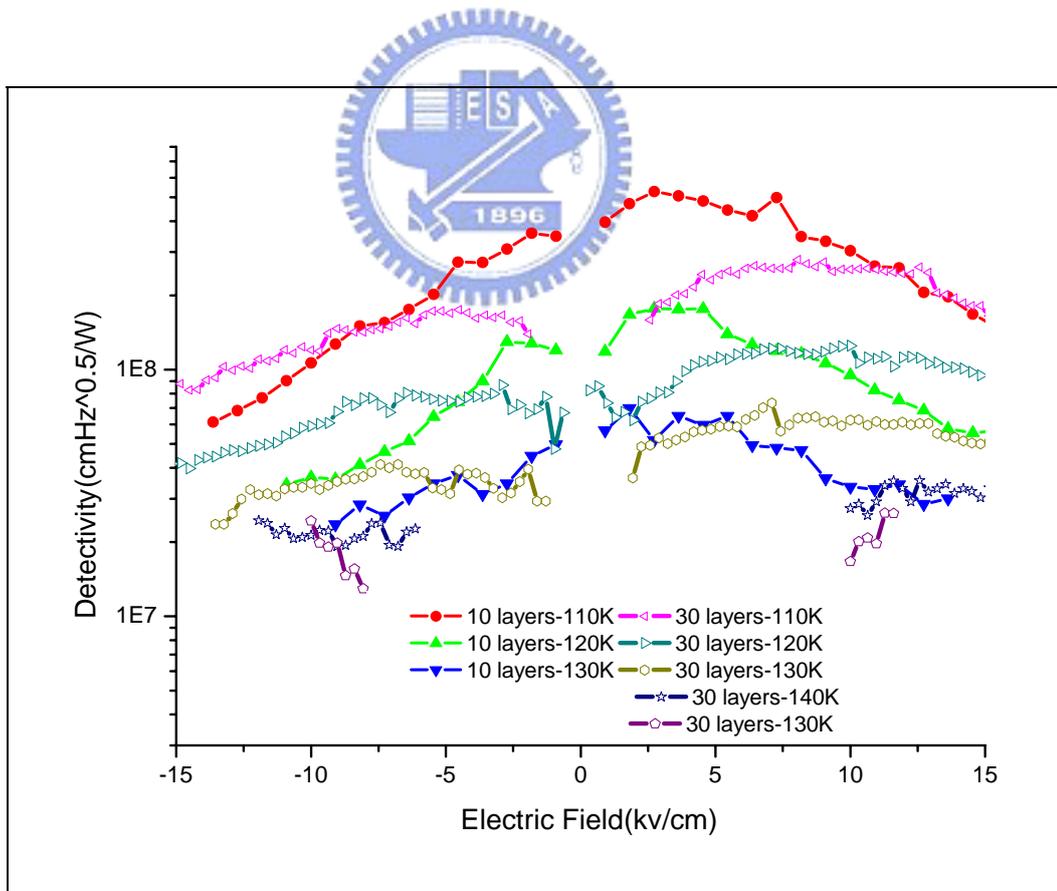


圖 5-22 sample A(10 layers)與 sample B(30 layers)之變溫偵測度比較

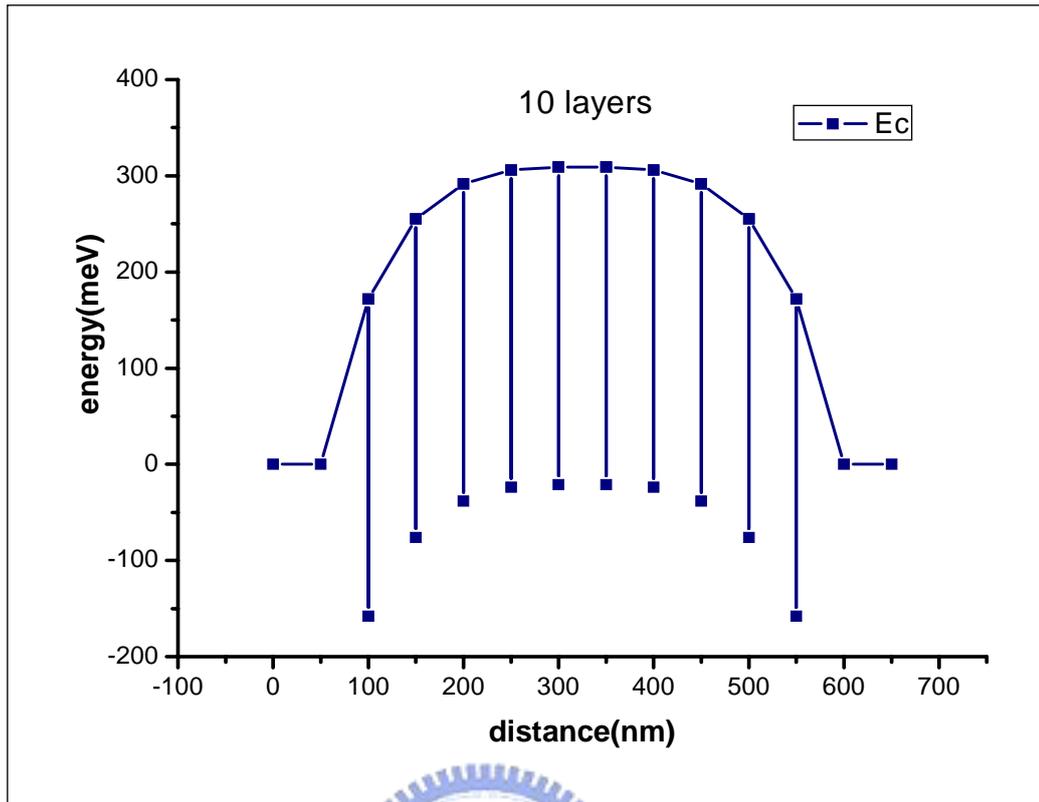


圖 5-23 無外加偏壓下，模擬 10 層量子點 QDIP 能帶結構圖

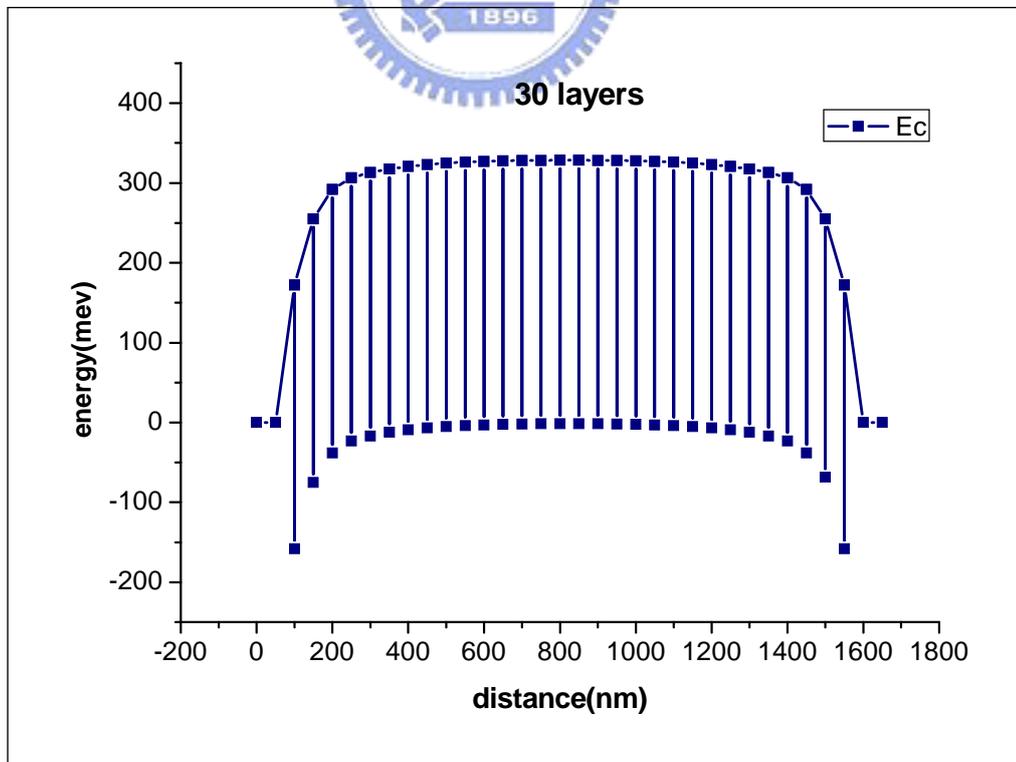


圖 5-24 無外加偏壓下，模擬 30 層量子點 QDIP 載子分布圖

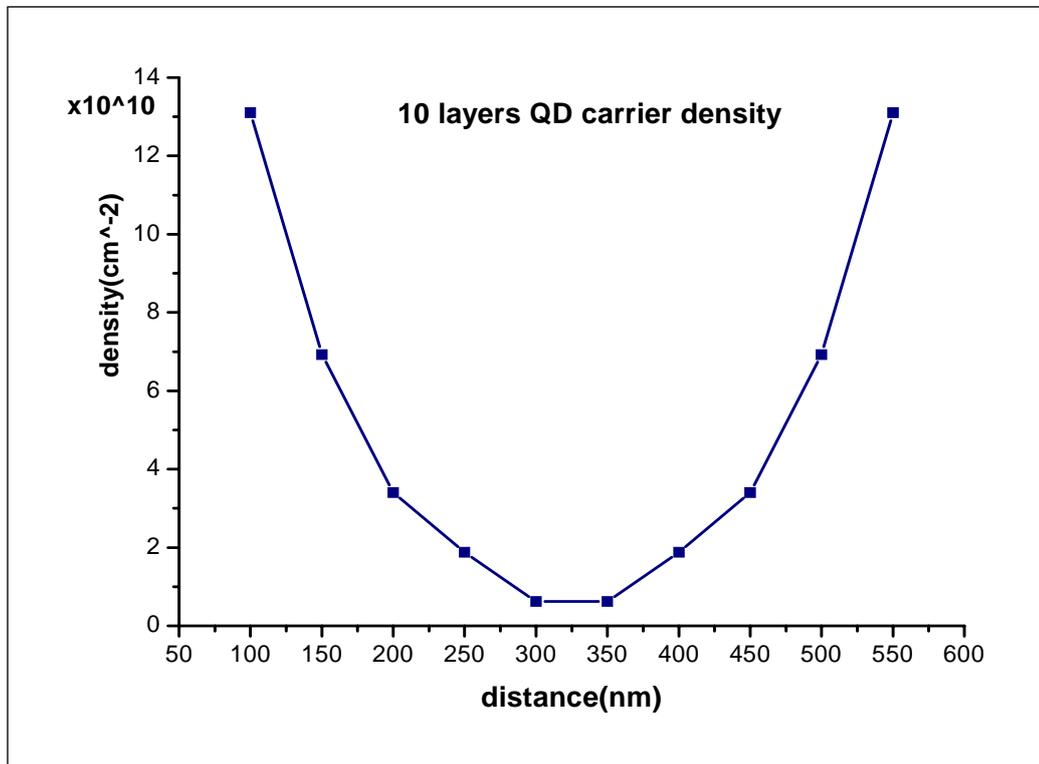


圖 5-25 無外加偏壓下，模擬 10 層量子點 QDIP 載子分布圖

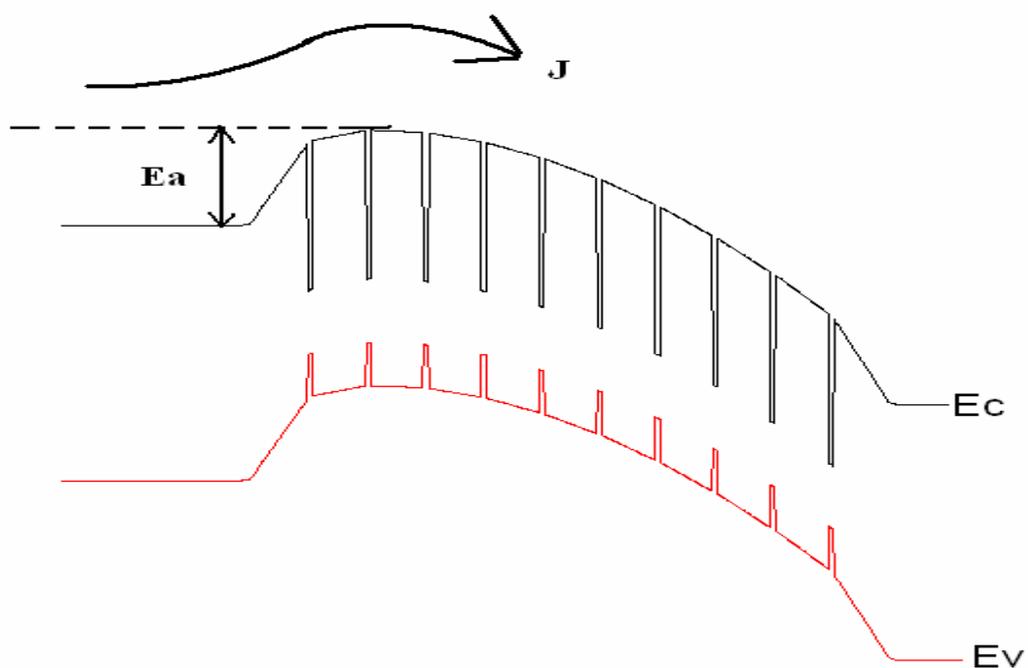
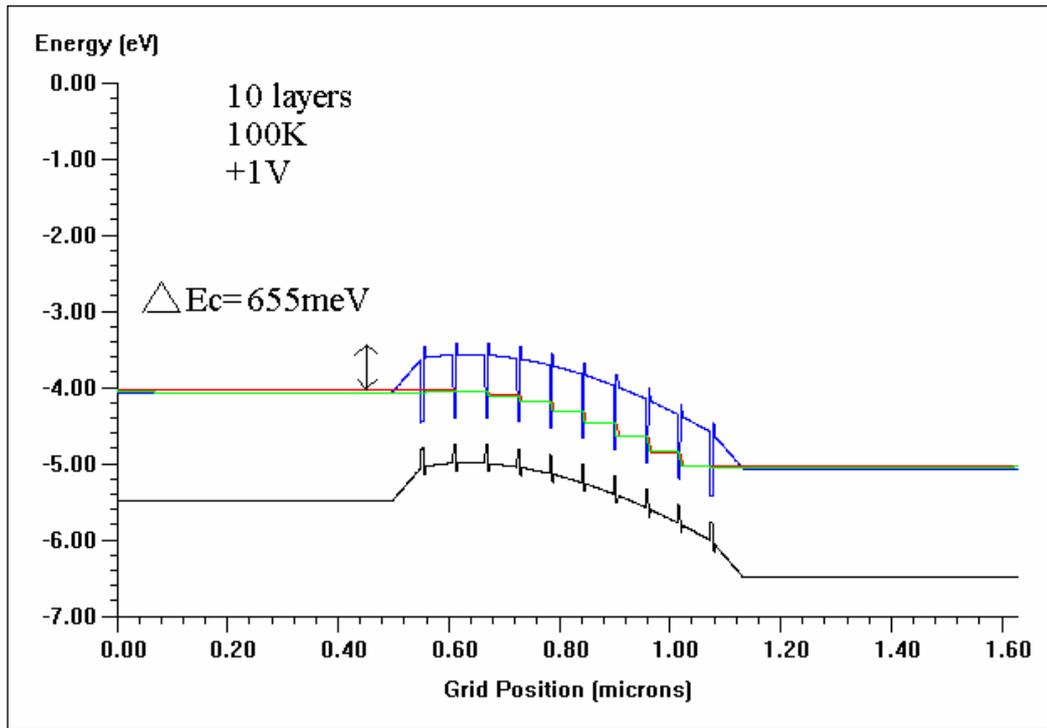


圖 5-26 當外加偏壓下，QDIP 結構的 band diagram 示意圖，其中 E_a 為活化能(Activation energy)且大小將與電流密度 J 有絕大關係。

(a)



(b)

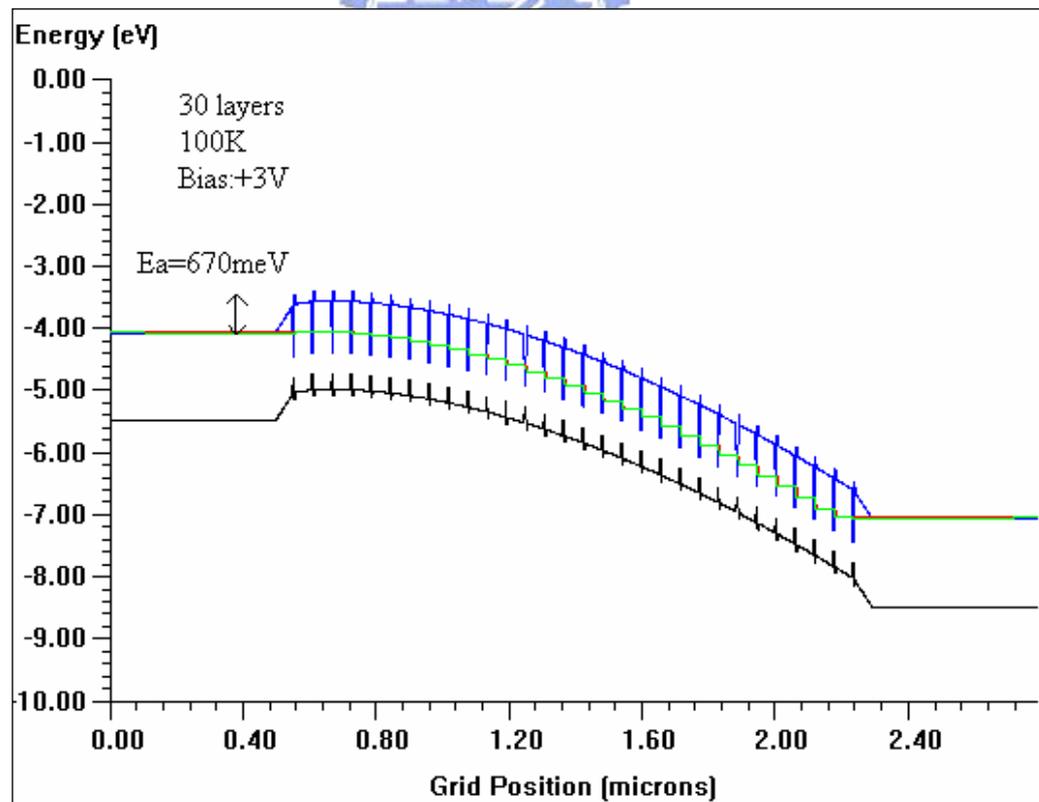
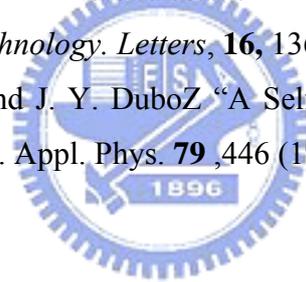


圖 5-27 模擬(a)10層與(b)30層量子井結構於相同電場下，溫度 100K 之能帶圖

參考文獻(Reference)

- [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 Electronics*, vol. 35, pp. 936-943, 1999.
- [2] John E. Hubbs, Douglas C. Arrington, Mark E. Gramer, Gary A. Dole "Nonlinear response of quantum well infrared photodetectors under low-background and low-temperature conditions", *Opt.Eng.*, vol. 39, pp.2660-2671, Oct. 2000.
- [3] B. F. Levine, "Quantum-Well Infrared Photodetectors," *J. Appl. Phys.*, vol. 74, pp. R1-R81, 1993.
- [4] Dong Pan, Elias Towe, and Steve Kennerly, "A five-period normal-incidence (In, Ga)As/GaAs quantum-dot infrared photodetector," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, pp.2719-2721, 1999.
- [5] 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.*, vol. 73, pp.3153-3155, 1998.
- [6] L. Chu, A. Zrenner, G. Böhm, and G. Abstreiter, "Normal-incident intersubband photocurrent spectroscopy on InAs/GaAs quantum dots," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, pp.3599-3601, 1999.
- [7] E. Finkman, S. Maimon, V. Immer, G. Bahir, S. E. Schacham, S. Herriot, O. Gauthier-Lafaye, F. H. Julien, M. Gendry, J. Brault, "Quantum dot infrared photodetectors in new material systems," *Physica E*, 7, pp.139-145, 2000.
- [8] K. K. Choi, "The Physics of Quantum Well Infrared Photodetectors," *World Scientific*.
- [9] Elias Towe and Dong Pan, "Semiconductor Quantum-Dot Nanostructures: Their Application in a New Class of Infrared Photodetectors," *IEEE J Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, pp. 408-419, 2000.
- [10] S. D. Gunapala and K. M. S. V. Bandara, "Recent developments in quantum-well infrared photodetectors," in *Homojunction and Quantum-Well Infrared Detectors*, M. H. Francombe and J. L. Vossen, Eds. San Diego, CA: Academic, 1995, vol. 21, pp. 113-237.
- [11] S. Li, "Recent progress in quantum well infrared photodetectors and focal plane arrays for IR imaging applications," *Mater. Chem. Phys.*, vol. 50, pp. 188-194, 1997.
- [12] Shun Lien Chuang, "Physics of Optoelectronic Devices," *John Wiley & Sons, Inc.*

- [13] G. Hasnain, B. F. Levine, C. G. Bethea, R. A. Logan, J. Walker, and R. J. Malik, "GaAs/AlGaAs multiquantum well infrared detector arrays using etched gratings," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 54, pp. 2515–2517, 1989.
- [14] 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.*, vol. 78, pp. 1023-1025, Feb. 2001.
- [15] Werner Seifert, Niclas Carsson, Mark Miller, Mats-Erik Pistol, Lars Samuelson and L. Reine Wallenberg, "In-situ Growth of Quantum Dot Structures by the Stranski-Krastanow Growth Mode," *Prog. Crystal Growth and Charat.* Vol. 33, pp. 423-471, 1996.
- [16] John David Vincent, "Fundamentals of Infrared Detector Operation and Testing," *John Wiley & Sons, Inc.*
- [17] S. Chakrabarti, A.D.Stiff-Roberts, P.Bhattacharya, *Fellow,IEEE*, S.Gunapala, S. Bandara, S. B. Rafol, and S. W.Kennerly,*IEEE*" *High-Temperature Operation of InAs–GaAs Quantum-Dot Infrared Photodetectors With Large Responsivity and Detectivity*"*Photonics Technology Letters*, **16**, 1361, (2004)
- [18]L. Thibaudeau, P. Bois, and J. Y. Duboz "A Self-Consistent Model for Quantum Well Infrared Photodetectors" *J. Appl. Phys.* **79**, 446 (1996)



簡歷(Vita)

姓名：周 聖 偉 (Chou,Sheng-Wei)

性別：男

出生年月日：民國 70 年 9 月 3 日

籍貫：台灣省台南市

學歷：

國立中央大學物理學系學士 (2000.9-2004.6)

國立交通大學電子工程研究所碩士班 (2004.9-2006.6)

碩士論文題目：

量子點紅外線偵測器之研究

Studies of Quantum Dot Infrared Photodetectors