

國立交通大學

電子工程學系電子研究所

碩士論文

多層調變量子點雷射之研究

Studies of Chirped Multilayer  
Quantum Dot Lasers



研究生：張靜怡

指導教授：李建平 博士

林國瑞 博士

中華民國九十六年六月

# 多層調變量子點雷射之研究

## Studies of Chirped Multilayer Quantum Dot Lasers

研究生：張靜怡

Student: Ching-Yi Chang

指導教授：李建平 博士

Advisor: Dr. Chien-Ping Lee

林國瑞 博士

Dr. GRay Lin

國立交通大學  
電子工程學系電子研究所  
碩士論文



A thesis

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 2007  
Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十六年六月

# 多層調變量子點雷射之研究

學生：張靜怡

指導教授：李建平 博士

林國瑞 博士

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士

## 摘要

本論文的目的是在於探討不同波長量子點多層堆疊雷射的發光特性。在本實驗中，我們的雷射結構採用分子束磊晶的技術，以 SK 模式成長 InAs/GaAs 自聚性量子點，藉由改變 InGaAs 覆蓋層的厚度，調變不同層量子點的發光波長。主動層中我們長有三種不同波長的量子點，其基態波長分別為  $1.27\ \mu\text{m}$ 、 $1.22\ \mu\text{m}$  和  $1.14\ \mu\text{m}$ ，三種量子點所佔層數依序為 2 層、3 層和 5 層。

我們對元件做頻譜、LIV 和變溫的量測。脊寬度  $125\ \mu\text{m}$  的雷射在不考慮鏡面損耗的情況下，起始電流密度為  $60\text{A}/\text{cm}^2$ 。脊寬度  $5\ \mu\text{m}$  長度  $3\text{mm}$  的雷射在室溫下特徵溫度為 80 度。脊寬度  $50\ \mu\text{m}$  長度  $3\text{mm}$  的雷射封裝後，在電流 2.6A 時的頻譜分析中，若不考慮兩波長  $1.27\ \mu\text{m}$  和  $1.22\ \mu\text{m}$  間 4.4dB 深的凹陷，頻寬可達 50nm。在低溫的量測中，我們觀察到負特徵溫度的現象，且當溫度降低時，起始電流附近的發光波長切換至較短的波長(對應至更高的另一個態)，我們以低溫時載子非準平衡分佈的現象解釋之。

# Studies of Chirped Multilayer Quantum Dot Lasers

Student: Ching-Yi Chang

Advisor: Dr. C. P. Lee  
Dr. GRay Lin

Department of Electronic Engineering and Institute of Electronics  
National Chiao Tung university

## Abstract

In this thesis, we investigate the characteristic of chirped multilayer quantum-dot lasers. The self-assembled InAs/GaAs quantum dots were grown by molecular beam epitaxy in the Stranski-Krastanow growth mode. The QDs layers in the active region were designed to consist of three different emission wavelengths,  $1.27\ \mu\text{m}$ ,  $1.22\ \mu\text{m}$  and  $1.14\ \mu\text{m}$ , by changing the thickness of the InGaAs capping layers. And the stacking layers are two-stack, three-stack and five-stack in turns.

We measured the spectrum, LIV curve and these factors at cryogenic temperature. The deduced threshold current density at infinite length is  $60\text{A}/\text{cm}^2$  for laser with ridge width  $125\ \mu\text{m}$ . Around room temperature, the characteristic temperature is 80 for laser with ridge width  $5\ \mu\text{m}$  and cavity length 3mm. After package, the spectrum analysis of the laser with ridge width  $50\ \mu\text{m}$  and cavity length 3mm under test current 2.6A have a 4.4 dB dip between  $1.27\ \mu\text{m}$  and  $1.22\ \mu\text{m}$  peaks. Without this dip the bandwidth can up to 50nm. The region of negative characteristic temperature was observed at cryogenic temperature. Besides, when the temperature decreased, the emission wavelength switches to shorter one. In other words, the lasing state switches to higher state. These unusual phenomenons were explained in the framework of nonequilibrium distribution of carriers over QD states.

## 誌 謝

感謝李建平老師平日的栽培與指導，李老師嚴謹的治學態度和博學專業讓實驗室維持著良好的研究風氣，李老師常常鼓勵我們，要我們積極研究、多方學習、相信自己、不輕易放棄，讓我體會作研究應有的態度和熱忱。

感謝林國瑞老師帶我深入了解量子點雷射的各種現象，從實驗量測到結果分析，帶我一步步認識量子點雷射。並且花時間耐心的與我討論，細心叮嚀該注意的細節，讓我的研究能順利的進行。感謝林聖迪老師在李老師出國期間帶領我們，平時在實驗上也給我們許多寶貴的意見。

謝謝林志昌學長與我討論實驗的內容，給我很多的鼓勵。謝謝羅明城學長平日對我們的關心還有叮嚀。謝謝旭傑在實驗上的幫忙，並提供我許多量測和分析上的經驗。謝謝陪我度過這兩年研究生生活的各位學長、同學和學弟，謝謝大家對我的照顧。

感謝工研院製程上的協助，讓我的實驗能夠順利進行。

最後我要感謝我的家人，謝謝父母不辭辛勞的養育我栽培我，並在我的求學路程上一路支持我，讓我可以專心學業和研究，不用為了家計而煩惱。也感謝男友一路的陪伴支持和貼心的照顧。

# 目錄

## 第一章 簡介

- 1-1 前言 1
- 1-2 論文架構 2

## 第二章 基本原理

- 2-1 雷射基本原理 3
- 2-2 量子點與量子點雷射的基本特性 6

## 第三章 實驗架構

- 3-1 磊晶結構 11
- 3-2 製程方法 11
- 3-3 量測方法 12



## 第四章 實驗結果與討論

- 4-1 十層相同量子點堆疊雷射 DO609
  - 4-1-1 雷射頻譜 18
  - 4-1-2 L-I 特性曲線 18
  - 4-1-3 模態增益分析 19
- 4-2 三種量子點共十層堆疊雷射 DO901
  - 4-2-1 雷射頻譜 20
  - 4-2-2 L-I 特性曲線 21

4-2-3	模態增益分析	23
4-2-4	變溫量測 (20°C~80°C)	28
4-3	封裝完成的 DO901 雷射	
4-3-1	大電流量測	29
4-3-2	變溫量測 (60k~340k)	30
	第五章結論	58
	參考文獻	







圖 4-19 (W, L)=(5, 3000)在溫度範圍 20°C~80°C下，起始電流附近的發光頻譜

圖 4-20 兩發光波長隨溫度的變化(溫度範圍 20°C~80°C)

圖 4-21 封裝過程與結果圖

圖 4-22 大電流的 LI 曲線

圖 4-23 電流 0.15A~2.6A 的頻譜變化

圖 4-24 電流 0.15A~3A 的頻譜半高寬變化

圖 4-25 (a) 溫度 180k~340K 的 LI 曲線

(b) 溫度 180k~340K 的頻譜

圖 4-26 (a) 溫度 220k~260K 的 LI 曲線

(b) 溫度 220k~260K 的頻譜

圖 4-27 (a) 溫度 60k~180K 的 LI 曲線

(b) 溫度 60k~180K 的頻譜

圖 4-28 起始電流密度隨溫度的變化

圖 4-29 準平衡和非準平衡情況下，載子分佈的示意圖

圖 4-30 兩發光波長隨溫度的變化(溫度範圍 60k~340k)



## 表目錄

- 表 3-1 D0901 的 MBE 磊晶過程
- 表 3-2 不同  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  厚度對應的 PL 發光波長
- 表 3-3 D0609 的 MBE 磊晶過程
- 表 4-1 D0609 各項分析結果整理
- 表 4-2 SEM 下實際的脊寬度值
- 表 4-3 不同脊寬度下，兩波段內部損耗和內部量子效率
- 表 4-4 (a) 脊寬度  $5\ \mu\text{m}$ ，模態增益分析中，近似曲線的各參數值  
(b) 脊寬度  $125\ \mu\text{m}$ ，模態增益分析中，近似曲線的各參數值



# 第一章 簡介

## 1-1 前言

與其他主動層結構相較，量子點最大的特色在於能態密度呈不連續的 delta function，使得能隙(band gap)邊緣的能態密度隨能量的改變較大。因此在雷射的應用上被預期具有較高的差動增益(differential gain)、較低的起始電流和較好的溫度穩定性…等優勢。

在量子點剛開始發展的時候，量子點以黃光和蝕刻等傳統製程方式製作，但礙於黃光製程的解析度，量子點密度無法提高，且化學蝕刻會造成結構上許多的缺陷，所作成的雷射一直無法有很好的效果。後來改採用直接長晶的方式，使用分子束磊晶的技術，以 SK 模式長出無缺陷且高密度的自聚性量子點，此為量子點製作上的一大突破，目前量子點雷射的研究多是用此技術成長。近十多年來，長晶技術不斷的提升，量子點的特性越來越符合我們的要求，先前預期的優勢也逐漸被實現。

量子點雷射因為其能態密度有限，而有增益飽和的現象[1]，因為這個特性，當共振腔損耗超過量子點基態的飽和增益時，量子點雷射會改發激發態的光，也就是說量子點雷射擁有不只一種的發光波長。近幾年來，有不少團隊致力於研究量子點雷射波長切換的方法[2]。基於此多波長的構想，本實驗在主動層中成長三種不同波長的量子點，而每種量子點又有其各自的基態和激發態，因此，預期此量子點雷射可發出多種不同的波長。我們藉由觀察發光能態隨共振腔損耗的變化，進一步了解波長的切換機制。希望這些研究將來可以運用在多波長切換雷射上。此外，單一種量子點基態和激發態的發光波長一般相差 60~80nm，當我們加入其他波長的量子點後，新的能態出現

在原先的基態和激發態之間，使得各發光波長間的能差較小，可低於50nm，若各態的光在頻譜中足夠相近並且能夠相連，有機會能製成寬頻雷射[3]，運用在光學斷層掃描上。

## 1-2 論文架構

第一章為簡介。第二章介紹雷射基本原理和量子點雷射的一些特性。第三章為實驗架構，描述本實驗的各種設計，包含磊晶結構，製程方法，量測儀器架設。第四章紀錄各種量測的結果，包括頻譜、LIV和變溫量測等，以及數據分析和討論。第五章為結論。



## 第二章 基本原理

### 2-1 雷射基本原理

雷射的基本結構為一個 PN 二極體，電子由電極注入後在主動層和電洞復合而自發性發光(spontaneous emission)，這些產生的光子在以自然斷裂面構成的共振腔中來回傳遞，誘導其他的電子電洞對復合受激性發光(stimulate emission)，如此反覆，使得共振腔中的光子越來越多，發出的光也越來越強。新生的光子與誘導其發光的光子有相同的頻率和相同的方向，這使得雷射有著相當好的同調性(coherence)。

#### 共振腔(cavity)

在雷射結構中，共振腔扮演著不可或缺的角色，他促使載子以激發性的方式發光。FP共振腔(Fabry-Perot)的基本概念如圖 2-1，光在兩鏡面中來回共振，假設光一開始從左邊出發，強度為 $\Phi_0$ ，當他往右行經L的長度時，強度會變成 $\Phi_0 \exp((G - \alpha_i)L)$ ，其中G為材料的光增益， $\alpha_i$ 為材料對光的吸收。接著，光打到反射率為 $R_1$ 的反射鏡，反射後光強度變成 $R_1 \Phi_0 \exp((G - \alpha_i)L)$ ，同樣的，光再向左行經L的距離，遇到反射率為 $R_2$ 的反射鏡而反射，經過這些過程後光強度變為 $R_1 R_2 \Phi_0 \exp(2(G - \alpha_i)L)$ 。若此共振的過程達到平衡，即光增益G剛好可抵銷整個過程中光的損耗，光的強度不隨時間而改變，則：

$$\Phi_0 = R_1 R_2 \Phi_0 \exp(2(G_{th} - \alpha_i)L)$$

$$G_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$$

若 $R_1 R_2$ 折射率相同，且 $R_1 = R_2 = R$ ，則上式可改寫成：

$$G_{th} = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) = \alpha_i + \alpha_m \dots\dots\dots(\text{式 2-1})$$

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \dots\dots\dots(\text{式 2-2})$$

其中  $\alpha_m$  為鏡面所造成的損耗。也就是說， $G$  必須大於  $G_{th}$ ，才足以抵銷材料和鏡面所造成的損耗，並且讓光子越來越多，讓載子以激發性為主的方式發出雷射光。

另外我們還需考慮光場分布在主動區的比例，即為  $\Gamma$  (侷限因素；Confinement factor)，其定義如下：

$$\Gamma = \frac{\text{在活性層內的光強度}}{\text{活性層內外光強度之總和}} = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} E^2(z) * dz}{\int_{-\infty}^{\infty} E^2(z) * dz}$$

故臨界增益關係式修改為：

$$\Gamma G_{th} = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right)$$

### 透明電流(transparency current)和起始電流(threshold current)

當電流注入雷射二極體後，正負兩極形成電壓差，準費米能階(Quasi-Fermi level)隨之分開，當兩能階分開到等同可被激發的光子能量時(即  $E_{FC} - E_{FV} = h\nu$ )，我們稱材料為透明，所對應的電流為透明電流。我們將電流繼續加大，使受激輻射率大於吸收率而產生增益，當共振條件達成時，光的發光機制由自發性發光轉為受激性發光，此時的電流值稱為起始電流  $I_{th}$ ，起始電流密度定義為：

$$J_{th} = \frac{I_{th}}{WL} \dots\dots\dots(\text{式 2-3})$$

其中  $W$  為雷射條紋的寬度， $L$  為共振腔的長度。

## 量子效率(quantum efficiency)

載子在主動層中進行輻射性復合時，一個少數載子和一個多數載子復合產生一個光子，但若為非輻射性復合式，則不會有光子產生，內在量子效率 $\eta_i$  (internal quantum efficiency)即描述在主動層中載子轉換成光子的效率，其定義為

$$\text{內在量子效率} = \frac{\text{產生光子的速率}}{\text{消耗載子的速率}}$$

而在主動層中產生的光子又只有一部份可以從鏡面透射出來，所以又設定了另外一個名詞為差額量子效率 $\eta_d$  (differential quantum efficiency)或稱作外在量子效率(external quantum efficiency)，用以描述載子變成光子再從鏡面透射出來的效率：

$$\text{差額量子效率} = \frac{\text{從鏡面透射出的光子個數}}{\text{共振腔中光子個數}} \times \frac{\text{產生光子的速率}}{\text{消耗載子的速率}}$$

由此定義我們可以得知 $\eta_d \equiv \eta_i \left( \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \right)$ ，又 $\alpha_m = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right)$  帶入整理後可得：

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i} \left( 1 + \frac{\alpha_i}{\ln\left(\frac{1}{R}\right)} L \right) \dots\dots\dots(\text{式 2-4})$$

在雷射 LI 量測分析中，電流達到 $I_{th}$ 後，載子開始以激發性輻射的方式轉換成光子，邊射型雷射的單邊光輸出功率可表示成：

$$P_{out} = \frac{1}{2} \cdot h\nu \cdot \eta_d \cdot \frac{(I - I_{th} - \Delta I_L)}{q}$$

其中 $\Delta I_L$ 為漏電流，將式中的 $P_{out}$ 對 $I$ 做微分可得：



$$\eta_d = 2 \cdot \frac{q}{hv} \cdot \frac{dP_{out}}{dI} = 2 \cdot \frac{\lambda_0(\mu m)}{1.24} \cdot \frac{dL}{dI} \dots\dots\dots(式 2-5)$$

## 2-2 量子點與量子點雷射的基本特性

### 量子點的成長

目前半導體中的量子點結構多以 SK(Stranki-Krastanov)模式成長自聚性量子點(self-assembled QDs)，此成長方法使用界面能低，晶格常數不匹配(lattice mismatch)的兩種材料。以 InAs/GaAs 為例，當 InAs 後續成長在 GaAs 材料上時，因為晶格常數的不同讓 InAs 的晶格受到張力，又由於有較低的界面能，一開始會以層狀結構成長(wetting layer)，當厚度繼續增加，張力也繼續增大，當張力超過晶格所能承受的值時，薄膜就會破裂而產生缺陷，但這樣的結果並不是我們所希望的，所以必須在薄膜破裂前，島狀物剛形成時即停止成長，如此，便可以得到漂亮的量子點，光性較佳。

### 能態密度(density of state)

量子點是一種零維的空間結構，其理想的能態密度為不連續的 delta function(圖 2-2)，其能階的位置和量子點的大小和形狀有著密切的關係。以 SK 模式成長的自聚性量子點，其大小和形狀與晶片表面平整度、表面的溫度、分子束的流量…有關，些微的差異在奈米尺度下都會造成極大得影響，所以成長出來的量子點大小和形狀並不一致，大致上，其大小的分布為一個高斯分布。大小的變異造成能階分布上的差異，所以整體所呈現的能態密度不再是理想的 delta function，而是以高斯分布呈現，此能量上的差異約為 30~50meV。



## 增益飽和(gain saturation)

對量子點雷射而言，因為能態有限，所以有增益飽和的現象，飽和增益值  $g^{sat}$  和能態密度的最大值  $\rho_{QD}^{max}$  有正比的關係：

$g^{sat} \propto \rho_{QD}^{max} \propto n_{QD} / \Delta$ ，其中  $n_{QD}$  為量子點的面密度， $\Delta$  為量子點大小分佈的半高寬。我們可以藉由提高量子點的密度和增加量子點的層數來提高  $n_{QD}$ ，如此  $g^{sat}$  隨之變大，同時也帶來另一個好處：以較小的電流即可產生足夠的增益抵銷共振腔中的損耗，也就是起始電流較小。但必須注意的是，透明電流密度和量子點的面密度也是呈正比關係： $J_{tr} \propto n_{QD}$ ，當我們提高  $n_{QD}$  時，透明電流隨之增加，起始電流也跟著增加。所以在設計時，必須將  $n_{QD}$  做適當的調整，讓增益足以抵銷損耗，且起始電流最小。

量子點雷射中，增益的變化和起始電流密度有下式的關係 (Zhukov et al. 1999 由實驗的經驗中整理提出[4])：

$$g^{mod} = g^{sat} [1 - \exp(-\gamma \frac{J_{th} - J_{tr}}{J_{tr}})] \dots\dots\dots(式 2-6)$$

$$g^{mod} = \Gamma \cdot g_{th} = \alpha_i + \alpha_m \dots\dots\dots(式 2-7)$$

其中  $g^{mod}$  為模態增益(modal gain)，由式 2-7 可知此值等同於達到雷射條件時所需抵銷的總損耗量，此值比材料的臨界增益  $g_{th}$  略小，差一個光學侷限因素  $\Gamma$  的比例。 $J_{th}$  為該共振腔條件下的起始電流密度， $J_{tr}$  為透明電流密度。 $\gamma$  為常數， $\gamma$  值和自聚性量子點的大小分佈有關，當大小越一致，其值越接近 1。也就是說，在同一個共振腔損耗下，會有互向對應的一組  $g^{mod}$  和  $J_{th}$ ，得知兩值的變化後，可用  $g^{sat}$ 、 $J_{tr}$  和  $\gamma$  三個參數反覆去擬合(fitting)，分析出量子點雷射中

增益隨電流密度的變化。

從式 2-6 中可看出：當電流密度增加，增益隨之增大，最後在  $g^{sat}$  達到飽和。而當電流密度小，接近透明電流時，

$$g^{mod} = \frac{\gamma g^{sat}}{J_{tr}} (J_{th} - J_{tr}) \text{ as } J_{th} \rightarrow J_{tr} \dots\dots\dots \text{(式 2-8)}$$

增益和電流密度呈線性關係，這和其他種主動層的雷射的增益特性相同，唯其他種雷射沒有增益飽和的現象。

對於基態(ground state)而言，激發態(excited state)因為能階簡併(degenerate)， $\rho_{QD}^{max}$  較大，所以可以達到較高的飽和增益，也就是說  $\frac{g_{ES}^{sat}}{g_{GS}^{sat}}$  等於能階簡併值。所以當電流密度增加，電子填到較高的激發態中時，增益可以進一步的向上爬升，而不再受到  $g_{GS}^{sat}$  的限制。模態增益和起始電流密度的關係如圖 2-3 所示，可以看出當模態增益的值增大時，對應的起始電流密度隨之增加，在基態和激發態的增益曲線交點處，可以觀察到發光波長由基態轉到激發態的現象。與理想的量子點比較，自聚性量子點因為大小上的不均勻，飽和增益值較小，透明電流密度較大，增益對電流密度的變化較平緩。

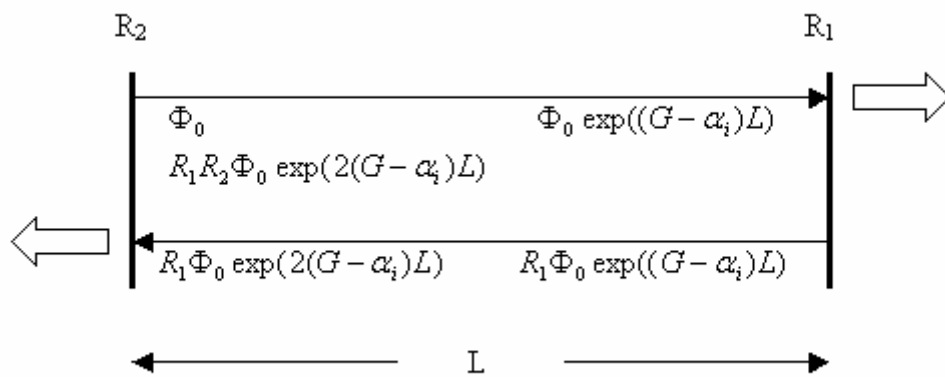


圖 2-1 共振腔原理示意圖

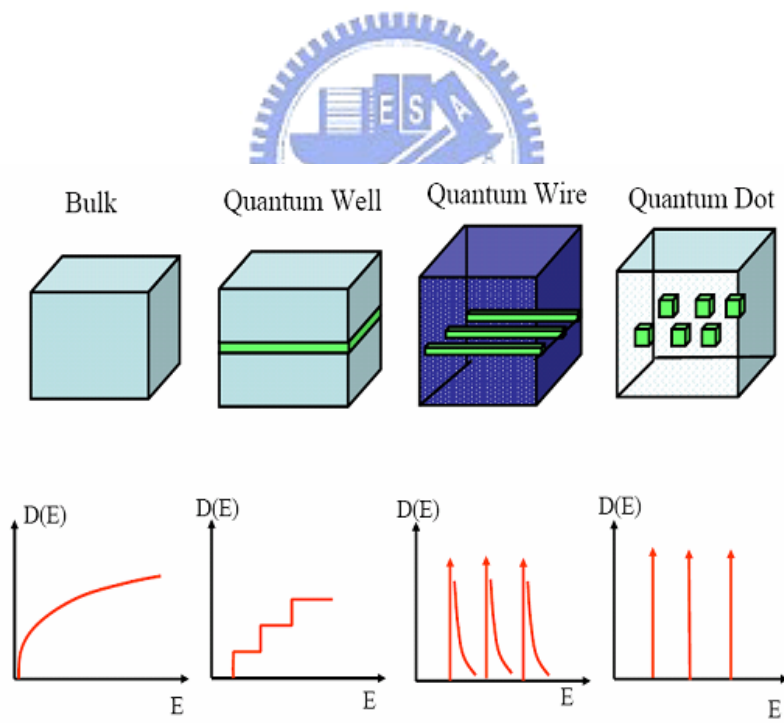


圖 2-2 各主動層結構與其能態密度分布圖

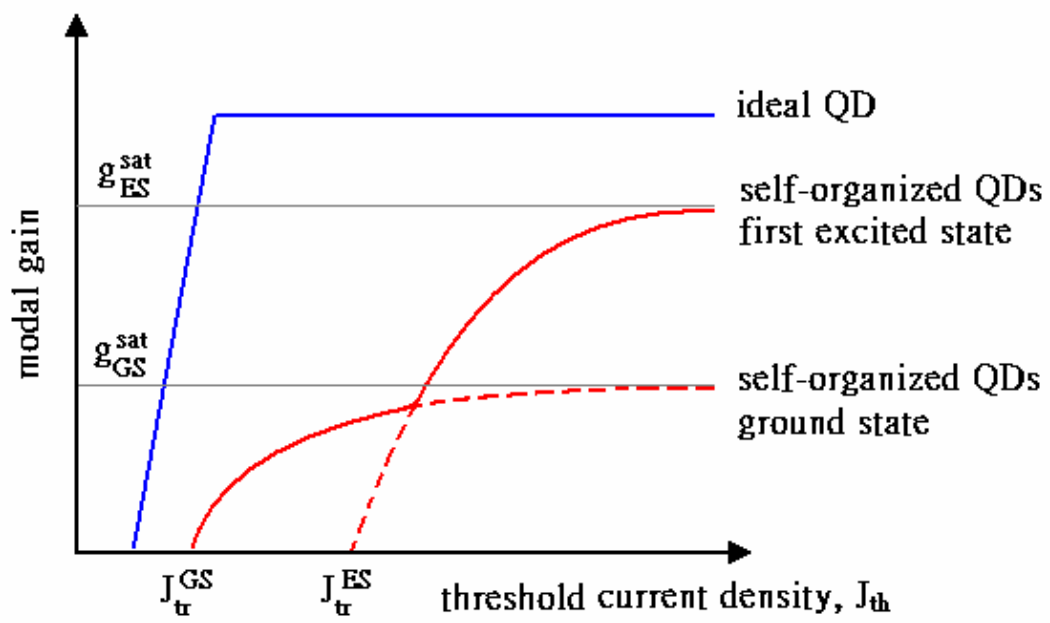


圖 2-3 模態增益和起始電流密度的關係



## 第三章 實驗架構

### 3-1 磊晶結構

在此介紹本實驗所使用的磊晶結構D0901，該結構由德國成長，其詳細流程如表 3-1，整體的能帶結構示意如圖 3-1。主動層中有十層量子點，其中包含三種不同的InAs量子點結構，依波長的差異標示成QD<sub>L</sub>(波長較長)、QD<sub>M</sub>(波長中等)和QD<sub>S</sub>(波長較短)，其發光波長藉由改變覆蓋在InAs量子點上的In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As厚度來調整，三種量子點對應的In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As厚度分別為 4nm、3nm和 1nm，在我們PL的結果中(圖 3-2)，只看出QD<sub>L</sub>和QD<sub>M</sub>的發光波長分別為 1.27 μm和 1.215 μm，參考 M. Rossetti所發表的論文[5]，三種In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As厚度對應的發光波長如表 3-2。此波長的變化和我們PL的結果很相近，可作為我們其他各態發光波長的參考。而三種波長的量子點所占的層數依序為 2層、3層和 5層，目的是改變不同發光波長的飽和增益，希望可以藉此觀察到三種量子點的基態在不同的共振腔損耗下依序發光。

此外，另一匹十層量子點的雷射D0609，可作為本實驗的對照組。和D0901 相較，最主要的差異是主動層的十層量子點磊晶結構皆相同，InAs量子點上In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As的厚度皆為 5nm，預期的發光波長亦紀錄在表 3-2 中，其詳細長晶流程如表 3-3。

### 3-2 製程方法

製程的部份由工研院代為製作，採用脊狀波導的結構做成邊射型雷射，以圖 3-3 作簡單的流程介紹。1.)將晶片清洗後，黃光定義雷射條紋，mesa etching吃掉大部份P+導電層和p-type cladding layer，使側向等效折射率變小，達到光侷限效果。2.)在前一步驟留下的光阻上，以PECVD低溫沉積絕緣層Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>，接著將Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>掀離

(lift-off)，露出脊狀波導的上緣。3.)黃光定義非接觸窗金屬覆蓋區域，蒸鍍P-type歐母接觸金屬，接著將金屬掀離，留下接觸窗的部分。4)背面磨薄，有利於接下來的鏡面劈裂，並降低串聯電阻。蒸鍍N-type歐母接觸金屬，接著做RTA，讓金屬參入半導體界面中，提高參雜濃度，形成歐母接點。完成。

### 3-3 量測方法

在本實驗中LIV和頻譜量測的儀器接線如圖 3-4(a)(b)，圖中的advantest Q89611P在量測中會輸出電流訊號，並將量測得到的電壓和光輸出功率同步收回。LIV量測結果中的光輸出功率會因波長和光偵測器的不同而改變，也會受光偵測器的對準程度影響，因此需做進一步的校正。我們用power meter量數個直流情況下的輸出功率值，以該值作為該電流情況下的真實功率，將LIV量測結果中的power做進一步的修正。本實驗中，所有的室溫量測皆控溫在 20°C。

章節 4-3 中，大電流的電性量測和低溫量測中，改以 keithley 2520 取代圖 3-4(a)(b)中 advantest Q89611P 的位置。

	Material	x	Thickness(nm)
P+ contact layer	GaAs		400
p-type cladding layer	Al(x)Ga(1-x)As	0.35	1500
Spacer	GaAs		55
QDs×5	GaAs		33
	In(x)Ga(1-x)As	0.15	1
	InAs		0.8
QDM×3	GaAs		33
	In(x)Ga(1-x)As	0.15	3
	InAs		0.8
QDL×2	GaAs		33
	In(x)Ga(1-x)As	0.15	4
	InAs		0.8
Spacer	GaAs		85
n-type cladding layer	Al(x)Ga(1-x)As	0.35	1500
Buffer layer	GaAs		500
N+ substrate	GaAs		

表 3-1 D0901 的 MBE 磊晶過程

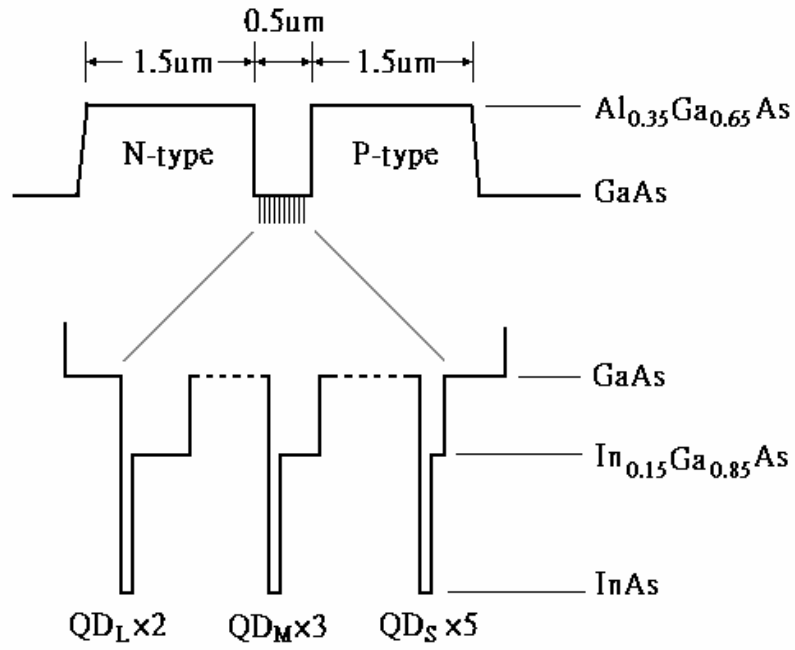


圖 3-1 D0901 能帶結構示意圖

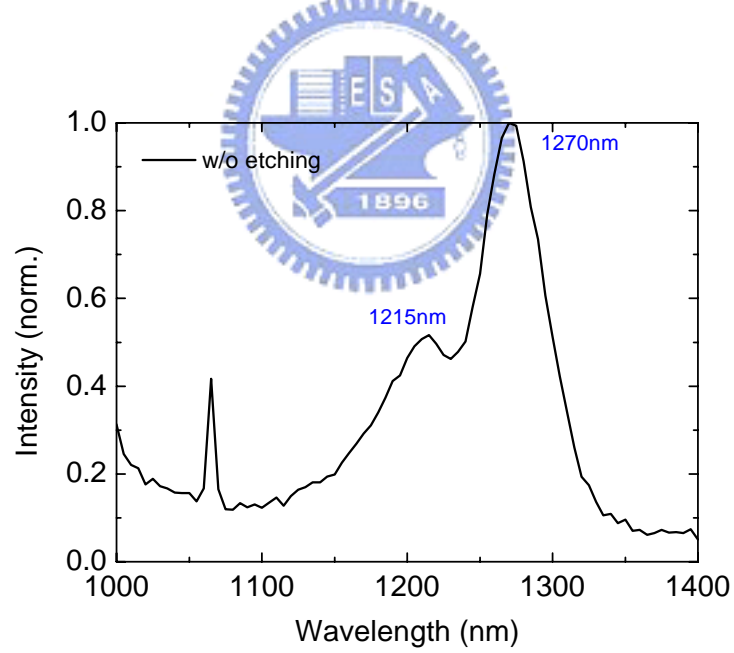


圖 3-2 D0901 的 PL 結果



Sample		In <sub>0.15</sub> Ga <sub>0.85</sub> As厚度 (nm)	預期的發光波長(μm)	
			Ground State	Excited State
D0901	QD <sub>L</sub>	4	1.27(1.27)	1.19
	QD <sub>M</sub>	3	1.23(1.215)	1.16
	QD <sub>S</sub>	1	1.17	1.11
D0609		5	1.30	1.21

表 3-2 不同In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As厚度對應的PL發光波長

(括弧中的值為我們真實量到的PL波長)

	Material	x	Thickness(nm)
P+ contact layer	GaAs		200
p-type cladding layer	Al(x)Ga(1-x)As	0.35	1500
	GaAs		33
QD×10	In(x)Ga(1-x)As	0.15	5
	InAs		0.8
spacer	GaAs		33
n-type cladding layer	Al(x)Ga(1-x)As	0.35	1500
buffer layer	GaAs		500
N+ substrate	GaAs		

表 3-3 D0609 的 MBE 磊晶過程

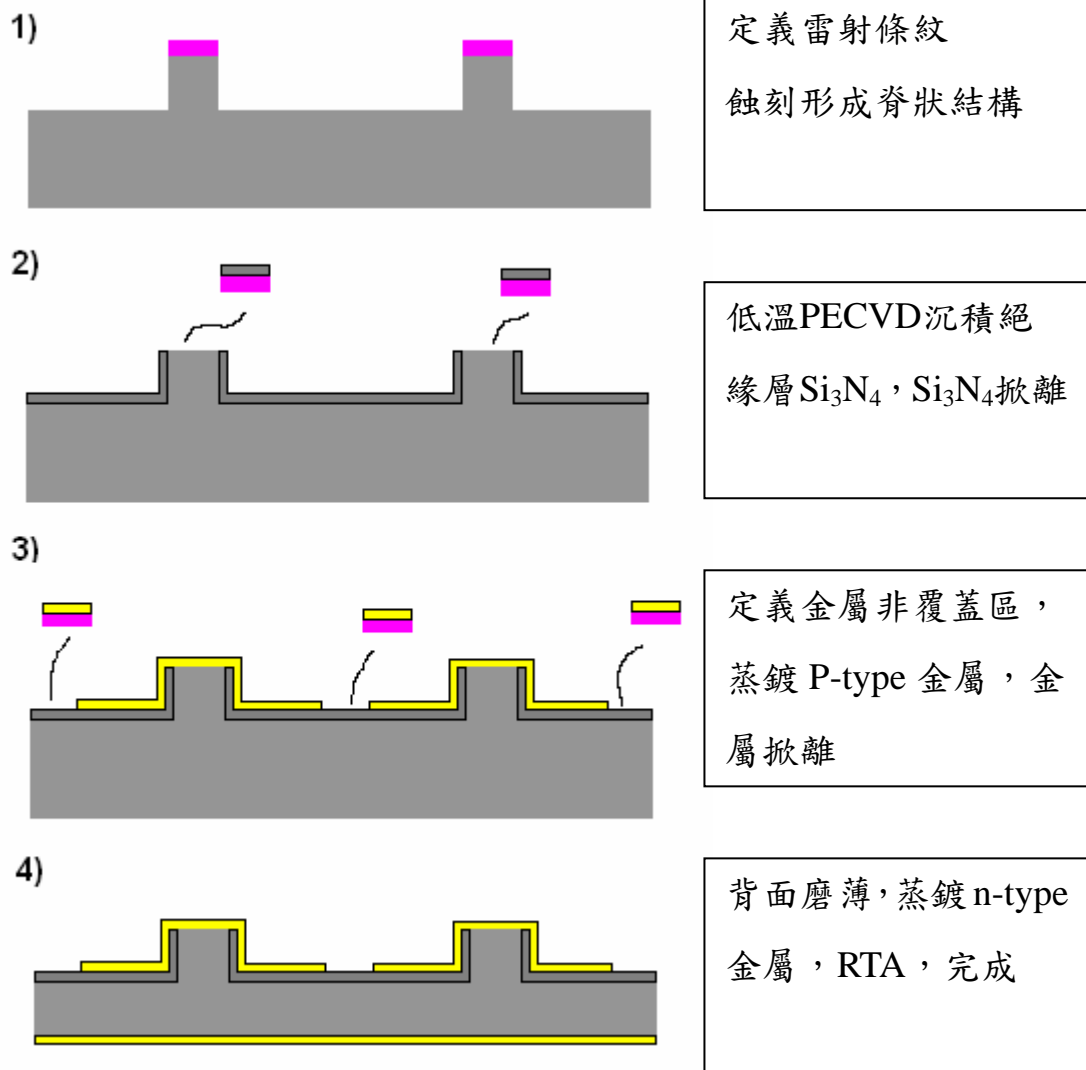


圖 3-3 脊狀波導的製程步驟

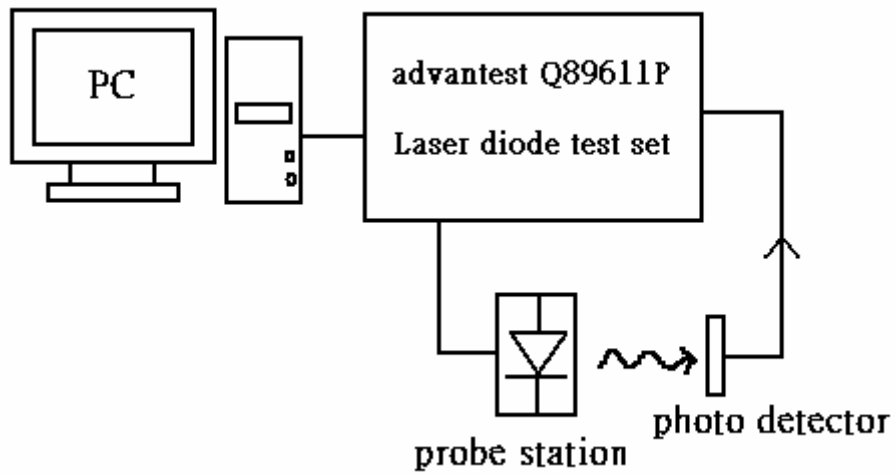


圖 3-4(a) LIV 量測系統架設圖

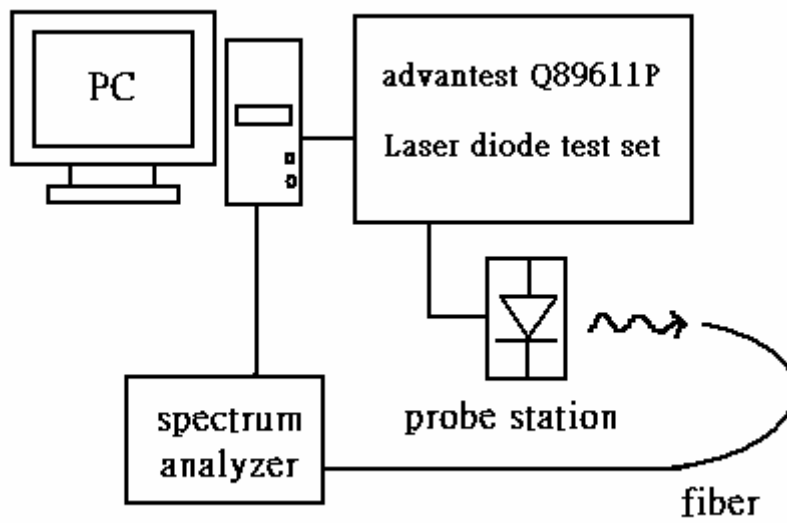


圖 3-4(b) 頻譜量測系統架設圖

#### 第四章 實驗結果與討論

## 4-1 十層相同量子點堆疊雷射 D0609(對照組)

依照第三章的脊狀波導邊射型雷射的製程方法，作成脊寬度為  $50\ \mu\text{m}$ ，共振腔長度為  $400\ \mu\text{m}$ 、 $500\ \mu\text{m}$ 、 $600\ \mu\text{m}$ 、 $800\ \mu\text{m}$ 、 $1000\ \mu\text{m}$ 、 $2000\ \mu\text{m}$  和  $3000\ \mu\text{m}$  的雷射。

### 4-1-1 雷射頻譜

隨著共振腔長度的改變，由長到短，鏡面損耗隨之增加(式 2-2)，由於量子點雷射增益飽和的現象，當總損耗大於基態的飽和增益時，量子點的發光波長會由基態轉到激發態。在此結構中，我們量到兩個不同的發光波長，基態  $1285\text{nm}$  和激發態  $1196\text{nm}$ ，量到的頻譜如圖 4-1 (a)(b)(c)。其發光波長與共振腔長度的關係如圖 4-2，共振腔長度  $500\ \mu\text{m}$  為基態發光的極限。此結果和 [5] 的 PL 相當符合(表 3-2)， $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  厚度  $5\text{nm}$  對應的基態和激發態波長分別為  $1300\text{nm}$  和  $1210\text{nm}$ ，與我們量得的結果個別差了約  $15\text{nm}$ 。

### 4-1-2 L-I 特性曲線

LI(圖 4-3(a)(b))中我們可以觀察到當共振腔長度縮短從  $3\text{mm}$  至  $0.8\text{mm}$ ，因為鏡面損耗增加，斜率有越來越大的趨勢。但當長度小於  $0.8\text{mm}$  後，因為共振腔的損耗已相當大，為達到足夠的增益，基態已填到接近填滿的狀態，許多灌入的載子必須填到更高的其他能態中，使得電子轉換成光子的效率變差，斜率變小。而在長度為  $0.5\text{mm}$  時，斜率約可在  $450\text{mA}$  處分成左右兩段，左半段的斜率比長度為  $0.6\text{mm}$  時更低，符合預期，而右半段斜率卻又增大，這是因為在電流約為  $450\text{mA}$  時，激發態也達到雷射共振條件而開始發光，右半段對應的即是激發態加入後的發光效率。在長度為  $0.4\text{mm}$  時，光則是完全由激發態所供

應，斜率接近共振腔長度 0.5mm 的右半段。

將LI圖中的數據以式 2-4 和式 2-5 分析量子效率，差額量子效率倒數和共振腔的長度關係如圖 4-4，鏡面反射以 0.32 代入，分析可得內部量子效率 0.75，內部損耗  $4\text{cm}^{-1}$ 。圖中，共振腔長度為 0.4mm 者和其他點不連續，因為其發光的態和其他點不同，是由激發態所發出。

起始電流密度和共振腔長度倒數的關係顯示如圖 4-5，在圖中我們可以看到，當長度趨近無限大，沒有鏡面損耗的情況下，起始電流密度約為  $85\text{A}/\text{cm}^2$ 。

#### 4-1-3 模態增益分析

根據式 2-7，我們將不同共振腔長度的下的模態增益算出，與各共振腔長度對應的起始電流密度關係整理得圖 4-6。隨電流增加，模態增益的值增加的幅度越趨緩慢，在共振腔長度為 0.5mm 的第六個資料點達到近飽和，該共振腔長度下的共振腔損耗為  $26.8\text{cm}^{-1}$ ，因此我們先將飽和增益訂為  $27\text{cm}^{-1}$ ，然後再用  $\gamma$  和  $J_{tr}$  反覆去逼近 ( $\gamma$  的變化對應到近似線的變化斜率，越接近 1 變化越陡， $J_{tr}$  則是關係到近似曲線在橫軸上的交點)。如此，我們得到一條貼近的近似線。

分析的結果得到：基態的飽和增益  $27\text{cm}^{-1}$ ， $\gamma$  為 0.3， $J_{tr}$  為  $60\text{A}/\text{cm}^2$ 。基態的飽和增益只有  $27\text{cm}^{-1}$ ，也就是說單一層的平均飽和增益只有將近 3，一般來說，飽和增益值約落在  $4\sim 6\text{cm}^{-1}$ ，此值明顯偏小。由  $\gamma$  值只有 0.3 看得出量子點大小的分佈相當不一致，這是造成飽和增益偏小的主要原因。

在飽和增益的分析中，我們也得到大致的透明電流密度，透明電流密度約為  $60\text{A}/\text{cm}^2$ ，單一層  $6\text{A}/\text{cm}^2$ ，是相當的小的值。我們將上述

分析的結果整理成表 4-1。

## 4-2 三種量子點共十層堆疊雷射 D0901(實驗組)

在光罩上，我們設計了 6 種脊寬度，分別為  $5\ \mu\text{m}$ 、 $12.5\ \mu\text{m}$ 、 $25\ \mu\text{m}$ 、 $50\ \mu\text{m}$ 、 $100\ \mu\text{m}$  和  $125\ \mu\text{m}$ 。脊狀波導製程完成後，再將雷射條紋劈裂成十種不同共振腔長度，分別為  $400\ \mu\text{m}$ 、 $500\ \mu\text{m}$ 、 $600\ \mu\text{m}$ 、 $750\ \mu\text{m}$ 、 $1000\ \mu\text{m}$ 、 $1250\ \mu\text{m}$ 、 $1500\ \mu\text{m}$ 、 $2000\ \mu\text{m}$ 、 $3000\ \mu\text{m}$  和  $4000\ \mu\text{m}$ 。

我們以 SEM 觀察蝕刻結構的縱剖面(圖 4-7(a)(b))，發現脊寬度不如預期，設計的寬度和脊狀波導底部的寬度約有  $2.2\ \mu\text{m}$ ~ $2.7\ \mu\text{m}$  的差異，其量測結果整理如表 4-2。為了描述上的方便，在以下的內容中仍以光罩設計中的值來指稱元件，計算時則以脊狀波導底部的實際值計算。



### 4-2-1 雷射頻譜

我們取脊寬度最窄( $5\ \mu\text{m}$ )和最寬( $125\ \mu\text{m}$ )的兩組雷射來做頻譜分析，在起始電流附近所量到的頻譜如圖 4-8(a)(b)，兩者在共振腔較長時皆是發波長  $1.26\ \mu\text{m}$  附近的光，共振腔長度減短後，分別在共振腔長度為  $1.5\text{mm}$  和  $1\text{mm}$  時轉為發波長  $1.2\ \mu\text{m}$  附近的光，共振腔長度繼續縮短，發現波長逐漸減短而向  $1.18\ \mu\text{m}$  靠近，寬度  $5\ \mu\text{m}$  者更在長度縮短至  $0.4\text{mm}$  時，發出  $1.14\ \mu\text{m}$  的光。

在某些共振腔長寬組合下，在起始電流時只有波長  $1.265\ \mu\text{m}$  附近的雷射光，當電流加大波長  $1.215\ \mu\text{m}$  附近也跟著發出雷射光，有量到該現象的組合為(共振腔寬度, 共振腔長度) =  $(125, 1250)$ 、 $(5, 4000)$ 、 $(5, 3000)$ 和 $(5, 2000)$ (單位  $\mu\text{m}$ )圖 4-9。整理發光波長與

共振腔長度的關係如圖 4-10，圖中，在上述有兩個發光波長的長寬組合下，紀錄有兩個波長值。

我們觀察到發光波長可分成三區：1.263~1.272  $\mu\text{m}$ （波長 1）、1.184~1.22  $\mu\text{m}$ （波長 2）和 1.137  $\mu\text{m}$ （波長 3）。其中，波長 2 的變化範圍很大，高達 38nm，應該不是全由同一能態所貢獻，而是由數個能態的發光波長相連而成。在後面的 4-2-3 我們會以模態增益的方式分析，加以確定是哪些能態在發光。

#### 4-2-2 L-I 特性曲線

因為頻譜的部分我們只針對寬度 5  $\mu\text{m}$  和 125  $\mu\text{m}$  做量測，所以在此我也只對這兩個寬度的 LI 曲線做較詳細的敘述。

在共振腔寬度 5  $\mu\text{m}$  的 LI 曲線中(圖 4-11(a))，可明顯看出共振腔長度 2mm 的曲線有轉折的現象，跟頻譜(圖 4-9)相比對，可知道轉折是因為波長 2 的加入而造成，由頻譜反推回來可知共振腔長度 3mm 和 4mm 的曲線應該也要有轉折的現象，只是量測範圍不足較不明顯。另外，我們可以觀察到：共振腔長度從 4mm 到 2mm，斜率有變大的趨勢，這是因為鏡面損耗變大，使得差額量子效率變大。共振腔長度小於 1.5mm 後，波長 1 的增益不再足以發出雷射光，只剩下波長 2 發光，所以在起始電流附近的斜率較共振腔長度為 2mm 時大，同樣的，斜率仍有隨共振腔長度縮短而增加的趨勢，直到共振腔長度為 0.4mm 時，斜率變小，此時發光波長為較短的波長 3。

共振腔寬度 125  $\mu\text{m}$  的部分(圖 4-11(b))，共振腔長度 4mm 到 1.25mm 的五個曲線斜率大致連續，而共振腔長度 1mm 以下的五個曲線斜率也是呈連續的狀態。但共振腔長度 1.25mm 和 1mm 的斜率卻有明顯的不同，因為這兩個共振腔長度在起始電流附近的發光能態並不



相同，共振腔長度 1.25mm 發的是波長 1 的光，共振腔長度 1mm 發的是波長 2 的光。在這兩個部分再細部去觀察，可發現共振腔長度從 4mm 到 2mm 因為鏡面損耗增加，斜率漸增，接著在共振腔長度 1.5mm 和 1.25mm 中，因為增益飽和的現象，斜率漸減。在共振腔長度小於 1mm 後，斜率則是持續的減小。我們在共振腔長度 1.25mm 的曲線中沒有觀察到明顯的轉折，因為波長 2 要在電流接近 500mA 才會發雷射光(圖 4-9 (d))，而我們的 LI 曲線中沒量到那麼大的電流。

我們將 LI 曲線圖上，起始電流附近的斜率以式 2-5 算出差額量子效率。六種共振腔寬度下，差額量子效率倒數和共振腔長度的關係顯示如圖 4-12，先前在 LI 曲線中有觀察到波長 1 和波長 2 斜率不同的現象，此現象也反映在差額量子效率上，我們可以發現兩不同波長間的差額量子效率變化也是不連續的。在脊寬度  $5\mu\text{m}$  的圖中，不連續點發生在共振腔長度 1.5mm 到 2mm 之間，脊寬度  $125\mu\text{m}$  的圖中，不連續的點發生在共振腔長度 1mm 到 1.25mm 之間，皆是對應到波長 1 轉換到波長 2 的時候。也就是說，圖中不連續點右邊的共振腔長度發的是波長 1 的光，左邊的共振腔長度發的是波長 2 的光。在這兩種不同發光波長的共振腔長度範圍內，可畫出兩個不同的近似線，與 y 軸交出不同的內部量子效率。

表 4-3 中整理不同共振腔寬度下、波長 1 和波長 2 的內部量子效率和內部損耗。波長 2 的部分只能在共振腔寬度  $5\mu\text{m}$  和  $12.5\mu\text{m}$  的圖中找到式 2-4 的曲線變化(圖 4-12 (a)(b))，所以只紀錄有兩組數據。大致上，波長 1 的內部量子效率為 50%，波長 2 的內部量子效率為 70%，內部損耗以共振腔寬度最窄的  $5\mu\text{m}$  時最大，約有  $3\text{cm}^{-1}$ ，寬度變寬後內部損耗變小，可低至  $0.8\text{cm}^{-1}$ ，但在寬度最寬的  $125\mu\text{m}$  處，內部損耗又再度變大，回到  $1.5\text{cm}^{-1}$ 。



在一般的量子點雷射研究中，都是希望能夠維持在基態的發光模式下，因此鮮少有人去分析激發態的發光特性，我們並未在任何文獻中看到基態和激發態內部量子效率的比較。在我們的這個研究中，首次提出不同發光波長的內部量子效率也是不同的，而這些發光波長來自不同量子點的不同能態。

整理脊寬度  $125\ \mu\text{m}$  起始電流密度和共振腔長度倒數的關係如圖 4-13，當長度趨近無限大，鏡面損耗可忽略時，起始電流密度約為  $60\text{A}/\text{cm}^2$ 。這時發的光是由兩層的 QD<sub>L</sub> 的基態所發出(稍後會詳加敘述)，等效於單層量子點需要  $30\text{A}/\text{cm}^2$  的起始電流，效率並不高，因為有許多載子填到其他的能態之中，如 QD<sub>M</sub> 的基態。

### 4-2-3 模態增益分析

與先前 D0609 的模態增益分析略有不同，D0901 的分析複雜許多，兩者的差異主要有二項：第一，在 D0609 量子點一致的情況下，當波長發生轉換，則表示基態一定在飽和的狀態。但在有三種量子點堆疊的 D0901 情況下，有三個不同的系統在累積電子，波長轉換只代表該電流密度下另一個波長的增益超過原先發光波長的增益，且符合當時共振腔的發光條件，原先的波長並不一定在飽和的狀態。所以在分析中，我們常常只能得知該能態的增益至少為多少，無法確切的知道每個能態的飽和增益。

第二，因為三個量子點系統同時在累積載子，載子按照費米分布 (Fermi-distribution) 填入，所注入的載子不只供應在發光的單一能態中，其他的能態也會有載子累積，所以三種量子點基態的透明電流比例並不同所佔層數比例，即  $J_{tr} \propto n_{QD}$  不再成立。不過各能態還是會依能階高低，由低到高依序填到半滿，所以能階越高  $J_{tr}$  的值也

約大。參考表 3-2，我們可以得到各能階高低的相對關係大致如圖 4-14，各能態依  $J_{tr}$  的值排列，由小到到依序為  $QD_L$  基態、 $QD_M$  基態、 $QD_L$  激發態、 $QD_S$  基態、 $QD_M$  激發態和  $QD_S$  激發態。

在模態增益的分析中，我們同樣以脊寬度  $5\ \mu\text{m}$  和  $125\ \mu\text{m}$  為主要觀察的對象，所以在此先說明脊寬度不同的模態增益分析會有什麼差別。主要也有兩個差異：第一，脊寬度越寬，水平方向的光侷限效果越好，由式 2-7 可知： $\Gamma$  越大 ( $\Gamma = \Gamma_x \Gamma_y$ ) 所得到的模態增益也就越佳。所以脊寬度  $125\ \mu\text{m}$  的雷射可呈現出較好的增益效果。第二，電流流進脊狀波導後，在進入主動層前會有橫向擴散的現象，讓我們低估了電流實際注入的面積，使得計算中的起始電流密度變高。我們初步估計此橫向擴散的距離兩邊各約有  $1\sim 2\ \mu\text{m}$ 。規格上脊寬度  $5\ \mu\text{m}$  的雷射條紋，底部的實際寬度只有  $2.78\ \mu\text{m}$  (表 4-2)，雷射條紋兩邊的電流擴散，使得計算出的起始電流密度提高將一倍之多，也就連帶影響到模態增益分析中的透明電流密度。而  $1\sim 2\ \mu\text{m}$  的距離對脊寬度  $125\ \mu\text{m}$  者影響不大 (約造成 1% 的影響)，分析出來的透明電流密度較具意義。

接下來，我們必須了解是哪些能態在發光，我們將這兩個脊寬度不同共振腔長度下的發光波長和模態增益 (式 2-7) 做圖 (圖 4-15)。在此必須特別說明一點：因為長度短時細微的不精準對鏡面損耗影響很大，所以特別確定波長 2 發光極限時，共振腔長度規格  $0.4\text{mm}$  的確實長度，其確實長度約為  $0.42\text{mm}$ ，圖中對應的點已做了修正 (即模態增益最高的兩個點，方點和圓點各一，座標 [波長 (nm), 模態增益 ( $\text{cm}^{-1}$ )] = [1137, 30.13]、[1186, 28.63])。圖中兩脊寬度的資料點相當的重合，可知兩者的發光能態變化是相同的，從圖中我們約略看出三個波長範圍分別可以達到的模態增益值，波長 1 的增益可達  $10\ \text{cm}^{-1}$ ，

波長 2 的增益可達近  $30 \text{ cm}^{-1}$ ，波長 3 的增益則比  $30 \text{ cm}^{-1}$  大。

參考表 3-2 和圖 3-2 PL 的結果，我們初步判斷波長 1 ( $1.263\sim 1.272 \mu\text{m}$ ) 是由  $\text{QD}_L$  的基態所發出，波長 2 的範圍從  $1.184\sim 1.22 \mu\text{m}$ ，電流密度小時為  $1.22 \mu\text{m}$ ，應是由  $\text{QD}_M$  的基態發出，電流密度繼續增加，發光波長漸短，波長至  $1.184 \mu\text{m}$  時增益可達到接近  $30 \text{ cm}^{-1}$ ，而  $\text{QD}_M$  只有三層，基態不應該有那麼大的增益，所以推論應該還含有其他能態的波長在裡頭， $\text{QD}_L$  的激發態和  $\text{QD}_S$  的基態波長接近  $1.18 \mu\text{m}$  最有嫌疑，將會在下一段比較其可能性。波長 3 ( $1.137 \mu\text{m}$ ) 則是由  $\text{QD}_M$  的激發態所發出。

飽和增益值 = 量子點層數  $\times$  簡併值  $\times$  單層飽和增益值。單層飽和增益值一般介於  $4\sim 6 \text{ cm}^{-1}$  之間，我們可以藉由單層飽和增益值來確認各能態和飽和增益間的對應是否合理。 $1.18 \mu\text{m}$  的光增益可達到  $28.63 \text{ cm}^{-1}$ ，若是由  $\text{QD}_L$  的激發態發出，所佔層數兩層，簡併值 2，所得單層飽和增益比 7 還大，並不合理，所以排除此可能性。 $\text{QD}_S$  所佔層數 5 層，若是由它所發出，平均一層增益將近  $6 \text{ cm}^{-1}$ ，這是比較合理的結果 [6]。也就是說， $\text{QD}_S$  基態的發光波長應該在  $1.18 \mu\text{m}$  附近，比表 3-2 中預期的長一些，這是可以接受的，長晶程序控制上的不同便有可能造成這樣的差異。

有了以上的了解後，我們開始做模態增益隨起始電流密度變化的分析。和先前 D0609 的分析一樣，首先，根據式 2-7，將兩脊寬度下不同共振腔長度的模態增益算出，接著與各自對應的起始電流密度關係整理得圖 4-16(a)(b) 上的黑方點，波長對起始電流密度的變化也畫在上頭，為倒三角形的點。

為避免敘述上的複雜，我們先描述脊寬度  $125 \mu\text{m}$  的情況，脊寬度  $125 \mu\text{m}$  的雷射中，並沒有量到  $\text{QD}_M$  激發態所發出的光，所以只有  $\text{QD}_L$  基

態、 $QD_M$ 基態、 $QD_L$ 激發態和 $QD_S$ 基態參與發光，我們可以用四條式 2-6 的曲線去近似我們的結果。觀察圖 4-16(b)中，起始電流密度小於  $300A/cm^2$  的點(他們的發光波長皆在  $1.26 \mu m$  附近，是由 $QD_L$ 的基態所發出)，可以發現隨電流密度增加，模態增益增加的量越來越小，模態增益有達飽和的現象，所以我們可以較準確的估計 $QD_L$ 基態的飽和增益，我們將飽和增益訂為  $11cm^{-1}$ ，再反覆調整  $\gamma$  和  $J_{tr}$  去尋找較佳的斜率變化和橫軸交點，最後，在  $\gamma=0.8$  和  $J_{tr}=55$  時有最佳的重合，畫上第一條近似線。三種量子點是在同一流程中所成長，所以三種量子點的品質應該很接近，大小不均勻的程度也會差不多，所以在接下來其他能態的分析中  $\gamma$  皆訂為 0.8。

因為在圖中無法看出 $QD_M$ 基態和 $QD_L$ 激發態增益飽和的時機，所以我們先對 $QD_S$ 基態畫近似線，圖 4-16(b)中模態增益最高的值  $28.63cm^{-1}$ ，對五層量子點的 $QD_S$ 基態來說已相當的高，我們預期該點也已經接近飽和的狀態，所以將飽和增益訂為  $29cm^{-1}$ ，在  $\gamma=0.8$  的情況下，得到  $J_{tr}=280$ 。畫上第二條近似線後，圖上剩中間兩個點未被通過，接下來用 $QD_M$ 基態和 $QD_L$ 激發態的曲線近似這兩點。由先前 $QD_L$ 基態的飽和增益  $11 cm^{-1}$  推估 $QD_L$ 激發態飽和增益為  $22 cm^{-1}$ ，而 $QD_M$ 在主動層中較中間的位置，我們預期他的平均單層飽和增益較高，若將 $QD_M$ 的平均單層飽和增益訂為  $6 cm^{-1}$ ， $QD_M$ 基態飽和增益為  $18 cm^{-1}$ ，在這樣的假設下，我們調整兩曲線  $J_{tr}$  的值，讓曲線貼近圖中央未被近似的兩個點，得到 $QD_M$ 基態和 $QD_L$ 激發態的  $J_{tr}$  分別為  $150 cm^{-1}$  和  $200 cm^{-1}$ 。以上分析的各參數列於表 4-4(b)中，由於 $QD_M$ 基態飽和增益為  $18 cm^{-1}$  是我們直接假設的，誤差較大，所以加上近似的符號。

脊寬度  $5 \mu m$  的模態分析和脊寬度  $125 \mu m$  的情況很相似，不過發光態多了 $QD_M$ 的激發態，所以必須用五條曲線去近似線我們所得的



結果。參考脊寬度  $125\ \mu\text{m}$  的結果， $\gamma$  的值我們同樣訂為 0.8，與脊寬度  $125\ \mu\text{m}$  的分析順序相同，一開始我們先畫  $\text{QD}_L$  基態和  $\text{QD}_S$  基態的兩條曲線，依分析脊寬度  $125\ \mu\text{m}$  的經驗，我們分別先用飽和增益  $11\text{cm}^{-1}$  和  $29\ \text{cm}^{-1}$  去近似結果，但近似結果偏高，所以將兩值向下修正  $1\ \text{cm}^{-1}$ ，以飽和增益  $10\text{cm}^{-1}$  和  $28\ \text{cm}^{-1}$  去近似資料點得到較佳的重合，兩曲線的  $J_{tr}$  值分別為  $165\text{A}/\text{cm}^2$  和  $650\text{A}/\text{cm}^2$ 。畫完這兩條曲線後，圖中央剩下三個點未被通過，這三點對應的波長皆大於  $1.2\ \mu\text{m}$ ，推論是由  $\text{QD}_M$  基態發出，所以只用  $\text{QD}_M$  基態一條曲線去近似，我們無法確切知道  $\text{QD}_M$  基態的飽和增益，所以仍粗略的訂為  $18\text{cm}^{-1}$ ，得到  $J_{tr}$  為  $380\text{mA}$ 。雖然沒有對應  $\text{QD}_L$  激發態發光時機的資料點，但我們仍將曲線畫上作為參考，他的飽和增益為基態時的兩倍訂為  $20\text{cm}^{-1}$ ，但因為沒有對應的資料點，所以  $J_{tr}$  的值有很大的變化範圍，圖中曲線是以  $J_{tr}$  為  $480\text{A}/\text{cm}^2$  所畫出。最後，剩下  $\text{QD}_M$  激發態一條近似線未畫上，同樣的我們不知道他的飽和增益為多少，延續先前  $\text{QD}_M$  基態的假設，設飽和增益為  $36\text{cm}^{-1}$ ，得  $J_{tr}$  為  $1400\text{A}/\text{cm}^2$ 。分析中所使用的各參數列於表 4-4(a) 中，同樣在誤差較大的值前加上近似的符號。

比較表 4-4(a)(b) 中的參數，分析結果和分析前的預期相符，脊寬度  $125\ \mu\text{m}$  因為光侷限效果較佳， $\Gamma$  參數較大， $g^{\text{mod}}$  稍微比  $5\ \mu\text{m}$  的大一些。 $\text{QD}_S$  的飽和增益平均值比  $\text{QD}_L$  的值大，其原因和空間上的分布有關，與  $\text{QD}_L$  相較  $\text{QD}_S$  多出三層分布在主動層較中間的部分，該三層的  $\Gamma$  參數較大，所以有較大的增益。兩者透明電流密度上的差異，是載子在進入主動層前的橫向位移所造成。另外，可觀察到透明電流密度的值和量子點層數沒有成正比的關係，因為三個量子點的能態同時都在填入載子，所以各能態所對應的透明電流並不只供應到他本身的能態。

經由模態分析，我們更加確定發光波長由  $1.22\ \mu\text{m}$  降到  $1.178\ \mu\text{m}$  的過程中，光是由三種不同的能態貢獻，依序為  $\text{QD}_M$  基態、 $\text{QD}_L$  激發態和  $\text{QD}_S$  基態。加上發光波長  $1.265$  附近的  $\text{QD}_L$  基態、 $1.137\ \mu\text{m}$  的  $\text{QD}_M$  激發態，共有五個能態參與發光的過程。

#### 4-2-4 變溫量測( $20^\circ\text{C}\sim 80^\circ\text{C}$ )

我們將寬度  $5\ \mu\text{m}$  長度  $3\text{mm}$  的元件拿來做變溫的測量，在先前的頻譜量測中，我們知道這個元件在室溫下，低電流時只發  $\text{QD}_L$  基態的波長，電流加大  $\text{QD}_M$  的基態會加入發光。LI 變溫量測結果如圖 4-17，溫度變化範圍從  $20^\circ\text{C}$  至  $80^\circ\text{C}$ ，整理起始電流密度隨溫度的變化，得知特徵溫度在低溫時為  $80$  度，高溫時降低為  $50$  度圖 4-18，頻譜的量測發現，當溫度升高到  $80^\circ\text{C}$  時，因為內部損耗增加， $\text{QD}_L$  基態的增益不足以發光，只剩下  $\text{QD}_M$  基態的光，各溫度在起始電流附近的發光頻譜如圖 4-19。在電流較大的情況下，可量到兩個發光波長，兩波長對溫度的變化整理如圖 4-20， $\text{QD}_L$  基態的波長變化為  $0.45\text{nm/k}$ ， $\text{QD}_M$  基態的波長變化為  $0.37\text{nm/k}$ 。

#### 4-3 封裝完成的 D0901 雷射

我們將寬度  $50\ \mu\text{m}$  長度  $3\text{mm}$  的雷射元件請工研院做進一步的封裝，以便接下來高電流和低溫的量測。封裝的方法如圖 4-21 所示，(a) 為鍍金的基座，我們在左邊比較寬的陰極上塗上導熱能力佳的 sub-mud，將切好的元件負極朝下鏡面對齊上端粘在其上，再從右邊的正極打線三條線到元件的正極上，形成(b)，打三條線的目的是讓電流能更均勻更有效的注入元件。最後套上砲管保護元件，形成(c)。

### 4-3-1 高電流量測

在先前的頻譜量測中，我們知道 $QD_L$ 和 $QD_M$ 的基態發光波長相差約40nm，接下來我們觀察大電流下，兩發光頻譜的相連性，看看這樣的結構是否具有發展寬頻雷射的潛力。

我們將封裝好的元件做高電流的特性分析，將電流加到3A量到的LI曲線如圖4-22，起始電流約為140mA，當電流加到3A，輸出功率可高達1900mW，且熱效應尚不明顯。接著做頻譜分析，電流我們以脈衝的方式輸入，脈衝寬度為 $2\mu s$ 週期0.2ms，測量結果如圖4-23，在電流由0.15A加至0.7A的過程中，只有 $QD_L$ 基態所發出的雷射光(波長 $1.265\mu m$ )，當電流大於0.8A後， $QD_M$ 基態也參與發出雷射光(波長 $1.22\mu m$ )，此結果和LI圖中800mA附近的折點相符。各電流值下半高寬變化整理如圖4-24，電流由0.15A加至1.2A的過程中，半高寬持續的增加，1.2A時的半高寬為20.8nm。但在注入電流1.4A時，短波長的波峰高過長波長的波峰，而短波長者在該電流下的半高寬較小，使圖中出現不連續的兩曲線。電流繼續加大，半高寬仍會繼續增加，至電流2.4A，半高寬達到最大值19.9nm，當時兩波峰間的凹陷為6.4dB。當電流繼續加大，半高寬不再增加，反而有減小的趨勢，猜測其原因為元件過熱所造成的不穩定。雖然半高寬減小，但中間的凹陷卻變淺了，在電流2.6A時，凹陷程度為4.4dB，當時的半高寬為18.8nm。電流2.8A和3A情況下，中間的凹陷程度亦差不多。

雖然中間的凹陷大於3dB，但4.4dB已經是相當不錯的結果，以我們現在這個例子來看，若中間的凹陷小於3dB，整體的頻寬可高達50nm。往後，我們可以試著調整長晶的條件讓兩態的發光波長更靠近，或者是提高量子點的不均勻性讓兩波峰的相連性更好，我們預期這些改善可製作出高輸出功率，頻寬50nm以上的寬頻雷射。

### 4-3-2 變溫量測 (60k~340k)

在變溫量測中，我們量到負特徵溫度的現象。該元件在各溫度下量到的LIV曲線和頻譜如圖 4-25 (a)(b)、圖 4-26 (a)(b)和圖 4-27 (a)(b)，LIV曲線和頻譜是在兩次不同的降溫過程中所量得，所以兩者的溫度之間略有誤差，但在做頻譜量測時，會先做一次LIV的量測，觀察當時的曲線變化，曲線特徵標示在頻譜的圖中，可作為彼此對應的依據。我們發現LIV曲線和頻譜的特徵可分成三種，分別落在溫度280k~350k (區間 1)、200k~260k (區間 2)和 60k~180k (區間 3)。在接近室溫的區間 1(圖 4-25)中最为單純，LI為簡單的直線，頻譜中只有 $QD_L$ 基態的波長。溫度再降低，區間 2(圖 4-26)中發現LI曲線有轉折，此轉折對應到 $QD_M$ 基態的加入，在頻譜中，我們可以看到低電流時只有 $QD_L$ 基態的光，電流加大後 $QD_M$ 基態也會一起發光。溫度繼續降低，區間 3(圖 4-27)中，情形剛好相反，變成低電流時 $QD_M$ 基態的光先發出，電流加大後 $QD_L$ 基態再一起發光，LI曲線中，階梯狀的轉折點對應到的即是 $QD_L$ 基態加入發光的時候。這個現象十分的特別，和一般的預期不同。進一步將起始電流對溫度的變化整理如圖(4-28)，可明顯看出負特徵溫度的現象[7][8]。以下，我們將對這些現象做定性上的解釋。

在低溫的時候，載子所擁有的能量較小，無法在量子點間快速的移動，沒有辦法在抵達能量最低的能態後再復合，因此無法達成準平衡(quasi-equilibrium)的狀態[9]，載子的分布不再完全由能階高低主導。

先考慮非準平衡下，載子在不同層量子點間的行為，當正負載子注入元件後，因為電子的移動速度較電洞快，兩者會在靠近正極的位



置相遇。從圖 3-1 中我們看到空間分布上， $QD_L$  靠近負極， $QD_S$  靠近正極，且十層量子點所佔的厚度將近 400nm。也就是說，電子電洞在正極附近相遇後，必須再經過 400nm 的距離才能找到能量最低的  $QD_L$ ，且此過程中需越過數個 GaAs 的能障，需要相當的能量。在接近室溫的情況下，電子電洞在靠近正極的  $QD_S$  相遇後有足夠的能量和速度讓他們可以找到能量最低的  $QD_L$ ，達成準平衡的載子分布，然後在  $QD_L$  中復合發出  $QD_L$  基態的光。但隨著溫度降低，許多載子的能量無法讓他在短時間內到達  $QD_L$  而在半途的  $QD_M$  中發生復合，甚至在  $QD_S$  中復合。溫度越低，就越多載子落在  $QD_M$  中，當  $QD_M$  所擁有的載子越多，就越容易達成雷射共振條件，發出  $QD_M$  基態的雷射光。溫度區間 2 中，非準平衡的情況稍稍浮現出來，已有不少載子在  $QD_M$  中累積，所以電流加大  $QD_M$  便有機會開始達成共振而發出雷射光。在溫度更小的區間 3 中， $QD_M$  的載子累積效率甚至比  $QD_L$  更快，比  $QD_L$  更容易發生雷射共振，當電流注入後，比  $QD_L$  更早發出雷射光。

接下來考慮非準平衡下載子在同層量子點中的情況，同層量子點中，量子點大小也有差異，溫度高可達成準平衡時，載子會填到能量較低的量子點中，發光的波長較集中，頻譜較窄。而溫度低時無法達成準平衡，所有大小的量子點都有讓載子復合的機會，因此頻譜較寬。我們觀察  $QD_L$  基態的發光頻譜，可發現隨溫度降低，頻譜的確有越來越寬的趨勢(六個頻譜圖的橫軸刻度大小皆相同)。

在圖 4-28 中，區間 1 的部份，當溫度下降起始電流密度隨之下降，造成此現象的原因是當溫度低時材料的增益較佳，較小的電流就可以產生足夠的增益，在此範圍內，得到的特徵溫度約為 80 度。而在區間 2、3 中，我們觀察到負特徵溫度的現象，此現象亦可用非準平衡來解釋：在非準平衡的情況下，載子散佈在不同層不同大小的量

子點中，示意如圖 4-29，若要達成和準平衡狀態下相同的增益，必須要填入更多的載子，如此，造成起始電流密度的上升，造成區間 2、3 中負特徵溫度的現象。

$QD_L$ 和 $QD_M$ 基態發光波長隨溫度的變化整理如圖 4-30。溫度下降，造成能隙( $E_g$ )增加，波長往短波長移動，兩發光波長的間隔維持約 45nm，和室溫時差不多。



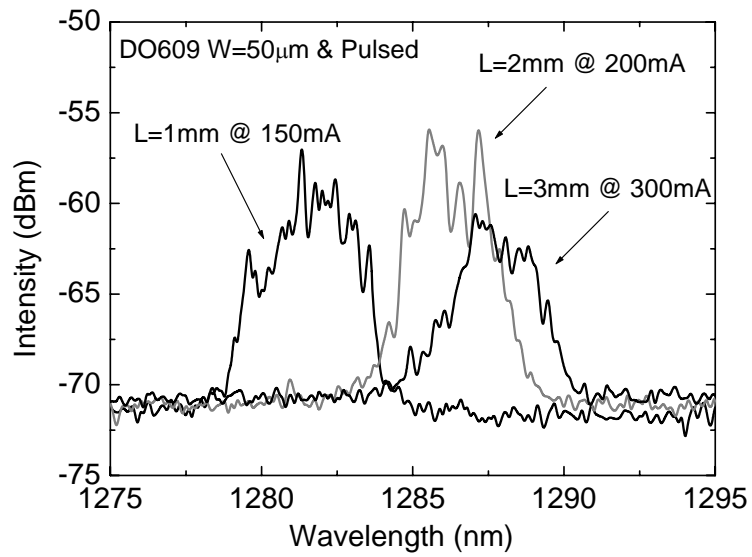


圖 4-1 (a) DO609 共振腔長度為 3mm、2mm、1mm 所量到的頻譜

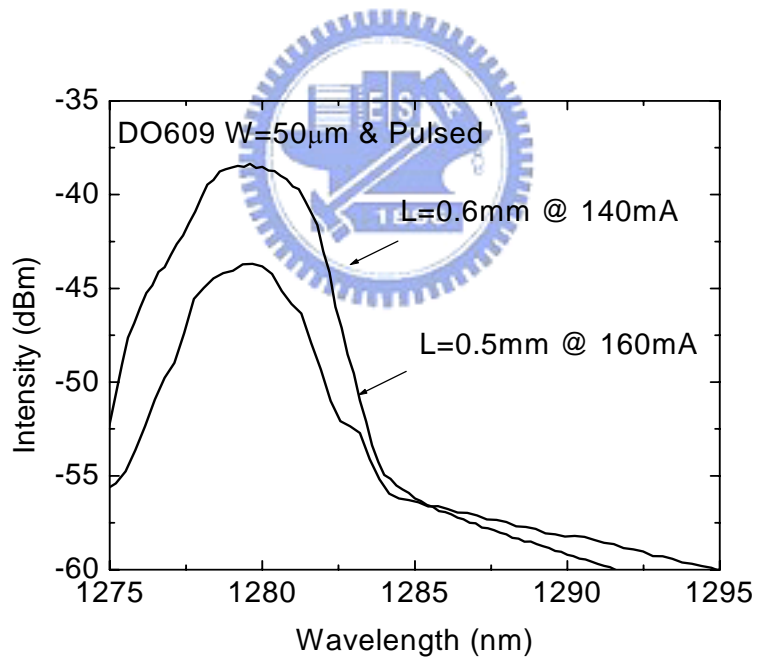


圖 4-1 (b) DO609 共振腔長度 0.5mm、0.6mm 所量到的頻譜(所使用光纖與上下兩圖不同，造成解析度上的差異)

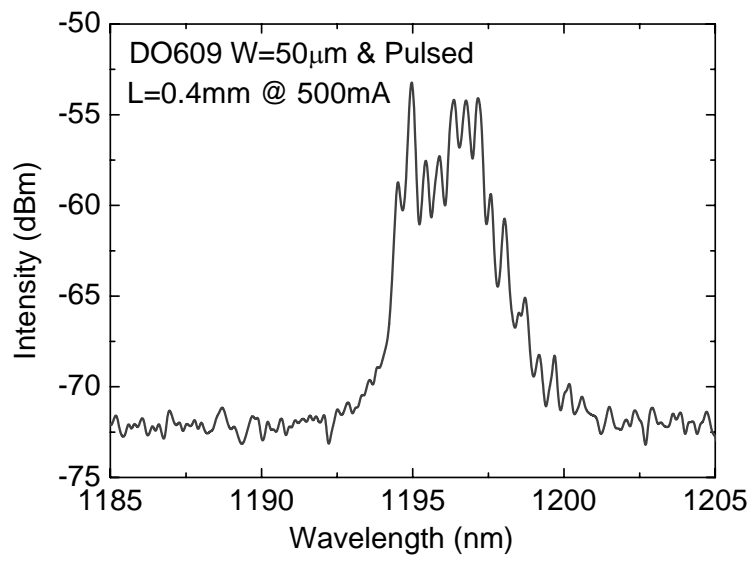


圖 4-1 (c) DO609 共振腔長度 0.4mm 所量到的頻譜

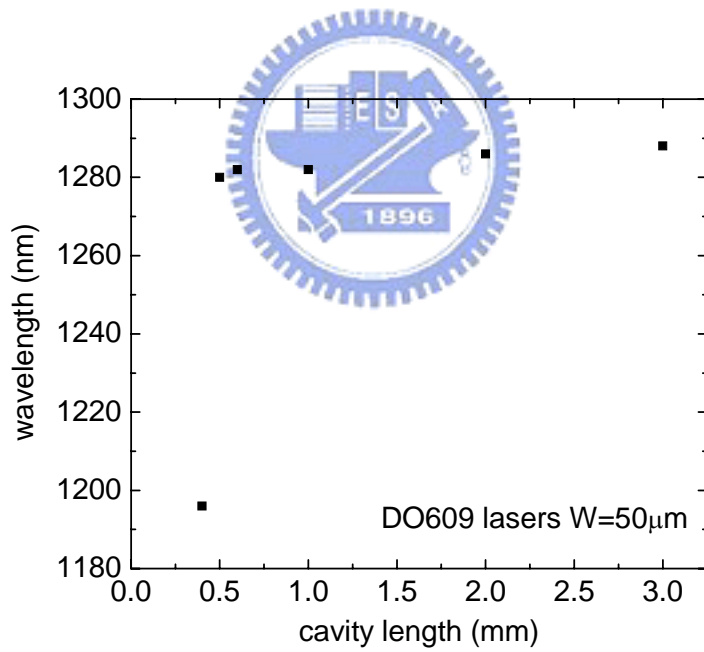


圖 4-2 DO609 起始電流附近發光波長隨共振腔長度的變化圖

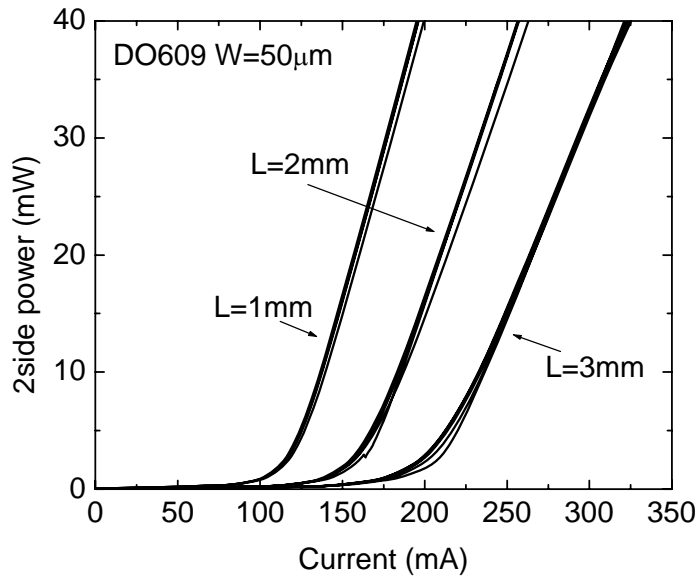


圖 4-3(a) DO609 共振腔長度 1mm、2mm 和 3mm 所量得的 LI 曲線

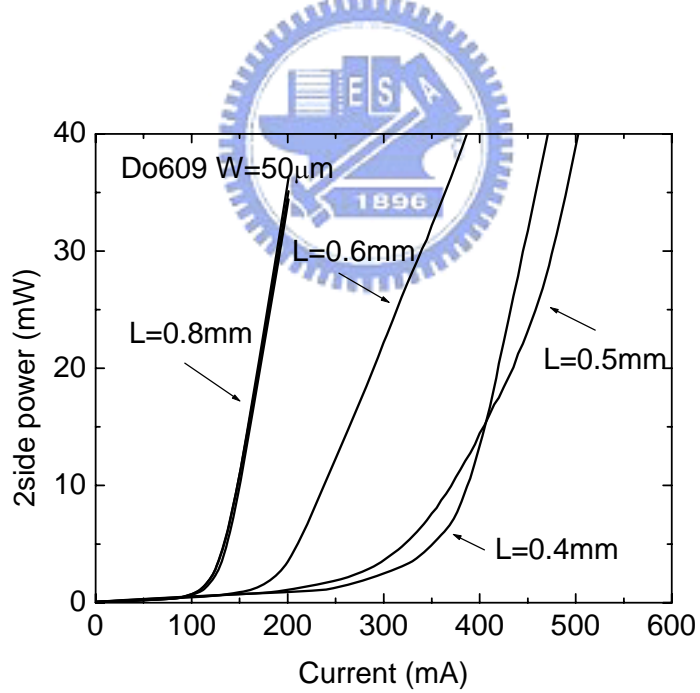


圖 4-3(b) DO609 共振腔長度 0.8mm、0.6mm、0.5mm 和 0.4mm 所量得的 LI 曲線

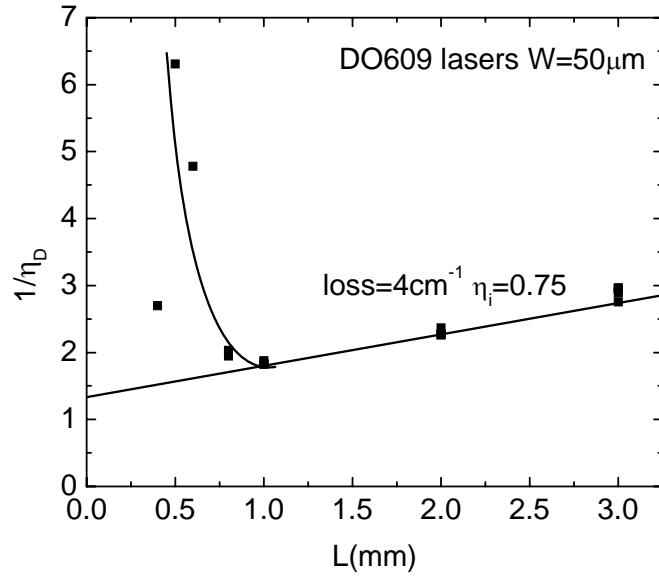


圖 4-4 DO609 差額量子效率倒數隨共振腔長度的變化

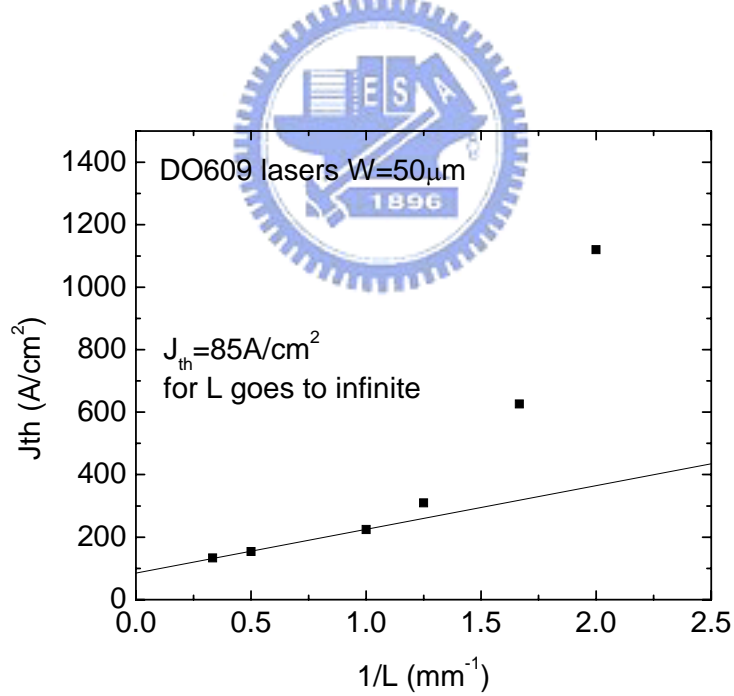


圖 4-5 DO609 起始電流密度和共振腔長度的關係

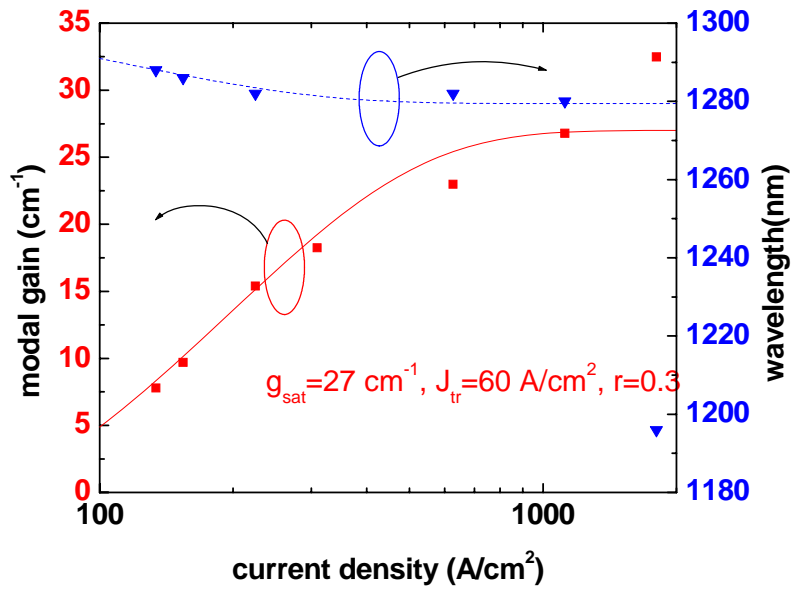


圖 4-6 D0609 模態增益和波長隨起始電流密度的變化圖



W	$\lambda_{GS}$	$\lambda_{ES}$	$\eta_i$	$\alpha_i$	$g^{sat}$	$\gamma$	$J_{th}^{L \rightarrow \infty}$	$J_{tr}$
50 $\mu\text{m}$	1285nm	1196nm	0.75	4 $\text{cm}^{-1}$	27 $\text{cm}^{-1}$	0.3	85 $\text{A}/\text{cm}^2$	60 $\text{A}/\text{cm}^2$

表 4-1 D0609 各項分析結果整理



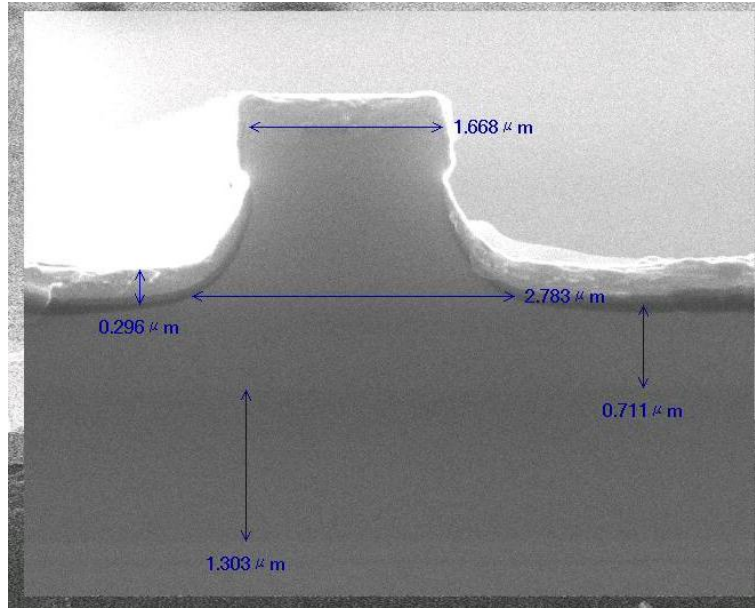


圖 4-7(a) 脊寬度規格  $5 \mu\text{m}$ ，SEM 9500 倍的結果

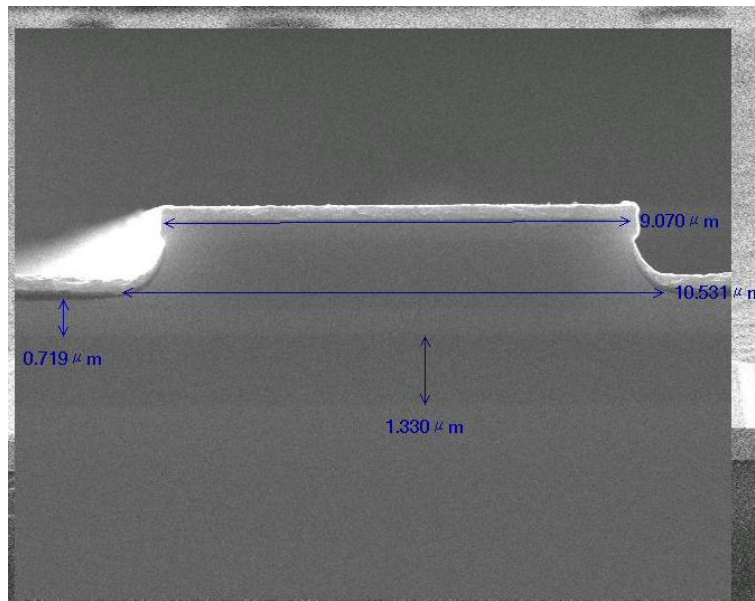


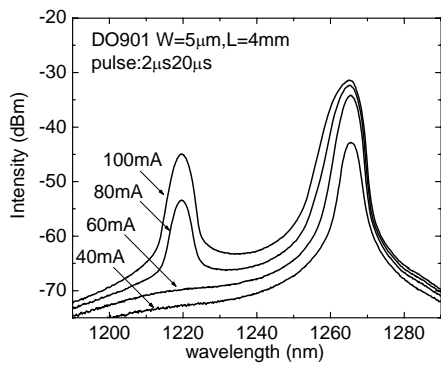
圖 4-7(b) 脊寬度規格  $12.5 \mu\text{m}$ ，SEM 4300 倍的結果

W	5	12.5	25	50	100	125
$W_{\text{top}}$	1.668	9.070	21.01	45.47	95.42	120.21
$W_{\text{bottom}}$	2.783	10.531	~23.01	~47.47	~97.42	~122.21

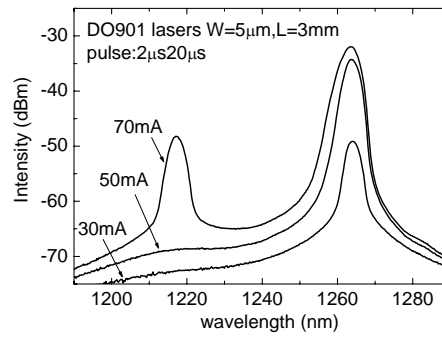
表 4-2 SEM 下實際的脊寬度值，單位( $\mu\text{m}$ )



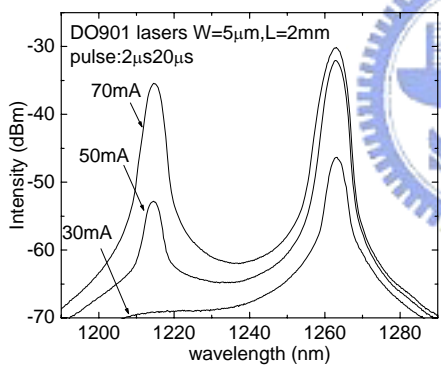




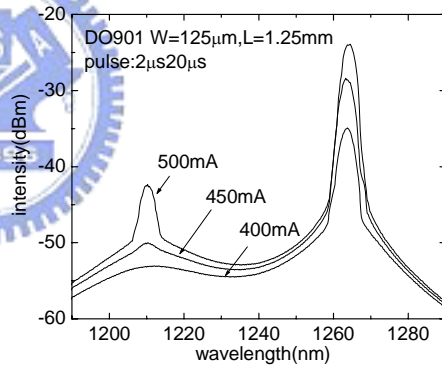
(a)



(b)



(c)



(d)

圖 4-9  $(W, L) = (5, 4000)$ (a)、 $(5, 3000)$ (b)、 $(5, 2000)$ (c)和  
 $(125, 1250)$ (d)，頻譜隨電流的變化

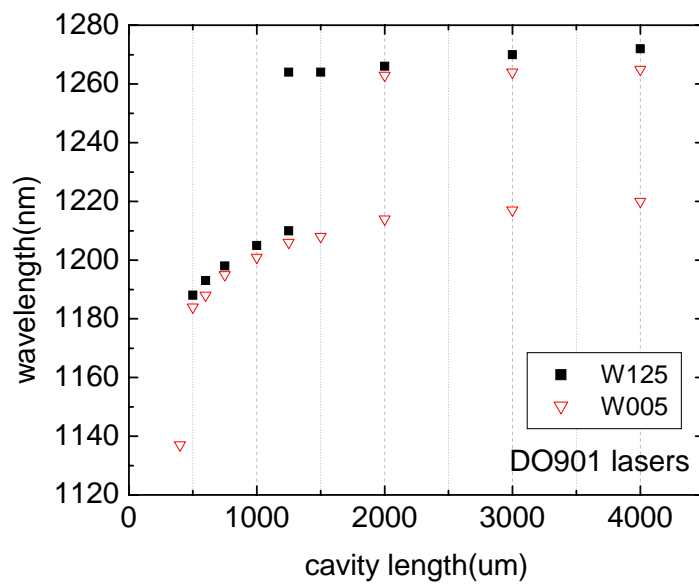


圖 4-10 發光波長隨共振腔長度的變化



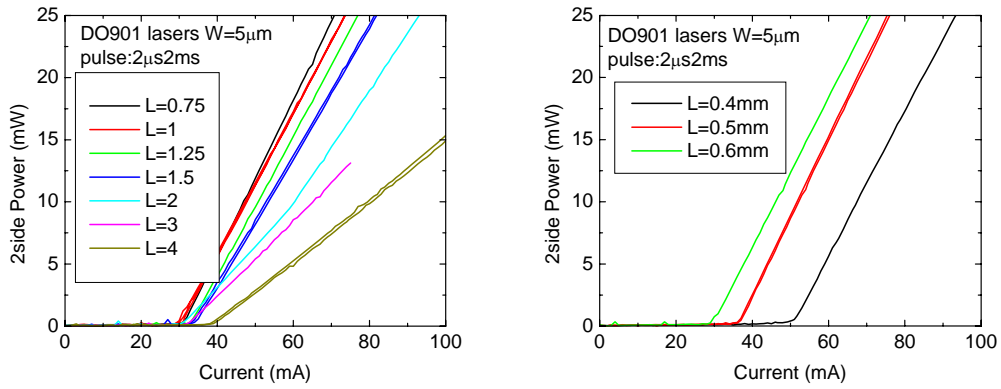


圖 4-11(a) 脊寬度  $5\mu\text{m}$  的 LI 曲線

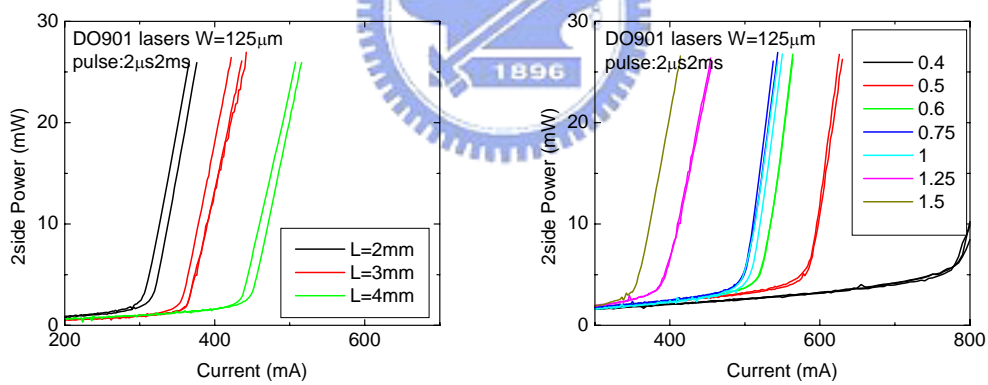
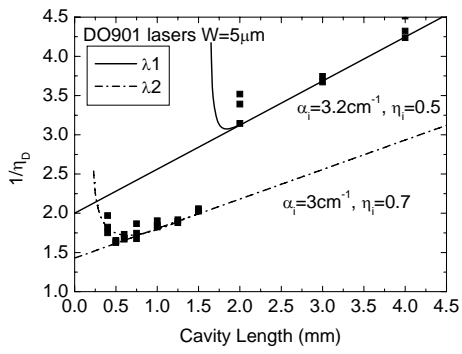
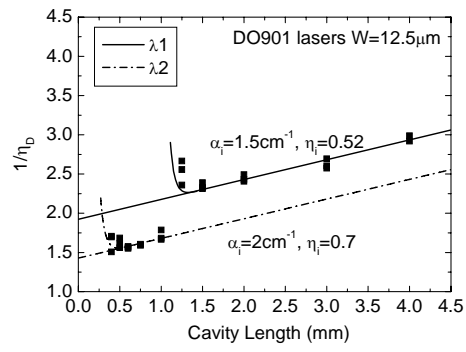


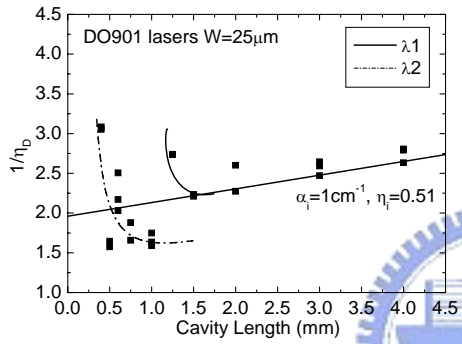
圖 4-11(b) 脊寬度  $125\mu\text{m}$  的 LI 曲線



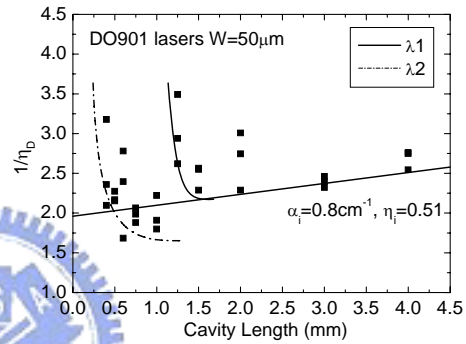
(a)



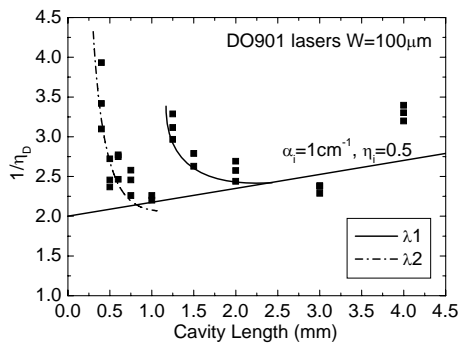
(b)



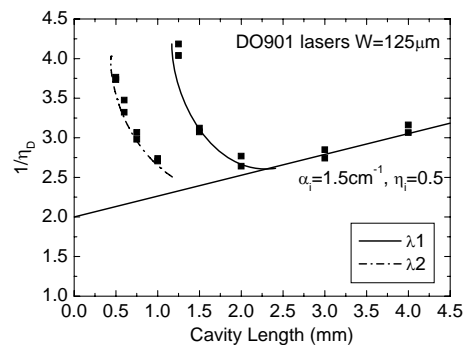
(c)



(d)



(e)



(f)

圖 4-12 脊寬度  $5\mu\text{m}$ (a)、 $12.5\mu\text{m}$ (b)、 $25\mu\text{m}$ (c)、 $50\mu\text{m}$ (d)、

$100\mu\text{m}$ (e)和  $125\mu\text{m}$ (f)的量子效率分析

(圖(e)中的近似線是約略畫的，僅供參考)



W( $\mu$ m)	$\lambda 1$		$\lambda 2$	
	$\alpha_i$	$\eta_i$	$\alpha_i$	$\eta_i$
5	3.2	0.5	3	0.7
12.5	1.5	0.52	2	0.7
25	1	0.51		
50	0.8	0.51		
125	1.5	0.5		

表 4-3 不同脊寬度下，兩波段內部損耗和內部量子效率整理。(  $\alpha_i$ 單位為  $\text{cm}^{-1}$ 。)

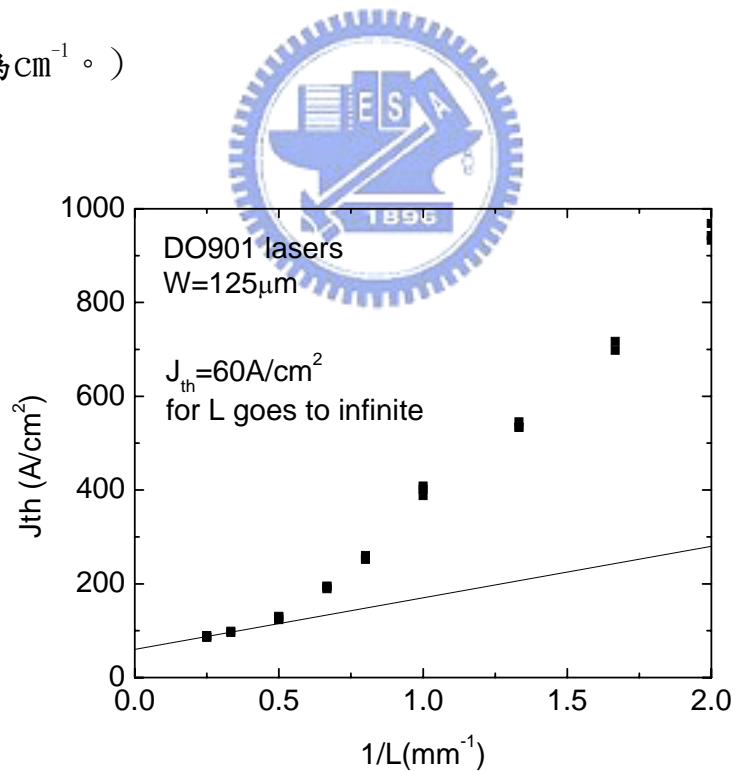


圖 4-13 寬度 125  $\mu$  m，起始電流密度和共振腔長度的關係

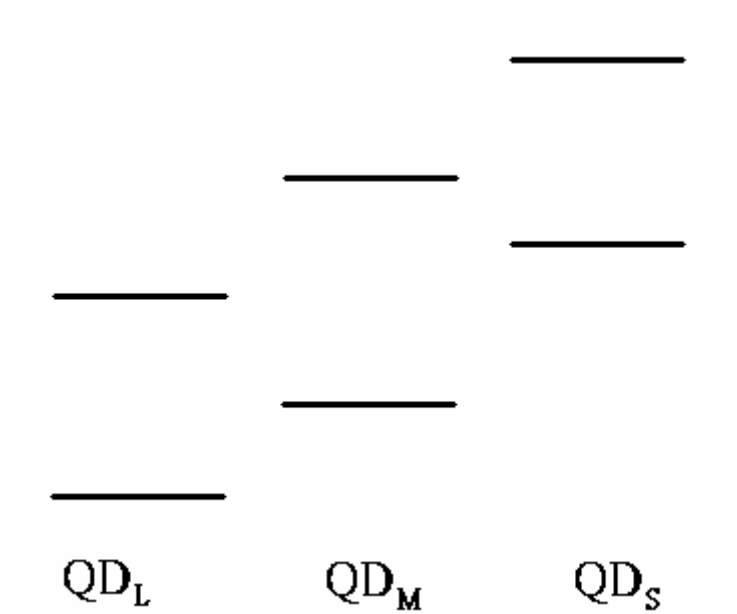


圖 4-14 各能階高低對應示意圖

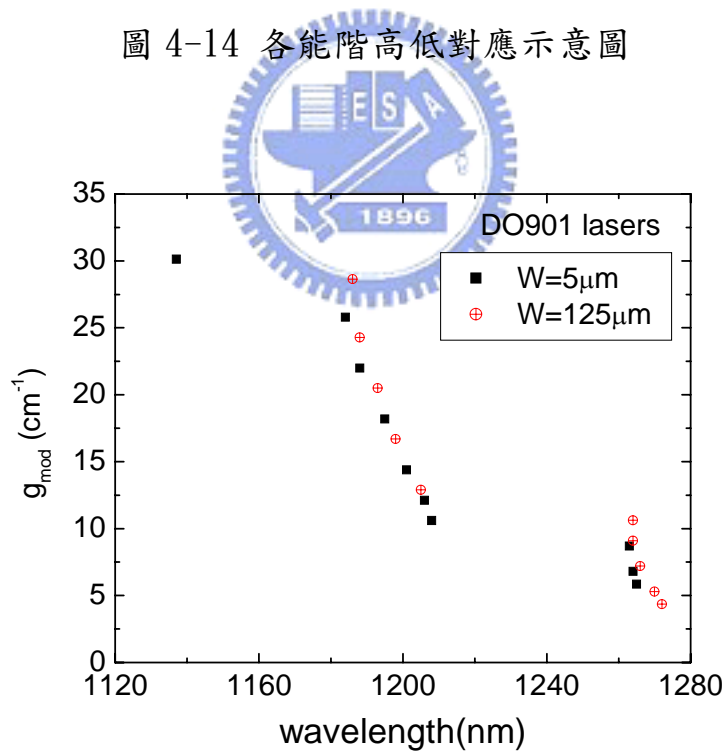


圖 4-15 模態增益和發光波長的關係圖

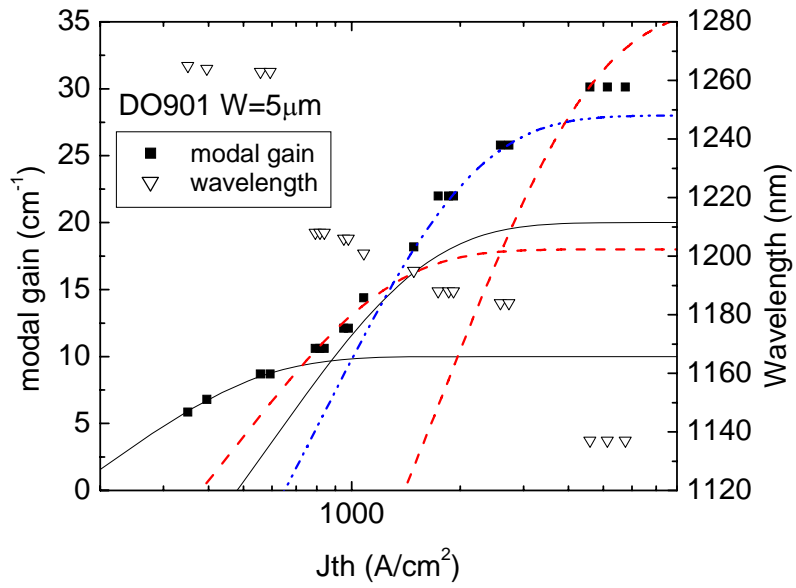


圖 4-16(a) 脊寬度  $5 \mu\text{m}$ ，模態增益和波長隨起始電流密度的變化

		$g^{sat} (\text{cm}^{-1})$	$J_{tr} (\text{A}/\text{cm}^2)$	單層 $g^{sat}$
QD <sub>L</sub>	GS	10	165	5
QD <sub>M</sub>	GS	~18	~380	~6
QD <sub>L</sub>	ES	20	~480	5
QD <sub>S</sub>	GS	28	650	5.6
QD <sub>M</sub>	ES	~36	~1400	~6

表 4-4(a) 脊寬度  $5 \mu\text{m}$ ，模態增益分析中，近似曲線的各參數值

( $J_{tr}$  大小排列)

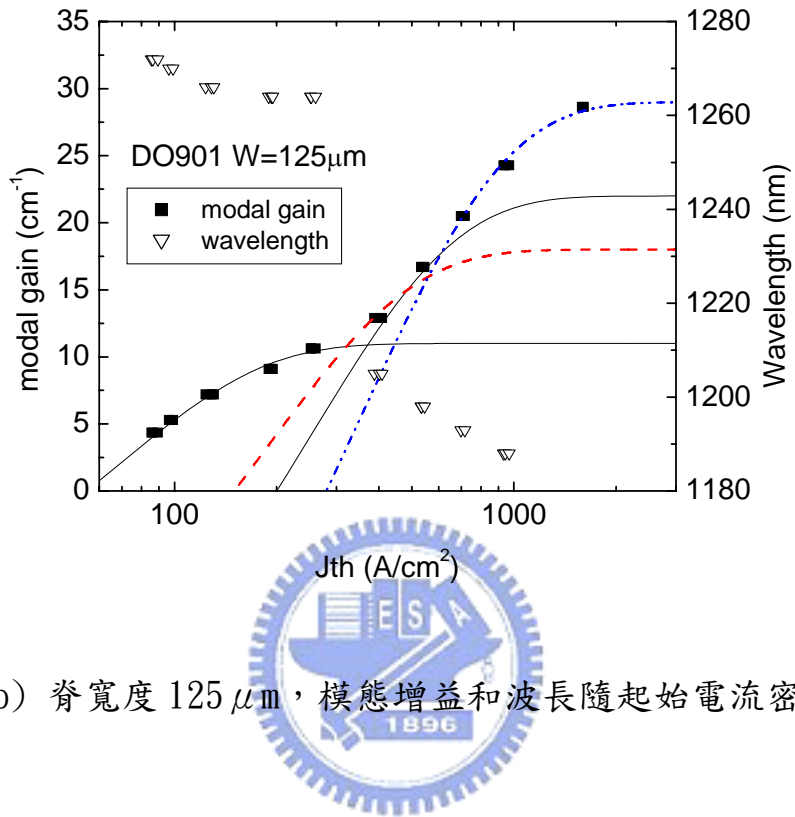


圖 4-16(b) 脊寬度 125  $\mu\text{m}$ ，模態增益和波長隨起始電流密度的變化

		$g^{sat}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$J_{tr}$ ( $\text{A}/\text{cm}^2$ )	單層 $g^{sat}$
QD <sub>L</sub>	GS	11	55	5.5
QD <sub>M</sub>	GS	~18	~150	~6
QD <sub>L</sub>	ES	22	200	5.5
QD <sub>S</sub>	GS	29	280	5.8

表 4-4(b) 脊寬度 125  $\mu\text{m}$ ，模態增益分析中，近似曲線的各參數值

(依  $J_{tr}$  大小排列)

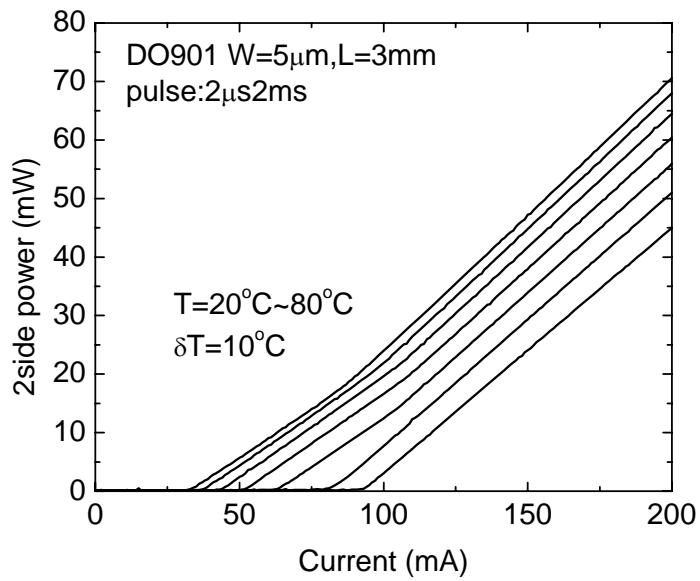


圖 4-17 (W, L)=(5, 3000) 在溫度範圍 20 $^{\circ}$ C~80 $^{\circ}$ C 下的 LI 曲線變化

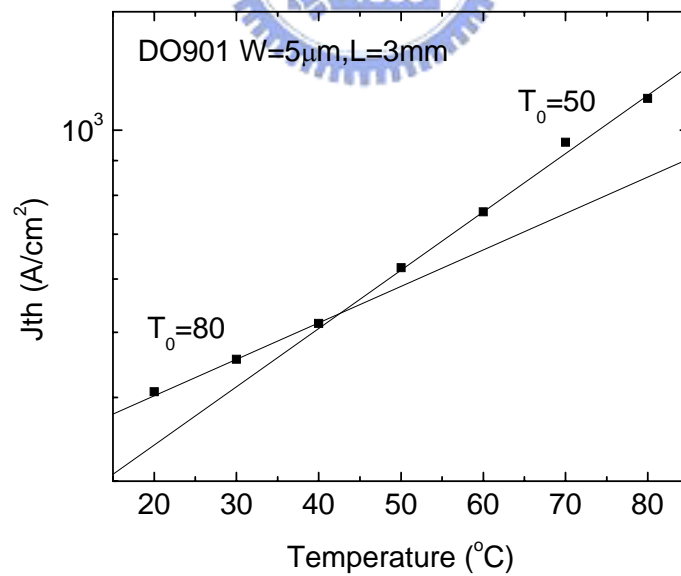


圖 4-18 (W, L)=(5, 3000) 在溫度範圍 20 $^{\circ}$ C~80 $^{\circ}$ C 下，起始電流密度的變化圖

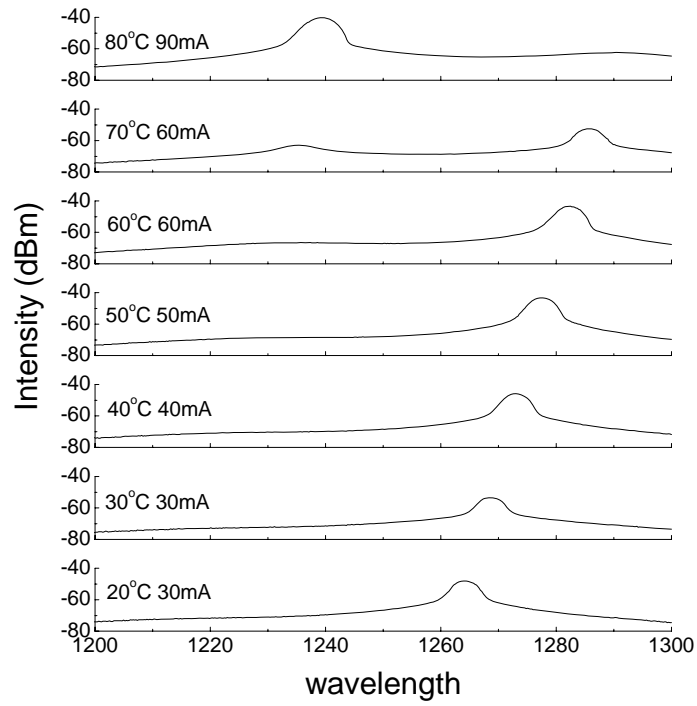


圖 4-19 (W, L)=(5, 3000) 在溫度範圍 20°C~80°C 下，起始電流附近的發光頻譜

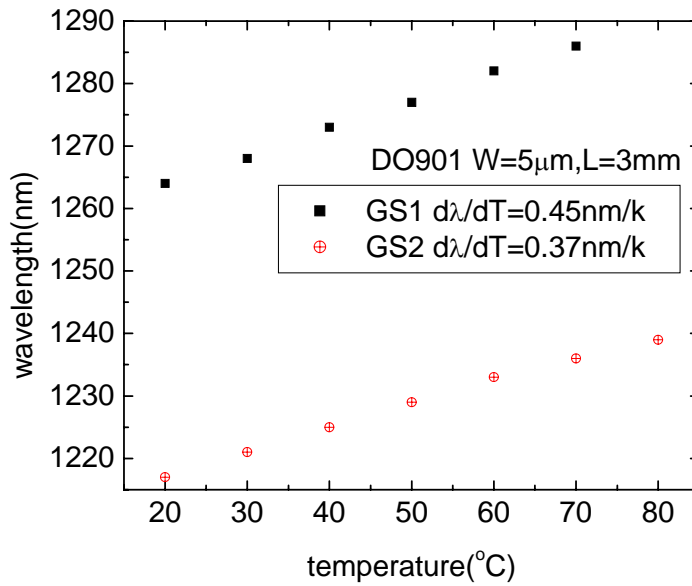


圖 4-20 兩發光波長隨溫度的變化

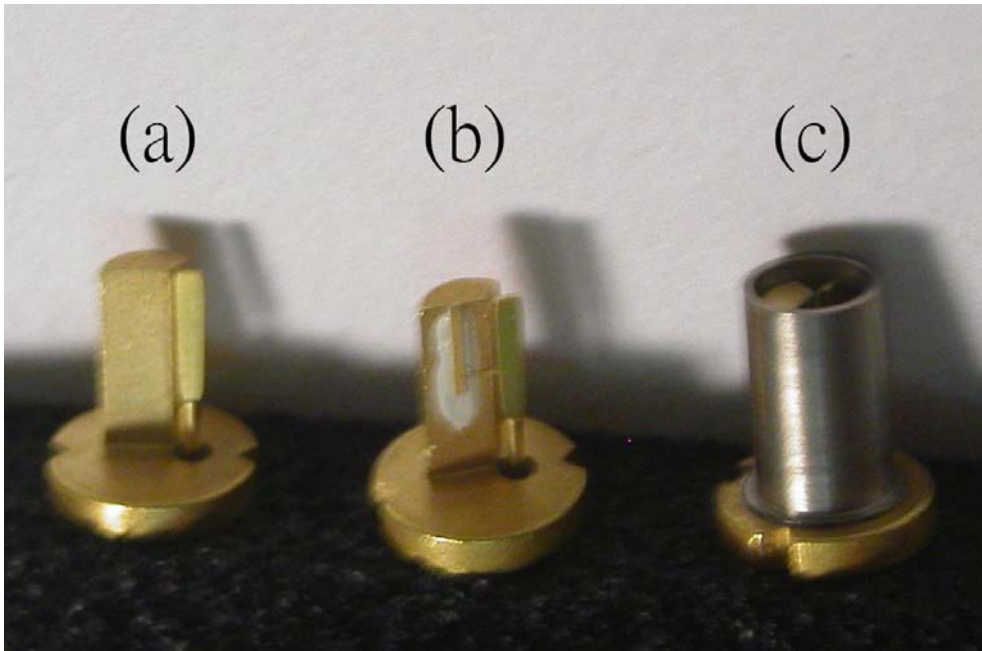


圖 4-21 封裝過程與結果圖

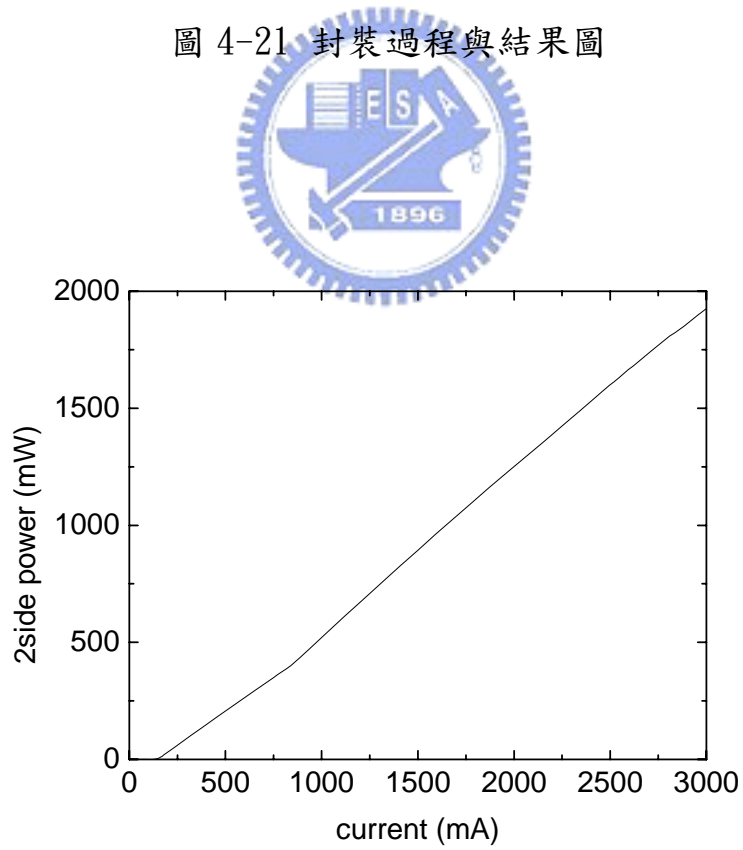


圖 4-22 大電流的 LI 曲線



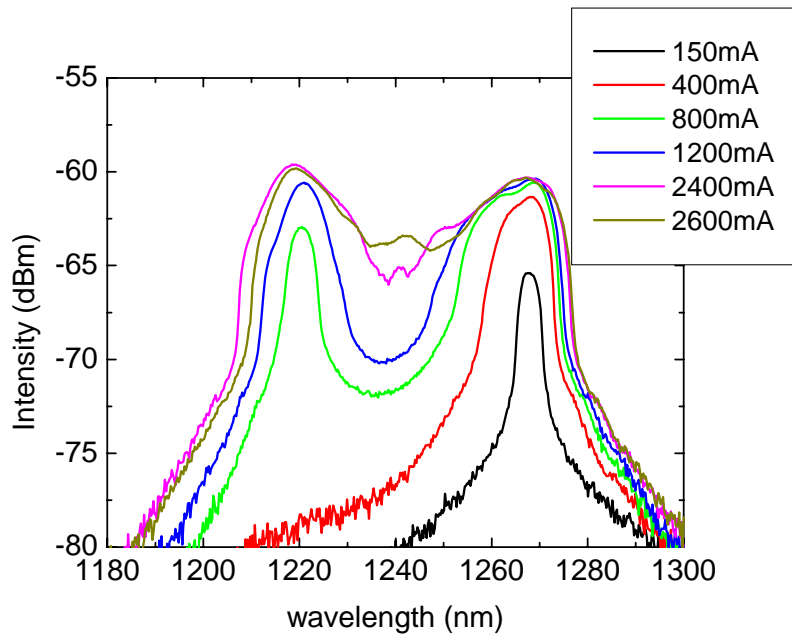


圖 4-23 電流 0.15A~2.6A 的頻譜變化

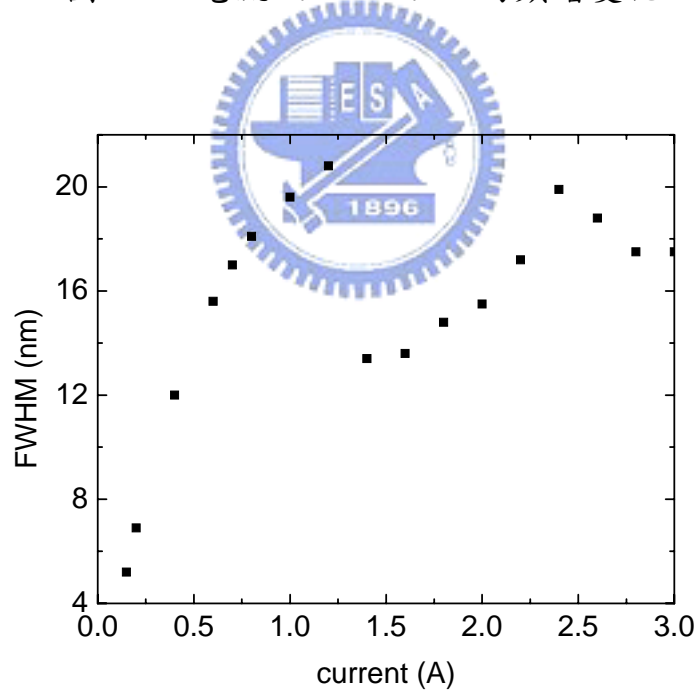


圖 4-24 電流 0.15A~3A 的頻譜半高寬變化

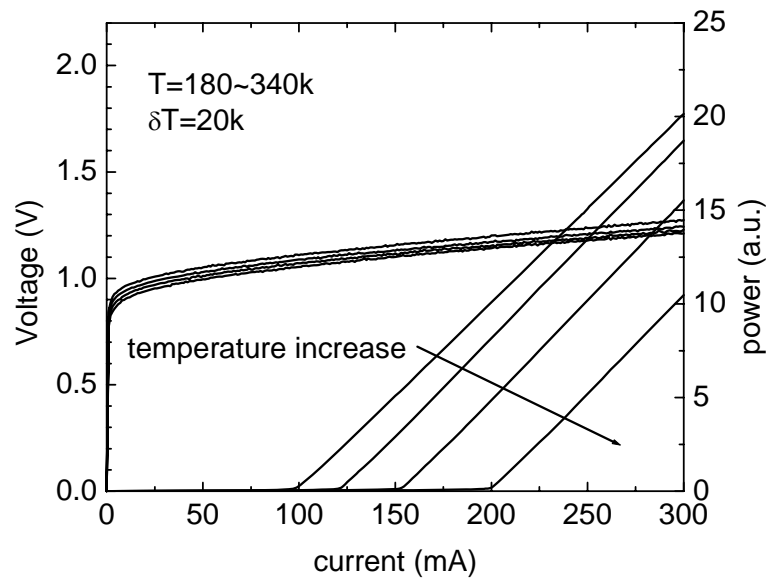


圖 4-25(a) 溫度 180k~340K 的 LI 曲線

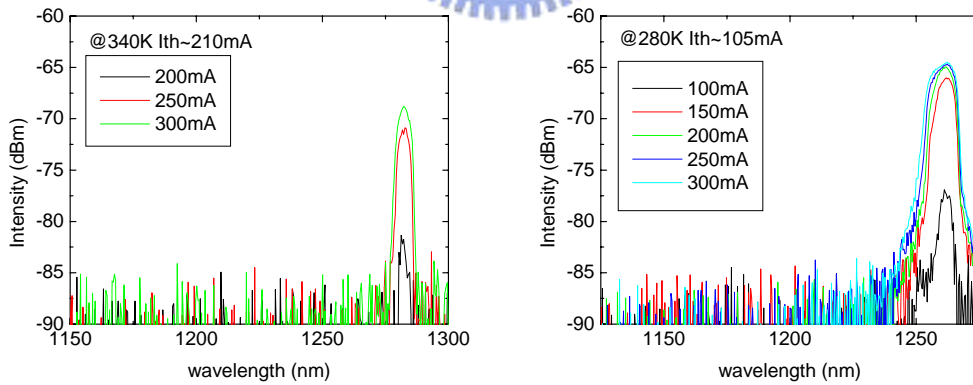
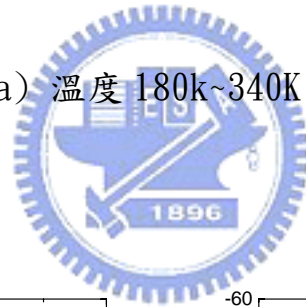


圖 4-25(b) 溫度 340K 和 280K 的頻譜

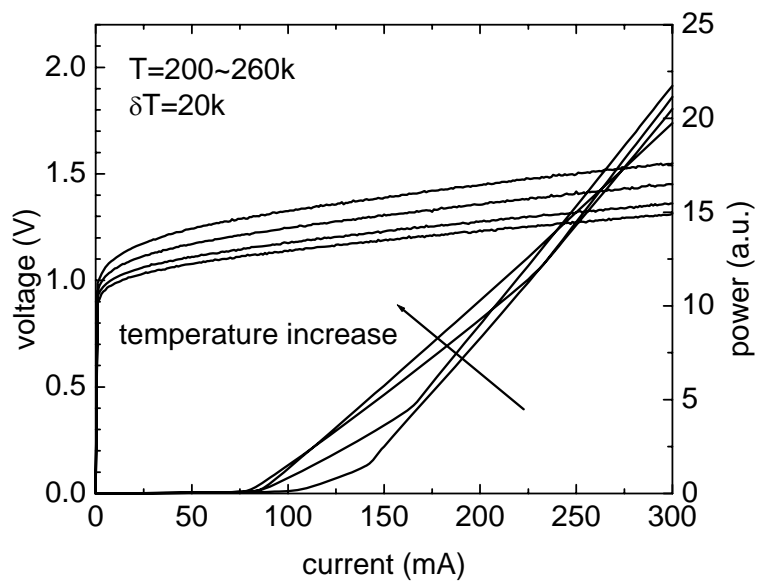


圖 4-26(a) 溫度 220k~260K 的 LI 曲線

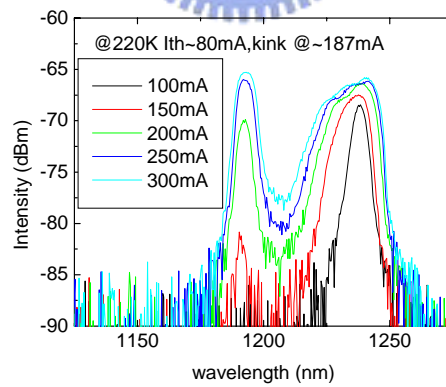


圖 4-26(b) 溫度 220k 的頻譜

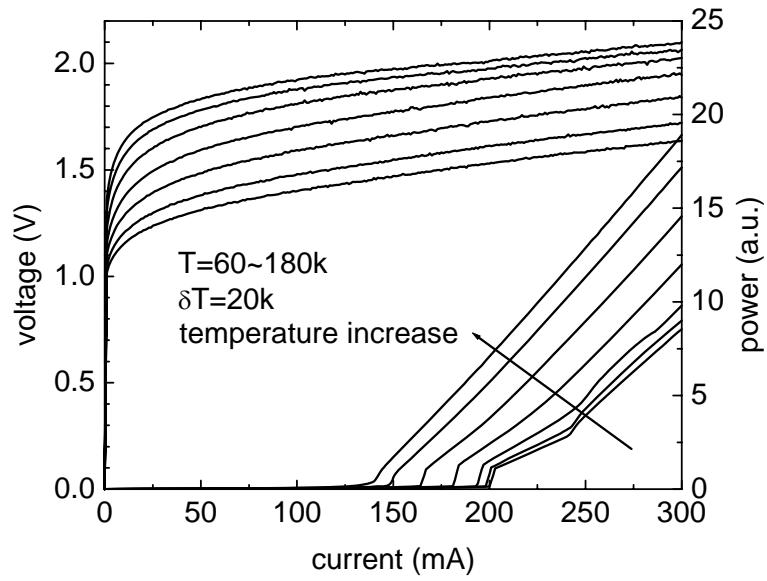


圖 4-27(a) 溫度 60k~180K 的 LI 曲線

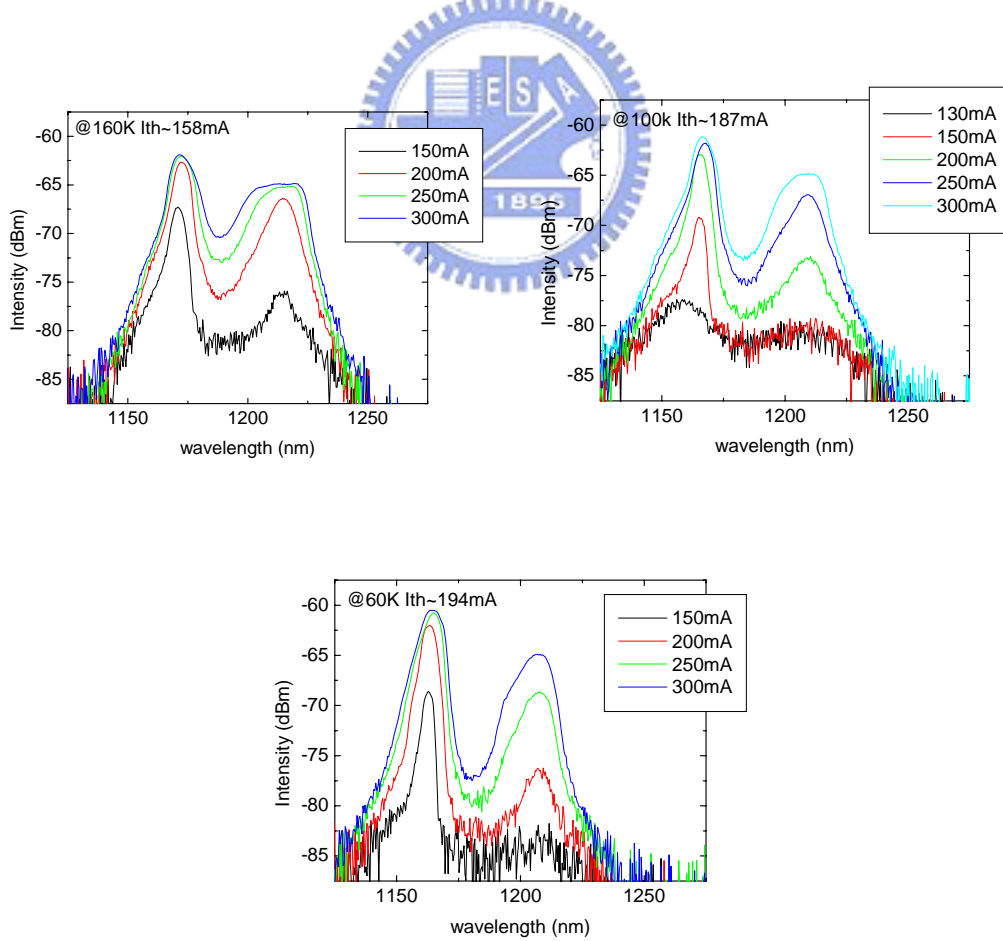


圖 4-27(b) 溫度 160K、100K 和 60K 的頻譜

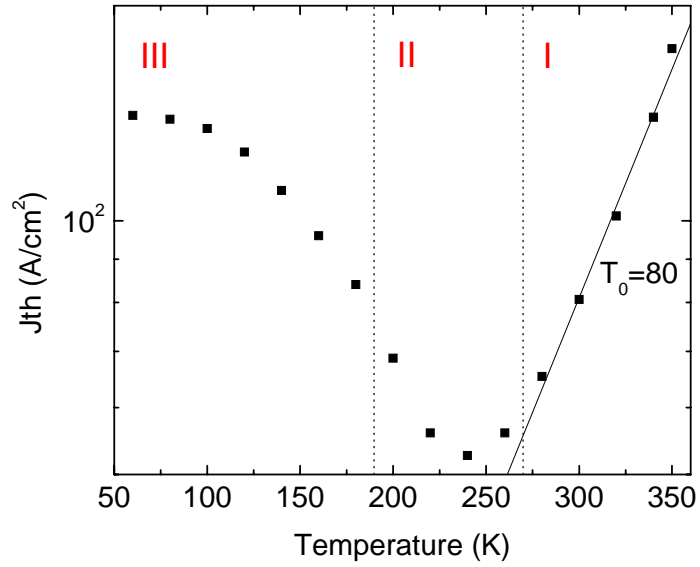


圖 4-28 起始電流密度隨溫度的變化，依三種不同的頻譜特性，分成 I、II 和 III 三個區域

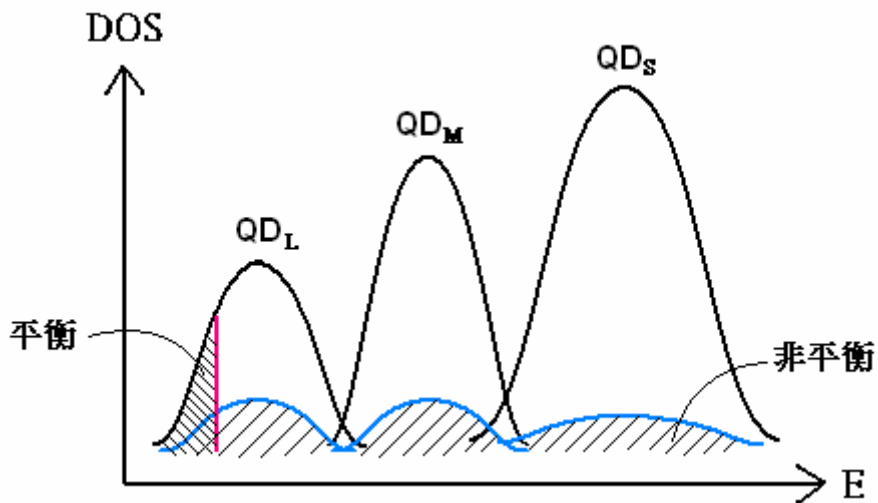


圖 4-29 準平衡和非準平衡情況下，載子分佈的示意圖

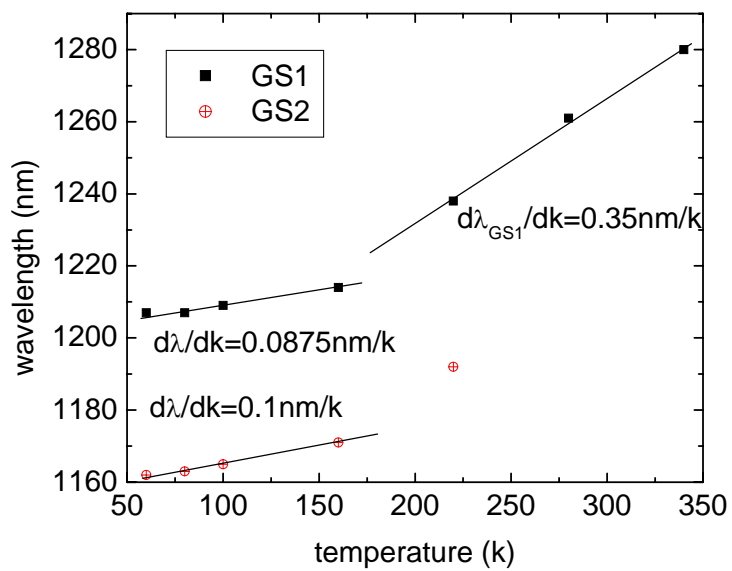


圖 4-30 兩發光波長隨溫度的變化



## 第五章 結論

在本實驗中，我們成功地在不同共振腔長度下，依序量到三種量子點中不同能態所發出的雷射光，並在某些特定共振腔損耗下觀察到兩個波長同時存在的情形，此多波長的特性可運用在多波長切換雷射上。在模態增益的分析中，得到單一層量子點的飽和增益約在  $5\sim 6\text{cm}^{-1}$ ，且更加確定多個能態依序參與發光的可能性。

內部量子效率分析發現一個特別的現象：不同發光波長的量子效率也會有所不同，波長  $1.26\ \mu\text{m}$  附近者為 50%，波長  $1.2\ \mu\text{m}$  附近則變為 70%。

封裝好的元件做高電流測試，發現兩波長中間的凹陷最小時為 4.4dB，將來對長晶條件再做調整，減小兩發光波長的波長差，增加量子點大小的不均勻度，皆有助於減少中間凹陷的程度，當此凹陷低於 3dB，頻寬非常有機會超過 50nm，成為寬頻的雷射光源。

在低溫的量測中，我們觀察到負特徵溫度的現象，且當溫度降低時，起始電流附近的發光波長切換至較短的波長，這兩個現象皆可用低溫時非準平衡特性做完整的解釋。



## 參考文獻

- (1) A. Markus, J. X. Chen, C. Paranthoen, and A. Fiore “Simultaneous two –state lasing in quantum-dot lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, pp. 1818-1820, 2003
- (2) A. Markus, M. Rossetti, V. Calligari, D. Chek-Al-Kar, J. X. Chen, and A. Fiore “Two-state switching and dynamics in quantum dot two-section lasers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 100, pp. 113104, 2006
- (3) X. M. Fang, Y. Wu, J. M. Fastenau, and W. K. Liu “Room-temperature broadband emission of an InGaAs/GaAs quantum dots laser” *optics lett.*, vol. 32, pp. 44-46, 2007
- (4) A E Zhukov, A R Kovsh, V M Ustinov, A Yu Egorov et al. “Gain characteristics of quantum dot injection lasers,” *Semicond. Sci. Tech.*, vol. 14, pp. 118-123, 1999
- (5) L. H. Li, M. Rossetti, and A. Fiore “Chirped multiple InAs quantum dot structure for wide spectrum device applications,” *J. Crystal Growth*, vol. 278 pp. 680-684, 2005
- (6) A. Salhi, L. Martiradonna, G. Visimberga, V. Tasco et al. “High-modal gain 1300-nm In(Ga)As-GaAs quantum-dot lasers,” *IEEE Photo. Tech. Lett.*, vol. 18, pp. 1735-1737, 2006
- (7) A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. R. Kovsh et al. “Negative Characteristic temperature of InGaAs Quantum Dot injection laser,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. 4216-4218, 1997
- (8) M. Sugawara, K. Mukai, and Y. Nakata “Light emission spectra of columnar-shaped self-assembled InGaAs/GaAs quantum-dot lasers: Effect of Homogeneous broadening of the optical gain on lasing characteristics,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, pp. 1561-1563, 1999
- (9) H. Jiang and, J. Singh “Nonequilibrium distribution in quantum dots lasers and influence on laser spectral output,” *J. Appl. Phys.*, vol. 85, pp. 7438-7442, 1999

## 簡歷 (vita)

姓名：張靜怡 (Chang , Ching-Yi)

性別：女

出生年月日：民國 71 年 10 月 15 日

籍貫：台北市

學歷：

國立交通大學電子工程學系 (90.9~94.6)

國立交通大學電子研究所碩士班 (94.9~96.6)

碩士論文題目：

多層調變量子點雷射之研究

Studies of Chirped Multilayer Quantum Dot Lasers

