

國立交通大學

電子工程學系電子研究所

碩士論文



雙波長切換量子點雷射

Two-State Switching in Quantum Dot Lasers

研究生：鄭旭傑

指導教授：李建平

中華民國九十六年六月

雙波長切換量子點雷射

Two-state switching in quantum dot lasers

研究生：鄭旭傑

Student : Hsu-Chieh, Cheng

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

碩士論文

A Thesis

Submitted to Department of Electronics Engineering & Institute of
Electronics

College of Electrical and Computer Engineering

National Chiao Tung University

in Partial Fulfillment of the Requirements

for the degree of Master

In

Electronics Engineering

June 2007

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十六年六月

國立交通大學

論文口試委員會審定書

本校 電子工程學系 電子研究所 鄭旭傑 君

所提論文：雙波長切換量子點雷射

合於碩士資格標準，業經本委員會評審認可。

口試委員：李建平 祁錦雲
李建平 祁錦雲

林國瑞 李柏聰
林國瑞 李柏聰

指導教授：李建平
李建平

所長：邱碧秀
邱碧秀

系主任：周世傑
周世傑

中華民國 96 年 6 月 15 日

雙波長切換量子點雷射

學生：鄭旭傑

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

本論文針對量子點雷射中普遍存在的激態與激發態兩種態雷射現象做討論，以分子束磊晶成長砷化銻/砷化鎵自聚性量子點，形成量子點雷射的主動層，製作簡易的脊狀波導雷射，同時具有電流侷限與光侷限的功能，室溫下雷射波長在 $1.2\mu\text{m}$ (激發態)與 $1.3\mu\text{m}$ (基態)，實驗中，量測在不同共振腔長度與溫度下對量子點雷射特性的影響，並利用其特性，設計出兩截共振腔結構的量子點雷射，藉由控制個別共振腔中的電流，我們成功達成在量子點雷射中基態與激發態雷射的切換，並探討在不同操作情況下基態與激發態雷射發生與其互相影響的機制。

Two-state switching in quantum dot lasers

student : Hsu-Chieh, Cheng

Advisor : Dr. Chien-Ping, Lee

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

Abstract

In this thesis, we have investigated the two-state lasing phenomena in quantum dot lasers. In the experiment, the self-assembled InAs quantum dot grown with molecular beam epitaxy has been used as the active layer of the laser, and the ridge waveguide structure has been fabricated for the current and optical confinement. There are two kinds of lasers with different wavelengths which are 1.3 and 1.2 μm corresponding to the ground state and the excited state lasing at room temperature. By measuring the characteristics of laser cavities with various lengths and at different temperature, we could know find the influence of the cavity length and the temperature on the characteristics of quantum dot lasers. As a result, we could design the two-sectional structure of quantum dot laser cavity. The switching of the laser of the single ground state and the single excited state has been achieved by controlling the injection current in each cavity, and the 2-dimensional mapping diagram of the injection currents versus the lasing states has been shown to find out the operable condition. The operation condition would be clear based on the relation between the injection current and the lasing state.

致謝

碩士兩年，很有幸能進入李建平老師的研究室學習，良好的研究環境與資源使得研究能順利進行，老師豐富的學識與涵養，更是引領我學習的方向。而此論文能完成，該感謝的人真的很多，最要感謝的是林聖迪老師，親和的態度與樂於和學生討論，激發了許多有趣的構想；蔡嘉明和林國瑞老師協助解決了不少我量測的問題；王興燁學長指導我研究及論文的修改；王勝雄、楊宗樺學長教導我實驗；同屆的凱竣、浩天、勇智、感謝大家對我這尖酸的個性的包容，靜怡讓這太陽剛的實驗室還有點女生的聲音；519 實驗室的法克、A 鵬，讓我們除了自己實驗室又多了個歡樂的好去處；最後是我的父母，無條件的支持讓我可以專心在研究上；太多太多的人無法一一寫上，謹記心中為念。



目錄

第一章 簡介	1
第二章 量子點雷射基本原理	
2.1 半導體量子點	
2.1.1 理想量子系統(Quantum Systems)	2
2.1.2 量子點成長	4
2.1.3 量子點中的能階結構	4
2.1.4 激發態到基態的載子傳輸	5
2.2 雷射基本原理	
2.2.1 臨界條件	6
2.2.2 臨界電流與光增益	7
2.3 量子點雷射基本特性	
2.3.1 量子點雷射飽和增益	9
2.3.2 量子點基態與激發態雷射	10
第三章 量子點雷射中的能態轉換	
3.1 共振腔長度與溫度的影響	12
3.1.1 共振腔長度的影響	13
3.1.2 溫度效應	15
3.2 如何切換基態與激發態雷射	
3.2.1 溫度控制	17
3.2.2 耦合吸收器(absorber)	17
3.2.3 增益分配	19

第四章 雙波長切換量子點雷射	
4.1 元件設計	22
4.2 量測結果與討論	
4.2.1 基態與激發態雷射切換	23
4.2.2 能態對應電流分佈	25
4.2.3 強度對應電流分佈	33
結論與未來展望	36
參考資料	37
附錄	
A 雷射磊晶結構	39
B 元件結構與製程	41
C 量測架設	43



圖目錄

- 圖 2-1 各種理想量子系統所對應的能態分佈(a)塊材(b)量子井(c)量子線(d)量子點
- 圖 2-2 量子點 PL 強度與能量作圖
- 圖 2-3 量子點 PL 強度與能量作圖
- 圖 2-4 Fabry-Perot Cavity
- 圖 2-5 二能階系統
- 圖 2-6 不同共振腔長度下飽和增益 與臨界條件之關係
- 圖 2-7 量子點雷射 L-I curve
- 圖 3-1 高電流下熱效應使基態雷射消失
- 圖 3-2 (a) LI curve 在不同共振腔長度下的變化 (b) I_{th}^{ES} 與 I_{th}^{GS} 對長度的變化
- 圖 3-3 (a) LI curve 對溫度的變化 (b) $I_{th}^{ES} / I_{th}^{GS}$ 對溫度的變化
- 圖 3-4 耦合吸收器調變雷射輸出波長(a)元件結構(b)切換頻譜
- 圖 3-5 耦合吸收器調變基態與激發態雷射(a)基態輸出強度(b)激發態輸出強度
- 圖 3-6 耦合共振腔模型
- 圖 3-7 (a)計算量子點各個能態累積的載子量(b)增益曲線
- 圖 4-1 雙波長切換量子點雷射結構
- 圖 4-2 調變 L1 與 L2 電流切換基態與激發態雷射 (a) GS lasing (b)(c) Dual State lasing (d) ES lasing
- 圖 4-3 等電流下基態與激發態雷射切換_Rn102 W=5um
- 圖 4-4 雷射能態對應電流分佈_Rn102_W=5um
- 圖 4-5 雷射能態分佈_Rn103_W=20um (a)對電流分佈 (b)對電流密度分佈
- 圖 4-6 雷射能態分佈_Rn102_W=5um (a)對電流分佈 (b)對電流密度分佈
- 圖 4-7 溫度對雷射能態分佈_Rn103 W=20um (a)18°C (b)22°C

圖 4-8 溫度對雷射態分佈_Rn102 W=5um (a)18°C (b)20°C (c)23°C

圖 4-9 (a)雷射態分佈邊界縮減 (b) $I_2=20\text{mA}$,增加 I_1 電流頻譜紅移的現象
(c) $I_1=50\text{mA}$, 增加 I_2 電流頻譜紅移的現象

圖 4-10 激發態雷射分佈邊界的凹口

圖 4-11 Rn102_17°C (a)基態雷射強度對應電流分佈 (b)激發態雷射強度對應電流分佈

圖 4-12 Rn102_20°C (a)基態雷射強度對應電流分佈 (b)激發態雷射強度對應電流分佈

圖 A-1 Lm4378 雷射磊晶結構圖

圖 A-2 Rn102/103 雷射磊晶結構

圖 B-1 傳統寬面積脊狀波導雷射製程

圖 B-2 脊狀波導雷射製程

圖 C-1 L-I 特性曲線量測系統

圖 C-2 雷射輸出頻譜量測系統



第一章 簡介

在量子點(Quantum Dot, QD)結構中，電子電洞具有離散的能態分佈，預期應用在半導體雷射的主動層將有優異的表現^[1]，近年已被大量的研究^[2]，部分特性如：低起始電流密度^[3]、高特徵溫度(低溫度敏感性)^[4]等已被實驗證實，調變頻寬則受限於載子捕捉與鬆弛時間(relaxation time)表現不如預期^{[5][6][7]}，而受限於量子點(或能態)數目，量子點雷射(Quantum Dot Laser, QDL)的基態(Ground State, GS)飽和增益遠小於量子井雷射(Quantum Well Laser, QWL)，使得在基態飽和之後，激發態(Excited State, ES)也開始累積載子，進而達到雷射臨界條件^[8]，而哪一個能態主控，則受限於共振腔長度、量子點密度、驅動電流、和其他結構因素等，一但在雷射製作完成之後即很難改變，因此若能利用製程以外的方法分別調控基態或激發雷射，將能大幅度的對雷射波長進行切換^{[9][10]}，目前以砷化鎵(GaAs)為基板成長砷化銦(InAs)或砷化鎵銦(InGaAs)自聚性量子點，室溫下其雷射已可操作在1.3 μm 波長範圍，適合光纖通訊，使得可以用較便宜的方式取代以磷化銦(InP)為基底的量子點雷射，若能進一步將量子點基態與激發態波長推至 1.55 μm 與 1.3 μm ，並可分別調變基態與激發態雷射，這將是一個重要且有趣的議題。

本實驗所採用的樣品，是利用分子束磊晶(Molecule Beam Epitaxy, MBE)在砷化鎵(GaAs)基板成長砷化銦(InAs)自聚性量子點，在室溫下基態雷射波長接近 1.3 μm ，激發態雷射波長在 1.2 μm ，製程以製作脊狀波導(Ridge Waveguide)雷射，具有電流侷限與光侷限的功能，並設計簡易的結構用以調控基態與激發態雷射。

論文中先對一般量子點雷射中基態與激發態雷射發生的現象做探討，得出適合用以調控兩者的條件，並設計兩截共振腔結構的量子點雷射，藉由分別控制兩段共振腔的電流增益，得出在不同操控情況下基態與激發態雷射發生的情形，成功達到單獨基態或激發態雷射的切換。

第二章 基本原理

本章介紹量子點、半導體雷射與量子點雷射基本原理與特性。

2.1 半導體量子點

在半導體中，因為電子電洞的等效質量變小以及較大的介電常數影響，電子電洞的費米波長較長，使得我們可以在與原子相對較大的尺度中(~奈米,nm)觀察到量子效應。而在量子點中，三維的能障侷限使得電子電洞所具有的能階分裂，尤其有趣。

2.1.1 理想量子系統(Quantum Systems)

當窄能隙(bandgap)的半導體被寬能隙的材料所覆蓋，電子電洞被較高的位能障所限制，在理想系統中，假設材料被無窮高的位能障所包圍，由 Schrodinger equation 可解出電子電洞在材料中所具有的特徵能量(eigenenergy)及特徵波函數(eigenfunction)，而能態密度(density of states, DOS)分佈則是描述特定能量具有的能態數目，定義為：

$$\rho(E) = (1/V)(dN / dE) \quad (2.1)$$

以下列出各種理想量子系統中對應的能量與能態密度函數：

塊材(Bulk) $E(\vec{k}) = E(k_x, k_y, k_z) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + E_0 \quad (2.2a)$

$$\rho^{3D}(E) = \frac{(2m^* / \hbar^2)^{3/2}}{2\pi^2} (E - E_0)^{1/2} \quad (2.2b)$$

量子井(QW) $E(\vec{k}) = E_n(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k_x^2 + k_y^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right] + E_0 \quad (2.2c)$

$$\rho^{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_n H(E - E_n) \quad (2.2d)$$

量子線(QWire)
$$E(\vec{k}) = E_{m,n}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k_x^2 + \left(\frac{m\pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right] + E_0 \quad (2.2e)$$

$$\rho^{1D}(E) = \frac{n_{QWire} \sqrt{2m^*}}{\pi \hbar} \sum_n \sum_m (E - E_{m,n})^{-1/2} \quad (2.2f)$$

量子點(QD)
$$E(\vec{k}) = E_{l,m,n} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left(\frac{l\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right] + E_0 \quad (2.2g)$$

$$\rho^{0D}(E) = 2n_{QD} \sum_n \sum_m \sum_l \delta(E - E_{l,m,n}) \quad (2.2h)$$

E_0 為所屬能帶邊緣的能量， $H(x)$ 為步階函數 ($H(x)=1, x \geq 0$ and $H(x)=0, x \leq 0$)， n_{QWire} 為量子線的面密度， n_{QD} 為量子點的體密度，結構和能態密度分佈如圖 2-1 所示

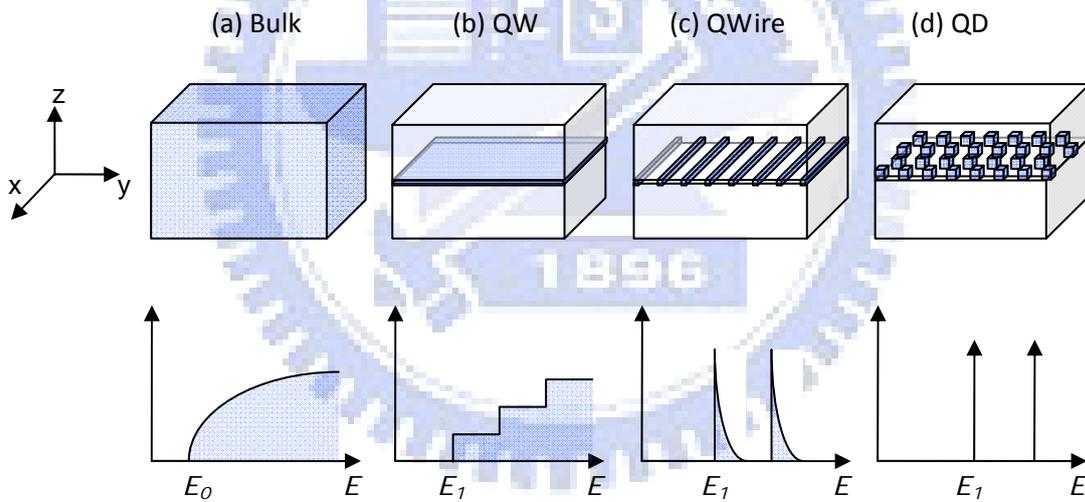


圖 2-1 各種理想量子系統所對應的能態分佈(a)塊材(b)量子井(c)量子線(d)量子點

在理想的量子點中，電子電洞受限於三維方向位能障的侷限，使得具有如同氫原子電子能階一般離散的能態結構。

2.1.2 量子點成長

在學術研究上，有許多人造半導體量子點的方法，如磊晶的自組合法、化學溶膠製作複層量子點、電子束微影蝕刻、利用閘電壓在二維量子井平面上產生二維的侷限等，而在量子點雷射應用上，以分子束磊晶(molecular beam epitaxy, MBE)或金屬有機化學氣相沈積(metal organic chemical vapor deposition, MOCVD)利用 S-K mode(Stranki-Krastanov mode)成長自聚性量子點，可在半導體上得到大量形態相近且高品質的量子點，此種成長是發生在界面能低，但晶格常數差異大的兩材料，如 InAs/GaAs，晶格不匹配使磊晶層受到相當大的應力，但因為 InAs 有較低的界面能，剛開始成長仍材料會以層狀結構在 GaAs 上形成二維薄膜(wetting layer)，當成長厚度大於所能承受的臨界厚度，應力使的薄膜開始形成島狀物(Quantum Dots)，而在薄膜破裂產生缺陷(defect)前停止成長，即可得到高品質的量子點，具有較佳的光電特性。以 S-K mode 成長的量子點，在穿透式顯微鏡(TEM)底下多呈金字塔或圓盤狀，因為應力分佈差異，成長的量子點大小約有 10%左右的差異，為一常態分佈，而量子點的能階與其大小、形態、應力分佈有極大的敏感性，對應到整體能態分佈或光激發光頻譜(photoluminescence, PL)波長半高寬(FWHM)的大小，可由 PL、原子力顯微鏡(AFM)、TEM...等，檢驗量子點的均勻性與分佈。

2.1.3 量子點中的能階結構

量子點所具有的能階結構(bound state)與其大小、覆蓋層(capping layer)能障高度與厚度...等有極大的關係，在 PL 中一般可看到基態(GS)、激發態(ES)與 wetting layer(WL)的訊號，較高的激發態則不一定在落在 bound state 之中，而對應的飽和強度，則與量子點的密度和 DOS 有關。由經驗與理論模型中^[11]，以圓盤狀(lens-shaped)量子點為

例，基態($n=0, l=0$)能量取決於量子點的高度，加上電子自旋，基態的簡併數(degeneracy)為 2；激發態($n=0, l=+1$ 或 -1)能量對應於橫向尺寸，簡併數為 4。一般基態與激發態的能量差在 40~70meV 左右，受限於量子點均質與不均勻分佈(homogeneous and inhomogeneous broadening)，整體量子點的能態密度分佈會變低變寬，如圖 2-2 所示，DOS 可表示成：

$$\rho(E_g) = 2n_{QD} / \Delta \quad , \quad \rho(E_e) = 4n_{QD} / \Delta \quad (2.3)$$

E_g 為基態能量， E_e 為激發態能量， n_{QD} 為量子點面密度($\sim 10^{10} \sim 10^{11} / \text{cm}^2$)， Δ 為 homogeneous and inhomogeneous broadening 造成量子點能量分佈的半高寬。圖 2-3 為量子點光激發光(Photoluminescence, PL)強度對能量做圖，圖中所顯示的數個波峰，分別 QD0 為基態、QD1 為激發態、QD2 為第二激發態、QW 為 wetting layer、GaAs 為基板的訊號，低激發強度時先看到 QD0 的訊號，而隨著增加光激發強度，其他訊號跟著慢慢出現。

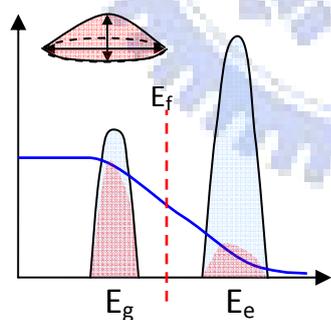


圖 2-2 量子點 PL 強度與能量作圖

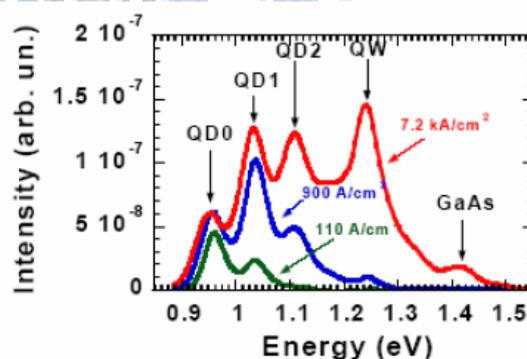


圖 2-3 量子點 PL 強度與能量作圖

2.1.4 激發態到基態的載子傳輸^{[12][13]}

在傳統塊材與量子井結構中，電子電洞的能階結構是連續的，載子可藉由聲子從高能階迅速鬆弛(relaxation)，填到能帶底部的能階，其載子生命期約在 0.1ps

的範圍，而在量子點中，早期預期由於能階間的能量差太大(約數十至一.兩百 meV)，而聲子能量較小，沒有對應的能量傳輸通道，將會使得載子鬆弛時間變的很長，即所謂的聲子瓶頸(phonon bottleneck)，然而在後續的量子點時間解析光激發光(time-resolved PL)研究當中發現，雖沒有對應的聲子通道，但可藉由載子與載子間的散射、歐傑效應(Auger effect)，使得載子迅速鬆弛，基態載子累積的速度仍舊相當快，載子生命期約在數個 ps。在平衡狀態下，基態與激發態載子分佈仍遵守費米迪拉克分佈，而建立此平衡的速度非常快。所以，在量子點中載子仍由基態開始填充，而當基態填充率高時，載子也開始在激發態中累積。

2.2 雷射基本原理

半導體雷射(或雷射二極體)，透過電子電洞在主動層復合(recombination)，自發性發光(Spontaneous emission)產生光子，除了材料吸收外，部分光子在共振腔中來回反射傳播，藉由激發性放射(Stimulated emission)激發其它電子電洞對復合產生同調(Coherent)的光子，新生成的光子會與入射光子有相同的頻率與方向，當累積夠多的電子電洞，光子可以不斷的激發新的光子克服吸收與損耗即產生雷射。

2.1.1 臨界條件

由簡單的共振腔模型，如圖 2-4 Fabry-Perot 共振腔所示，當光在共振腔內行進時，對材料的吸收與增益隨著距離變化可寫成 $I = I_0 \cdot e^{(g-\alpha_i)z}$ ， I_0 為起始強度， g 為增益係數(Gain coefficient)， α_i 為吸收係數(Absorption coefficient)。當光在共振腔中行進一周後強度 $I = r_1 \cdot r_2 \cdot I_0 \cdot e^{(g-\alpha_i)2L}$ ， L 為共振腔長度，令 $r_1 = r_2 = R$ 為鏡面反射率，當 $I = I_0$ 時，才會達到起振條件，即 $r_1 \cdot r_2 \cdot e^{(g-\alpha_i)2L} = 1$ ，不考慮光偏

限因子(optical confinement factor, Γ)可得臨界增益(threshold gain) g_{th} 為：

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) = \alpha_i + \alpha_m \quad (2.4)$$

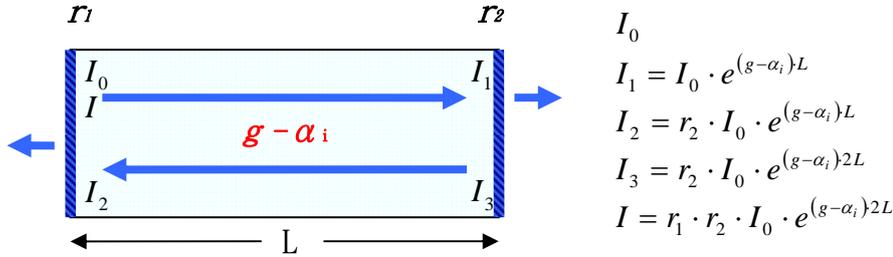


圖 2-4 Fabry-Perot Cavity

而此時所注入的電流密度稱為臨界電流密度 J_{th} (threshold current density)。

2.1.2 臨界電流與光增益(Optical Gain)

光子放射是電子從導帶中佔據的態到價帶中的空態(電洞)能量傳輸的結果(電子電洞復合)，而其復合速率(recombination rate)及可提供的光增益(optical gain)便與電子電洞態佔據的機率和態數目有關，定性來講，如圖 2-5，以一個兩能階的系統為例，光子自發性放射速率 r_{sp} 與激發性放射速率 r_{st} 可表示成：

$$r_{sp}(E_{12}) \propto f_1 \times (1 - f_2) \quad (2.5a)$$

$$r_{st}(E_{12}) \propto f_1 - f_2 \quad (2.5b)$$

f_1 為態 E_1 被電子佔據的機率， f_2 為態 E_2 被電子佔據的機率，取決於不同準費米能階(quasi-Fermi level)與溫度下的費米-迪拉克分佈(Fermi-Dirac distribution)函數

$$f_{1,2} = \left[1 + \exp\left(\frac{E_{1,2} - E_{fc, fv}}{k_B T}\right) \right]^{-1} \quad (2.6)$$

E_{fc} 與 E_{fv} 為電子與電洞的準費米能階，由上可知，當 $E_{fc} - E_{fv} > E_1 - E_2 = \hbar\omega$ 時，激發性放射速率為正值，即對對應的光子由吸收轉為增益，故稱

$E_{fc} - E_{fv} = E_1 - E_2$ 時為達到 *transparency condition*，對應此時所注入的電流密度稱為透明電流密度 J_{tr} (transparency current density)。

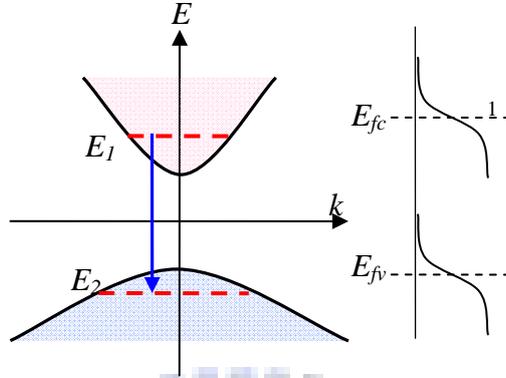


圖 2-5 二能階系統

考慮能態密度，對於所有 E_1 到 E_2 的傳輸，自發性放射速率 R_{sp} 與激發性放射速率 R_{st} 可表示成：

$$R_{sp}(E_{12}) \propto \int \rho_c(E_1) \cdot f_1(E_1, T) \cdot \rho_v(E_{12} - E_1) \cdot [1 - f_2(E_{12} - E_1, T)] \cdot \delta(k_1 - k_2) \cdot dE_1 \quad (2.7a)$$

$$R_{st}(E_{12}) \propto \int \rho_c(E_1) \cdot \rho_v(E_{12} - E_1) \cdot [f_1(E_1, T) - f_2(E_{12} - E_1, T)] \cdot \delta(k_1 - k_2) \cdot dE_1 \quad (2.7b)$$

$E_{12} = E_1 - E_2$ ， ρ_c, ρ_v 為導帶與價帶中的能態密度分佈， $\delta(k_1 - k_2)$ 為 *k-selection rule* (註：對於所有導帶與價帶中能態的傳輸，因為動量守恆，即 $k_c = k_v + k_{photon}$ ，而光子動量相對甚小，兩個具有相同波向量 k (wavevector) 的電子電洞能態發生復合的機率最大 (direct transition)，不同 k 值的能態傳輸機制牽涉較多粒子 (ex. 聲子 phonon) 以改變電子波向量，發生機率大大的減低，故輻射復合主要發生在 direct transition， $k_c = k_v$)。

在未達到雷射的情況下，自發性放射為載子消耗的主要途徑，臨界電流密度約正比於自發性放射速率，考慮導帶到價帶所有能態的傳輸，可得總臨界電流密度為：

$$J_{th} \propto \int R_{sp}(E_{12}) \cdot dE_{12} \quad (2.8a)$$

雷射光的增益則對應於激發性放射的速率，為能量的函數：

$$g(E) \propto R_{st}(E) \quad (2.8b)$$

當增益的最大值 $g^{\max}(E)$ 大於臨界增益，則雷射可發生。由上可知半導體雷射在相同溫度下臨界電流與增益主要取決於能態分佈，若要在低臨界電流下得到高的增益，最好的狀態是注入的載子全部貢獻到雷射機發性放射的能階，高的能態密度必須集中在低能階，使的注入的載子有效的貢獻到激發性放射。

2.3 量子點雷射基本特性

因為量子點的能階分裂，能態密分佈呈 delta function，在特定的能態可以有很大的復合效率，使得量子點雷射有很低的起始電流及很高的特徵溫度(低溫度敏感性)。

2.3.1 量子點雷射飽和增益 ^{[8][13][14]}

在半導體雷射當中，我們知道雷射的增益正比於激發性放射速率，而激發性放射速率又能態密度有關，而在量子點雷射中，受限於量子點密度與量子點能態均質與非均勻變寬的影響，飽和增益值 $g_{sat}(E)$ 遠低於量子井雷射，有如下關係：

$$g_{sat}(E) \propto \rho_{QD}^{\max}(E) \propto g_i \cdot n_{QD} / \Delta \quad (2.9)$$

$\rho_{QD}^{\max}(E)$ 為能態密度的最大值成正比， g_i 為能態的簡併數(degeneracy，基態約為 2，激發態約為 4)， n_{QD} 為量子點的面密度， Δ 為量子點大小分佈對應到能量分佈的半高寬。由於激發態簡併數為基態兩倍，故激發態的飽和增益約為基態的兩倍，我們可以藉由提高量子點的密度和層數來提高 n_{QD} ，如此可以得到較高的飽和增益 $g_{sat}(E)$ ，但由於透明電流密度也正比於量子點的面密度($J_{tr} \propto n_{QD}$)，所以

當我們提高時 n_{OD} ，透明電流和起始電流也跟著增加，故必須做適當的調配。

2.3.2 量子點基態與激發態雷射

由臨界條件(2.4)式可知，當增益可克服內部損耗與鏡面損耗時，則雷射可發生，在量子點雷射中，基態的飽和增益 g_g^{sat} 較低(一般量子點雷射成長密度約在 $10^{10} \sim 10^{11} / \text{cm}^2$ 之間，對應到每層的飽和增益約在 $3 \sim 6 \text{ cm}^{-1}$ ，而 α_i 約在 3 或 4 cm^{-1} ， α_m 則與共振腔長度、鏡面反射率有關)，當 $g_{sat}^{GS} < g_{th}$ 時，則基態無法達到雷射。相較於激發態，由於激發態飽和增益值 g_{sat}^{ES} 較高，約為基態的 2~3 倍，在大部分的情況下，隨著注入載子增多，激發態仍可克服損耗達到雷射臨界條件。理想上量子點雷射在穩態的情況下，隨著注入電流增大，有三種情況：

1. $g_{sat}^{GS} \gg g_{th}$ ，GS 先 lasing，ES 在很高的電流下才會出現
2. $g_{sat}^{GS} > g_{th}$ ，GS 先 lasing，接著 GS 很快飽和而 ES 也開始 lasing
3. $g_{sat}^{GS} < g_{th}$ ，GS 增益無法克服損耗，ES lasing

以一成長密度 $3 \times 10^{10} / \text{cm}^2$ 、3 層量子點結構，鏡面為未鍍膜劈裂面 ($r \sim 0.32$) 的量子點雷射為例， g_{sat}^{GS} 約在 12 cm^{-1} ， $\alpha_i = 3 \text{ cm}^{-1}$ ，當共振腔長度小於 $1250 \mu\text{m}$ 時， g_{th} 即已大於 g_{sat}^{GS} 所能達到的 12 cm^{-1} ，故而不會出現基態雷射。由於 g_{th} 與共振腔長度和反射率有很大的關係，故若要達到基態雷射，在製程上可利用較長的共振腔、高反射鍍膜等以降低 g_{th} ，或提高量子點密度與層數以提高 g_{sat}^{GS} 。

圖 2-6 示意不同注入電流下基態、激發態的增益分佈，點線表示臨界增益，在長的共振腔中， α_m 較小，則 g_{th} 變小，基態與激發態皆可達到臨界條件，而在短共振腔中， α_m 與 g_{th} 變大，基態飽和增益無法克服損耗，即無法達到臨界條件不會發生雷射，而只有激發態單獨雷射。

圖 2-7 為一般量子點雷射光強度對注入電流做圖(LI curve)，其中包含 GS 與 ES 的貢獻，可看到在低電流時基態雷射先發生，隨著電流增加，基態接近飽和之後，在 LI curve 中出現明顯的轉折處(kink)，此即 ES Lasing 開始發生的點。

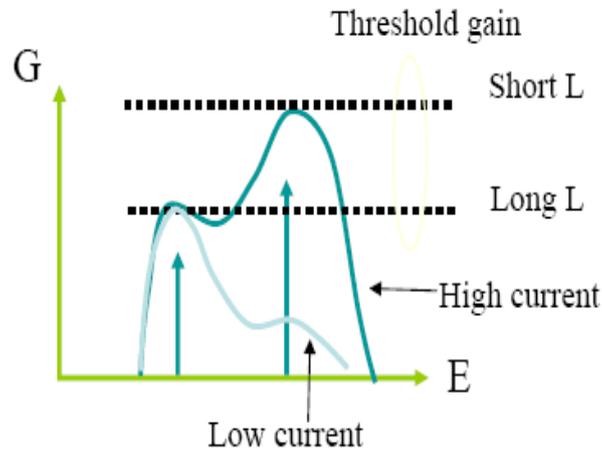


圖 2-6 不同共振腔長度下飽和增益 與臨界條件之關係

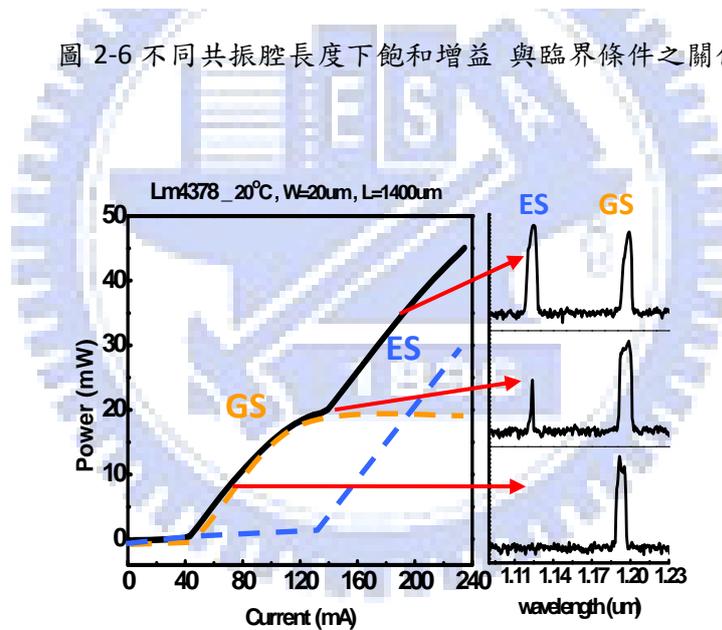


圖 2-7 量子點雷射 L-I curve

第三章 量子點雷射中的能態轉換

本章從實驗上對量子點雷射的觀察，討論量子點雷射中基態(GS)與激發態(ES)轉換的現象，並從中找尋切換基態與激發態雷射的方法。

3.1 共振腔長度與溫度的影響

由上一章中我們知道，在量子點雷射中，共振腔的長度對基態能否達到臨界條件影響甚大，而溫度使得內部損耗與臨界電流變化亦影響臨界條件。本節對晶片 Lm4378 三層量子點、傳統寬面積脊狀波導製程雷射的量測結果做討論。(晶片結構與製程如附錄 A.B.)

圖 3-1 為雷射 LM4378，長度 1400 μm 在 20 $^{\circ}\text{C}$ 下量測的結果，左側為注入電流與輸出光特性曲線(LI curve)，右側為對應到不同注入電流下的雷射輸出頻譜，由圖中可觀察到，隨著電流升高，基態雷射輸出頻譜漸漸往長波長移動(red-shift, 熱效應使半導體能隙縮減的結果)，在高電流下熱效應使內部損耗增大，基態飽和增益無法克服臨界增益而消失。

LI curve 上主要可分成三個區域：

- (1) 基態雷射 - 載子由較高能量快速鬆弛填充至基態，使基態先達臨界條件。
- (2) 基態與激發態同時雷射 - 基態增益飽和，激發態累積足夠載子而雷射。
- (3) 激發態雷射 - 高電流下熱效應使內部損耗變大，基態雷射消失。

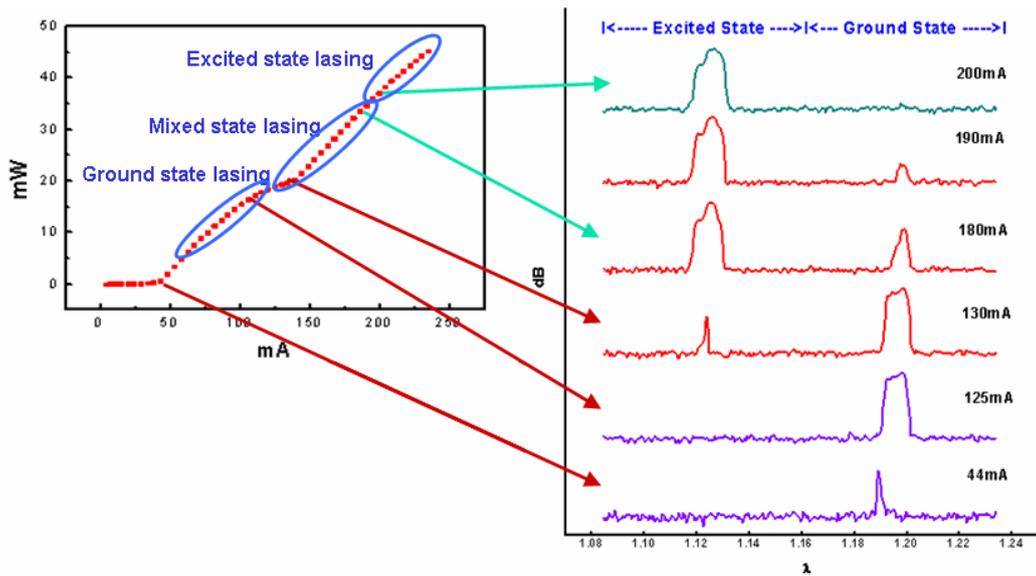


圖 3-1 高電流下熱效應使基態雷射消失

3.1.1 共振腔長度的影響

圖 3-2(a) 為共振腔長度 1100 ~ 1500 μm 量子點雷射在 20°C 下量測的 LI curve，在長度 1200 ~ 1500 μm 中基態與激發態雷射皆可存在，曲線中的第一個轉折點為基態雷射開始發生，第二個轉折點(kink)為激發態雷射出現，當長度低於 1100 μm 則只剩下激發態雷射。圖中可觀察到以下兩點：

- (1) 共振腔長度變短，臨界電流 I_{th} 上升 -

由於臨界增益 $g_{th} = \alpha_i + \alpha_m$ 隨長度共振腔度 L 變短而增加，為了達到臨界增益必須注入更多的載子以提高基態增益，由於載子由激發態至基態的鬆弛時間與基態的填充率成反比，在接近基態增益飽和的情況下，提高電流密度所注入的載子無法有效的提高基態態的填充率，大部分填入的載子在激發態開始累積，提高電流密度以增加基態增益的效率愈來愈差，因此雖然面積縮小，但臨界電流密度上升地更快使得臨界電流升高。當基態飽和增益無法克服臨界增益時，則只剩下激發態雷射，如圖中 1100 μm 的例子。

- (2) 共振腔長度變短，基態愈快飽和，激發態愈早出現 -

當臨界增益 g_{th} 提高，基態飽和時所具有的淨增益 $g_{mod}(g_{sat}^{GS} - g_{th})$ 變小，基態激發性放射所消耗載子的速率因而變慢，在相同注入電流下，更多的載子可以在激發態累積，當激發態累積夠多載子克服臨界增益，激發態也開始雷射，兩者所造成的結果即是在 LI curve 上第二個轉折點愈來愈早出現。

統合以上兩點，即隨著共振腔長度縮短，基態與激發態雷射出現的臨界點將愈來愈接近，直到基態無法雷射。藉此，我們可以利用共振腔的長短來控制基態或激發態雷射，同樣的改變鏡面反射率亦同，然而缺點是當製程完畢即無法改變。

在此定義激發態出現的轉折點對應的電流為 I_{th}^{ES} ，將不同長度下基態與激發態出現的臨界電流值整理成 $I_{th}^{ES} / I_{th}^{GS}$ 對長度的關係，可代表基態與激發態雷射發生的臨界點接近與否，如表 3-1 與圖 3-2(b) 所示，當共振腔長度變小， $I_{th}^{ES} / I_{th}^{GS}$ 值變小。

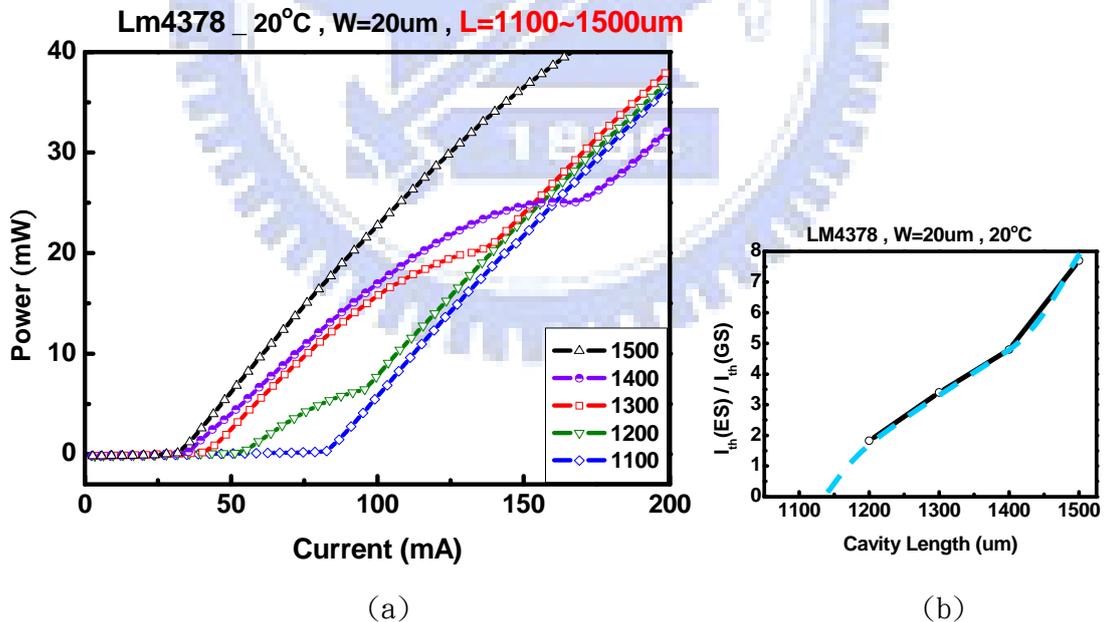


圖 3-2 (a) LI curve 在不同共振腔長度下的變化 (b) I_{th}^{ES} 與 I_{th}^{GS} 對長度的變化

長度(°C)	I_{th}^{GS} (mA)	I_{th}^{ES} (mA)	J_{th}^{GS} (A/cm ²)	J_{th}^{ES} (A/cm ²)	$I_{th}^{ES} / I_{th}^{GS}$
1100	--	82	--	373	--
1200	52	95	217	396	1.83
1300	40	136	154	523	3.4
1400	35	168	125	600	4.8
1500	30	230	100	767	7.67

表 3-1 I_{th}^{ES} 與 I_{th}^{GS} 對長度的變化

3.1.2 溫度效應

圖 3-3(a) 為共振腔長度 1400 μ m 的量子點雷射在 20 ~ 40°C 下量測的 LI curve，在 20 ~ 35°C 基態與激發態雷射皆可存在，而在 40°C 只剩下激發態雷射，從圖中可觀察到：

- (1) 溫度升高，臨界電流升高 -

當溫度升高時，Fermi-distribution 將變得平緩，平衡下有較多的載子填到高能階，使得基態要達到相同增益必須注入更多的載子，臨界電流變高。此外，載子的非輻射復合速率增加，內部損耗提高，使得臨界電流提高。

- (2) 溫度升高，激發態提前出現 -

因為 Fermi-distribution 變得平緩，且基態消耗載子速率變慢(飽和淨增益降低)，使得激發態載子累積速率變快，然而溫度效應同樣使得激發態須達到的臨界電流提高，激發態雷射提前的速度不如長度效應來的明顯，且更高溫時，Fermi-distribution 變得更平緩，載子填充到激發態之上的比例變多，臨界電流也更增加，使得激發態雷射臨界電流又變大。

由以上兩點，隨著溫度升高，基態與激發態雷射出現的臨界點將愈來愈接近，直到基態無法雷射，雖然可由溫度控制基態與激發態雷射的切換，但大大降低了整體雷射的效能。將不同溫度下基態與激發態出現的臨界電流值整理成 $I_{th}^{ES} / I_{th}^{GS}$ 對長度的關係，如表 3-2 與圖 3-3(b) 所示。

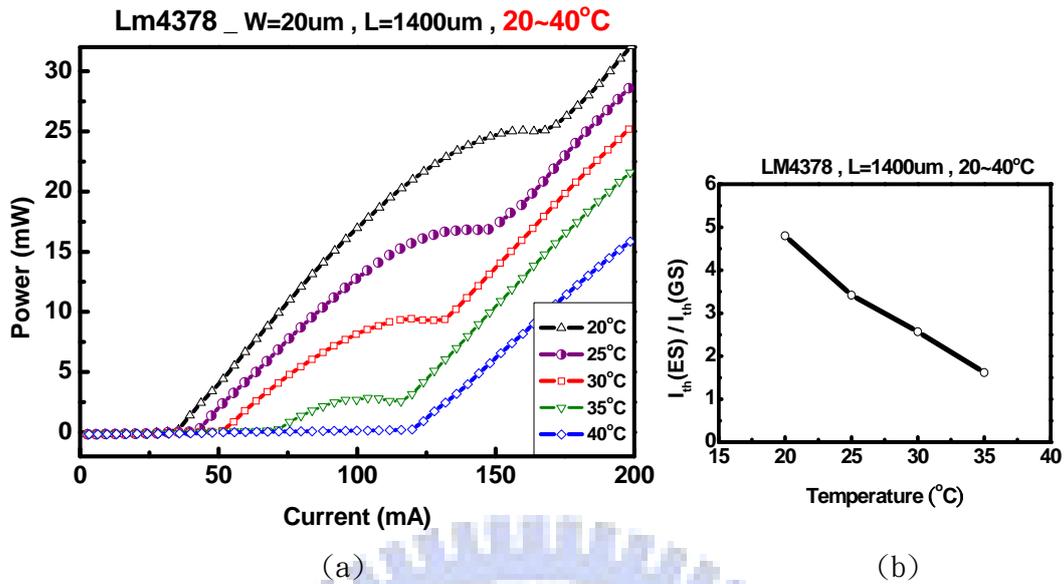


圖 3-3 (a) LI curve 對溫度的變化 (b) $I_{th}^{ES} / I_{th}^{GS}$ 對溫度的變化

溫度(°C)	I_{th}^{GS} (mA)	I_{th}^{ES} (mA)	J_{th}^{GS} (A/cm ²)	J_{th}^{ES} (A/cm ²)	$I_{th}^{ES} / I_{th}^{GS}$
20	35	168	125	600	4.8
25	43	147	154	525	3.42
30	51	131	182	468	2.57
35	71	115	254	411	1.62
40	--	120	--	429	--

表 3-2 I_{th}^{ES} 與 I_{th}^{GS} 對溫度的變化

由上兩節可知共振腔長度與溫度效應對基態與激發態雷射出現的影響：

- (1) 共振腔長度下降， $I_{th}^{ES} / I_{th}^{GS}$ 下降(即基態與激發態雷射發生點愈接近)。
- (2) 溫度上升， $I_{th}^{ES} / I_{th}^{GS}$ 下降。

3.2 如何切換基態與激發態雷射

從對量子點雷射基本的特性量測中，我們已明瞭基態與激發態雷射出現的條件及兩者之間的相互影響，此節我們將針對如何切換基態與激發態雷射做討論，從實驗與別人的例子中，歸納並提出可能利用外部調變的方式，切換量子點基態與激發態雷射的方法。

3.2.1 溫度控制

由 3.1.2 節，我們得知可利用溫度改變來控制基態與激發態雷射，即利用熱效應使得臨界增益變大，高溫時，基態飽和增益小於臨界增益而無法達到雷射，如圖 3-3(a) 為例，我們將雷射操控在 20 與 40°C，在相同電流下可達到單獨基態或單獨激發態的雷射，然而利用溫度控制則調變速度太慢，且使雷射特性大幅降低，又如圖 3-1 所示，在高電流下，熱效應亦會使得基態雷射消失而達到單獨激發態雷射，雖為電流控制，但缺乏穩定性。

3.2.2 耦合吸收器(absorber)^{[9][10]}

由於基態飽和增益較低，飽和輸出功率較激發態低了許多，從直覺上來想，若利用耦合的共振腔做為吸收器，當基態增益飽和無法克服吸收而起振，而激發態卻可隨著注入載子增多進一步提高增益克服吸收，預期將可藉由吸收器的調變切換雷射態，一般設計將一段長的雷射共振腔(基態雷射可存在)，耦合一段數十至數百 μm 長的吸收器，利用吸收器操作在逆偏壓提高此區的吸收，並將載子帶走，避免激發態輸出光被載子吸收後貢獻到基態。

圖 3-4 為 W. Zhou 等人所做，在固定增益段注入電流密度下，利用改變吸收段偏壓，使雷射輸出波長具有 20meV 的改變，但一般量子點基態與激發態能量差約在 50~80meV 左右，故推測其結果是量子點成長不均勻所致。

圖 3-5 為 A. Markus, M. Rossetti 等人所做，在他們的樣品中，當長度小於 1500 μm 只有激發態雷射，他們設計共振腔長度 2000 μm 讓基態與激發態雷射皆可存在，利用耦合一長度 600 μm 的共振腔做為吸收器， J_g 與 J_a 為增益段與吸收段注入電流密度， V_a 為吸收段偏壓，在兩種操作模式下可得到基態與激發態雷射的切換：

- (1) $J_g = 1080 \rightarrow 1930 \text{ A/cm}^2$; $V_a = 0.1 \rightarrow -5 \text{ V}$ 時，可得到圖 3-5(b) 中小視窗所示的基態與激發態切換頻譜，但激發態並未完全關閉。
- (2) 改變 J_g 與 J_a ，所得結果如圖 3-5，橫軸為增益段電流密度，縱軸為光強度，圖(a)為基態光強度，圖(b)為激發態光強度，不同的曲線代表不同的吸收段電流密度，在垂線處可看到激發態雷射而基態輸出幾乎為零，然而隨著 J_g 增加，基態雷射又出現而變成兩個態同時雷射。

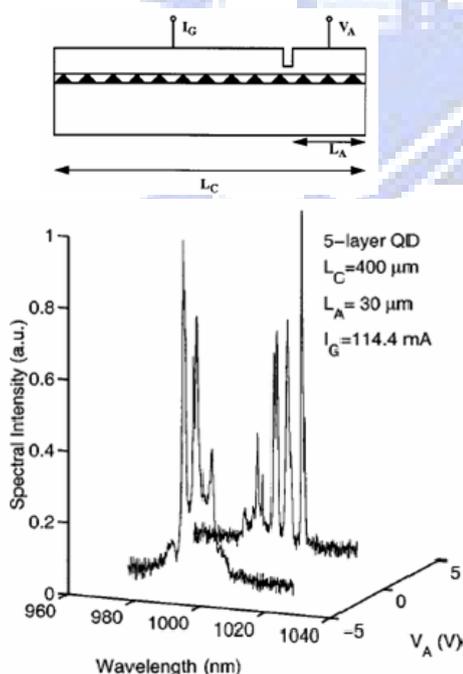


圖 3-4 耦合吸收器調變雷射輸出波長
(a)元件結構(b)切換頻譜^[9]

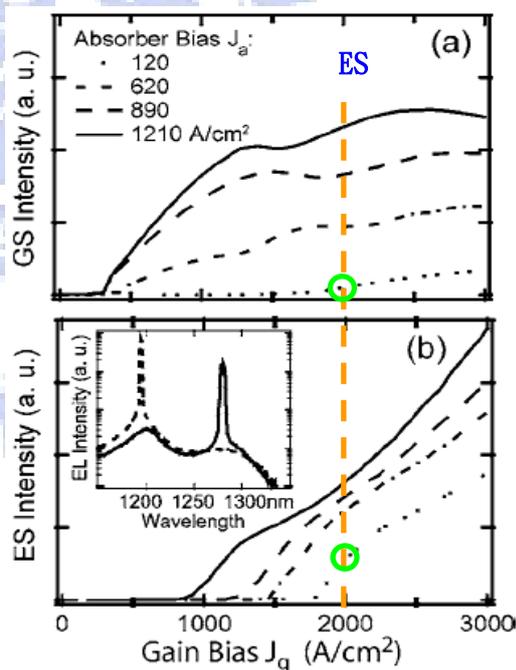


圖 3-5 耦合吸收器調變基態與激發態雷射(a)基態輸出強度(b)激發態輸出強度^[10]

利用長共振腔耦合吸收器，確實可在某些操作點達到基態與激發態雷射的切換，但並不明確。

3.2.3 增益分配(Gain redistribution)

若要達到雷射態切換，前提是基態與激發態雷射皆可以存在，當共振腔縮短到一定程度，則只存在激發態雷射，但若共振腔太長，則基態的淨增益很高，大部分填入的載子皆被基態激發性放射所消耗，必須要注入相當多的載子，激發態才可累積的載子達到臨界增益。在 3.2.2 節中，由於利用吸收器操作，增益段必須夠長，導致基態淨飽和增益太高不易關閉，激發態亦不易出現，而無法成功切換。在此，我們提出增益分配的概念，利用調變長共振腔中的增益分佈，使得等效的共振腔長度縮短，即調變電流的分佈使得增益改變，將可改變臨界增益，以切換基態與激發態雷射。如此，我們得到類似 3.2.2 的設計，但我們將增益段 L_1 的長度設計在基態不能雷射的區域，而原本的吸收器 L_2 在此改操作在增益的區域而非吸收，長度約為 L_1 的 $1/2 \sim 1/3$ ，兩段的總長度夠長，使得當兩段在等電流密度下操作時，臨界增益小於基態的飽和增益。當兩段注入的電流密度是均勻時，相當於一長共振腔的雷射，臨界增益：

$$g_1 = g_2 \quad g_{th0} = \alpha_i + \alpha_m \quad (3.1a)$$

當改變兩段共振腔的增益分佈時，從簡單的耦合共振腔(couple cavity)模型，如圖 3-6 所示，假設 g_2 為定值，在 $I = I_0$ 時達到臨界條件，可得

$$g_{th} \cdot L_1 + g_2 \cdot L_2 = \alpha_i \cdot (L_1 + L_2) + \ln\left(\frac{1}{R}\right), \quad \alpha_m = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right), \quad \text{臨界增益：}$$

$$g_1 \neq g_2 \quad g_{th1} = \frac{L}{L_1} \cdot (\alpha_i - \alpha_m) - \frac{L_2}{L_1} \langle g_2 \rangle \quad (3.1b)$$

由於增益是能量的函數，與每個態所具有的載子數有關，當 L_2 注入電流為定值時，基態與激發態對應到不同的 g_2 值，在 L_1 中，基態與激發態雷射有不同的臨界增益，假設 α_i 約為定值，則對 L_1 而言，基態與激發態臨界增益為：

$$g_{th1}^{GS} = \frac{L}{L_1} \cdot (\alpha_i - \alpha_m) - \frac{L_2}{L_1} \langle g_2^{GS} \rangle \quad (3.2a)$$

$$g_{th1}^{ES} = \frac{L}{L_1} \cdot (\alpha_i - \alpha_m) - \frac{L_2}{L_1} \langle g_2^{ES} \rangle \quad (3.2b)$$

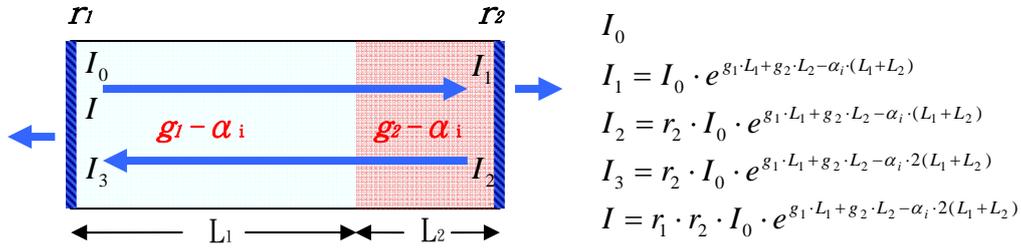


圖 3-6 耦合共振腔模型

當兩段在等電流密度下操作($g_1 = g_2$)，由於設計總長度在基態雷射可存在的範圍，由(3.1a)式， $g_{sat}^{GS} > g_{th0} = \alpha_i + \alpha_m$ ，基態雷射可存在；當降低 $g_2^{GS} < g_{th0}$ 時， L_1 中基態所見到的臨界增益 g_{th1}^{GS} 提高，當臨界增益大於基態飽和增益 $g_{th1}^{GS} > g_{sat}^{GS}$ ，則基態無法達到雷射，對激發態而言， g_2^{ES} 減少的程度比 g_2^{GS} 更多，甚至為負值(吸收)，但由於設計長度不對稱的原因， L_2 小於 L_1 ， L_2 的對整體吸收比例被縮小，且激發態飽和增益比基態高出許多，仍可克服 L_2 額外的吸收，所以預期可以達成單獨激發態雷射。

在實際的量測上發現當反向操作時，即把 L_1 與 L_2 的操作方式對調，我們仍可得到單獨的激發態雷射，詳細的實驗設計與量測結果將在下一章中討論。

對於實際上近似的增益值可由速率方程式估算不同電流下所對應的基態與激發態增益，此部分的計算尚未完成，未在本論文中探討，僅以圖 3-7 表達近似的增益分佈情形。

圖 3-7^[15]為模擬三層量子點結構，基態與激發態雷射波長約落在 1.28 μm 與 1.22 μm ，計算不同注入電流密度下，各個能態載子累積數目與光增益值的圖， G 為對應不同注入電流密度的參數， τ_c 為激發態捕捉載子的速率(由 wetting layer 至 excited state)，圖 3-7(a)為不同能態自發性放射所對應的強度，約正比於不同能態的載子累積數目，圖 3-7(b)為增益曲線。

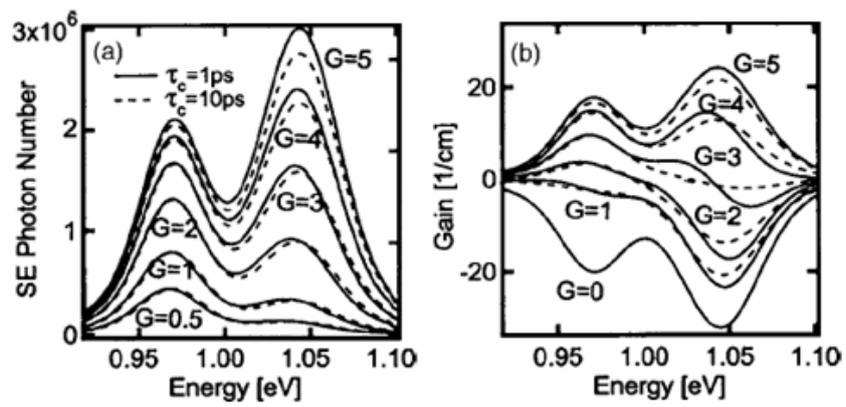
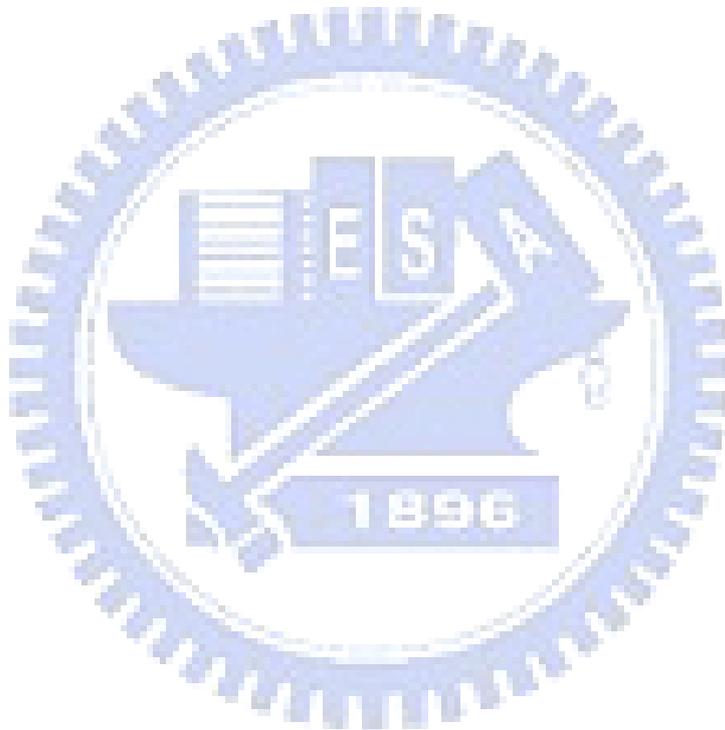


圖 3-7 (a)計算量子點各個能態累積的載子量(b)增益曲線^[14]



第四章 雙波長切換量子點雷射

藉由第三章實驗中的觀察與原理，我們利用 3.2.3 的概念，設計將一段長度適中、基態雷射可存在的共振腔，分成兩段，利用注入不同的電流，個別控制其增益，觀察在不同的電流分佈下基態(GS)與激發態(ES)雷射的情形，進而達到 GS 與 ES 雷射的切換。

4.1 元件設計

本章中所使用的晶片 Rn102、103，為六層 InAs 量子點結構，具有相同的結構與特性(附錄 A)，在室溫下基態與激發態雷射波長約落在 $1.3\mu\text{m}$ 與 $1.2\mu\text{m}$ ，基態與激發態能量差約 72meV 。製程以製作 $20\mu\text{m}$ 與 $5\mu\text{m}$ 寬的脊狀波導雷射(附錄 B)，兩者當長度約小於 $1000\mu\text{m}$ 時，在室溫 20°C 下量測，則沒有 GS lasing。當總長度太長時，必需在很高電流下才可觀察到 ES lasing，因此選擇總長度在 $1100\mu\text{m} \sim 1500\mu\text{m}$ 之間，兩段共振腔長度比約在 1:2 ~ 1:3 之間。設計 L_1 長度約小於等於 $1000\mu\text{m}$ ， L_2 長度在 $300\sim 500\mu\text{m}$ ，即當只有 L_1 或 L_2 共振腔時，基態無法雷射，而當兩段並聯注入電流均勻地操作時則基態雷射可以存在。

結構如圖 4-1 所示，兩段中間蝕刻出 $5\mu\text{m}$ 寬的溝槽作為絕緣，兩段之間的電阻值約在數百 $\text{k}\Omega$ ~數 $\text{M}\Omega$ 的範圍，可以有效隔絕兩段之間電流的干擾，量測在 pulse ($1\mu\text{s}/20\mu\text{s}$)輸出下，藉由分別控制兩端的注入電流，以達到增益分配的效果。

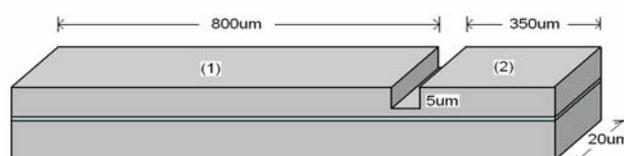


圖 4-1 雙波長切換量子點雷射結構

4.2 量測結果與討論

此節我們針對 Rn103(寬度 20 μm , $L_1=850\mu\text{m}$, $L_2=300\mu\text{m}$ 的傳統寬面積脊狀波導雷射)，與 Rn102(寬度 5 μm , $L_1=960\mu\text{m}$, $L_2=500\mu\text{m}$ 脊狀波導雷射)兩片的量測結果做討論。除了自輸出頻譜上得到不同操作電流下雷射態切換的結果，更由二維的雷射態對應電流分佈，與三維的雷射輸出強度對應電流分佈圖，進一步討論兩截共振腔在不同輸入電流分配下基態與激發態增益的關係、溫度對基態與激發態操作範圍的影響、非理想的熱效應、基態雷射抑制激發態出現等，以更明確的定義出操作基態與激發態雷射切換的區域。

4.2.1 基態與激發態雷射切換

由設計原理可知，當我們欲切換基態與激發態雷射，有以下兩操作要點：

- (1) GS lasing 操作時，即將兩段視為一長共振腔，在等電流密度下操作，可得到單獨基態雷射，而隨著電流增加，當基態雷射飽和，則激發態開始累積載子達到臨界條件，同時存在基態與激發態雷射。
- (2) 操作在單獨 ES lasing 時，則將 L_2 操作電流降低， L_2 中基態增益 g_2^{GS} 減小，使 L_1 中基態所見到的臨界增益 g_{th}^{GS} 大於基態飽和增益 g_{sat}^{GS} ，當增加 L_1 電流使激發態增益 g_1^{ES} 大於等效的激發態臨界增益 g_{th1}^{ES} ，可得到單獨激發態雷射。

圖 4-2 為雷射 Rn103 在室溫 20 $^{\circ}\text{C}$ 下量測的結果，圖(a)為單獨基態雷射，(b)(c)為基態與激發態同時雷射，(d)為單獨激發態雷射。其中 I_1 、 I_2 為對應 L_1 、 L_2 的注入電流，當我們欲由基態切換至激發態雷射時，一邊降低 I_2 並提高 I_1 ，則雷射頻譜漸漸由基態轉為激發態雷射，如圖(a)至(d)所示，即，在總電流接近的情況下，由雷射輸出頻譜圖中可明顯看出已成功達成單獨基態雷射(1.295 μm)和單獨激發態雷射(1.2 μm)的切換，約 72meV 的能量差，可大幅改變雷射的輸出波長。

由此操作模式可知，在基態操作時， L_1 與 L_2 皆是操作在增益區的範圍，而欲

切換至激發態操作時，必須將其中一段的增益略為降低並提高另一段的增益，但兩段仍是操作在有增益的區域，與利用吸收器將基態雷射吸收的觀念並不同。

從元件使用的角度上來看，必須更明確地定義出兩種態雷射切換的操作範圍，此將在下一小節做探討。

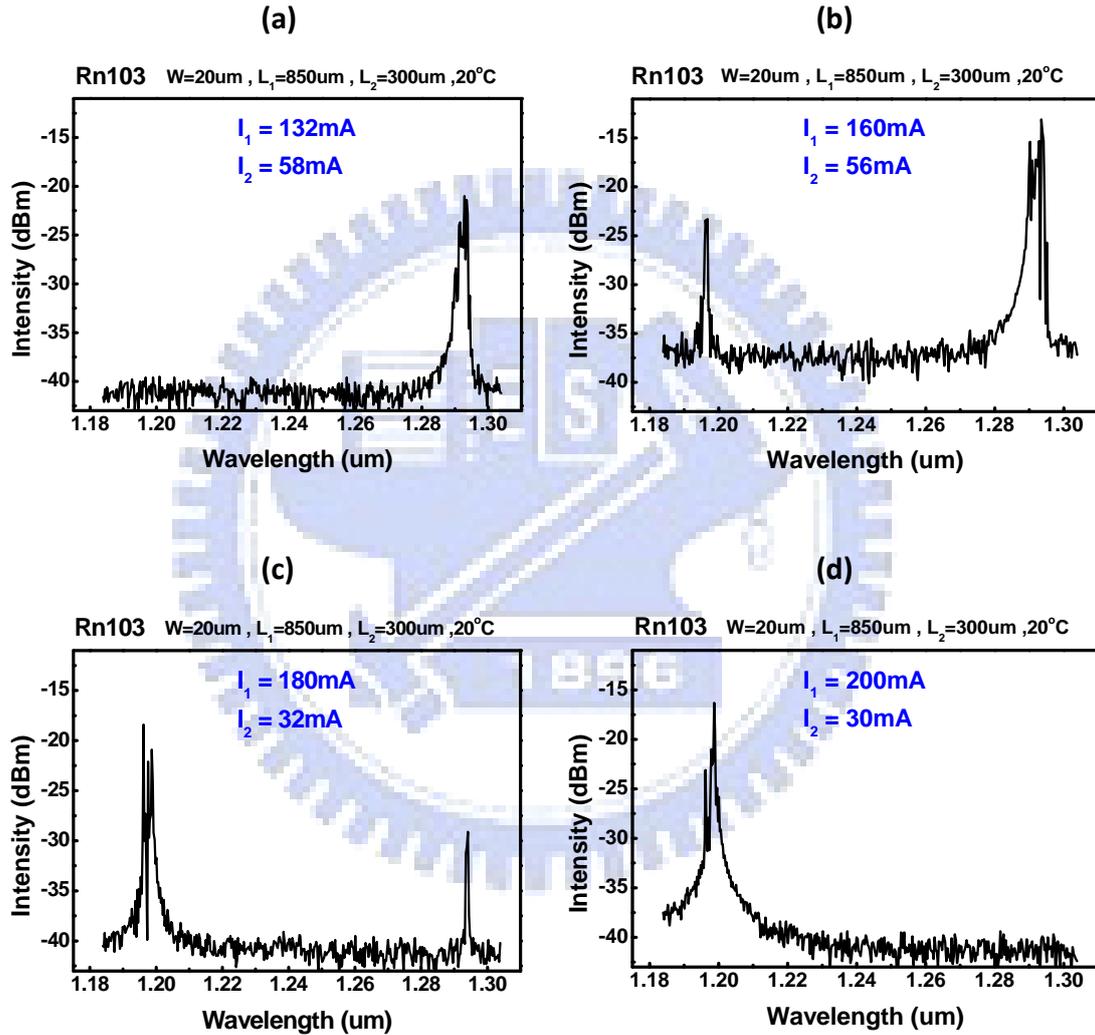


圖 4-2 調變 L1 與 L2 電流切換基態與激發態雷射 (a) GS lasing
 (b)(c) Dual State lasing (d) ES lasing

4.2.2 能態對應電流分佈

為了詳細了解元件在不同的操作情況下所對應的雷射能態，我們量測在各個電流下，基態與激發態雷射分佈的情形，並分別對各個雷射能態分佈的區域做討論。

圖 4-3 顯示在不同 I_1 與 I_2 電流組合下，雷射能態的分佈，其中黑點代表基態雷射、灰點代表基態與激發態雷射同時存在、白點代表激發態雷射，在圖中截線通過的區域，表示在總電流相等 ($I_1 + I_2 = 150$ mA) 的情況下，可以對應到不同能態的雷射，如圖右為雷射對應的輸出頻譜，可以找到三個不同的操作點分別對應到基態雷射、基態與激發態同時雷射、激發態雷射。

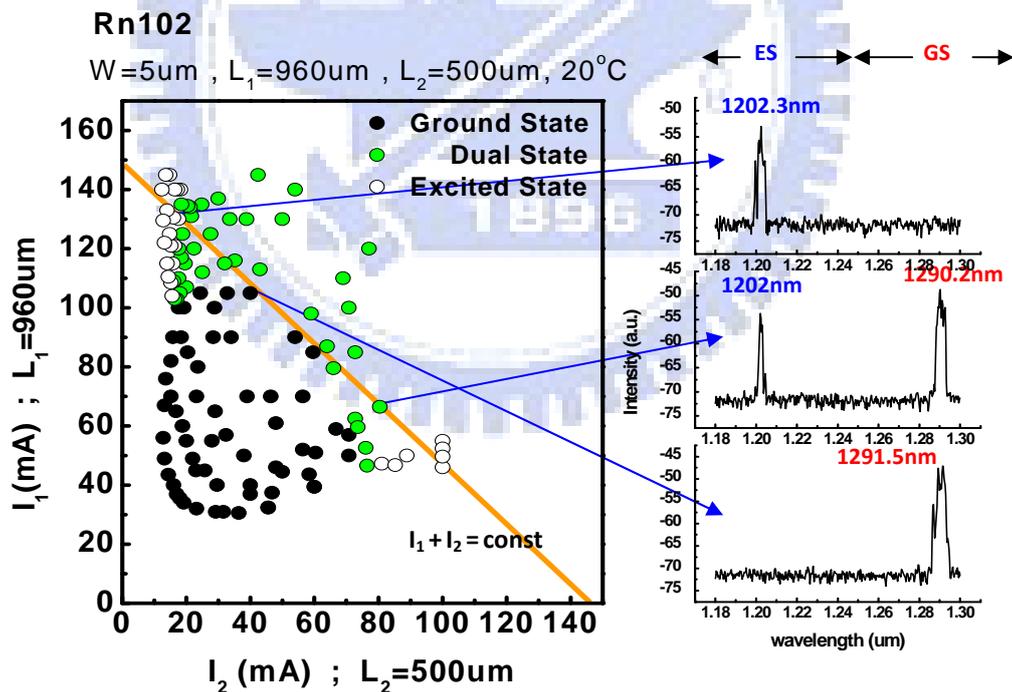


圖 4-3 等電流下基態與激發態雷射切換_Rn102 $W=5\mu\text{m}$

4.2.2.1 電流分佈對應雷射能態

以下由圖 4-4 針對基態與激發態雷射各個區域做討論：

- (1) a 與 b 區 - 圖中虛線，代表將兩截共振腔視為一長共振腔均勻操作的電流分佈情形(將此線定義為**中心線**)，我們可看到基態雷射存在，而在較高電流區域激發態雷射也出現，而呈現兩個能態並存，(a)區為基態達到臨界條件而雷射，自基態雷射出現的臨界點(中心線上雷射出現的起始點)開始，當我們提高其中一段的電流，則相當於提高整體的增益，故在(a)與(b)區基態雷射可以持續的存在，當電流升高，基態增益飽和後激發態也開始累積載子達到臨界條件，因此在較高電流的(b)區激發態也出現，為一般量子點雷射可看到的區域，便存在(b)區為基態與激發態雷射同時存在。
- (2) c 區 - 如原本預期的，當 l_2 降低到某一程度，則整體基態的臨界增益大於 L_1 基態飽和增益，而激發態增益可大於激發態臨界增益，故在(c)區可看到 ES 單獨 lasing，從(a)區基態雷射發生的臨界點開始，對**基態**而言，當 L_2 中的電流(或基態增益 g_2^{GS})變小，則整體基態臨界增益 $g_{th1}^{GS} = \alpha_i + \alpha_{m1} - \langle g_2^{GS} \rangle$ 開始提高，相當於等效共振腔(增益區)長度變短，很快的當 L_1 的基態增益飽和，基態便無法達到臨界條件。
對**激發態**而言，因為載子從基態開始填充，從增益曲線來看(圖 3-8)，當 L_2 中的基態增益變小， g_2^{ES} 很快的轉為負值(即 L_2 為吸收)，故激發態臨界增益 $g_{th1}^{ES} = \alpha_i + \alpha_{m1} - \langle g_2^{ES} \rangle$ 也提高，但由於長度比例的關係， g_2^{ES} (或 L_2 的吸收)對整體影響的比例被縮小，當 L_1 在較高電流時，激發態便可具有足夠的增益達到臨界條件。

Rn102 $W=5\mu\text{m}$, $L_1=960\mu\text{m}$, $L_2=500\mu\text{m}$, 17°C

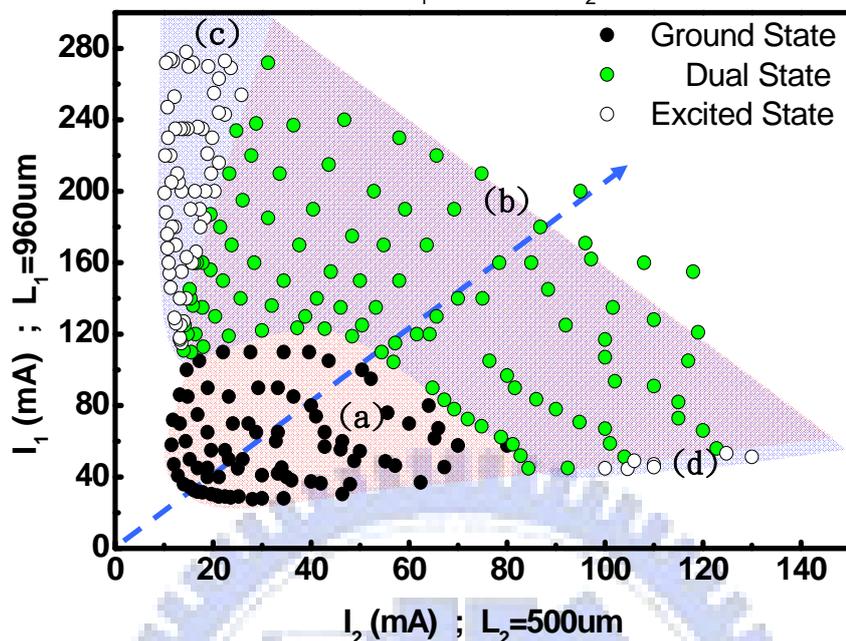


圖 4-4 雷射能態對應電流分佈_Rn102_W=5um

- (3) d 區 - 當 L_1 與 L_2 角色對調，在 d 區中的基態消失的原因與 c 區相同，然而對激發態而言，由於 L_2 所貢獻的激發態增益，對整體而言比例較小，當基態增益低於臨界增益時，激發態臨界增益 $g_{th1}^{ES} = \alpha_i + \alpha_{m1} - \langle g_2^{ES} \rangle$ 理應被放大了數倍，但在實際量測中，d 區仍可出現激發態單獨雷射，此表示激發態飽和增益值仍大於臨界增益，推測是增益曲線並非完全如圖 3-8 所示，然以 L_2 作為激發態增益區時，其飽和增益終究有限，受限於長度比例關係，故 d 區應較 c 區範圍小很多，若從電流密度來看，的確在相同電流密度的範圍來看，d 區將比 c 區小很多，此點在圖 4-5(b) 與圖 4-6(b) 的樣品中可明顯觀察到。圖 4-5 中 $I_1:I_2 \sim 3:1$ ，圖 4-6 中 $I_1:I_2 \sim 2:1$ ，從能態對電流密度分佈可明顯看出長度比例與雷射能態分佈的不對稱性

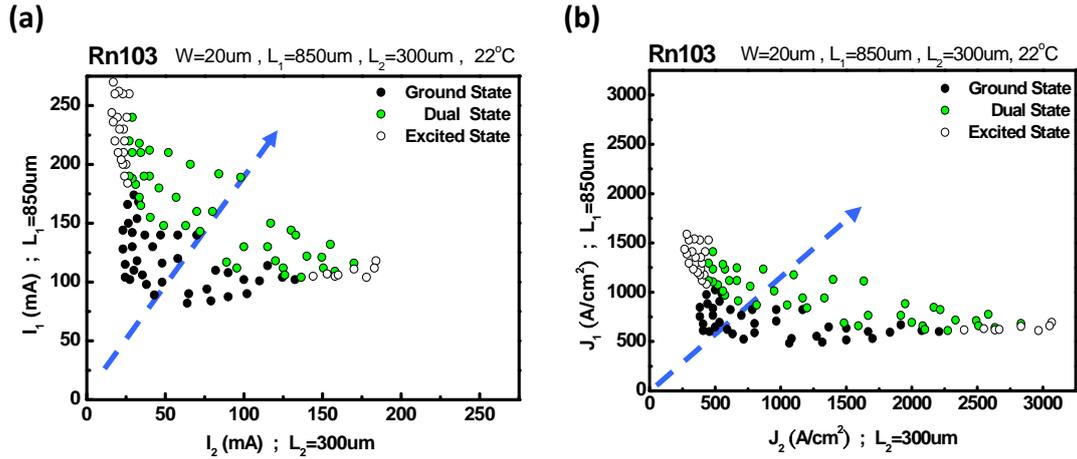


圖 4-5 雷射態分佈_Rn103_W=20um (a)對電流分佈 (b)對電流密度分佈

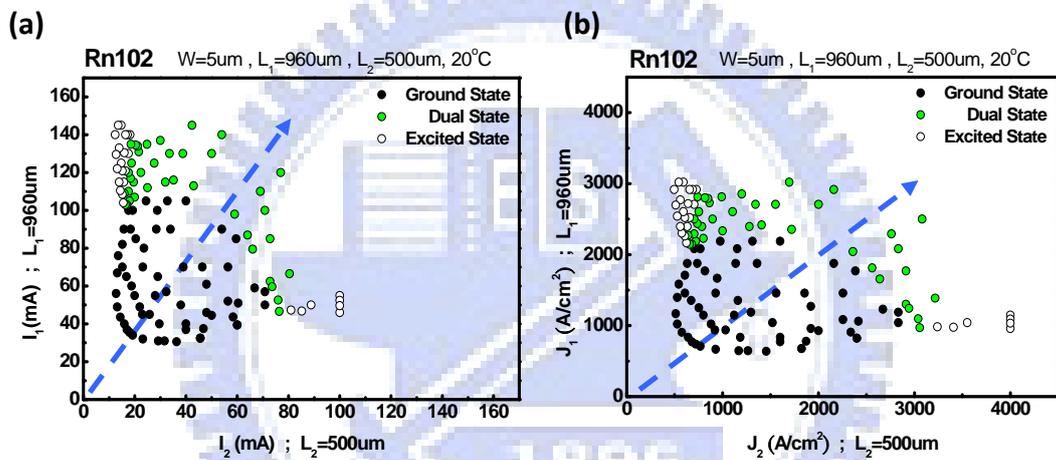


圖 4-6 雷射態分佈_Rn102_W=5um (a)對電流分佈 (b)對電流密度分佈

4.2.2.2 溫度影響分佈

圖 4-7 與圖 4-8 顯示在不同溫度下，基態與激發態所佔區域的改變，從圖中可以明顯看到在溫度升高時基態區域縮減，而激發態區域往內擴張，此與 3.1.2 節中所觀察到的溫度效應相符合，即溫度使得 Fermi-distribution 變的平緩，基態欲得到相同的增益必須填入更多的載子(注入更多電流)，基態臨界電流變大；而 Fermi-distribution 變的平緩亦增加激發態的累積載子量，加速激發態達到臨界條件，而得到如此的結果。

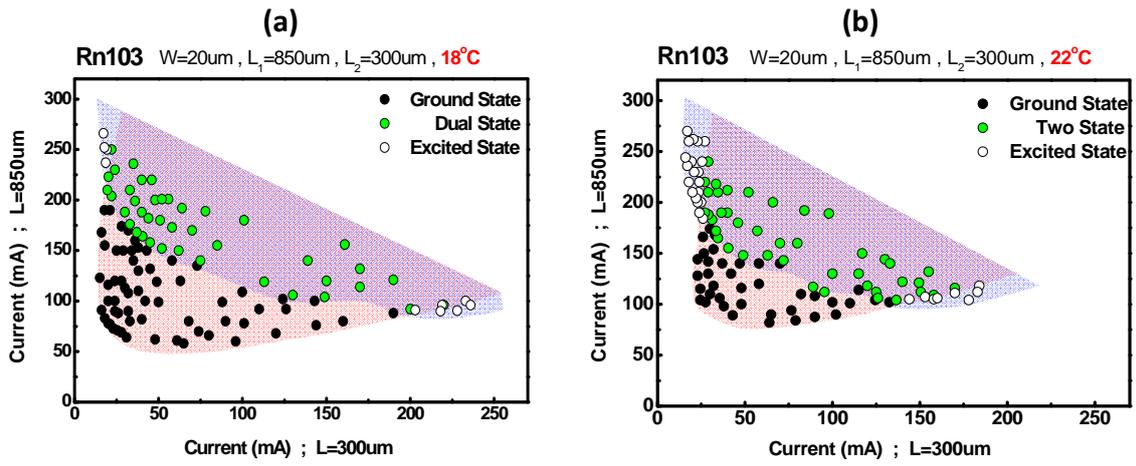


圖 4-7 溫度對雷射能態分佈_Rn103 $W=20\mu\text{m}$ (a) 18°C (b) 22°C

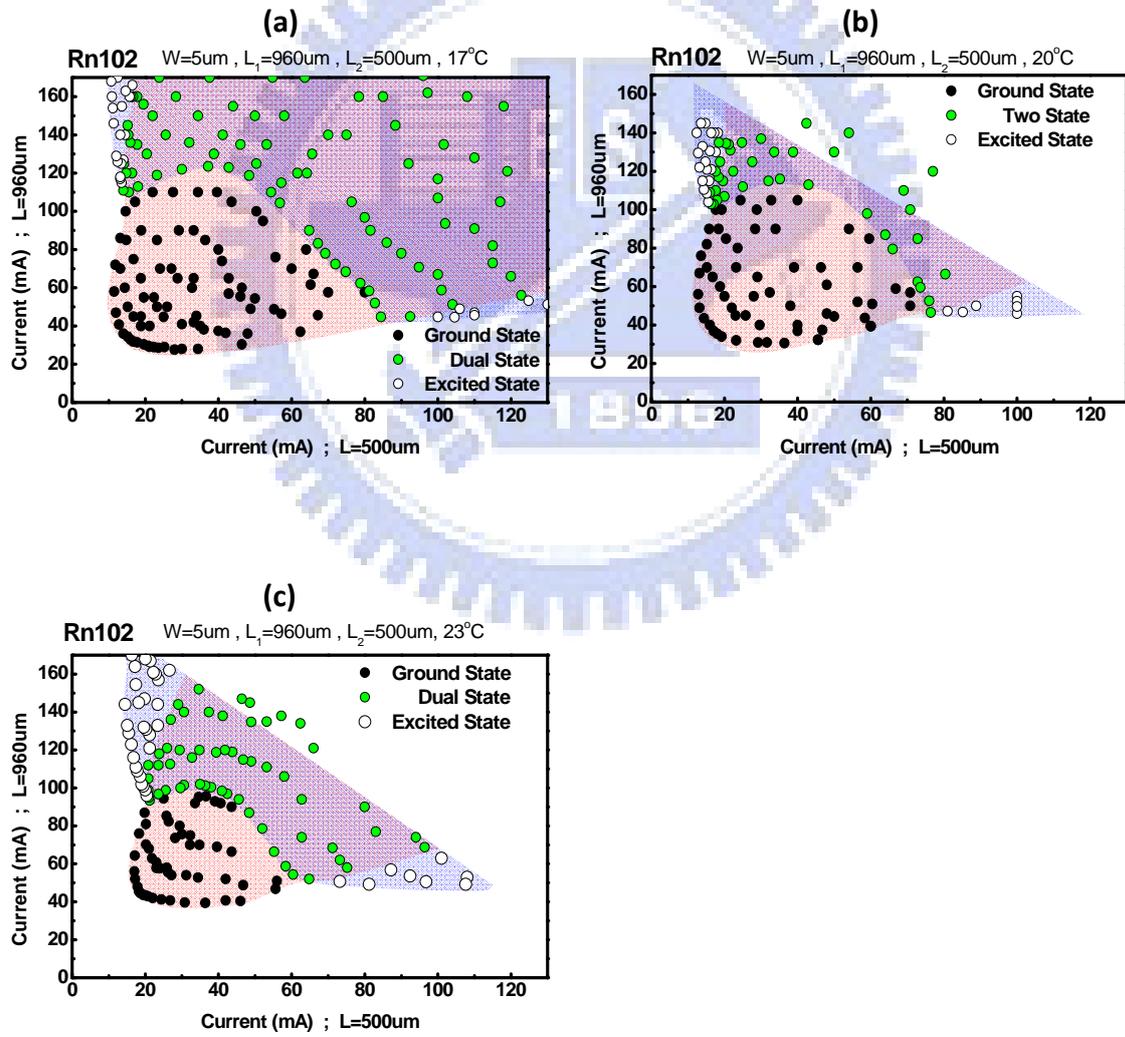


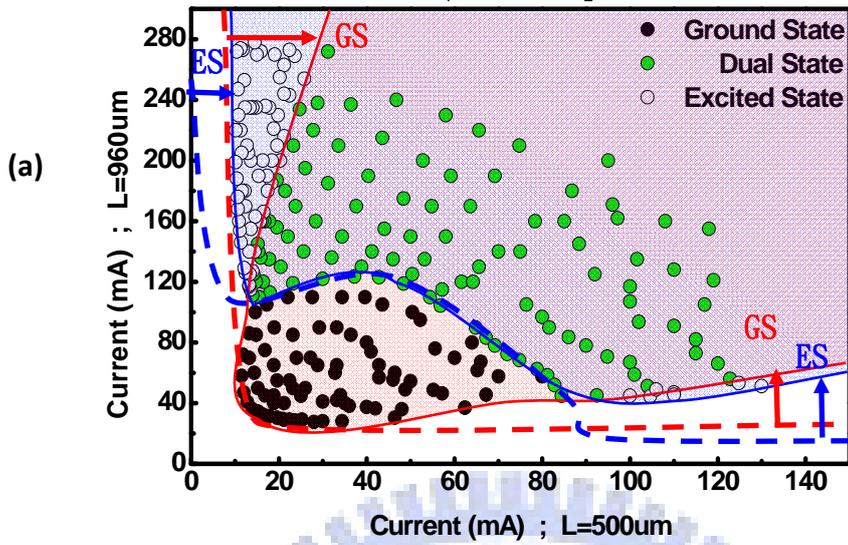
圖 4-8 溫度對雷射能態分佈_Rn102 $W=5\mu\text{m}$ (a) 17°C (b) 20°C (c) 23°C

4.2.2.3 邊界與非理想熱效應的影響

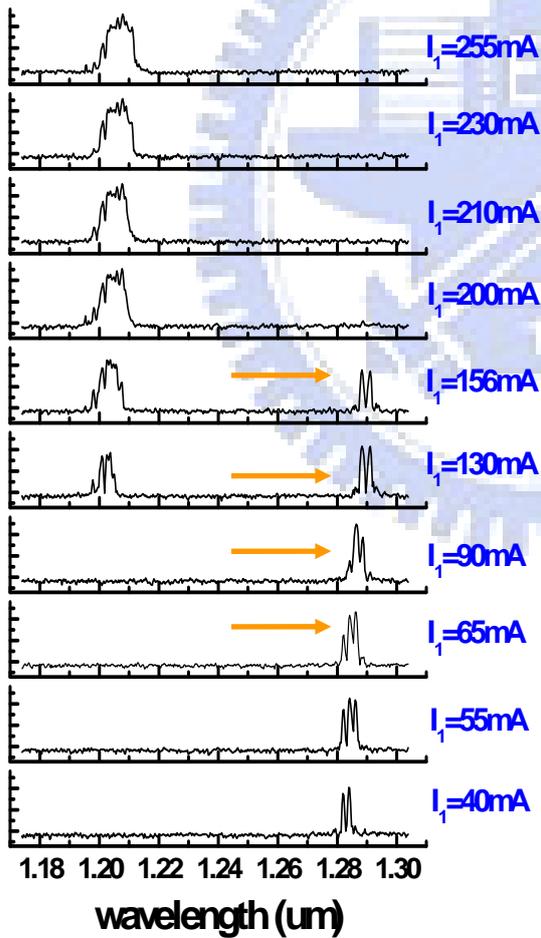
在理想上預期在基態與激發態邊界應是平行 XY 軸的漸近線，即從中心線雷射發生的起始點開始，降低其中一段共振腔的電流增益，並提高另一段共振腔的電流增益，則可彌補基態臨界增益的提高而達到雷射臨界條件，故 a 區(基態雷射)在低電流的邊界呈弧狀，而當提高另一段電流達到基態飽和增益時，則邊界不再往外擴張，而將趨近與 X 軸或 Y 軸平行的漸近線，漸進線的位置則與飽和增益有關，由於激發態飽和增益較高，故漸進線所包圍的區域應較基態為大。

在實際量測上所得到的結果顯示，邊界隨著電流升高而往內縮減，相同 I_1 電流下， I_2 方向上隨著電流的升高的縮減更加明顯，圖 4-9 (a) 示意邊界縮減的情況，我們將 I_2 固定在 20mA，增加 I_1 電流，量測在不同情況下所得的輸出頻譜如圖 4-9 (b) 所示，可看到雷射輸出波長明顯的紅移，顯示因為熱效應所造成的能隙縮減隨著電流密度上升愈益明顯；改將 I_1 固定並增加 I_2 電流所得頻譜如圖 4-9 (c) 所示，同樣有明顯的紅移，因此推測是高電流密度下的熱效應造成臨界增益變大，使得基態雷射與激發態雷射分佈邊界的縮減。

Rn102 $W=5\mu\text{m}$, $L_1=960\mu\text{m}$, $L_2=500\mu\text{m}$, 17°C



(b) $I_2=20\text{mA}$



(c) $I_1=50\text{mA}$

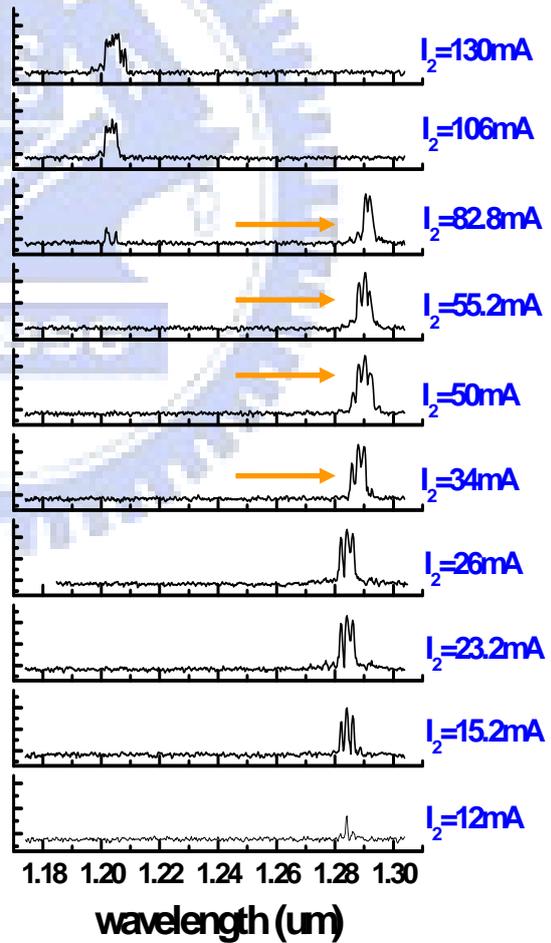


圖 4-9 (a)雷射態分佈邊界縮減 (b) $I_2=20\text{mA}$,增加 I_1 電流頻譜紅移的現象
(c) $I_1=50\text{mA}$, 增加 I_2 電流頻譜紅移的現象

4.2.2.4 激發態雷射分佈邊界的凹口

在 Rn102 寬度為 $5\mu\text{m}$ 的脊狀波導雷射中，可觀察到激發態分布中心邊界有一明顯的凹口，在此利用等效共振腔長度不同的原因來解釋。在圖 4-10 的中心線約代表兩截共振腔在均勻操作的電流分佈，我們知道，在此時實際或等效的共振腔長度為最長，基態可達到最高的淨增益(在 4.2.3 節可看到)，基態激發性放射消耗載子越快，使得在相同電流下激發態累積載子變少，因而抑制激發態雷射的發生。當共振腔長度愈短，則 $I_{th}^{ES} / I_{th}^{GS}$ 愈小，即基態與激發態雷射出現的臨界點愈接近，當中心線的斜率變大或變小，則對應總臨界電流($I_1 + I_2$)， $I_{th}^{ES} / I_{th}^{GS}$ 皆變小，故使得激發態邊界曲線呈現凹口形狀。

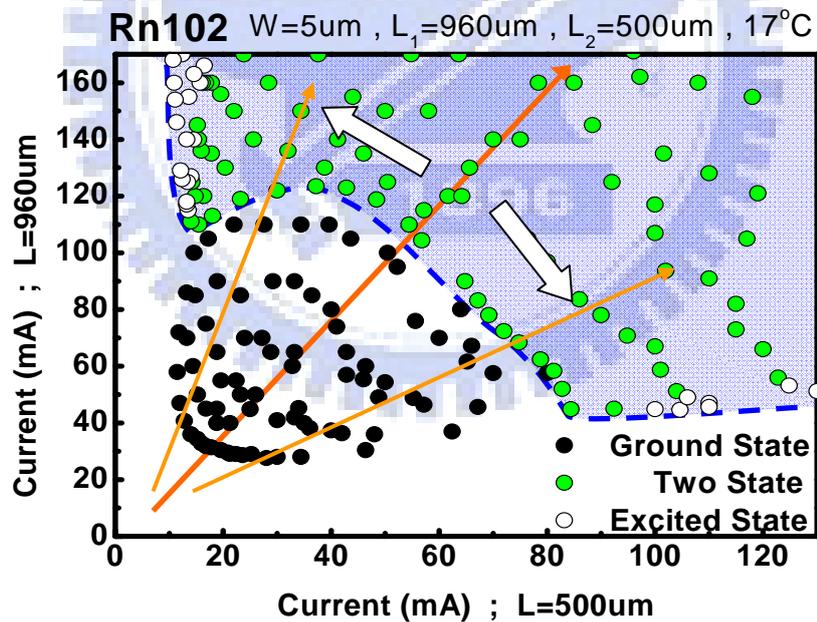


圖 4-10 激發態雷射分佈邊界的凹口

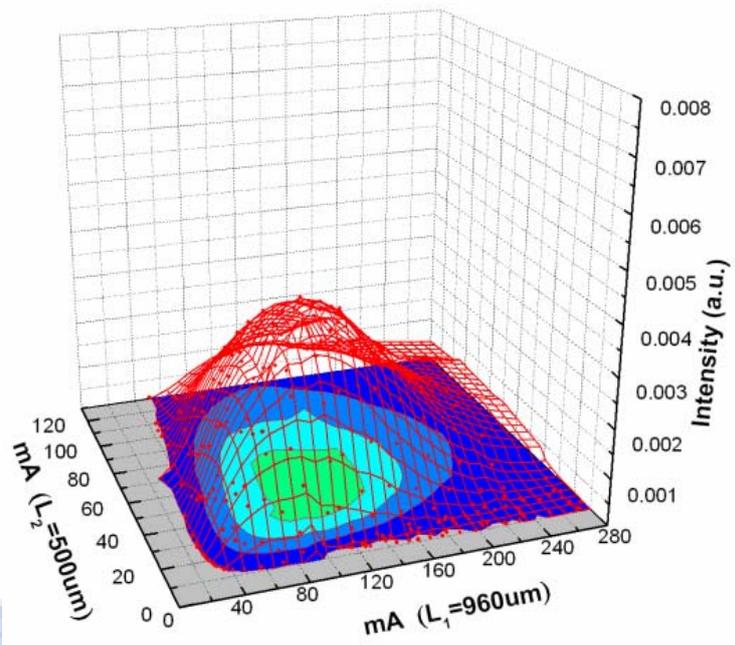
4.2.3 強度對應電流分佈

利用雷射態對電流分佈圖上所量測每一個點的雷射輸出頻譜圖，將基態與激發態強度各自積分，並利用軟體模擬邊界，可得到雷射強度對應 I_1 、 I_2 的三維圖形，如圖 4-11 與圖 4-12 為 Rn102 寬度 $5\mu\text{m}$, $L_1=960\mu\text{m}$, $L_2=500\mu\text{m}$ 的脊狀波導雷射，各在 17°C 與 23°C 下量測所得，圖(a)為基態雷射強度分佈(b)為激發態雷射強度分佈。

圖 4-11 為對圖 4-4 中每一個點的頻譜積分而得 z 軸為線性座標，(a)與(b)的強度可互相比較，由圖(a)可明顯看出，基態強度最強的區域集中在兩截共振腔均勻注入電流的中心線周圍，在高電流區域，基態雷射強度減弱，轉為圖(b)中的激發態雷射主控。

因為 L_1 與 L_2 的不對稱性，使得基態與激發態雷射分佈偏離原本的對稱性，跟著中心線轉動，值得注意的是，基態與激發態雷射互相競爭載子的消耗，使得基態雷射會抑制激發態雷射的出現，而激發態雷射出現則減弱基態雷射的強度，在圖 4-4 中單獨激發態雷射的區域 c 區(d 區範圍太小而不易看到)，由於基態雷射消失，使得原本往中心線兩側減弱的激發態雷射強度又再上升，因而除了在中心線上為激發態雷射強度的波峰外，在單獨激發態雷射存在的區域(c 區)亦出現一個次波峰(在圖 4-12(b)中較為明顯)，此即我們切換基態與激發態雷射主要的激發態雷射操作點，基態操作點即為中心線上的激發態雷射未出現的區域。

(a) GS



(b) ES

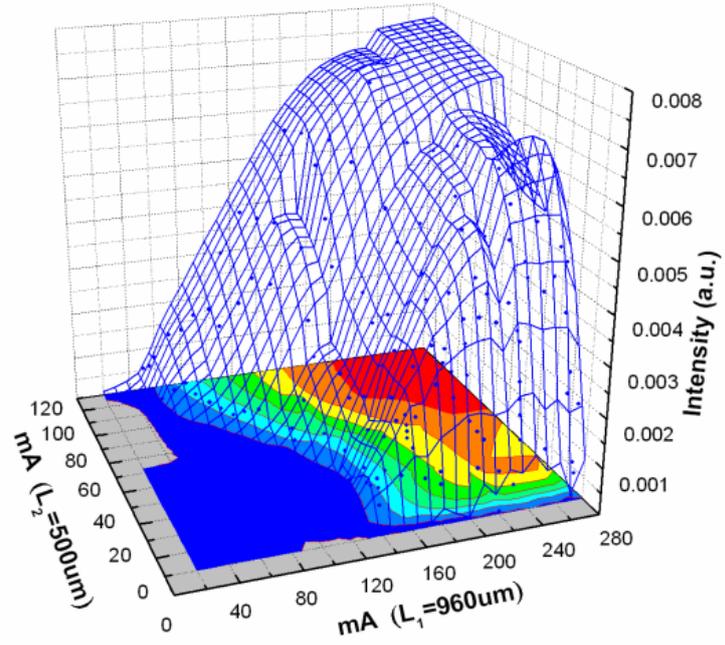


圖 4-11 Rn102_17°C (a)基態雷射強度對應電流分佈

(b)激發態雷射強度對應電流分佈

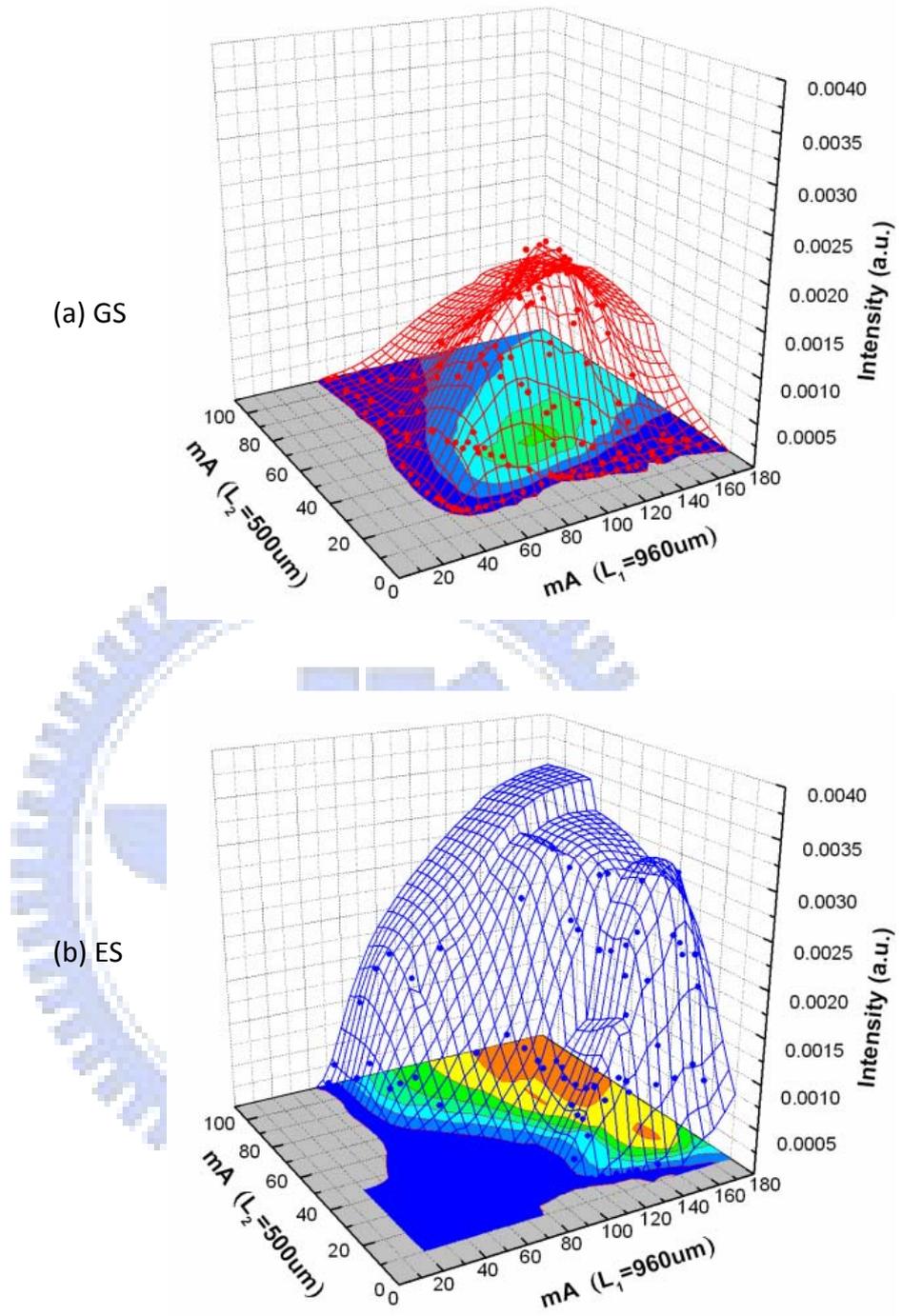


圖 4-12 Rn102_20°C (a)基態雷射強度對應電流分佈
 (b)激發態雷射強度對應電流分佈

結論與未來展望

本研究已成功製作出可切換波長在 $1.2\mu\text{m}$ 與 $1.3\mu\text{m}$ 的量子點雷射，透過兩截共振腔的設計，個別控制兩段的注入電流，利用不同的增益分配，達到可選擇量子點基態、激發態雷射或兩者同時雷射的操作模式，並在總電流維持固定的情況下，調配不同的電流分佈，可達到此三者的切換。在基態雷射操作方面，與一般量子點雷射無異，而在單獨激發態雷射的操作模式，我們利用兩截共振腔長度的不對稱性，在降低 I_2 並提高 I_1 使基態雷射消失的區域，找到另一個激發態雷射輸出的波峰，透過雷射態與強度對應電流分佈圖，我們更明確的了解元件的操作條件與特性。

未來對元件進一步的探討，可針對設計上的最佳化，並改善操作方法，研究量子點雷射在基態與激發態切換的速度等。

參考文獻

- [1] Y. Arakawa and H. Sakaki, "Multidimensional quantum well laser and temperature-dependence of its threshold current," *Appl. Phys. Lett.*, 40(11), 1 June 1982.
- [2] Nikolai N. Ledentsov, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, Dieter Bimberg, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, M. V. Maximov, Zh. I. Alferov, and J. A. Lott, "Quantum-Dot Heterostructure Lasers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, VOL. 6, NO. 3, MAY/JUNE 2000.
- [3] G. Park, O. B. Shchekin, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, "Low threshold oxide-confined 1.3 μ m quantum dot laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, VOL. 12, 230, 2000.
- [4] O. B. Shchekin and D. G. Deppe, "1.3 μ m InAs quantum dot laser with T=161K from 0 to 80°C," *Appl. Phys. Lett.*, VOL. 80, 3277, 2002.
- [5] A. Fiore and A. Markus, "Differential gain and gain compression in quantum-dot lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, VOL. 43, NO. 4, APRIL 2007.
- [6] M. Kuntz *et al.*, "10 Gbit/s data modulation using 1.3 μ m InGaAs quantum dot lasers," *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 5, 244, 2005.
- [7] Z. Mi, P. Bhattacharya, and S. Fathpour, "High-speed 1.3 μ m tunnel injection quantum-dot lasers," *Appl. Phys. Lett.*, VOL. 86, NO. 15, pp.153109, 2005.
- [8] A. Markus, J. X. Chen, C. Paranthoen, C. Platz, O. Gauthier-Lafaye and A. Fiore, "Simultaneous two-state lasing in quantum-dot lasers," *Appl. Phys. Lett.*, VOL. 82, NO. 12, 24 MARCH 2003.
- [9] W. Zhou, O. Qasaimeh, J. Phillips, S. Krishna and P. Bhattacharya,

“Bias-controlled wavelength switching in coupled-cavity In_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs self-organized quantum dot lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, VOL. 74, NO. 6, 8 FEBRUARY 1999.

- [10] A. Markus, M. Rossetti, V. Calligari, D. Chek-Al-Kar, J. X. Chen, R. Scollo and A. Fiore, “Two-state switching and dynamics in quantum dot two-section lasers,” *J. Appl. Phys.*, VOL. 100, 113104(2006)
- [11] A. J. Williamson, L. W. Wang, and Alex Zunger, “Theoretical interpretation of the experimental electronic structure of lens-shaped self-assembled InGaAs quantum dots,” *Phys. Rev. B*, VOL. 62, NO. 19, 15 NOVEMBER 2000.
- [12] Gustavo A. Narvaez, Gabriel Bester, and Alex Zunger, “Carrier relaxation mechanisms in self-assembled InGaAs-GaAs quantum dots Efficient P to S Auger relaxation of electrons,” *Phys. Rev. B*, VOL. 74, 075403, 2006.
- [13] M. V. Maximov, L. V. Asryan, Yu. M. Shernyakov, A. F. Tsatsul’nikov, I. N. Kaiander, V. V. Nikolaev, A. R. Kovsh, S. S. Mikhrin, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, Zh. I. Alferov, N. N. Ledentsov, and D. Bimberg, “Gain and threshold characteristics of long wavelength lasers based on InAs-GaAs quantum dots formed by activated alloy phase separation,” *IEEE J. Quantum Electron.*, VOL. 37, NO. 5, MAY 2001.
- [14] A. Markus, Jianxin X. Chen, O. Gauthier-Lafaye, Jean-Guy Provost, Cyril Paranthoën, and A. Fiore, “Impact of intraband relaxation on the performance of a quantum-dot laser,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, VOL. 9, NO. 5, SEPTEMBER/OCTOBER 2003.
- [15] A. Markus, M. Rossetti, V. Calligari, J. X. Chen, and A. Fiore, “Role of thermal hopping and homogeneous broadening on the spectral characteristics of quantum dot lasers,” *J. Appl. Phys.*, VOL. 98, 104506, 2005.

附錄 A 晶片結構

A.1 Lm4378 雷射磊晶結構

晶片為利用分子束磊晶成長，主動層(active layer)由 3 層 S-K mode 成長的自聚性量子點所組成，每層量子點密度在 $1E11/cm^2$ 左右，並覆蓋 5nm 的 $In_{0.15}Ga_{0.85}As$ ，層與層之間以 45nm 的 GaAs 間隔，主動層上下被 100nm 的 GaAs、1.5 μm 的 $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ cladding layer 及 50nm 的 Grin 漸變層所包覆，用以侷限載子和光，結構如圖 A-1 所示。

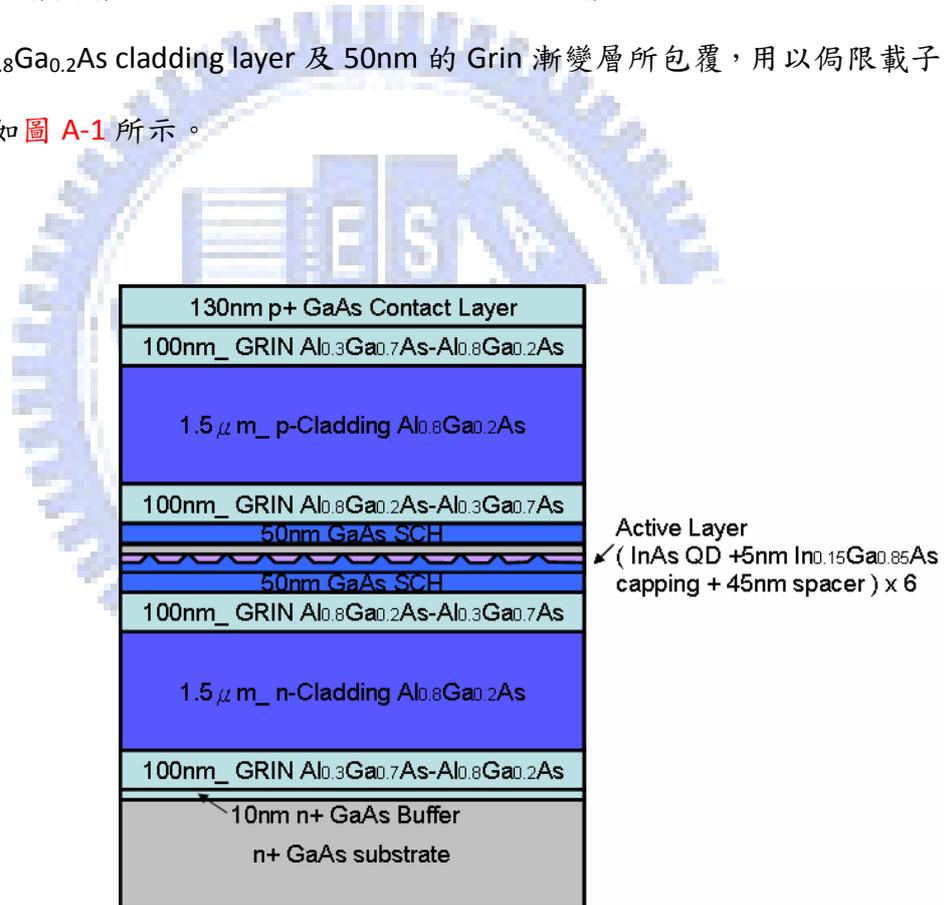


圖 A-1 Lm4378 雷射磊晶結構圖

A.2 Rn102 / Rn103 雷射磊晶結構

利用分子束磊晶成長，主動層(active layer)由6層InAs量子點所組成，每層量子點密度在 $3E10/cm^2$ 左右，並覆蓋5nm的 $In_{0.15}Ga_{0.85}As$ ，層與層之間以40nm的GaAs間隔，主動層上下各被100nm的GaAs、1.5 μm 厚，Si doped $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ n-cladding與Be doped p-cladding layer、及50nm的Grin漸變層所包覆，用以侷限載子和光，結構如圖A-2所示。

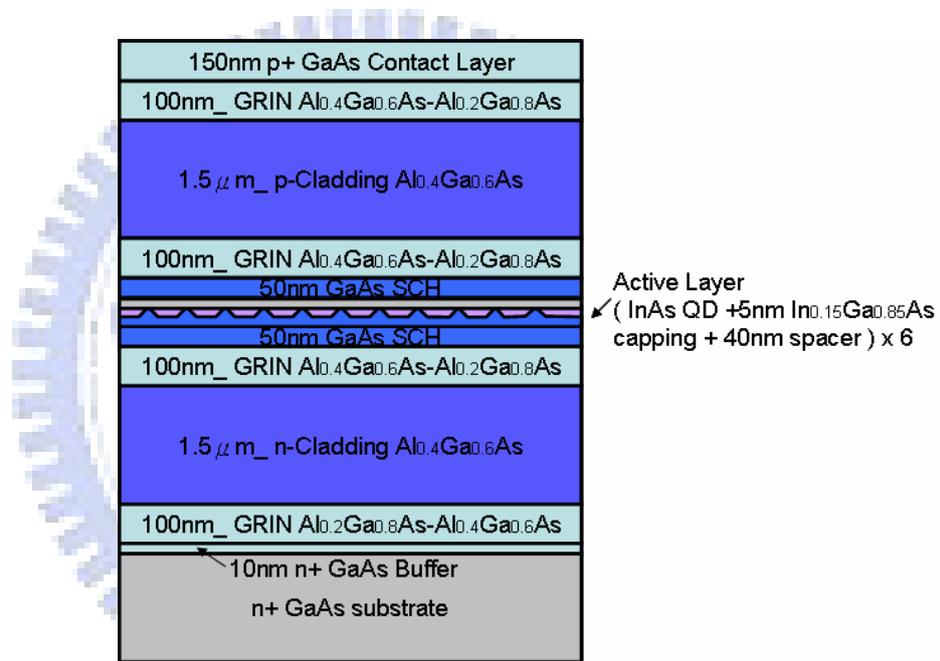


圖 A-2 Rn102/103 雷射磊晶結構

附錄 B 元件製程

本實驗所使用製程步驟主要分為兩種，用以製作簡易寬面積與較窄寬度的脊狀波導雷射，同時具有橫向光侷限與限制電流發散的作用。

B.1 傳統寬面積脊狀波導雷射

對於共振腔寬度 $20\mu\text{m}$ 以上的雷射製程，流程如圖 B-1 所示：

- (a) 黃光微影定義雷射條紋。
- (b) 電子束蒸鍍 P-type 電極-蒸鍍前利用 UV O-zone 去除殘餘光阻並用 $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}=1:1$ 浸泡數十秒以去除 GaAs 表面氧化物，蒸鍍 Ti/Pt/Au 分別為 $30/30/160\text{nm}$ 。
- (c) 掀去光阻與金屬，利用金屬做為 mesa etching 的 etching mask，蝕刻掉 p+ 的 contact layer 與大部分的 p-cladding，約 $1.2\mu\text{m}$ 左右，為 self-align 的製程。
- (d) 將晶片被面磨薄約至 $200\mu\text{m}$ ，去除 GaAs 表面氧化物，蒸鍍 N-type 背電極 $\text{Ni}/\text{Ge}/\text{Au}=30/70/160\text{nm}$ ，在 420°C 下進行快速熱退火(RTA)30 秒，再劈裂後即完成雷射製程。

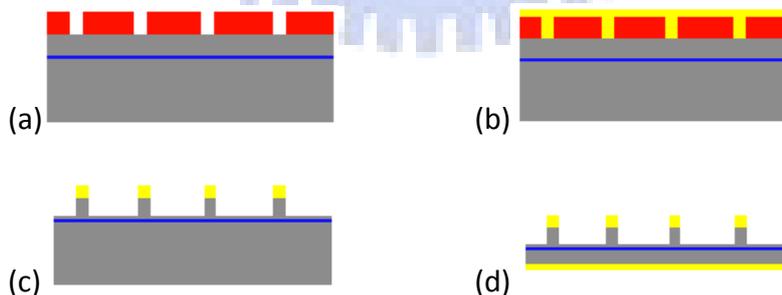


圖 B-1 傳統寬面積脊狀波導雷射製程

B.2 脊狀波導雷射

在共振腔寬度 $5\mu\text{m}$ 的製程，必須額外設計 contact pad 以方便量測，製程流程如圖 B-2 所示：

- (a) 黃光微影-1 定義雷射條紋。
- (b) 電子束蒸鍍 P-type 電極-蒸鍍前利用 UV O-zone 去除殘餘光阻並用 $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}=1:1$ 浸泡十數秒以去除 GaAs 表面氧化物，蒸鍍 $\text{Ti}/\text{Pt}/\text{Au}$ 分別為 $30/30/160\text{nm}$ 。
- (c) 掀去光阻與金屬，利用金屬做為 mesa etching 的 hot mask，蝕刻掉 p+ 的 contact layer 與大部分的 p-cladding，為 self-align 的製程。
- (d) 300°C PECVD 沈積 Si_3N_4 10nm 做為絕緣層。
- (e) 黃光微影-2，並利用 ICP 蝕刻 Si_3N_4 開 via。
- (f) 黃光微影-3，定義 contact pad 圖形。
- (g) 蒸鍍金屬 $\text{Ti}/\text{Au}=30/100\text{nm}$ ，掀去光阻與金屬。
- (h) 將晶片被面磨薄約至 $200\mu\text{m}$ ，去除 GaAs 表面氧化物，蒸鍍 N-type 背電極 $\text{Ni}/\text{Ge}/\text{Au}=30/70/160\text{nm}$ ，在 420°C 下進行快速熱退火(RTA)30 秒，再劈裂後即完成雷射製程。

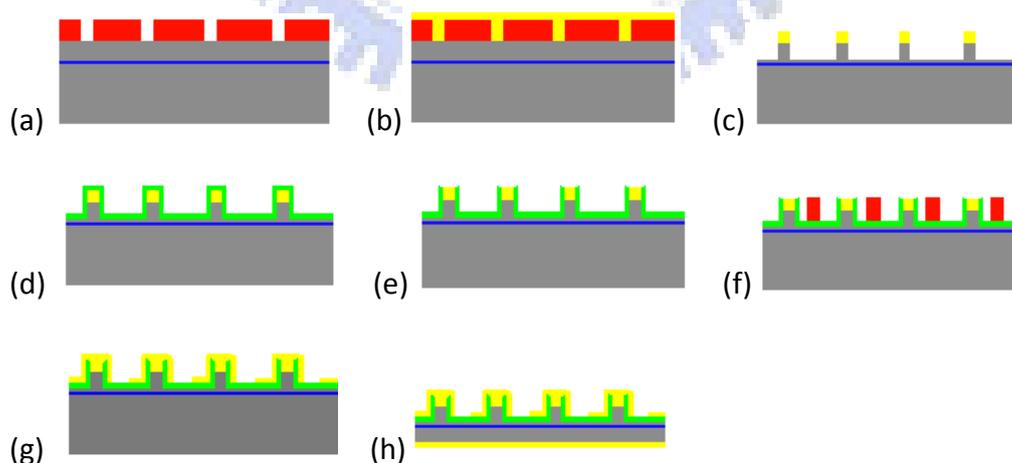


圖 B-2 脊狀波導雷射製程

附錄 C 量測系統

在量測兩截共振腔結構中，我們利用可變電阻將單一輸入電流分流並用 current probe 分別監控兩段的輸入電流，調變兩段的增益值，亦可利用兩信號源分別控制，圖 2-3-1 為雷射輸出頻譜量測系統，用光纖將雷射的輸出光訊號傳送到頻譜儀，再經由電腦讀取，紀錄兩段不同電流下 GS 與 ES lasing 的情形。而 time domain 量測則直接將光纖接至 High-Speed Detector 轉成電訊號至高速示波器中觀察。圖 2-3-2 為量測一般雷射 L-I 特性曲線量測系統，將雷射二極體置於樣品金屬座上，驅動電流藉電壓源經探針注入二極體，二極體所發的光被光偵測器吸收後，轉換成光電流並傳到訊號平均器(Boxcar average)做平均，最後光電訊號經 GPIB 介面傳到電腦中做資料處理及儲存。

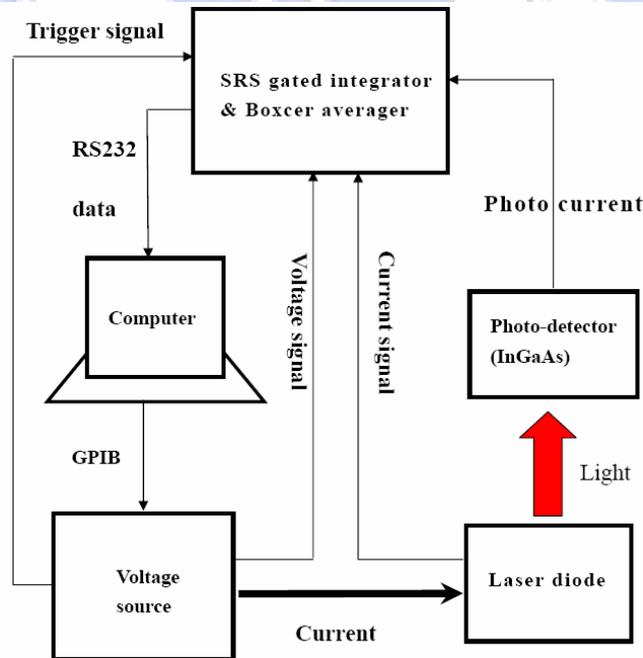


圖 C-1 L-I 特性曲線量測系統

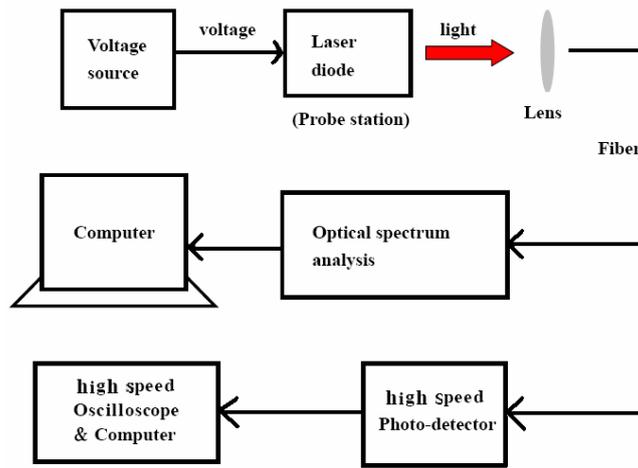


圖 C-2 雷射輸出頻譜量測系統



簡歷 (Vita)

姓名：鄭旭傑 (Cheng Hsu-Chieh)

性別：男

出生年月日：民國71年8月16日

籍貫：台灣彰化

學歷：彰化高級中學 (86.9 - 89.6)

清華大學工業工程與工程管理學系學士 (89.9 - 94.6)

交通大學電子研究所碩士班 (94.9 - 96.6)

碩士論文題目：

雙波長切換量子點雷射

Two-state switching in quantum dot lasers