

# 國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

碩士論文

以半導體光放大器實現波長可調外腔式雷射

**Tunable External Cavity Quantum Dot Laser with  
Semiconductor Optical Amplifier**

研究生：劉乃誠

指導教授：林國瑞

中華民國一〇二年五月

以半導體光放大器實現波長可調外腔式雷射

**Tunable External Cavity Quantum Dot Laser with  
Semiconductor Optical Amplifier**

研 究 生：劉乃誠

student : Nai-Cheng Liu

指導教授：林國瑞

Advisor : Dr. Gray Lin

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

碩士論文

A Thesis

Submitted to Department of Electronics Engineering and Institute of  
Electronics

College of Electrical and Computer Engineering

National Chiao Tung University

in partial Fulfillment of the Requirements

For the Degree of

Master of Science

in

Electronics Engineering

May 2013

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中 華 民 國 一〇二 年 五 月

# 以半導體光放大器實現波長可調外腔式雷射

研 究 生：劉乃誠

指導教授：林國瑞

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

## 摘 要

本篇論文主要使用半導體光放大器做為外腔式雷射的增益介質，藉由傾斜的波導降低反射率以壓制品片本身的 Fabry-Perot 模態，避免因為電流增加使得模態淨增益太早到達閾值增益，藉此增加可調波長的範圍。我們使用十層自聚性銦化鉀量子點做為此半導體光放大器的主動層，且這十層量子點其披覆層厚度不完全相同，藉此方法得到較寬且較平滑的增益頻譜，也就是所謂的啁啾式多層堆疊量子點。藉由啁啾式多層堆疊量子點且壓制品片本身的 Fabry-Perot 模態後，我們得到範圍 1140 nm ~ 1271 nm 共 131 nm 的可調範圍，且閾值電流密度在  $0.4 \text{ kA/cm}^2 \sim 2.5 \text{ kA/cm}^2$ 。所有的雷射其強度都高於旁邊的放大自發性輻射約 16dBm。

# **Tunable External Cavity Quantum Dot Laser with Semiconductor Optical Amplifier**

**student : Nai-Cheng Liu**

**Advisor : Dr. Gray Lin**

Department of Electronics Engineering & Institute of Electronics

Engineering

National Chiao Tung University

## **Abstract**

In this thesis, we used the semiconductor optical amplifier(SOA) as the gain material of external cavity lasers. For successfully suppressed the Fabrt-Perot mode of laser chirp, we reduced the reflectivity between GaAs and air by tilted waveguide. This could be advance the tunable wavelength range by avoiding the net mode gain over the threshold gain. There are ten layers self-assembled InAs QDs which have various thickness of capper laser in our active region of semiconductor optical amplifier. There are different thickness to get wider and more smooth gain spectrum, and this is so called Chirped-Multilayer Quantum Dot Laser(CMQD). By suppressing the Fabrt-Perot mode of laser chirp and the Chirped-Multilayer Quantum Dot Laser, we got the tunable range of 1140 nm to 1271 nm which is about 131 nm adjustable range and the threshold current density is between  $0.4 \text{ kA/cm}^2$  and  $2.5 \text{ kA/cm}^2$ . By the way, all of the lasing power are highr than the amplify spontaneous radiation 16dBm.

## 致謝

很感謝我的指導教授林國瑞老師收我做學生，也很抱歉碩士生涯中沒能給老師學術上有很大的幫助，老師的指導方式總是讓我們能主動去尋找答案，而不是直接告訴我們答案，很感謝老師的指導，對於自己在求學態度的修正跟方式都有很大的幫助。再來也感謝這個資源豐富的實驗室，讓我做實驗不用到處找機台，並且機台管理員還是自己人，有什麼問題可以很快的解決，學長也能直接傳授機台製程的經驗給我們，這樣的資源都是很難能可貴的。

也要感謝實驗室的學長姐以及學弟妹，特別是帶我做製程的戴文長學長以及指導我量測的鄭旭傑學長，沒有你們的幫助真的是不知道該怎麼辦，所以陪鄭旭傑學長看燈會還要被追撞的事情我就不計較了。我也很感謝禮拜二晚上跟實驗室大家打羽毛球的歡樂時光，那個時光不論是吐苦水或是拿著隔天要考試的題目問學長，學長們都還是很好心的回答，也讓我看出博士生沒有“我下班了”的想法，而是把研究融入生活。

感謝在新竹認識的所有球友，包括電子系的學弟還有畢業了的學長、許多外系的系隊還有校隊，我們一起打體育週、

系際盃、風城盃，週末在台積電打球，還有陪冠軍女羽練習大專盃等，都是我很好的回憶。也感謝在中央的物理系以及數學系的系羽，回家時順便看你們比大物盃、大數盃，跟你們喇迪賽，教教球也很能紓解我的壓力。還有台北的球友，常常在成功高中打球的各位，以及可以跟很多體資體保打球的羽球隊都讓我在想放鬆，想休息的時後隨時有場地可以打球。

也感謝我大學時期的社團好友們，每次聚餐完總是能讓我開心到即使睡到一半回想起來還要爬起來笑完才能繼續睡，更別提其他出遊時更開心的回憶。感謝升大二時一起轉進物理系的轉系生們，同甘共苦大學三年後碩士班繼續互吐苦水。還有我的大學室友，雖然偶爾見面，笑聲依然不減。

還有很常主動關心我的吳皆誼、郭婕瑩、蕭宏慧、翁子涵、潘成儒、顧博文，總是在我失落時給我動力，讓我振作，繼續努力。還有感謝我的前女友，失去你讓我學到很多。也感謝我女友劉珈杏這一年多來的包容、體貼以及忍讓。

最後感謝我的家人，雖然你們一直認為我是你們的驕傲，但在未來，我要讓你們感到更驕傲。

# 目錄

摘要(中文) .....	i
<b>Abstract.....</b>	<b>ii</b>
致謝.....	iii
目錄.....	v
圖目錄.....	vii
第一章 簡介.....	1
第二章 半導體雷射基礎原理.....	3
2.1 理想量子點系統.....	3
2.2 量子點雷射.....	5
2.3 啁啾式堆疊量子點雷射.....	8
第三章 外腔式雷射共振腔模型.....	13
3.1 雷射震盪條件.....	13
3.2 雙共振腔模型的振幅與相位條件.....	15
3.3 射光柵耦合之閾值增益變化.....	21
第四章 實驗設計.....	27
4.1 半導體光放大器之製程.....	29
4.2 半導體雷射之光性與電性量測系統.....	33

4.3 架構設計.....	35
4.4 量測方法.....	38
第五張 啁啾式堆疊之量子點外腔式雷射.....	42
5.1 磊晶結構.....	42
5.2 晶片之基本特性量側.....	44
5.3 晶片之外腔式雷射特性量側.....	52
第六章 結論與未來展望.....	60
6.1 結論.....	60
6.2 未來展望.....	61
參考資料.....	63
簡歷.....	67

# 圖目錄

## 第二章

圖 2-1 各種理想量子系統之結構和能態密度分佈

圖 2-2 能態密度隨著量子點群體尺寸不均勻性的變化，上面標示的數字代表標準差 $\Delta D$ 和 $D_0$ 的比例

圖 2-3 半導體雷射電流密度對光增益

圖 2-4 一般的量子點

圖 2-5 有壓力釋放層的量子點

圖 2-6 固定披覆層厚度@5nm，改變披覆層中 indium 的比例，其量子點的發光波長

圖 2-7 改變披覆層中 indium 的比例下的室溫 PL 光譜

圖 2-8 QD 在 GaAs QW 中的位置，d 為 QD 與 AlGaAs 間的距離

圖 2-9 QD 在不同位置時的 PL

圖 2-10 一般的均勻 QD 與特殊設計的 QD 其增益頻譜與損耗頻譜

## 第三章

圖 3-1 光在共振腔中來回震盪之示意圖

圖 3-2 等效反射率示意圖

圖 3-3 光在外腔下來回震盪之示意圖

圖 3-4 弱反饋光存在時的耦合臨界增益 $g_{c,th}$ (當 $\tau_{ext} < \tau_d$ 時)

圖 3-5 弱反饋光存在時的耦合臨界增益 $g_{c,th}$ (當 $\tau_{ext} \approx \tau_d$ 時)

圖 3-6 弱反饋光存在時的耦合臨界增益 $g_{c,th}$ (當 $\tau_{ext} > \tau_d$ 時)

圖 3-7 不同反饋係數 C 時的 $\Delta\phi_L$ 與光頻率 $\nu$ 的關係圖

圖 3-8 光柵耦合外腔式雷射各項光學元件的淨增益曲線

## 第四章

- 圖 4-1 用做外腔雷射之增益介質示意圖( $L = 3\text{mm}$ ,  $W = 5\mu\text{m}$ ,  $\theta = 7^\circ$ )
- 圖 4-2 斜波導其遠場發散的強度分布圖
- 圖 4-3 第一道光阻並顯影
- 圖 4-4 蝕刻出光波導
- 圖 4-5  $\text{Si}_3\text{N}_4$ 沉積與 lift off
- 圖 4-6 第二道光阻並顯影
- 圖 4-7 鍍 P-type 電極金屬並 lift off
- 圖 4-8 磨薄並鍍 N-type 電極金屬
- 圖 4-9  $L-I-V$ 量測系統
- 圖 4-10 光譜量測系統
- 圖 4-11 光柵的兩種幾何結構(1)正弦函數形式(2)三角形形式
- 圖 4-12 繞射光柵的橫向剖面圖與波前示意圖
- 圖 4-13 我們所使用的架構示意圖
- 圖 4-14 表面鍍鋁，Blaze Angle $36^\circ 52'$ ，條紋密度為 1200 條/mm 的光柵其一階繞射效率對波長的曲線圖
- 圖 4-15 用光功率偵測器確認反射鏡回饋效果之示意圖
- 圖 4-16 用光功率偵測器確認繞射光柵回饋效果之示意圖

## 第五章

- 圖 5-1 不同披覆層厚度下，量子點在室溫下 PL 之基態與激發態位置對應圖
- 圖 5-2 我們所使用之試片 D0935 其主動層結構示意圖
- 圖 5-3 沒有反射鏡時的架構圖
- 圖 5-4 有反射鏡時的架構圖
- 圖 5-5 長度 2mm 的晶片， $I_1$ 與 $I_3$ 之 $L-I-V$ 比較

- 圖 5-6 長度 2mm 的晶片， $I_1$ 之光譜圖
- 圖 5-7 長度 2mm 的晶片， $I_3$ 之光譜圖
- 圖 5-8 長度 3mm 的晶片， $I_1$ 與 $I_3$ 之 $L - I - V$ 比較
- 圖 5-9 長度 3mm 的晶片， $I_1$ 與 $I_2$ 之 $L - I - V$ 比較
- 圖 5-10 長度 3mm 的晶片， $I_1$ 之光譜圖
- 圖 5-11 長度 3mm 的晶片， $I_2$ 之光譜圖
- 圖 5-12 長度 3mm 的晶片， $I_3$ 之光譜圖
- 圖 5-13  $I_1$ 與 $I_3$ 之 FWHM 隨著電流變化的改變情況
- 圖 5-14  $I_3$ 光譜中，自發性雷射的發生過程
- 圖 5-15 使用長度為 2mm 的啣啣式堆疊量子點雷射耦合光柵在不同電流下的外腔式雷射頻譜
- 圖 5-16 調變波長位置為 1130nm 時的光譜對電流變化
- 圖 5-17 外腔式雷射臨界電流密度與發光波長對應圖 for 2mm
- 圖 5-18 調變波長位置為 1144nm 時的光譜對電流變化
- 圖 5-19 調變波長位置為 1144nm 時的 $L - I - V$ 圖
- 圖 5-20 調變波長位置為 1271nm 時的光譜對電流變化
- 圖 5-21  $L=3\text{mm}$  時，在不同電流下的外腔式雷射頻譜
- 圖 5-22 外腔式雷射臨界電流密度與發光波長對應圖
- 圖 5-23 不同發光波長情形，其光功率隨電流變化關係圖
- 圖 5-24 不同晶片長度其繞射光柵耦合之外腔式雷射其閾值電流密度

## 第六章

- 圖 6-1 一邊垂直，一邊傾斜的波導示意圖

# 第一章 簡介

## 1.1 光柵耦合外腔式半導體雷射

高光功率、寬廣的可調範圍以及價格低廉的外腔半導體雷射一直是受到關注的熱門研究主題，它可以應用於光譜分析[1]、光干涉[2]、光通訊測試，或是波長分波多工技術(Wavelength Division Multiplexing, WDM)[3]，以及在生醫領域很常被使用的可調光源及光學斷層掃描(Optical Coherence Tomography, OCT)[4]。OCT 所使用的光源必須要是 1.1 $\mu\text{m}$ ~1.3 $\mu\text{m}$ ，因為人體組織此波段有最小的光吸收與散射，可使光穿透人體至更深處，得到更好的生醫圖像。

而在 1.1 $\mu\text{m}$ ~1.3 $\mu\text{m}$  這個範圍已經有許多利用非對稱量子井做主動層的元件可成功調變，例如在參考資料[5,6]中，其調變範圍大概在 1.38 $\mu\text{m}$ ~1.62 $\mu\text{m}$ ，以及 1.32 $\mu\text{m}$ ~1.562 $\mu\text{m}$ ，分別有 240nm 以及 242nm 這麼寬，而在參考資料[7]中也可以達到 160nm 的調變範圍，但其閾值電流密度過大，超過 30  $\text{kA}/\text{cm}^2$ ，因此應用上不甚方便，相較於我們使用量子點做主動層的外腔式雷射，其閾值電流密度只需 1~2  $\text{kA}/\text{cm}^2$ 。因為相較於量子井，量子點因為成長方式的限制，不可能每一顆大小都相同，因此本來預計態密度可集中在某個能量，卻因為非均質寬化(inhomogeneous broadening)的特性使得態密度較預期的更小且寬，而態密度較小可使我們用很低的電流密度就飽和基態增益，並且容易的就使用到激發態的增益，較預期更不集中的態密度可使我們擁有寬廣的可調波長。

本論文使用的半導體量子點雷射是利用分子束磊晶(Molecular Beam Epitaxy, MBE)以自聚性(self-assembled)成長的方式在三吋的砷化鎵(GaAs)基板上成長十層的砷化銦(InAs)量子點做為主動層，每一層量子點都有不同厚度的 InGaAs 量子井覆蓋層(capping layer)，達到每一層量子點發光波長不完全相同的目的，這種雷射我們稱之為啁啾式堆疊量子點雷射(Chirped-Multilayer Quantum Dot Laser, CMQD)，此雷射的特性即是擁有極寬的光學增益頻譜[8]。

接著我們為了增加波長可調範圍，因此增加電流，卻因為電流過大使得增益

達到閾值增益而出現 Fabry-Perot 雷射模態，因而使繞射光柵(diffraction grating)沒有作用，限制了波長的可調範圍。為了防止這個情形發生，壓制雷射晶片本身的 Fabry-Perot 模態雷射是很重要的課題，藉由一邊鍍抗反射鍍膜(Anti-Reflection coating, AR coating)，雖然可以強化繞射光柵的使用效果，但還是無法有效的抑制住 Fabry-Perot 雷射的模態，因此本論文利用將波導傾斜 7 度的方式，大幅的降低其兩側自然劈裂面(natural cleavage)的反射率，形成所謂的半導體光放大器(Semiconductor Optical Amplifier, SOA)來達到提高閾值增益的效果，以抑制 Fabry-Perot 模態的雷射，並且在其中一側使用外部反射鏡提升其等效反射率以強化另一側繞射光柵的貢獻藉此達到調控閾值增益大小的目的，好讓我們在抑制 Fabry-Perot 雷射模態與增加繞射光柵貢獻度之間能夠最佳化，能夠在抑制雷射本身模態的同時得到最寬的可調波長結果。

## 1.2 論文架構

由於我們使用的是半導體，因此我們先在第二章介紹半導體雷射的基礎原理，以及各種量子結構並著重描述我們所使用的啁啾多層量子點雷射。

第三章我們先介紹一般情況下只有一個共振腔情況的振幅與相位條件，接著推導三個介質所形成的兩個界面其等效反射率，並由此等效反射率帶回前者討論的一個共振腔情況，使能討論加了外部共振腔後，振幅與相位的條件變化。並藉由條件的變化討論如何最佳化。

第四章說明我們的實驗設計，從製程到基本的光強－電流－電壓( $L-I-V$ )與光譜量測系統。接著介紹外腔式雷射架構中重要的光學元件，以及我們所使用的架構方法與量測方法。

第五章先介紹我們所使用的半導體光放大器其主動層結構，並對其做基本的量測，接著才是加入繞射光柵後其波長可選擇的量測結果。我們所使用的元件其長度分別為 2mm 與 3mm。最後的第六章為結論以及可能可以改進的方法。

## 第二章 半導體雷射基礎原理[30]

根據基本的原子模型理論，當原子與原子之間距離很遠且沒有交互作用時，每一個原子中的電子可存在於特定且彼此分離的能階。但在半導體中，原子跟原子之間有規則的緊密排列，使得彼此電子的波函數(wave function)開始重疊，而由於包立不相容原理(Pauli exclusion principle)要求不能有兩個以上的電子擁有相同的量子態，因此半導體原子系統中的能階必須分裂至每一個電子都有其可以占據的量子態條件。

在半導體中，每立方公分約包含 $10^{23}$ 個原子，這麼大的數量會使得任一能階集合中的每一個能階差都非常的小，小到能階可視為連續分布。因此我們可以將能階集合看做能帶(energy band)，而能帶與能帶之間不容許電子存在的範圍稱之為能隙(energy gap)。為了穩定，電子會從較低的能階開始佔據，在絕對零度(0K)時最後一個被填滿的能帶我們稱為價電帶(valence band)，第一個沒有被電子填滿的我們則稱之為導電帶(conduction band)。

在非絕對溫度時，價電帶的電子會吸收熱能而有部分躍遷到導電帶，而在價電帶上會因為一個電子的離開而導致一個少了負電荷的位置，我們稱之為電洞(hole)，此過程稱為電子-電洞對產生(electron-hole pair generation)；反之，電子因為必須趨向穩定而有可能從導電帶躍遷回價電帶中的空態，也就是電子-電洞對消失，我們稱為電子-電洞對復合(electron-hole pair recombination)，此過程有可能產生光子。因此我們利用不同半導體材料接面的結合，利用能障的不同將電子電洞限制在固定的區域，可成功將半導體製作成可應用在偵測光或是發出光的元件材料。

### 2.1 理想量子點系統

波函數重疊而產生能帶的情況我們可以用幾個簡單的假設並配合計算薛丁格波動方程式(Schrodinger wave function)來了解。在 Kronig-Penney 模型中，考慮

週期性排列的原子產生的週期性位能分布，並簡化其位能分布為方型，再計算出其  $E - k$  關係曲線即可觀察到能隙的產生。

而電子電洞對在半導體中所擁有的數目則與  $\rho(E)$  有關，也就是我們稱的態密度(density of states, DOS)，即單位能量單位體積內載子所擁有的態數目，定義為：

$$\rho(E) = \frac{1}{V} \left( \frac{dN}{dE} \right) \quad (2-1)$$

下面列出各種理想量子系統中對應的能量與態密度函數[10]：

(1)塊材(bulk)：

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

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

(2)量子井(quantum well, QW)：

$$E(\vec{k}) = E_n(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[ k_x^2 + k_y^2 + \left( \frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right] + E_0 \quad (2-4)$$

$$\rho^{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_n H(E - E_n) \quad (2-5)$$

(3)量子線(quantum wire, Qwire)：

$$E(\vec{k}) = E_{m,n}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[ k_x^2 + \left( \frac{m\pi}{L_y} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right] + E_0 \quad (2-6)$$

$$\rho^{1D}(E) = \frac{n_{QWire} \sqrt{2m^*}}{\pi \hbar} \sum_n \sum_m (E - E_{m,n})^{-1/2} \quad (2-7)$$

(4)量子點(quantum dot, QD)：

$$E(\vec{k}) = E_{l,m,n}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[ \left( \frac{l\pi}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{m\pi}{L_y} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right] + E_0 \quad (2-8)$$

$$\rho^{0D}(E) = 2n_{QD} \sum_n \sum_m \sum_l \delta(E - E_{l,m,n}) \quad (2-9)$$

其中  $E_0$  為所屬能帶邊緣的能量， $H(x)$  為步階函數：

$$H(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x \leq 0 \end{cases} \quad (2-10)$$

$n_{QWire}$  為量子線面密度， $n_{QD}$  為量子點的體密度，結構和態密度分佈如圖 2-5

所示。

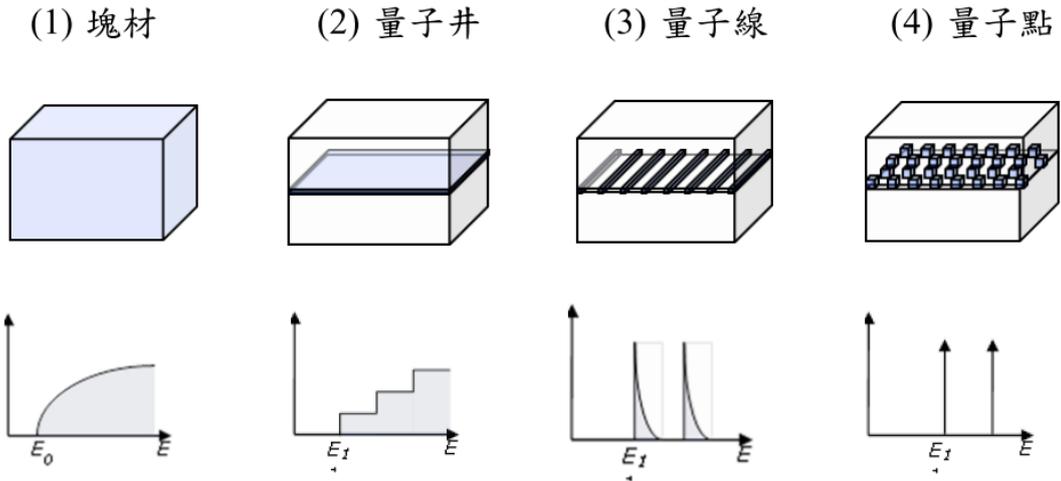


圖 2-1 各種理想量子系統之結構和能態密度分佈[11]

## 2.2 量子點雷射

量子點是利用不同能階大小的材料組合形成能障，將電子侷限在零維的空間內，藉由計算它的能態密度可發現其呈現  $\delta$  function 的分佈，因此在特定的能態會有很大的複合效率。但由於自聚性量子點不可能每一顆大小都一樣，因此有所謂非均質寬化(inhomogeneous broadening)的問題，若考慮量子點群體所具有的尺寸不均勻性，能態密度便從式子(2-9)變為[12]：

$$\rho_{QDs}(E) = \frac{\int V_{QD} \cdot \rho_{QDs}(E) \cdot N \cdot f(D) \cdot dD}{\int V_{QD} \cdot N \cdot f(D) \cdot dD} \quad (2-11)$$

其中分母是所有量子點的體積合，而分子則是全體量子點在單位能量間隔中的能態密度，此式假設量子點為邊長為  $D$  的正方體， $f(D)$  為量子點尺寸分佈的高斯函數：

$$f(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta D} \cdot e^{-\frac{(D-D_0)^2}{2(\Delta D)^2}} \quad (2-12)$$

其中  $D_0$  是量子點群體的平均邊長， $\Delta D$  是其標準差。圖 2-2 是量子點能態密度隨著尺寸的不均勻性的變化，並且與塊材和量子井的能態密度做比較。可以看出量子點的能態密度隨著尺寸不均勻性的增加，由  $\delta$  function 漸漸變成峰頂較低，

延展較寬的形式，直到與鄰近的窄峰重疊後，量子點群體的能態密度轉變為一連續的波狀函數。

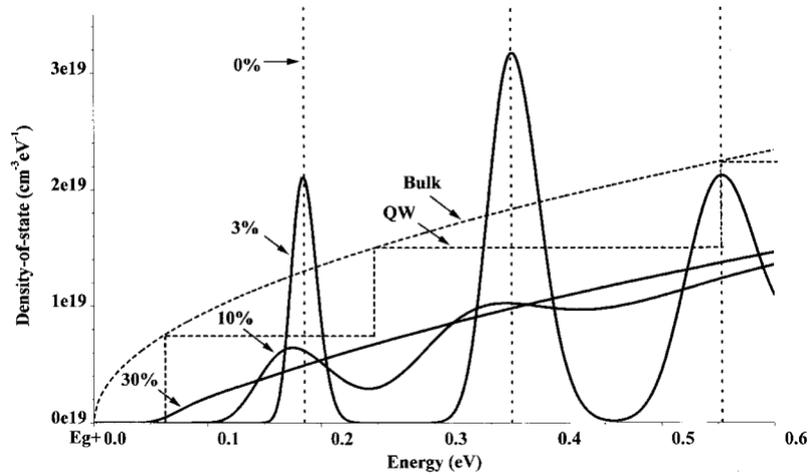


圖 2-2 能態密度隨著量子點群體尺寸不均勻性的變化，上面標示的數字代表標準差 $\Delta D$ 和 $D_0$ 的比例

由此圖可看出，理想中的量子點能態密度比量子井大很多，但由於非均質寬化的特性，反而使得量子點能態密度比量子井小[13,14]，而能態密度又正比於飽和增益：

$$G_{sat} \propto \rho_{QD}^{max} \propto g_i \cdot n_{QD} / \Delta \quad (2-13)$$

$G_{sat}$  為飽和增益， $\rho_{QD}^{max}$  為能態密度， $g_i$  為能階簡併數目 (level degeneracy, 基態約為 2、激發態約為 4)， $\Delta$  為量子點大小分佈對應到能量分佈的半高寬。為了得到更高的飽和增益  $G_{sat}$ ，我們可以藉由提高量子點的密度和層數來提高  $n_{QD}$ ，但由於透明電流密度也正比於量子點的面密度 ( $J_{tr} \propto n_{QD}$ )，因此增加  $n_{QD}$  亦將使得透明電流和臨界電流密度同時增加，因此需做適當的取捨。

此外，在注入相同電流的情況下，量子點的增益頻譜會比量子井寬許多，這其中有兩個原因[11]，第一個原因是量子點主動層的體積比量子井小很多，若假設載子在量子點與量子井中都有相同的生命週期，則量子點因為體積小因此載子

密度會大很多，也因此增加了準費米能階分離的程度，使得 $E_{fc}$ 與 $E_{fv}$ 更加深入價電帶與導電帶，導致滿足增益條件的波長增加，因此增益頻譜變寬；第二個原因是考慮尺寸不均勻性之後，雖然量子點的能態通常是小於量子井的，但在相同載子密度下，量子點必須具有較大的費米能量，因而也使得兩條準費米能階更深入價電帶與導電帶，導致增益頻譜變寬。

在操作的電流持續增加時，激發態也會有載子復合的效應存在。當基態被電子填滿時，電子會開始在激發態累積產生復合，當激發態產生的增益等於內部損耗和鏡面損耗時，激發態也會開始穩定的發出雷射光，由於激發態的簡併數目 $g_i$ 比基態來的大，因此飽和增益也較基態來的大。因此若雷射的共振腔變短，即鏡面損耗變大，大至基態的飽和增益都無法克服時，雷射就有可能由激發態發光，如圖 2-7。圖內的基態或激發態的增益對起始電流密度的曲線可利用下面的方程式擬合[15]。

$$G = G_{sat} \left( 1 - e^{-\gamma \frac{J - J_{tr}}{J_{tr}}} \right) \quad (2-14)$$

$J_{tr}$ 為透明電流密度， $\gamma$ 為非線性修正參數。

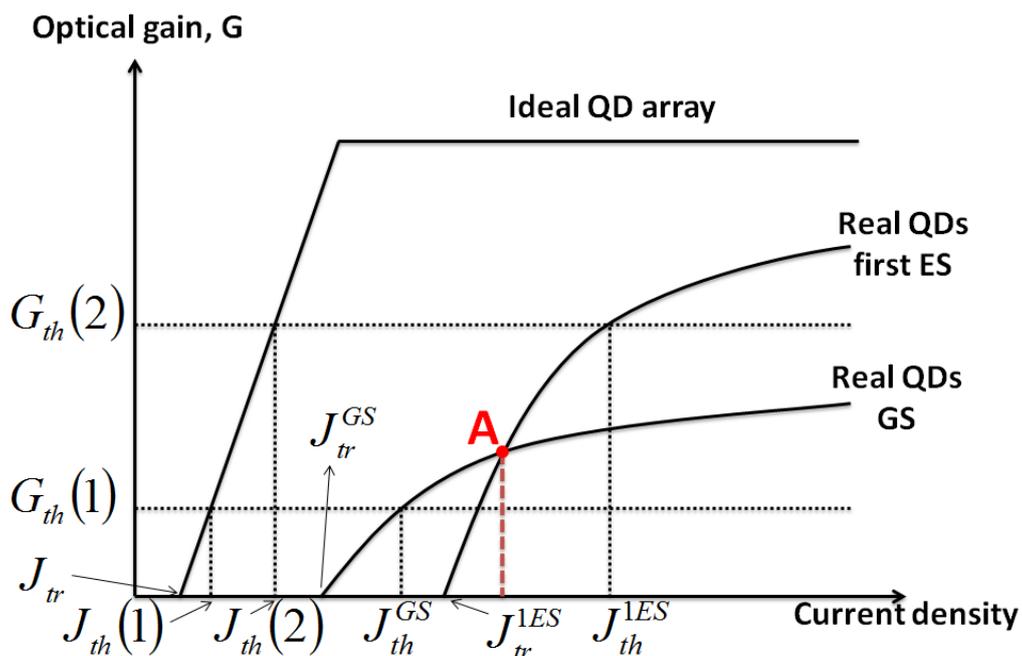


圖 2-3 半導體雷射電流密度對光增益

## 2.3 啁啾式堆疊量子點雷射

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 (self-assembled)、化學溶膠製作複層量子點、電子數微影蝕刻、利用閘電壓在二維量子井平面上產生二維的局限等。而在製作主動層為量子點的雷射應用時，以分子束磊晶 (molecular beam epitaxy, MBE) 或金屬有機化學氣相沉積 (metal organic chemical vapor deposition, MOCVD) 利用 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 擁有較低的界面能，剛開始成長時仍會以層狀結構在 GaAs 上形成溼潤層 (wetting layer)，直到當成長厚度大於其所能承受的臨界厚度，則應力會使得薄膜開始形成島狀物 (Quantum Dots)，接著在薄膜因為應力破裂而產生缺陷 (defect) 之前停止成長，即可得到高品質的量子點，具有較佳的光電特性。

我們可以使用光激發螢光量測 (photoluminescence, PL)、原子力顯微鏡 (atomic force microscopy, AFM) 和高分辨穿透式電子顯微鏡 (transmission electron microscopy, TEM) 等等技術驗證其自聚性的量子點大小的不均勻性通常不小於百分之十，而此不均勻性為 Stranski-Krastanow 模式成長量子點的自然現象。而量子點的能階結構 (bound state) 與其大小、披覆層 (capping layer) 能障高度、厚度以及成分等有極大的關係。

一般我們可以在光激發螢光量測中看到基態 (ground state, GS)、激發態 (excited state, ES) 與量子點形成前的溼潤層 (wetting layer) 的訊號，更高的激發態不一定會在 bound state 之中，而能態密度越高，飽和增益越大，也就是說量子點密度越大，飽和增益越大。在經驗與理論模型中 [16]，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，考慮電子自旋，基態的簡併數 (degeneracy) 為 2；激發態 ( $n = 0, l = \pm 1$ ) 能量對應於橫向尺寸，考慮電子自

旋與 $l$ ，其簡併數為4。而一般量子點的基態與激發態的能量差大約在 $60\sim 90\text{meV}$ 左右，受量子點均勻程度(homogeneous and inhomogeneous broadening)影響，均勻性越差則態密度分佈越低且寬。

由於量子點的能階結構與其大小有極大的關係，量子點越大其發光波長越長。因此我們可以藉由選擇披覆層(capping layer)的能障高度與厚度或是改變其在well中的位置來決定量子點的大小，進而達到選擇波長的目的。下面講幾個選擇量子點波長的方式：

### 1. 壓力釋放層

如圖 2-4, 2-5 所示[17]，如果有壓力釋放層(strain-reducing layer, SRL)，則自聚性量子點的壓力有部分被釋放了，使得其較一般量子點為大，能發出較長的波長。

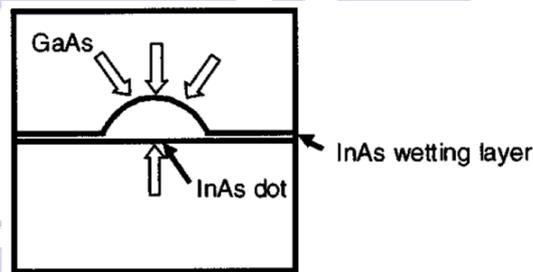


圖 2-4 一般的量子點

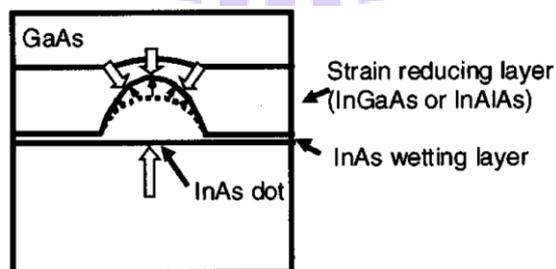


圖 2-5 有壓力釋放層的量子點

## 2. 改變披覆層中銦(indium)元素的比例

如圖 2-6 中[18]，不論量子點的成長速度為 $0.15\text{ML/s}$ 或是 $0.009\text{ML/s}$ ，披覆層中 indium 的比例增加都可以使發光波長紅移，但 indium 的比例越來越高，PL 光譜的強度也因為晶格錯位(dislocation)的影響而越來越弱，如圖 2-7[19]。

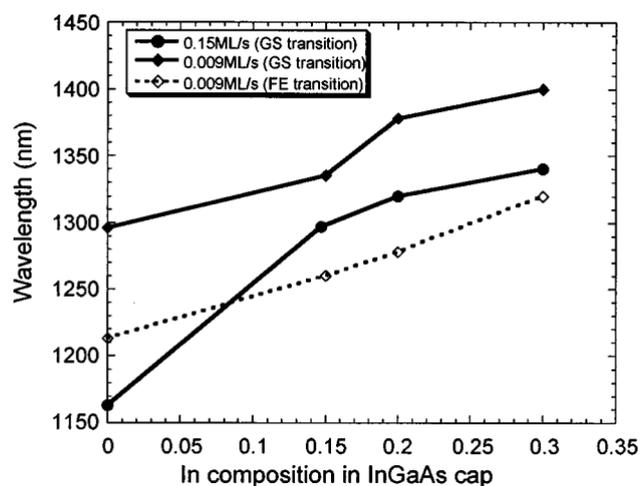


圖 2-6 固定披覆層厚度@5nm，改變披覆層中 indium 的比例，其量子點的發光波長

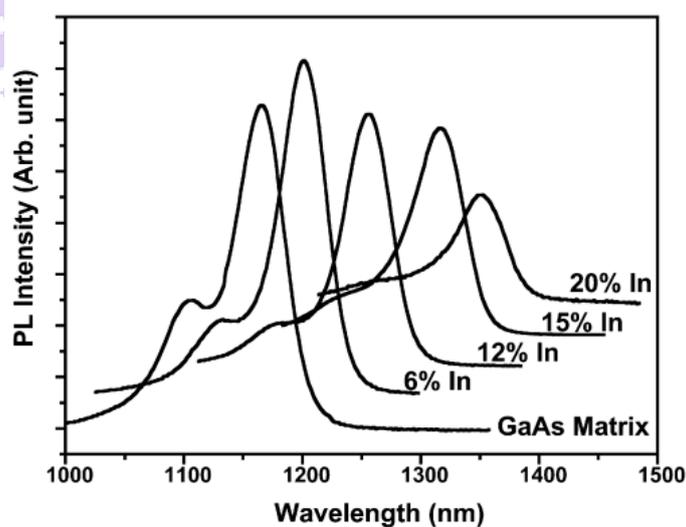


圖 2-7 改變披覆層中 indium 的比例下的室溫 PL 光譜

### 3. 在 DWELL 中改變量子點在量子井內的位置

如圖 2-8，2-9 中[20]，若 QD 離下面的 AlGaAs 從 1nm 增加到 4nm(其距離我們定為  $d$ )，則發光波長藍移了約 30nm，我們可利用這個特性成長多層量子點但每層量子點在 GaAs 的位置都不盡相同的主動層來使增益光譜(gain spectrum)變寬，如圖 2-10 所示，若三層量子點其  $d$  皆為 2.5nm，可在增益頻譜上看到明顯的基態與激發態分布，但若  $d$  由 1nm 與 4nm 組成則增益頻譜較寬廣且平滑。

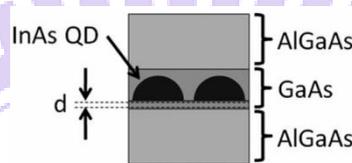


圖 2-8 QD 在 GaAs QW 中的位置， $d$  為 QD 與 AlGaAs 間的距離

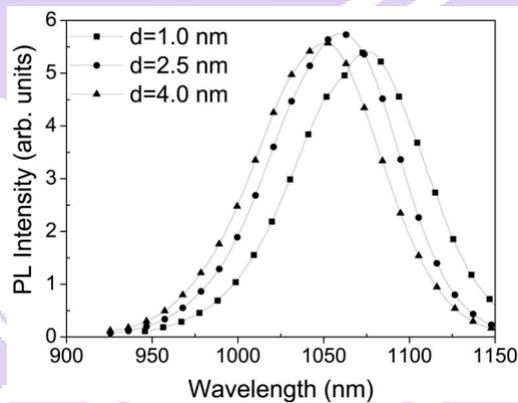


圖 2-9 QD 在不同位置時的 PL

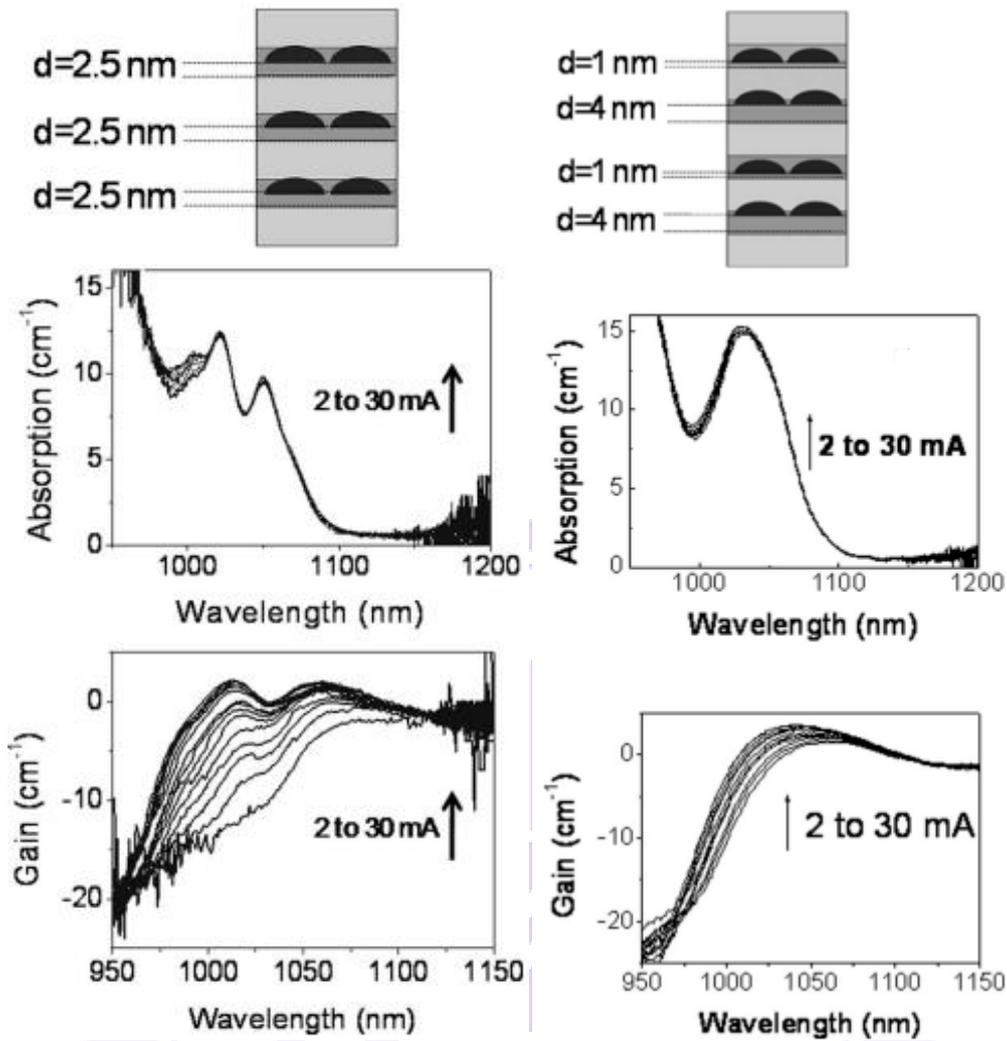


圖 2-10 一般的均勻 QD 與特殊設計的 QD 其增益頻譜與損耗頻譜

而我們所使用的啞啞式堆疊量子點雷射(Chirped-Multilayer Quantum Dot Laser Diode, CMQD LD)即是利用改變披覆層的厚度造成 QD 的大小不同，再組合這些因為大小不同而使得發光波長不同的量子點為主動層，達到平滑且寬廣的增益頻譜[21]。

### 第三章 外腔式雷射共振腔模型

#### 3.1 雷射震盪條件

在討論雙共振腔模型之前，我們要先討論在沒有外腔下的振幅與相位的震盪條件，才能用等效反射率來討論雙共振腔的情形。由於等效反射率與外腔距離也就是鏡面距離有關，因此其振幅與震盪條件的變化會隨著鏡面距離的遠近而不同。

先討論沒有外腔的情況，假設一振幅為 $E_i$ 的波從增益介質的左側射入，左側穿透的光比上進入的光之比例為 $T_1$ ，右側為 $T_2$ ；左側反射以及入射的比例為 $R_1 e^{j\theta_1}$ ，右側為 $R_2 e^{j\theta_2}$ ，對於低損耗的物質，我們可以忽略相位偏移 $\theta_1$ 與 $\theta_2$ ，而複數的行進常數為 $k$ ，可表示為：

$$k = \beta + j(g - \alpha) \quad (3-1)$$

$\beta$ 為行進係數、 $g$ 為材料增益、 $\alpha$ 為材料損耗。此光在介質中來回行進我們可用圖 3-1 表示：

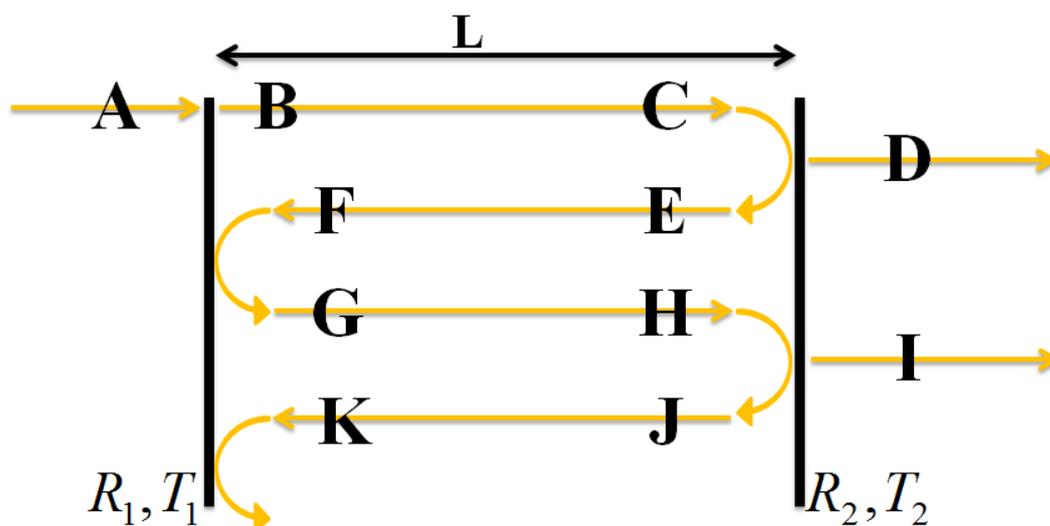


圖 3-1 光在共振腔中來回震盪之示意圖

其中， $A, B, C, D, E, F, G, H, I$ 可以分別表示為：

$$\begin{array}{l} A : E_i \\ B : E_i \cdot T_1 \\ C : E_i T_1 \cdot e^{-jkL} \end{array} \left| \begin{array}{l} D : E_i T_1 e^{-jkL} \cdot T_2 \\ E : E_i T_1 e^{-jkL} \cdot R_2 \\ F : E_i T_1 e^{-jkL} R_2 \cdot e^{-jkL} \end{array} \right. \begin{array}{l} G : E_i T_1 e^{-jkL} R_2 e^{-jkL} \cdot R_1 \\ H : E_i T_1 e^{-jkL} R_2 e^{-jkL} R_1 \cdot e^{-jkL} \\ I : E_i T_1 e^{-jkL} R_2 e^{-jkL} R_1 e^{-jkL} \cdot T_2 \end{array} \quad (3-2)$$

我們將右側出光之加總定為 $E_0$ ，則 $E_0$ 可由下式表示：

$$E_0 = E_i T_1 T_2 e^{-jkL} (1 + R_1 R_2 e^{-2jkL} + (R_1 R_2)^2 e^{-4jkL} + \dots) \quad (3-3)$$

括號內的數列明顯為等比級數，因此 $E_0$ 可再寫做：

$$E_0 = E_i \left[ \frac{T_1 T_2 e^{-jkL}}{1 - R_1 R_2 e^{-2jkL}} \right] \quad (3-4)$$

只有當此式的分母為0時，此不斷穿透、反射、穿透、反射的行為才能得以持續，也就是分母為0之條件，即為此系統之共振條件。

$$R_1 R_2 e^{-2jkL} = 1 \quad (3-5)$$

將前面的 $k = \beta + j(g - \alpha)$ 帶入：

$$R_1 R_2 e^{2(g-\alpha)L} e^{-2j\beta L} = 1 \quad (3-6)$$

將實部與虛部分開討論，可得到實部條件為：

$$R_1 R_2 e^{2(g-\alpha)L} = 1 \quad (3-7)$$

經過簡單代數運後得到：

$$\Gamma g_{th} = \alpha + \frac{1}{2L} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) = \alpha_i + \alpha_m \quad (3-8)$$

因為不是所有的光都在主動層內，因此我們需要加入了侷限因子(confinement factor,  $\Gamma$ )，其即為光強度在主動層中佔的光強比率。若只考慮電場的反射率

$r_1 = \sqrt{R_1}$ 、 $r_2 = \sqrt{R_2}$ 則可表示為：

$$\Gamma g_{th} = \alpha + \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{r_1 r_2} \right) \quad (3-9)$$

此即為振幅的閾值條件(threshold condition)，其中 $\alpha_m$ 為鏡面損耗(mirror loss)， $\alpha_i$

為內部損耗(internal loss)，由於 $R_1$ 與 $R_2$ 為光強的反射率，接著我們討論虛部的條件可得到：

$$2\beta L = 2\pi q \Rightarrow q = \frac{2nL}{\lambda} \quad (3-10)$$

其中， $q$ 為整數， $n$ 為材料折射率。若將行進係數 $\beta = \frac{2\pi\mu_e\nu}{c}$ 帶入，可將相位條件用頻率表示可寫為：

$$\frac{4\pi\mu_e\nu L}{c} = 2\pi q \quad (3-11)$$

其中 $\mu_e$ 為等效折射率(effective refractive index)。由式(3-11)只有符合此條件的波長才能存在於此共振腔中，也表示在腔體長度為 $L$ 的雷射中有 $q$ 個雷射半波長在振盪，稱之為雷射的縱模(longitudinal mode)。通常雷射的腔體長度 $L$ 遠大於雷射的波長 $\lambda$ ，因此 $q$ 值非常的大，而每個可存在的縱模之間的距離我們稱之為模距(mode spacing)：

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL} \quad (3-12)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (3-13)$$

其中因為 $\Delta\nu$ 只受限於長度，與頻率無關，因此較常使用。而由此兩式可看出，一但腔長決定了，模距也就固定下來了。

### 3.2 雙共振腔模型的振幅與相位條件

一般半導體雷射的共振腔長即為主動層所構成的波導，但我們可在低反射率的出光面加一面反射鏡，改變他在臨界增益、輸出光功率、雷射線寬以及雷射光譜的表現。我們先找出如圖 3-2 之電場的等效反射率 $r_{eff}$ 。

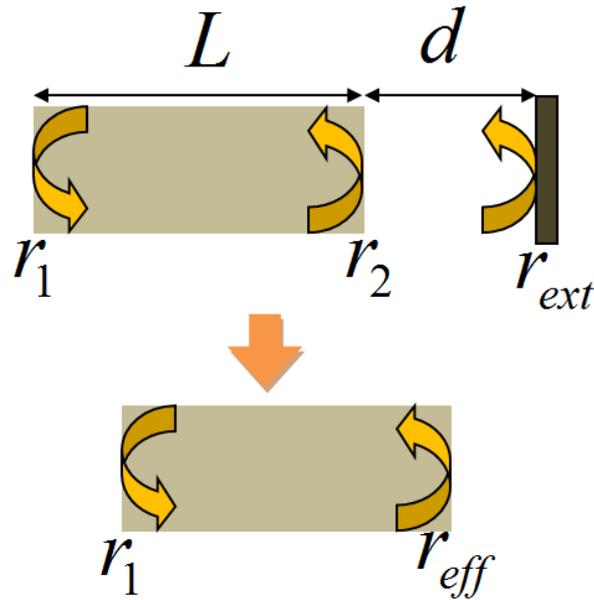


圖 3-2 等效反射率示意圖

由圖 3-3 知：

$$U_r = U_i r_2 + U_1^{(-)} t_2 + U_2^{(-)} t_2 + U_3^{(-)} t_2 + \dots \quad (3-14)$$

而  $U_1^{(-)}$ 、 $U_2^{(-)}$ 、 $U_3^{(-)}$ ... 我們表示為：

$$\begin{aligned} U_1^{(-)} &= U_0^{(+)} e^{-2j\phi} r_{ext} \\ U_2^{(-)} &= U_1^{(+)} e^{-2j\phi} r_{ext} r_2 = U_1^{(+)} \cdot h \\ U_3^{(-)} &= U_2^{(+)} e^{-2j\phi} r_{ext} r_2 = U_1^{(+)} \cdot h^2 \\ U_4^{(-)} &= U_3^{(+)} e^{-2j\phi} r_{ext} r_2 = U_1^{(+)} \cdot h^3 \end{aligned} \quad (3-15)$$

其中  $\phi = \pi \nu \tau_{ext}$ ，而  $\tau_{ext} = \frac{2d}{c}$  為光在外腔中來回行進一趟  $2d$  所需的時間， $c$  為光在真空中的速度。帶入原式：

$$U_r = U_i r_2 + t_2 U_1^{(-)} \left( \frac{1}{1-h} \right) = U_i r_2 + t_2^2 U_i r_{ext} \left( \frac{1}{1-r_2^2 e^{-2j\phi}} \right) \quad (3-16)$$

可得到：

$$r_{eff} = \frac{U_r}{U_i} = r_2 + \frac{(1-r_2^2) r_{ext} e^{-2j\phi}}{1-r_2 r_{ext} e^{-2j\phi}} \quad (3-17)$$

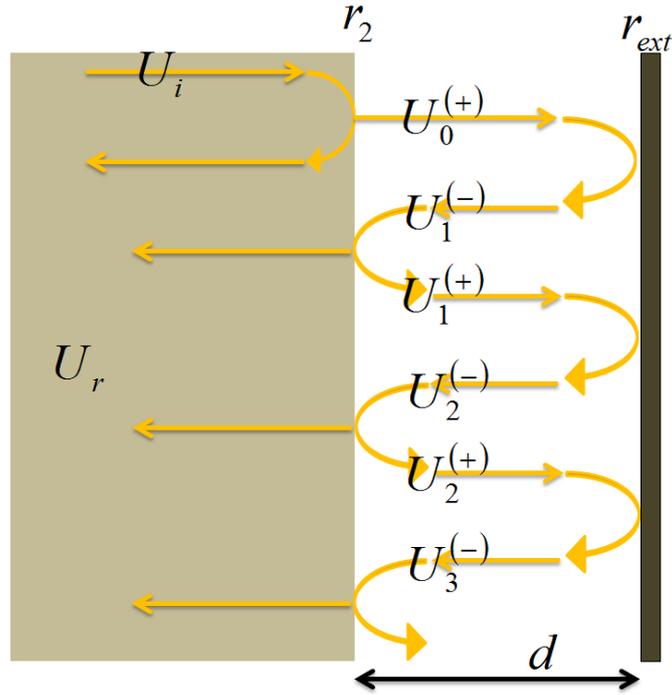


圖 3-3 光在外腔下來回震盪之示意圖

我們可以將式子(3-17)簡化寫為  $r_{eff} = |r_{eff}| \cdot e^{-j\phi_r}$ ， $|r_{eff}|$  與  $\phi_r$  則分別可表示為：

$$|r_{eff}| = r_2(1 + \kappa_{ext} \cos(2\pi\nu\tau_{ext})) \quad (3-18)$$

$$\phi_r = \kappa_{ext} \sin(2\pi\nu\tau_{ext}) \quad (3-19)$$

其中  $\kappa_{ext} = \frac{r_{ext}}{r_2}(1 - |r_2|^2)$ 。在討論等效反射率  $r_{eff}$  之後，我們便可以用其重新檢視閾值下的相位條件與振幅條件。

首先討論振幅條件，在加上反射鏡後，我們用  $r_2$  取代  $|r_{eff}|$ ，而沒有相位的部分，可將振幅閾值條件改寫為：

$$g_c = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{r_1 |r_{eff}|}\right) \quad (3-20)$$

$g_c$  即為有反射鏡下的閾值增益。我們將其比較沒有反射鏡的式(3-8)，可看出其差值：

$$g_c - g_{th} = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{r_1 |r_{eff}|}\right) - \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{r_2}{|r_{eff}|}\right) \quad (3-21)$$

若 $|r_{eff}| > r_2$ ，因此我們可知 $g_c < g_{th}$ ，若 $|r_{eff}| < r_2$ ，則 $g_c > g_{th}$ 。  $r_2$ 與 $|r_{eff}|$ 的大小決定了其閾值增益上增加還是減少，我們接下來討論實際上增減的量，我們把 $|r_{eff}| = r_2(1 + \kappa_{ext} \cos(2\pi\nu\tau_{ext}))$ 代入得到：

$$g_c - g_{th} = \frac{-\kappa_{ext}}{L} \cos(2\pi\nu\tau_{ext}) \quad (3-22)$$

$g_c$ 與 $g_{th}$ 的不同如圖 3-4 所示，其差值為一個以 $\tau_{ext}$ 為周期的餘弦函數，振幅為 $\frac{\kappa_{ext}}{L}$ ，

圖中橫軸為沒有外腔時，因為相位條件而能夠存在的頻率，其間距為 $\frac{1}{\tau_L}$ ，也就是

前面所說的模距(mode spacing,  $\Delta\nu = \frac{c}{2nL}$ )。

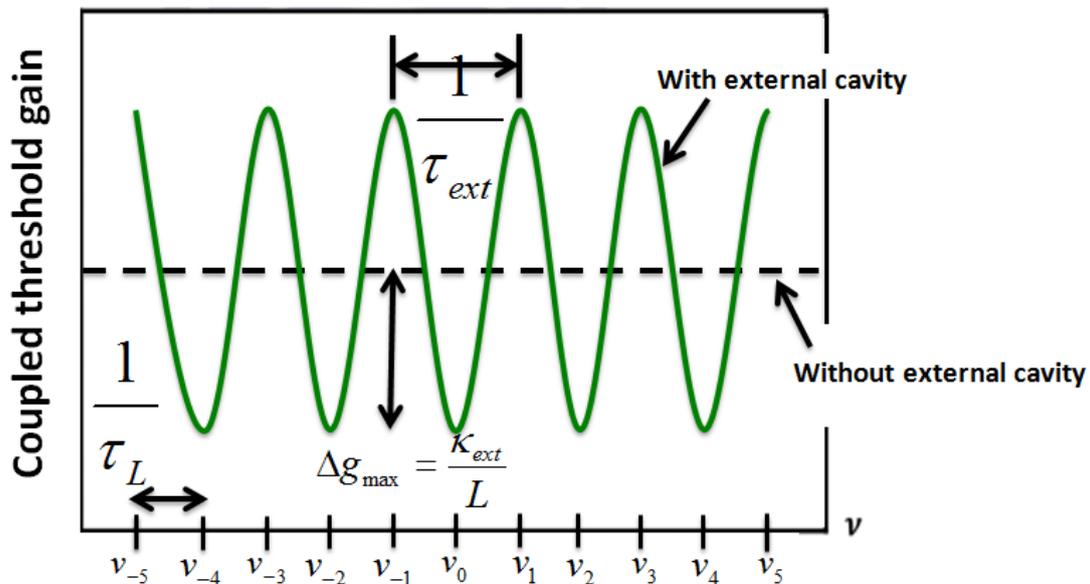


圖 3-4 弱反饋光存在時的耦合臨界增益 $g_{c,th}$ (當 $\tau_{ext} < \tau_L$ 時)

由圖 3-4 可看出由於週期 $\frac{1}{\tau_{ext}}$ 與外腔長度  $d$  有關，因此我們可以選擇外腔長度使臨界增益在希望的位置有效的下降，達到抑制旁模的目的。下面討論  $d$  與  $L$  大小的不同導致臨界耦合增益 $g_{c,th}$ 改變的三種情形[9, 22]：

1.  $d < L$  :

此情況中，由於外腔導致的臨界增益的震盪週期較無外腔時來的大，因此一個週期 $1/\tau_{ext}$ 區間內，可包含不只一個雷射縱模，但由於被包含的雷射縱模中，有的臨界增益小，有的臨界增益大，因此較有可能出現單一的發光頻率。我們也可以利用提高耦合係數 $\kappa_{ext}$ 來使不同雷射縱模的臨界增益差距增加，或是增加外腔的長度 $d$ ，使得週期 $1/\tau_{ext}$ 下降至只包含一個雷射縱模等方法來增加出現單一波長的可能性。

2.  $d \approx L$  :

外腔長度與雷射共振腔長度相近，表示臨界增益的差值之週期與雷射縱模相同，此情形會使雷射原本的臨界增益都下降，但無法抑制其他頻率的出現，即無法實現單一波長的特性，但整體閾值電流會降低，此情形下若我們可以精準控制外腔長度 $d$ ，則還是有可能調整至單模操作。其耦合臨界增益如圖 3-5 所示。

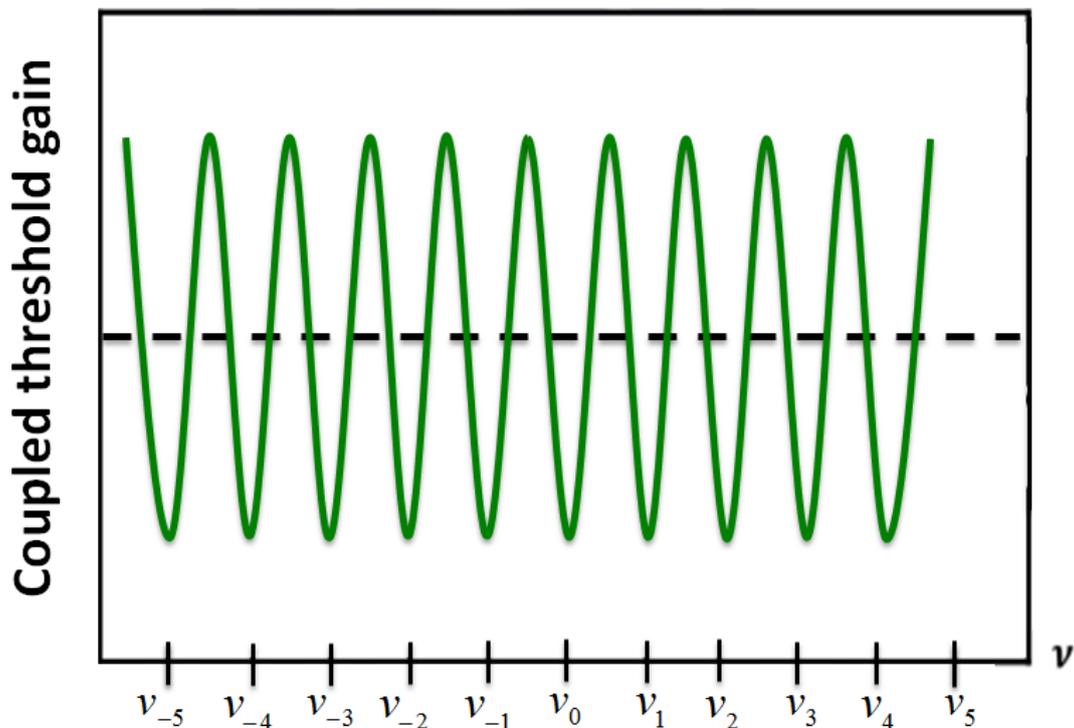


圖 3-5 弱反饋光存在時的耦合臨界增益 $g_{c,th}$ (當 $\tau_{ext} \approx \tau_L$ 時)

3.  $d > L$  :

外腔長度比雷射共振腔長來的大，這也是一般最常遇到的狀況，此情況與 $d < L$ 時相反，一個雷射縱模有很高的頻率對應到臨界增益的低點，因此通常會形成多個模態同時發光，完全無法抑制的情況。由於此情況 $\tau_{ext}$ 較 $\tau_d$ 大上 2~3 個級距，因此只用圖 3-6 表示 $\nu_0$ 至 $\nu_1$ 之間的耦合臨界增益 $g_{c,th}$ 變化情形。

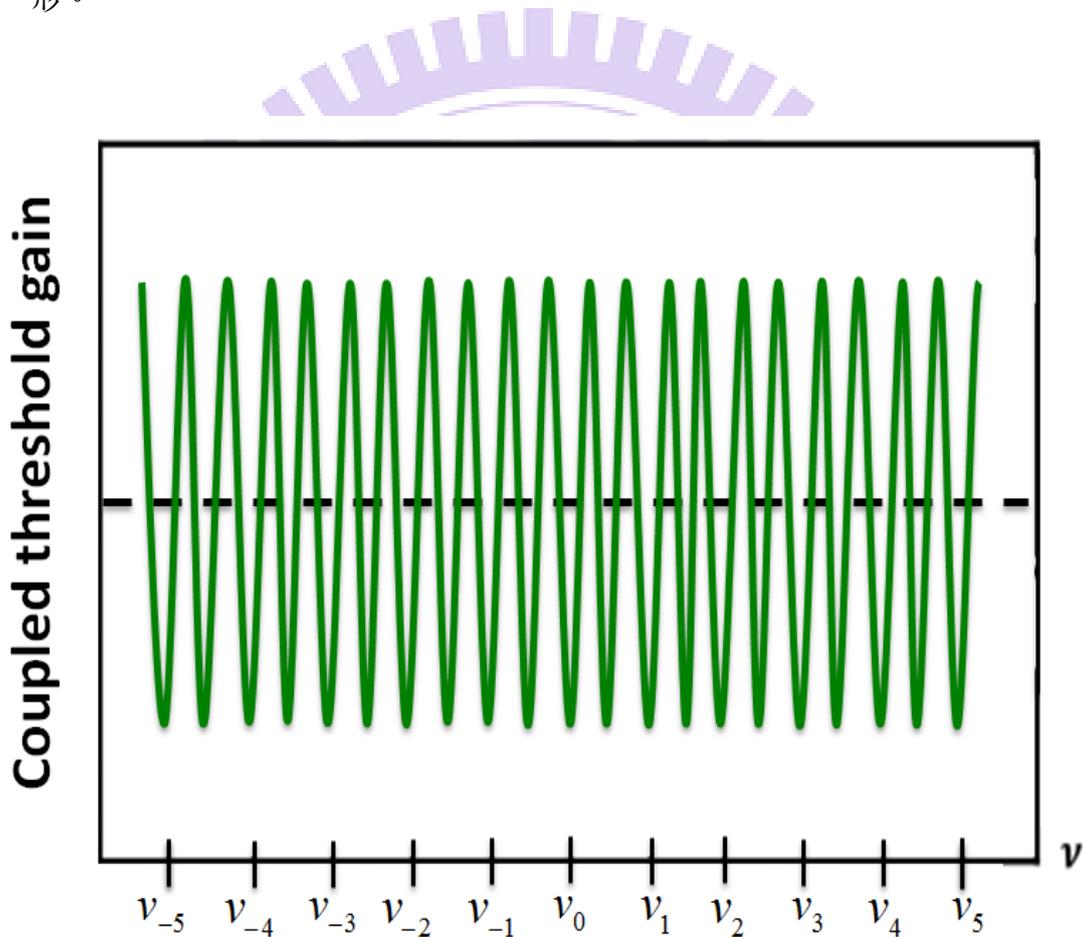


圖 3-6 弱反饋光存在時的耦合臨界增益 $g_{c,th}$ (當 $\tau_{ext} > \tau_L$ 時)

接著在討論相位條件之前，我們先推論等效折射率 $(u_e - ju_e')$ 與材料增益  $g$  的關係。首先假設強度為  $P$  光的通過一增益介質  $dz$  的距離，我們便可將此介質之增益與  $P$  寫成下面等式：

$$\frac{dP}{dz} = P \cdot g \quad (3-23)$$

而由基本電磁學可知光強度  $P \propto |\varphi|^2$ ，而  $\varphi$  可由下式表示

$$\varphi = \varphi_0 e^{-jk(u_e - ju_e')z} \quad (3-24)$$

$u_e$  與  $u_e'$  分別表示等效折射率的實部與虛部，將虛部展開會發現，他其實是一個與相位無關的項，不僅如此，由於  $j^2 = -1$ ，因此它也會使場的振幅  $\varphi_0$  隨著距離  $z$  而有自然指數的下降，也就是材料的折射率虛部是造成光在材料中損失的重要因素。將此式取絕對值且平方，並對  $z$  做微分後，可與上式比較得到  $g$  與  $u_e'$  的關係為：

$$u_e' = -\frac{g}{2k} = -\frac{g\lambda}{4\pi} \quad (3-25)$$

而等效反射率的實部與虛部，我們根據 Kramers-Kroenig relations，可用  $\alpha$  表達：

$$\alpha = \frac{\delta u_e}{\delta u_e'} \quad (3-26)$$

有了等效折射率的虛部與增益的關係，也有了等效折射率實部與虛部的關係後，我們便可將等效折射率的實部與增益做連結寫為：

$$\frac{\partial u_e}{\partial n} = \alpha \frac{\partial u_e'}{\partial n} = -\alpha \frac{\partial g}{\partial n} \frac{c}{4\pi\nu} \quad (3-27)$$

再來討論相位條件，本來與頻率有關的相位條件  $\frac{4\pi\mu_e\nu L}{c} = 2\pi q$  在加上反射鏡後，改寫為：

$$\frac{4\pi\mu_e\nu L}{c} + \phi_r = 2\pi q \quad (3-28)$$

因為我們在這邊討論加上反射鏡後，相位的些微變化  $\Delta\phi_L$ ，不影響晶片長度， $\phi_r$  中的反射率以及  $\tau_{ext}$  也不會有影響，只會影響等效折射率  $\mu_e$  與光頻率  $\nu$ ，因此  $\Delta\phi_L$  表示為：

$$\Delta\phi_L = \Delta(\mu_e\nu) \frac{4\pi L}{c} + \phi_r \quad (3-29)$$

由於此為閾值下之相位條件，因此  $\Delta(\mu_e\nu) = \nu_{th}\Delta\mu_e + (\nu - \nu_{th})\mu_e$ ，而  $\mu_e$  為載子濃度以及光頻率的函數，因此我們將  $\mu_e$  在閾值電流附近的些微變化用偏微分的方

式表示為：

$$\Delta\mu_e = \frac{\partial\mu_e}{\partial n}(n - n_{th}) + \frac{\partial\mu_e}{\partial v}(v - v_{th}) \quad (3-30)$$

將其帶入後得到：

$$\Delta\phi_L = \frac{4\pi L}{c} \left[ v_{th} \frac{\partial\mu_e}{\partial n}(n - n_{th}) + \overline{\mu}_e(v - v_{th}) \right] + \phi_r \quad (3-31)$$

其中 $\overline{\mu}_e$ 為 effective group refractive index，表示為  $\overline{\mu}_e = \mu_e + v \frac{\partial\mu_e}{\partial v}$ 。

參考式子  $\frac{\partial u_e}{\partial n} = -\alpha \frac{\partial g}{\partial n} \frac{c}{4\pi v}$ ，由於我們討論閾值電流附近時的情況，因此將此式改寫為：

$$\frac{\partial u_e}{\partial n}(n - n_{th}) = -\frac{\alpha c}{4\pi v_{th}}(g - g_{th}) \quad (3-32)$$

帶入式(3-31)後便為：

$$\Delta\phi_L = -\alpha L(g_c - g_{th}) + \frac{4\pi L}{c} \overline{\mu}_e(v - v_{th}) + \phi_r \quad (3-33)$$

前面有有無鏡面時的閾值增益其差值，因而將式 3-22 以及式 3-19 代入得到：

$$\Delta\phi_L = 2\pi\tau_L(v - v_{th}) + \kappa_{ext}\sqrt{1 + \alpha^2} \sin(2\pi v\tau_{ext} + \tan^{-1} \alpha) \quad (3-34)$$

此即為有外腔回饋下，光在腔體中來回走一趟與相位 $2\pi m$ 的差值 $\Delta\phi_L$ (round trip phase change)與光頻率 $v$ 的關係。由此式可看出 $\Delta\phi_L$ 呈現一個以 $2\pi\tau_L$ 為斜率的線性函數再加上一個以 $\frac{1}{\tau_{ext}}$ 為週期，且以 $\kappa_{ext}\sqrt{1 + \alpha^2}$ 為振幅的正弦曲線，如圖 3-7 所示。

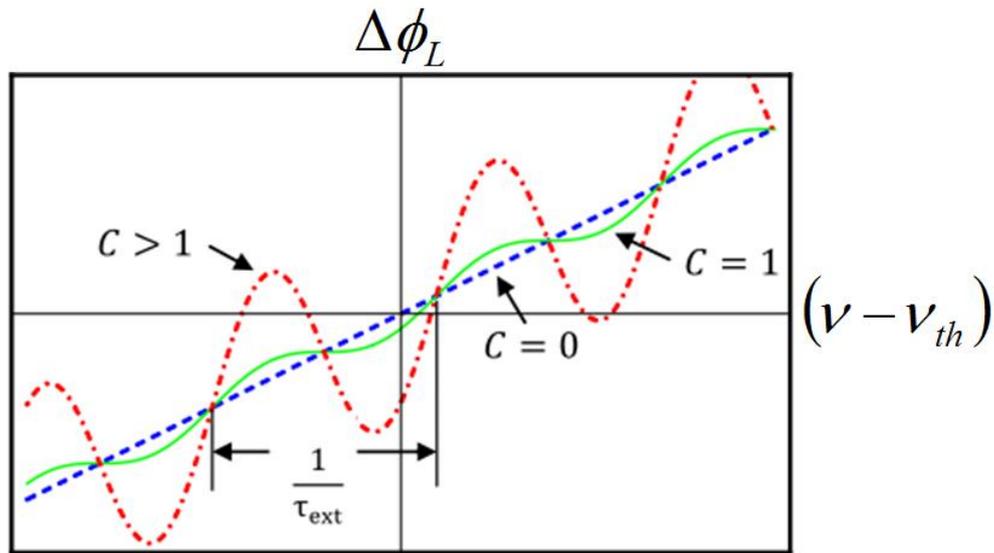


圖 3-7 不同反饋係數  $C$  時的  $\Delta\phi_L$  與光頻率  $\nu$  的關係圖

我們定義  $C$  為回饋係數(feedback coefficient)：

$$C = \frac{\tau_{ext}}{\tau_L} \kappa_{ext} \sqrt{1 + \alpha^2} \quad (3-35)$$

討論下面三種情形：

(1)  $C = 0$ ：

反饋光不存在，即沒有  $M_{ext}$ ，此時發光頻率  $\nu = \nu_{th}$

(2)  $C < 1$ ：

反饋光存在，但強度小於某一定值，因此  $\Delta\phi_L(\nu)$  幾乎與沒有反饋光時一樣，隨著發光頻率  $\nu$  增加而線性的增加，此時符合  $\Delta\phi_L(\nu) = 0$  時的值與沒有反饋光時相同，只有一個，因此仍只有單一的發光頻率能夠發光(single emission frequency)。

(3)  $C > 1$ ：

反饋光存在，且強度大於某一定值，此時  $\sin$  函數振幅較大，因此在  $\Delta\phi_L(\nu) = 0$  時與  $\nu - \nu_{th}$  的橫軸可能有不只一個交點，也就是可以同時有一個以上的頻率發光(multiple emission frequency)。

### 3.3 繞射光柵耦合之閥值增益變化[24, 31]

由於半導體雷射體積極小，長度通常不超過0.5cm，因此外腔長度  $d$  要達到與  $L$  差不多長度或者是更短在實際上幾乎不太可能，因此一般都是出現如圖 3-6 的情形，對於抑制旁模沒有什麼幫助，單模態情形還是很難出現，因此我們使用具有模態選擇功能的繞射光柵(Diffraction Grating)當作外部反射鏡，隨著光柵的角度改變，可以使得特定波長的光有相較於其它波長高出許多的反射率以達到較低的鏡面損耗（事實上除了選定的波長外，其於波段的反射率皆為 0）。另外為了提高雷射晶片本身的鏡面損耗，抑制雷射本身的 Fabry-Perot 共振，進而達到增加可調變波長範圍的目的，我們將波導傾斜約  $7^\circ$ ，使其反射率下降。

前面我們已經知道加上了鏡面的等效反射率並非一定是下降的，而是以  $\frac{1}{\tau_{ext}}$  為周期震盪，在一般所遇到的情況中， $\tau_{ext} \gg \tau_L$ ，因此在每個模距附近一定都會有因為反射鏡而導致的閥值增益的相對低點，也就是有了外部反射鏡，雖然等效反射率是隨著反射鏡距離不同而有不同週期的震盪，但因為  $\tau_{ext} \gg \tau_d$ ，因此閥值增益的週期  $\frac{1}{\tau_{ext}} \ll \frac{1}{\tau_L}$ ，我們可將其視為連續。

接著我們討論外部反射鏡替換為繞射光柵且繞射光柵離晶片的距離遠大於晶片本身共振腔長度的情況（在我們的論文中，外腔長度為 35 公分與 45 公分；共振腔長度為 3mm 與 2mm）。已經知道等效反射率如式(3-17)，繞射光柵的  $r_{ext}$  將改寫為：

$$r_g(\lambda) = 0, \quad \lambda \neq \lambda_g \quad (3-36)$$

$$r_g(\lambda) = r_g, \quad \lambda = \lambda_g \quad (3-37)$$

其中  $\lambda_g$  為我們選定使其反射回晶片的波長，也就是只有在這個被選定的波長才有反射率  $r_g$ 。由於反射率的改變，因此得到不同反射率下的非飽和模態淨增益 (unsaturated net mode gain)[25]。

$$G_{g,net}(I, \lambda) = g(I, \lambda) - \left[ \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{r_1 \cdot r_{eff}(\lambda)} \right) \right] \quad (3-38)$$

$$G_{net}(I, \lambda) = g(I, \lambda) - \left[ \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{r_1 r_2} \right) \right] \quad (3-39)$$

$G_{g,net}(I, \lambda)$  為有繞射光柵下的非飽和模態淨增益， $G_{net}(I, \lambda)$  為沒有繞射光柵的非飽和模態淨增益，此二式可知，是否有繞射光柵，其非飽和模態淨增益會有一差值  $\Delta L$ ：

$$G_{g,net}(I, \lambda) - G_{net}(I, \lambda) = \Delta L = -\frac{1}{L} \ln \left( \frac{r_2}{r_{eff}(\lambda)} \right) \quad (3-40)$$

由於  $\Delta L < 0$ ，因此可知在繞射光柵選擇的波長發出雷射光所需要的克服的臨界增益一定比沒有光柵耦合時來的小。

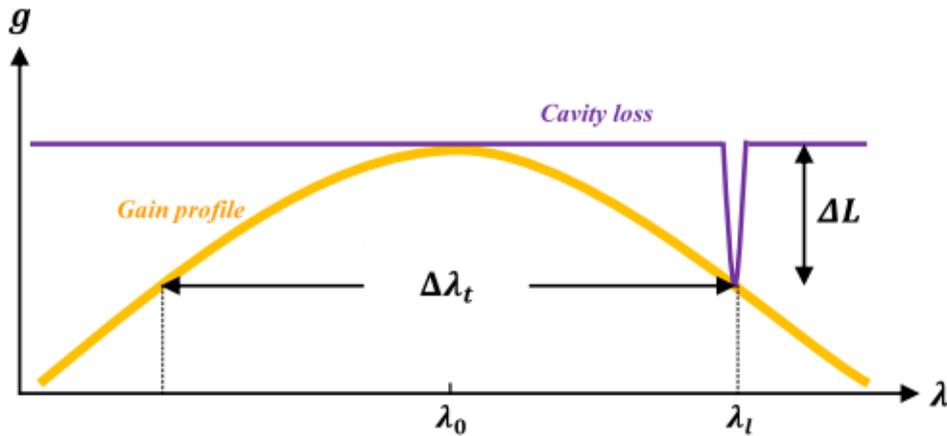


圖 3-8 光柵耦合外腔式雷射各項光學元件的淨增益曲線

如圖 3-8 所示，臨界增益的最低點的位置由光柵角度決定，而其減少的量即為  $\Delta L$ ，由  $r_g$  決定。接著我們討論可調制的波長最大範圍  $\Delta\lambda_t$ ，我們簡單假設材料增益是一個簡單的拋物曲線函數如下式：

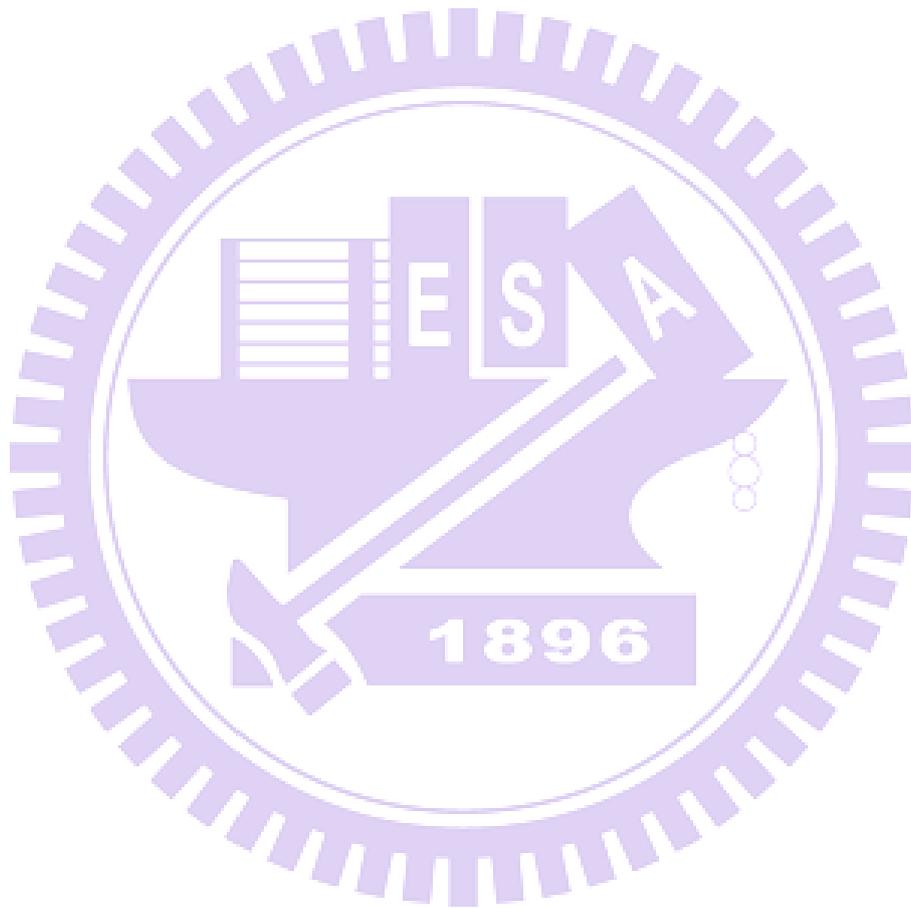
$$g(I, \lambda) = g_0(I) - \frac{1}{L} \left( \frac{\lambda - \lambda_0(I)}{\Delta\lambda} \right)^2 \quad (3-41)$$

其中  $g_0(I)$  和  $\lambda_0(I)$  分別為注入電流為  $I$  時的最高增益值和波長， $\Delta\lambda$  為雷射的增益頻寬 (gain bandwidth)。可推得：

$$\Delta L = -\frac{1}{L} \ln \left( \frac{r_2}{r_{eff}(\lambda)} \right) = \frac{1}{L} \left( \frac{\lambda - \lambda_0(I)}{\Delta\lambda} \right)^2 \quad (3-42)$$

$$\Delta\lambda_t = 2[\lambda - \lambda_0(I)] = 2\Delta\lambda \sqrt{\ln\left(\frac{r_{eff}(\lambda)}{r_2}\right)} \quad (3-43)$$

由此可知，若要增加波長可調外腔式雷射的波長可調範圍，可改變半導體主動層的结构使 $\Delta\lambda$ 增加， $r_2$ 降低，或是提高 $r_{eff}(\lambda)$ 。



## 第四章 實驗設計

為了能增加外部的繞射光柵的效果，我們必須降低雷射晶片中有光柵那側鏡面的反射率並提高另一側的反射率，使具有波長選擇能力的繞射光柵貢獻度能夠增加，以達到外部共振腔的目的。一般降低反射率最常用的方法即為抗反射鍍膜 (AR coating)，而提高反射率則常用高反射鍍膜 (HR coating)，鍍膜不僅可以藉由材料的折射率 (refractive index) 與厚度來選擇反射率的大小與範圍，還可保護鏡面在發光時不會因為熱而加速的氧化作用，避免災難性光學損壞 (catastrophic optical damage) 的發生。

但受限於實驗儀器，我們採用別的方式降低鏡面反射率，如圖 4-1 所示，黃色即為脊狀波導 (ridge waveguide)，與鏡面法方向差  $7^\circ$ ，由司乃耳定律 (Snell's Law) 可知道光從波導中發射出來由於介質折射率的改變，會使光與鏡面法方量差大約  $22^\circ$ ，且由於波導是斜 (tilted) 的，遠場 (far field) 發散的強度分部並非對稱而是有些扭曲的 [23,27]，如圖 4-2 所示，這對於我們需要耦合至光纖內或是光路回饋至半導體雷射內都有不利的影響。

波導做成斜的，可使雷射光行進至出光面時，部分以折射角  $22^\circ$  折射出去，部分以與入射角相同的角度反射至波導外被基材吸收，因此如此低的反射率卻不表示所有的光都透射出去，考慮在鏡面反射回波導外而散失的光後，在鏡面耦合產生的光損耗是不容小覷的。

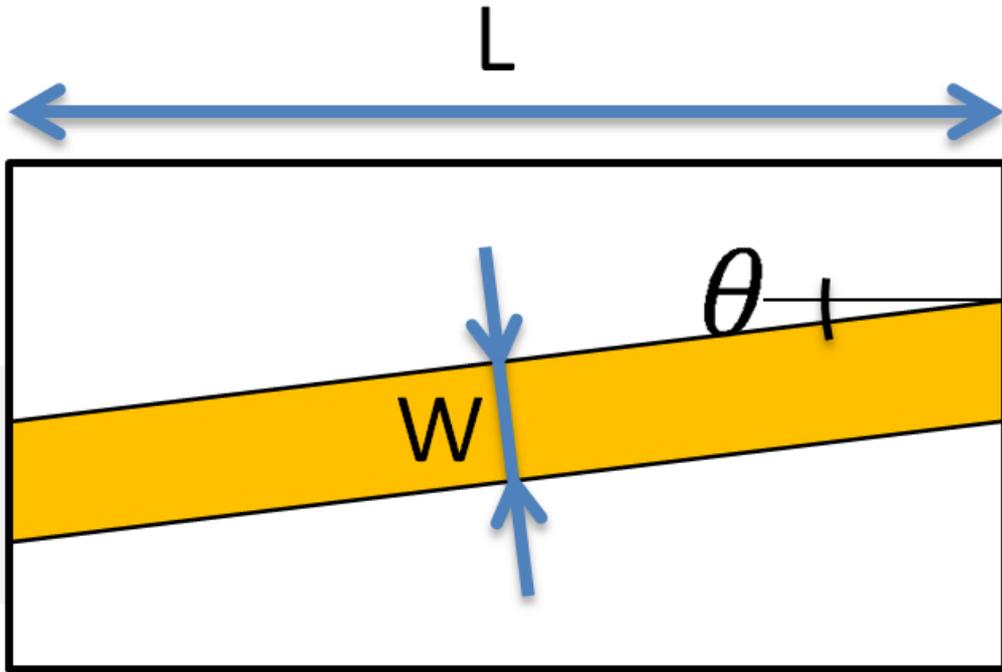


圖 4-1 用做外腔雷射之增益介質示意圖( $L = 3\text{mm}$ ,  $W = 5\mu\text{m}$ ,  $\theta = 7^\circ$ )

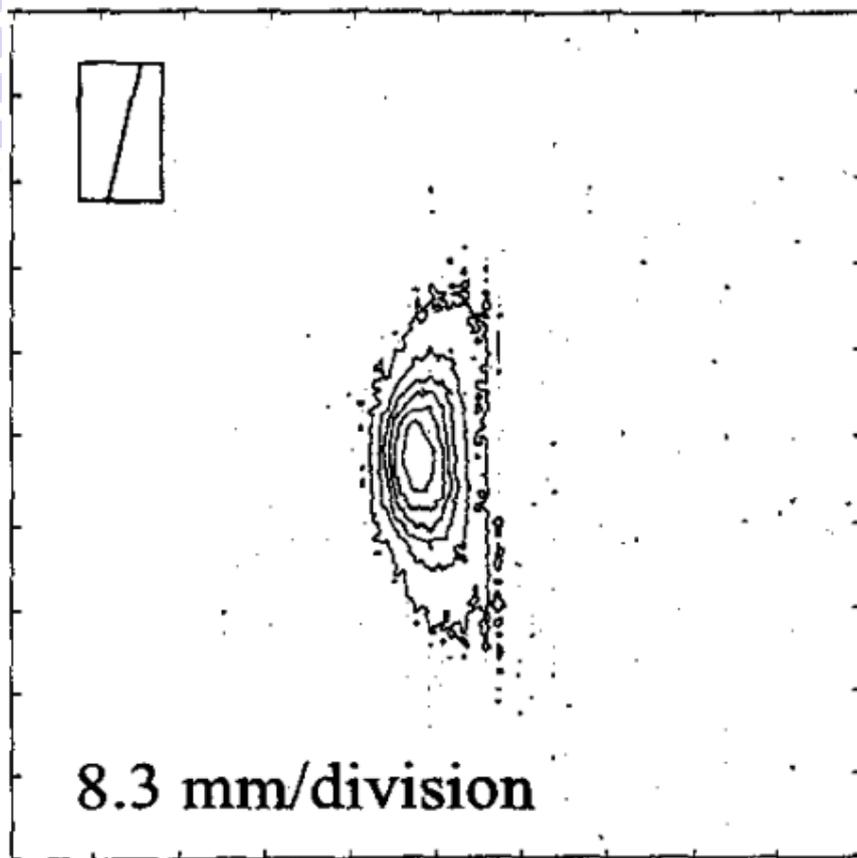


圖 4-2 斜波導其遠場發散的強度分布圖[23]

## 4.1 半導體光放大器之製程[26]

### (1)清洗晶圓：

待分子束磊晶(Molecular Beam Epitaxy, MBE)成長完晶圓(wafer)後，我們將其破片取約 1cm 立方的面積來製作成我們需要的半導體光放大器。首先將其放於丙酮溶液中，振動 3 分鐘，目的為清除在晶圓上肉眼也看不見的污染粒子。接著放置燒杯內，以去離子水(DI water)沖洗五分鐘，再使用 HCl:H<sub>2</sub>O = 1:3 的溶液浸泡約 30 秒或是到晶圓表面不沾水為主，目的在於清除晶圓上的原生氧化物，其原生氧化物較晶圓本身更具有親水性，因此我們可以用是否沾水來判斷其去除的程度。接著再以去離子水沖洗五分鐘，以氮氣槍吹乾後，放置於 120°C 的烤箱中 3 分鐘，以去除表面的水氣，使晶圓表面足夠乾燥以免水氣影響接下來的光阻塗佈，使其不牢固或是定影。

### (2)第一道微影製程

待確定晶圓清洗完畢，沒有氧化物且足夠乾燥後，我們才會上第一道光阻。我們在第一道光阻所使用的是 AZ6112 正光阻，其目的為定義波導位置。將晶圓放置於光阻塗佈機上的中央後，將液態光阻滴於晶圓上，接著透過光阻塗佈機的旋轉使其均勻分布於晶圓上。光阻塗佈機旋轉分成兩階段，首先先是 10 秒 1000rpm，目的為將光阻平均散佈至晶圓的每一處，再來是 40 秒 4500rpm，目的為均勻光阻厚度，若設定 40 秒 4500rpm 則厚度大約為 1.2um~1.5um。接著由於晶圓邊緣會有光阻堆積的現象，會影響曝光機在使晶圓與光罩(mask)貼近過程中的使用，因此我們將棉花棒沾些許丙酮後用手輕輕貼著邊晶圓邊緣抹過，去掉邊緣的光阻。接著為了去除光阻內大部分的有機溶劑，我們將晶圓正面朝上的放置於 90°C 的 hot plane 上。接下即可進行 DUV 曝光，在對準位置後，盡量使光罩(mask)與晶圓貼近，此時若沒有將邊緣光阻去除乾淨會使兩者無法非常貼近，或是邊緣光阻碰到光罩的情形，不僅使得光繞射情況明顯，也會汙染光罩。接著使用 AZ300

之顯影液顯影約 25~30 秒，或是使晶圓在晃動下，沒有光阻溶於顯影液的情形發生後再晃動約 5 秒即可。如圖 4-3。



圖 4-3 第一道光阻並顯影

### (3) 蝕刻

這一步我們要將定義好的波導位置進行 mesa etching，在蝕刻之前，我們要先量測光阻的厚度，這樣我們才能知道蝕刻的深度。我們使用  $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O = 1 : 8 : 80$  的溶液來進行 GaAs 的蝕刻，配好此溶液後需靜置 30 分鐘，待其均勻，以免蝕刻速率不穩定。蝕刻速率方面在不同結構下會有些微不同，但平均來說大約為每秒 9nm。我們蝕刻至主動層上約 200nm 即可。如圖 4-4。



圖 4-4 蝕刻出光波導

### (4) $Si_3N_4$ 沉積

我們使用 PECVD 沉積  $Si_3N_4$  約 300nm 厚做為絕緣層，而由於避免  $Si_3N_4$  沉積過程中因為高溫使得光阻 AZ6112 被燒焦，因此沉積溫度設定為  $80^\circ C$ 。過程中，PECVD 腔體中通三種氣體，其種類與含量分別是： $SiN_4$ , 5sccm； $NH_3$ , 4sccm； $N_2$ , 800sccm。在沉積完  $Si_3N_4$  後，我們將晶圓泡在丙酮中，藉由丙酮去掉光阻的過程

中，將 $\text{Si}_3\text{N}_4$ 掀起來，此步驟我們稱為 lift off。待 lift off 完成後，我們將晶圓清洗並吹乾。如圖 4-5。



圖 4-5  $\text{Si}_3\text{N}_4$  沉積與 lift off

#### (5) 第二道微影製程

此道黃光目的為定義絕緣位置。如第一道，在上光阻前我們一樣要確認晶圓是否足夠乾淨，且再一次的去掉原生氧化物，以免接下來鍍 E-GUN 時因為電鍍在氧化物上而剝落。第二道光阻我們使用 5214E 做為負光阻使用，其轉速與第一道相同，不同的是多了一個反轉烤與曝後烤的步驟，目的為將光阻從正光阻轉成負光阻。曝後烤之後顯影，接著一樣用去離子水沖洗定影並用氮氣槍吹乾。如圖 4-6。



圖 4-6 第二道光阻並顯影

#### (6) 鍍 P-type 電極金屬

再一次的去掉原生氧化物後，使用電子槍真空蒸鍍系統(E-GUN)蒸鍍  $\text{Ti/Pt/Au} = 30/30/200 \text{ nm}$ 。蒸鍍結束後，一樣使用丙酮 lift off，便可以使絕緣位置的金屬剝落，以達到絕緣效果。lift off 結束後，一樣使用去離子水沖洗並吹

乾。如圖 4-7。



圖 4-7 鍍 P-type 電極金屬並 lift off

#### (7)背面磨薄

此步驟可以稍微降低半導體光放大器的電阻，也可以方便劈裂，至於磨到多薄主要是看腔體長度需要劈到多短，若需要劈到越短，則要磨的越薄。我們先使用黃膠加熱使晶圓穩定的固定在載玻片上並露出背面後，使用 $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{NH}_3\text{OH} = 3 : 1$ 的溶液浸泡並以棉花棒在背面均勻等速的擦拭。此溶液中的 $\text{H}_2\text{O}_2$ 可使 GaAs 氧化，而 $\text{NH}_3\text{OH}$ 可侵蝕其氧化物，在不斷氧化且氧化物被侵蝕的情況下，背面會變得越來越薄，達到磨薄的目的。在經由棉花棒擦拭約 15~20 分鐘後，便可將其放至 $\text{H}_2\text{O} : \text{NH}_3\text{OH} = 1 : 1$ 的溶液中，使其在不被氧化的情況下，將氧化物侵蝕乾淨。最後加熱載玻片取下晶圓，用丙酮浸泡去掉殘膠後小心的以去離子水沖洗並吹乾。

#### (8) 鍍 N-type 電極金屬

一樣先去除原生氧化物，再使用電子槍真空蒸鍍系統(E-GUN)蒸鍍 $\text{Ni/Ge/Au} = 30/50/200 \text{ nm}$ 。蒸鍍結束後，將晶圓放置於快速熱退火機器中，迅速加熱到 $420^\circ\text{C}$ ，目的在於透過快速的升溫使得 E-GUN 蒸鍍的金屬能夠與晶圓表面形成歐姆接觸(ohmic contact)以降低電阻。最後將晶圓劈裂成我們需要的各種長度即可量測。如圖 4-8。



圖 4-8 磨薄並鍍 N-type 電極金屬

## 4.2 半導體雷射之光性與電性量測系統

由於半導體雷射中不同的主動層磊晶結構、共振腔長度、雷射的電性跟光性都會有所不同，因此我們藉由  $L-I-V$  量測以及光譜(optical spectrum)量測可以得到每個不同雷射的基本特性，從而判斷是否為我們需要之外腔式雷射的應用元件。

$L-I-V$  即為「光功率-電流-電壓」，是半導體雷射中最基本的量測，隨著電流的增加它可以同時測得光功率與電壓，從這個基本的量測中，我們可以很快的得知閾值電流(threshold current,  $I_{th}$ )、斜率效率(slope efficiency,  $\eta_s$ )、導通電阻( $R_s$ )以及導通電壓(turn on voltage,  $V_j$ )。藉由量出不同共振腔長度與寬度的基本參數，可計算出雷射的內部損耗(internal loss,  $\alpha_i$ )、內部量子效率(internal quantum efficiency,  $\eta_i$ )、雷射增益( $g$ )與飽和增益( $g_{th}$ )等雷射的基本特性。

圖 4-9 為  $L-I-V$  量測系統示意圖。在此量測系統中，長度為  $3mm$  與  $2mm$  的半導體雷射晶片被放在  $2mm$  寬的銅座上，以達到兩面都可以收光的目的。銅座旁黏著一熱敏電阻(thermistor)與熱電致冷器(TE-cooler)，這兩者藉由電子溫控器(Temperature Controller)以達到溫度的控制。我們使用 KEITHLEY 公司的 2520 做為電流供應器，其特色是可以輸出不同 duty cycle 的脈衝(pulse)電流，我們透過探針(probe)將電流注入於雷射晶片的同時，germanium(Ge)光偵測器也將收到的光轉為電訊號傳回儀器中，再透過 GPIB 線傳回電腦，接著便可從電腦中得到  $L-I-V$  圖。

由於我們使用的 germanium(Ge)光偵測器對於不同波段的響應不盡相同，因此我們還需要用 power meter(OMH-6727B)做校正，校正方式為取高於閾值電流的十個電流值，且每個電流至少間隔10mA，使用連續操做並在熱效應出現之前量測其光功率，再與 Ge 光偵測器量測的結果比較，將相同電流下兩者光功率相差的倍數取平均後，再將 Ge 光偵測器量測的值都乘上此倍數，即為實際的光功率。

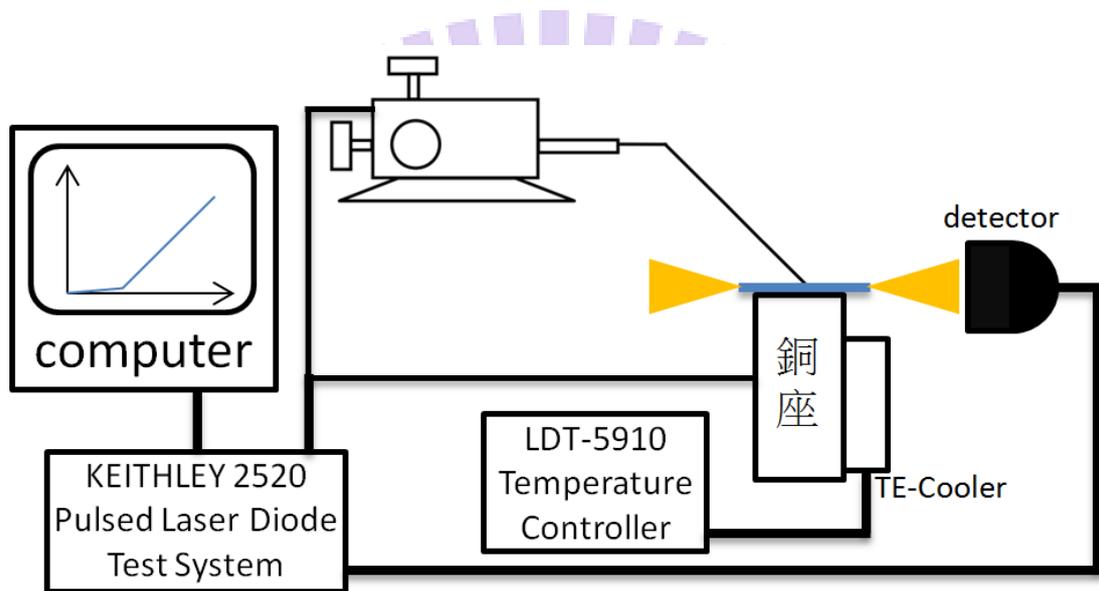


圖 4-9  $L-I-V$ 量測系統

光譜量測系統所使用的溫控系統和探針座系統與 $L-I-V$ 量測系統相同，但由於光譜分析儀(Optical Spectrum Analyze, OSA)是使用光纖(fiber)收光，因此我們先透過準直鏡(collimator lens)將發散的光聚為理想平行光，再透過另一個非球面準直透鏡將光收集至光纖中，再傳到 ANDO AQ-6315E 光譜分析儀解析。我們使用的這台光譜分析儀其解析度隨著掃描範圍的大小，可從10nm精確到0.05nm，而由於我們所使用的光纖為多模態光纖(multi-mode fiber)，解析度最多到0.1nm，因此本篇論文所量測的資料解析度最高也是到0.1nm。量測系統如圖4-10：

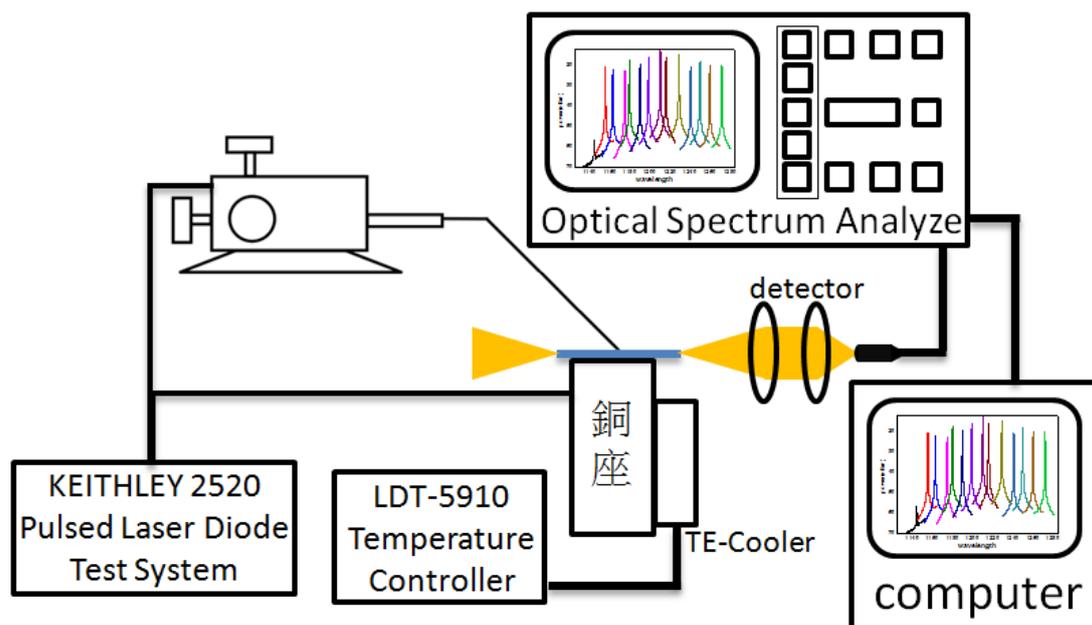


圖 4-10 光譜量測系統

### 4.3 架構設計

在介紹我們使用的架構前，先介紹其中最重要的光學元件，也就是外部模態選擇濾光鏡：繞射光柵(Diffraction Grating)。繞射光柵通常的構成通常是一個相同折射率的材料，將它的厚度週期性的改變，如圖 4-11 所示。當一個光束打至光柵上時，由於厚度的不同，會將入射的光分解成一個波前，不同波長會有不同的反射角，此反射角與波長的關係由光柵方程式(grating equation)所決定：

$$q\lambda = \Lambda(\sin \alpha + \sin \beta) \quad (4-2)$$

其中 $\Lambda$ 為厚度改變的週期，如圖 4-11，通常稱做 groove spacing 或 grating spacing， $\alpha$ 為入射光的方向與繞射光柵平面法向量的夾角，即入射角， $\beta$ 為繞射角(diffracted angle)，而圖上左右邊的正負號分別表示由 grating equation 計算出的角度其正負值，正負角度分別表示兩相反的入射或反射方向。圖 4-13 中的紅線部分即為兩條光束的光程差，必須為一個波長的整數倍，才會是建設性干涉，而光程差為一個波長的繞射光我們稱為一階繞射光，兩個波長的話我們稱為二階繞射光，以此

類推。

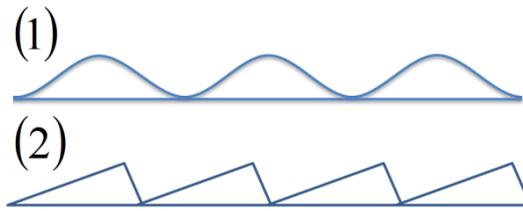


圖 4-11 光柵的兩種幾何結構(1)正弦函數形式(2)三角形形式

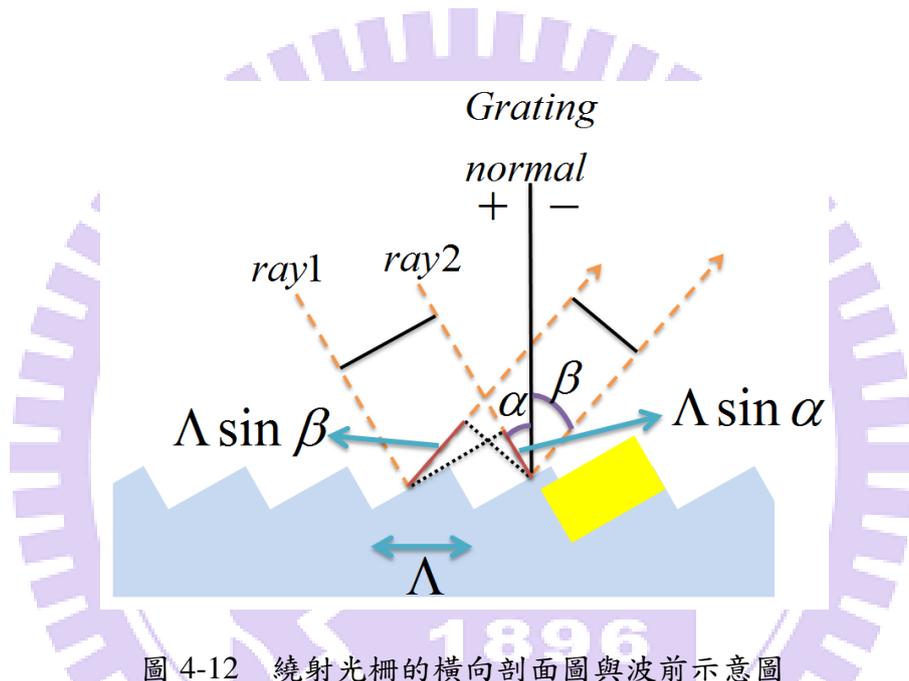


圖 4-12 繞射光柵的橫向剖面圖與波前示意圖

由光柵方程式我們可以了解，固定入射角 $\alpha$ 的情況下， $\Lambda$ 越大，相同階數的繞射角 $\beta$ 越小，因此若我們希望把入射光分解成一個較寬廣的波前，由圖 4-12 可明顯看出，只要選擇較高階的繞射光即可達成，但由於一階以上的繞射光其強度相對於一階已經明顯減弱很多，因此我們可以使用光柵週期較小的光柵，即光柵條文越密，繞射光隨著繞射角度與波長的分佈就會越寬廣，這樣我們不僅可以確保光柵對波常的反射率選擇性是否夠嚴苛，也可以有較大的調整角度誤差，不至於導致角度改變一點點，波長選擇卻變化很大的情形發生。

由於繞射光柵是將入射光打散成一個按照波長長度有順序排列的繞射光，因此我們為了使光柵對波常的反射率選擇性更加嚴苛，除了藉由降低光柵週期，也

可以藉由改變光柵與半導體雷射之間的位置，使得繞射光散得更開，進入半導體雷射中的光之半高寬更窄。

接著討論我們的架構。如前面所敘述，我們並沒有在鏡面鍍上抗反射鍍膜或是高反射鍍膜，而是利用波導傾斜的設計，降低鏡面的反射率，因此為了增加非繞射光柵那側的等效反射率，我們利用一平面鏡將光回饋回半導體雷射，如圖 4-13 所示，我們將雷射晶片放在溫控銅座上，使用 Keithley2520 做為電源供應器，透過探針將電流注入雷射晶片中。先利用三軸平儀台調整準直鏡使兩邊出光皆為理想平行光，而右側出光先讓其經過透鏡反射回雷射晶片，目的為增加右邊鏡面的等效反射率，使左側出光的光功率增強，才能強化繞射光柵的耦合效果。左側出光增強後，將之打至繞射光柵上，並且將一階反射中我們所選定的波長打回雷射晶片，使之成為外腔式雷射，我們再從光柵的零階反射處收光。

我們所使用的準直鏡為 THORLABS 的 C330TME-C，其 NA 高達 0.68，焦距  $f$  為 3mm，其 NA 已經是同系列準直鏡中最高，目的就是希望能降低鏡面損失，耦合更多的光。我們使用的繞射光柵條紋密度為 1200 條/mm，其反射率頻譜如圖 4-14，在我們所適用的 1.2 $\mu$ m 附近之反射率是平滑且大於 80% 的。光柵反射出來的零階光再由 Thorlabs 的 F260FC-C 透鏡聚光至多模態光纖(multimode fiber) 中，再接入 ANDO AQ-6315E 光譜分析儀(Optical Spectrum Analyzer, OSA) 中以得到外腔式雷射的單模態發光頻譜圖，或是將外腔式雷射的單模態光打入 Ge 偵測器收光後，可得到特定波長的單模態光的  $L-I-V$  圖。

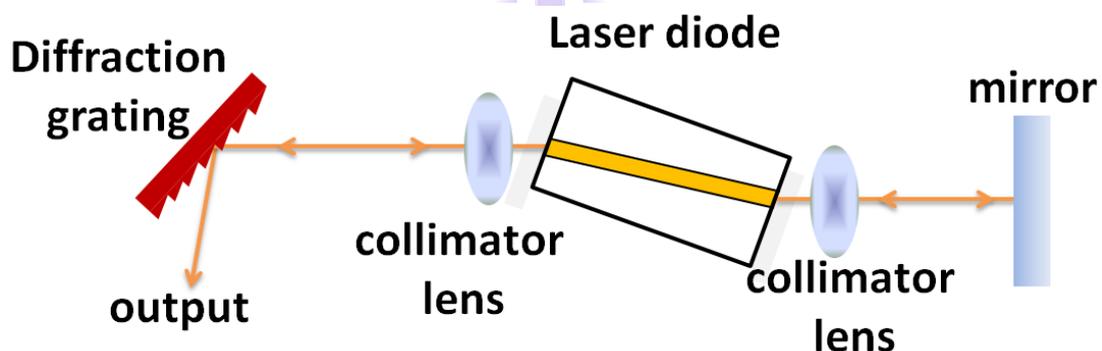


圖 4-13 我們所使用的架構示意圖

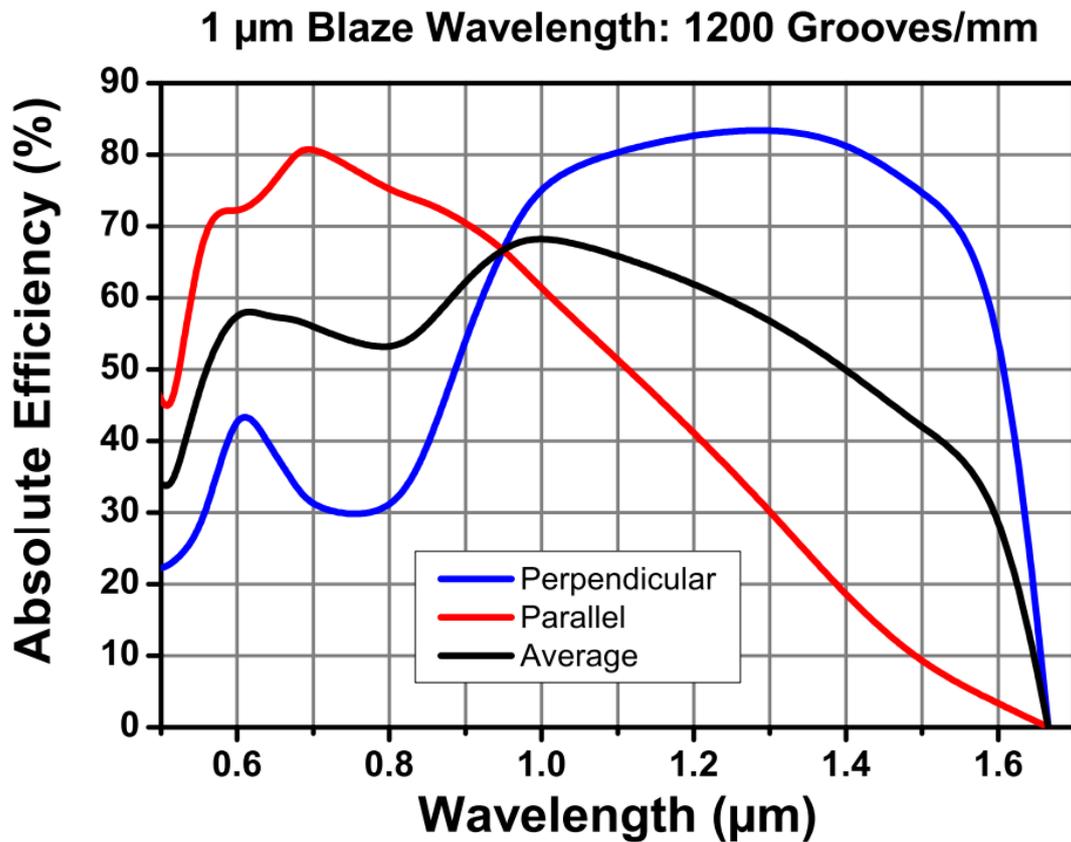


圖 4-14 表面鍍鋁，Blaze Angle  $36^{\circ} 52'$ ，條紋密度為 1200 條/mm 的光柵其一階繞射效率對波長的曲線圖

#### 4.4 量測方法

此節我們詳細介紹每一個量測步驟以及目的。

1. 先將雷射晶片放置於溫控銅座上，並保持銅座溫度為 20 度
2. 利用三軸控制平台控制準直鏡的位置使光路為理想平行光。我們會先確認光路在近處或遠處的高度都一樣，且光點的大小與形狀不因為距離遠近而有所改變時，則完成此校正。
3. 放置反射鏡(mirror)於右側光路距離雷射晶片約 25cm，並將右側光路打回雷射晶片。首先我們要確認反射光的高度是否與入射光相同，接著慢慢將光水平的移動至入射方向，同時在左側用光功率偵測器(Power meter)，如圖 4-15，

目的為確認左側輸出光功率，此值為最大時，即為右側光回饋情況最佳的位置，我們會紀錄有反射鏡時的光功率與沒有反射鏡時的光功率，以保證每次的波長調制都是在右側具有相同等效反射率的情況下進行。

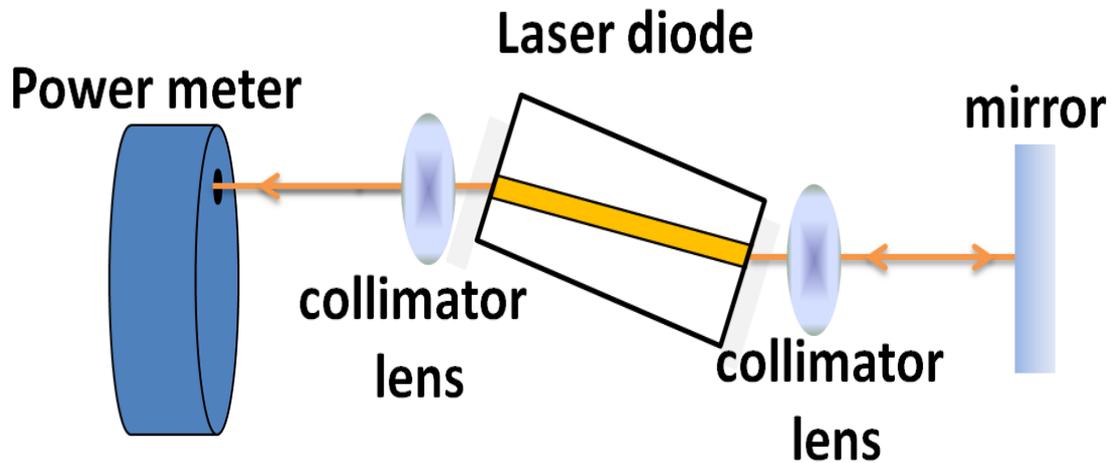


圖 4-15 用光功率偵測器確認反射鏡回饋效果之示意圖

4. 放置繞射光柵且距離雷射晶片約 35cm@L=3mm；45 cm@L=2mm，並選定一階反射的波長反射至雷射晶片。如同步驟 4. 我們要先確定光柵的零階反射與一階繞射是否在同一個高度上，尤其是一階繞射是由不同波長的光散開組合而成，更要確定每個波長都在入射光與零階反射所展開的平面上，接著我們在右側的準直鏡與反射鏡之間放置光功率偵測器，在選定波長之後，調節左側準直鏡的 X 軸與光柵控制反射光高度的那個軸(軸 C)即可，如圖 4-16，同時確認右側的光功率偵測器收到最大值，即為最佳的位置。只需要控制那兩個軸的原因為：準直鏡的 X 軸可改變光(beam)點大小，讓我們能將耦合損失降到最低。而 Y 軸會改變光柵的入射光方向，進而導致入射光角度不同，使得反射回來的光不是我們想要的波長，因為在 Littrow 架構下，由光柵方程式  $q\lambda = 2\Lambda \sin \alpha$  可知道，在固定光柵( $\Lambda$  不變)且同為一階反射光的情況( $q = 1$ )，入射角與反射角 $\alpha$ 即可決定波長。而不移動 z 軸的原因則是其與光柵調整座的 C 軸功能相同都是會改變反射光的高度，雖然也是降低耦合損失的重點，

但相較於 C 軸而言更敏感，且解析度更差，不好調整。接著講光柵座的軸：A 軸，是我們選擇波長的主要軸，並無法使光線耦合損失減少，只會改變反射光波長，因此在減少光耦合損失的過程中並沒有幫助。而 B 軸沒有實質上的幫助，微調外腔長度而已。因此我們只須調整軸 X 與軸 C。

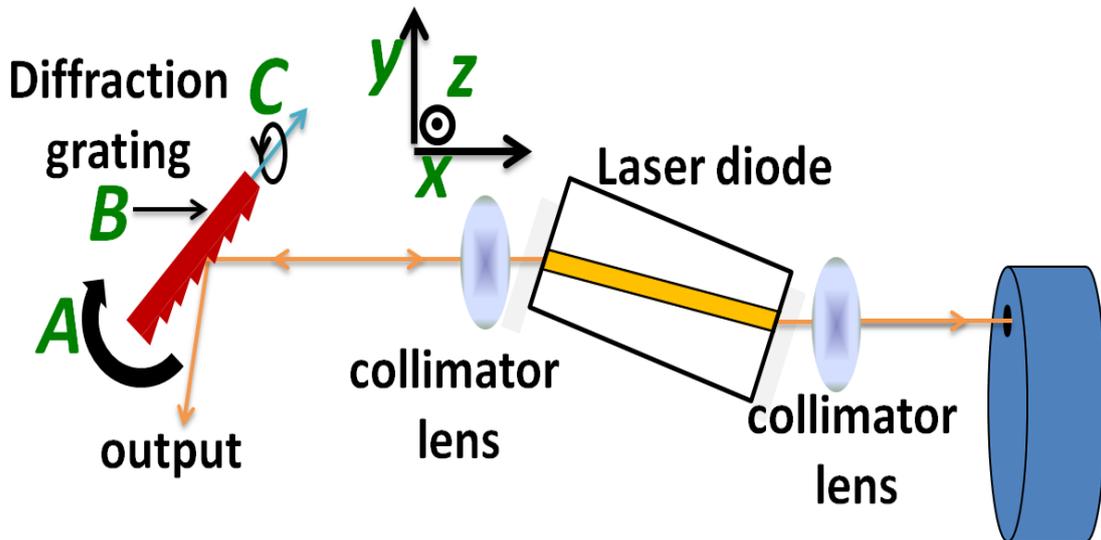


圖 4-16 用光功率偵測器確認繞射光柵回饋效果之示意圖

5. 將光功率偵測器拿開，即可從光柵的零階反射光收到我們需要的雷射，如圖 4-13。我們先利用多模態光纖(multi-mode fiber)將光收至光譜分析儀中，在確認波長位置後，分別取以波長為中心且正負 20nm 的範圍以及範圍 1100nm~1300nm 的兩個範圍的隨著電流改變的光譜圖，再使用 Ge 光偵測器量測  $L-I-V$  圖，而如前文所說，Ge 光偵測器對不同波長有不同的響應，因此我們再用 ILX Light wave 的 power meter(OMH-6727B)做校正，即完成此特定波長的量測。
6. 在量測下一條波長前，將 power meter 放置於光柵與雷射晶片之間，量測經過反射鏡回饋後的左側出光是否與調整光柵前相同，若因為實驗室場所其他區域的震動或是自己不小心碰到儀器等關係而導致光功率與之前不同，一定要

將其調回原本的值，此目的為確認右側的等效反射率是否每次都在相同的條件。因為等效反射率會影響閾值增益，若每次的閾值增益都不相同，會使得閾值電流變的非常不平滑。

7. 改變光柵角度並量測且校正，即重複步驟 4. 5. 6.。



## 第五張 啁啾式堆疊之量子點外腔式雷射

### 5.1 磊晶結構

由於披覆層厚度不同，會改變量子點大小導致發光波長不同，DO935 式片將三種披覆層厚度的量子點組合起來，達到增加增益頻譜的目的，不同披覆層厚度導致的量子點發光波長變化如圖 5-1 所示[8, 28]，而波長位置與披覆層厚度  $d$  的關係可用下式擬合[29]：

$$\begin{aligned}\lambda^{GS}(d) &= (1150 + 38 \times d - 2.0 \times d^2) \pm 10 \text{ (nm)} \\ \lambda^{ES}(d) &= (1088 + 31 \times d - 1.3 \times d^2) \pm 10 \text{ (nm)}\end{aligned}\quad (5-1)$$

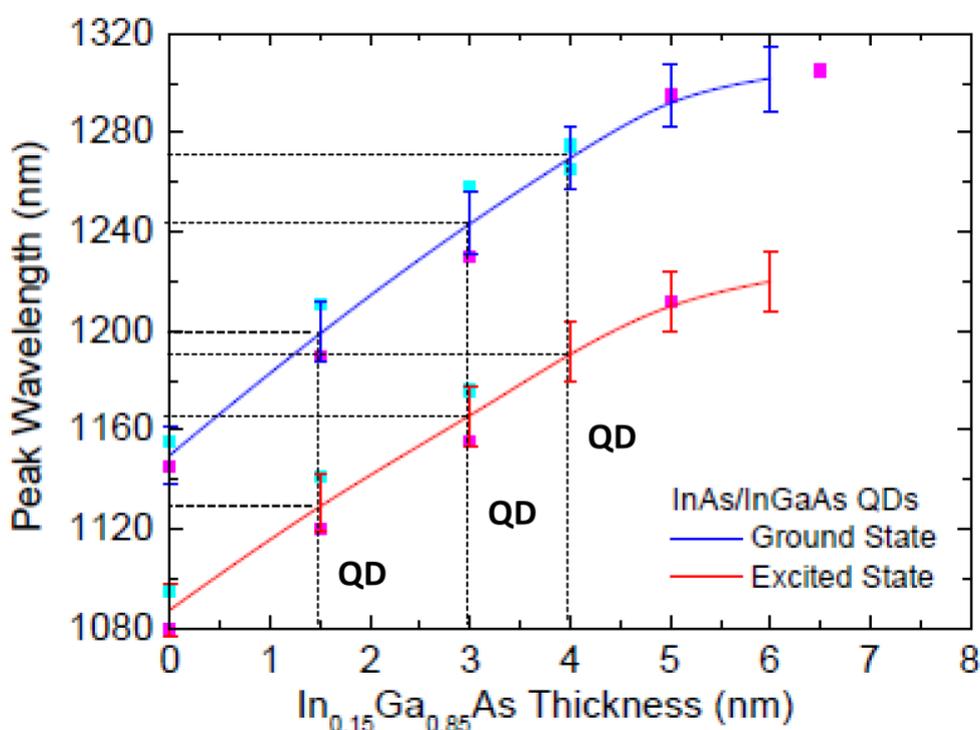


圖 5-1 不同披覆層厚度下，量子點在室溫下 PL 之基態與激發態位置對應圖

實驗使用的晶片其結構示意圖如圖 5-2 所示。我們利用分子束磊晶 (Molecular Beam Epitaxy, MBE) 在  $n^+$  GaAs 基板上成長砷化銻 (InAs) 以自聚式成長 (self-assembled growth) 的量子點做為主動層。先在  $n^+$  GaAs 的三吋基板

上成長 GaAs 並參雜 Si; 接著再長一層 20nm 的折射率漸變 (graded-index, GRIN) 層, 成分為  $Al_xGa_{1-x}As$ , 其中的 Al 參雜濃度隨著厚度從 0 慢慢增加為 0.35; 接著長 1500nm 的 N 型披覆層 (cladding layer)  $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ , 皆有 Si 參雜。

接著在長主動層之前, 先用厚度 83nm 的無參雜 GaAs 做為分離侷限異質結構 (separate confinement heterostructure, SCH); 主動層總共 10 層量子點, 以改變披覆層 (capping layer)  $In_{0.15}Ga_{0.85}As$  的厚度來控制量子點的大小, 進而調配量子點的發光波長。這 10 層量子點分別由下面 4 層覆蓋層皆為 4nm, 中間 3 層覆蓋層皆為 3nm, 上面 3 層覆蓋層皆為 1.5nm 所構成, 而每層量子點之間都有厚度 33nm 的未參雜 GaAs 隔開, 以避免掉量子點磊晶時所產生的內部應力 (strain)。最後再以厚度 50nm 無參雜 GaAs 的 SCH 做為主動層的結束。

接著長厚度同為 1500nm 的 P 型披覆層  $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ , 並參雜碳; 接著是 20nm 的折射率漸變層, Al 的比例隨著厚度從 0.35 慢慢降為 0; 最後再長厚度 400nm 的導通層 (contact layer) 做為結束。

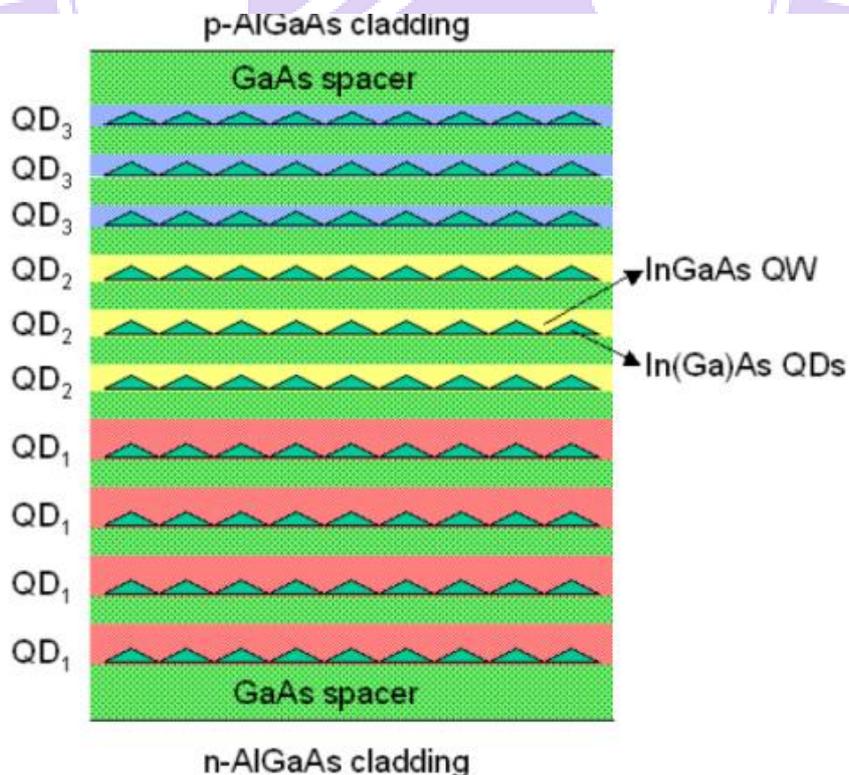


圖 5-2 我們所使用之試片 DO935 其主動層結構示意圖

## 5.2 光放大器之基本特性量測

我們使用的晶片其製程過程與方式與半導體雷射極為相似，只差在有傾斜7度角，導致鏡面反射率下降非常多，功能相當於半導體光放大器(Semiconductor Optical Amplifier, SOA)。我們先量測基本的兩側出光特性，以及經過反射鏡之後增加的強度。首先定義左側光的光功率為 $I_1$ ，右側光的光功率為 $I_2$ ，經過右側反射鏡反射後的左側出光之光功率為 $I_3$ ，如圖 5-3 與 5-4 所示。

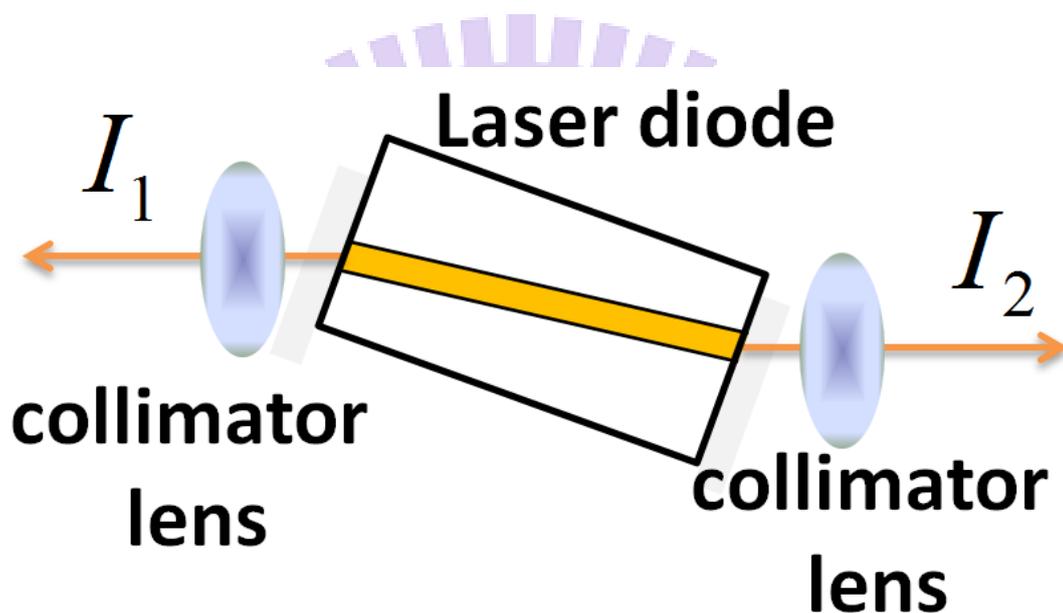


圖 5-3 沒有反射鏡時的架構圖

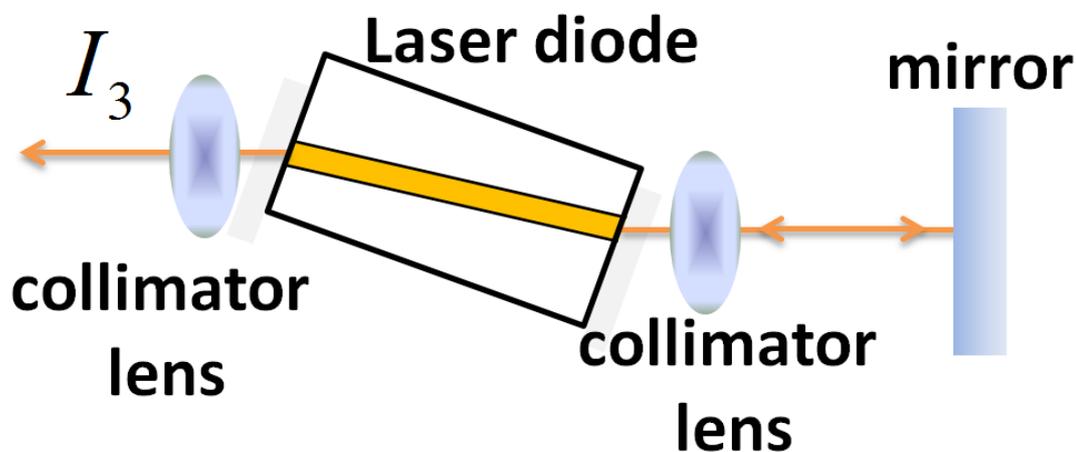


圖 5-4 有反射鏡時的架構圖

我們先使用晶片其長度 $L = 2\text{mm}$ ，寬度 $W = 5\mu\text{m}$ ，圖 5-5 為為 $I_1$ 與 $I_3$ 的 $L-I-V$ 比較，由圖可看出其晶片之電阻在導通電壓之後，大約是 2.6 歐姆，而藉由反射鏡提高等效反射率，使其在 200mA 時之光功率在連續操作以及 duty cycle 為 1% 的脈衝操作下增加了 5.7 倍與 7.4 倍。圖 5-6 與圖 5-7 分別為 $I_1$ 與 $I_3$ 的光譜隨著電流增加的變化情形，不論是否有反射鏡，位於 1255nm 的 GS 都約在電流 80mA(電流密度 $0.8\text{kA}/\text{cm}^2$ )就飽和了，而此時光功率強度也開始由位於 1186nm 的 ES 主導，

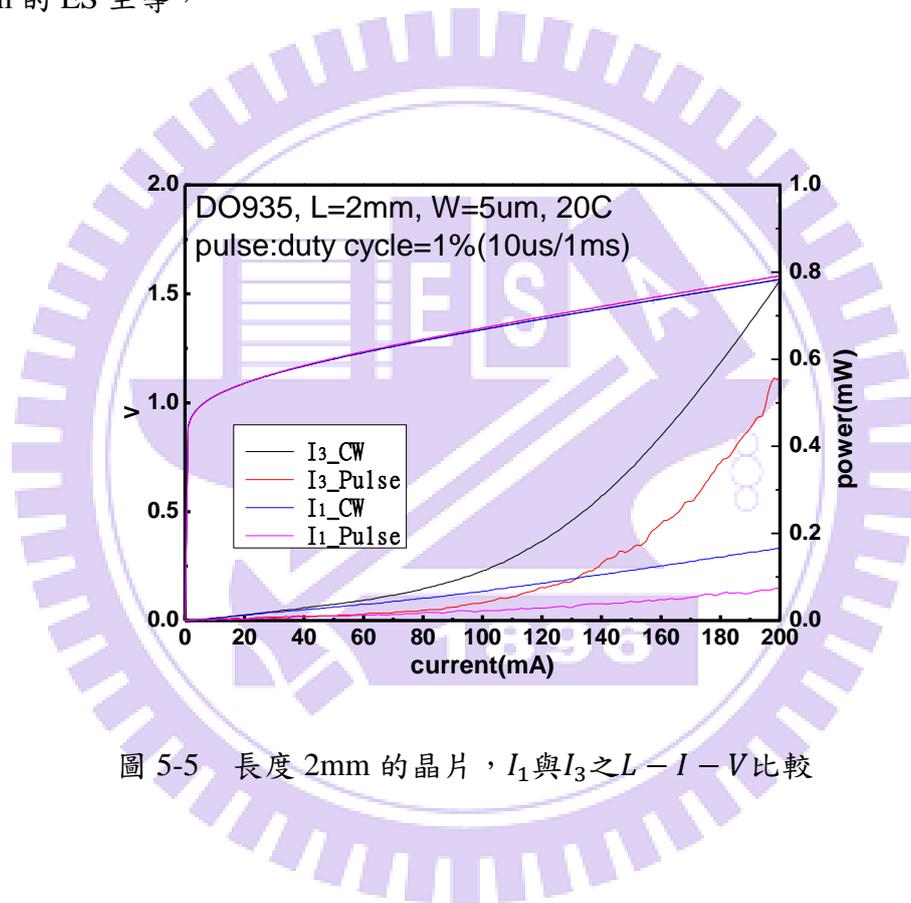


圖 5-5 長度 2mm 的晶片， $I_1$ 與 $I_3$ 之 $L-I-V$ 比較

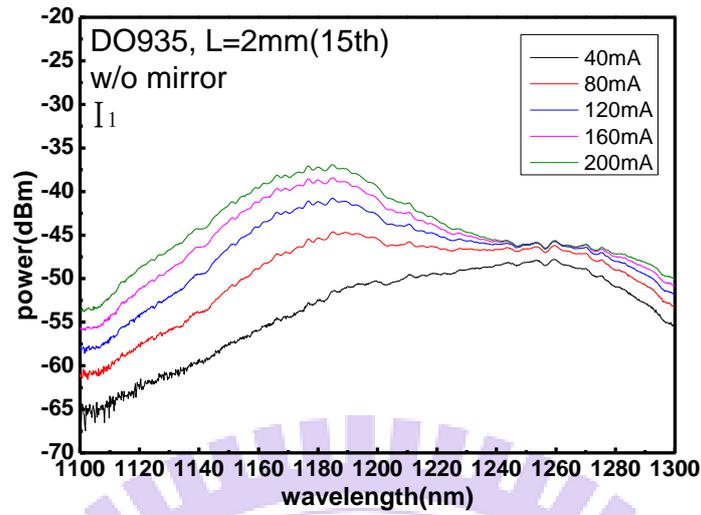


圖 5-6 長度 2mm 的晶片， $I_1$ 之光譜圖

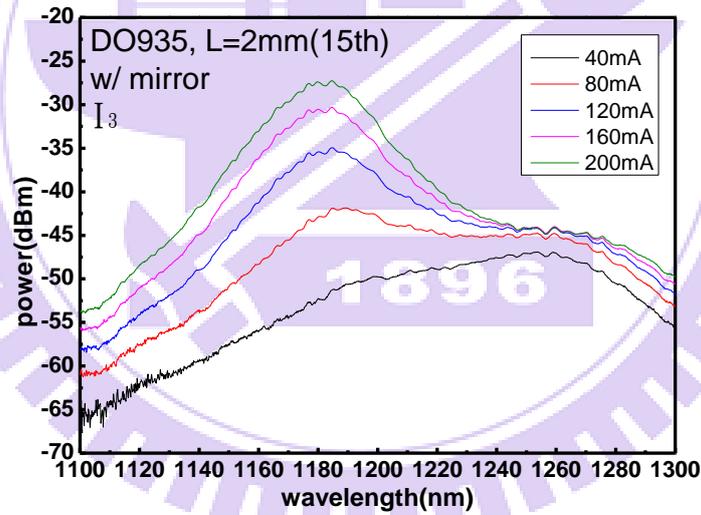


圖 5-7 長度 2mm 的晶片， $I_3$ 之光譜圖

接著我們討論的晶片，其長度 $L = 3mm$ ，寬度 $W = 5\mu m$ ，圖 5-8 為 $I_1$ 與 $I_3$ 的 $L - I - V$ 比較，圖 5-9 為 $I_1$ 與 $I_2$ 的 $L - I - V$ 比較。 $I - V$ 圖可看出，其晶片之電阻在導通電壓之後，大約是 2 歐姆。由圖 5-9 可看出在 pulse mode 下，兩側出光是相同的，但連續操作(CW mode)下，左側出光比右側出光稍大一點(多了

60uW@I = 250mA), 是因為我們並無法把長度3mm的晶片精確的放在寬度僅有2mm的溫控銅座上, 推測因為晶片偏右使得左側散熱較佳, 溫度的控制較好所導致。而圖 5-8 可看出光經過反射鏡回饋後, 電流越大增強的倍數越多, 一直到250mA 時分別於 CW mode 與 pulse mode 下增強了 9.3 倍與 15.5 倍, 但其斜率效率 (slope efficiency,  $\eta_s$ ) 並沒有像一般雷射一樣, 在超過閾值電流後, 大約維持在一個定值, 反而是一直上升, 因此我們認為它只是一般的放大自發性輻射 (amplify spontaneous radiation, ASE)。

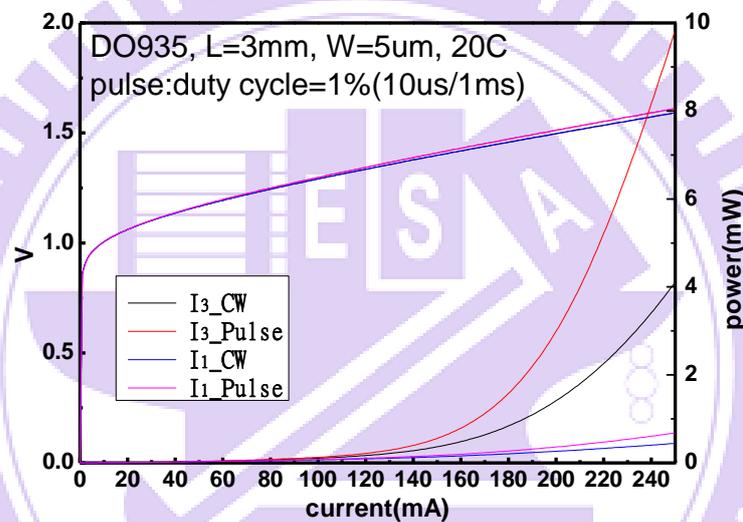


圖 5-8 長度 3mm 的晶片,  $I_1$ 與 $I_3$ 之L-I-V比較

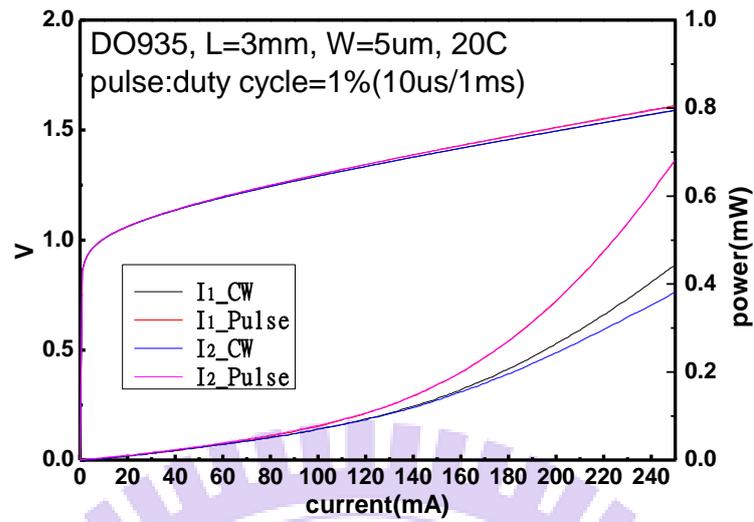


圖 5-9 長度 3mm 的晶片， $I_1$ 與 $I_2$ 之 $L-I-V$ 比較

接著我們看其出光的光譜圖，圖 5-10 為左側出光的光譜，圖 5-11 為右側出光的光譜，圖 5-12 為右側的光經過反射鏡回饋後的左側出光，我們將他們的半高寬整理如圖 5-13。

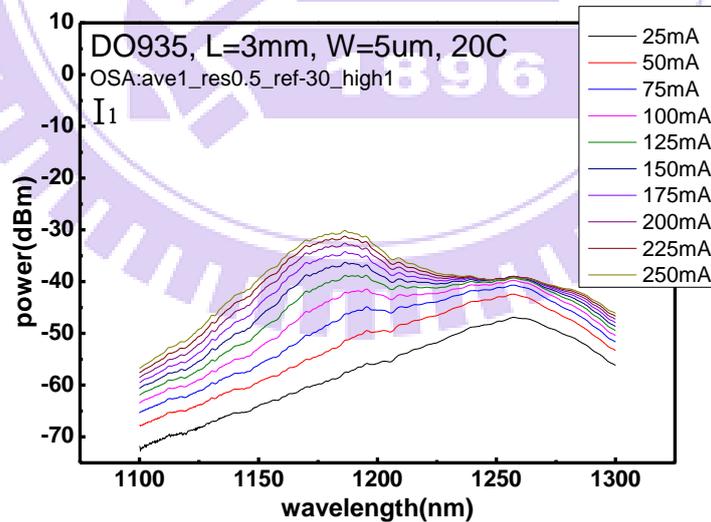
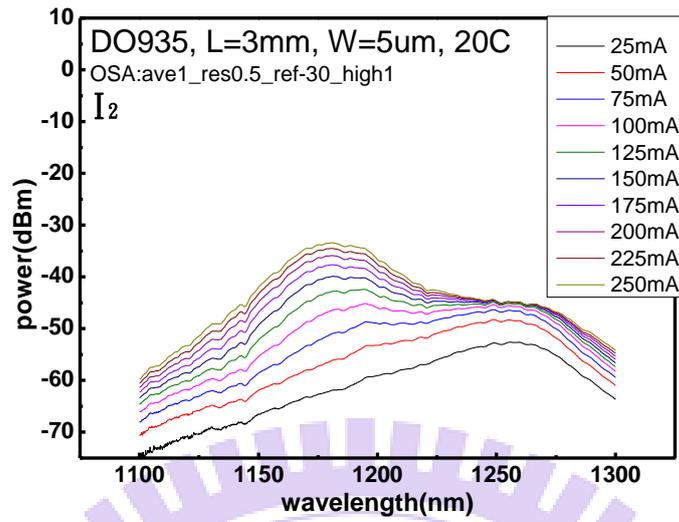
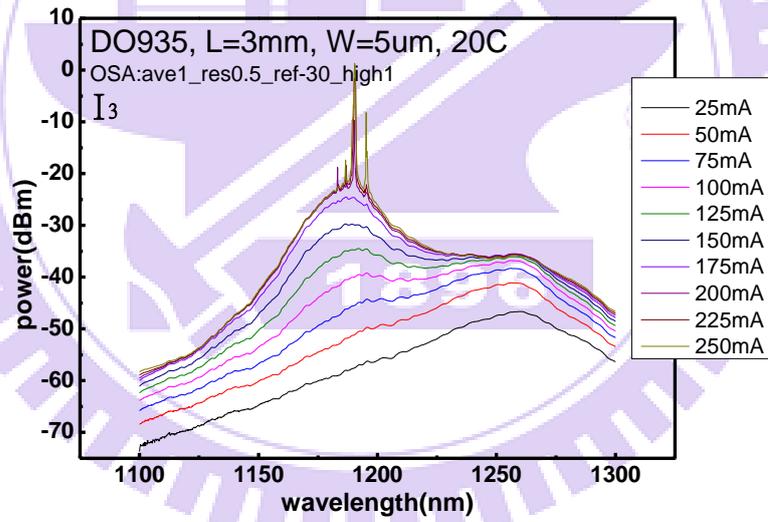


圖 5-10 長度 3mm 的晶片， $I_1$ 之光譜圖

圖 5-11 長度 3mm 的晶片， $I_2$ 之光譜圖圖 5-12 長度 3mm 的晶片， $I_3$ 之光譜圖

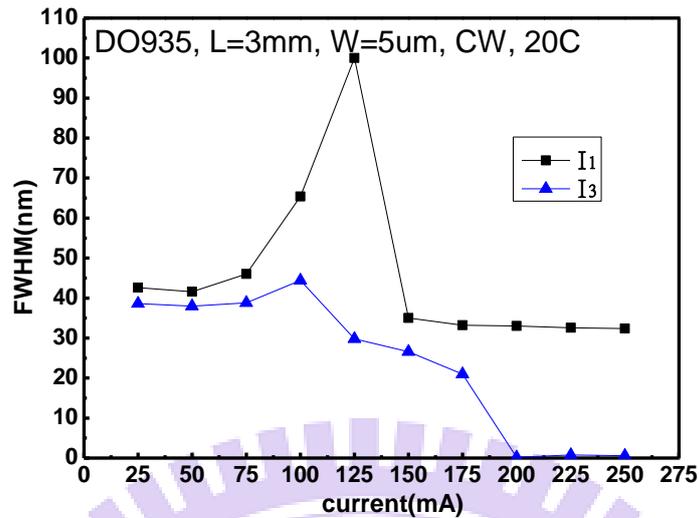


圖 5-13  $I_1$ 與 $I_3$ 之 FWHM 隨著電流變化的改變情況

圖 5-6~7、圖 5-10~12 可看出來，雖然我們用啾啾式堆疊量子點 (Chirped-Multilayer Quantum Dot) 做為主動層，但還是看的出有基態與激發態，而非我們所要求的光譜平滑且寬廣的平均分佈於基態與激發態之間，雖然它們之間的 dip 相較於一般單層量子點而言已經小了许多，且由圖 5-13 可知，加了反射鏡後的 $I_3$ 因為激發態強度上升的幅度比基態快上了許多，而使得半高寬最多只到 44nm，只有不加反射鏡情況下的 100nm 一半不到。圖中我們可看出，基態約在 1255nm，激發態約在 1186nm，相差約 69nm。由於我們的晶片，兩側反射率都極低，在沒有任何外部回饋的情形下，光幾乎不會在共振腔中行進兩次，也就是其為單趟放大(single pass)，在這個情形下，我們可從放大自發性輻射(amplify spontaneous radiation, ASE)的光譜中大至看出增益頻譜的變化。因此圖 5-10 大約可以看出，在沒有反射鏡回饋的情況下，激發態的增益在 50mA 之後就開始慢慢出現，到 125mA 時與基態的增益相同，也就是圖 2-3 的 A 點，但一直到 150mA 時，才由激發態主導其發光，而基態在 125mA 後就已經飽和不再增加，另外電流從 100mA 增加到 150mA 的過程中，不乏有基態與激發態之間的 dip 超過 3dBm 的情形發生。

圖 5-12 看出電流在增加到 175mA 以上就有雷射發生，並且有好幾條同時存在，我們將光譜範圍縮小至 20nm，使儀器可在此多模態光纖之最高的解析度 0.1nm 下量測如圖 5-14。在電流 185mA 之後開始有雷射出現，分別在 1183.1nm、1186.9nm、1190.2 nm、1195.9 nm，SMSR(side mode suppression ratio)最小 7.5dBm 到最大 31.05dBm 都有，平均為 18.42dBm，其不同發光波長位置並沒有漂亮的單模發光，而是旁邊存有許多雜亂的模態，半高寬(Full width at half maximum, FWHM)由於解析度不夠高的原因，因此只能知道小於 0.06nm。

由光譜的發光順序可看出，增益頻譜的最大值先在 1190.2 nm 達到臨界增益 (threshold gain,  $g_{th}$ )，接著往短波長移動使 1183.1nm 與 1186.9nm 發出雷射，電流再加高則往右填滿至 1195.9 nm 使其也發出雷射。

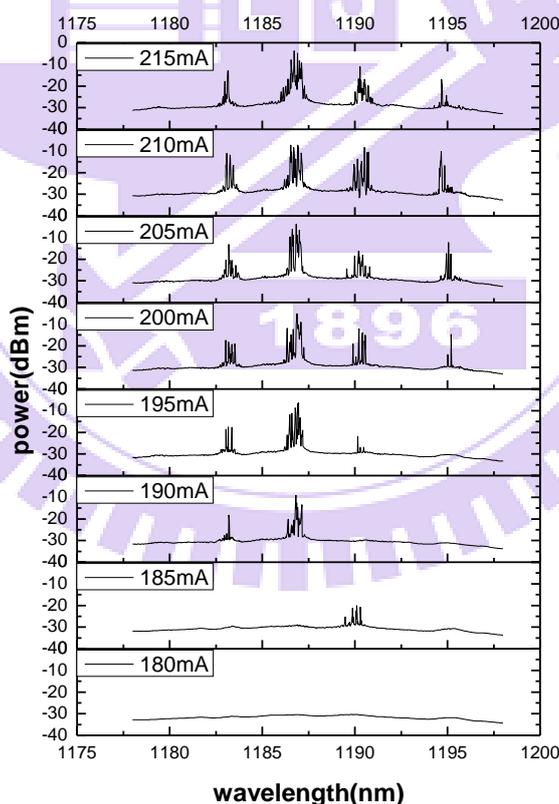


圖 5-14  $I_3$  光譜中，自發性雷射的發生過程

### 5.3 外腔式雷射特性量測

外腔雷射特性的量測過程已經在前面描述，圖 5-15 為長度 $L = 2\text{mm}$ 的晶片在溫度 20 度 C 下，由電源供應器 KEITHLEY 2520 透過探針注入連續波(CW)電流，並且在電流值不同時的波長可調範圍。由於最低的閾值電流為 70mA，位於 1245nm，因此直到 80mA 才有三條在位置 1186nm、1200nm、1245nm 的雷射光出現，且並非連續而是中間空了的 45nm 都無法達到閾值增益，這位於 GS 與 ES 之間的範圍在 120mA 之後都有發生雷射。另一方面在 1162nm 位置的雷射因為熱效應較其他情況明顯，因此在 200mA 時便無法產生雷射。圖 5-15 中的這些雷射其發光最強的位置至少都高出 ASE 約 16dBm。在 200mA( $2.0\text{ kA/cm}^2$ )以下，我們可以得到可調範圍為 1140nm~1269nm(129nm)。

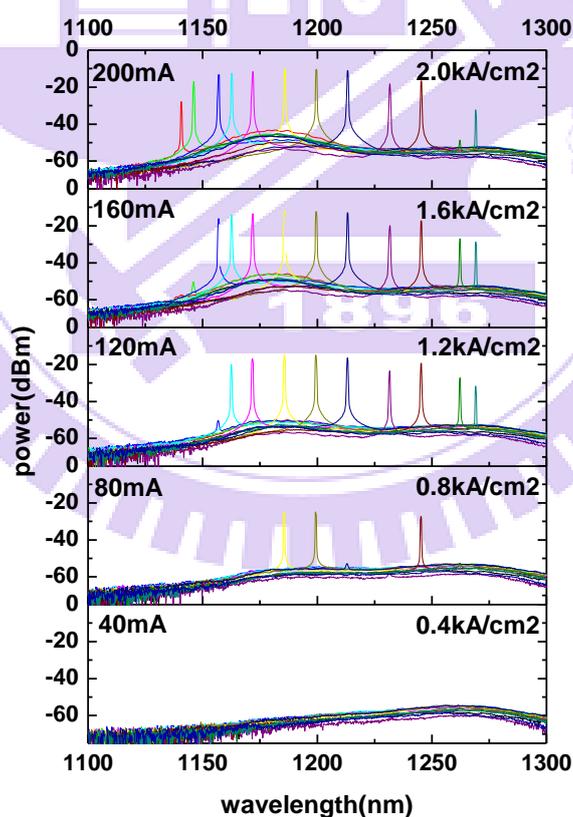


圖 5-15 使用長度為 2mm 的啁啾式堆疊量子點雷射耦合光柵

在不同電流下的外腔式雷射頻譜

若再往比 1140nm 還要短波長的方向調變，可發現雖然繞射光柵有將 1130nm 波長的光反射回雷射晶片，但其光功率始終無法超過位在 ES 的 ASE，應是此波段的光本來就很弱，即使已經被繞射光柵所選擇，還是無法藉由光柵提供足夠的等效反射率使之達到閾值增益。由圖 5-16 可看出，雖然 1130nm 位置有一個明顯類似於雷射的突起，但它的光功率還是落後了 ASE 約 7dBm，因此我們判別其無法產生雷射。

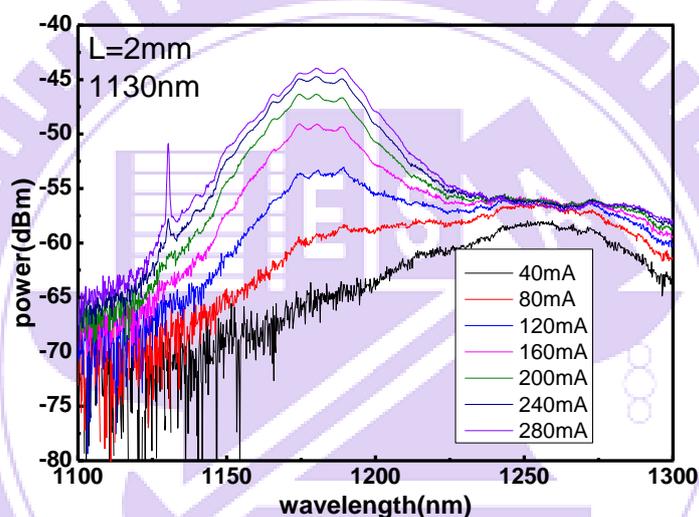


圖 5-16 調變波長位置為 1130nm 時的光譜對電流變化

圖 5-17 為發光波長對上閾值電流與閾值電流密度的關係圖，在 1186nm 的 ES 位置與 1255nm 的 GS 之間其閾值電流有變高，其 dip 深度約有 20mA。雖然我們使用的是 CMQD，但由圖 5-6 可看出其 GS 與 ES 之組成並沒有預期的寬廣與平滑，反而幾乎都是由披覆層為 4nm 的量子點所貢獻，也因此造成了圖 5-17 中的 dip。

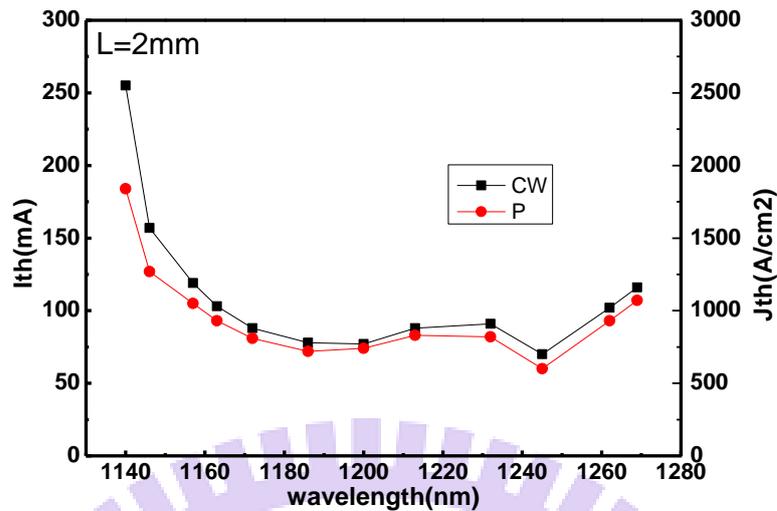


圖 5-17 外腔式雷射臨界電流密度與發光波長對應圖 for 2mm

使用相同方法來做晶片腔長為 3mm 的外腔式雷射量測，圖 5-21 為溫度 20 度 C 下，由電源供應器 KEITHLEY 2520 透過探針注入連續波(CW)電流，並且在電流值不同時的波長可調範圍。可看出 50mA (電流密度為  $0.3\text{kA/cm}^2$ ) 時，並沒有辦法使任何一條波長發出雷射光，直到 60mA (電流密度為  $0.4\text{kA/cm}^2$ ) 才有第一條雷射光發生在波長 1250nm，在上一小節所說的基態(1255nm)附近。而電流為 100mA 時，其可調變波長從 1190nm 到 1271nm 共約 81nm；電流為 150mA 時，其可調變波長從 1163nm 到 1271nm 共約 108nm；電流為 200mA 與 250mA 時，其可調變波長從 1155nm 到 1271nm 共約 116nm；電流為 300mA 時，其可調變波長從 1144nm 到 1271nm 共約 127nm。這些雷射的相較於其最強的 ASE，其光功率約大於 25dBm。

在電流為 250mA 時，波長 1144nm 處有一個 SMSR 約為 7dBm 的隆起，雖然已經超過閾值電流 210mA，但旁模抑制比並不够高，直到電流加至 300mA，才有 33.3dBm 的差距，相較於長波長 1285nm，電流加再高，也無法發出雷射，頂多就是一個 SMSR 約為 2.2 的隆起。這是因為基態所在的長波長的部分在電流約為 125mA 時，其增益就已經飽和，不管電流增加多少，主動層的增益都無法

克服閾值增益，甚至會因為過熱使得主動層增益下降，因此除非我們降低閾值增益，否則受限於主動層是無法發出雷射的。由式 3-8 可知，要降低閾值增益，除了增加共振腔長度  $L$  之外，還有增加等效反射率，因此鏡面損耗、反射鏡回饋是否最佳化，都對閾值增益有很大的影響。相較於此，激發態所在的短波長並沒有飽和的問題，即便閾值增益越來越高，我們只須要將電流提高便可克服，當然也要在晶片承受的住其熱效應的情況下。

在調變比激發態還要短的波長時，可發現激發態所在處(1186nm 附近)總會有一包隆起，如圖 5-18，因為此處的增益很高，只是因為不在繞射光柵的選擇波長內，因此閾值增益還是比材料的增益大，因此無法發出雷射。從圖 5-19 所示之  $L-I-V$  特性可看出其斜率效率 (slope efficiency,  $\eta_s$ ) 並非在閾值電流處突然增加，而是緩慢上升，即閾值電流並不明顯，因此在激發態附近的那一包僅是很強的 ASE 而已。

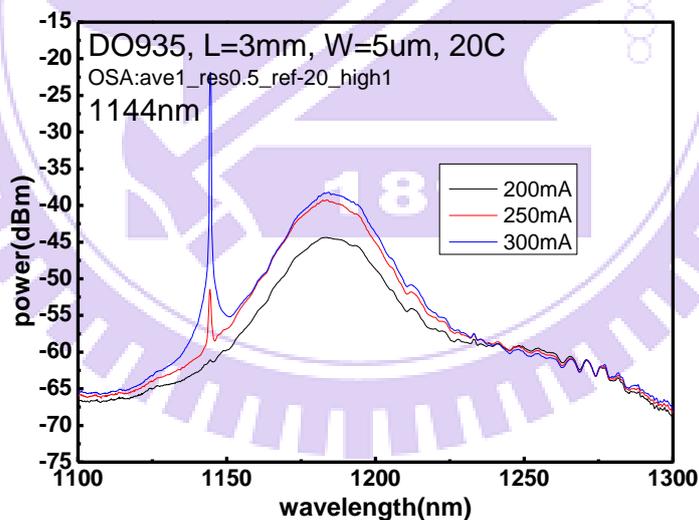


圖 5-18 調變波長位置為 1144nm 時的光譜對電流變化

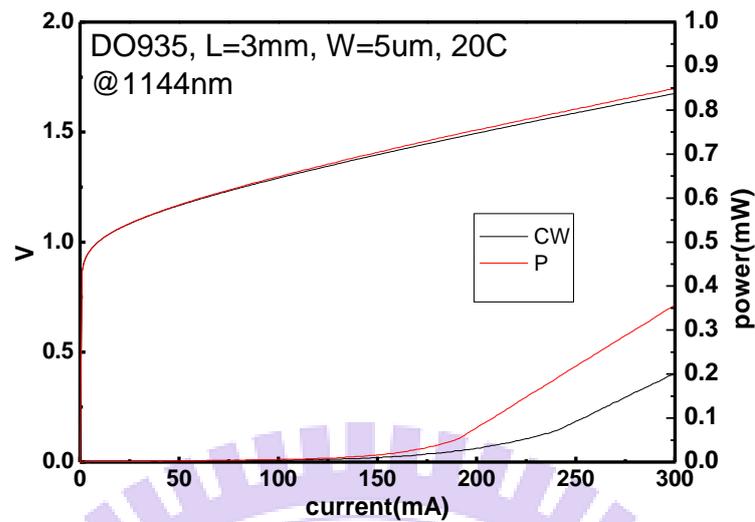


圖 5-19 調變波長位置為 1144nm 時的  $L-I-V$  圖

但我們在利用繞射光柵調變長波長時，此隆起並不明顯，如圖 5-20。推論因為在調變長波長時，ES 位置中很強的 ASE 會提供長波長光增益，類似於光激發的原理，但在調變比 ES 所在之波長位置還要短的波長時，其 ASE 的光子能量並沒有辦法激發比自己能量還要高的波長，因此調變短波長時，ES 位置有很大的隆起，但調變長波長時卻沒有。

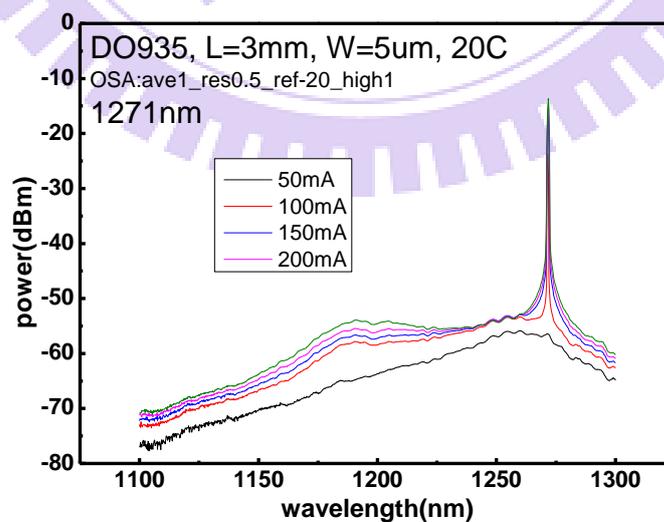


圖 5-20 調變波長位置為 1271nm 時的光譜對電流變化

圖 5-21 為不同電流下的外腔式雷射頻譜，但由圖 5-14 可知，若我們只靠著反射鏡增加右側的等效反射率便可以在超過 185mA 時克服閾值增益，但是加上繞射光柵後，即使電流高達 300mA，也無法在 1190nm 附近看到只靠著反射鏡回饋而產生的雷射。這是因為在繞射光柵選擇的波長位置，其頻譜增益大於閾值增益許多，相較於 1190nm 附近閾值增益與材料增益的一點點的差值來說，繞射光柵選擇的波長位置會搶走可以發出 1190nm 之態的載子，使得其本身應該發出雷射光卻沒有。

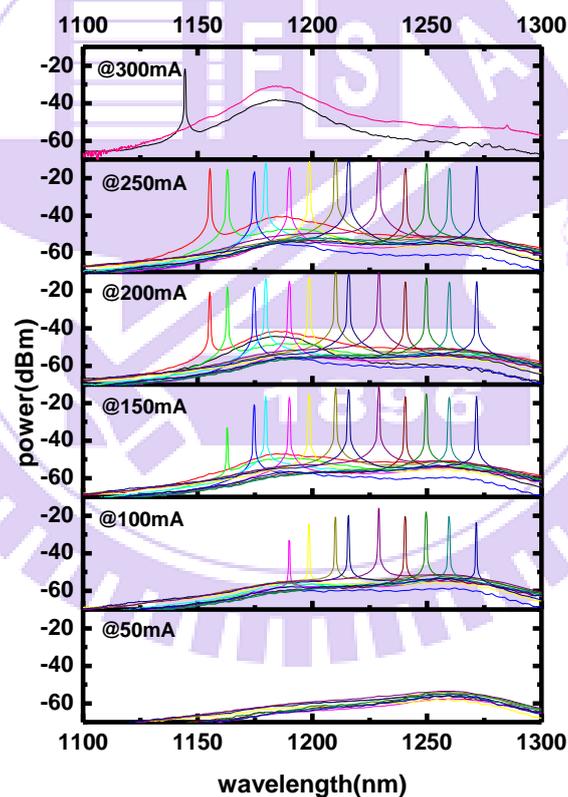


圖 5-21 L=3mm 時，在不同電流下的外腔式雷射頻譜

圖 5-22 為發光波長對上閾值電流與閾值電流密度的關係，相較於 2mm，可看出在 GS 與 ES 之間並沒有明顯的 dip，因為長度較長，使得此 dip 更加不明顯

所至。閾值電流最低的波長位置為 1250nm，其閾值電流為 60mA，閾值電流密度為 0.4kA/cm<sup>2</sup>。另外從其曲線相當平滑可以判斷出其系統很穩定，因為在每調變一個波長都會確認右側利用反射鏡提升之等效反射率是否都有耦合到最好，若反射鏡的光回饋效果變差，可能導致電流閾值瞬間上升許多，甚至是無法產生雷射的情形發生。

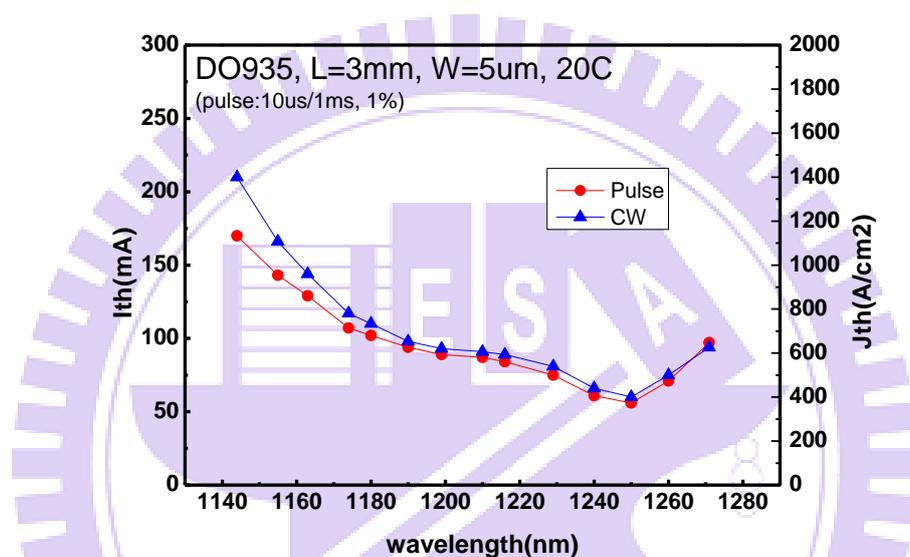


圖 5-22 外腔式雷射臨界電流密度與發光波長對應圖

圖 5-23 展示了在 CW 連續操作下，不同波長對不同電流時的光功率值，由圖 5-22 可知道在波長 1250nm 時雖然是閾值電流最低的位置，但光高率並不是最高，反而是約在 GS 與 ES 之間的波長位置 1216nm，因為斜率效率較大而有最強的光功率。

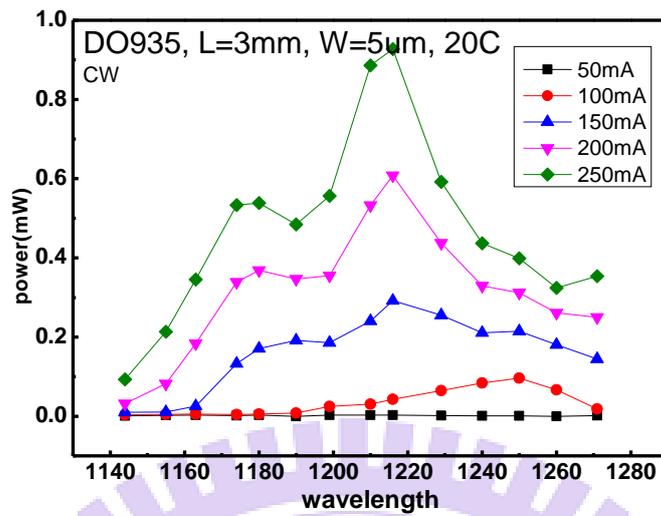


圖 5-23 不同發光波長情形，其光功率隨電流變化關係圖

圖 5-24 為閾值電流密度對兩種長度做圖，在長度不同的情況下，其閾值電流密度在短波長 1140nm~1190nm 之範圍值相近，但在長波長部分晶片腔長為 2mm 的閾值電流密度較高，雖然兩者的閾值電流密度最低的波長位置都在 1247nm 附近。另外在連續操作下，晶片腔長為 2mm 的最低閾值電流密度還是較 3mm 的最低閾值電流密度  $0.4 \text{ kA/cm}^2$  高出了  $0.3 \text{ kA/cm}^2$ ，為  $0.7 \text{ kA/cm}^2$ 。

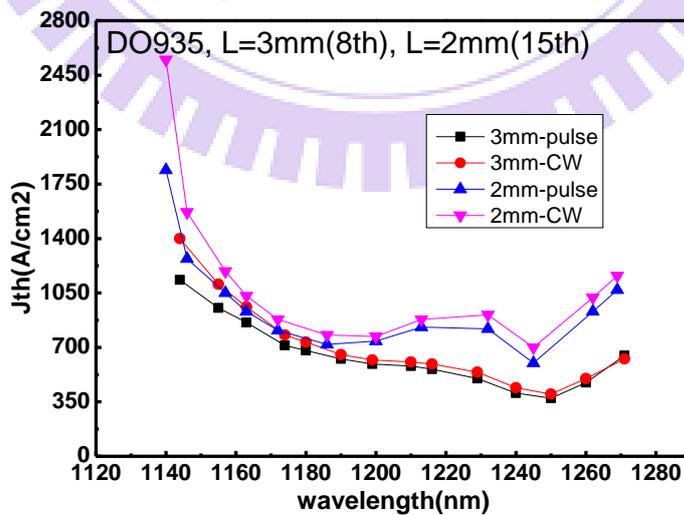


圖 5-24 不同晶片長度其繞射光柵耦合之外腔式雷射其閾值電流密度

## 第六章 結論與未來展望

### 6.1 結論

此篇論文我們使用多層量子點結構做為主動層，並且改變其披覆層的厚度，使得其自發性發光之光譜可以很寬廣，且在 GS 與 ES 之間沒有明顯落差，並將此晶片之光波導傾斜 7 度角使之 FP mode 得到很好的壓制。我們將此晶片利用 Littrow 做外腔式雷射的調變。另外其光強相較於其最強的 ASE 皆高出了至少 16dBm。

在固定溫度為 20 度 C 的情況下，我們可將波長從 1271nm 調變至 1140nm，其範圍超過 130nm，且閾值電流密度最高只約在  $2.5 \text{ kA/cm}^2$  而已，如圖 5-24。在晶片長度為 2mm 時，得到 1140nm 至 1269nm 的調變範圍，其閾值電流密度在  $0.7 \text{ kA/cm}^2$  至  $2.5 \text{ kA/cm}^2$ ；在晶片長度為 3mm 時，得到 1144nm 至 1271nm 的調變範圍，其閾值電流密度在  $0.4 \text{ kA/cm}^2$  至  $1.4 \text{ kA/cm}^2$ ，並且再增加電流可以再往更短波長的雷射延伸。

為了抑制雷射本身的 FP mode，我們將 WG 傾斜 7 度角，讓反射率大幅下降，使得 FP mode 的閾值增益增加，再經由繞射光柵選擇我們想要降低閾值增益的位置，達到選擇波長的目的，而實驗結果也證明此方法是有用的，我們並沒有在調變波長的過程中，因為雷射本身的 FP mode 限制我們的調變範圍，但此方法也因為耦合效率較差，使得閾值電流較高。

由於波導傾斜 7 度角的關係，因此發出的光場並非對稱，這也使得我們要將發出 ASE 回饋回去雷射晶片變的更加困難。且雖然傾斜了 7 度角使得反射率大幅下降，但並不是沒有被反射回波導中的光都穿透出來，而是反射回去的光無法在波導中傳遞，大多是被材料吸收，因此穿透的比例並沒有因為反射率的下降而上升。由晶片向空氣發射的光是如此，由空氣進入晶片的光也是如此，都只有部分穿透，一來一往其光耦合的損失不容小覷，更何況我們在晶片的兩邊分別有反射鏡與繞射光柵所提供的光回饋，其損失都將使得閾值電流密度上升。我們也可

以將光波導形狀改成如圖 6-1 來改善可調整範圍。

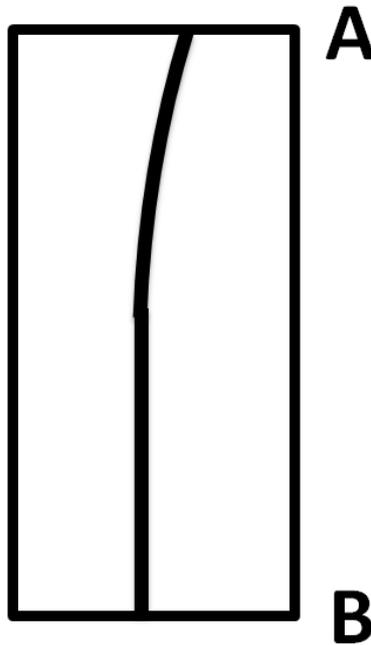


圖 6-1 一邊垂直，一邊傾斜的波導示意圖

我們所使用的主動層結構與[8]相似，為了解決 FP mode 太早出現的情況，我們利用傾斜 7 度角降低其鏡面反射率，雖然達到了目的，成功壓制 FP mode，但也使得光耦合損失較大，因此無法有效降低閾值電流密度。

## 6.2 未來展望

由於光點的不對稱以及光無法有效率的在空氣與增益介質中穿透，讓我們在光耦合的過程中損失許多能量。光點的不對稱我們可以將波導改成垂直晶片鏡面來解決，而穿透率的問題我們可以透過抗反射鍍膜來解決。因此我們若將波導形狀改成如圖 6-1 一側傾斜一側正常，並在會放置繞射光柵的傾斜 A 側鍍上抗反射鍍膜，使得空氣與增益介質的介面之穿透率可以提高，而因為我們只需把一階光回饋至晶片，因此沒有光點變型的問題；在放置反射鏡的 B 側也是鍍上抗反射鍍膜，使得光不會出不來或是進不去，而因為 B 側的波導是垂直空氣與晶片

之介面，因此沒有光點變形的問題，我們可以將經過反射鏡的光更完整的反射回晶片。

我們使用的架構比較麻煩的是為了選定特定波長而每調整一次繞射光柵，零階繞射光都會改變方向，因此我們需要重新校正收光位置，因此每次收光的條件都不盡相同。我們可以使用[31]的方法使得出光不會因為繞射光柵的旋轉而改變方向，也可以將 B 側的反射鏡拿掉，並在 B 側晶片鏡面鍍上特定反射率的鍍膜，其反射率並不會過低使得 A 側出光太弱導至光柵貢獻度不足，也不會太高使得我們在 B 側收光處的出光太弱。



## 參考文獻

- [1]. S. C. Woodworth, D. T. Cassidy and M. J. Hamp, "Sensitive Absorption Spectroscopy by Use of an Asymmetric Multiple-Quantum-Well Diode Laser in an External Cavity," *Appl. Opt.*, vol. 40, no. 36, pp. 6719-6724, 2001.
- [2]. N. Kuramoto and K. Fujii, "Volume determination of a silicon sphere using an improved interferometer with optical frequency tuning," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 54, no.5, pp. 868-871, 2005.
- [3]. S. J. B. Yoo, "Wavelength conversion technologies for WDM network applications," *J. Lightwave Technol.*, vol. 14, no. 6, pp. 955-966, 1996.
- [4]. P. D. L. Greenwood, K. V. Patel, D. T. D. Childs, K. M. Groom, B. J. Stevens, M. Hopkinson and R. A. Hogg "Multi-contact quantum dot superluminescent diodes for optical coherence tomography," *SPIE Proc.*, vol. 7230, pp. 72300C, 2009
- [5]. M. Bagley, R. Wyatt, D. J. Elton, H. J. Wickes, P. C. Spurdens, C. P. Seltzer, D. M. Cooper, W. J. Devlin, "242nm continuous tuning from a GRIN-SC-MQW-BH InGaAsP laser in an extended cavity," *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 4, pp.267-269, 1990.
- [6]. H. Tabuchi and H. Ishikawa, "External grating tunable MQW laser with wide tuning range of 240 nm," *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 11, pp.742-743, 1990.
- [7]. C. P. Seltzer, M. Bagley, D. J. Elton, S. Perrin and D. M. Cooper, "160 nm continuous tuning of an MQW laser in an external cavity across the entire 1.3 um communications window," *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 1, pp.95-96, 1991.
- [8]. 蘇倍瑩, "以啁啾式多層堆疊量子點實現波長可調外腔式雷射," 國立交通大學電子所 碩士論文, 2011.
- [9]. C. Ye, "Tunable External Cavity Diode Lasers," Word Scientific, 2004.
- [10]. 黃俊仁, "啁啾式多層堆疊量子點雷射之特性暨其適用於光學同調斷層掃描系統之可行性分析研究," 國立交通大學電子所 碩士論文, 2009.
- [11]. V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, A. Y. Egorov and N. A. Maleev, "Quantum Dot Lasers," Oxford, U.K.: Oxford Univ. Press, 2003.
- [12]. Z. Z. Sun, D. Ding, Q. Gong, W. Zhou, B. Xu and Z. G. Wang, "Quantum-dot

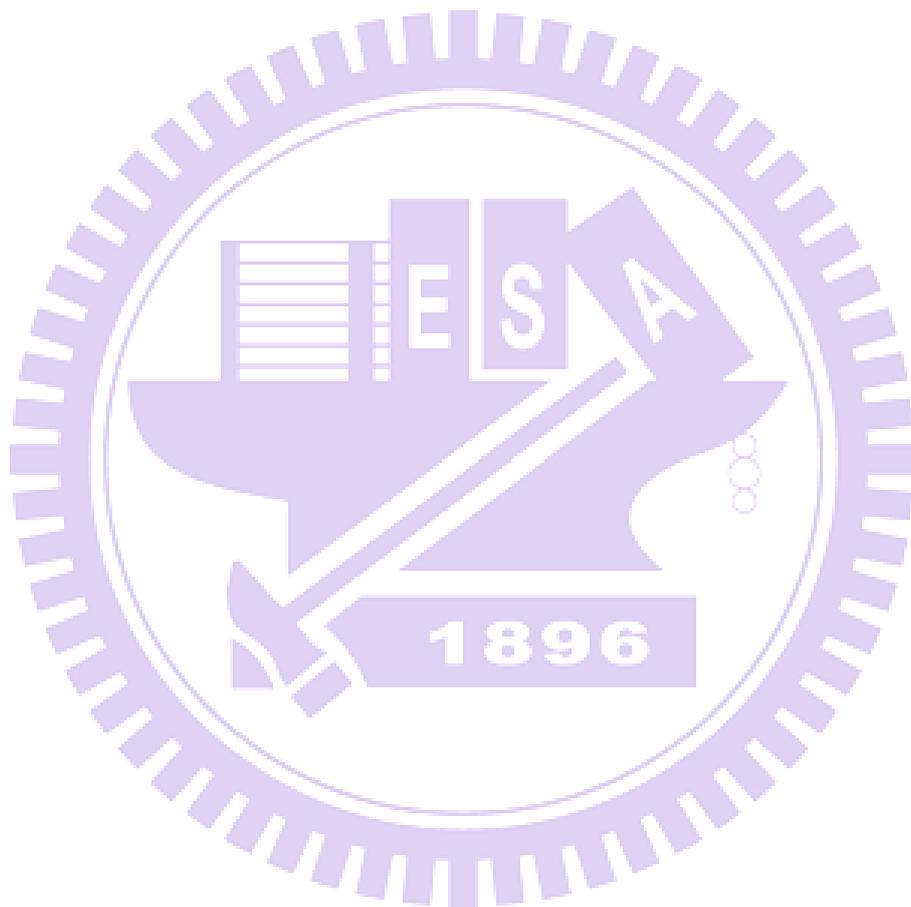
superluminescent diode: A proposal for an ultra-wide output spectrum,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 31, no. 12, pp.1235-1246, 1999.

- [13].M. V. Maximov, L. V. Asryan, Y. M. Shernyakov, A. F. Tsatsul'nikov, I. N. Kaiander, V. V. Nikolaev, A. R. Kovsh, S. S. Mikhrin, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, Z. I. Alferov, N. N. Ledenstou 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, pp. 676-683, 2001.
- [14].A. Markus, J. X. Chen, O. Gauthier-Lafaye, J. Provost, C. Paranthoen 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, pp. 1308-1314, 2003.
- [15].A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, A. Y. Egorov, A. R. Kovsh, A. F. Tsatsul'nikov, N. N. Ledentsov, S. V. Zaitsev, N. Y. Gordeev, P. S. Kopèv and Z. I. Alferov, “Negative Characteristic Temperature of InGaAs Quantum Dot Injection Laser,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, no. 6B, pp. 4216-4218, 1997.
- [16].A. J. Williamson, L. W. Wang and A. Zunger, “Theoretical interpretation of the experimental electronic structure of lens-shaped self-assembled InAs/GaAs quantum dots,” *Phys. Rev. B*, vol. 62, no. 19, pp. 12963-12977, 2000.
- [17].K. Nishi, H. Saito, S. Sugou and J. S. Lee, “A narrow photoluminescence linewidth of 21 meV at 1.35  $\mu\text{m}$  from strain-reduced InAs quantum dots covered by In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As grown on GaAs substrates,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 8, pp. 1111-1113, 1998.
- [18].J. X. Chen, A. Markus, A. Fiore, U. Oesterle, R. P. Stanley, J. F. Carlin, R. Houdre, M. Ilegems, Lazzarini., L. Nasi, M. T. Todaro, E. Piscopiello, R. Cingolani, M. Catalano, J. Katcki and J. Ratajczak, “Tuning InAs/GaAs quantum dot properties under Stranski-Krastanov growth mode for 1.3  $\mu\text{m}$  applications,” *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 10, pp. 6710-6716, 2002.
- [19].S. K. Ray, K. M. Groom, H. Y. Liu, M. Hopkinson and R. A. Hogg, “Broad-band superluminescent light emitting diodes incorporating quantum dots in compositionally modulated quantum wells,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, no. 1, pp. 58-60, 2006.
- [20].P. D. L. Greenwood, D. T. D. Childs, K. M. Groom, B. J. Stevens, M. Hopkinson and R. A. Hogg, “Tuning Superluminescent Diode Characteristics for Optical

Coherence Tomography Systems by Utilizing a Multicontact Device Incorporating Wavelength-Modulated Quantum Dots,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 15, no. 3, pp.757-763, 2009.

- [21].L. H. Li, M. Rossetti, A. Fiore, L. Occhi and C. Velez, “Wide emission spectrum from superluminescent diodes with chirped quantum dot multilayers,” *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 1, pp. 41-43, 2005.
- [22].L. A. Coldren and S. W. Corzine, “Diode lasers and photonic integrated circuits,” New York: Wiley, 1995.
- [23].C. F. Lin and C. S. Juang, “Superluminescent diodes with bent waveguide,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, no. 2, pp. 206-208, 1996.
- [24].G. A. Alphonse, D. B. Gilbert, M. G. Harvey and M. Ettenberg, “High-power superluminescent diodes,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 12, pp. 2454-2457, 1988
- [25].S. Wang, “Principles of distributed feedback and distributed Bragg-reflector lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 10, no. 4, pp. 413-427, 1974
- [26].周柏存, “半導體量子點雷射之主動層結構研究,” 國立交通大學電子所 碩士論文, 2010.
- [27].Y. O. Kostin, A. A. Lobintsov and S. D. Yakubovich, “Novel high-power superluminescent diodes with wide active channels,” *Laser and Fiber-Optical Networks Modeling LFNM 2010*, pp. 10-12, 2010.
- [28].L. H. Li, M. Rossetti and A. Fiore, “Chirped multiple InAs quantum dot structure for wide spectrum device applications,” *J. Cryst. Growth*, vol. 278, no. 1, pp. 680-684, 2005.
- [29].G. Lin, P. Y. Su, H. C. Cheng, “Low threshold current and widely tunable external cavity lasers with chirped multilayer InAs/InGaAs/GaAs quantum-dot structure,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 4, pp. 3941-3947, 2012.
- [30].盧廷昌, 王興宗, “半導體雷射技術,” 五南出版社, 2010.
- [31].L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König and T. W. Hänsch, “A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics,” *Opt. Commun.*, vol. 117, no. 5, pp. 541-549, 1995.

[32].N. Gade, J. Osmundsen, "Gain measurements on semiconductor lasers by optical feedback from an external grating cavity," IEEE J. Quantum Electron., vol. 19, no. 8, pp. 1238-1242, 1983.



## 簡歷(Vita)

姓名：劉乃誠(Nai-Cheng Liu)

性別：男

出生年月日：民國 77 年 08 月 02 日

籍貫：台灣省

學歷：

國立中央大學物理系學士(95.09~99.06)

國立交通大學電子研究所碩士班(99.09~102.5)

碩士論文題目：

以半導體光放大器實現波長可調外腔式雷射

Tunable External Cavity Quantum Dot Laser with Semiconductor Optical Amplifier