

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士

班

碩士論文

以啁啾式多層堆疊量子點實現

波長可調外腔式雷射

Tunable External Cavity Quantum Dot Laser

with Chirped Multilayer Structure

研究生：蘇倍瑩

指導教授：林國瑞

中華民國一〇〇年十一月

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

碩士論文

以啁啾式多層堆疊量子點實現
波長可調外腔式雷射

Tunable External Cavity Quantum Dot Laser
with Chirped Multilayer Structure

研究生：蘇倍瑩

指導教授：林國瑞

中華民國一〇〇年十一月

以啁啾式多層堆疊量子點實現波長可調外腔式雷射

Tunable External Cavity Quantum Dot Laser

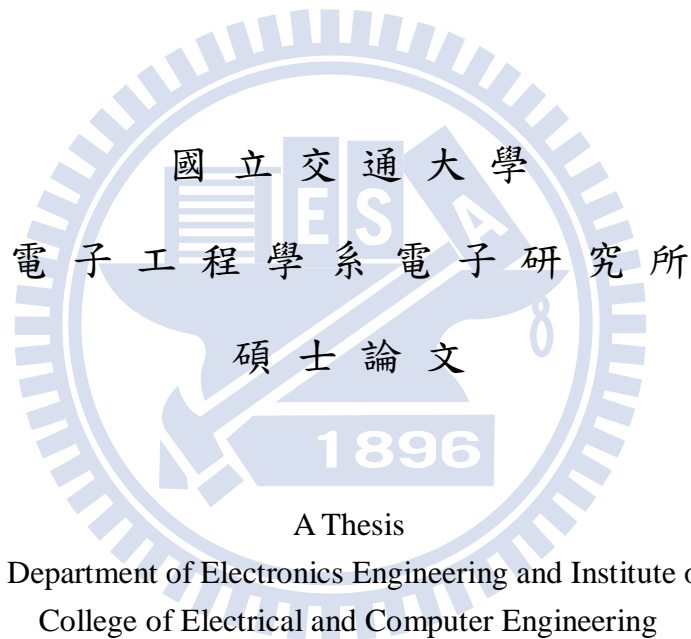
with Chirped Multilayer Structure

研究生：蘇倍瑩

Student : Bei-Ying Su

指導教授：林國瑞

Advisor : Gray Lin



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

November 2011

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一〇〇年十一月

以啁啾式多層堆疊量子點實現波長可調外腔式雷射

學生：蘇倍瑩

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

本論文主要致力於用分子束磊晶(Molecular Beam Epitaxy , MBE)在砷化鎵(GaAs)基板上成長砷化銦(InAs)以自組式成長(self-assembled growth)的量子點為主動區，並利用改變 InGaAs QW 覆蓋層(capping layer)的厚度來達成特殊設計的啁啾式多層堆疊量子點雷射(Chirped Multilayer Quantum Dot Laser, CMQD LD)，期望藉由其三種大小量子點的基態與激發態同時雷射的特性，得到一個較為寬廣的增益頻譜特性以作為外腔式雷射光源，得到寬廣的外腔式雷射掃頻波段。

為了得到更為寬廣的波長可調變範圍，我們利用雷射鏡面的抗反射鍍膜來降低其臨界電流以及 DBR 高反射鍍膜以減少其在雷射另一鏡面產生的多餘鏡面損耗。並設計由光柵零階收光的單邊 Littrow 外腔式雷射系統，以初步檢測此啁啾式多層堆疊量子點雷射的波長調變潛力。結果顯示其在臨界電流密度 0.9 kA/cm^2 以內的波長調變範圍可從 1160 nm 至 1290 nm，即在低電流密度下其波長調制範圍可達 130 nm，且旁模抑制比(SMSR)可達 40 dB。

Tunable External Cavity Quantum Dot Laser with Chirped Multilayer Structure

Student : Bei-Ying Su

Advisors : Dr. Gray Lin

Department of Electronics Engineering & Institute of Electronics
Engineering

National Chiao Tung University

Abstract

In this thesis, the laser structure is grown by molecular beam epitaxy on n-type GaAs substrate and the active region consists of 10 layers of self-assembled InAs QDs which are capped by InGaAs QWs of varying thickness. Using the specially designed Chirped Multilayer Quantum Dot Laser (CMQD LD) for tunable laser source, we expect to get a broadband gain spectral by simultaneously GS and ES lasing of all these three QD sizes, so as the broad wavelength sweeping range of the external cavity laser.

To get a broad wavelength tuning range, we deposited anti-reflection coating on the front facet to increase the initial Fabry-Perot lasers' threshold current density, and the other facet was deposited with high-reflection DBR coating to reduce mirror loss on this side. And we designed a Littrow configuration external cavity system which the output is composed of the zeroth order grating diffracted light to initially test the potential of this CMQD structure laser. The result shows a tuning range from 1144 nm to 1294 nm (about 150nm) below especially low current density 1.2 kA/cm^2 , and the side mode suppression ratio (SMSR) is about 40dB.

致謝

碩士兩年，很高興有機會能進入這個資源非常豐富的實驗室學習。非常感謝我的指導老師—林國瑞老師，在實驗上給予我自由的空間讓我有機會去嘗試與學習，以及每次給我的耐心指導與溝通，更鼓勵我使我能在較無壓力的狀態下繼續努力。也很感謝林聖迪老師，從老師的言行中能感覺到無論對什麼事都應有的正確態度，對我總有著正面的影響。首先感謝已畢業的葉庭聿學長當初帶我們熟悉實驗室環境，不管是製程或是量測都是你先親自帶領我們學習，以及後來的鍍膜機台等等，真是辛苦你了。感謝帶我做製程的戴文長學長，除了細心指導我製程上的各個步驟外，也很樂於與討論我實驗上所遇到的各種問題，與學長相處真的十分愉快。感謝 Queena 在我面臨實驗設計上的問題時，非常熱心的幫忙以提供我各種可行的方法，更感謝平常她對我的照顧，真的很高興有幸能夠認識妳，與妳相處的時光非常開心。感謝旭傑學長，不論是與學長聊天或是討論時總能夠有些收穫，並且謝謝你在口試前一天抽空聽我們預演以及建議如何改進。謝謝光電所的鄭柏孝學長，由於你不吝嗇的指導，我才得以較深入的了解機台原理。謝謝有趣的巫俠學長，學長不管對於實驗或是生活上的大小事都樂於創新與嘗試，一直是我值得學習的對象。謝謝貼心的柏存學長和小豪學長，常常關心我的實驗進度，讓我感覺很窩心。謝謝林岳民學長，學長很健談也很樂於與人分享自己的許多看法，有了你實驗室多了幾分歡樂。謝謝很多學長們，有你們辛苦的維護機台，很多實驗才能順利進行。特別感謝友嘉光電的李佳勳學長與陳俞謙學長抽空幫忙安排抗反射鍍膜，使得實驗能進行得更順暢。

同屆的夥伴，要感謝的人也很多，在三樓量測的時間有李政儒、許宏任的陪伴讓實驗變得沒那麼乏味，雖然每次飯局我幾乎都沒能參加，但你們的邀約卻還是讓我開心。還有不厭其煩回答我長晶問題的小金門，或是幫助我處理電腦問題的陳竑霖，或是在自己也焦頭爛額時還幫助我一起做實驗的馬江智，以及點子很多的謝銘修，和跟我閒話家常的鄭濬，待人和善的 Nick，很有個人特色的賴國璋。雖然並沒有深交，

但很感謝你們是一群那麼好相處的人，讓我的生活並不乏味，我想我會懷念這兩年的時光。活潑的學弟妹讓實驗室氣氛變得更加熱鬧，有學妹李依珊的號召讓實驗室的羽球團得以固定成行，也特別感謝在最後兩個月讓我寄宿的學妹孫耘，一切都很感謝。

最後感謝我的家人對我的包容與體諒。謝謝我的哥哥、妹妹你們出現在我生命中陪伴我，希望在未來的路上我們也能繼續攜手向前，共同分享生命中的喜怒哀樂。在此將這份喜悅與你們分享，謝謝。



目錄

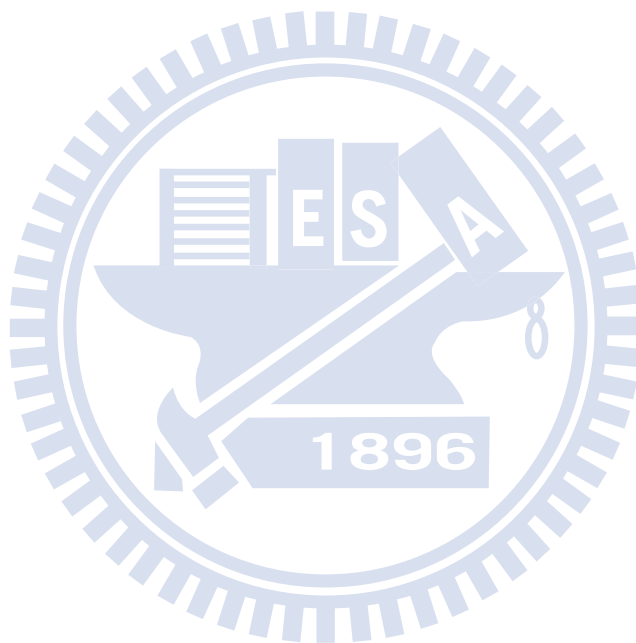
摘要(中文)	i
Abstract	ii
致謝	iii
目錄.....	v
表目錄.....	viii
圖目錄.....	ix
第一章 簡介.....	1
第二章 理論基礎	
2.1 半導體量子點.....	3
2.1.1 理想量子系統.....	3
2.1.2 量子點成長.....	5
2.1.3 量子點的能階結構.....	6
2.2 量子點雷射.....	9
2.2.1 二能階模型與光增益係數.....	9
2.2.2 臨界條件與雷射縱模.....	11
2.2.3 量子點雷射基本特性.....	12

2.3 波長可調外腔式雷射原理.....	14
2.3.1 雙共振腔模型的振幅與相位.....	14
2.3.2 外腔式雷射波長可調原理.....	19
第三章 實驗設計	
3.1 雷射光電特性量測系統.....	22
3.1.1 <i>L-I-V</i> 量測系統.....	22
3.1.2 光譜量測系統.....	22
3.2 外腔式雷射架構.....	24
3.2.1 基本要素與架構.....	24
3.2.2 波長可調外腔式雷射架構設計.....	30
3.2.3 量測方法.....	34
第四章 啁啾式堆疊之量子點外腔式雷射	
4.1 磊晶結構與元件製程.....	35
4.2 結果與討論.....	37
4.2.1 雷射基本特性量測與分析.....	39
4.2.2 雷射鍍膜特性量測.....	42
4.2.3 外腔式雷射特性量測.....	46
第五章 總結與未來展望	
5.1 結論.....	54

5.2 未來展望.....54

參考資料.....56

簡歷 (Vita)60



表目錄

第四章

表 4-1 近十年內發表的數篇波長可調外腔式雷射比較表.....53



圖目錄

第二章

圖 2-1 各種理想量子系統所對應的能態密度分佈(1)塊材(2)量子井(3)量子線(4)量子點.....	5
圖 2-2 量子點 PL 強度與能量作圖.....	7
圖 2-3 量子點 PL 強度與能量作圖.....	7
圖 2-4 二能階系統.....	9
圖 2-5 Fabry-Perot 共振腔.....	11
圖 2-6 理想與實際自聚性量子點的光增益值隨注入電流變化關係圖.....	13
圖 2-7 外部反射鏡面對雷射所造成的等效反射率示意圖.....	14
圖 2-8 不同反饋係數 C 時的 $\Delta\phi_d$ 與光頻率 ν 關係圖.....	16
圖 2-9 弱反饋光存在時的耦合臨界增益 g_c (當 $\tau_{ext} < \tau_d$ 時)	17
圖 2-10 耦合臨界增益 $g_{c,th}$ 與半導體雷射的增益曲線 g 的關係圖(1) $d > L$ (2) $d \sim L$ (3) $d < L$	18
圖 2-11 光柵耦合外腔式雷射各項光學元件的淨增益曲線.....	19
圖 2-12 光柵耦合外腔式雷射各項光學元件的淨增益曲線.....	21

第三章

圖 3-1 $L-I-V$ 量測系統示意圖.....	23
圖 3-2 光譜量測系統示意圖.....	23

圖 3-3	材料為 TiO_2 和 SiO_2 在不同 DBR 對數時的反射頻譜圖.....	25
圖 3-4	NA 與雷射發散角以及非球面透鏡焦距 f 、直徑 D 的關係圖.....	26
圖 3-5	繞射光柵的橫向剖面圖與波前示意圖.....	27
圖 3-6	繞射光柵的階數與角度示意圖.....	28
圖 3-7	<i>Littrow</i> 架構示意圖.....	29
圖 3-8	<i>Littman</i> 架構示意圖.....	29
圖 3-9	表面鍍鋁、 $\theta_B = 36^\circ 52'$ 、條紋密度為 1200 條/ mm 光柵的一階繞射效率對波長的曲線圖.....	30
圖 3-10	單邊出光外腔式雷射架構示意圖.....	31
圖 3-11	(1)平行鋁塊示意圖(2)平行鋁塊實體圖.....	31
圖 3-12	架構一 <i>Littrow</i> 單邊出光系統外腔式雷射架構系統圖.....	32
圖 3-13	厚 2 mm 的溫控銅座圖.....	33
圖 3-14	架構二 <i>Littrow</i> 雙邊出光外腔式雷射架構系統圖.....	33
圖 3-15	外腔式雷射架構系統圖.....	34

第四章

圖 4-1	啁啾式堆疊量子點磊晶結構圖與能帶示意圖.....	36
圖 4-2	實驗所用脊狀波導雷射的 SEM 剖面圖.....	37
圖 4-3	試片表面量子點的 AFM 圖.....	38
圖 4-4	不同覆蓋層 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 厚度在室溫下 PL 的基態與激發態峰值對應圖...	38

圖 4-5	室溫下量測各種共振腔長 CMQD LD 的 $L-I-V$ 特性圖.....	39
圖 4-6	室溫下量測 CMQD LD 的各種共振腔長在臨界電流附近的光譜圖.....	40
圖 4-7	CMQD LD 在不同腔長下所對應的微分量子效率圖.....	40
圖 4-8	CMQD LD 在不同電流密度下所對應的光模態增益值與對應的波長.....	42
圖 4-9	多層抗反射鍍膜反射率頻譜圖.....	43
圖 4-10	高反射 DBR 鍍膜反射率頻譜圖.....	43
圖 4-11	(L,W)=(2000um,5um)雷射在鍍膜前與鍍膜後 AR 端鏡面的 $L-I-V$ 曲線 圖.....	44
圖 4-12	(L,W)=(2000um,5um)雷射鍍膜前與鍍膜後操作在個別臨界電流時的雷射 光譜圖.....	45
圖 4-13	(L,W)=(1500um/2000um/3000um,5um)雷射鍍膜後 AR 端鏡面的 $L-I-V$ 曲線 圖.....	45
圖 4-14	使用啁啾式堆疊量子點雷射耦合光柵在 $1.0 \text{ kA} / \text{cm}^2$ 下的外腔式雷射頻 譜.....	47
圖 4-15	不同長度雷射的外腔式雷射臨界電流密度與發光波長對應圖.....	48
圖 4-16	(L,W)=(2000um,5um)雷射在不同外部腔長下的外腔式雷射線寬光譜 圖.....	48
圖 4-17	(L,W)=(2000um,5um)雷射不同溫度下的臨界電流密度對外腔式雷射發光 波長對應圖.....	49
圖 4-18	(L,W)=(2000um,5um)雷射在溫度 30°C 、電流 100 mA 下所能調制的長波極 限.....	50
圖 4-19	近十年內發表的數篇波長可調外腔式雷射結果比較圖.....	52

第一章 簡介

寬頻可調雷射(widely tunable lasers)在工程、科學與醫學等領域一直是受到關注的熱門研究主題，特別可應用於波長分波多工技術(Wavelength Division Multiplexing , WDM)所需的可調光源及光學斷層掃描(Optical Coherence Tomography, OCT)所需的掃頻光源。通常對於半導體雷射的波長調制(tunability)，除了藉由改變元件的操作溫度、變化雷射共振腔的長度來達成，比較有效而實際的方式可將雷射共振腔串接數個不同功用的主動 / 被動光腔的多區段結構(multi-section / multi-segment lasers)或者使用外部反射裝置的外腔式架構(External Cavity Lasers Diode, ECLDs)來達成。

由於多區段結構的可調雷射需要昂貴而複雜的電子束微影(E-beam lithography)製成及磊晶再成長(epitaxial regrowth)步驟，而且在波長調制範圍及效率的考量下，使用外部共振腔的方式最為廣泛的採用，除此之外，外腔式半導體雷射還有兩項特點，第一：外部共振腔結構能夠提供良好的旁模抑制比(Side Mode Suppression Ratio, SMSR)而達到穩定的單模操作；第二：外部共振腔結構具有較長的光子生命期，能夠有效降低雷射譜線的線寬(spectral linewidth)。

近年來，隨著量子點結構的發展，量子井(QW)與量子點(QDs)半導體雷射已逐漸地應用於外腔式結構以做為單模操作且具窄線寬的可調光源[1-4]。目前外腔式量子井雷射(QW-ECLDs)的波長調制範圍，最佳研發成果在 1.5 μm 波段高達 240 nm [3]；而在 1.3 μm 波段也有 160 nm [4]，然而缺點是臨界電流密度太大($> 30 \text{ kA} / \text{cm}^2$)而限制其實用性。

本論文選擇的半導體量子點雷射是利用分子束磊晶(Molecular Beam Epitaxy , MBE)在砷化鎵(GaAs)基板上成長砷化銦(InAs)以自組式成長(self-assembled growth)的量子點為主動區，並利用改變 InGaAs QW 覆蓋層(capping layer)的厚度來達成啣啣式堆疊量子點雷射(Chirped-Multilayer Quantum Dot Laser)，以達到極寬的光學增益頻譜。接著利用製程以製作脊狀波導(Ridge Waveguide)雷射，再利用雷射

的自然劈裂面(natural cleavage)加上抗反射(Anti-Reflection coating)與高反射(High-Reflection coating)鏡面鍍膜，並設計簡易的外腔式光回饋(External Optical Feedback)架構，成功將雷射光耦合回原雷射，以實現外腔式可調波長雷射。

第二章簡單介紹量子點雷射以及外腔式雷射的原理與概要。第三章介紹實驗架構與實驗方法。第四章為使用啣啣式堆疊量子點雷射耦合外部光柵的實驗結果與討論。最後第五章為總結與未來展望。



第二章 理論基礎

2.1 半導體量子點[5]

根據基本的原子模型理論，每一個原子中的電子可以存在於特定且彼此分離的能階，形成類氫原子的能階形式。但當兩個原子彼此靠近時，原子中電子的波函數 (wave function) 會開始重疊產生交互作用，使原本單一的能階一分為二，符合包立不相容原理 (Pauli exclusion principle)。同理推知，在半導體中每立方公分約包含 10^{23} 個原子，如此巨大數量原子中的電子彼此交互作用所形成的能階幾乎可視為是連續分佈的，因此形成能帶 (energy band)，而能帶間不允許電子存在的範圍稱之為能隙 (energy gap)。在溫度為 0 K 時，所有電子從最低的能帶往上開始佔據，直到價電帶 (valence band) 被填滿，當溫度開始上升，靠近價電帶附近的電子獲得足夠能量進而跳過能隙直達導電帶 (conduction band)，隨即在價電帶中形成一個電洞 (hole)，此過程稱之為電子-電洞對產生 (electron-hole pair generation)；反之，電子從導電帶躍遷回價電帶中的空態，也就是電子-電洞對消失，此過程則稱為電子-電洞對復合 (electron-hole pair recombination)。再加上利用不同半導體材料接面的結合將電子電洞限制在固定的區域，可成功將半導體應用為發光元件的材料。

2.1.1 理想量子系統

在理想量子系統中，利用 Kronig-Penney 模型，也就是考慮單一電子在週期性位能陣列中運動，再假設電子在材料中是被無限深位能井包圍，藉由計算薛丁格波動方程式 (Schrodinger wave function) 得到在材料中電子的能量與動量關係。而電子電洞在半導體中所擁有的數目則與能態密度 $\rho(E)$ (density of states, DOS) 有關，也就是單位能量單位體積內載子所擁有的能態數目，定義為：

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

以下列出各種理想量子系統中對應的能量與態密度函數：

塊材(Bulk)

$$E(\vec{k}) = E(k_x, k_y, k_z) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + E_0 \quad (2-2.1)$$

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

量子井(QW)

$$E(\vec{k}) = E_n(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k_x^2 + k_y^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right] + E_0 \quad (2-2.3)$$

$$\rho^{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_n H(E - E_n) \quad (2-2.4)$$

量子線(QWire)

$$E(\vec{k}) = E_{m,n}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k_x^2 + \left(\frac{m\pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right] + E_0 \quad (2-2.5)$$

$$\rho^{1D}(E) = \frac{n_{QWire} \sqrt{2m^*}}{\pi \hbar} \sum_n \sum_m (E - E_{m,n})^{-1/2} \quad (2-2.6)$$

量子點(QD)

$$E(\vec{k}) = E_{l,m,n}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left(\frac{l\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right] + E_0 \quad (2-2.7)$$

$$\rho^{0D}(E) = 2n_{QD} \sum_n \sum_m \sum_l \delta(E - E_{l,m,n}) \quad (2-2.8)$$

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，結構和態密度分佈如圖 2-1

所示。

在理想的量子點中，因電子電洞受限於三維方向能障的局限，使其電子能階具有

如同氫原子般離散的能階型態。

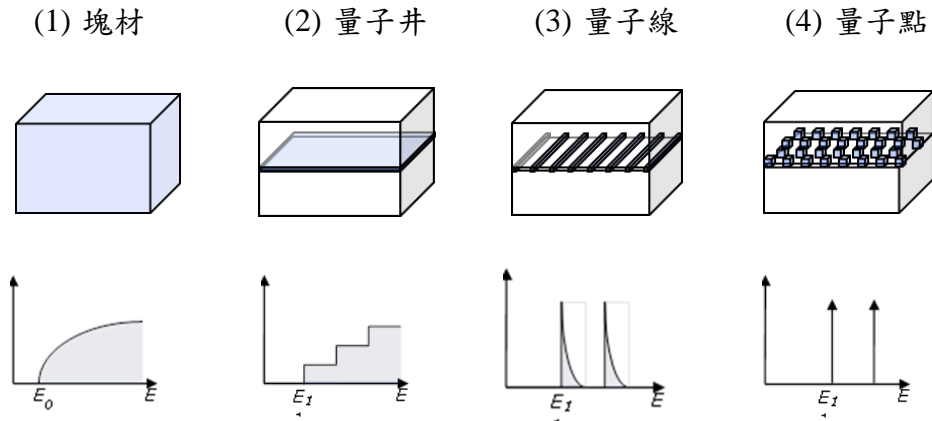


圖 2-1 各種理想量子系統所對應的能態密度分佈(1)塊材(2)量子井(3)量子線(4)量子點

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沉積(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，剛開始成長時仍會以層狀結構在 GaAs 上形成二維薄膜(wetting layer)，當成長厚度大於大於所能承受的臨界厚度，應力使得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，再穿透式顯微鏡(TEM)下大多呈現金字塔或圓盤狀，因為應力分佈差異，成長的量子點的能階與其大小、形態、應力分佈有極大的影響，對應到整體能態分佈或發光頻譜(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。[32]

近年來，隨著量子點結構的發展，量子井(QW)與量子點(QDs)半導體雷射已逐漸

地應用於外腔式結構以做為單模操作且具窄線寬的可調光源[3-4,25-28]。與量子井雷射相比下，量子點雷射由於其本身較低的能態密度導致較低的飽和增益，亦即量子點雷射擁有較低的臨界電流密度，使之在應用上為一個很大的優勢；另外，由於受到均勻與非均勻寬化效應(homogeneous / inhomogeneous spectral broadening)作用下，其呈現的頻譜較為寬廣，使之應用在連續調變波段的外腔式雷射上變的可行。以上兩大特點使量子點雷射應用在波長可調變外腔式雷射的波長調制範圍得以變得寬廣，並同時享有極低的臨界電流密度[25-26]。

本實驗選擇的半導體量子點雷射是以自聚式成長(self-assembled growth)量子點為主動區，由於量子點的大小形狀以及成分組成呈現相當寬廣的分佈，加上量子點本身的密度亦受到成長條件的限制而相當有限($1E10 \sim 1E11 \text{ cm}^{-2}$)，因此以量子點作為半導體雷射的增益介質(gain medium)，其材料增益偏離理論的預測而呈現相當低的飽和增益(saturation gain)，解決方式為堆疊多層來提升元件操作所需要的光模增益(optical modal gain)。

雖然量子點主動區的飽和增益相當有限，但其增益頻譜(gain spectral)卻相當的寬廣，為充分運用其寬廣的頻譜於可調外腔式雷射上，使其可調制的波長更為寬廣，我們選定三種量子點的中心波長，每一中心波長的量子點堆疊數層，以確保特定量子點波長的基態飽和增益是足夠的，利用改變覆蓋於 InAs QDs 上方之 InGaAs QW 覆蓋層(capping layer)的厚度來調變各層量子點的中心波長[29]，稱之為啁啾式堆疊量子點雷射(Chirped-Multilayer Quantum Dot Laser Diode , CMQD LD)。

2.1.3 量子點的能階結構

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 中一般可以看到基態(GS)、激發態(ES)與 wetting layer (WL)的訊號，較高的激發態則不一定落在 bound state 之中，而對應的飽和強度則與量子點密度和 DOS 有關。由經驗與理論模型中[6]，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)能量對應於橫向尺度，簡併數為 4。一般基態與激發態的能量差在 40 ~ 70 meV 左右，受限於量子點均質與不均勻分布(homogeneous and inhomogeneous broadening)，整體量子點的態密度分佈會變低變寬，如圖 2-2 所示，DOS 可表示成：

$$\begin{aligned}\rho(E_g) &= 2n_{QD}/\Delta \\ \rho(E_e) &= 4n_{QD}/\Delta\end{aligned}\tag{2-3}$$

E_g 為基態能量， E_e 為激發態能量， n_{QD} 為量子點面密度(約 $E10 \sim E11 / \text{cm}^2$)， 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，分別為 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，而隨著增加光激發的強度，其它訊號跟著慢慢出現。

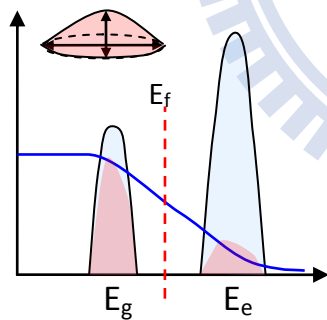


圖 2-2 量子點 PL 強度與能量作圖

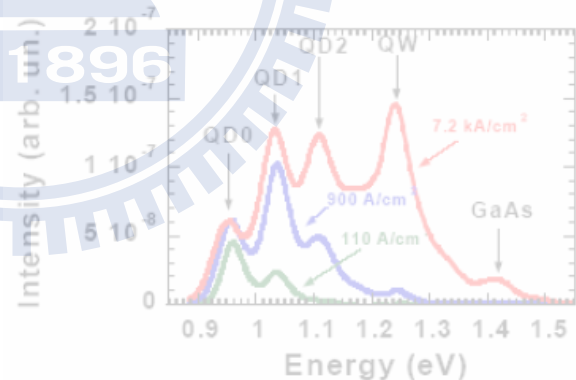


圖 2-3 量子點 PL 強度與能量作圖

為了將波長可調外腔式半導體雷射應用於各項科學領域，像是應用在 OCT 之寬頻式等效寬頻光源，以及都會區域網路的通訊光源(1310 nm)與生醫光源中兼顧解析度與穿透深度的波段(1.1 μm ~ 1.3 μm)，因此理想的調制範圍愈寬廣越好以增加其應用性。而外腔式雷射的可調制波長範圍主要受到所使用雷射種類本身的光電特性影響。

近年來，隨著量子點結構的發展，量子井(QW)與量子點(QDs)半導體雷射已逐漸地應用於外腔式結構以做為單模操作且具窄線寬的可調光源[3-4,25-28]。與量子井雷射相比下，量子點雷射由於其本身較低的能態密度導致較低的飽和增益，亦即量子點雷射擁有較低的臨界電流密度，使之在應用上為一個很大的優勢；另外，由於受到均勻與非均勻寬化效應(homogeneous / inhomogeneous spectral broadening)作用下，其呈現的頻譜較為寬廣，使之應用在連續調變波段的外腔式雷射上變的可行。以上兩大特點使量子點雷射應用在波長可調變外腔式雷射的波長調制範圍得以變得寬廣，並同時享有極低的臨界電流密度[25-26]。

本實驗選擇的半導體量子點雷射是以自聚式成長(self-assembled growth)量子點為主動區，由於量子點的大小形狀以及成分組成呈現相當寬廣的分佈，加上量子點本身的密度亦受到成長條件的限制而相當有限($1E10 \sim 1E11 \text{ cm}^{-2}$)，因此以量子點作為半導體雷射的增益介質(gain medium)，其材料增益偏離理論的預測而呈現相當低的飽和增益(saturation gain)，解決方式為堆疊多層來提升元件操作所需要的光模增益(optical modal gain)。

雖然量子點主動區的飽和增益相當有限，但其增益頻譜(gain spectral)卻相當的寬廣，為充分運用其寬廣的頻譜於可調外腔式雷射上，使其可調制的波長更為寬廣，我們選定三種量子點的中心波長，每一中心波長的量子點堆疊數層，以確保特定量子點波長的基態飽和增益是足夠的，利用改變覆蓋於 InAs QDs 上方之 InGaAs QW 覆蓋層(capping layer)的厚度來調變各層量子點的中心波長[29]，稱之為啞啞式堆疊量子點雷射(Chirped-Multilayer Quantum Dot Laser Diode , CMQD LD)。

2.2 量子點雷射[5]

構成雷射的條件分別為增益介質、幫浦系統、光學共振腔、輸出耦合。增益介質是由雙異質結構所構成的主動層，此主動層可以是之前提及的各種量子結構；而幫浦系統是在雙異質結構的兩側分別覆蓋 P 型及 N 型金屬，分別將電子電洞引入主動層也就是增益介質中，注入的多餘載子在增益介質中就會產生輻射復合而產生光子，當載子濃度達到透明條件(Transparency condition)以上時，主動層開始有增益出現，也就是對能量介於增益頻寬中的光子具有放大的效果，但此時光子與光子之間相位散亂也不具同調性(coherent)更沒有一致的發光方向。因此再加上兩平行鏡面也就是共振腔與輸出耦合，可使半導體雷射達到受激放射(stimulated emission)使其激發其他電子電洞對復合產生有同調性的光子，新生成的光子與入射光子句也相同的頻率與行進方向，此即雷射的產生。

2.2.1 二能階模型與光增益係數

光子放射是電子從導電帶中佔據的態到價電帶中的空態(電洞)能量傳輸的結果，為了瞭解電子與產生的光子之間的交互作用，使用二能階系統 Einstein 模型來描述，如圖 2-4，其各種放射機制的速率皆與載子的分佈機率和態密度有關。

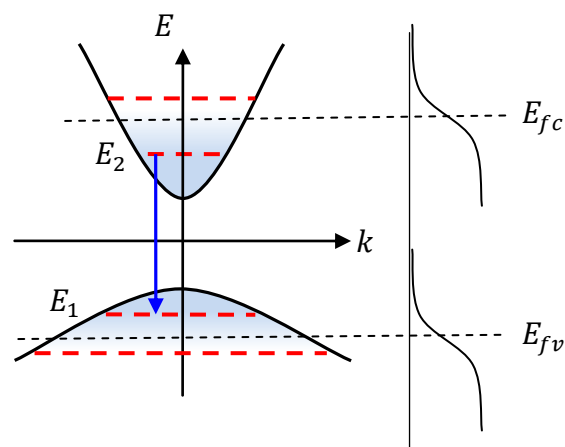


圖 2-4 二能階系統

在自發放射(spontaneous emission)中，位於能量 E_2 的電子隨機返回 E_1 放出光子，因此這些光子的行進並無方向性且彼此間相位沒有關聯，此種發光型態也就是所謂的發光二極體。而受激放射(stimulated emission) 的過程中是位於能量 E_2 的電子受到入射光子的激發躍遷回能量 E_1 並放出和入射光子相同方向、相同相位、相同能量大小的光子，此種發光即為雷射的產生。受激吸收速率與受激放射速率可表示為：

$$R_{1 \rightarrow 2} \propto \rho(\nu) N_r(\nu) d\nu \{f_v(E_1)[1 - f_c(E_2)]\} \quad (2-4)$$

$$R_{2 \rightarrow 1} \propto \rho(\nu) N_r(\nu) d\nu \{f_c(E_2)[1 - f_v(E_1)]\} \quad (2-5)$$

$\rho(\nu)$ 為入射光子的能量頻譜密度(Energy spectral density)， $N_r(\nu)$ 為電子電洞的聯合態密度(reduced density of states)，表電子電洞若要復合則須具有相同的 k 值； $f_v(E_1)$ 和 $f_c(E_2)$ 分別表電子在價電帶 E_1 和導電帶 E_2 電子佔據的機率，取決於不同的準費米能階(quasi-Fermi level)與溫度 T 下的費米-迪拉克分佈(Fermi-Dirac distribution)函數：

$$f_c(E_2) = \frac{1}{1 + e^{(E_2 - E_{fc})/k_B T}} \quad (2-6.a)$$

$$f_v(E_1) = \frac{1}{1 + e^{(E_1 - E_{fv})/k_B T}} \quad (2-6.b)$$

其中 E_{fc} 和 E_{fv} 表電子分別在導電帶和價電帶中的準費米能階。因此半導體中的”淨受激放射”速率為：

$$R_{st} = R_{2 \rightarrow 1} - R_{1 \rightarrow 2} \propto \rho(\nu) N_r(\nu) d\nu [f_c(E_2) - f_v(E_1)] \quad (2-7)$$

也就是正比於電子存在 E_2 和 E_1 的機率差值。而雷射的”增益”是指入射光強度隨著傳播距離增加的光強度變化情形。以塊材來舉例，在不考慮飽和效應的情況下可知此增益係數 g 正比於淨激發性放射的速率：

$$g \propto R_{2 \rightarrow 1} \propto (h\nu - E_g)^{1/2} [f_c(E_2) - f_v(E_1)] \quad (2-8)$$

由以上可發現，當 $E_{fc} - E_{fv} > E_2 - E_1 = h\nu$ 時，淨激發放射速率為正值，光子由吸

收轉為增益，稱 $E_{fc} - E_{fv} = E_2 - E_1$ 時呈現透明(transparency)狀態，而此時的電流密度稱為透明電流密度 J_{tr} (transparency current density)。

2.2.2 臨界條件與雷射縱模

使用光在共振腔中來回振盪的簡單模型，當光在材料中行進時，對材料的吸收與增益隨著距離的變化可寫成 $I = I_0 \cdot e^{(g-\alpha_i)z}$ ， I_0 為起始光強度， g 為增益係數(gain coefficient)， α_i 為吸收係數(absorption coefficient)。圖 2-5 表在不同行進距離下光的強度表示， R_1 和 R_2 分別表雷射兩端鏡面的反射率，在不考慮光侷限因子(optical confinement factor, Γ)的情形下，我們有以下的情形：

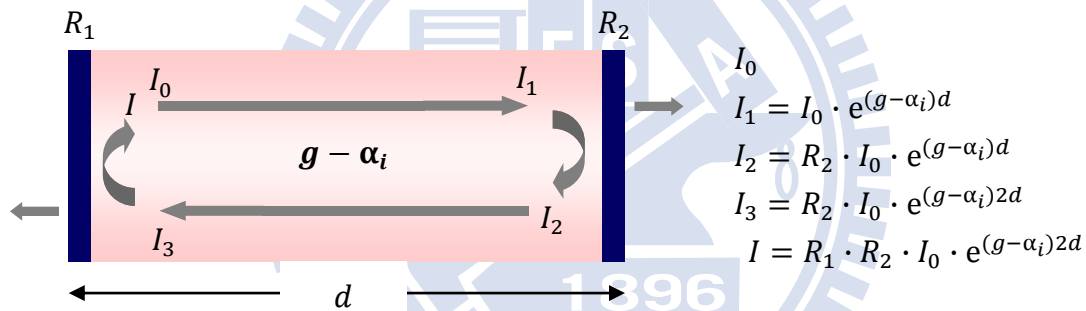


圖 2-5 Fabry-Perot 共振腔

因為光在腔體中來回振盪後必須保持 $I = I_0$ ，才会有穩定雷射輸出光的存在，在此條件下我們可得以下式子：

$$R_1 \cdot R_2 \cdot I_0 \cdot e^{(g-\alpha_i)2d} e^{jk2d} = I_0 \quad (2-9)$$

考慮等號兩邊的振幅部分必須相等，可得到振幅條件為：

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{d} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) = \alpha_i + \alpha_m \quad (2-10)$$

其中 g_{th} 為臨界增益(threshold gain)， α_m 為鏡面損耗(mirror loss)，而此時所注入的

電流密度則稱為臨界電流密度 J_{tr} (threshold current density)。

另外考慮等號兩邊的相位部分必須相等，可得到相位條件為：

$$q \left(\frac{\lambda}{2n_r} \right) = d \quad (2-11)$$

其中 q 為正整數，表示有 q 個雷射半波長在振盪，稱之為雷射的縱模(longitudinal mode)， n_r 為材料折射率，上式表示可容許於雷射中的波長必須符合駐波(standing wave)條件。通常雷射的共振腔長 d 遠大於雷射的波長 λ ，因此 q 值非常大，而每個相鄰縱模之間的距離我們稱為模距 $\Delta\nu$ 或 $\Delta\lambda$ (mode spacing)：

$$\Delta\nu = \frac{c}{2n_r d} \quad (2-12.a)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_r d} \quad (2-12.b)$$

由上兩式可知，一旦雷射共振腔長決定了，模距也就固定下來。

2.2.3 量子點雷射基本特性^[7-9]

在半導體雷射當中，我們知道雷射的增益正比於淨受激放射速率，而淨受激放射速率又與能態密度有關，在量子點雷射中，受限於量子點密度與量子點能態均勻與非均勻變寬的影響(homogeneous / inhomogeneous spectral broadening)，飽和增益值 $g_{sat}(E)$ 遠低於量子井雷射，有如下的關係：

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

其中 $\rho_{QD}^{\max}(E)$ 為能態密度的最大值， 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。為了得到較高的飽和增益 $g_{sat}(E)$ ，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($J_{tr} \propto n_{QD}$)，但在當我們提

高 n_{QD} 時，透明電流和臨界電流密度也會同時增加，故必須做適當的調配。

在量子點雷射中，激態的飽和增益 g_{sat}^{GS} 較低；相對的激發態飽和增益值 g_{sat}^{ES} 由於有較多的簡併數而有較高的值，約為基態的 2~3 倍。隨著注入載子增多，雷射的發光機制由基態(GS)轉變為激發態(ES)。如圖 2-6 所示為增益值隨注入電流的變化關係圖，包含了理想的量子點與實際自聚性量子點(self-organized)的情形。而光模態增益(optical modal gain)與注入的電流密度有以下的關係式[10]：

$$g = g_{sat} \left[1 - \exp \left(-\gamma \frac{J - J_{tr}}{J_{tr}} \right) \right] \quad (2-14)$$

其中 g_{sat} 為飽和增益， J_{tr} 為透明電流密度， γ 為考慮自聚性量子點成長時大小維度變化的非理想因子(non-ideality factor)。

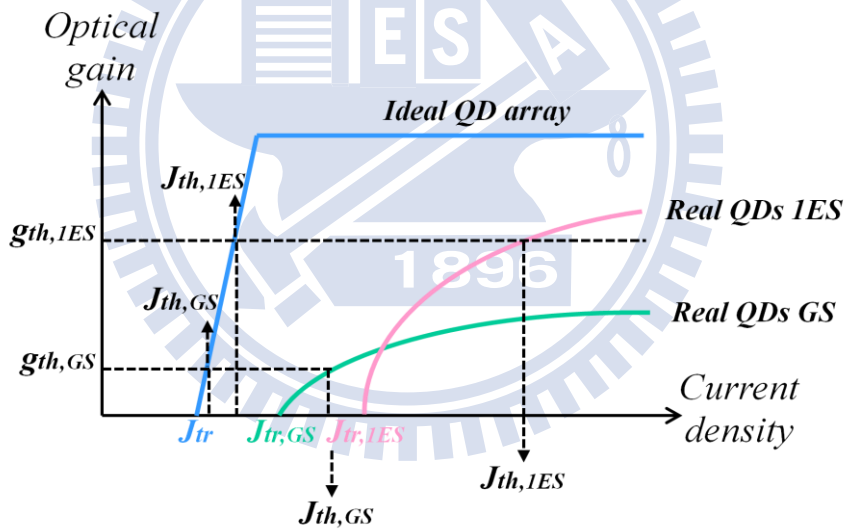


圖 2-6 理想與實際自聚性量子點的光增益值隨注入電流變化關係圖

2.3 波長可調外腔式雷射原理

為了瞭解光柵耦合外腔式雷射(grating-coupled external cavity laser diode)的基本原理，本節利用簡單的雙共振腔模型(Three Mirror Model)來討論當 $r_2 \gg r_{ext}$ ，也就是弱反饋光(weak feedback)情形時，外部反饋光對半導體雷射的耦合臨界增益及雷射發光譜線情形的影響。接著再討論當 $r_2 \ll r_{ext}$ 的強反饋光(strong feedback)情形，並且使用對波長具有選擇性的繞射光柵 $r_g(\nu)$ 來形成此反饋光，可明顯降低臨界增益並達到單模態出光。最後提出幾樣簡單的光學技術或元件，以達成外腔式雷射的基本幾何架構。

2.3.1 雙共振腔模型的振幅與相位

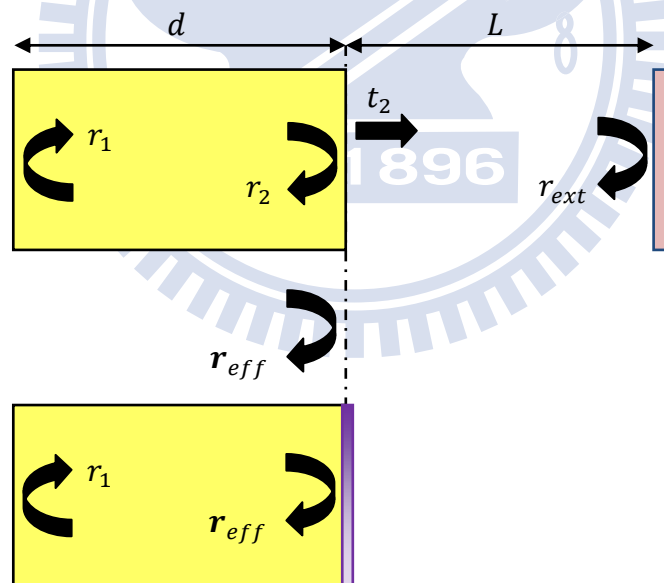


圖 2-7 外部反射鏡面對雷射所造成的等效反射率示意圖

為了解外部光回饋對半導體雷射在臨界增益、輸出光功率、雷射線寬以及雷射光譜所造成的影響，使用雙共振腔模型(Three Mirror Model)再利用 Transfer Matrix Method 方法可將由鏡面 M_{ext} 所反射的反饋光在長度為 L 的外部腔體行進時所造成的

時間延遲，與鏡面 M_2 所反射的光做結合，可得到一個呈現複數的等效反射率 (Effective Reflectance) r_{eff} [11]，如圖 2-7 所示。 r_{eff} 如下式所示：

$$\begin{aligned} r_{eff} &= r_2 + \frac{(1 - r_2^2)r_{ext} \exp(-j2\pi\nu\tau_{ext})}{1 + r_2 r_{ext} \exp(-j2\pi\nu\tau_{ext})} \\ &= |r_{eff}| \exp(-j\phi_r) \end{aligned} \quad (2-14)$$

其中 ν 為光波在空氣中行進的頻率，而 $\tau_{ext} = 2L / c$ 為光在空氣外腔中行進一趟 $2L$ 所需的時間(round trip time delay)， c 為光在真空中行進的速度。其中 ϕ_r 與 $|r_{eff}|$ 分別代表鏡面 M_2 與鏡面 M_{ext} 所造成的等效反射率 r_{eff} 的相位部分(phase of the effective reflectance)與振幅部分(power reflectivity of reflectance)。

為了更深入探討此模型下外腔式雷射的振幅與相位的變化，因此考慮光被鏡面 M_{ext} 反射的次數只有一次，也就是 $r_2 r_{ext} \ll 1$ 的情形，此時的(2-14)式等效反射率可寫成如下[12-13]：

$$r_{eff} = r_2 + (1 - |r_2|^2)r_{ext} \exp(-j2\pi\nu\tau_{ext}) \quad (2-15)$$

考慮一般未做表面鍍膜的雷射，當外部有物體將部分少量的光耦合回原雷射，也就是 $r_2 \gg r_{ext}$ (weak feedback)的情形下，可整理得到此弱光回饋情形下的等效反射率的振幅 $|r_{eff}|$ 與相位 ϕ_r ：

$$|r_{2eff}| = r_2 [1 + \kappa_{ext} \cos(2\pi\nu\tau_{ext})] \quad (2-16)$$

$$\phi_r = \kappa_{ext} \sin(2\pi\nu\tau_{ext}) \quad (2-17)$$

其中 κ_{ext} 為耦合係數(coupling coefficient)，在此弱光回饋情形下有條件 $\kappa_{ext} \ll 1$ 存在，其值如下：

$$\kappa_{ext} = \frac{r_{ext}}{r_2} (1 - |r_2|^2) \quad (2-18)$$

經過計算後可得到當弱反饋光存在時，光在腔體中來回走一趟與 $2\pi m$ 相位的差值 $\Delta\phi_d$ (round trip phase change) 與光頻率 ν 的關係：

$$\Delta\phi_d = 2\pi\tau_d(\nu - \nu_{th}) + \kappa_{ext}\sqrt{1 + \alpha^2} \sin(2\pi\nu\tau_{ext} + \tan^{-1}\alpha) \quad (2-19)$$

呈現以 $2\pi\tau_d$ 為斜率的線性函數，再加上一個以 $1/\tau_{ext}$ 為週期、 $\kappa_{ext}\sqrt{1 + \alpha^2}$ 為振幅的 \sin 函數曲線，如圖 2-8 所示。已知可雷射的發光頻率 ν 存在的相位條件為 $\Delta\phi_d = 0$ ，而由此式可知會有以下幾種發光情形：

- (1) 反饋光不存在， $\Delta\phi_d$ 隨發光頻率 ν 增加而呈現性增加，此時的發光頻率 $\nu = \nu_{th}$ 。
- (2) 弱反饋光存在，但因反饋光的強度小於某一定值 ($C < 1$)，因此使得 $\Delta\phi_d$ 一樣隨著發光頻率 ν 增加而幾乎單調地增加，並且在 $\Delta\phi_d = 0$ 時仍只有單一的發光頻率才能夠發光 (single emission frequency)。
- (3) 弱反饋光存在，但因反饋光的強度大於某一定值 ($C > 1$)，所以在 $\Delta\phi_d = 0$ 時有一個以上的發光頻率得以發光 (multiple emission frequency)。

定義反饋係數 C (feedback coefficient) 如下，此係數的大小決定了在弱反饋光存在時，外腔式雷射的發光譜線是以單頻或是多頻形式出現：

$$\text{feedback coefficient } C = \frac{\tau_{ext}}{\tau_d} \kappa_{ext}\sqrt{1 + \alpha^2} \quad (2-20)$$

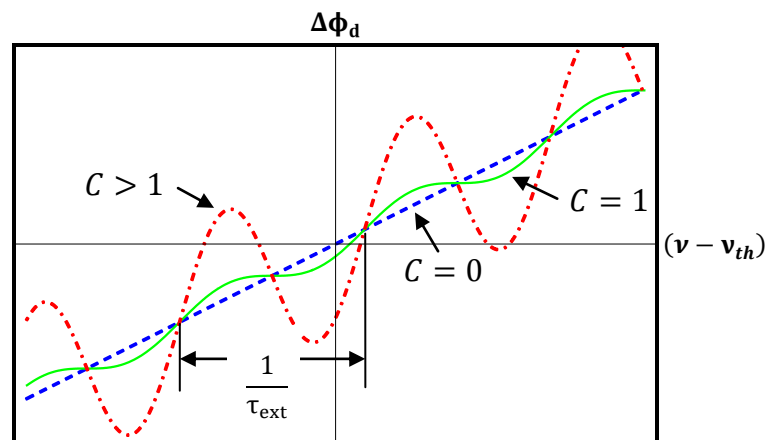


圖 2-8 不同反饋係數 C 時的 $\Delta\phi_d$ 與光頻率 ν 關係圖

並且當弱反饋光存在時，臨界增益的改變量有如下關係式，如圖 2-9：

$$(g_{c,th} - g_{th}) = -\frac{\kappa_{ext}}{d} \cos(2\pi\nu\tau_{ext}) \quad (2-21)$$

其中 $g_{c,th}$ 為外腔式雷射的耦合臨界增益， g_{th} 為原雷射的臨界增益，呈現為 \cos 函數的實線並加上以 $1/\tau_{ext}$ 為週期、 $\Delta g_{max} = \frac{\kappa_{ext}}{d}$ 為振幅作上下的變動。圖中畫的是當 $\tau_{ext} < \tau_d$ 的情況，並且中心發光頻率 ν_0 剛好在臨界增益最低點的位置，橫軸上的 ν_0 、 $\nu_{\pm 1}$ 、 $\nu_{\pm 2}$ 、 $\nu_{\pm 3}$... 為的雷射縱模。

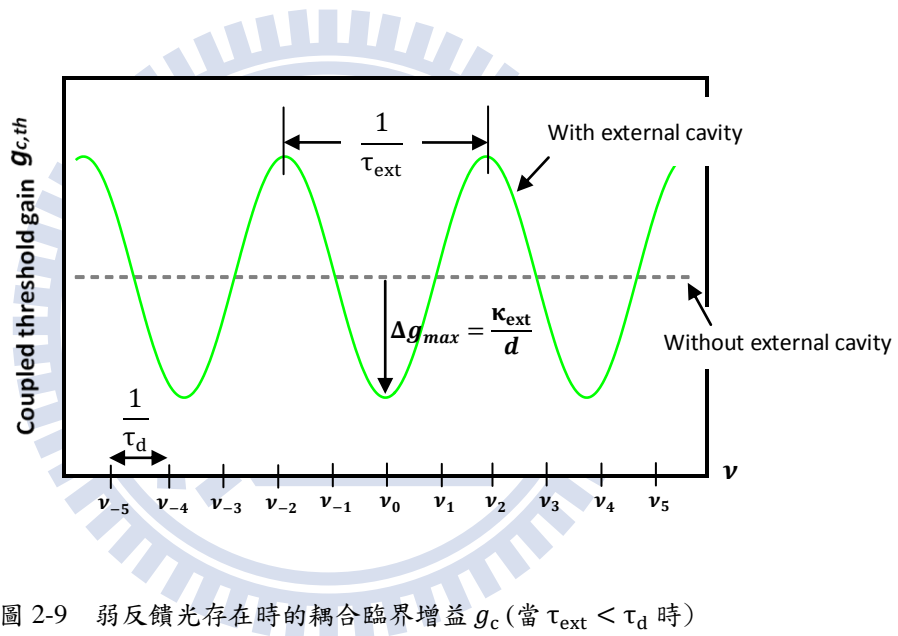


圖 2-9 弱反饋光存在時的耦合臨界增益 g_c (當 $\tau_{ext} < \tau_d$ 時)

因此，若適當的選擇所使用雷射的共振腔長 d 與外部腔長 L ，便可使主要的發光模態 ν_0 有效的提升並且抑制旁模的出現。圖 2-10 畫出耦合臨界增益 g_c 與雷射本身的增益曲線 g 之間隨著 d 與 L 的關係不同而有幾種情形[14]，如下面討論：

- (1) $d > L$ ：此時有較大的機會出現單一的發光頻率。為了使旁模抑制(suppression of the adjacent side-modes)的效率更好，可藉由提高耦合係數 κ_{ext} 以提升臨界增益變化的振幅或是增加 τ_{ext} 使得 \cos 函數的曲度上升。但要注意的是，當 τ_{ext} 一旦過大很可能使得旁模的頻率所對應的臨界電流剛好為另一個臨界增益變化的低點，

而此時則不為單一發光頻率了。

- (2) $d \sim L$: 表示 $\tau_d \sim \tau_{ext}$, 臨界增益變化與 Fabry-Perot 雷射縱模的週期是相近的 , 所以雷射的縱模所對應到的臨界增益低點會隨著頻率的增加或減少而有少量的偏移。因此 , 在此種狀況下雖會出現多個頻率 , 但如果腔長可以被適度的控制好 , 則有機會出現相對好的模態抑制譜線圖 (relatively good mode suppression) 。
- (3) $d < L$: 也是最容易出現的狀況。此時因為雷射淨增益較高的頻率部分有機會對應到一個以上的臨界增益低點 , 所以容易形成多個模態同時發光並且彼此之間無相對的模態抑制產生。

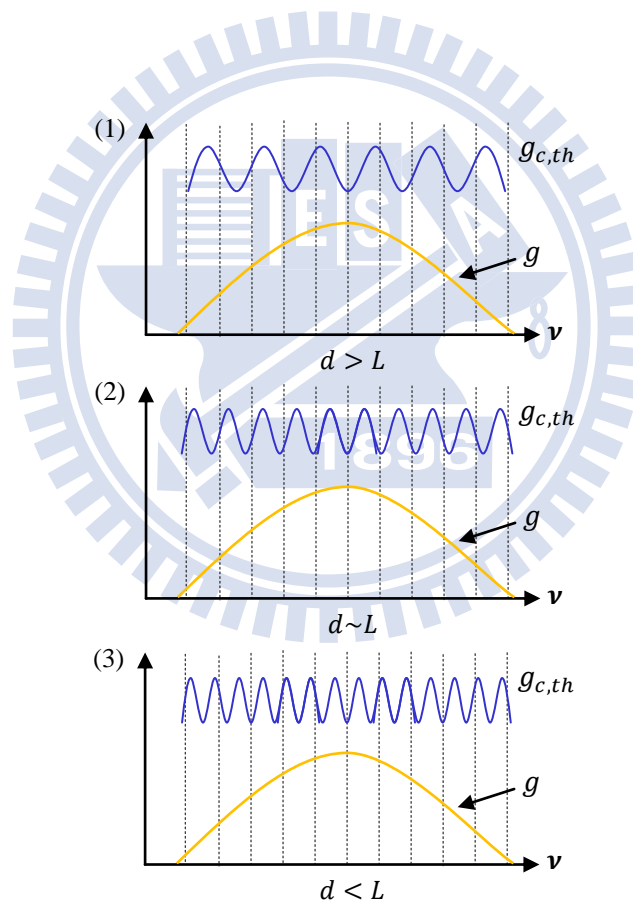


圖 2-10 耦合臨界增益 $g_{c,th}$ 與半導體雷射的增益曲線 g 的關係圖

(1) $d > L$ (2) $d \sim L$ (3) $d < L$

2.3.2 外腔式雷射波長可調原理

如上所述可知，在 three-mirror-model 下利用對波長沒有選擇性的光學鏡面當作雷射光反射的外部鏡面 M_{ext} ，並且考慮為 $r_2 r_{ext} \ll 1$ 中的 $r_2 \gg r_{ext}$ (weak feedback) 情形時，在現實情況考量下，外部腔體長度 L 很難達到與雷射的腔體長度 d 差不多長度或是更短，也就容易出現屬於圖 2-10 (3) 的情況，單模態情形幾乎很難發生。

為了使外腔式雷射的發光波長更為單一，通常使用具有模態選擇功能的繞射光柵 (Diffraction Grating) 當作外部反射鏡，隨著光柵角度的轉變使得特定波長的光有明顯較高的反射率、較低的損耗。另外，為了提高外腔式雷射的可調變波長範圍 (tunable wavelength range)，通常會在雷射的出光鏡面作抗反射鍍膜 (anti-reflection coating) 以增加其原本雷射腔體的臨界電流。圖 2-11 分別畫出雷射材料的主動層 (medium)、原雷射腔體的縱模 (internal-cavity mode)、繞射光柵的反射 (diffraction grating feedback)、外部腔體的縱模 (external-cavity mode) 的淨增益曲線對發光頻率的關係圖，由圖中可明顯看出在繞射光柵存在時很容易產生單一發光波段的外腔式雷射光 [15]。

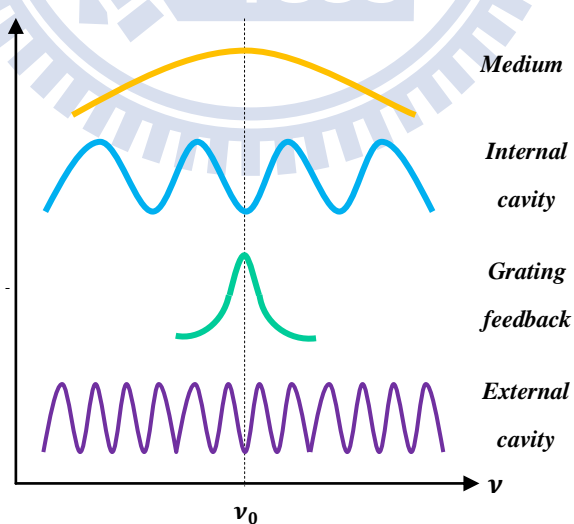


圖 2-11 光柵耦合外腔式雷射各項光學元件的淨增益曲線

為了解釋外部耦合光柵外腔式雷射的臨界電流以及可調制的波長範圍，引入雷射的非飽和模態淨增益(unsaturated net mode gain)如以下的描述[16]：

$$G_{net}(I, \lambda) = g(I, \lambda) - \alpha_i - \frac{1}{d} \left[\ln \left(\frac{1}{r_1 r_2} \right) + \ln \left(\frac{r_2}{r_{eff}(\lambda)} \right) \right] \quad (2-22)$$

$$= g(I, \lambda) - L(\lambda) \quad (2-23)$$

其中 $g(I, \lambda)$ 為與注入電流及波長相關的雷射非飽和模態增益， α_i 為雷射的內部損耗， r_1 和 r_2 為雷射鏡面的反射率， d 為雷射腔長， $r_{eff}(\lambda)$ 為等效反射率， $L(\lambda)$ 為耦合光柵後的雷射總損耗。由(2-22)式明顯可發現與原本單一雷射比較，在受外部光柵所反饋光的影響下，有減少的損耗 ΔL 如下式：

$$\Delta L = -\frac{1}{d} \ln \left(\frac{r_2}{r_{eff}(\lambda)} \right) \quad (2-24)$$

其中的 $r_{eff}(\lambda)$ 為式(2-14)並考慮為建設性干涉的情況下有如下表示式：

$$r_{eff} = \frac{r_2 + r_g(\lambda)}{1 + r_2 r_g(\lambda)} \quad (2-25)$$

$r_g(\lambda)$ 為光柵的反射率，在不同的波長有不同的反射率：

$$r_g(\lambda) = 0, \quad \lambda \neq \lambda_g \quad (2-26)$$

$$r_g(\lambda) = r_g, \quad \lambda = \lambda_g \quad (2-27)$$

光柵耦合外腔式雷射的臨界條件如下：

$$G_{net}(I_{th}, \lambda_l) = 0 \quad (2-28)$$

$$m\lambda_l = 2nd \quad (2-29)$$

其中 λ_l 為外腔式雷射的發光波長， nd 為雷射的光學路徑， m 為正整數。因此式(2-22)

可改寫成如下：

$$G_{net}(I_{th}, \lambda_l) = g(I_{th}, \lambda_l) - \alpha_i - \frac{1}{d} \left[\ln \left(\frac{1}{r_1 r_2} \right) + \ln \left(\frac{r_2}{r_{eff}(\lambda_l)} \right) \right] \quad (2-30)$$

$$= g(I_{th}, \lambda_l) - L(\lambda_l) = 0$$

在受外部光柵反饋光的影響之下，造成雷射發光所需的增益差值 Δg 與 ΔL 有如下關係式：

$$\Delta g = -\Delta L = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{r_2}{r_{eff}(\lambda)} \right) \quad (2-31)$$

Δg 為一負值，表示在 λ_g 波長使雷射發光所需的增益值有顯著的下降，並隨著光柵角度的不同而有一個可調制的波長範圍，如圖 2-12 示意圖所示。為了示意外腔式雷射可調制的波長範圍的最大值 $\Delta\lambda_t$ ，引入拋物曲線函數來描述雷射的非飽和模態增益，如下式：

$$g(I, \lambda) = g_0(I) - \frac{1}{d} \left[\left(\frac{\lambda - \lambda_0(I)}{\Delta\lambda} \right)^2 \right] \quad (2-32)$$

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)。由(2-31)式和(2-32)式可推得 $\Delta\lambda_t$ ：

$$\Delta g = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{r_2}{r_{eff}(\lambda)} \right) = -\frac{1}{d} \left[\left(\frac{\lambda - \lambda_0(I)}{\Delta\lambda} \right)^2 \right]$$

$$\Delta\lambda_t = 2[\lambda - \lambda_0(I)] = 2 \Delta\lambda \sqrt{\ln \left(\frac{r_{eff}(\lambda)}{r_2} \right)} \quad (2-33)$$

因此可知，若半導體雷射本身所具有的 $\Delta\lambda$ 越大或是雷射鏡面 r_2 的反射率越低、或是提高等效折射率 $r_{eff}(\lambda)$ ，皆有機會使外腔式雷射的波長調制範圍更為寬廣。

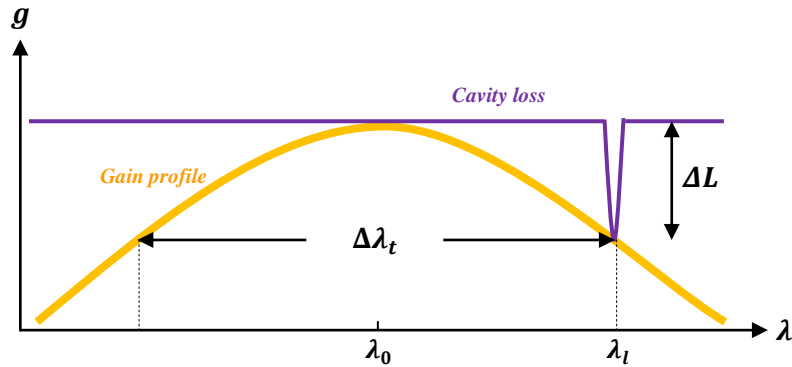


圖 2-12 光柵耦合外腔式雷射各項光學元件的淨增益曲線

第三章 實驗設計

3.1 雷射光電特性量測系統

根據不同的磊晶結構、不同的共振腔長度以及鏡面有無鍍膜，雷射光性與電性會有所不同，藉由 $L-I-V$ 量測以及光譜 (optical spectrum) 量測可到不同情況下雷射的特性，藉此判定是否適用於外腔式雷射的應用元件。

3.1.1 $L-I-V$ 量測系統

從 $L-I-V$ 量測可得到雷射的基本參數，像是臨界電流 (threshold current)、斜率效率 (slope efficiency)、導通電阻 (R_s) 及導通電壓 (turn-on voltage)。藉由量測不同的雷射共振腔長度與寬度，可分析萃取出雷射的內部損耗 (α_i)、內部量子效率 (η_i)、雷射增益 (g) 及飽和增益 (g_{th}) 等。

圖 3-1 為 $L-I-V$ 量測系統示意圖。在我們架設的系統中，雷射晶片被放置於銅座上，銅座內裝有熱敏電阻 (thermistor) 與熱電致冷器 (TE-cooler)，兩者連接至電子溫控器以達到溫度的控制。使用 Keithley2520 作為電流源供應器，透過探針將電流注入雷射晶片中，而雷射的出光則打入 Ge 偵測器收光後，將光訊號轉為電訊號回傳到儀器中，再透過 GPIB 線傳到電腦中，透過電腦得到雷射的 $L-I-V$ 圖。

3.1.2 雷射光譜 (Optical Spectrum) 量測系統

頻譜量測系統所使用的銅探針座與溫控系統同 $L-I-V$ 系統，雷射的收光部分是透過準直鏡 (collimator lens) 將光聚成理想的平行光，再透過另一非球面準直透鏡將光收集至多模態光纖 (multi-mode fiber)，再傳到 ANDO AQ-6315E 光譜分析儀 (Optical Spectrum Analyzer, OSA)，而光譜分析儀的解析度最小為 0.05 nm，可根據所需的解析度作調整。

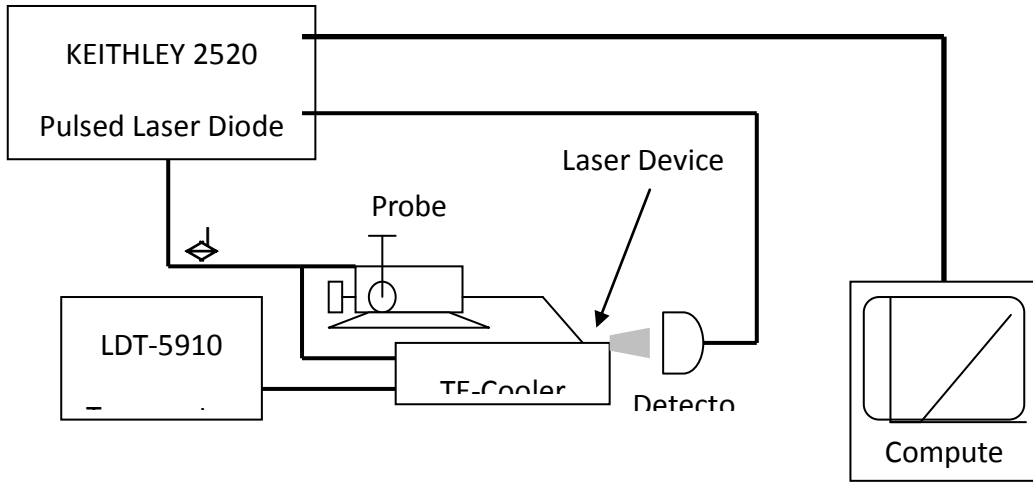


圖 3-1 $L-I-V$ 量測系統示意圖

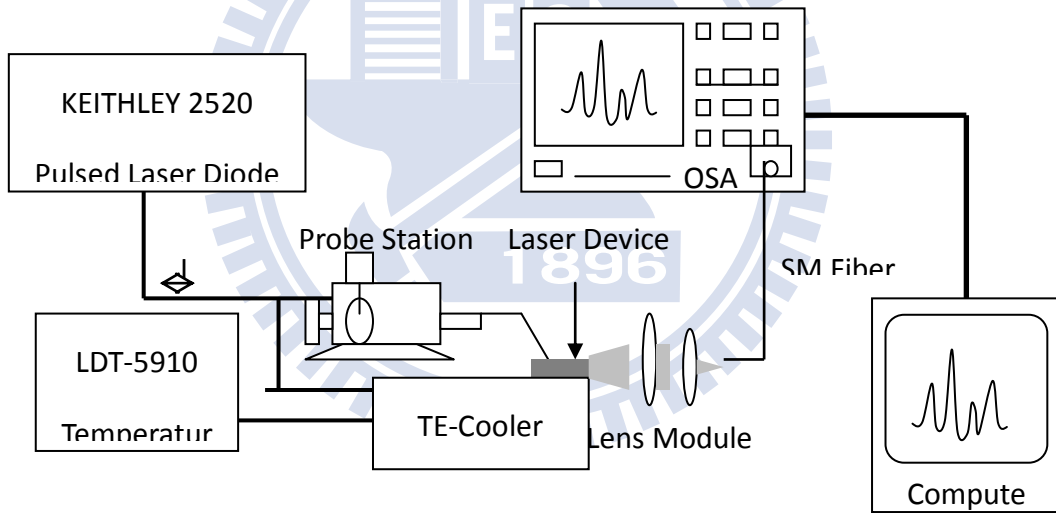


圖 3-2 光譜量測系統示意圖

3.2 外腔式雷射架構設計

實現波長可調式雷射有許多方法，像是 tunable monolithic semiconductor laser，將 DFB 或 DBR 與雷射製程整合在一起，利用控制溫度或注入電流可達到波長的調變 [17-18]；或是垂直共振腔面射型雷射(VCSEL)搭配外部反射鏡利用微機電系統 (Micro Electro Mechanical Systems, MEMS) 技術來移動鏡面而改變共振腔長度，進而調控輸出雷射的波長 [19]。此類方法雖可將各項要素緊密地整合為一個小型元件，但考慮其製程的繁複以及達到寬廣波段調制的可能性，因此我們選擇另一種方式來實現波長可調式雷射－光柵耦合外腔式雷射 (grating-coupled external cavity laser diode) [20-21]，此類架構較為簡單並且只需由幾樣簡單的光學元件或技術便可達成。

本節先分別介紹這幾項基本要素以及兩種最為熟知的光柵耦合外腔式雷射的基本架構，接著提出所設計的輸出光方向固定的波長可調外腔式雷射架構，最後簡單描述實驗方法。

3.2.1 基本要素與架構

(1) 鏡面鍍膜

為能有效的使用外腔式雷射，通常會在雷射的出光面作極低的抗反射鍍膜以提升其出光的穩定性，並可顯著地增加可調變的波長範圍與雷射的出光強度。鏡面鍍膜的好處為可保護鏡面免於氧化，避免多餘的光損耗發生在鏡面而造成能量的浪費；另外，也可藉由控制鏡面鍍膜的反射率高低來調整所需的出光量大小。

最簡單的抗反射鍍膜 (AR coating) 為單層的介電材料 (dielectric material)，而介電材料的折射率 n_1 與厚度 t_{AR} 皆要符合式 (3-1)，其中 n_0 為雷射外部介質的折射率 (通常為空氣， $n_0 = 1$)，而另一邊的介質是由有限寬度的主動區與其他材料橫向地組合而成，因此 n_m 為雷射主動區的等效折射率。

$$n_1 = \sqrt{n_0 n_m} \quad , \quad t_{AR} = \lambda / 4n_1 \quad (3-1)$$

但由於要精準地控制單層介電材料的折射率與厚度在鍍膜技術上有一定的困難度，因此可以藉由多層的介電質鍍膜(multi-layer dielectric coating)來拓寬低反射率的所涵蓋的範圍，並可同時提升鍍膜時每層介電材料所允許的誤差值。

高反射鍍膜(HR coating)是用兩種介電材料以 DBR 形式鍍成(一個 DBR pair 由兩層不同的介電材料所組合而成)。而材料的選擇也必須根據不同的使用波長去選擇，以避免材料對特定波段光的吸收而造成多餘的光損耗。而兩種材料 n_1 與 n_2 的厚必須滿足(3-2)式， t_{HR1} 和 t_{HR2} 分別為其為厚度， λ_0 為雷射的中心波長。

$$t_{HR1} = \lambda_0 / 4n_1 , \quad t_{HR2} = \lambda_0 / 4n_2 \quad (3-2)$$

而 DBR 對數越多，反射率最高可達到 99 % 以上。圖 3-3 是利用 Transfer Matrix Method 方法計算材料為 TiO_2 和 SiO_2 在不同 DBR 對數時的反射率對波長的模擬圖，中間反射率較高的部分稱之為禁止帶(stop band)，而禁止帶的中央則為中心波長 λ_0 。當兩種介電材料的折射率差異愈大，則需要較少的 DBR 對數就能達到較高的反射率，並同時有較寬廣的禁止帶；反之，若所選擇的兩種介電材料折射率較為相近，則必須較多的 DBR 對數才能達到相同的反射率。理想上會選擇折射率差異較大的兩種材料，以減少鍍膜所需的時間。

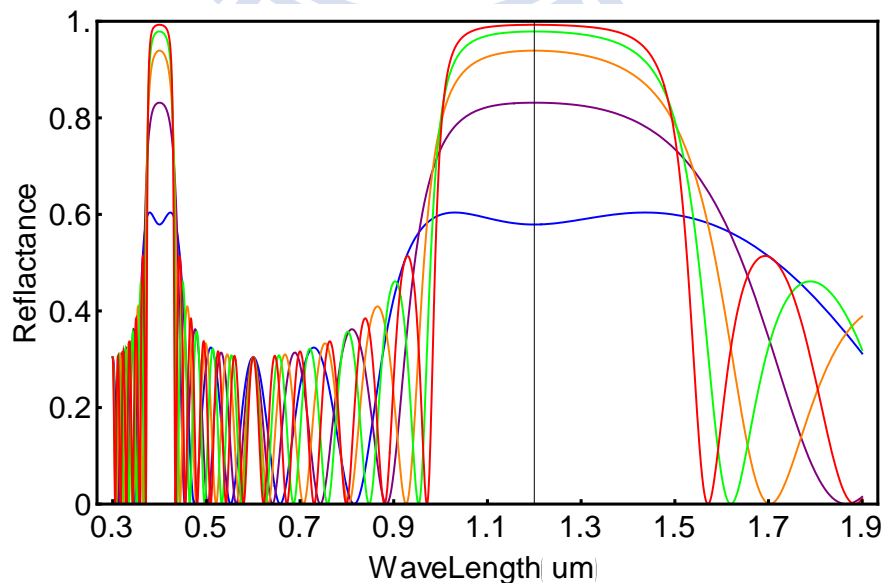


圖 3-3 材料為 TiO_2 和 SiO_2 在不同 DBR 對數時的反射頻譜圖

(2) 準直儀：非球面透鏡(Aspherical Lens)

鑑於多層堆疊量子點為主動區的邊射型(edge emitting)半導體光源其主動區通常很厚(0.3 ~ 0.5 μm)導致其本身固有的發散角很大。為了使雷射的輸出光有效的打入繞射光柵(Diffraction Grating)而不造成光源的損失，通常會選擇使用 NA (numerical aperture)較高、低波前扭曲(wavefront distortion)、沒有球面像差(spherical aberration)的非球面透鏡用來收集雷射光使之變成平行光。理想上，此非球面透鏡在兩邊表面通常會做抗反射鍍膜，讓所需波段的光能夠通過此透鏡，並且所造成的色散(scattering)必須是可被忽略的，以盡可能減少鏡面的損耗(cavity loss)。或可選擇使用透鏡組(collimating lens system) [22]，有效的控制平行光光點的大小(spot size)，再將光點打入繞射光柵，可讓輸出的單模雷射特性更好。圖 3-4 為 NA 與雷射發散角 θ 以及非球面透鏡的焦距 f 、直徑 D 的關係圖。

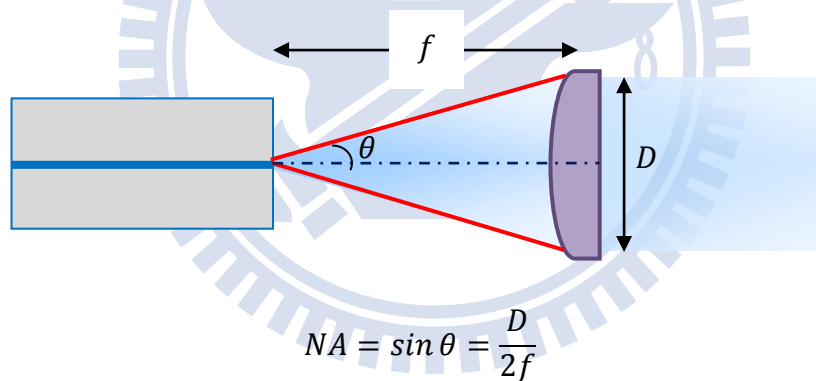


圖 3-4 NA與雷射發散角以及非球面透鏡焦距 f 、直徑 D 的關係圖

(3)外部模態選擇濾光鏡：繞射光柵(Diffraction Grating)

繞射光柵(Diffraction Grating)的組成通常為在同一折射率的材料中週期性的改變其厚度，如圖 3-5 為一光柵的橫向剖面圖，厚度改變的週期 Λ 通常稱做 groove spacing 或 grating spacing。從圖上可知，當某特定波長的光束入射到光柵上時，數個週期的條紋(groove)將光分解成一個波前，而此反射波前的角度則由建設性干涉(constructive interference)成立時所決定，也就是當每一週期性條紋所反射的光之間的光程差(path difference)為波長的整數倍時，干涉條件也就成立。而不同的光程差也造成不同角度的干涉光，因此有光繞射的階數 q (diffraction order)，下面為 grating equation：

$$q \lambda = \Lambda (\sin \alpha + \sin \beta) \quad (3.3)$$

其中 λ 為入射光的波長， α 為光束的入射角(incident angle)、 β 為反射光的繞射角(diffracted angle)，而圖上左右邊的正負號分別表示由 grating equation 計算出的角度正負值，正負角度分別表示兩相反的入射或反射方向。

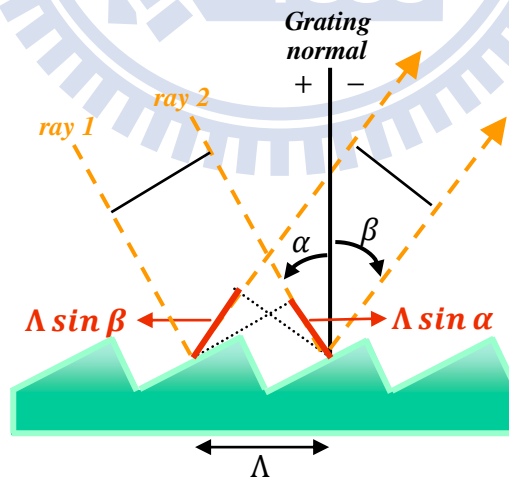


圖 3-5 繞射光柵的橫向剖面圖與波前示意圖

接著考慮在 Littrow 架構下，也就是入射角 α 與繞射角 β 角度相同時，繞射的光可以反射回原入射方向，在此情況下，grating equation 可變成如下：

$$q \lambda = 2\Lambda \sin \alpha \quad (3-4)$$

接著考慮當入射光源並非單一波長，而是由許多不同連續波長所組合而成，由 grating equation 可知，不同波長的光在相同入射角度、同樣階數 q 下的繞射角度不同，如圖 3-6，因此反射回來的繞射光也就被分散開來，隨著角度的改變存在著不同的波長，藉由將式(3-4)作微分，可得到在 Littrow 架構下的 angular dispersion \mathcal{D} ：

$$\mathcal{D} = \frac{\partial \beta}{\partial \lambda} = \frac{q}{\Lambda \cos \beta} \quad (3-5)$$

由上式發現，在相同波長 λ 下，繞射光柵將光分散開的能力大小主要是與光的入射、繞射角有關，而此角度大小與繞射階數 q 和 grating spacing Λ 有直接的關係。想要提升色散能力最直接的方法是選用繞射階數 q 較大的繞射光，但因繞射光的強度會隨著階數的增加而相對減弱很多，因此我們通常還是使用一階的繞射光，並選擇 Λ 較小、所需使用的入射繞射角角度較大的光柵。

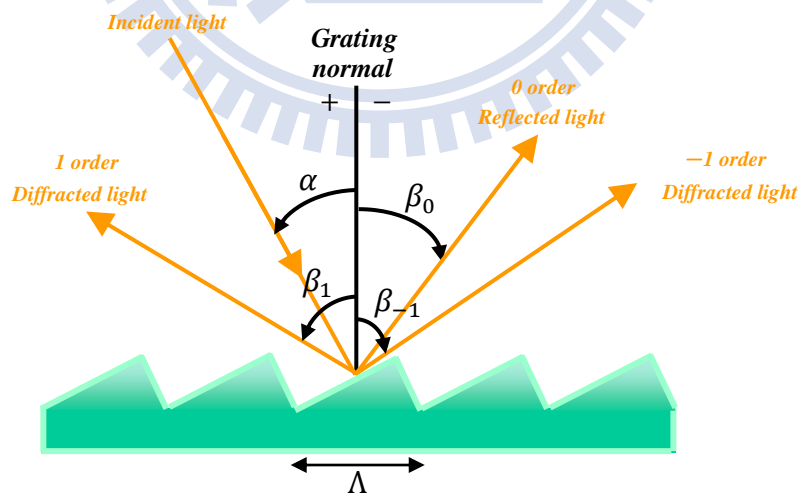


圖 3-6 繞射光柵的階數與角度示意圖

光柵耦合外腔式雷射兩大基本架構[23]

而外腔式雷射(External Cavity Laser Diode, ECLDs)根據幾何架構的不同可分為兩種類型。第一種為 Littrow 架構，藉由直接轉動光柵來控制回饋光波長而達到調變的作用，如圖 3-7 所示，此種架構較為簡單，選定好所欲使用的光柵條紋數，接著利用 grating equation 計算光柵所需擺放的角度，使雷射的一階反射光可反射回原路徑即可。第二種為 Littman 架構，如圖 3-8 所示，此種架構多一面平面反射鏡，將雷射光束打到固定不動的光柵上，使一階反射光可垂直的打到平面反射鏡，接著轉動此平面反射鏡來決定反射回光柵的波長，所以光束又再度打到光柵上反射回原入射方向。由於第一種的 Littrow 架構設計較為簡單，因此我們初步選擇設計此類架構來實驗。

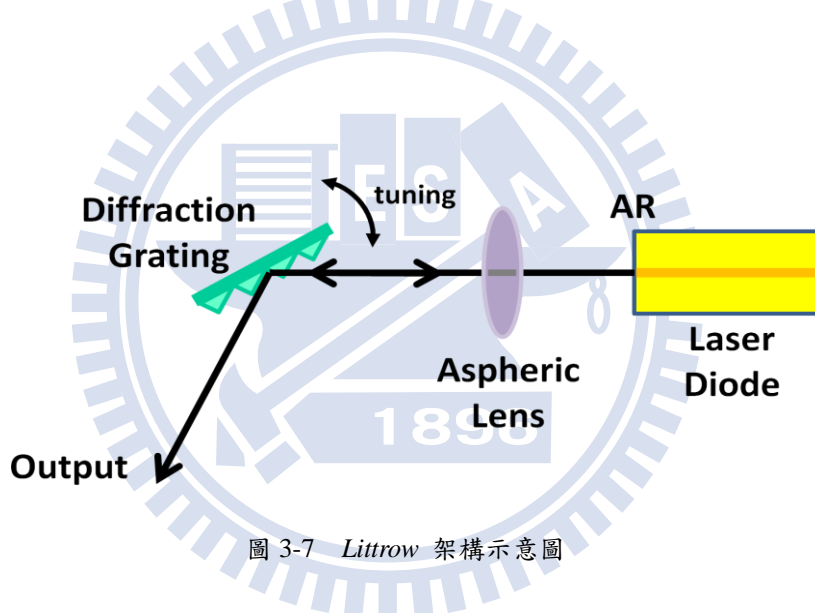


圖 3-7 Littrow 架構示意圖

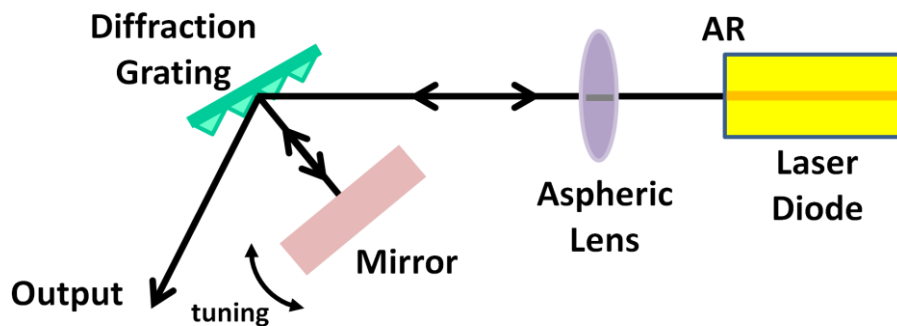


圖 3-8 Littman 架構示意圖

3.2.2 波長可調外腔式雷射架構設計

首先在雷射晶片的一端鏡面作抗反射鍍膜，以提高外腔式雷射的可調波段範圍；並在另一端作高反射的 DBR 鍍膜，可減少雷射光的損耗以降低外腔式雷射的耦合臨界電流。將雷射晶片放置於溫控銅座上，使用 Keithley2520 作為電流源供應器，透過探針將電流注入雷射晶片中。並利用三軸平儀台調整 NA 為 0.68 的非球面透鏡 (THORLABS C330TME-C) 將雷射光聚成理想的平行光束，再將光打入條紋密度為 1200 條/ mm 的繞射光柵，其反射率頻譜如圖 3-9。待調整好光柵與入射光的角度至約 50 度左右後，讓光柵的一階反射光可反饋回原雷射即形成所謂的外腔式雷射，收光部分由光柵的零階出光組成。如圖 3-10 所示為單邊出光的 Littrow 外腔式雷射架構的示意圖，由平面反射鏡反射的零階光再由另一透鏡聚光至多模態光纖(multimode fiber)，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。

本論文前後使用兩種外腔式雷射架構，分別為固定出光方向的 Littrow 單邊出光系統與 Littrow 雙邊出光系統，如下所描述。

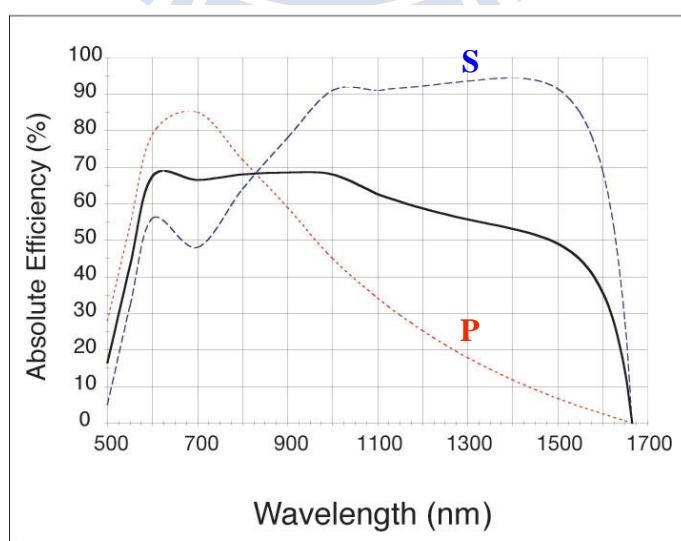


圖 3-9 表面鍍鋁、 $\theta_B = 36^\circ 52'$ 、條紋密度為 1200 條/ mm 光柵的一階繞射效率對波長的曲線圖

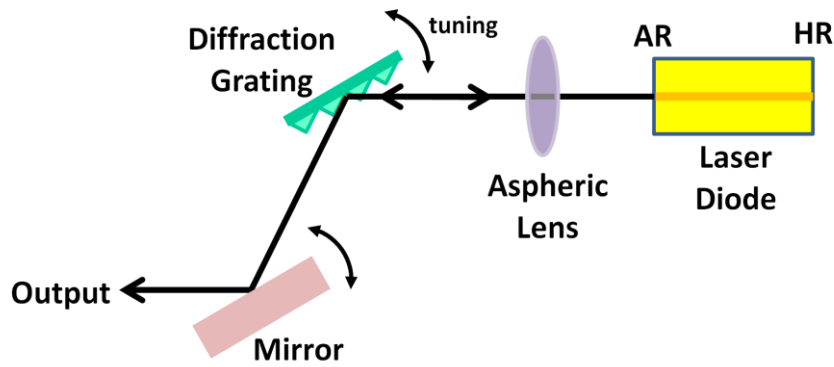


圖 3-10 單邊出光外腔式雷射架構示意圖

架構一：Littrow 單邊出光系統

由於光柵零階的出光角度會隨著光柵角度的改變而有所偏移，因此我們初步設計一個平行鋁塊以擺放光柵與反射鏡來固定出光方向[24]，如圖 3-11(1)的示意圖。圖中的紅色部分(上方鋁塊)為兩平行鋁塊所組成，一側擺放繞射光柵、另一側則擺放平面反射鏡，藉由轉動後方的螺絲起子可將鋁塊往前推進，確保繞射光柵與反射鏡以同樣角度轉動，達到繞射光柵角度的控制與固定的出光方向。而綠色部分(下方鋁塊)為一個中間被縱向切開的鋁塊，上方打牙鑽入螺絲起子，藉由螺絲的轉動將縫隙撐開以達到光柵傾斜角度的調整，實體圖如圖 3-11(2)所示。圖 3-12 的為 Littrow 單邊出光系統的外腔式雷射架構系統圖，其外部腔長約為 30 公分左右。

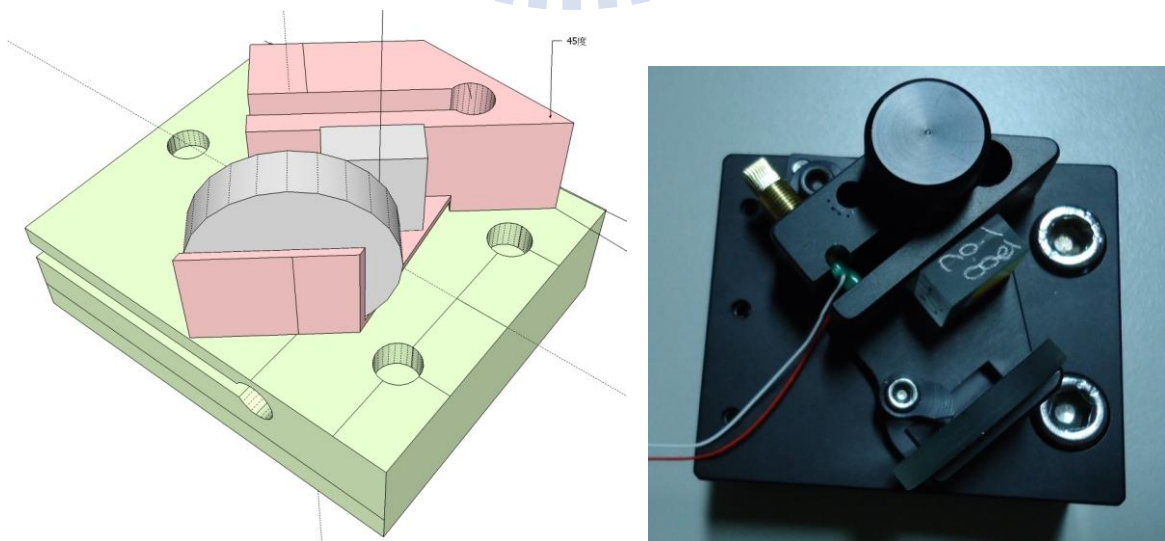


圖 3-11 (1)平行鋁塊示意圖(2)平行鋁塊實體圖

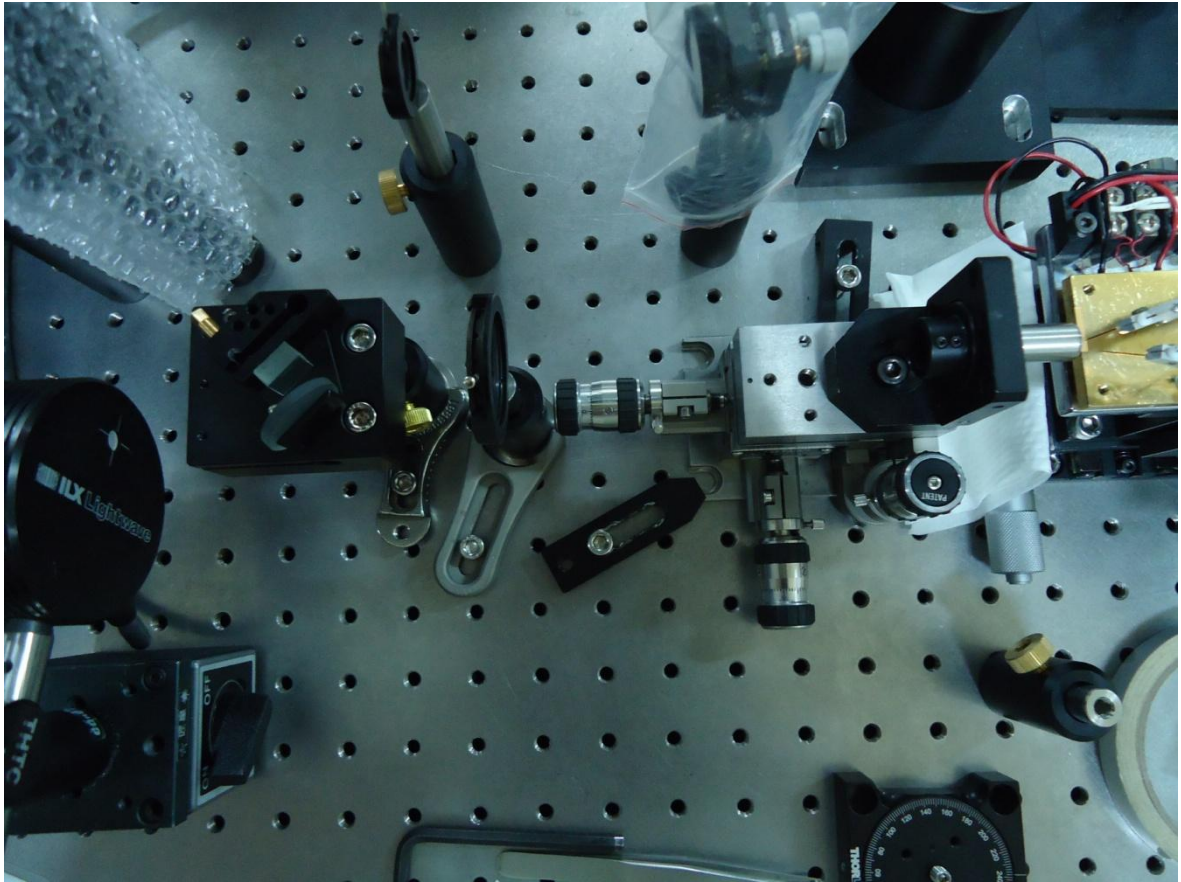


圖 3-12 架構一 Littrow 單邊出光系統外腔式雷射架構系統圖

架構二：Littrow 雙邊出光系統

鑑於單邊出光的 Littrow 外腔式雷射系統的出光僅能由光柵的零階出光組成，由於光柵的零階光與一階反射光兩者間為一相互消長的關係，因此當所使用的光柵一皆反射率較高時，相對的外腔式雷射的零階出光相對的變小很多，再加上零階出光無固定的方向等原因，因此再設計另一套雙邊出光的外腔式雷射系統以便使用。為了達到更加精準的量測結果，我們在此套系統的固定光柵的基座部分上作改良，選擇採用 NEWPORT 的 Grating Mount (DGM-1) 以確保最好的一階反饋光回到原雷射中。此系統同樣採用探針將電流注入雷射，並且為防止雷射光被長度過長的銅座底部擋住影響出光效率，而使用厚度 2 mm 的溫控銅座，如圖 3-13 所示。圖 3-14 為 Littrow 雙邊出光的外腔式雷射架構系統圖，圖中外部腔長約為 35 公分左右。

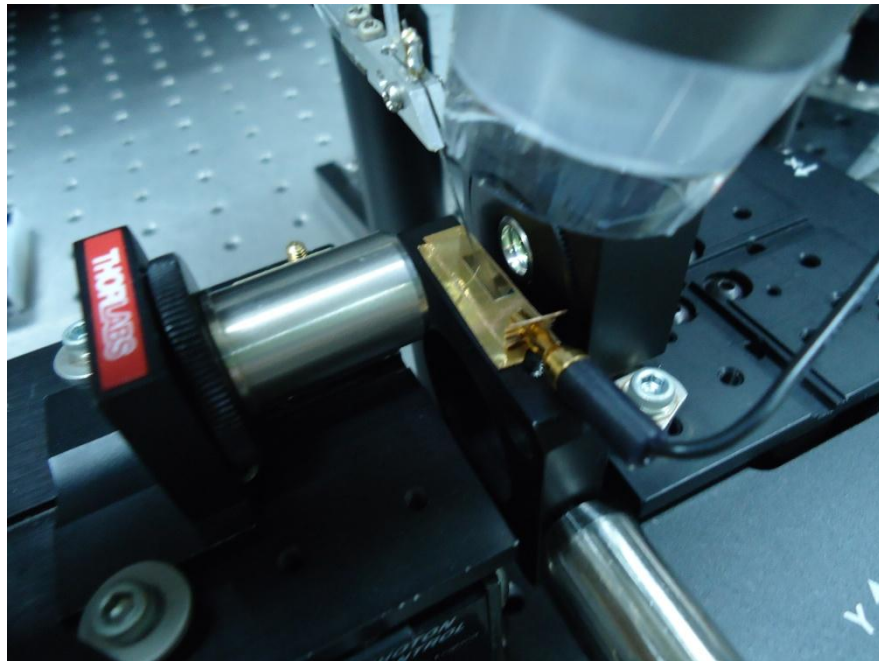


圖 3-13 厚 2 mm 的溫控銅座圖

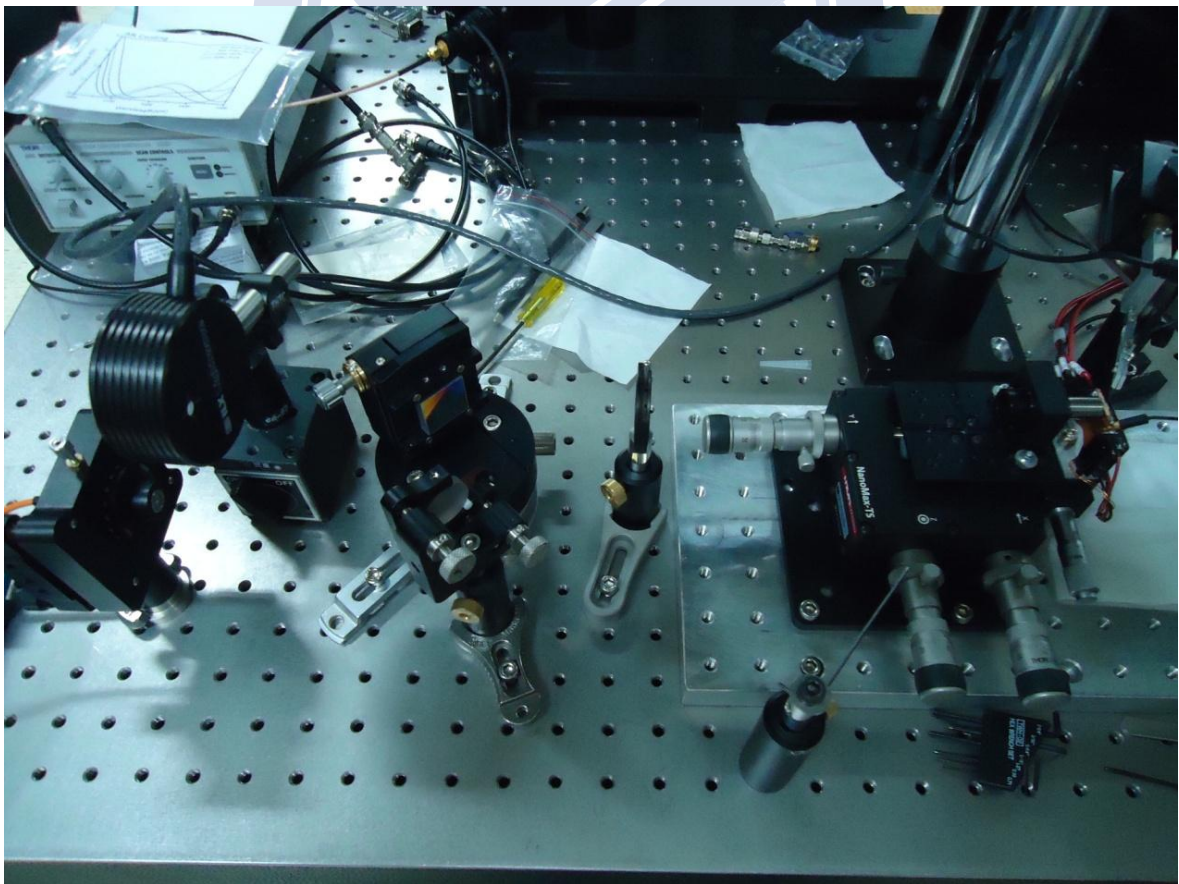


圖 3-14 架構二 Littrow 雙邊出光外腔式雷射架構系統圖

3.2.3 量測方法

首先將雷射置於溫控銅座上，保持溫度在 20°C 並注入大於原雷射的臨界電流使雷射發光，接著利用三軸制動平台調整非球面透鏡與雷射的相對位置，在遠處確認光束為平行射出並且光點的大小和形狀並未因為距離的遠近而有所改變時，即為理想的平行光束。由於實驗所使用的雷射光波段為不可見光，因此藉由 infrared viewer (FIND-R-SCOPE INFRARED VIEWER) 的輔助，可調整 iris 的位置使平行光束透過 iris 中央再打入繞射光柵，並轉動光柵的角度使雷射的光束可依原路徑反射回 iris 的中央處。由於雷射後端的高反射 DBR 鍍膜與繞射光柵的高反射率，使得外腔式雷射的耦合臨界電流低於原雷射的臨界電流，因此我們將注入電流降低於原雷射的臨界電流，將出光打入功率計 (PowerMeter) 中，並細微調整平行鋁塊的垂直角度至出光功率達到最強，此時光柵耦合外腔式雷射可穩定形成，參考圖 3-15。

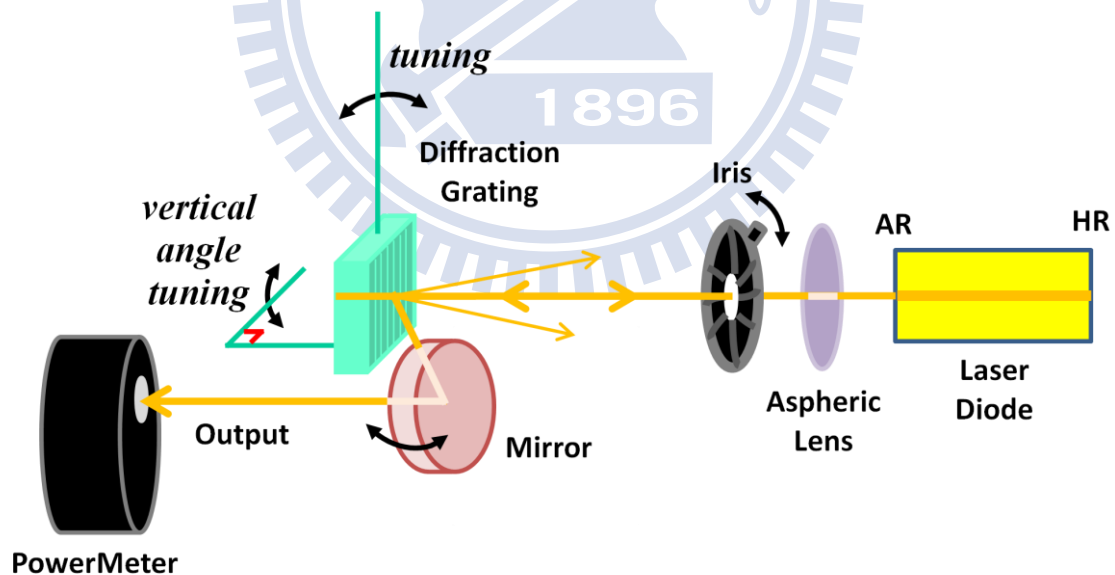


圖 3-15 外腔式雷射架構系統圖

第四章 啁啾式堆疊之量子點外腔式雷射

4.1 磊晶結構與元件製程

實驗使用的晶片是利用分子束磊晶(Molecular Beam Epitaxy, MBE)在 Si 摻雜的 $n+$ GaAs 基板上成長砷化銦(InAs)以自聚式成長(self-assembled growth)的量子點為主動區。其主動區的上下方均由厚度為 1.5 μm 的 C 摻雜與 Si 摻雜的 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 所包夾，以當作 P 型與 N 型的披覆層(cladding layer)，接著再被 20 nm 的漸變折射率(graded-index, GRIN)所包覆，最後上下兩端為重摻雜的 0.5 μm 厚的 GaAs 當作導通層(contact layer)。主動區內利用改變 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ QW 覆蓋層(capping layer)的厚度來控制對應的發光波長。為了要區隔不同層的量子點，每層間皆以 33 nm 的未摻雜 GaAs 來隔開，而厚度的選擇是以能避免掉量子點磊晶時所產生的內部應力(strain)為主。其主動區由十層量子點所組成，每層量子點皆以同樣磊晶條件生長，量子點大小約為 2.6 ML，覆蓋層(capping layer)的 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ QW 厚度分別為 1.5 nm、3 nm、4nm，分別對應到三種不同發光波段 QD_L 、 QD_M 、 QD_S 。本實驗所使用的試片的量子點堆疊數分別為 4 層、3 層、3 層，如圖 4-1 所示。

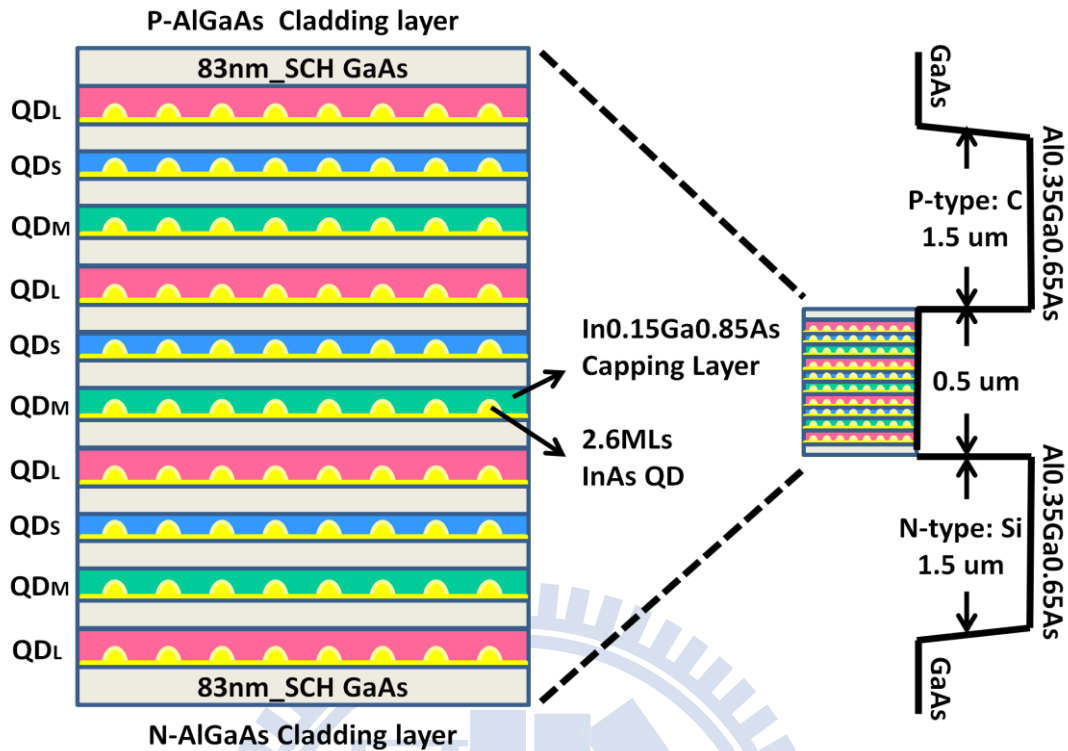


圖 4-1 啞啞式堆疊量子點磊晶結構圖與能帶示意圖

接著利用黃光微影製程在試片上製作出脊狀波導(Ridge Waveguide)雷射。首先，以第一道黃光定義出寬度 5 μm 的線寬，以光阻為光罩利用濕式蝕刻(wet etching)方式做出雷射的脊狀波導。接著利用電漿輔助化學氣相沉積(plasma-enhanced chemical-vapor deposition, PECVD)方式沉積出 SiN 當絕緣層，再泡丙酮去除掉 GaAs 表面上的光阻。然後利用第二道黃光定義出 P 型金屬區域，再用離子腔蒸鍍系統在表面鍍上金屬 Ti/Pd/Au，泡丙酮將光阻去除使電流在注入雷射時得以每次只注入獨立的一個脊狀波導。接著將晶片背面磨薄至約 100 μm ，再用離子腔蒸鍍系統在背面鍍上 N 型金屬 Ni/Ge/Au，最後快速熱退火(RTA)使金屬與 GaAs 表面形成歐姆接觸(Ohmic contact)以降低電阻。最後，在脊狀波導的垂直方向以自然劈裂的方式將晶片劈裂開來以形成雷射的鏡面(as-cleaved mirror)，隨即完成脊狀波導的邊射型雷射製成，具有電流侷限與光侷限的功能。另外，在表面作金的電鍍，使注入脊狀波導雷射的電流可均勻的擴散開來。圖 4-2 為脊狀波導雷射的 SEM 橫剖面圖，可看到利用濕式蝕刻方式定義線寬時所形成的過度蝕刻(over-etch)現象，而圖中雷射表面的球狀物

則為電鍍的金。

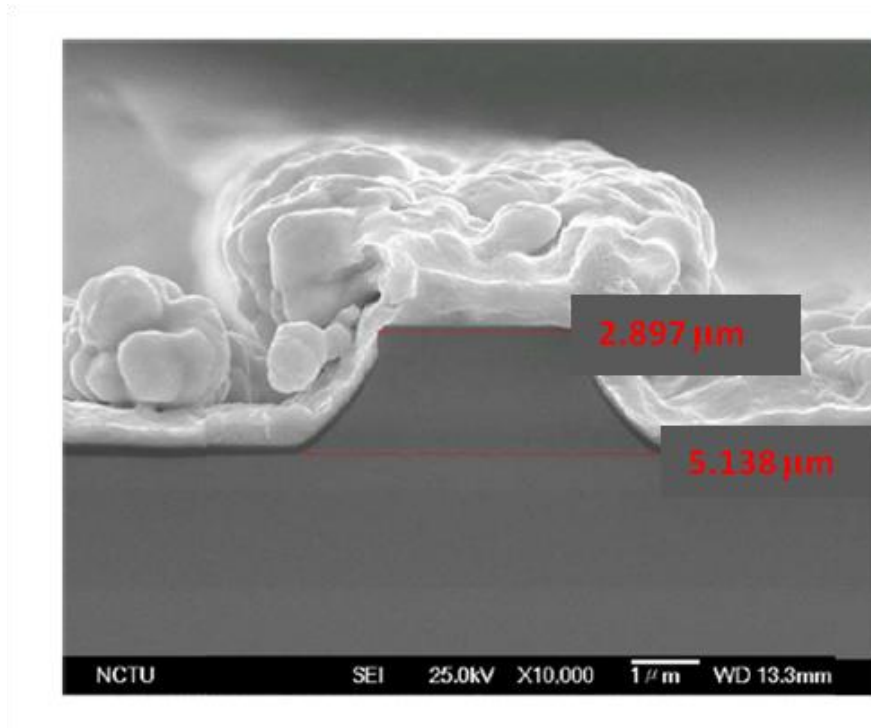


圖 4-2 實驗所用脊狀波導雷射的 SEM 剖面圖

4.2 結果與討論

我們在試片表面成長同主動層條件的量子點並未以 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ QW 覆蓋，圖 4-3 為其原子力顯微鏡(AFM)圖，結果顯示單層量子點的面密度約為 $5\text{E}10\text{ cm}^{-2}$ 。而量子點覆蓋不同 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ QW 厚度所對應的發光波長可根據室溫下由光激發光量測 (Photoluminescence, PL) 得知，如圖 4-4 所示。實驗所用的試片其 QD_L 、 QD_M 、 QD_S 的基態發光波長峰值分別約在 1262 nm、1230 nm、1199 nm 附近；而第一激發態發光波長峰值分別約在 1183 nm、1155 nm、1128 nm 附近。因此，藉由堆疊多層不同批覆層厚度的量子點來控制其發光波段[29]，同時可得到一個寬廣且足夠的增益值。

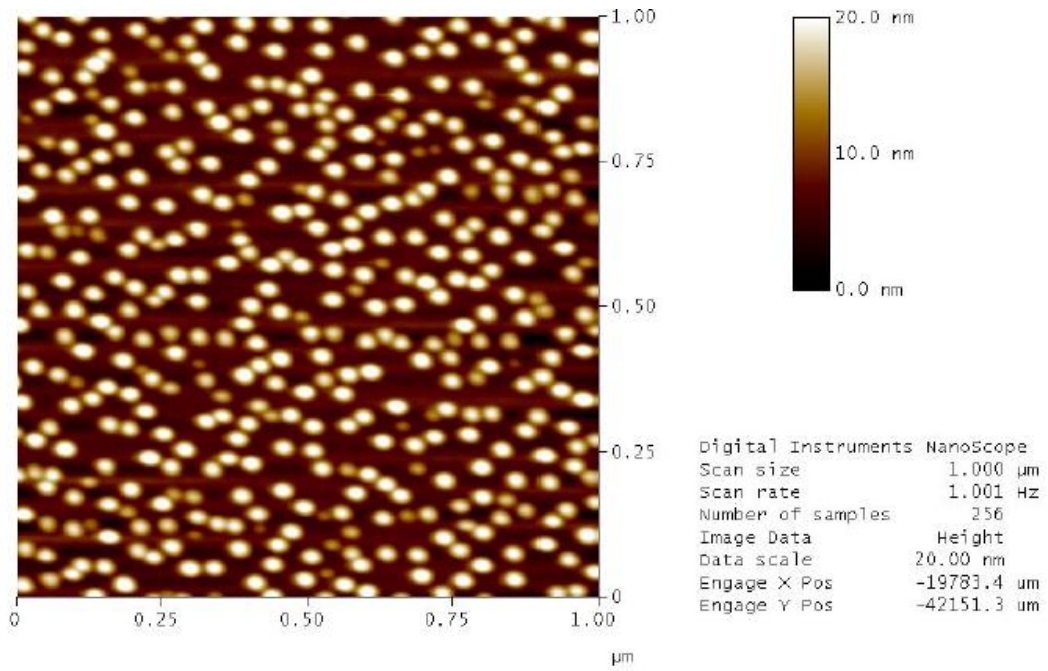


圖 4-3 試片表面量子點的 AFM 圖

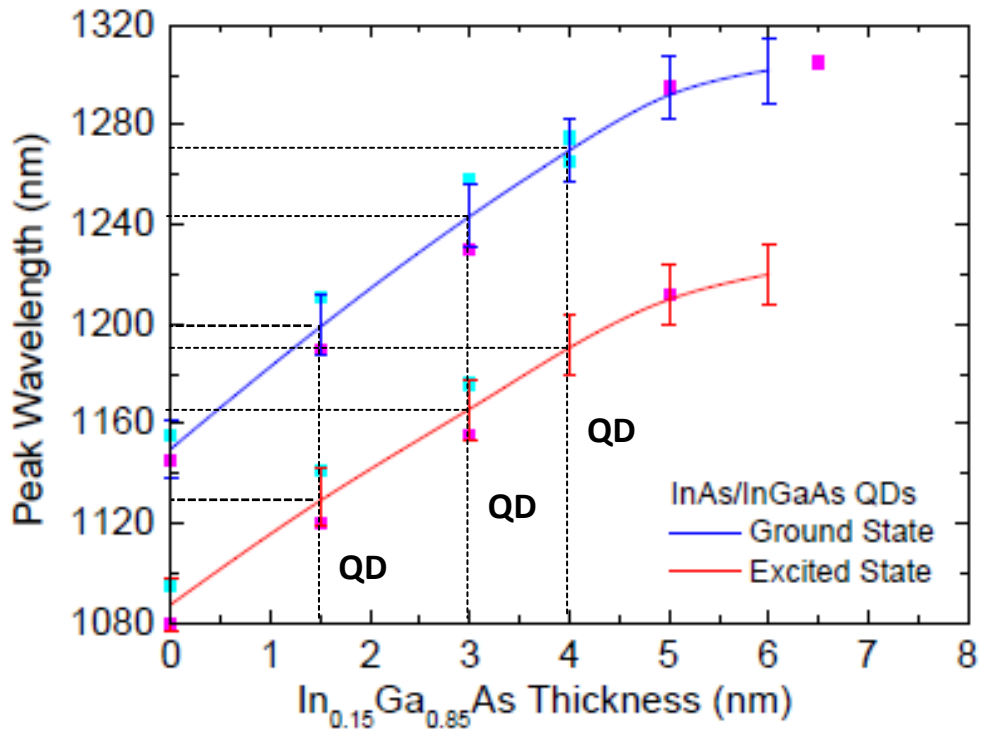


圖 4-4 不同覆蓋層 In_{0.15}Ga_{0.85}As 厚度在室溫下 PL 的基態與激發態峰值對應圖

4.2.1 雷射基本特性量測與分析

我們使用雷射脊狀波導寬度為 5 μm ，共振腔長度為 0.75 mm、1.25 mm、2 mm、2 mm、3 mm、4 mm 等五種長度，利用不同共振腔長度的各種雷射特性來萃取出試片的各項參數。如圖 4-5 所示為室溫下的 $L-I$ 曲線圖、圖 4-6 所示為各別長度的臨界電流下雷射的發光頻譜圖。發現在共振腔長大於 1.25 mm 以上其起始發光波長皆在 1255 nm 附近，只有共振腔長為 0.75 mm 時的起始發光波長落在較短波長 1185 nm 附近。將此兩種發光波長與圖 4-4 的 PL 圖比較，發現其發光大約是由 QD_L 所貢獻。腔長為 2 mm 的雷射其臨界電流約為 15 mA，相當於臨界電流密度為 $0.15 \text{ kA}/\text{cm}^2$ 。如圖 4-7 所示，將微分量子效率 (Differential Quantum Efficiency, DQE) 的倒數 $1/\eta_d$ 對雷射共振腔長 d 作圖，其中 R_1 、 R_2 表鏡面反射率約為 0.32，藉由式(4-1)可擬合近似得出雷射的內部量子效率 $\eta_i = 0.70$ 與內部損耗 $\alpha_i = 3.1 \text{ cm}^{-1}$ [5]。

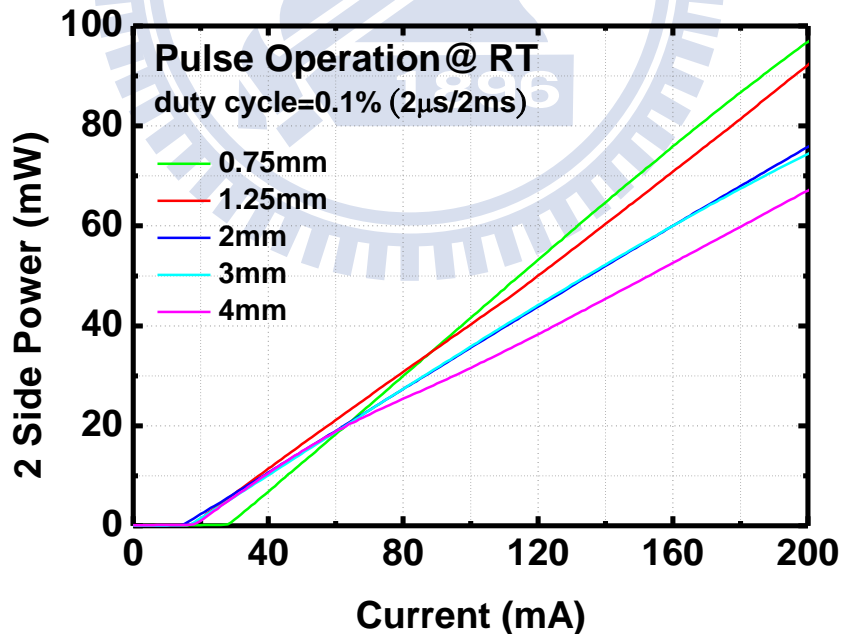


圖 4-5 室溫下量測各種共振腔長 CMQD LD 的 $L-I-V$ 特性圖

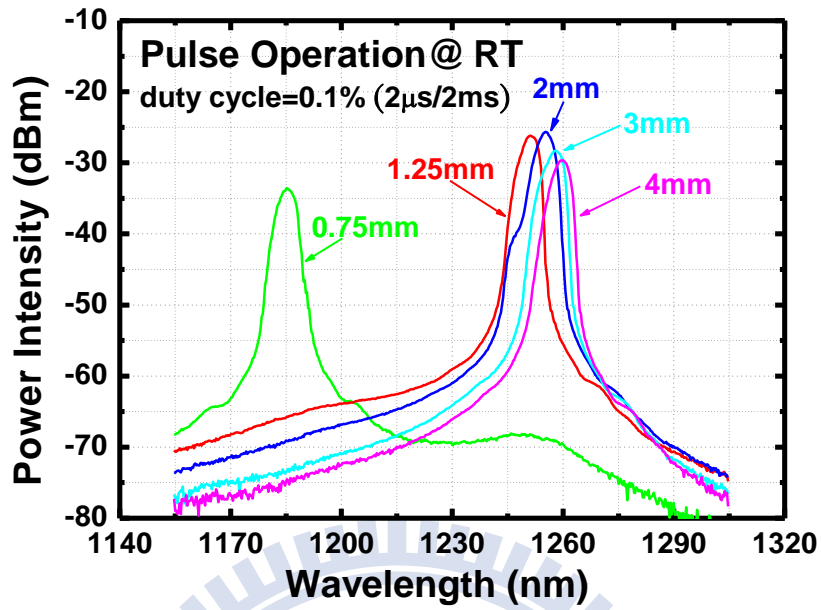


圖 4-6 室溫下量測 CMQD LD 的各種共振腔長在臨界電流附近的光譜圖

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i} \left[1 + \frac{2\alpha_i}{\ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right)} \cdot d \right] \quad (4-1)$$

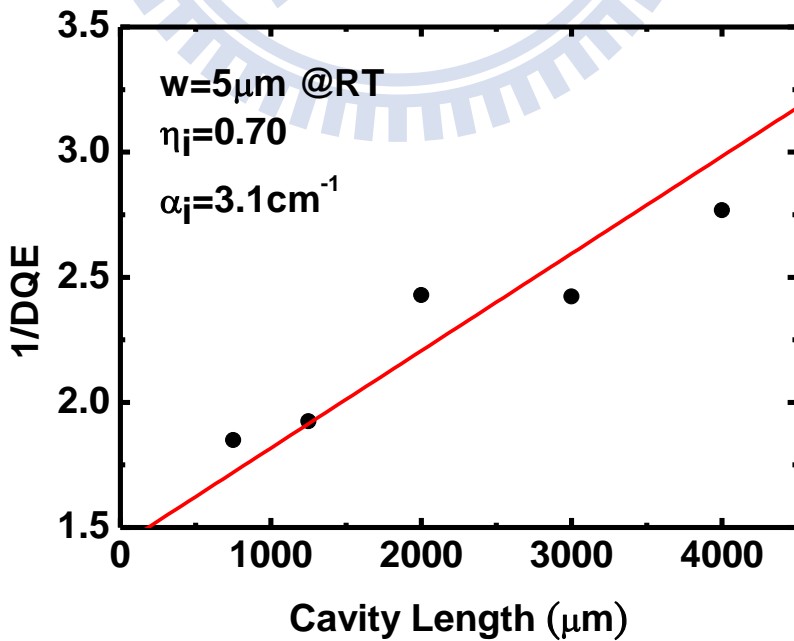


圖 4-7 CMQD LD 在不同腔長下所對應的微分量子效率圖

主動層內的模態增益(modal gain)隨著電流密度大小的變化關係為量子點雷射的一個重要特性。自聚性量子點由於受到均勻與非均勻寬化效應(homogeneous / inhomogeneous spectral broadening)影響，其模態增益值對電流注入的曲線呈現較為平緩，並且有較低的飽和增益值與較高的透明電流密度 J_{tr} 。由上段所萃取出內部損耗與(2-10)式計算可得到不同電流密度下的模態增益，再藉由 Zhukov *et al.* 所提出的經驗方程式[10]，如式 2-14。圖 4-8 為實驗計算所得的模態增益點值與對應的擬合近似(fitting curve)的飽和增益曲線以及對應的發光波長。

除了共振腔長為 0.75 mm 的發光波長落在約 1185 nm 附近外，其餘共振腔長的發光波長幾乎都在 1255 nm 左右，可視為是 QD_L 的基態發光所貢獻的，因此合理的取此四點來做曲線擬合。若將 13.6 cm^{-1} 的基態飽和增益皆歸於此 4 層的 QD_L，平均每層的基態飽和增益約為 3.4 cm^{-1} ，與理論值的 $4 \sim 6 \text{ cm}^{-1}$ 相比稍低，但由於透明電流密度值約為 $0.048 \text{ kA} / \text{cm}^2$ 也同樣較低，因此合理地推測此基態飽和增益值為可能的。而非理想因子 γ 約為 0.51，與圖中增益值隨電流提高而較緩的上升穩合，原因為當電流注入時，電子並非只被侷限在 QD_L 所形成的能帶中，而是 QD_M 與 QD_S 也同時有能力侷限住部分的電子，造成 QD_L 基態的增益值上升較為緩慢。因此，除了量子點本身受到態態均勻與非均勻變寬的影響，此種特殊長晶設計的啣啣式堆疊量子點雷射更加影響了雷射的電流與增益之間的關係。

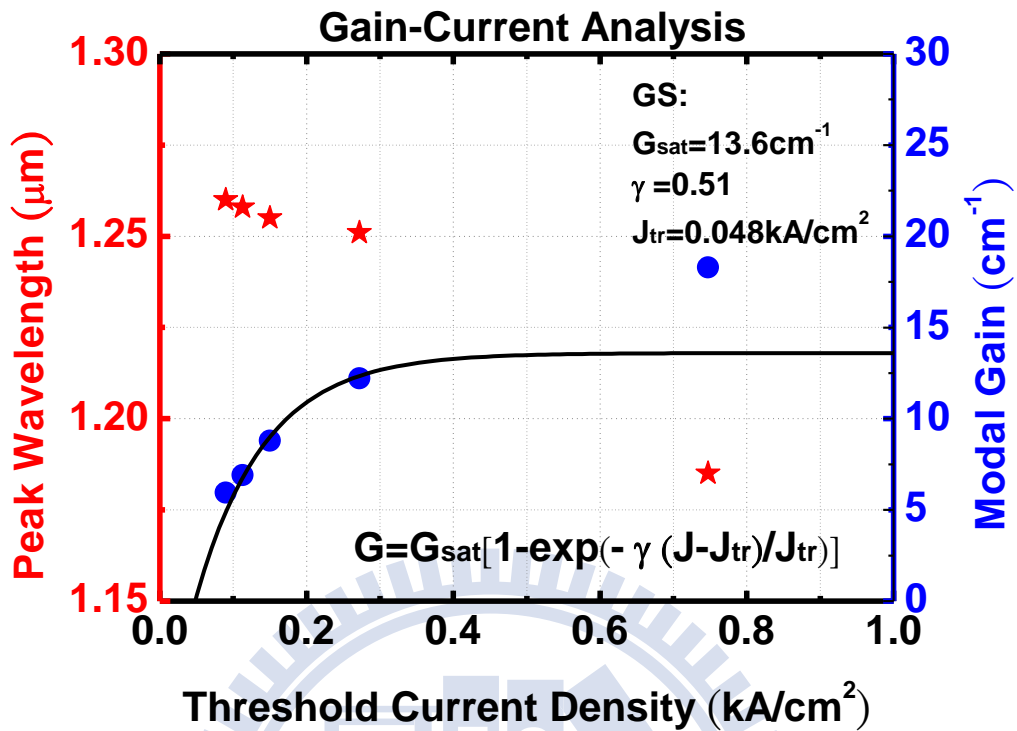


圖 4-8 CMQD LD 在不同電流密度下所對應的光模態增益值與對應的波長

4.2.2 雷射鍍膜特性量測

實驗使用共振腔長分別為 1500 μm 、2000 μm 、3000 μm ，脊狀波導寬度為 5 μm ($L = 1500 \mu\text{m}/2000 \mu\text{m}/3000 \mu\text{m}$, $W = 5 \mu\text{m}$) 的啁啾式堆疊量子點雷射。為了提高原雷射 Fabry-Perot 的臨界電流密度以期增加外腔式雷射的可調變波段範圍，因此在雷射的一端鏡面作多層抗反射鍍膜，在波長 1100 nm 至 1400 nm 範圍內其反射率皆低於 1%，如圖 4-9 所示為抗反射鍍膜的反射率頻譜圖。另一端鏡面作高反射 DBR 鍍膜，在波長 1100 nm 至 1300 nm 之間反射率皆達 95% 以上，其反射率頻如圖 4-10 所示。

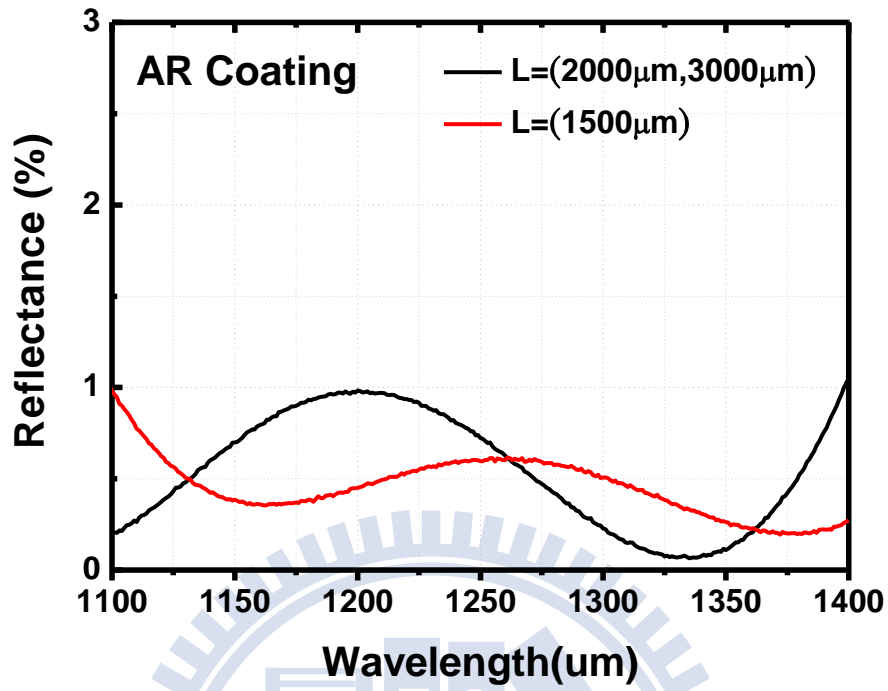


圖 4-9 多層抗反射鍍膜反射率頻譜圖

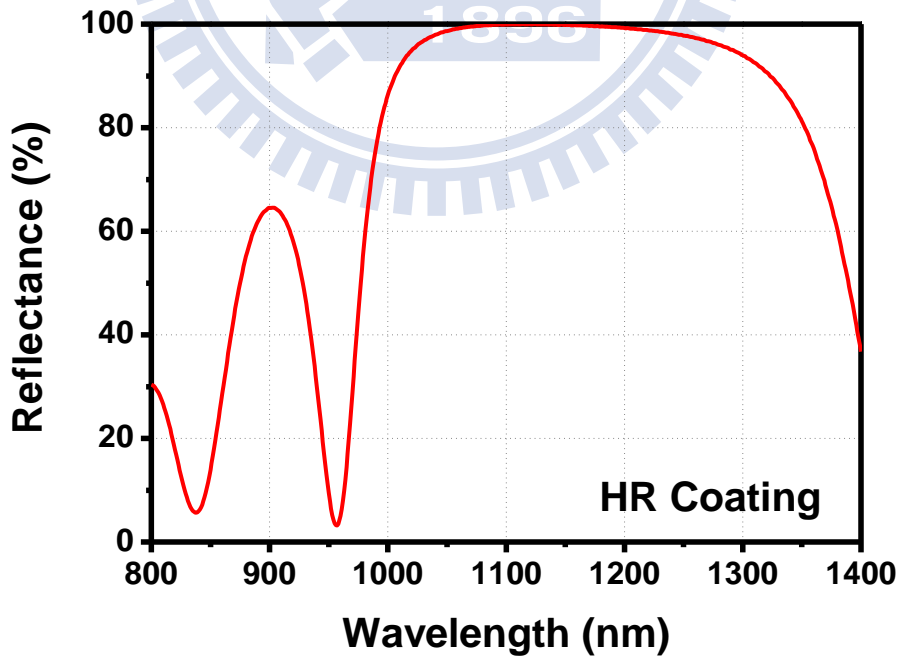


圖 4-10 高反射 DBR 鍍膜反射率頻譜圖

圖 4-11 為共振腔長為 2000 μm 的雷射分別在鍍膜前與鍍膜後 AR 端鏡面的 $L-I-V$ 曲線圖，在連續波(CW)電流操作下鍍膜前雷射的臨界電流密度約為 $0.15 \text{ kA} / \text{cm}^2$ (15 mA)，而鍍膜後雷射的臨界電流密度升高約至 $0.75 \text{ kA} / \text{cm}^2$ (75 mA)；並且斜率效率(Slope Efficiency)從約 $0.18 \text{ W} / \text{A}$ 上升至約 $0.30 \text{ W} / \text{A}$ 。圖 4-12 則為雷射在鍍膜前與鍍膜後操作在個別的臨界電流附近時，AR 端鏡面的雷射光譜圖。藉由雷射鏡面鍍膜的幫助，可提升 Fabry–Perot 雷射的臨界電流同時抑制雷射在長波段範圍的發光，如圖中可發現雷射的起始發光波段從長波的 1255 nm 跑到短波的 1180 nm，此種結果使外腔式雷射有機會往更短的波長調制而不被原雷射的長波段發光所牽制住進而導致單模態的失效。

圖 4-13 為所使用的所有共振腔長的雷射在鍍膜後 AR 端鏡面的 $L-I-V$ 曲線圖，雷射腔長為 1500 μm 、2000 μm 、3000 μm 所對應的臨界電流密度分別約為 $1.0 \text{ kA} / \text{cm}^2$ (100 mA)、 $0.75 \text{ kA} / \text{cm}^2$ (75 mA)、 $0.5 \text{ kA} / \text{cm}^2$ (50 mA)。而在臨界電流密度附近的起始發光波長除了腔長為 3000 μm 的雷射在 1255 nm 附近外，另外兩種腔長皆在 1180 nm 附近，由圖 4-4 的室溫下 PL 圖可知分別大約由 QD_L 的基態與激發態所貢獻。

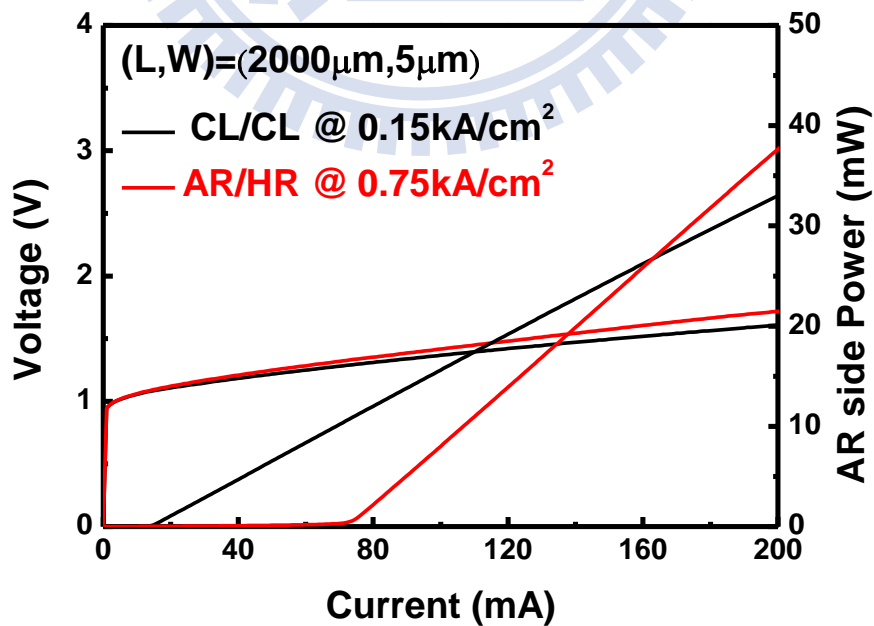


圖 4-11 (L,W)=(2000 μm ,5 μm)雷射在鍍膜前與鍍膜後 AR 端鏡面的 $L-I-V$ 曲線圖

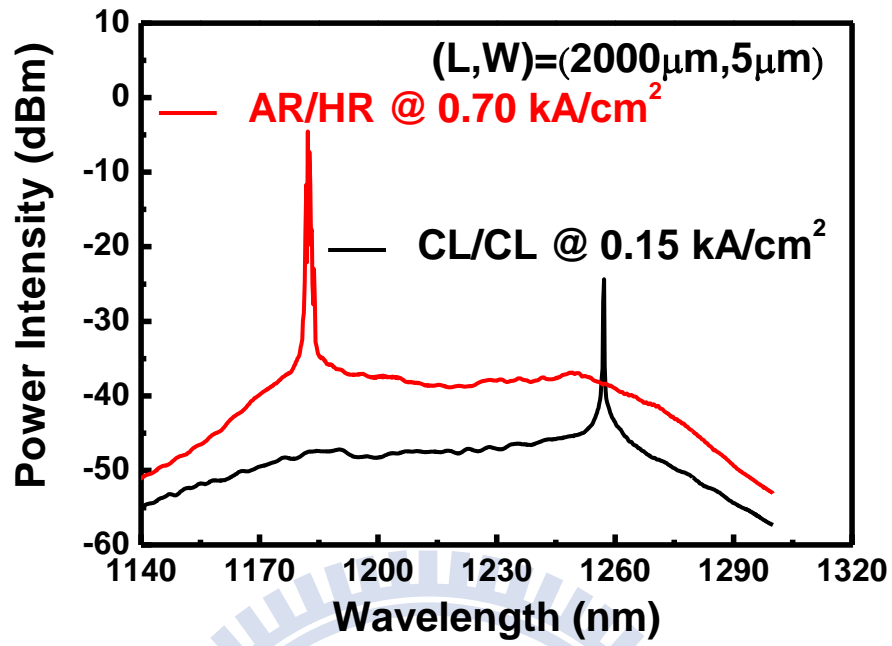


圖 4-12 $(L,W)=(2000\mu\text{m},5\mu\text{m})$ 雷射鍍膜前與鍍膜後操作在個別臨界電流時的雷射光譜圖

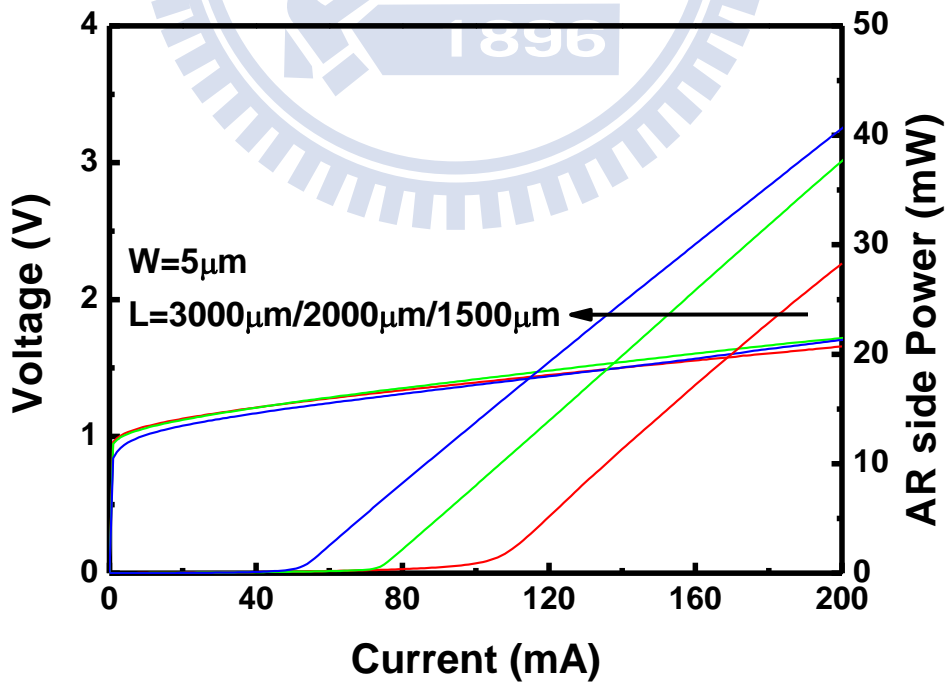


圖 4-13 $(L,W)=(1500\mu\text{m}/2000\mu\text{m}/3000\mu\text{m},5\mu\text{m})$ 雷射鍍膜後 AR 端鏡面的 $L-I-V$ 曲線圖

4.2.3 外腔式雷射特性量測

實驗利用簡單的光學元件設計出單邊出光的 Littrow 外腔式雷射架構，使用啁啾式堆疊量子點雷射 (CMQD Laser) 搭配抗反射鍍膜與高反射 DBR 鍍膜，耦合外部繞射光柵實現外腔式半導體雷射，期望達到寬廣的波長可調變波段。

不同雷射長度的外腔式雷射特性

圖 4-14 為在溫度 20 °C 下注入連續波 (CW) 電流密度為 1 kA / cm² (100 mA) 下使用啁啾式堆疊量子點雷射耦合光柵，使用光譜分析儀解析度為 0.05 nm 時所得到的不同波長外腔式雷射頻譜圖。腔長為 1500 μm、2000 μm、3000 μm 的雷射在電流 100 mA 下所能調制的波長範圍從短波至長波分別約為 1150 nm 至 1282 nm、1160 nm 至 1290 nm、1212 nm 至 1282 nm，而波長調制範圍分別約為 132 nm、130 nm、70 nm。旁模抑制比 (SMSR) 大部分皆大於 40 dB。圖中可發現當波長越往長波調制時，約在 1260nm 附近漸漸出現另一小波包，此為源自於作完表面鍍膜後雷射的 Fabry – Perot 基態發光；而當波長越往短波調制時，則約在 1180nm 出現雷射的 Fabry – Perot 第一激發態發光。因此若將外腔式雷射的波長往更短或更長的波段調制時，雷射的 Fabry – Perot 與光柵所選擇的波長之間的模態競爭 (模態競爭, mode competition) 會變強，而導致外腔式雷射的失效，也就限制住了外腔式雷射所能調制的波長範圍大小。

圖 4-15 為在溫度 20 °C 下使用各種雷射長度的外腔式雷射臨界電流密度對雷射發光波長的作圖。如圖所示，各種腔長所擁有的外腔式雷射的最低臨界電密度皆約在 0.2 kA / cm² 附近，並且其波長位置同為鏡面由自然劈裂面形成之雷射的起始發光波長 1255 nm 附近。腔長 2000 μm 在電流密度 0.9 kA / cm² 下所具有的調變範圍大約為 1160 nm 至 1290 nm，而腔長 1500 μm 的雷射在電流密度 1.2 kA / cm² 下具有從 1144 nm 至 1294 nm 的調變範圍，但兩者的曲線大致上相同。腔長 2000 μm 的雷射由於較小的鏡面損耗 (mirror loss)，因此原雷射的臨界電流密度較低，造成應用在外腔式雷射時較早的模態競爭出現，也就減少了波長可調制的範圍。而最長的 3000 μm 腔長由於其

擁有較低的 Fabry – Perot 臨界電流密度，因此隨著波長往長波和短波調變時 Fabry – Perot 雷射與外腔式雷射的模態競爭效應較早出現，導致其波長調制範圍降低至約 70 nm。

圖 4-16 為共振腔長 2000 μm 的雷射在不同外部腔長下的外腔式雷射，使用光譜儀解析度為 0.05 nm 檢視波長在 1256.5 nm 附近的線寬光譜圖。半高寬大約為 0.28 nm 至 0.46 nm，皆小於 0.5 nm。

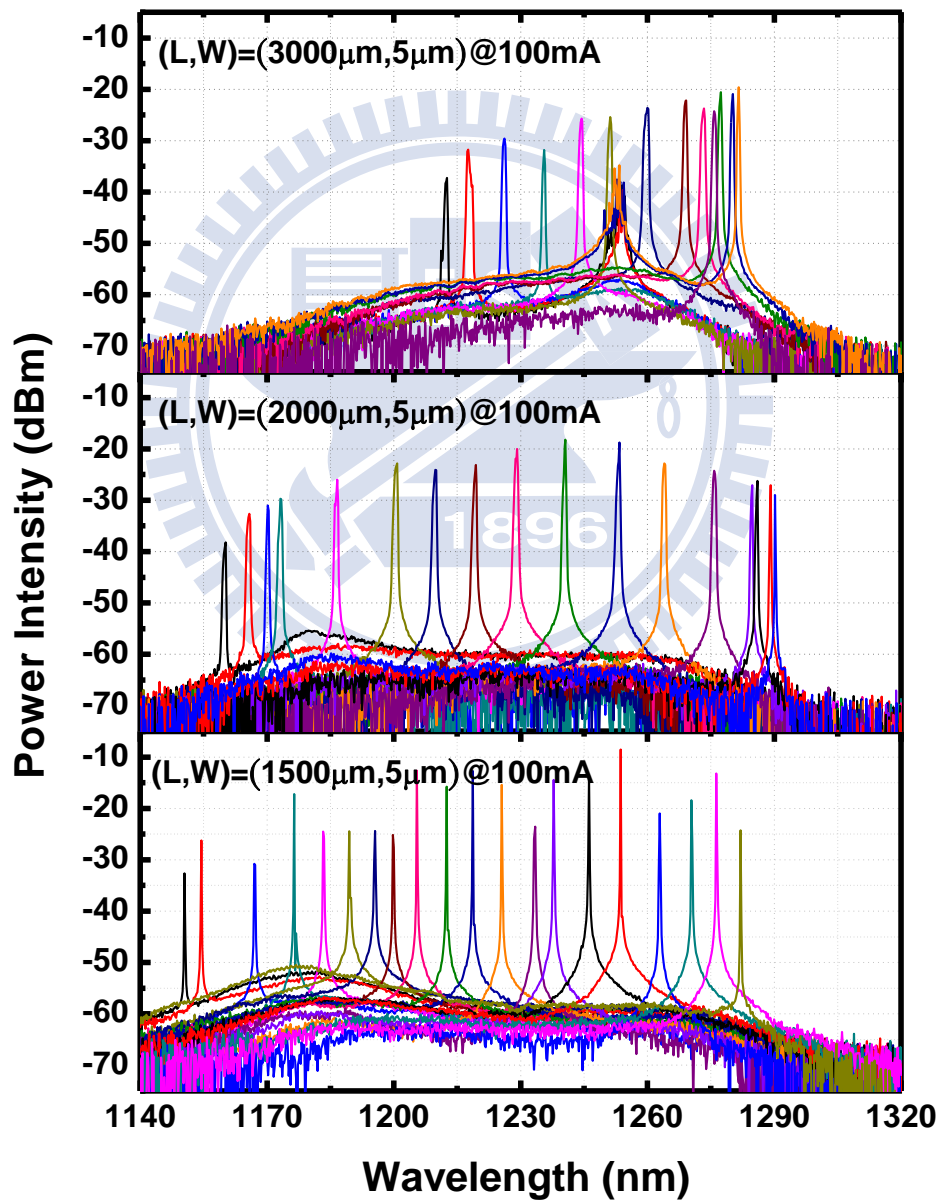


圖 4-14 使用啁啾式堆疊量子點雷射耦合光柵在 $1.0 \text{ kA} / \text{cm}^2$ 下的外腔式雷射頻譜

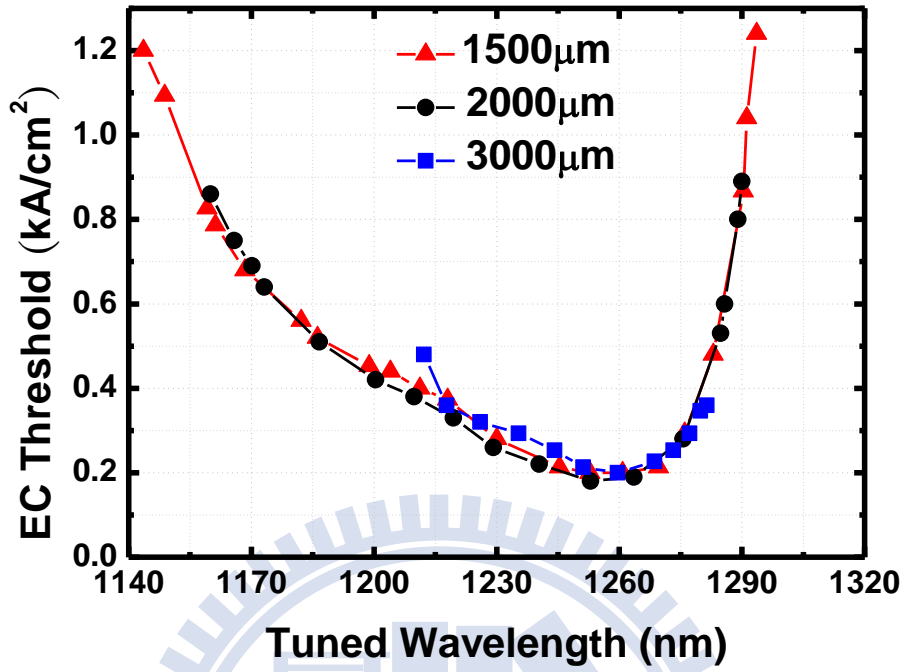


圖 4-15 不同長度雷射的外腔式雷射臨界電流密度與發光波長對應圖

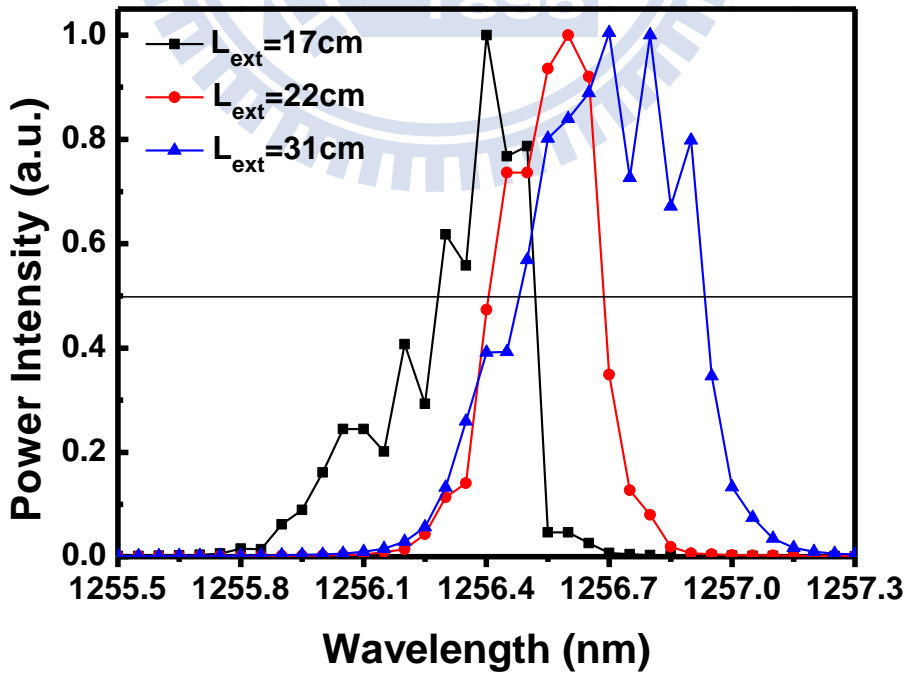


圖 4-16 $(L,W)=(2000\mu\text{m},5\mu\text{m})$ 雷射在不同外部腔長下的外腔式雷射線寬光譜圖

外腔式雷射變溫實驗

圖 4-17 為使用雷射長度為 2000 μm ，將溫度分別控制在 10 $^{\circ}\text{C}$ 、20 $^{\circ}\text{C}$ 、30 $^{\circ}\text{C}$ 的外腔式雷射臨界電流密度對雷射發光波長的作圖。發現溫度每上升 10 $^{\circ}\text{C}$ 外腔式雷射在注入電流密度為 0.9 kA/cm^2 下的可調變波段範圍往長波長移動約 6 至 7 nm，是由於溫度的上升使得能隙變小，造成雷射的增益頻譜整體往長波長移動，即所謂的紅移現象。圖 4-18 的譜線 2 為溫度 30 $^{\circ}\text{C}$ 、電流密度為 1.0 kA/cm^2 時的長波極限 1296.0 nm。為使外腔式雷射應用於損耗最小的 1.3 μm 光纖通訊波段以提高應用價值，結果如圖 4-18 的譜線 3 所示，在溫度 45 $^{\circ}\text{C}$ 、電流密度為 1.0 kA/cm^2 下波長最長可調變至約 1301.2 nm，與溫度 20 $^{\circ}\text{C}$ 時(譜線 1)的最長調變波長 1290.0nm 相比下差約 11.2 nm。

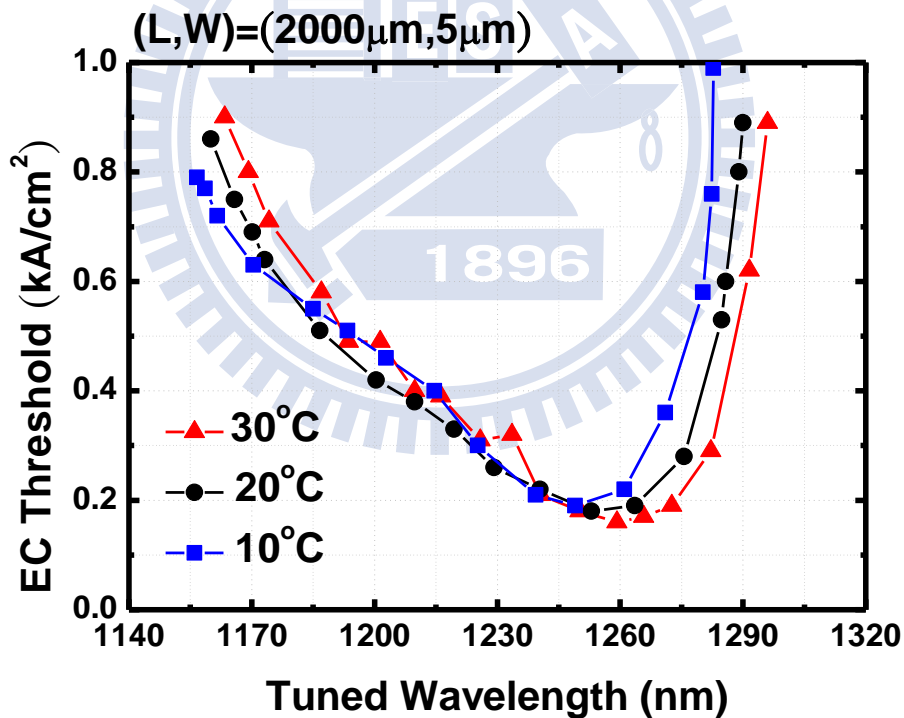


圖 4-17 (L,W)=(2000 μm ,5 μm)雷射不同溫度下的臨界電流密度對外腔式雷射發光波長對應圖

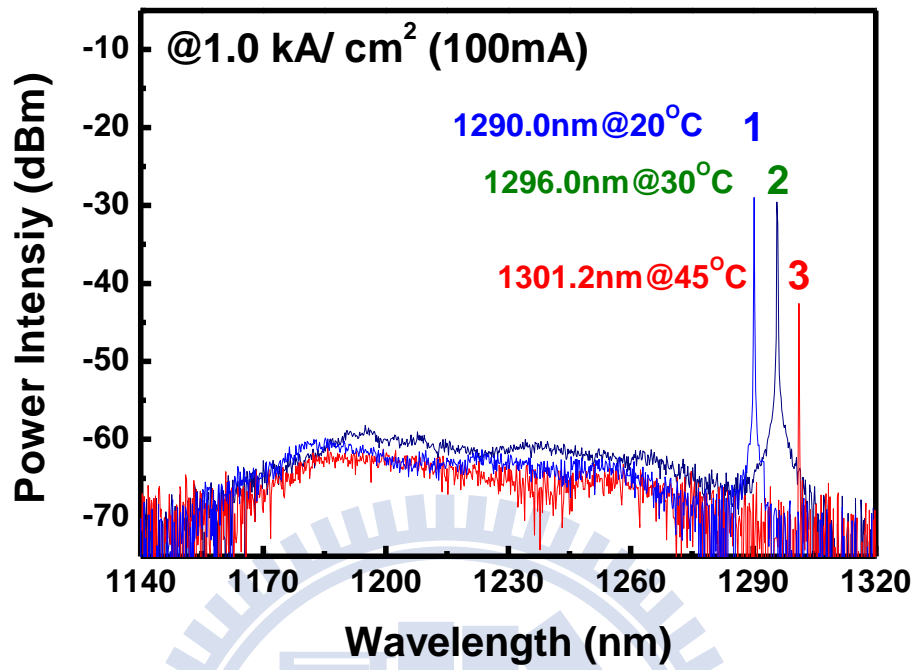


圖 4-18 (L,W)=(2000um,5um)雷射在溫度 30°C、電流 100 mA 下所能調制的長波極限

實驗結論討論與比較

圖 4-19 為近十年內發表的幾篇寬廣可調波段外腔式雷射的結果，整理其臨界電流密度在 0.9 kA/cm^2 以下的可調波段範圍[25-26,30-31]。表 4-1 為所提及到的外腔式雷射實驗所用到的雷射規格以及其實驗條件的比較表格。

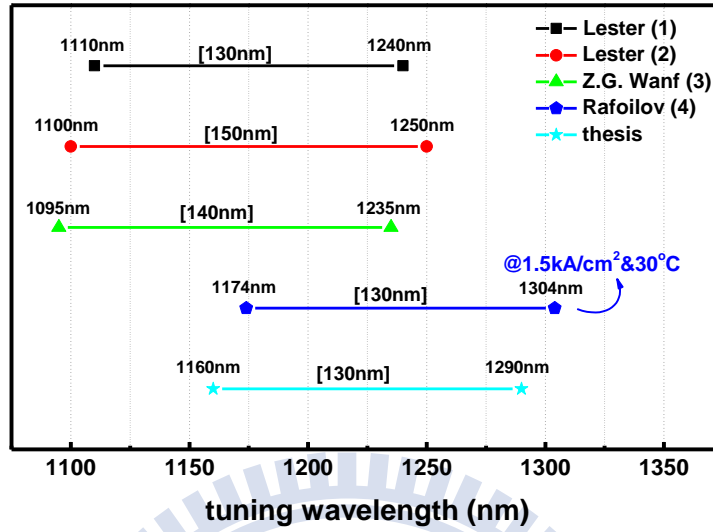
其中第一與第二篇的實驗結果，皆以單層量子點雷射作為可調式外腔雷射的光源。一般在 $1.3 \text{ }\mu\text{m}$ 波段範圍而言，藉由使用基態(ground state)與第一激發態(first excited state)通常可達到 100 nm 以上的波長調制範圍。但由於量子點本身的特性，當兩能態在轉換時需要更高的電流密度注入才能使在兩能態中間範圍之波長的增益提升至使外腔式雷射發光所需要的臨界電流密度。因此，使用以單層量子點作為主動層的雷射，其增益頻譜特性並沒有理想上來的寬廣與平坦，同時限制波長可調外腔式雷射在應用上的特性 [25-26]，如圖 4-19 的(1)(2)所示。

與第三篇的實驗結果相比，在臨界電流密度小於 0.9 kA/cm^2 下的波長可調範圍皆為 130 nm 左右，但由圖 4-15 所示，本論文擁有最低臨界電流密度約為 0.2 kA/cm^2 在波長為 1255 nm 附近，並且可調波段範圍比較下整體往長波長移動約 50 nm ，顯示擁有較低的外腔式臨界電流密度以及在較長波區的調制能力。圖中臨界電流密度隨著波長偏離 1260 nm 而逐漸地增加，此種雷射結構的實驗結果不同於使用主動層為單一類量子點的外腔式雷射特性，曲線中並沒有任何由於基態與激發態之間能態躍遷 (energy gap 或 optical gain dip) 所造成的明顯突起。原因是由於所使用的啁啾式堆疊量子點雷射利用改變披覆層量子井的厚度去控制不同層的的量子點雷射，使得雷射的發光波段可分散於各種波段，並藉由基態與激發態同時雷射，使得光增益頻譜呈現較為平緩，相對外腔式雷射臨界電流密度對應波長的曲線變得較為平緩。此種特性使得外腔式雷射的出光功率在固定的電流注入下隨著不同波長而有較為固定的大小，在應用上更為方便。

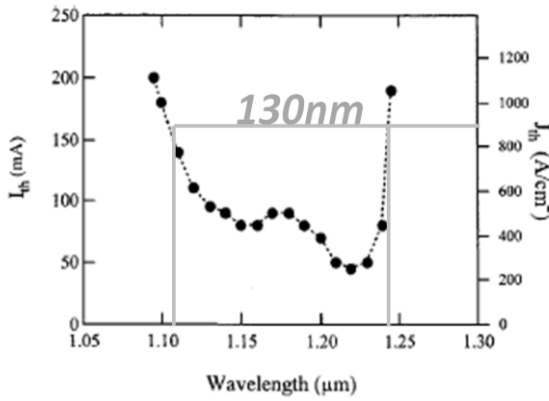
第四篇實驗結果為在電流密度 1.5 kA/cm^2 、溫度 30°C 下，擁有 1174 nm 至 1304 nm 的 130 nm 波長調變範圍。而本實驗結果僅在電流密度 0.9 kA/cm^2 、溫度 20°C 下即享有同等的波長調變範圍大小，並且在溫度由 20°C 上升至 30°C 時，波長更可從 1290

nm 調變至 1296 nm。

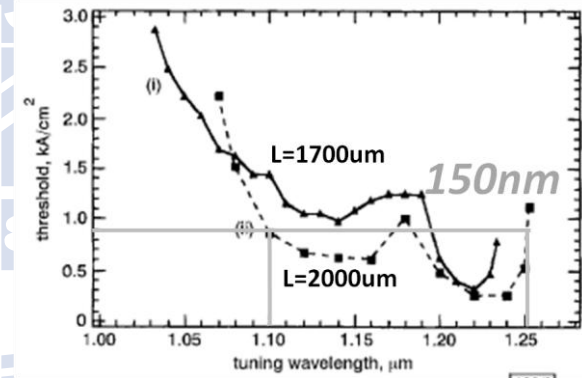
Tuning range below 0.9kA/cm^2 from paper published in recent ten years



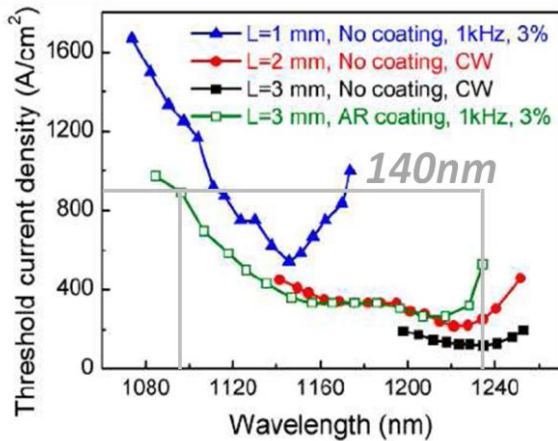
(1)



(2)



(3)



(4)

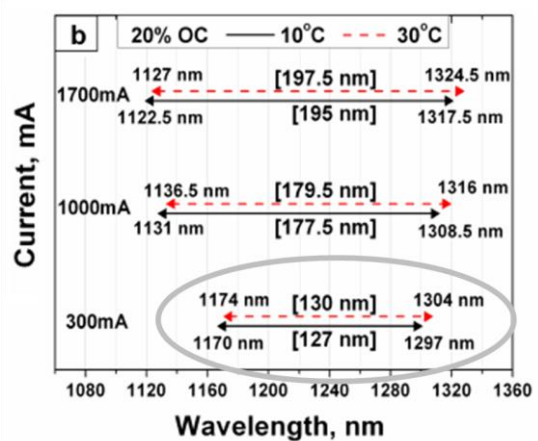


圖 4-19 近十年內發表的數篇波長可調外腔式雷射結果比較圖[25-26,30-31]

表 4-1 近十年內發表的數篇波長可調外腔式雷射比較表[25-26,30-31]

	Tuning Range (< 0.9 kA/cm ²)	(L,W)	Coating (front, rear)	Active Region
(1) Lester	1100 nm~1240 nm (130 nm)	(2000um, 9um)	(AR, as cleaved)	Single InAs QD/ InGaAs 10nm (DWELL)
(2) Lester	1100 nm~1250 nm (150 nm)	(2000um, 9um)	(AR, as cleaved)	Single InAs QD/ InGaAs 10nm (DWELL)
(3) Z.G. Wang	1095 nm~1235 nm (140 nm)	(2000um, 120um)	(AR, as cleaved)	InAs QD/ InGaAs (x5)
(4) Rafailov	1174 nm~1304 nm (130 nm) @1.5 kA/cm ² &30 °C	(4000um, 5um)	(bent 5°+AR<10 ⁻⁵ , AR <2*10 ⁻³)	InAs QD/ AlGaAs non-identical InAs QD (10 layers)
thesis	1160 nm~1290 nm (130 nm)	(2000um, 5um)	(AR, HR)	InAs QD/ InGaAs CMQD (10 layers)

第五章 總結與未來展望

5.1 結論

在本論文中，我們利用特殊設計的啣啣式堆疊量子點長晶結構($N = 10$)其三種大小量子點(QD_L 、 QD_M 、 QD_S)同時發光的特性，我們成功製作出寬廣的雷射發光波段，且 QD_L 量子點基態發光波長約在 1260 nm 附近。並藉由量測不同共振腔長雷射的基本特性萃取出內部量子效率 $\eta_i = 0.70$ 與內部損耗 $\alpha_i = 3.1 \text{ cm}^{-1}$ 。接著利用雷射鏡面的抗反射來提升原 Fabry-Perot 雷射的臨界電流密度，及高反射 DBR 鍍膜以減少由於單邊外腔式雷射出光系統其在雷射另一鏡面產生的多餘鏡面損耗，將臨界電流密度由 0.15 kA/cm^2 提升至約 0.70 kA/cm^2 ，起始發光波長從 1260 nm 移至 1180 nm。應用於外腔式雷射系統上，在 0.9 kA/cm^2 的臨界電流密度以內、溫度為 20°C 下，其波長調制可從短波的 1160 nm 到長波的 1290 nm，波長調制範圍可達 130 nm。與大部分以量子點為外腔式雷射光源的實驗結果比較下，本論文的外腔式雷射在可調制波段範圍內並無任何由於能態躍遷而造成所需的額外臨界電流，也就是較為平緩的臨界電流密度對波長的曲線圖，以並同時享有低臨界電流密度。另一特點為其波長調制範圍較接近光纖應用波段的 1.3 μm ，得以提高其應用領域。

5.2 未來展望

實驗初步選擇簡單的 Littrow 架構搭配抗反射與高反射鍍膜雷射達到以光柵零階出光的單邊外腔式雷射。但有鑑於單邊出光系統的出光效率受限於光柵反射率的選擇，因此未來可以採用單邊抗反射鍍膜的雷射或是直接採用半導體光放大器 (semiconductor optical amplifier, SOA) 來當作外腔式雷射的光源，並搭配雙邊出光的外腔式雷射系統，期望藉由適當選擇雷射腔長以得到更高的波長可調變範圍，並且能同時達到低外腔式臨界電流密度與高外腔式雷射輸出光功率的結果。另外，由於受到

雷射封裝技術的限制，本實驗初步選擇以探針將電流注入雷射並搭配溫控銅座，但此方法很可能造成實驗上的誤差，因此理想上的雷射為封裝好並且整套實驗系統可完全獨立以免於外部環境的影響而造成不必要的擾動。也可選擇使用 Littman 架構的外腔式雷射系統，或是改良外部使用的光學元件以達到窄化外腔式雷射的線寬。未來期望將光柵與共振掃描器(resonant scanner)做整合，利用光柵等速的自動化角度轉動達到等效頻寬的掃頻式量子點光源，實現可應用於光學相干斷層掃描(Optical Coherence Tomography, OCT)的光源。



參考資料

- [1] D. Mehuys, M. Mittelstein, A. Yariv, R. Sarfaty, and J. E. Ungar, "Optimized Fabry-Perot (AlGa)As quantum-well lasers tunable over 105 nm," *Electron. Lett.*, Vol. 25, pp. 143-145, 1989.
- [2] A. Lidgard, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, H. Temkin, K. W. Wecht, and N. A. Olsson, "External-cavity InGaAs/InP graded index multiquantum well laser with a 200 nm tuning range," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 56, pp. 816-817, 1990.
- [3] H. Tabucho and H. Ishikawa, "External grating tunable MQW laser with wide tuning range of 240 nm," *Electron. Lett.*, Vol. 26, pp. 742-743, 1990.
- [4] 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 μ m communication window," *Electron. Lett.*, Vol. 27, pp. 95-96, 1991.
- [5] 盧廷昌, 王興宗, "半導體雷射導論," 五南出版社, 2008.
- [6] 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.
- [7] 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, 2003.
- [8] 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, 2001.

- [9] A. Markus, J. X. Chen, O. Gauthier-Lafaye, J.G. Provost, C. Paranthoën, and A. Fiore, "Impact of intraband relaxation on the performance of a quantum-dot laser," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, Vol. 9, pp.1308-1314, 2003.
- [10] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, Egorov et al., "Photo-and electroluminescence in the 1.3- μm wavelength range from quantum-dot structures grown on GaAs substrates," *Semiconductors*, Vol. 33, pp. 153-156, 1999.
- [11] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics," John Wiley & Sons Inc, 2007.
- [12] K. Petermann, "Laser Diode Modulation and Noise," pp. 250-258, 1992.
- [13] L. Goldberg, H. F. Taylor, A. Dandridge, J. F. Weller and R. O. Miles, "Spectral characteristics of semiconductor lasers with optical feedback," *IEEE Microwave Theory and Techniques Society*, Vol. 30, pp.401-410,1982.
- [14] L. A. Coldren and S. W. Corzine, "Diode lasers and photonic integrated circuits," New York: Wiley, 1995.
- [15] L. A. Coldren, G. A. Fish, Y. Akulova, J. S. Barton, L. Johansson, and C.W. Coldren, "Tunable semiconductor Lasers: A Tutorial," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 22, pp. 193-202, 2004.
- [16] N. Gade and J. H. Osmundsen, "Gain Measurements on Semiconductor Lasers by Optical Feedback from an External Grating Cavity," *J. Quantum Electron.* , Vol. QE-19, 1983.
- [17] L. A. Coldren, "Monolithic tunable diode lasers," *IEEE J. Selected Topics on Quantum Electron.*, Vol. 6, pp. 988-999, 2000.
- [18] S. Wang, "Principles of distributed feedback and distributed Bragg reflector waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. QE-10, pp. 413, 1974.
- [19] C. J. Chang-Hasnain, "Tunable VCSEL," *IEEE J. Select. Topics on Quantum Electron.*, Vol. 6, pp. 978-987, 2000.

- [20] F. J. Duarte, "Tunable lasers handbook," Academic Press, 1996.
- [21] P. Zorabedian, "Tunable External-Cavity Semiconductor Lasers," Edited by F. J. Duarte, Eastman Kodak Company, pp. 349- 442, 1996.
- [22] Y. Yagiu, T. Kumazawa, M. Shimaoka, "New Collimating Lens System for Laser Diode Package," Electronic Components and Technology Conference, 1993.
- [23] C. Ye, "Tunable External Cavity Diode Lasers," Word Scientific, 2004.
- [24] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T.W. Hänsch, "A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics," Optics Communications, Vol. 117 , pp. 541-549, 1995.
- [25] H. Li, G. T. Liu, P. M. Varangis, T. C. Newell, A. Stintz, B. Fuchs, K. J. Malloy, L. F. Lester, "150-nm Tuning Range in a Grating-Coupled External Cavity Quantum-Dot Laser," IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 12, pp. 759-761, 2000.
- [26] P. M. Varangis, H. Li, G. T. Liu, T. C. Newell, A. Stintz, B. Fuchs, K. J. Malloy and L. F. Lester, "Low-threshold quantum dot lasers with 201 nm tuning range," Electron. Lett., Vol. 36, pp. 1544, 2000.
- [27] G. Ortner, C. Ni. Allen, C. Dion, P. Barrios, D. Poitras, D. Dalacu, G. Pakulski, J. Lapointe, P. J. Poole, W. Render, and S. Raymond, "External cavity InAs-InP quantum dot laser with a tuning range of 166 nm," Appl. Phys. Lett., Vol. 88, pp. 121119, 2006.
- [28] K. A. Fedorova, M. A. Cataluna, I. Krestnikov, D. Livshits, and E. U. Rafailov, "Broadly tunable high-power InAs/GaAs quantum-dot external cavity diode lasers," Opt. Exp., Vol. 18, pp. 19438-19443, 2010.
- [29] L.H. Li, M. Rossetti, A. Fiore, L. Occhi, C. Velez, "Wide emission spectrum from superluminescent diodes with chirped quantum dot multilayers," Electron. Lett., Vol.

41, pp. 41-43, 2005.

- [30] X. Q. Lv, P. Jin, W. Y. Wang, and Z. G. Wang, "Broadband external cavity tunable quantum dot lasers with low injection current density," *Optics Express*, Vol. 18, pp. 8916-8922, 2010.
- [31] K. A. Fedorova, M. A. Cataluna, I. Krestnikov, D. Livshits, and E. U. Rafailov, "Broadly tunable high-power InAs/GaAs quantum-dot external cavity diode lasers," *Optics Express*, Vol. 18, pp. 19438-19443, 2010.
- [32] 鄭旭傑, "雙波長切換量子點雷射," 國立交通大學電子所 碩士論文, 2007.



簡歷(Vita)

姓名：蘇倍瑩 (Bei-Ying Su)

性別：女

出生年月日：民國 76 年 04 月 24 日

籍貫：台灣省

學歷：

國立中山大學材料與光電科學學系學士(94.09~98.06)

國立交通大學電子研究所碩士班(98.09~98.11)

碩士論文題目：

以啁啾式多層堆疊量子點實現波長可調外腔式雷射

Tunable External Cavity Quantum Dot Laser with Chirped Multilayer
Structure

