


國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

碩 士 論 文

利用光柵耦合的被動鎖模量子點雷射達成在1.3
微米波段波長可調且低重複率的超短脈衝光源



Using a grating-coupled passively mode-locked
quantum-dot laser to achieve a low
repetition-rate and wavelength-tunable
ultrashort pulse source at $1.3 \mu\text{m}$ range.

研 究 生：吳芊縈

指 導 教 授：李建平 教授

中 華 民 國 一 〇 二 年 八 月

利用光柵耦合的被動鎖模量子點雷射達成在1.3
微米波段波長可調且低重複率的超短脈衝光源

**Using a grating-coupled passively mode-locked
quantum-dot laser to achieve a low
repetition-rate and wavelength-tunable
ultrashort pulse source at 1.3 μ m range.**

研 究 生：吳芊縈

Student: Qian-Ying Wu

指 導 教 授：李建平 教授

Advisor : Prof. Chien-Ping Lee



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 & 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

August 2013

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中 華 民 國 一 〇 二 年 八 月

利用光柵耦合的被動鎖模量子點雷射達成在1.3微米 波段波長可調且低重複率的超短脈衝光源

研究生：吳芊縈

指導教授：李建平 教授

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

摘要

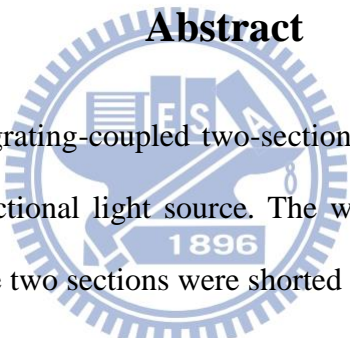
本論文利用光柵耦合的兩段式J型波導量子點雷射，作為多功能的連續波或短脈衝光源。在兩段波導皆為相同的順向偏壓操作時，其功用為波長可調的單模態連續波光源，利用光柵選擇，在1.3 μm 波段範圍成功達成140nm的連續調變範圍，其範圍涵蓋量子點基態與激發態的發光頻寬，光譜半高寬皆小於0.1nm，且具有40dB的旁模抑制比；在其中一段波導逆向偏壓作為飽和吸收體時，其為被動鎖模的脈衝雷射，其波長在基態與激發態可調變波長範圍分別為33nm與30nm，脈衝寬度在10~30ps範圍，藉由調整外部共振腔長度，其脈衝重複率可由2GHz到87.2MHz連續調變，其中87.2MHz為目前文獻上被動鎖模半導體雷射所能達到的最低頻率，有利於後續的光強度放大與生醫影像的應用。

Using a grating-coupled passively mode-locked quantum-dot laser to achieve a low repetition-rate and wavelength-tunable ultrashort pulse source at 1.3 μ m range.

Student : Qian-Ying Wu Advisor : Prof. Chien-Ping Lee

Department of Electronics Engineering, Institute of Electronics
National Chiao Tung University

Abstract



In this thesis, an external grating-coupled two-section J-shape waveguide quantum dot device was used as a multi-functional light source. The wavelength tuning range was over 140nm in 1.3 μ m range when the two sections were shorted and in the same forward bias. The lasing wavelength can be continuously tuned from the ground state to the excited state of the quantum dots, while the linewidth was smaller than 0.1 nm, and the side mode suppression ratio (SMSR) is about 40 dB. When one of the two sections was reversely biased as a saturable absorber, the laser was passively mode-locked. The tuning range of the lasing wavelength was about 33 nm and 30 nm for the ground state and the excited state, respectively. The pulsewidth depended on the injection current and the absorber bias and was varied from 10 ps to 30 ps. With changing the length of the external cavity, the repetition rate was continuously tuned from 2 GHz to 87.2 MHz. To the best of our knowledge, the repetition rate of 87.2 MHz was the lowest frequency achieved to date for any passively mode-locked semiconductor laser, which can make major contribution to medical and bio-imaging applications.

目錄

第 1 章 簡介	1
第 2 章 半導體雷射基本原理	3
2.1 雷射基本原理	3
2.1.1 臨界條件 (gain & feedback)	3
2.1.2 雷射縱模	4
2.1.3 增益係數	5
2.2 半導體量子點	8
2.2.1 理想量子系統	8
2.2.2 量子點材料與成長	10
2.2.3 量子點能階結構	10
2.2.4 量子點雷射的優點與特性	12
第 3 章 外腔式雷射與鎖模量子點雷射原理	15
3.1 波長可調外腔式雷射原理	15
3.1.1 雙共振腔模型的振幅與相位臨界條件	15
3.1.1.1 振幅的臨界條件	15
3.1.1.2 相位的臨界條件	18
3.1.2 繞射光柵耦合之臨界增益變化	19
3.2 被動式鎖模量子點雷射原理	21
3.2.1 被動式鎖模的基本原理	22
3.2.2 被動式鎖模量子點雷射	24
3.2.2.1 低臨界電流	24
3.2.2.2 低吸收飽和能量	24
3.2.2.3 高增益頻寬	24

3.2.2.4 極短的載子生命期	25
3.2.3 鎖模脈衝寬度量測原理	26
第 4 章 實驗設計與實驗架構	29
4.1 量子點雷射結構	29
4.2 抗反射鍍膜	30
4.2.1 抗反射鍍膜的設計	31
4.2.2 抗反射鍍膜的製作	34
4.2.3 抗反射鍍膜的量測	37
4.3 外腔式雷射架構	38
4.3.1 基本要素與架構	38
4.3.1.1 傾斜波導與鏡面鍍膜	38
4.3.1.2 非球面透鏡	38
4.3.1.3 外部模態選擇濾光鏡：繞射光柵	39
4.3.2 波長可調外腔式雷射架構設計	40
4.3.2.1 Littrow	40
4.3.2.2 Littman	41
4.4 雷射光電特性量測系統	44
4.4.1 基本量測平台架構	44
4.4.2 自相關儀量測平台架構	45
第 5 章 波長可調外腔式量子點雷射	47
5.1 簡介	47
5.2 實驗樣品與實驗架構	49
5.3 波長可調外腔式量子點雷射結果與討論	50
5.4 結論	54
第 6 章 被動鎖模量子點外腔式雷射	55

6.1 簡介	55
6.2 被動鎖模外腔式雷射可調變波長之特性	57
6.2.1 被動鎖模外腔式雷射基態發光之特性量測	57
6.2.2 被動鎖模外腔式雷射可調變的波長範圍之特性量測	59
6.2.3 逆向偏壓對鎖模脈衝的影響	63
6.2.3.1 逆向偏壓對基態發光鎖模脈衝的影響	63
6.2.3.2 逆向偏壓對激發態發光鎖模脈衝的影響	64
6.2.4 增益電流對鎖模脈衝的影響	66
6.2.4.1 增益電流對基態發光鎖模脈衝的影響	66
6.2.4.2 增益電流對激發態發光鎖模脈衝的影響	67
6.2.5 被動鎖模外腔式雷射其基態與激發態發光之特性比較	69
6.3 被動鎖模外腔式雷射可調變重複率之特性	70
6.3.1 被動鎖模外腔式雷射可調變的重複率範圍之特性量測	70
6.3.2 被動鎖模外腔式雷射可調變最低重複率(87.2MHz)之特性量測	72
6.4 結論	73
第 7 章 總結與未來展望	74
7.1 總結	74
7.2 未來展望	74
參考文獻	76

表目錄

表 3-1 常用的三種脈衝形狀與其相關資料.....	28
表 4-1 不同數值孔徑的非球面透鏡之比較.....	39
表 5-1 近幾年發表之論文比較表.....	48
表 5-2 樣品 Lm4917 與 Rn913 之比較表.....	49

圖目錄

圖 2-1 Fabry-Perot 共振腔示意圖.....	3
圖 2-2 簡單的原子二能階系統交互作用.....	5
圖 2-3 費米能階(Fermi level)與準費米能階(quasi Fermi level).....	7
圖 2-4 各種理想量子系統所對應的能態分佈.....	8
圖 2-5 量子點 PL 強度與能量作圖.....	11
圖 2-6 量子點系統的量子點大小分佈與其能階密度概要圖.....	12
圖 2-7 半導體雷射電流密度對光增益作圖.....	14
圖 3-1 雙共振腔模型.....	16
圖 3-2 弱反饋光存在時的耦合臨界增益 g_c (當 $\tau_{ext} < \tau_d$).....	16
圖 3-3 耦合臨界增益 g_c 與半導體雷射的增益曲線 g 的關係圖.....	17
圖 3-4 不同反饋係數 C 時的 $\Delta\phi_d$ 與光頻率 ν 的關係圖.....	18
圖 3-5 光柵耦合外腔式雷射各項光學元件的淨增益曲線.....	20
圖 3-6 由 N 個模態的相位所形成的鎖模脈衝與其時間的關係圖.....	23
圖 3-7 Pump-probe 量測下的量子點波導元件的載子生命期.....	26
圖 3-8 強度型自相關器架構概要圖.....	27
圖 3-9 原始脈衝與其經過二階諧波轉換器的訊號的形狀與半高寬.....	28
圖 4-1 量子點雷射晶圓(Lm4917)剖面結構示意圖.....	29
圖 4-2 經平坦化後的脊狀波導鏡面端示意圖.....	30

圖 4-3 共振腔受到原雷射共振腔的影響.....	30
圖 4-4 橢圓測厚儀構造圖.....	32
圖 4-5 橢圓儀所量測不同波長的參數 Ψ 和 Δ (a) SiO_2 (b) TiO_2	32
圖 4-6 橢圓儀所量測不同波長的折射率 (a) SiO_2 (b) TiO_2	32
圖 4-7 不同波長與反射率的對應圖.....	33
圖 4-8 雙層抗反射鍍膜反射率頻譜圖.....	37
圖 4-9 $(L,W)=(2500\mu\text{m},5\mu\text{m})$ 雷射在鍍膜前後 AR 端鏡面的 L-I 曲線圖.....	37
圖 4-10 繞射光柵的橫向剖面圖.....	39
圖 4-11 Littrow 架構示意圖.....	41
圖 4-12 Littman 架構示意圖.....	41
圖 4-13 雙邊出光的外腔式雷射架構.....	42
圖 4-14 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.....	43
圖 4-15 雙邊出光的實際架構圖.....	43
圖 4-16 量測鎖模脈衝光譜與 RF 頻譜之實驗架構.....	45
圖 4-17 脈衝時間寬量測架構圖.....	46
圖 5-1 近幾年發表論文之波長可調其臨界電流與波長對應圖.....	49
圖 5-2 使用量子點雷射(Lm4917)耦合光柵的外腔式雷射頻譜圖.....	51
圖 5-3 量子點雷射(Lm4917)的外腔式雷射臨界電流與發光波長對應圖.....	51
圖 5-4 量子點雷射(Lm4917)的外腔式雷射在基態發光(1270nm)下光譜圖.....	52
圖 5-5 量子點雷射(Lm4917)的外腔式雷射在激發態發光(1190nm)下光譜圖.....	52
圖 5-6 使用量子點雷射(Rn913)耦合光柵的外腔式雷射頻譜圖.....	53
圖 5-7 量子點雷射(Rn913)的外腔式雷射臨界電流與發光波長對應圖.....	54
圖 6-1 近幾年發表論文之波長可調對應圖.....	56
圖 6-2 重複率可調變之變化圖.....	56
圖 6-3 使用被動鎖模量子點雷射並用光譜分析儀與自相關儀量測.....	58
圖 6-4 使用被動鎖模量子點雷射耦合光柵的外腔式雷射頻譜圖.....	59

圖 6-5 使用被動鎖模量子點雷射耦合光柵的外腔式 RF 頻譜圖	60
圖 6-6 被動鎖模外腔式雷射的光譜半高寬與發光波長對應圖	61
圖 6-7 被動鎖模外腔式雷射的脈衝寬度與發光波長對應圖	62
圖 6-8 被動鎖模外腔式雷射的 TBP 與發光波長對應圖	62
圖 6-9 逆向偏壓對基態發光鎖模脈衝的影響	64
圖 6-10 逆向偏壓對激發態發光鎖模脈衝的影響	65
圖 6-11 增益電流對基態發光鎖模脈衝的影響	67
圖 6-12 增益電流對激發態發光鎖模脈衝的影響	68
圖 6-13 基態與激發態的最窄脈衝寬度之比較圖	69
圖 6-14 被動鎖模外腔式雷射可調變的重複率範圍之特性量測	70
圖 6-15 被動鎖模外腔式雷射可調變的重複率小範圍之特性量測	71
圖 6-16 被動鎖模外腔式雷射可調變最低重複率(87.2MHz)之特性量測	72



第1章 簡介

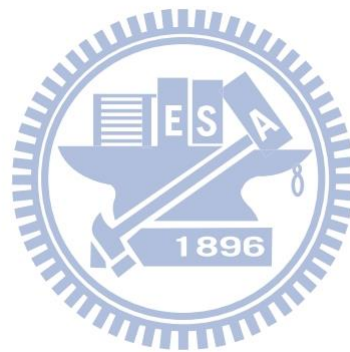
近年來隨著半導體量子點(quantum dot)成長技術的發展，在砷化鎵基板上成長的砷化銦量子點已逐漸應用於半導體雷射發光層[1]，其本質上離散的態密度分布，已被預期並證實較傳統量子井雷射擁有較低的臨界電流密度[2]及較高的溫度穩定性[3]，但實際的態分布受到均勻與非均勻化寬化效應(homogeneous/inhomogeneous spectral broadening)作用下，其呈現的頻譜較為寬廣，飽和增益亦受到限制，但此點卻有利於應用在寬頻操作或波長可調的單模雷射光源[4][5]，另外其超快的載子動態特性(ultrafast gain/absorption recovery rate)，亦被成功用於產生超短光脈衝的鎖模雷射中。

寬頻可調式雷射(widely tunable lasers)在工程、科學與醫學領域上一直是相當受到關注且熱門的研究主題。他可應用於光譜分析[6]、光干涉[7]、波長分段多工技術(Wavelength Division Multiplexing, WDM)[8]以及在生醫上常被使用的光學斷層掃描(Optical Coherence Tomography, OCT)[9]，OCT所使用光源的波長在 $1.1\mu\text{m}\sim 1.3\mu\text{m}$ 間，人體組織在此波段具有最小的光吸收以及散射，可使光穿透人體至更深處而得到較清晰的生醫圖像。

而外腔式被動鎖模量子點雷射與傳統雷射相比，雖然增加了脈衝的複雜度，但還是擁有許多的優點，如可得到較低重複率的脈衝波，而低重複率(repetition rate)可得到較高的峰值強度，也可應用於醫學方面[10]、生物光子(bio-photonics) [11]與影像系統上，且藉由調整外部腔長可調整其重複率並得到較窄的脈衝寬度，可應用於光分時多工系統(Optical time division multiplexing systems, OTDM)，即利用不同脈衝頻率較低的訊號有不同的時間間隔而交錯地一起傳輸，形成一頻率較高的訊號。

本實驗所使用的樣品利用分子束磊晶(Molecular beam epitaxy)在N型砷化鎵晶圓上所成長的五層砷化銦量子點雷射，元件製作為標準的脊狀波導製程，利用自然劈裂面形成鏡面(其中用來耦合光柵側的波導傾斜 7°)以降低反射率，並在雷射增益區分割出一塊飽和吸收體，用以鎖定特定的模態進而產生出鎖模脈衝雷射，增益區與飽和吸收體兩者之間以 $5\mu\text{m}$ 寬的縫隙作為電性絕緣及降低光散射。

論文第二章首先介紹半導體雷射的基本原理。接著第三章介紹外腔式雷射與鎖模量子點雷射原理。第四章說明我們的實驗設計與實驗架構。第五章與第六章為實驗結果的討論與分析，最後第七章為總結與未來展望。



第2章 半導體雷射基本原理

2.1 雷射基本原理

雷射為一具有同調性輸出的光源，其構成要件包含共振腔、增益介質、幫浦系統等三大部分。在半導體雷射中，幫浦多是透過電激發將電子電洞直接注入 P-N 介面中，而夾在 P-N 介面中窄能隙材料所形成的主動層則為提供發光與增益的介質；藉由共振腔中的鏡面提供光回饋，使原有光子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具有相同的頻率與行進方向，此為雷射的產生[12]。

2.1.1 臨界條件 (gain & feedback)

雷射的基本結構共振腔(resonant cavity)，如圖 2-1 所示，假設光從水平方向發出，裡面傳播的為平面波(e^{ikz})，其共振腔長度為 L ，兩側反射率分別為 r_1 與 r_2 ，且 g 與 α_i 分別為主動層的增益係數與內部損耗係數。如(2-1)式各點所代表的光強度分別為：

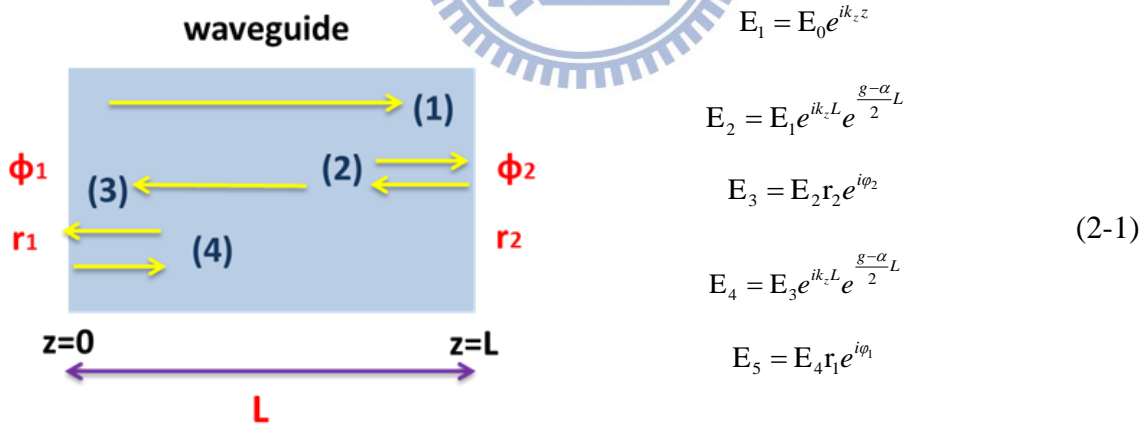


圖 2-1 Fabry-Perot 共振腔示意圖

當達到穩態時，光在共振腔往返一周後的強度必須不變，由此可得到雷射的臨界條件：

$$|r_1| |r_2| e^{(g-\alpha)L} e^{2ik_z L} e^{i(\phi_1+\phi_2)} = 1 = e^{i2m\pi} \quad (2-2)$$

由(2-2)式的實部與虛部分別可得到下面兩個條件：

(1) 振幅條件(magnitude condition)：

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

其中 g_{th} 為臨界增益(threshold gain)， α_m 為鏡面損耗。

(2) 相位條件(phase condition)：

$$\varphi_1 + \varphi_2 + 2k_z z = 2m\pi \quad (2-4)$$

2.1.2 雷射縱模

由(2-4)式所述可知，相位變化須為 2π 的整數倍，忽略鏡面反射造成的相位變化(φ_1 , φ_2)，波向量 $k = \frac{2\pi}{n_r \lambda}$ ，長度為 L 的共振腔所能存在的駐波必須滿足：

$$q \cdot \left(\frac{\lambda}{2n_r}\right) = L \quad (2-5)$$

其中 q 為正整數，為此共振腔中可容許存在的半波長數目，而每一個可存在的半波長即為一個模態，此模態稱為雷射縱模(longitudinal mode)。通常雷射的共振腔長 L 遠大於雷射的波長，因此 q 值相當大，而兩個相鄰縱模之間的距離稱之為模距(mode spacing)[13]：

$$\Delta\nu = \frac{c}{2n_r L} \quad (2-6)$$

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2}{2n_r L} \quad (2-7)$$

在一般 Fabry-Perot 共振腔的半導體雷射中，因為具有較寬廣的增益頻寬，相鄰的模態具有相近的增益，其輸出光譜常為多模或多波長輸出，藉由分布式反饋鏡面、分布式布拉格反射鏡(Bragg mirror)、或外部耦合光柵等方式，可得到單波長的雷射輸出；而在鎖模半導體雷射中，則是藉由調變模態間相對的相位，彼此建設性與破壞性干涉，而達到窄脈衝與高脈衝強度的輸出。

2.1.3 增益係數

將電子和電洞注入到主動層的機制主要為 P-N 接面。P-N 接面為半導體雷射的重要結構之一，以電激發方式來操作，在外加電場的驅動後分別注入 P-N 接面，P-N 接面處大量的電子與電洞可以提供復合而發出光子，因此 P-N 接面成為可以將光放大的增益介質，其放大的能力與注入的載子濃度有關，當注入的載子濃度達到透明條件以上時，主動層開始有增益出現，光子具有放大的效果[12]。

在簡單的原子二能階系統(two-level system)中，如圖 2-2 所示，根據 Einstein 模型歸類三種可能的光子與載子交互作用，分別為受激吸收(absorption)、自發放射(spontaneous emission)與受激放射(stimulated emission)。雷射發生所需具備的一個必要條件—居量反轉(population inversion)，則是指在高能階中的電子要比在低能階的多，受激放射產生的增益才能大於受激吸收造成的損耗，在系統中產生淨增益。

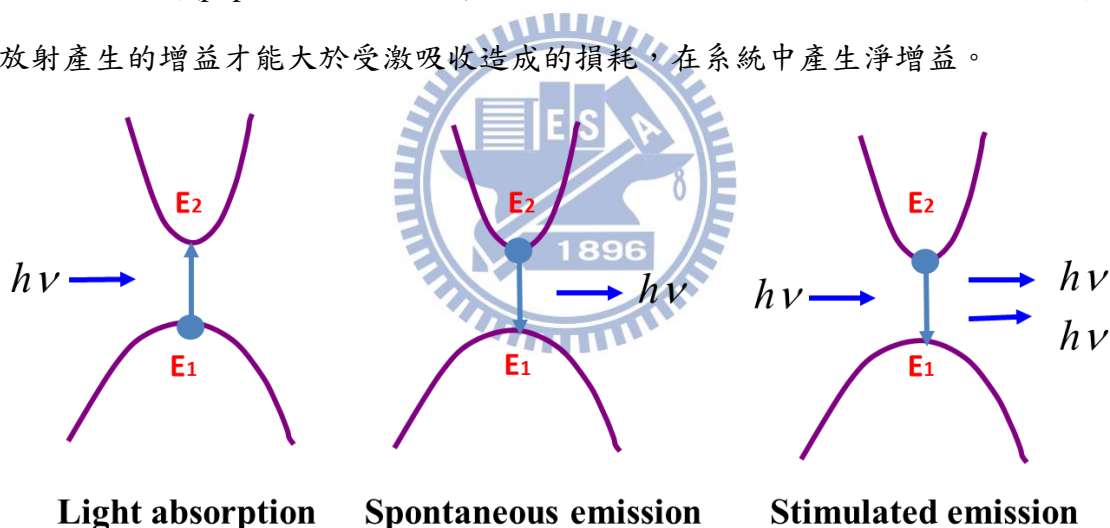


圖 2-2 簡單的原子二能階系統交互作用

圖 2-2 表示三種交互作用的過程，其中自發放射是指在高能量 E_2 的載子隨機地降至基態能量 E_1 ，而其所放出來的光子無特定方向，彼此之間的相位也完全不相干。在能量 E_1 的載子受到能量頻率密度為 $\rho(\nu)$ 的光激發而躍遷至能量 E_2 ，此過程稱為受激吸收，其速率可表示為：

$$R_{12} = B_{12}\rho(\nu)[N(\nu)d\nu]\{f_\nu(E_1)[1 - f_c(E_2)]\} \quad (2-8)$$

其中 B_{12} 為 Einstein 係數， $N(\nu)$ 為態密度(density of state)，而 $f_v(E)$ 與 $f_c(E)$ 則分別表示價帶與導帶的機率，而 E_{fv} 與 E_{fc} 分別表示在非熱平衡時的準費米能階(Quasi Fermi level)，其 Fermi-Dirac 機率分佈為：

$$f_v(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_{fv})/k_B T}} \quad (2-9)$$

$$f_c(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_{fc})/k_B T}} \quad (2-10)$$

受激放射則與受激吸收相反，是在 E_2 能量的載子受到激發光而回到基態能量 E_1 並放出與原激發光有相同方向、相位與能量大小的光子，其能量密度亦為 $\rho(\nu)$ 此過程的速率可表示為：

$$R_{21} = B_{21} \rho(\nu) [N(\nu) d\nu] \{f_c(E_2) [1 - f_v(E_1)]\} \quad (2-11)$$

由於 Einstein 關係式中 $B_{12} = B_{21}$ ，因此可由(2-8)式與(2-11)式得出淨受激放射速率為：

$$R_{st} = R_{21} - R_{12} = R_{21} \rho(\nu) [N(\nu) d\nu] [f_c(E_2) - f_v(E_1)] \quad (2-12)$$

當半導體開始注入載子時，其在熱平衡的費米能階(Fermi level)因過量載子重新定義為分裂的準費米能階(quasi Fermi level) E_{fv} 與 E_{fc} ，如圖 2-3 所示，隨著注入的載子愈多， E_{fv} 與 E_{fc} 分別會往價帶與導帶移動。當注入一定載子而使準費米能階之間的能量差等於能隙 E_g 時，即 $E_{fc} - E_{fv} = E_c - E_v = E_g$ ，在此情況下，光子能量 $h\nu = E_2 - E_1 \leq E_{fc} - E_{fv} = E_g$ ，而使 $f_c(E_2) - f_v(E_1) = 0$ ，其淨受激放射速率 $R_{st} = 0$ ，光經過此半導體既不被放大也不被吸收，此即為半導體產生增益的透明條件(transparency condition)，而此時注入載子濃度稱為透明載子濃度。若注入的載子濃度大於透明載子濃度，則 $E_{fc} - E_{fv} > E_g$ ，使得 $f_c(E_2) - f_v(E_1) > 0$ ，其淨受激放射速率 $R_{st} > 0$ ，故光子能量 $h\nu = E_2 - E_1$ 介於準費米能階差 $E_{fc} - E_{fv}$ 與能隙 E_g 者，通過此半導體會有放大的現象[12]。

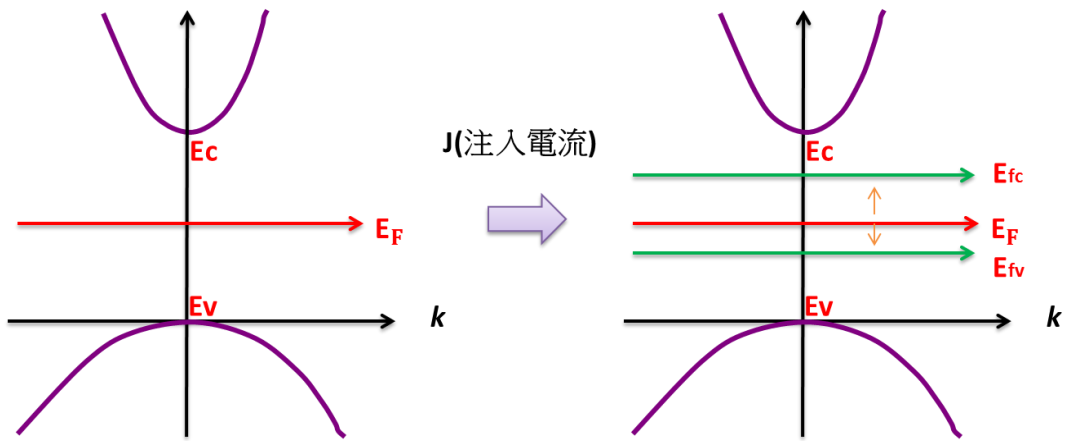


圖 2-3 費米能階(Fermi level)與準費米能階(quasi Fermi level)

在一雷射的光放大器中，在不飽和增益的情況下，輸入光 I_{in} 與輸出光 I_{out} 會滿足 $I_{out} = I_{in} e^{gL}$ 的關係式，其中增益係數 g 定義為單位面積輸入的光功率 I 分之在主動層中的速度 ($v_g = c/n_r$ ， c 為真空中的光速， n_r 為主動層的折射率)，通過單位長度 dz 後所放出的淨放出光功率，即為：

$$g = \frac{1}{I} \times \frac{dI}{dz} = \frac{R_{sp} \times hv}{\rho(\nu) d\nu \times v_g} \quad (2-13)$$

$$= B_{21} hv \left(\frac{n_r}{c} \right) N(\nu) [f_c(E_2) - f_v(E_1)]$$

因此由(2-13)式可知，增益係數的大小可以由態密度 $N(\nu)$ 與 $f_c(E_2) - f_v(E_1)$ 來控制，因為 E_{fv} 與 E_{fc} 為注入載子的函數，當注入電流愈大，即注入載子愈多而使 $f_c(E_2) - f_v(E_1)$ 愈大。若要達到臨界增益 ($g = g_{th}$)，且有較小的臨界注入電流時，就必須要調整主動層的態密度分布，此可藉由改變主動層的結構著手，如以量子點結構作為主動層。

2.2 半導體量子點

在半導體中，電子電洞因為較大的介電常數與小的等效質量影響，在半導體中電子電洞具有較真空中來得長的物質波長，這使得我們可以在與原子相對較大的尺度中觀察到量子效應。而在量子點中，三維的能障侷限使得電子電洞所具有的能階分裂，產生有別於一般塊材與量子井的能態密度與分布。

2.2.1 理想量子系統

根據 de Broglie 所提出的物質波理論，粒子的物質波波長 λ 與動量 p 的關係為：

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m^*E}} \quad (2-14)$$

其中比率常數 h 為普朗克常數(Planck's constant)， m^* (effective mass) 為電子在半導體中的等效質量， E 為電子之能量，在 III-V 族半導體中，其波長約為十 nm 左右[14]。而當主動層中任一方向維度接近或小於此波長長度時，電子會被侷限在此維度裡。侷限的維度分別有塊材(Bulk)、量子井(Quantum well)、量子線(Quantum wire)與量子點(Quantum dot)等結構，如圖 2-4。

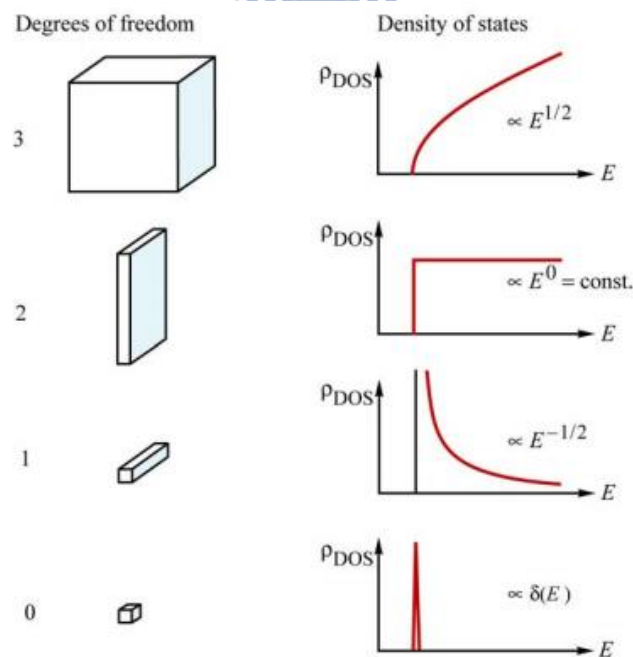


圖 2-4 各種理想量子系統所對應的能態分佈

理想的量子系統中，假設材料是被無限深位能井包圍，藉由計算薛丁格爾方程式 (Schrodinger equation)，可解出在主動層中所具有的特徵能量(eigenenergy)以及特徵波函數(eigenfunction)。在不同維度侷限的結構中，能量與該能量的能態密度為：

(1) 塊材(Bulk) - 零維侷限：

$$E(\vec{k}) = E(k_x, k_y, k_z) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + E_0 \quad (2-15)$$

$$\rho_{DOS}^{3D}(E) = \frac{k^2}{\pi^2} \frac{dk}{dE} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E - E_0} \quad (2-16)$$

(2) 量子井(QW) - 一維侷限：

$$E(\vec{k}) = E_n(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + (\frac{n\pi}{L_z})^2) + E_0 \quad (2-17)$$

$$\rho_{DOS}^{2D}(E) = \frac{k}{\pi} \frac{dk}{dE} = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \sum_n \sigma(E - E_n) \quad (2-18)$$

(3) 量子線(QWire) - 二維侷限：

$$E(\vec{k}) = E_{m,n}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + (\frac{m\pi}{L_y})^2 + (\frac{n\pi}{L_z})^2) + E_0 \quad (2-19)$$

$$\rho_{DOS}^{1D}(E) = \frac{2}{\pi} \frac{dk}{dE} = \frac{\sqrt{2m^*}}{\pi\hbar} \sum_n \sum_m (E - E_{m,n})^{-\frac{1}{2}} \quad (2-20)$$

(4) 量子點(QD) - 三維侷限：

$$E(\vec{k}) = E_{l,m,n}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} ((\frac{l\pi}{L_x})^2 + (\frac{m\pi}{L_y})^2 + (\frac{n\pi}{L_z})^2) + E_0 \quad (2-21)$$

$$\rho_{DOS}^{0D}(E) = 2 \sum_n \sum_m \sum_l \delta(E - E_{m,n,l}) \quad (2-22)$$

$\sigma(x)$ ：為步階函數 ($\sigma(x)=1$ ，當 $x \geq 0$ and $\sigma(x)=0$ ，當 $x < 0$)， E_0 為所屬能帶邊緣的能量，在理想的量子點裡，因電子電洞受限於三維方向的侷限，使其電子能階具有像氫原子般離散的能階型態。

2.2.2 量子點材料與成長

在學術上有許多半導體量子點的製作方法，如磊晶的自組成法、電子束微影蝕刻、利用閘電壓在二維量子井平面上產生二維的侷限等，而在量子點雷射應用上，以分子束磊晶(Molecular beam epitaxy)或金屬有機化學氣相沈積(Metal organic chemical vapor deposition)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上，如砷化銮與砷化鎵，晶格不匹配使磊晶層受到很大的應力，但因為砷化銮有較低的界面能，剛開始成長仍材料會以層狀結構在砷化鎵上形成二維薄膜，稱為 wetting layer，當成長厚度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, QD)，而在薄膜破裂產生缺陷前停止成長，即可得到高品質的量子點，具有較佳的光電特性。以 S-K mode 成長的量子點，在穿透式顯微鏡(TEM)底下多呈金字塔或圓盤狀，因為應力分佈差異，成長的量子點大小約有 10%左右的差異，為常態分佈，而量子點的能階與其大小、形態、應力分佈有極大的敏感性，對應到整體能態分佈或光激螢光光譜(photoluminescence, PL)的半高寬(Full width at half maximum, FWHM)的大小，可由光激螢光光譜、原子力顯微鏡(AFM)、穿透式顯微鏡等，檢驗量子點的均勻性與分佈[15]。

2.2.3 量子點能階結構

量子點所具有的能階結構與其大小、覆蓋層(capping layer)能障高度及厚度等有極大的關係，在光激螢光光譜(PL)中一般可看到基態(ground state)、激發態(excited state)與 wetting layer 的訊號，較高的激發態則不一定落在能階結構之中，而對應的飽和強度，則與量子點的密度和能態密度有關。由經驗與理論模型中[16]，以圓盤狀量子點為例，基態能量取決於量子點的高度，加上電子自旋，基態的簡併數為 2；激發態能量對應於橫向尺寸，簡併數為 4。一般基態與激發態的能量差在 40meV 到 70meV 左右，受限於量子點均質與非均質分佈(homogeneous and inhomogeneous broadening)，整體量子點的能態密度分佈會變低且變寬，如圖 2-5 (a) 所示，能態密度可表示成：

$$\rho(E_{GS}) = \frac{2n_{QD}}{\Delta} \quad (2-23)$$

$$\rho(E_{ES}) = \frac{4n_{QD}}{\Delta} \quad (2-24)$$

其中 E_{GS} 為基態能量， E_{ES} 為激發態能量， n_{QD} 為量子點面密度 ($10^{10} \sim 10^{11} / \text{cm}^2$)， Δ 為均質與非均質分佈所造成量子點能量分佈的半高寬。

量子點結構對於半導體雷射最關鍵的因素之一就是可以利用量子點的大小分布來增加增益頻寬[17]，但飽和增益也因此受限。目前量子點的成長方式多半是利用 S-K mode，所成長的量子點大小並非均勻一致，而是近似高斯分布，因此其能階分佈便有別於理想量子點系統。如圖 2-6，由於實際量子點系統的量子點大小非均勻，使其能階密度並非理想量子點系統的脈衝函數，而是密度較低且分布較廣，此線寬增寬的結果，會使得量子點雷射的增益頻寬比起量子井雷射來得更為寬廣。

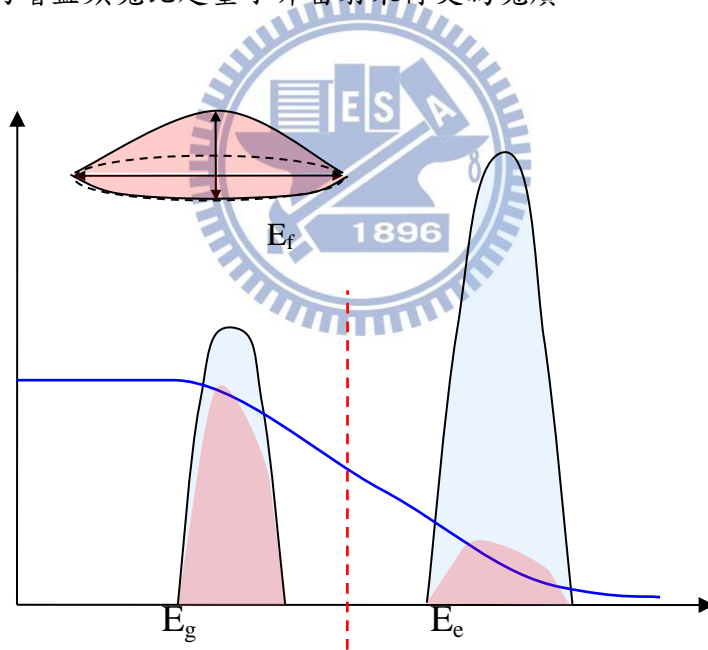


圖 2-5 量子點 PL 強度與能量作圖

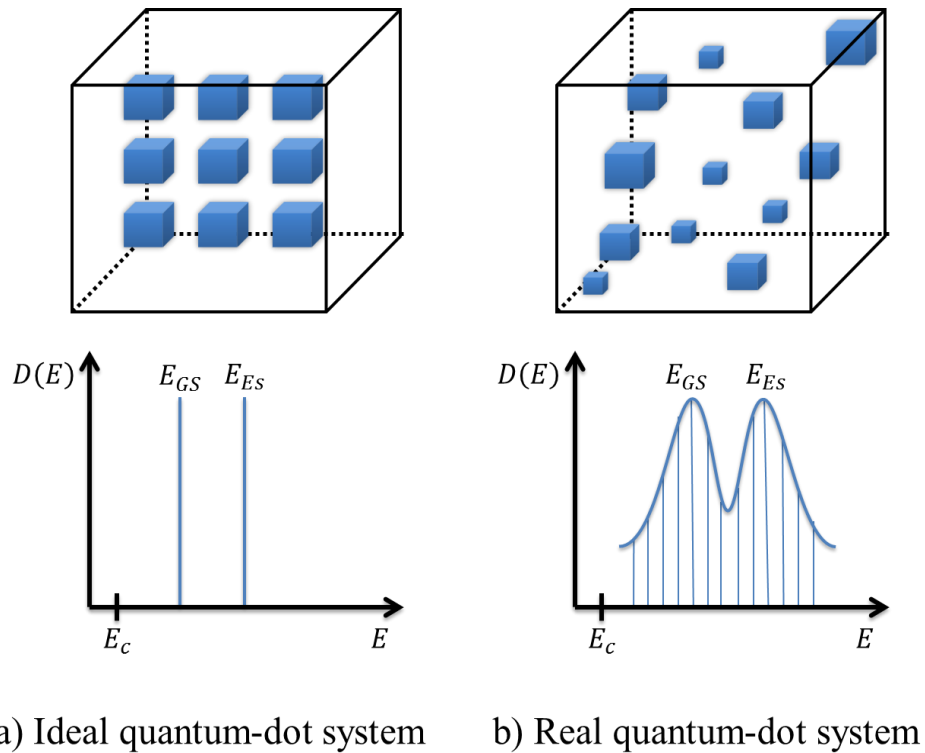


圖 2-6 量子點系統的量子點大小分佈與其能階密度概要圖：(a) 理想量子點系統(b)

實際量子點系統， E_{GS} 與 E_{ES} 分別為量子點的基態與激發態能階位置。[18]

2.2.4 量子點雷射的優點與特性

理想量子點的能態密度分布趨近於脈衝函數，使得量子點雷射相較於量子井雷射有較小的起始電流密度(low threshold current)[2]、較好的溫度穩定性(temperature stable operation)[3]、較大的調變頻寬、較高的微分增益(differential gain)、較低的 chirp 效應、較小的 linewidth enhancement factor[19][20][21]，預期量子點雷射在未來可望取代量子井雷射，成為主流的半導體雷射結構。

理想量子點的大小及形狀都相同，在基態有很大的復合效率，起始電流密度較低，特徵溫度較高，飽和增益和微分增益高於量子井。但實際上自聚性量子點每個形狀和大小皆不相同，每個量子點的能階也不一樣，因此有非均勻變寬(inhomogeneous broadening)的情形，能態密度的最大值由較多形狀相同的量子點決定。在量子點中，導電帶的基態和激發態能量差大約為 60~90meV，價電帶的基態和激發態能量差大約為 5~10meV，由

於價電帶的電洞能階差很小，所以原本待在基態的電洞很容易吸收能量躍遷到激發態，此現象稱之為 Thermal escape，使得基態的電洞數目變少，造成基態的復合數目變少，飽和增益變小。

量子點雷射實際上受到 inhomogeneous broadening 和 thermal escape 影響，使得基態增益和飽和增益較量子井雷射小[22][23]，激發態增益因為受到簡併效應的影響，因此會高於基態。

$$G_{sat} \propto \rho_{QD}^{\max} \propto g_i \cdot n_{QD} / \Delta \quad (2-25)$$

G_{sat} 為飽和增益， ρ_{QD}^{\max} 為能態密度的最大值， g_i 為能階簡併數目(level degeneracy)，對於基態而言 $g = 2$ ，激發態而言通常 $g_i > 2$ 。 Δ 為能態密度的能量半高寬。一般量子點雷射會藉由成長多層量子點或增加每一層量子點密度，來提高飽和增益。由於透明電流密度正比於量子點的層數和密度，所以當提高飽和增益同時也會提高透明電流密度，當雷射共振腔長度決定時，則鏡面損耗就決定，飽和增益和透明電流密度將會決定起始電流的大小。

除了基態會有載子復合的情況，激發態也會有載子復合的效應存在，當操作的電流持續增加時，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和和鏡面損耗時，激發態也會開始穩定的發出雷射光。由於激發態會有簡併效應存在，所以飽和增益通常會比基態來的大。當雷射的共振腔長度變短時，鏡面損耗會變大，當基態增益無法克服損耗時，激發態因為有簡併效應可以克服損耗，雷射就會轉換成激發態發光，如圖 2-7 [24]。圖內的基態或激發態的光增益對起始電流密度的曲線可以利用下面的方程式擬合：

$$G = G_{sat} [1 - \exp(-\gamma \frac{J - J_{tr}}{J_r})] \quad (2-26)$$

其中 G_{sat} 為飽和增益， J_{tr} 為透明電流密度， γ 為非線性修正參數。

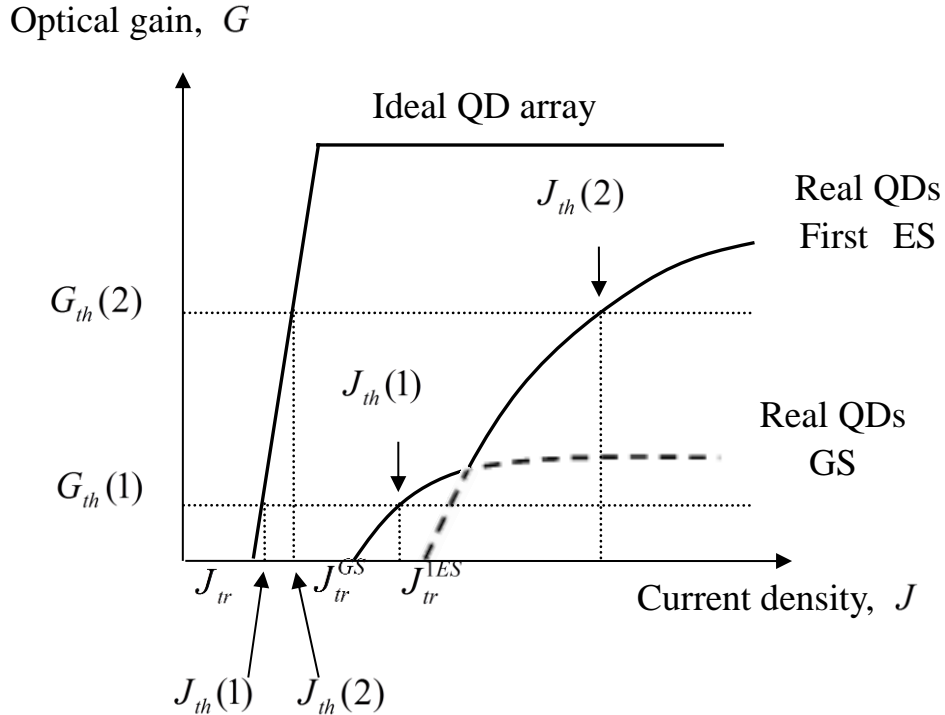


圖 2-7 半導體雷射電流密度對光增益作圖

為了將波長可調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(1310nm)與生醫光源中心兼顧解析度與穿透深度的波段(1.1 μm ~1.3 μm)，希望理想的調變範圍越寬廣越好，以增加其應用性。

近年來隨著量子點結構的發展，量子井(QW)與量子點(QDs)半導體雷射已逐漸應用於外腔式結構做為單模操作且窄線寬的可調光源。與量子井雷射相比之下，量子點雷射由於本身較低的能態密度導致較低的飽和增益，擁有較低的臨界電流密度，使之在應用上為一很大的優勢。另外受到均勻與非均勻化寬化效應(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。以上兩特性使量子點雷射應用在波長可調變外腔式雷射的調變範圍得以變得寬廣，並有極低的臨界電流密度[2]。

第3章 外腔式雷射與鎖模量子點雷射原理

3.1 波長可調外腔式雷射原理

利用簡單的雙共振腔模型來討論當系統中存在弱反饋光與強反饋光的情形，對原本雷射的臨界增益與發光譜線的影響，並使用對波長有所選擇性的繞射光柵來形成反饋光，以達到單模態的出光。

3.1.1 雙共振腔模型的振幅與相位臨界條件

在雙共振腔模型中，可將外部鏡面所貢獻的反饋光，與原有鏡面 M_2 做結合，考量長度 L 的外部腔體行進時所造成的時間延遲，可得到一等效反射率 r_{eff} [25]，如圖 3-1 所示。

$$r_{eff} = r_2 + \frac{(1-r_2^2)r_{eff}e^{-2\pi\nu\tau_{ext}}}{1+r_2r_{eff}e^{-2\pi\nu\tau_{ext}}} = |r_{eff}|e^{-j\phi_r} \quad (3-1)$$

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

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

其中 ν 為光波在空氣中行進的頻率， τ_{ext} 為光在空氣外腔中行進一趟所需的時間， $|r_{eff}|$ 與 ϕ_r 分別為等效反射率 r_{eff} 的振幅與相位。 κ_{ext} 為耦合係數。

3.1.1.1 振幅的臨界條件

加上反射鏡後，振幅的臨界條件為：

$$g_c = \alpha_i + \frac{1}{2d} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_{eff}}\right) = \alpha_i + \alpha_m \quad (3-4)$$

將(3-4)式與沒有外部共振腔影響的(2-3)式相比可得：

$$g_c - g_{th} = \frac{1}{2d} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_{eff}}\right) - \frac{1}{2d} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) = \frac{1}{2d} \ln\left(\frac{R_2}{R_{eff}}\right) \quad (3-5)$$

若 $R_2 < |R_{eff}|$ ，則 $g_c < g_{th}$ ；若 $R_2 > |R_{eff}|$ ，則 $g_c > g_{th}$ 。臨界增益的改變量決定於 $|R_{eff}|$ 與 R_2 的大小。當弱反饋光存在時，臨界增益的改變量可得：

$$g_c - g_{th} = -\frac{\kappa_{ext}}{d} \cos(2\pi\nu\tau_{ext}) \quad (3-6)$$

其中 g_c 為外腔式雷射的耦合臨界增益， g_{th} 為原雷射的臨界增益，呈現為一個以 τ_{ext} 為週期的餘弦函數，其振幅為 $\Delta g_{max} = \frac{\kappa_{ext}}{d}$ 。圖 3-2 為當 $\tau_{ext} < \tau_d$ 時的情形，其中間發光頻率 ν_0 為臨界增益的最低點，橫軸上 $\nu_0, \nu_{\pm 1}, \nu_{\pm 2} \dots$ 為雷射的縱模，其間距 $\frac{1}{\tau_d}$ 為模距 $\Delta\nu$ 。

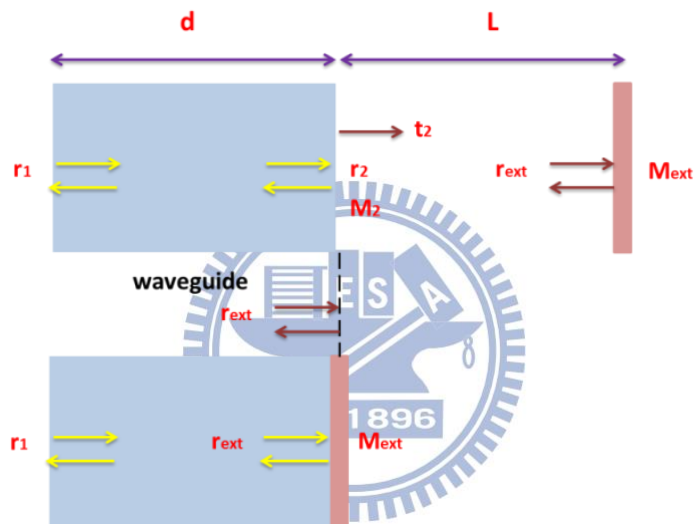


圖 3-1 雙共振腔模型

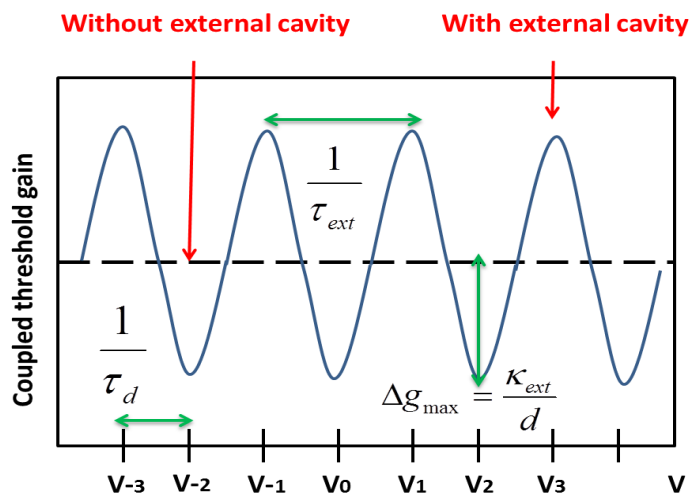


圖 3-2 弱反饋光存在時的耦合臨界增益 g_c (當 $\tau_{ext} < \tau_d$)

若適當的選擇所使用雷射共振腔長度 d 與外腔長度 L ，可使主要發光模態 ν_0 的等效反射率提升，臨界增益有效的下降，並抑制旁模的出現。圖 3-3 為耦合臨界增益 g_c 與雷射本身的增益曲線 g 之間隨 d 與 L 的不同，導致耦合臨界增益 g_c 改變的情形[26,27]：

(1) $d > L$ ：此情形中外腔導致臨界增益的震盪週期較無外腔時來的大，一個週期內可包含不只一個雷射縱模，由於被包含的縱模中臨界增益的差異，有較大機會出現單一的發光頻率。而為了提高旁模抑制效率，可藉由提高耦合係數 κ_{ext} 以提升臨界增益變化的振幅；或增加 τ_{ext} 使得 \cos 函數的曲度上升，使得週期下降至只包含一個雷射縱模，來增加出現單一波長的可能性。

(2) $d \approx L$ ：此情形會使雷射原本的臨界增益都下降，但無法抑制其他縱模的出現，難以實現單一波長的特性，但若可準確的控制外腔長度 L ，則有機會調整至單模操作。

(3) $d < L$ ：此為外腔式雷射中最常見的狀況。因雷射淨增益較高的頻率部分對應到一個以上的臨界增益低點，常形成多個模態同時發光，且彼此之間無相對的模態抑制產生。

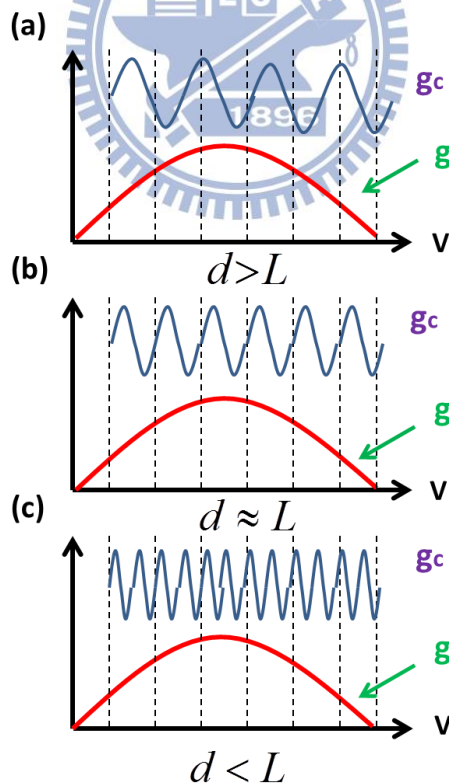


圖 3-3 耦合臨界增益 g_c 與半導體雷射的增益曲線 g 的關係圖

3.1.1.2 相位的臨界條件

加上反射鏡後，相位的臨界條件經計算可得，當反饋光存在時，光在腔體中來回走一趟與 $2\pi n$ 相位的差值 $\Delta\phi_d$ 與發光頻率 ν 的關係：

$$\Delta\phi_d = 2\pi\tau_d(\nu - \nu_{th}) + \kappa_{ext}\sqrt{1+\alpha^2}\sin(2\pi\nu\tau_{ext} + \tan^{-1}\alpha) \quad (3-7)$$

由上式可看出 $\Delta\phi_d$ 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 **錯誤! 找不到參照來源。** 所示。我們定義 C 為回饋係數(feedback coefficient)：

$$C = \frac{\tau_{ext}}{\tau_L} \kappa_{ext}\sqrt{1+\alpha^2} \quad (3-8)$$

已知雷射發光頻率 ν 存在的相位條件 $\Delta\phi_d = 0$ ，由此式可得以下幾種發光情形：

- (1) $C = 0$ ：反饋光不存在， $\Delta\phi_d$ 隨發光頻率 ν 增加而呈線性增加，此時發光頻率 $\nu = \nu_{th}$
- (3) $C < 1$ ：弱反饋光存在，但因強度小於某一定值，使得 $\Delta\phi_d$ 幾乎與沒反饋光時一樣，隨著發光頻率 ν 增加而線性增加，且在 $\Delta\phi_d = 0$ 時仍只有單一的發光頻率能發光。
- (3) $C > 1$ ：弱反饋光存在，但因強度大於某一定值，此時 \sin 函數振幅較大，因此在 $\Delta\phi_d = 0$ 時與 $\nu - \nu_{th}$ 的橫軸不只有一個交點，同時有一個以上的頻率發光，此外腔式雷射的發光以單頻或多頻的形式出現。

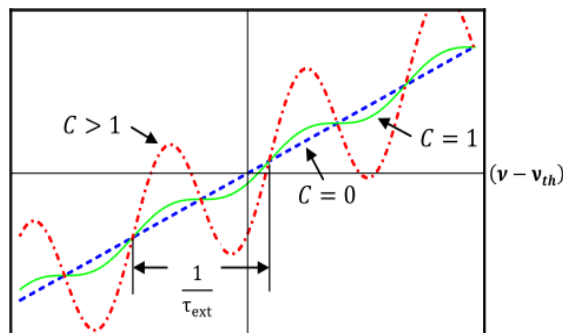


圖 3-4 不同反饋係數 C 時的 $\Delta\phi_d$ 與光頻率 ν 的關係圖

3.1.2 繞射光柵耦合之臨界增益變化[26,28,29]

由於半導體雷射體積極小，長度通常不超過 0.5cm，外腔長度 L 很難達到與雷射共振腔長度 d 差不多長度或是更短，因此 $d > L$ 或 $d \approx L$ 的情形很少見，一般而言都是 $d < L$ 的情形發生，對於旁模抑制的效果不佳，難以出現單模態的情形。為了使外腔式雷射的發光波長更為單一，因此我們使用可選擇模態的繞射光柵當作外部反射鏡，隨著光柵角度的改變，使得特定波長光有較高的反射率，以達到較低的鏡面損耗(除了選擇的特定波長外，其餘波段的反射率皆為 0)。另外，為了提高外腔式雷射的可調變波長範圍，抑制雷射本身的 Fabry-Perot 共振，我們將波導傾斜約 7° ，且在雷射的出光鏡面做抗反射鍍膜(anti-reflection coating)，以增加其原本雷射腔體的臨界電流，使其反射率下降。考慮建設性干涉的情況，將 3.1.1 節中的等效反射率 R_{eff} 改寫成 $R_{eff}(\lambda)$ ：

$$R_{eff}(\lambda) = \frac{R_2 + R_g(\lambda)}{1 + R_2 R_g(\lambda)} \quad (3-9)$$

其中 $R_g(\lambda)$ 為光柵的反射率，則臨界條件與臨界增益的變化 ΔL 如下：

$$g_c(\lambda) = g - \left[\alpha_i + \frac{1}{d} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_{eff}(\lambda)} \right) \right] \quad (3-10)$$

$$-\Delta L = \Delta g = g - g_c(\lambda) = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{R_2}{R_{eff}(\lambda_g)} \right) \quad (3-11)$$

Δg 唯一負值，表示在 λ_g 波長使雷射發光所需的增益值有明顯的下降，並隨著光柵角度的不同有一可調變的波長範圍，如圖 3-5 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 ΔL 。接著我們討論可調變波長的最大範圍 $\Delta \lambda$ ，我們簡單假設材料增益是一拋物曲線函數如下式：

$$g(I, \lambda) = g_0(I) - \frac{1}{d} \left[\left(\frac{\lambda - \lambda_0(I)}{\Delta \lambda} \right)^2 \right] \quad (3-12)$$

其中 $g_0(I)$ 和 $\lambda_0(I)$ 分別為注入電流為 I 時在波長的最高增益值， $\Delta \lambda$ 為雷射的增益頻寬，

由(3-11)式和(3-12)式可推得 $\Delta \lambda$ ：

$$\Delta g = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{R_2}{R_{eff}(\lambda)}\right) = -\frac{1}{d} \left[\left(\frac{\lambda - \lambda_0(I)}{\Delta\lambda} \right)^2 \right] \quad (3-13)$$

$$\Delta\lambda_t = 2[\lambda - \lambda_0(I)] = 2\Delta\lambda \sqrt{\ln\left(\frac{R_{eff}(\lambda)}{R_2}\right)} \quad (3-14)$$

由此可知，若半導體雷射本身所具有的 $\Delta\lambda$ 越大、雷射鏡面 R_2 的反射率越低，或是提高等效反射率 $R_{eff}(\lambda)$ ，皆可使外腔式雷射的波長調變範圍更加寬廣。

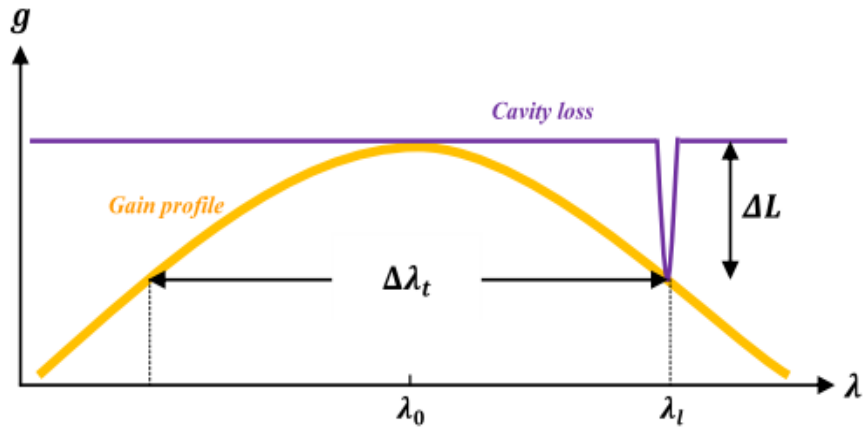


圖 3-5 光柵耦合外腔式雷射各項光學元件的淨增益曲線

3.2 被動式鎖模量子點雷射原理[13,18]

由於一般雷射所輸出的雷射光是由許多相位互相獨立的縱模所疊加而成，各個縱模間缺乏同調性，使整體輸出近似連續光。鎖模雷射就是將雷射共振腔中各個不同的輸出模態鎖定在同一個相位，經過一些調變方法將輸出光由連續波變為穩定且具週期性的脈衝波。依據調變方法的不同大致可分為以下三種：

(1) 主動式鎖模(active mode locking)

主動式鎖模是透過直接調變增益的大小來達成鎖模的目的，透過輸入一定頻率的 RF 電流，使雷射光的增益量隨著不同時間的不同電流大小而改變。而此頻率 $\Delta\omega$ 也須滿足雷射共振腔的相位條件，即 $\Delta\omega = 2n\pi/T$ ， T 為光在長度 L 共振腔來回一周所需的時間， n 為正整數，增益因 RF 電流規律地改變，從而篩選出特定相位的縱模，而許多相位相同的縱模疊加之後，所輸出的雷射光即由連續光轉變為脈衝光。此種鎖模技術主要的優點為其產生的鎖模脈衝非常穩定，而且可直接透過調變 RF 的電流訊號產生即時的雷射光脈衝訊號，便於應用在光通訊裝置上。但由於要取得高頻的 RF 電流訊號非常不容易，因此要產生愈高頻的鎖模脈衝也愈困難，此外產生高頻 RF 電流訊號的裝置也會大大的增加系統的複雜度。

(2) 被動式鎖模(passive mode locking)

為了要克服因 RF 電流頻率限制而對產生高頻鎖模脈衝的障礙，於是發展另一種被動式鎖模脈衝技術。被動式鎖模為透過在共振腔中加入一飽和吸收介質，利用吸收介質對不同相位的模態有不同的吸收能力，使不同相位模態的增益大小產生差異，來篩選特定相位縱模輸出，使其由連續光轉變為脈衝光。可由設計共振腔長度與飽和吸收介質在共振腔中的位置，來調整被動式鎖模的脈衝頻率，無須利用 RF 電流來調變。

(3) 混合式鎖模(hybrid mode locking)

混合式鎖模則是利用 RF 電流加諸在增益區上來觸發產生脈衝光，但還是利用飽和吸收介質來維持並調整脈衝的輸出。

因此由以上諸點來看，被動式鎖模是構造較為簡單也易製作的脈衝雷射，若是應用在半導體材料上，便有低價格、體積小與功耗低等優點，擁有產生高重複頻率脈衝光的潛力[30]。

3.2.1 被動式鎖模的基本原理

一般雷射在直流電流操作下，因各個模態的相位 $\varphi(t)$ 互相獨立且隨時間變化，所輸出的雷射光為連續光。但當模態跟模態之間的相位相同時，會在時間為 $T = 2nL/c$ 處產生一建設性干涉的波包，且隨著疊加的模態數愈多，其強度愈強，時間上也愈集中。若有 N 個相位相同的模態疊加並形成波包，每個波包的平均強度可藉由對時間週期 $2\pi/\omega_0$ 做平均，但因 ω_0 的頻率遠大於 $\Delta\omega$ ，因此每個波包的平均強度對時間關係式可以表示為：

$$P_N(t) = \frac{1}{2\pi/\omega_0} \int_0^{2\pi/\omega_0} P(t) dt = |A(t)|^2 \quad (3-15)$$

若在共振腔中加入一飽和吸收體(saturable absorber)，光經過此吸收介質會被吸收，光強度有相當大的損耗，但若光大於一定強度時，吸收介質的吸收能力達到飽和，吸收效果開始減弱，光穿透率提高。因此光經過飽和吸收介質時，模態相位相同者因建設性干涉而在特定時間點有較強的強度與較高的穿透率，其餘強度較小的尾部或相位不同者，則因強度較低而穿透率較低，大部分被吸收介質吸收。經雷射共振腔的增益介質放大，再由飽和吸收介質做強度的選擇性吸收，光在共振腔經過如此反覆過程後，其在時間上強度較強的波峰會被增強，強度較弱的尾部則會被抑制，因而形成一個穩定且周期性的脈衝訊號，此即為被動式鎖模脈衝。

假設有 N 個模態的相位被鎖定在一起，如圖 3-6 由 N 個模態的相位被鎖定在一起所形成的鎖模脈衝與其時間的關係圖，且每個模態的電場強度均相同的情況下，即 $E_m = E_0$ ，由(3-15)式可得鎖模脈衝雷射光強度對時間的關係式可表示為：

$$P_N(t) = |A(t)|^2 = E_0^2 \left| \sum_{m=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} e^{jm(\Delta\omega)t} \right|^2 \quad (3-16)$$

$$= E_0^2 \left\{ \frac{\sin[N(\Delta\omega)t/2]}{\sin[(\Delta\omega)t/2]} \right\}^2$$

由(3-16)式我們可得出鎖模脈衝的重複頻率 f_R ，脈衝寬度(pulse duration) $\Delta\tau$ ，以及脈衝峰值強度(pulse peak power) P_{peak} ，分別為：

$$f_R = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{1}{T} = \frac{c}{2nL} \quad (3-17)$$

$$\Delta\tau = \frac{2\pi}{N\Delta\omega} \quad (3-18)$$

$$P_{peak} = N^2 E_0^2 \quad (3-19)$$

因此可知，鎖模雷射脈衝的頻率主要是由雷射共振腔長度 L 所決定，共振腔長度愈短則脈衝頻率愈高；另一方面，若可鎖定愈多的模態，則有利於縮小脈衝寬度以及增強脈衝峰值強度。

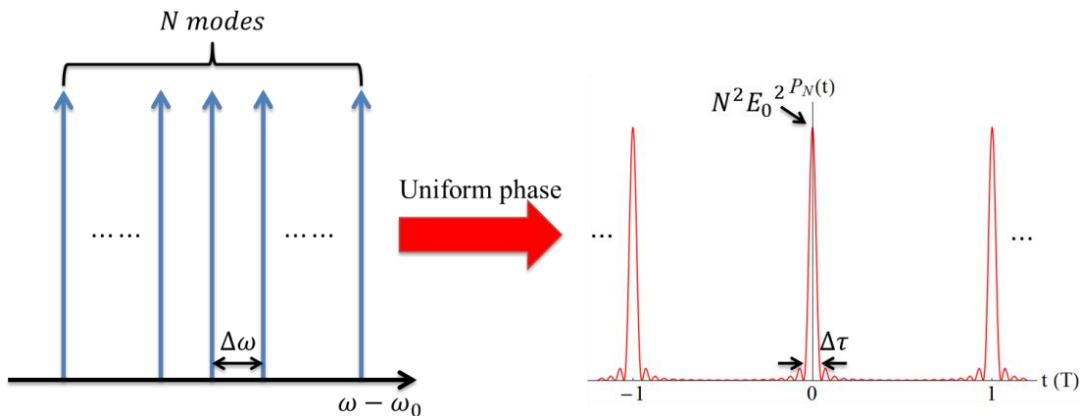


圖 3-6 由 N 個模態的相位被鎖定在一起所形成的鎖模脈衝與其時間的關係圖

3.2.2 被動式鎖模量子點雷射

量子點材料因其特殊能階分布，使其與量子井結構相較之下有許多優點，如較低的臨界電流與較寬的光譜頻寬(spectral bandwidth.)。而量子點半導體雷射用於被動式鎖模雷射，比起量子井半導體雷射亦有許多優點如下。

3.2.2.1 低臨界電流

由於量子點比起量子井結構具有更高且更集中的能態密度，由(2-13)式可知，愈高的能態密度其增益係數愈高，因此若量子點雷射要達到臨界增益，輸出雷射光所需的電流也遠較量子井雷射來得低。由於被動式鎖模雷射輸出良好鎖模脈衝的操作區域，多半是在略高於臨界電流的狀態下[31,32]，因此低臨界電流有利於縮小元件的體積、減低功耗、增進效率等好處。此外，低臨界電流也代表有較低的自發放射，其所產生的雷射光雜訊也較低，可增加脈衝的穩定性[33]。

3.2.2.2 低吸收飽和能量

量子點作為飽和吸收介質，由於其近似 delta 函數的能量密度，量子點僅需極少的注入載子濃度即可達到透明狀態，因此達到吸收飽和所需的能量比起量子井結構要來得更少。研究已證實[34]量子點作為飽和吸收介質的吸收飽和能量約只有量子井飽和吸收介質的 20%到 50%，這對於高重複頻率的被動式鎖模雷射而言，因其共振腔長度相對較短，其提供給每個脈衝的增益有限的情況下，低吸收飽和能量有助於使雷射克服損耗達成穩定脈衝輸出。

3.2.2.3 高增益頻寬

較寬的增益頻寬除了有利於輸出更多縱模，增加鎖定的模態數量，使輸出的脈衝寬度縮短與峰值強度增加之外，在傅立葉分析中，鎖模脈衝雷射的光頻譜寬 $\Delta\nu$ 與脈衝在時間上的寬度 $\Delta\tau$ 之乘積為 K ，稱為時間頻寬積(time-bandwidth product, TBP)，其關係式表示如下：

$$\Delta\nu \cdot \Delta\tau = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda \cdot \Delta\tau = K \quad (3-20)$$

此乘積 K 由鎖模脈衝在時間上的分布形狀而定，在理想的特定函數分布下會有一個最小值，即為轉換極限脈衝(Transform-limited pulse)，例如若脈衝形狀為理想的高斯函數則乘積 K 最小值約為 0.44[35]，若為理想的 squared hyperbolic secant 函數則乘積 K 最小值約為 0.315。因此增益頻寬愈大，則其輸出光頻譜寬 $\Delta\nu$ 愈大而愈有利形成愈窄時間寬度的脈衝。

3.2.2.4 極短的載子生命期

可從時間解析光譜得知，量子點結構中的載子復合速率相當快速[36]，如圖 3-7(a)，在 Pump-probe 的量測中清楚地顯示，其包含了兩種不同的載子生命期(carrier lifetime)，即其有兩種不同的載子復合路徑，其中生命期較短者僅 1ps 左右，這也代表用量子材料作為飽和吸收介質時，其吸收光後所產生的載子的存活時間相當短，而可快速從飽和吸收的狀態回復為不飽和吸收的狀態。如此短的回復時間(recovery time)在產生較窄的鎖模脈衝的過程中扮演了關鍵的角色，如圖 3-7，在穩定狀態下，非飽和吸收介質所造成的損耗高於光放大器所產生的增益，但當脈衝開始進入吸收介質時，吸收介質達到飽和的速度較光放大器增益達到飽和的速度快，而且吸收介質也較光放大器回復更快，因此扣除損耗的總增益大於零的時間，便可以由飽和吸收介質的回復時間決定，回復時間愈快，總增益大於零的時間愈短，所輸出的脈衝也愈窄。此外，若是在外部加上逆向偏壓來加速帶走多餘的載子，則更可以加強飽和吸收介質的回復能力而縮短回復時間，有助於產生寬度更窄鎖模脈衝。

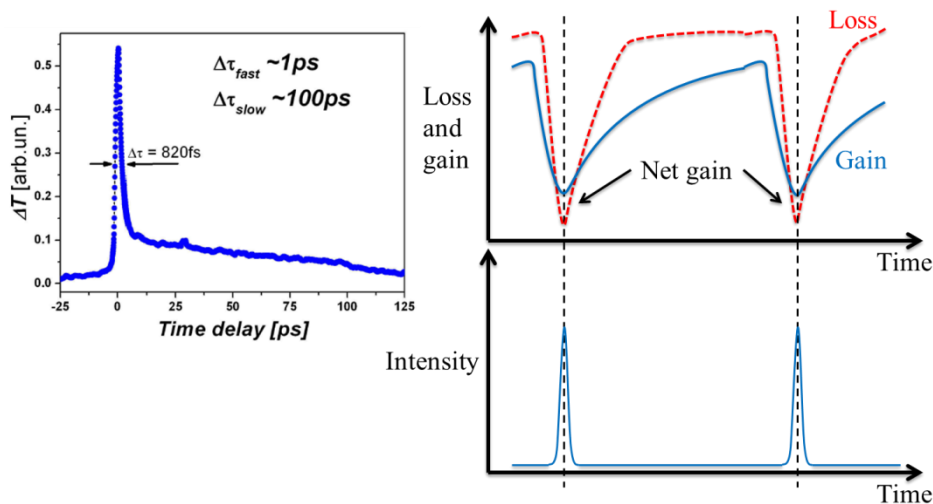


圖 3-7 (a) Pump-probe 量測下的量子點波導元件的載子生命期[37].

(b) 產生脈衝的過程中，增益與損耗在時間上的動態關係

3.2.3 鎖模脈衝寬度量測原理

由於被動式鎖模量子點雷射的脈衝寬度約可達數個皮秒(picosecond, 10^{-12})到數百個飛秒(femtosecond, 10^{-15})，一般高速光偵測器與電性分析設備很難量測到這麼短時間的脈衝訊號寬度。因此必須以光學的方法做量測，其中較為簡單且普遍使用的方法為自相關法(autocorrelation)。此方法將要測量的脈衝光平均分為兩道光並使兩道光產生光程差，透過調變光程差的方式得到兩道脈衝光的捲積(convolution)訊號，便可推算回原來脈衝的寬度，其可量測之範圍取決於調變光程差的能力。

我們以一簡單的強度自相關器(intensity autocorrelator)的架構圖做說明，如圖 3-8，假設將一道脈衝光打入薄膜分光器(beam splitter)，平均地將其分為兩道光，這兩道光經不同反射鏡反射，其中一個反射鏡的位置可調變，使兩道光產生光程差 Δl 。假設兩者之電場分別為 $E(t)$ 與 $E(t-\tau)$ ，而 $\tau = \Delta l / c$ 為光程差所造成之延遲，而當這兩道光再次通過分光器時，因為光強度 $I(t) = |E(t)|^2$ ，其光強度分別為 $I(t)$ 與 $I(t-\tau)$ 。當這兩道光打入一個非線性光學晶體，其有很高的二階非線性係數使之產生倍頻光，即二階諧波光，故可以作為二階諧波產生器(second-harmonic generation, SHG)。而後光偵測器在偵測此倍

頻光時，由於偵測器的反應速度遠較脈衝時間寬來得慢而僅能得到平均訊號，因此光偵測器所得之訊號 $S_{2\omega}(\tau)$ 可近似為將倍頻光對時間 t 做積分平均為：

$$S_{2\omega}(\tau) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} I(t)^2 dt + 4 \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau) dt \quad (3-21)$$

在(3-21)式可知此倍頻光包含兩項，第一項為原來兩道光各自產生的倍頻光，與調變光程差所造成之時間延遲 τ 無關，為背景訊號；而第二項為兩道光所產生的合頻光，與時間延遲 τ 相關，會因調變之光程差而有所不同，是為自相關儀量測脈衝寬度所得之訊號。假將背景訊號濾除則可得二階諧波訊號(SHG Signal) $G_2(\tau)$ 為：

$$G_2(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau) dt \quad (3-22)$$

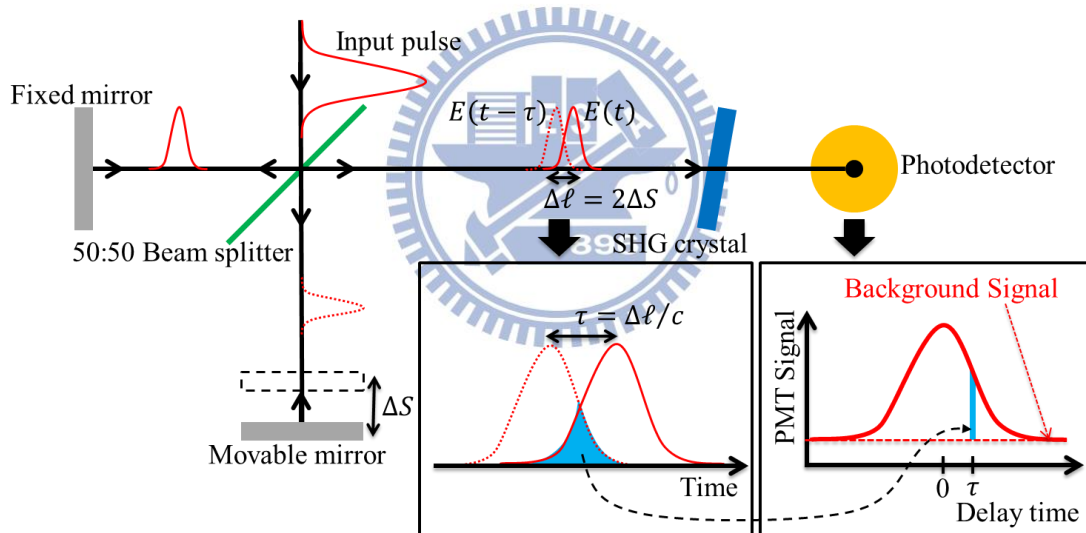


圖 3-8 強度型自相關器架構概要圖

假使原始脈衝強度對時間的函數 $I(t)$ 為高斯函數，即其脈衝形狀在以高斯分布於時間軸上，如圖 3-9，與此脈衝在二階諧波轉換器中自相關後而被光偵測器所偵測到且去除背景後的訊號 $G_2(\tau)$ ，雖然轉換後的訊號 $G_2(\tau)$ 與原始脈衝在時間上的形狀相似，但兩者的半高寬值並不相同。自相關訊號的半高寬 τ_{AC} 會比原始脈衝的半高寬 τ_p 來得大且兩者存在固定的比例關係，其比值乃根據原始脈衝在時間上的形狀而定，表 3-1 為幾個較常見的脈衝形狀與其相關資料。

表 3-1 常用的三種脈衝形狀與其相關資料[38]。

Pulse shape	$I(t)$	$G_2(\tau)$	$\frac{\tau_p}{\tau_{AC}}$	TBP ($\Delta t \Delta \nu$)
Gaussian	$I(t) = e^{-t^2}$	$G_2(\tau) = e^{-\tau^2/2}$	0.707	0.441
sech ²	$I(t) = \text{sech}^2 t$	$G_2(\tau) = \frac{3(\tau \coth \tau - 1)}{\sinh^2 \tau}$	0.648	0.314

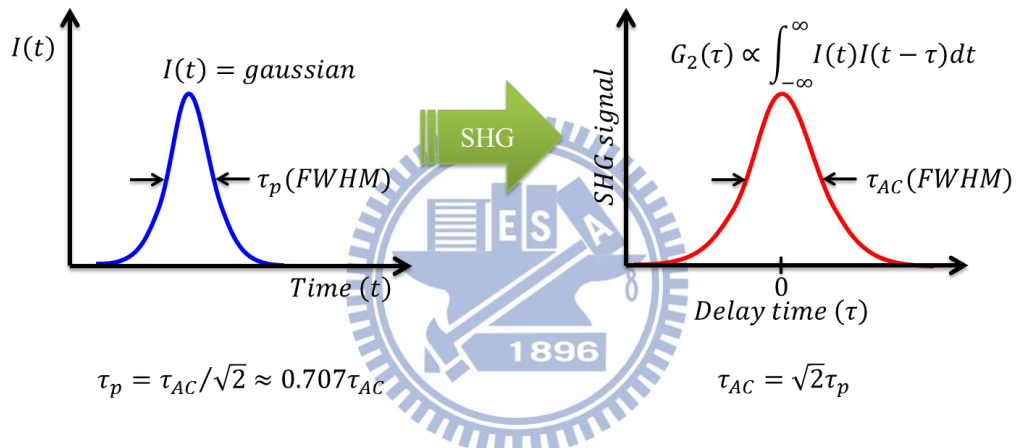


圖 3-9 原始脈衝與其經過二階諧波轉換器的訊號的形狀與半高寬

第4章 實驗設計與實驗架構

本章介紹我們所使用的雷射元件與實驗架構，包含元件結構、鏡面抗反射層的設計與實驗結果、外腔式雷射架構與量測系統。

4.1 量子點雷射結構

本論文中使用的試片為由分子束磊晶(Molecular beam epitaxy)在 N 型砷化鎵晶圓上所成長的五層砷化銦量子點雷射，磊晶結構如圖 4-1 所示(試片編號 Lm4917)。主要為 525nm 厚的砷化鎵，與上下各 1.4 μm 厚的 P 型與 N 型砷化鋁鎵($\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$)所組成的 PIN 異質界面光波導結構，量子點則包覆在光波導結構的中心，每層上覆蓋 5nm 的砷化銦鎵($\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$)應力緩衝層，再間隔 45nm 的砷化鎵，最表面的 P 型重摻雜砷化鎵以利與電極形成歐姆接觸(ohmic contact)。

元件製作為標準的脊狀波導製程，以乾蝕刻方式製成 5 μm 寬的光波導，利用自然劈裂面形成鏡面(其中用來耦合光柵側的波導傾斜 7°)以降低反射率。本實驗所量測的元件總長為 2.5mm，其中 7/8 為順向偏壓的增益區，1/8 為逆偏壓形成的飽和吸收體，兩者之間以 5 μm 寬的縫隙作為電性絕緣及降低光散射。



圖 4-1 量子點雷射晶圓(Lm4917)剖面結構示意圖

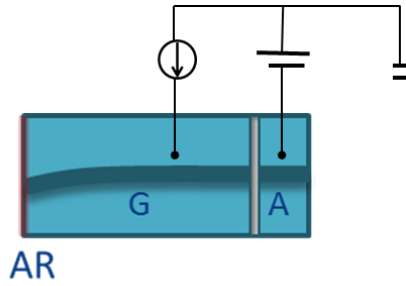


圖 4-2 經平坦化後的脊狀波導鏡面端示意圖

4.2 抗反射鍍膜

在波長可調外腔式雷射與鎖模雷射中，反射率極低的抗反射鍍膜(anti-reflection coating)至關重要，為了避免原有劈裂鏡面造成的影響，使光柵能有效的選擇雷射波長並充分利用主動層的增益頻寬，我們使用傾斜的波導設計，並搭配寬頻雙層抗反射鍍膜，預期可使劈裂鏡面的反射率降至 10^{-5} 以下，藉由適當的設計，鏡面鍍膜能降低鏡面的反射，使光穿透率高達 99% 以上。

此外，若抗反射鍍膜的反射率夠低，則可使臨界增益全藉由外部共振腔所決定，避免原共振腔 Fabry-perot mode 的產生，若反射率不夠低，則 Fabry-perot mode 增益頻寬會出現兩個調變的機制，如圖 4-3 所示，在鎖模雷射的應用上造成不同雷射縱模彼此的相位不同，無法同步同調，傾斜的波導配合良好的抗反射鍍膜可避免 Fabry-perot filtering effect 發生。

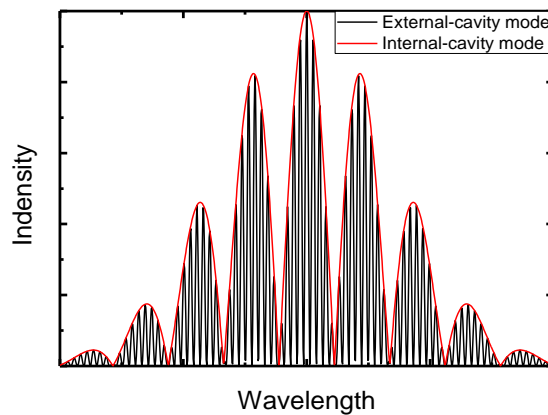


圖 4-3 共振腔受到原雷射共振腔的影響

最簡單的抗反射鍍膜方法為單層的介電材料(dielectric material)，介電材料的折射率

n_1 與厚度 t_{AR} 符合(4-1)式：

$$\begin{aligned} n_1 &= \sqrt{n_0 n_m} \\ t_{AR} &= \frac{\lambda}{4n_1} \end{aligned} \quad (4-1)$$

其中 n_0 為雷射外部介質的折射率(空氣 $n_0 = 1$)， n_m 為雷射主動區的等效折射率。單層抗反射鍍膜雖然能達到極低的反射率，但只侷限在單一波長，無法達到寬頻低反射率的要求，因此以下使用雙層鍍膜的設計(TiO_2 與 SiO_2)，並用傳輸矩陣法(transfer matrix method)計算求得反射頻譜，以期達到寬頻低反射率的設計。

4.2.1 抗反射鍍膜的設計

抗反射鍍膜原理為光在共振腔往返一周後變為破壞性干涉，主要由高低折射率材料所堆疊而成，我們使用的材料為 TiO_2 與 SiO_2 ： TiO_2 的折射率高；而 SiO_2 是氧化物中膜性良好的低折射率材料，不易分解且吸收和散射趨近於 0，是鍍膜所需之最佳的低折射率薄膜。首先我們使用橢圓測厚儀分別求得 TiO_2 與 SiO_2 單層薄膜折射率隨波長的變化，如圖 4-4 所示，接著將所求得的折射率帶入程式計算後，求出雙層抗反射鍍膜蒸鍍時所需的材料厚度，以達到寬頻低反射率的設計。最後利用光學薄膜自動蒸鍍系統(optical coater)蒸鍍出設計的厚度並量測實際的反射頻譜。

為了使計算的結果與實際結果接近，必須先求得 SiO_2 與 TiO_2 的折射率與波長的關係(index dispersion)，再代入程式中計算。為此，我們在不同砷化鎵基板上各蒸鍍 20nm 的 SiO_2 與 TiO_2 ，再利用橢圓測厚儀量測介電材料的參數 n , k , d 對波長的關係，其中 n 為折射率， k 為與吸收有關的係數， d 為擬合得到的膜厚，如圖 4-5 所示。橢圓測厚儀如圖 4-7，其原理為藉由將光由非零度角入射樣品表面，因薄膜厚度及材料吸收，會造成反射光相位及振幅上的改變；藉由反射後 s 跟 p 兩個偏振狀態所產生的變化(ψ, Δ)，如圖 4-8 所示，可計算得到薄膜的相關物理參數(n, k) 如圖 4-6。本實驗所用的橢圓測厚

儀波段範圍為 193nm 至 1690nm，可有效涵蓋所需的波段。

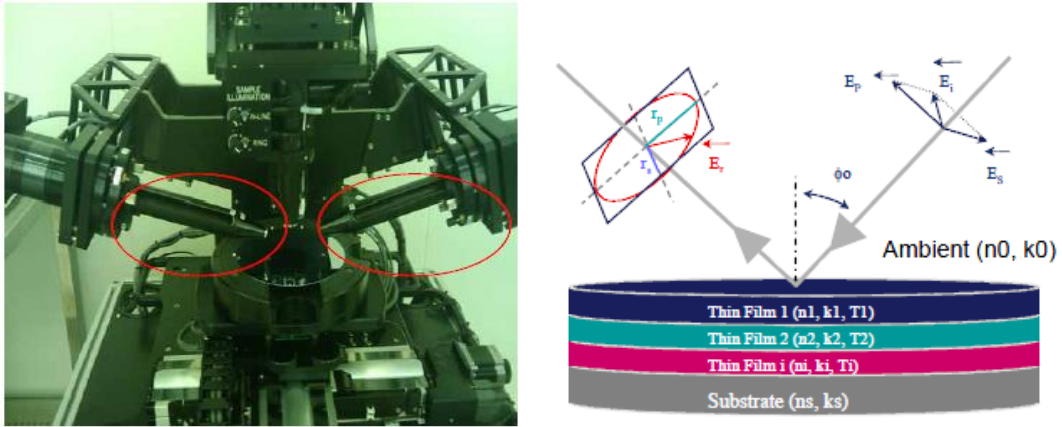


圖 4-7 橢圓測厚儀構造圖

量測的結果如圖 4-8 與 圖 4-9，其 SiO₂ 折射率在波長為 1250nm 時約為 1.51，TiO₂ 折射率在波長為 1250nm 時約為 1.9。

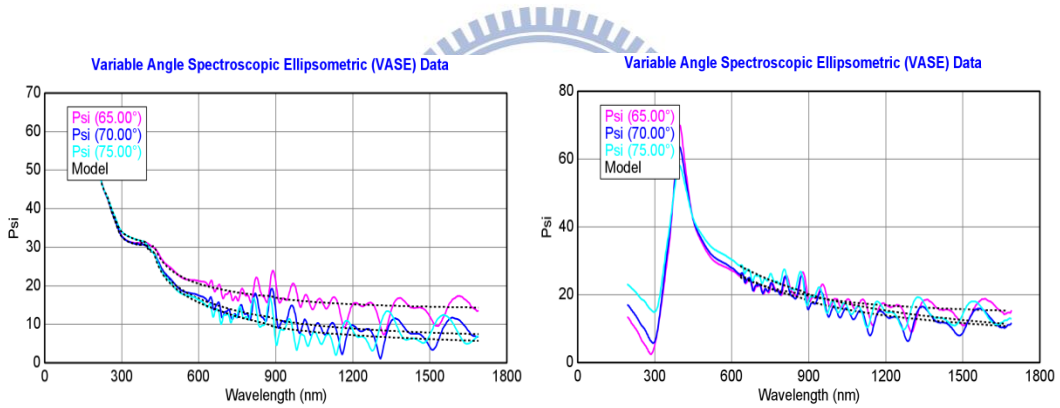


圖 4-8 橢圓儀所量測不同波長的參數 Ψ 和 Δ (a) SiO₂ (b) TiO₂

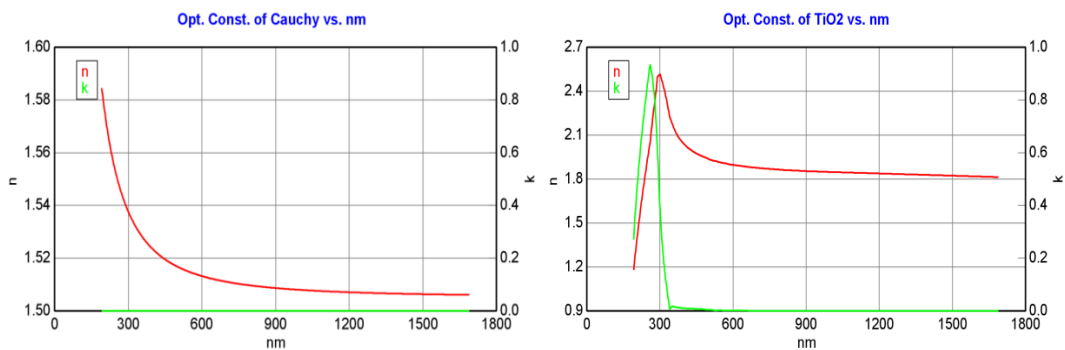


圖 4-9 橢圓儀所量測不同波長的折射率 (a) SiO₂ (b) TiO₂

為準確計算出雙層抗反射鍍膜所需的材料厚度，我們使用傳輸矩陣法，並將圖 4-9 橢圓測厚儀所得的折射率與波長關係代入程式中計算，以求得反射頻譜。我們將目標設定在 1.1~1.3 μm 波段下，反射率最低且波長調變範圍最廣的設計，藉由代入不同組合的 TiO_2 與 SiO_2 厚度，由程式計算反射頻譜並自動挑選出符合需求的組合(d_1 , d_2)，其中 d_1 與 d_2 分別為 TiO_2 與 SiO_2 的膜厚，再選擇適合實際蒸鍍的膜厚 d_1 為 110nm、 d_2 為 120nm。

圖 4-10 為兩組不同組合的(d_1 , d_2)其不同波長與反射率對應圖，其中橫軸為波長，縱軸為其對應的反射率，紫色的線代表反射率在 0.01 以下的波長範圍。

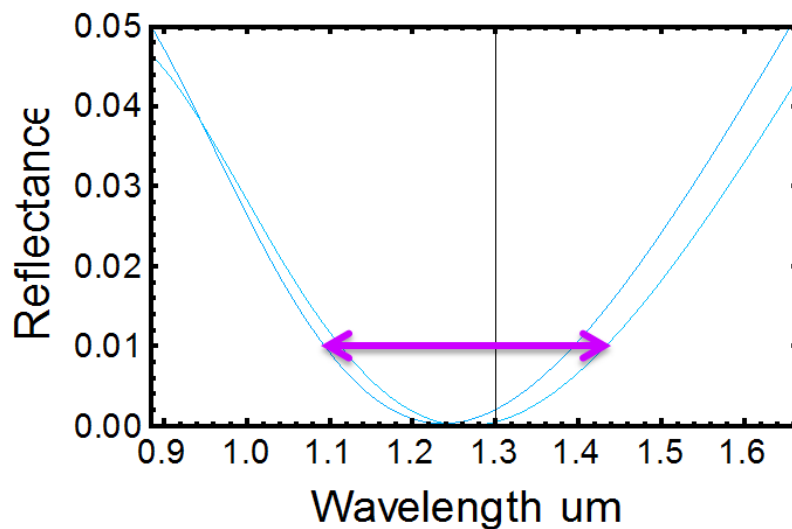


圖 4-10 不同波長與反射率的對應圖

4.2.2 抗反射鍍膜的製作

製鍍光學薄膜的監控方式主要分為兩種：光學監控與石英監控。

光學監控為即時對所鍍膜層的光學特性變化做觀測，並在下一層做出必要的修正，因為薄膜在成長的過程中，會受到鍍膜腔體中溫度、壓力、真空度、所通的氧氣流量、電子鎗功率、蒸鍍速率變化...等影響，使得成長在基板上的薄膜厚度不均勻。當膜厚增加時，監控片的穿透率和反射率會連帶發生變化，若對穿透率或反射率隨膜厚的變化作圖，其中 x 軸為膜厚、y 軸為穿透率或反射率，當穿透率或反射率走到極值點時，表示所鍍膜的光學厚度 nd 為監控波長的 $1/4$ 整數倍。因此光學監控主要是藉由在鍍膜過程中，觀察穿透率與反射率的變化，來推測膜厚的增加或減少。

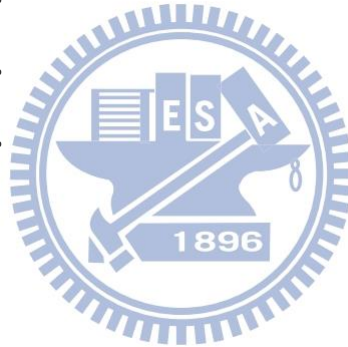
而石英監控是利用石英晶體震盪的特性來量測膜厚，石英晶體的振動頻率 f 與質量成反比關係，鍍上膜厚 Δd 後，石英晶體的振動頻率會減少 Δf ，可以藉由在鍍膜的過程中，量測石英晶體的振動頻率變化來反推膜厚的變化，石英晶體的重量越重其震盪頻率越低。一般監控用的全新石英晶體其振盪頻率為 6MHz，但由於實際上製鍍的材料並非為石英晶體，因此隨著鍍在石英上的膜厚增加，其振盪頻率也逐漸變小，在 6MHz~5.9MHz 之間 100kHz 的範圍內，振盪頻率變化量 Δf 與膜厚變化量 Δd 大致上呈線性關係，一旦頻率小於 5.9MHz，則 Δd 和 Δf 則不再存有線性關係，因此需更換新的石英監控片。一般石英監控適用於膜厚很薄的製鍍，缺點為無法連續監控膜厚很厚的膜層設計。

光學監控一般只適用純 $1/4$ 波長的製鍍，若非為 $1/4$ 波長的設計其誤差相當大，但我們所使用的抗反射鍍膜並非為上述的 $1/4$ 波長設計，而是由相當薄的厚度，且對於每層厚度的設計誤差相當敏感，厚度些微的不準確即會影響到抗反射率鍍膜的反射率。而石英監控的優點為設備便宜，且膜層厚度很薄時仍可準確監控，因此本實驗採用石英監控的方式。

石英監控蒸鍍步驟

1. 確認實驗條件：CH3 真空度是否達到 10^{-6} 以上，溫度為室溫。
2. 選擇抽真空鍵並按下停止。
3. 選擇破真空鍵並按下開始，破真空時間約 2~3 分鐘，完成後機器會有警示聲提醒。
4. 檢查 CH3 是否為 sensor off。
5. 打開腔門開關按鍵，當按鍵為紅色時即可打開腔門。
6. 清腔：
 - (1) 選擇遮板 1 按鍵並按下開啟。
 - (2) 使用吸塵器仔細清理各坩鍋與腔體周圍環境。
 - (3) 更換靶材：
 - (a) 低折射率選擇材料 SiO_2 ，放置於坩鍋 1、3、4、6。
 - (b) 高折射率選擇材料 TiO_2 ，放置於坩鍋 2、5。
 - (4) 清理遮板 1，清理結束後選擇遮板 1 按鍵並按下關閉。
7. 將需蒸鍍的樣品放上夾具並放入光學蒸鍍機裡。
8. 確認並無其他物品在腔體裡並關上腔門。
9. 選擇抽真空鍵按下開始，並升溫至 200°C 。
10. 等待約 2~3 小時使其真空度達到 10^{-6} 以上。
11. 打開 E-gun 汞燈。
12. 選擇抽真空鍵並按下停止。
13. 選擇半自動鍵並按下停止。
14. 選擇自動鍍膜鍵並按下開始。
15. 設定鍍膜檔案：
 - (1) 按下電腦編輯鍵(F3)->編輯鍍膜檔(F1)，選擇所需鍍膜檔案。
 - (2) 設定鍍膜檔參數，完成後並按下電腦分析鍵(F5)。
 - (3) 選擇電腦鍍膜鍵(F2)。

16. 實際蒸鍍時必須手動調整氧氣流量：
 - (1) TiO_2 溶藥時氧氣流量為 6 sccm。
 - (2) TiO_2 蒸鍍時氧氣流量為 14 sccm。
 - (3) SiO_2 蒸鍍時氧氣流量為 4 sccm。
17. 蒸鍍完成後，選擇自動鍍膜鍵按下停止並回到主畫面。
18. 選擇半自動鍵並按下開始。
19. 選擇抽真空鍵並按下開始。
20. 關閉 E-gun 汞燈。
21. 降溫至 40°C 以下。
22. 選擇抽真空鍵並按下停止。
23. 選擇破真空鍵並按下開始。
24. 打開腔門開關並取出樣品。
25. 選擇抽真空鍵並按下開始。



4.2.3 抗反射鍍膜的量測

圖 4-11 所示為抗反射鍍膜的反射率頻譜圖。其中在波長 1.0 μm 至 1.4 μm 範圍共 400nm 下反射率皆低於 2%，波長在 1.1 μm 至 1.3 μm 間共 200nm 下其反射率皆低於 1%。

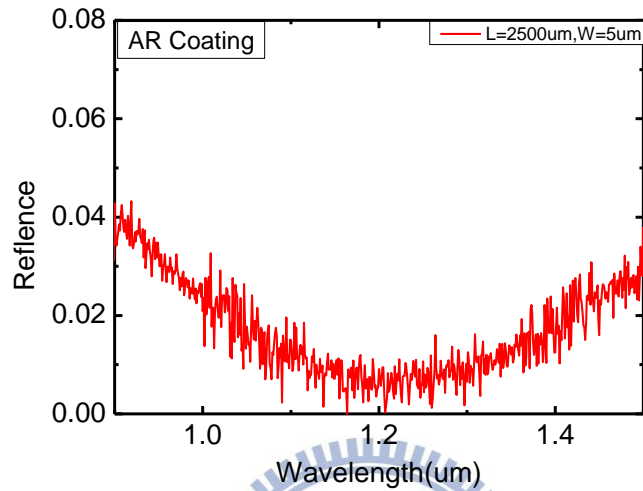


圖 4-11 雙層抗反射鍍膜反射率頻譜圖

圖 4-12 為雷射在鍍膜前與鍍膜後抗反射端鏡面的 L-I 曲線圖，在連續波電流的操作下，鍍膜前雷射的臨界電流密度約為 0.64 kA/cm^2 ，最低的臨界電流為 8mA，而鍍膜後則無法達到臨界增益(鏡面反射率下降使得原共振腔中的臨界增益大幅提高)。藉由雷射鏡面鍍膜的幫助，可使臨界增益全由外部共振腔所決定。

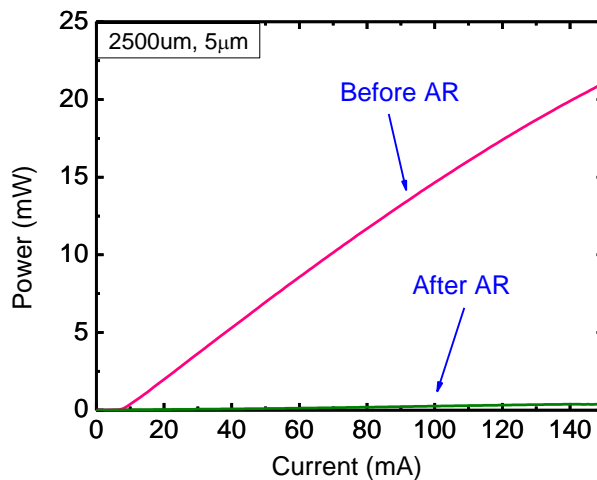


圖 4-12 (L,W)=(2500 μm ,5 μm)雷射在鍍膜前後 AR 端鏡面的 L-I 曲線圖

4.3 外腔式雷射架構

本節先簡單介紹幾項實驗時常用的光學元件之目的與功能，以及最為熟知的光柵耦合外腔式雷射的基本架構(Littrow 與 Littman)，接著使用雙邊出光波長可調外腔式雷射架構，最後描述實驗方法。

4.3.1 基本要素與架構

4.3.1.1 傾斜波導與鏡面鍍膜

為能有效的使用外腔式雷射，使其增加可調變的波長範圍與出光強度，我們降低經繞射光柵那側鏡面的反射率，以提升元件出光及繞射光柵選擇波長的能力。首先我們將雷射元件的脊狀波導(ridge waveguide)與鏡面垂直方向傾斜 7° ，由司乃耳定律(Snell's Law)可求出光從波導中發射出的光，由於介質折射率的改變，會使光與鏡面垂直方向大約傾斜 22° ，部分以與入射角相同的角度反射至波導外，因此沿原路徑進入波導內的比例大約只剩 10^{-2} 左右。此外，我們將雷射的出光面做寬頻低反射率的設計，以提升其出光的穩定性，原理與設計如 4.2 章所述，鏡面鍍膜不僅可藉由材料的折射率與厚度來選擇反射率的大小與範圍，還能將鏡面的反射降之最低。藉由將單邊波導傾斜的設計，並搭配雙層抗反射鍍膜，可使鏡面的反射下降至 10^{-5} 以下，光穿透率高達 99% 以上，避免多餘的光損耗發生在鏡面上而造成能量的浪費。

4.3.1.2 非球面透鏡

由於我們所使用的雷射為邊射型雷射(edge emitting laser)，主動區厚度約為 $0.3\mu\text{m}$ 至 $0.5\mu\text{m}$ ，導致發散角相當大。為了使雷射的輸出光有效打入繞射光柵而不造成光源的損失，通常會使用數值孔徑(numerical aperture, NA)較高、低波前扭曲(wavefront distortion)、無球面像差(spherical aberration)的非球面透鏡用來收集雷射光使之變成平行光。我們嘗試使用兩種不同數值孔徑的非球面透鏡(Thorlabs, C330TME-C & C240TME-C)，表 4-1 列出個別的焦距、數值孔徑、與量測所得的耦合效率，其中高數

值孔徑的 C330TME-C 耦合效率較高。此透鏡兩側皆有抗反射鍍膜，數值孔徑為 0.68，焦距為 3mm。

表 4-1 不同數值孔徑的非球面透鏡之比較

	Focal length	NA	Coupling efficiency
C330TME	3.1mm	0.68	0.81
C240TME	8.0mm	0.5	0.68

4.3.1.3 外部模態選擇濾光鏡：繞射光柵(Diffraction Grating) [39]

繞射光柵的組成為在同一折射率的材料中周期性的改變其厚度，此反射角與波長的關係由光柵方程式所決定：

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

其中 Λ 為厚度改變的週期，如圖 4-13 所示， α 為入射角， β 為反射光的繞射角，而圖上左右邊的正負號分別表示由光柵方程式所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，為了滿足建設性干涉，光程差必須為波長的整數倍，不同的光程差會對應到不同的階數，此階數為 q 。

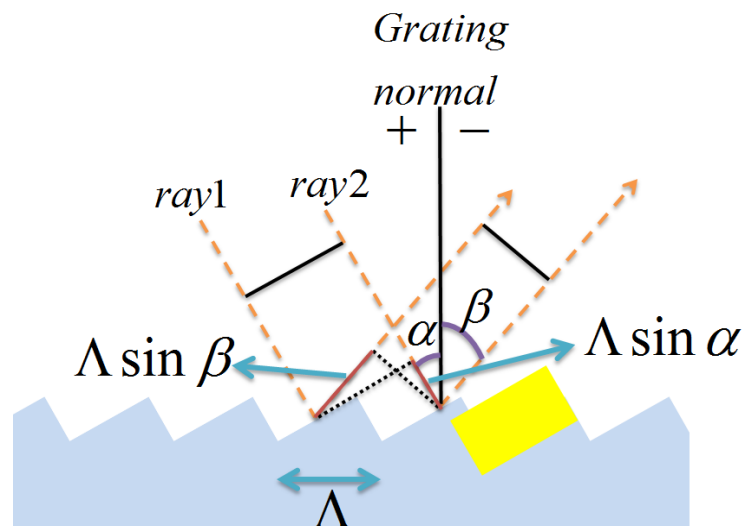


圖 4-13 繞射光柵的橫向剖面圖

由光柵方程式我們可以了解，固定入射角 α 的情況下， λ 越大，相同階數的繞射角 β 越小，因此若我們希望將入射光分解成一個較寬廣的波前，只需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已明顯減弱很多，因此我們可使用光柵週期較小的光柵，即光柵條紋越密，在此我們使用光柵條紋密度為 1200 條/mm 的繞射光柵，繞射光隨著繞射角度與波長的分佈就會越寬廣，這樣不僅可確保光柵對波長的反射率選擇性夠好，也有較大的調整角度誤差，不至於角度稍微改變，波長選擇卻變化很大的情形發生。此外，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，因此為了使光柵對波長的反射率選擇性更加嚴苛，除了藉由降低光柵週期，也可以藉由改變外部共振腔的長度，使繞射光散得更開，進入半導體雷射中的光之半高寬更窄。

4.3.2 波長可調外腔式雷射架構設計 [26]

外腔式雷射根據幾何架構大致上分成兩種類型：Littrow 與 Littman，此小節我們將介紹這兩種類型的的方法與優缺點，並在最後講解我們主要的架構。

4.3.2.1 Littrow

此架構較為簡單，如圖 4-14 所示，先經一個非球面透鏡將光聚成平行光，接著將光打進光柵，光經由光柵後會分為零階反射光與一階繞射光，藉由直接調整繞射光柵的角度來選擇波長，使雷射的一階繞射光反射回原路徑，再用單模態光纖(single-mode fiber)將零階反射光收進光譜分析儀中量測。

Littrow 主要是藉由直接調整光柵的角度來控制一階光的波長，而達到調變的作用，此架構的優點為架設簡單，只需選擇適合的光柵，將一階繞射光反射回原路徑即可。但缺點為出光角度會隨著光柵角度而改變，我們每調變一次波長就得調整光柵角度，一旦調整光柵角度，零階反射光也會隨之改變方向，導致收光較不方便。此外，原本零階反射光的強度較弱，因此輸出功率也會較弱。

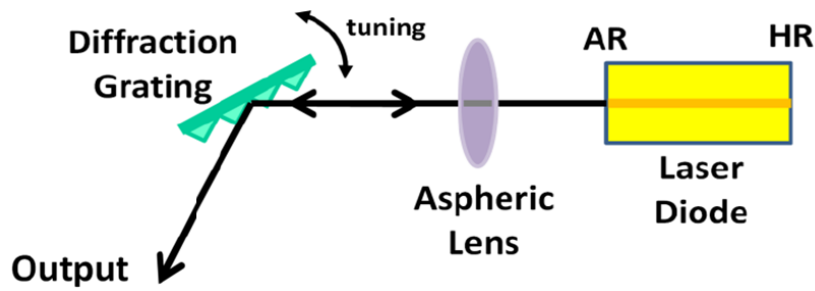


圖 4-14 Littrow 架構示意圖 [39]

4.3.2.2 Littman

此結構相較於 Littrow 多了一面反射鏡，將雷射光打到固定不動的光柵上，使一階繞射光可垂直打到平面反射鏡，接著藉由調整此平面反射鏡來決定反射回光柵的波長，光柵再將光打回原入射光的方向。如圖 4-15 所示，此結構下光柵固定不動，僅只藉由反射鏡的角度，即可選擇我們要的波長，這樣不僅可使光柵的零階反射光固定，收光容易且應用方便，還可藉由光柵再一次的把光打散成波前，使得進入半導體雷射的光半高寬更窄。但缺點為架設較麻煩，因為平面反射鏡必須以光柵為圓心旋轉，如以一來反射鏡的光才可垂直的打回光柵中，但調整反射鏡的角度並不容易，也由於光在平面鏡與光柵各多反射了一次，使得鏡面損耗增加，此外，反射鏡反射回光柵造成的零階光則浪費掉，因此輸出功率較 Littrow 架構更弱。

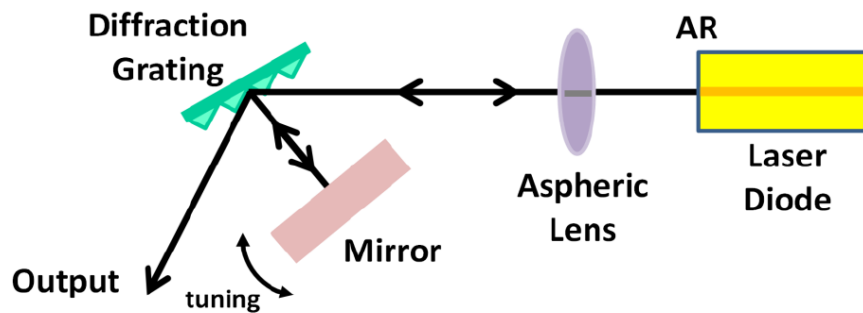


圖 4-15 Littman 架構示意圖 [39]

如前所述，鑑於單邊出光的 Littrow 外腔式雷射系統的出光僅能收光柵的零階光，由於光柵的零階反射光與一階繞射光兩者之間為相互消長的關係，因此當所使用的光柵

一階反射率較高時，相對地外腔式雷射的零階光就會變小許多，再加上出光方向因波長選擇而改變的缺點，因此採用雙邊出光的外腔式雷射架構，如圖 4-16 所示。

首先調整透鏡使兩邊出光接近平行光，接著將左側出光打至繞射光柵上，其反射率頻譜如圖 4-17，調整好光柵與入射光角度至 50 度左右後，一階繞射光可反射回原雷射波導，再從準直器(collimator, Thorlabs F260FC-C)經由隔離器(isolator)聚光至單模態光纖中，隔離器的功能主要為避免光反射回原雷射共振腔中，導致量測上的誤差，之後再接入光譜分析儀 ANDO AQ-6315E 中做量測，以量測外腔式雷射的光譜。

此量測方式的優點為系統比較穩定，藉由收集另一側鏡面的出光，在調變不同的波長時，不必每次收光都重新調整光路，此外右側的輸出功率也較原先的零階光大，缺點則是浪費掉光柵側的零階反射光。

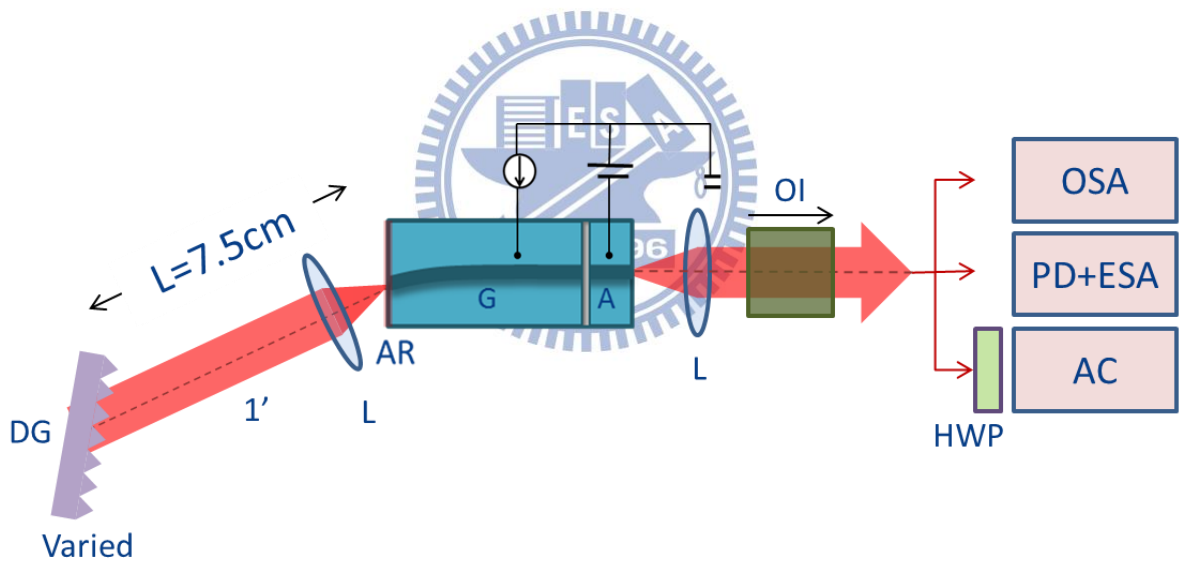


圖 4-16 雙邊出光的外腔式雷射架構

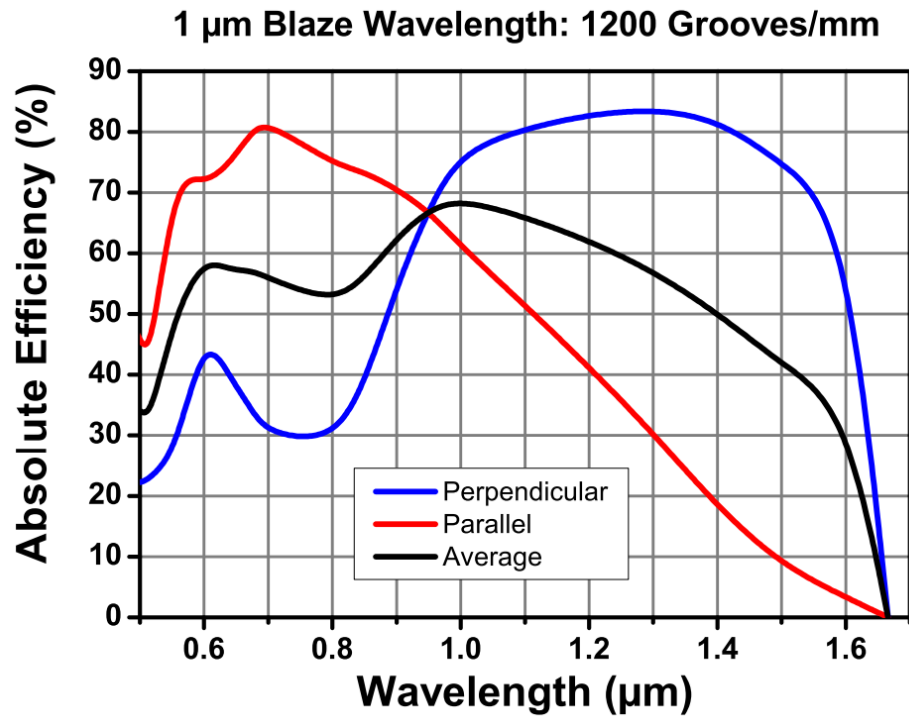


圖 4-17 條紋密度為 1200 條/mm 的光柵其一階繞射效率對波長的曲線圖

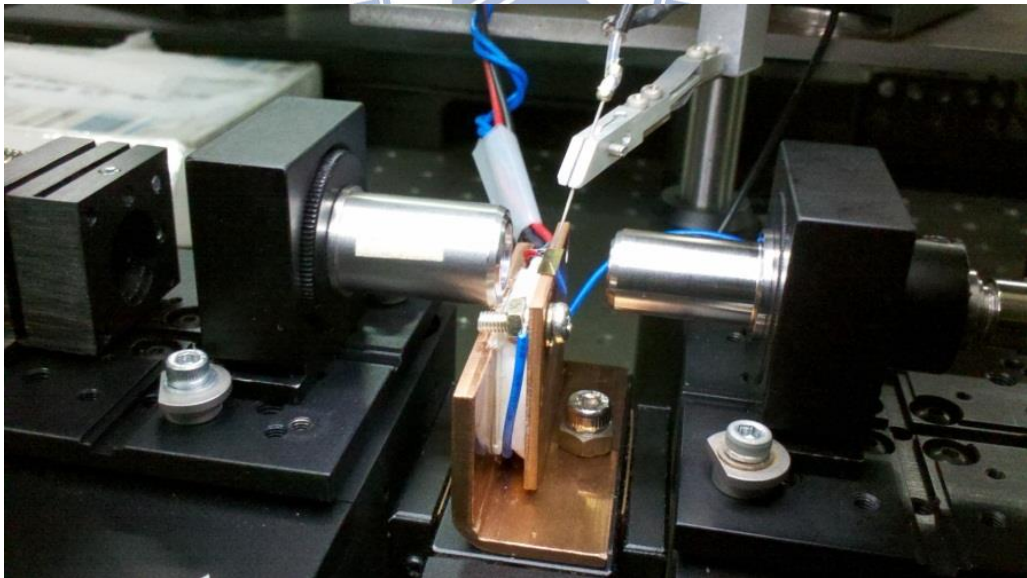


圖 4-18 雙邊出光的實際架構圖

4.4 雷射光電特性量測系統

本章節主要介紹首先介紹基本的量測平台架構，量測不同操作條件下的光譜與 RF 頻譜，接著用自相關法來量測脈衝時間寬。

4.4.1 基本量測平台架構

在量測不同操作條件下的光強度時，為了防止雷射光被長度過長的銅座底部擋住而影響出光效率，我們將長度為 2.5mm 雷射晶片放置於厚度為 2mm 的溫控銅座上，銅座內裝有熱敏電阻與熱電致冷器，並以溫控器(ILX Lightwave LDT-5500)將其溫度固定在 20°C，再以兩隻探針分別置於無封裝過的被動式鎖模雷射的增益區塊與吸收區塊上。以一個二極體光偵測器，置於增益區塊的鏡面前，測量其輸出的脈衝雷射光的平均強度，由此可得到此被動式鎖模雷射在不同的逆向電壓下，增益電流對輸出脈衝光強度的關係圖。

在量測不同操作條件下的光譜與 RF 頻譜時，則改以具有雙通道的直流電壓電流源(Keithley 2602)分別供應增益電流與逆向電壓，其所輸出之脈衝雷射光經由透鏡收入光纖後，進入光纖分光器將光分成兩道，其強度比為 1:9，其中 10%的光連接進入光譜分析儀(Ando AQ6315)用以量測光譜，本實驗所用光譜分析儀的最小解析度為 0.05nm；而其餘 90%的光則進入一高速光偵測器(Newport, AD-10ir)將光訊號轉為電訊號，再由 RF 頻譜分析儀(Agilent E4407B)分析此電訊號的頻率成分。此外為避免雷射光反射耦合回雷射影響操作，我們將所有的光纖接面改為 APC(Angled Polished Connector)接面以避免反射，並加入光隔絕器(isolator)避免反射光，如圖 4-19。

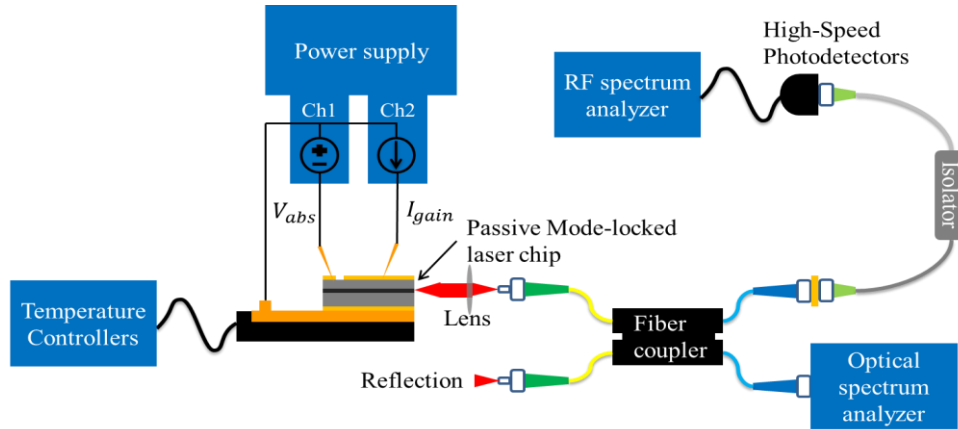


圖 4-19 量測鎖模脈衝光譜與 RF 頻譜之實驗架構：雷射脈衝光的光譜以光譜分析儀 (optical spectrum analyzer) 量測，而 RF 頻譜則先以高速光偵測器 (high speed photodiode) 轉換為電訊號再由 RF 頻譜分析儀 (RF spectrum analyzer) 量測。[18]

4.4.2 自相關儀量測平台架構 [18]

在量測脈衝寬度上，我們利用強度型自相關法來作量測，其原理如 3.2.3 節所述。在實驗架構上，首先是將被動式鎖模脈衝雷射樣品所輸出之雷射脈衝先以透鏡將之轉為平行光，並透過兩面反射鏡調整光之行徑路線，使光路能水平地入射至整合的強度型自相關儀 (FR-103XL)，且由於二階諧波轉換器對單一偏振方向有較好的轉換效率，因此為了有更好的二階諧波訊號強度，故在自相關儀前方加上一偏振片將雷射脈衝光之偏振方向轉為 90 度角後再輸入自相關儀。如圖 4-20 為自相關儀之內部構造，其輸入之脈衝光在經由分光器分光後，其中一道光打入一個可旋轉的反射鏡，藉由反射鏡穩定地旋轉而產生週期性的光程差，再透過其餘鏡面反射，最後透過拋物面鏡匯聚於二階諧波產生器，此二階諧波產生器以 LiIO_3 晶體為材料，其有特殊的切割角度，使兩道光能以一夾角交叉入射，並在兩道穿透光中間產生倍頻光。以適當大小的洞將兩道穿透光遮蔽並僅使倍頻光通過至光電倍增管 (Photomultiplier, PMT) 轉換為訊號給示波器讀取。由於少了兩道穿透光產生的背景值，故在示波器顯示的為一個無背景的二階諧波訊號。因為自相關儀是利用反射鏡的周期性地旋轉來產生一固定範圍的光程差，因此其能偵測訊號的延遲時間範圍也是固定的，所以除了可以利用此自相關儀來測量脈衝寬度之外，還可以透過固

定延遲時間範圍內所偵測到的二階諧波訊號的波包數與波包間距來推斷此被動式鎖模脈衝雷射所產生的脈衝的週期與頻率。

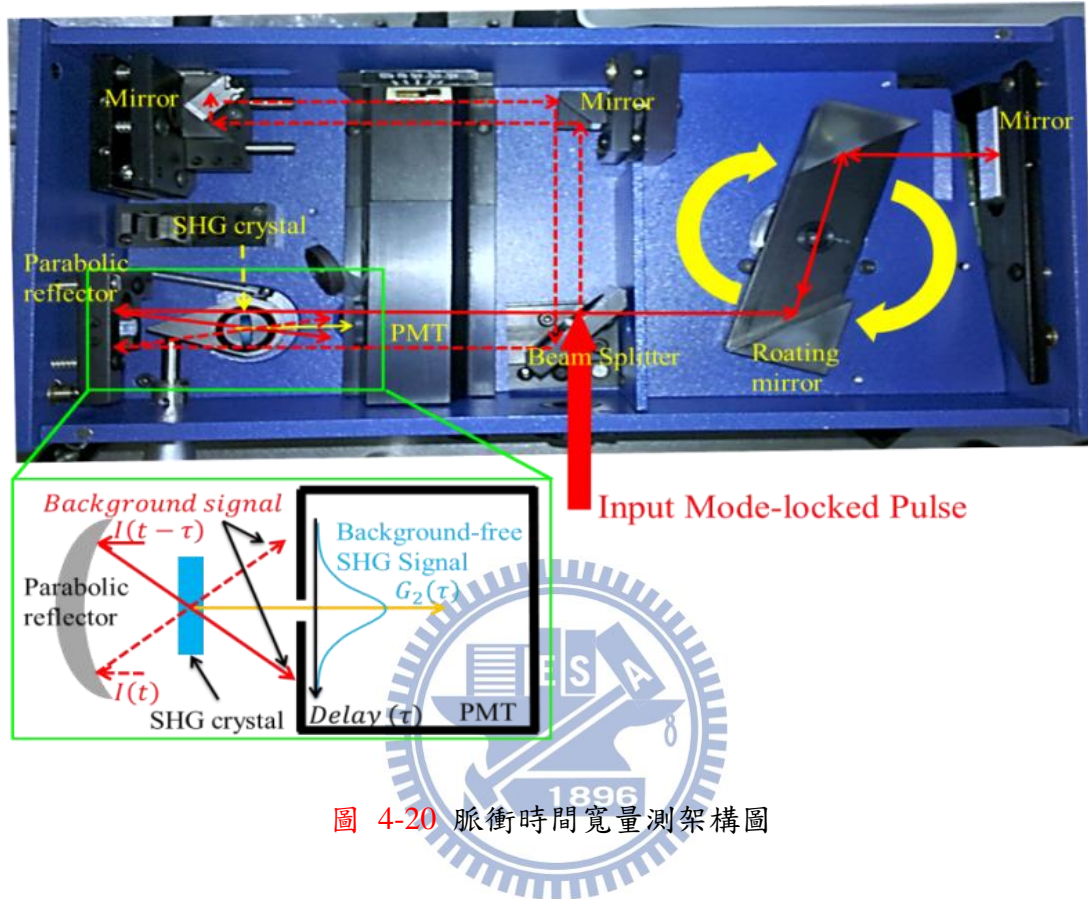


圖 4-20 脈衝時間寬量測架構圖

第5章 波長可調外腔式量子點雷射

5.1 簡介

實現波長可調式雷射有許多方法，像是可調變半導體雷射(tunable monolithic semiconductor laser) [29,40]，此方法不需使用外部光學元件，而是直接在製作雷射晶片時就整合好，將DFB(distributed feedback)或DBR(distributed Bragg reflector)與雷射製程整合在一起，利用半導體材料的折射率會與載子密度成反比等特性，藉由控制溫度或改變注入光柵的電流來改變等效折射率，達到波長調變的目的；或是垂直共振腔面射型雷射(VCSEL)搭配外部反射鏡[41]，利用微機電系統(Micro Electro Mechanical System)技術移動鏡面，來改變共振腔長度，達到調變波長的目的。此類方法雖可將各項要素緊密的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變的可能性，因此我們選擇另一種方式來實現波長可調雷射-光柵耦合外腔式雷射(grating-coupled external cavity laser diode)，此方法的架構較為簡單，只需幾樣簡單的光學元件或技術即可達成，且可調變的波長範圍較廣，並利用外腔式雷射所選擇的波長較窄的特性來加以利用在光通訊上。

表 5-1 為近幾年來所發表的幾篇波長可調外腔式雷射結果其實驗的雷射規格以及實驗條件的比較表格。圖 5-1 為實驗結果之比較圖。其中圖 5-1 (a) 為以單層量子點雷射做為可調式外腔雷射的光源。一般在 $1.3 \mu\text{m}$ 的波段範圍而言，藉由使用基態(ground state)與激發態(excited state)最高通常可達到 200nm 以上的波長調變範圍。而圖 5-1 (b) 為 Z.G.Wang 的實驗結果，使用五層的量子點雷射結構，最高可調變的波長範圍為 200nm 左右，但其臨界電流密度相當高。圖 5-1 (c) 為基本材料為 InP 的波長可調變雷射，其可調變的波段範圍為 1300nm 至 1540nm，可由基態連續調變至激發態高達 240nm 左右寬廣的調變範圍。

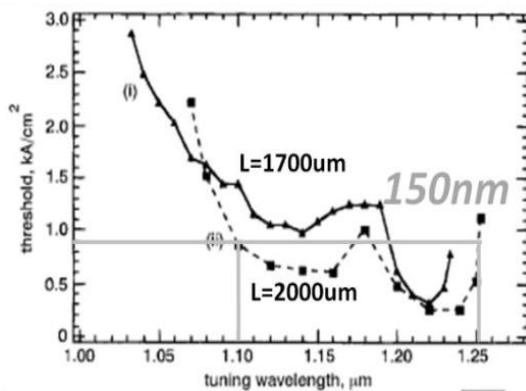
圖 5-1 (d) 為利用啁啾式堆疊量子點雷射之實驗結果[39]，其外腔式雷射在電流密度 0.9kA/cm^2 下可調變的波段範圍為 130nm，加上所使用的雷射結構(啁啾式堆疊量子點雷

射)是利用改變披覆層量子井的厚度去控制不同層的量子點雷射，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，使得光的增益頻譜呈現較為平緩，相對於外腔式雷射臨界電流密度對應波長的曲線中，並沒有任何由於基態與激發態之間態躍遷(energy gap)所造成的明顯突起。但其缺點為若將外腔式雷射的波長往更長或更短的波段調變時，原雷射 Fabry-Perot 與光柵所選擇的波長之間其模態競爭會變強，而導致外腔式雷射的失效，也會限制外腔式雷射所能調變的波長範圍大小。

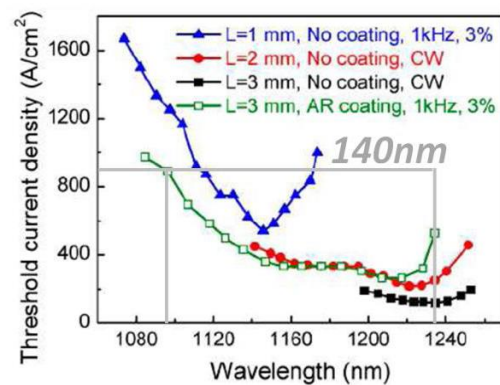
表 5-1 近幾年發表之論文比較表[39,42,43]

	Tuning range	(L,W)	Coating(front,rear)
Lester	1025nm~1235nm(210nm)	(2000 μ m,9 μ m)	(AR , as cleaved)
Z.G.Wang	1080nm~1240nm(160nm)	(2000 μ m,120 μ m)	(AR , as cleaved)
C.Fuh Lin	1300nm~1540nm(240nm)		(as cleaved ,as cleaved)
MBE	1160nm~1290nm(130nm)	(2000 μ m,5 μ m)	(AR, HR)

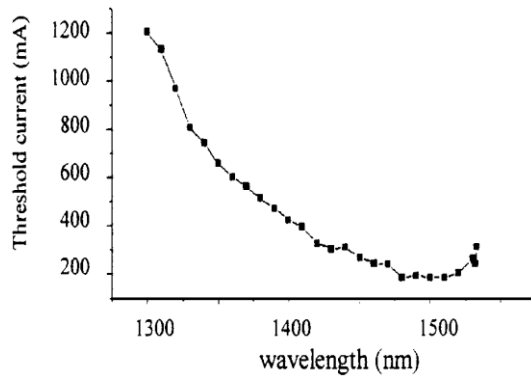
(a)



(b)



(c)



(d)

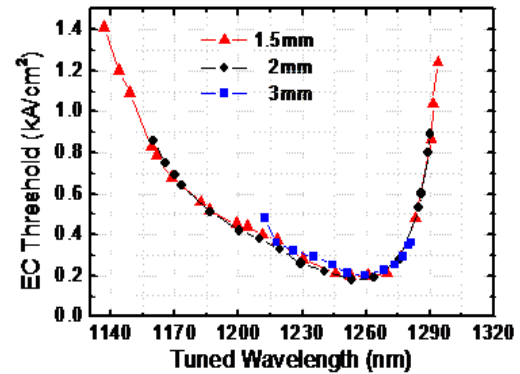


圖 5-1 近幾年發表論文之波長可調其臨界電流與波長對應圖[42,43]

5.2 實驗樣品與實驗架構

本章節我們所使用的樣品為 Lm4917 與 Rn913：Lm4917 為在 N 型砷化鎵晶圓上所成長的五層砷化銻量子點雷射，其量子點雷射結構如 4.1 所述；Rn913 為在 N 型砷化鎵晶圓上所成長的七層砷化銻量子點雷射。表 5-2 為 Lm4917 與 Rn913 的基本特性：Lm4917 的飽和增益(saturation gain)為 16 cm^{-1} 、透明電流密度(transparency current density)為 23.6 A/cm^2 ；Rn913 的飽和增益為 7.9 cm^{-1} 、透明電流密度為 33 A/cm^2 。Lm4917 的飽和增益大於 Rn913。並利用繞射光柵選擇波長的外腔式架構如圖 4-16 所述，在溫度 20°C 下，用光譜分析儀操作在解析度為 0.5nm 時，量測其外腔式雷射波長可調範圍之頻譜圖。

表 5-2 樣品 Lm4917 與 Rn913 之比較表

Sample	G_0 (1/cm)	J_0 (A/cm ²)	QD density (顆/cm ²)
Lm4913	16	23.6	2×10^{10}
Rn913	7.8	33	1×10^{10}

5.3 波長可調外腔式量子點雷射結果與討論

本實驗使用如圖 4-16 所述的外腔式雷射架構，由電源供應器注入連續波電流，使用量子點雷射傾斜的波導設計，並搭配寬頻雙層抗反射鍍膜，耦合外部繞射光柵以實現外腔式半導體雷射，並於溫度 20°C 下，用光譜分析儀操作在解析度為 0.5nm 時，光譜廣度(span)範圍為 200nm 時，量測其外腔式雷射波長可調範圍之頻譜圖。

不同雷射樣品的外腔式雷射特性

圖 5-2 為使用量子點雷射(Lm4917)操作在外腔式雷射在電流為 150mA，臨界電流密度 1.2 kA/cm² 下，所能調變的波長範圍從短波長至長波長分別為 1153nm 至 1293nm，波長可調變範圍為 140nm。旁模抑制比(SMSR)大部分皆大於 40dB。圖中可發現當波長越往長波長調變時，約在 1280nm 附近漸漸出現另一波包，此為表面鍍膜後雷射基態的自發性放射發光；而波長越往短波長調變時，則約在 1180nm 附近出現雷射的激發態發光。

圖 5-3 為使用量子點雷射(Lm4917)操作在外腔式雷射其臨界電流對應雷射發光波長的作圖。此外腔式雷射的最低臨界電流約為 14mA，臨界電流最低的波長為 1265nm。臨界電流在 150mA 下所具有的調變範圍大約為 1153nm 至 1293nm，波長調變範圍為 140nm。但由於量子點本身的特性，在基態與激發態轉換時，需要更高的電流密度注入才能使兩能態中間範圍之波長的臨界增益提升，達到外腔式雷射發光所需的臨界電流密度；要改善此現象，我們須提高主動層增益，使得外腔耦合的損耗(loss)較小，但因雷射的增益飽和，因此可藉由鍍高反射鍍膜來降低外腔耦合的損耗，應用在外腔式雷射時可提高等效反射率，波長可調變的範圍也隨之增加。

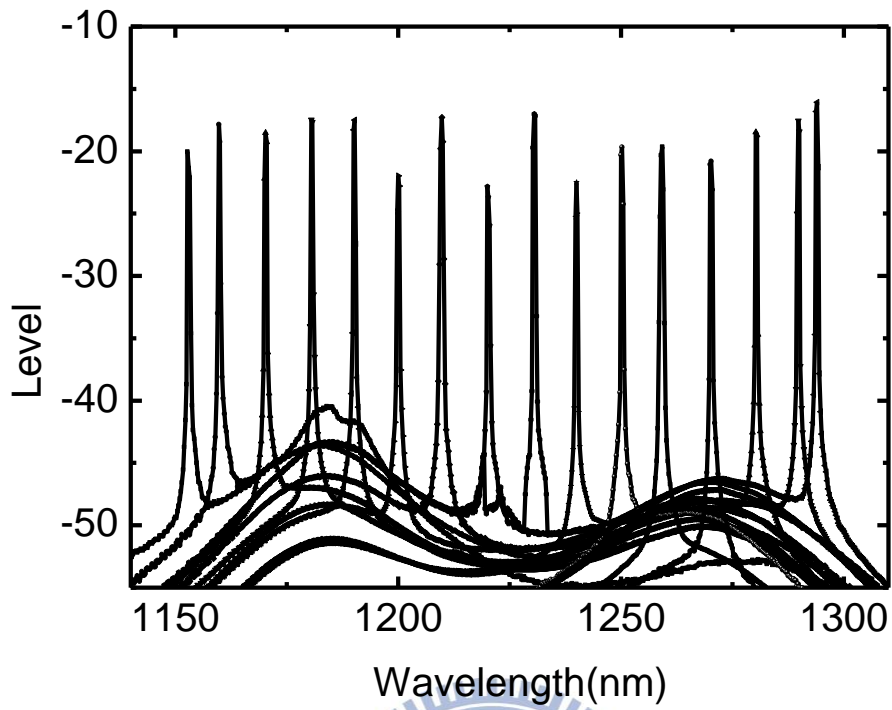


圖 5-2 使用量子點雷射(Lm4917)耦合光柵的外腔式雷射頻譜圖

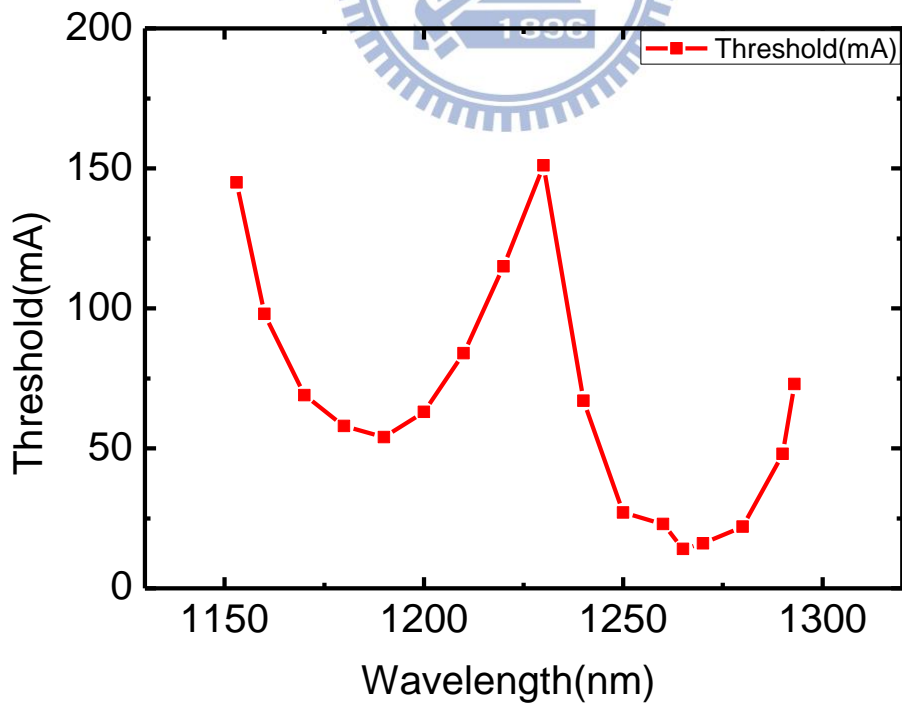


圖 5-3 量子點雷射(Lm4917)的外腔式雷射臨界電流與發光波長對應圖

圖 5-4 與圖 5-5 使用量子點雷射(Lm4917)分別操作在溫度 20°C，用光譜分析儀操作在單模態光纖之最高解析度為 0.05nm 下，光譜廣度(span)範圍縮小至 20nm 時，所量測的外腔式雷射頻譜圖。圖 5-4 為基態操作在 1270nm 下的光譜圖，其光譜半高寬為 0.084nm；圖 5-5 為激發態操作在 1190nm 下的光譜圖，其光譜半高寬為 0.070nm。

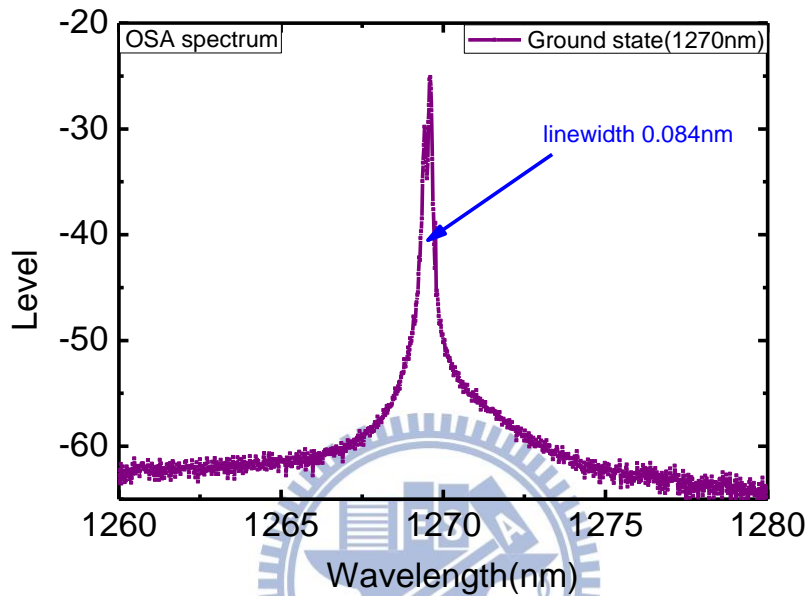


圖 5-4 量子點雷射(Lm4917)的外腔式雷射在基態發光(1270nm)下光譜圖

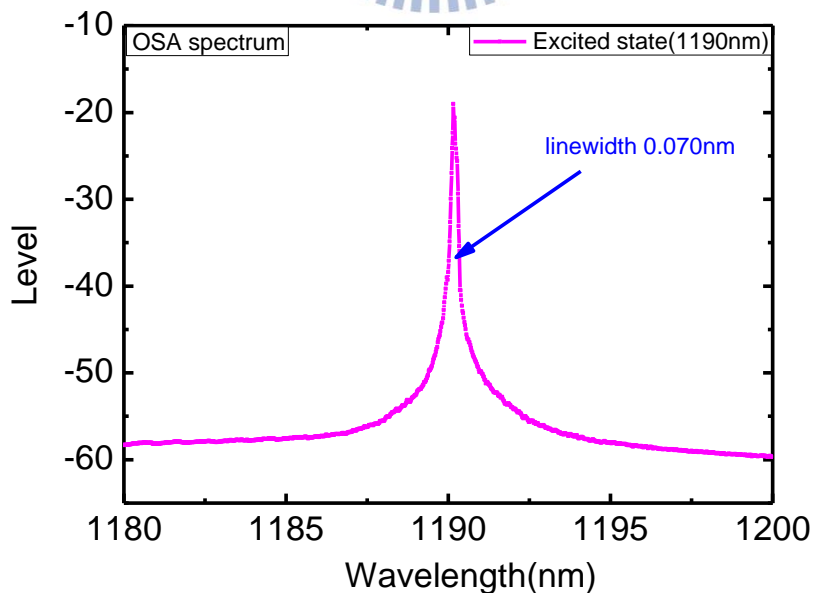


圖 5-5 量子點雷射(Lm4917)的外腔式雷射在激發態發光(1190nm)下光譜圖

圖 5-6 為使用量子點雷射(Rn913)操作在外腔式雷射在臨界電流 160mA 下，所能調變的波長範圍從短波長至長波長分別為 1190nm 至 1330nm，波長調變範圍為 140nm。旁模抑制比(SMSR)大部分皆大於 40dB。而當我們將電流由 20mA 持續加高至 200mA 時，也無法達到雷射。這是因為基態所在的長波長部分，在電流為 160mA 時其增益就已經達到飽和，即使電流不斷增加，主動層的增益(gain profile)仍無法克服臨界增益，甚至會因為過熱而導致主動層的增益下降。因此無法繼續往長波長調變主要是受限於主動層的增益，若要改善此問題必須降低臨界增益，提高等效反射率將鏡面損耗(mirror loss)降之最低，或提高主動層增益。相較之下，激發態所在的短波長部分飽和增益較高，因此在不產生熱效應的條件下，可加高電流克服臨界增益增加的問題，即可增加短波長的可調變範圍。

圖 5-7 為使用量子點雷射(Rn913)外腔式雷射其臨界電流與雷射發光波長的對應圖。此外腔式雷射的最低臨界電流約為 14mA，臨界電流最低的波長為 1300nm。臨界電流在 160mA 下所具有的調變範圍大約為 1190nm 至 1330nm，波長調變範圍為 140nm。

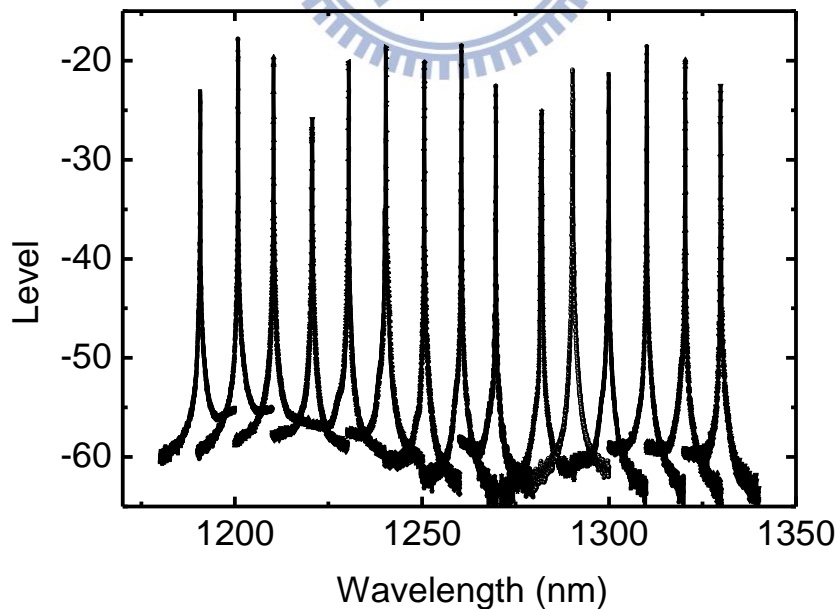


圖 5-6 使用量子點雷射(Rn913)耦合光柵的外腔式雷射頻譜圖

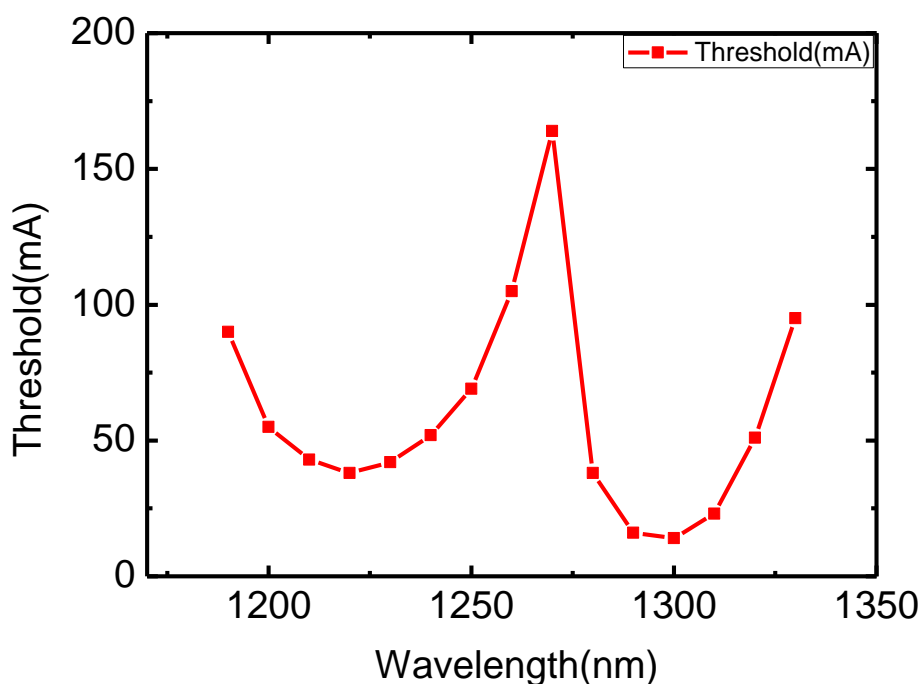


圖 5-7 量子點雷射(Rn913)的外腔式雷射臨界電流與發光波長對應圖

5.4 結論

本實驗中我們使用傾斜的波導搭配寬頻雙層抗反射鍍膜，可將內部鏡面的反射率有效地降至 10^{-5} 以下，提高原雷射共振腔中 Fabry-perot 模態的臨界增益；藉由良好的光耦合可降低外腔式雷射的臨界增益，使光柵能有效的選擇雷射波長並充分利用主動層的增益頻寬，因此在波長調變的過程中，不受到原雷射共振腔模態競爭的影響，內部鏡面的影響在此得到相當好的壓制。

在 Lm4917 五層砷化銦量子點樣品的實驗中，臨界電流在 150mA 下所具有的調變範圍為 1153nm 至 1293nm，共 140nm；Rn913 七層砷化銦量子點樣品，其飽和增益較低，在臨界電流 160mA 下，所能調變的波長範圍從短波長至長波長分別為 1190nm 至 1330nm，波長調變範圍共為 140nm。兩片試片所得的調變範圍與臨界電流密度有相似的結果。

第6章 被動鎖模量子點外腔式雷射

6.1 簡介

本實驗希望利用繞射光柵調整鎖模量子點雷射的中心波長，並藉由改變外部腔長來達到脈衝重複率的調變，進而實現波長與重複率可調的短脈衝光源。圖 6-1 (a)與圖 6-1 (b)為使用十層的量子點雷射[44]，利用繞射光柵或濾鏡(filter)選擇其可調變波長的被動鎖模量子點雷射，其基態可調變的範圍為 30nm，激發態可調變的範圍為 50.5nm，基態與激發態光譜半高寬(FWHM)最窄為 0.4 nm；圖 6-1 (c)與圖 6-1 (d)為使用十層的量子點雷射[45]，並利用繞射光柵選擇其可調變波長的被動鎖模量子點雷射，其在臨界電流為 1A 時，可調變的範圍為 1182.5nm 至 1319nm，可由基態連續調變至激發態共 136.5nm 左右寬廣的調變範圍，脈衝寬度(τ_p)的範圍為 12.8 ps 至 39 ps。圖 6-2 為利用為使用十層的量子點雷射[46]，使用傾斜的波導設計，並利用繞射光柵選擇其可調變重複率的被動鎖模量子點雷射，重複率可調變的範圍為 191MHz 至 2GHz，RF 頻譜的光譜半高寬為 30Hz，但其最低的重複率也有限制，當光在共振腔中來回一趟的時間大於量子點中的載子生命期(carrier lifetime, ~ 1 ns)時，自發性放射產生的光子會在共振腔中累積，而有一定機會產生額外的脈衝，造成有多個脈衝同時在共振腔中傳播，或造成鎖模頻率的不穩定，因此限制了重複率的下限。

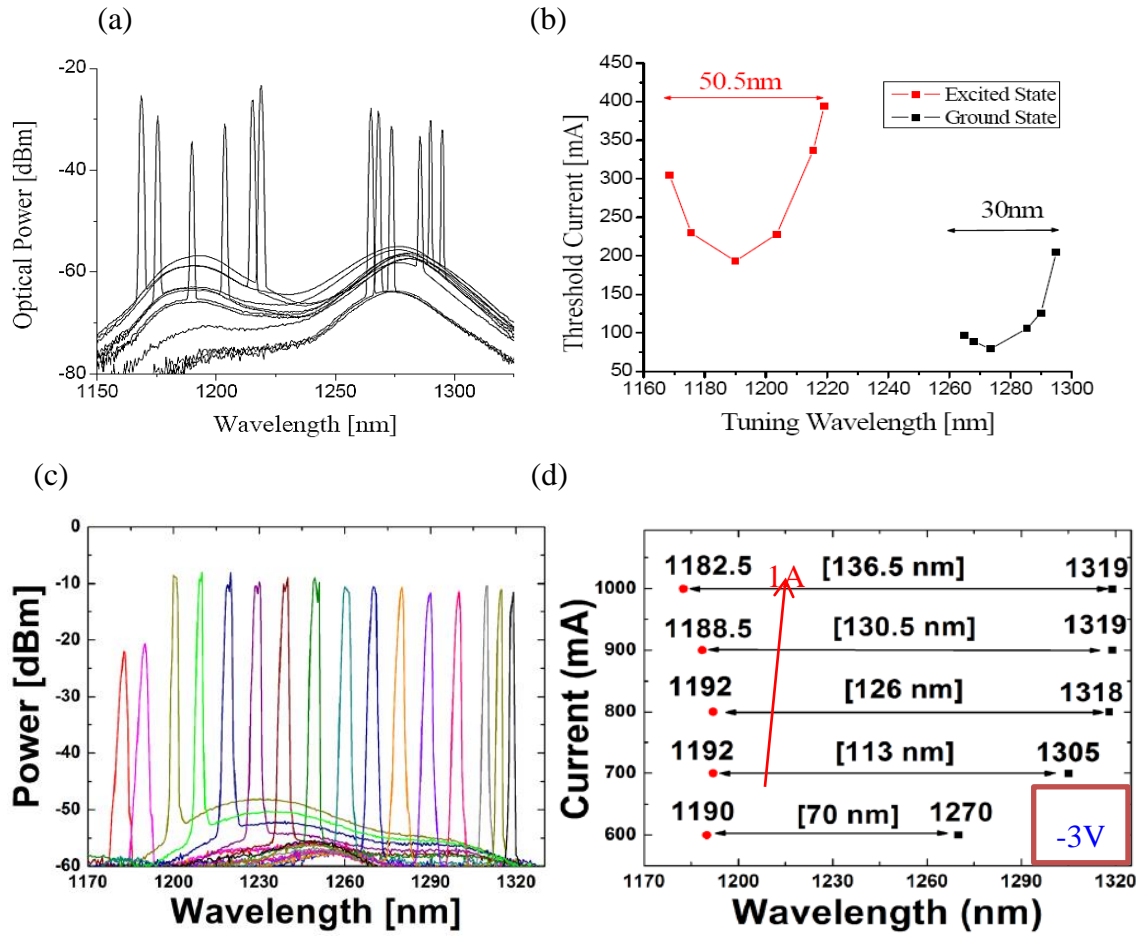


圖 6-1 近幾年發表論文之波長可調對應圖[44,45]

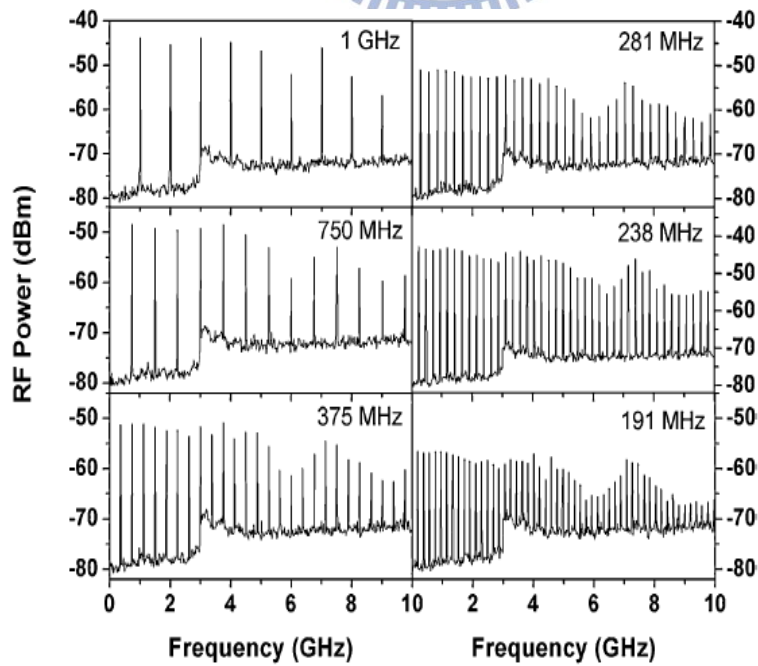


圖 6-2 重複率可調變之變化圖[46]

6.2 被動鎖模外腔式雷射可調變波長之特性

此章節首先討論兩段式被動鎖模外腔式量子點雷射可調變的波長範圍特性量測，接著分別探討飽和吸收體中的逆向偏壓與增益區的注入電流對基態與激發態發光特性的影響，並比較其不同的結果與差異。

6.2.1 被動鎖模外腔式雷射基態發光之特性量測

本章節我們所使用的樣品 Lm4917 為在 N 型砷化鎵晶圓上所成長的五層砷化銦量子點雷射，其量子點雷射結構如 4.1 所述，並利用繞射光柵選擇波長的外腔式架構如圖 4-16 所示，在溫度 20°C、並於外部腔長為 7.5cm 對應重複率 2GHz 下，用光譜分析儀操作在解析度為 0.5nm，光譜廣度(span)範圍為 200nm 時，繞射光柵選擇位於基態發光處，用光譜分析儀、RF 頻譜分析儀、自相關儀分別做光譜半高寬、重複率及脈衝寬度的特性量測。

圖 6-3 (a) 為光譜分析儀操作在解析度為 0.5nm、光譜廣度(span)範圍為 200nm 時所量測的光譜圖，其中心波長為 1280nm；圖 6-3 (b) 為光譜分析儀操作在解析度為 0.05nm、光譜廣度(span)範圍縮小至 20nm 時所量測的光譜圖，其光譜半高寬最窄為 0.05nm，受限於單模態光纖之最高解析度為 0.05nm 下；圖 6-3(c) 為用自相關儀量測在波長為 1280nm 時的脈衝寬度，最窄為 11ps，此為基態波頻率(fundamental frequency)；圖 6-3(d) 為用自相關儀量測在波長 1267nm 時的脈衝寬度，此為諧波(harmonics)。

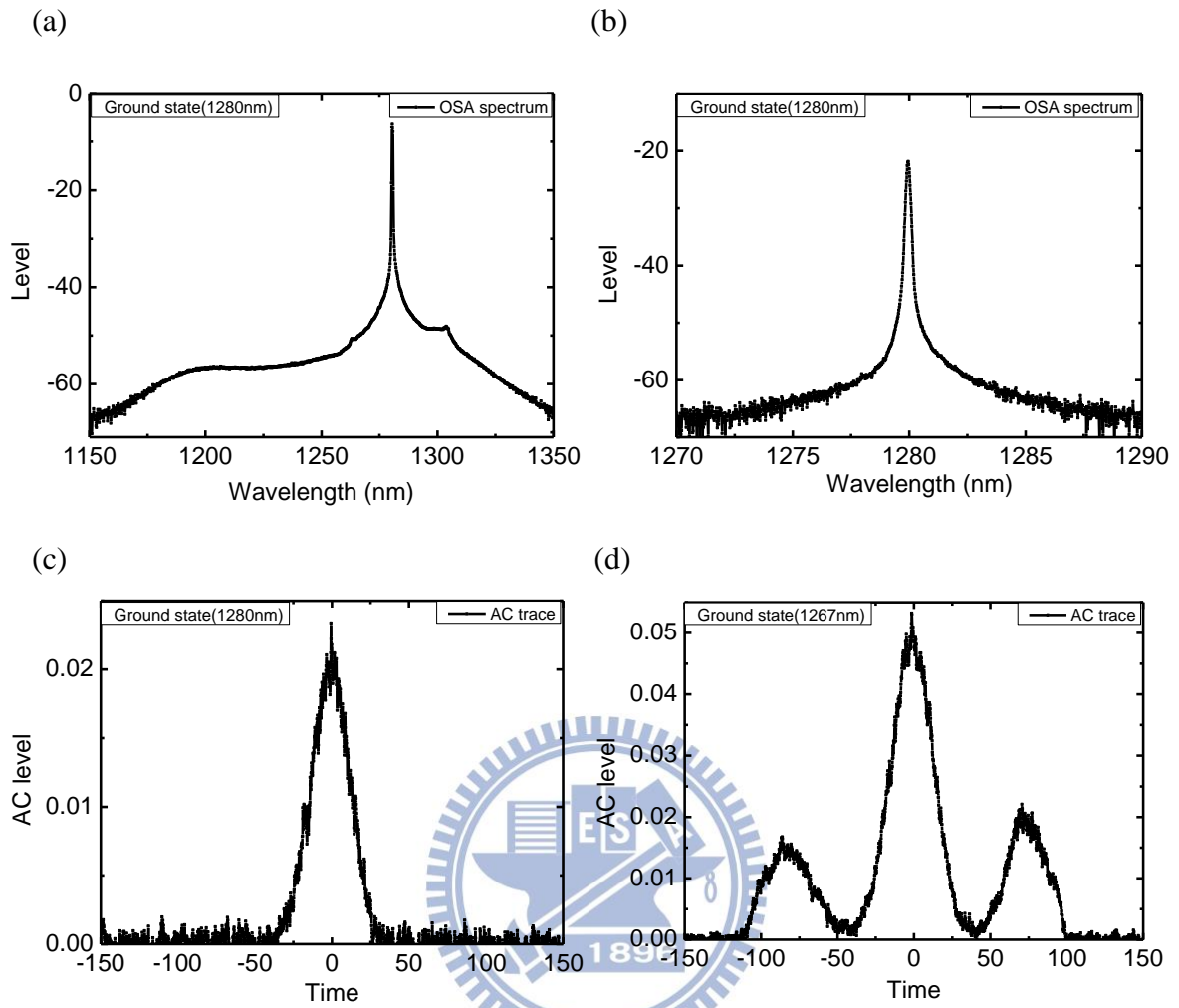


圖 6-3 使用兩段式被動鎖模量子點雷射，用光譜分析儀量測 (a) 解析度為 0.5nm 與 (b) 解析度為 0.05nm 的外腔式雷射光譜圖。用自相關儀量測 (c) 波長 1280nm 的脈衝寬度 (d) 波長 1267nm 的脈衝寬度

6.2.2 被動鎖模外腔式雷射可調變的波長範圍之特性量測

圖 6-4 為兩段式被動鎖模量子點外腔式雷射波長可調範圍之頻譜圖。外腔式雷射在電流 200mA 下，基態發光所能調變的波長範圍從短波長至長波長分別為 1267nm 至 1300nm，波長可調變範圍為 33nm；激發態發光所能調變的波長範圍從短波長至長波長分別為 1190nm 至 1220nm，波長可調變範圍為 30nm。

而與 5.3 節一般雷射可調變的波長範圍相比，在 Lm4917 五層砷化銦量子點樣品的實驗中，臨界電流在 150mA 下所具有連續的調變範圍為 1153nm 至 1293nm，共 140nm。兩段式被動鎖模量子點外腔式雷射波長可調範圍較窄且不連續，其中在波長 1220nm 至 1267nm 時無法達到被動鎖模外腔式雷射的調變，推測其原因可能為於飽和吸收體加了逆向偏壓，使得外腔式雷射無法克服飽和吸收體的額外吸收，造成外部損耗太大，因此無法使用繞射光柵做外腔式雷射的波長調變，若要改善此問題必須提高原雷射增益或降低外腔式雷射臨界增益，且將鏡面損耗(mirror loss)降之最低，以提高等效反射率。

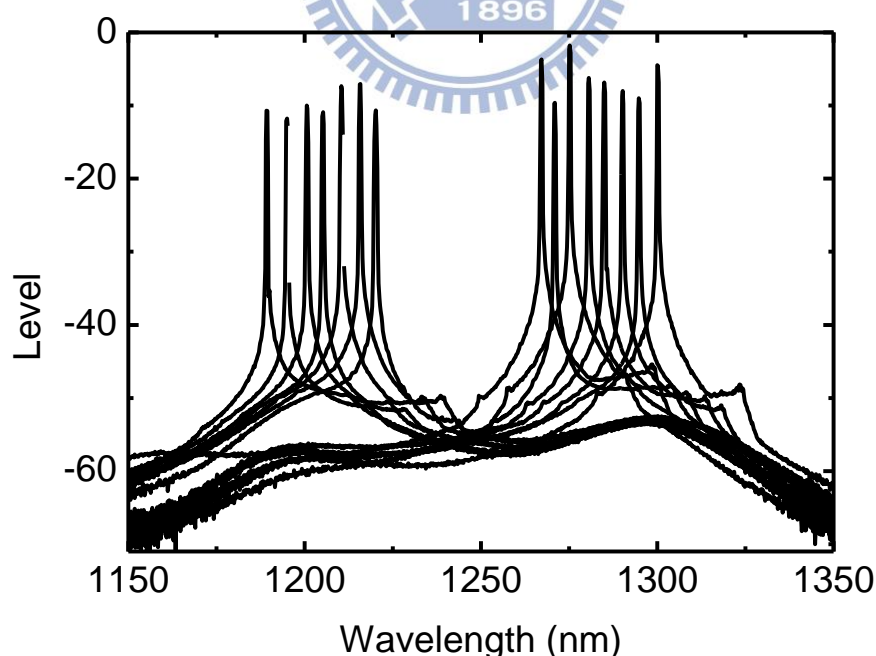


圖 6-4 使用被動鎖模量子點雷射耦合光柵的外腔式雷射頻譜圖

重複率為一個雷射縱模脈衝波在共振腔中所走時間的倒數，良好的被動鎖模量子點雷射其諧波(harmonic frequency)眾多且均勻，可得到較窄的脈衝寬度且頻率穩定，圖 6-5 為被動鎖模量子點雷射耦合繞射光柵，用 RF 頻譜分析儀(RF spectrum analyzer)所量得的 RF 頻譜圖，此外腔式雷射為許多諧波(harmonic frequency)所疊加而成，基態波頻率(fundamental frequency)為 2GHz，脈衝重複率穩定且峰值強度強。

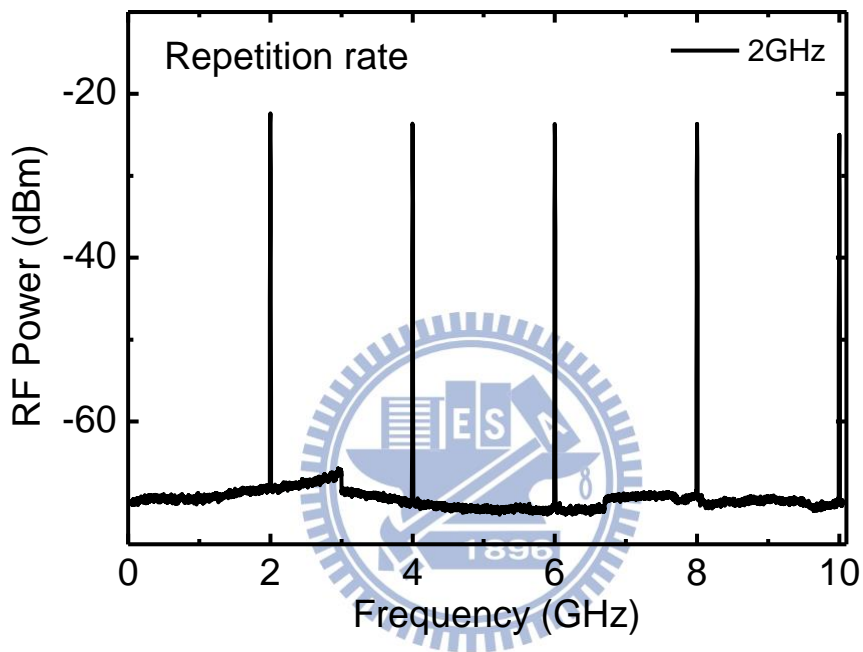


圖 6-5 使用被動鎖模量子點雷射耦合光柵的外腔式 RF 頻譜圖

圖 6-6 為被動鎖模量子點雷射耦合繞射光柵，用光譜分析儀所量測的光譜半高寬與發光波長對應圖，此外腔式雷射的光譜半高寬介於 0.1nm 至 0.3nm 之間。基態與激發態發光最寬的光譜半高寬分別為 0.249nm 與 0.242nm，光譜半高寬最寬的波長分別為 1285nm 與 1200nm。其中基態與激發態光譜半高寬最寬的波長皆位於可調變波長範圍的中心位置附近，光譜半高寬最窄的波長位於可調變波長範圍的邊緣位置。

圖 6-7 為用自相關儀所量測的脈衝寬度與發光波長對應圖，此外腔式雷射的脈衝寬度介於 10ps 至 35ps 之間。基態與激發態發光最窄的脈衝寬度分別為 17ps 與 10ps，脈衝寬度最窄的波長分別為 1270nm 與 1210nm。其中基態與激發態脈衝寬度最窄的波長分別位於可調變波長範圍的中心位置附近。

圖 6-8 為被動鎖模量子點外腔式雷射的 TBP 與發光波長對應圖，TBP 正比於光譜半高寬與脈衝寬度，此外腔式雷射的時間頻寬積介於 0.47 至 0.92 之間，為轉換極限值 (Transform-limited pulse 0.315) 的 1.5 至 2.9 倍間。基態與激發態發光最小的 TBP 分別為 0.47 與 0.56，為轉換極限值的 1.5 倍與 1.77 倍，此 TBP 相當小，也意味著鎖模的效果相當好。TBP 最小的波長分別為 1270nm 與 1210nm。其中基態與激發態時間頻寬積最小的波長分別位於可調變波長範圍的中心位置附近，與脈衝寬度最窄的波長位置相符。

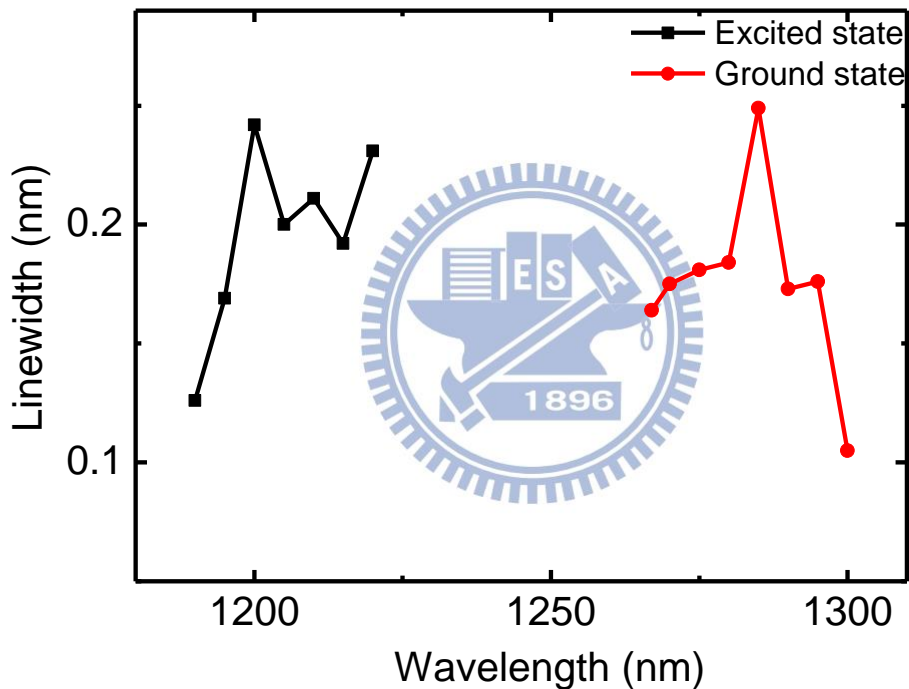


圖 6-6 被動鎖模外腔式雷射的光譜半高寬與發光波長對應圖

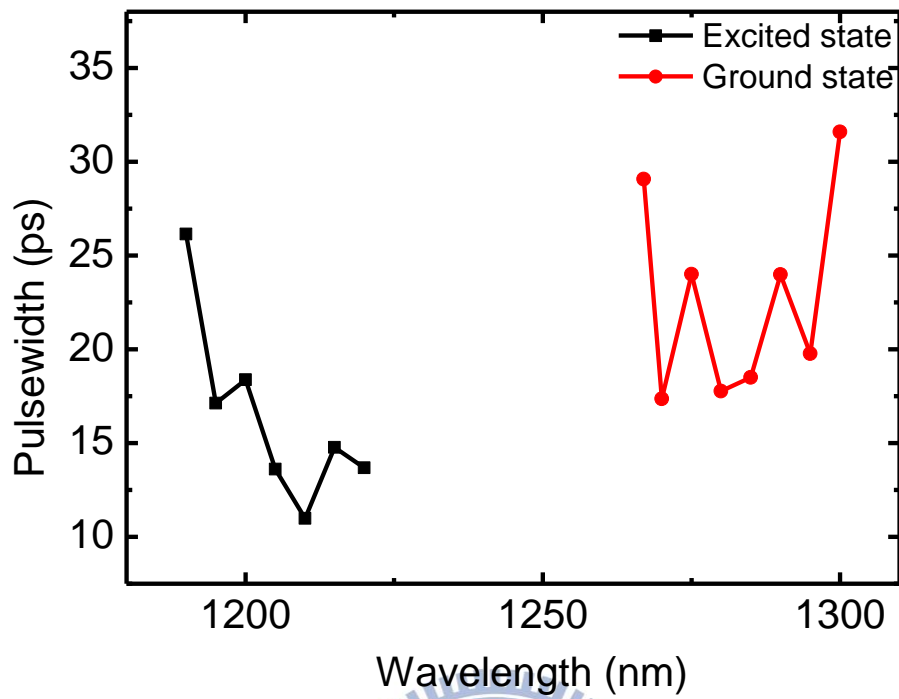


圖 6-7 被動鎖模外腔式雷射的脈衝寬度與發光波長對應圖

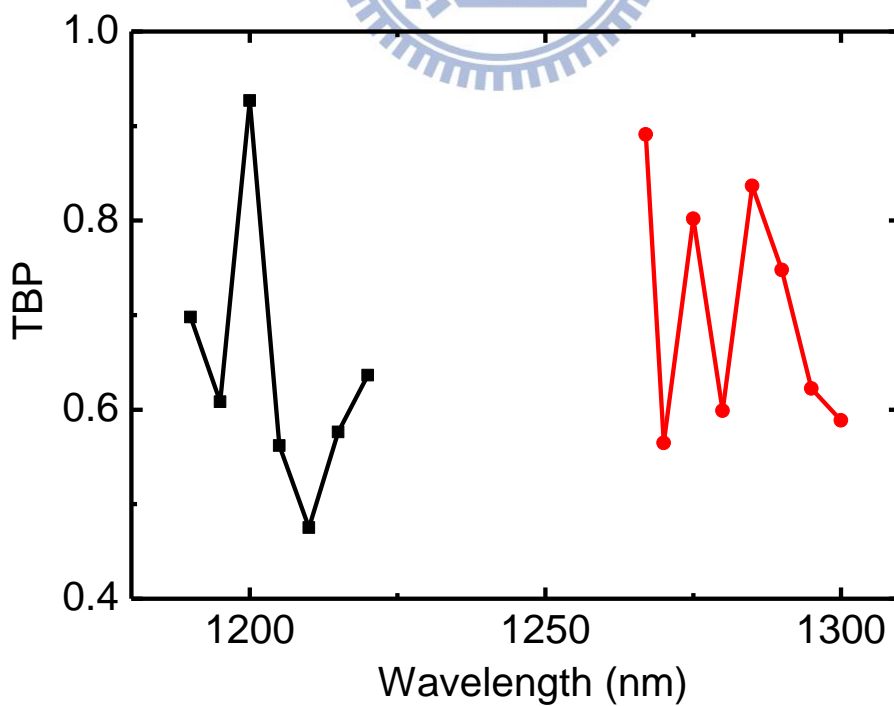


圖 6-8 被動鎖模外腔式雷射的 TBP 與發光波長對應圖

6.2.3 逆向偏壓對鎖模脈衝的影響

為了要了解逆向偏壓對於基態發光與激發態發光鎖模脈衝的影響，我們固定增益電流增加逆向偏壓，並量測其脈衝寬度與光譜半高寬。

6.2.3.1 逆向偏壓對基態發光鎖模脈衝的影響

一般而言，被動式鎖模雷射要產生短脈衝，其操作條件通常在高的逆向偏壓與低的增益電流。為了要觀測逆向偏壓對基態發光鎖模脈衝的影響，圖 6-9 為將增益電流固定而增加逆向偏壓，從 0V 開始每隔 1V 測量一次直到 -6V，去量測波長為 1280nm 下(基態)其脈衝寬度與光譜半高寬之變化。透過圖 6-9 (a)可觀察到自相關儀所量測的脈衝寬度介於 11ps 至 45ps 之間，並在逆向偏壓位於 -6V 處出現一最窄脈衝寬度約為 11ps 左右，可清楚觀察到隨著逆向偏壓的增加，會使飽和吸收區帶走電子電洞的速度加快而縮短回復時間，造成淨增益的時間區間更為短暫，因而讓脈衝寬度隨著逆向偏壓增加而減少，但在逆向偏壓增加到 -4V 之後，受到量子侷限史塔克效應的影響下，吸收效率變差，脈衝寬度的下降幅度趨緩。圖 6-9 (b)可觀察到光譜分析儀操作在解析度為 0.05nm 下，所量測的光譜半高寬介於 0.05nm 至 0.25nm 之間，並在偏壓位於 0V 處出現一最窄光譜半高寬約為 0.05nm，可清楚觀察到隨著逆向偏壓的增加，光譜半高寬也跟著增加，推測其原因可能為當脈衝寬度越窄時，非線性效應增強，導致外腔式雷射所選擇的波長在空間上為一區域，繞射光柵選擇回來的波長數增加，因此光譜半高寬也隨之增加。而在 TBP 方面，如圖 6-9(c)所示，因 TBP 正比於光譜半高寬與脈衝寬度，但在脈衝寬度隨逆向偏壓增加而減少，光譜半高寬隨逆向偏壓增加而增加的情況下，TBP 無一定趨勢，介於 0.3 至 1.0 之間，並在偏壓位於 0V 時出現了一極小值 0.3，顯示出其鎖模的效果相當好。

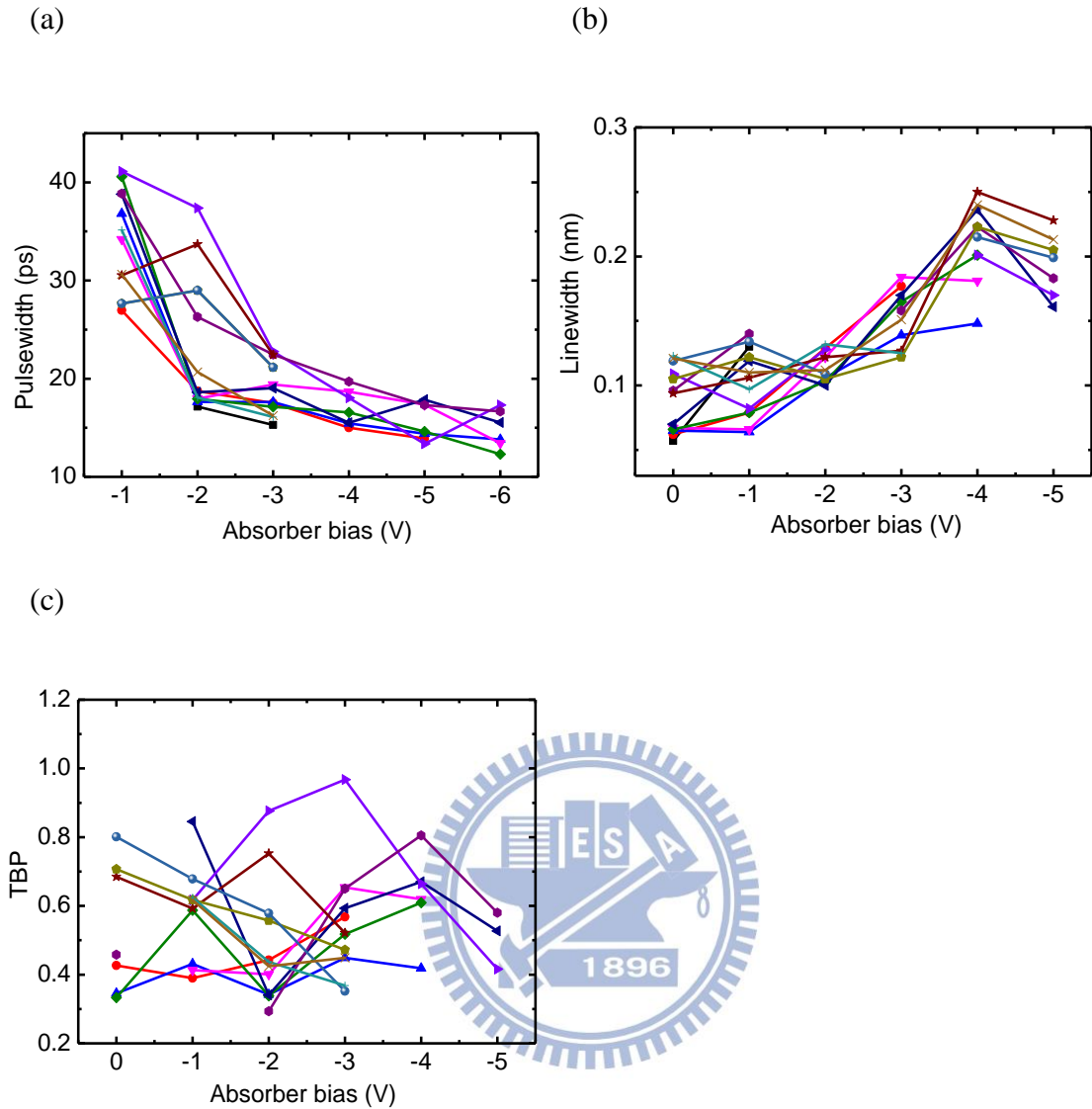


圖 6-9 逆向偏壓對基態發光鎖模脈衝的影響

6.2.3.2 逆向偏壓對激發態發光鎖模脈衝的影響

為了要觀測逆向偏壓對激發態發光鎖模脈衝的影響，圖 6-10 為將增益電流固定而增加逆向偏壓，從 0V 開始每隔 1V 測量一次直到 -6V，量測波長為 1200nm 下(激發態)其脈衝寬度與光譜半高寬之變化。透過圖 6-10 (a)可觀察到自相關儀所量測的脈衝寬度介於 7ps 至 30ps 之間，並在逆向偏壓位於 -4V 處出現一最窄脈衝寬度約為 7ps，發現隨著逆向偏壓的增加，會使飽和吸收區帶走電子電洞的速度加快而縮短回復時間，造成總增益為正值的时间更為短暫，因而脈衝寬度隨著逆向偏壓增加而減少。圖 6-10 (b)為光譜分析儀操作在解析度為 0.05nm 下，所量測的光譜半高寬介於 0.07nm 至 0.3nm 之間，

並在逆向偏壓位於-6V 處出現一最窄光譜半高寬約為 0.07nm，可發現隨著逆向偏壓的增加，光譜半高寬並無一定趨勢。而在 TBP 方面，如圖 6-10 (c)所示，TBP 無一定趨勢，介於 0.4 至 1.5 之間，並在偏壓位於-1V 時出現了一極小值 0.4。

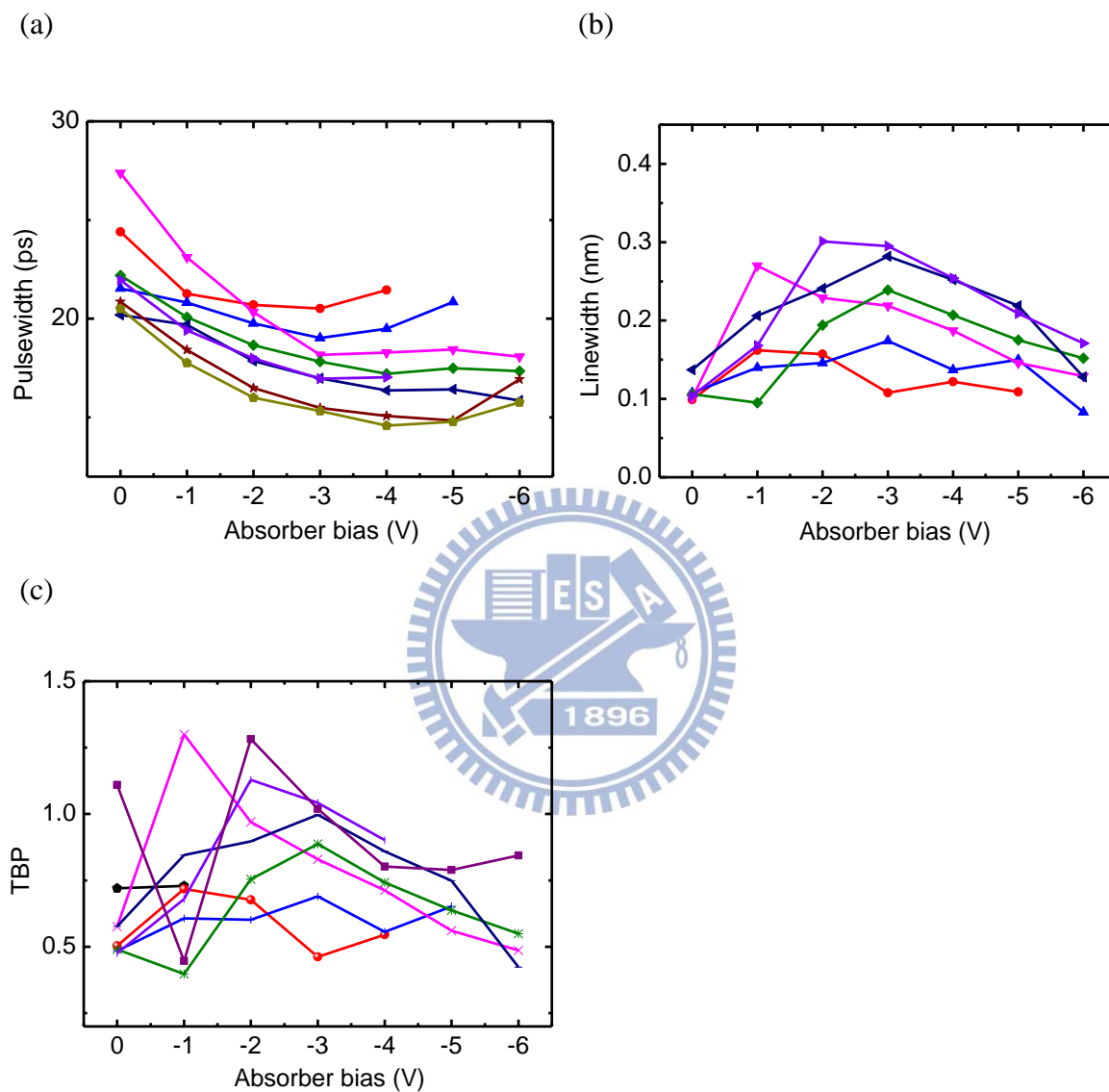


圖 6-10 逆向偏壓對激發態發光鎖模脈衝的影響

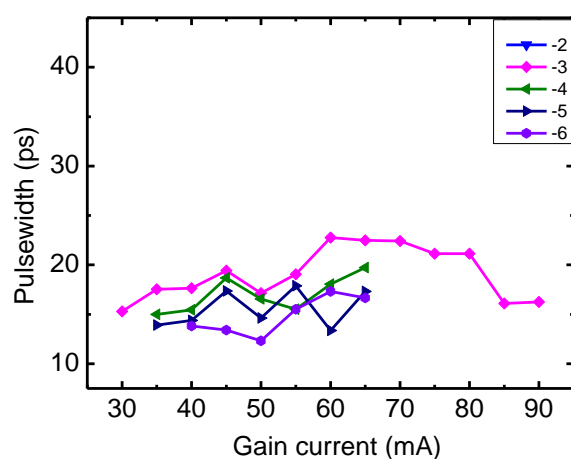
6.2.4 增益電流對鎖模脈衝的影響

為了要了解增益電流對於基態發光與激發態發光鎖模脈衝的影響，我們固定逆向偏壓增加增益電流，並量測其脈衝寬度與光譜半高寬。

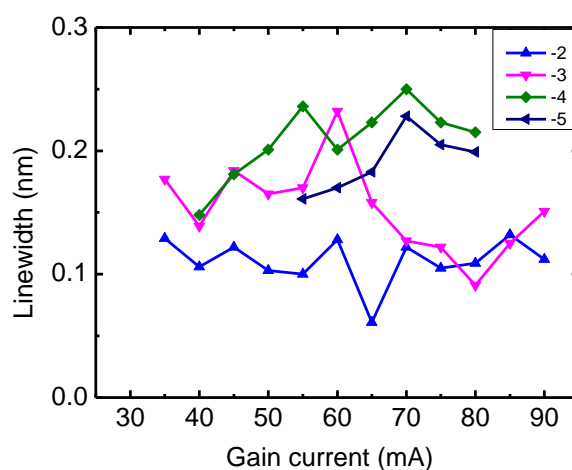
6.2.4.1 增益電流對基態發光鎖模脈衝的影響

為了要觀測增益電流對基態發光鎖模脈衝的影響，圖 6-11 為將逆向偏壓固定，當增益電流由 30mA 略大於臨界電流時，並有足夠的光強度可讓儀器偵測到訊號，然後每隔 10mA 測量一次直到 90mA，去量測其脈衝寬度與光譜半高寬之變化。透過圖 6-11 (a) 可觀察到自相關儀所量測的脈衝寬度介於 10ps 至 45ps 之間，並在增益電流位於 35mA 處出現一最窄脈衝寬度約為 11ps 左右，可清楚觀察到隨著增益電流的增加脈衝寬度的變化相當平緩；圖 6-11 (b) 可觀察到光譜分析儀操作在解析度為 0.05nm 下，所量測的光譜半高寬介於 0.05nm 至 0.25nm 之間，並在增益電流位於 30mA 處出現一最窄光譜半高寬約為 0.05nm，可清楚觀察到隨著增益電流的增加，光譜半高寬並無太大的變化。而在時間頻寬積(TBP)方面，如圖 6-11 (c) 所示，因 TBP 正比於光譜半高寬與脈衝寬度，但在脈衝寬度與光譜半高寬隨增益電流增加都無太大變化的情況下，TBP 並無一定趨勢，介於 0.3 至 1.0 之間。

(a)



(b)



(c)

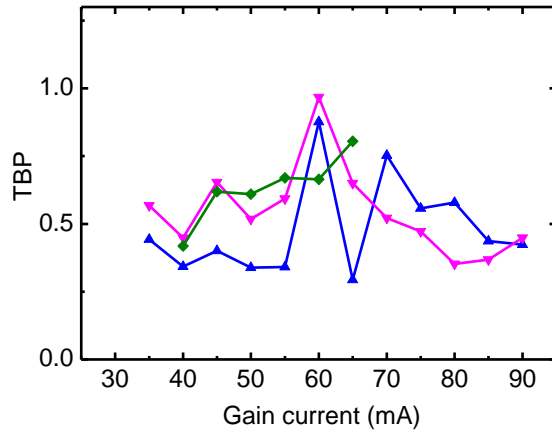


圖 6-11 增益電流對基態發光鎖模脈衝的影響

6.2.4.2 增益電流對激發態發光鎖模脈衝的影響

為了要觀測增益電流對激發態發光鎖模脈衝的影響，圖 6-12 為先將逆向偏壓固定，當增益電流由 90mA 略大於臨界電流時，並有足夠的光強度可讓儀器偵測到訊號，然後每隔 10mA 測量一次直到 180mA，去量測其脈衝寬度與光譜半高寬之變化。透過圖 6-12 (a)可觀察到自相關儀所量測的脈衝寬度介於 12ps 至 27ps 之間，並在增益電流位於 180mA 處出現一最窄脈衝寬度約為 12ps 左右，發現激發態脈衝寬度隨著增益電流的增加而減少；圖 6-12 (b)可觀察到光譜分析儀操作在解析度為 0.05nm 下，所量測的光譜半高寬介於 0.07nm 至 0.4nm 之間，並在增益電流位於 105mA 處出現一最窄光譜半高寬約為 0.07nm，可清楚觀察到隨著增益電流的增加，光譜半高寬有些微的隨之增加。而在 TBP 方面，如圖 6-12(c)所示，因 TBP 正比於光譜半高寬與脈衝寬度，但在脈衝寬度隨逆向偏壓增加而減少，光譜半高寬隨逆向偏壓增加而增加的情況下，TBP 幾乎不隨逆向偏壓而有所改變，介於 0.3 至 1.2 之間。

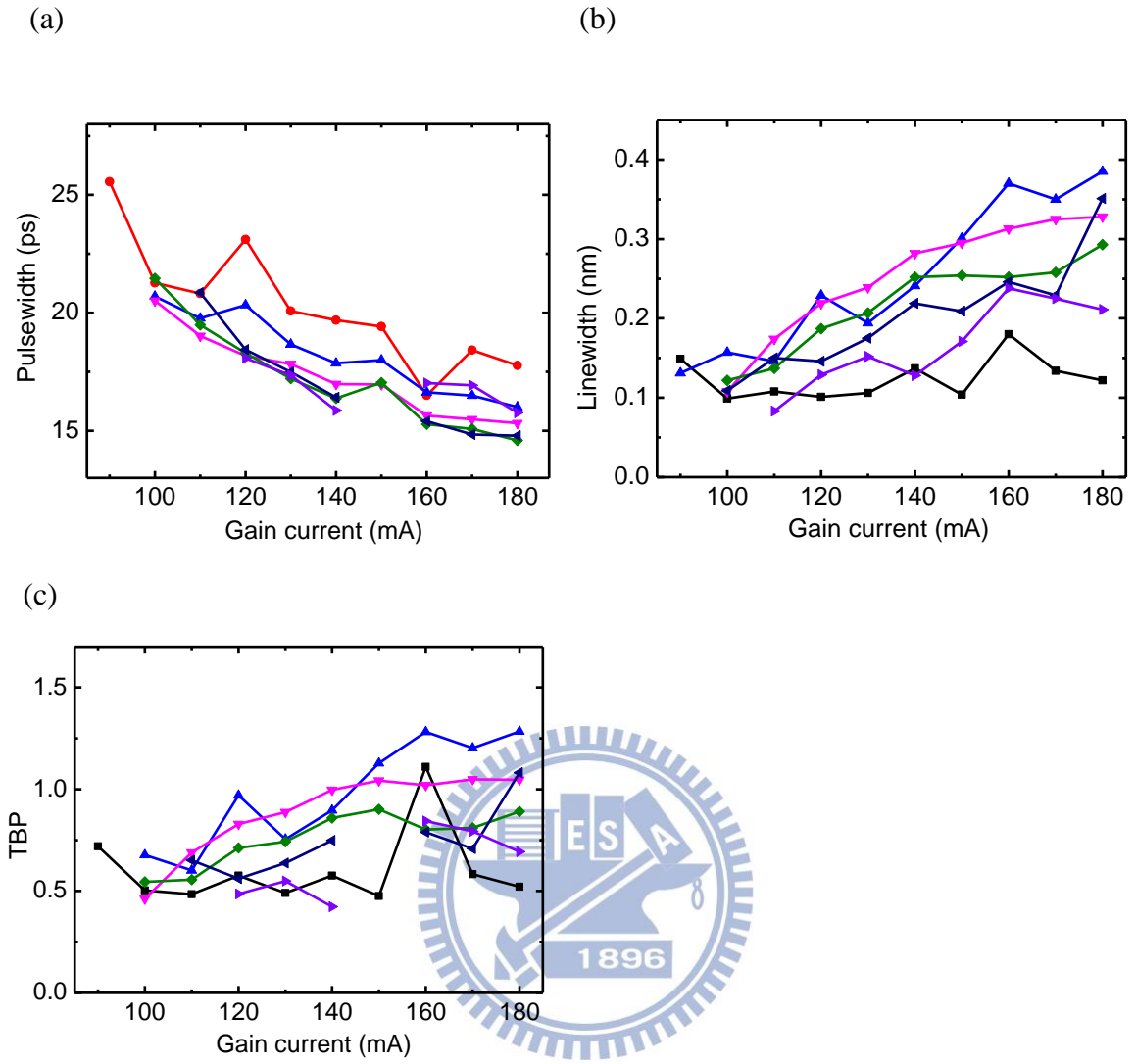


圖 6-12 增益電流對激發態發光鎖模脈衝的影響

6.2.5 被動鎖模外腔式雷射其基態與激發態發光之特性比較

本章節為使用兩段式被動鎖模量子點雷射元件(Lm4917)，繞射光柵選擇位於基態與激發態發光處，其脈衝寬度之比較。圖 6-13(a)與圖 6-13 (b)分別為自相關儀操作在基態發光波長為 1280nm 與激發態發光波長為 1200nm 下，所量測的脈衝寬度隨著逆向偏壓之變化。由圖 6-13 可明確觀測出激發態在逆向偏壓值較小時(0V 至-3V)，脈衝寬度遠小於基態，推測其原因可能為激發態原先的能量高於基態，會使飽和吸收區帶走電子電洞的速度加快而縮短回復時間，造成總增益為正值的时间更為短暫，因而使脈衝寬度較窄，但由圖 6-13 可看出基態與激發態的最窄脈衝寬度皆為 12ps 左右，並無太大的差距。

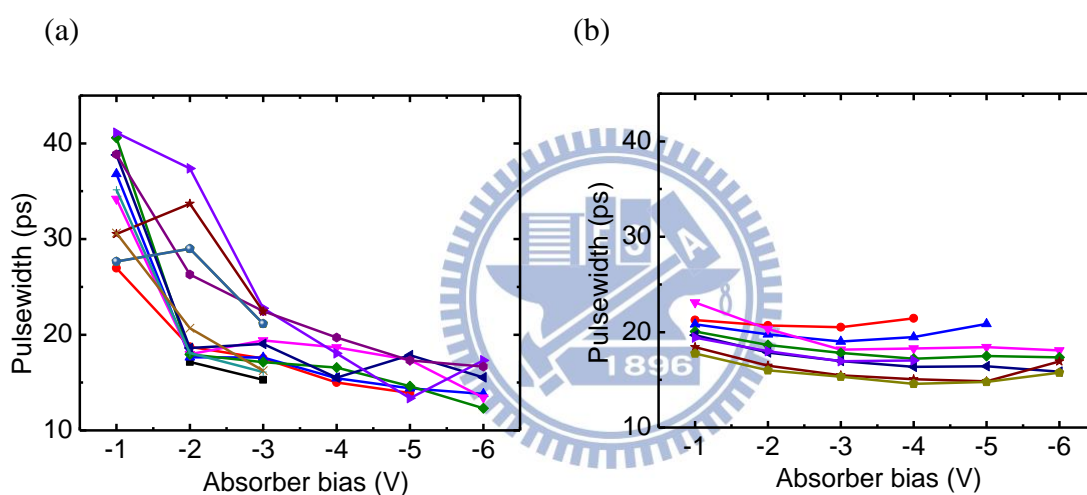


圖 6-13 (a)基態 (b)激發態的最窄脈衝寬度之比較圖

6.3 被動鎖模外腔式雷射可調變重複率之特性

此章節為固定繞射光柵的角度，改變其外腔式雷射共振腔長，調變被動鎖模外腔式雷射之重複率。接著探討其最低重複率的發光特性。

6.3.1 被動鎖模外腔式雷射可調變的重複率範圍之特性量測

圖 6-14 為在溫度 20°C 下，使用兩段式被動鎖模量子點雷射(Lm4917)耦合繞射光柵，選擇波長為 1280nm 的基態發光，操作在增益電流為 55mA 、逆向偏壓為 -4V 時，用 RF 頻譜分析儀所量得的兩段式被動鎖模量子點外腔式雷射重複率可調範圍之頻譜圖。如圖 6-14 所示，我們可調變的重複率範圍為 87.2MHz 至 2GHz ，外腔式雷射共振腔長的調變範圍為 7.5cm 至 172cm ，最低重複率為 87.2MHz 是目前世界上的最低紀錄。

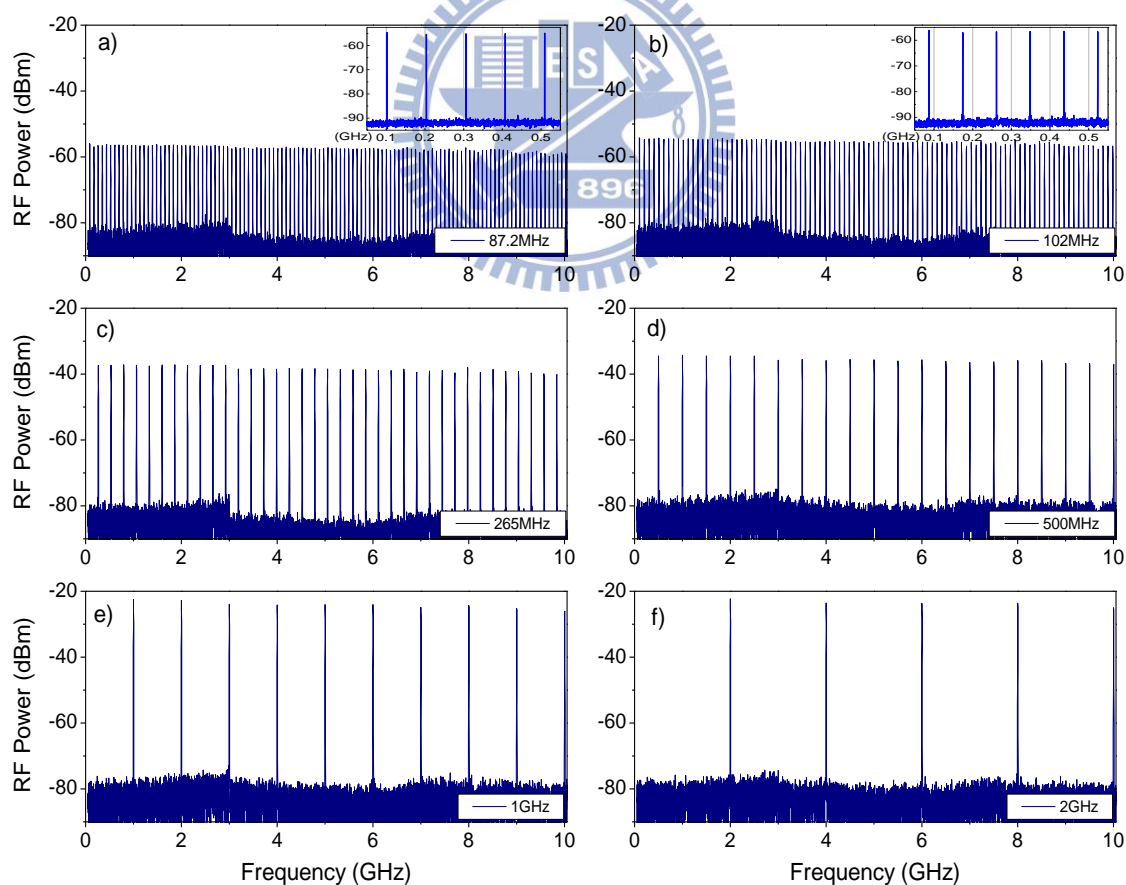


圖 6-14 被動鎖模外腔式雷射可調變的重複率範圍之特性量測

圖 6-15 為將外腔式雷射共振腔長做小幅的調整，由共振腔長約為 6.91cm 處，每隔 0.75mm 測量一次直到 7.07cm，用 RF 頻譜分析儀所量得的兩段式被動鎖模量子點外腔式雷射重複率小範圍可調之頻譜圖，在此小範圍的調整中，光路並不需要任何額外的調整，顯示外腔耦合與雷射鎖模的情況相當穩定。

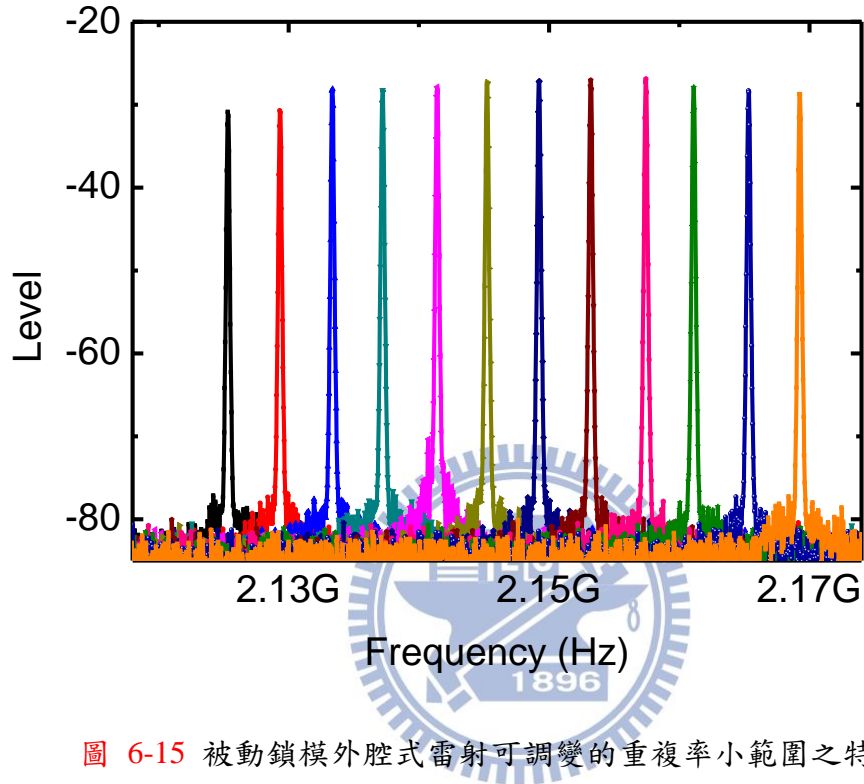


圖 6-15 被動鎖模外腔式雷射可調變的重複率小範圍之特性量測

6.3.2 被動鎖模外腔式雷射可調變最低重複率(87.2MHz)之特性量測

圖 6-16 為使用兩段式被動鎖模量子點雷射(Lm4917)耦合繞射光柵，選擇波長為 1280nm 的基態發光，操作在增益電流為 55mA、逆向偏壓為-4V 時，可調變最低重複率(87.2MHz)之特性量測。圖 6-16 (a)與圖 6-16 (b)為使用 RF 頻譜分析儀分別操作在 RBW 為 5MHz、VBW 為 3MHz 與 RBW 為 30kHz、VBW 為 3kHz 下所量得的兩段式被動鎖模量子點外腔式雷射重複率。圖 6-16(c)為 RF 頻譜分析儀所量得的光譜半高寬，約為 15Hz 左右。

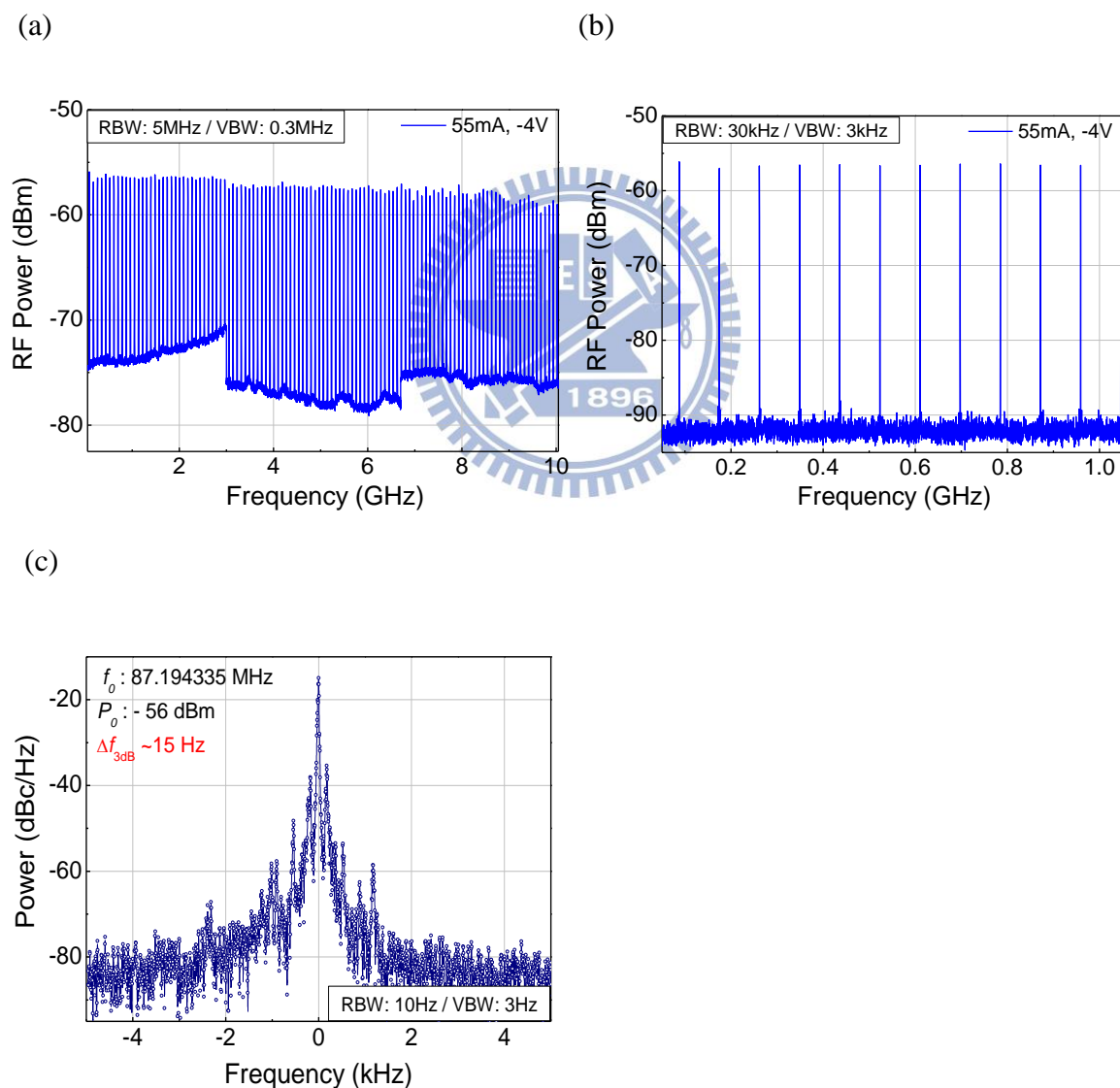


圖 6-16 被動鎖模外腔式雷射可調變最低重複率(87.2MHz)之特性量測

6.4 結論

在 Lm4917 五層砷化銦兩段式被動鎖模量子點樣品的實驗中，臨界電流在 200mA 下，基態發光所具有的調變範圍為 1267nm 至 1300nm，共 33nm；激發態發光所具有的調變範圍為 1190nm 至 1220nm，共 30nm。其脈衝寬度最窄為 7ps(位於逆向偏壓位於 -4V 處)，光譜半高寬最窄為 0.05nm(位於增益電流 30mA 處)。而我們成功調出最低重複率為 87.2MHz 的兩段式被動鎖模量子點雷射，為目前文獻上所能調變的最低重複率，大大的提升其在醫學上的利用價值。但其最低的重複率也有限制，當光在共振腔中來回一趟的時間大於量子點中的載子生命期(carrier lifetime, ~ 1 ns)時，自發性放射產生的光子會在共振腔中累積，而有一定機會產生額外的脈衝，造成有多個脈衝同時在共振腔中傳播，或造成鎖模頻率的不穩定，因此限制了重複率的下限。



第7章 總結與未來展望

7.1 總結

本論文中我們使用傾斜的波導搭配寬頻雙層抗反射鍍膜，將內部鏡面的反射率有效地降至 10^{-5} 以下，並提高原雷射共振腔中 Fabry-perot 模態的臨界增益，藉由良好的光耦合降低了外腔式雷射的臨界增益，使光柵能有效的選擇雷射波長並充分利用主動層的增益頻寬。因此在外腔式雷射波長調變的過程中，不受到原雷射共振腔模態競爭的影響，內部鏡面的影響在此得到相當好的壓制。而在 Lm4917 五層砷化銦量子點樣品的實驗中，臨界電流在 150mA 下已成功具有基態至激發態的連續調變範圍 1153nm 至 1293nm(共 140nm)，而 Rn913 七層砷化銦量子點樣品因其飽和增益較低，在臨界電流 160mA 下所能調變的波長範圍從短波長至長波長分別為 1190nm 至 1330nm(共 140nm)。兩片試片所得的調變範圍與臨界電流密度有相似的結果。

此外，在 Lm4917 五層砷化銦兩段式被動鎖模量子點樣品的實驗中，臨界電流在 200mA 下，基態發光所具有的調變範圍為 1267nm 至 1300nm，共 33nm；激發態發光所具有的調變範圍為 1190nm 至 1220nm(共 30nm)，其脈衝寬度最窄為 7ps，位於逆向偏壓位於-4V 處，光譜半高寬最窄為 0.05nm。而我們成功調出最低重複率為 87.2MHz 的兩段式被動鎖模量子點雷射，為目前文獻上所能調變的最低重複率，大大的提升其在醫學上的利用價值。

7.2 未來展望

由於目前兩段式被動鎖模量子點樣品的實驗中，還是無法達到基態至激發態的連續調變，推測其原因可能為於飽和吸收體加了逆向偏壓，使得外腔式雷射無法克服飽和吸收體的額外吸收，造成外部損耗太大，因此無法使用繞射光柵做外腔式雷射的波長調變，若要改善此問題必須想辦法提高原雷射增益或降低外腔式雷射臨界增益，且將鏡面損耗降之最低。且我們希望能減少脈衝寬度，目前元件脈衝寬度受限於繞射光柵的選擇，希

望藉由選擇光柵條紋密度較低的繞射光柵，來嘗試改善此問題。



参考文献

- [1] Y. Arakawa and H. Sakaki, "Multidimensional quantum well laser and temperature-dependence of its threshold current," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 40, no. 11, 1982.
- [2] G. Park, O. B. Shchekin, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, "Low threshold oxide-confined 1.3 μm quantum dot laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no.3, pp.230-232, 2000.
- [3] O. B. Shchekin and D. G. Deppe, "1.3 μm InAs quantum dot laser with $T_0=161\text{K}$ from 0 to 80 $^\circ\text{C}$," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, no. 18, 2002.
- [4] H. Tabucho and H. Ishikawa, "External grating tunable MQW laser with wide tuning range of 240nm," *Electron Lett*, vol.26,pp.742-743,1990.
- [5] C.P Seltzer, M.Baglty, D. J. Elton, S. Perrin, and D.M.Cooper,"160nm continuous tuning of an MQW laser in an external cavity across the entire 1.3um communication window,"*Electron Lett*, vol. 27, pp.95-96,1991.
- [6] 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, 6719–6724 ,2001.
- [7] 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.2, 868–871,2005.
- [8] S. J. B. Yoo, "Wavelength conversion technologies for WDM network applications," *J. Lightwave Technol.* vol.14,no.6, 955–966 ,1996.
- [9] 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," *Proc. SPIE*, vol. 7230, pp. 72300C-72300C-10, 2009.
- [10] B.Wardle, *Principles and Applications of Photochemistry*(John Wiley and Sons,Ltd,2009)
- [11] P. J. Campagnola and L. M. Loew, *Nat. Biotechnol.* 21, 1356-1360,2003.

- [12] 盧廷昌,王興宗,"半導體雷射導論".五南出版社,2008.
- [13] Thesis presented for the degree of Doctor of Philosophy to the University of St Andrews by Maria Ana Cataluna, 2007.
- [14] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, Fundamentals of Photonics. New York: Wiley, 1991.
- [15] 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.
- [16] 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, 2000.
- [17] A. Kovsh, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhrin, J. Weimert, and A. Zhukov, "Quantum dot laser with 75 nm broad spectrum of emission," Opt. Lett., vol. 32, pp. 793-795, 2007.
- [18] 陳竣霖,"1.3um 波段兩段式被動鎖模量子點雷射之研究" 國立交通大學電子所 碩士論文,2011.
- [19] A. Fiore and A. Markus, "Differential gain and gain compression in quantum-dot lasers," IEEE J. Quantum Electron., vol. 43,no.4, pp. 287 , 2007.
- [20] M. Kuntz, G. Fiol, M. Lammlin, C. Schubert, A. R. Kovsh, A. Jacob, A. Umbach and D. Bimberg ., "10 Gbit/s data modulation using 1.3 μ m InGaAs quantum dot lasers," IEEE Electron. Lett., vol. 41,no.5,pp. 244 ,2005.
- [21] Z. Mi, P. Bhattacharya, and S. Fathpour, "High-speed 1.3 μ m tunnel injection quantum-dot lasers," Appl. Phys. Lett., vol. 86, no. 15, pp.153109, 2005.
- [22] 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, pp.676~683, 2001.
- [23] A. Markus, Jianxin X. Chen, O. Gauthier-Lafaye, Jean-Guy Provost, Cyril Paranthoën, and A. Fiore, " Impact of intraband relaxation on the performance of a quantum-dot

- laser," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 9, no.5, pp.1308~1314, 2003.
- [24] V. M.Ustinov, A. E.Zhukov, A. Yu.Egorov, and N. A. Maleev, "Quantum Dot Lasers,"Oxford university press.
- [25] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics." John Wiley&Sons Inc,2007.
- [26] C. Ye, "Tunable External Cavity Diode Lasers," Word Scientific, 2004.
- [27] L. A. Coldren and S. W. Corzine, "Diode lasers and photonic integrated circuits," New York: Wiley, 1995.
- [28] Gerard A. Alphonse, Dean B. Gilbert, M. G. Harvey, and Michael Ettenberg, "High-power superluminescent diodes," IEEE Journal Of Quantum Electronics, vol.24, no.12, 1988.
- [29] S. Wang, "Principles of distributed feedback and distributed Bragg reflector waveguides," IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-10, pp. 413, 1974.
- [30] P. Vasil'ev, Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications. Boston: Artech House, 1995.
- [31] M. G. Thompson, A. Rae, R. L. Sellin, C. Marinelli, R. V. Penty, I. H. White, A. R. Kovsh, S. S. Mikhrin, D. A. Livshits, and I. L. Krestnikov, "Subpicosecond high-power mode locking using flared waveguide monolithic quantum-dot lasers," Appl. Phys. Lett., vol. 88, pp. 133119-3, 2006.
- [32] X. D. Huang, A. Stintz, H. Li, L. F. Lester, J. Cheng, and K. J. Malloy, "Passive mode-locking in 1.3 μm two-section InAs quantum dot lasers," Appl. Phys. Lett., vol. 78, pp. 2825-2827, 2001.
- [33] T. W. Berg and J. Mork, "Quantum dot amplifiers with high output power and low noise," Appl. Phys. Lett., vol. 82, pp. 3083-3085, 2003.
- [34] M. G. Thompson, C. Marinelli, Y. Chu, R. L. Sellin, R. V. Penty, I. H. White, M. Van Der Peol, D. Birkedal, J. Hvam, V. M. Ustinov, M. Lammlin, and D. Bimberg,

- "Properties of InGaAs quantum dot saturable absorbers in monolithic mode-locked lasers," IEEE 19th International Semiconductor Laser Conference, pp.53-54, 25-25 Sept. 2004.
- [35] K. Petermann, Laser Diode Modulation and Noise, 1991.
- [36] P. Borri, S. Schneider, W. Langbein, and D. Bimberg, "Ultrafast carrier dynamics in InGaAs quantum dot materials and devices," J. Opt. A, vol. 8, pp. S33-S46, 2006.
- [37] E.U. Rafailov, S.J. White, A.A. Lagatsky, A. Miller, W. Sibbett, D.A. Livshits, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, , "Fast quantum-dot saturable absorber for passive mode-locking of solid-State lasers," Photonics Technology Letters, IEEE , vol.16, no.11, pp.2439-2441, 2004.
- [38] K. L. Sala Geraldine A. Kenney-Wallace, and Gregory E. Hall, CW autocorrelation measurements of icosecond laser pulses. IEEE J., vol. QE-16, no. 9, 1980.
- [39] 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.
- [40] L. A. Coldren , "Monolithic tunable diode lasers" IEEE J. Selected Topics on Quantum Electron, vol.6, pp. 988-999,2000.
- [41] C. J. Chang-Hasnain, "Tunable VCSEL" IEEE J. Selected Topics on Quantum Electron, vol.6, pp. 978-987,2000.
- [42] H. Li, G. T. Liu, P. M. Varangis, T. C. Newell, A. Stintz, B. Fuchs, K. J. Malloy, L. F. Lester,"150nm Tuning Range in a Grating-Coupled External Cavity Quantum-Dot Laser", IEEE Photon. Technol. Lett, vol. 12,pp.759-761,2000.
- [43] P. M. Varangis, H. Li, G. T. Liu,T. C. Newell, A. Stintz, B. Fuchs, K. J. Malloy, L. F. Lester,"Low-threshold quantum dot lasers with 201nm tuning range", IEEE Photon. Technol. Lett, vol. 36,pp.1544,2000.
- [44] Jimyung Kim, Myoung-Taek Choi, Wangkuen Lee, and Peter. J. Delfyett, "Wavelength Tunable Mode-Locked Quantum-Dot Laser"Proc. of SPIE 6243, 62430M ,2006.

- [45] D. I. Nikitichev, K. A. Fedorova, Y. Ding, A. Alhazime, A. Able, W. Kaenders, I. Krestnikov, D. Livshits, and E. U. Rafailov,” Broad wavelength tunability from external cavity quantum-dot mode-locked laser”Appl. Phys. Lett. 101, 121107 ,2012.
- [46] Ying Ding, Maria Ana Cataluna, Daniil Nikitichev, Igor Krestnikov, Daniil Livshits, and Edik Rafailov,” Broad Repetition-Rate Tunable Quantum-Dot External-Cavity Passively Mode-Locked Laser with Extremely Narrow Radio Frequency Linewidth”, Appl. Phys. Express 4, 062703,2011.

