

國立交通大學

電子工程學系

電子研究所碩士班

碩士論文

半導體量子點雷射之主動層結構研究

Study on Semiconductor Quantum Dot Lasers with
Various Active Layers

研究生：周柏存

指導教授：林聖迪 教授

中華民國九十九年八月

半導體量子點雷射之主動層結構研究

Study on Semiconductor Quantum Dot Lasers with
Various Active Layers

研究生：周柏存

Student : Bo- Tsun Chou

指導教授：林聖迪

Advisor : Sheng-Di Lin

國立交通大學

電子工程學系電子研究所碩士班

碩士論文

A Thesis

Submitted to Department of Electronics Engineering and Institute of Electronics

College of Electrical and Computer Engineering

National Chiao Tung University

In partial Fulfillment of the Requirements

For Degree of

Master

in

Electronics Engineering

August 2010

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十九年八月

半導體量子點雷射之主動層結構研究

學生：周柏存

指導教授：林聖迪

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

摘 要

本篇論文主要在研究不同主動區結構的量子點雷射特性，首先我們將不同結構的量子點雷射做完製程後批裂成不同長度的共振腔，分析討論量子點雷射特性，三層、五層、五層 p-doped 和七層的飽和增益分別為 7.5 cm^{-1} 、 12.5 cm^{-1} 、 13.6 cm^{-1} 和 17 cm^{-1} 。接著對於不同結構的量子點雷射分析 $10-70 \text{ }^\circ\text{C}$ 的特徵溫度(T_0)，我們觀察到五層 p-doped 雷射有最高的特徵溫度 82K 。為了研究不同結構雷射之相對雜訊強度(RIN)，我們將量子點雷射後端鏡面做高反射率(HR)鍍膜，其目的是為了降低起使電流和減低熱效應對雷射的影響。鏡面鍍膜後有較小的鏡面損耗、較高的特增溫度、較高的量子效率和共振腔內較高的光子密度。最後我們仔細討論鏡面鍍膜後的基態相對雜訊強度，從量測到的 RIN 資料可以分析萃取 D 參數和 K 參數，接著從 K 和 D 參數可以預期雷射 3-dB 頻率和微分增益。我們發現當量子點層數增加或 p-doped 於主動層時，量子點雷射得微分增益、飽和增益和 3-dB 頻率就會提高。實驗中我們從 7 層量子點雷射觀察到最高的 3-dB 頻率為 8.1GHz 。

Study on Semiconductor Quantum Dot Lasers with Various Active Layers

Student: Bo-Tsun Chou

Advisors: Dr. Sheng-Di Lin

Department of Electronics Engineering & Institute of Electronics Engineering

National Chiao Tung University

Abstract

This thesis studies the quantum-dots laser diodes (QDL) with various active layer structures. We first discuss the device characteristics of processed QDL with cleaved facets and with various cavity lengths. The saturation gain of 3-layers, 5-layers, 5 p-doped and 7-layers is 7.5 cm^{-1} , 12.5 cm^{-1} , 13.6 cm^{-1} and 17 cm^{-1} , respectively. The characteristic temperature (T_0) of QDL are also analyzed in the range of 10-70 °C, a highest T_0 of 82 K is obtained with the laser having 5 p-doped QD layers. To study the relative intensity noise, we use high reflectivity (HR) coating on the rear facet of QDL to reduce their threshold current and thereby to avoid the heating problem. With the HR coating, the lasers have smaller mirror loss, higher T_0 , higher quantum efficiency and higher photon density in cavity. Finally, we perform detailed RIN measurements on HR-coated QDL lasing at their ground states. The model simulation gives the K and D factors from the obtained RIN data, which are related to the intrinsic 3-dB frequency and to the differential gain. As a result, we find that, as the number of QD layers increases, the laser has higher differential gain, higher saturation gain, and higher 3-dB frequency. By using p-typed doping around the QDs, the 3-dB frequency of lasers can be enhanced as well. The highest 3-dB frequency of 8.1 GHz is expected from the lasers with 7 QDs layers.

致 謝

研究所兩年時光飛逝如梭，心中充滿喜悅的心情準備邁向人生的另一個階段，這段日子以來最感謝的就是實驗室的三位教授，感謝李建平教授提供我們設備完善的實驗室，讓我們可以專心的專研於研究中。感謝林聖迪教授讓我進入了氣氛融洽相處愉快的實驗室，在這兩年當中一直辛苦的指導我，無論在課業上還是待人處事上讓我受益良多。感謝林國瑞教授在我實驗過程中給我精闢的建議和指導，讓我在做實驗時順暢許多。

接著感謝實驗室優秀的學長學姐們，感謝建宏學長幫我成長實驗的樣品，讓我實驗可以順利進行。感謝旭傑學長在雷射製程和量測上面的指導和幫忙，讓我在實驗過程中一路順遂。感謝鴻緒學長在 PL 系統上面的指導。感謝大鈞學長和英哲學長在量子點理論的指導。感謝小豪學長和俊仁學長在雷射製程上的教導。感謝皓玲學姐在 RIN 理論上面的指導。感謝聖凱學長、KB學長、巫俠學長、岳民學長、林博學長、Queena學姐、宜靜學姐和小微學姐在我實驗時給我關心和鼓勵。

此外，更感謝交通大學有這樣好的學習環境，以及一群互相扶持的益友們，柏仰、嘉邑、庭聿、岳嘉、壽賢及 Atta，感謝各位在課業上的幫忙和實驗上的協助，有你們的陪伴讓我在碩士班兩年生活多采多姿，謝謝你們。

最後我要感謝我最深愛爸爸、媽媽、奶奶、大姐、二姐和冠妤，因為有你們的陪伴和鼓勵，讓我可以無憂無慮的完成學業，在此我要把畢業這份喜悅跟你們分享，謝謝你們。碩士班唯一一件遺憾的事情就是不能跟爺爺分享這份喜悅，願對爺爺的思念可以轉變讓我成長的動力。

柏存 于 新竹交通大學 2010 年 8 月

Contents

摘要	i
Abstract	ii
致謝	iii
Contents	iv
Table Captions	vi
Figure Captions	vii
Chapter 1 緒論	1
Chapter 2 量子點半導體雷射原理	3
2.1 理想量子系統	3
2.2 量子點成長	6
2.3 半導體雷射原理	8
2.4 量子點雷射	12
2.5 基態與激發態雷射	14
2.6 溫度效應及特徵溫度	17
2.7 P-type doping 原理及影響	19
2.8 鏡面鍍膜($\text{SiO}_2/\text{Ti}/\text{Au}$)	21
2.9 Relative Intensity Noise	25
Chapter 3 實驗設計	29
3.1 磊晶結構	29
3.2 量子點雷射製程	30
3.3 鏡面鍍膜製程	32
3.4 量測系統架設	33
Chapter 4 實驗結果與討論	39
4.1 量子點雷射特性	39

4.2 鏡面鍍膜	45
4.3 RIN 分析討論	47
Chapter 5 結論與未來展望	54
附錄	55
參考文獻	80



Table Captions

表 4-1-1 不同層數 G^{sat} & T_0 比較表	44
表 4-1-2 不同共振腔長度 T_0 比較表	45
表 4-3-1 七層共振腔長度 $1500\mu\text{m}$ 擬合參數.....	48
表 4-3-2 量子點層數與不同共振腔長度的 $\frac{dg}{dn}$	49
表 4-3-3 量子點層數與不同共振腔長度的 D-factor	51
表 4-3-4 量子點層數與不同共振腔長度的 K-factor	52
表 4-3-5 量子點層數與不同共振腔長度的 f_{max}	52
表 5-1-1 三層共振腔長度 $1500\mu\text{m}$ 擬合參數 f_{max}	65
表 5-2-2 三層共振腔長度 $1200\mu\text{m}$ 擬合參數.....	66
表 5-2-3 五層共振腔長度 $1500\mu\text{m}$ 擬合參數.....	67
表 5-2-4 五層共振腔長度 $1200\mu\text{m}$ 擬合參數.....	68
表 5-2-5 五層共振腔長度 $1000\mu\text{m}$ 擬合參數	69
表 5-2-6 五層共振腔長度 $1500\mu\text{m}$ 擬合參數	70
表 5-2-7 五層共振腔長度 $1000\mu\text{m}$ 擬合參數.....	71
表 5-2-8 五層共振腔長度 $800\mu\text{m}$ 擬合參數	72
表 5-2-9 七層共振腔長度 $1500\mu\text{m}$ 擬合參數.....	73
表 5-2-10 七層共振腔長度 $1200\mu\text{m}$ 擬合參數.....	74
表 5-2-11 七層共振腔長度 $1000\mu\text{m}$ 擬合參數.....	75
表 5-2-12 七層共振腔長度 $800\mu\text{m}$ 擬合參數	76

Figure Captions

圖 2-1-1 能帶與能隙說明圖.....	3
圖 2-1-2 各種理想量子系統所對應的能態分佈圖.....	5
圖 2-2-1 量子點 PL 強度與能量作圖.....	7
圖 2-2-2 量子點 PL 強度與能量作圖.....	7
圖 2-3-1 自發性發光、受激吸收和受激發光.....	8
圖 2-3-2 量子點雷射基態和基發態能階圖.....	9
圖 2-3-3 光強度在 Fabry-Perot 共振腔內變化情形.....	11
圖 2-4-1 半導體雷射電流密度對光增益作圖.....	13
圖 2-5-1 起始電流密度和模態增益之關係圖.....	15
圖 2-5-2 共振腔長度和雷射波長關係圖.....	15
圖 2-5-3 不同共振腔長度下飽和增益與臨界條件之關.....	16
圖 2-5-4 量子點雷射 L-I-V 圖.....	16
圖 2-6-1 量子點雷射變溫 L-I-V 圖.....	18
圖 2-7-1 半導體雷射 doping 示意圖.....	19
圖 2-8-1 VCSEL 示意圖.....	21
圖 2-8-2 DBR HR 和 AR 鏡面鍍膜示意圖.....	22
圖 2-8-3 $SiO_2/Ti/Au$ 鏡面鍍膜示意圖.....	23
圖 2-9-1 雷射輸出功率對時間擾動示意圖.....	25
圖 3-1-1 雷射磊晶結構圖與能帶示意圖.....	29
圖 3-2-1 光阻 6112 塗佈在晶圓表面.....	30
圖 3-2-2 第一道微影製程.....	30
圖 3-2-3 mesa etching 至主動層上.....	30
圖 3-2-4 Si_3N_4 150nm 沉積.....	30
圖 3-2-5 第二道微影製程光阻塗佈.....	30
圖 3-2-6 第二道微影製程.....	30
圖 3-2-7 p-type 金屬蒸鍍.....	30
圖 3-2-8 背面磨薄及 n-type 金屬蒸鍍.....	30
圖 3-3-1 $SiO_2/Ti/Au$ 鏡面蒸鍍示意圖.....	32
圖 3-4-1 L-I-V 量測系統.....	33
圖 3-4-2 Spectrum 量測系統.....	34
圖 3-4-3 RIN 測系統示意圖.....	35
圖 3-4-4 Agilent E4407B 室溫下的 thermal noise.....	36

圖 3-4-5	偵測器產生 Shot noise 示意圖	37
圖 4-1-1	$1/\eta_d$ 對共振腔長度 L 做圖	39
圖 4-1-2	L-I-V $5\mu m$	40
圖 4-1-3	L-I-V $10\mu m$	40
圖 4-1-4	L-I-V $20\mu m$	41
圖 4-1-5	L-I-V $50\mu m$	41
圖 4-1-6	Spectrum $5\mu m$	41
圖 4-1-7	Spectrum $10\mu m$	41
圖 4-1-8	Spectrum $20\mu m$	41
圖 4-1-9	Spectrum $50\mu m$	41
圖 4-1-10	$1/\eta_d$ 對 L 作圖	42
圖 4-1-11	$10\mu m$ 飽和增益圖	42
圖 4-1-12	$20\mu m$ 飽和增益圖	42
圖 4-1-13	GS 變溫 L-I-V 圖 $10\mu m$	43
圖 4-1-14	GS 變溫 L-I-V 圖 $20\mu m$	43
圖 4-1-15	GS T_0	43
圖 4-1-16	GS 波長隨溫度變化圖	43
圖 4-1-17	ES 變溫 L-I-V 圖 $10\mu m$	43
圖 4-1-18	ES 變溫 L-I-V 圖 $20\mu m$	43
圖 4-1-19	5-layers ES T_0	43
圖 4-1-20	ES 波長隨溫度變化圖	43
圖 4-2-1	五層量子點寬度 $10\mu m$ 鍍膜 LIV 圖	46
圖 4-2-2	五層量子點寬度 $20\mu m$ 鍍膜 LIV 圖	46
圖 4-2-3	鍍膜後變溫 L-I-V 圖 $10\mu m$	46
圖 4-2-4	鍍膜後變溫 L-I-V 圖 $20\mu m$	46
圖 4-2-5	鍍膜後 GS T_0	47
圖 4-3-1	七層共振腔 $1500\mu m$ RIN	48
圖 4-3-2	七層共振腔 $1500\mu m$ D-factor	48
圖 4-3-3	七層共振腔 $1500\mu m$ K-factor	48
圖 4-3-4	同層數與不同共振腔長度 $\frac{dg}{dn}$ 作圖	50
圖 4-3-5	不同層數與不同共振腔長度 D-factor 作圖	51
圖 4-3-6	不同層數與不同共振腔長度 K-factor 作圖	53
圖 4-3-7	不同層數與不同共振腔長度 f_{max} 作圖	53
圖 5-1-1	L-I-V $5\mu m$	55
圖 5-1-2	L-I-V $10\mu m$	55

圖 5-1-3	L-I-V $20\mu m$	55
圖 5-1-4	L-I-V $50\mu m$	55
圖 5-1-5	Spectrum $5\mu m$	56
圖 5-1-6	Spectrum $10\mu m$	56
圖 5-1-7	Spectrum $20\mu m$	56
圖 5-1-8	Spectrum $50\mu m$	56
圖 5-1-9	$1/\eta_d$ 對 L 作圖	56
圖 5-1-10	GS 變溫 LIV 圖 $10\mu m$	57
圖 5-1-11	GS 變溫 LIV 圖 $20\mu m$	57
圖 5-1-12	GS T_0	57
圖 5-1-13	GS 波長隨溫度變化圖	57
圖 5-1-14	ES 變溫 LIV 圖 $10\mu m$	57
圖 5-1-15	ES 變溫 LIV 圖 $20\mu m$	57
圖 5-1-16	ES T_0	58
圖 5-1-17	ES 波長隨溫度變化圖	58
圖 5-1-18	L-I-V $10\mu m$	59
圖 5-1-19	L-I-V $20\mu m$	59
圖 5-1-20	L-I-V $50\mu m$	59
圖 5-1-21	Spectrum $10\mu m$	59
圖 5-1-22	Spectrum $20\mu m$	59
圖 5-1-23	Spectrum $50\mu m$	59
圖 5-1-24	$1/\eta_d$ 對 L 作圖	60
圖 5-1-25	$10\mu m$ 飽和增益圖.....	60
圖 5-1-26	$20\mu m$ 飽和增益圖.....	60
圖 5-1-27	GS 變溫 L-I-V 圖 $10\mu m$	61
圖 5-1-28	GS 變溫 L-I-V 圖 $20\mu m$	61
圖 5-1-29	p-doped GS T_0	61
圖 5-1-30	GS 波長隨溫度變化圖	61
圖 5-1-31	L-I-V $5\mu m$	62
圖 5-1-32	L-I-V $10\mu m$	62
圖 5-1-33	L-I-V $20\mu m$	62
圖 5-1-34	L-I-V $50\mu m$	62
圖 5-1-35	Spectrum $5\mu m$	63
圖 5-1-36	Spectrum $10\mu m$	63
圖 5-1-37	Spectrum $20\mu m$	63
圖 5-1-38	Spectrum $50\mu m$	63
圖 5-1-39	$1/\eta_d$ 對 L 作圖	63

圖 5-1-40	10 μm 飽和增益圖.....	64
圖 5-1-41	20 μm 飽和增益圖.....	64
圖 5-1-42	GS 變溫 L-I-V 圖 10 μm	64
圖 5-1-43	GS 變溫 L-I-V 圖 20 μm	64
圖 5-1-44	7-layers GS T ₀	64
圖 5-1-45	GS 波長隨溫度變化圖	64
圖 5-2-1	三層共振腔 1500 μm RIN.....	65
圖 5-2-2	三層共振腔 1500 μm D-factor	65
圖 5-2-3	三層共振腔 1500 μm K-factor	65
圖 5-2-4	三層共振腔 1200 μm RIN.....	66
圖 5-2-5	三層共振腔 1200 μm D-factor.....	66
圖 5-2-6	三層共振腔 1200 μm K-factor.....	66
圖 5-2-7	五層共振腔 1500 μm RIN factor.....	67
圖 5-2-8	三層共振腔 1500 μm D-factor.....	67
圖 5-2-9	三層共振腔 1500 μm K-factor.....	67
圖 5-2-10	五層共振腔 1200 μm RIN.....	68
圖 5-2-11	三層共振腔 1200 μm D-factor	68
圖 5-2-12	三層共振腔 1200 μm K-factor	68
圖 5-2-14	五層共振腔 1000 μm RIN.....	69
圖 5-2-15	三層共振腔 1000 μm D-factor.....	69
圖 5-2-16	三層共振腔 1000 μm K-factor.....	69
圖 5-2-17	五層共振腔 1500 μm RIN.....	70
圖 5-2-18	三層共振腔 1500 μm D-factor.....	70
圖 5-2-19	三層共振腔 1500 μm K-factor.....	70
圖 5-2-20	五層共振腔 1000 μm RIN.....	71
圖 5-2-21	三層共振腔 1000 μm D-factor.....	71
圖 5-2-22	三層共振腔 1000 μm K-factor.....	71
圖 5-2-23	五層共振腔 800 μm RIN	72
圖 5-2-24	五層共振腔 800 μm D-factor	72
圖 5-2-25	五層共振腔 800 μm K-factor	72
圖 5-2-26	七層共振腔 1500 μm RIN.....	73
圖 5-2-27	七層共振腔 1500 μm D-factor.....	73
圖 5-2-28	七層共振腔 1500 μm K-factor.....	73
圖 5-2-29	七層共振腔 1200 μm RIN.....	74
圖 5-2-30	七層共振腔 1200 μm D-factor.....	74
圖 5-2-31	七層共振腔 1200 μm K-factor.....	74

圖 5-2-32	七層共振腔 $1000\mu m$ RIN.....	75
圖 5-2-33	七層共振腔 $1000\mu m$ D-factor.....	75
圖 5-2-34	七層共振腔 $1000\mu m$ K-factor.....	75
圖 5-2-35	七層共振腔 $800\mu m$ RIN	76
圖 5-2-36	七層共振腔 $800\mu m$ D-factor	76
圖 5-2-37	七層共振腔 $800\mu m$ K-factor	76



第一章 緒論

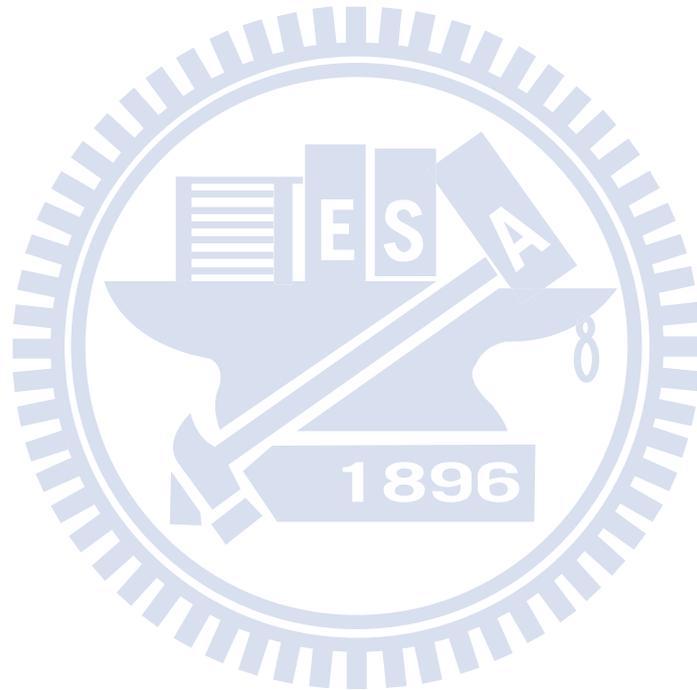
半導體雷射概念在 1961 年提出後就開始蓬勃發展，雷射共振腔結構、半導體材料和磊晶方法都有很大的進步。異質接面(hetero-junction)結構，將能隙(bandgap)較小的材料至於兩能隙較大的材料之間，可以改善半導體載子的侷限能力，脊狀共振腔(Ridge waveguide)可以提供雷射較好的光侷限能力，使半導體雷射的起始電流密度可以有效的降低，可以在室溫使用連續模式(CW)操作。Distributed feedback (DFB)和 Distributed Bragg Reflector(DBR)的發明對於單模(single mode)操作及需要波長選擇的雷射是重大的突破。

到了 1980 年代，由於製程的技術進步，如使用氣相磊晶技術 (Vapor-phase epitaxy, VPE)和分子束磊晶(MBE)等技術的純熟，可以製作出具有量子井(quantum well)結構為主動層的半導體雷射，這種非常薄(小於 30nm)的量子井雷射結構需要較少的電子電洞即可達到起始值條件，使起始電流降低，並增加調制響應(modulation response)的速度，此外，改變量子井的厚度可以得到不同波長的雷射，使的量子井結構成為大部份半導體雷射所採用的主動層結構。

量子井雷射發明後，量子侷限效應(quantization effects)的優點被廣泛的應用於半導體雷射領域裡面，1994 年第一顆量子點(quantum dot)雷射發明，由於量子點雷射的態密度(density of state)趨近於 delta-function，使的量子點雷射相較於量子井雷射有較小的起始電流密度^[1]、較好的溫度穩定性(high T_0)^[2]、較大的調變頻寬、較高的微分增益(differential gain)、較低的 chirp 效應及較小的 linewidth enhancement factor^{[3][4][5]}。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。

本實驗我們以 InAs/GaAs 材料成長自聚性(self-assembly)的量子點，這種量子點所發出的波長在 $1.3 \mu\text{m}$ 附近，對於玻璃光纖而言， $1.3 \mu\text{m}$ 有最小的色散(low dispersion)，應用於光纖通訊的領域中，會有很好的發展。實驗中我們藉由成長主動

區三層，五層，七層沒有 p-type doping 量子點雷射及五層有 p-type doping 的量子點雷射，來比較不同結構的特性表現。此外，也做了鏡面鍍膜(facet coating)，在雷射的一邊劈裂面上使用電子槍蒸鍍系統(E-Gun Evaporation System)蒸鍍 $\text{SiO}_2/\text{Ti}/\text{Au}$ ，藉由 Au 的高反射率把雷射光反射回共振腔裡面，降低雷射光的損耗，使起始電流降低，增加斜率效益進而可以改善雷射的特性。



第二章 量子點半導體雷射原理

2.1 理想量子系統：

在半導體中，原子和鄰近的原子交互作用相當強烈，使的原先量子化的能階會分裂成帶(band)狀的離散能階，在原子平衡距離下，電子允許的能階會以能帶(energy band)的情形出現，而能帶的寬度和原子間的交互作用強弱有關。由包利不相容原理可知，當原子結合在一起形成一個系統(晶體)時，其中的電子不能有相同的量子數，而且無論系統的尺寸如何改變，整個系統的電子量子態總數不變，因此原為相同量子數的離散能階會分裂成能帶，使的每個電子能夠佔據能帶中互不相同的一個量子狀態。電子會從較低的能階往較高的能階佔據，在絕對零度之下，最後一個被填滿的能帶我們稱為價電帶(valence band)，第一個沒有被電子填滿的能帶我們稱為傳導帶(conduction band)，而傳導帶和價電帶間的能量差我們稱為能隙(bandgap)，在室溫下，價電帶的電子會吸收能量躍遷到傳導帶，而在價電帶上所缺少的電子我們稱為電洞(hole)。如圖 2-1-1。

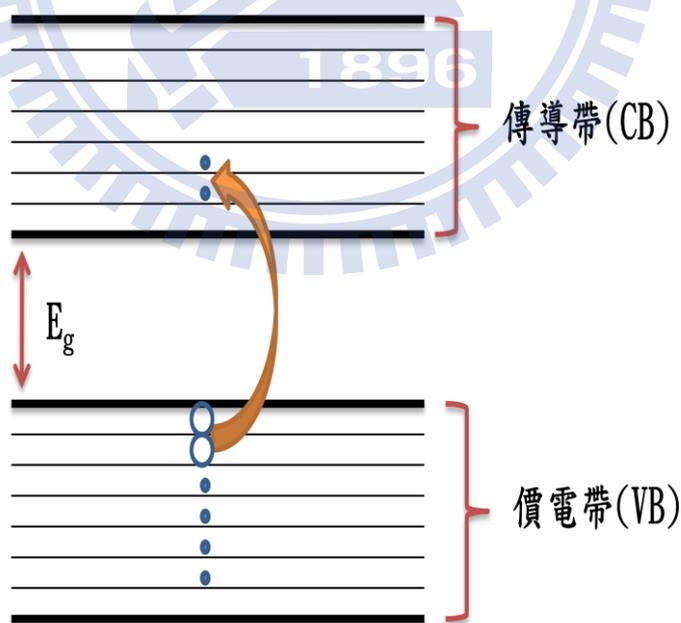


圖 2-1-1 能帶與能隙說明圖。

半導體中的能階數目大概會和其原子數目差不多，大約每立方公分 10^{22} 個左右，而這些能階並不是均勻的分布在能帶上面，為了方便描述能階的分布情況，我們定義了能

態密度(Density of State ,DOS)，態密度為能量的函數 $\rho(E)$ ，定義為：

$$\rho(E) = \frac{1}{V} \left(\frac{dN}{dE} \right) \quad (2.1)$$

DOS 涵義為單位能量單位體積內允許有多少態存在。以下列出各種理想量子系統中對應的能量與態密度函數：

Bulk:

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

$$\rho^{3D}(E) = \frac{\left(\frac{2m^*}{\hbar}\right)^{3/2}}{2\pi^2} (E - E_0)^{1/2} \quad (2.3)$$

Quantum Well (QW):

$$E(\vec{k}) = E_n(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k_x^2 + k_y^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z}\right)^2 \right] + E_0 \quad (2.4)$$

$$\rho^{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_n \Theta(E - E_n) \quad (2.5)$$

Quantum Wire (QWire):

$$E(\vec{k}) = E_{m,n}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k_x^2 + \left(\frac{m\pi}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z}\right)^2 \right] + E_0 \quad (2.6)$$

$$\rho^{1D}(E) = \frac{n_{QWire} \sqrt{2m^*}}{\pi \hbar} \sum_n \sum_m (E - E_{n,m})^{-1/2} \quad (2.7)$$

Quantum Dot (QD):

$$E(\vec{k}) = E_{l,m,n} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left(\frac{l\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z}\right)^2 \right] + E_0 \quad (2.8)$$

$$\rho^{0D}(E) = 2n_{QD} \sum_n \sum_m \sum_l \delta(E - E_{n,m,l}) \quad (2.9)$$

E_0 為所屬能帶邊緣的能量， $\delta(E - E_{n,m,l})$ 為 delta-function， $\Theta(E - E_n)$ 為步階函數 ($\Theta(E - E_n) = 0$, for $E < E_n$; $\Theta(E - E_n) = 1$, for $E > E_n$)， n_{QWire} 為量子線的面密度， n_{QD} 為

量子點的體密度，結構和能態密度分佈如圖 2-1-2 所示：

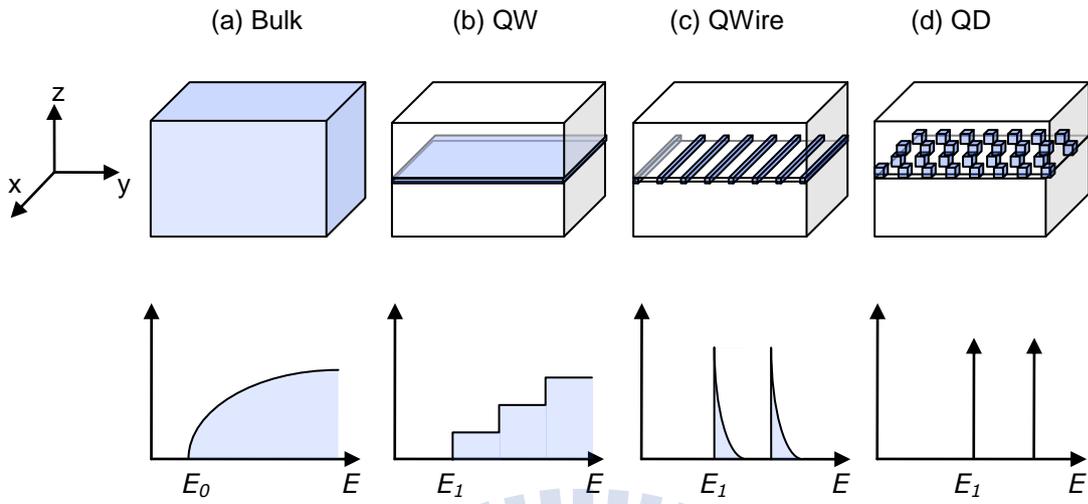


圖 2-1-2 各種理想量子系統所對應的能態分佈(a)塊材(b)量子井(c)量子線(d)量子點



2.2 量子點成長：

在學術研究上，有許多人提出製作半導體量子點的方法，如磊晶的自組成法、化學溶膠製作復層量子點、電子束微影蝕刻、利用閘電壓在二維量子井平面上產生二維的侷限等，而在量子點雷射應用上，以分子束磊晶(molecular beam epitaxy, MBE)或金屬有機化學氣相沈積(metal organic chemical vapor deposition, MOCVD)利用 S-K mode(Stranki-Krastanov mode)成長自聚性(self-assembly)量子點，可在半導體上得到大量形態相近且高品質的量子點，此種成長是發生在界面能低，但晶格常數差異大的兩材料，如 InAs/GaAs，晶格不匹配使磊晶層受到相當大的應力，但因為 InAs 有較低的界面能，剛開始成長仍材料會以層狀結構在 GaAs 上形成二維薄膜(wetting layer)，當成長厚度大於所能承受的臨界厚度，應力使的薄膜開始形成島狀物(Quantum Dots)，而在薄膜破裂產生缺陷(defect)前停止成長，即可得到高品質的量子點，具有較佳的光電特性。量子點的大小可以藉由改變材料或者改變磊晶溫度來控制，當量子點的大小改變，裡面的能階位置也會改變，所以發出的光波長也會因此而改變。

以 S-K mode 成長的量子點，在穿透式顯微鏡(TEM)底下多呈金字塔或圓盤狀，因為應力分佈差異，成長的量子點大小約有 10%左右的差異，為一常態分佈，而量子點的能階與其大小、形態、應力分佈有極大的敏感性，對應到整體能態分佈或光激發光頻譜(photoluminescence, PL)波長半高寬(Full Width at Half Maximum, FWHM)的大小，可由 PL、原子力顯微鏡(Atomic Force Microscope)、穿透式顯微鏡(Transmission Electron Microscope)...等，檢驗量子點的均勻性與分佈。

量子點所具有的能階結構(bound state)與其大小、披覆層(capping layer)能障高度與厚度等有極大的關係，在 PL 中一般可看到基態(Ground State)、激發態(Excited State)與 wetting layer(WL)的訊號，較高的激

發態則不一定在落在 bound state 之中，而對應的飽和增益，則與量子點的密度和 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)能量對應於橫向尺寸，簡併數為 4。一般基態與激發態的能量差在 60~90meV 左右，受限於量子點均勻與不均勻分佈(homogeneous and inhomogeneous broadening)，整體量子點的能態密度分佈會變低變寬，如圖 2-2-1 所示，DOS 可表示成：

$$\rho(E_g) = 2n_{QD} / \Delta \quad , \quad \rho(E_e) = 4n_{QD} / \Delta \quad (2.10)$$

E_g 為基態能量， E_e 為激發態能量， n_{QD} 為量子點面密度($10^{10} \sim 10^{11} / cm^2$)， Δ 為 homogeneous and inhomogeneous broadening 造成量子點能量分佈的半高寬。圖 2-2-2 為量子點光激發光(Photoluminescence, PL)強度對能量作圖，圖中所顯示的數個波峰，分別 QD0 為基態、QD1 為第一激發態、QD2 為第二激發態、QW 為 wetting layer、GaAs 為基板的訊號。

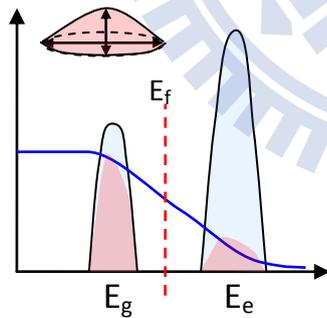


圖 2-2-1 量子點 PL 強度與能量作圖

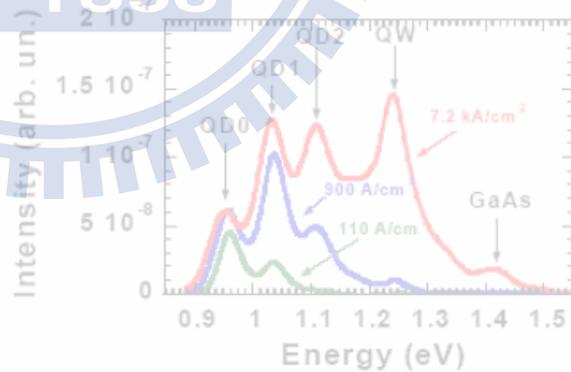


圖 2-2-2 量子點 PL 強度與能量作圖

2.3 半導體雷射原理^{[7][23]}:

半導體雷射又稱為雷射二極體，透過導電帶的電子和價電帶的電洞在主動層復合 (recombination)，自發性發光 (Spontaneous emission) 產生光子 (photon)，除了少部分的光被材料吸收外，大部分光子在共振腔中來回反射傳播，產生受激吸收和受激放射，藉由受激放射 (Stimulated emission) 激發其它電子電洞對復合產生同調 (Coherent) 的光子，如圖 2-3-1 所示，新生成的光子會與入射光子有相同的頻率與方向，當累積夠多的電子電洞，光子可以不斷的激發新的光子克服吸收與損耗即產生雷射。

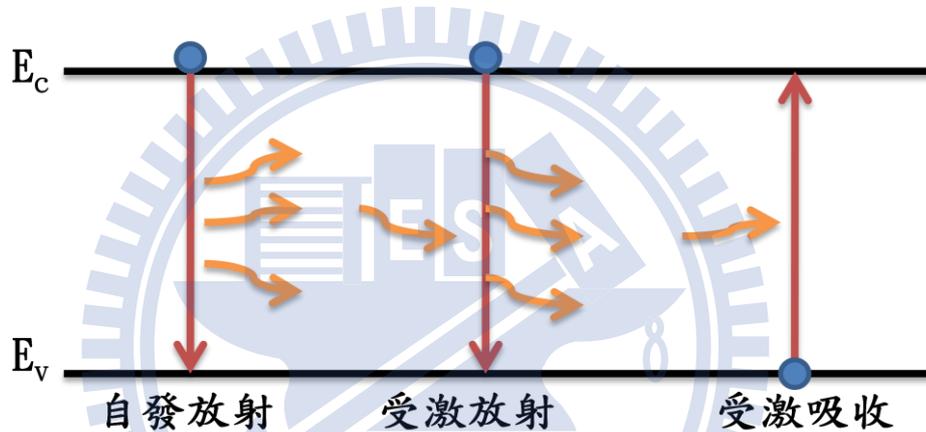


圖 2-3-1 自發性發光、受激吸收和受激發光

在熱平衡條件下， $n \times p = n_i^2$ ，其中 n 為電子濃度， p 為電洞濃度， n_i 為本質半導體的濃度。為了克服半導體內散射和吸收所造成的損耗，所以需要導電帶上的電子數目大於價電帶上面的電子數目而產生居量反轉 (population inversion) $n \times p > n_i^2$ ，使得有足夠載子產生自發放射可以克服損耗。為了方便描述電子電洞的濃度，我們在此引入了非平衡的費米能階， $f_c(E_c)$ 和 $f_v(E_v)$ ，居量反轉的意思為導電帶上的電子數目 $f_c(E_c)$ 大於價電帶上的電子數目 $f_v(E_v)$ 。 $f_c(E_c) > f_v(E_v)$ ，然而居量反轉在半導體中是遵守費米迪拉分布：

$$f_c(E_c) = \frac{1}{1 + \exp((E_c - F_c)/k_B T)} \quad (2.11)$$

$$f_v(E_v) = \frac{1}{1 + \exp((E_v - F_v)/k_B T)} \quad (2.12)$$

居量反轉必須滿足下列的不等式(2.13)，

$$F_C - F_V \geq E_C - E_V = E_g \quad (2.13)$$

上面不等式涵義為電子和電洞的費米能階能量差大於或等於半導體中導電帶和價電帶的能隙差(E_g)，當等號情形發生時($F_c - F_v = E_c - E_v$)，雷射光在共振腔裡面不會被放大也不會被吸收，呈現透明狀態 (Transparency condition)，此時的電流密度稱為透明載子濃度(Transparency carrier density)，我們可以視其增益為零。因此我們可以瞭解到，當半導體雷射主動層中注入越多的載子後，準費米能階開始分裂成 F_c 和 F_v ，注入的載子越多， F_c 和 F_v 就分別越往 E_c 和 E_v 移動，當準費米能階之間的能量差大於能隙時，半導體將開始有增益能力，當雷射的增益和損耗平衡時，雷射就可以穩定的操作。

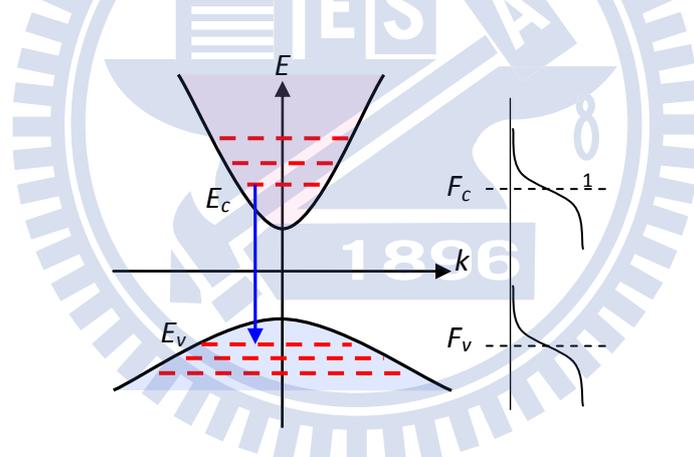


圖 2-3-2 量子點雷射基態和基發態能階圖

當雷射光在共振腔內來回震盪時，我們假設其強度為 Φ ，雷射光的強度會因為材料內部光的吸收而產生衰減， α 為吸收係數(absorption coefficient)，雷射光從鏡面射出時也會造成共振腔內的光強度衰減，我們利用 α_i 來代表雷射光在共振腔內部的總損耗， α_m 來代表從鏡面射出的鏡面損耗。當半導體雷射發生居量反轉時(population inversion)，由於受激放射大量產生，所以雷射內部的吸收係數 α 從正號變成負號。為了方便描述光吸收(light absorption)和受激放射產生的光放大(light amplification)，我們在這裡定義光增益係數(Optical gain coefficient)， G 。

現在我們考慮一個 Fabry-Perot 共振腔，如圖 2-3-3 所示，左右兩邊 R_2 及 R_1 為劈裂面反射率，可以利用材料折射率計算，如式(2.14)。

$$R_1 = R_2 = \left(\frac{n_r - 1}{n_r + 1} \right)^2 \quad (2.14)$$

現在我們假設光從左邊的鏡面往右邊的鏡面跑，光在左邊鏡面原始強度為 Φ_0 ，當光經由 L 的距離跑到右邊鏡面時，強度變為 $\Phi_0 \exp[(G - \alpha_i)L]$ ，光打到右邊鏡面，右邊鏡面反射率為 R_1 ，經由右邊鏡面的反射後，其光往左邊的鏡面運動，其強度為 $R_1 \Phi_0 \exp[(G - \alpha_i)L]$ ，經過 L 距離後，光又回到原始左邊的位置，強度變為 $R_1 \Phi_0 \exp[2(G - \alpha_i)L]$ ，當光又經由左邊鏡面反射回到共振腔內，強度變為 $R_1 R_2 \Phi_0 \exp[2(G - \alpha_i)L]$ 。以此類推，我們可以知道當雷射光跑完一次左右鏡面回到原本的位置時，其強度變為原來的 $R_1 R_2 \exp[2(G - \alpha_i)L]$ 倍。當雷射穩定操作時，來回左右一次鏡面後的強度要和原始強度一樣，如式(2.15)。利用(2.15)式，我們可以推導出(2.16)式， G_{th} 為起始增益(threshold gain)，當 G_{th} 產生時的電流密度我們稱為起始電流密度(threshold current density)。我們更進一步的考慮載子和光的作用，這裡定義一個新參數 Γ ，光侷限因子(optical confinement factor)， Γ 為居量反轉造成的載

子所佔的體積 V_n 除以光強度在共振腔內所佔的體積 V_p ，式(2.17)。不同橫向光學模態 (transverse optical mode) 和主動區會有不同的重疊方式，所以光增益 G_{th} 要乘以 Γ 才是準確的增益， ΓG_{th} 為模態增益(modal gain)。

$$\Phi_0 = R_1 R_2 \Phi_0 \exp[2(G_{th} - \alpha_i)L] \quad (2.15)$$

$$G_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) = \alpha_i + \alpha_m \quad (2.16)$$

$$\Gamma = \frac{V_n}{V_p} \quad (2.17)$$

$$\Gamma G_{th} = \Gamma \left[\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \right] \quad (2.18)$$

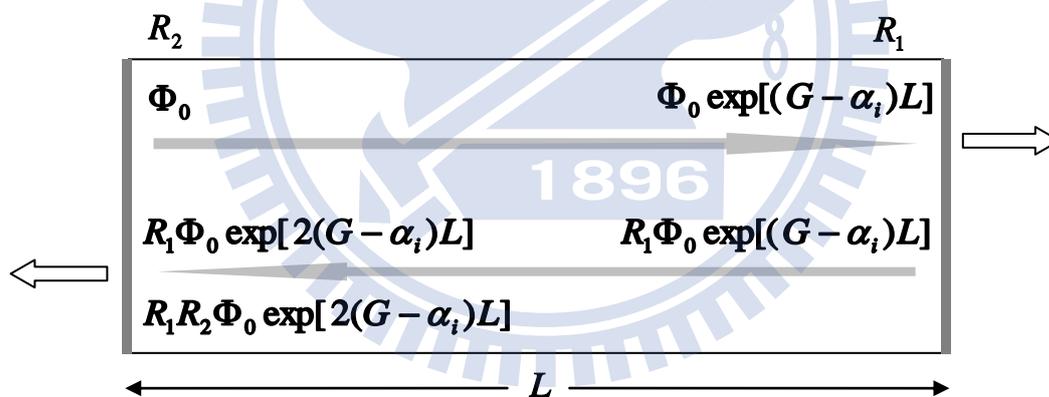


圖 2-3-3 光強度在 Fabry-Perot 共振腔內變化情形

2.4 量子點雷射：

量子點是將電子侷限在零維空間內，其最大的好處在於其能階成不連續分佈，和電子及電洞的波函數重疊在一起，能階不連續使其能態密度(density of state)呈 delta function 分佈，在特定的能態時會有很大的復合效率。自聚性量子點的結構和理想的量子點有很大的相似度，量子點內的能階是由類原子的量子能階(atomic-like quantum level)所組成，裡面包括一個基態(Ground State)跟數個激發態(Excited State)。理想的量子點大小及形狀都相同，所以每個量子點的 quantum level 皆相同，沒有 inhomogeneous broadening 的問題，所以在基態有很大的復合效率，理論上起始電流密度會比較低，增益和微分增益會比量子井大，特徵溫度較高。但是實際上自聚性量子點每個形狀和大小都不相同，每一個量子點的能階都不一樣，所以有 inhomogeneous broadening 的情形，能態密度(DOS)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 60~90meV，價電帶的基態和激發態能量差大約 (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去(Thermal escape)，使得基態的電洞數目變少，造成基態的復合數目變少，增益變小。

量子點雷射實際上受到 inhomogeneous broadening 和 thermal broadening 影響，使得基態增益和飽和增益較量子井雷射小^{[8][9]}，激發態增益因為受到簡併效應所以會比基態來的大。

$$G_{sat} \propto \rho_{QD}^{\max} \propto g_i \cdot n_{QD} / \Delta \quad (2-19)$$

G_{sat} 為飽和增益， ρ_{QD}^{\max} 為能態密度(DOS)， 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 為能態密度的能量寬度。一般量子點雷射會藉由成長多層的量子點或者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(mirror loss 決定)，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(degeneracy)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 2-4-1^[7]。圖內的基態或激發態的光增益(Optical gain)對起始電流密度的曲線可以利用下面的方程式擬合。

$$G = G_{sat} [1 - \exp(-\gamma \frac{J - J_{tr}}{J_{tr}})] \quad (3.20)$$

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

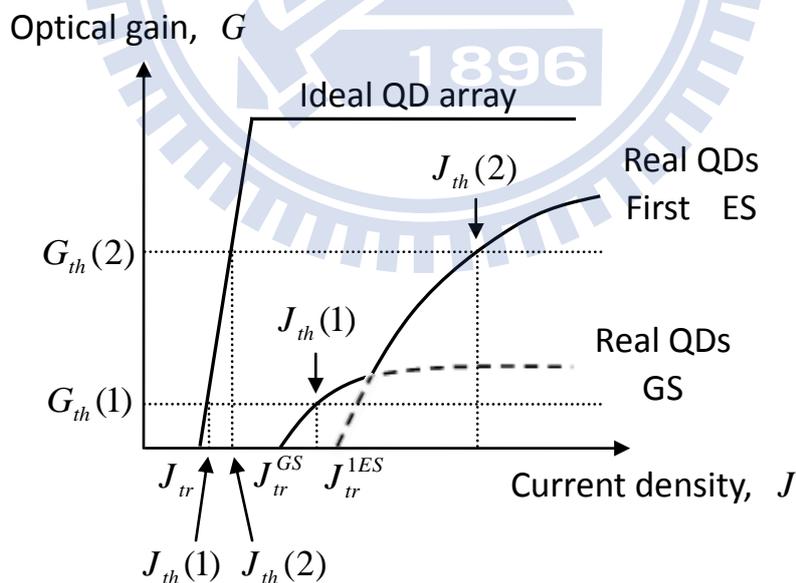


圖 2-4-1 半導體雷射電流密度對光增益作圖

2.5 基態與激發態雷射：

由臨界條件(2.16)式可以知道，當增益和內部損耗及外部損耗達成平衡時，雷射可以穩定的操作，在量子點雷射中，基態的飽和增益 G_g^{sat} 因為受到 inhomogeneous broadening 影響所以較低(一般量子點雷射成長密度約在 $10^{10} \sim 10^{11} / \text{cm}^2$ 之間，對應到每層的飽和增益約在 $2 \sim 6 \text{ cm}^{-1}$ 間，而 α_i 約在 $2 \sim 4 \text{ cm}^{-1}$ 之間， α_m 則與共振腔長度、鏡面反射率有關)，當 $G_{sat}^{GS} < G_{th}$ 時，則基態增益無法損耗而達到雷射。相較於激發態，由於激發態飽和增益值 G_{sat}^{ES} 受到簡併效應影響(degeneracy)較高，大約為基態飽和增益的 2~3 倍，在大部分的情況下，隨著注入載子增多激發態有較大的增益，所以可克服損耗達到雷射臨界條件。

理想上量子點雷射在穩態的情況下，隨著注入電流增大，有三種情況：

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

以一成長密度 $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 、5 層量子點結構，鏡面為未鍍膜劈裂面($R=0.32$)的量子點雷射為例，圖 2-5-1， g_{sat}^{GS} 約在 12.1 cm^{-1} ， $\alpha_i = 2.7 \text{ cm}^{-1}$ ，當共振腔長度小於 $1000 \mu\text{m}$ 時， G_{th} 大約為 14 cm^{-1} ，已經大於 G_{sat}^{GS} 所能達到的 12.1 cm^{-1} ，故而不會出現基態雷射，圖 2-5-2。由於 G_{th} 與共振腔長度和反射率有很大的關係，故若要達到基態雷射，在製程上可利用較長的共振腔、高反射鍍膜等以降低 G_{th} ，或提高量子點密度與層數以提高 G_{sat}^{GS} 。圖 2-5-3

為不同注入電流下的基態、激發態增益，在長的共振腔中， α_m 較小，則 G_{th} 變小，基態與激發態皆可達到臨界條件，而在短共振腔中， α_m 與 G_{th} 變大，基態飽和增益無法克服損耗，即無法達到臨界條件不會發生雷射，而只有激發態單獨雷射。圖 2-5-4 為一般量子點雷射光強度對注入電流做圖(LI curve)，其中包含 GS 與 ES 的貢獻，而在 LI curve 中出現明顯的轉折處即為 ES Lasing 開始發生的點。

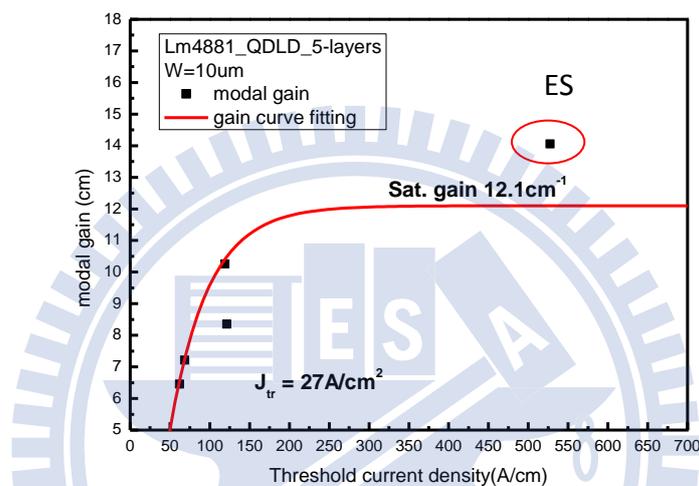


圖 2-5-1 起始電流密度和模態增益之關係圖

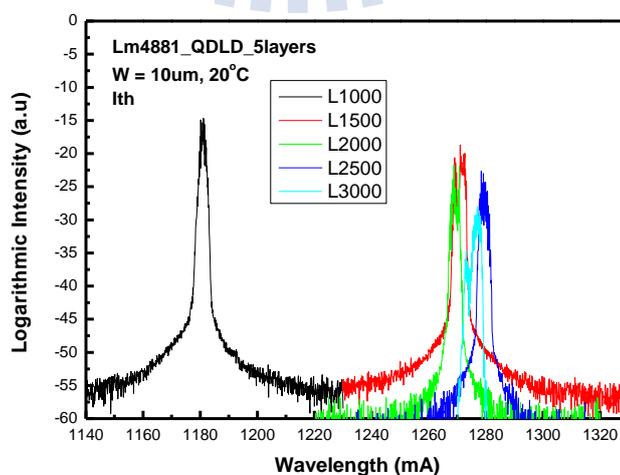


圖 2-5-2 共振腔長度和雷射波長關係圖

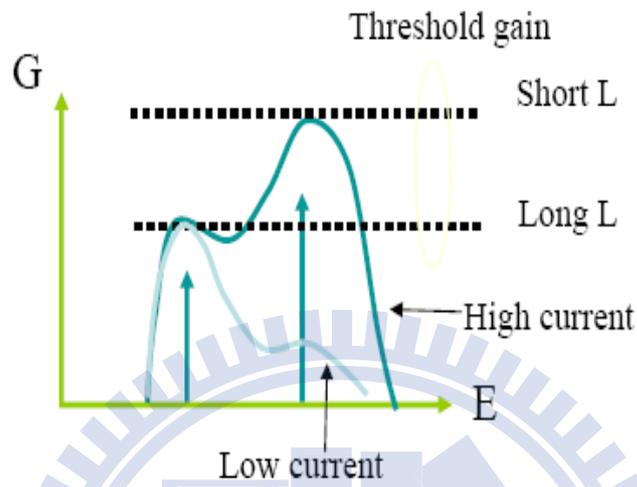


圖 2-5-3 不同共振腔長度下飽和增益 與臨界條件之關

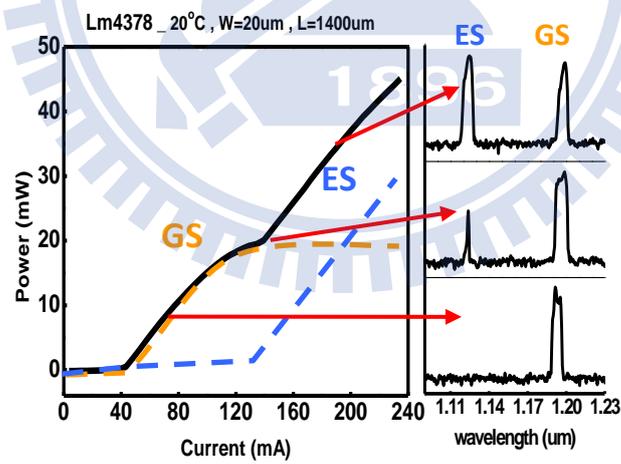


圖 2-5-4 量子點雷射 L-I-V 圖

2.6 溫度效應及特徵溫度:

在量子點雷射中，溫度對於雷射的特性有顯著的影響，一般來說，溫度越高起始電流密度會越高，且雷射操作的效率會越差，因為溫度升高時非輻射復合會增加。起始電流密度隨溫度的變化量可以用(2.21)式來表示^[10]，

$$J_{th}(T) = J_{th0} e^{\frac{T_j}{T_0}} \quad (2.21)$$

其中 T_j 是主動層的接面溫度， J_{th0} 是材料參數，代表絕對零度時的起始電流，而 T_0 是半導體雷射的特徵溫度(characteristic temperature)， T_0 是用來衡量半導體雷射特性對溫度敏感度的指標， T_0 越大代表半導體雷射對溫度的特性越好；反之若越小，則代表對溫度的特性越差。對 GaAs 雷射而言，典型的 T_0 值約 100~160K，對 InGaAsP 雷射而言，典型 T_0 約為 50~70K，InGaAsP 雷射大多應用於 1.3 μm 及 1.55 μm 光纖通訊波段，此材料的導電帶能帶偏移(ΔE_C)較小，很容易產生漏電流，再加上因為波長的關係造成能隙(ΔE_g)較小，歐傑復合(Auger recombination)速率較快，因此起始電流密度很容易隨著溫度上升而迅速增加。

接著我們仔細討論溫度對起始電流的影響，因為注入的電流需要先達到透明狀態後雷射才會開始有正的增益產生，因此起始電流會受到透明電流的影響，而透明電流密度正比於透明載子濃度 n_{tr} ，且 $n_{tr} \propto T^{\frac{3}{2}}$ ，由此可知，當溫度升高時，透明載子濃度上升造成透明電流上升，進而影響到起始電流，使起始電流密度上升。溫度上升造成的第二個影響是漏電流，能量高於 ΔE_C 或 ΔE_V 的載子便會貢獻到漏電流。一旦溫度升高，載子因為受熱而從主動層中跑掉，那麼主動層中的有效載子密度就會減少，就必須靠著增加電

流密度來補償跑掉的載子，因此起始電流密度提高。第三個影響為基態增益變小且激發態提早出現，因為 Fermi-distribution 變得平緩，且基態消耗載子速率變慢(飽和淨增益降低)，使得激發態載子累積速率變快，然而溫度效應同樣使得激發態須達到的臨界電流提高，激發態雷射提前的速度不如長度效應來的明顯，且更高溫時，Fermi-distribution 變得更平緩，載子填充到激發態之上的比例變多，臨界電流也更增加，使得激發態雷射臨界電流也變大。隨著溫度升高，基態與激發態雷射出現的臨界點將愈來愈接近，直到基態增益變小無法克服損耗產生雷射，剩下激發態能克服損耗產生雷射，如圖 2-6-1，溫度從 10°C 到 70°C，在 50°C 開始可以看到原本是基態雷射，隨著電流慢慢增加，激發態也開始產生雷射，到 70°C 時基態已經無法克服損耗，只剩下激發態雷射。

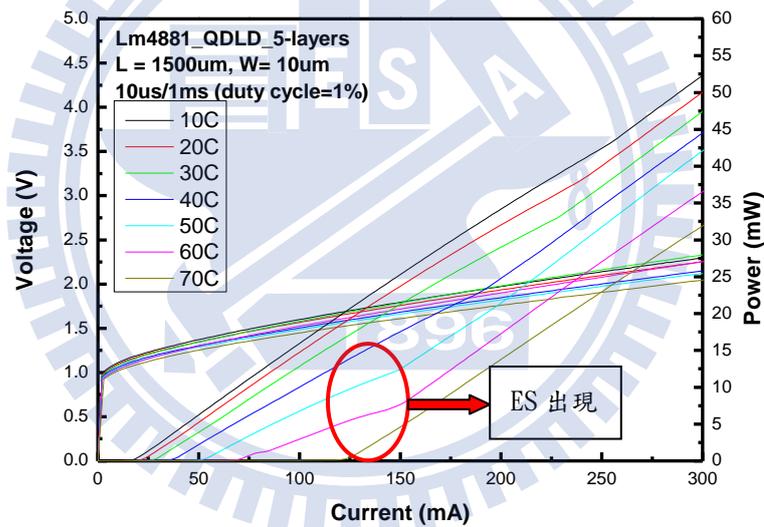


圖 2-6-1 量子點雷射變溫 L-I-V 圖

2.7 p-type doping 原理及影響^{[2][11][12]}:

如前一小節所提到的量子點雷射容易受到溫度的影響而特性變差，因為能階主要由一個基態(GS)和數個激發態(ES)所構成，以 $1.3\mu\text{m}$ 量子點雷射為例，導電帶的基態和價電帶的激態能階差為 0.958 eV ，導電帶的基態和第一個激發態能量差大概為 $75\text{meV} \sim 85\text{meV}$ ，價電帶的基態和第一個激發態能量差大概為 $8\text{meV} \sim 13\text{meV}$ ，如圖 3-5-1 所示。

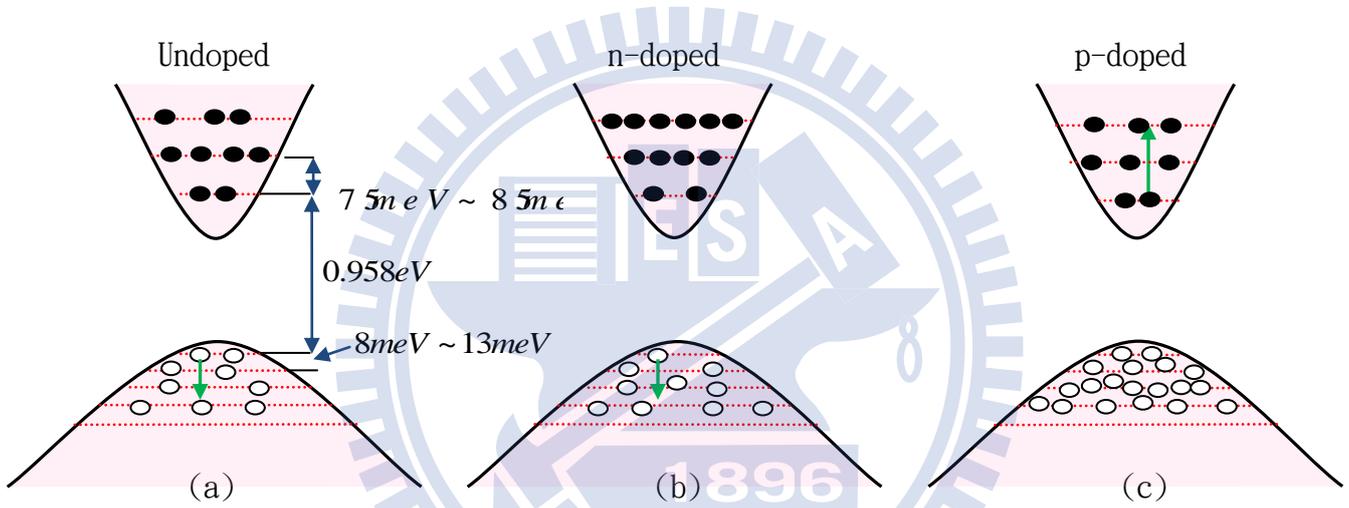


圖 2-7-1 半導體雷射 doping 示意圖

對於 undoped 的雷射而言，圖 2-7-1 (a)，當電子電洞注入時，從低能階慢慢往高能階填，因為電洞的能階差為幾個 meV，而電子的能階差為幾十個 meV，所以電洞很容易吸收能量而從基態跳到激發態去，造成基態的電洞數目減少，使得基態電子電洞復合數目減少，增益下降，如果要提高基態增益，就必須增加操作電流來提高注入的電子電洞數目，藉以補償基態流失的電洞。當電流越加越大時，雷射的接面會產生很大的熱能，基態電洞將會獲得更多的能量而往激發態跑，而造成增益無法再隨電流增加而上升，此時基態已經達到飽和增益。有此可知，量子點雷射對於溫度的敏感性主要由能階差較小的電洞能階控制，所以特徵溫度 T_0 會較小。

對於 n-doped 的雷射而言，圖 2-7-1 (b)，在磊晶時先摻雜高濃度的電子在主動區內，使得在電子電洞尚未注入前就有電子存在導電帶的能階中，當載子開始注入時，導電帶的能階很容易就會被填滿，而價電帶的電洞能階則沒有被填滿，價電帶的激發態能階有些許的空位，所以在基態的電洞很容易吸收能量而從基態中躍遷到激發態，造成基態增益變小，所以 n-doping 對於提升增益和降低溫度敏感性沒有實質的幫助，但是對於降低透明電流密度有幫助。

對於 p-doped 的雷射而言，圖 2-7-1 (c)，在磊晶時先摻雜高濃度的電洞於主動區內，使得價電帶的電洞能階在載子尚未注入前就有很多電洞存在，當載子注入時，電洞能階很容易被注入的載子填滿，所以在基態的電洞就不容易因為吸收能量而躍遷到激發態去，此時量子點雷射對溫度的敏感度轉換為由電子的能階控制，因為電子的能階為幾十個 meV，所以基態的電子需要吸收很大的能量才能躍遷到激發態去，所以基態的電子電洞復合數目較不易受溫度升高而減少，使得基態增益不易隨著溫度升高而下降。

p-doping 雖然可以降低量子點雷射對溫度的敏感性，提升特徵溫度，增加基態增益、微分增益和飽和增益，但是也存在不少的缺點，如下所列。

1. 費米能階往價電帶移動，造成透明電流增加。
2. 主動層內載子數目增加，歐傑復合效應增加，使得內部量子效率 η_i 減少、內部損耗 α_i 增加，起始電流變大。
3. 因為內部損耗增加及內部量子效率減少，造成斜率效率 η_s 、及外部量子效率增益 η_d 變小。

所以並非摻雜的濃度越高雷射特性越好，如果摻雜濃度太大，反而雷射效應會越差。

2.8 鏡面鍍膜(facet/mirror coating):SiO₂/Ti/Au [13][14]

邊射型雷射(edge emitting laser, EEL)是製程最簡單的半導體雷射，利用劈裂鏡面形成 Fabry-Perot 共振腔，光在共振腔內來回震盪放大形成雷射。相較於垂直共振腔面射型雷射(VCSEL)利用共振腔上下的 DBR 來增加雷射光的反射率，圖 2-8-1，藉此可以縮短共振腔長度，又可以有效的降低起始電流。邊射型雷射的劈裂面反射率大概只有 33% 左右，所以需要較長的共振腔來降低鏡面損耗才能操作在基態雷射。一般光纖通訊用雷射須要有高的調變速度和大頻寬，由式(2.22)可知，較短的光子生存時間(光子生命週期)及較大的光子密度(photon density)可以有較快的調變速度和較大的頻寬。

$$\omega_r^2 = \frac{1}{\tau_s \tau_p} = \frac{v_g a S}{\tau_p} = \frac{v_g a \Gamma \eta_i (I - I_{th})}{qV} \quad (2.22)$$

τ_s 為載子生存時間(carrier lifetime)， τ_p 為光子生存時間(光子生命週期)， v_g 為光子群速度(group velocity)， a 為微分增益(differential gain)， Γ 為侷限因子(confinement factor)， η_i 為內部量子效率(internal quantum efficiency)， V 為主動層體積。鏡面鍍膜可以減少鏡面損耗，使雷射共振腔可以切短，又可以增加共振腔內的光子密度，所以對於光纖通訊雷射效能有很大的提升。

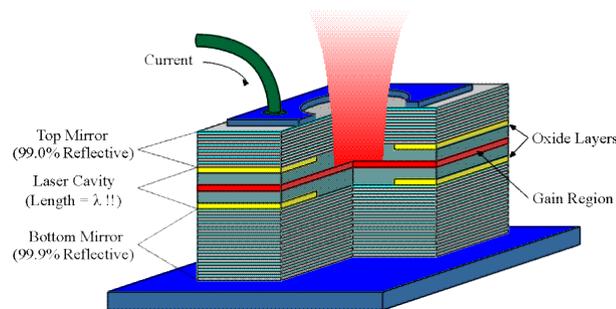


圖 2-8-1 VCSEL 示意圖

一般雷射鏡面鍍膜分為兩種鍍膜方式，一種為高反射鍍膜(HR coating)，另外一種為抗反射鍍膜(AR coating)。高反射鍍膜是以兩種介電材料(dielectric material)以 DBR 形式鍍成(一對 DBR pair 是由兩層不同的介電材料組成)，如圖 3-6-2，每一層鍍上去的介電材料都必須滿足式(2.23)， λ 為雷射操作的波長， n_i 為使用材料的折射率， i 代表不同的介電材料。

$$HR = \frac{\lambda}{4n_i} \quad (2.23)$$

如果兩種介電材料介電常數(dielectric constant)差越大，則需要鍍較少的 DBR 對數(pair)即可達到 90% 以上的反射率，若兩種材料的介電常數較為接近，則需要鍍較多層的 DBR 才可以達到 90% 以上的反射率，而不同的雷射波長所適合的介電材料亦不相同。抗反射鍍膜也是利用相同的原理，如圖 2-8-2，奇數層可以任意選擇 HR 的一種材料，但是要滿足式(2.24)，偶數層的材料需和奇數層材料不同，偶數層要滿足式(2.25)，鍍的層數越多，則抗反射的效率越好，最後抗反射鍍膜的要以奇數層結尾才能有低的反射率。

1.3 μm 量子點雷射為例，適合的材料為 TiO_2 與 SiO_2 。

$$AR_{\text{odd}} = \frac{\lambda}{4n_i} \quad (2.24)$$

$$AR_{\text{even}} = \frac{\lambda}{2n_i} \quad (2.25)$$

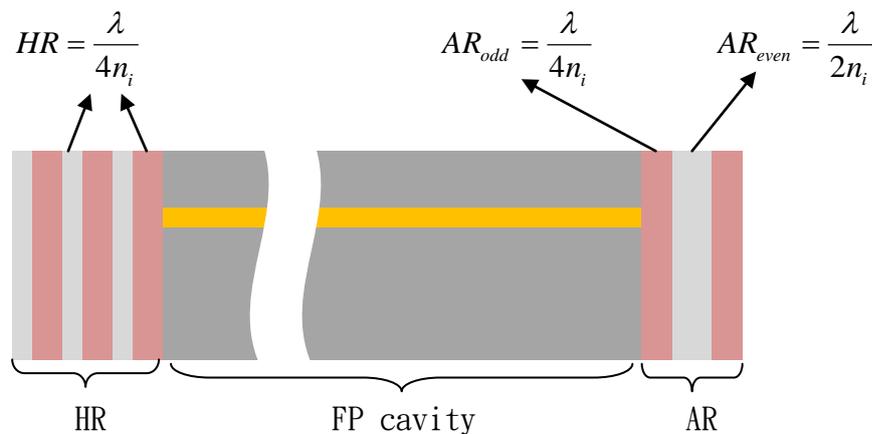


圖 2-8-2 DBR HR 和 AR 鏡面鍍膜示意圖

由式(2.23)，(2.24)，(2.25)知，鍍膜厚度和雷射操作波長有正比的關係，當雷射波長越長時，需要鍍膜的厚度也會越厚，製程的時間也會越久，所以我們利用金(Au)對於波長 600nm 以上的光有很高的反射率特性來改變鍍膜的方式。如圖 2-8-2，先在鏡面上面鍍上一層厚度約 50nm 的 SiO_2 ，用來防止雷射的上下電極經由鏡面鍍膜的 Au 而短路，接著在 SiO_2 鍍上一層厚度 5nm 的 Ti(Titanium)，目的是為了增加 Au 和 SiO_2 之間的黏著力，最後再鍍上一層厚度約 70~100nm 的 Au，我們將原本需要多對 DBR 組成的高反射率鍍膜鏡面改由一層 Au 來取代，這樣可以減少製程的複雜程度和時間。

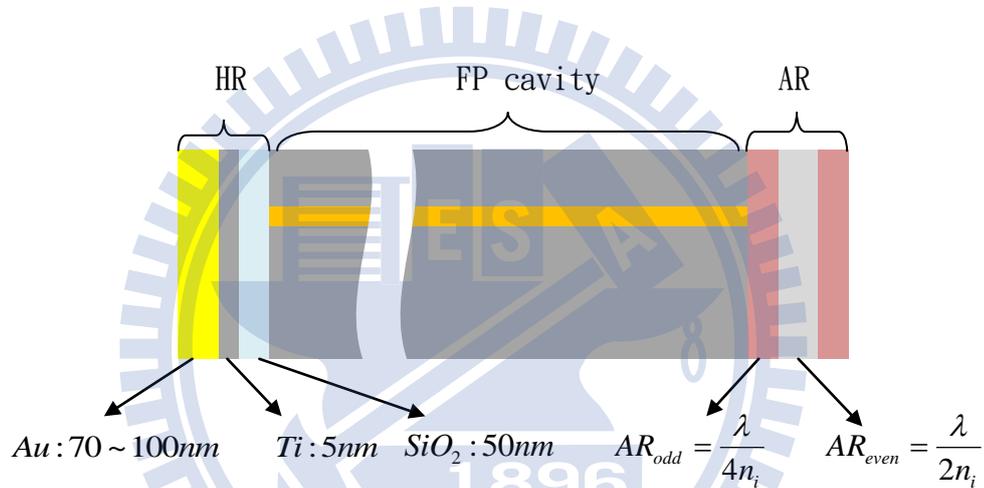


圖 2-8-3 $SiO_2/Ti/Au$ 鏡面鍍膜示意圖

使用 $SiO_2/Ti/Au$ 鍍成鏡面因為 Ti 會吸收雷射光造成衰減， SiO_2 部分也會形成共振腔，所以反射率我們無法事先像 DBR 鏡面一樣利用 Transfer Matrix Method 方法計算出每層厚度和所鍍層數所形成的反射率，但是我們可以經由量測斜率效益(slope efficiency)計算出鍍完的反射率，

$$\eta_{slope} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\beta}} \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \quad (2.26)$$

$$\beta = \frac{P_{front}}{P_{rear}} = \frac{1-R_{front}}{1-R_{rear}} \sqrt{\frac{R_{rear}}{R_{front}}} \quad (2.27)$$

$$\eta_{slope} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\frac{1-R_{front}}{1-R_{rear}} \sqrt{\frac{R_{rear}}{R_{front}}}}} \eta_i \frac{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_{front} R_{rear}}}{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_{front} R_{rear}} + \alpha_i} \quad (2.28)$$

在兩邊鏡面都是批裂面時，前後的出光各為 50%，由式(2.27)知道 $\beta=1$ ，代入式(2.26)，可以求出 η_i & α_i ，鍍膜完後可以得到另外一組斜率效益 η_{slope} ，由式(2.28)， R_{front} 為抗反射鏡面的反射率，可以經由 Transfer Matrix Method 求出， L 為共振腔長度，整個式子只有高反射鏡面的反射率 R_{rear} 不知道，所以我們可以解方程式，求出 R_{rear} ，得到高反射鏡面鍍膜的反射率。一般而言，Au 的厚度超過 50nm 以上對波長 600nm 以上的光反射率都會超過 90%。

2.9 Relative Intensity Noise (RIN)^{[15][24]}:

雷射在 CW(continuous-wave)模式下操作，其輸出的功率並非是一穩定值，輸出功率會隨著時間而有些微小的擾動，如圖 2-9-1，RIN 的量測就是在測量這些微小的光擾動對頻率的關係，所以我們可以把 RIN 視為一種反向載子對雜訊的量測，RIN 的定義為雜訊功率的均方值(mean-square)除以平均功率的平方，如式(2.29)。

$$RIN = \frac{\langle \Delta P^2 \rangle}{P^2} \quad \text{dB/Hz} \quad (2.29)$$

其中 $\langle \Delta P^2 \rangle$ 為光擾動強度在 1Hz 內的均方值， P 為平均輸出功率。

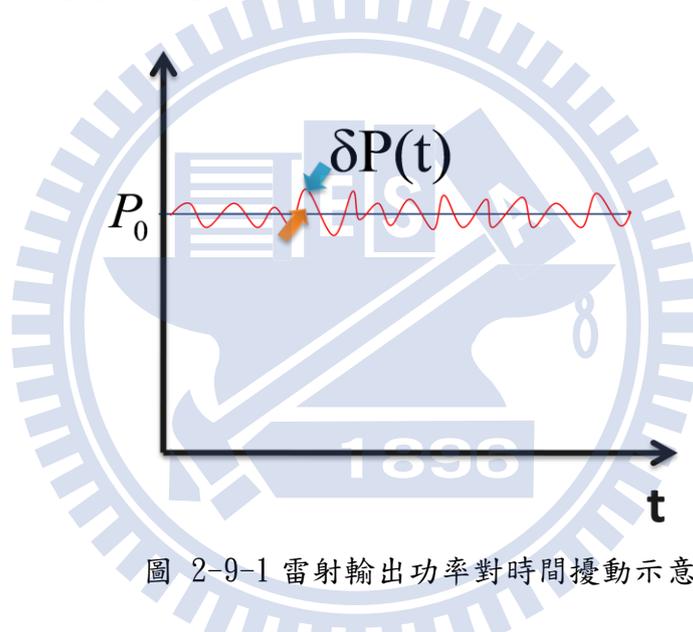


圖 2-9-1 雷射輸出功率對時間擾動示意圖

RIN 的方程式可以從雷射單模(single longitudinal mode)速率方程式推導而來，如式(2.30)及(2.31)，

$$\frac{dS}{dt} = \left(\Gamma \nu_g g(n, s) - \frac{1}{\tau_{ph}} \right) s + \frac{\Gamma R_{sp}}{V} + F_s(t) \quad (2.30)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{n}{\tau_e} - \nu_g g(n, s) s + F_n(t) \quad (3.31)$$

S 和 n 分別為主動層中光子密度(photon density)及載子密度(carrier density)。 $F_s(t)$ 和 $F_n(t)$ 分別為光子和載子的 Langevin noise terms，用來描述光子和載子隨時間擾動的情形。 $g(n, s)$ 為載子復合形成的光增益。 R_{sp} 為自發性放射的速率， I 為注入

的電流， V 為主動層的體積， Γ 為侷限因子(confinement factor)， τ_{ph} 和 τ_e 分別為光子及載子的衰減(生存)時間(decay time or lifetime)， v_g 為光子的群速度。

使用式(2.30)，(2.31)及雜訊項的擴散關係式^[16]，可以推導出 RIN 為：

$$RIN = \frac{2\Gamma R_{sp}}{sV} \frac{\left[\omega^2 + \Gamma_n^2 + \left(v_g a \cdot s + \frac{1}{V} \frac{dR_{sp}}{dn} \right)^2 \cdot \left(1 + \frac{\Gamma n}{R_{sp} \tau_e s} \right) - 2\Gamma_n \left(v_g a \cdot s + \frac{1}{V} \frac{dR_{sp}}{dn} \right) \right]}{(\omega^2 - \omega_r)^2 + \omega^2 \gamma^2} \quad (2.32)$$

其中共振頻率 ω_r 和 damping rate γ 分別為：

$$\omega_r^2 = \Gamma_s \Gamma_n + \left(v_g a \cdot s + \frac{1}{V} \frac{dR_{sp}}{dn} \right) (\Gamma v_g g + \Gamma v_g g_s s) \quad (2.33)$$

$$\gamma = \Gamma_s + \Gamma_n \quad (2.34)$$

式(2.34)中的 Γ_s 和 Γ_n 分別為：

$$\Gamma_s = \frac{\Gamma R_{sp}}{sV} - \Gamma v_g g_s s \quad (2.35)$$

$$\Gamma_n = v_g g_s s + \frac{d}{dn} \left\{ \frac{n}{\tau_e} \right\} \quad (2.36)$$

式(2.32)中 $a = dg(n, s)/dn$ 為微分增益，式(2.33)中的 $g_s = dg(n, s)/d$ 非線性增益(nonlinear gain)。為了方便計算，我們對式(2.33)近似計算，式(2.33)主要影響 ω_r^2 的為 $(v_g a \cdot s) \cdot (\Gamma v_g g)$ ，其它項很小計算時可以忽略，經過近似計算後，共振頻率和 damping rate 可以改寫成較為簡單的形式，

$$\omega_r = (v_g a \cdot s \cdot \Gamma v_g a)^{1/2} = (v_g a \cdot s / \tau_{ph})^{1/2} \quad (2.37)$$

$$\gamma = \frac{\Gamma R_{sp}}{sV} - \Gamma v_g g_s s + \omega_r^2 \tau_{ph} + \frac{d}{dn} \left\{ \frac{n}{\tau_e} \right\} \quad (2.38)$$

式(2.38)中的第一項除了輸出功率非常小時，會影響 damping rate，大部分的情況下是可以被忽略的。為了方便描述雷射的特性，我們在此引入兩個參數，D-factor 和 K-factor。

$$f_r = D \cdot \sqrt{P_f} \quad (2.39)$$

$$\gamma = Kf_r^2 + 1/\tau' \quad (2.40)$$

其中 $f_r = \omega_r / 2\pi$ ， P_f 為單邊鏡面出光的功率， $1/\tau'$ 為式(2.38)的最後一項。D-factor 和 K-factor 可以被視為雷射操作頻率的指標，當 D 越大時，K 越小時，雷射可以操作的頻率就會越高。

我們從式(2.37)和(2.38)可以推導出 D-factor 和 K-factor，

$$D = \left[2 \frac{\Gamma}{V} \cdot \frac{\nu_g a}{h\nu} \left(\frac{\alpha_{\text{int}}}{\alpha_m} + 1 \right) \right]^{1/2} \quad (2.41)$$

$$K = (2\pi)^2 \tau_{ph} (1 - \Gamma g_s / a) \quad (2.42)$$

其中 α_{int} 和 α_m 分別為雷射內部損耗與鏡面損耗。如果考慮非線性增益(nonlinear gain)，雷射增益可近似為式(2.43)，

$$g(n, s) = g_0(n)(1 - \varepsilon s) \quad (2.43)$$

其中 ε 為非線性增益係數(nonlinear gain coefficient)，利用式(3.29)，damping coefficient 可以改寫成式(2.44)，

$$K = (2\pi)^2 (\tau_{ph} + \varepsilon / \nu_g a) \quad (2.44)$$

我們可以將式(2.32)整理成由四個參數組成的簡單式子，式(2.45)，其目的是方便我們藉由 A 、 B 、 ω_r 和 γ 四個參數擬合(fitting)量測到的 RIN 頻譜。

$$RIN = \frac{A + B\omega^2}{(\omega^2 - \omega_r^2)^2 + \omega^2 \gamma^2} \quad (2.45)$$

我們可以從擬合 RIN 頻譜得到的 f_r 和 γ 知道雷射本質的動態特性(intrinsic

dynamic behavior)，其中最重要的參數為 K-factor 和 D-factor，從 γ 對 f_r^2 作圖所產生的斜率可以知道 K-factor^[17]，K-factor 我們可以知道雷射最大原始小訊號 3dB 調變的頻寬，式(2.46)，

$$f_{\max} = \frac{2\pi\sqrt{2}}{K} \quad (2.46)$$

雷射的鬆弛震盪頻率(relaxation oscillation frequency)為式(2.47)，

$$\omega_r^2 = \frac{\nu_g a N_p}{\tau_p} \quad (2.47)$$

N_p 為光子密度(photon density)， ν_g 為光子群速度(group velocity)， a 為微分增益(differential gain)， τ_p 為光子生命時間(光子生命週期)。我們可以從對的做圖斜率可以知道 D-factor，D-factor 可以求出雷射的微分增益，式(2.48)。

$$a = \frac{D^2 \cdot V_p \cdot h\nu}{2 \cdot \nu_g \cdot \left(1 + \frac{\alpha_i}{\alpha_m}\right)} \quad (2.48)$$

從 f_{\max} 和 a 我們就可以知道雷射動態的特性，而不用封裝量測後，才可得知雷射動態特性^{[19][20][21]}。

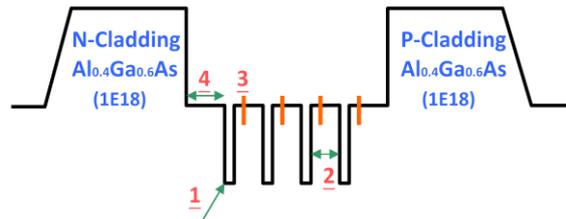
實際上雷射的動態特性是需要考慮內部電路及外部封裝產生電容電感效應，所以實際上可以調變的頻率是低於式(2.46)，RIN 是一種簡單方便的量測方式，在雷射尚未封裝前，我們藉由探針 probe 雷射就可以知道雷射的微分增益及動態特性，如果想知道正確可調變頻寬，則必須封裝後再做 3dB 量測。

第三章 實驗設計

3.1 磊晶結構:

本論文所使用的半導體雷射是由分子束磊晶在 n^+ GaAs wafer 上成長四種不同的結構的量子點雷射，Lm4904 為三層 undoped 量子點雷射、Lm4881 為五層 undoped 量子點雷射、Lm4903 為七層 undoped 量子點雷射、Lm4917 為五層 p-doped 量子點雷射，結構詳如圖 3-1-1，先在 n^+ GaAs wafer 上面成長一層 200nm 的 n^+ GaAs buffer，接著在 n^+ GaAs buffer 上成長 100nm 的漸變層，鋁的比例從 0.1 到 0.4，接著成長厚度 $1.4\mu\text{m}$ 的 $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ 當 n-type 披覆層，接著成長主動層，主動層由 2.6ML 量子點上面覆蓋 5nm 的 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 量子井，每層量子點密度大約為 $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ，每層量子點以 45nm 的 GaAs 隔開，p-doping 的樣品 Be doped 的位置是距離每層量子點旁 2nm 有一濃度為 $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 的 δ -doping，量子點外圍各有 150nm 的 SCH GaAs 用來侷限載子於量子點內，最後在主動層上覆蓋 $1.4\mu\text{m}$ 的 $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ 及漸變層 GRIN 用來侷限光，使主動區成為一波導。圖 3-1-1 右上角為此結構的能帶示意圖。

250nm_p+ GaAs_1E19
100nm_GRIN Al _{0.4} Ga _{0.6} As-Al _{0.1} Ga _{0.9} As_1E18~1E19
1.4μm_p-Cladding Al _{0.4} Ga _{0.6} As_1E18
50nm_Cladding Al _{0.4} Ga _{0.6} As_undoped
150nm_SCH GaAs
45nm_Spacer GaAs
45nm_Spacer GaAs
45nm_Spacer GaAs
45nm_Spacer GaAs
150nm_SCH GaAs
1.4μm_n-Cladding Al _{0.4} Ga _{0.6} As_1E18
100nm_GRIN Al _{0.1} Ga _{0.9} As-Al _{0.4} Ga _{0.6} As_1E18
200nm_n+ GaAs Buffer_1E18



1. 2.6ML InAs QD
5nm In_{0.15}Ga_{0.85}As Capping
2. 45nm spacer
3. δ Be-doped (5E10) region above
QD separated by 2nm
4. 150nm SCH GaAs
5. Lm4904 3-layers undoped QDs
Lm4881 5-layers undoped QDs
Lm4903 7-layers undoped QDs
Lm4917 5-layers p-doping QDs

圖 3-1-1 雷射磊晶結構圖與能帶示意圖

3.2 量子點雷射製程：

製程流程圖如下：



圖 3-2-1 光阻 6112 塗佈在晶圓表面

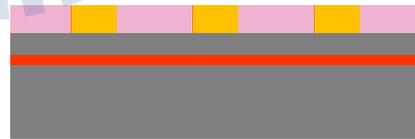


圖 3-2-2 第一道微影製程

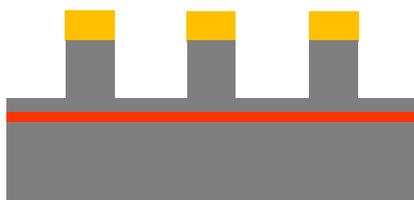


圖 3-2-3 mesa etching 至主動層上

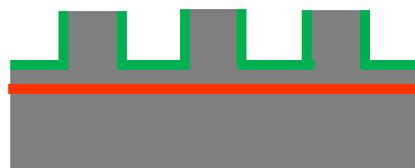


圖 3-2-4 Si₃N₄ 150nm 沉積

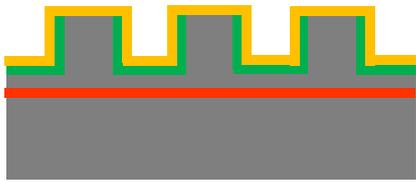


圖 3-2-5 第二道微影製程光阻塗佈

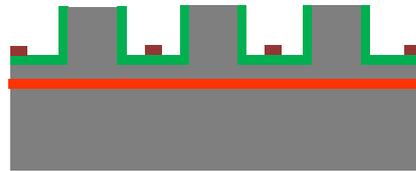


圖 3-2-6 第二道微影製程

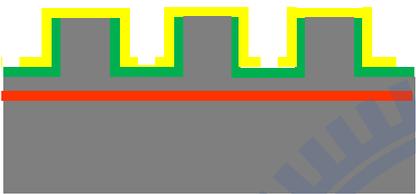


圖 3-2-7 p-type 金屬蒸鍍

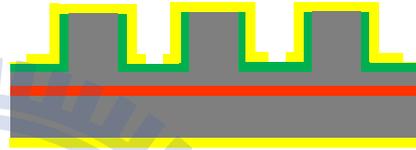


圖 3-2-8 背面磨薄及 n-type 金屬蒸鍍

晶圓清洗完後，將光阻 6112 均勻塗佈在晶圓表面，圖 3-2-1，曝光顯影完後接著 mesa etching 至主動層上約 200nm，圖 3-2-3，接著沉積 Si_3N_4 當絕緣層，圖 3-2-4，接著第二道黃光，定義鍍 p-type 金屬的地方，圖 3-2-5，曝光顯影後使用電子槍蒸鍍系統鍍 p-type 金屬，圖 3-2-7，最後背面磨薄然後鍍上 n-type 金屬，圖 3-2-8，快速熱退火後就完成製程。詳細步驟如附件 C。

3.3 鏡面鍍膜製程：

如 2.8 節所述，我們使用金的高反射率特性來做為高反射率鏡面，製程中我們使用訂製的夾具來固定雷射晶片，圖 3-3-1，將夾具放置平坦的桌面上，接著將做好製程的雷射晶片擺放置夾具中央，欲蒸鍍的鏡面朝下，最後將夾具固定鎖緊，放置電子槍真空蒸鍍機內蒸鍍。蒸鍍的材料為 $SiO_2/Ti/Au$ ， SiO_2 目的是用來絕緣，避免上下面的電極經由蒸鍍上的金而造成短路，厚度大約 $50nm$ 。 Ti 是用來增加 SiO_2 和 Au 的黏著力，較厚的 Ti 會有較佳的黏著性，但是會造成嚴重的光衰減，所以厚度約 $5nm$ 最為合適。最後鍍上約 $70\sim 100nm$ 的金來提供高反射率。

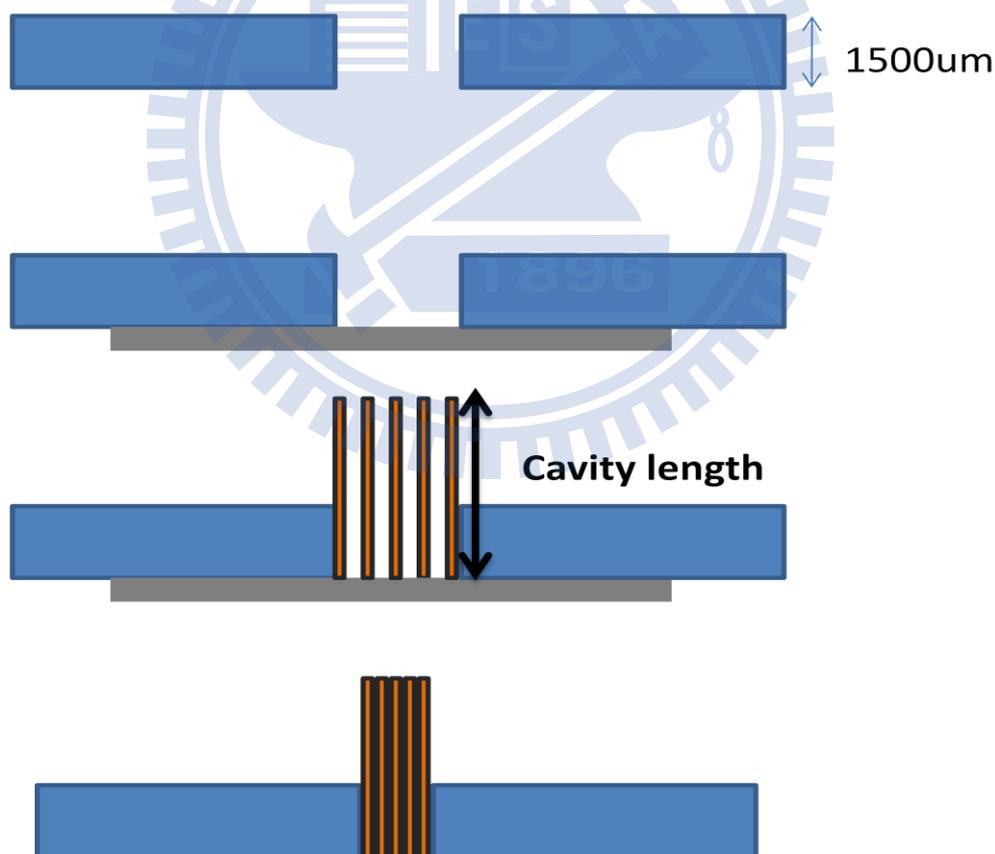


圖 3-3-1 $SiO_2/Ti/Au$ 鏡面蒸鍍示意圖

3.4 量測系統架設：

3.4.1 L-I-V 量測系統：

$L-I-V$ 量測是半導體雷射最基本的量測，從 $L-I-V$ 量測可以馬上知道起始電流 (I_{th})、斜率效益 (η_s)、導通電阻 (R_s) 及導通電壓 (turn-on voltage, V_o) 等一些基本的雷射參數。從不同共振腔長度量測到的基本參數，可以分析萃取出雷射的內部損耗 (α_i)、鏡面損耗 (α_m)、雷射增益 (G) 及飽和增益 (G^{sat}) 等等。圖 3-4-1 為雷射 $L-I-V$ 量測系統示意圖。

在我們架設的 $L-I-V$ 量測系統中，雷射晶片置放於銅座上，銅座連接到 $TE-cooler$ ，藉由 $TE-cooler$ 對雷射晶片控溫。使用 Keithley 2520 雷射量測系統做為電流供應器和光偵測器，雷射晶片所發出的雷射光經由量測系統上面的 Ge 偵測器收光後將訊號傳回電腦中，同時注入雷射的電訊號也會同時傳回電腦中，經由電腦校正計算後，就可以得到雷射 $L-I-V$ 圖。

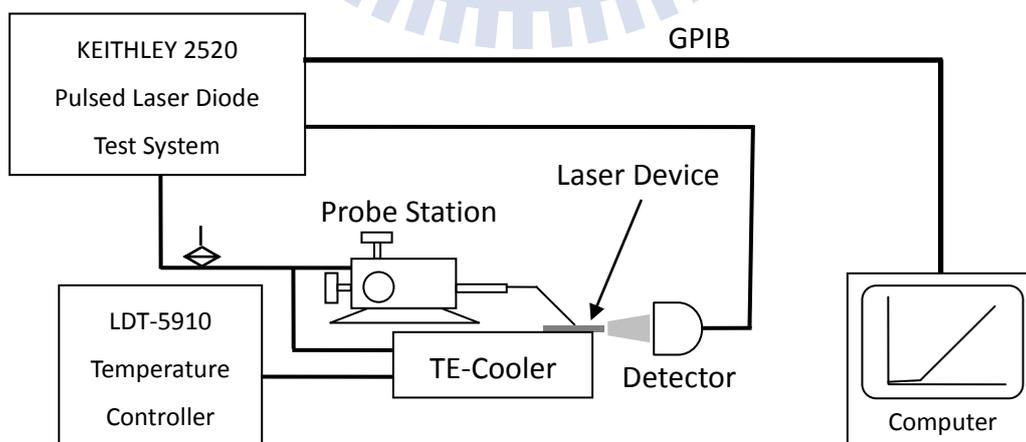


圖 3-4-1 $L-I-V$ 量測系統

3.4.2 雷射頻譜(spectrum)量測系統:

頻譜量測系統跟 $L-I-V$ 量測系統一樣，先將雷射晶片置放於銅座上，使用電子溫控器 ($TE-cooler$) 控溫，Keithley 252 (為雷射電流供應器，雷射光經由準直鏡片 (collimator lens) 聚焦後經由光纖傳到 ANDO AQ-6315E 光譜分析儀 (Optical Spectrum Analyzer)，光譜分析儀的解析度 (resolution) 可依照需求調整，解析度越高的檔位其量出的頻譜會較為準確，但是也較為耗時，本篇論文量測的頻譜資料皆使用 0.1nm 的解析度。量測系統示意圖如圖 3-4-2

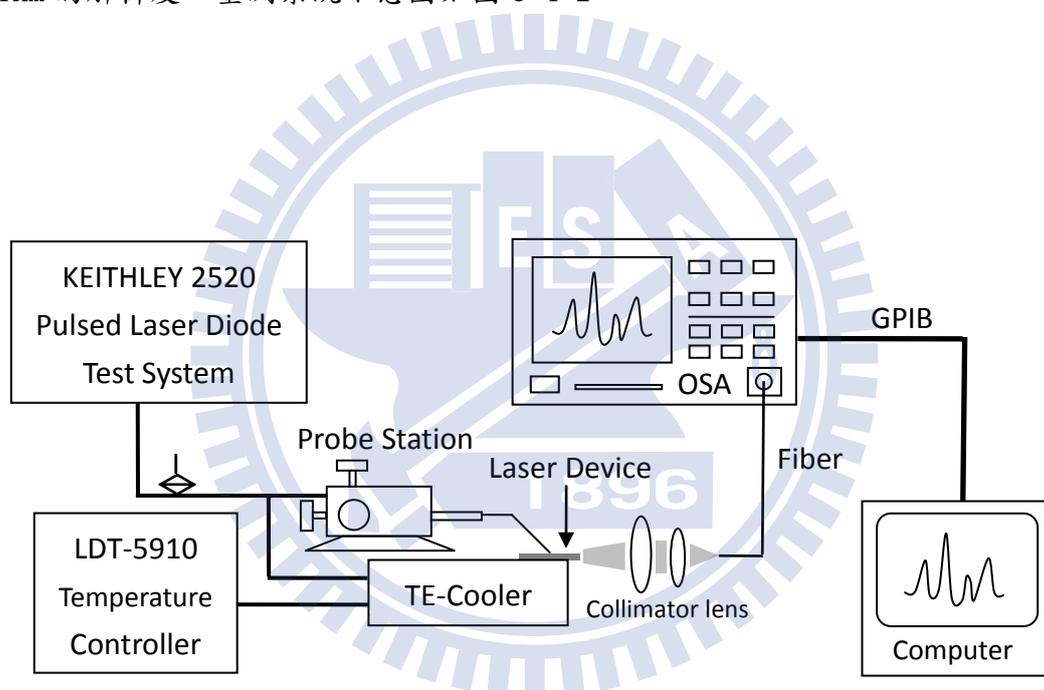


圖 3-4-2 Spectrum 量測系統

3.4.3 Relative Intensity Noise (RIN)量測系統:

將欲量測的雷射晶片放置於銅座上面，*TE-cooler*控溫在 20°C ，*Keithley 2520* 供應直流電流於雷射晶片上面，雷射光經由抗反射鍍膜($1.3\mu\text{m}$)的準直鏡片收進光纖連接至 *InGaAs p-i-n* 的偵測器(*Newport AD-40xr*)，偵測器在 1310nm 時的光電轉換增益 (conversion gain) 為 475 V/W ，轉換後的電訊號接至 *Agilent E4407B Electrical Spectrum Analyzer(ESA)*。量測時調為最小解析度 100kHz ，讓量測的結果更為準確，收進來的訊號平均 30 次，使量測的曲線平滑，量測示意圖如 4-4-3。

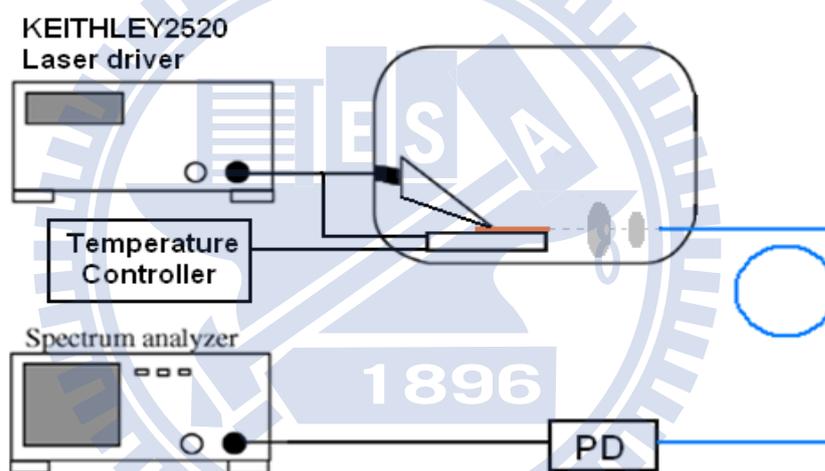


圖 3-4-3 RIN 測系統示意圖

從 ESA 量測到的雜訊是雷射雜訊、熱雜訊(Thermal noise)和量子雜訊(Quantum or Shot noise)的總和，我們在此以 $N_T(f)$ 代表量測到的總雜訊，式(4.1)。

$$N_T(f) = N_{Laser}(f) + N_{Shot} + N_{Thermal}(f) \quad [\text{W/Hz}] \quad (3.1)$$

其中： $N_{Laser}(f)$ 為雷射強度雜訊，會隨著頻率快慢而改變

N_{Shot} 為偵測器造成的雜訊，只受偵測器收到的光強度影響

$N_{Thermal}(f)$ 為量測系統的雜訊，又稱為背景雜訊，會隨頻率而改變

所以要求出正確的雷射雜訊要把 Shot noise 和 thermal noise 扣除後才是真正的雷射雜訊。以下分別說明各項雜訊由來及如何計算。

Thermal Noise:

Thermal noise 又稱為背景雜訊(background noise)主要是由訊號放大器和量測儀器所造成的，量測儀器或放大器在熱平衡狀態時會有一些載子受熱而產生擾動(thermal agitation)，這些不規則的擾動就是 thermal noise 主要的來源。載子的擾動和量測儀器或放大器的輸入功率(input power)沒有關係，所以 thermal noise 不受輸入功率影響(power independent)，圖 3-4-4 為 Agilent E4407B Electrical spectrum analyzer 的 Thermal noise。我們將 thermal noise 在室溫下以分貝(dB)表示，Electrical spectrum analyzer 通在在室溫下都會有 30dB 或更高的 thermal noise 存在。在雷射晶片尚未通電流時，我們可以先藉由量測背景訊號求得 Thermal noise。

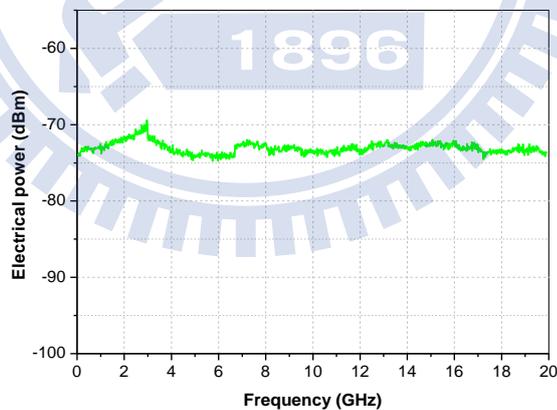


圖 3-4-4 Agilent E4407B 室溫下的 thermal noise

Shot Noise^[18]:

Shot noise 主要是 PN 或 PIN 偵測器中的暗電流(dark current)和光電流(photocurrent)造成的，當偵測器操作在逆偏電壓(reverse biased)時，空乏區會因為熱效應而產生電子電洞對形成暗電流，這些不連續產生的電子電洞對形成的電流稱為量子雜訊(Quantum Noise)。偵測器在收光產生光電流的過程中會產生不連續的載子，這些載子所形成的電流就是造成 shot noise 的主要因素。shot noise 和強度和偵測器所輸入的功率有關，當偵測器所收到的光越強時，則 shot noise 的強度也會越強。偵測器可以偵測的最小信號就是由這些 shot noise 所決定，偵測信號產生的光電流必須大於 shot noise 才可以被偵測到。

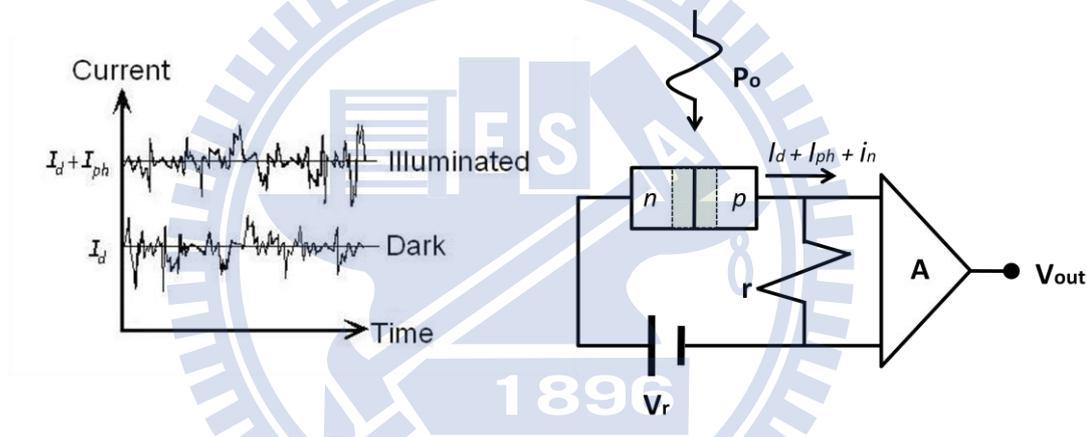


圖 3-4-5 偵測器產生 Shot noise 示意圖

如圖 3-4-5 所示，當輸入平均功率為 P_0 時，偵測器輸出端電流是由光電流、暗電流和雜訊電流所組成。利用 Gaussian 統計分佈和輸入的平均功率可以計算出雜訊電流大小，式(3.2)，

$$\langle i^2 \rangle_{shot} = 2qI_{ph} = 2q\rho \langle P \rangle \quad (3.2)$$

q 為一個電子帶電量(1.6×10^{-19} Coulomb)， ρ 為偵測器的響應度(responsivity)，我們使用的偵測器 responsivity 為 $0.85 \pm 0.05 \text{ A/W}$ ， $\langle P \rangle$ 為偵測器收到的平均輸入功率。我們使用的偵測器在 $1.3 \mu\text{m}$ 的 transfer function $M(f)$ 為 475 V/W 。Spectrum

analyzer 的輸入阻抗為 50Ω ，利用 $P=V^2/R$ ，我們可以把 shot noise power 表示成，式(3.3)，計算 RIN 時可以方便扣除 shot noise。

$$N_{shot} = \frac{2q \langle P \rangle M^2(f)}{\rho R} \quad (3.3)$$

Laser Intensity Noise:

雷射的雜訊主要是由自發性放射(spontaneous emission)和一些不連續的載子復合所產生擾動造成的，而這些不連續的擾動和雷射的結構有很大的關係，所以我們藉由量測雷射雜訊可以判斷雷射的動態特性是否良好。在 Relative Intensity Noise 量測的過程中，我們需要扣除 thermal noise 和 shot noise 的後的訊號才是雷射的雜訊訊號，式(3.5)。雷射的 RIN 我們可以利用式(3.4)表示，

$$N_{laser} = \frac{\langle \Delta P^2 \rangle M^2(f)}{R} = \frac{\left(\frac{\langle \Delta P^2 \rangle}{\langle P \rangle^2} \right) \langle P \rangle^2 M^2(f)}{R} = \frac{RIN \langle P \rangle^2 M^2(f)}{R} \quad (3.4)$$

$$\frac{RIN}{\Delta f} = 10 \times \log \left(\frac{R(N_{total} - N_{thermal}) - \frac{2qM^2(f)\langle P \rangle}{\rho}}{M^2(f) \cdot \langle P \rangle^2 \cdot \Delta f} \right), \quad \left[\frac{dB}{Hz} \right] \quad (3.5)$$

$N_{total}, N_{thermal}$: Electrical Power $\left[W = \frac{V^2}{\Omega} \right]$

$\langle P \rangle$: average Optical Power [W]

$M(f)$: receiver transfer function [V/W]

(assumed to be freq. indep. in the relevant range)

R : Spectrum Analyzer input impedance(50Ω)

ρ : detector responsivity ~0.85[A/W]

Δf : resolution bandwidth [Hz]

第四章 實驗結果與討論

在本實驗中所用的量子點雷射，是使用分子束磊晶(Molecular Beam Epitaxy, MBE)成長，主動層(active layer)包含 3、5、7 層量子點及 p-doping 的 5 層量子點，每層量子點密度約 $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 左右，上下由披覆層覆蓋以侷限光形成共振腔，使雷射光可以在裡面共振放大。我們比較不同結構的量子點雷射特性，藉由一般的 L-I-V 和頻譜量測萃取雷射參數做基本分析，接著探討鏡面鍍膜(HR coating)對雷射特性的影響，最後對四種不同結構量測 HR coating 後的 RIN，藉由 RIN 來分析雷射動態特性和微分增益。

4.1 量子點雷射特性：

我們把四種不同量子點結構的雷射分別劈裂成 5 種不同長度($1000 \mu\text{m}$ 、 $1500 \mu\text{m}$ 、 $2000 \mu\text{m}$ 、 $2500 \mu\text{m}$ 和 $3000 \mu\text{m}$)，對於相同的半導體雷射的磊晶結構，分別量測不同長度雷射的 L-I-V 及頻譜(Spectrum)，我們可以從起始電流(I_{th})及斜率效率(η_s)，求得微分量子效率(differential quantum efficiency, η_d)，並取其倒數對不同的雷射共振腔長度作圖，圖 4-1-1，此直線在 $L=0$ 的截距即為 $1/\eta_i$ ，而此直線的斜率即為 $\alpha_i / [\eta_i \ln(1/R)]$ ，其中 R 為劈裂鏡面的反射率。藉由這種參數分析，我們可以得到雷射結構的 α_i 以及 η_i ，進而判斷此半導體雷射磊晶結構須改善的方向。以下對於 Lm4881(五層 undoped)做分析計算，Lm4904(三層 undoped)、Lm4903(七層 undoped)和 Lm4917(五層 p-doped)的資料於附錄 A 中。

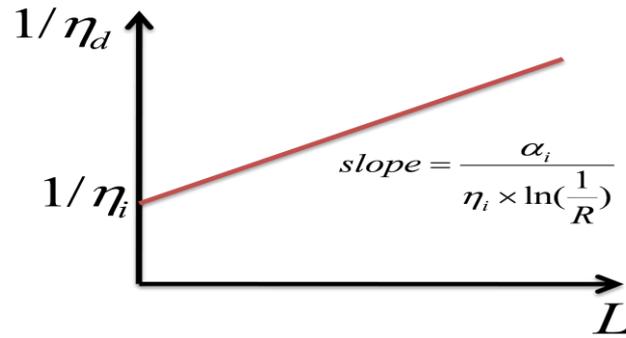


圖 4-1-1 $1/\eta_d$ 對共振腔長度 L 做圖

Lm4881 五層 undoped 量子點雷射:

由圖 4-1-2 至圖 4-1-5，我們可以知道雷射的起始電流和斜率效率，圖 4-1-6 至圖 4-1-9 可以知道共振腔長度 $1000 \mu\text{m}$ 的雷射在第一激發態(1180nm)，在 $1500 \mu\text{m}$ 以上的共振腔長度皆為基態(1280nm)，從這些資料我們可以計算出雷射的外部量子效率，外部量子效率倒數對共振腔長度做圖，圖 4-1-10，從擬合的直線和外部量子效率倒數的截距，我們可以求出內部效率 η_i 為 0.83 ，擬合直線的斜率可以求出內部損耗 α_i 為 3.8 cm^{-1} ，接著由 $G = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$ 可以得到共振腔長度為 $1500 \mu\text{m}$ ， $2000 \mu\text{m}$ ， $2500 \mu\text{m}$ 及 $3000 \mu\text{m}$ 的增益分別為 10.3 cm^{-1} ， 8.4 cm^{-1} ， 7.2 cm^{-1} 及 6.5 cm^{-1} 。

接著利用模態增益對起始電流密度作圖，擬合不同共振腔長度的模態增益，可以得到雷射的飽和增益和透明電流密度。圖 4-1-11 和 4-1-12，為共振腔寬度 $10 \mu\text{m}$ 和 $20 \mu\text{m}$ 的飽和增益圖，五層量子點的飽和增益約為 12.3 cm^{-1} ，每一層的飽和增益相當於 2.46 cm^{-1} ，小於 Yuian Cao, Tao Yang 等人在 2008 IEEE PHOTONIC LETTERS^[22] 所提出的每層飽和增益為 3.5 cm^{-1} 。

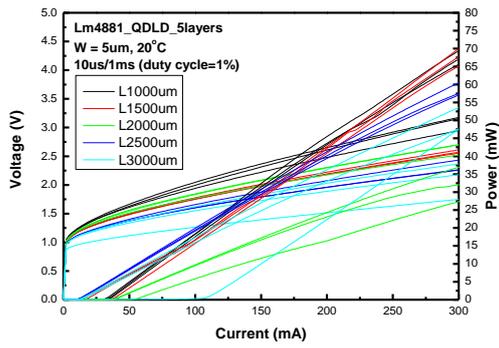


圖 4-1-2 L-I-V 5 μ m

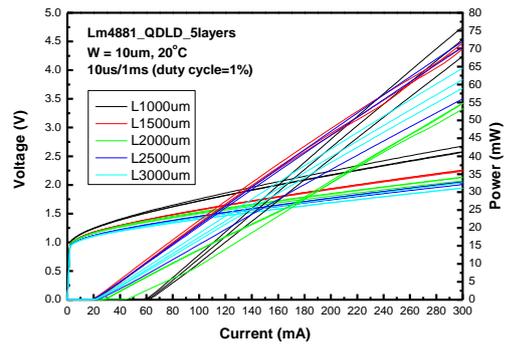


圖 4-1-3 L-I-V 10 μ m

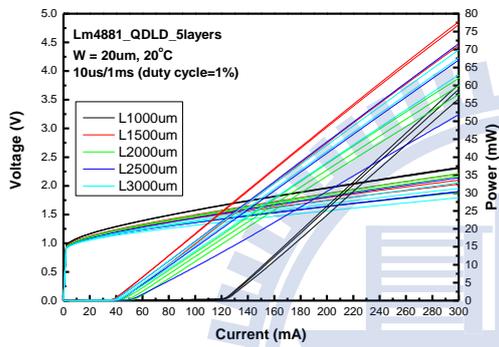


圖 4-1-4 L-I-V 20 μ m

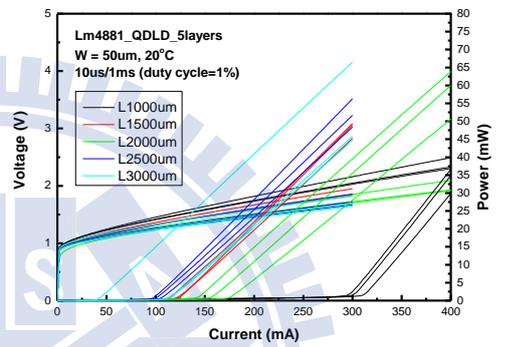


圖 4-1-5 L-I-V 50 μ m

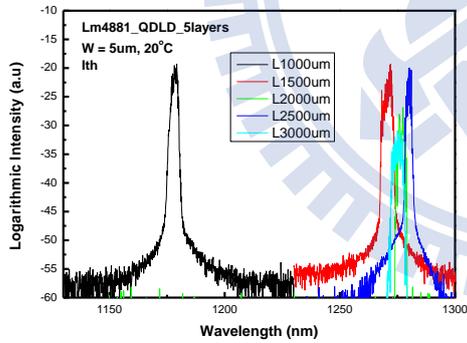


圖 4-1-6 Spectrum 5 μ m

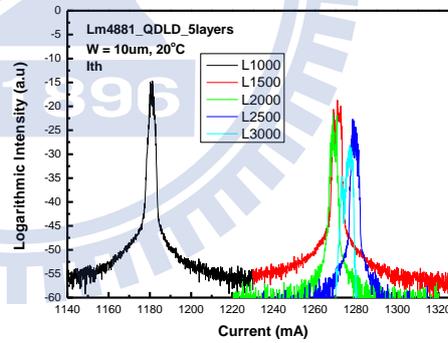


圖 4-1-7 Spectrum 10 μ m

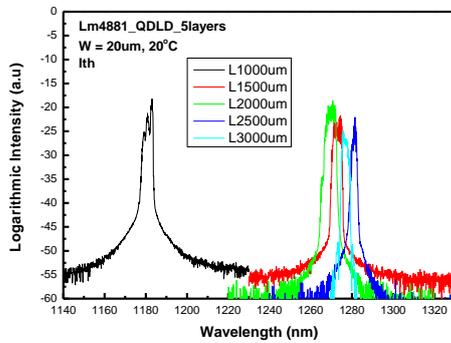


圖 4-1-8 Spectrum 20 μ m

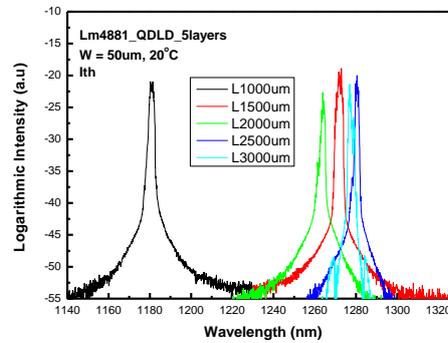


圖 4-1-9 Spectrum 50 μ m

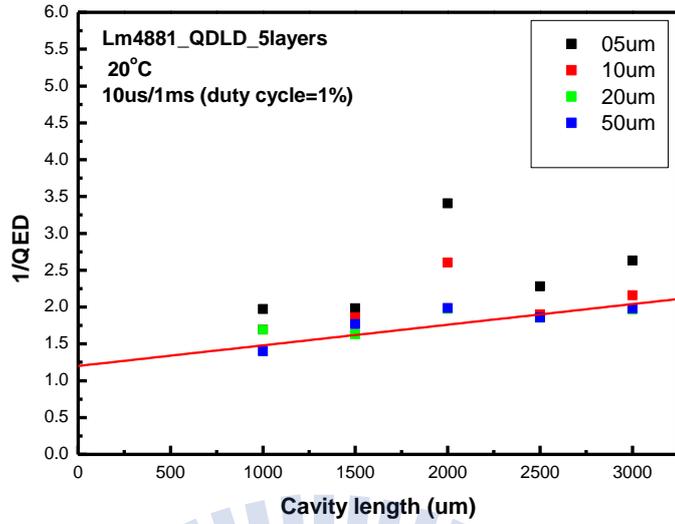


圖 4-1-10 $1/\eta_d$ 對 L 作圖

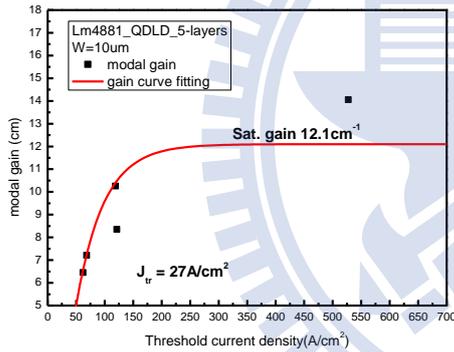


圖 4-1-11 $10\mu\text{m}$ 飽和增益圖

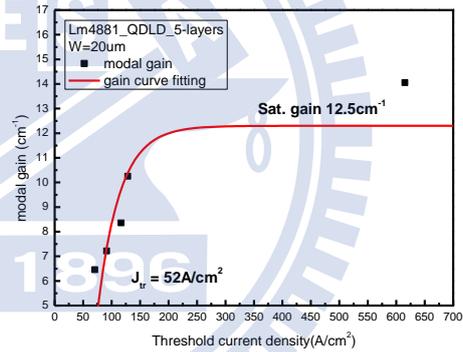


圖 4-1-12 $20\mu\text{m}$ 飽和增益圖

接著對五層量子點的基態(GS)和激發態(ES)做 10°C 至 70°C 變溫量測，圖 4-1-13 至圖 5-1-16 為基態的變溫資料圖；圖 4-1-17 至圖 4-1-20 為激發態的變溫資料圖。共振腔長度為 $2500\mu\text{m}$ 基態的特徵溫度為 59K ，共振腔長度 $1000\mu\text{m}$ 激發態特徵溫度為 71K 。我們在五層量子點雷射觀察到波長並不會隨著溫度上升而發生紅移現象，而是隨溫度呈現震盪狀態，其原因目前還沒有辦法知道，待進一步實驗解釋。

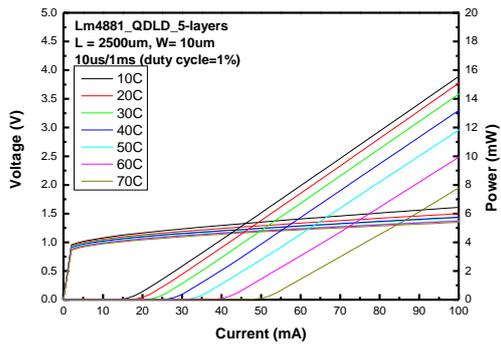


圖 4-1-13 GS 變溫 L-I-V 圖 10 μm

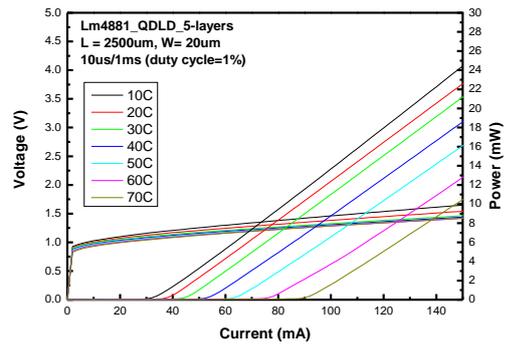


圖 4-1-14 GS 變溫 L-I-V 圖 20 μm

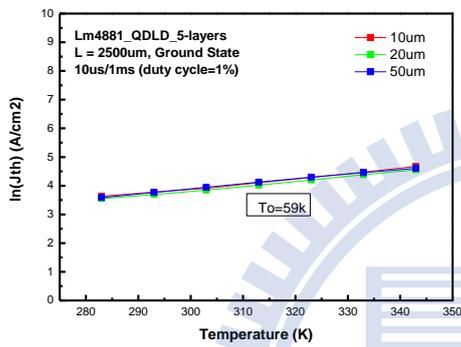


圖 4-1-15 GS T_0

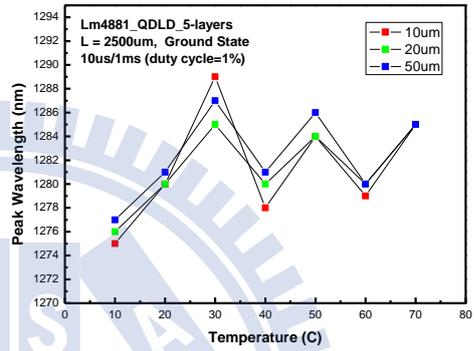


圖 4-1-16 GS 波長隨溫度變化圖

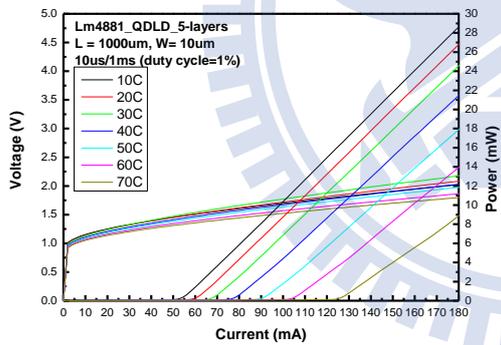


圖 4-1-17 ES 變溫 L-I-V 圖 10 μm

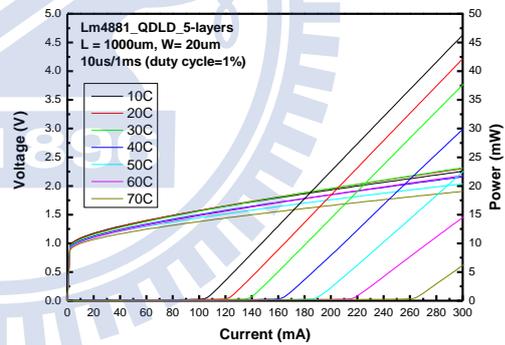


圖 4-1-18 ES 變溫 L-I-V 圖 20 μm

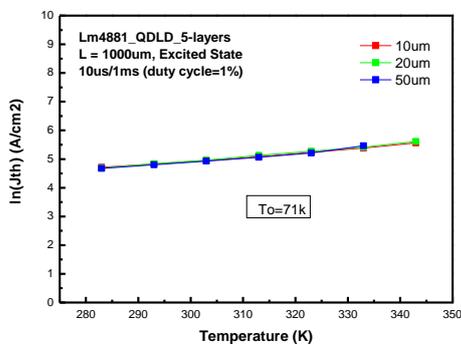


圖 4-1-19 5-layers ES T_0

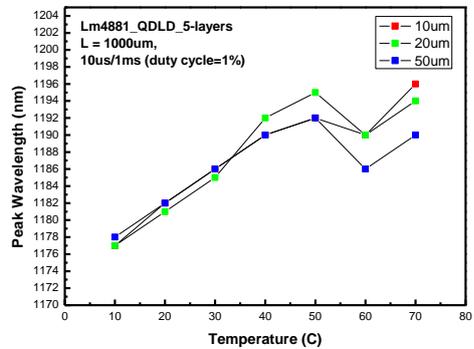


圖 4-1-20 ES 波長隨溫度變化圖

我們將全部的雷射資料用表格整理，如表 4-1-1，當量子點層數增加時，因為能態密度上升，基態載子可以發生復合的數量增加，所以基態飽和增益會隨著量子點成層增加而上升。當基態的能態密度提升，可以填的載子較多，當溫度上升時，基態因為 thermally escape 而損失的載子對基態增益影響較小，所以不需要大量的增加電流來補充損失的載子，因此增加量子點層數會使雷射對溫度的敏感度降低，特徵溫度上升。如 2.7 節所述，p-doping 可以有效的降低 thermally escape，所以可以增加基態的飽和增益和特徵溫度。

表 4-1-2 說明當量子點層數固定時，共振腔長度越長，其特徵溫度越大，對溫度敏感性越低，其原因為當共振腔越長時，鏡面損耗越低，基態所需要的增益較小，所以 thermally escape 損失的載子並不會對基態增益造成嚴重的影響，所以不需要增加大量的電流來補充載子增加增益。在表 4-1-2 中也觀察到激發態的特徵溫度會比基態高，原因為激發態的增益較基態大，當 thermally escape 發生時，激發態所損失的載子並不會讓原本激發態的增益下降很多，所以不需要增加大量的電流來補充載子增加增益，所以對溫度的敏感性較基態低，所以激發態的特徵溫度較基態高。

Sample	2500 μm (T_0)	Sat. Gain
Lm4904(3-layers)	53K	8.3 cm^{-1}
Lm4881(5-layers)	59K	12.5 cm^{-1}
Lm4917(p-doped 5-layers)	82K	13.6 cm^{-1}
Lm4903(7-layers)	64K	15.5 cm^{-1}

表 4-1-1 不同層數 G^{sat} & T_0 比較表

T_0	$1000\mu m$	$1500\mu m$	$2000\mu m$	$2500\mu m$	$3000\mu m$
Lm4881(5-layers)	71k(ES)	45K	--	59K	66K
Lm4903(7-layers)	49K	51K	58K	64K	67K

表 4-1-2 不同共振腔長度 T_0 比較表

4.2 鏡面鍍膜：

為了使共振腔內光子密度增加和起始電流下降，我們對雷射做鏡面鍍膜，鍍膜原理和製程如 2.8 節和 3.3 節所述，圖 4-2-1 和 4-2-2 為五層量子點鏡面鍍膜前後的 L-I-V 圖，圖中可以明顯看到 I-V 曲線並沒有改變，即鏡面鍍膜並不會改變雷射二極體的電性表現，從鍍膜後的 L-I 曲線觀察到斜率效率較鍍膜前的斜率效率增加，從斜率效率的變化我們可以計算出鏡面鍍膜後的反射率，利用式(2.28)，可以計算出 $R_{coating}$ 約 94%。接著對鍍膜後的雷射晶片做變溫量測，圖 4-2-3 與圖 4-2-4 為鍍膜後變溫 L-I-V 圖，圖 4-1-13 與圖 4-1-14 為鍍膜前的 L-I-V 圖，鍍膜後的起始電流隨溫度變化較少且斜率效率隨溫度上升下降幅度較小，鍍膜後的特徵溫度為 66K 相較於鍍膜前 59K 增加約 11%。特徵溫度增加原因和共振腔增長特增溫度增加一樣，因為鏡面損耗變小，所需要的增益變小，因此 thermally escape 影響增益的程度變小，所以不需要增加大量電流來補充損失的載子，因此有較大的特徵溫度。

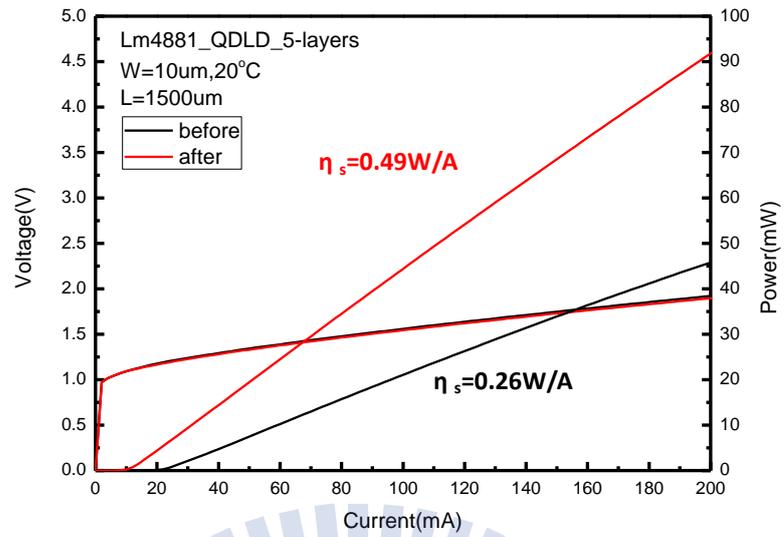


圖 4-2-1 五層量子點寬度 10 μm 鍍膜 LIV 圖

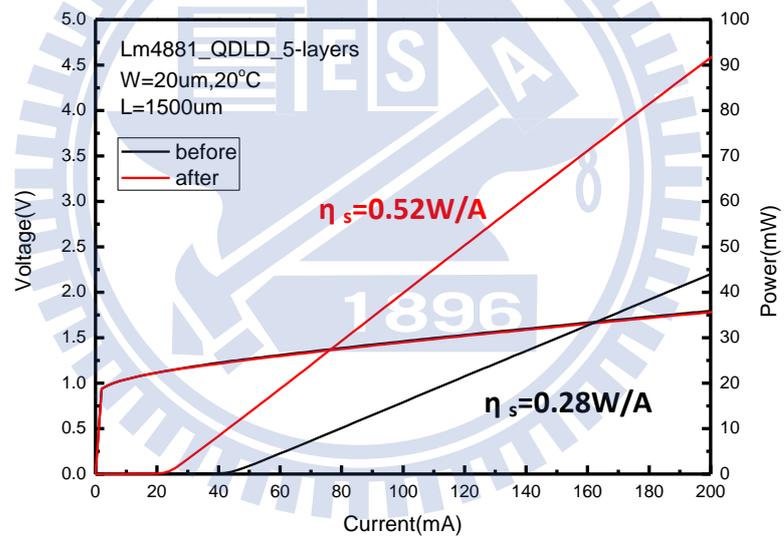


圖 4-2-2 五層量子點寬度 20 μm 鍍膜 LIV 圖

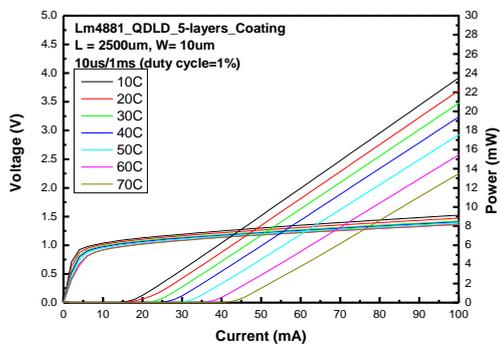


圖 4-2-3 鍍膜後變溫 L-I-V 圖 10 μm

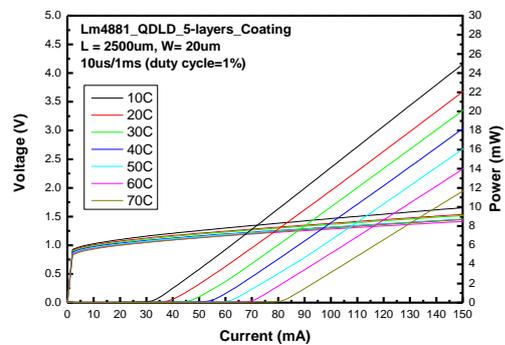


圖 4-2-4 鍍膜後變溫 L-I-V 圖 20 μm

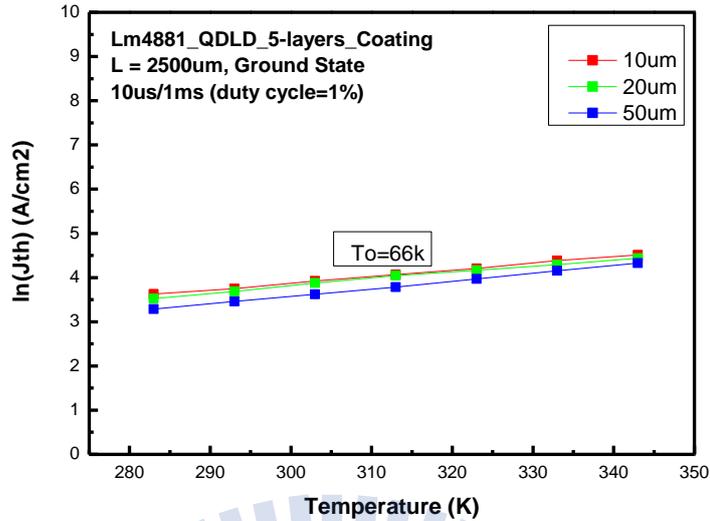


圖 4-2-5 鍍膜後 GS T_0

4.3 Relative Intensity Noise :

半導體雷射操作在高頻時必須滿足：1. 短共振腔長度。2. 共振腔內高光子密度。3. 微分增益高。雷射鏡面鍍膜可以讓鏡面損耗變小，提高共振腔內光子密度，也可以在短共振腔時維持基態雷射。我們將雷射晶片鍍膜後，量測基態雷射的 RIN，藉由式(2.45)擬合量測 RIN 的圖形，從擬合的參數我們可以得到 resonance frequency (f_R) 和 damping factor (γ)， γ 對 f_R^2 做圖的斜率可以求出 K-factor， f_R 對 \sqrt{P} 作圖斜率可以求出 D-factor，從 K-factor 和式(2.46)可以預測量子點雷射最高可操作頻率 (f_{max})，D-factor 和式(2.48)可以算出雷射的微分增益 ($\frac{dg}{dn}$)。K-factor 和 D-factor 是討論雷射動態特性的重要參數，藉由這兩個參數可以知道雷射動態特性的表現如何，磊晶結構如何改善才能讓雷射操做到更高的頻率等等，下面是四種不同主動層結構 RIN 的討論分析。

我們對主動區七層量子點共振腔長度 $1500\mu m$ ，寬度 $20\mu m$ 的雷射晶片做 RIN 的量測，圖 4-3-1，表 4-3-1 是利用式(3.31)擬合圖 4-3-1 的結果，利用擬合的參數做圖 4-3-2 及圖 4-3-3，從做圖的結果可以知道 $D = 1.1GHz/\sqrt{mW}$ ， $K = 1.72ns$ 。利用式(3.34)和 D-factor 求得微分增益為 $1.71 \times 10^{-15} cm^2$ ，接著利用式(3.32)和 K-factor 求得 f_{max} 為 $5.17GHz$ 。同理我們也將其他雷射作量測，詳細資料如附錄 B。

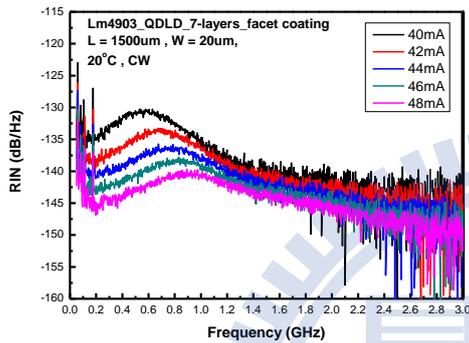


圖 4-3-1 七層共振腔 $1500\mu m$ RIN

QDLD 5-layers Ith = 35mA		
Current	fr (GHz)	$\Upsilon (s^{-1})$
1.14Ith	0.610	3.43×10^9
1.20Ith	0.742	3.76×10^9
1.26Ith	0.817	4.02×10^9
1.31Ith	0.894	4.24×10^9
1.37Ith	0.973	4.45×10^9

表 4-3-1 七層共振腔長度 $1500\mu m$ 擬合參數

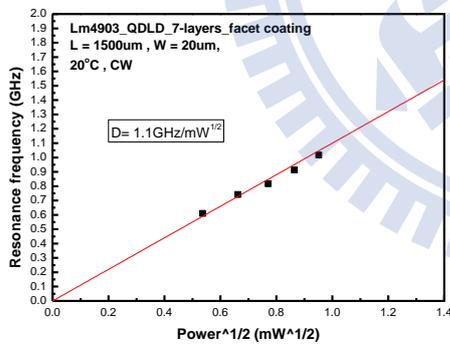


圖 4-3-2 七層共振腔 $1500\mu m$ D-factor

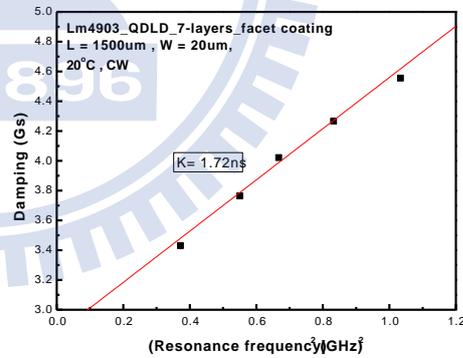


圖 4-3-3 七層共振腔 $1500\mu m$ K-factor

我們將不同層數量子點和不同長度共振腔所擬合得到的資料整理成下表，(Un)代表 undoped 的雷射，(P)代表 p-doped 的雷射，從表 4-3-2 和圖 4-3-4，可以知道 dg/dn 在固定共振腔長度下隨著量子點層數增加或 p-doped 而增加，其原因為當量子點層數增加時，態密度也會隨著增加，主動層內可以復合的載子數目變多，所以 dg/dn 會隨著量子點層數增加而增加。P-doped 雷射晶片有較高 dg/dn 的原因是 p-doping 理論上只須注入電子就可以發生復合產生光子，所以會有較大的微分增益。另外我們也觀察到 dg/dn 在固定量子點層數下隨著共振腔變短而下降，原因為共振腔變短時，雷射在操作時的起始電流會較大，如圖 4-1-11 和 4-1-12，圖中紅線的切線斜率正比於微分增益，共振腔變短時，操作的起始電流密度會變大，雷射會越接近飽和增益，擬合曲線的切線斜率會逐漸變小，所以雷射的 dg/dn 會隨著共振腔變短而降低。

$\frac{dg}{dn}$ (10^{-15} cm^2)	3-layer(Un)	5-layer(Un)	5-layer(P)	7-layer(Un)
1500 μm	0.75	1.55	2.12	1.71
1200 μm	0.64	1.15		1.23
1000 μm		0.97	1.10	1.01
800 μm			0.85	0.76

表 4-3-2 量子點層數與不同共振腔長度的微分增益

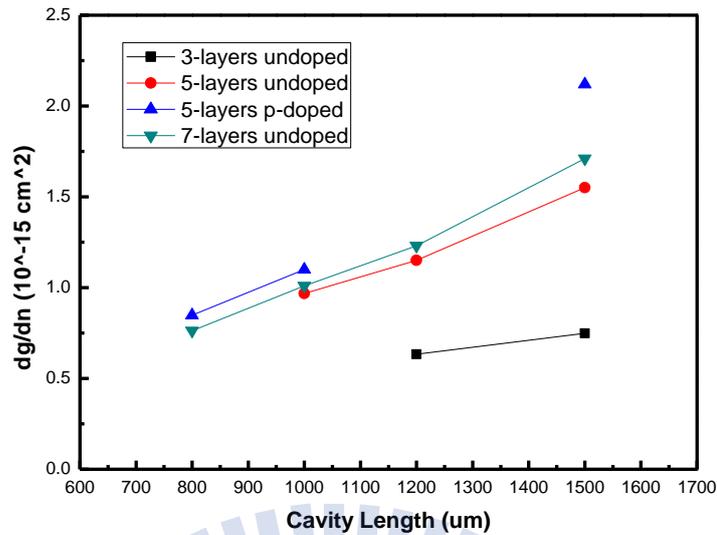


圖 4-3-4 同層數與不同共振腔長度微分增益作圖

由 2.9 節知道當微分增益越大時，雷射的共振頻率越高，代表雷射可以操作的頻率越高，從式(2.41)我們可以知道 D-factor 正比於微分增益的二分之一一次方，當微分增益越高時，D-factor 就會越大。表 4-3-3 和圖 4-3-5 為擬合後的 D-factor 資料，當共振腔長度固定時，量子點層數越多或 p-doped 時，因為微分增益變大，所以 D-factor 也會變大，從式(2.39)可以得到較高的共振頻率，所以增加量子點層數可以提高雷射的操作頻率。當共振腔變短時，微分增益會變小，所以 D-factor 也會變小。由式(2.39)知道 $D \propto f_r$ ，理論上較短的共振腔因為 D-factor 較小所以共振頻率會較小，但是實際上共振腔越短時，反而會有較高的共振頻率，我們可以從式(2.37)來解釋，當共振腔變短時微分增益會變小，D-factor 也會變小，但是光子生命週期也會隨共振腔變短而減少，使得操作頻率增加。所以我們只能使用 D-factor 來判斷雷射微分增益的大小，不能用來判斷雷射操作頻率的快慢，雷射操作頻率還需要考慮光子密度和光子生命週期才能準確判斷。

$D(\text{GHz}/\sqrt{\text{mW}})$	3-layer(Un)	5-layer(Un)	5-layer(P)	7-layer(Un)
1500 μm	0.72	1.00	1.10	1.10
1200 μm	0.69	0.92		1.00
1000 μm		0.90	0.92	0.96
800 μm			0.88	0.90

表 4-3-3 量子點層數與不同共振腔長度的 D-factor

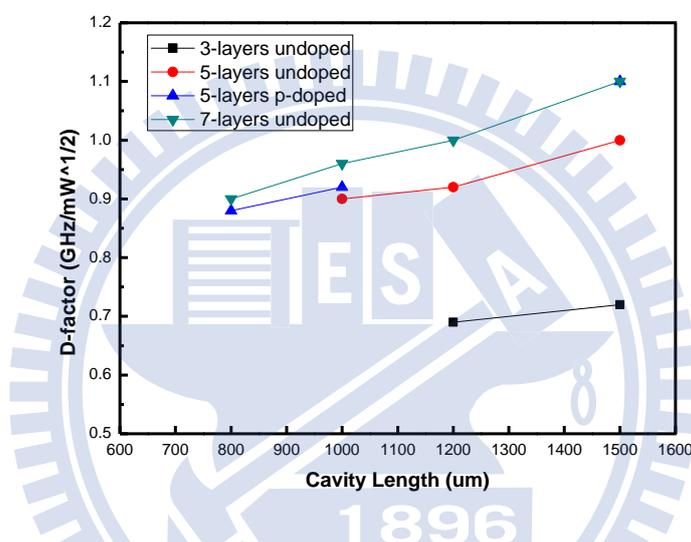


圖 4-3-5 不同層數與不同共振腔長度 D-factor 作圖

從表 4-3-4 和圖 4-3-6 可以觀察到 K-factor 在固定共振腔長度下，會隨著量子點層數增加而變小。其原因為當量子點層數增加時微分增益會變大，在共振腔長度固定下光子的生命週期為定值，由式(2.44)知道當微分增益增加時，K-factor 會下降。在固定量子點層數下，當共振腔長度變短時，光子生命週期也會變短，由式(2.44)知道 K-factor 隨共振腔長度變短而變小。

由式(2.43)和 K-factor，我們可以求出雷射的 $f_{3dB,max}$ ， $f_{3dB,max}$ 並非是雷射可以調變之最大頻率， $f_{3dB,max}$ 是不考慮雷射內部寄生和外部封裝產生的電容電阻效應下求出的本質最高頻寬(intrinsic maximum 3dB bandwidth)，為一個理想頻率，真正半導

體雷射封裝完可以操作的頻率一定低於 $f_{3dB,max}$ 。雖然它並非是一正確調變頻率，但是真正雷射可調變頻率正比於 $f_{3dB,max}$ ，所以在雷射尚未封裝前我們可以藉由 $f_{3dB,max}$ 來預測雷射操作的頻率。表 4-3-5 和圖 4-3-6 是利用 K-factor 算出的 $f_{3dB,max}$ ，從表中我們可以觀察到在固定共振腔長度下，量子點層數越多或 p-doped 下，因為微分增益提升，所以可以操作的頻率越高，在量子點層數固定下，共振腔越短因為光子生命週期越短，所以可以操作的頻率也會越高。

K(ns)	3-layer(Un)	5-layer(Un)	5-layer(P)	7-layer(Un)
1500 μm	3.40	2.06	1.90	1.72
1200 μm	3.10	1.93		1.60
1000 μm		1.50	1.49	1.32
800 μm			1.4	1.10

表 4-3-4 量子點層數與不同共振腔長度的 K-factor

f_{max} (GHz)	3-layer(Un)	5-layer(Un)	5-layer(P)	7-layer(Un)
1500 μm	2.61	4.20	4.68	5.17
1200 μm	2.87	4.60		5.55
1000 μm		5.92	5.96	6.73
800 μm			6.35	8.10

表 4-3-5 量子點層數與不同共振腔長度的 f_{max}

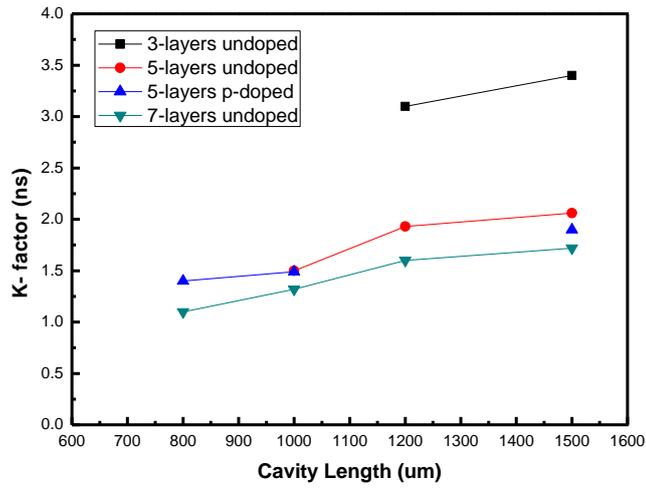


圖 4-3-6 不同層數與不同共振腔長度 K-factor 作圖

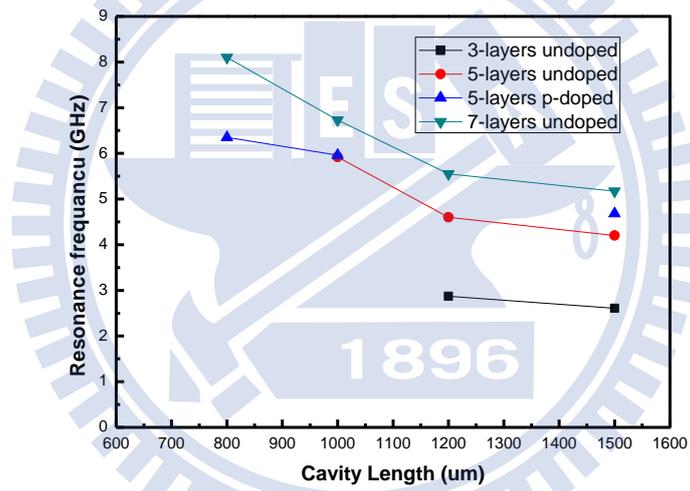


圖 4-3-7 不同層數與不同共振腔長度 f_{\max} 作圖

第五章 結論與未來展望

5.1 結論:

利用量子點雷射製作高速雷射需要滿足: 1. 高微分增益 2. 高光子密度 3. 短光子生命週期 4. 高特徵溫度。在我們的實驗中, 提高主動區量子點的層數和 p-doping 可以使量子點的基態增益提升, 同時也能夠提升基態的特徵溫度, 降低雷射對溫度的敏感性。為了提高共振腔中的光子密度和降低短共振腔造成的鏡面損耗, 我們將鏡面做高反射率鍍膜, 鍍膜後發現特徵溫度相較於鍍膜前大約提升了 11%。最後將鍍膜後的雷射晶片批裂成不同長度的共振腔, 量測基態的 RIN, 在量測的結果我們得到對於相同長度的共振腔, 量子點層數越多, 則微分增益越大, D-factor 越大, K-factor 越小, 所以提高量子點層數可以使雷射操作頻率提高。在固定量子點層數下, 共振腔長度越短時, 雖然微分增益下降, 但是光子生命週期變短, 所以可以操作的頻率也會增加。所以增加量子點層數、p-doping 於主動層內和鏡面高反射率鍍膜是對於實現高速量子點雷射有很大的幫助。

5.2 未來展望:

在實驗中, 我們知道實現高速量子點雷射必須提高量子點層數和 p-doping 於主動層中, 對於不同結構的雷射如何找到最佳的量子點層數和 doping level 需要進一步的研究。此外量子井雷射發展較早所以研究也比較成熟, 目前實驗上已經做到 30~40Gbit/s。而量子點因為具有原子狀的態密度, 所以理論預期量子點雷射具有低起始電流、高特徵溫度, 及較寬的調變頻寬, 但實際上量子點的動態特性表現卻不如預期, 直接調變 (direct modulation) 的頻率目前約到 10Gbit/s, 低於量子井雷射的 30~40Gbit/s, 而其具有基態與激發態雷射的特性, 使其暫態與穩態特性和傳統半導體雷射甚不相同, 值得我們進一步去深究。

附錄 A

量子點雷射參數分析

Lm4904 三層 undoped 量子點雷射:

由圖 A-1-1~圖 A-1-8 知道寬度 $5\mu\text{m}$ 的雷射波長在第一激發態(1110nm)和第二激發態(1180nm)，寬度 $10\mu\text{m}$ ， $20\mu\text{m}$ 和 $50\mu\text{m}$ 的雷射在較短的共振腔長度(1000 μm 和 1500 μm)為第一激發態，在 2000 μm 以上的共振腔長度皆為基態(1280nm)。由此可以知道，3 層的量子點的增益較小，在短共振腔長度或者較窄共振腔寬度時，因為損耗較大，基態增益無法克服損耗產生 lasing，但是激發態增益較高，可以克服損耗，因此可以 lasing。

我們選取基態 lasing 的雷射，去計算基態的增益和內部損耗，如圖 A-1-9，當 $L=0$ 時，可以得到 η_i 為 0.77，從斜率可以得到 α_i 為 4.65 cm^{-1} ，由 $G = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$ 可以得到共振腔長度為 2000 μm ，2500 μm 及 3000 μm 的增益分別為 10.3 cm^{-1} ， 9.2 cm^{-1} 及 8.4 cm^{-1} 。單一層量子點的增益為 3.43 cm^{-1} ， 3.07 cm^{-1} 及 2.81 cm^{-1} 。

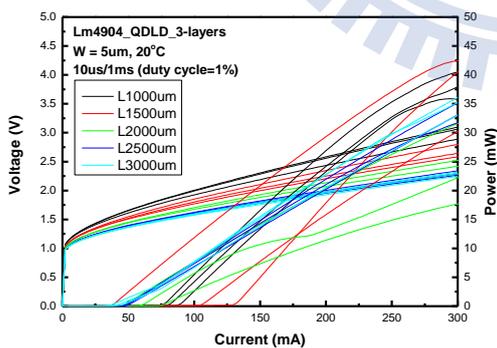


圖 A-1-1 L-I-V $5\mu\text{m}$

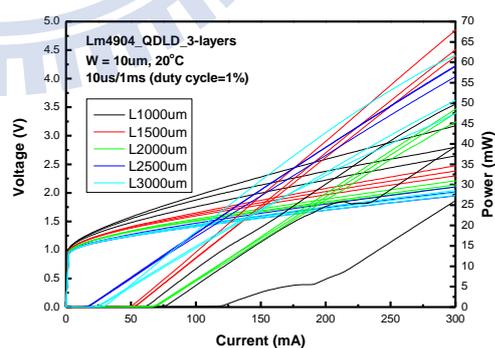


圖 A-1-2 L-I-V $10\mu\text{m}$

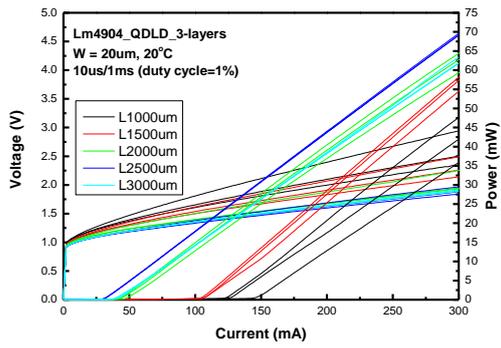


圖 A-1-3 L-I-V 20 μ m

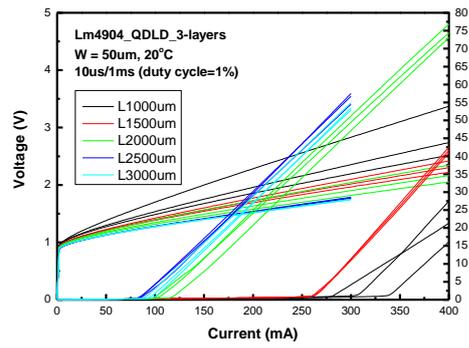


圖 A-1-4 L-I-V 50 μ m

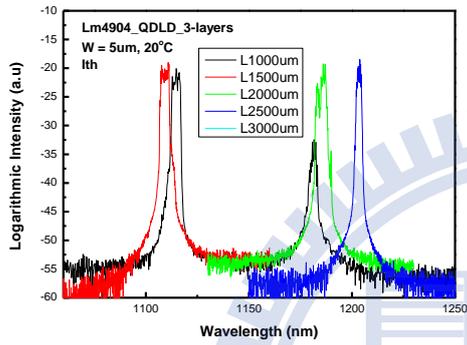


圖 A-1-5 Spectrum 5 μ m

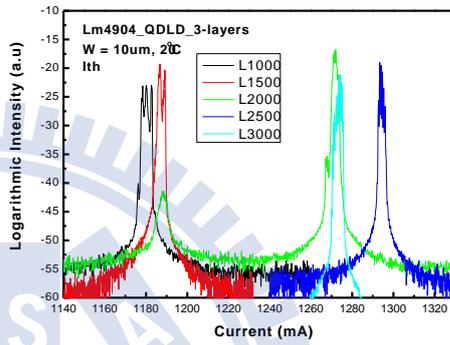


圖 A-1-6 Spectrum 10 μ m

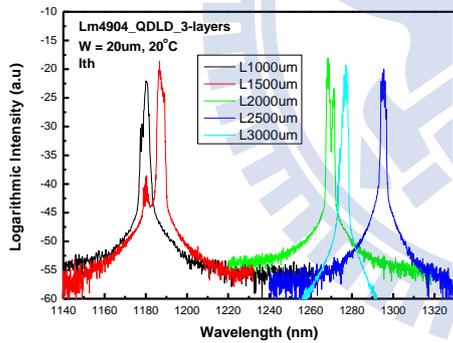


圖 A-1-7 Spectrum 20 μ m

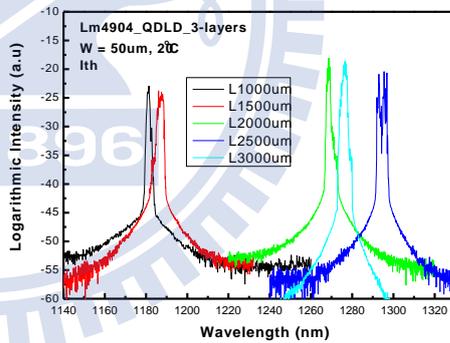


圖 A-1-8 Spectrum 50 μ m

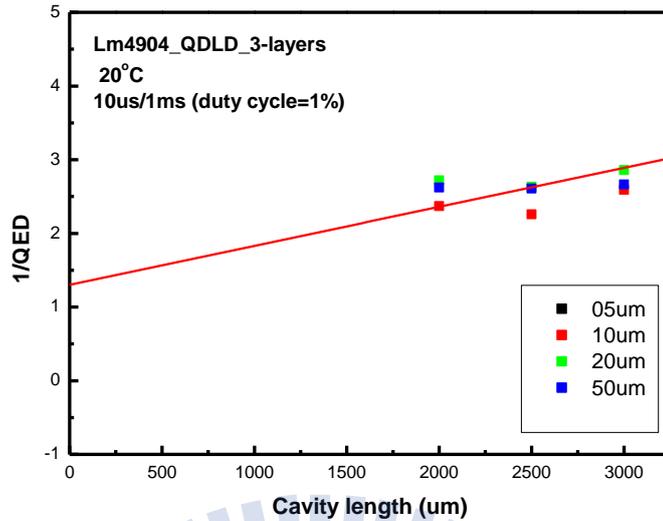


圖 A-1-9 $1/\eta_d$ 對 L 作圖

我們接著對三層量子點的基態(GS)和激發態(ES)做 10°C 至 70°C 變溫量測，圖 A-1-10 至圖 A-1-13 為基態的變溫資料圖；圖 A-1-14 至圖 A-1-17 為激發態的變溫資料圖。共振腔長度為 $2500\ \mu\text{m}$ 基態雷射的特徵溫度為 53K ，共振腔長度 $1500\ \mu\text{m}$ 激發態雷射特徵溫度為 71K 。另外我們觀察到波長並不會隨著溫度上升而發生紅移現象，而是隨溫度呈現震盪狀態。

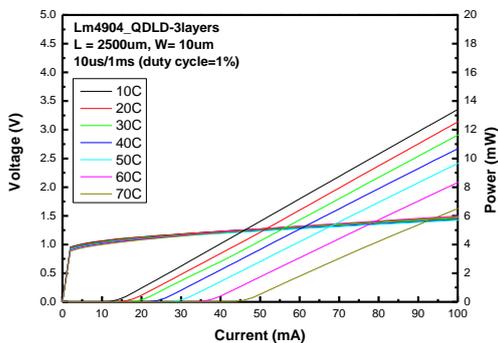


圖 A-1-10 GS 變溫 LIV 圖 $10\ \mu\text{m}$

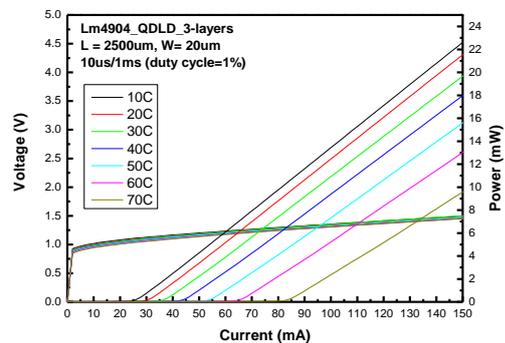


圖 A-1-11 GS 變溫 LIV 圖 $20\ \mu\text{m}$

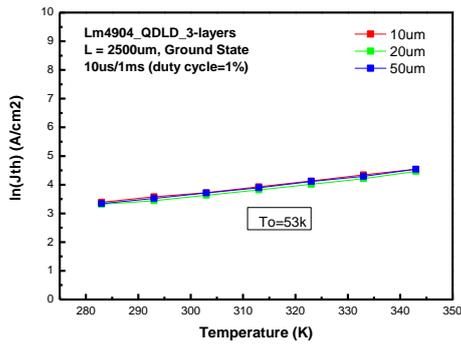


圖 A-1-12 GS T_0

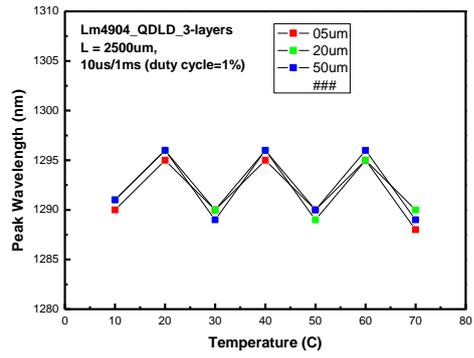


圖 A-1-13 GS 波長隨溫度變化圖

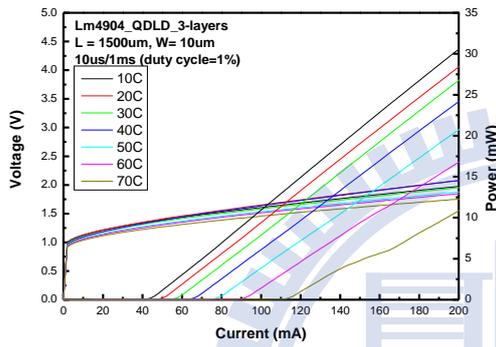


圖 A-1-14 ES 變溫 LIV 圖 $10 \mu m$

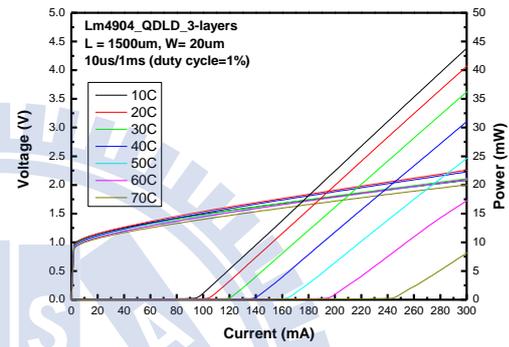


圖 A-1-15 ES 變溫 LIV 圖 $20 \mu m$

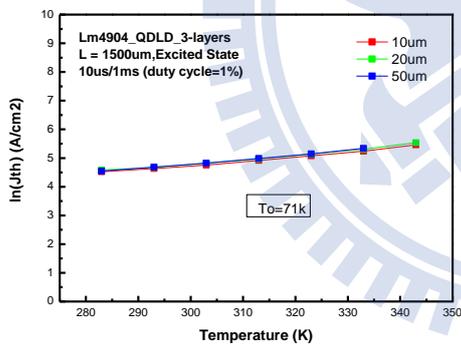


圖 A-1-16 ES T_0

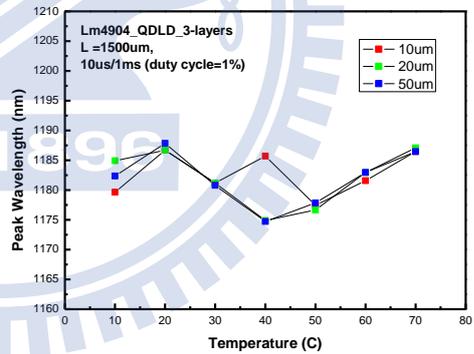


圖 A-1-17 ES 波長隨溫度變化圖

Lm4917 五層 p-doped 量子點雷射:

p-doping 因為 thermally escape 的效應降低，所以基態增益和飽和增益提升，由圖 A-1-21 至圖 A-1-23，當共振腔長度為 $1000 \mu m$ 時，基態增益也能克服損耗產生雷射，從 L-I-V 圖 A-1-18~A-1-20 觀察到，p-doping 的斜率效率較為集中，起始電流也較為集中，所以我們可以確定 p-doping 確實可以使量子點雷射的均勻性和效能提升。

我們選取基態 lasing 的雷射，去計算基態的增益和內部損耗，如圖 5-1-24，當 $L=0$

時，可以得到 η_i 為0.83，從斜率可以得到 α_i 為 1.9 cm^{-1} ，由 $G = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$ 可以得到共振腔長度為 $1000\text{ }\mu\text{m}$ 、 $1500\text{ }\mu\text{m}$ 、 $2000\text{ }\mu\text{m}$ 、 $2500\text{ }\mu\text{m}$ 及 $3000\text{ }\mu\text{m}$ 的增益分別為 13.3 cm^{-1} 、 9.5 cm^{-1} 、 7.6 cm^{-1} 、 6.5 cm^{-1} 及 5.7 cm^{-1} 。圖A-1-25和A-1-26為共振腔寬度 $10\text{ }\mu\text{m}$ 和 $20\text{ }\mu\text{m}$ 的飽和增益圖，p-doped 五層量子點的飽和增益約為 13.6 cm^{-1} ，每一層的飽和增益相當於 2.72 cm^{-1} ，由此可以證明 p-doped 的確可以增加量子點雷射的飽和增益。

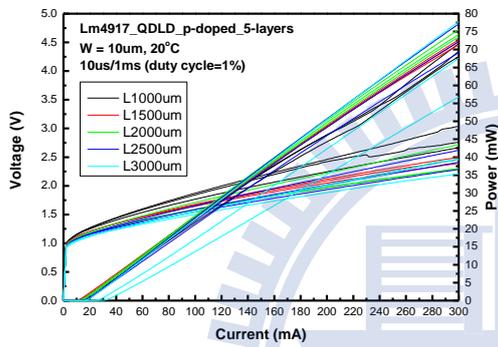


圖 A-1-18 L-I-V $10\text{ }\mu\text{m}$

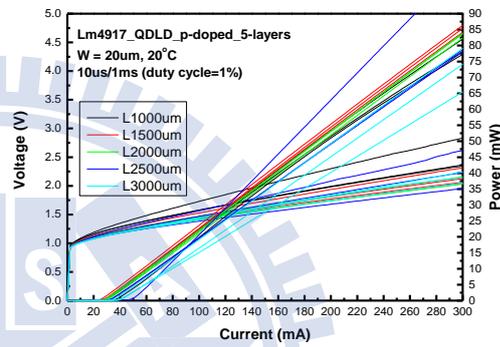


圖 A-1-19 L-I-V $20\text{ }\mu\text{m}$

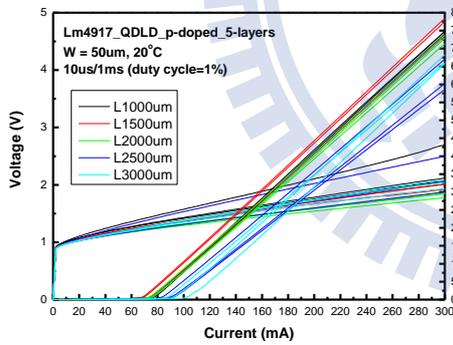


圖 A-1-20 L-I-V $50\text{ }\mu\text{m}$

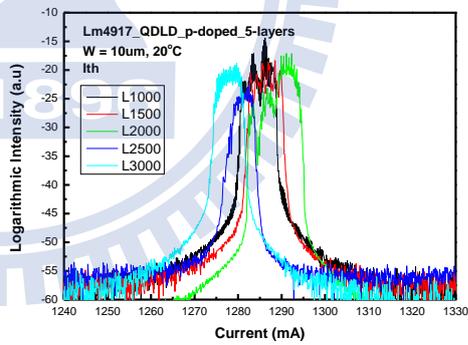


圖 A-1-21 Spectrum $10\text{ }\mu\text{m}$

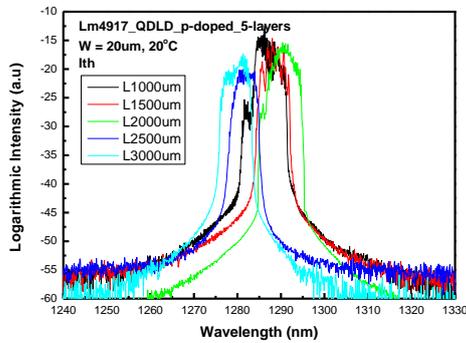


圖 A-1-22 Spectrum $20\text{ }\mu\text{m}$

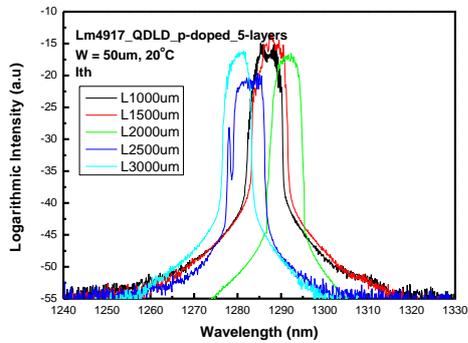


圖 A-1-23 Spectrum $50\text{ }\mu\text{m}$

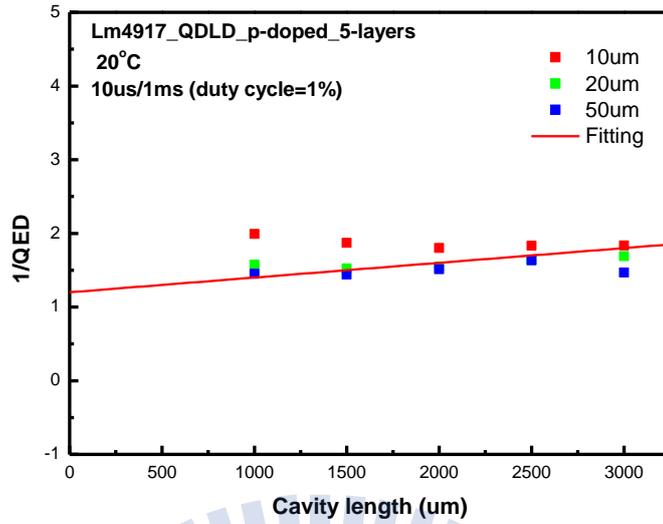


圖 A-1-24 $1/\eta_d$ 對 L 作圖

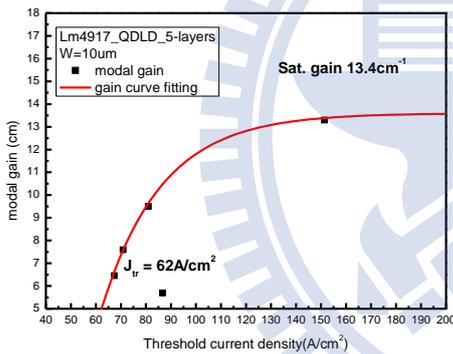


圖 A-1-25 $10\mu\text{m}$ 飽和增益圖

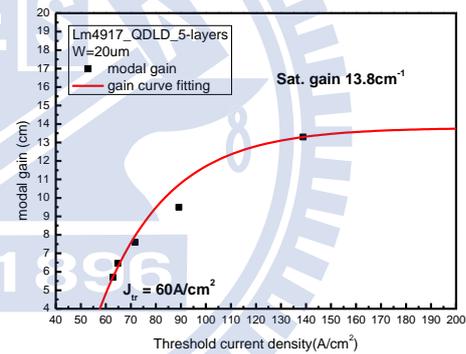


圖 A-1-26 $20\mu\text{m}$ 飽和增益圖

p-doped 五層量子點的基態(GS)做 10°C 至 70°C 變溫量測，圖 A-1-27 至圖 A-1-28 為基態的變溫資料圖。共振腔長度為 $2500\mu\text{m}$ 基態的特徵溫度為 82K ，undoped 五層量子點雷射為 59K ，特徵溫度因為 p-doped 而提升約 40% 左右。我們在 p-doped 五層量子點雷射也觀察到波長並不會隨著溫度上升而發生紅移現象，而是隨溫度呈現震盪狀態。

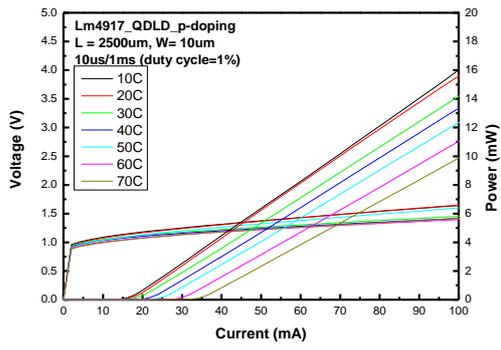


圖 A-1-27 GS 變溫 L-I-V 圖 10 μ m

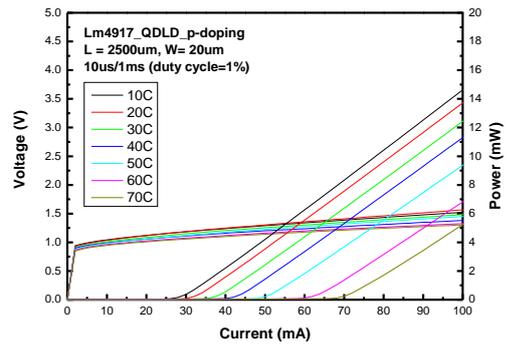


圖 A-1-28 GS 變溫 L-I-V 圖 20 μ m

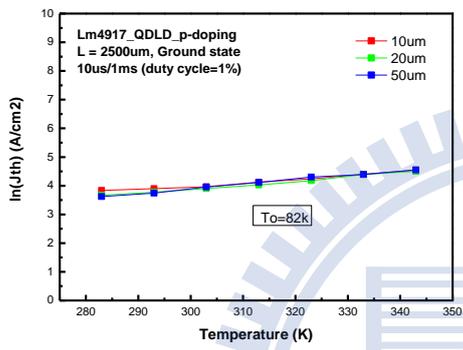


圖 A-1-29 p-doped GS T₀

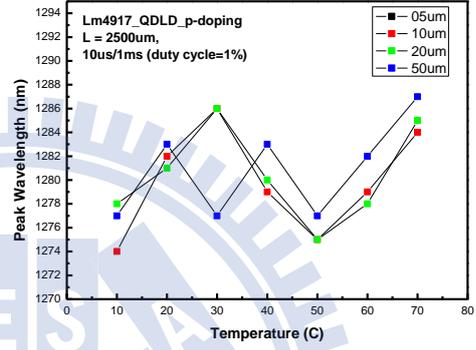


圖 A-1-30 GS 波長隨溫度變化圖

Lm4903 七層 undoped 量子點雷射:

由圖 A-1-35~圖 A-1-38，所有共振腔長度皆為基態雷射。由此可以知道，當量子點層數越多時，基態增益會越大，因此在短共振腔可以克服較大的鏡面損耗，而維持在基態 lasing。

我們選取基態 lasing 的雷射，去計算基態的增益和內部損耗，如圖 A-1-39，當 $L=0$ 時，可以得到 η_i 為 0.83，從斜率可以得到 α_i 為 2.65 cm^{-1} ，

由 $G = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$ 可以得到共振腔長度為 $1500 \mu\text{m}$ ， $2000 \mu\text{m}$ ， $2500 \mu\text{m}$ 及 $3000 \mu\text{m}$ 的增益分別為 10.3 cm^{-1} ， 8.4 cm^{-1} ， 7.2 cm^{-1} 及 6.5 cm^{-1} 。單一層量子點的增益 2.06 cm^{-1} ， 1.68 cm^{-1} ， 1.44 cm^{-1} 及 1.31 cm^{-1} 。圖 A-1-40 和 A-1-41 為共振腔寬度 $10 \mu\text{m}$ 和 $20 \mu\text{m}$ 的飽和增益圖，五層量子點的飽和增益約為 12.3 cm^{-1} ，每一層的飽和增益相當於 2.46 cm^{-1} 。

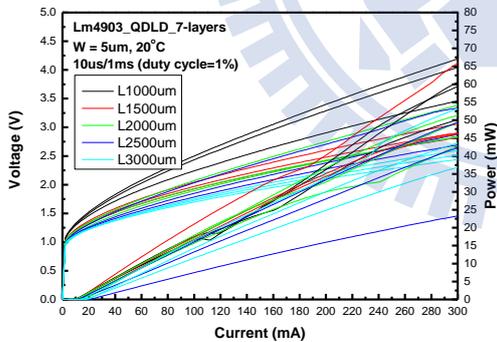


圖 A-1-31 L-I-V $05 \mu\text{m}$

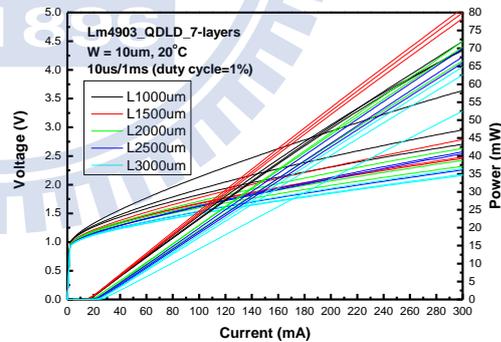


圖 A-1-32 L-I-V $10 \mu\text{m}$

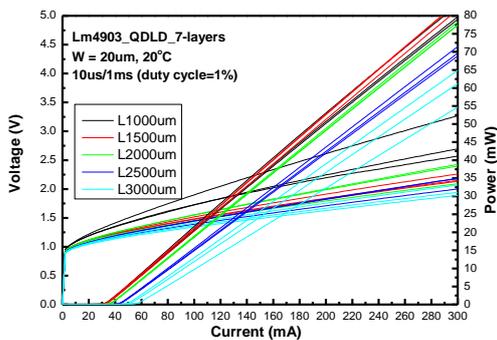


圖 A-1-33 L-I-V $20 \mu\text{m}$

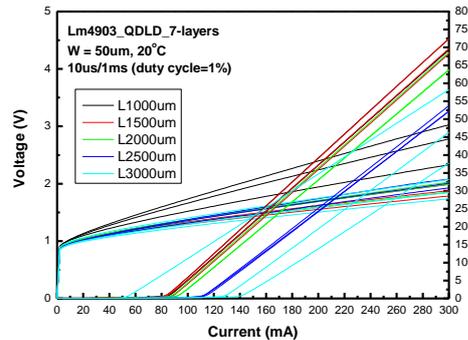


圖 A-1-34 L-I-V $50 \mu\text{m}$

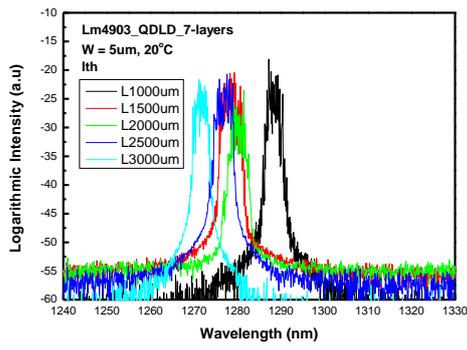


圖 A-1-35 Spectrum 05 μ m

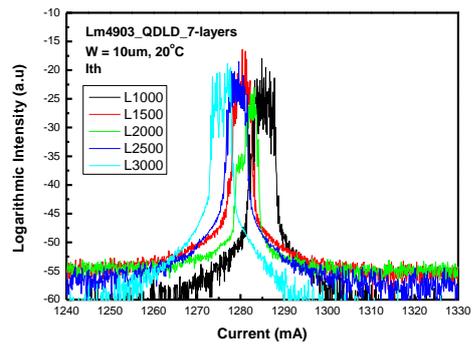


圖 A-1-36 Spectrum 10 μ m

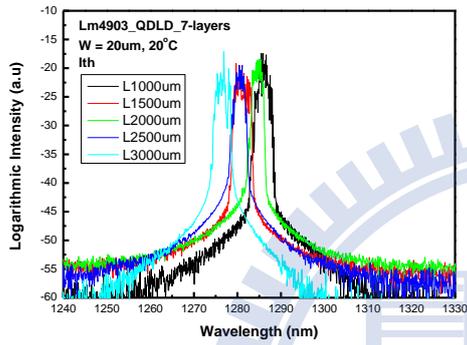


圖 A-1-37 Spectrum 20 μ m

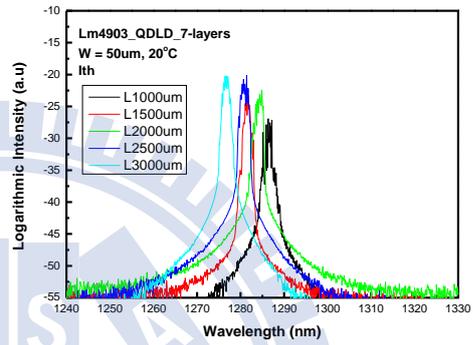


圖 A-1-38 Spectrum 50 μ m

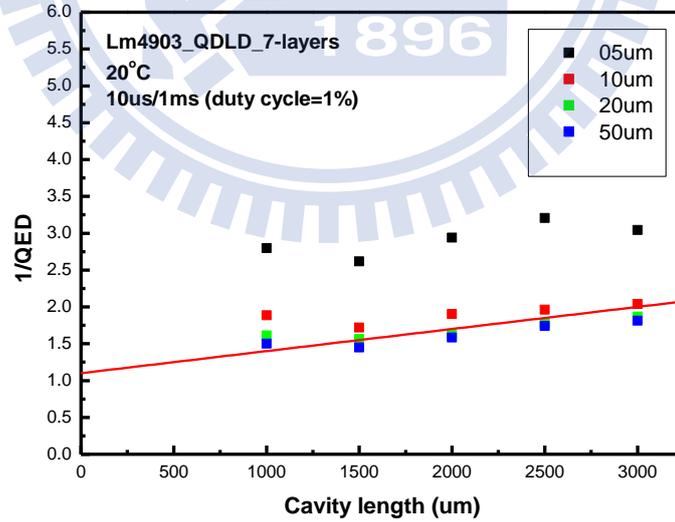


圖 A-1-39 $1/\eta_d$ 對 L 作圖

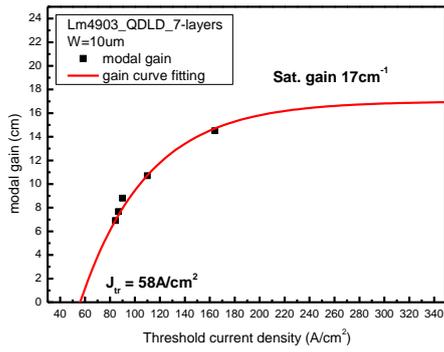


圖 A-1-40 10 μm 飽和增益圖

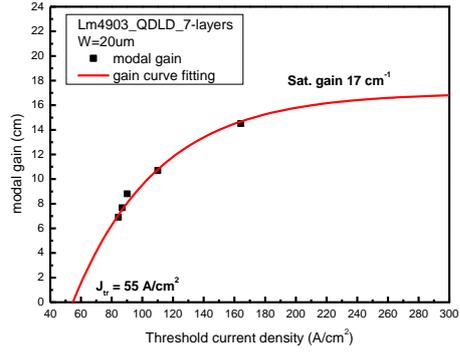


圖 A-1-41 20 μm 飽和增益圖

七層量子點雷射的基態(GS)做 10°C 至 70°C 變溫量測，圖 A-1-42 至圖 A-1-43 為基態的變溫資料圖。共振腔長度為 2500 μm 基態的特徵溫度為 64K，undoped 五層量子點雷射為 59K，特徵溫度因為 p-doped 而提升約 9% 左右。我們在七層量子點雷射也觀察到波長並不會隨著溫度上升而發生紅移現象，而是隨溫度呈現震盪狀態。

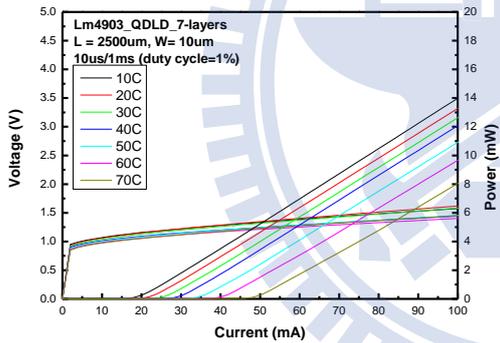


圖 A-1-42 GS 變溫 L-I-V 圖 10 μm

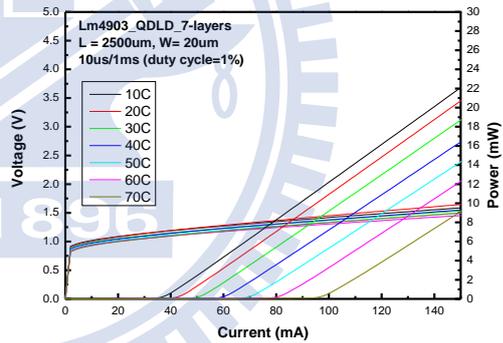


圖 A-1-43 GS 變溫 L-I-V 圖 20 μm

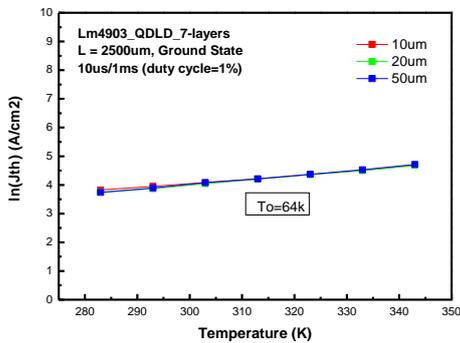


圖 A-1-44 7-layers GS T_0

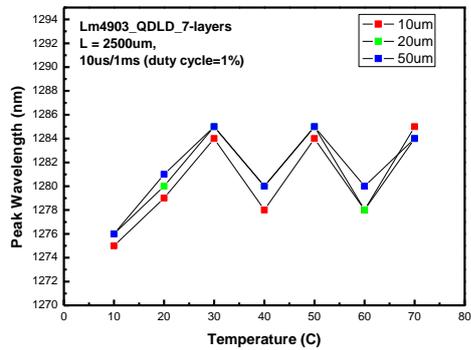


圖 A-1-45 GS 波長隨溫度變化圖

附錄 B

量子點雷射 Relative Intensity Noise:

Lm4904 三層 undoped 量子點:

共振腔長度 $1500\mu\text{m}$ ，寬度 $20\mu\text{m}$ ：

接著對共振腔長度 $1500\mu\text{m}$ 做一樣的量測和分析，得到 $D = 0.72\text{GHz}/\sqrt{\text{mW}}$ ， $K = 3.4\text{ns}$ ，

$$f_{\text{max}} = 2.87\text{GHz} \text{ 及 } \frac{dg}{dn} = 7.48 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{。}$$

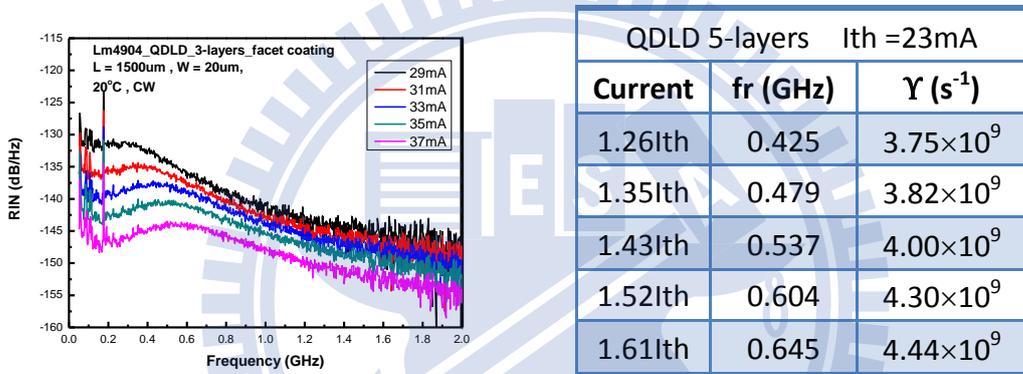


圖 B-2-1 三層共振腔 $1500\mu\text{m}$ RIN

表 B-1-1 三層共振腔長度 $1500\mu\text{m}$ 擬合參數

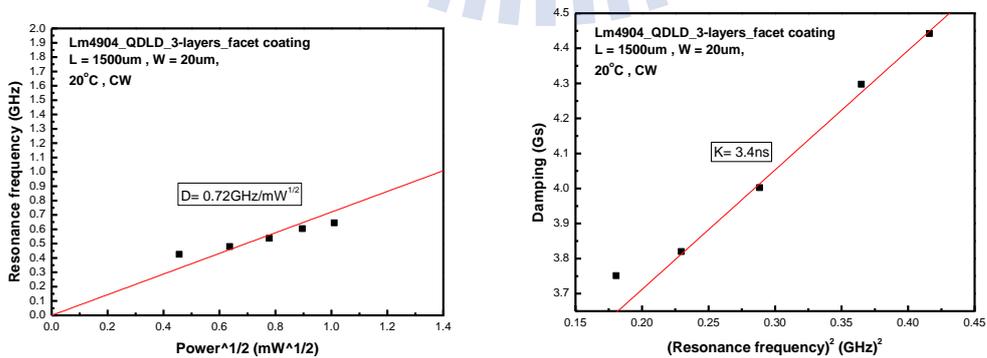


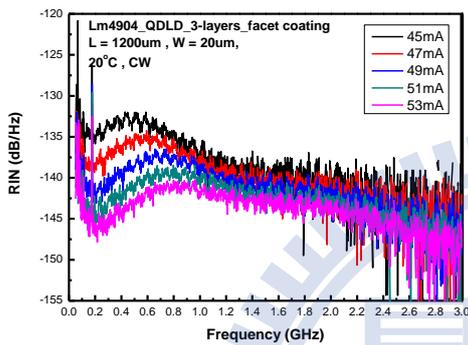
圖 B-2-2 三層共振腔 $1500\mu\text{m}$ D-factor

圖 B-2-3 三層共振腔 $1500\mu\text{m}$ K-factor

共振腔長度 $1200\mu\text{m}$ ，寬度 $20\mu\text{m}$ ：

接著對共振腔長度 $1200\mu\text{m}$ 做一樣的量測和分析，得到 $D = 0.69\text{GHz}/\sqrt{\text{mW}}$ ，

$$K = 3.1\text{ns}，f_{\text{max}} = 2.87\text{GHz} \text{ 及 } \frac{dg}{dn} = 7.34 \times 10^{-16} \text{ cm}^2。$$



QDLD 5-layers Ith = 41mA		
Current	fr (GHz)	Υ (s^{-1})
1.10Ith	0.554	4.48×10^9
1.15Ith	0.636	4.81×10^9
1.20Ith	0.764	5.33×10^9
1.24Ith	0.859	5.80×10^9
1.29Ith	0.898	6.10×10^9

圖 B-4 5 三層共振腔 $1200\mu\text{m}$ RIN

表 B-2-2 三層共振腔長度 $1200\mu\text{m}$ 擬合參數

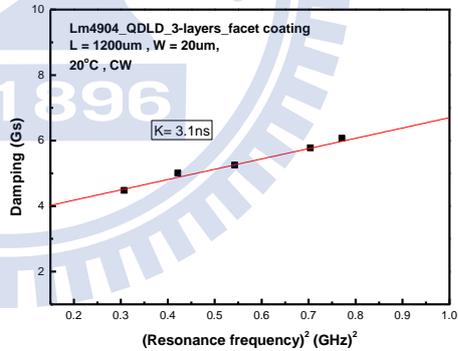
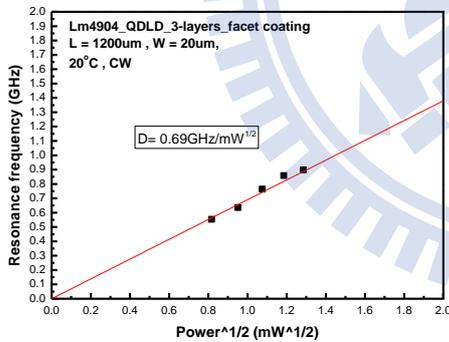


圖 B-2-5 三層共振腔 $1200\mu\text{m}$ D-factor

圖 B-2-6 三層共振腔 $1200\mu\text{m}$ K-factor

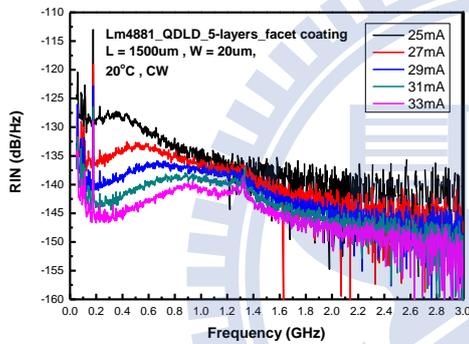
Lm4881 五層 undoped 量子點:

五層量子點雷射原本操作在激發態，但是鏡面鍍膜完後共振腔已經可以操作在基態，所以我們對五層量子點雷射量測共振腔長度的雷射。

共振腔長度 $1500\mu m$ ，寬度 $20\mu m$ ：

我們對五層量子點共振腔長度 $1500\mu m$ 做量測和分析，得到 $K = 2.06ns$ ，

$$D = 1 \text{ GHz} / \sqrt{mW}， f_{\max} = 4.2 \text{ GHz} \text{ 及 } \frac{dg}{dn} = 1.55 \times 10^{-15} \text{ cm}^2。$$



QDLD 5-layers lth = 23mA		
Current	fr (GHz)	Υ (s^{-1})
1.09lth	0.397	3.48×10^9
1.17lth	0.598	4.39×10^9
1.26lth	0.748	4.83×10^9
1.35lth	0.849	5.19×10^9
1.43lth	0.949	6.50×10^9

圖 B-2-7 五層共振腔 $1500\mu m$ RIN

表 B-2-3 五層共振腔長度 $1500\mu m$ 擬合參數

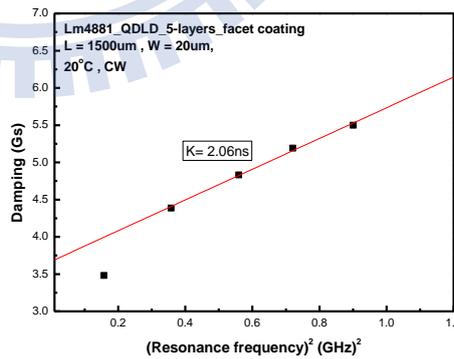
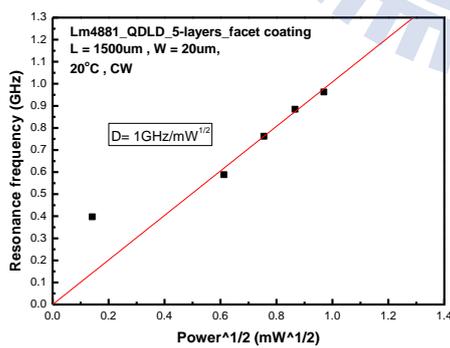


圖 B-2-8 三層共振腔 $1500\mu m$ D-factor

圖 B-2-9 三層共振腔 $1500\mu m$ K-factor

共振腔長度 $1200\mu\text{m}$ ，寬度 $20\mu\text{m}$ ：

接著對五層量子點共振腔長度 $1200\mu\text{m}$ 做量測和分析，得到 $K=1.93\text{ns}$ ，

$$D = 0.92 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mW}}, f_{\text{max}} = 4.6\text{GHz} \text{ 及 } \frac{dg}{dn} = 1.15 \times 10^{-15} \text{ cm}^2。$$

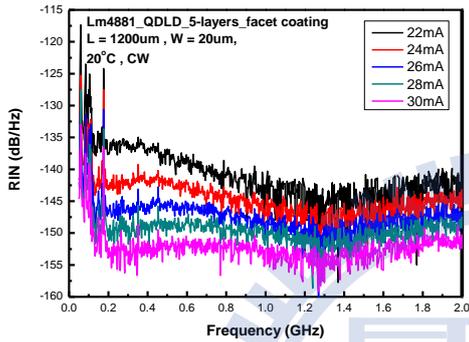


圖 B-2-10 五層共振腔 $1200\mu\text{m}$ RIN

QDLD 5-layers lth =20mA		
Current	fr (GHz)	Υ (s^{-1})
1.10lth	0.449	4.71×10^9
1.20lth	0.558	4.08×10^9
1.30lth	0.677	4.39×10^9
1.40lth	0.821	4.74×10^9
1.50lth	0.889	5.11×10^9

表 B-2-4 五層共振腔長度 $1200\mu\text{m}$ 擬合參數

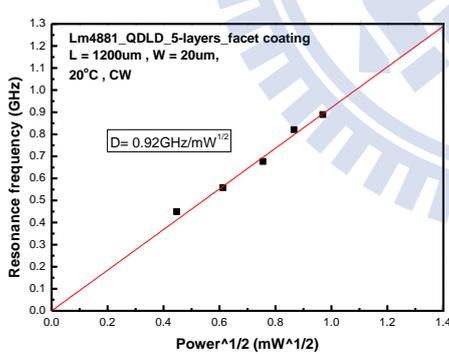


圖 B-2-11 三層共振腔 $1200\mu\text{m}$ D-factor

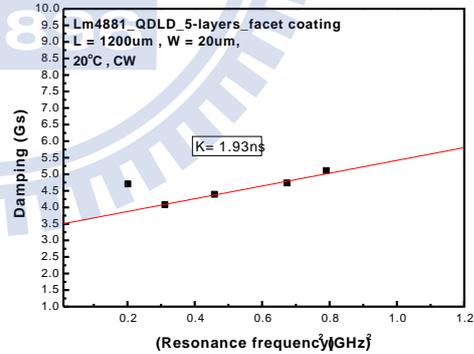
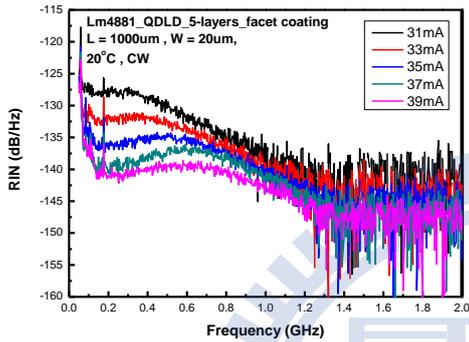


圖 B-2-12 三層共振腔 $1200\mu\text{m}$ K-factor

共振腔長度 $1000\mu m$ ，寬度 $20\mu m$ ：

最後對五層量子點共振腔長度 $1000\mu m$ 做量測和分析，得到 $K = 1.5ns$ ，

$$D = 0.9 \text{ GHz}/\sqrt{mW}，f_{\max} = 5.92\text{GHz} \text{ 及 } \frac{dg}{dn} = 9.68 \times 10^{-16} \text{ cm}^2。$$



QDLD 5-layers lth = 23mA		
Current	fr (GHz)	Υ (s^{-1})
1.29lth	0.401	3.45×10^9
1.38lth	0.484	3.63×10^9
1.46lth	0.570	3.77×10^9
1.54lth	0.654	3.92×10^9
1.63lth	0.721	4.21×10^9

圖 B-2-14 五層共振腔 $1000\mu m$ RIN

表 B-2-5 五層共振腔長度 $1000\mu m$ 擬合參數

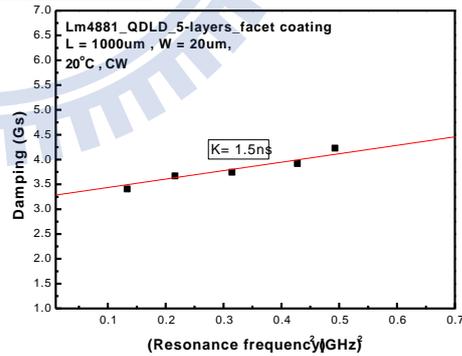
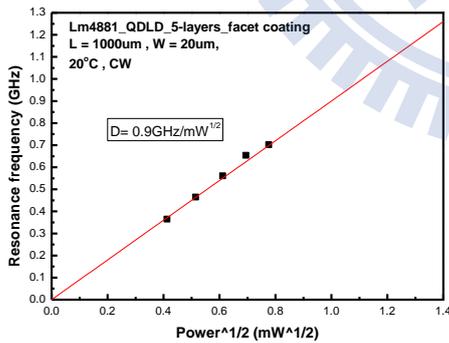


圖 B-2-15 三層共振腔 $1000\mu m$ D-factor

圖 B-2-16 三層共振腔 $1000\mu m$ K-factor

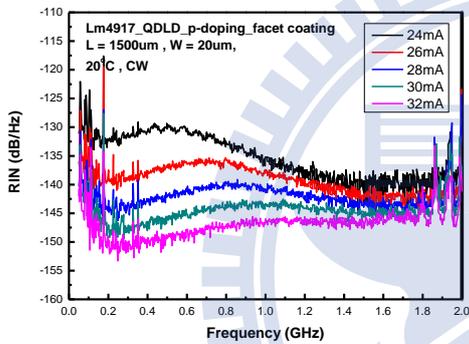
Lm4917 五層 p-doped 量子點:

五層 p-doped 雷射因為 thermally escape 下降，所以基態增益提升，鏡面鍍膜後可以使 $800\mu m$ 共振腔操作在基態，我們對 Lm4917 做 $1500\mu m$ 、 $1000\mu m$ 和 $800\mu m$ 三種不同共振腔長度 RIN 的量測。

共振腔長度 $1500\mu m$ ，寬度 $20\mu m$ ：

首先對五層量子點共振腔長度 $1500\mu m$ 做量測和分析，得到 $K = 1.9ns$ ，

$$D = 1.1 \text{ GHz} / \sqrt{\text{mW}}, \quad f_{\text{max}} = 4.68 \text{ GHz} \text{ 及 } \frac{dg}{dn} = 2.12 \times 10^{-15} \text{ cm}^2。$$



QDLD 5-layers lth = 23mA		
Current	fr (GHz)	Υ (s^{-1})
1.04lth	0.557	3.90×10^9
1.13lth	0.774	4.55×10^9
1.22lth	0.924	5.13×10^9
1.30lth	1.075	5.81×10^9
1.39lth	1.225	6.28×10^9

圖 B-2-17 五層共振腔 $1500\mu m$ RIN

表 B-2-6 五層共振腔長度 $1500\mu m$ 擬合參數

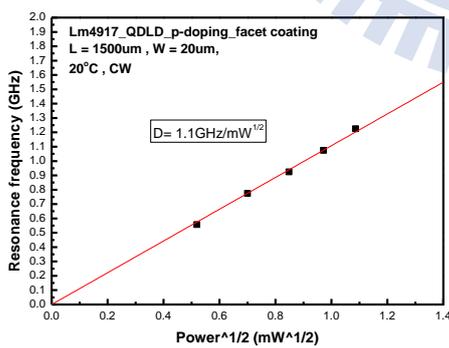


圖 B-2-18 三層共振腔 $1500\mu m$ D-factor

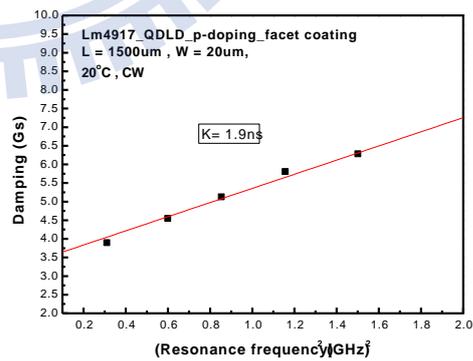
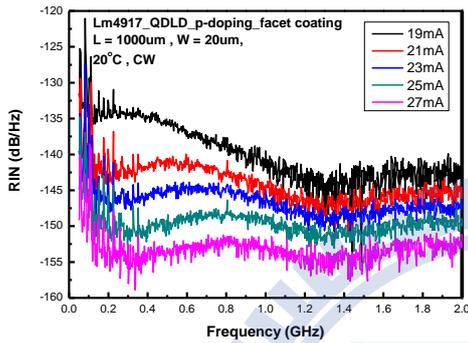


圖 B-2-19 三層共振腔 $1500\mu m$ K-factor

共振腔長度 $1000\mu m$ ，寬度 $20\mu m$ ：

接著對五層量子點共振腔長度 $1000\mu m$ 做量測和分析，得到 $K=1.49ns$ 、

$$D = 0.92 \text{ GHz}/\sqrt{mW} \text{、} f_{\max} = 5.96\text{GHz} \text{ 及 } \frac{dg}{dn} = 1.10 \times 10^{-15} \text{ cm}^2 \text{。}$$



QDLD 5-layers lth =17mA		
Current	fr (GHz)	Υ (s^{-1})
1.12lth	0.496	3.79×10^9
1.24lth	0.670	4.58×10^9
1.35lth	0.790	4.93×10^9
1.47lth	0.922	5.22×10^9
1.59lth	0.990	5.43×10^9

圖 B-2-20 五層共振腔 $1000\mu m$ RIN

表 B-2-7 五層共振腔長度 $1000\mu m$ 擬合參數

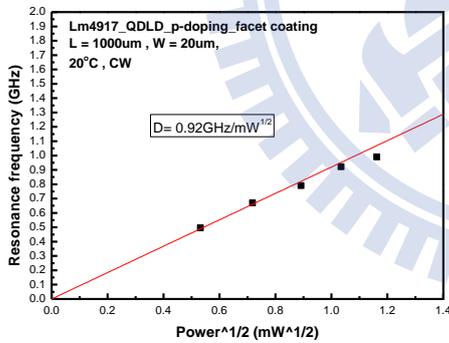


圖 B-2-21 三層共振腔 $1000\mu m$ D-factor

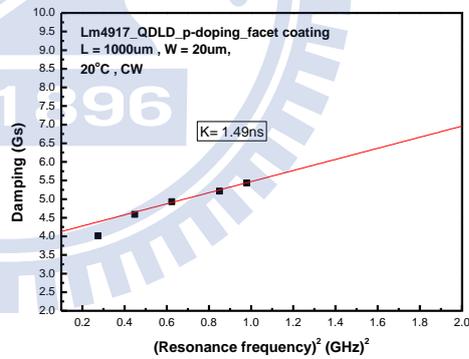
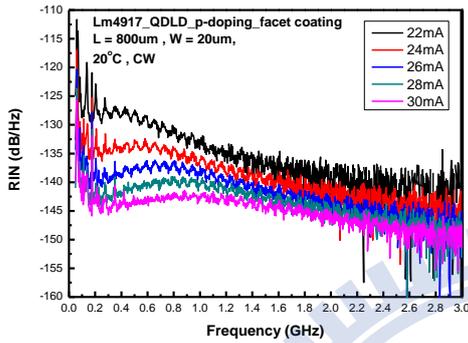


圖 B-2-22 三層共振腔 $1000\mu m$ K-factor

共振腔長度 $800\mu\text{m}$ ，寬度 $20\mu\text{m}$ ：

最後對五層量子點共振腔長度 $800\mu\text{m}$ 做量測和分析，得到 $K=1.4\text{ns}$ 、

$$D = 0.88 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mW}} \text{、} f_{\text{max}} = 6.35\text{GHz} \text{ 及 } \frac{dg}{dn} = 8.49 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{。}$$



QDLD 5-layers lth = 20mA		
Current	fr (GHz)	Υ (s^{-1})
1.10lth	0.479	4.49×10^9
1.20lth	0.639	5.52×10^9
1.30lth	0.813	5.87×10^9
1.40lth	0.949	6.28×10^9
1.50lth	1.075	6.69×10^9

圖 B-2-23 五層共振腔 $800\mu\text{m}$ RIN

表 B-2-8 五層共振腔長度 $800\mu\text{m}$ 擬合參數

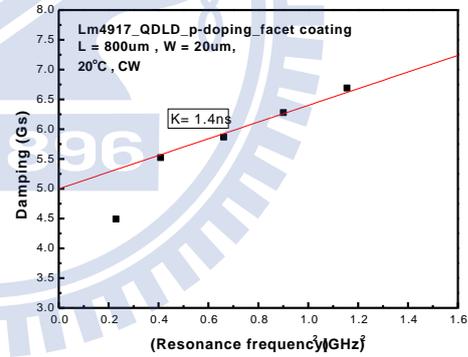
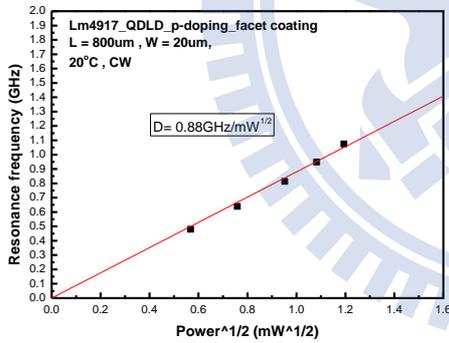


圖 B-2-24 五層共振腔 $800\mu\text{m}$ D-factor

圖 B-2-25 五層共振腔 $800\mu\text{m}$ K-factor

Lm4903 七層 undoped 量子點：

七層 undoped 雷射因為基態增益較大，鏡面鍍膜後可以使 $800\mu m$ 共振腔操作在基態，我們對 Lm4903 做 $1500\mu m$ 、 $1200\mu m$ 、 $1000\mu m$ 和 $800\mu m$ 四種不同共振腔長度 RIN 的量測。

共振腔長度 $1500\mu m$ ，寬度 $20\mu m$ ：

首先對七層量子點共振腔長度 $1500\mu m$ 做量測和分析，得到 $K = 1.72ns$ 、

$$D = 1.1 \text{ GHz}/\sqrt{mW} \text{、} f_{\max} = 5.17\text{GHz} \text{ 及 } \frac{dg}{dn} = 1.71 \times 10^{-15} \text{ cm}^2 \text{。}$$

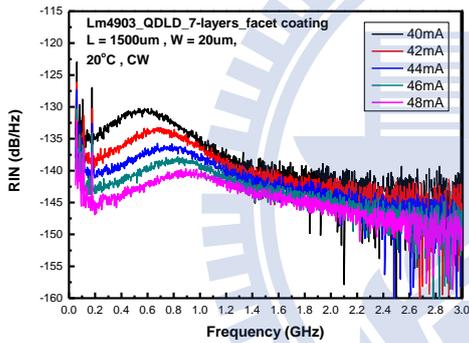


圖 B-2-26 七層共振腔 $1500\mu m$ RIN

QDLD 5-layers Ith = 35mA		
Current	fr (GHz)	γ (s^{-1})
1.14Ith	0.610	3.43×10^9
1.20Ith	0.742	3.76×10^9
1.26Ith	0.817	4.02×10^9
1.31Ith	0.894	4.24×10^9
1.37Ith	0.973	4.45×10^9

表 B-2-9 七層共振腔長度 $1500\mu m$ 擬合參數

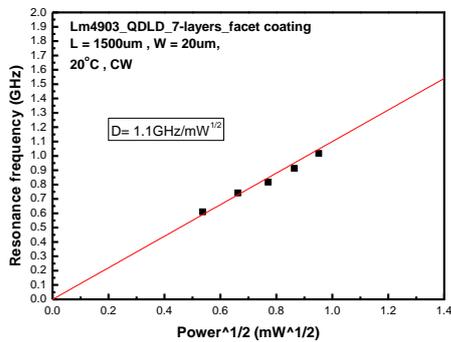


圖 B-2-27 七層共振腔 $1500\mu m$ D-factor

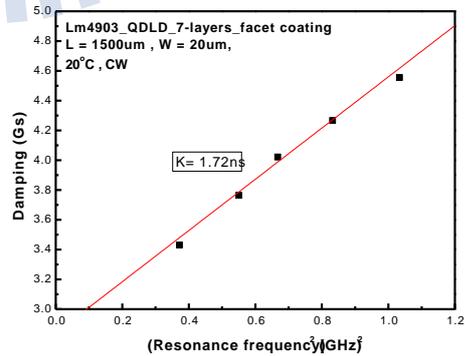


圖 B-2-28 七層共振腔 $1500\mu m$ K-factor

共振腔長度 $1200\mu m$ ，寬度 $20\mu m$ ：

接著對七層量子點共振腔長度 $1200\mu m$ 做量測和分析，得到 $K=1.6ns$ 、

$$D=1.0\text{ GHz}/\sqrt{mW}、f_{\max}=5.55\text{GHz} \text{ 及 } \frac{dg}{dn}=1.23\times 10^{-15}\text{ cm}^2。$$

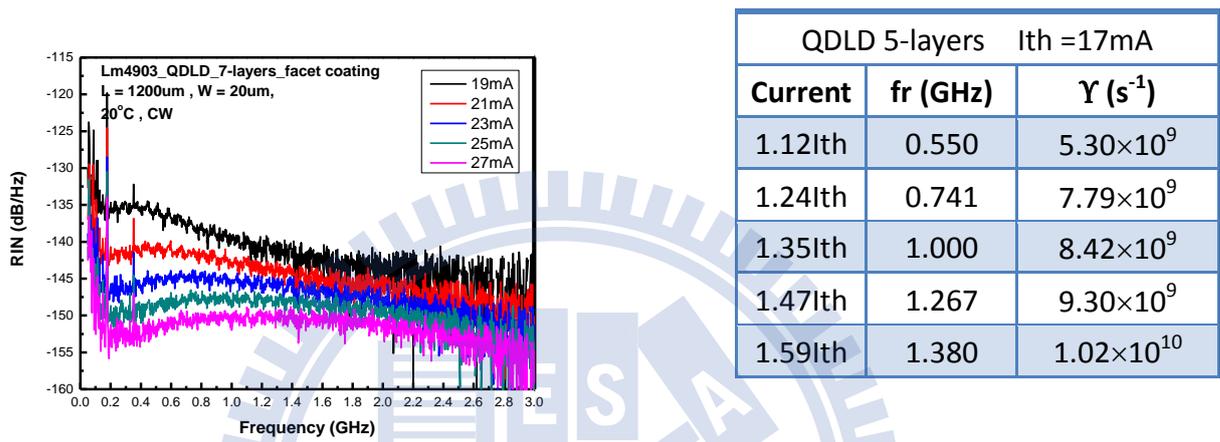


圖 B-2-29 七層共振腔 $1200\mu m$ RIN

表 B-2-10 七層共振腔長度 $1200\mu m$ 擬合參數

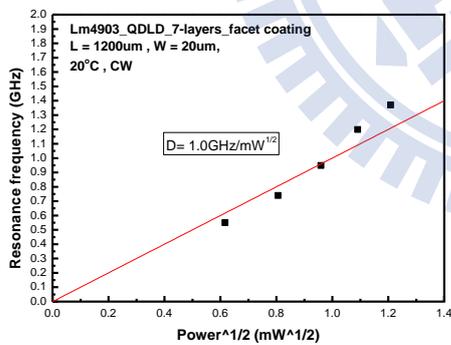


圖 B-2-30 七層共振腔 $1200\mu m$ D-factor

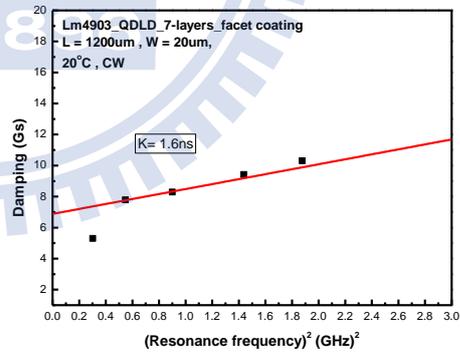
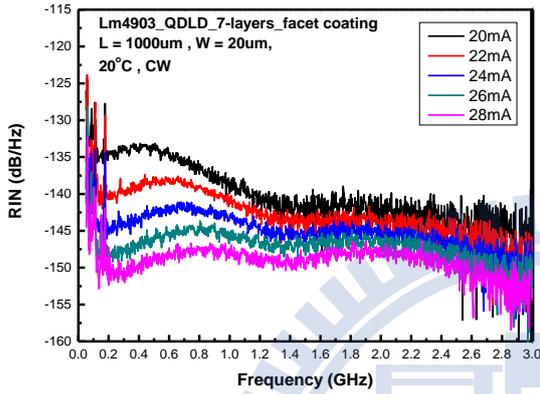


圖 B-2-31 七層共振腔 $1200\mu m$ K-factor

共振腔長度 $1000\mu\text{m}$ ，寬度 $20\mu\text{m}$ ：

接著對七層量子點共振腔長度 $1000\mu\text{m}$ 做量測和分析，得到 $K=1.32\text{ns}$ 、

$$D = 0.96 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mW}} \text{、} f_{\text{max}} = 6.73\text{GHz} \text{ 及 } \frac{dg}{dn} = 1.01 \times 10^{-15} \text{ cm}^2 \text{。}$$



QDLD 5-layers lth =17mA		
Current	fr (GHz)	Υ (s ⁻¹)
1.18lth	0.557	4.82×10^9
1.29lth	0.698	5.11×10^9
1.41lth	0.800	5.34×10^9
1.53lth	0.888	5.49×10^9
1.65lth	0.987	6.20×10^9

圖 B-2-32 七層共振腔 $1000\mu\text{m}$ RIN

表 B-2-11 七層共振腔長度 $1000\mu\text{m}$ 擬合參數

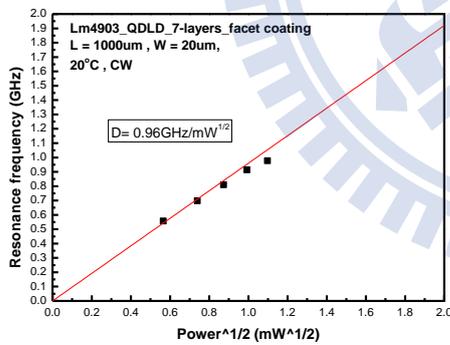


圖 B-2-33 七層共振腔 $1000\mu\text{m}$ D-factor

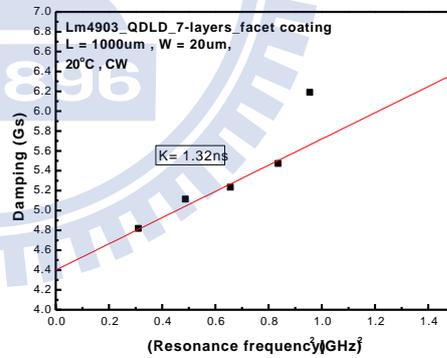


圖 B-2-34 七層共振腔 $1000\mu\text{m}$ K-factor

共振腔長度 $800\mu\text{m}$ ，寬度 $20\mu\text{m}$ ：

最後對七層量子點共振腔長度 $800\mu\text{m}$ 做量測和分析，得到 $K = 1.1\text{ns}$ 、

$$D = 0.9 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mW}}、f_{\text{max}} = 8.1\text{GHz} \text{ 及 } \frac{dg}{dn} = 7.62 \times 10^{-16} \text{ cm}^2。$$

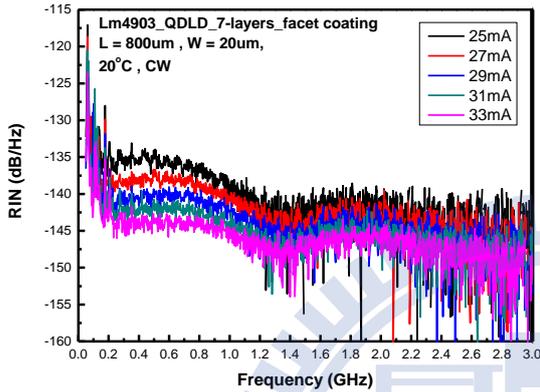


圖 B-2-35 七層共振腔 $800\mu\text{m}$ RIN

QDLD 5-layers lth = 21mA		
Current	fr (GHz)	Υ (s^{-1})
1.19lth	0.657	5.18×10^9
1.29lth	0.732	5.33×10^9
1.38lth	0.797	5.43×10^9
1.48lth	0.864	5.48×10^9
1.57lth	0.916	5.64×10^9

表 B-2-12 七層共振腔長度 $800\mu\text{m}$ 擬合參數

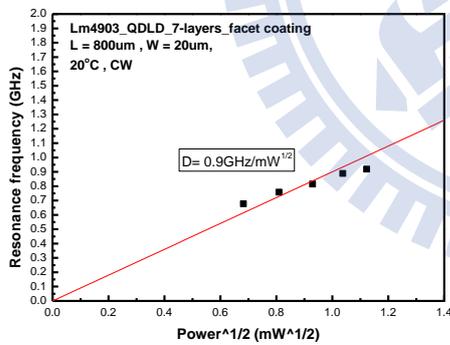


圖 B-2-36 七層共振腔 $800\mu\text{m}$ D-factor

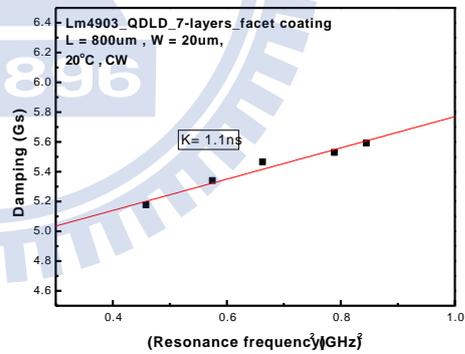


圖 B-2-37 七層共振腔 $800\mu\text{m}$ K-factor

附錄 C

雷射製程:

(A)清洗晶圓(wafer):

在進行微影製程(photolithography)之前必須先清洗晶圓以去除晶圓上的污染物。就算晶圓上表面看起來沒有很乾淨沒有任何的污染粒子在上面，進一步清洗仍可使光阻在晶圓表面上有較佳的附著力。首先讓晶圓浸泡於丙酮(Acetone)溶液中，輕輕搖晃數分鐘清除晶圓表面的污染粒子，再以去離子水(DI water)沖洗五分鐘後，使用 $HCl:H_2O=1:5$ 的溶液浸泡 30 秒，去除晶圓上面的原生氧化物，接下來再以去離子水沖洗五分鐘，以氮氣吹後將晶圓放置 $120^{\circ}C$ 烤箱中烤數分鐘去除表面的水氣，表面的水氣會影響光阻的塗佈。

(B)第一道微影製程(photolithography):

在微影製程前，我們先將清洗完的晶圓上一層底漆層，這層薄膜層可以增進有機光阻與晶圓表面之間的附著力。在這裡所使用的底漆層為六甲基二戊烷(Hexamaethyldisilazane, HMDS, $(CH_3)_3SiNHSi(CH_3)_3$)。上完 HMDS 後，液態光阻被塗佈在晶圓表面上，而晶圓旋轉的離心力會將光阻均勻的塗佈到整個晶圓表面。第一道微影製程的光阻選用的是 AZ6112 正光阻，旋轉速度則為第一轉旋轉 10 秒 1000 rpm；第二轉 40 秒 5000 rpm，光阻厚度約為 $1.5\mu m$ 。在轉速的方面，自旋轉速越高，光阻層則越薄，而光阻的均勻性也就越好。在塗佈上光阻之後，由於晶圓邊緣會有光阻堆積現象，造成不均勻現象，會影響 DUV 曝光，所以需要以棉花棒去除邊緣隆起之光阻，以達平坦性。光阻塗佈後，晶圓再一次地被放進加烤箱中加熱至 $90^{\circ}C$ ，目的為去除光阻內部大部分有機溶劑，將光阻從液態狀轉變成半固態狀方便 DUV 曝光。接下來則進行 DUV 曝光，將光罩(mask)圖案轉移到晶圓表面光阻上，在光罩設計上有不同寬度的雷射。曝光之後則將晶圓進行顯影，在此使用 AZ300 之顯影液顯影時間約為 25~30 秒，在用去離子水進行定

影並用氮氣槍吹乾。接下來將晶圓置於臭氧清洗機(UV ozone)去除殘餘光阻。最後使用加熱平板 120°C/120 秒進行硬烤，以達晶圓去除水分子及增加光阻強度。最後將定義好雷射條紋的晶圓進行 mesa etching 蝕刻至 p-cladding 剩下約 100~200nm，依照不同結構有不同蝕刻時間，使用的溶液為 $H_2SO_4:H_2O_2:H_2O=1:8:80$ ，蝕刻速率大約為 90Å/s。

(C) Si_3N_4 (Silicon Nitride) 沉積:

使用 PECVD 沉積 Si_3N_4 150nm 做為絕緣層，為避免沉積過程中光阻被燒焦，所以我們使用的製程溫度為 80°C。沈積完 Si_3N_4 後，將晶圓浸泡在丙酮溶液做 Liftoff，在過程當中可用棉花棒輕刷晶圓邊緣，讓 Liftoff 過程更順利。Liftoff 之後將晶圓放置 DI water 下沖洗並吹乾。

(D) 第二道微影製程(photolithography):

在塗佈第二道光阻前，同樣必須先上 HMDS 增加有機光阻與晶圓表面之間的附著力，在第二道微影製程中所使用的光阻為 AZ5214E，塗佈轉速為第一轉 10 秒 1000rpm；第二轉 40 秒 5000rpm。接下來進行去除邊緣光阻以及軟烘烤。之後將晶圓與光罩做第一次曝光。曝光完後進行反轉硬烤，將晶圓放置加熱平板上烘烤 120°C/120 秒，烘烤完後接著進行第二次的反轉曝光。曝光之後則將晶圓進行顯影，在此使用 AZ300 之顯影液顯影時間約為 25~30 秒，顯影後用去離子水進行定影並用氮氣槍吹乾。最後將晶圓置於臭氧清洗機(UV ozone)去除殘餘光阻。

(E) 鍍 p-type 電極金屬:

先利用 $HCl:H_2O=1:3$ 浸泡約 30 秒以去除 GaAs 表面氧化物，使用電子槍真空蒸鍍系統(E-Gun)蒸鍍 $Ti/Pt/Au=30/30/170nm$ ，在沈積完 p-type 電極之後，將晶圓浸泡

在丙酮溶液靜置 30 分鐘後做 Liftoff，在過程當中可用棉花棒輕刷晶圓邊原，讓 Liftoff 過程更順利，也較不會有金屬去除不乾淨的問題。Liftoff 之後將晶圓以去離子水沖洗 5 分鐘後吹乾即完成此步驟。

(F) 晶圓背面磨薄：

此步驟的目的是為了降低半導體雷射之電阻值及方便共振腔的劈裂。在這個步驟使用 $H_2O_2:NH_3OH=3:1$ 之溶液浸泡，浸泡過程同時以棉花棒輕刷晶圓背面加速磨薄速度，磨薄時間約 22~25 分鐘，晶片磨薄約剩下 $150\sim 200\mu m$ ，磨薄完成之後同樣以去離子水進行沖洗並用氮氣槍吹乾。

(G) 鍍 *n-type* 電極金屬與快速熱退火 RTA：

蒸鍍前一樣先利用 $HCl:H_2O=1:3$ 浸泡約 30 秒以去除 *GaAs* 表面氧化物，接著使用電子槍真空蒸鍍系統(E-Gun)蒸鍍 $Ni/Ge/Au=30/50/170\text{ nm}$ ，蒸鍍完後將晶圓放置快速熱退火機器內快速加熱至 $420^\circ C$ ，此加熱過程可使沉積在晶圓表面之金屬，由於高速加熱過程中晶圓晶格的破壞，而滲透至晶圓內部，形成歐姆接觸(Ohmic contact)降低電阻，以達蒸鍍電極的最佳效果。最後將雷射晶圓劈裂成不同長度的共振腔及完成雷射製程。

参考文献

- [1] G. Park, O. B. Shchekin, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, "Low threshold oxide-confined 1.3 μ m quantum dot laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **12**, no.3, pp.230 ,2000.
- [2] O. B. Shchekin and D. G. Deppe, "1.3 μ m InAs quantum dot laser with T=161K from 0 to 80°C," *Appl. Phys. Lett.*, vol.**80**,no.18, pp.3277 ,2002.
- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] 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.
- [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**, pp.12963~12977, 2000.
- [7] V. M.Ustinov, A. E.Zhukov, A. Yu.Egorov, and N. A. Maleev, "Quantum Dot Lasers,"*OXFORD UNIVERSITY PRESS*.
- [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, pp.676~683, 2001.
- [9] 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.
- [10] G. P. Agrawal, N. K. Dutta, "Semiconductor Lasers," *VAN NOSTRAN REINHOLD NEW YORK*.
- [11] I.P. Marko, N.F. Masse, S.J. Sweeney, A.D. Andreev, and A.R. Adams, "Carrier transport and recombination in p-doped and intrinsic $1.3\mu\text{m}$ InAs/GaAs quantum-dot lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. **87**, no.21, 211114, 2005.
- [12] N.F. Masse, S.J. Sweeney, I.P. Marko, A.R. Adams, N. Hatori, and M. Sugawara, "Temperature dependence of gain in p-doped and intrinsic $1.3\mu\text{m}$ InAs/GaAs quantum dot lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. **89**, no.15, pp.191118, 2006.
- [13] R. Bedford and M. Fallahi, "Analysis of high-reflectivity metal-dielectric mirrors for edge-emitting lasers," *OPTICS LETTERS*, vol. **29**, no.9, pp.1010~1012, May 1, 2004.
- [14] H. Page, P. Collot, A. de Rossi, V. Ortiz, C. Sirtori, "High reflectivity metallic mirror coatings for mid-infrared ($\lambda \approx 9\mu\text{m}$) unipolar semiconductor lasers," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. **17**, no.12, pp.1312, 2002.
- [15] Tatham, M. C.; Lealman, I. F.; Seltzer, C. P.; Westbrook, L. D.; Cooper, D. M., "Resonance Frequency, Damping, and Differential Gain in $1.5\mu\text{m}$ Multiple Quantum-Well Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **34**, no.2, pp. 408, 1992.
- [16] C. H. Henry, "Phase noise in semiconductor lasers," *J. Lightwave Technol.*, **LT-4**, 298, 1986.
- [17] M. Jungo, F. M. di Sopra, D. Erni, and W. Baechtold, "Scaling effects on vertical-cavity-surface-emitting lasers static and dynamic behavior," *J. Appl. Phys.*, vol. **91**, no.9, pp.5550, 2002.
- [18] S. O. Kasap, "Optoelectronics and Photonics Principles and Practices," p.242, *Prentice Hall*, 2001.

- [19] A. Capua, L. Rozenfeld, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, M. Kuntz, M. Laemmlin, and D. Bimberg , “Direct correlation between a highly damped modulation response and ultra low relative intensity noise in an InAs/GaAs quantum dot laser”, *Optics Express*, vol.**15**, no.9, pp.5388 , 2007.
- [20] L. F. Tiemeijer, P. J. A. Thijs, P. J. de Waard, J. J. M. Binsma, and T. v. Dongen , “Dependence of polarization, gain, linewidth enhancement factor, and K factor on the sign of strain of InGaAs/InP strained-layer multiquantum well lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.**58**, no.24, pp.2738 , 1991.
- [21] M. Ishida, N. Hatori, T. Akiyama, K. Otsubo, Y. Nakata, H. Ebe, M. Sugawara, and Y. Arakawa “photon lifetime dependence of modulation efficiency and K factor in 1.3 μm self-assembled InAs/GaAs quantum-dot lasers: Impact of capture time and maximum modal gain on modulation bandwidth,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.**85**,no.18, pp. 4145 , 2004.
- [22] Y. Cao, T. Yang, H. Ji, W. Ma, Q. Cao, and L. Chen, ”Temperature Sensitivity Dependence on Cavity Length in P-Type Doped and Undoped 1.3 μm InAs/GaAs Quantum-Dot Lasers,” *IEEE PHOTONIC LETTERS*, vol.**20**, no.22, pp.1860,2008.
- [23] 盧廷昌, 王興宗, ” 半導體雷射導論,” 五南圖書出版股份有限公司 , 2008.
- [24] 湯皓玲, ” 半導體量子結構雷射元件之相對雜訊強度研究,” 國立交通大學電子所碩士論文, 2009.

簡歷(Vita)

姓名：周柏存 (Bo-Tsun Chou)

性別：男

出生年月日：民國 75 年 8 月 26 日

籍貫： 台南縣

學歷：

國立臺灣海洋大學電機工程學系學士 (93.9~97.6)

國立交通大學電子研究所碩士班 (97.9~99.8)

碩士論文題目：

半導體量子點雷射之主動層結構研究

Study on Semiconductor Quantum Dot Lasers with Various Active Layers

