

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

碩士論文

可調多波長量子點外腔式雷射及其應用於產生兆
赫波輻射源之研究

Tunable multi-wavelength quantum-dot external-cavity lasers and
their application for generation of terahertz radiation

研究生：白振鴻

指導教授：林國瑞

中華民國一〇二年七月

可調多波長量子點外腔式雷射及其應用於產生兆赫波輻射源之
研究

Tunable multi-wavelength quantum-dot external-cavity lasers and
their application for generation of terahertz radiation

研究生：白振鴻

Student : Chen-Hung Pai

指導教授：林國瑞

Advisor : Gray Lin



A Thesis

Submitted to Department of Electronics Engineering and Institute of Electronics
College of Electrical and Computer Engineering
National Chiao Tung University
in partial Fulfillment of the Requirements
For the Degree of
Master of Science
in
Electronics Engineering
July 2013

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一〇二年七月

可調多波長量子點外腔式雷射及其應用於產生兆赫波輻射源之研究

學生：白振鴻

指導教授：林國瑞

國立交通大學

電子工程學系 電子研究所碩士班

摘要

本論文目的在藉由啁啾式堆疊的量子點雷射低臨界電流密度、寬廣增益頻譜的特點，來實現多波長可調的外腔式雷射，並用來作為光混頻的光源，以期達到室溫操作、電激發、便宜、簡便的兆赫波源。論文中針對兩大課題作研究：(一)可調式外腔式雷射，(二)光混頻產生兆赫波。

理論部分，在外腔式雷射中，我們說明了外腔式可調的原理，並進一步解釋使用單一增益介質，能達到多波長雷射的可能性；在光混頻的部分，我們詳細說明了脈衝操作與連續操作時的原理。

而實驗部分，我們使用啁啾式堆疊的量子點長晶結構，製作出寬廣發光波段的雷射元件，在注入電流密度 1.33 kA/cm^2 下，Littrow 架構下， 150 nm ($1135 \text{ nm} \sim 1285 \text{ nm}$)；在 Littman 架構下，調制範圍 132 nm ($1148 \text{ nm} \sim 1281 \text{ nm}$)；而兩種傳統架構下，訊號對放大自發性輻射比幾乎皆達 40 dB 。為實現多波長可調外腔式雷射，我們使用了兩種 Littman 架構的變形：FT-ECL、Double-Littman ECL。在 FT-ECL 架構下，實現了雙、三、四波長雷射，雙波長最大的波長間距為 86 nm ，三波長最大間距為 13 nm ，四波長最大間距為 4 nm ；而接著使用 Double-Littman 的架構，可以快速地量測出可調制的雙波長雷射極限，藉由獨立地控制兩平面反射鏡反饋光的程度，達到雙波長最大的波長間距 126 nm ，訊號對放大自發性輻射比達 20 dB 以上。最後利用雙波長雷射兩頻率差落在 THz 的特點，藉由光導天線的輔助，輻射出兆赫波，使用初步 THz 量測架構，量測到了輻射的訊號。

Tunable multi-wavelength quantum-dot external-cavity lasers and their application for generation of terahertz radiation

Student : Chen-Hung Pai

Advisors : Dr. Gray Lin

Department of Electronics Engineering & Institute of Electronics

Engineering

National Chiao Tung University

Abstract

In this work, the chirped multilayer quantum-dot (QD) gain media are arranged in Fourier-transform external-cavity laser (FT-ECL) setup. Novel slit designs select 2, 3, and 4 different wavelengths that are diffracted from the grating for optical feedback. Therefore, the dual-, triple- and quadruple-wavelength ECLs are demonstrated in this study. The resulted multi-wavelength lasing emissions are achieved under injected current of 100 mA (or 1.33 kA/cm²) with signal to amplified spontaneous emission (ASE) ratio over 20 dB. Around peak-gain wavelength of 12xx-nm range, the adjacent wavelength separation is over 50 nm for dual-wavelength lasing, up to 13 nm for triple-wavelength lasing, and about 4-5 nm for quadruple-wavelength lasing emissions. To further extend the wavelength separation for dual-wavelength lasing emissions, another modified scheme with two separate external mirrors are adopted and the achieved maximum value is about 126 nm in wavelength separation or over 25 THz in frequency separation. The terahertz (THz) generation by photomixing of dual-wavelength ECLs is also discussed. Finally, by using the Golay cell detector, we measure the radiation signal from the photomixer.

致謝

碩士班兩年，是一個說長不長說短不短的時間，還記得當初推甄上要尋找教授的時候，人在美國交換的我只能透過 EMAIL 來尋找指導教授，在這個過程中許多教授通常是抱持著愛理不理，或者是不回信的回應方式，然而卻有一位教授非常熱情的回答我信中的問題—林國瑞老師，在這兩年中老師給予了我十分自由的研究環境與充分的信任，並且在研究陷入瓶頸和遇到問題的時候提供了非常大的幫助，也因為老師的指導，讓我在碩班有著非常大的收穫，並能有參與國際一流研討會的機會，我非常的感謝老師這兩年對我的栽培與指導。

在作為學生日子的這 10 多年來，最感激的便是家人毫無怨言的後援，無論是金錢上供給，抑或是心理上的建議，我可愛的爸爸、媽媽與弟弟，對於你們的感謝太多太多，希望在未來的日子裡，我們能一直快快樂樂，爸爸媽媽可以健健康康的享受全家和樂融融的每一天。

實驗室許多學長姊，同學也在我碩班兩年的生活上，給予了許多的幫助，最要感謝的便是旭傑與巫俠學長，旭傑學長在研究相關的專業、實驗上，給了我莫大的幫助跟許多的建議，巫俠學長對於學弟各方面的請求幫忙永遠是兩肋插刀，就事論事，做事情認真的態度都是令我非常敬佩與感謝的，師叔、伯存、小豪、KB、小傅非常歡樂的氣氛深深感染著我並讓我保持著積極面對研究的精神，小金在升碩二暑假對我說的一句話也是我能時時提醒自己進度最大的功臣，已經畢業的孔哥、小鋼炮、罔哲、林佑、牛奶、明睿等喇賽學長們也是陪伴我打球、嘴砲、做實驗最重要的夥伴們，同屆同學小芊、小羽、軟傑、王繼正對於我進度的關心、實驗上的幫忙，實驗室就好像一個小型社會的縮影一般，而我覺得這個社會是溫暖且充滿人情味的，謝謝大家兩年包容我的吵鬧與煩人，並不吝於伸出援手指導我。

在交大的這六年，最開心的是認識電資班的一群廢物們，而碩士班也有許多同學也一起留在這裡奮鬥，碩班這最後一年感謝 309 的室友們，陪我重訓的野貓、各種吵鬧的菖哥、幾乎不在新竹的翔哥，因為有你們我才可以放肆的吵鬧，宣洩碩班研究的壓力。

感謝你們，有你們才有今天的我，希望自己在未來走入社會的日子裡，還是能一直保有著在學生時期時的純真與熱情。

“I am not afraid of failure, but afraid of not to try.”

2013.8.28

目錄

摘要(中文)	i
Abstract	ii
致謝	iii
目錄	iv
表目錄	vi
圖目錄	viii
第一章 簡介	
1.1 波長可調雷射	1
1.2 兆赫波	3
1.3 研究動機與論文結構	5
第二章 半導體量子點雷射	
2.1 量子點雷射	6
2.2 啁啾式堆疊量子點雷射	9
2.2.1 磊晶結構	9
2.2.2 元件製程	10

2.3 雷射基本特性量測.....	12
2.3.1 光激發螢光頻譜量測.....	12
2.3.2 劈裂鏡面雷射電性/光性量測.....	12
2.3.3 鍍膜鏡面雷射電性/光性量測.....	14

第三章 外腔式雷射原理

3.1 半導體雷射.....	16
3.2 波長可調外腔式雷射原理.....	19
3.2.1 雙共振腔模型.....	19
3.2.2 光柵耦合外腔式波長可調原理.....	23
3.2.3 多波長雷射原理.....	25

第四章 多波長量子點外腔式雷射

4.1 基本外腔式雷射架構.....	27
4.2 多波長外腔式雷射架構.....	30
4.3 外腔式雷射特性量測.....	33
4.3.1 Littrow 架構頻譜量測.....	33
4.3.2 Littman 架構頻譜量測.....	34
4.3.3 Fourier-Transform 外腔式雷射頻譜量測...34	34
4.3.4 Double-Littman 外腔式雷射頻譜量測...39	39

第五章 兆赫波輻射源

5.1 兆赫波的產生與偵測.....	42
5.2 光混頻原理.....	44
5.2.1 超短脈衝雷射光混頻.....	44
5.2.2 直流雷射光混頻.....	46
5.2.3 量子點兆赫波源.....	48

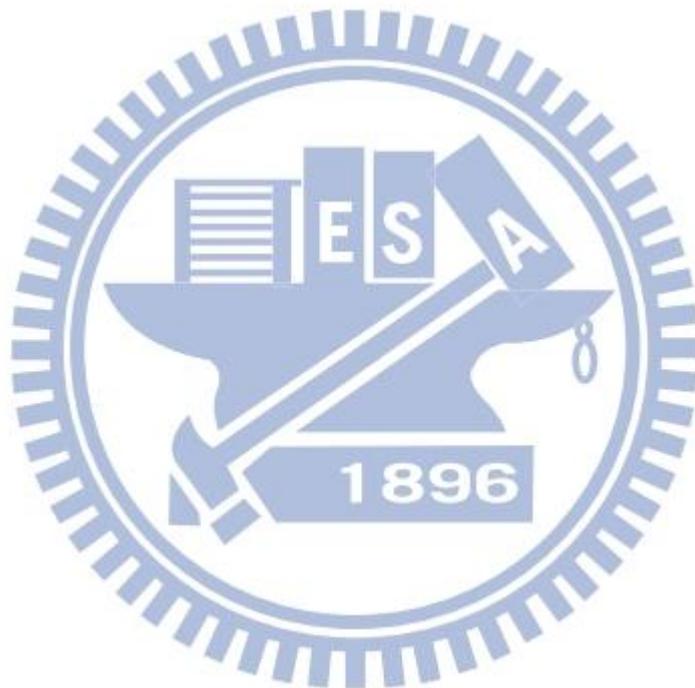
第六章 總結與未來展望

6.1 結論.....	51
6.2 未來展望.....	53
附件一.....	55
參考資料.....	60
簡歷 (Vita).....	65

表目錄

第六章

表 6-1 近年國內外多波長外腔式雷射相關研究比較表.....53



圖目錄

第一章

圖 1-1 波長分割多工示意圖.....	3
圖 1-2 電磁波頻譜及兆赫波間隙.....	3
圖 1-3 大氣層穿透頻譜.....	4

第二章

圖 2-1 各種理想量子系統所對應的能態密度分佈.....	7
圖 2-2 理想與實際量子點的光增益隨注入電流變化關係.....	9
圖 2-3 啁啾式堆疊量子點磊晶結構與能帶示意圖.....	10
圖 2-4 實驗所用脊狀波導雷射的 SEM 剖面圖.....	11
圖 2-5 不同覆蓋層厚度對室溫下 PL 的基態與激發態峰值對應圖.....	12
圖 2-6 室溫下量測各種共振腔長 CMQD LD 的 $L-I-V$ 特性圖.....	13
圖 2-7 室溫下量測各種共振腔長 CMQD LD 的在臨界電流附近的光譜圖...	13
圖 2-8 AR 鍍膜反射率頻譜圖.....	14
圖 2-9 HR 鍍膜反射率頻譜圖.....	14
圖 2-10 雷射鍍膜後 AR 端鏡面的 $L-I-V$ 曲線圖.....	15
圖 2-11 鍍膜前後操作在臨界電流時的雷射光譜圖.....	15

第三章

圖 3-1	二能階系統.....	16
圖 3-2	Fabry-Perot 共振腔.....	18
圖 3-3	雙共振腔模型等效反射率示意圖.....	20
圖 3-4	不同反饋係數 C 下相位變化 $\Delta\phi_d$ 與頻率 ν 的關係.....	21
圖 3-5	弱反饋光時的耦合臨界增益 $g_{c,th}$ 變化(當 $\tau_{ext} < \tau_d$ 時).....	21
圖 3-6	耦合臨界增益 $g_{c,th}$ 與半導體雷射增益曲線 g 的關係圖.....	22
圖 3-7	外腔式雷射各項光學元件的淨增益曲線.....	23
圖 3-8	光柵耦合外腔.....	23
圖 3-9	光柵耦合反饋光時雷射腔體損耗變化.....	24
圖 3-10	光柵耦合多種反饋光時雷射腔體損耗變化.....	25

第四章

圖 4-1	繞射光柵的橫向剖面圖.....	27
圖 4-2	光柵的一階繞射效率對波長的曲線圖.....	28
圖 4-3	Littrow 架構示意圖.....	29
圖 4-4	Littman 架構示意圖.....	29
圖 4-5	FT-ECL 架構示意圖.....	30
圖 4-6	(a)狹縫設計草圖 (b)模擬軟體繪製狹縫圖.....	30
圖 4-7	狹縫成品.....	31

圖 4-8	Double-Littman 架構示意圖.....	32
圖 4-9	Littrow 架構光譜量測.....	33
圖 4-10	Littman 架構光譜量測.....	34
圖 4-11	FT-ECL 架構實驗架設圖.....	35
圖 4-12	FT-ECL 架構雙波長光譜量測.....	35
圖 4-13	FT-ECL 架構三波長光譜量測.....	35
圖 4-14	FT-ECL 架構四波長光譜量測.....	36
圖 4-15	圓點狀(a)狹縫設計草圖 (b)狹縫成品.....	36
圖 4-16	圓點狀狹縫 FT-ECL 架構雙波長光譜量測.....	37
圖 4-17	圓點狀狹縫 FT-ECL 架構三波長光譜量測.....	37
圖 4-18	雙平面鏡 FT-ECL 架構雙波長光譜量測.....	38
圖 4-19	雙平面鏡 FT-ECL 架構示意圖.....	38
圖 4-20	Double-Littman 架構實驗架設圖.....	39
圖 4-21	Double-Littman 架構雙波長光譜量測.....	39
圖 4-22	Double-Littman 架構雙波長雷射(1169 nm與1215 nm).....	40
圖 4-23	Double-Littman 架構雙波長雷射 $L-I-V$ 量測圖.....	40
圖 4-24	Double-Littman 架構雙波長雷射 $L-I-V$ 量測圖(1150 nm 濾波器).....	41
圖 4-25	Double-Littman 架構雙波長雷射 $L-I-V$ 量測圖(1200 nm 濾波器).....	41

第五章

圖 5-1	光差頻示意圖.....	42
圖 5-2	光混頻示意圖.....	42
圖 5-3	輻射熱測量計.....	43
圖 5-4	高勒池值偵測器.....	43
圖 5-5	(a)光導天線示意圖 (b)等效電路圖.....	46
圖 5-6	光導天線使用參數示意圖.....	48
圖 5-7	封裝光導天線實品 (a)正面 (b)背面.....	49
圖 5-8	初步 THz 訊號量測系統架構圖.....	49
圖 5-9	初步 THz 訊號量測實驗架設.....	49
圖 5-10	初步 THz 訊號量測(a)調變頻率 34Hz 訊號(b)雙波長頻譜波長間距 5 nm...50	
圖 5-11	初步 THz 訊號量測(a)調變頻率 37Hz 訊號(b)雙波長頻譜波長間距 9 nm...50	

第六章

圖 6-1	其他研究團隊成果.....	52
圖 6-2	改良 THz 訊號量測架構圖.....	53
圖 6-3	帶通濾波器輔助 THz 訊號量測架構圖.....	54

附件一

圖 1	光導天線剖面圖.....	57
-----	--------------	----

第一章 簡介

1.1 波長可調雷射

波長可調(wavelength tunable)的雷射光源在學術、科技、產業…等許多地方皆有其應用的潛力，舉凡物理學、光譜學、同位素分離、材料分析、遠距感測、無線通訊及醫學上，皆有使用到波長可調的雷射光源。波長可調的雷射光源有非常多的種類，包含準分子雷射(excimer laser)、氣體雷射、染料雷射(dye laser)、固態雷射(solid state laser)、光參量震盪器(optical parametric oscillator)、外腔式半導體雷射(external-cavity semiconductor laser)、自由電子雷射(free electron laser)。

第一個實現寬頻可調的雷射光源為染料雷射，由 B. H. Soffer 和 B. B. McFarland 兩人於 1967 年所發表[1]，而 T. W. Hänsch 於 1972 年，使用望遠鏡(telescope)與繞射光柵(diffraction grating)更進一步發表了窄線寬可調的染料雷射[2]，在此之後，許多不同架構用於波長可調的染料雷射紛踵而至，例如 1976 年 I. Shoshan 等人[3]、1977 年 M. G. Littman 與 H. J. Metcalf[4]，使用一平面鏡與繞射光柵的擦邊入射光柵(grazing-incidence grating)架構(也就是後來稱作 Littman 或 Littman-Metcalf 的架構)、1981 年 F.J. Duarte 與 J.A. Piper 所提出的多稜鏡光柵(multiple-prism grating)架構[5]…等，這些各式各樣的架構、不同共振腔體的設計，後來也被其他種雷射光源所使用，其中一種即為半導體二極體雷射。

半導體雷射的發展從 1970 年代開始，1962 年時，利用半導體材料砷化鎵(GaAs)作為雷射的概念被實現[6, 7]，此種雷射使用簡單的 p-n 同質界面(homojunction)構造，然而因為閾值電流密度(threshold current density)過高，使得這種雷射只能操作在低溫、脈衝(pulse)模式下，無法有效的應用；1963 年，H. Kroemer 和 Z. I. Alferov 等人分別提出了雙異質界面(double heterojunction)的結構，預期將可達到室溫、連續模式(continuous wave)操作；1969 年，實現了室溫、脈衝操作的的半導體雷射[8]，1970 年，Z. I. Alferov 等人[9]與 I. Hayashi 等人[10]分別實現了室溫、連續操作的的半導體雷射，因此使用雙異質界面結構的這項突破，為半導體雷射發展中最重要里程碑，自此之後半導體雷射開始蓬勃發展，百家爭鳴[11, 12]。

而磊晶技術的進步，在半導體雷射的發展中也扮演著舉足輕重的角色，從 1963 年開始應用於三五族半導體的液相磊晶(liquid phase epitaxy)技術，到 1980 年代的氣相磊晶(vapor-phase epitaxy)、分子束磊晶(molecular beam epitaxy)的技術，使得半導體雷射的主動層(active layer)得以從塊材(bulk)轉變為量子結構(quantum structure)，從 1975 年的量子井雷射[13]，一路演進到 1994 年的量子點雷射[14]，至此半導體雷射發展趨於成熟，更發展出許多不同的半導體雷射結構，如發展於長波長發光所用的量子串級雷射(quantum cascade laser)、光纖通訊與單模雷射光操作所用到的分布回饋雷射(distributed feedback laser, DFB laser)、便於大量製造以供應用的垂直共振腔面射型雷射(vertical cavity surface emitting laser, VCSEL laser)。

量子點雷射的概念是於 1982 年由 Y.Arakawa 和 H.Sakaki 所提出[15]，並對量子點雷射有著低臨界電流、對溫度變化較穩定特性等特點做出理論上的預測，1994 年，許多研究團隊投入於自聚式 InAs 量子點相關研究，而使用 InAs 量子點發光波段落在 1.3 μm 至 1.5 μm 之間，適合用來作為光通訊雷射光源或光偵測器元件，長距離的光通訊波段之所以落在 1.3 μm 與 1.5 μm 之間，主因為光纖在此波段具有很低的能量損耗之故。目前 InAs 量子點尚有不少的問題待克服，如高密度的量子點磊晶層成長、精密的量子點形貌觀察與尺寸量測、量子點內外的成分分析及應力分佈量測、運用量子理論計算不同形貌的量子點能帶能階、以軟體進行數值分析等研究課題…等量子點相關的量測、物理機制的理解，如此高速、高效能的砷化銦量子點雷射元件才有可能早日實現。量子點雷射目前在進入商業化應用上，仍有著許多的困難還需克服：如在增加量子點雷射增益的同時，能維持低閾值電流密度的優點、良好的溫度穩定度並且能高速操作，2004 年，Fujitsu 公司與東京大學教授的研究團隊，實現了 10 Gbit/s 的高速量子點雷射，並對於溫度擾動的敏感性很低，在資料傳輸應用、光纖通訊網路上是一個非常大的突破[16]。

半導體雷射用來作為波長可調的光源，一般常見有四種最為普遍的方式[17]，第一種為可調式 DFB 雷射，其波長調制的方式為改變操作的溫度，影響到分布回饋雷射的折射係數，造成峰值反射波長的改變，雷射波長進而改變，然而其可調性(tunability)不大，只適用於窄頻調制；另一方面，布拉格反射鏡雷射(distributed Bragg reflector laser, DBR laser)只需在半導體雷射上加入一些額外的功能部件，即比 DFB 雷射有著更寬的波長調制範圍；第三種為使用 VCSEL 雷射與微機電系統(micro-electrical mechanical systems, MEMS)整合，在上端操控一外部鏡面，達到波長可調的目的；最後一種方式為使用外腔式雷射，雖然半導體雷射有著便宜、輕便、使用簡單的優點，但通常皆為多模態的發光，而且發光波長只能藉由改變操作溫度、注入電流，作小範圍的改變，因此將半導體雷射放入一個適當設計的腔體內，藉由這個外部腔體的控制，可以達到良好的單模態雷射操作，並能大幅度的調制雷射波長的範圍，此種方式稱之為外腔式雷射[18]。

由於染料雷射透過不同的架構，成功的實現了波長可調的雷射，因此許多架構都被用於半導體雷射上，最常見的有兩種架構，一種為 Littrow 架構，簡單的使用繞射光柵作為波長選擇與調制的部件；另一種為 Littman 架構，除了繞射光柵外，加入了一平面反射鏡作為波長選擇的部件，這兩種架構將在第三章做詳細的介紹。隨著主動層結構的發展，量子點半導體雷射已逐漸地應用於外腔式雷射，與量子井相比，將量子點用在波長可調的外腔式雷射中，波長調制範圍變得寬廣的同時，更有著極低的臨界電流密度，使得應用上具有很大的優勢；此外，在如此寬廣的增益頻譜下，使多波長可調的外腔式雷射得以實現，並且在許多方面的應用，如圖 1-1 的波長分割多工技術(wavelength division multiplexing, WDM)或者是兆赫波產生上…等，有著非常大的潛力。

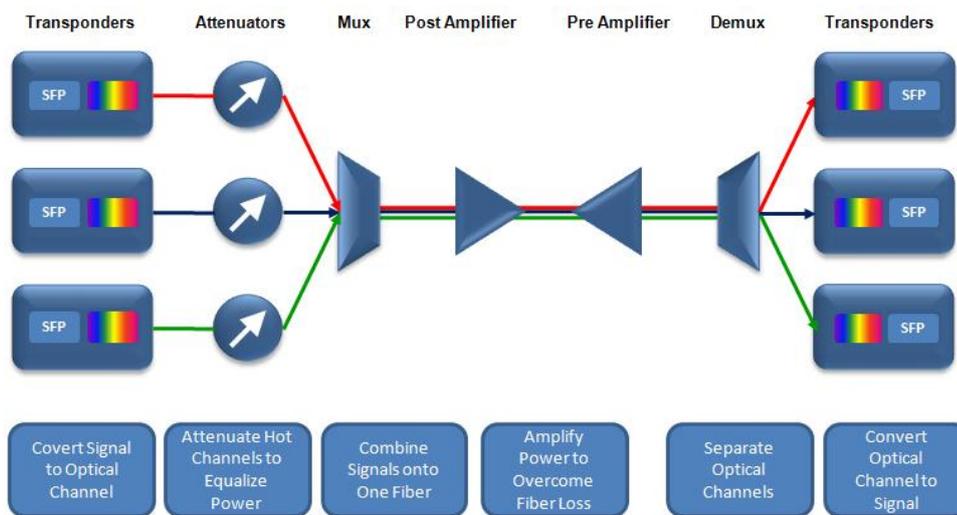


圖 1-1 波長分割多工示意圖 [19]

1.2 兆赫波

兆赫波(或稱為次毫米波、太赫茲波)，如圖 1-2，頻率介於紅外光與微波之間 ($\nu \approx 0.1 \sim 10 \text{ THz}$ 或 $\lambda \approx 30 \sim 3000 \mu\text{m}$)，將較於光波與微波，兆赫波缺少有效的產生與接收的元件，使得其發展相對來說，是較為緩慢與缺乏的。

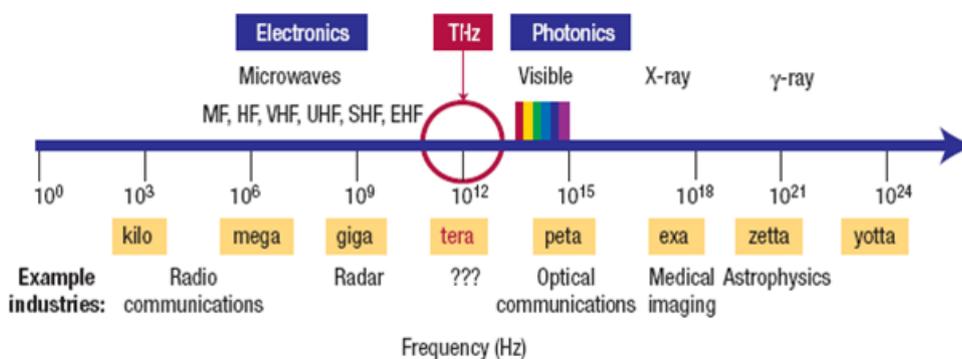


圖 1-2 電磁波頻譜及兆赫波間隙 [20]

然而因為自然界中許多的分子、化學物質，在兆赫波段內各有其特徵吸收譜線，如圖 1-3 為大氣層的穿透頻譜，具有極佳的辨識性，因此舉凡在醫學顯像、DNA 辨識、產品製造封裝品質檢測、無線通訊技術、安全檢驗、天文觀測...等，有著非常大的應用潛力與商業價值，所以近幾十年來，開始有大量的研究投入其中，目的就是製造一個經濟、良好、可商業化的兆赫波光源。

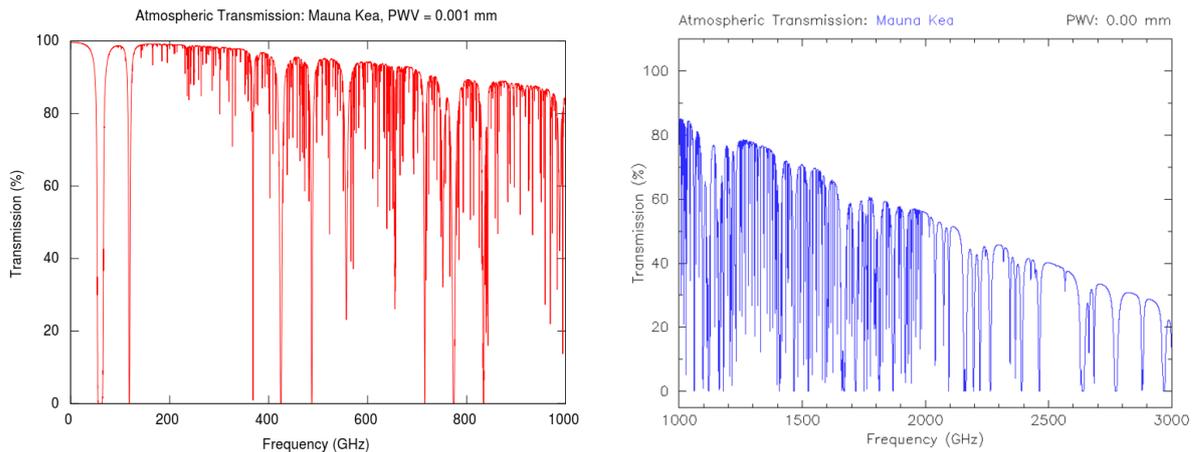


圖 1-3 大氣層穿透頻譜[21]

目前產生兆赫波的方式有很多種，若以操作原理來區分，大致可分成兩類：自由載子傳輸震盪與量子躍遷輻射[22]。前者包含甘氏二極體(Gunn diode)、共振穿隧二極體(resonant tunneling diode)、崩潰二極體(impact ionization avalanche transit-time diode)、反波管(backward wave oscillation)、自由電子雷射(free electron laser)、兆赫波時域頻譜學(time-domain THz spectroscopy)、電漿波；而後者包含利用黑體輻射原理，如高壓汞燈、利用受激輻射原理，如量子堆疊雷射(quantum cascade laser)及使用非線性光學效應的光和頻(sum-frequency generation)、光差頻(difference-frequency generation)、光整流(optical rectification)。

對於兆赫波源的實現來說，使用 Ti:Sapphire 飛秒雷射的寬頻兆赫波時域頻譜學，可算是非常重要的發展里程碑[23]，兆赫波時域頻譜學的實現概念為使用飛秒雷射，激發光導天線上的載子，並藉由光導天線輻射出兆赫波，然而飛秒雷射最大的缺點是複雜、價格昂貴且體積龐大，使得此種技術只能停留在實驗室階段，無法進入日常生活的應用之中；1993年，E. R. Brown 等人推導出使用光導天線與兩頻率差落在 THz 範圍的單色雷射光，將能產生連續的兆赫波[24]，此後，雙波長雷射的系統漸顯得重要。

隨後1994年，E. R. Brown 等人使用 Ti:Sapphire 雷射實現了雙波長雷射系統[25]，然而因為飛秒雷射價格昂貴且體積龐大的缺點，這種方式並不符合便宜、輕巧的商業化需求，此時，利用半導體雷射來實現雙波長雷射就變得非常吸引人。

一般來說，使用半導體雷射產生雙波長雷射有兩種方式，第一種方式為將波長選擇部件，在製程上整體結合於半導體雷射上；另一種方式為使用外部腔體，選擇雷射的波長反饋。第一種方式主要優點在於小巧且大量生產便宜，然而卻有兩個最大的缺點：無法作非常寬頻的調制、整合製程與封裝複雜且昂貴；使用外腔式雷射來實現雙波長的雷射就能克服這些缺點，1994年，潘犀靈教授等人提出了類似於 Littman 架構的富氏轉換外腔式雷射(Fourier-transform external cavity lasers)架構[26]，並於1999年使用這樣的外腔式架構產生兆赫波[27]，隨後 S. Hoffmann 等人所組成的研究團隊，發表了許多與雙波長外腔式雷射相關的理論模擬、實驗量測結果[28-30]，為往後要踏入相關研究的後進殿下了穩固的基石。

在光柵耦合的多波長外腔式雷射中，雙波長雷射的波長間距最大由林清富教授的研究團隊，於 2004 年使用量子井雷射實現[31]，隔年更進一步發表達到粗式波長分割多工轉換(coarse wavelength division multiplexing, CWDM)要求的多波長外腔式雷射(8 個訊號，彼此波長間距 20 nm)[32]，而 M. Breede 等人利用數位微鏡面矩陣(digital micro mirror array)，實現了多達 9 個波長的雷射[33]；而因為量子點雷射的成熟較晚，使用量子點雷射作為單波長或多波長外腔式雷射的光源研究目前並不算成熟，2003 年時，A. Biebersdorf 等人使用 7 層量子點達到波長間距 34 nm 的雙波長雷射[34]。

在本論文中，我們使用啁啾式堆疊的量子點，作為多波長外腔式雷射的光源，操作在注入電流密度為 1.33 kA/cm^2 下，實現波長間距達 126 nm 雙波長雷射，同時並實現三波長與四波長的多波長雷射，此結果與量子井雷射的成果比起來，是所知文獻中最低的操作電流密度，若與量子點雷射相比則有著大幅度的波長間距進步，且實現多於雙波長的雷射，這些成果都顯示了使用此種方式作為新穎光源將具有非常大的應用價值與潛力。

1.3 研究動機與論文結構

本論文的研究動機是想使用單一的半導體二極體雷射，其簡單輕巧的優點，加上外腔式雷射的特性，實現多波長的雷射，若能單純使用一光源就能產生這樣的效果，應用在光纖通訊中 WDM 的應用將具有極大的潛力；此外，使用這樣的多波長光源，透過光混頻或者是光差頻的方式，來產生兆赫波的輻射，如此一來，即使輻射功率不高，但能同時具有室溫操作，造價便宜，體積不大的優點，未來若能克服功率的問題，將會是另一個極具價值的應用。

本論文主要在實現多波長可調的外腔式雷射，共有六章。在第一章中，簡單介紹、回顧了半導體雷射的發展史，從塊材一路到量子點雷射，並將半導體雷射的優點應用在可調式雷射上面，最後簡介兆赫波的發展，並期望結合可調式雷射與光混頻的方式產生符合經濟效益的兆赫波輻射源。

第二章介紹半導體雷射操作的基本理論，並說明論文所使用的雷射元件主動層的設計，元件製程，最後是雷射元件基本特性的量測結果，包含了光性與電性的量測，此外為了增加外腔式雷射的波長調變範圍更做了 AR/HR 鍍膜。

第三章詳細說明了外腔式雷射的理論與多波長雷射實現的概念，並簡單討論多波長雷射理論上存在穩態解的數學結果，而第四章則是介紹多波長外腔式雷射的實驗架構：FT-ECL 與 Double-Littman 架構，以及頻譜的量測結果。

第五章解釋了利用光導天線產生兆赫波的理論，包含了超短脈衝波操作以及連續波操作下的差別，最後並利用高勒池值偵測器作初步輻射波的實驗量測。

第六章為結論和未來的展望，使用此種新穎的可調式多波長量子點外腔式雷射，我們期望可以結合量子點低操作電流的特性與外腔式雷射簡單可調波長的優點，達到經濟便宜、室溫操作的兆赫波光源。

第二章 半導體量子點雷射

2.1 量子點雷射 [11, 12, 35]

在半導體材料中原子與電子的交互作用後形成能帶(energy band)，利用不同的半導體材料以及成長磊晶進而將電子限制在三維的能障中即為量子點應用的基本原理，而量子點所具有的特性如較低的臨界電流密度與較寬廣的頻譜分布，也使得其在半導體雷射應用上具有一定的優勢。本節將簡單介紹量子系統，並說明使用量子點作為增益介質的特性。

為了解半導體週期性晶格的物理特性與電子在其中所具有的量子行為，藉由Kronig-Penny模型可供我們初步簡單地了解與分析半導體雷射的操作原理。此模型考慮單一電子在週期性位能陣列中運動，並假設電子在材料中被無限深位能井所包圍，透過計算薛丁格波動方程式(Schrödinger wave equation)：

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right] \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = E(\vec{k}) \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (2.1-1)$$

並導入布洛克理論(Bloch theory)，得知單一電子在週期性位能分佈中運動的波函數為：

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \mu_{\vec{k}}(\vec{r}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (2.1-2)$$

可解得電子在材料中的能量與動量關係。而電子電洞在半導體中的數目與態密度(density of states, DOS)有關，定義為單位能量單位體積內載子所擁有的態數目：

$$\rho(E) = \frac{1}{V} \left(\frac{dN}{dE} \right) \quad (2.1-3)$$

下面列出各種量子系統中所對應的能量與態密度函數：
塊材(Bulk)

$$E(\vec{k}) = E(k_x, k_y, k_z) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + E_0 \quad (2.1-4a)$$

$$\rho^{3D}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E - E_0)^{\frac{1}{2}} \quad (2.1-4b)$$

量子井(quantum well, QW)

$$E(\vec{k}) = E_n(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(k_x^2 + k_y^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right) + E_0 \quad (2.1-5a)$$

$$\rho^{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_n H(E - E_n) \quad (2.1-5b)$$

量子線(quantum wire, QWR)

$$E(\vec{k}) = E_{m,n}(k_x) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(k_x^2 + \left(\frac{m\pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right) + E_0 \quad (2.1-6a)$$

$$\rho^{1D}(E) = \frac{n_{QWR} \sqrt{2m^*}}{\pi \hbar} \sum_{m,n} \frac{1}{\sqrt{E - E_{m,n}}} \quad (2.1-6b)$$

量子點(quantum dot, QD)

$$E(\vec{k}) = E_{l,m,n} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\left(\frac{l\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \right) + E_0 \quad (2.1-7a)$$

$$\rho^{0D}(E) = 2n_{QD} \sum_{l,m,n} \delta(E - E_{l,m,n}) \quad (2.1-7b)$$

E_0 為能帶邊緣的能量， $H(x)$ 為步階函數 ($H(x) = 1, x \geq 0$ and $H(x) = 0, x < 0$)， n_{QWR} 為量子線的面密度， n_{QD} 為量子點的體密度，各種量子系統與態密度函數如圖 2-1 所示。

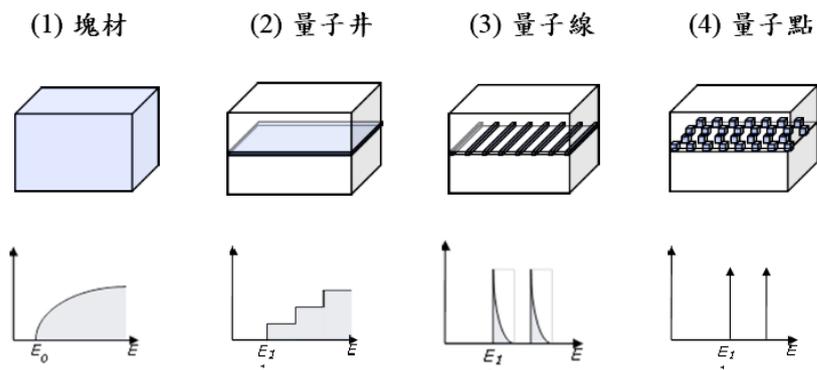


圖 2-1 各種理想量子系統所對應的態密度分佈

在量子點的成長方面，有許多人造半導體量子點的方法應用於學術研究上，如透過磊晶的自組法、電子束微影蝕刻、化學溶膠製作...等方法，其中利用 S-K 成長方式 (Stranski-Krastanov growth mode)，以分子束磊晶 (molecular beam epitaxy, MBE) 或有機

金屬化學氣相沉積(metal-organic chemical vapor deposition, MOCVD)所成長的自聚式(self-assembled)量子點，可在半導體上成長大量形態相近且高品質的量子點。這種成長方式是發生在界面能低，但晶格常數差異大的兩材料，如 InAs / GaAs，晶格不匹配使得磊晶層受到相當大的應力，但由於 InAs 有著較低的界面能，一開始成長時仍以層狀結構在 GaAs 上形成二維濕潤層(wetting layer)薄膜，當成長厚度大於所能承受的臨界厚度，應力會使得薄膜開始形成島狀物(island)，並在薄膜破裂產生缺陷(defect)前停止成長，即可得高品質的量子點，具有較佳的光電特性。

以 S-K 方式成長的量子點，因為應力分布的差異，在穿透式電子顯微鏡(transmission electron microscope, TEM)下多呈圓盤或金字塔狀，而應力對量子點的能階、大小、型態也有著極大的影響，相對的影響到整體能態分布、發光頻譜與波長半高寬(full width half maximum, FWHM)的大小。量子點的能階結構與其成長的大小、覆蓋層(capping layer)的能障高度與厚度…等有非常大的關係，在光激發螢光頻譜(photoluminescence, PL)中，一般可見到基態(ground state, GS)、激發態(excited state, ES)與濕潤層的訊號，而不同能態所對應的飽和強度則與量子點的密度有關，從經驗與理論模型中[36]，若以圓盤狀(lens-shaped)量子點為例，基態能量取決於量子點的高度，加上考慮電子自旋，基態的簡併數(degeneracy)為 2；激發態能量對應於橫向尺度，簡併數為 4，一般而言，基態與激發態的能量差約為 40~70 meV 左右，由於量子點本身的均勻與不均勻增寬(homogeneous and inhomogeneous broadening)，整體量子點的能態密度分布會變低變廣，能態密度分別可表示為：

$$\rho(E_{GS}) = \frac{2n_{QD}}{\Delta} \quad (2.1-8a)$$

$$\rho(E_{ES}) = \frac{4n_{QD}}{\Delta} \quad (2.1-8b)$$

E_{GS} 為基態能量， E_{ES} 為激發態能量， n_{QD} 為量子點的面密度， Δ 為均勻與不均勻增寬後所造成量子點能量分布的半高寬。

由於量子點雷射受限於量子點密度與量子點能態均勻與非均勻增寬的影響，飽和增益值 $g_{sat}(E)$ 遠低於量子井雷射，如下關係所示：

$$g_{sat}(E) \propto \rho_{QD}^{max}(E) \propto d_i \cdot \frac{n_{QD}}{\Delta} \quad (2.1-9)$$

$\rho_{QD}^{max}(E)$ 為能態密度的最大值， d_i 為能態的簡併數(基態約為 2、激發態約為 4)，為得到較高的飽和增益，可藉由提高量子點的密度與層數，然而透明電流密度(transparency current density)和臨界電流密度(threshold current density)同時也會隨著增加，所以必須在兩者之間作適當的取捨。在量子點雷射中，隨著注入載子的增加，雷射的發光機制會由基態轉為激發態，由於激發態與基態比起來，有著較高的簡併數，因此激發態的飽和增益也較基態來得高，圖 2-2 為增益值隨著注入電流密度變化的關係圖，而光模態增益

(optical modal gain)與注入電流密度有著以下的關係：

$$g = g_{sat} \left[1 - \exp\left(-\gamma \frac{J - J_{tr}}{J_{tr}}\right) \right] \quad (2.1-10)$$

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

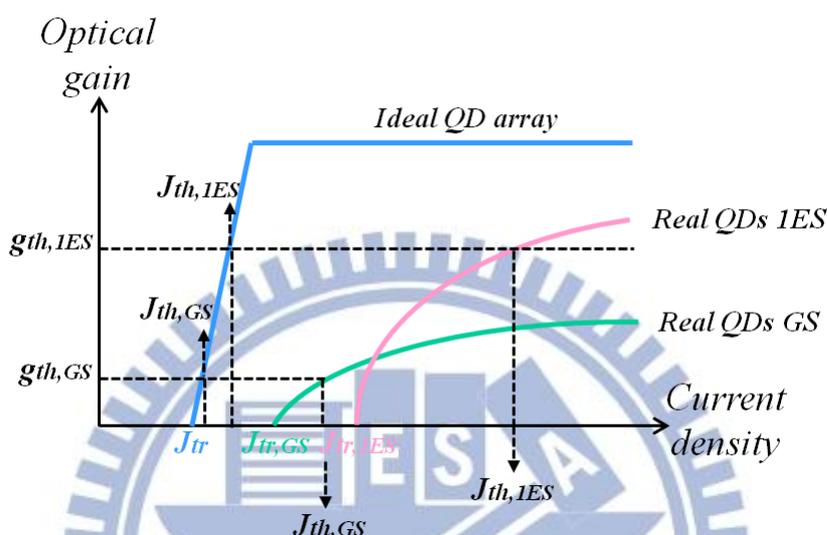


圖 2-2 理想與實際量子點的光增益隨注入電流變化關係

2.2 啁啾式堆疊量子點雷射 [37]

近年來，隨著量子點結構的發展，量子點半導體雷射已逐漸地應用於外腔式結構以做為單模操作且具窄線寬的可調光源。與量子井相比，由於量子點其本身較低的態密度因此量子點雷射擁有較低的臨界電流密度，使之在應用上為一個很大的優勢；另外，由於均勻與非均勻增寬效應，量子點雷射的發光頻譜也較為寬廣，因此連續調變非常寬波段的外腔式雷射變得可行，以上兩大特點使得量子點雷射應用在波長可調外腔式雷射的波長調制範圍得以變得寬廣，並同時享有極低的臨界電流密度。

2.2.1 磊晶結構

本實驗選擇的半導體量子點雷射是以自聚式成長量子點為主動區，由於量子點的大小形狀以及成分組成呈現相當寬廣的分佈，加上量子點本身的密度亦受到成長條件的限制而相當有限，因此以量子點作為半導體雷射的增益介質，其材料增益偏離理論的預測而呈現相當低的飽和增益，故堆疊多層量子點來提高元件操作時所需要的光模態增益，而雖然量子點主動區的飽和增益相當有限，但其增益頻譜卻相當的寬廣，為了充分運用

這一特點於可調外腔式雷射上，使可調制的波長更為寬廣，因此選定三種量子點的中心波長，每一中心波長的量子點堆疊數層，以確保特定量子點波長的基態飽和增益是足夠的，並利用改變覆蓋於量子點上方之覆蓋層的厚度，來調變各層量子點的中心發光波長，此種方式稱之為啁啾式堆疊量子點雷射(chirped-multilayer quantum dot laser diode, CMQD LD)。

實驗使用的晶片是利用分子束磊晶在 Si 摻雜的 n^+ GaAs 基板上成長砷化銦(InAs)，以自聚式成長的量子點為主動區，而主動區的上下方均由厚度為 $1.5 \mu\text{m}$ 的 C 摻雜與 Si 摻雜的 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ 所包夾，作為 P 型與 N 型的披覆層(cladding layer)，接著再被 20 nm 的漸變折射率(graded-index, GRIN)所包覆，最後上下兩端為重摻雜 $0.5 \mu\text{m}$ 厚的 GaAs 當作導通層(contact layer)，主動區內利用改變 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ QW 覆蓋層(capping layer)的厚度來控制對應的發光波長。為了要區隔不同層的量子點，每層間皆以 33 nm 未摻雜的 GaAs 來隔開，而厚度的選擇是以能避免掉量子點磊晶時所產生的內部應力(strain)為主。主動區由十層量子點所組成，每層量子點皆以同樣磊晶條件生長，量子點大小約為 2.6 ML ，覆蓋層的 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ QW 厚度分別為 4 nm 、 3 nm 、 1.5 nm ，對應到三種不同發光波段 QD_L 、 QD_M 、 QD_S ，堆疊數分別為 4 層、3 層、3 層，磊晶結構圖如圖 2-3 所示。

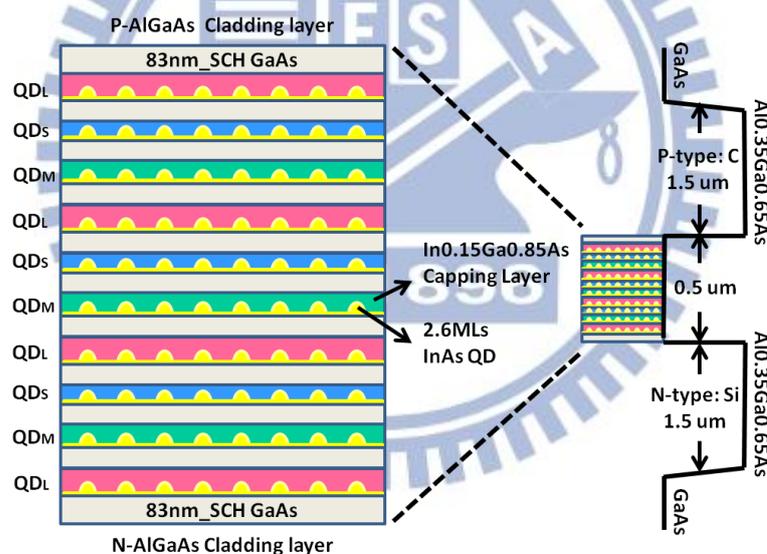


圖 2-3 啁啾式堆疊量子點磊晶結構與能帶示意圖

2.2.2 元件製程

將成長好的晶片，利用黃光微影製程在上面製作出脊狀波導(ridge waveguide)雷射，製程步驟為：第一道黃光定義出寬度 $5 \mu\text{m}$ 的線寬，使用濕式蝕刻(wet etching)方式藉由光阻做出雷射的脊狀波導，接著利用電漿輔助化學氣相沉積(plasma-enhanced chemical-vapor deposition, PECVD)方式沉積出 SiN 作為絕緣層，再泡丙酮去除掉 GaAs 表面上的光阻，而第二道黃光定義出 P 型金屬區域，再用離子腔蒸鍍系統在表面鍍上金屬 $\text{Ti}/\text{Pd}/\text{Au}$ ，泡丙酮將光阻去除，讓電流在注入雷射時只注入獨立一個的脊狀波導，

最後將晶片背面磨薄至約 100 μm ，再用離子腔蒸鍍系統在背面鍍上 N 型金屬 Ni/ Ge/ Au，並藉由快速熱退火(RTA)使金屬與 GaAs 表面形成歐姆接觸(ohmic contact)以降低電阻，從脊狀波導的垂直方向以自然劈裂的方式，將晶片劈裂開來形成雷射的鏡面(as-cleaved mirror)，即完成脊狀波導的邊射型雷射，而在表面作金的電鍍，使注入脊狀波導雷射的電流可均勻的擴散開來。圖 2-4 為脊狀波導雷射的 SEM 橫剖面圖，圖中雷射表面的球狀物則為電鍍的金。

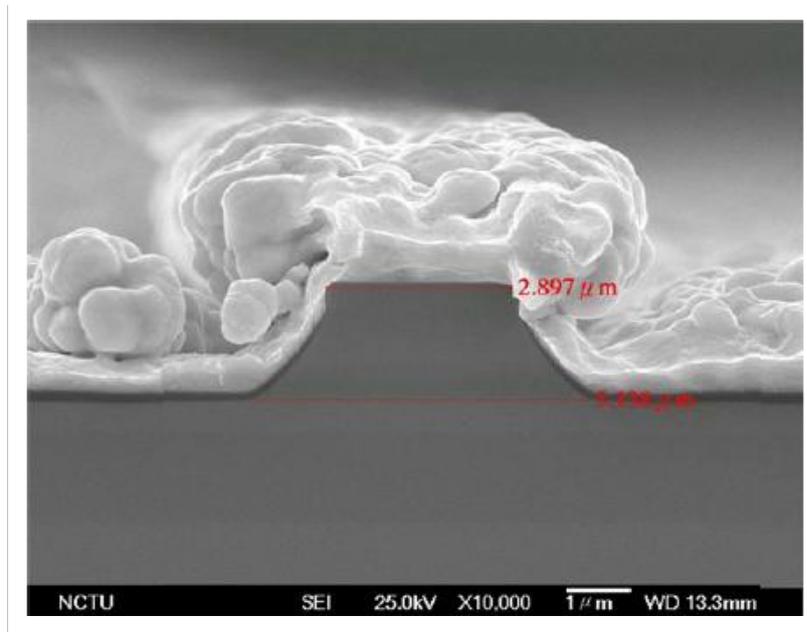


圖 2-4 實驗所用脊狀波導雷射的 SEM 剖面圖

2.3 雷射基本特性量測

實驗所用的啁啾式堆疊量子點雷射，其基本特性在[38]中已有詳細的量測，本節就接下來外腔式雷射會需要的重要特性，再次說明。

2.3.1 光激發發光頻譜量測

啁啾式堆疊的量子點，根據不同覆蓋層的厚度，來控制量子點的發光波段，而發光波長可由光激發發光(PL)頻譜量測得知，如圖 2-5 所示，三種不同發光波段 QD_L 、 QD_M 、 QD_S 所對應的基態發光波長峰值分別約為 1260 nm、1230 nm、1200 nm；而第一激發態發光波長峰值分別約為 1180 nm、1160 nm、1130 nm，所以用此方式成長的量子點作為主動層，能提供夠寬廣的發光頻譜，有利於大範圍波長的外腔式調制。

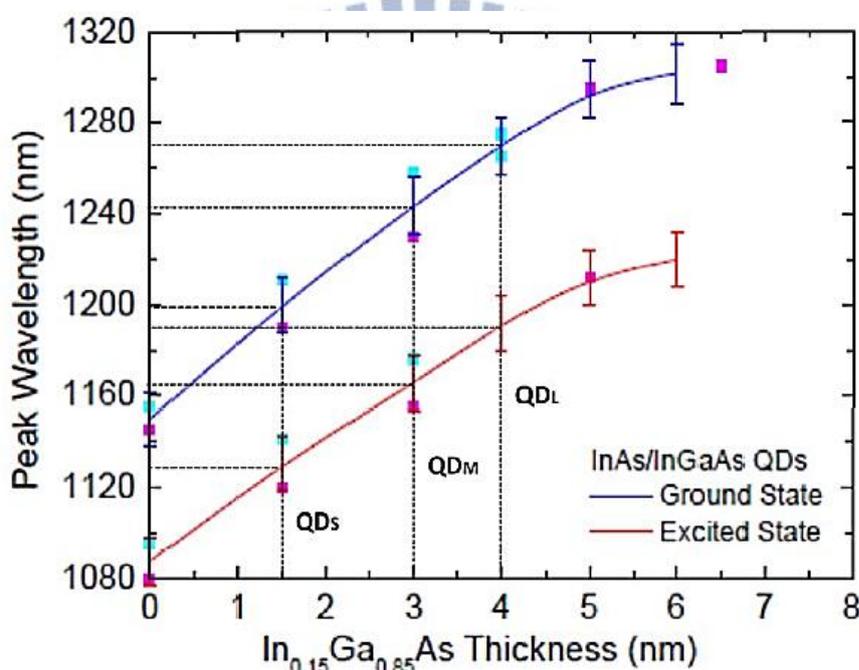


圖 2-5 不同覆蓋層厚度對室溫下 PL 的基態與激發態峰值對應圖

2.3.2 劈裂鏡面雷射電性/光性量測

為了萃取雷射的基本特性，使用脊狀波導雷射，共振腔長度為 0.75 mm、1.25 mm、2 mm、3 mm、4 mm 共五種長度，寬度皆為 5 μ m，圖 2-6 為室溫下的 $L-I$ 曲線圖、圖 2-7 為各長度雷射在臨界電流下的發光頻譜，從圖 2-7 中可以得知，共振腔長 1.25 mm 以上的雷射，其發光波長皆在 1260 nm 附近；而共振腔長為 0.75 mm 的雷射，發光波長落在 1180 nm 附近，比較圖 2-5 的量測結果，可發現雷射發光大多由 QD_L 所貢獻。

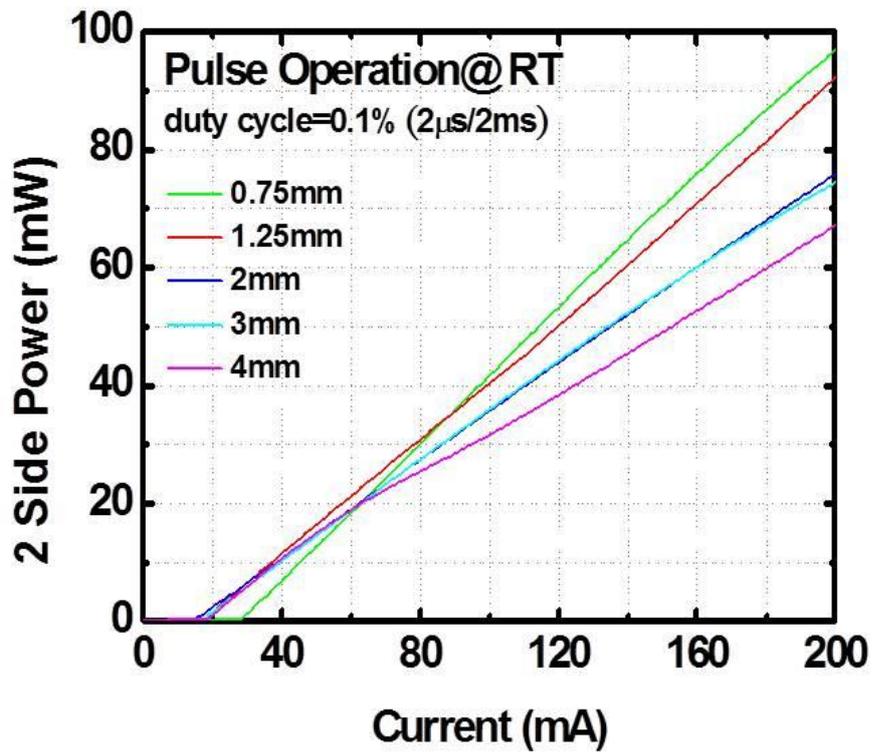


圖 2-6 室溫下量測各種共振腔長 CMQD LD 的 $L-I-V$ 特性圖

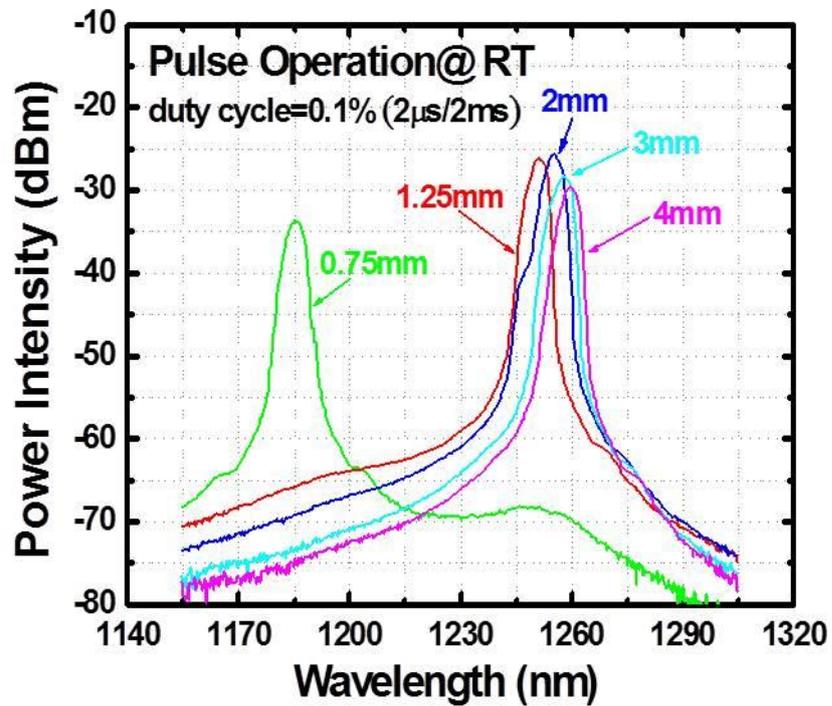


圖 2-7 室溫下量測各種共振腔長 CMQD LD 的在臨界電流附近的光譜圖

2.3.3 鍍膜鏡面雷射電性/光性量測

為了增加外腔式雷射的波長調制範圍，在一端鏡面作抗反射鍍膜，其反射率頻譜如圖 2-8 所示，在波長 1100 nm 到 1400 nm 範圍內反射率皆小於 1%；而為使整體鏡面耗損不要過大，在另一端鏡面作高反射 DBR 鍍膜，其反射率頻譜如圖 2-9 所示，在波長 1100 nm 到 1300 nm 範圍內反射率皆達 95% 以上。

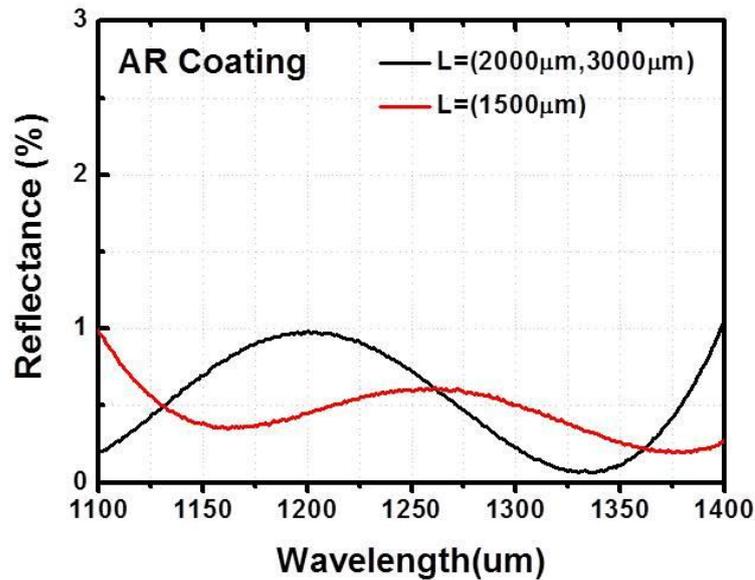


圖 2-8 AR 鍍膜反射率頻譜圖

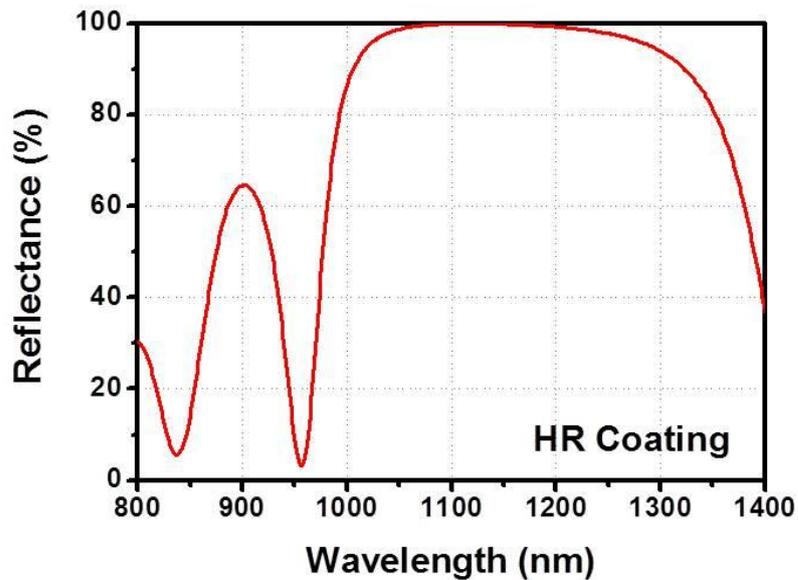


圖 2-9 HR 鍍膜反射率頻譜圖

而鍍膜後因為鏡面耗損的改變，雷射的臨界電流也會因此改變，圖 2-10 為鍍膜後 AR 端鏡面的 $L-I-V$ 曲線圖，雷射腔長為 1500 μm 、2000 μm 、3000 μm 所對應的臨界電流密度分別約為 1.33 kA/cm^2 (100mA)、0.75 kA/cm^2 (75mA)、0.33 kA/cm^2 (50mA)，與鍍膜前的圖 2-6 比較後，可發現鍍膜後臨界電流密度大幅上升。

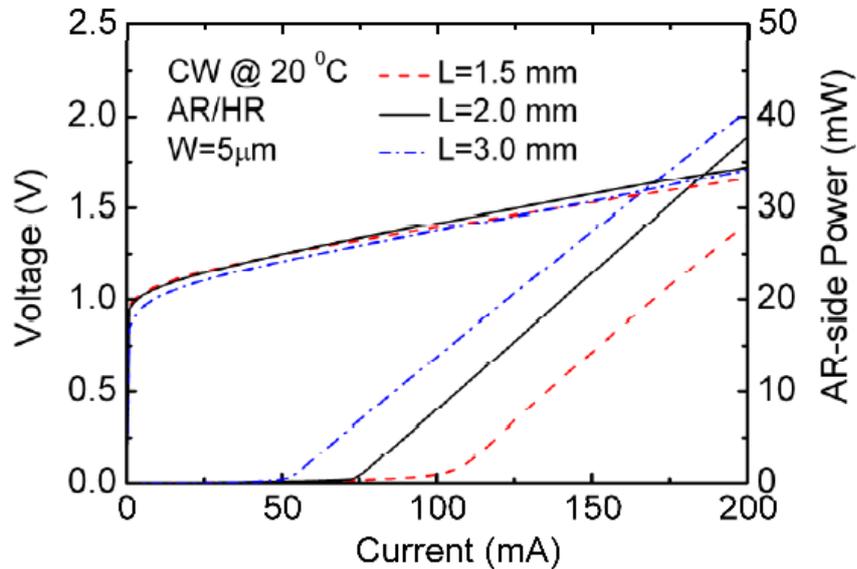


圖 2-10 雷射鍍膜後 AR 端鏡面的 $L-I-V$ 曲線圖

由於鍍膜後電流密度的上升，雷射光的發光頻譜勢必也會跟著改變，圖 2-11 為雷射腔長為 2000 μm ，鍍膜前與鍍膜後，操作在臨界電流密度時的光譜圖，由圖上可以看出，因為注入電流密度的提升，雷射光由鍍膜前的基態發光(1260 nm)，變為鍍膜後的第一激發態發光(1180 nm)。

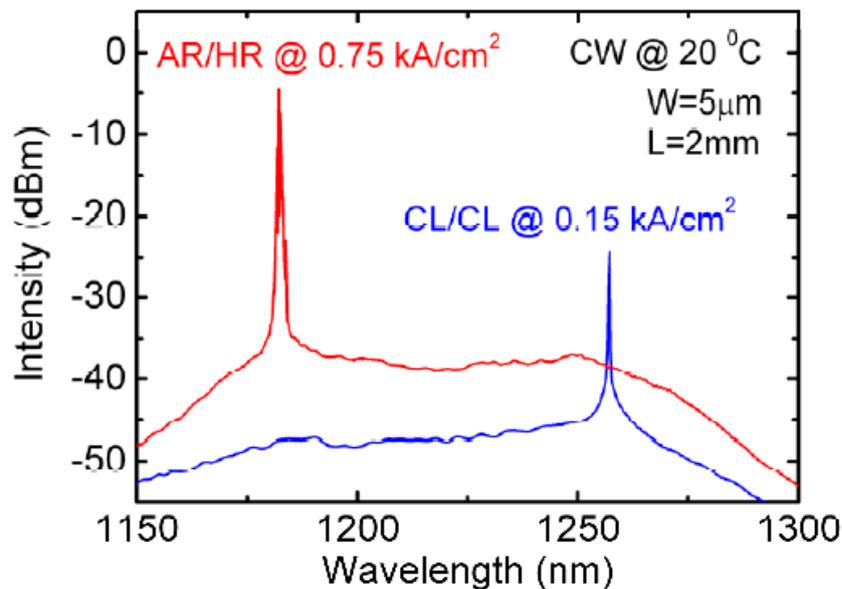


圖 2-11 鍍膜前後操作在臨界電流時的雷射光譜圖

第三章 外腔式雷射原理

3.1 半導體雷射^[12]

構成雷射需要的基本要素有增益介質(gain medium)、幫浦系統(pump)、光學共振腔(optical cavity)以及輸出耦合(output coupler)，因為半導體雷射本身已經將這些基本要素整合在一起，比起傳統的氣體雷射或固態雷射而言，有著極輕、極小且便宜的特性，使得應用上更具彈性與競爭力。在半導體雷射中，增益介質通常是由雙異質結構所構成的主動層(active layer)，主動層可以是前小節所介紹的各種量子結構；幫浦系統主要是帶動半導體結構中的載子往主動層移動，以達到載子復合放出光子，一開始電子電洞復合放出光子為自發放射階段(spontaneous emission)，當載子濃度達到透明條件(transparency condition)以上時，主動層開始有增益，意即對能量介於增益頻寬中的光子有放大的效果，然而此時發出的光並不具有極窄頻的單光性(monochromaticity)，光子間也不具同調性(coherence)，更沒有一致的發光方向性(directionality)；透過光學共振腔與輸出耦合，使得主動層達到受激放射(stimulated emission)，此時內部光子才會同調，以開始進行雷射操作。

為了解載子與復合後所產生光子之間的交互作用，使用二能階系統與愛因斯坦係數(Einstein coefficients)來描述，如圖 3-1 所示。

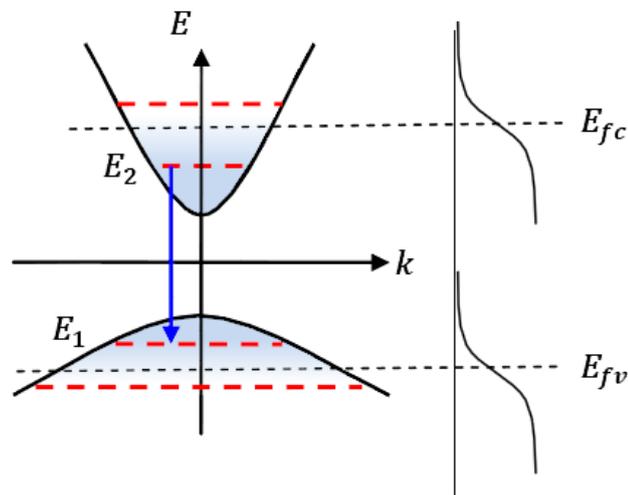


圖 3-1 二能階系統

在自發放射的情況下，能量 E_2 的電子會隨機返回 E_1 放出光子，因此這些光子的行進並沒有一致的方向，彼此之間的相位也沒有關聯；當能量 E_1 的電子受到入射光子的激發而向上躍遷至 E_2 ，即為受激吸收(absorption)；而受激放射則是能量 E_2 的電子，受到另一入射光子的激發，躍遷回能量 E_1 進而放出光子，此時受激後放出的光子與入射光子有著相同的能量大小、相位、方向，各種放射機制的速率與態密度及載子分布機率有著密

切的相關，而受激吸收與受激放射速率可表示為：

$$R_{1 \rightarrow 2} \propto \rho(\nu) N_r(\nu) \{f_v(E_1)[1 - f_c(E_2)]\} \quad (3.1-1a)$$

$$R_{2 \rightarrow 1} \propto \rho(\nu) N_r(\nu) \{f_c(E_2)[1 - f_v(E_1)]\} \quad (3.1-1b)$$

$\rho(\nu)$ 為入射光子的能量頻譜密度 (energy spectral density)， $N_r(\nu)$ 為電子電洞的縮減態密度 (reduced density of states)， $f_v(E_1)$ 和 $f_c(E_2)$ 分別為電子在價電帶 E_1 和導電帶 E_2 所佔據的機率，取決於不同的準費米能階 (quasi-Fermi level) 以及在溫度 T 下的費米-迪拉克分布 (Fermi-Dirac distribution) 函數：

$$f_v(E_1) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_1 - E_{fv}}{k_B T}\right)} \quad (3.1-2a)$$

$$f_c(E_2) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_2 - E_{fc}}{k_B T}\right)} \quad (3.1-2b)$$

E_{fv} 和 E_{fc} 分別為電子在價電帶及導電帶的準費米能階。因此在半導體中的淨受激放射速率為：

$$R_{st} = R_{2 \rightarrow 1} - R_{1 \rightarrow 2} \propto \rho(\nu) N_r(\nu) (f_c(E_2) - f_v(E_1)) \quad (3.1-3)$$

而雷射的增益 (gain) 是指入射光強度隨著傳播距離所變化的情形，在不考慮飽和效應的情況下，增益係數 (gain coefficient) 會正比於淨受激放射速率，並由 (3.1-3) 式可知，電子存在於 E_2 和 E_1 機率差值的正負將會決定雷射增益的情形，可分為以下三種情況：

- (a) 當 $R_{st} > 0$ 時， $(E_{fc} - E_{fv}) > (E_2 - E_1) = h\nu > E_g$ ，表現出增益現象，意即能量介於 $(E_{fc} - E_{fv})$ 和 E_g 之間的光子通過半導體時，才會被放大。
- (b) 當 $R_{st} = 0$ 時， $E_g \geq (E_2 - E_1) = h\nu$ ，光子能量小於能隙 E_g ，不會有增益或吸收，另一種情況為 $(E_{fc} - E_{fv}) = (E_2 - E_1) = h\nu$ ，當主動層注入載子後，準費米能階開始分裂為 E_{fc} 和 E_{fv} ，隨著注入載子越多，使得準費米能階和能隙相同時，半導體將開始有增益，此時稱為透明條件。
- (c) 當 $R_{st} < 0$ 時， $(E_{fc} - E_{fv}) < (E_2 - E_1)$ ，表現出吸收現象，意即光子能量大於準費米能階的差，且要大於能隙時才會被吸收。

因此準費米能階的位置，意即注入載子的濃度是決定半導體是否具有增益能力的關鍵因素之一。

隨著大量載子注入至主動層中，載子的輻射復合達到透明條件之後，尚未進行雷射操作，雖然主動層開始已經有增益了，但整體損耗仍大於增益，而損耗的來源一般分為兩種：鏡面損耗(mirror loss)，由於鏡面提供了光在內部進行來回振盪(round trip)，這些鏡面的反射率與整體共振腔長度將會影響最後的損耗值；另外則是雷射結構本身具有的內部損耗(internal loss)，原因乃是磊晶成長各表面不一定會有平整，以及真正雷射光在主動層之中分佈並非均勻，雷射垂直結構本身即為波導，材料折射率的差異提供了光的侷限性，波導本身在界面兩側仍會有光漏出，這些光會被靠近主動層兩側的自由載子給吸收。因此雷射光必須在光學共振腔內反覆共振達到臨界條件，使用光在共振腔中來回振盪的簡單模型如圖 3-2 所示。

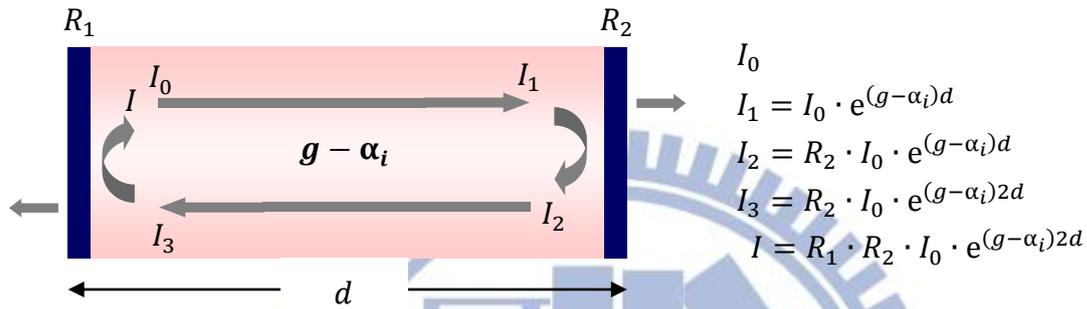


圖 3-2 Fabry-Perot 共振腔

當光在材料中行進，光強度對材料的吸收與增益隨著距離的變化可寫成：

$$I = I_0 \cdot \exp[(g - \alpha_i)z] \quad (3.1-4)$$

I_0 為起始光強度， g 為增益係數， α_i 為吸收係數(absorption coefficient)，因為光在腔體中來回振盪後，必須保持光學自再現(self-consistency)的條件，才能有穩定的雷射光輸出，在不考慮光侷限因子(optical confinement factor, Γ)的情形下，可以得到下列等式：

$$R_1 \cdot R_2 \cdot I_0 \cdot \exp[(g - \alpha_i)2d] \cdot \exp(jk2d) = I_0 \quad (3.1-5)$$

R_1 和 R_2 分別為兩端鏡面的反射率， k 為雷射光的波數， d 為共振腔的腔長，振幅部分相等可得：

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{d} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) = \alpha_i + \alpha_m \quad (3.1-6)$$

g_{th} 為閾值增益(threshold gain)， α_i 為內部損耗， α_m 為鏡面損耗。而相位部分要符合駐波(standing wave)條件可得到：

$$q \left(\frac{\lambda}{2n_r} \right) = d \quad (3.1-7)$$

q 為正整數，代表有 q 個雷射半波長在振盪，稱為雷射的縱模(longitudinal mode)， n_r 為材料的折射率，而每個相鄰縱模間的距離我們稱為模距(mode spacing)，表示為 $\Delta\lambda$ 或 $\Delta\nu$ ：

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_r d} \quad (3.1-8a)$$

$$\Delta\nu = \frac{c}{2n_r d} \quad (3.1-8b)$$

λ 為波長， c 為光速，由上兩式可知，當共振腔長度決定後，模距也就跟著決定了。

3.2 波長可調外腔式雷射原理

簡單的外腔式雷射是由一光學增益介質(optical gain medium)、波長選擇零件(wavelength-selective component)和光學反饋(optical feedback)腔體所組成。而波長的選擇有著許多種的方式如：繞射光柵(diffraction gratings)、Fabry-Perot étalons、雙折射濾波器(birefringent filters)……等，一般最常用的方式是利用繞射光柵來選擇反饋波長。而為什麼要使用外腔式雷射呢？半導體雷射雖然便於使用，然而也有著不可避免的缺點：單一半導體雷射通常是多模(multimode)、較大的發光線寬(linewidth)且發光波長的可調性(tunability)非常的差，但是將半導體雷射放入適當設計的腔體中，便能克服這些缺點並應用在許多地方。本節將介紹實驗所用到的外腔式雷射理論原理以及多波長外腔式雷射實現的概念。

3.2.1 雙共振腔模型 [39, 40]

為了解外部光回饋對單一半導體雷射特性造成的差異與影響，使用雙共振腔模型(three-mirror model)來描述，如圖 3-3 所示，考慮外腔中光波多重反射的情況下，在 $z = d$ 的介面所看到的等效反射係數(effective reflection coefficient)為：

$$r_{eff}(\nu) = r_2 + \frac{(1 - r_2^2)r_{ext} \exp(-j2\pi\nu\tau_{ext})}{1 + r_2 r_{ext} \exp(-j2\pi\nu\tau_{ext})} \quad (3.2-1)$$

ν 為光波的頻率， τ_{ext} 為光在外部腔體走一趟所需的時間(round-trip time)。為更進一步的討論雙共振腔模型下振幅與相位條件的變化，假設 $r_2 r_{ext} \ll 1$ ，在這個假設情況下，比起一次反射的光，二次以上反射的光影響將會小很多，因此外腔中光的反射只需考慮一次，則(3.2-1)式可化簡為：

$$r_{eff}(\nu) = r_2 + (1 - r_2^2)r_{ext} \exp(-j2\pi\nu\tau_{ext}) \quad (3.2-2)$$

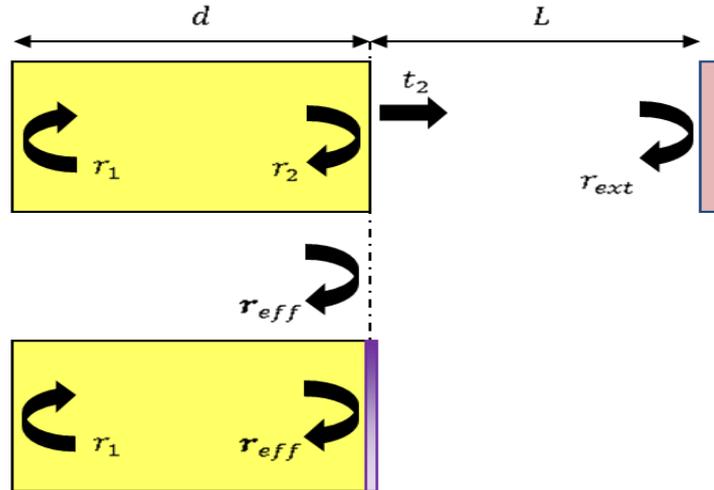


圖 3-3 雙共振腔模型等效反射率示意圖

考慮一般未做表面抗反射鍍膜的雷射，外部鏡面只能反射少量光耦合回雷射， $r_2 \gg r_{ext}$ ，意即弱反饋(weak feedback)的情況下，等效反射係數的振幅跟相位可寫為：

$$|r_{eff}(\nu)| = r_2 [1 + \kappa_{ext} \cos(2\pi\nu\tau_{ext})] \quad (3.2-3a)$$

$$\phi_r(\nu) = \kappa_{ext} \sin(2\pi\nu\tau_{ext}) \quad (3.2-3b)$$

κ_{ext} 為外腔的耦合係數(coupling coefficient)，其值為：

$$\kappa_{ext} = \frac{r_{ext}}{r_2} (1 - |r_2|^2) \quad (3.2-4)$$

在弱反饋的情況下， $\kappa_{ext} \ll 1$ ，而在雙共振腔的模型下，光在複合腔體(compound cavity)內行走一趟的相位變化(round-trip phase change)為：

$$\Delta\phi_d(\nu) = 2\pi\tau_d(\nu - \nu_{th}) + \kappa_{ext}\sqrt{1 + \alpha^2} \sin(2\pi\nu\tau_{ext} + \tan^{-1}\alpha) \quad (3.2-5)$$

ν_{th} 為無外腔時的雷射頻率， α 為折射係數實部與虛部變化量的比值，如圖 3-4 所示，(3.2-5)式呈現一個以 $2\pi\tau_d$ 為斜率的函數，並加上一個以 τ_{ext}^{-1} 為週期、 $\kappa_{ext}\sqrt{1 + \alpha^2}$ 為振幅的正弦函數曲線，定義反饋係數(feedback coefficient)為：

$$C = \frac{\tau_{ext}}{\tau_d} \kappa_{ext} \sqrt{1 + \alpha^2} \quad (3.2-6)$$

根據反饋係數的大小可簡單分為三種發光情況：

- (a) 當 $C = 0$ ，反饋光不存在，此時發光頻率 $\nu = \nu_{th}$ 。
- (b) 當 $C < 1$ ，弱饋光存在，但反饋光的強度小於某一定值，因此相位變化仍可算是單調地增加，並且仍只有單一的發光頻率。
- (c) 當 $C > 1$ ，弱饋光存在，而反饋光的強度大於某一定值，此情況下有許多頻率滿足相位變化為 2π 整數倍的條件，將會有一個以上的頻率發光。

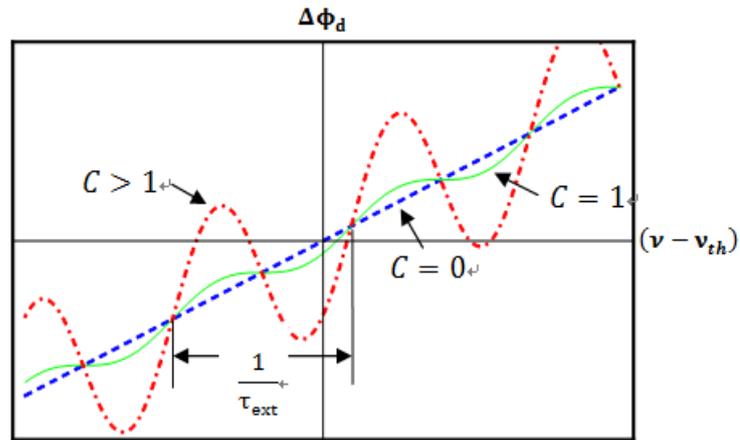


圖 3-4 不同反饋係數 C 下相位變化 $\Delta\phi_d$ 與頻率 ν 的關係

在雙共振腔模型下，除了相位行為的改變外，對於雷射的臨界增益也會有所影響，一樣考慮弱反饋光的情況，臨界增益的變化為：

$$\Delta g = g_{c,th} - g_{th} = -\frac{\kappa_{ext}}{d} \cos(2\pi\nu\tau_{ext}) \quad (3.2-7)$$

$g_{c,th}$ 為雙共振腔下雷射耦合的臨界增益， g_{th} 為原雷射的臨界增益，將增益的變化隨頻率作圖，如圖 3-5 所示：

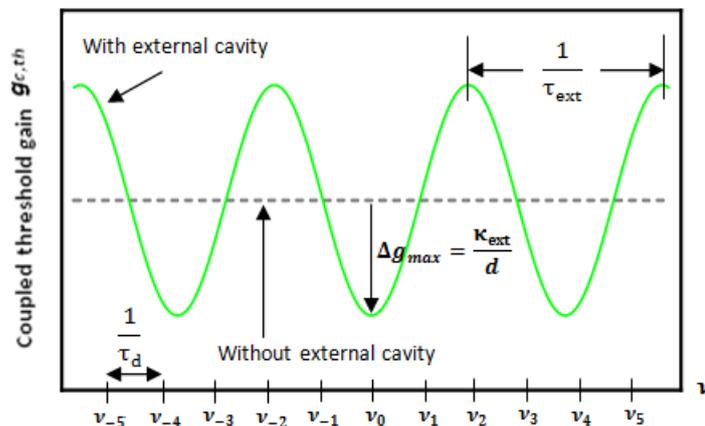


圖 3-5 弱反饋光時的耦合臨界增益 $g_{c,th}$ 變化(當 $\tau_{ext} < \tau_d$ 時)

中心發光頻率 ν_0 落在整體臨界增益最低的位置， $\nu_{\pm 1}$ 、 $\nu_{\pm 2}$ 、 $\nu_{\pm 3}$...為雷射的縱模，因此，適當的選擇雷射腔長 d 與外部腔體長度 L ，便可使中心模態 ν_0 有效的提升並抑制旁模 (suppression of the side modes) 的出現，圖 3-6 為耦合臨界增益 $g_{c,th}$ 與雷射本身增益之間，隨著 d 與 L 的大小不同所表現出的情況：

- (a) 當 $d > L$ ：此時較可能出現單一發光頻率，而為了更有效的抑制旁模，可藉由提高耦合係數 κ_{ext} 進而提高臨界增益變化的振幅。
- (b) 當 $d \approx L$ ：臨界增益變化與雷射縱模的週期是相近的，故雷射縱模對應到的臨界增益低點會有少量的偏移，在此情況下雖會出現多個頻率發光，但適度的控制腔長將有機會得到相對好的模態抑制。
- (c) 當 $d < L$ ：這是最符合一般的情況，雷射淨增益會對應一個以上的臨界增益低點，容易形成多個模態同時發光且彼此間無相對的模態抑制。

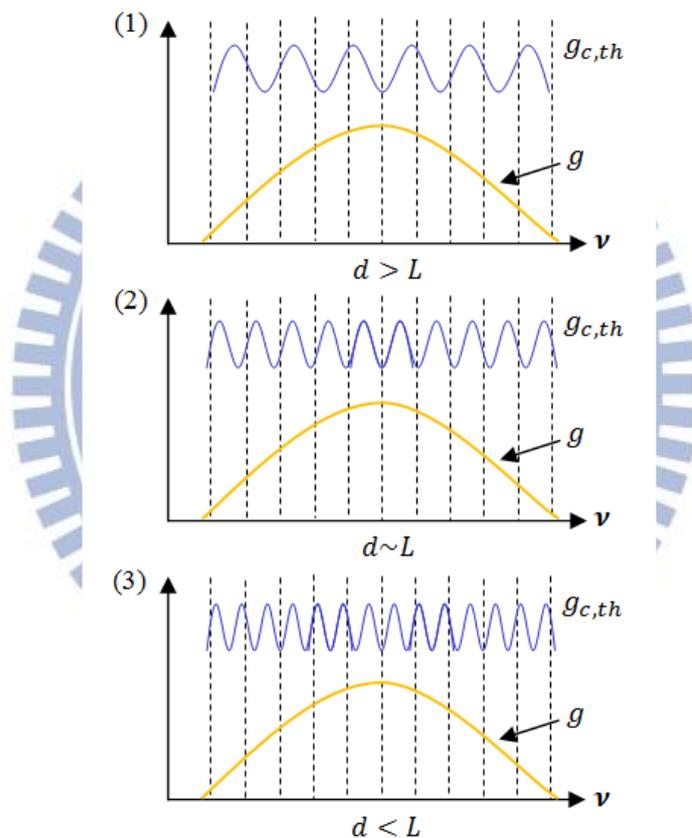


圖 3-6 耦合臨界增益 $g_{c,th}$ 與半導體雷射增益曲線 g 的關係圖
 (1) $d > L$ (2) $d \sim L$ (3) $d < L$

3.2.2 光柵耦合外腔式波長可調原理[41]

在雙共振腔的模型中，使用對波長沒有選擇性的鏡面作為外部腔體反饋的方式，因此在一般外腔長度遠大於半導體雷射長度的情況下，單模態雷射的情況很難發生，為了使外腔式雷射能達到單一發光波長的操作，需在外腔加入對波長具選擇性的光學元件，而最常使用也最為簡便的方式就是使用繞射光柵(diffraction grating)作為反饋光波長的選擇機制，圖 3-7 分別為雷射主動層、原雷射腔體的縱模、外部腔體的縱模和繞射光柵反饋的淨增益曲線對頻率的關係圖，由圖中可知，使用對波長具有高選擇性的繞射光柵可更容易達到單一發光波長的外腔式雷射。

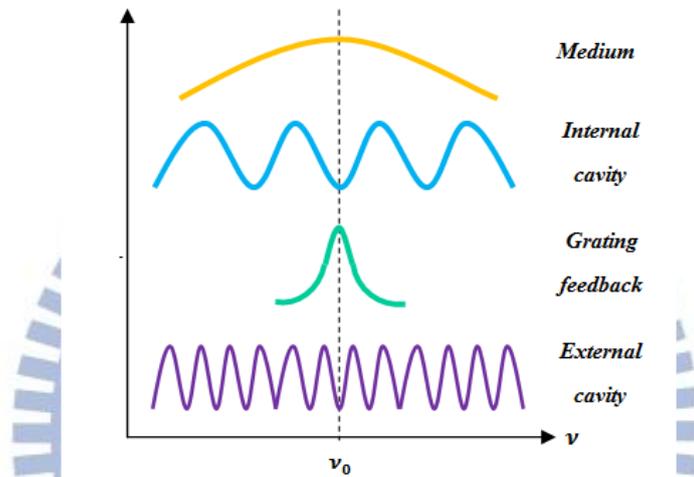


圖 3-7 外腔式雷射各項光學元件的淨增益曲線

為更詳細的解釋光柵耦合外腔式雷射的波長可調原理，討論在光柵耦合如圖 3-8 的情況下，臨界電流的變化。在此情況下非飽和模態淨增益(unsaturated net mode gain)可寫為：

$$G_{net}(I, \lambda) = g(I, \lambda) - \alpha_i - \frac{1}{d} \left[\ln \left(\frac{1}{r_1 r_2} \right) + \ln \left(\frac{r_2}{r_{eff}(\lambda)} \right) \right] = g(I, \lambda) - \alpha(\lambda) \quad (3.2-8)$$

其中 $g(I, \lambda)$ 為非飽和模態增益(unsaturated mode gain)， α_i 為雷射的內部損耗， r_1 和 r_2 分別為雷射兩端鏡面的反射率， d 為雷射腔長， $r_{eff}(\lambda)$ 為出光鏡面所看到的等效反射係數， $\alpha(\lambda)$ 為複合腔體所造成的耗損。

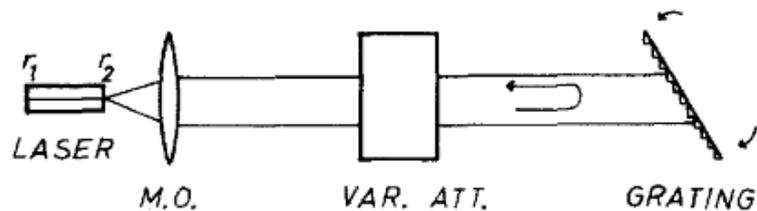


圖 3-8 光柵耦合外腔[41]

將(3.2-8)式與單一雷射的鏡面耗損(3.1-6)式比較後，在透過外部光柵反饋的情況下，因為反饋光所造成的耗損變化為：

$$\Delta\alpha = -\frac{1}{d} \ln\left(\frac{r_2}{r_{eff}(\lambda)}\right) \quad (3.2-9)$$

其中 $r_{eff}(\lambda)$ 在透過光柵反饋的情況時，可寫為：

$$r_{eff}(\lambda) = \frac{r_2 + r_g(\lambda)}{1 + r_2 r_g(\lambda)} \quad (3.2-10)$$

$r_g(\lambda)$ 為光柵的反射係數，不同角度時對波長有很高的選擇性，可表示為：

$$r_g(\lambda) = \begin{cases} 0, & \text{if } \lambda \neq \lambda_g \\ r, & \text{if } \lambda = \lambda_g \end{cases} \quad (3.2-11)$$

光柵耦合外腔所反饋的光，造成對選定波長的鏡面耗損減少，如圖 3-9 所示，藉由光柵對波長的高選擇性與反饋光減少閾值增益的特性，達成外腔式雷射波長可調的目的。

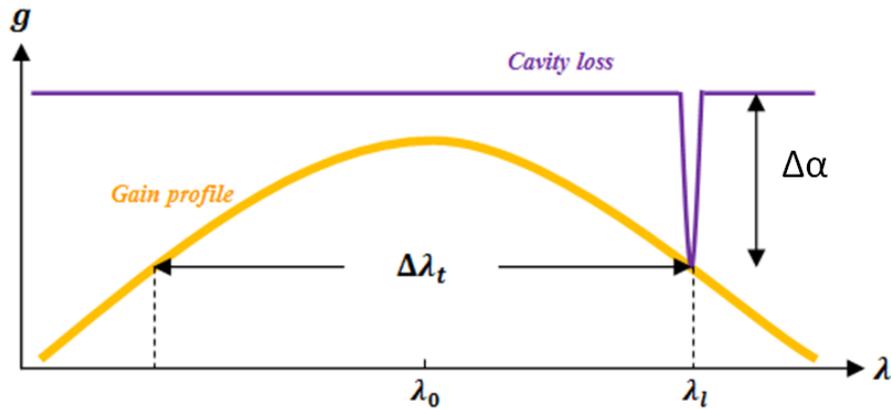


圖 3-9 光柵耦合反饋光時雷射腔體損耗變化

而光柵耦合外腔式雷射可調的波長範圍也是一重要的部分，假設雷射本身的非飽和模態增益可以用拋物曲線函數來描述：

$$g(I, \lambda) = g_0(I) - \frac{1}{d} \left(\frac{\lambda - \lambda_0(I)}{\Delta\lambda} \right)^2 \quad (3.2-12)$$

其中 $g_0(I)$ 和 $\lambda_0(I)$ 分別為注入電流為 I 時的最高增益和波長， $\Delta\lambda$ 為雷射的增益頻寬，比較(3.2-9)式的耗損變化和(3.2-12)式的增益變化後，可得到關係：

$$\Delta g = -\Delta\alpha = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{r_2}{r_{eff}(\lambda)}\right) = -\frac{1}{d} \left(\frac{\lambda - \lambda_0(I)}{\Delta\lambda}\right)^2 \quad (3.2-13)$$

將(3.2-13)進一步計算後，推得可調波長範圍為：

$$\Delta\lambda_t = 2(\lambda - \lambda_0(I)) = 2\Delta\lambda \sqrt{\ln\left(\frac{r_{eff}(\lambda)}{r_2}\right)} \quad (3.2-14)$$

由(3.2-14)式可以知道，欲使可調波長範圍變寬有三個重要的因素：半導體雷射本身的增益頻寬要大、出光鏡面的反射率要低以及提高等效反射率，同時滿足這些要求下將可得到極寬的可調範圍。

3.2.3 多波長雷射原理[42-46]

多波長雷射光源在許多科技上有著相當的潛力以及應用價值，相較於傳統認為雷射只能操作在單一波長發光，透過前小節介紹光柵耦合外腔式雷射原理的變化，將可以實現利用一個半導體二極體雷射產生多波長雷射發光，本節將簡單說明實現多波長雷射的原理，並介紹文獻上使用強度的速率方程式(intensity rate equation)分析雙波長雷射穩定性(stability)後得到的結論來驗證多波長雷射的概念是可行的。

在前一小節中，推得光柵耦合所提供的反饋光，會使選定波長的鏡面耗損降低，形成增益頻譜(gain spectrum)上損耗的一個下陷(dip)如圖 3-9 所示，因此，若適當設計外部腔體的結構，將光柵繞射出的一階光反饋回兩個以上選定的波長，造成增益頻譜上兩個以上的耗損下陷，當這些損耗下陷能與增益相交如圖 3-10，意即這些選定的波長損耗與增益相等，將能實現多波長發光的單一半導體雷射。

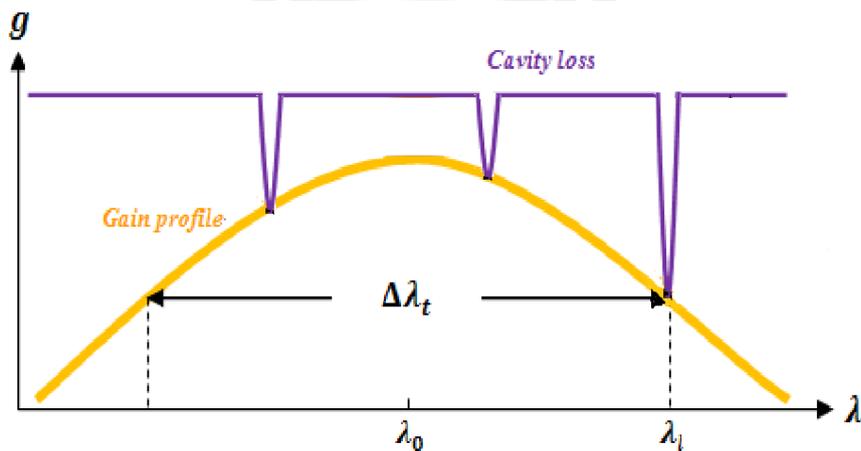


圖 3-10 光柵耦合多種反饋光時雷射腔體損耗變化

而對於單一半導體雷射是否真正能產生多波長雷射，理論上也有許多文獻探討與分析，最簡單的情形便是雙波長雷射，藉由分析兩波長強度速率方程式的穩定性，便能知道在穩態(steady state)時是否能同時存在這兩個波長，若存在這個解，則雙波長雷射就是有可能實現的。在[42]的分析中，考慮了增益飽和並作近似，兩波長強度的速率方程式可寫為：

$$\frac{dl_1}{dt} = (g_1 - S_1 I_1 - C_{12} I_2) I_1 \quad (3.2-15a)$$

$$\frac{dl_2}{dt} = (g_2 - S_2 I_2 - C_{21} I_1) I_2 \quad (3.2-15b)$$

其中 S 為自身飽和係數(self-saturation coefficient)，而 C 為交叉飽和係數(cross-saturation coefficient)， g_i 為非飽和模態增益，定義耦合常數：

$$K \equiv \frac{C_{12} C_{21}}{S_1 S_2} \quad (3.2-16)$$

在穩態下，依據耦合常數的大小，可將解分成三種情況[46]：

- (a) $K = 1$ 時：單一模態雷射。
- (b) $K > 1$ 時：單模態雷射為穩定的、雙模態雷射為不穩定的，雙穩態(bistability)，此時，即便一開始為雙模態雷射，一點點微小的擾動將會導致最終變回單模態雷射。
- (c) $K < 1$ 時：雙模態同時雷射並共享同一個增益介質，在此情況下，自發性放射與光譜燒孔效應(spectral hole burning effect)會維持雙模態雷射的穩定性。

從分析穩態解的方式，可以得知雙波長雷射是可以實現的。對於兩個波長在時間下變化的情形，[26]中也有詳細的模擬與討論，模擬使用的方式是將雙波長雷射視為由兩個不同的外腔分別提供光反饋，並藉由控制兩道光經過濾波器的頻寬、腔體的長度，得到了五種不同的雙波長雷射功率隨時間變化的狀態：同調(coherent)、半同調(semicoherent)、多模(multimode)、混亂(chaotic)、多模混亂(multimode chaotic)。

在同調的情況下，濾波器所允許通過的模態只有一個，出來的雙波長雷射功率最穩定，對於用來作為光差頻、光混頻的應用是最吸引人的；在半同調的情況下，濾波器允許通過一個內部腔體模態與多個外部腔體模態，而多模的情況，濾波器允許通過多個內部腔體模態與多個外部腔體模態，當屬於半同調與多模的情形時，兩個模態在時間下會有波動的情況，對於高品質的光差頻、光混頻應用是較不理想的，然而因為濾波器的要求比起同調的情形較不嚴格，對於一般的顯像、光譜學應用是具有其必要性的；在混亂的情況下，濾波器允許通過一個內部腔體模態與多個外部腔體模態，而多模混亂則是可以通过多個內部腔體模態與多個外部腔體模態，在兩種混亂的情況下，模擬所用的雷射主動層有著很大的線寬增加因子(linewidth enhancement factor)，兩種雷射模態在時間上變化的情形也是非常混亂難以分析的，這類行為對於非線性動態系統(nonlinear dynamic systems)與混亂同步(chaotic synchronization)的研究領域會是一個有趣的議題。

第四章 多波長量子點外腔式雷射

4.1 基本外腔式雷射架構

波長可調式雷射有許多作法，如 monolithically tunable DFB and DBR lasers，將 DFB 或 DBR 與雷射製程整合在一起，控制溫度或注入電流可達到波長的調變[47]，或是垂直共振腔面射型雷射，搭配外部反射鏡利用微機電系統技術來移動鏡面改變共振腔長度，進而調控輸出雷射的波長[48]，此類方法雖可將各項要素緊密地整合為一個小型元件，但因為其製程繁複及調制波段有限，故我們選擇另一方式來實現波長可調式雷射—光柵耦合外腔式雷射(grating-coupled external cavity lasers)，此種方式架構簡單，只需幾樣簡單的光學元件及調整光路技術，便可快速實現波長可調的目的。

繞射光柵(diffraction grating)一般用週期性地改變同折射率的材料厚度方式所製成，圖 4-1 為一光柵的橫向剖面圖，厚度改變的週期 Λ 通常稱做條紋間距(groove 或 grating spacing)。當光束入射於光柵上時，數個週期的條紋將光分解成另一方向的波，而此反射波前的角度則由建設性干涉(constructive interference)條件所決定，也就是當每一週期性條紋所反射的光彼此之間的光程差(path difference)為波長的整數倍時，干涉條件就成立，光柵繞射的公式為：

$$m\lambda = \Lambda(\sin \alpha + \sin \beta) \quad (4.1-1)$$

m 為光繞射的階數(diffraction order)， λ 為入射光的波長， α 為光束的入射角， β 為繞射角(diffracted angle)，而圖上左右邊的正負號為判斷繞射角正負的依據。

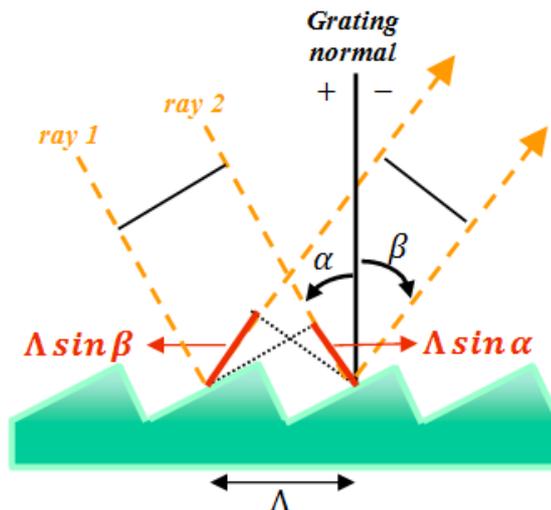


圖 4-1 繞射光柵的橫向剖面圖

而光柵散射的能力也是非常重要的使用依據，考慮入射光源由一連續範圍波長的光所組成，由(4.1-1)式可知，在相同入射角、同樣繞射階數下，不同波長對應的繞射角度將有所不同，假設入射角是一常數，將(4.1-1)式微分後，定義角度散射(angular dispersion)為：

$$D \equiv \frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{\Lambda \cos \beta} \quad (4.1-2)$$

由上式可知，繞射光柵將光散開的能力，主要是與光的繞射角、繞射階數和光柵的條紋間距有直接的關係，因此在選用光柵時，使用條紋數少的光柵能將大範圍波長的光散開，而選用條紋數多的光柵則會有較好的空間波長解析度，實驗中所用的光柵條紋密度為1200 grooves/mm，其反射率頻譜如圖 4-2。

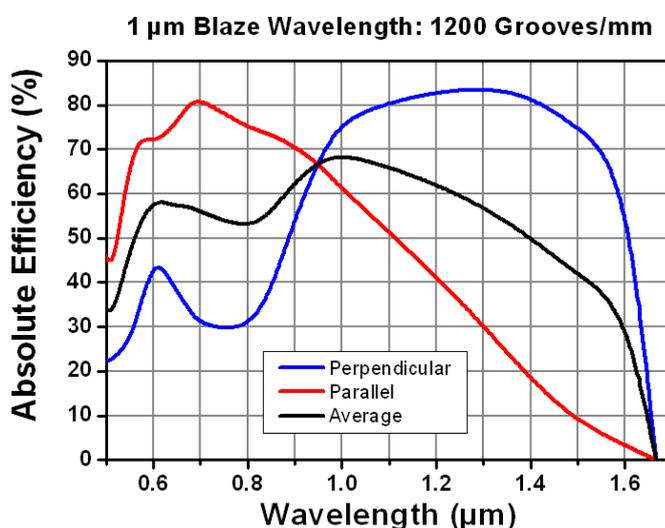


圖 4-2 表面鍍鋁、 $\theta_B = 36^\circ 52'$ 、條紋密度為1200 grooves/mm光柵的一階繞射效率對波長的曲線圖[49]

而光柵耦合的外腔式雷射根據幾何架構和一階光反饋方式的不同，可分為兩種最基本的類型：

(a) Littrow 架構(Littrow configuration)：

Littrow 架構是藉由光柵轉動，直接控制一階繞射光的所反饋回去的波長，達到波長可調的目的，如圖 4-3 所示，此種架構較為簡單，選定好所欲使用的光柵條紋數，接著利用 (4.1-1) 式計算雷射光入射光柵所需的角度的，使一階繞射光反饋回原路徑，產生單波長外腔式雷射。

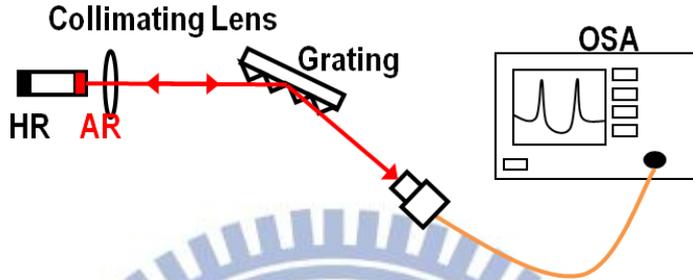


圖 4-3 Littrow 架構示意圖

(b) Littman 架構(Littman configuration)：

Littman 架構多了一平面反射鏡，如圖 4-4 所示，將雷射光打在固定角度的光柵上，繞射的一階光在空間上，會隨著波長不同而分布在不同位置，選擇欲反饋的波長位置，使一階光打在平面反射鏡反饋回去，產生單波長外腔式雷射。

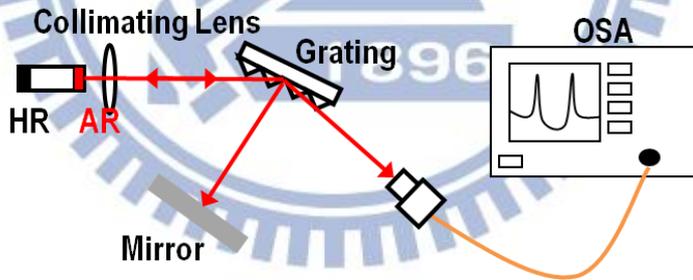


圖 4-4 Littman 架構示意圖

上面介紹的這兩種基本架構各有優缺點，Littrow 架構由於設計最為簡單，因此外部腔體耗損少，許多研究都採用此架構[50-56]，然而 Littrow 架構下的零階繞射光，出光位置會隨著光柵旋轉角度改變而改變，因此造成收光的不便；此外，Littrow 架構的一階光反饋方式雖然簡單，卻也失去了改變反饋方式的這一個自由度，相較之下，Littman 架構雖然較為複雜，然而其零階輸出雷射光的位置穩定，一階光反饋的方式也可根據需求作變化，因此我們使用的是 Littman 架構的變形，將會在下一小節做詳細的介紹。

4.2 多波長外腔式雷射架構

為了實現多波長可調外腔式雷射，我們使用了兩種 Littman 架構的變形，：

(a) Fourier-Transform External Cavity Lasers：

在 Fourier-Transform External Cavity Lasers(FT-ECL)的架構下，如圖 4-5 所示，雷射光打在固定角度的光柵上，繞射的一階光在空間上，會隨著波長不同而分布在不同位置，此時將散開的一階光利用凸透鏡聚為平行光，由於這個凸透鏡將原本散開的光束，經由富氏轉換變為平行光，所以此種使用方式的外腔式雷射也稱為富氏轉換外腔式雷射 (Fourier-transform external cavity lasers)，實驗所用的平凸透鏡焦距為 15 cm，而為了減少外部腔體的光學損耗，在平凸透鏡上鍍上抗反射鍍膜，在我們所使用雷射光源波段 ($\sim 1.3 \mu\text{m}$)，反射率低於 0.5%，接著透過另一個波長選擇部件—V 字型狹縫，選擇欲反饋的幾個波長通過狹縫，並使通過狹縫的一階光，打在平面反射鏡反饋回去，產生多波長的外腔式雷射，而零階光則透過多模態光纖收入光譜分析儀量測頻譜。

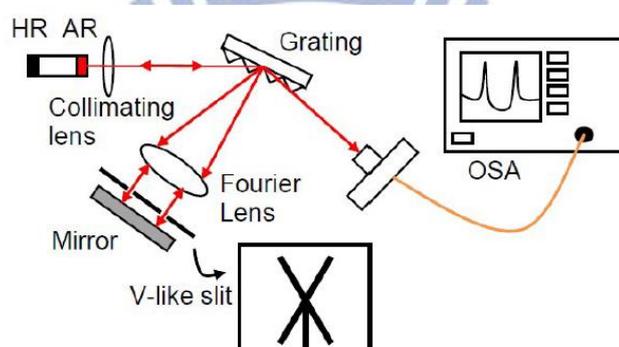


圖 4-5 FT-ECL 架構示意圖

狹縫可以在空間上讓想要通過的光通過，阻斷不需要的光，因此在繞射光柵將不同波長的一階繞射光，散布在空間中的情況下，使用狹縫作為波長選擇的部件是簡單又便利的方法。實驗所用到的 V 字型狹縫(V-like slits)為我們自己設計的，利用 3D 繪圖軟體畫出設定的形狀，並請雷射裁切公司製作，狹縫的寬度則是計算欲透過狹縫的波長範圍所決定，太寬會導致雷射光的半高寬過寬，太窄則會損失過多的反饋光，造成外腔式雷射的失效，而狹縫的形狀也因欲產生的雷射頻譜不同會有不一樣的樣子。

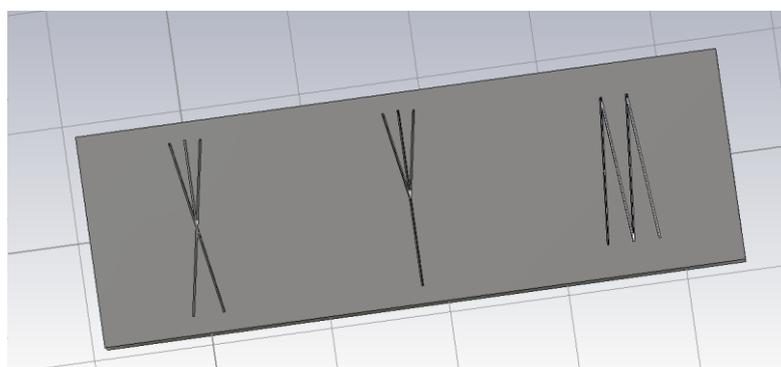
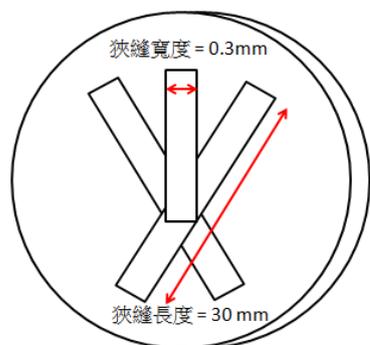


圖 4-6 (a)狹縫設計草圖 (b) 模擬軟體繪製狹縫圖

圖 4-6(a)為狹縫設計草圖，圖 4-6(b)為使用 Computer Simulation Technology(CST)模擬軟體所繪製的狹縫圖。

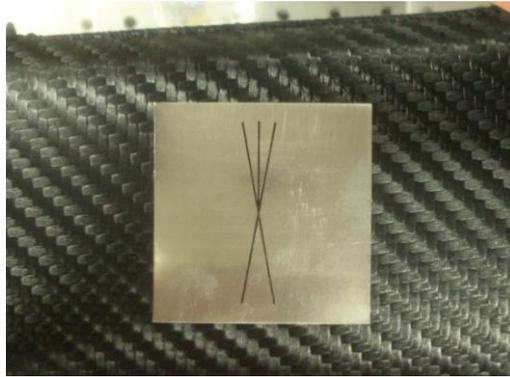


圖 4-7 狹縫成品

圖 4-7 為狹縫成品，適當設計後的狹縫便用來作為外腔式雷射波長選擇的部件。

由於我們使用的雷射光源屬於紅外光波段，因此在肉眼看不見的情況下，光路對準的技巧更顯重要，實驗的對準步驟如下：

【步驟 1】：

將二極體雷射放上銅座後，使用準直鏡將雷射光收入功率計(power meter)中，並微調準直鏡位置，使功率計偵測到的光功率達到最高，再使用遠紅外線感測卡(infrared sensor card)確認雷射光是否足夠平行，不會隨距離增加而散開，光點垂直方向高度是否固定不變。

【步驟 2】：

將繞射光柵放進光路中，讓光點落於光柵中央，並選轉角度使一階光反饋回去，達到 Littrow 架構的外腔式雷射，當外腔式雷射發生時，使用功率計收入零階繞射光，並微調繞射光柵的方向與反射高度，讓功率計所收到的光功率達到最高。

【步驟 3】：

將繞射光柵繼續旋轉至某一角度，並加入一平面反射鏡形成 Littman 架構的外腔式雷射，當反射鏡反饋回一階光時，若無法達到外腔式雷射，此時可以利用平面鏡，將一階光反射至零階繞射光的位置，比較一階光與零階光的高度是否在同一水平，並微調平面鏡的垂直反射方向使得一階光與零階光位在相同高度上，再將一階光反饋回去，便能達成 Littman 架構外腔式雷射，再使用功率計偵測零階光的光功率，並微調反射鏡讓光功率達到最高。

【步驟 4】：

將平凸透鏡置於繞射光柵與平面反射鏡之間，平凸透鏡與繞射光柵的距離約為透鏡的焦距，並使用平面反射鏡反饋回平行的一階繞射光，此時若因為加入平凸透鏡而造成外腔

式雷射的失效，最為可能的原因是透鏡中心與一階繞射光在不同的垂直高度，解決辦法有兩種，一種為調整平凸透鏡的垂直高度，另一種為調整平面反射鏡的反射垂直方向讓一階光能成功反饋回去。

【步驟 5】：

將設計好的狹縫置於平凸透鏡與平面反射鏡之間，將零階光收入光譜分析儀中讀取頻譜，開始調整狹縫水平、垂直位置，直到測得頻譜為設定的目標。

(b) Double-Littman External Cavity Lasers :

在 Double-Littman External Cavity Lasers 的架構下，如圖 4-8 所示，雷射光打在固定角度的光柵上，繞射的一階光在空間上，會隨著波長不同而分布在不同位置，此時使用兩個平面反射鏡，將散開的一階光，選擇兩個想要的波長反饋回去，產生雙波長的外腔式雷射，而零階光則透過多模態光纖收入光譜分析儀量測頻譜。

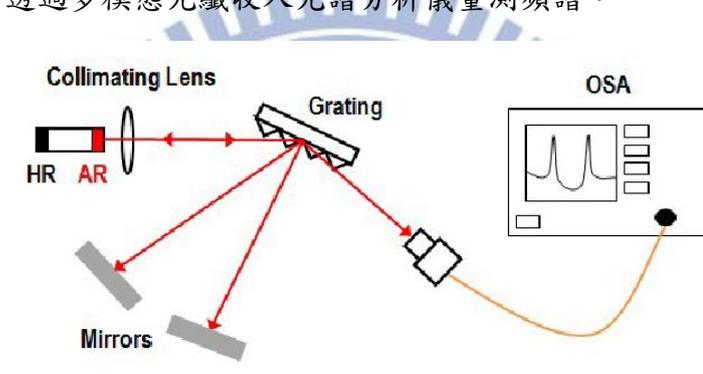


圖 4-8 Double-Littman 架構示意圖

使用 Double-Littman External Cavity Lasers 的架構，對準方式有部分地方與 Fourier-Transform External Cavity Lasers 架構不同，實驗的對準步驟如下：

【步驟 1~2】：同 Fourier-Transform External Cavity Lasers 對準步驟。

【步驟 3】：

將繞射光柵繼續旋轉至某一角度，並加入兩個平面反射鏡，但先擋住其中一反射鏡，形成傳統 Littman 架構的外腔式雷射，完成後，改為擋住已對準的平面鏡，重覆上述步驟對準另一平面鏡，完成後拿開，將零階光收入光譜分析儀中讀取頻譜，一般情況下兩雷射波長的強度會不相同，此時細微調整兩個平面鏡的垂直反射方向，藉此控制光反饋的程度，直到兩波長強度相等。

4.3 外腔式雷射特性量測

在[38]的結果中，雷射腔長 $1500\ \mu\text{m}$ 的元件，在 Littrow 架構下有著最大的波長調制範圍，因此本論文實驗中所用到的元件皆為雷射腔長 $1500\ \mu\text{m}$ ，脊狀波導寬度 $5\ \mu\text{m}$ 的二極體雷射作為外腔的光源，而頻譜量測皆固定在溫度 20°C ，操作電流為 100mA ，即注入電流密度為 $1.33\ \text{kA}/\text{cm}^2$ 的條件。

4.3.1 Littrow 架構頻譜量測

Littrow 架構由於最為簡單，在光柵耦合的外腔式雷射中有著最小的外部光學損耗，所以將腔長 $1500\ \mu\text{m}$ ，脊狀波導寬度 $5\ \mu\text{m}$ 的二極體雷射，放在此架構下量測其最大的波長調制範圍，頻譜量測結果如圖 4-9 所示，波長可調範圍從 $1135\ \text{nm}$ 到 $1285\ \text{nm}$ 共 $150\ \text{nm}$ ，訊號對放大自發性輻射比(signal to amplified spontaneous emission ratio)皆大於 $40\ \text{dB}$ ，與前一個量測結果[38]比較下，在相同量測條件下，波長調制範圍從 $1150\ \text{nm}$ 到 $1282\ \text{nm}$ 共 $132\ \text{nm}$ ，提高至 $150\ \text{nm}$ ，而訊號對放大自發性輻射比，也由部分進步為全部量測頻譜皆可大於 $40\ \text{dB}$ ，這部分是因為對準、控制反饋光量與雷射收光技巧的提升，而達到的量測結果進步。

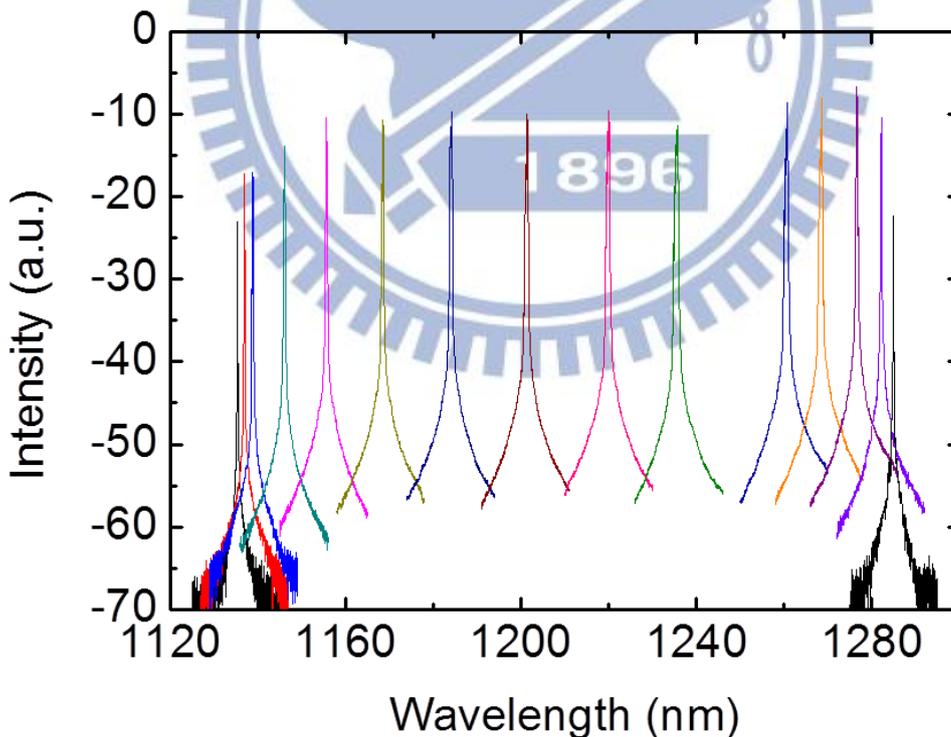


圖 4-9 Littrow 架構光譜量測

4.3.2 Littman 架構頻譜量測

由於之後會使用 Littman 架構的變形來作多波長外腔式雷射的調制，故我們先使用傳統 Littman 架構來量測在此種架構下，波長調制的極限，圖 4-10 為量測頻譜的結果，在此架構下，波長可調範圍從 1148 nm 到 1281 nm 共 132 nm，圖中長波長端與短波長端的極限與其他量測是不同次的量測，故收光條件並不相同，造成訊號強度準位的差異，除了短波長極限的訊號對放大自發性輻射比約為 30 dB 外，其餘量測皆大於 40 dB，與 Littrow 架構相比，Littman 架構因為多使用了平面反射鏡，造成外部腔體光學損耗的增加，因此使得波長調制的範圍，從 Littrow 架構下的 150 nm，減少為 Littman 架構下的 132 nm。

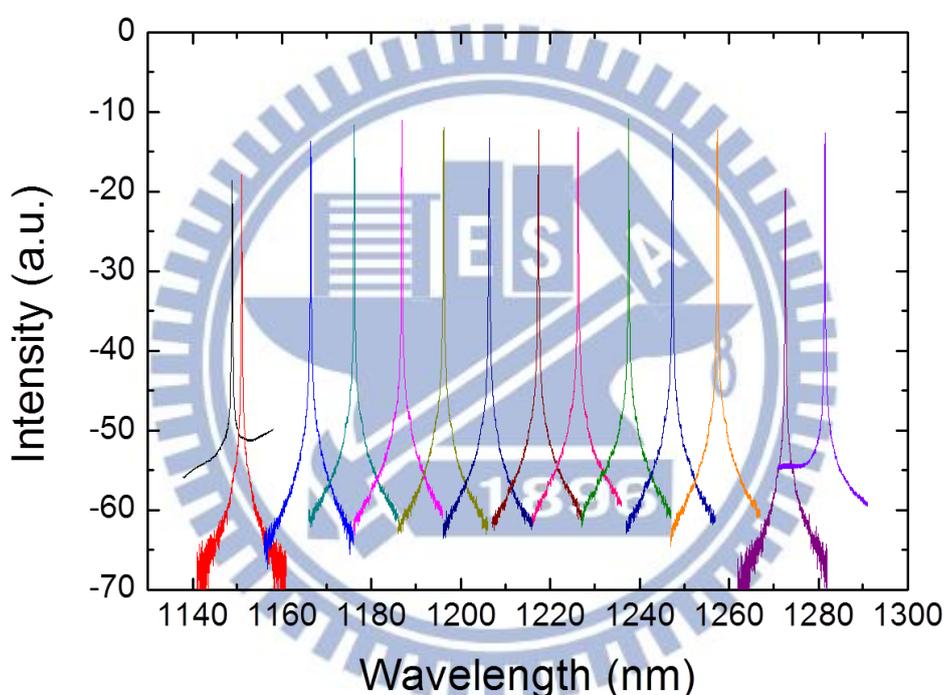


圖 4-10 Littman 架構光譜量測

4.3.3 Fourier-Transform External Cavity Lasers 頻譜量測

我們使用 FT-ECL 的架構來實現多波長可調外腔式雷射，圖 4-11 為實驗架設，透過 V 字型狹縫來選擇欲通過的波長數，水平移動狹縫可以調整波長的區間，垂直移動可以調整不同雷射波長間的波長間距，圖 4-12、圖 4-13 分別為一開始設計狹縫所得到雙波長、三波長雷射的頻譜圖，在雙波長的頻譜中，最大的雙波長間距為 26 nm，對應的頻率差約在 5 THz；而在三波長的頻譜中，最大的雙波長間距為 13 nm，而這個初期的量測結果，波長調制的範圍是被我們設計的狹縫距離所限制住，因此，為了更進一步的量測元件所能達到的極限，接下來嘗試了許多不同樣式的狹縫設計。

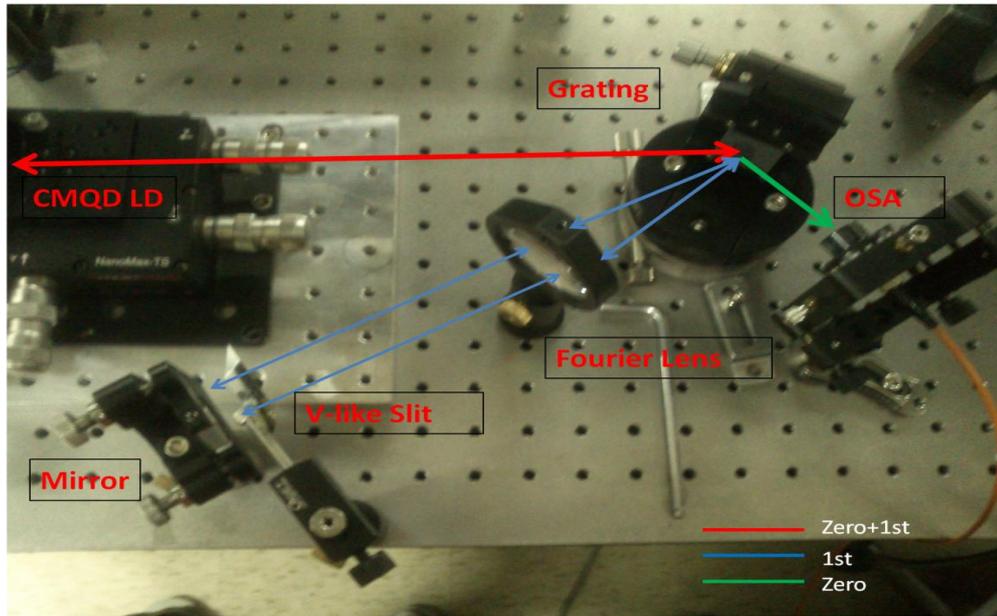


圖 4-11 FT-ECL 架構實驗架設圖

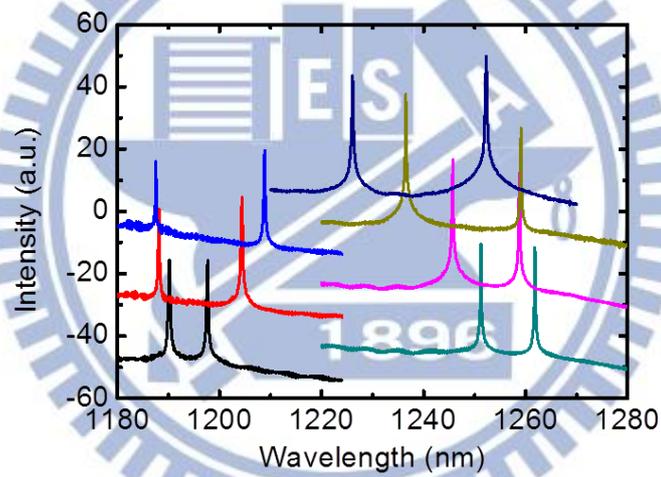


圖 4-12 FT-ECL 架構雙波長光譜量測

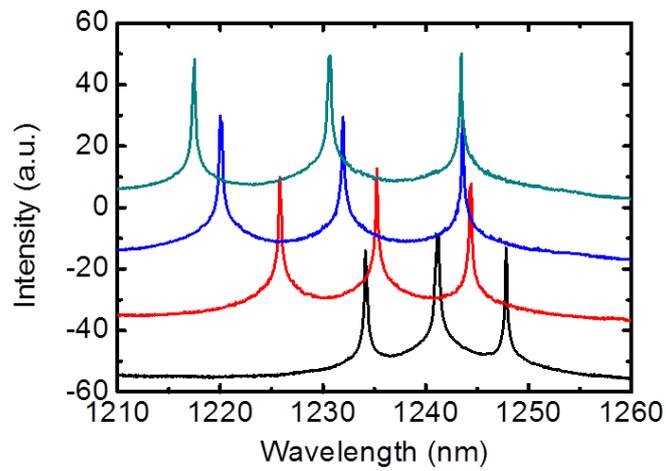


圖 4-13 FT-ECL 架構三波長光譜量測

我們設計了較多的 V 字條紋，以期望能達到更多波長的雷射，圖 4-14 為量測結果，使用此類 V 字狹縫，成功的實現了四波長的雷射，而波長間距為 4 nm，值得一提的是，在越多波長的情況下，強度的消長會因為狹縫微調而產生劇烈的變化，在實驗的時候由於使用人手去移動狹縫的位置，所以較難尋找到四個波長平衡的位置，若往後藉由動臂機構或電轉動裝置之類的精細移動儀器控制狹縫移動，相信能達成更多波長的雷射以及更好的訊號強度分配。

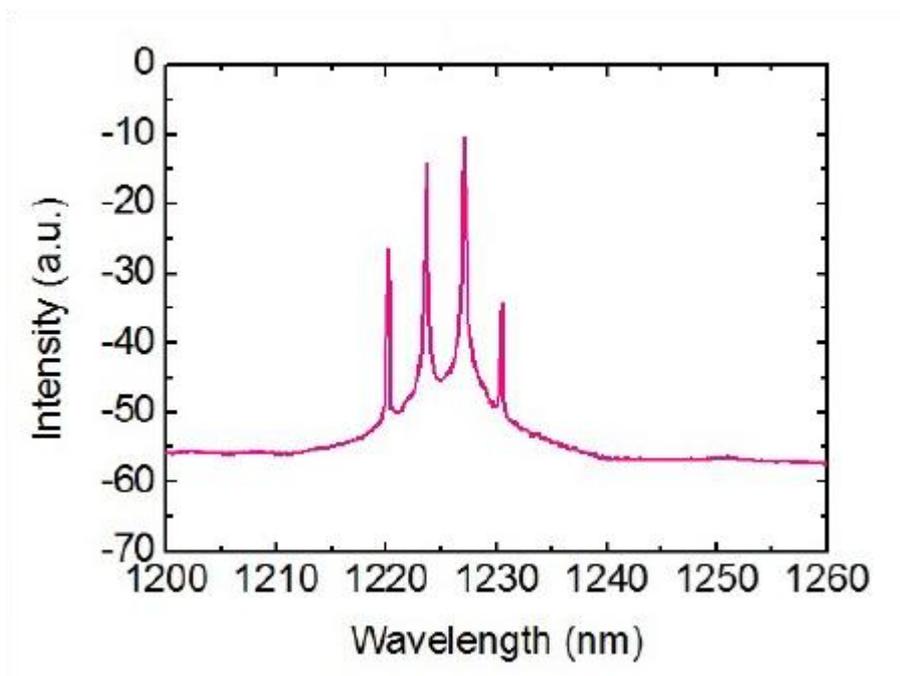


圖 4-14 FT-ECL 架構四波長光譜量測

同時也設計了圓點狀的狹縫如圖所示，希望對以後使用到數位微元件(digital micro device)的小鏡面[33]能有參考的依據，圖 4-15(a)為設計示意圖，圖 4-15(b)為成品圖。

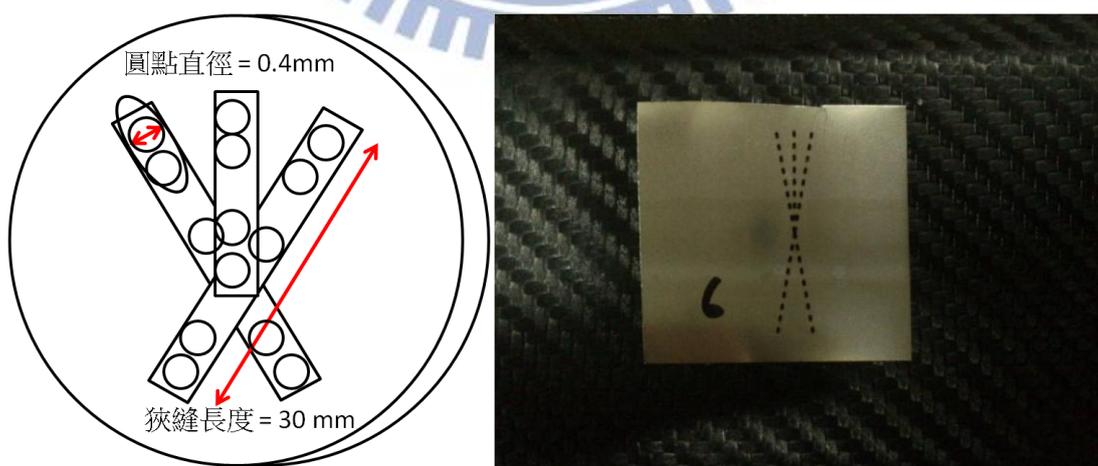


圖 4-15 圓點狀(a)狹縫設計草圖 (b)狹縫成品

圖 4-16 為雙波長側的量測結果，圖 4-17 為三波長側的量測結果，與圖 4-12、圖 4-13 的量測頻譜相比，最大的差別在於單一波長的選擇過寬，即圓點過大，造成一個選定波長附近過多的光通過，形成頻譜上多模的狀態。

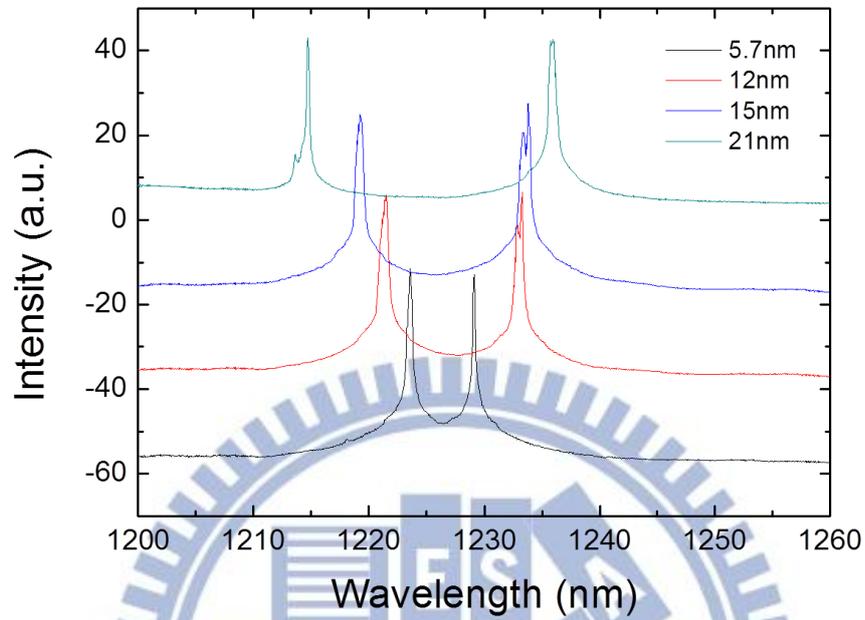


圖 4-16 圓點狀狹縫 FT-ECL 架構雙波長光譜量測

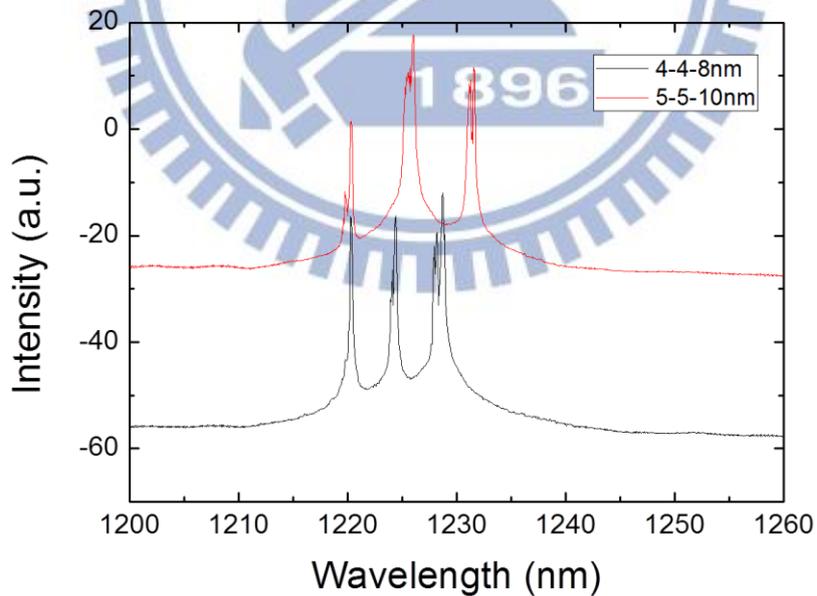


圖 4-17 圓點狀狹縫 FT-ECL 架構三波長光譜量測

為了更進一步的探究雙波長調制的極限，我們又設計間距增加至 3.5 倍的狹縫，**圖 4-18** 為量測結果，最大雙波長的間距為 86 nm，對應的頻率差約在 17 THz，而此極限依然是被設計的狹縫所限制住，必須一提的是，在實驗過程中，一開始使用單一平面鏡，然而隨著波長間距的增加，單一平面鏡無法同時有效地提供兩個波長的光反饋，這是因為繞射的一階光，理想上應透過凸透鏡聚成平行光，然而實際上並無法使光束聚得足夠平行，造成使用單一平面鏡反饋的困難，因此我們將原本 FT-ECL 的架構，多增加一個平面鏡，如**圖 4-19** 所示，而最大雙波長間距不是設計的 92 nm ($26 \text{ nm} \times 3.5$)，卻是 86 nm 的結果也驗證了光束並非理想的平行光。

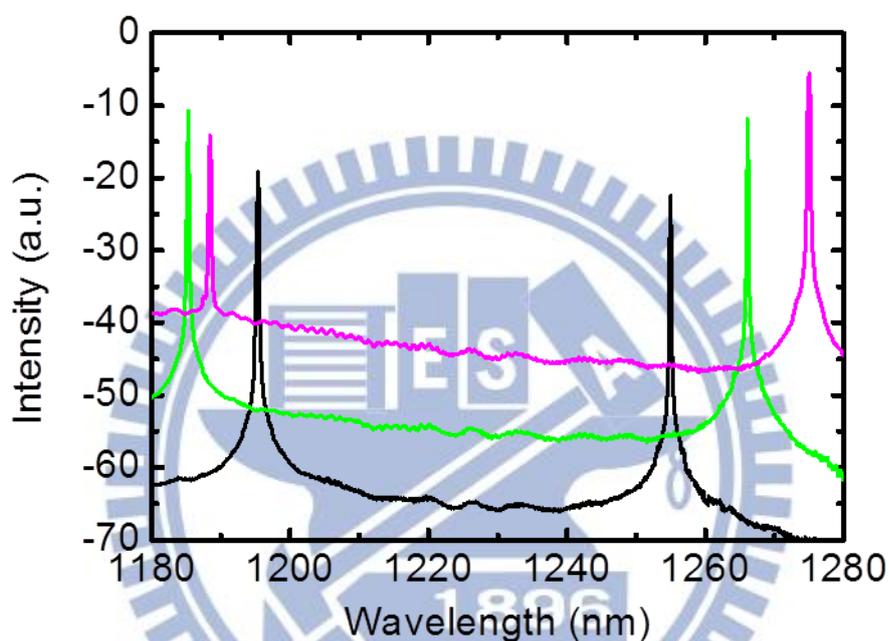


圖 4-18 雙平面鏡 FT-ECL 架構雙波長光譜量測

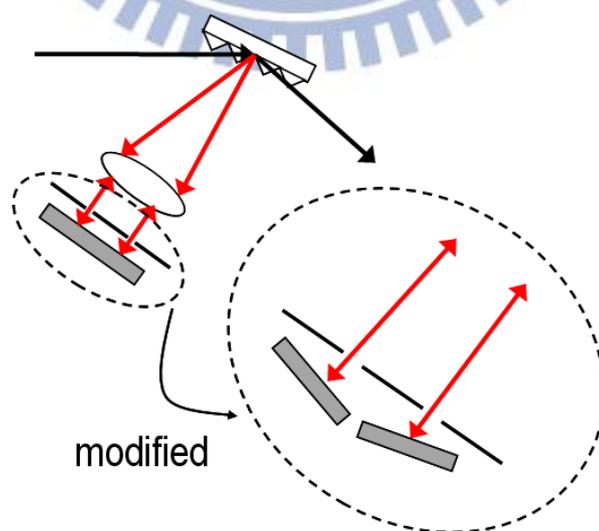


圖 4-19 雙平面鏡 FT-ECL 架構示意圖

4.3.4 Double-Littman External Cavity Lasers 頻譜量測

將 FT-ECL 的架構多使用一平面鏡作變化，得以個別調整兩波長的反饋方式，透過此方式的啟發，如果直接單純地使用兩平面鏡，而不需要用到凸透鏡與狹縫，理論上應該也能實現雙波長的雷射，圖 4-20 為實驗架設，依照第三章的實驗對準步驟，頻譜量測結果如圖 4-21 所示，最大雙波長的間距為 126 nm，對應的頻率差約在 25 THz，訊號對放大自發性輻射比皆達 20 dB 以上，此波長間距與傳統 Littman 架構下的波長調制範圍(132 nm)，已經非常接近，Double-Littman 架構與 FT-ECL 比起來，有其優點與缺點，在 Double-Littman 架構下，能快速量測到元件雙波長可調制的極限，不會被狹縫設計所限制住，而獨立控制雙波長的反饋，能更容易的調整兩雷射波長彼此之間的強度；然而使用兩個平面鏡，由於尺寸過大，並無法調制出較小的雙波長間距，且因為沒有使用凸透鏡將繞射光作聚焦的動作，波長在空間的分布並非線性的，故尋找欲調制的波長較花時間。

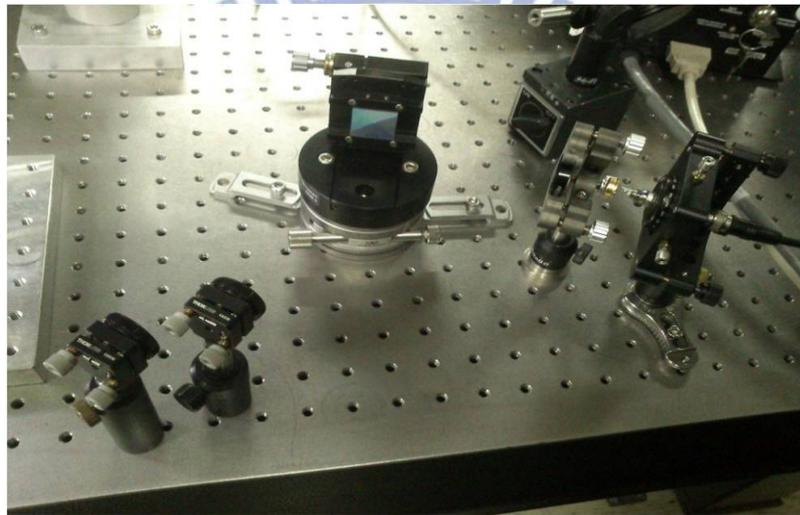


圖 4-20 Double-Littman 架構實驗架設圖

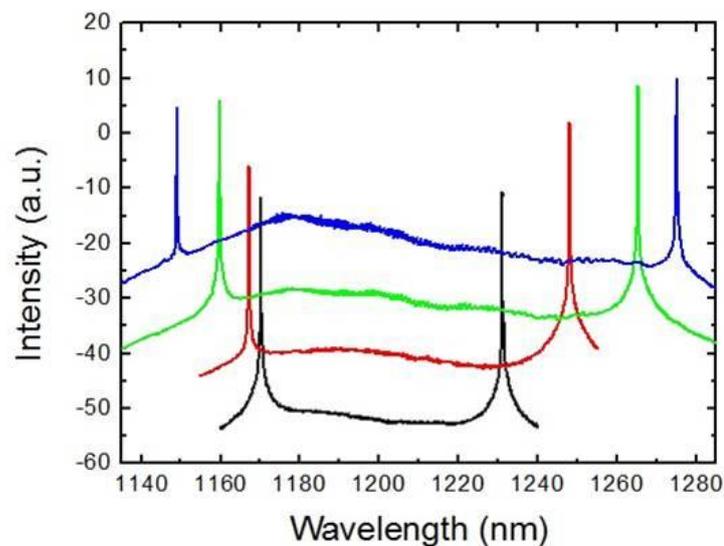


圖 4-21 Double-Littman 架構雙波長光譜量測

而在雙波長雷射的情況下，隨著注入載子增加，兩雷射波長的功率變化，也是一個令人感到有趣的議題，首先我們先將頻譜量測固定在溫度 20°C，並在操作電流為 100mA 時，調整至兩波長(1169 nm 與 1215 nm)雷射強度接近如圖 4-22，再改變電流量取 $L-I-V$ 曲線圖，量測結果如圖 4-23 所示，令人意外的是，功率隨著電流改變似乎有周期性震盪的行為。

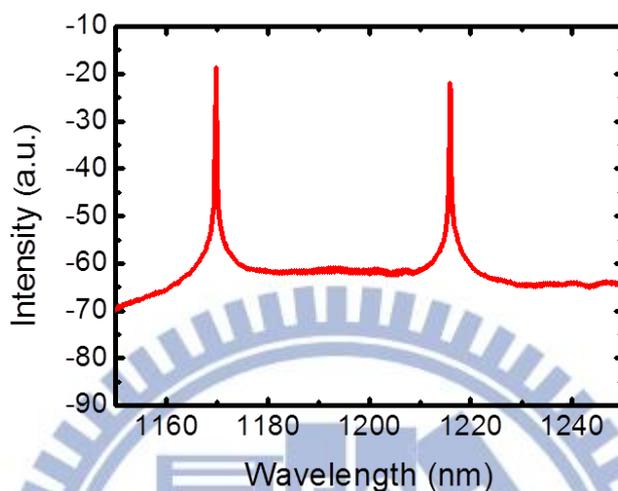


圖 4-22 Double-Littman 架構雙波長雷射(1169 nm 與 1215 nm)

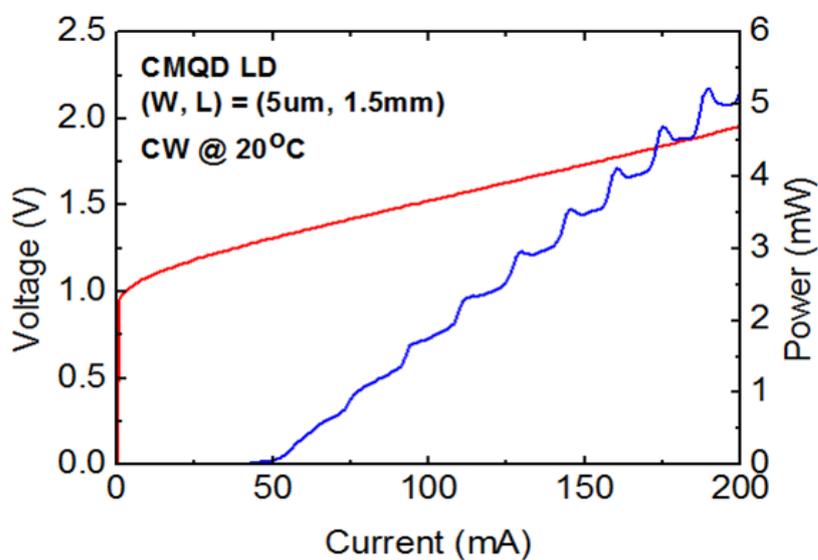


圖 4-23 Double-Littman 架構雙波長雷射 $L-I-V$ 量測圖

為了分析兩波長個別的行為，我們使用長波長通過的濾波器(long-wave pass filter)，來過濾掉其中一個波長，圖 4-24 為使用 1150 nm 的濾波器，此時兩波長皆可通過，功率減少是因為通過濾波器的波長，穿透率並非 100% 所造成的自然衰減，而圖 4-25 為使用 1200 nm 的濾波器，此時長波長(1215 nm)可通過，短波長(1169 nm)會被過濾掉，這時候可以明顯看出長波長功率變化的行為，如此急遽的變化，也許有著應用於光開關、光通訊的潛力，然而因為校正的因素尚未考量進去，還需要改善為更精準的量測系統，並進一步了解這些數據背後的物理原因，未來輔以數值模擬的方式，相信可以更加了解多波長的雷射。

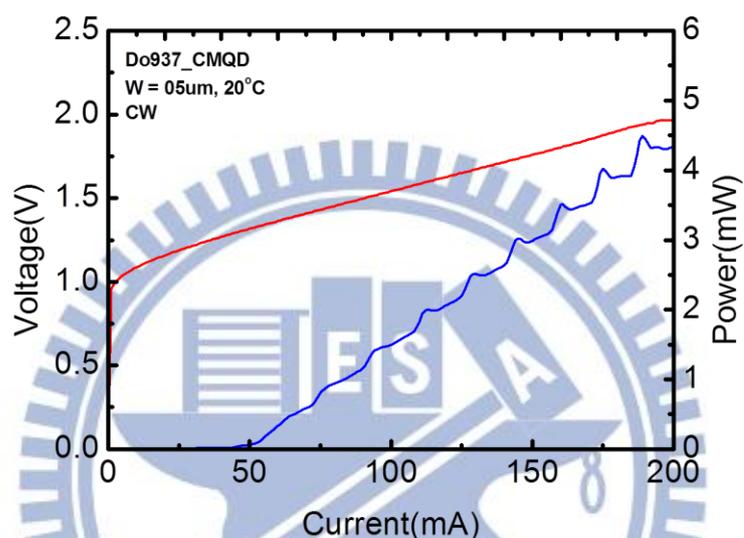


圖 4-24 Double-Littman 架構雙波長雷射 $L-I-V$ 量測圖(1150 nm 濾波器)

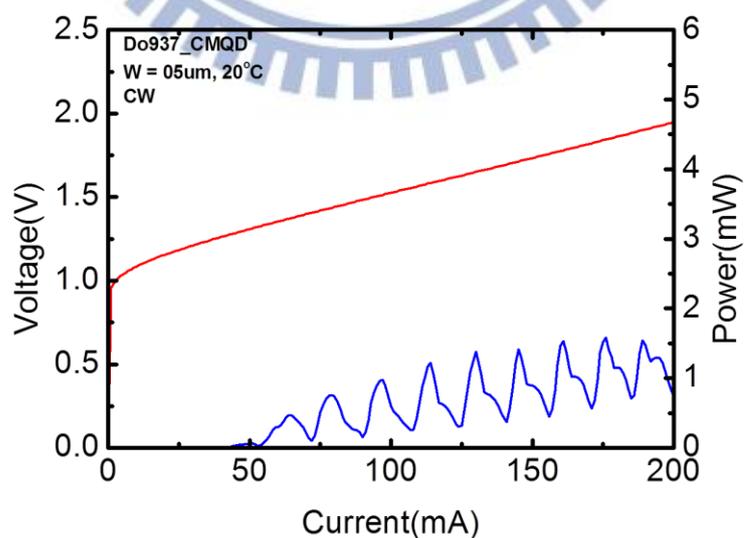


圖 4-25 Double-Littman 架構雙波長雷射 $L-I-V$ 量測圖(1200 nm 濾波器)

第五章 兆赫波輻射源

5.1 兆赫波的產生與偵測

兆赫(Terahertz)波源的研究是近年來非常熱門的研究之一，由於其有著非常多的應用如生醫顯像、分子辨識、非破壞性檢測、天文觀測、無線通訊傳輸…等，而因為皮秒(pico-second)與飛秒(femto-second)雷射的發明，產生兆赫波不再是難事，以下簡單介紹幾種兆赫波產生的方式。

光差頻是利用材料二階非線性的效應來產生差頻的波。在光電材料中，極化(polarization)與電場的關係可以表示為：

$$\begin{aligned} P(t) &= \epsilon_0 [\chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t)] \\ &\equiv P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) \end{aligned} \quad (5.1-1)$$

如圖 5-1，假設一入射雷射光由兩種頻率所構成，電場表示為：

$$E(t) = E_1 \sin(\omega_1 t) + E_2 \sin(\omega_2 t) \quad (5.1-2)$$

將(5.1-2)式代回(5.1-1)整理後，會發現 $P^{(2)}(t) \propto \cos(\omega_1 - \omega_2)t$ 、 $\cos(\omega_1 + \omega_2)t$ ，再進一步解非線性材料中的波動方程式，在光差頻的情況下，可以得到電場頻率會與 $\omega_1 - \omega_2$ 有關係，選用兩頻率差落在兆赫茲範圍的雷射光，使用非線性晶體光差頻的方式便可得到兆赫波。

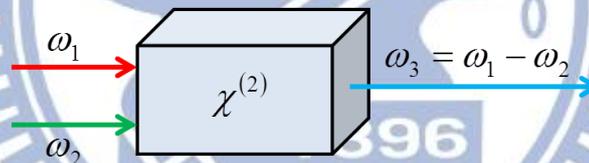


圖 5-1 光差頻示意圖

光混頻則是利用光產生電流，而此一電流隨時變進而輻射出兆赫波。如圖 5-2，當使用能量大於半導體能隙的雷射光，照射於半導體上使其產生光激載子，再透過表面上的光導天線給予偏壓形成電場，使得半導體上的暫態電荷受力加速產生暫態光電流，而由電磁理論知道，這個隨時變的光電流將會輻射出電磁場，而決定這個電磁場頻率的主要因素，即為此半導體中載子的生命週期，若能控制在皮秒等級，將可以輻射出兆赫波。

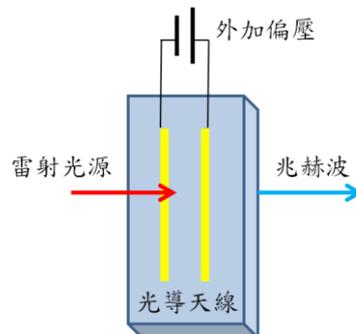


圖 5-2 光混頻示意圖

而偵測兆赫波的方式也有許多種，這邊介紹之後量測將會用到的儀器。輻射熱測量計(bolometer)，圖 5-3，是一般常用來偵測兆赫波的方式之一，而熱電子輻射熱測量計(hot electron bolometer)偵測的基本原理為，熱電子吸收入射電磁場的功率後產生溫度的變化，而輻射熱測量計的阻值會反映熱電子的溫度變化，一個傳統的輻射熱測量計包含了一個熱敏感的偵測元件，並透過熱導(thermally conductive)的支撐物連接著一散熱器(heat sink)，輻射熱測量計可量測至奈瓦(nW)等級的功率，但無法測得入射波的頻率或相位等重要資訊。



圖 5-3 輻射熱測量計[57]

高勒池值偵測器(Golay cells detector)是屬於光聲(opto-acoustic)偵測器的一種，如圖 5-4，由一充滿氣體的腔體，腔體中包含了吸收紅外線的材料，和一可彎曲的薄膜所構成，當紅外線的輻射入射後，會加熱腔體內的氣體使之膨脹，膨脹的氣體造成薄膜的變形，而一個光電二極體(photodiode)監測著薄膜，當薄膜改變形狀將會將變化訊號傳出，高勒池值偵測器的敏感度高、響應頻率範圍廣、反應時間適中，約數十微秒(ms)。

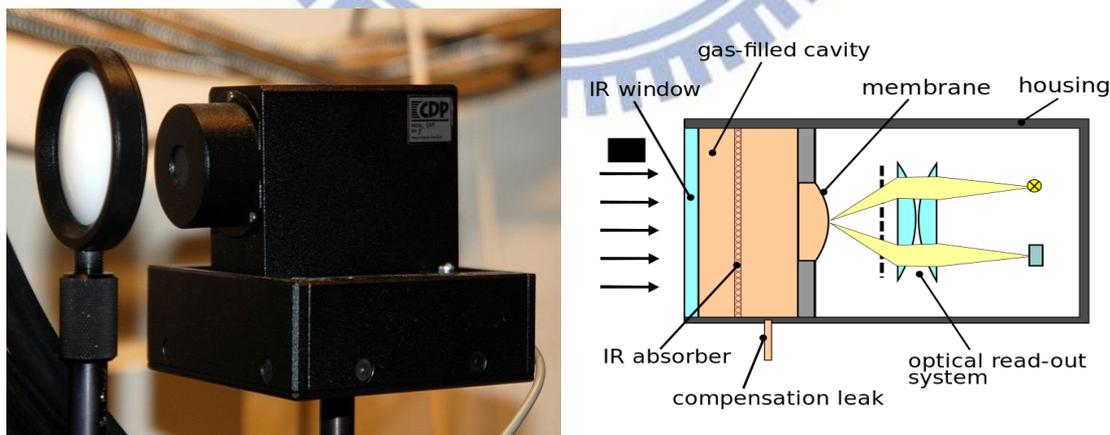


圖 5-4 高勒池值偵測器[58]

5.2 光混頻原理 [59-61]

目前兆赫波源的研究最主要的問題為欠缺一良好且經濟的產生方式，換句話說，目前各種的兆赫波源仍無法同時具有足夠的功率、可調性、穩定性、室溫操作以及低成本的條件，使得商業化應用的實現有所困難，考慮到這些因素，光混頻(photomixing)是產生良好兆赫波的可行方式之一，用此方式產生的兆赫波可調性高、低成本，並且能在室溫下操作，雖然現階段光混頻產生的兆赫波功率仍不夠高，但相信未來在多方研究的投入後，能有效解決這個問題並成功的應用在大眾生活中。

光混頻是利用光導天線(photoconductive antenna)來產生兆赫波，一般可分為超短脈衝波(pulse wave)與連續波(continuous wave)操作兩種發光方式。本節將介紹這兩種方式的理論基礎與不同之處。

5.2.1 超短脈衝雷射光混頻

脈衝波操作的基本原理是利用能量大於半導體能隙的飛秒級脈衝雷射，照在半導體表面使其吸收雷射光能量，產生電子電洞對，而產生的光激載子密度會在時間上形成一暫態分布，此時再透過表面上的光導天線給予偏壓形成一表面電場，使得半導體表面的暫態電荷受力加速產生暫態光電流，而這個隨時變的光電流將輻射出電磁波，此種操作原理可以用 current-surge 模型來解釋 [62, 63]，詳細過程如附件一，經由一連串推導可得遠場電場為：

$$E_{rad}(t) = \frac{-B \frac{F_{op}}{\tau} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right)}{\left[1 + DF_{op} \int_{-\infty}^t \exp(-x^2) dx\right]^2} E_{bias} \quad (5.2-1)$$

其中 F_{op} 、 B 和 D 分別為：

$$F_{op} = \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) dt = I_0 \tau \sqrt{\pi} \quad (5.2-2a)$$

$$B = \frac{Ae(1-R)\mu_m}{4\pi\epsilon_0 c^2 z \hbar \omega \sqrt{\pi}} \quad (\text{m}^2 \cdot \text{s} / \text{J}) \quad (5.2-2b)$$

$$D = \frac{\eta_0 e(1-R)\mu_m}{(1 + \sqrt{\epsilon_s}) \hbar \omega \sqrt{\pi}} \quad (\text{m}^2 / \text{J}) \quad (5.2-2c)$$

從上面的推導中，可以發現在脈衝波操作下，輻射出的電磁場必定與載子的生命週期有著非常重要的關係，因為飛秒雷射照射後所產生的暫態電流，在時間上的分布將受到載子生命週期非常大的影響，因此使用 Drude-Lorentz 模型來簡單描述載子在光導天線內的行為[64, 65]。

已知載子的速率方程式可表示為：

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\frac{n(t)}{\tau_t} + g(t) \quad (5.2-3)$$

$n(t)$ 為載子密度， τ_t 為載子捕獲的時間， $g(t)$ 為由脈衝雷射產生的載子速率，光導天線上施予偏壓後，受激產生的載子會受到電場加速，可表示成：

$$\frac{dv_{e,h}(t)}{dt} = -\frac{v_{e,h}(t)}{\tau_{rel}} + \frac{q_{e,h}}{m_{e,h}} E \quad (5.2-4)$$

$v_{e,h}(t)$ 為載子的平均速度， $q_{e,h}$ 為載子的電荷， $m_{e,h}$ 為載子的等效質量， τ_{rel} 為載子的動量鬆弛時間(momentum relaxation time)，而局部電場 E 會因空間電荷的遮蔽效應(screening effect)而變小，可以寫作：

$$E = E_{bias} - \frac{P}{\alpha\epsilon} \quad (5.2-5)$$

P 為電子電洞在空間分離後造成的極化(polarization)， α 為光導天線的幾何因子，而時間相關的極化可表示為：

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{P}{\tau_{rec}} + J \quad (5.2-6)$$

τ_{rec} 為載子的複合時間(recombination time)， J 為電流密度，可表示為：

$$J = env_h + (-e)nv_e \quad (5.2-7)$$

e 為質子的電荷，已知遠場電場與電流密度隨時間的變化有關，為簡化式子，引入電子和電洞間的相對速度 v ：

$$v = v_h - v_e \quad (5.2-8)$$

則遠場電場，即光導天線所輻射出的兆赫波將正比於：

$$E_{THz} \propto \frac{\partial J}{\partial t} \propto ev \frac{\partial n}{\partial t} + en \frac{\partial v}{\partial t} \quad (5.2-9)$$

由(5.2-9)式可以得到幾個重要的結論，第一項說明了載子密度隨時間的變化將會產生兆赫波，因此載子的生命週期會有極大的影響，而第二項可知道，在外加電場下電子和電洞相對加速的不同也會產生兆赫波，這種由載子生命週期影響暫態電流的方式，類似於開關的裝置，因此也稱作光導開關(photoconductive switch)。

5.2.2 直流雷射光混頻[24]

連續波操作的基本原理和脈衝波類似，然而其中有著非常重要的差別，雖然兩者皆是利用能量大於半導體能隙雷射，照在半導體表面使其產生光激載子，給予光導天線偏壓形成暫態光電流，使得這一時變光電流輻射出電磁波，換言之，即是利用光調變激發載子，形成暫態電流，透過天線進而產生兆赫波，但連續波和脈衝波操作最大不同之處，在於連續波是使用兩頻率相差為兆赫茲的拍(beat)頻雷射光，此拍頻波進而調變光導天線的電導影響產生的光電流，最後透過偏壓電場和天線的輔助，輻射出頻率為兩射光頻率差的電磁波，也就是說，兩種操作模式下，雷射光調變激發載子的機制是有所不同的。

為了更進一步的說明連續波光混頻的原理，我們將藉由等效電路模型(equivalent circuit model)來解釋。圖 5-5 為光導天線的示意圖以及等效電路圖。

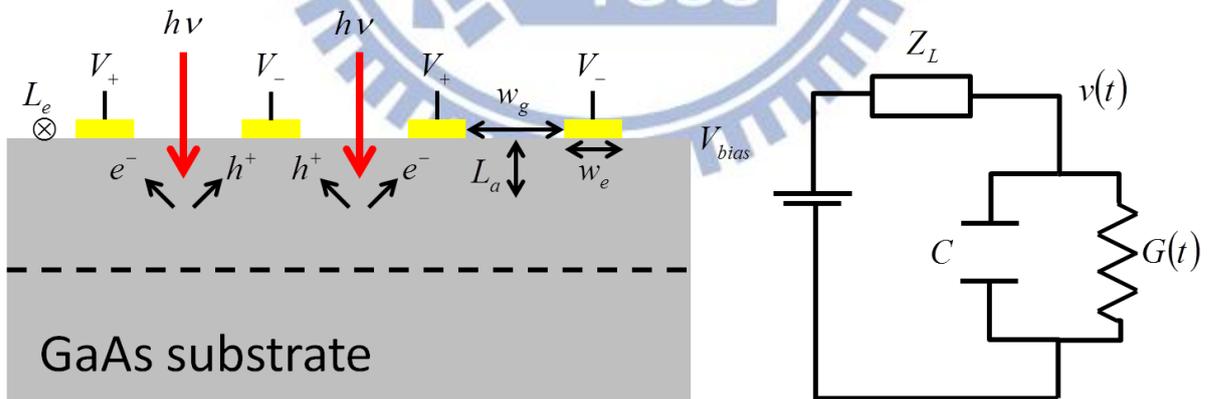


圖 5-5 (a)光導天線示意圖 (b) 等效電路圖

為了簡化計算的過程，假設入射光無法穿透電極，且每單位體積所吸收的瞬間光功率和偏壓電場在定義的體積範圍內是均勻分布的，而這個體積即是光導天線間距的面積和高為 L_a 的範圍，因此光導天線的電導可寫成：

$$G = ne(\mu_e + \mu_h)N_g \frac{L_e L_a}{w_g} \quad (5.2-10)$$

n 為載子密度， μ_e 和 μ_h 分別為電子和電洞的遷移率， N_g 為天線間距的個數， L_e 為天線電極的長度， w_g 為天線間的間距，而載子的速率方程式為：

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\eta_e P_i}{h\nu L_e L_a (N_g w_g + N_e w_e)} - \frac{n}{\tau} \quad (5.2-11)$$

η_e 為外部量子效率(external quantum efficiency)， P_i 為入射光功率， $h\nu$ 為光子能量， N_e 為受光照電極的數目， w_e 為電極的寬度， τ 為載子生命週期，而外部量子效率又可寫作：

$$\eta_e = t_p \eta_i \frac{N_g w_g}{N_g w_g + N_e w_e} \quad (5.2-12)$$

t_p 為功率穿透率(power transmissivity)， η_i 為內部量子效率(internal quantum efficiency)，假設兩入射雷射光功率分別為 P_1 和 P_2 ，角頻率分別為 ω_1 和 ω_2 ，則照射在光導天線的瞬時光功率為：

$$P_i = P_0 + 2\sqrt{mP_1P_2}[\cos(\omega_2 - \omega_1)t + \cos(\omega_2 + \omega_1)t] \quad (5.2-13)$$

其中 $P_0 = P_1 + P_2$ ， m 為混合效率，介於0到1之間，根據兩道雷射光在空間中重疊的程度而有所不同，(5.2-13)式中， $\cos(\omega_2 + \omega_1)t$ 這項由於頻率太快，光混頻器(photomixer)中的載子並無法反應如此快的頻率，所以將此項忽略後，把(5.2-13)式代入(5.2-11)的載子速率方程式中，可以解得載子隨時間的函數：

$$n(t) = \frac{\eta_e P_0 \tau}{h\nu A L_a} \left(1 + \frac{2\sqrt{mP_1P_2} \sin(\omega t + \phi)}{P_0 \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \right) \quad (5.2-14a)$$

$$\omega = \omega_2 - \omega_1, \quad \phi = \tan^{-1} \left(\frac{1}{\omega \tau} \right) \quad (5.2-14b)$$

$$A = L_e (N_g w_g + N_e w_e) \quad (5.2-14c)$$

再將(5.2-14a)所得載子函數與(5.2-12)代回(5.2-10)後，可得電導為：

$$\begin{aligned} G(t) &= \frac{\eta_i t_p \tau e N_g^2 (\mu_e + \mu_h) P_0}{h\nu (N_g w_g + N_e w_e)^2} \left(1 + \frac{2\sqrt{mP_1P_2} \sin(\omega t + \phi)}{P_0 \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \right) \\ &\equiv G_0 \left(1 + \frac{2\sqrt{mP_1P_2} \sin(\omega t + \phi)}{P_0 \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \right) \end{aligned} \quad (5.2-15)$$

從(5.2-15)式中，可以看到光混頻器的電導被兩雷射光的拍頻所調變，這個頻率在兆赫範圍的拍頻調變著電導造成電流隨時間變化，再透過施加偏壓的光導天線進而輻射出兆赫波。

在等效電路圖中，根據克西荷夫電流定律(Kirchoff current law)，可以列出下式：

$$C \frac{dv(t)}{dt} = \frac{V_{bias} - v(t)}{Z_L} - G(t)v(t) \quad (5.2-16)$$

假設 $Z_L = R_L$ ，且 $G_0 R_L \ll 1$ ，將(5.2-15)代入(5.2-16)後，可解得連續波操作下光混頻的兆赫波輻射功率：

$$P_{THz}(\omega) = 2(G_0 V_{bias})^2 R_L \frac{m P_1 P_2}{P_0^2 [1 + (\omega\tau)^2][1 + (\omega R_L C)^2]} \quad (5.2-17)$$

從(5.2-41)式可得知，輻射功率在兩雷射光功率相等時會最大，且輻射功率與光導天線上的偏壓有兩次方的關係，與光導天線的阻值也有線性的關係。

5.3 量子點兆赫波源

結合雙波長的外腔式雷射與光導天線，透過光混頻的方式，期望可以實現可調、室溫操作、電激發、價格便宜的兆赫波光源，本節將介紹光混頻與量測兆赫波的簡單架構。

實驗使用的光導天線為 BATOP 公司所生產，如圖 5-6 所示，在光導天線的前方裝上一透鏡，讓入射的雙波長雷射光能聚焦在光導天線的間距(gap)上，有效地產生載子；此外，因為天線所輻射出的電磁波發散角過大，所以在光導天線基板(substrate)的位置裝上矽的非球面透鏡(focusing aspheric silicon substrate lens)，讓輻射出的兆赫波聚焦在後方 5 cm 的位置，圖 5-7 為光導天線的實品圖。

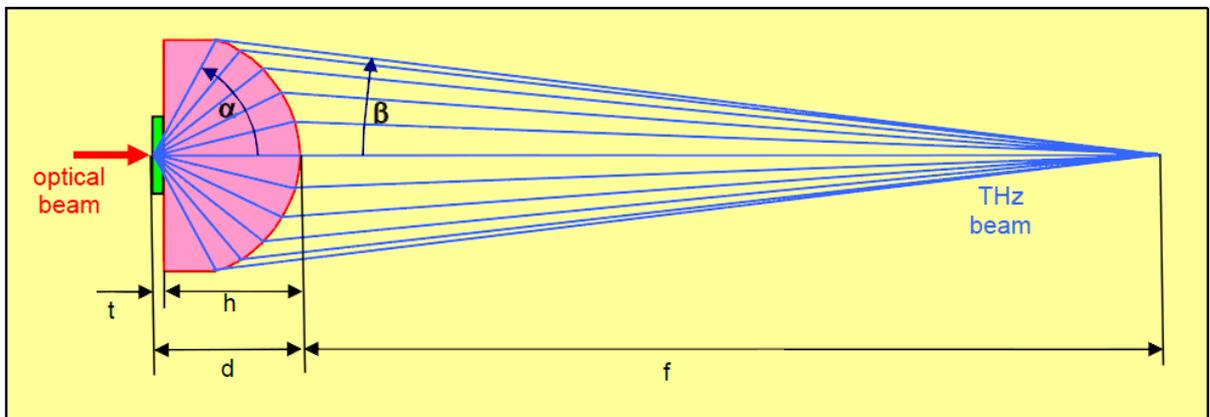
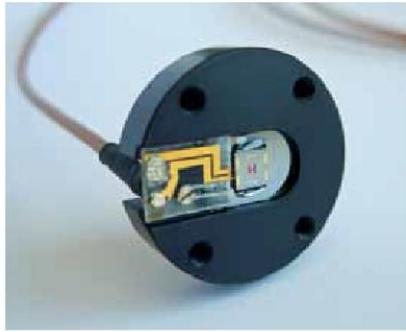


圖 5-6 光導天線使用參數示意圖 [66]

Front view on mounted PCA (laser side)



Back view on mounted PCA (THz side)

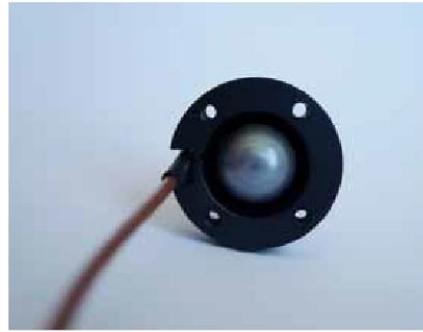


圖 5-7 封裝光導天線實品 (a)正面 (b)背面

初步 THz 訊號量測系統架構如圖 5-8 所示，產生雙波長雷射的部分是使用 FT-ECL 的架構，將雙波長雷射光打在光導天線上，使用高勒池值偵測器(Golay cells detector)來偵測光導天線混頻後發出兆赫波的功率，透過遮斷器(chopper)將訊號調變後使用示波器讀取偵測到的訊號，並由示波器訊號頻率來確認是否為遮斷器所調變的頻率，圖 5-9 為實驗架設。

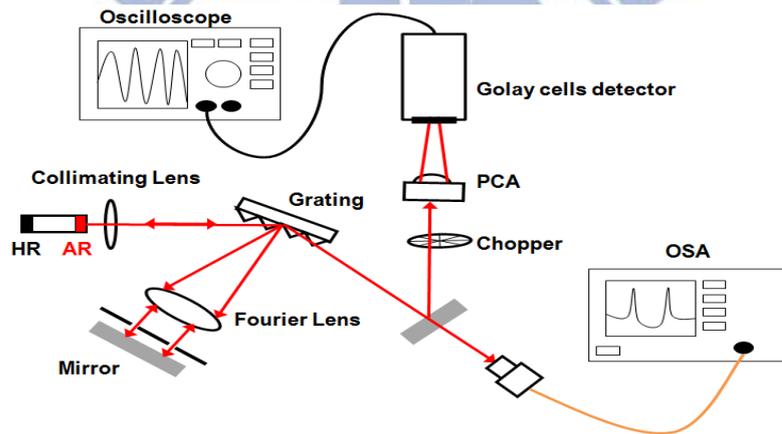


圖 5-8 初步 THz 訊號量測系統架構圖

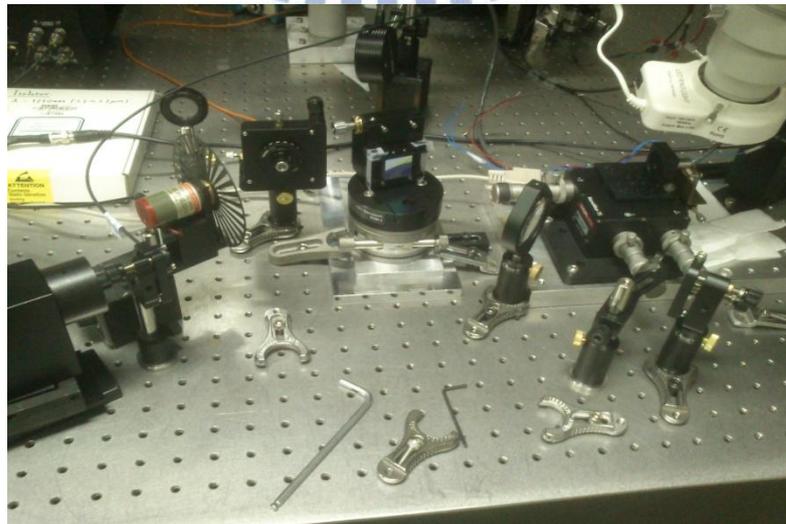


圖 5-9 初步 THz 訊號量測實驗架設

目前使用初步 THz 訊號量測的架構，量測的結果如圖 5-10、圖 5-11 所示，在圖 5-10 中，我們先將雙波長間距調整約為 5 nm，對應的頻率差為 1 THz；在圖 5-11 中，雙波長間距為約 9 nm，對應的頻率差為 2 THz，左邊即為經由遮斷器調變後，高勒池值偵測器所量測到的訊號。

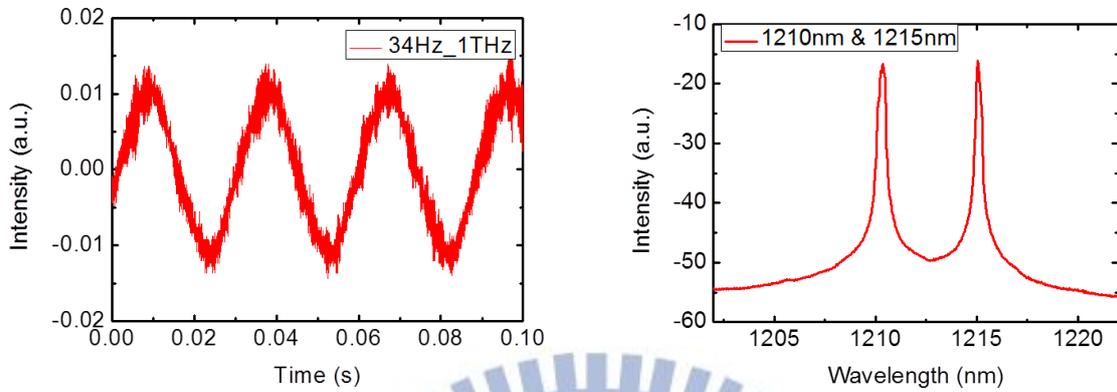


圖 5-10 初步 THz 訊號量測 (a)調變頻率 34Hz 訊號 (b)雙波長頻譜波長間距 5 nm

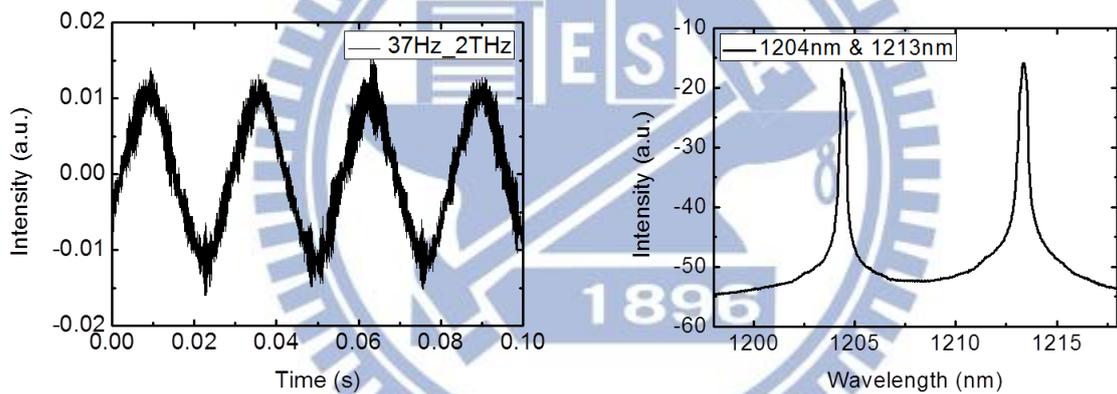


圖 5-11 初步 THz 訊號量測 (a)調變頻率 37Hz 訊號 (b)雙波長頻譜波長間距 9 nm

第六章 總結與未來展望

6.1 結論

在本論文中，我們使用啁啾式堆疊的量子點長晶結構，製作出寬廣發光波段的主動層，藉由量測不同的雷射共振腔長，來分析雷射元件的基本特性，並透過光譜量測得知雷射基態發光波長約在 1260 nm 附近，第一激發態發光波長落在 1180 nm 附近，發現雷射發光多由 QD_L 所貢獻。

接著利用雷射鏡面的鍍膜來增加外腔式雷射可調制波長的範圍，一端利用抗反射鍍膜來提高鏡面耗損，藉此提升原 Fabry–Perot 雷射的臨界電流密度，另一端利用高反射 DBR 鍍膜減低整體鏡面的損耗，在雷射腔長為 2000 μm ，脊狀波導寬度為 5 μm 的元件中，臨界電流密度由鍍膜前的 0.15 kA/cm^2 ，提升至鍍膜後的 0.75 kA/cm^2 ，發光波長更從基態變為激發態(1260 nm 變為 1180 nm)。

在前一個結果中，雷射腔長為 1500 μm ，脊狀波導寬度為 5 μm 的元件，在 Littrow 架構下，有著最大的波長調制範圍 132 nm，因此使用此元件作為雷射光源，提升對準光路的技術，在相同操作條件，注入電流密度 1.33 kA/cm^2 下，提升波長調制範圍到 150 nm(1135 nm~1285nm)；在 Littman 架構下，調制範圍 132 nm (1148 nm~1281nm)；而兩種傳統架構下，訊號對放大自發性輻射比幾乎皆達 40 dB。

為實現多波長可調外腔式雷射，我們使用了兩種 Littman 架構的變形：FT-ECL、Double-Littman ECL。在 FT-ECL 架構下，實現了雙、三、四波長雷射，雙波長最大的波長間距為 86 nm，三波長最大間距為 13 nm，四波長最大間距為 4 nm；而接著使用 Double-Littman 的架構，可以快速地量測出可調制的雙波長雷射極限，藉由獨立地控制兩平面反射鏡反饋光的程度，達到雙波長最大的波長間距 126 nm，訊號對放大自發性輻射比達 20 dB 以上。

最後利用雙波長雷射兩頻率差落在 THz 的特點，藉由光導天線的輔助，輻射出兆赫波，使用初步 THz 量測架構，量測到了輻射的訊號。

使用量子點為外腔式雷射光源，本論文所實現多波長雷射的結果，與近年來國內外研究團隊比較如圖 6-1、表 6-1，整體來說，以量子井為增益介質所能調制的波長範圍仍是最為寬廣，然而使用量子點作為增益介質，享有低臨界電流密度的優點，因此即便在大範圍的調制波長時，也不需要急遽地提高注入電流密度，就我們所知的文獻中，本論文是紀錄上，最低的操作電流密度下，可以達到非常寬廣的波長調制範圍；而若以近年來量子點作為增益介質的成果相比，從表 6-1 可以看出，我們的成果是遙遙領先於國外的其他研究團隊，因此以啁啾式堆疊的量子點作為未來新穎光源是非常具有潛力的。

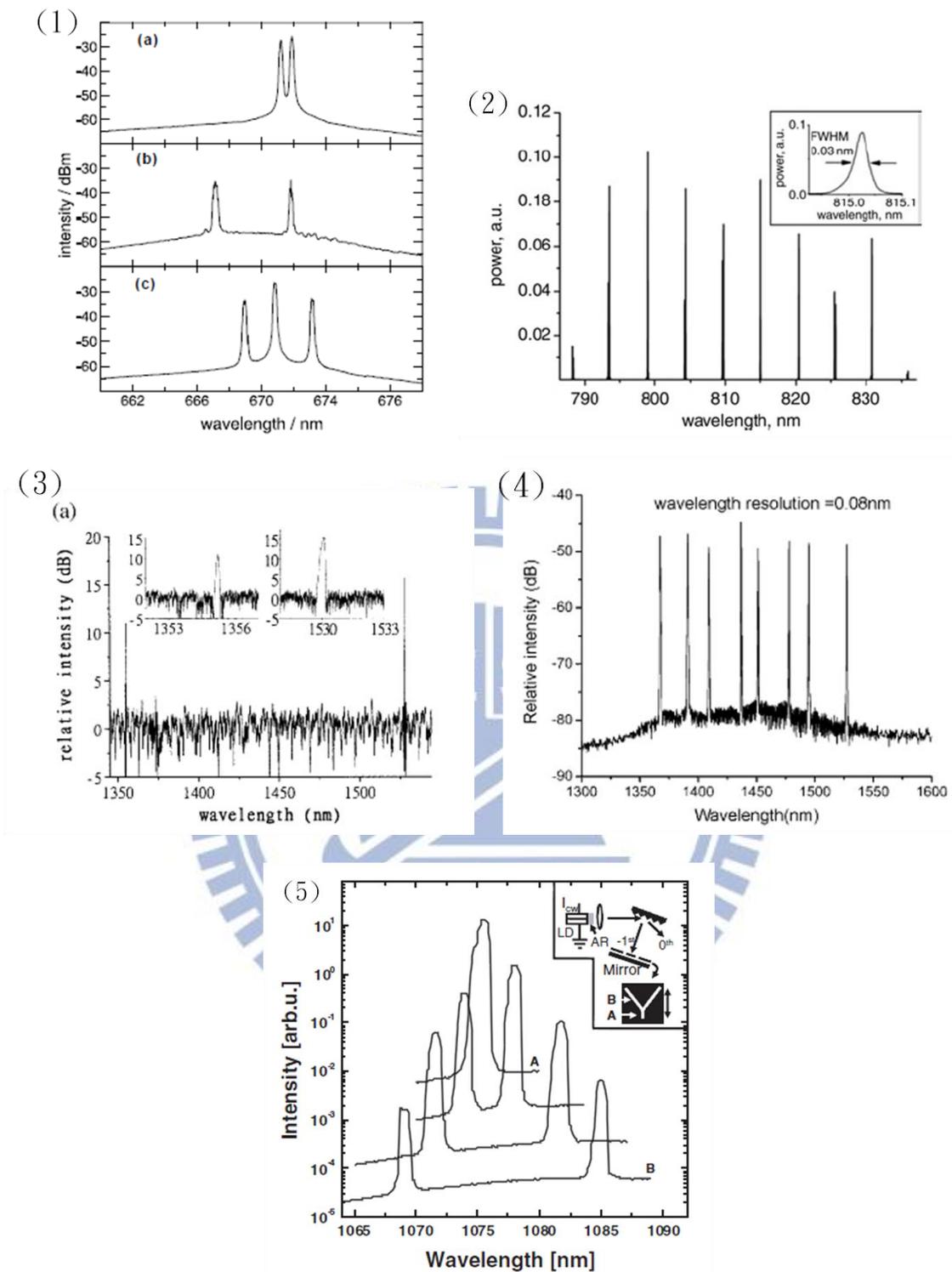


圖 6-1 其他研究團隊成果 (1) M.Breede 等人[67] (2) M.Breede 等人[33] (3) C.F. Lin 等人[31] (4) C.F. Lin 等人[32] (5) A. Biebersdorf 等人[34]

Group/Year	$\Delta\lambda_{\max}$ (nm)	J_{op} (kA/cm ²)	Active region	Bonus
M. Breede/2002	13nm	NA	NA($\lambda \doteq 800\text{nm}$)	3- λ lasing w/ $\Delta\lambda \doteq 2\text{nm}$
M. Breede/2007	46.7nm	NA	NA($\lambda \doteq 800\text{nm}$)	9- λ lasing w/ $\Delta\lambda \doteq 5\text{nm}$
C. F. Lin/2004	174nm	9.73	InGaAsP QW	Max $\Delta\lambda$ in QW
C. F. Lin/2005	160nm	9.73	InGaAsP QW	8- λ lasing w/ $\Delta\lambda \doteq 20\text{nm}$
A. Biebersdorf/2003	34nm	2.9375	InAs/GaAs QDs*7	
Our work/2013.01	86nm	1.33	InAs/InGaAs QDs*10	4- λ lasing w/ $\Delta\lambda \doteq 4\text{nm}$
Our work/2013.03	126nm	1.33	InAs/InGaAs QDs*10	4- λ lasing w/ $\Delta\lambda \doteq 4\text{nm}$

表 6-1 近年國內外多波長外腔式雷射相關研究比較表

6.2 未來展望

本論文中實驗初步的達成了多波長的雷射，然而狹縫卻是以人手來控制，因此未來若藉由電控方式將能大幅提升控制準度，實現更多波長的雷射，朝向 CWDM 的光源應用目標邁進；而整個系統的自動化與精簡化也是非常重要，透過 DMD 的控制，將能一次性取代反射鏡與狹縫，讓量測更加自動化，而探針注入電流並搭配溫控銅座的方式也要透過雷射封裝，讓整個系統更加精簡。

使用第五章的簡單架構快速檢測是否有訊號後，未來將可再進一步使用進階 THz 訊號量測架構，[圖 6-2](#) 所示，將高勒池值偵測器改為高靈敏性的輻射熱測量計(bolometer)，配合鎖相放大器(lock-in amplifier)作更精細的量測。

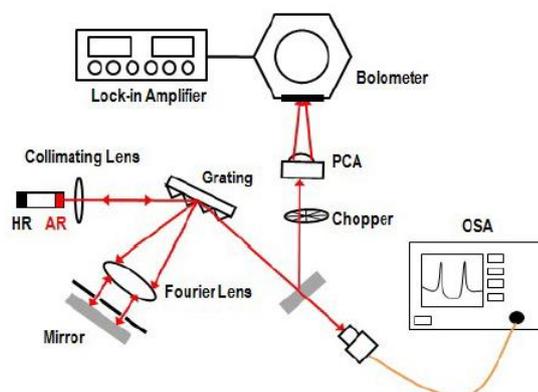


圖 6-2 改良 THz 訊號量測架構圖

由於上述的量測方式，偵測到的功率皆含有熱輻射的成分，因此採用類似於[68]的量測方式，如圖 6-3 所示，使用帶通濾波器(bandpass filter)輔助，偵測不同頻率時的功率，借此盡可能地排除熱輻射的訊號，萃取出光導天線所發出的 THz 訊號。

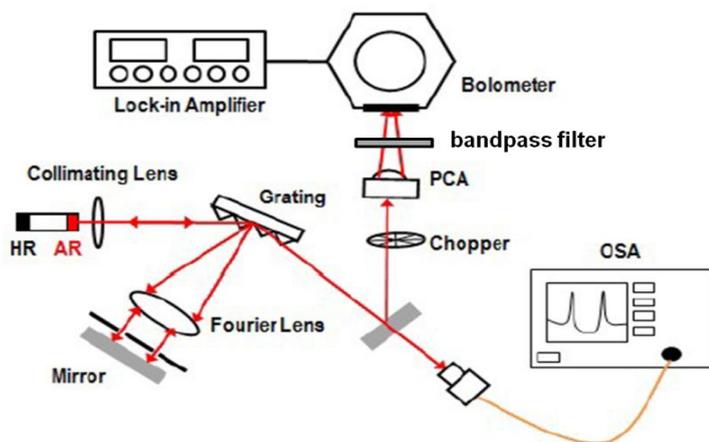


圖 6-3 帶通濾波器輔助 THz 訊號量測架構圖

而未來若可透過頻譜量測的方式，將能更直接的確認量測訊號的正確性，而若訊號量測系統成熟後，方可進入 THz 的許多應用層面如掃描物體、資訊傳輸…等，極具潛力的商業應用。

附件一

超短脈衝雷射光混頻原理：

首先，定義以下這些隨時變的參數：電荷密度 $\rho(x, y, z, t)$ 、電流密度 $\vec{J}(x, y, z, t)$ 、電場 $\vec{E}(x, y, z, t)$ 和磁通量密度 $\vec{B}(x, y, z, t)$ ，由馬克斯威爾方程式：

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1a)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (1b)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1c)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1d)$$

其中 $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ ， $\vec{B} = \mu \vec{H}$ ， ϵ 為介電常數(permittivity)， μ 為導磁係數(permeability)，又已知磁通量密度可寫成：

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (2)$$

\vec{A} 為矢量勢(vector potential)，將(5.2-2)代入(5.2-1a)，可得到：

$$\nabla \times \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (3)$$

接著，假設一個純量 V 滿足關係：

$$\nabla \times \nabla V = 0 \quad (4)$$

從(3)和(4)式，可推得：

$$-\nabla V = \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \Rightarrow \vec{E} = -\nabla V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (5)$$

將(2)代入(1c)式，可得：

$$\nabla \times \frac{\vec{B}}{\mu} = \vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \Rightarrow \nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \mu \left(\vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (6)$$

把(5)式所得電場代回(6)，化簡後可得：

$$\nabla^2 \vec{A} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu \vec{J} + \nabla \left(\nabla \cdot \vec{A} + \mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t} \right) \quad (7)$$

再把(5)代入(1b)式可得：

$$\nabla^2 V + \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \vec{A}) = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (8)$$

根據勞倫次規範(Lorentz gauge)：

$$\nabla \cdot \vec{A} + \mu\epsilon \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad (9)$$

將(9)分別代入(7)、(8)，可以得到兩方程式：

$$\nabla^2 \vec{A} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu \vec{J} \quad (10a)$$

$$\nabla^2 V - \mu\epsilon \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (10b)$$

這兩個非齊次波動方程式(inhomogeneous wave equation)將可用來決定遠場的時變電場形式，解(10a)式後代回(5)，將得到輻射電場：

$$\vec{E}_{rad}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\vec{J}_s(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c})}{|\vec{r} - \vec{r}'|} da' \quad (11)$$

ϵ_0 為真空中的介電常數， \vec{J}_s 為光導天線的表面電流， da' 表面積的增加量，在遠場的情況：

$$|\vec{r} - \vec{r}'| \simeq r \quad (12)$$

假設用均勻分散的光照在光導天線上，因此表面電流 \vec{J}_s 在積分中可視為一個常數，因此(11)式可化簡為：

$$\vec{E}_{rad}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{r} \frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{J}_s \left(t - \frac{r}{c} \right) \right) \quad (13)$$

A 為光照射到的面積，由(13)式可以得知，一隨時變的電流密度將輻射出電場。

圖 1 為光導天線的剖面圖，為說明 current-surge model 定義如下參數： V_{bias} 為光導天線上的外加電壓， \vec{E}_{bias} 為外加電壓在光導天線上所產生的電場， $\vec{E}_{r,in}(t)$ 、 $\vec{H}_{r,in}(t)$ 分別為光導天線裡面的輻射電場與磁場， $\vec{E}_{r,out}(t)$ 、 $\vec{H}_{r,out}(t)$ 分別為光導天線外的輻射電場與磁場， $\vec{J}_s(t)$ 為光導電天線的表面電流。

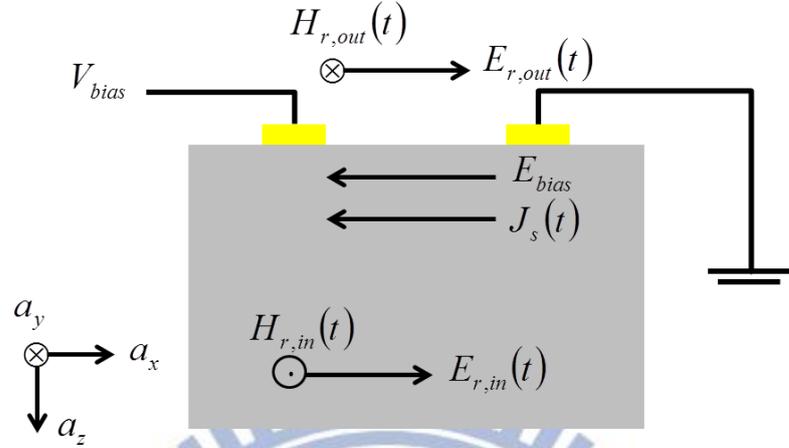


圖 1 光導天線剖面圖

將(1a)式積分並利用斯托克斯定理(Stokes' theorem)可得積分形式：

$$\oint_c \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\mu \int_s \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \cdot \hat{a}_y dA \quad (14)$$

化簡後可得邊界條件：

$$\hat{a}_z \times (\vec{E}_{r,out}(t) - \vec{E}_{r,in}(t)) = 0 \quad (15)$$

再將(1c)式積分並利用斯托克斯定理可得積分形式：

$$\oint_c \vec{H} \cdot d\vec{l} = -\int_s \left(\vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \cdot \hat{a}_x dA \quad (16)$$

化簡後可得另一邊界條件：

$$\hat{a}_z \times (\vec{H}_{r,out}(t) - \vec{H}_{r,in}(t)) = \vec{J}_s(t) \quad (17)$$

已知輻射電場與輻射磁場有以下關係：

$$\vec{H}_{r,in}(t) \times \hat{a}_z = \frac{\sqrt{\epsilon_s}}{\eta_0} \vec{E}_{r,in}(t) \quad (18a)$$

$$\vec{H}_{r,out}(t) \times \hat{a}_z = -\frac{1}{\eta_0} \vec{E}_{r,out}(t) \quad (18b)$$

η_0 為真空中的阻抗，將(15)、(17)、(18)整理後可以得到表面電流與輻射電場的關係：

$$\vec{J}_s(t) = -\frac{1 + \sqrt{\epsilon_s}}{\eta_0} \vec{E}_{r,in}(t) \quad (19)$$

又從歐姆定律(Ohm's law)：

$$\vec{J}_s(t) = \sigma_s(t) (\vec{E}_{bias} + \vec{E}_{r,in}(t)) \quad (20)$$

$\sigma_s(t)$ 為表面導電率，將(20)代入(19)整理後可得輻射電場與外加電場的關係，以及表面電流密度與外加電場的關係：

$$\vec{E}_{r,in}(t) = -\frac{\sigma_s(t)\eta_0}{\sigma_s(t)\eta_0 + (1 + \sqrt{\epsilon_s})} \vec{E}_{bias} \quad (21a)$$

$$\vec{J}_s(t) = \frac{\sigma_s(t)}{1 + \frac{\sigma_s(t)\eta_0}{1 + \sqrt{\epsilon_s}}} \vec{E}_{bias} \quad (21b)$$

若要知道遠場電場，則要知道電流密度隨時間變化的關係，而電流密度又可以從表面輻射電場得知。已知表面導電率可用下式表示：

$$\sigma_s(t) = \frac{e(1-R)}{\hbar\omega} \int_{-\infty}^t I_{op}(t') \mu_m(t-t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_c}\right) dt' \quad (22)$$

R 為反射率(reflectivity)， $\hbar\omega$ 為光子能量， I_{op} 為光強度， $\mu_m(t-t')$ 為從時間 t 到 t' 載子的遷移率(mobility)， τ_c 為載子生命週期(lifetime)，為簡化推導，假設載子的遷移率為常數、載子生命週期夠長和入射光強度為高斯分布(Gaussian profile)：

$$\mu_m(t-t') = \mu_m \quad (23a)$$

$$\tau_c \rightarrow \infty \quad (23b)$$

$$I_{op}(t) = I_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \quad (23c)$$

將(23)的三項假設代回(22)，表面導電率變為：

$$\sigma_s(t) = \frac{e(1-R)}{\hbar \omega} \mu_m I_0 \int_{-\infty}^t \exp\left(-\frac{t'^2}{\tau^2}\right) dt' \quad (24)$$

最後把(21b)、(24)代入(13)，並考慮輻射方向只沿著 z 軸方向，可得遠場電場為：

$$E_{rad}(t) = \frac{-B \frac{F_{op}}{\tau} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right)}{\left[1 + DF_{op} \int_{-\infty}^t \exp(-x^2) dx\right]^2} E_{bias} \quad (25)$$

其中 F_{op} 、 B 和 D 分別為：

$$F_{op} = \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) dt = I_0 \tau \sqrt{\pi} \quad (26a)$$

$$B = \frac{Ae(1-R)\mu_m}{4\pi\epsilon_0 c^2 z \hbar \omega \sqrt{\pi}} \quad (\text{m}^2 \cdot \text{s} / \text{J}) \quad (26b)$$

$$D = \frac{\eta_0 e(1-R)\mu_m}{(1 + \sqrt{\epsilon_s}) \hbar \omega \sqrt{\pi}} \quad (\text{m}^2 / \text{J}) \quad (26c)$$

參考文獻

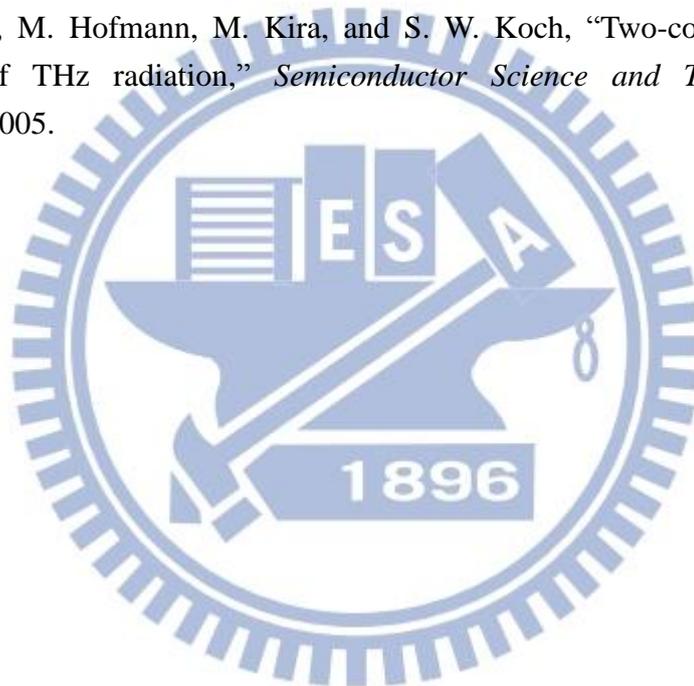
- [1] B. H. Soffer and B. B. McFarland, "Continuously tunable, narrow-band organic dye lasers." *Applied Physics Letters*, vol. 10, pp. 266-267, 1967.
- [2] T. W. Hänsch, "Repetitively pulsed tunable dye laser for high resolution spectroscopy." *Applied Optics*, vol. 11, pp. 895-898, 1972.
- [3] I. Shoshan, N. N. Danon, and U. P. Oppenheim, "Narrowband operation of a pulsed dye laser without intracavity beam expansion," *Journal of Applied Physics*, vol. 48, pp. 4495-4497, 1977.
- [4] M. G. Littman and H. J. Metcalf, "Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander," *Applied Optics*, vol. 17, pp. 2224-2227, 1978.
- [5] F. J. Duarte and J. A. Piper, "Prism preexpanded grazing-incidence grating cavity for pulsed dye lasers," *Applied Optics*, vol. 20, pp. 2113-2116, 1981.
- [6] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, "Coherent light emission from GaAs junctions," *Physical Review Letters*, vol. 9, pp. 366-369, 1962.
- [7] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, and G. Lasher, "Stimulated emission of radiation from GaAs PN junctions," *Applied Physics Letters*, vol. 1, pp. 62-64, 1962.
- [8] I. Hayashi, M. B. Panish, and P. W. Foy, "A low-threshold room-temperature injection laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 5, pp. 211-212, 1969.
- [9] Z. I. Alferov, V. M. Andreev, E. L. Portnoi, and M. K. Trukan, "AlAs-GaAs heterojunction injection lasers with a low room-temperature threshold," *Sov. Phys. Semiconductors*, vol. 3, pp. 1107-1110, 1970.
- [10] I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, and S. Sumski, "Junction lasers which operate continuously at room temperature," *Applied Physics Letters*, vol. 17, pp. 109-111, 1970.
- [11] 林國瑞, "半導體量子結構雷射元件之研究," 國立交通大學電子所 博士論文, 2001.
- [12] 盧廷昌, 王興宗, "半導體雷射導論," 五南出版社, 2008.
- [13] J. P. van der Ziel, R. Dingle, R. C. Miller, W. Wiegmann, and W. A. Nordland, "Laser oscillation from quantum states in very thin GaAs-Al_{0.2}Ga_{0.8}As multilayer structures," *Applied Physics Letters*, vol. 26, pp. 463-465, 1975.
- [14] N. N. Ledentsov, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. E. Zhukov, M. V. Maksimov, I. G. Tabatadze, and P. S. Kop'ev, "Optical properties of heterostructures with InGaAs-GaAs quantum clusters," *Semiconductors*, vol. 28, pp. 832-834, 1994.
- [15] Y. Arakawa and H. Sakaki, "Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current," *Applied Physics Letters*, vol. 40, pp. 939-941, 1982.
- [16] Fujitsu, "University of Tokyo Develop World's First 10Gbit/s Quantum Dot Laser Featuring Breakthrough Temperature-Independent Output," 2004.

- [17] T. Day, "External-cavity tunable diode lasers for network deployment," *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit*, vol. 2, pp. TuJ4-1-TuJ4-3, 2001.
- [18] F. J. Duarte, "Tunable lasers handbook," *Academic Press*, pp. 349-351, 1995.
- [19] http://www.lightriver.com/index.php?p=cwdm_dwdm_roadm
- [20] B. Ferguson and X. C. Zhang, "Materials for terahertz science and technology," *Nature materials*, vol. 1, pp. 26-33, 2002.
- [21] http://en.wikipedia.org/wiki/Terahertz_radiation
- [22] 鐘佩鋼、顏順通, "兆赫波源之發展與原理簡介," *物理雙月刊*, 第 31 卷第 2 期, 109~116 頁, 2009.
- [23] S. Hoffmann and M. R. Hofmann, "Generation of terahertz radiation with two color semiconductor lasers," *Laser & Photonics Review*, vol. 1, pp. 44-56, 2007.
- [24] E. R. Brown, F. W. Smith, and K. A. McIntosh, "Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs photoconductors," *Journal of Applied Physics*, vol. 73, pp. 1480-1484, 1993.
- [25] E. R. Brown, K. A. McIntosh, F. W. Smith, K. B. Nichols, M. J. Manfra, C. L. Dennis, and J. -P. Mattia, "Milliwatt output levels and superquadratic bias dependence in a low-temperature-grown GaAs photomixer," *Applied Physics Letters*, vol. 64, pp. 3311-3313, 1994.
- [26] C. L. Wang and C. L. Pan, "Tunable dual-wavelength operation of a diode array with an external grating-loaded cavity," *Applied Physics Letters*, vol. 64, pp. 3089-3091, 1994.
- [27] P. Gu, F. Chang, M. Tani, K. Sakai, and C. L. Pan, "Generation of coherent cw-terahertz radiation using a tunable dual wavelength external cavity laser diode," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 38, pp. L1246-L1248, 1999.
- [28] M. Matus, M. Kolesik, J. V. Moloney, M. Hofmann, and S. W. Koch, "Dynamics of two-color laser systems with spectrally filtered feedback," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 21, pp. 1758-1771, 2004.
- [29] C. S. Friedrich, C. Brenner, S. Hoffmann, A. Schmitz, I. C. Mayorga, A. Klehr, G. Erbert, and M. R. Hofmann, "New two-color laser concepts for THz generation," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol.14, pp.270-276, 2008.
- [30] S. Hoffmann, M. Hofmann, E. Brundermann, M. Havenith, M. Matus, J. V. Moloney, A. S. Moskalenko, M. Kira, S. W. Koch, S. Saito, and Sakai, K. "Four-wave mixing and direct terahertz emission with two-color semiconductor lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 84, pp. 3585-3587, 2004.
- [31] C. C. Huang, C. H. Cheng, Y. S. Su, and C. F. Lin, "174-nm mode spacing in dual-wavelength semiconductor laser using nonidentical InGaAsP quantum wells," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, pp. 371-373, 2004.
- [32] C. C. Huang, Y. S. Su, and C. F. Lin, "Simultaneous generation of eight wavelengths with about 20-nm spacing from a single semiconductor laser," *IEEE Photonics*

- Technology Letters*, vol. 17, pp. 675-677, 2005.
- [33] M. Breede, C. Kasseck, C. Brenner, N. C. Gerhardt, M. Hofmann, and R. Hofling, "Micromirror device controlled tunable diode laser diode laser," *Electronics Letters*, vol. 43, pp. 456-457, 2007.
- [34] A. Biebersdorf, C. Lingk, M. De Giorgi, J. Feldmann, J. Sacher, M. Arzberger, C. Ulbrich, G. Böhm, M. -C Amann, and G. Abstreiter, "Tunable single and dual mode operation of an external cavity quantum-dot injection laser," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 36, pp. 1928-1930, 2003.
- [35] 蘇倍瑩, "以啁啾式多層堆疊量子點實現波長可調外腔式雷射," 國立交通大學電子所 碩士論文, 2011.
- [36] A. J. Williamson, L. W. Wang, and A. Zunger, "Theoretical interpretation of the experimental electronic structure of lens-shaped self-assembled InGaAs quantum dots," *Physical Review B*, vol. 62, pp.12963-12977, 2000.
- [37] G. Lin, C. Y. Chang, W. C. Tseng, C. P. Lee, K. F. Lin, R. Xuan, and J. Y. Chi, "Novel chirped multilayer quantum-dot lasers," *Photonics Europe, International Society for Optics and Photonics*, pp. 69970R, 2008.
- [38] Y. C. Chen, G. Lin, P. Y. Su, and H. C. Cheng, "150nm continuous tuning of external cavity quantum-dot lasers operated below 90 mA," *Optical Engineering+ Applications, International Society for Optics and Photonics*, pp. 84970N, 2012.
- [39] L. A. Coldren and S. W. Corzine, "Diode lasers and photonic integrated circuits," Wiley, pp.79-85, 1995.
- [40] K. Petermann, "Laser Diode Modulation and Noise," *Advances in Optoelectronics*, pp. 250-258, 1992.
- [41] N. Gade and J. H. Osmundsen, "Gain measurements on semiconductor lasers by optical feedback from an external grating cavity," *IEEE Journal of Quantum Electronics* , Vol. QE-19, pp. 1238-1242, 1983.
- [42] J. F. Lepage and N. McCarthy, "Analysis of dual-wavelength oscillation in a broad-area diode laser operated with an external cavity," *Applied Optics*, vol. 41, pp. 4347-4355, 2002.
- [43] C. F. Lin and P. C. Ku, "Analysis of stability in two-mode laser systems," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 32, pp. 1377-1382, 1996.
- [44] M. Sargent III, M. O. Scully, and W. E. Lamb, "Laser Physics," Addison-Wesley, pp. 120-127, 1974.
- [45] A. E. Siegman, "Lasers," *University Science Books*, pp. 992-999, 1986.
- [46] I. Park, "Investigations of the generation of tunable continuous-wave terahertz radiation and its spectroscopic applications," *TU Darmstadt, Doctoral dissertation*, pp.11-12, 2007.
- [47] L. A. Coldren, "Monolithic tunable diode lasers," *IEEE Journal on Selected Topics in*

- Quantum Electronics*, vol. 6, pp. 988-999, 2000.
- [48] C. J. Chang-Hasnain, "Tunable VCSEL," *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, pp. 978-987, 2000.
- [49] http://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=26
- [50] D. Mehuys, M. Mittelstein, and A. Yariv, "Optimised Fabry-Perot (AlGa) As quantum-well lasers tunable over 105 nm," *Electronics Letters*, vol. 25, pp. 143-145, 1989.
- [51] A. Lidgard, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, H. Temkin, K. W. Wecht, and N. A. Olsson, "External-cavity InGaAs/InP graded index multiquantum well laser with a 200 nm tuning range," *Applied Physics Letters*, vol. 56, pp. 816-817, 1990.
- [52] M. Bagley, R. Wyatt, D. J. Elton, H. J. Wickes, P. C. Spurdens, C. P. Seltzer, D. M. Cooper, and W. J. Devlin, "242 nm continuous tuning from a GRIN-SC-MQW-BH InGaAsP laser in an extended cavity," *Electronics Letters*, vol. 26, pp. 267-269, 1990.
- [53] H. Tabuchi and H. Ishikawa, "External grating tunable MQW laser with wide tuning range of 240 nm," *Electronics Letters*, vol. 26, pp. 742-743, 1990.
- [54] H. Li, G. T. Liu, P. M. Varangis, T. C. Newell, A. Stintz, B. Fuchs, K. J. Malloy, and L. F. Lester, "150-nm tuning range in a grating-coupled external cavity quantum-dot laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, pp. 759-761, 2000.
- [55] P. M. Varangis, H. Li, G. T. Liu, T. C. Newell, A. Stintz, B. Fuchs, K. J. Malloy, and L. F. Lester, "Low-threshold quantum dot lasers with 201 nm tuning range," *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 1544-1545, 2000.
- [56] C. N. Allen, P. J. Poole, P. Barrios, P. Marshall, G. Pakulski, S. Raymond, and S. Fafard, "External cavity quantum dot tunable laser through 1.55 μm ," *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, vol. 26, pp. 372-376, 2005.
- [57] <http://www.infraredlaboratories.com/Bolometers.shtml>
- [58] http://en.wikipedia.org/wiki/Golay_cell
- [59] 江秉其, "光混頻產生之兆輻射同調性之研究," 國立交通大學光電所 碩士論文, 2004.
- [60] 楊孟桓, "氧離子佈植與低溫成長砷化鎵光導天線在連續波與脈衝波激發下產生兆赫波的研究," 國立交通大學光電所 碩士論文, 2008.
- [61] 洪鶯玲, "利用混合式微影技術製作 THz 輻射場之光混頻器," 國立交通大學物理所 碩士論文, 2001.
- [62] J. T. Darrow, X. C. Zhang, D. H. Auston, and J. D. Morse, "Saturation properties of large-aperture photoconducting antennas," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, pp. 1607-1616, 1992.
- [63] P. K. Benicewicz, J. P. Roberts, and A. J. Taylor, "Scaling of terahertz radiation from large-aperture biased photoconductors," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 11, pp. 2533-2546, 1994.

- [64] P. U. Jepsen, R. H. Jacobsen, and S. R. Keiding, "Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 13, pp. 2424-2436, 1996.
- [65] Z. Piao, M. Tani, and K. Sakai, "Carrier dynamics and terahertz radiation in photoconductive antennas," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 39, pp.96-100, 2000.
- [66] <http://www.batop.de/products/terahertz/photoconductive-antenna/photoconductive-antenna-1550nm.html>
- [67] M. Breede, S. Hoffmann, J. Zimmermann, J. Struckmeier, M. Hofmann, T. Kleine-Ostmann, P. Knobloch, M. Koch, J. P. Meyn, M. Matus, S. W. Koch, and J. V. Moloney, "Fourier-transform external cavity lasers," *Optics Communications*, vol. 207, pp. 261-271, 2002.
- [68] S. Hoffmann, M. Hofmann, M. Kira, and S. W. Koch, "Two-colour diode lasers for generation of THz radiation," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 20, S205-S210, 2005.



簡歷(Vita)

姓名：白振鴻 (Chen-Hung Pai)

性別：男

出生年月日：民國 77 年 09 月 28 日

籍貫：台灣省

學歷：

國立交通大學電機資訊學士班(96.09~100.06)

國立交通大學電子研究所碩士班(100.09~102.07)

碩士論文題目：

可調多波長量子點外腔式雷射及其應用於產生兆赫波輻射源之研究

Tunable multi-wavelength quantum-dot external-cavity lasers and their application for generation of terahertz radiation