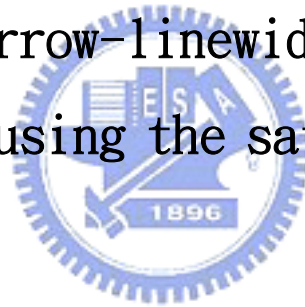


國立交通大學
光電工程研究所

碩士論文

使用飽和吸收體之單模窄頻光纖雷射

Single-mode narrow-linewidth erbium-doped
fiber laser by using the saturable absorber



研究生：楊坤璋

指導教授：賴暎杰 博士

中華民國九十三年七月

使用飽和吸收體之單模窄頻光纖雷射

Single-mode narrow-linewidth erbium-doped fiber
laser by using the saturable absorber

研究生：楊坤璋

Student : Kuen Jang. Yang

指導教授：賴暎杰 博士

Advisor : Dr. Yin-Chien Lai

國立交通大學

光電工程研究所

碩士論文



A Thesis

Submitted to Institute of Electro-Optical Engineering College of
Electrical Engineering and Computer Science

National Chiao-Tung University

In Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of
Master in Electro-Optical Engineering

July 2004

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十三年七月

使用飽和吸收體之單模窄頻光纖雷射

研究生：楊 坤 璋

指導教授：賴 暎 杰 博士

國立交通大學光電工程研究所



在本論文中，我們使用環型共振腔為雷射主體，搭配我們所建構新型態的飽和吸收體濾波模組，達到單模態（邊模壓縮比 $>60\text{dB}$ ）、窄線寬（線寬 $\ll 25\text{kHz}$ ）、可調頻（ $1530\text{nm}\sim 1570\text{nm}$ ）的雷射輸出，我們也將之與搭配次環腔濾波器的單模雷射系統作比較。

Single-mode narrow-linewidth erbium-doped fiber laser by using the saturable absorber

Student: Kuen Jang. Yang

Advisor: Dr. Yin-Chien Lai

Institute of Electro-Optical Engineering

National Chiao-Tung University



In this thesis ,by using a ring fiber cavity as the main laser structure ,and using a new-type saturable absorber filter module ,we have constructed a single-mode fiber laser

(SMSR>60dB) with narrow-linewidth (linewidth \ll 25kHz) and tunable wavelength (1530nm~1570nm) .We also compared the results with those from the laser system with a sub-ring filter .

致謝

兩年前，一個人兩手空空的來到這裡求學，兩年後，卻帶著豐富的學識和真摯的友情離開；也許對新竹來說，我是再短暫不過的過客，但對我而言，風城卻是我人生另一個故鄉。

這兩年中，感謝賴老師在研究上的開導啟發，使我發覺到作研究其實是很有趣的事。感謝項維巍學長、莊凱評學長在實驗上的幫助，使我學習到發現及解決問題的技巧。感謝實驗室的夥伴：夙鴻、小黑、慧萍、彥旭、亞琪的陪伴，使我在這裡不是孤單一人。感謝學弟妹：倩仔、銘峰、金水、淑惠這一年的相處與幫忙，讓實驗室隨時都充滿著歡笑與溫馨。



感謝祁姓老師，陳智弘老師，馮開明老師撥冗擔任口試委員並提出寶貴暨精闢的意見，使本論文能更加完善。謝謝光纖通訊及感測實驗室提供的實驗設備。

最後謝謝我的家人，感謝你們對我無盡的付出與栽培，僅以此篇論文與你們分享我此刻的喜悅。

2003. 6. 2 風城交大

目錄

中文摘要	一
英文摘要	二
誌謝	三
目錄	四
圖表目錄	六
第一章 緒論	
1.1 引言	1
1.2 光纖雷射相關技術	
1.2.1 光纖光柵	4
1.2.2 摻鉬光纖	5
1.2.3 摻鉬光纖雷射	8
1.3 研究目的	10
1.4 論文架構	10
第二章 實驗原理	
2.1 雷射輸出頻譜之計算	12
2.2 濾波器工作原理	
2.2.1 飽和吸收體濾波器	15
2.2.2 Fabry-Perot 干涉式濾波器	20
2.3 雷射線寬量測	22
2.4 總結	24
第三章 實驗步驟及實驗數據	
3.1 邊模壓縮比	25
3.2 使用可調式濾波器和次環腔濾波	
3.2.1 環型共振腔 CW 光纖雷射	26
3.2.2 加入可調式濾波器	32
3.2.3 加入次環腔濾波器	37
3.3 加入飽和吸收體濾波器	
3.3.1 飽和吸收體濾波器	42
3.2.2 加入飽和吸收體濾波器	44

3.2.3 加入飽和吸收體濾波器和次環腔濾波器	50
3.4 雷射線寬量測	54
第四章 結論及未來展望	58
參考文獻	60



圖表目錄

圖 1.1	光纖光柵示意圖和反射頻譜	5
圖 1.2	鉍離子能階圖	7
圖 1.3	三能階示意圖	7
圖 1.4	ASE 頻譜圖	8
圖 2.1	簡單環型雷射架構示意圖	15
圖 2.2	感應光柵效應和空間燒洞效應	16
圖 2.3	飽和吸收體濾波效應示意圖	18
圖 2.4	雷射增益及飽和吸收損耗頻譜圖	19
圖 2.5	Fabry-Perot 干涉式濾波器示意圖	20
圖 2.6	穿透率對波長關係示意圖, FSR=250GHz	21
圖 2.7	延遲自動內差法示意圖	23
圖 3.1	環型共振腔 CW 光纖雷射	28
圖 3.2	光頻譜圖	29
圖 3.3	雷射不同輸出功率之 RF beating 信號圖	30
圖 3.4	加入可調式濾波器	33
圖 3.5	光頻譜圖	34
圖 3.6	雷射不同輸出功率之 RF beating 信號圖	35
圖 3.7	次環腔濾波器	38
圖 3.8	加入次環腔濾波器	38
圖 3.9	光頻譜圖	39
圖 3.10	雷射不同輸出功率之 RF beating 信號圖	40
圖 3.11	飽和吸收體濾波器	43
圖 3.12	加入飽和吸收體濾波器	45
圖 3.13	光頻譜圖	46
圖 3.14	雷射不同輸出功率之 RF beating 信號圖	47
圖 3.15	可調頻率範圍	49
圖 3.16	不同波長之 SMSR 值	49
圖 3.17	加入飽和吸收體濾波器和次環腔濾波器	51
圖 3.18	光譜圖	51
圖 3.19	雷射不同輸出功率之 RF beating 信號圖	52
圖 3.20	延遲自動內差法	54
圖 3.21	雷射輸出線寬 (1)	55
圖 3.22	雷射輸出線寬 (2)	56
圖 3.23	雷射輸出線寬 (3)	56

表 3.1	Lucent R37005 摻鉬光纖	28
表 3.2	SMSR 值	31
表 3.3	Santec (OTF-920) 窄頻寬可調式濾波器	33
表 3.4	SMSR 值	36
表 3.5	SMSR 值	41
表 3.6	Moritex EDF (Er 307)	43
表 3.7	SMSR 值	48
表 3.8	SMSR 值	53
表 3.9	Agilent 8164A 半導體雷射模組	55



第一章 緒論

1.1 引言

在 1960~70 年代因為雷射與光纖技術的發展，促使了往後光纖在通訊上的廣泛應用；從長途的電信傳輸到網際網路與多媒體通訊，高頻寬、低損失與傳輸時不受電磁波干擾的光纖通訊方式漸漸受到重視，因此光纖技術快速的成長，取代了部分傳統以銅線傳輸的通訊方式，以至於無論在電信網路、數據網路、有線電視網路都大量的使用光纖為傳輸媒介。為了刺激經濟的繁榮，全球都在大力的推展國家資訊高速公路 (National Information Infrastructure - NII)，因為頻寬的需求快速增加，而能夠符合資訊傳送對於頻寬無止境的需求的通訊方式中，以光纖通訊為最佳的選擇。而在電信及網路通訊廣大的市場中，系統品質的些微提升或是系統成本之些微降低都有可能產生很大的利潤，所以自然形成一股持續的力量來吸引學術界及工業界在這方面進行研發，這也使得整體光纖通訊速率能逐年快速提升。

依光纖製造技術之演變，光纖通訊系統約可分為四代：第一代光纖通訊系統為目前最普遍使用的系統，係由多模態及用 GaAs 或 AlGaAs 製成之發光二極體或雷射二極體為光源而組成，其工作波長為 0.8 或 0.9 μm 。在此波長之最低傳輸損失為 2dB/km，光纖頻寬亦不大，故第一代光纖通訊系統之通訊距離只能達十至十五公里，超出

此距離即必須裝設轉發器（或放大器）。這種系統可以在一秒中內將一套(共三十冊)大英百科辭典之內容傳遞至十公里處。第二代光纖通訊系統亦使用多模態光纖，但光源則改由 GaAsInP 所造成，波長為 $1.3\ \mu\text{m}$ 之發光二極體或雷射二極體。在 $1.3\ \mu\text{m}$ 波長時光纖損失之最低值為 0.5dB/km ，頻帶寬度也由於色散之消失而大增，故第二代光纖通訊系統可將通信距離延伸至四十公里，並且在一秒中內可將一套大英百科辭典送至二十公里遠處。第三代光纖通訊系統也使用 $1.3\ \mu\text{m}$ 波長，並用 GaAsInP 造成之雷射二極體做為光源，但光纖則改用單模態光纖。因單模態光纖沒有模態色散，加之在 $1.3\ \mu\text{m}$ 波長時也沒有色散，傳輸損失也只有 0.5dB/km ，故此種系統之通訊距離可延伸至四十至五十公里。其資訊之傳送速度可用一秒鐘內能將四套大英百科辭典送到五十公里處來比喻。第四代光纖通訊系統利用光纖在 $1.55\ \mu\text{m}$ 波長出現最低損失之特性，以使信號不經再放大即可送比第一、二、三代系統更遠的距離。但光纖在 $1.55\ \mu\text{m}$ 波長時其色散並不等於零，其頻帶寬度也不如第三代光纖通訊系統，故必須造出一種單頻率的雷射二極體，以使在光纖內之光線不受色散之影響。這種系統造成之後，訊號可傳送之最長距離將延伸至一百公里，其訊息之傳送速度可用在一秒鐘內能將四套大英百科辭典送至一百公里來比喻。第四代光纖通訊系統為先進國家積極發中之最新通訊系統。

目前在高速光纖通訊系統中所使用的光源多半為 DFB 半導體雷射，這是因為 DFB 半導體雷射可以達到很好的單模輸出特性，而且製作容易(半導體製程技術成熟)，不過由於 DFB 半導體雷射價格較高，且波長的可調性較小，加上耦合入光纖的損耗不小，所以若能有較低成本、單頻光源且具較大的波長可調性，並同光纖系統的相容性高，則將可更符合光纖通訊市場上的需求。再者，DWDM 的技術日漸成熟，頻道與頻道的間距也越來越窄，所以窄線寬的單頻光源在 DWDM 元件測試以及通道選擇上有越來越有其必要性。有鑑於此，本論文即朝向這方面來進行研究。



1.2 光纖雷射相關技術

1.5 μm 波段可調單頻光纖雷射光源在光纖通訊中的 DWDM 通道選擇、光纖元件測試、光纖感測、精密感測器以及高解析的雷射光譜學等方面都有相當重要的應用。目前大多使用利用外腔光纖光柵反饋之半導體 Fabry-Perot 雷射【1】利用光纖光柵來建構共振腔之摻鉕光纖雷射【2~4】以及利用光纖組成環型雷射共振腔之環型摻鉕光纖雷射【5~10】，以下我們就先簡單介紹這些雷射相關技術（光纖光柵、摻鉕光纖和摻鉕光纖雷射）的發展歷程。

1.2.1 光纖光柵

光纖光柵的製作原理【11~12】是利用摻錳的二氧化矽光纖經過高功率的紫外光照射後會產生永久性折射率改變，這種現象稱為光折變效應(photorefractive effect)或是光感性效應(photosensitive effect)。當光侷限於光纖核中傳播時，如遇光纖核中折射率不同，則會有部分光能量反射，部分光能量透射。光纖光柵因其纖核為一段有眾多大小不同的光學折射率所組成的，每面臨一不同介面(小區段)，均反射一小部分光能量，而各自反射的光又彼此發生干涉現象。如果能對其週期變化加以特別設計，則可得到特定的反射或透射頻譜，如圖 1.1。



自 1980 年起，開始有人嘗試用光纖光柵作為窄頻反射器來回饋 1.55 μm DCPBH Fabry-Perot type 多模半導體雷射，使雷射能達到單模輸出。1991 至今許多相關的實驗陸續發表，所使用的光纖光柵可以是一般的光纖光柵、或是 Chirped 光纖光柵、或是 Erbium fiber 和光纖光柵的結合，而所使用的雷射二極體則可以是具反射鍍膜的雷射二極體、或是特殊的 angle facet 半導體雷射二極體。

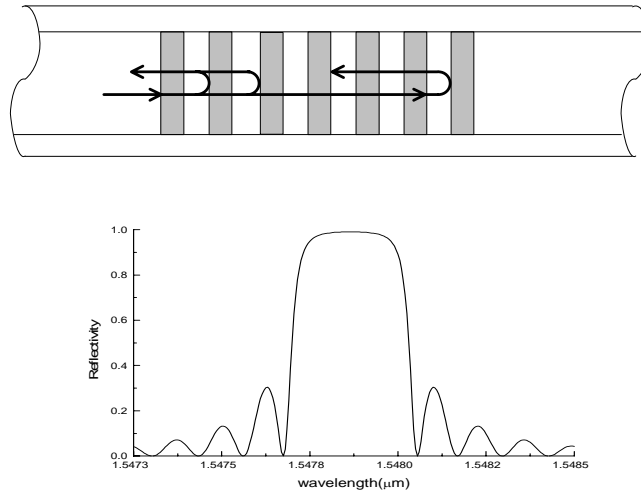


圖 1.1 光纖光柵示意圖和反射頻譜

1.2.2 摻鉬光纖

早在 1960 年代雷射發展初期，Elias Snitzer 博士就已經利用摻鉬玻璃作為雷射增益介質【13】，在隨後的光纖發展中，由於光纖通訊傳播距離的增長，訊號在光纖中的損耗必須使用放大器來補償，將摻鉬光纖中作為通訊放大器是較佳的選擇，因為摻鉬光纖放大器不僅省去了光-電、電-光繁瑣的轉換過程，又能減少放大器的額外損耗，只是當時光纖中摻鉬的濃度無法提高到所需的程度，直到 1985 年 Poole 及 Mears 等人【14】發表了能將稀土元素摻入光纖中達數百 ppm 的技術，並成功的完成第一部摻鉬光纖放大器後，摻鉬光纖的研究立刻受到前所未有的重視。

1986 年的初期，摻鉬光纖的發展著重於摻鉬光纖本身製造技術的改進及激發光源的開發，而 1989 年以半導體雷射為激發光源的摻

鉬光纖放大器已可使用於實驗室中的光纖通訊系統上了。至今，科學家們已經可以製造出濃度高達 2000ppm 的摻鉬光纖，經由在光纖核心中摻入少量氧化鋁 (Al_2O_3)，可提升光纖中摻鉬的濃度。並利用「溶液摻入法 (solution-doped)」的技術來簡化摻鉬光纖的製程，同時可在同一步驟中摻入兩種以上的稀土元素。摻鉬光纖的能階如圖

1.2、圖 1.3 所示，圖中可以看出摻鉬光纖是三能階的增益介質，摻鉬光纖的吸收譜線有 514nm、630nm、800nm、980nm 和 1480nm 幾條，不過當激發光的波長小於 800nm 時會產生「激發態吸收 (ESA)」因而無法達到高的激發效率。其工作波長範圍 (1.53—1.57 μm)，如圖 1.4，包含光纖傳輸的低損耗波段 (1.55 μm)，再加上摻鉬光纖具有很大的增益與自發輻射頻譜寬、高增益、高激發效率的特性，因此摻鉬光纖除了應用於光纖放大器之外，也在光纖雷射中扮演重要的角色。

現階段高功率半導體雷射的波長大多在 800nm 附近，如果能以此光源激發摻鉬光纖是比較理想的選擇，但是摻鉬光纖在 800nm 有激發態吸收的情形，會大幅減低有效的激發效率，一種能避開激發態吸收的方法是在光纖中同時摻入鐿 (Yb)【15】，由此可以相當有效率地將能量轉移用以激發基態的鉬躍遷到產生雷射的能階，雖然這種間接式的激發效率不比 980nm 直接激發好，但鐿的吸收頻帶相當寬

(800nm~1064nm), 包括了高功率半導體雷射及高功率的 Nd : YAG 雷射, 所以在這種光纖雷射系統中, 激發光源有較多的選擇空間。

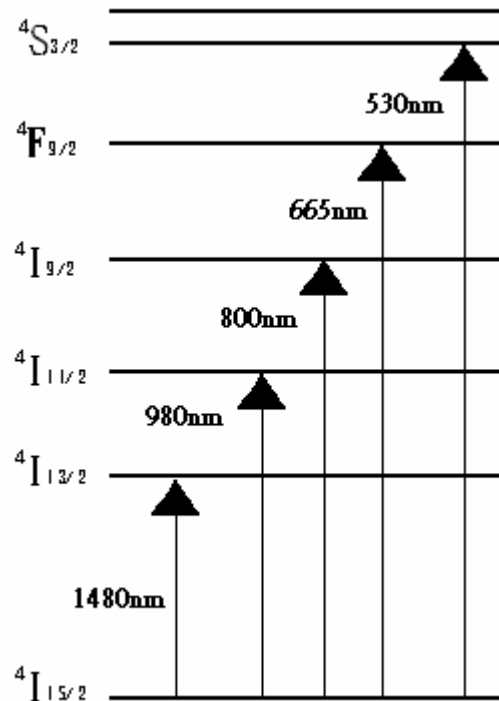


圖 1.2 鉕離子能階圖

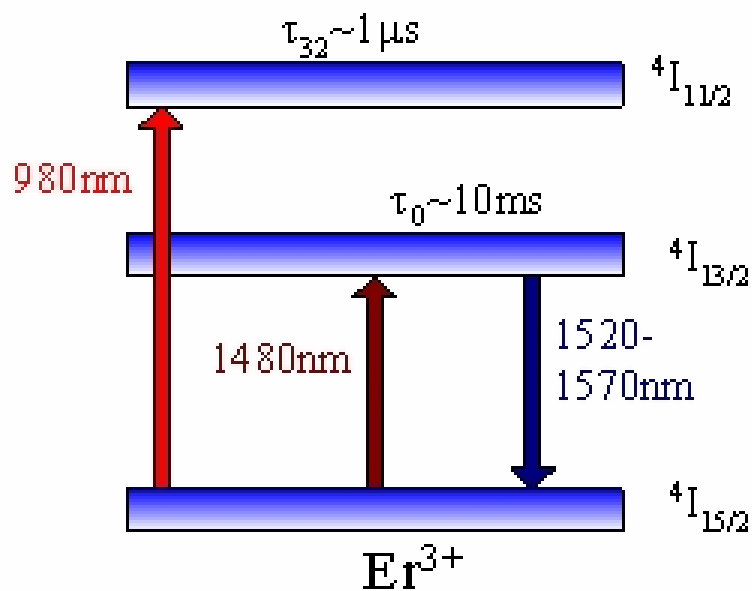


圖 1.3 三能階示意圖

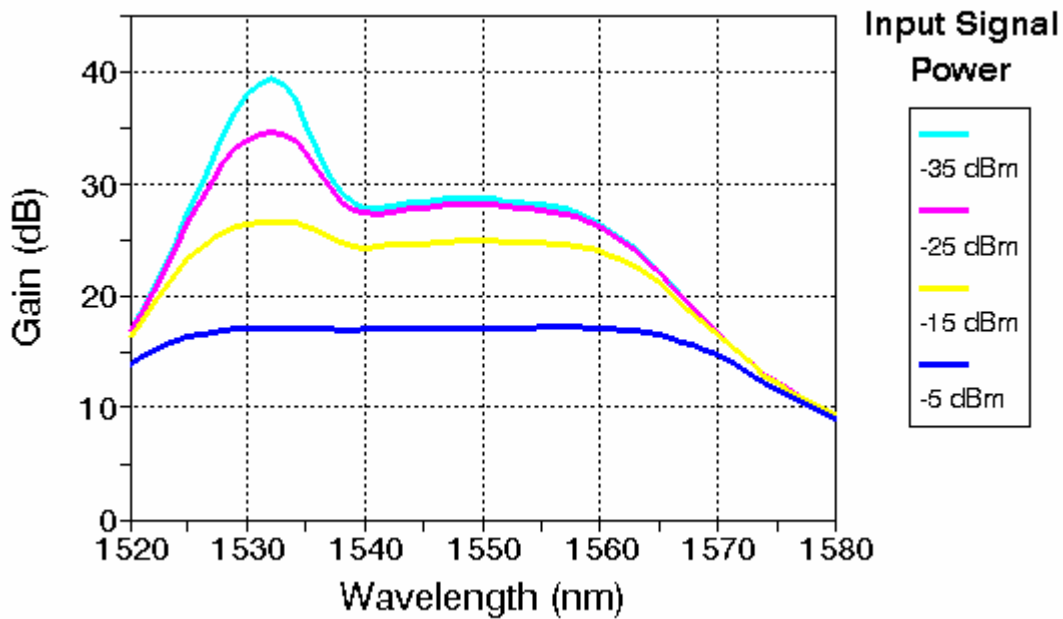


圖 1.4 ASE 頻譜圖

1.2.3 摻鉬光纖雷射

摻鉬光纖雷射的種類約可大略分為連續波雷射 (continuous wave laser) 與鎖模雷射 (mode-locked laser); 在連續波光纖雷射上的一個主要研究方向即是單頻光纖雷射的發展, 即為本論文的主要內容。至於在鎖模雷射方面, 利用主動或被動鎖模的方法可以產生高重複率 (GHz) 且達轉換極限 (transform limit) 的光脈衝。相對於半導體雷射而言, 雖然半導體雷射也可以產生高重複率的短脈衝, 但是其脈衝品質一般較差, 因為可能具有不對稱 (asymmetric)【16】與啾啾 (chirped)【17】的缺點。除此之外, 光纖雷射能具有較高的輸出功率, 且其波長可調, 幾乎全光纖的架構可提升雷射之穩定度並

與光纖系統具有很好的相容性。主動鎖模的方式為直接對光的振幅或相位做調變，利用諧波鎖模的技術可得到重複率 10GHz 以上的超短脈衝。被動鎖模是另一種產生超短脈衝光纖雷射的方法。利用非線性光學元件，被動鎖模可以產生飛秒級的超短脈衝輸出。由於本論文專注於連續波單模雷射的研製，於此部分並不做更深入的探討。

如前所敘述，除了 Fabry-Perot 半導體雷射之外，單頻光纖雷射的研製【18~24】也是光纖通訊用光源很重要的一部分。1.55 μm 連續波單模光纖雷射的研製若以增益介質來區分，大致可分為摻鉬光纖雷射和摻鉬/鏡光纖雷射兩種，由於這兩種增益光纖雷射對激發光的吸收係數有很大的差距，所以在雷射架構的設計上也就有所不同。譬如由於摻鉬光纖對於激發光源的吸收係數較小，加上空間燒洞效應導致主要雷射輸出模能夠看到的平均增益值變小，使得雷射的輸出效率變差，以及不易達到單模輸出，因此文獻上有關單模摻鉬光纖的實驗架構有很多為環狀結構的雷射腔體，配上窄頻濾波器的組合。環狀結構的好處在於沒有空間燒洞效應的問題，增加了主要雷射輸出模看到的增益值，而架設在雷射腔體內額外的濾波器則可以使雷射達到單模輸出，而且雷射腔長可以長達幾公尺，大大增加了雷射輸出功率。他的缺點在於必須做精密之腔長回饋控制才能達到雷射穩定的要求。近年來透過窄頻光纖光柵的使用，已經可以製作出腔長小於 10cm 的線性

腔體單模摻鉬光纖雷射，不過因對激發光源的吸收很差，所以必須使用 MOPA (Master-Oscillator-Power-Amplifier) 的架構來提升輸出功率。

如果使用摻鉬/鏡的光纖為雷射增益介質，則因為在摻鉬光纖中加入鏡可以有效的提升對 980nm 激發光吸收，使腔長可以很短，較容易達到單模雷射輸出。近年來隨著此種特殊光纖之製作技術漸漸成熟，已經有人可以製作出具感光性的摻鉬/鏡光纖，如此一來即可直接將光柵打在光纖上，避免熔接光纖時所引進的額外損耗，從而可以製作出高效率之光纖光柵單頻光纖雷射。



1.3 研究目的

本論文主要在實驗室中，利用環型光纖雷射的架構，加上飽和吸收體的濾波架構，建構一套單模、窄頻、可調式光纖雷射，並以延遲自動內差法 (Delayed Self-homodyne method) 架設量測儀器來量測其雷射輸出線寬，提供往後研究單模光纖雷射的人員作參考。

1.4 論文架構

在本論文之架構共分為四個部分：第一章為緒論，對摻鉬光纖和光纖雷射的一些演進作簡單的敘述，並說明本論文的目的是及架構。第

二章，對實驗中所使用的雷射輸出頻譜飽和吸收體、濾波元件、以及量測線寬儀器作理論的推導和工作原理解釋。第三章為實驗架構及實驗結果，對實驗的架設及結果的呈現作描述。第四章為結論。



第二章 實驗原理

本章的重點在於對雷射輸出頻譜作簡單的理論推導，以及實驗中所使用之飽和吸收體、各種濾波元件和量測線寬儀器的工作原理加以解釋，尤其在飽和吸收體的部分，為本實驗中造成雷射單模輸出的主要方法。

2.1 雷射輸出頻譜之計算

考慮一個 CW 雷射，如圖 2.1，假設 $a(\omega)$ 是在共振腔內在 ω 這個頻率的光場振幅，且 $\int |a(\omega)|^2 d\omega$ 是在共振腔內的總光子數。在穩定態的時候， $a(\omega)$ 需滿足

$$a(\omega) = \sqrt{G(\omega) \cdot L(\omega) \cdot R} \cdot e^{j\omega T_R} \cdot a(\omega) + a_N(\omega) \quad (2.1)$$

此處 $G(\omega)$ 是光跑一圈之光強度放大增益 (roundtrip gain)

$L(\omega)$ 是光跑一圈之光強度吸收損耗 (roundtrip loss)

R 是輸出耦合器 (coupler) 的耦合係數

T_R 是光跑一圈之時間 (roundtrip time)

$a_N(\omega)$ 是自發性輻射 (spontaneous emission) 在光跑一圈內之貢獻

由 (2.1) 式知

$$a(\omega) = \frac{a_N(\omega)}{1 - \sqrt{G(\omega) \cdot L(\omega) \cdot R} \cdot e^{j\omega T_R}} \quad (2.2)$$

$$S(w) = |a(w)|^2 = \frac{S_N(w)}{|1 - \sqrt{G(w) \cdot L(w) \cdot R} \cdot e^{jwT_R}|^2} \quad (2.3)$$

其中 $S_N(w) = |a_N(w)|^2$

自發性輻射的貢獻 $S_N(w)$ 可利用自發性輻射和受激發輻射

(stimulated-emission) 之大小關係求得。對於任何一個雷射來說，

$$\text{自發性輻射} = \mu \cdot \text{光子數為 1 時之受激發輻射率} \quad (2.4)$$

此處
$$\mu = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \quad (2.5)$$

N_2 是高能階之電子分布， N_1 是低能階之電子分布，如果 $N_1 = 0$ ，則

$$\mu = 1。$$

因為兩個相鄰之縱模之頻率間隔為 $\frac{2\pi}{T_R}$ ，所以若每個縱模都只有一個光子時，則此時之每單位頻率光子數密度為 $\frac{T_R}{2\pi}$ 。此時之受激發輻射所產生之光子數密度為 $[G(w) - 1] \cdot \frac{T_R}{2\pi}$ ，所以

$$S_N = [G(w) - 1] \cdot \mu \cdot \frac{T_R}{2\pi} \quad (2.6)$$

$$S(w) = \frac{\mu T_R}{2\pi} \frac{G(w) - 1}{|1 - \sqrt{G(w) \cdot L(w) \cdot R} \cdot e^{jwT_R}|^2} \quad (2.7)$$

(2.7) 式為雷射輸出頻譜之最一般表示式。

在 (2.7) 式中， $G(w)$ 是在穩定態下之增益頻譜。其大小可由與輸出功率之關係來決定，我們將假定增益頻譜純粹是由 homogeneous broadening 而來，則

$$G(w) = 1 + \frac{g_0}{1 + \frac{\frac{1}{T_R} \int \hbar w S(w) dw}{P_S}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{(w - w_g)^2}{b_g^2}} \quad (2.8)$$

其中之 P_S 是增益介質之飽和功率， w_g 是增益最高之頻率， b_g 是增益頻寬， g_0 是尚未飽和時光跑一圈之增益，此時雷射輸出之功率為

$$P_0 = \frac{(1-R) \cdot \int \hbar w S(w) dw}{T_R} \quad (2.9)$$

將 (2.9) 式帶入 (2.8) 式，可得

$$G(w) = 1 + \frac{g_0}{1 + \frac{P_0}{(1-R)P_S}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{(w - w_g)^2}{b_g^2}} \quad (2.10)$$

將 (2.10) 式帶入 (2.7) 式，並將 (2.7) 式乘上 $\frac{1-R}{T_R} \cdot \hbar w$ 後再對 w 作積分，則可得 g_0 和 P_0 所滿足之關係式。假定輸出之功率 P_0 為已知，即可由 (2.7) 式算出雷射振盪頻譜。

雷射輸出的模態倚靠雷射腔體的長度而定，根據 (2.7) 式，雷射腔長度越長，模態間距越小，長度越短，模態間距越大，這是會影響我們製作單模雷射所運用之濾波機制的不同。簡單來說，當雷射腔體很短，模態間距越很大，我們只要找到適當的濾波模組，其濾波頻寬小於模態間距，使雷射腔中只能有單一個模態存在，而達到單模輸出；當雷射腔體很長，模態間距越很小，我們就要想辦法壓縮不需要的模態，使主要模態的能量與被壓縮模態（邊模）的能量達到一定的差值，使雷射達到單模操作。

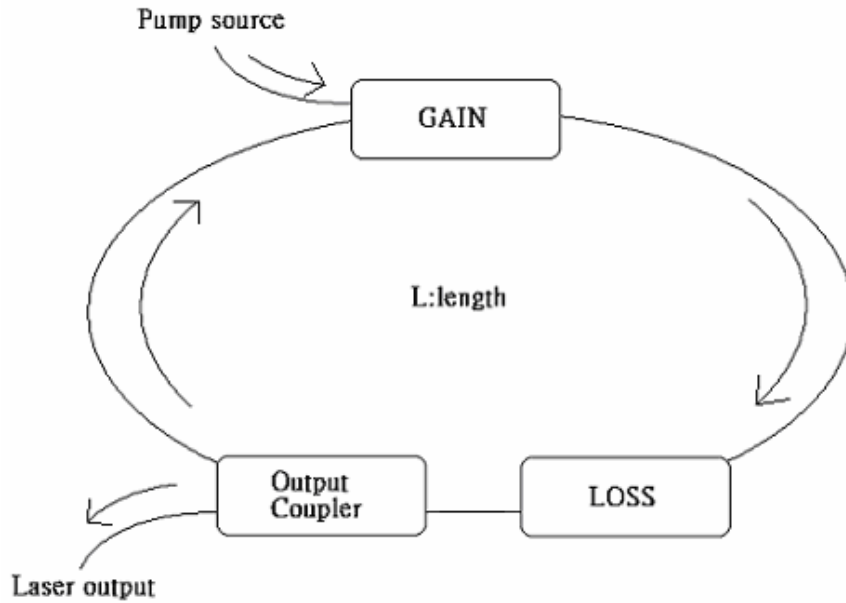


圖 2.1 簡單環型雷射架構示意圖

2.2 濾波器工作原理

2.2.1 飽和吸收體濾波器 (saturable absorber filter)

兩對向傳播的光在飽和吸收體內相互耦合，產生干涉現象，使得飽和吸收體內高能階與低能階的離子濃度差 (Δn) 隨著干涉圖形而分布；對於行經飽和吸收體的光而言，在 Δn 較高的地方會有較低的吸收損耗，而在 Δn 較低的地方則相反的會有較大的吸收損耗，這種現象稱為空間燒洞效應 (Spatial-hole burning effect, SHB)。假設兩道光頻率差遠小於光纖的截止頻率，加上其極化方向相互配合得宜，會使得干涉分布呈現駐波圖形，對整個飽和吸收體而言，就好像光柵分布一般。感應光柵效應 (self-induced grating effect) 加

上空間燒洞效應，如圖 2.2，將會使得飽和吸收體具有濾波的效果。

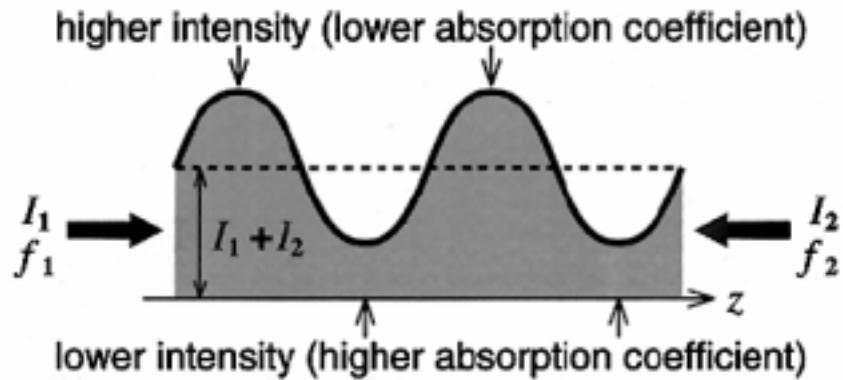


圖 2.2 感應光柵效應和空間燒洞效應

吸收損耗的差異【25】，可簡單的由二能階的速率方程式來解釋。

其二能階速率方程式如下

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{\sigma}{h\nu} \eta (N_2 - N_1) I + \frac{N_2}{\tau} \quad (2.15)$$

其中 N_i ：基態 ($i=1$) 或激發態 ($i=2$) 的離子濃度

I ：光強度

σ ：躍遷截面

η ：光場和離子分布區的重疊係數

ν ：光頻率

h ：Planck 常數

τ ：離子的 lifetime

所以在飽和吸收體內的吸收係數為

$$\gamma_a = \eta\sigma(N_2 - N_1) \quad (2.16)$$

而單位長度的功率損耗值會正比於 $\gamma_a I = \eta\sigma(N_2 - N_1)I$ 。假設速率方程式

達到動態平衡 ($d/dt = 0$)，則淨功率損耗值會正比於

$$\int |\gamma_a| I dz = \sigma\eta(N_1 + N_2) \int \frac{I}{1 + cI} dz \quad (2.17)$$

$$c = \frac{2\sigma\eta\tau}{h\nu}$$

z 為沿著飽和吸收體的座標軸。以圖 2.2 為例，在不考慮光的極化方

向，(2.17) 式中的 I 可以表示成

$$\frac{I}{1 + cI} = \begin{cases} \frac{I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos 2\beta z}{1 + c(I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos 2\beta z)}, & (f_1 = f_2) \\ \frac{I_1 + I_2}{1 + c(I_1 + I_2)}, & (|f_1 - f_2| \gg f_c) \end{cases} \quad (2.18)$$

其中 f_c 為截止頻率。將 (4) 式帶入 (3) 式中，積分可得

$$\int_0^{\pi/\beta} \frac{I}{1 + cI} dz = \begin{cases} \frac{\pi}{c\beta} \left[1 - \frac{1}{1 + c(I_1 + I_2)} \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha^2}} \right] = a_a, & (f_1 = f_2) \\ \frac{\pi}{c\beta} \left[1 - \frac{1}{1 + c(I_1 + I_2)} \right] = a_b, & (|f_1 - f_2| \gg f_c) \end{cases} \quad (2.19)$$

$$\alpha = \frac{2c\sqrt{I_1 I_2}}{1 + c(I_1 + I_2)} < 1$$

可以很容易從 (2.19) 式發現，不論 I_1 和 I_2 的值為何， a_a 會小於 a_b ，

也就是說，當空間燒洞效應和感應光柵效應形成時，會使得吸收損耗

隨著光頻率差異而改變，其中又以 $f_1 = f_2$ 時，損耗最小。此外，兩道

光的極化方向也是很重要的，因為那會影響所形成駐波的大小，進而

影響吸收損耗的效率。

現在假設飽和吸收體中有兩組兩兩相對傳播的光波，兩組頻率不同，各在飽和吸收體內形成駐波干涉，見圖 2.3。假設頻率 f_1 的光波強度較強，主導了整個離子濃度差 (Δn) 的分布，造成感應光柵的形成。

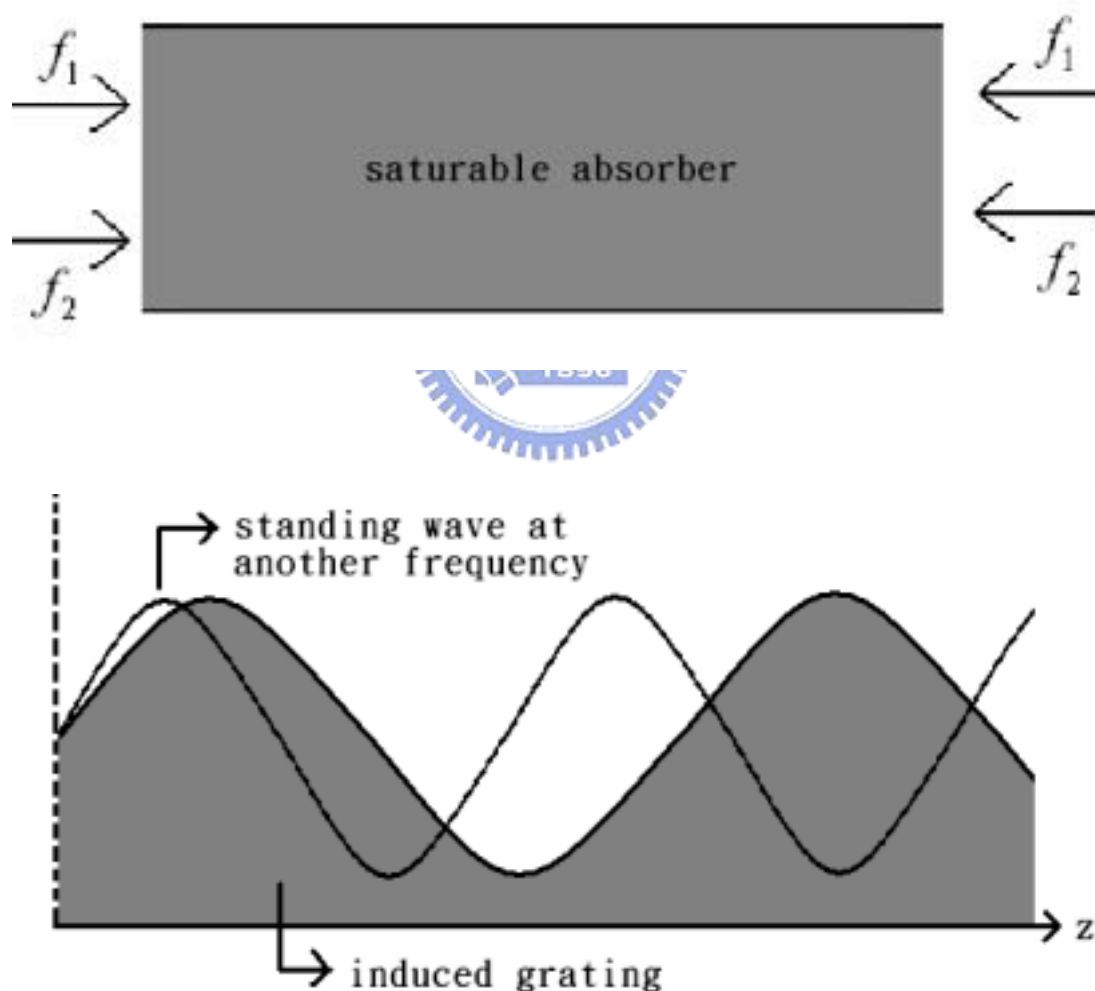


圖 2.3 飽和吸收體濾波效應示意圖

根據 (2.17) 式的結果，發現頻率 f_2 的光駐波分布因具有不同週期，所以有機會從低離子濃度的區域獲得額外的吸收損耗，這將使得頻率 f_2 和頻率 f_1 有不同的吸收損耗。利用此特性可當作窄頻雷射濾波器，其特性可用圖 2.4 來解釋。

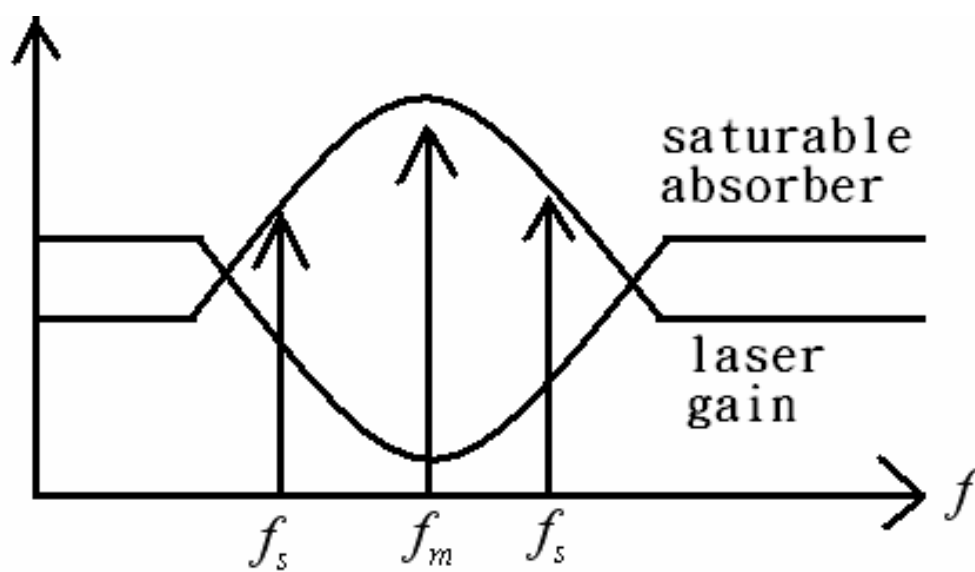


圖 2.4 雷射增益及飽和吸收損耗頻譜圖

在雷射架構中，主要的模態 f_m 因為雷射增益最大、飽和吸收體產生的吸收損耗最小，所以能夠持續的存在雷射腔體中，而邊模 f_s 因為雷射增益小、飽和吸收體產生的吸收損耗大，在雷射腔體中無法持續存在；所以由此可見，飽和吸收體濾波器能產生壓縮雷射邊模的效果【19】。

2.2.2 Fabry-Perot 干涉式濾波器

Fabry-Perot 干涉式濾波器【26】可以視為兩個高反射率面所構成，如圖 2.5 所示。第一面反射率為 r_1 ，透射率為 t_1 ，第二面反射率為 r_2 ，透射率為 t_2 ，兩面間的相位變化為 $\delta/2$ ，距離為 l ，所以

$\delta/2 = (wn/c)l \cos \theta$ 。當入射一個 A 的入射光，最後的總透射光 E_{out} 可表示為

$$\begin{aligned}
 E_{out} &= A_1 + A_2 + A_3 + \dots \\
 &= At_1t_2e^{-j\frac{\delta}{2}}(1 + r_1r_2e^{-j\delta} + r_1^2r_2^2e^{-j2\delta} \dots) \\
 &= A \frac{t_1t_2e^{-j\frac{\delta}{2}}}{1 - r_1r_2e^{-j\delta}}
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

所以透射光強度為

$$I_{out} = |E_{out}|^2 = |A|^2 \frac{t_1^2t_2^2}{(1 - r_1r_2)^2 + 4r_1r_2 \sin^2(\frac{\delta}{2})} \tag{2.21}$$

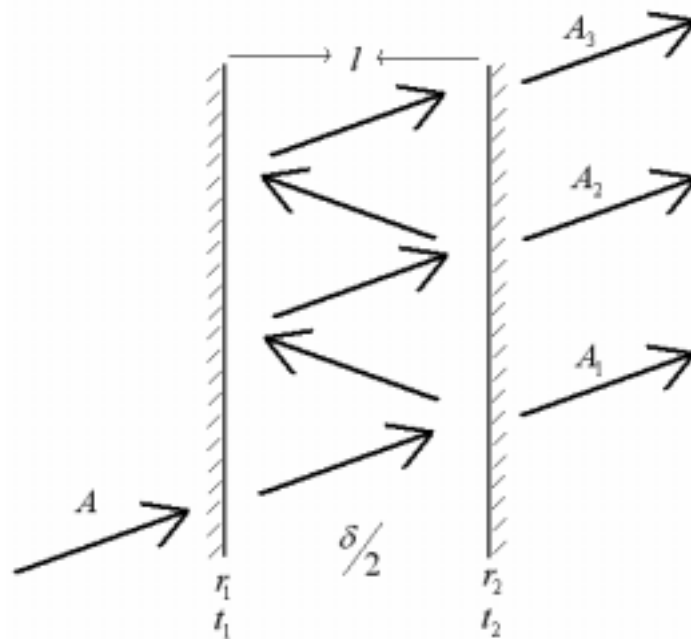


圖 2.5 Fabry-Perot 干涉式濾波器示意圖

假設兩面反射面皆相同，即 $t_1^2 = t_2^2$ ， $r_1^2 = r_2^2 = R$ ， $t^2 = 1 - r^2 = 1 - R$

故透射光強度改寫為

$$I_{out} = |A|^2 \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (2.22)$$

利用 (2.22) 式計算穿透率對波長關係可由圖 2.6 得知。其中其

頻率間距可由以下得知

$$\frac{\delta}{2} = m\pi, \quad m \text{ 為整數}$$

$$\Rightarrow \frac{\delta}{2} = \left(\frac{2\pi f n}{c}\right) l \cos\theta = m\pi \Rightarrow f_m = \frac{mc}{2nl \cos\theta} \quad (2.23)$$

故 $\Delta f = f_{m+1} - f_m = \frac{c}{2nl \cos\theta} = \text{free spectral range (FSR)}$

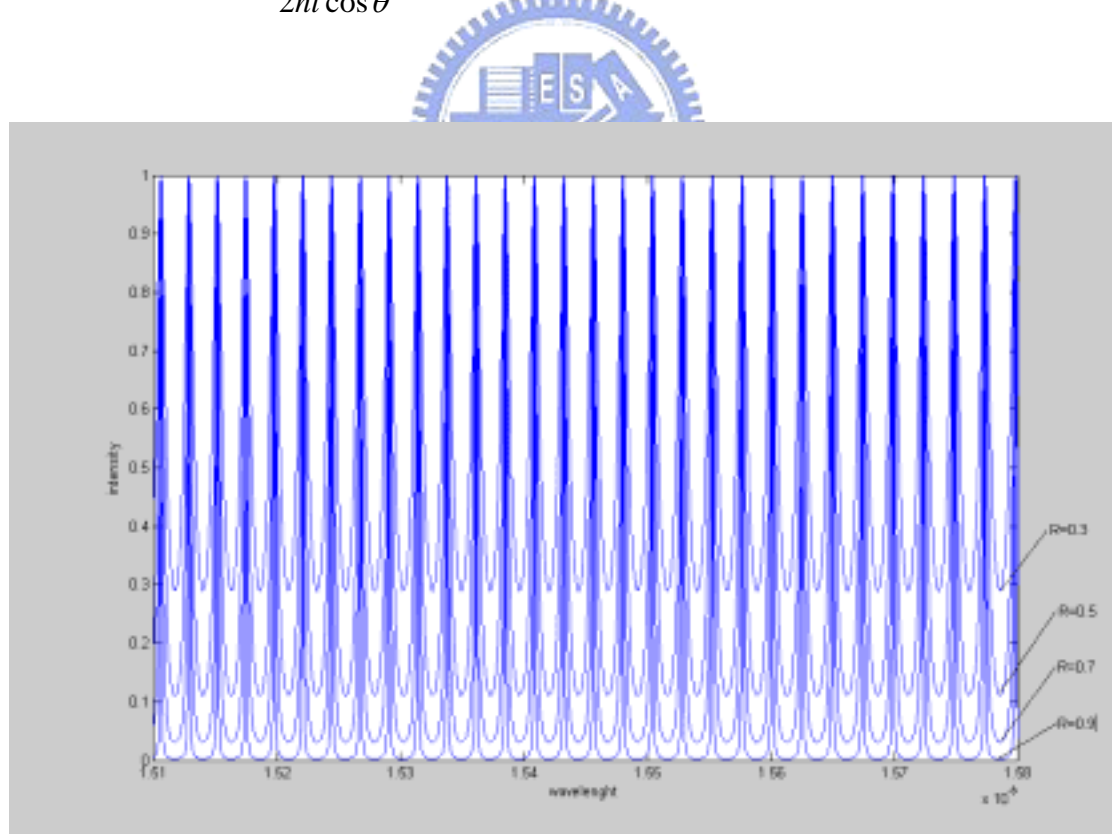


圖 2.6 穿透率對波長關係示意圖，FSR=250GHz

2.3 雷射線寬量測--延遲自動內差法

(Delayed Self-homodyne method)

一般使用的雷射線寬量測方式可分為兩種，第一種就是頻譜分析法，也就是利用窄頻光柵掃描或是用 Fabry-Perot 干涉法來分析雷射頻譜。但是這種量測方式的解析度在可見光的範圍為 10GHz，在近紅外光的範圍為 10MHz，兩者皆不夠精細。延遲自動內差法 (Delayed Self-homodyne method)【27~28】則是將光分成兩道，使這兩道光的路徑不一樣長，再將此兩道光干涉後，透過光電轉換，在 RF 頻譜儀上觀察其頻譜變化。若兩道光彼此延遲的時間足以破壞之間的同調性，倚靠 RF 頻譜儀的高解析度，也就能觀察到兩倍於原來光的線寬，這是非常精細的結果。本論文即用此法量測雷射線寬，其原理詳述如下。

根據 Lorentzian lineshape，雷射輸出頻譜可表示為

$$S(f) = \frac{\frac{\delta f}{2}}{\pi \left(f^2 + \left(\frac{\delta f}{2} \right)^2 \right)} \quad (2.24)$$

其中 δf 為其雷射譜線半高寬 (full width at half maximum, FWHM)。

實驗裝置如圖 2.7，雷射光透過光耦合器 (optical coupler, OC) 分成兩道，一道光經過一段延遲路徑，延遲時間為 τ ，而另一道光只經過一個極化控制器 (polarization controller, PC)，再將其

兩道光透過光耦合器耦合在一起。將其輸出訊號透過光偵測器 (photodetector, PD) 偵測其差頻，再送到 RF 頻譜儀作分析。

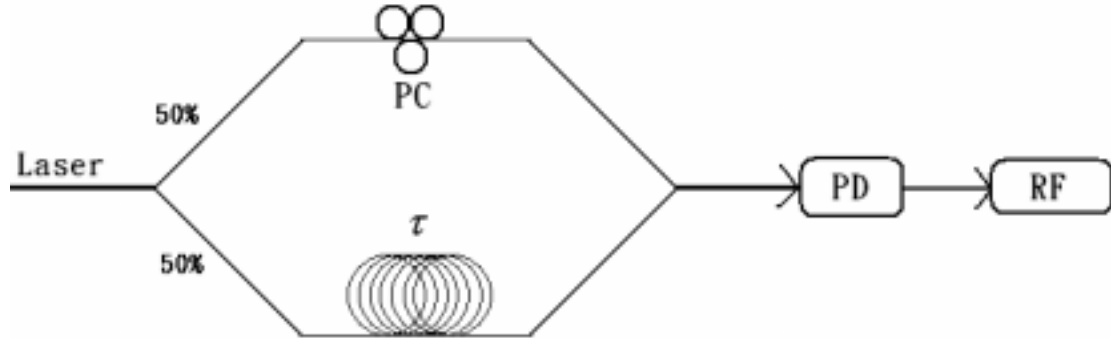


圖 2.7 延遲自動內差法示意圖

單模雷射光電場表示成

$$E(t) = A \cos(\omega_0 t + \phi(t)) \quad (2.25)$$

接著我們考慮兩道光 (時間差 τ') 干涉，經過 PD 轉成之光電流，再經過自相關方程式 (autocorrelation function) 可表示為

$$R_I(\tau') = s^2 \langle E_T(t) E_T^*(t) E_T(t + \tau') E_T^*(t + \tau') \rangle \quad (2.26)$$

其中 s 為 PD 的靈敏度， $\langle \rangle$ 為對時間取積分平均。將 $R_I(\tau')$ 經過富立葉轉換後可得光電流的強度頻譜

$$S_I(f) = e^{-2\pi\delta f \tau} \delta f + \frac{\delta f}{\pi(f^2 + (\delta f)^2)} \left\{ 1 - e^{-2\pi\delta f \tau} \left[\cos(2\pi f \tau) - \frac{f}{2\delta f} \sin(2\pi f \tau) \right] \right\} - \frac{1}{2\pi^2 f} e^{-2\pi\delta f \tau} \sin(2\pi f \tau) \quad (2.27)$$

當延遲時間夠久，即 $\tau \gg 1/\delta f$ ，則 (2.27) 式可化簡為

$$S_I(f) \approx \frac{\delta f}{\pi(f^2 + (\delta f)^2)} \quad (2.28)$$

根據 (2.24) 式和 (2.28)，光電流在 RF 頻譜儀顯示的頻譜會是

雷射輸出頻譜的兩倍，而且同樣為 Lorentzian lineshape，由此可得較準確的雷射線寬。而此線寬量測的解析度約略為其延遲時間的倒數，例如延遲長度為 2km，則延遲時間為 $10\ \mu\text{s}$ ，所以其解析度為 100kHz。

2.4 總結

本論文實驗架構之原理即以環型光纖雷射共振腔為主要架構，由腔內分出一道雷射，使其與原腔內的雷射在飽和吸收體中互相干涉，達到飽和吸收體濾波器的作用，進而壓低雷射中邊模的能量，使其達到單模輸出。

實驗的量測包含光譜分析儀 (optical spectrum analyzer, OSA) 觀察光譜分布、RF 頻譜儀觀察 beating signal 和延遲自動內差法量測雷射輸出線寬，其中又以 RF 頻譜儀觀察 beating signal 為主，由此可判斷邊模能量被壓縮的程度。

第三章 實驗步驟及實驗數據

本章節的重點在詳述實驗架構的架設、實驗步驟的順序以及所得之實驗數據的呈現。首先，我們對邊模壓縮比先行定義，然後從簡單的環型共振腔 CW 光纖雷射出發，逐漸加入不同濾波模組，使其達到單模、窄頻輸出的目標；最後對其輸出雷射的線寬作量測，並與半導體雷射的線寬作比較。

3.1 邊模壓縮比 (side mode suppression ratios, SMSR)

假設雷射光內包含主模頻率 f_m 和邊模頻率 f_s ，電場強度分別為 E_m 和 E_s ，兩者頻率差為 f_b (beating frequency)。所以我們定義 SMSR 為

$$SMSR = \frac{|E_m|^2}{|E_s|^2} \quad (3.1)$$

當雷射光被光偵測器接收，轉換輸出光電流可以表示為

$$I = |E_m + E_s|^2 = |E_m|^2 + |E_s|^2 + 2E_m E_s \cos(2\pi f_b t + \phi_b) \quad (3.2)$$

$$\text{其中 } I_D = |E_m|^2 + |E_s|^2 : \text{DC current} \quad (3.3)$$

$$I_b = 2E_m E_s \cos 2\pi f_b t : \text{beating current} \quad (3.4)$$

ϕ_b : 兩個模態的相位差

現在我們定義 DC 功率與 beating 功率之比為 S，忽略相位差項，即

$$S = \frac{P_D}{P_b} = \frac{\langle I_D \rangle^2}{\langle I_b \rangle^2} = 2 \cdot \frac{\left(|E_m|^2 + |E_s|^2 \right)^2}{\left(2E_m E_s \right)^2} \quad (3.5)$$

其中 $\langle I_i \rangle$ 為電流對時間作積分平均。

將 (3.5) 式加以整理

$$S = \left(\frac{|E_m|^2}{2E_m E_s} + \frac{|E_s|^2}{2E_m E_s} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(\left| \frac{E_m}{E_s} \right| + \left| \frac{E_s}{E_m} \right| \right)^2 \quad (3.6)$$

假設 $S \gg 1$ ，也就是說 DC 功率遠大於 beating 功率，我們由 (3.6)

式可以得到 SMSR 為

$$SMSR = 2S = 2 \frac{P_D}{P_b} \quad (3.7)$$

轉成分貝來表示

$$SMSR_{dB} = 3 + (P_{DdB} - P_{b dB}) \quad (3.8)$$

P_D 可由電功率計 (electric power meter) 來量測，而 P_b 可由 RF 頻譜儀來得知。如此我們就可以計算 SMSR 的值為多少。一般而言，半導體雷射的 SMSR 大約為 40~50dB，所以當量測到的 SMSR 值大於 50dB，我們把此結果視為單模輸出。

3.2 使用可調式濾波器和次環腔濾波器

3.2.1 環型共振腔 CW 光纖雷射

實驗架構如圖 3.1；我們使用波長 980nm 的半導體雷射作為激發光源，8m 的 Lucent R37005 摻鉕光纖作為雷射增益介質，元件的規

格列於表 3.1，並使用雙向激發 (double pumping) 的方式來產生光信號；使用單模光纖為環型共振腔的主體，加上對極化敏感 (polarization dependence) 的光阻隔器 (optical isolator, OI)，使光的行進方向和極化方向保持固定；輸出耦合器 (output coupler, OC) 使用 92:8 的比例，而所有光纖端點的連接都用熔接機 (fused machine) 作熔接，接點損失控制在 0.03dB 以下。

實驗時，將兩邊激發雷射開啟，緩慢增加驅動電流使 980nm 激發光的激發功率上升，在增益介質中產生 1550nm 的光信號。當光信號能量大於整個雷射腔的臨界值 (threshold value) 時，則開始有雷射輸出；量測時，先將輸出接到光頻譜儀，得到頻譜線寬，再將光信號接到光偵測器轉成電訊號；先用電壓計量測並計算 dc 信號功率值，再將電訊號接到 RF 頻譜儀，觀察第一根 beating 信號功率值 (因為這代表離主模最近之邊模信號)；調整不同輸出光功率，再個別量測上述數據。後續所有的實驗皆依照上述順序執行。

圖 3.2 為輸出的光頻譜訊號，其光譜儀解析度為 0.07nm，所量測到的頻寬為 0.16nm (20GHz)，中心波長為 1594.67nm。圖 3.3 (a) ~ (f) 為不同輸出功率下，RF 頻譜儀量測的 beating 信號，RF 頻譜儀的解析頻寬 (resolution bandwidth) 為 100kHz。表 3.2 為不同輸出功率下，根據 beating 信號以及 DC 信號所得之 SMSR 值。

根據表 3.2 可以知道此時雷射輸出模態並不是單模，SMSR 值平均約在 36dB，表示除了主模能量外，邊模能量也很大。模與模之間的間距為 19.3MHz，推算出雷射腔長約為 10.4m。這是不加任何濾波器，只有單純環型雷射共振腔自有的濾波機制下之結果。

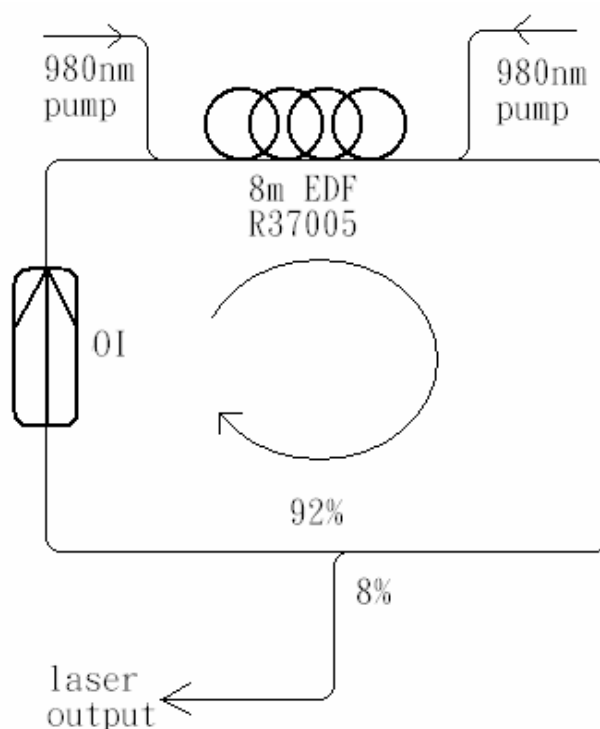


圖 3.1 環型共振腔 CW 光纖雷射

Co-dopants	Peak absorption @1530nm (dB/m)	Cut-off wavelength (nm)	Mode field diameter (μm)	Numerical aperture
La/Al	15-25	957	4.4-5.4	0.29

表 3.1 Lucent R37005 摻鉕光纖

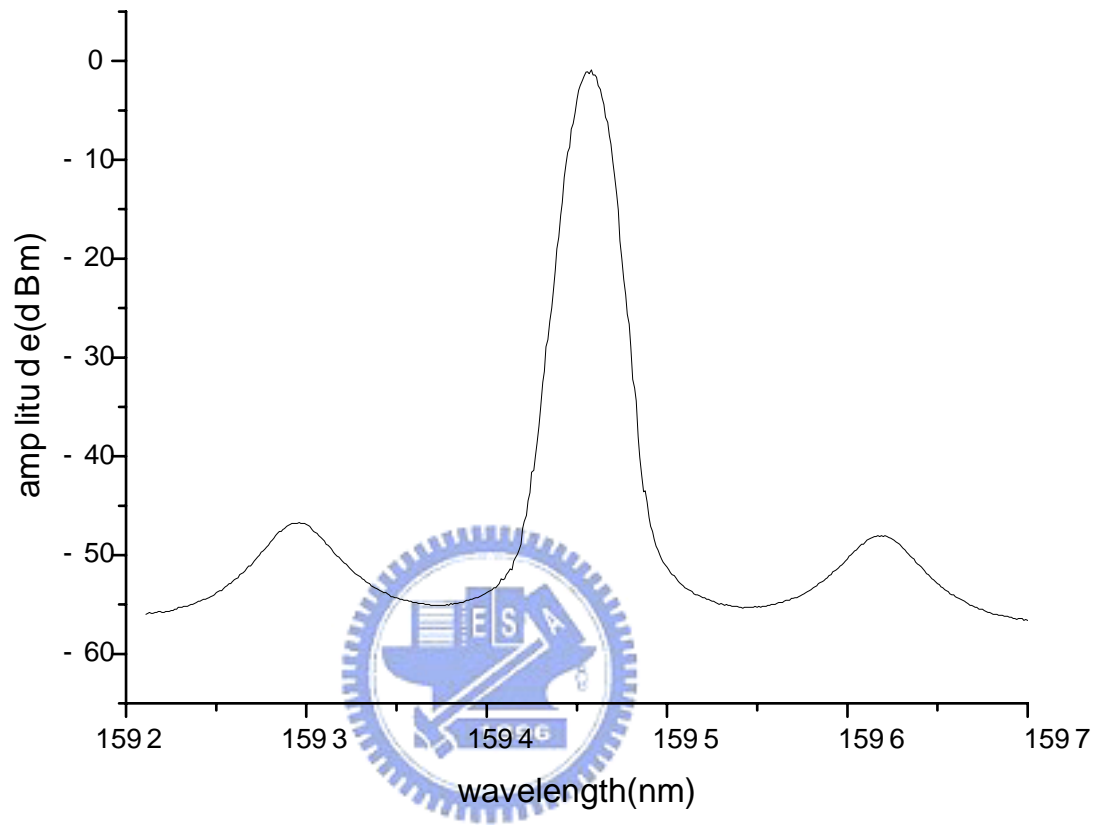
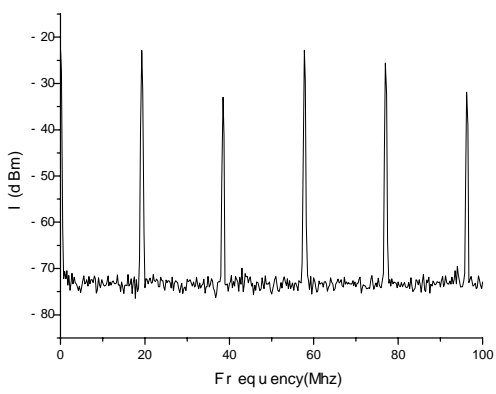
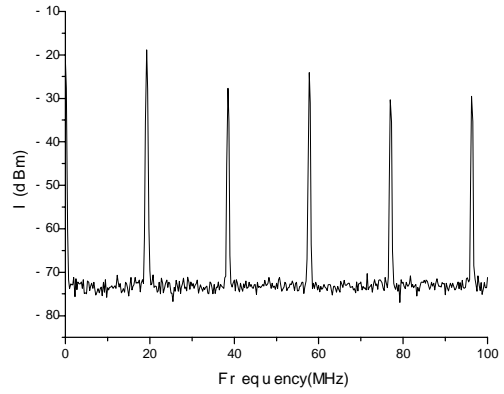


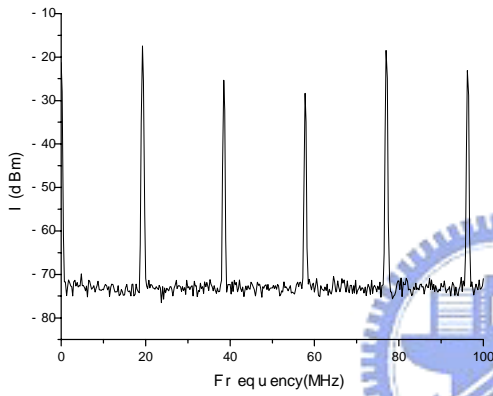
圖 3.2 光頻譜圖



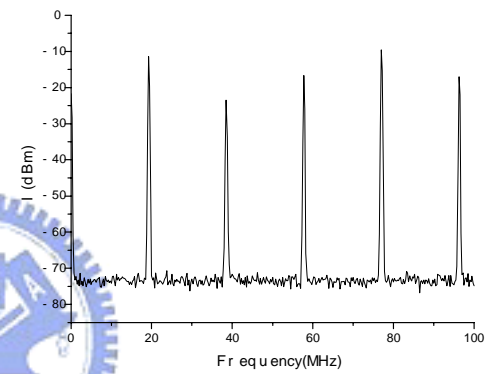
(a) 0.5mW



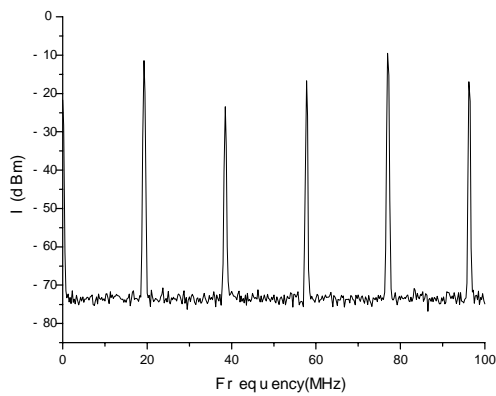
(b) 0.8mW



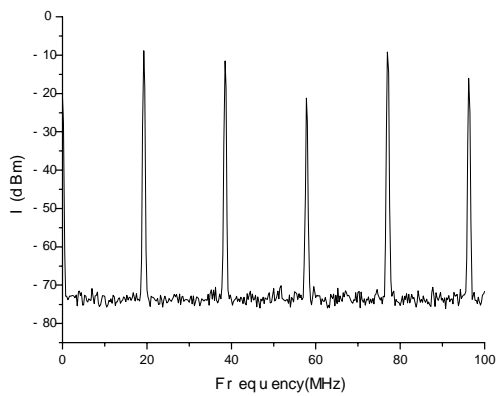
(c) 1mW



(d) 1.5mW



(e) 2mW



(f) 2.5mW

圖 3.3 雷射不同輸出功率之 RF beating 信號圖

Output power (mW)	DC power (dBm)	Beating power (dBm)	SMSR (dB)
0.5	10.27676	-22.94	36.21676
0.8	14.20914	-18.78	35.98914
1	16.11702	-17.4	36.51702
1.5	19.63074	-14.12	36.75074
2	22.13762	-11.39	36.52762
2.5	24.08796	-8.859	35.94696

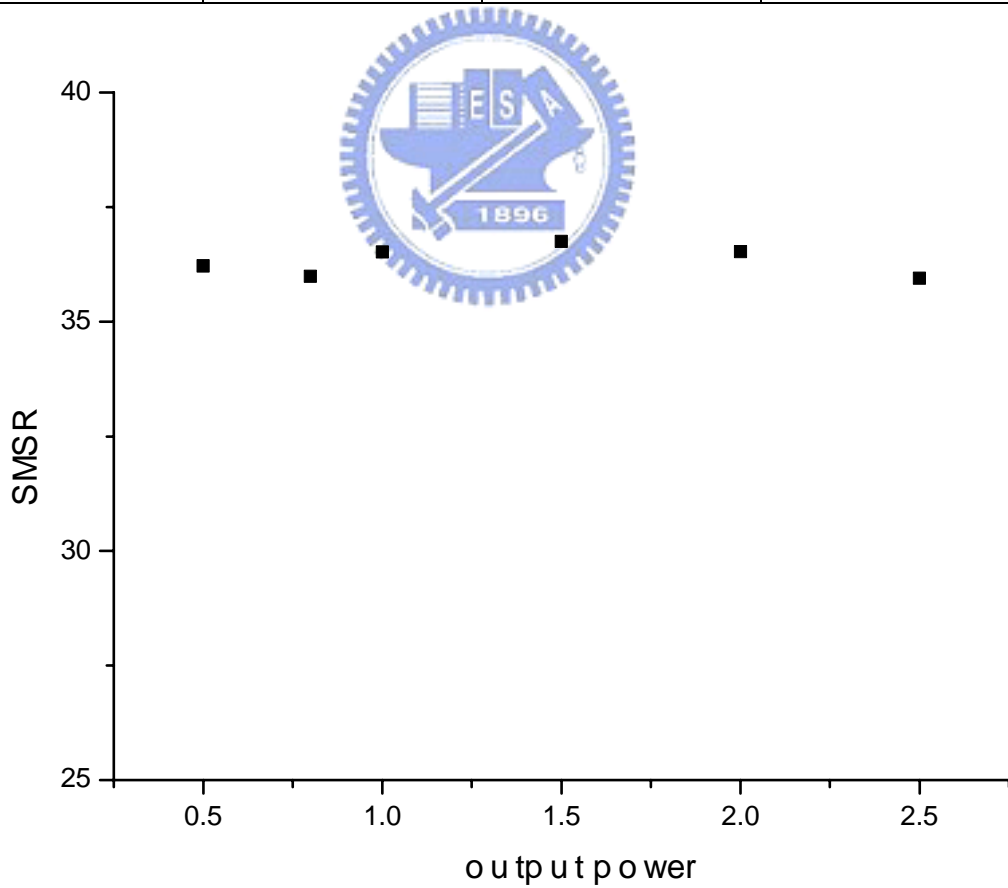


表 3.2 SMSR 值

3.2.2 加入可調式濾波器

在雷射腔中加入 Santec 窄頻寬可調式濾波器 (tunable filter, TF), 如圖 3.4, 規格見表 3.3。它的原理是使用對波長敏感的晶體來過濾出我們所需的波長。

圖 3.5 為輸出的光頻譜訊號, 量測到的雷射頻寬為 0.06nm, 已經低於儀器量測的極限, 而中心波長為 1550.082nm。圖 3.6 (a) - (f) 為不同輸出功率下, RF 頻譜儀量測的 beating 信號。表 3.4 為不同輸出功率下, 根據 beating 信號以及 DC 信號所得之 SMSR 值。

根據表 3.4 可以知道此時雷射輸出模態同樣不是單模, SMSR 值平均都約在 33dB, 表示邊模能量還是很大, 這是因為濾波器的頻寬還是很寬 (0.7nm~1nm), 還是容許許多模態存在於其中。此濾波器主要的作用在於可調整輸出頻率以及阻擋增益介質產生的自發放大雜訊 (amplified spontaneous emission noise, ASE noise)。模與模之間的間距為 15MHz, 推算出雷射腔長約為 13.3m。

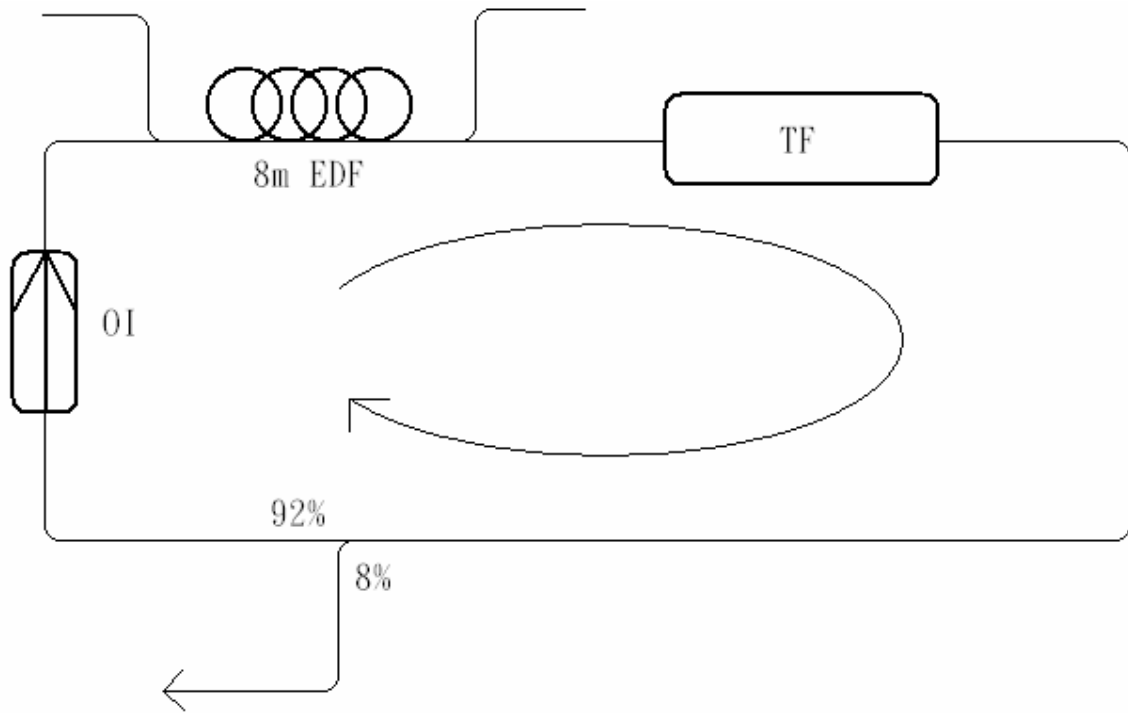


圖 3.4 加入可調式濾波器



Tuning range (nm)	Bandwidth @-3dB (nm)	Input power (dBm)	Insertion loss (dB)
1530-1610	0.7	≤ 20	< 8

表 3.3 Santec (OTF-920) 窄頻寬可調式濾波器

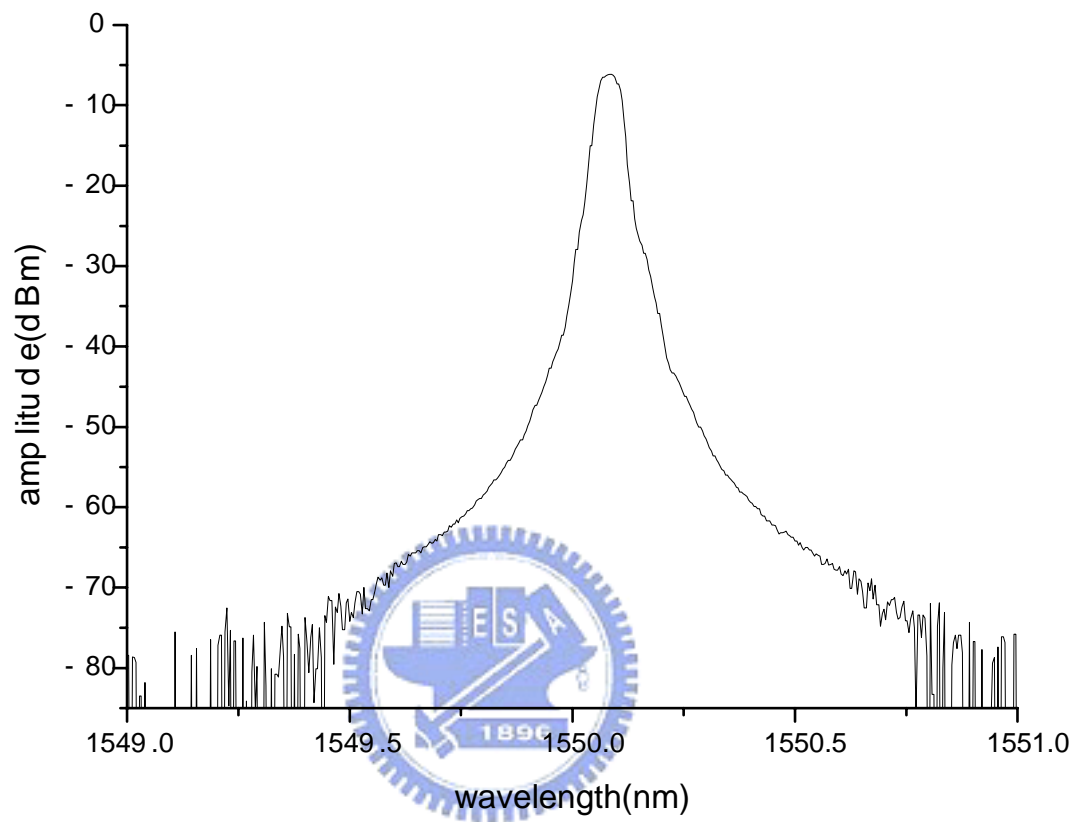
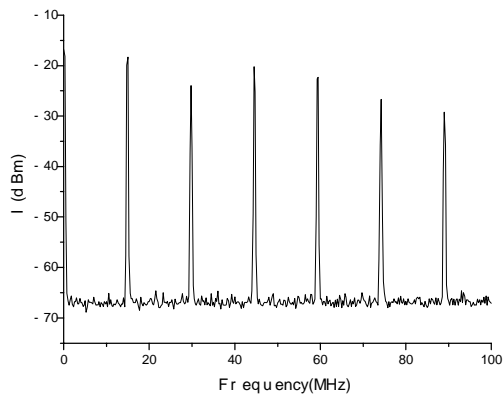
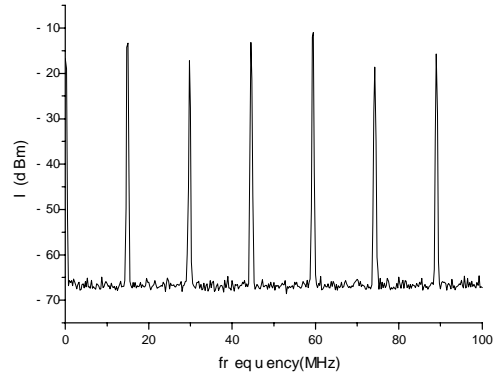


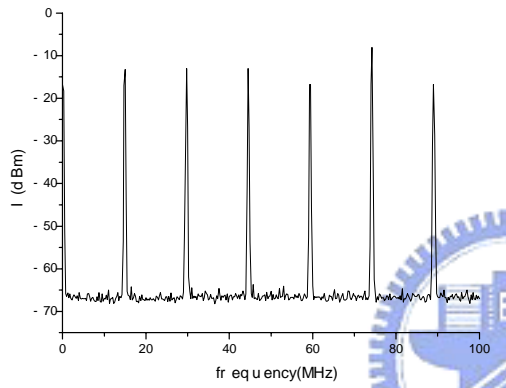
圖 3.5 光頻譜圖



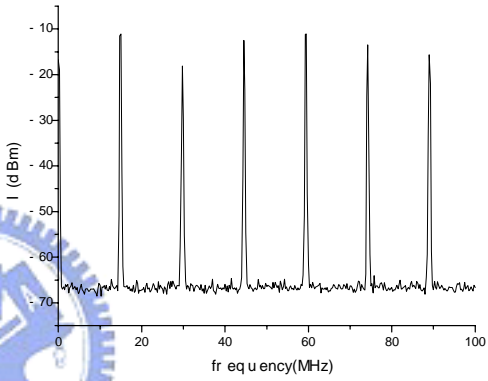
(a) 0.5mW



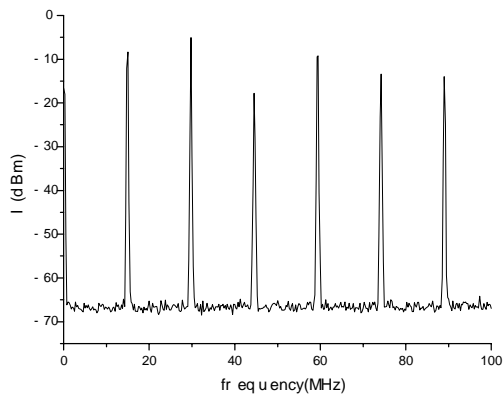
(b) 0.8mW



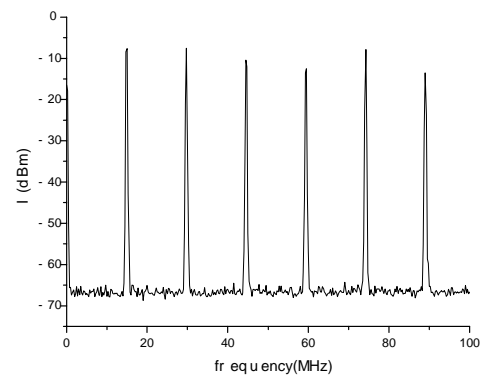
(c) 1mW



(d) 1.5mW



(e) 2mW



(f) 2.5mW

圖 3.6 雷射不同輸出功率之 RF beating 信號圖

Output power (mW)	DC power (dBm)	Beating power (dBm)	SMSR (dB)
0.5	10.27676	-19.95	33.22676
0.8	14.20914	-14.24	31.44914
1	16.11702	-13.24	32.35702
1.5	19.63074	-11.13	33.76074
2	22.13762	-8.36	33.49762
2.5	24.08796	-7.64	34.72796

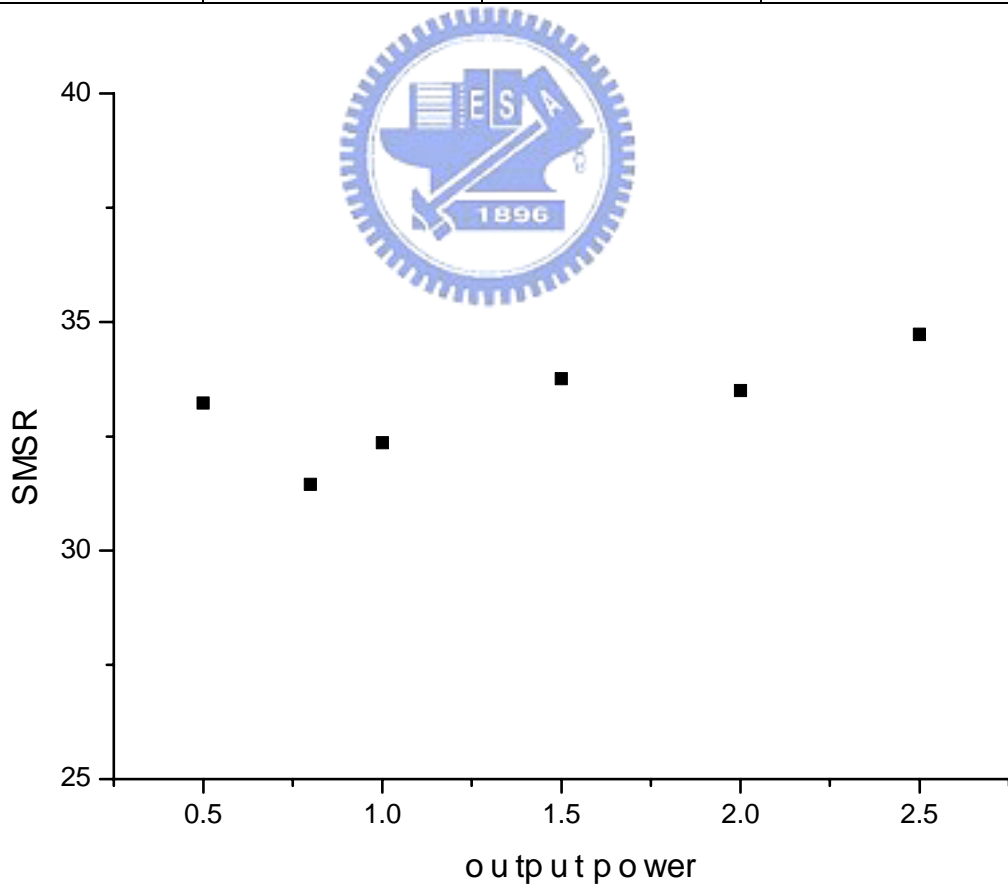


表 3.4 SMSR 值

3.2.3 加入次環腔濾波器

次環腔濾波器 (sub-ring cavity filter, SRF) 的架構如圖 3.7，由兩個比例為 10:90 的光耦合器組成，其原理同於 Fabry-Perot 干涉式濾波器，環腔長度為 0.68m，根據 (2.23) 式可得知其 FSR 為 293MHz；為了避免光纖端點接觸到空氣產生 3dB 反射而影響原來光路的穩定，在端點處我們加上 match oil 使光不反射回光纖中。在圖 3.4 的雷射腔中再加入此次環腔濾波器，如圖 3.8。

圖 3.9 為輸出的光頻譜訊號，量測到的雷射頻寬為 0.06nm，低於儀器量測的極限，而中心波長為 1550.07nm。圖 3.10 (a) - (f) 為不同輸出功率下，RF 頻譜儀量測的 beating 信號。由於輸出頻率必須要同時符合主環腔和次環腔不同環腔長度所造成干涉之不同 FSR 條件，所以使得最後的 FSR 為 586MHz。表 3.5 為不同輸出功率下，根據 beating 信號以及 DC 信號所得之 SMSR 值。

根據表 3.5，在低輸出功率 ($< 2\text{mW}$) 的時候，邊模能量比主模能量低很多，SMSR 值可以到達 50dB 以上，可視為單模輸出；當輸出功率逐漸上升時，因為雷射腔內能量逐漸上升，在增益介質中同時激發了邊模頻率，使邊模能量上升，SMSR 值逐漸下降，輸出的模態也逐漸變得複雜。

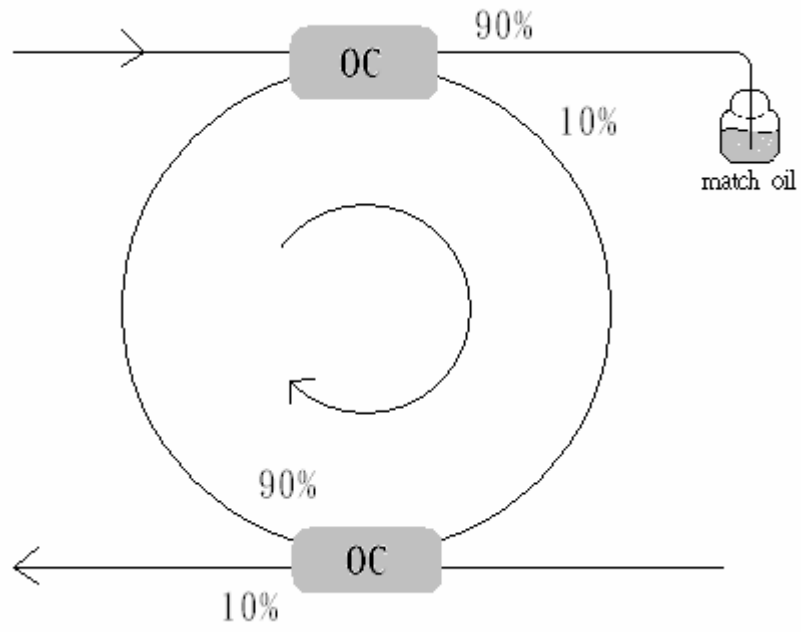


圖 3.7 次環腔濾波器

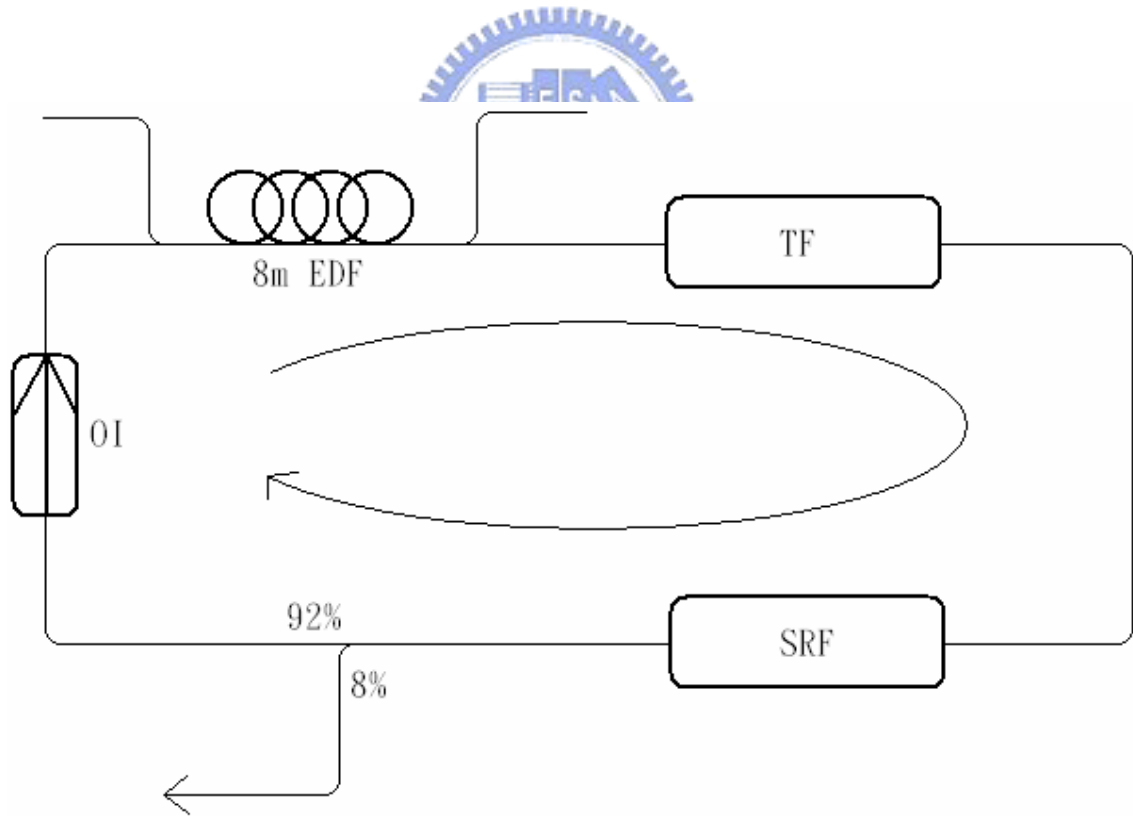


圖 3.8 加入次環腔濾波器

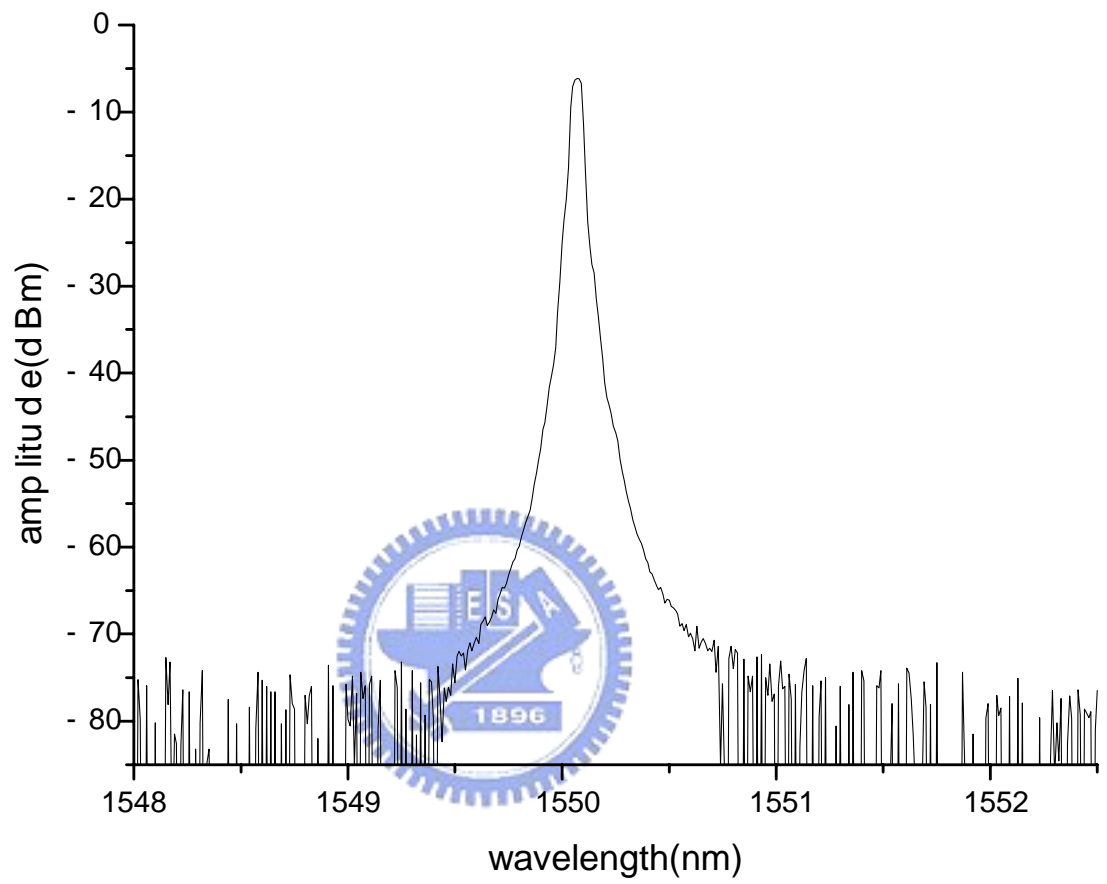
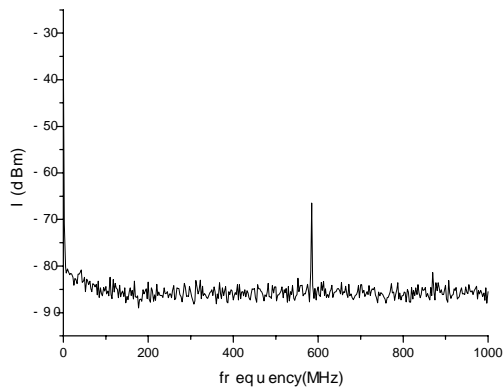
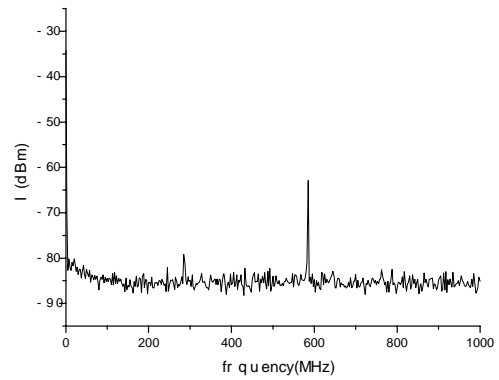


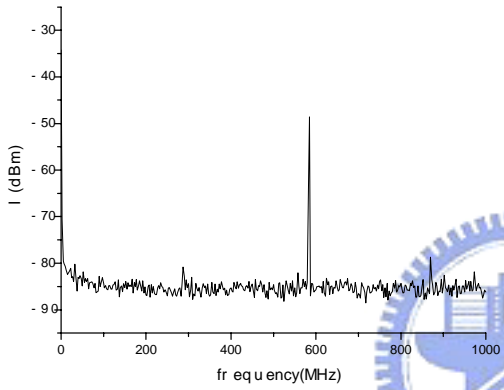
圖 3.9 光頻譜圖



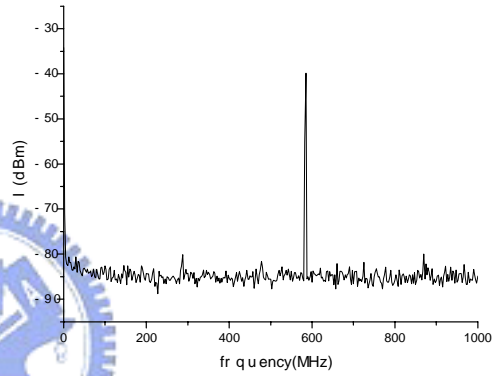
(a) 0.5mW



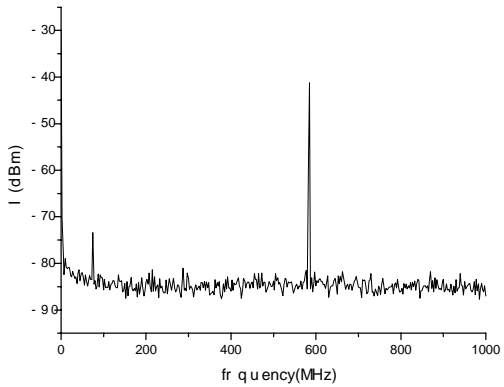
(b) 0.8mW



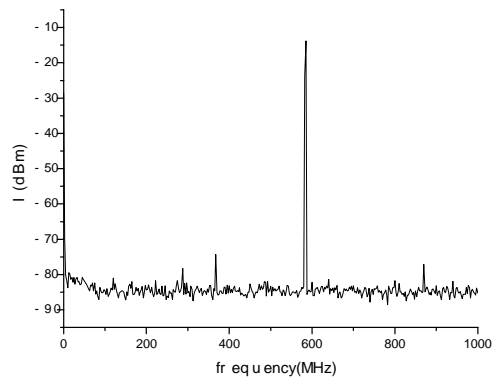
(c) 1mW



(d) 1.5mW



(e) 2mW



(f) 2.5mW

圖 3.10 雷射不同輸出功率之 RF beating 信號圖

Output power (mW)	DC power (dBm)	Beating power (dBm)	SMSR (dB)
0.5	10.27676	-66.45	79.72676
0.8	14.20914	-62.95	80.15914
1	16.11702	-48.59	67.70702
1.5	19.63074	-39.87	62.50074
2	22.13762	-41.19	66.32762
2.5	24.08796	-13.8	40.88796

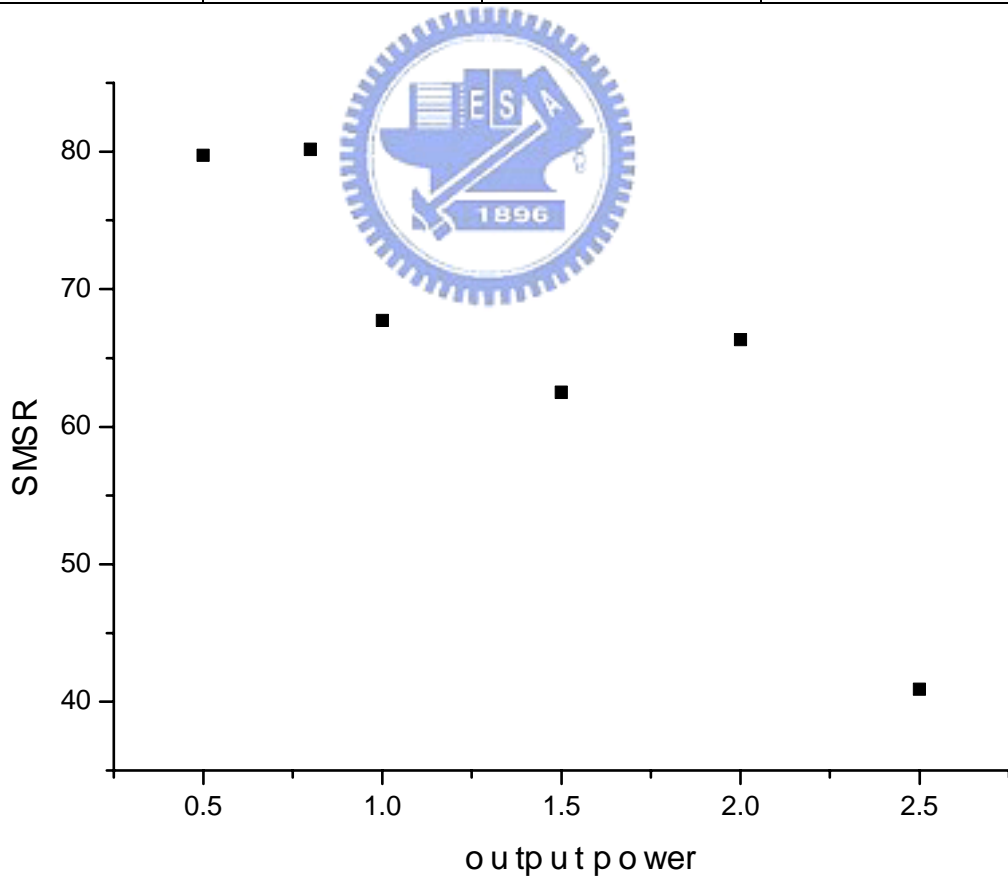


表 3.5 SMSR 值

3.3 加入飽和吸收體濾波器

3.3.1 飽和吸收體濾波器

飽和吸收體濾波器 (SAF) 的架構如圖 3.11，主要由兩個環型器 (circulator, C)、光耦合器 (OC, 50:50)、兩個極化控制器 (PC) 以及飽和吸收體 (SA) 組成。飽和吸收體的部分我們選擇使用 MORITEX 的 10m 摻鉍光纖，規格如表 3.6。

當光從 input 端進入時，透過光耦合器分成兩道光 a 和 b。a 光經過極化控制器後會從第一個環型器 (C1) 的【1】端進入，到第一環型器的【2】端出去，然後經過飽和吸收體，再從第二環型器 (C2) 的【2】端進入，到第二環型器的【3】output 端出去。b 光經過極化控制器後會從第二個環型器的【1】端進入，到第二環型器的【2】端出去，然後經過飽和吸收體，再從第一環型器的【2】端進入，到第一環型器的【3】端出去，為了避免光纖端點接觸空氣產生 3dB 的反射，所以在第一環型器的【3】端接上 match oil。

a、b 兩道光會在飽和吸收體中會相互干涉，產生感應光柵，對 a 光來說產生濾波的效果。調整兩個極化控制器來使的兩道光產生的駐波干涉達到最大的效率。

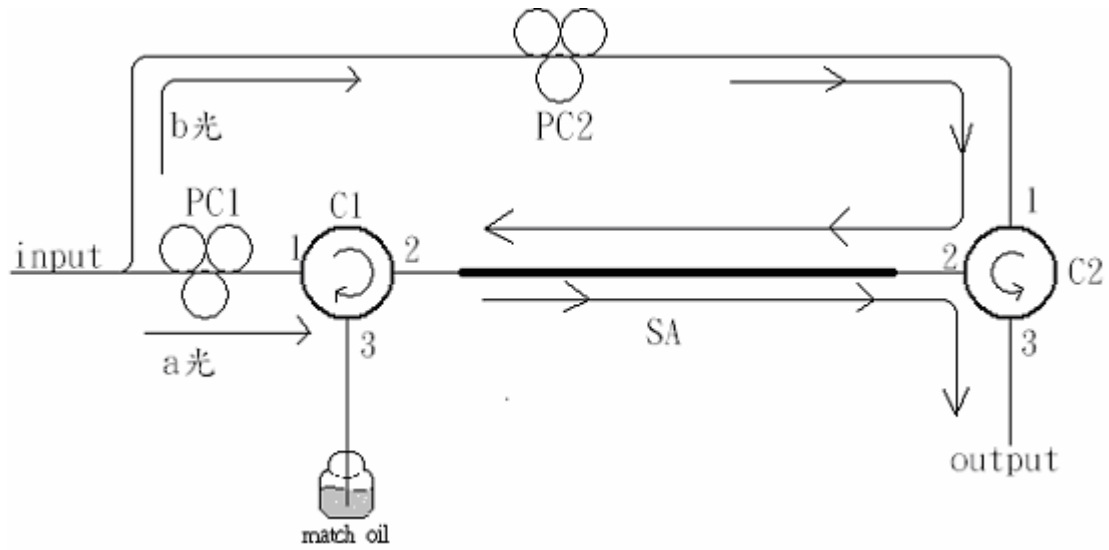


圖 3.11 飽和吸收體濾波器

Length (m)	Core diameter (μm)	Absorption @ 1534nm (dB/m)	Mode field diameter (μm)	Numerical aperture
10	3.7	9	6.3	0.25

表 3.6 Moritex EDF (Er 307)

3.3.2 加入飽和吸收體濾波器

現在我們將飽和吸收體濾波器加入圖 3.4 的雷射架構中，如圖 3.12。緩慢增加驅動電流使 980nm 激發光的激發功率上升，在增益介質中產生 1550nm 的光信號。當光信號能量大於整個雷射腔的臨界值 (threshold value) 時，則開始有雷射輸出；調整飽和吸收體濾波器中的兩個極化控制器，使其達到雷射最大輸出功率 (因為雷射腔中有對極化敏感的光阻隔器) 和 beating 信號最小 (因為飽和吸收體濾波器會壓縮邊模)。通常我們會先調整 PC1 (圖 3.11) 使得輸出功率最大，a 光的極化方向固定，然後再調整 PC2 使 b 光的極化方向與 a 光相同，達到 beating 信號最小。




圖 3.13 為輸出的光頻譜訊號，量測到的雷射頻寬為 0.06nm，低於儀器量測的極限，而中心波長為 1557.22nm。圖 3.14 (a) - (f) 為不同輸出功率下，RF 頻譜儀量測的 beating 信號。表 3.7 為不同輸出功率下，根據 beating 信號以及 DC 信號所得之 SMSR 值。

根據表 3.7，因為飽和吸收體濾波器的加入使得整個 SMSR 值上升 (>60dB)，代表雷射腔內的邊模的確有被壓縮的現象，尤其在低輸出功率的地方，SMSR 值可達到 80dB 以上；當逐漸提高輸出功率時，由於雷射腔內能量逐漸上升，在增益介質中同時激發了邊模頻率，使邊模能量上升，加上模態與模態間僅相差 10MHz，主模與邊模在飽和

吸收體中的吸收損耗相差不大，邊模壓縮的效果降低，所以 SMSR 值逐漸減少，但是都還能維持在 50dB 以上。圖 3.15 為我們調整可調式濾波器得到不同單模輸出頻率的頻譜圖，可調範圍為 1530-1570nm(為可調式濾波器的調頻範圍)。圖 3.16 為不同輸出頻率所得之 SMSR 值。

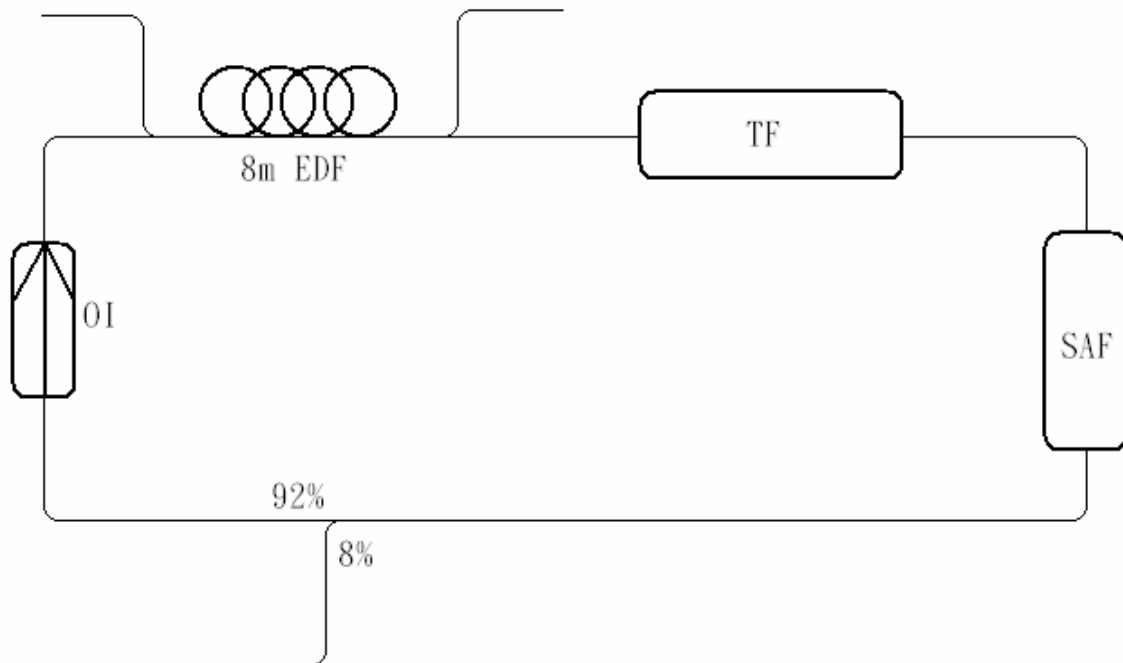


圖 3.12 加入飽和吸收體濾波器

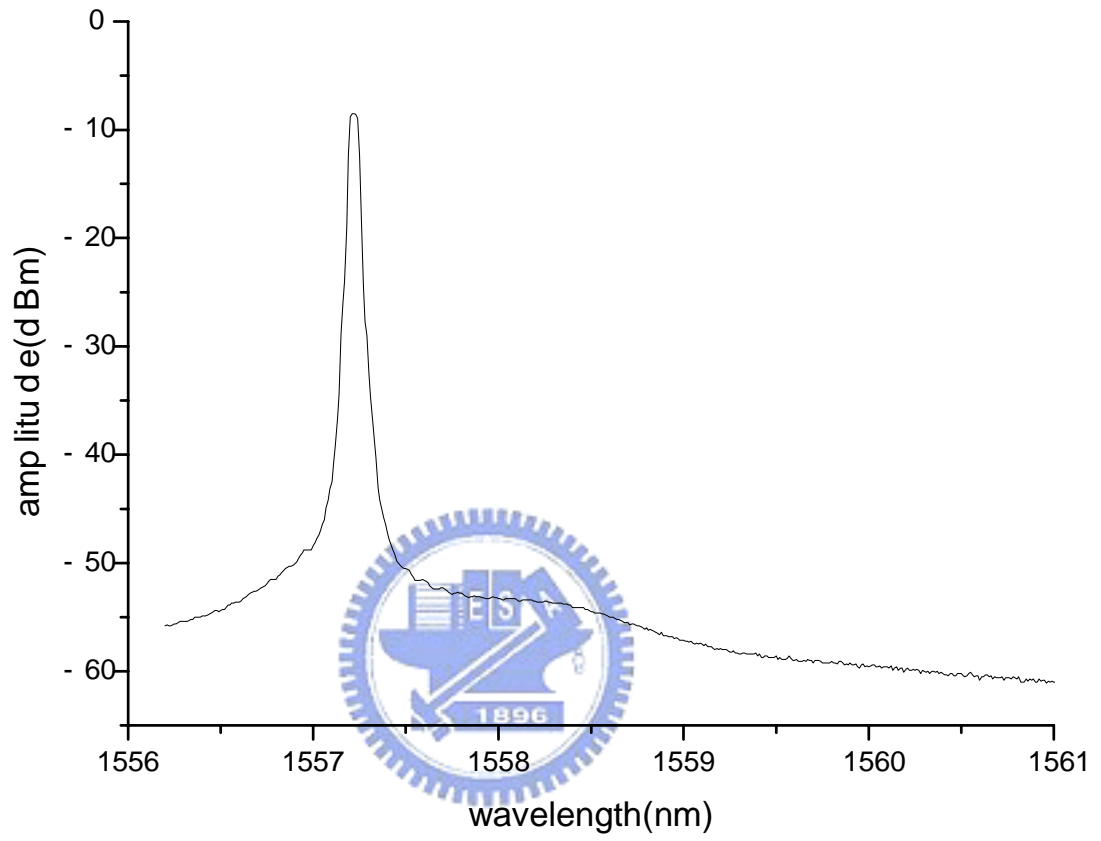
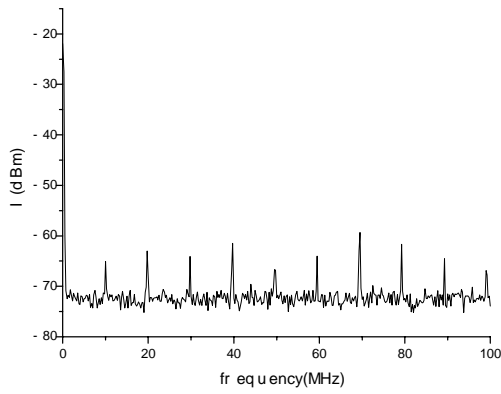
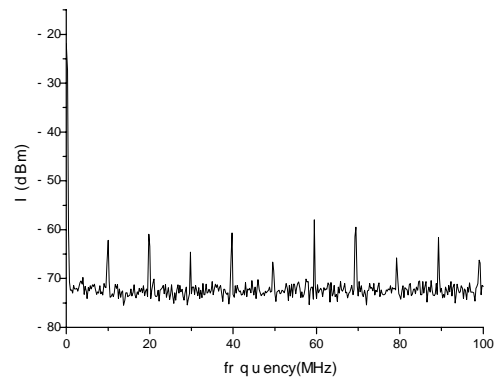


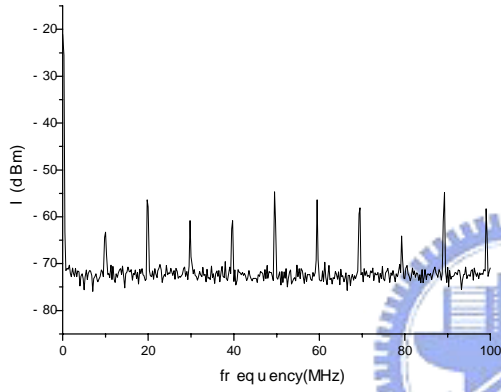
圖 3.13 光頻譜圖



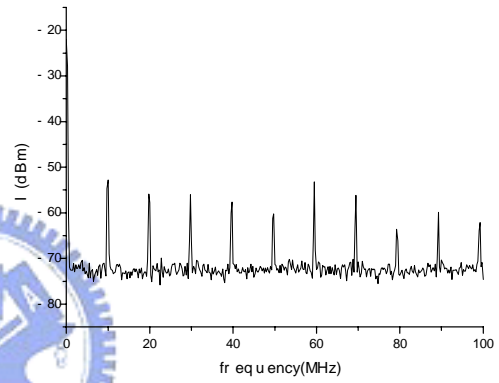
(a) 0.5mW



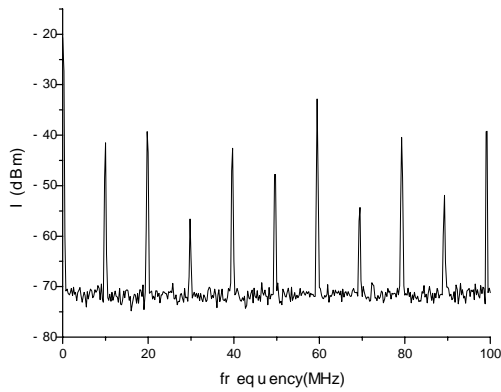
(b) 0.8mW



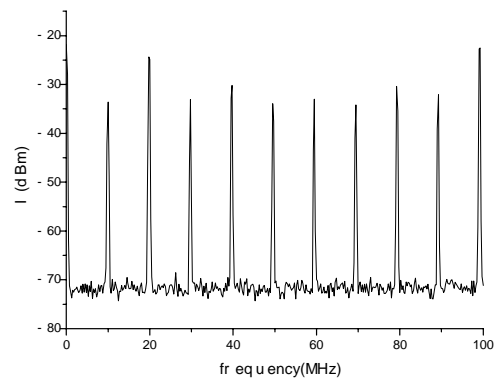
(c) 1mW



(d) 1.5mW



(e) 2mW



(f) 2.5mW

圖 3.14 雷射不同輸出功率之 RF beating 信號圖

Output power (mW)	DC power (dBm)	Beating power (dBm)	SMSR (dB)
0.5	10.27676	-65	78.27676
0.8	14.20914	-62.2	79.40914
1	16.11702	-63	82.11702
1.5	19.63074	-52.8	75.43074
2	22.13762	-41.5	66.63762
2.5	24.08796	-33.7	60.78796

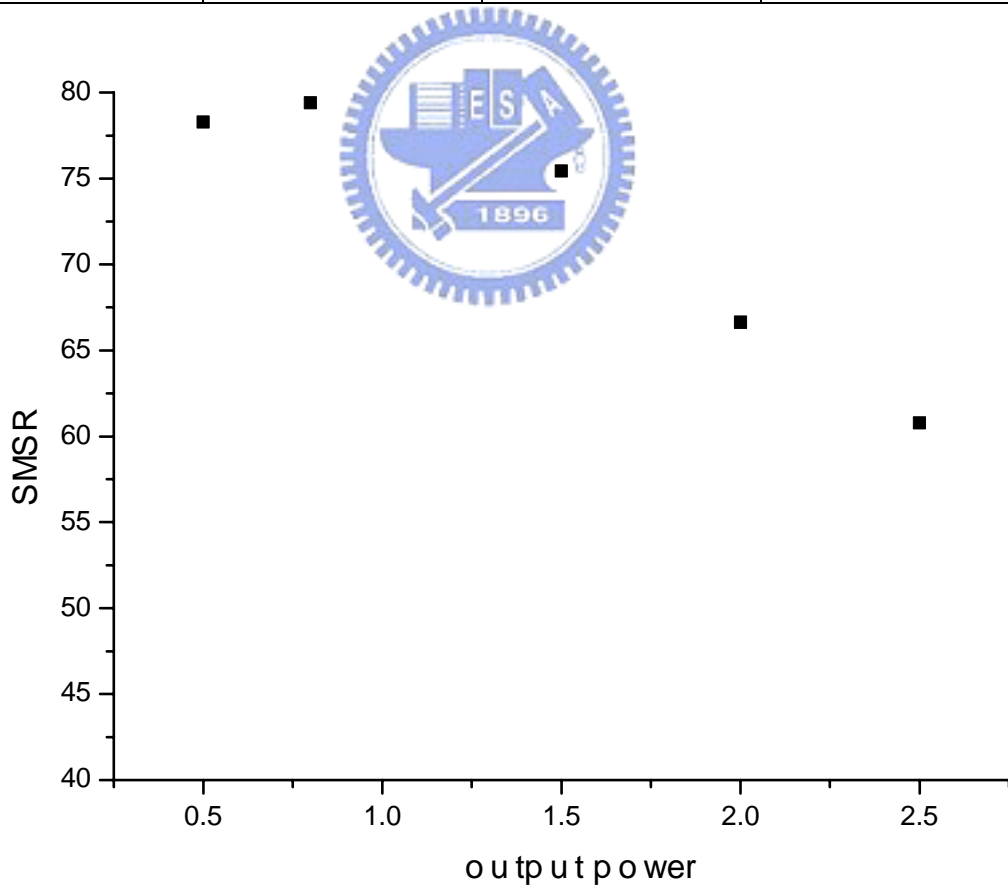


表 3.7 SMSR 值

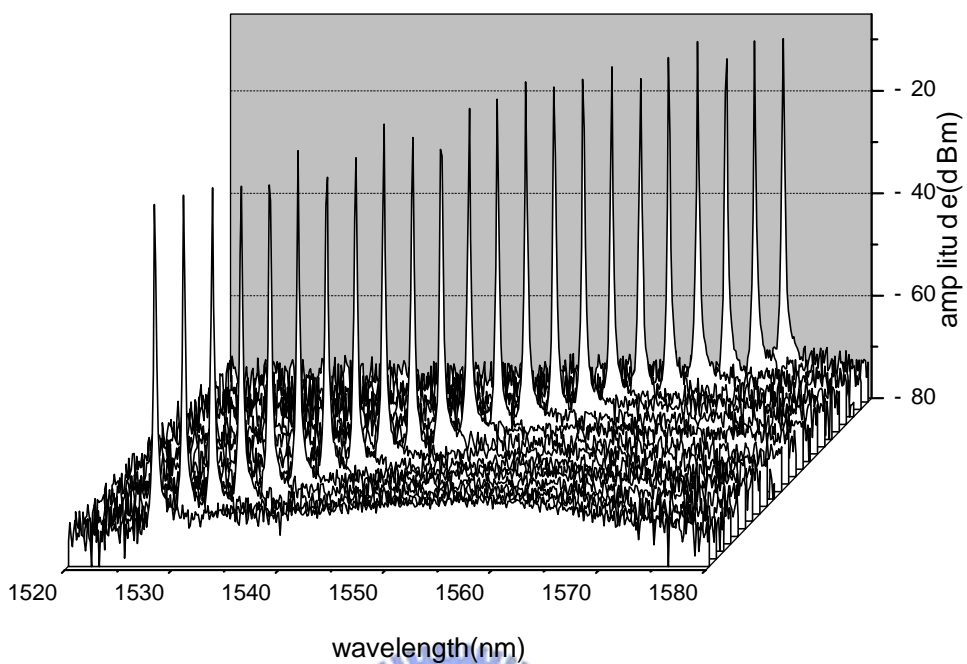


圖 3.15 可調頻率範圍

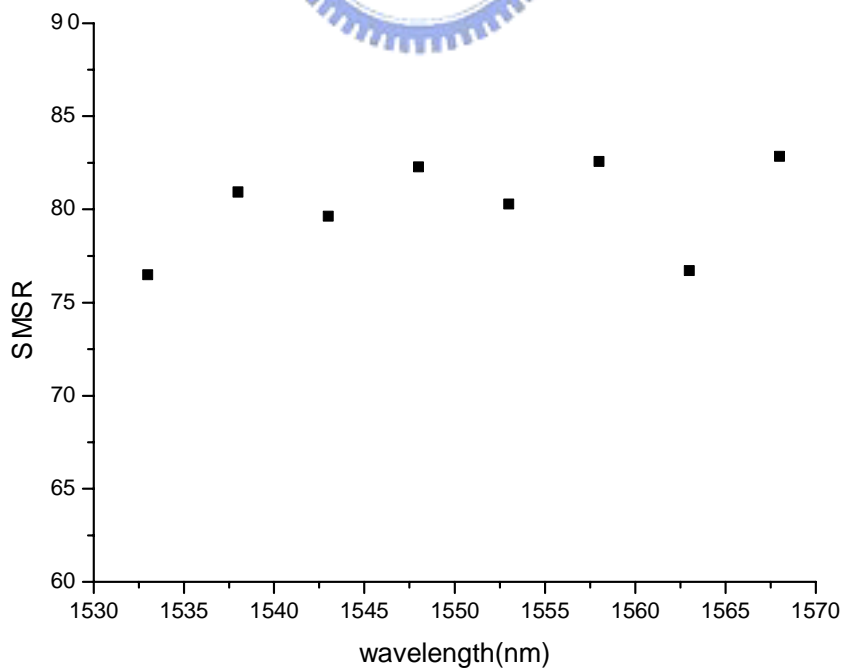


圖 3.16 不同波長之 SMSR 值

3.3.3 加入飽和吸收體濾波器和次環腔濾波器

為了使得主模與邊模的吸收損耗差異增加，在圖 3.12 雷射架構中嘗試加入圖 3.7 的次環腔濾波器，如圖 3.17，使模態與模態間的頻率間距增加，邊模壓縮的效果會更顯著。

圖 3.18 為輸出的光頻譜訊號，量測到的雷射頻寬為 0.06nm，中心波長為 1555.35nm。圖 3.19 (a) - (f) 為不同輸出功率下，RF 頻譜儀量測的 beating 信號。表 3.8 為不同輸出功率下，根據 beating 信號以及 DC 信號所得之 SMSR 值。

根據表 3.8，因為加入次環腔濾波器使模態與模態間的頻率差增加，邊模能量被壓縮的更多，SMSR 值平均都可以達到 90dB 以上，而且當增加輸出功率時，SMSR 值也都能維持一定水準，這代表此雷射架構達到更好的單模輸出水準。但由於在次環腔濾波器中，雷射光的耦合對於光極化方向非常敏感，使得輸出頻譜會有明顯模態跳躍的不穩定現象產生。

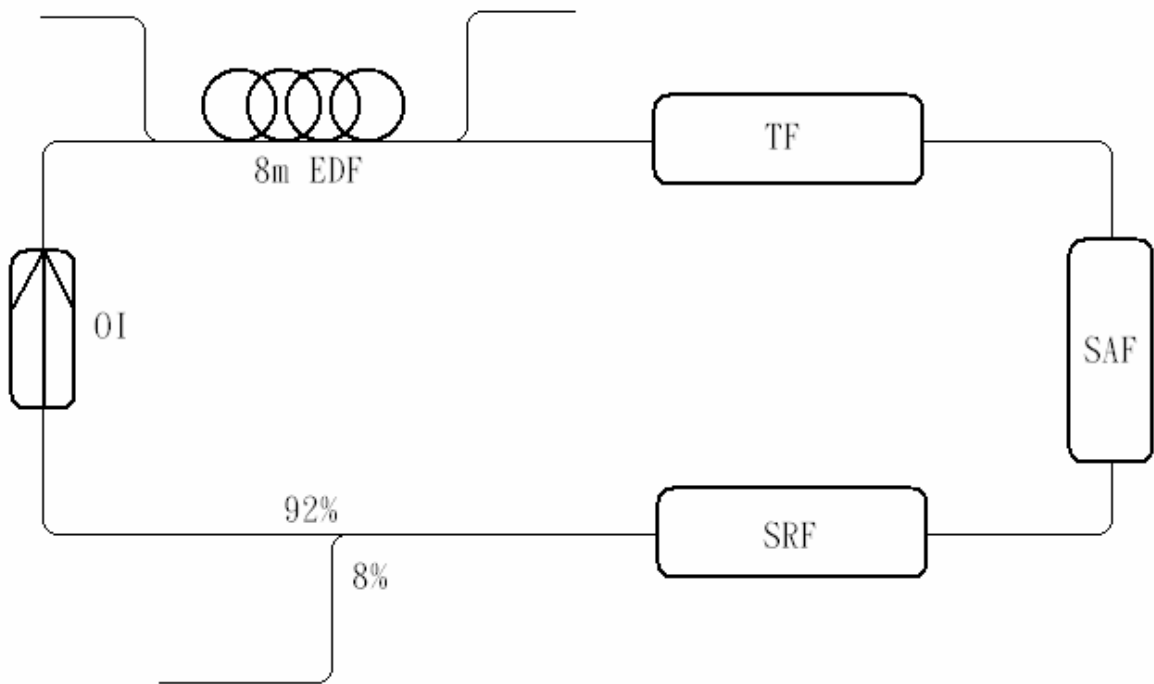


圖 3.17 加入飽和吸收體濾波器和次環腔濾波器

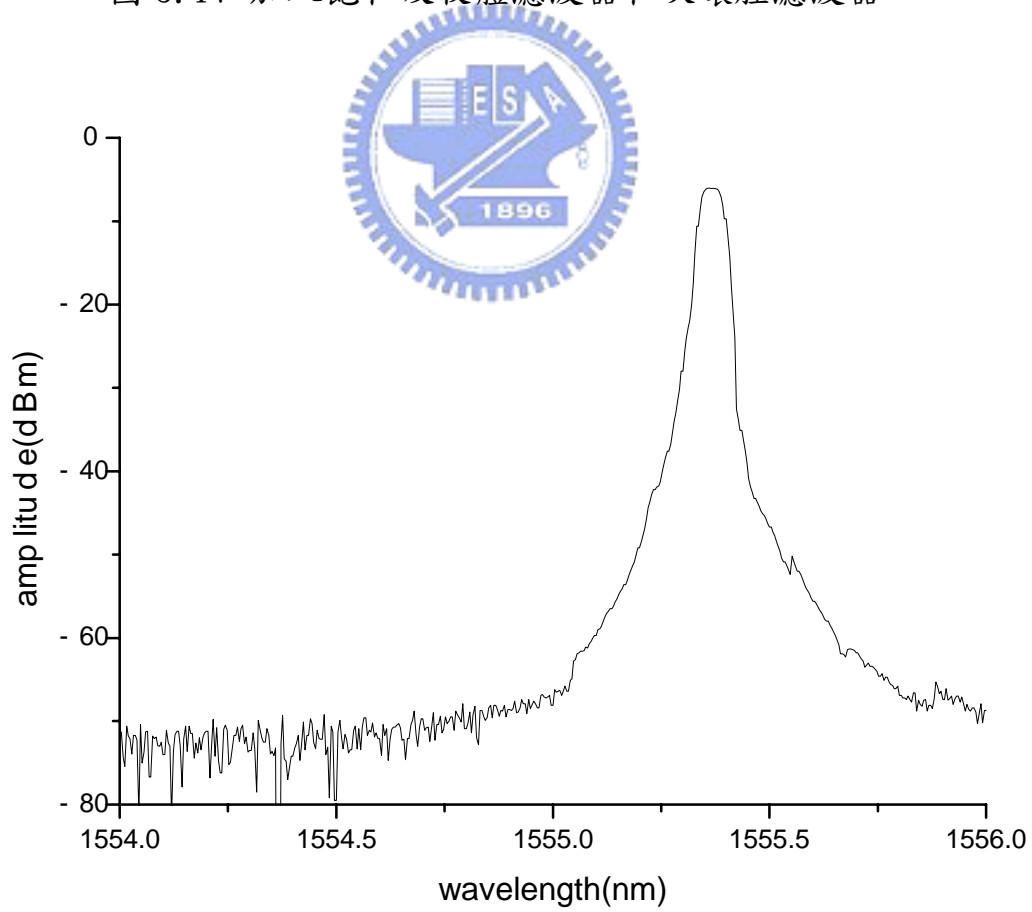
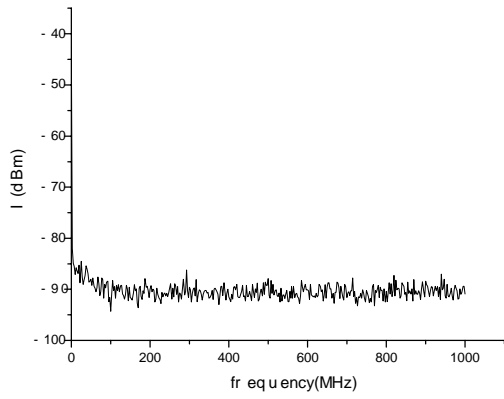
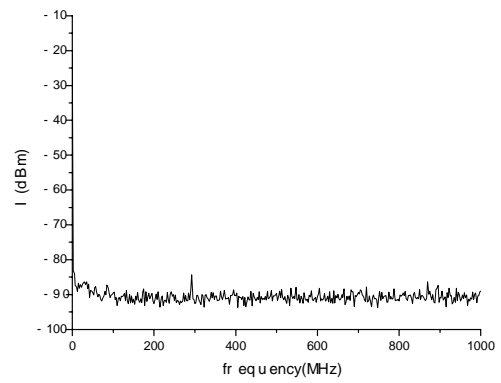


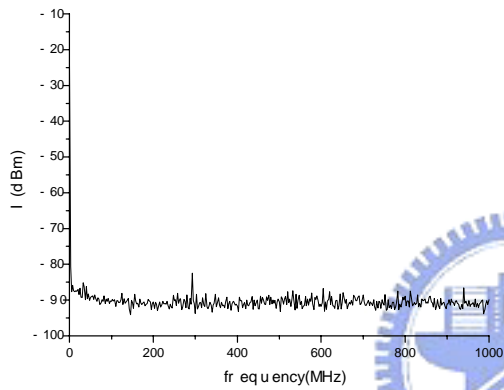
圖 3.18 光譜圖



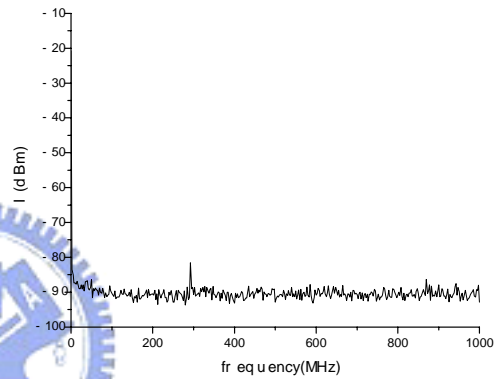
(a) 0.5mW



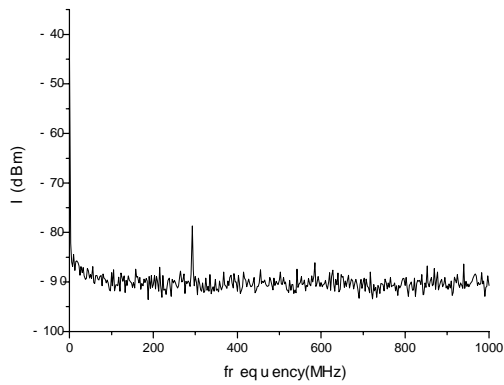
(b) 0.8mW



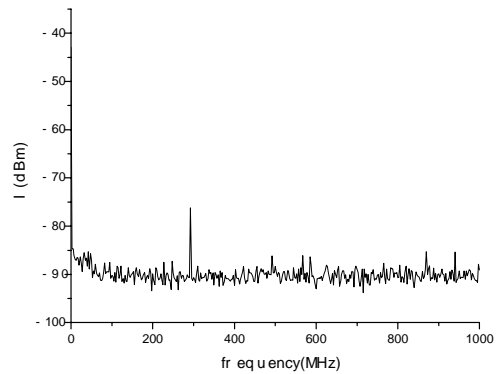
(c) 1mW



(d) 1.5mW



(e) 2mW



(f) 2.5mW

圖 3.19 雷射不同輸出功率之 RF beating 信號圖

Output power (mW)	DC power (dBm)	Beating power (dBm)	SMSR (dB)
0.5	10.27676	-86	99.27676
0.8	14.20914	-84.56	101.7691
1	16.11702	-82.49	101.607
1.5	19.63074	-81.55	104.1807
2	22.13762	-78.74	103.8776
2.5	24.08796	-76.18	103.268

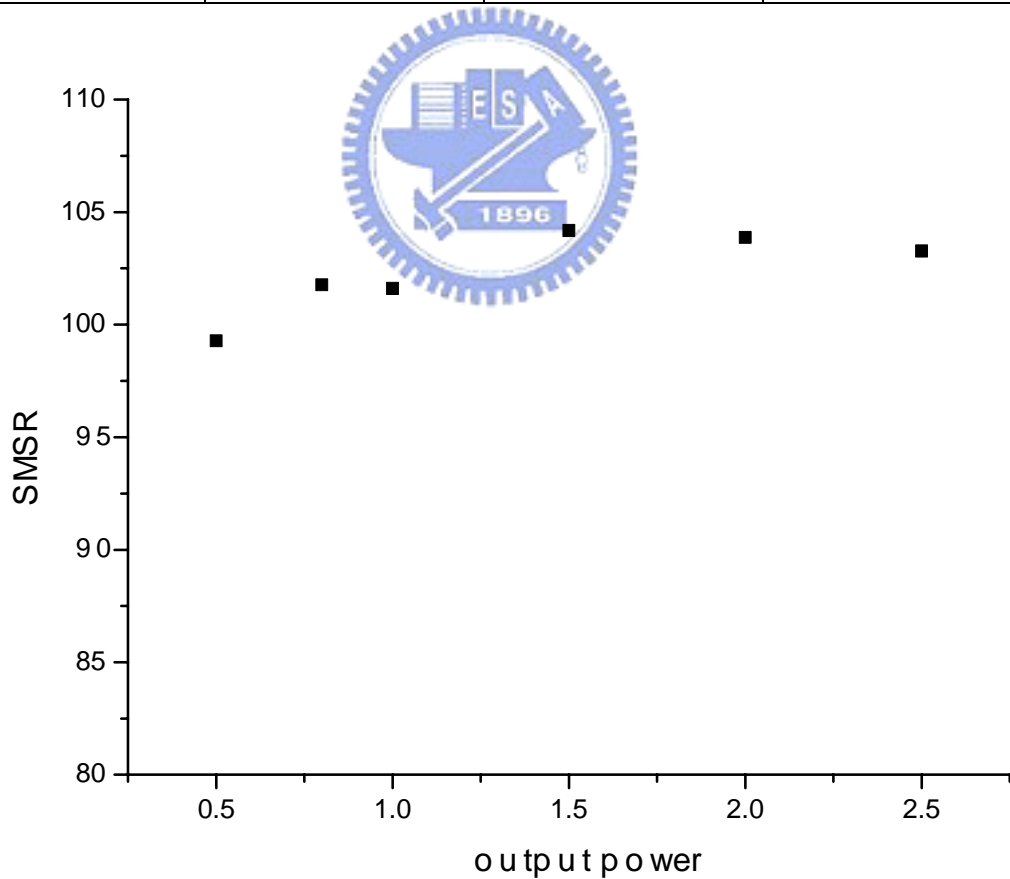


表 3.8 SMSR 值

3.4 雷射線寬量測--延遲自動內差法

(Delayed Self-homodyne method)

實驗架構如圖 3.20，包含兩個光耦合器 (OC)、極化控制器 (PC) 和 15km 的單模光纖。將雷射光接到 input 端，再把 output 端接到光偵測器，經放大器 (AMP) 放大訊號後，接到 RF 頻譜儀觀察結果；調整極化控制器使兩道光耦合效率達到最好。根據 2.3 節的實驗原理，此量測架構的極限為 13kHz。

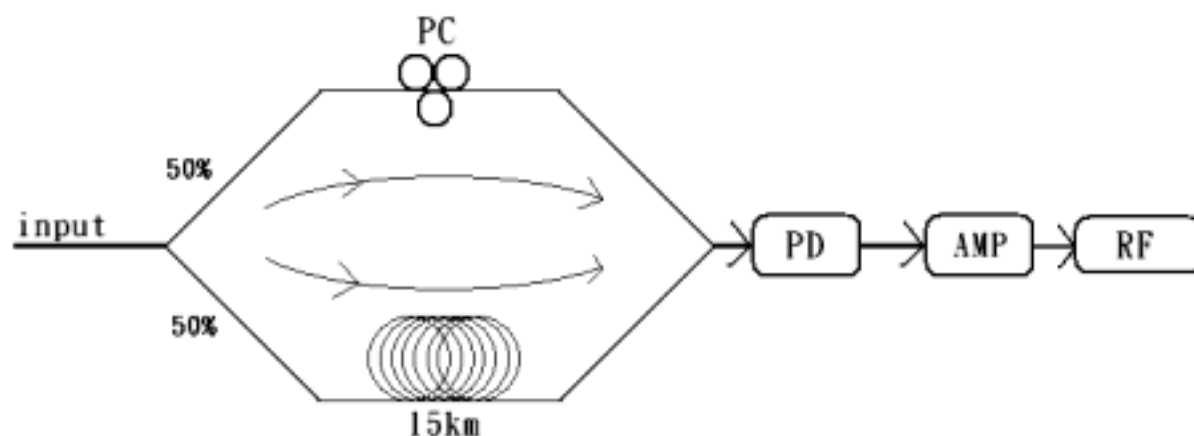


圖 3.20 延遲自動內差法

圖 3.21 為圖 3.12 的雷射架構（只加上飽和吸收體濾波器），低輸出功率時的量測數據，因為低頻的雜訊很多，所以我們將圖形作 smoothing；RF 頻譜儀的解析頻寬 (resolution bandwidth) 為 1kHz，此時雷射輸出線寬大約為 25kHz。圖 3.22 為圖 3.15 的雷射架構（飽和吸收體濾波器和次環腔濾波器）所量測的數據，此時雷射輸出線寬大約為 13kHz，已接近量測的極限，所以實際線寬會小於 13kHz。圖

3.23 為 Agilent 8164A 半導體雷射模組，規格如表 3.8，輸出 1.25mW 時的量測數據，此時雷射輸出線寬大約為 250kHz。

Laser type		Wavelength range	Numerical aperture	Max power
Fabry-Perot laser	InGaAsP	1496nm-1640nm	0.1	163mW

表 3.9 Agilent 8164A 半導體雷射模組

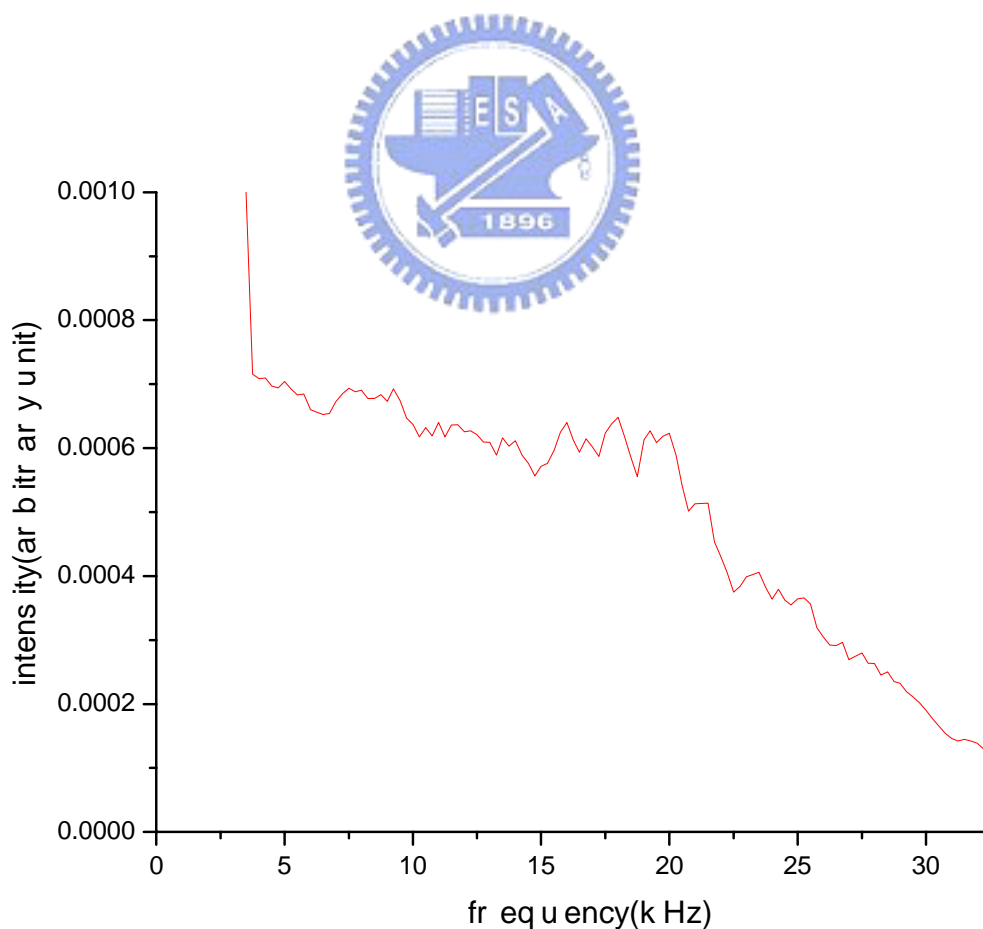


圖 3.21 雷射輸出線寬 (1)

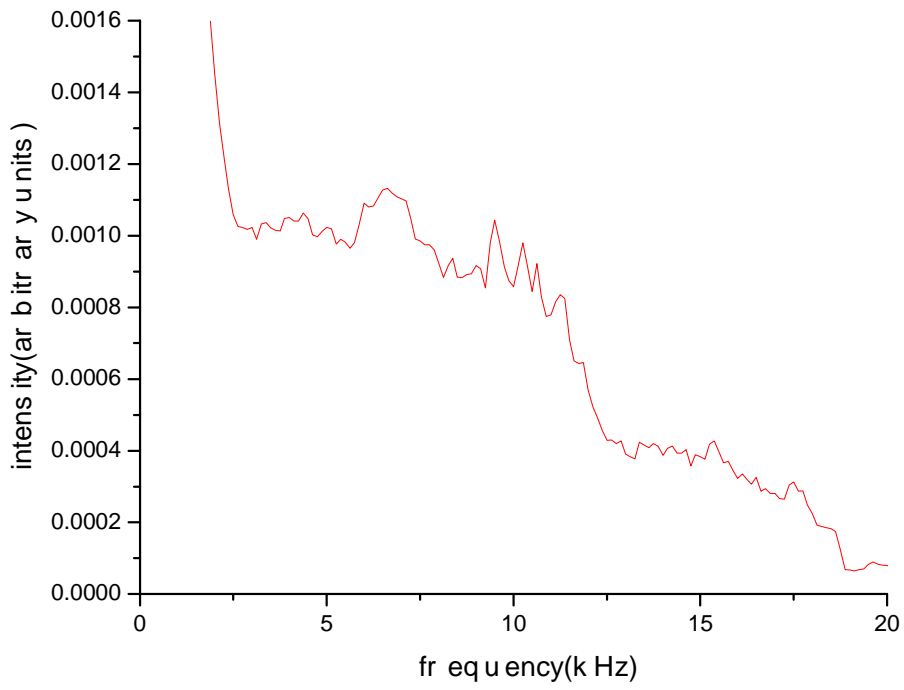


圖 3.22 雷射輸出線寬 (2)

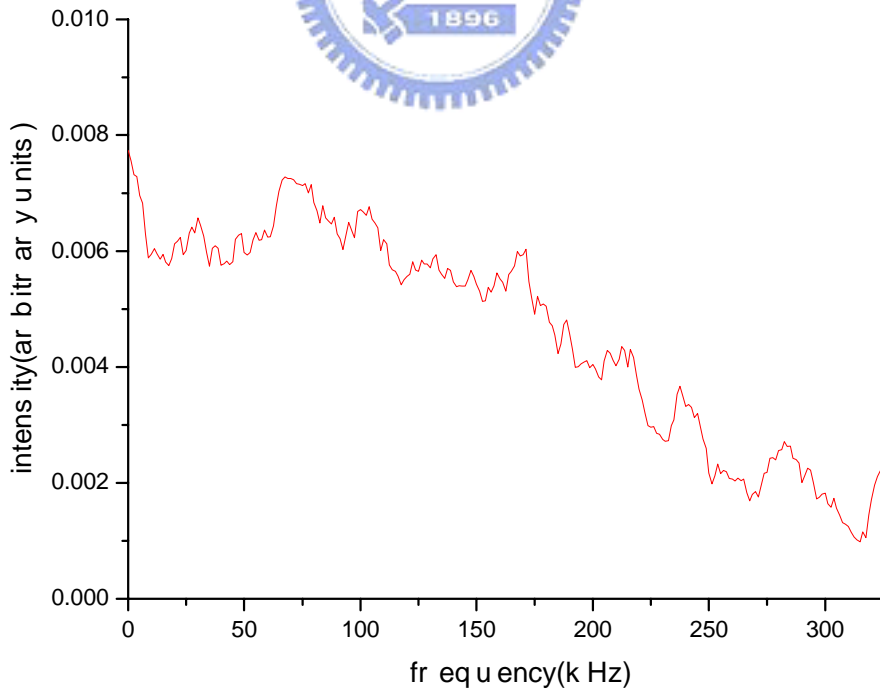


圖 3.23 雷射輸出線寬 (3)

比較上面三份數據，可以知道我們的實驗架構所產生的單模雷射線寬遠低於半導體雷射線寬。一般來說，半導體雷射的雷射腔長非常短 ($\sim 1 \mu\text{m}$)，FSR 非常大 ($\sim 1\text{THz}$)，使得它非常容易達到單模輸出（濾波器頻寬小於 FSR 即可）。根據 (2.22) 式，可以知道輸出線寬可表示為

$$\text{Linewidth} = \frac{(1-R)}{\pi\sqrt{R}} \cdot \text{FSR}$$

由上式可知，FSR 大，相對於雷射線寬也會變大，所以半導體雷射的線寬會遠大於我們的雷射輸出線寬。



第四章 結論

在本論文中，我們使用環型共振腔為雷射主體，搭配可調式濾波器、次環腔濾波器以及我們所建構新型態的飽和吸收體濾波模組，比較其不同單模雷射架構所輸出的結果。

我們發現，雖然使用次環腔濾波器在雷射低輸出功率時，SMSR 可以達到我們的要求 ($>50\text{dB}$)，但是當提高輸出功率時，SMSR 會逐漸下降，輸出的模態也會越來越複雜，再加上次環腔濾波器對雷射極化方向的敏感，使得輸出頻譜會有模態躍遷的現象，並不穩定。

當我們使用新型態的飽和吸收體濾波模組時，可以得到單模態 (SMSR $>60\text{dB}$)、窄頻寬 ($\ll 25\text{kHz}$)、可調頻 (1530nm~1570nm) 的雷射輸出，輸出功率可由 0.5~2.5mW (取決於激發光源的功率限制)。其中我們的飽和吸收體濾波模組是使用原來雷射腔中分出來的雷射光來使得摻鉍光纖飽和吸收體飽和吸收，加上使用極化控制器來控制光干涉的效率，不像使用光柵作反射鏡之飽和吸收體濾波模組

【20~22】會有極化無法控制以及光柵受溫度影響的缺點，或者是使用外加一台可調 CW 雷射來使得飽和吸收體飽和吸收【25】那樣麻煩。

實驗上，我們發現由於飽和吸收體中的主模是由雷射腔中各個模態互相競爭而決定，所以雷射腔內光功率、極化方向、各種損耗以及

光頻率的穩定性對於輸出雷射的穩定與否有很大的關係。尤其是飽和吸收體濾波模組會隨著環境震動、雷射腔內其他模組的頻率飄移、光極化方向的改變以及激發光源的功率不穩而影響干涉駐波的形成，使得單模輸出的雷射會在不同模態間相互跳躍 (mode hopping)，使我們無法達到非常穩頻輸出的結果。所以在未來研究方向，希望一方面除了能改善上述缺點外，另一方面能嘗試發展不同架構的單模光纖雷射系統。



參考文獻

- 1.K.C. Harvey and C.J. Myatt , “ External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating ” , Optics Letters, Volume 16, Issue 12, 910 (1991)
- 2.G.A. Ball and W.W. Morey , “ Continuously tunable single-mode erbium fiber laser ” , Optics Letters, Volume 17, Issue 6, 420-422 (1992)
- 3.J.L Zyskind , V. Mizrahi , D.J. DiGiovanni and J.W. Sulhoff , “ Short single frequency erbium-doped fibre laser ” , Electronics Letters, Volume 28, Issue 15, 1385 (1992)
- 4.G.A. Ball and W.W. Morey , “ Compression tuned single frequency Bragg grating fiber laser ” , Optics Letters, Volume 19, Issue 23, 1979 (1994)
- 5.J.L. Zyskind , J.W. Sulhoff , Y. Sun , J. Stone , L.W. Stulz , G.T. Harvey , D.J. Digiovanni , H.M. Presby , A. Piccirilli , U. Koren and R.M. Jopson , “ Singlemode diode-pumped tunable erbium-doped fibre laser with linewidth less than 5.5 kHz ” , Electronics Letters, Volume 27, Issue 23, 2148 (1997)
- 6.C.V. Poulsen and M. Sejka , “ Highly optimized tunable Er³⁺-doped single longitudinal mode fiber ring laser, experiment and model ” , Photonics Technology Letters, IEEE, Volume 5, Issue 6, 646 (1993)
- 7.J.J. Pan and Shi Yuan , “ Tunable Er³⁺-doped fibre ring laser using fibre grating incorporated by optical circulator or fibre coupler ” , Electronics Letters, Volume 31, Issue 14, 1164 (1995)
- 8.M.J. Guy , J.R. Taylor and R. Kashyap , “ Single-frequency erbium fibre ring laser with intracavity phase-shifted fibre Bragg grating narrowband filter ” , Electronics Letters, Volume 31, Issue 22, 1924 (1995)
- 9.A. Gloag and N. Langford , “ Tunable, single frequency erbium fiber laser using an overlay bandpass filter ” , Applied Physics Letters, Vol 66, Issue 24, 3263 (1995)

10. Chien-Chung Lee , Yung-Kuang Chen and Shien-Kuei Liaw ,
“ Single-longitudinal-mode fiber laser with a passive multiple-ringcavity and
its application for video transmission ” , Optics Letters, Volume 23, Issue 5,
358-360 (1998)
11. K.O. Hill et al , Applied Physics Letters, Vol 32, 647 (1978)
12. G. Meltz , W.W. Morey and W.H. Glenn , “ Formation of Bragg gratings in optical
fibers by a transverse holographic method ” , Optics Letters, Volume 14, Issue
15, 823 (1989)
13. E. Snitzer and R. Kashyap , Applied Physics Letters, Vol 6, 45 (1965)
14. S.B. Poole , D.N. Payne and M.E. Fermann , Electronics Letters, Volume 21,
738 (1985)
15. M.E. Fermann , D.C. Hanna , D.P. Shepherd , P.J. Suni and J.E. Townsend
“ Efficient operation of an Yb-sensitised Er fibre laser at 1.56 μm ” ,
Electronics Letters, Volume 24, Issue 18, 1135 (1988)
16. P.B. Hansen , G. Raybon , U. Koren , B.I. Miller , M.G. Young , M. Chien ,
C.A. Burrus and R.C. Alferness , “ 5.5-mm long InGaAsP monolithic extended-cavity
laser with an integrated Bragg-reflector for active mode-locking ” , Photonics
Technology Letters, IEEE, Volume 4, Issue 3, 215 (1992)
17. P.P. Vasilev , V.N. Morozov , G.T. Pak , Y.U. Popov , M. Yu and A.B.
Sergeev , “ Measurement of the frequency shift of a picosecond pulse from a
mode-locked injection laser ” , Sov.J.Quantum Electron, Volume 15, 859 (1992)
18. Zhang Jianluo , Yue Chao-Yu , G.W. Schinn , W.R.L. Clements and J.W.Y.
Lit , “ Stable single-mode compound-ring erbium-doped fiber laser ” , Lightwave
Technology, Journal of, Volume 14, Issue 1, 104 (1996)
19. Kevin Hsu , Calvin M. Miller , J Thomas Kringlebotn and David N.
Payne , “ Continuous and discrete wavelength tuning in Er:Yb fiber Fabry-Perot
Lasers ” , Optics Letters, Volume 20, Issue 4, 377 (1995)
20. Y. Cheng , J.T. Kringlebotn , W.H. Loh , R.I. Laming and D.N. Payne , “ Stable
single-frequency traveling-wave fiber loop laser with integral
saturable-absorber-based tracking narrow-band filter ” , Optics Letters, Volume
20, Issue 8, 875 (1995)
21. Y.W. Song , S.A. Havstad , D. Starodubov , Y. Xie , A.E. Willner , J.
Feinberg , “ 40-nm-wide tunable fiber ring laser with single-mode operation using
a highly stretchable FBG ” , Photonics Technology Letters, IEEE, Volume 13, Issue
11, 1167 (2001)

22. S. Yamashita and K. Hsu , “ Single-frequency, single-polarization operation of tunable miniature erbiumytterbiumfiber FabryPerotlasers by use of self-injection locking ” , Optics Letters, Volume 23, Issue 15, 1200 (1998)
23. Chen Hongxin , F. Babin , M. Leblanc and G.W. Schinn , “ Widely tunable single-frequency erbium-doped fiber lasers ” , Photonics Technology Letters, IEEE, Volume 15, Issue 2, 185 (2003)
24. J.T. Kringlebotn , J.L. Archambault , L. Reekie and D.N. Payne , “ Er³⁺:Yb³⁺ codoped fiber distributed-feedback laser ” , Optics Letters, Volume 19, Issue 24, 2101 (1994)
25. N. Kishi and T. Yazaki , “ Frequency control of a single-frequency fiber laser by cooperatively induced spatial-hole burning ” , Photonics Technology Letters, IEEE, Volume 11, Issue 2, 182 (1999)
26. H.A. Haus , “ Waves and Fields in optoelectronics ” , page 65
27. J.P. von der Weid , R. Passy and N. Gisin , “ Mid-range coherent optical frequency domain reflectometry with a DFB laser diode coupled to an external cavity ” , Lightwave Technology, Journal of, Volume 13, Issue 5, 954 (1995)
28. Hanne Ludvigsen , Mika Tossavainen , Matti Kaivola , “ Laser linewidth measurements using self-homodyne detection with short delay ” , Optics Communication, Volume 155, Issue 1-3, 180 (1998)