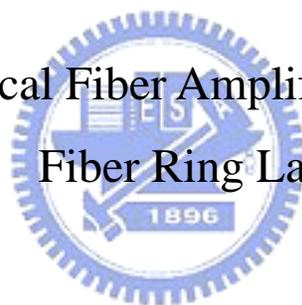


國立交通大學

光電工程研究所 碩士論文

光纖放大器於光纖感測及光纖迴路雷射之應用

Application of Optical Fiber Amplifier For Fiber Sensor and
Fiber Ring Laser



研究生：林銘清

指導教授：祁 姓 教授

葉建宏 博士

中華民國九十四年七月

光纖放大器於光纖感測及光纖迴路雷射之應用

Application of Optical Fiber Amplifier For Fiber Sensor and
Fiber Ring Laser

研究生：林銘清

Student : Ming Ching Lin

指導教授：祁 姓 教授
葉建宏 博士

Advisor : Sien Chi
Chien-Hung Yeh

國立交通大學電機資訊學院

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 2005

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十四年七月

光纖放大器於光纖感測及光纖迴路雷射之應用

學生：林銘清

指導教授：祁 姓 教授
葉建宏 博士

國立交通大學光電工程研究所碩士班

摘 要

本論文的第一部分是提出一個 S 頻段的增益箝制摻鉕光纖放大器 (Erbium-Doped Fiber Amplifier: EDFA) 與一 S 頻段的單模光纖迴路型雷射。S 頻段的增益箝制 EDFA 的光特性與其行為都在本文中被探討。而本 S 頻段的單模光纖迴路型雷射是利用一個 S 頻段的 EDFA 模組、一個光纖式法布里-珀羅 (Fabry-Perot) 可調濾波器、一段尚未泵激且較短的 EDF 及一個反射鏡所組成。在操作波長在 1488.7 nm 至 1515.7 nm 之間，其輸出功率可達到 10 dBm 以上，而旁模壓抑比 (Side-Mode Suppression Ratio: SMSR) 最大可達 49.1 dB/0.05 nm。

在第二個部份，我們利用迴路型雷射架構的方式提出了 S 頻段的光纖感測實驗及一個藉由半導體光放大器 (Semiconductor Optical Amplifier: SOA) 的多點光纖感測技術。在 S 頻段的光纖感測實驗中，調整共振腔內

Fabry-Perot 波長分布，使各個相對應的 FBG 中心波長可以分別產生激發以作為感測用。而在多點感測的實驗中，藉著 SOA 非均相變寬的性質使得每個 FBG 均可產生雷射，在選擇適當耦合比例下的光耦合器，我們可以獲得更解析度較清晰的光訊號進而偵測多點的光纖感測系統。



Application of Optical Fiber Amplifier For Fiber Sensor and Fiber Ring Laser

Student: Ming Ching Lin

Advisors: Prof. Sien Chi
Dr. Chien-Hung Yeh

Institute of Electro-Optical Engineering

National Chiao Tung University



In the first part of the thesis, we propose and investigate experimentally a gain-clamped S-band erbium-doped fiber amplifier (EDFA), a stable and single-longitudinal-mode oscillation of an S-band EDF ring laser. The behaviors and performances of the S-band amplifier have also been discussed in the text. Single-longitudinal-mode laser output can be realized by employing a Fabry-Perot filter and a saturable-absorber-based autotracking filter composed of an unpumped EDF and an optical reflector. The performance of output power is larger than 10 dBm and a side-mode suppression ratio (SMSR) is larger than 49.1 dB from 1488.7 to 1505.7 nm.

In the second part of the thesis, we propose the S-band fiber sensor technique and a multiplexed fiber sensing system based on semiconductor optical amplifier (SOA). In the

experiment of S-band fiber sensor system, the proposed laser lases at each wavelength of the FBG accordingly by tuning the Fabry-Perot filter. In the experiment of multiplexed sensing system, all lasing wavelengths based on the inhomogeneous broadening effect of SOA are accordingly the FBG central wavelength. Using properly coupling ratio, we can obtain the clearly optical signals.



致 謝

光陰匆匆，研究生的兩年生活很快的就過去了。雖然只是短短的兩年，確是使我受益非淺，首先要感謝的是我的指導老師祁姓教授，使我了解到求學的態度『知意而忘言』以及許多為人處世的道理。其次要感謝的是葉建宏博士，感謝他帶領懵懂無知的我逐漸進入光纖通訊這領域，從百忙中特地撥出時間與我一起討論，加快實驗的進度。感謝賴暎杰老師、陳智弘老師及馮開明老師能撥冗前來參加口試，並且提供許多寶貴的意見使得本論文更加的完善。



另外還要感謝實驗室裡的周森益學長、錢鴻章學長、彭朋群學長、彭煒仁學長、林俊廷學長及黃明芳學姊等在儀器操作上能適時的給予協助，給我許多寶貴的意見以利實驗的進行。此外，還要感謝實驗室的同學珮欣、玉婷及皓彥陪著我們度過這兩年的時光，不管是在生活上或是課業上大家都能相扶持。此外光纖通訊實驗室這大家庭中的其他夥伴老項、峰哥、金水、倩仔、淑惠、小強、小鐵、重佑、裕民、小雨及昇祐，謝謝你們在這段時間陪我一起努力，一起歡樂，讓我有著多采多姿的生活。

最後我要感謝我的家人，因為有他們的支持，才可無牽掛的專心於學業上，願與你們分享這份喜悅。

2005. 7. 12. 風城交大

目 錄

	頁次
中文摘要.....	i
英文摘要.....	iii
致謝.....	v
目錄.....	vi
圖目錄.....	ix
第一章 緒論.....	1
1.1 布拉格光纖光柵感測器.....	1
1.2 迴路型雷射.....	2
第二章 實驗原理.....	4
2.1 摻餌光纖放大器(EDFA).....	4
2.1.1 三能階系統.....	4
2.1.2 小訊號增益.....	8
2.2 半導體光放大器(SOA).....	11
2.2.1 半導體光放大器設計原理.....	11
2.2.2 半導體光放大器的特性.....	13
2.3 噪聲指數 (Noise Figure)	14
2.3.1 噪聲指數的定義.....	14

2.3.2	噪聲指數的量測.....	16
2.4	增益箝制(Gain-clamped).....	18
第三章	S 頻段摻鉍光纖放大器的增益箝制.....	20
3.1	前言.....	20
3.2	實驗架構.....	21
3.3	結果與討論.....	22
3.4	結論.....	24
第四章	可調且穩定的 S 頻段迴路型雷射.....	33
4.1	前言.....	33
4.2	實驗架構.....	33
4.3	實驗結果及討論.....	35
4.4	結論.....	36
第五章	S 頻段的光纖感測與多點感測.....	42
5.1	利用 S 頻段迴路型雷射的架構進行感測.....	42
5.1.1	實驗架構.....	43
5.1.2	結果與討論.....	43
5.1.3	結論.....	44
5.2	利用光半導體放大器組成的雷射進行多點感測.....	45
5.2.1	實驗結果與討論.....	45



5.2.2 結論.....	48
第六章 總結.....	57
參考文獻.....	59



圖目錄

圖2.1: 摻鉕光纖放大器的三階能帶模型.....	4
圖2.2: 三能階之粒子分佈與輸出光通量關係圖.....	8
圖2.3: 光通量密度 ϕ 在通過一小段含有受激原子的圓柱體中放大為 $\phi + d\phi$	9
圖2.4: 用偏極鈍化方式量測噪聲指數的標準實驗架構.....	17
圖2.5: 順向迴路雷射之增益箝制架構.....	18
圖3.1: 利用正向光回授對 S 頻段的 EDFA 的增益箝制實驗架構.....	25
圖3.2: 輸入光功率分別為 0, -20, -40dBm, 在 1478 nm – 1520 nm S 頻段 EDFA 的增益與噪聲指數.....	26
圖3.3: 4 條 FBG 的反射頻譜 (a) 1511.39 nm, (b) 1513.42 nm, (c) 1515.69 nm, (d) 1517.37 nm.....	27
圖3.4(a): 當 saturation tone 為 1511.39 nm 時使用不同耦合比例的光耦 合器 S 頻段 EDFA 的增益與噪聲指數.....	28
圖3.4(b): 當 saturation tone 為 1513.42 nm 時使用不同耦合比例的光耦 合器 S 頻段 EDFA 的增益與噪聲指數.....	29
圖3.4(c): 當 saturation tone 為 1515.69 nm 時使用不同耦合比例的光耦 合器 S 頻段 EDFA 的增益與噪聲指數.....	30
圖3.4(d): 當 saturation tone 為 1517.37 nm 時使用不同耦合比例的光耦	

合器 S 頻段 EDFA 的增益與噪聲指數.....	31
圖3.4(e): 輸入功率分別為 0, -15 和 -40dBm, saturation tone 為 1517.37 nm, 光耦合器得比例為 80% 時, 在 1478 到 1520 nm 間的增益與噪聲指數.....	32
圖4.1:單模輸出 S 頻段迴路型雷射實驗架構.....	37
圖4.2:單模雷射的輸出波長, 範圍在 1480.6 –1522.9 nm, 上方為 S 頻段 EDFA 的 ASE	38
圖4.3:單模 S 頻段迴路型雷射的輸出功率及 SMSR.....	49
圖4.4:傳統的迴路型雷射與加上未泵激的 EDF 利用 homodyne 量測法測得在 RF 上的頻譜變化.....	40
圖4.5:雷射輸出波長與輸出功率對時間的變化.....	41
圖5.1:基於迴路型雷射架構的光纖感測系統.....	49
圖5.2:利用 4 個不同波長的 FBGs 產生的雷射輸出.....	50
圖5.3:S 頻段 EDFA 的 ASE 頻譜.....	50
圖5.4:施加拉力於波長 1513.42 nm 的 FBG 上得到拉力與波長漂移的關係.....	51
圖5.5:當在 FBG ₂ 與 FBG ₃ 間有斷點時, 頻譜上掃到的雷射數目.....	51
圖5.6:利用 SOA 及 8 條 FBGs 所組成多點感測系統.....	52
圖5.7(a): 在耦合比例為 15% (“4”與“1”相接) 時在“a”點測量到的多點感	

測系統頻譜.....	53
圖5.7(b): 在耦合比例為 35% (“4”與“2”相接) 時在“a”點測量到的多點感 測系統頻譜.....	53
圖5.7(c): 在耦合比例為 50% (“4”與“3”相接) 時在“a”點測量到的多點感 測系統頻譜.....	54
圖5.8(a): 在耦合比例為 15% (“4”與“1”相接) 時在“b”點測量到的多點感 測系統頻譜.....	54
圖5.8(b): 在耦合比例為 35% (“4”與“2”相接) 時在“b”點測量到的多點感 測系統頻譜.....	55
圖5.8(c): 在耦合比例為 50% (“4”與“3”相接) 時在“b”點測量到的多點感 測系統頻譜.....	55
圖5.9: 在 FBG ₂ 兩端施力，當“4”接到“1”時，在“a”或是“b”測量到拉力與波 長漂移的關係.....	56



第一章

緒論

1.1 布拉格光纖光柵感測器

光纖光柵感測器 (fiber grating sensor) 在過去 10 年間一直是很引人注目在光纖感測的應用方面，例如拉力，溫度，壓力及加速度[1]-[9]。與其它的光纖感測器相比，基於光纖光柵的感測器擁有許多很明顯的優勢[1]，[2]，像是波長的偵測，對拉力的線性響應，很容易的實現多路傳輸的架構，遠端感測且訊號容易測量。

若是使用一個寬頻光打在 FBGs 上將會反射回部份的光，其關係式可表示為[3]



$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (1.1)$$

其中 n_{eff} 表示光纖內部的有效反射率， Λ 表示折射率調變的週期。根據 (1.1) 式，有效反射率或是折射率調變的週期發生變化則會改變 FBG 的中心波長。所以說可以利用 FBG 中心波長的改變來偵測溫度或是拉力引起的效應。

由於光對於微細變化的靈敏度比傳統的電子感測器高出許多，隨著光纖通訊的蓬勃發展，利用光纖及光纖元件來進行分布式感測，一直是眾人注目的研究焦點。光纖感測具有不受電磁干擾、體積小、寬頻、信號易於傳輸等優點，因此利用光纖來感測應變、溫度、壓力、電流、氣體等變化

的應用便不斷地開發出來。特別是近年來在土木工程等領域，有許多人大力探討使用光纖感測系統來實現智慧型土木結構的可行性，也為智慧型光纖光柵應變感測系統的發展注入了強烈的驅動力。智慧型土木結構科技的發展趨勢，主要是把光纖光柵感測器埋入或黏貼在結構物中，藉以監測結構體的應變行為。這種方法對於監測結構體的狀態與老化的進展非常有用，例如橋梁、公路、水壩、管線、隧道及房屋結構等，都可以在建造時就埋入或者在表面上黏貼光纖光柵感測器，以作自我監測。

1.2 迴路型雷射



光纖迴路型雷射的發展最早始於 1961 年 [10]，當時所用的是摻釹光纖，核心直徑為 $300\ \mu\text{m}$ ，該雷射可以產生工作波長為 $0.92\ \mu\text{m}$ 、 $1.06\ \mu\text{m}$ 、 $1.35\ \mu\text{m}$ ，其中以 $1.06\ \mu\text{m}$ 的泵激效率最高。1973 年當時問世不久的低損耗硅光纖被應用於光纖迴路雷射中，當時使用的泵激雷射為半導體雷射 [11]；1989 年開始，研究重點集中在摻鉺光纖迴路雷射上，因為此類光纖迴路雷射的工作波長集中在 $1.55\ \mu\text{m}$ 區段，以半導體多波長陣列的泵激雷射可以產生約 10 W 的連續光，並藉由鎖模技術可產生飛秒等級的超短高速脈衝，在光纖通訊、光纖感測與超快速雷射的研究與應用上舉足輕重。

光纖迴路雷射的發展中，產生多種光纖迴路雷射腔的設計 [12]、[13]，其中一種已被實用化的雷射共振腔形式為法布里·伯羅共振腔，其結構為

將增益介質置於兩片高反射率的反射鏡間，在光纖迴路雷射中，反射鏡直接與光纖耦合可以避免掉散射造成的光損耗。為使泵激光源避免與反射介質接觸有以下幾種方法：一、在光纖中加入一個帶有光單向器的光耦合器，使大部分的泵激光源藉由耦合器進入光纖迴路雷射的共振腔中，帶有單向器的光耦合器後來被波長分光(WDM)耦合器所取代。二、利用光纖光柵取代反射介質鍍膜而使用在共振腔結構上，對於特定的雷射波長而言，布拉格光柵等同於高反射鏡，對於泵激光波長則可視為高度透明。利用布拉格光柵的另外一個優點，光柵具有高度的光頻率選擇性，兩端都使用光纖光柵將使輸出光能達到單縱模，並窄化輸出光線寬。三、利用光纖環形迴路共振腔，環形迴路共振腔能夠單方向輸出光，應用在光纖迴路雷射上，由於環形迴路沒有反射鏡，損耗將可降低。



第二章

實驗原理

2.1 摻鉕光纖放大器(EDFA)

2.1.1 三能階系統

用原子三能階模型來描述摻鉕光纖放大器最簡單的方式，許多非常重要的特性都可以從這簡單模型中得到驗證。這個傳輸方程式若是考慮像是激態吸收(excited state absorption)或其三維特性的效應可以解釋更複雜的狀況。我們考慮一個三能階的系統如圖2.1 所示，包括一個基態(能階 1)，兩個受激發態(能階 2、3)。

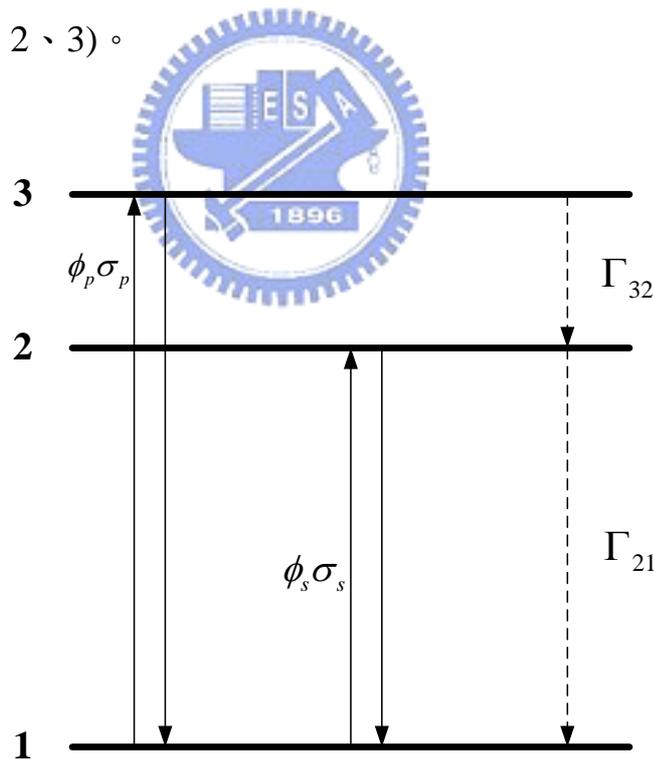


圖2.1: 摻鉕光纖放大器的三階能帶模型。

在一個良好的放大器中，能階 2 的原子通常有較長的生命期，有時被視為一個次穩態 (metastable level)，在放大傳輸過程中能階 2 屬於上層

(upper level)，而能階 1 屬於下層 (lower level)，而三能階的原子數目分別定義為 N_1 、 N_2 、 N_3 ，三階系統是將用來代表在放大過程中鉕離子的部分能階結構，為了觀察放大過程，我們需要將能階 1 與能階 2 的原子粒子數反轉 (population inversion)，這是將半數以上的鉕離子粒子激發到激態方能構成粒子反轉的條件，而這過程的進行中，我們加入一個臨界泵激功率的需求作為三階雷射放大系統的背景條件之一。摻鉕光纖放大器的一個特別的優點，就是能把光侷限在光纖核心這個很小的空間範圍內，光的強度在行進遠距離後仍非常高，因而使用較小功率的泵激光源即可達到粒子反轉需求。在此我們初步假設此系統為一維的架構系統，換句話說，假設在有效光纖截面積的中，泵激光、訊號光強度和鉕離子在橫向分佈均為常數。定義將原子從能階 1 激發到能階 3 入射光的強度通量 (每單位時間單位面積的光子數目) 以 ϕ_p 來表示，此即泵激光。從能階 1 激發到能階 2 的光強度通量 (每單位時間單位面積的光子數目) 以 ϕ_s 來表示，此與訊號場有關。每個能階粒子數目的變化起因於入射光的光子被吸收、自發性輻射和受激發輻射，另外，將能階 3 至能階 2 態的躍遷機率定義為 Γ_{32} ，這包括輻射性與非輻射性的躍遷機率，但大多數的狀況裡大多數此種躍遷都是非輻射性的； Γ_{21} 為能階 2 至能階 1 的躍遷機率，在 Er^{3+} 的躍遷中，幾乎都是輻射性的躍遷，因為在能階 1 與能階 2 之間並沒有其他能階可供受激能階粒子移動。我們在定義 $\Gamma_{21}=1/\tau_2$ ，其中 τ_2 為能階 2 生命

期 (lifetime) 。

我們定義從能階 1 態躍遷能階 3 的吸收截面積為 σ_p ，能階 2 態躍遷到能階 1 的放射截面積為 σ_s ，假設吸收截面積和放射截面積是不隨時變的，且吸收與放射的躍遷活動為各自獨立的。

由以上的假設我們可以將每個能階中粒子數目的變化率寫成

$$\frac{dN_3}{dt} = -\Gamma_{32}N_3 + (N_1 - N_3)\phi_p\sigma_p \quad (2.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_{21}N_2 + \Gamma_{32}N_3 - (N_2 - N_1)\phi_s\sigma_s \quad (2.2)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_{21}N_2 - (N_1 - N_3)\phi_p\sigma_p + (N_2 - N_1)\phi_s\sigma_s \quad (2.3)$$

在準靜態的情況下，粒子數目對時間上的微分為零，以下列式子來表示

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = 0 \quad (2.4)$$

全部粒子數目 N 可以表示成三個個別能階粒子數目的總和

$$N = N_1 + N_2 + N_3 \quad (2.5)$$

利用 (2.1) 及 (2.4) 式可以推得能階 3 與能階 1 的數目關係

$$N_3 = \frac{1}{1 + \Gamma_{23}/\phi_p\sigma_p} N_1 \quad (2.6)$$

當 Γ_{32} 比泵浦到能階 3 的效率 $\phi_p\sigma_p$ 還要大時(能階 3 可以非常快速的衰減到能階 2)，而相對的有效躍遷進入能階 3 的數目會接近於零以至於大部分的粒子數目都在能階 1 與能階 2 中。利用 (2.6) 與 (2.2) 式可以得到

$$N_2 = \frac{(\phi_p\sigma_p/\Gamma_{23}) + \phi_s\sigma_s}{\Gamma_{21} + \phi_s\sigma_s} N_1 \quad (2.7)$$

在與 (2.5) 及 (2.6) 式可得

$$N_2 - N_1 = \frac{\phi_p \sigma_p - \Gamma_{21}}{\Gamma_{21} + 2\phi_s \sigma_s + \phi_p \sigma_p} N \quad (2.8)$$

在粒子反轉 $N_2 \geq N_1$ ，也是由能階 2 躍遷至能階 1 的增益產生的狀態。而

臨界狀態下 $N_2 = N_1$ ，泵激光源通量的需求為

$$\phi_{th} = \frac{\Gamma_{12}}{\sigma_p} = \frac{1}{\tau_p \sigma_p} \quad (2.9)$$

在訊號光強度非常微弱的情況且衰減速率 Γ_{32} 比泵激光造成的躍遷速率

$\phi_p \sigma_p$ 來的大時，我們可以將粒子反轉方程式表示為

$$\frac{N_2 - N_1}{N} = \frac{\phi'_p - 1}{\phi'_p + 1} \quad (2.10)$$

其中 $\phi'_p = \frac{\phi_p}{\phi_{th}}$ (2.11)

當泵激光小於臨界值時 $\phi'_p < 1$ 時，2.10 式的等號右邊為負數，這表示此時

吸收造成的躍遷大於放射造成的躍遷，訊號光的增益為負值也就是被衰減

掉；相反的若是泵激光大於臨界值，此時光經過一個受激發的介質，它得

到的會是正向增益，於是就會放大（圖2.2）。

泵激光的強度（每單位時間單位面積的能量），可以表示為 $I_p = h\nu_p \phi_p$ ，根據

(2.9) 式可改寫成

$$I_{th} = \frac{h\nu_p \Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau_p} \quad (2.12)$$

由上式可看出較高的泵激光粒子被吸收機率（ σ_p 較大），或是能量將停留

在能階 2 的時間較長（ τ_p 較大），都可使臨界泵激光強度較低，因此可得

優良放大器的條件：

- 高吸收截面積
- 較長生命期的次穩態

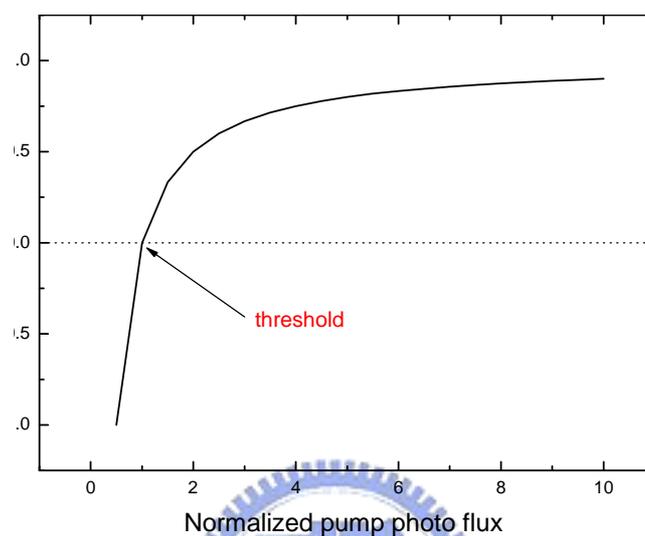


圖2.2: 三能階之粒子分佈與輸出光通量關係圖

對摻鉕光纖放大器而言，其次穩態的粒子生命期非常的長，不需要泵激光反覆的做能階反轉，可以大大的減少泵激光的能量。

2.1.2 小訊號增益

當訊號光與泵激光（強度分別為 I_s 與 I_p ）在介質中與離子交互作用，光通量可以表示成

$$\phi_s = \frac{I_s}{h\nu_s} \quad (2.13)$$

$$\phi_p = \frac{I_p}{h\nu_p} \quad (2.14)$$

在一維的情況下，光是沿著 z 軸（光纖的軸向）的方向行進如圖 2.3 所

示，因此我們可以得到一個簡單的式子

$$I(z) = \frac{P(z)\Gamma}{A_{eff}} \quad (2.15)$$

上式中 Γ 為重疊因子 (overlap factor)，代表鉕離子與光的模態之間的重疊，而 A_{eff} 為鉕離子分佈的有效截面積。

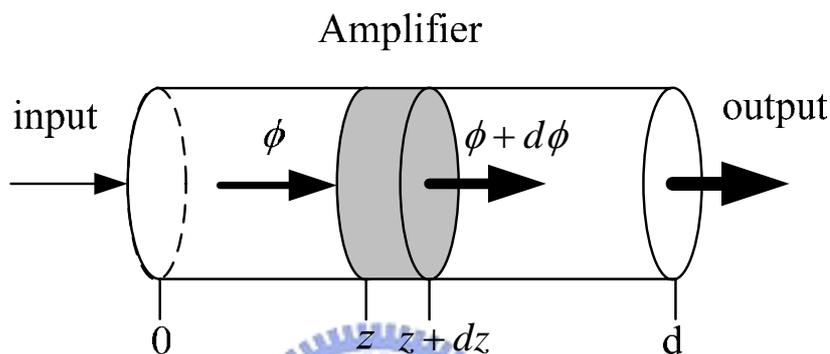


圖 2.3: 光通量密度 ϕ 在通過一小段含有受激原子圓柱體中放大為 $\phi + d\phi$

在經過一段微小的路徑 dz ，光場的衰減或是放大取決於離子在基態

(N_1) 與激發態 (N_2 或 N_3) 之間的躍遷。

$$\frac{d\phi_s}{dz} = (N_2 - N_1)\sigma_s\phi_s \quad (2.16)$$

$$\frac{d\phi_p}{dz} = (N_3 - N_1)\sigma_p\phi_p \quad (2.17)$$

根據 (2.13)、(2.14)、(2.16)、(2.17) 可以推得微小傳播距離光強度的變化

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{\frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p} - \Gamma_{21}}{\Gamma_{21} + 2\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}} \sigma_s I_s N \quad (2.18)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \Gamma_{21}}{\Gamma_{21} + 2\frac{\sigma_s I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p}} \sigma_p I_p N \quad (2.19)$$

從 (2.18) 式中可以看出訊號光增益的條件為

$$I_p \geq I_{th} = \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau_2} \quad \Gamma_{21} = 1/\tau_2 \quad (2.20)$$

I_{th} 為訊號光增益而須要達到的臨界泵激光強度，這相當於使粒子反轉的條件。

將泵激光強度與訊號光強度分別對臨界泵激光強度做規一化

$$I'_p = \frac{I_p}{I_{th}} \quad (2.21)$$

$$I'_s = \frac{I_s}{I_{th}} \quad (2.22)$$

定義一替代參數 η 和飽和光強度 $I_{sat}(z)$

$$\eta = \frac{h\nu_p \sigma_s}{h\nu_s \sigma_p} \quad (2.23)$$

$$I_{sat}(z) = \frac{1 + I'_p(z)}{2\eta} \quad (2.24)$$

(2.18) 與 (2.19) 可改寫成

$$\frac{dI'_s(z)}{dz} = \frac{1}{1 + I'_s(z)/I_{sat}(z)} \left(\frac{I'_p(z) - 1}{I'_p(z) + 1} \right) \sigma_s I'_s(z) N \quad (2.25)$$

$$\frac{dI'_p(z)}{dz} = -\frac{1 + \eta I'_s(z)}{1 + 2\eta I'_s(z) + I'_p(z)} \sigma_p I'_p(z) N \quad (2.26)$$

由 (2.25) 和 (2.26) 知，當到達臨界條件 $I_p \geq I_{th}$ 時，訊號光才会有增益；

若是泵激光的強度小於臨界值時，訊號光則會衰減。在小訊號光的條件下

$I'_s \ll I_{sat}$ (信號光很弱，泵激光很強的時候方能滿足) 假設泵激光在整個 z 軸(光行進方向)上為常數，則光傳播方程式即可以由積分求得軸上各點的訊號強度 (圖2.3)

$$I'_s(z) = I'_s(0) \exp(\alpha_p z) \quad (2.27)$$

定義 α_p 為增益係數

$$\alpha_p = \frac{I'_p - 1}{I'_p + 1} \sigma_s N \quad (2.28)$$

訊號以指數伴隨增益係數方式增益，而增益係數與放射截面積、粒子反轉程度相關 [14] [15]。

2.2 半導體光放大器(SOA)

半導體光放大器(SOA)在摻鉍光纖放大器尚未問世之前，為針對處理大部分非破壞性損耗(光訊號的色散屬於破壞性損耗)、應用範圍在光纖中色散最小的 $1.3 \mu m$ 到 $1.5 \mu m$ 波長區段的光放大器。

2.2.1 半導體光放大器設計原理

半導體光放大器(SOA)的基礎原則上就是一個半導體雷射的晶片，其結構上是一模一樣的，輸入雷射晶片的電流藉由光放大與回授機制產生共振進而產生雷射，而其中的回授機制是在晶片兩末端鍍上反射鍍膜，若是將反射鍍膜移除改鍍上抗反射材料，原來的雷射晶片就會變成為 SOA。雖然 SOA 兩端的抗反射鍍膜可以消除大部分因折射率差異所造成的共振，但是

殘餘的共振效應仍然存在（32% 的反射率），因此可以將 SOA 分成兩類：
共振式或 Fabry-Perot 放大器(FPA)與 Traveling Wave 放大器(TWA)。FP 放大器其放大的機制可以藉由 Fabry-Perot 干涉儀的理論獲得

$$G_{FP}(\nu) = \frac{(1-R_1)(1-R_2)G(\nu)}{(1-G\sqrt{R_1R_2})^2 + 4G\sqrt{R_1R_2} \sin^2[\pi(\nu-\nu_m)/\Delta\nu_L]} \quad (2.29)$$

其中 R_1 和 R_2 分別代表兩端面的反射率， ν 代表共振頻率而 $\Delta\nu_L$ 代表共振腔內縱模的間距（longitudinal-mode spacing）。根據（2.29）式，當在任一共振腔的共振頻率時 $\nu = \nu_m$ ， $G_{FP}(\nu)$ 有最大值，在兩個共振頻率之間會快速的減小，因此共振腔可以決定整個放大的頻寬。藉著 $G_{FP}(\nu)$ 由最大掉至 3dB 時，可以推得其頻寬為

$$\Delta\nu_A = \frac{2\Delta\nu_L}{\pi} \sin^{-1} \left(\frac{1-G\sqrt{R_1R_2}}{(4G\sqrt{R_1R_2})^{1/2}} \right)$$

(2.30)

若是將 SOA 兩個端面的反射率降的很小（ $< 0.1\%$ ），則形成 TW 形式的 SOA。再者，最小反射率會與放大器的增益有關，根據（2.29）可以推得在共振頻率附近對大與最小增益與反射率的關係

$$\Delta G = \frac{G_{FP}^{\max}}{G_{FP}^{\min}} = \left(\frac{1+G\sqrt{R_1R_2}}{1-G\sqrt{R_1R_2}} \right)^2 \quad (2.31)$$

假如 ΔG 大於 3 dB，則放大器的頻寬取決於共振腔的而不是其增益頻譜。所以為了使 $\Delta G < 2$ ，則端面的反射率必須滿足下條件

$$G\sqrt{R_1R_2} < 0.17 \quad (2.32)$$

2.2.2 半導體光放大器的特性

當 (2.32) 式滿足時，半導體光放大器的放大機制是與頻率有關。再做增益的量測時會由於兩端面的反射的效應而會有一些微小的波紋 (ripples)。

為了討論飽和時的增益，假設最大時的增益與載子數目 N (carrier population) 是線性相關的

$$g(N) = \frac{\Gamma \sigma_g}{V} (N - N_0) \quad (2.33)$$

上式中 Γ 代表侷限係數 (confinement factor)， σ_g 代表增益截面積， V 為主動區的體積， N_0 為到達透明時所需的載子數目。載子數目可以藉由注入

的電流來改變，訊號光的能量可以表示成

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q} - \frac{N}{\tau_c} - GP$$

可表示成

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{\sigma_g (N - N_0)}{\sigma_m h\nu} P \quad (2.34)$$

τ_c 為載子的生命期， σ_m 為導波管的截面積。在準靜態時 $dN/dt = 0$ ，結合

(2.33)、(2.34) 兩式可以得到下列關係

$$g = \frac{g_0}{1 + P/P_s} \quad (2.35)$$

小訊號的增益 g_0 表示成

$$g_0 = \frac{\Gamma \sigma_g}{V} \left(\frac{I \tau_c}{q} - N_0 \right) \quad (2.36)$$

而飽和功率 P_s 定義成

$$P_s = \frac{h\nu\sigma_m}{\sigma_g\sigma_c} \quad (2.37)$$

一般而言 SOA 的飽和功率大約在 5–10 mW [16]。

2.3 噪聲指數 (Noise Figure)

2.3.1 噪聲指數的定義

光學放大器的通常會置於接收端的前方，只要用來放大光訊號，提高偵測器的靈敏度。為了防止光放大器自發性輻射產生的雜訊在接收端前與放大氣後會放置一個光濾波器。通常我們會用噪聲指數來描繪放大器的性能。其定義為放大器輸入訊號的訊雜比與輸出訊號的訊雜比的比值

$$NF = \frac{(SNR)_{in}}{(SNR)_{out}} \quad (2.38)$$

噪聲指數值通常以dB 表示，高噪聲指數代表訊雜比在放大過程中被減弱，對於一個理想的放大器到達量子極限時，有最好噪聲指數，其值為 3dB。

假設在訊號輸入時只有快閃雜訊 (shot noise) 限制訊雜比，對於在頻寬為 B_e 的電流 I_s 快閃雜訊為 $2eI_sB_e$ ，然而電流 I_s 與光功率有關，其關係式 $I_s = (P/h\nu)e$ 。輸入的訊雜比可以表示成

$$(SNR)_{in} = \frac{I_s^2}{2eI_sB_e} = \frac{I_s}{2eB_e} \quad (2.39)$$

輸入的訊雜比可以表示成

$$(SNR)_{out} = \frac{(GI_s)^2}{N_{s-sp} + N_{sp-sp} + N_{shot}} \quad (2.40)$$

$$N_{s-sp} = 2GI_s I_{sp} \frac{B_e}{B_o} \quad (2.41)$$

$$N_{sp-sp} = \frac{1}{2} I_{sp}^2 \frac{B_e (2B_o - B_e)}{B_o^2} \quad (2.42)$$

$$I_{sp} = 2n_{sp} (G-1) e B_o \quad (2.43)$$

$$N_{shot} = 2B_e (GI_s + I_{sp}) e \quad (2.44)$$

N_{s-sp} 定義為訊號－自發性輻射的雜訊功率（signal-spontaneous noise power）， N_{sp-sp} 定義為自發性輻射－自發性輻射的雜訊功率（spontaneous-spontaneous noise power）， N_{shot} 為快閃雜訊的雜訊功率， B_e 為電訊號接收器中濾波器的頻寬， B_o 為光的頻寬， I_{sp} 為放大器自發性輻射在輸出端產生的光電流， n_{sp} 為反轉參數（inversion parameter）。此外除了上述 3 種不同的雜訊外，還有熱雜訊 N_{th} (thermal noise) 定義為 $N_{th} = I_{th}^2$ ， I_{th} 為熱雜訊電流的標準差，是故全部的雜訊應為

$$N_{tot} = N_{shot} + N_{s-sp} + N_{sp-sp} + N_{th} \quad (2.45)$$

當在高增益的狀態下，熱雜訊部份是可以忽略的，所以可得到 (2.40) 式。

噪聲指數即可表示成

$$NF = \frac{G \frac{I_s^2}{e} I_{sp} \frac{1}{B_o} + \frac{1}{4} \frac{I_s}{e} I_{sp}^2 \frac{(2B_o - B_e)}{B_o^2} + I_s (GI_s + I_{sp})}{(GI_s)^2} \quad (2.46)$$

或是

$$NF = 2n_{sp} \frac{G-1}{G} + \frac{1}{G} + \frac{n_{sp} (G-1)^2 e (2B_o - B_e)}{G^2 I_s} + \frac{2(G-1)n_{sp} e B_o}{G^2 I_s} \quad (2.47)$$

上式中，等號右邊的第一項是最主要的，若是 $G \gg 1$ 則噪聲指數會趨近於

$2n_{sp}$ ，然而在最好的情況下，粒子完全的反轉 $n_{sp}=1$ ，則此時的噪音指數會是最底的，其值為 3dB。當然在某些情況下偶爾會遭遇到噪音指數達到 3dB 以下，那通常發生在增益極低而且粒子反轉因子接近1，尤其是光纖長度很短時。

2.3.2 噪聲指數的量測

1. 利用頻譜插補方式(spectral interpolation)的光學量測法

設快閃雜訊對輸入的訊號雜訊比的影響已經包含到訊號-自發雜訊與自發相互雜訊之內，則 (2.47) 式可改寫成

$$NF(dB) = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{ASE}}{h\nu B_o G} + \frac{1}{G} \right) \quad (2.48)$$

其中 P_{ASE} 表示在頻寬 B_o 下的自發性光譜 (ASE) 功率， $h = 6.626 \times 10^{-34} J \cdot s$ (Plank's constant)， ν 為訊號光的頻率 (Hz)， G 為光放大器的增益， B_o 為光的頻寬 (Hz)。所以測量增益值和自發性光譜的功率可以決定噪聲指數，而自發性光譜的功率可藉由自發性光譜曲線在訊號峰值左右兩端的值來推斷而計算出。

2. 利用偏極鈍化(polarization nulling)的光學量測法

這依方法是藉由偏極鈍化方式將訊號由雜訊中萃取出，量測的實驗架構如圖2.4 所示，其中ASE 的功率為隨機偏極化，可藉由偏極化器將輸出訊號偏極化、排除偏極訊號後量測出來，然而，當周遭環境改變訊號的相位時，訊號的偏極化將會隨著時間而改變，故此法量測時以電腦控制的自

動化偏極化控制器較容易完成。

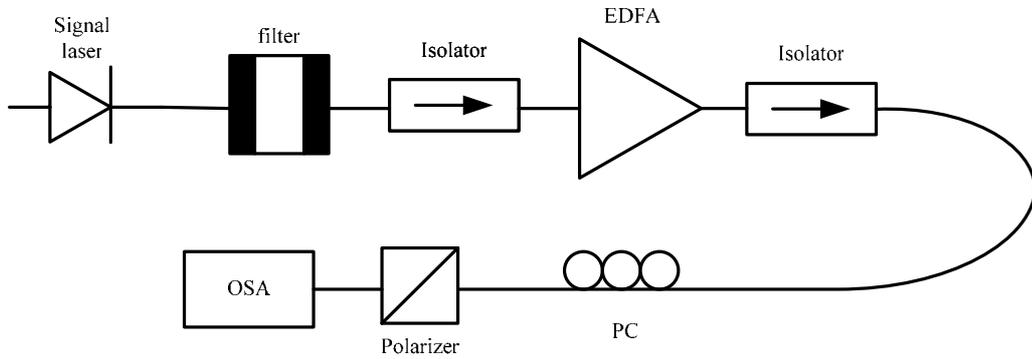


圖2.4: 用偏極鈍化方式量測噪聲指數的標準實驗架構

3. 利用相對強度雜訊降低(RIN subtraction)的電子量測法

在光電半導體上最常用來量測噪聲指數的方法，其中 RIN 代表相對強度雜訊（relative intensity noise），一個訊號的 RIN 定義為

$$RIN = \frac{\Delta P^2}{P^2} \quad (2.48)$$

單位為 dB/Hz ， ΔP^2 為 1 Hz 頻寬下光強度變動的均方值，而 P^2 為光功率的平方值，對量測一個放大器的噪聲指數，需量測輸入訊號的相對強度雜訊值 RIN_{sig} 與輸出訊號的相對強度雜訊值 RIN_{output} ，而噪聲指數 $NF_{electrical}$

可被定義為

$$NF_{electrical} = \frac{1}{G} + \frac{P_{in} \left(\left(RIN_{output} \left(\frac{P_{output, total}}{P_{output, sig}} \right)^2 \right) - RIN_{sig} \right)}{2h\nu} \quad (2.49)$$

其中 G 為訊號增益， ν 為光訊號頻率， P_{in} 為輸入訊號功率， RIN_{output} 為輸出訊號的相對強度雜訊值(包含訊號與ASE)， $P_{output, total}$ 為總輸出功率(訊號與

ASE), $P_{output, sig}$ 為訊號的輸出功率。(2.49) 式中第一項 $1/G$ 為快閃雜訊的影響, 第二項包含訊號-自發雜訊、自發相互雜訊與多重路徑造成的雜訊影響 [14] [16]。

2.4 增益箝制(Gain-clamped)

在WDM系統裡, 除了光放大頻域要寬之外, 增益箝制的議題也相當的重要。由於摻鉕光纖在本質上有著較長的粒子激發態轉變到基態時間, 所以隨著總通道數的增加或減少(總功率變化), 單一波長的增益也會有敏感的變動而這對訊號傳送錯誤率(bit error rate)會有一定程度的影響。近10年來摻鉕光纖放大器中常用來做增益箝制的方法大概可以分成三類: 1. 利用光電回授在光泵激源上做補償。2. 額外加入一補償光信號。3. 使用光迴路做增益的補償。在此我們主要探討第 3 種箝制的機制, 當有部分的 ASE 從光放大器輸出, 經過濾波選出一個特定的波長後再從新注入到放大器中 (圖 2.5), 如此形成一個迴路型雷射的架構, 產生雷射的條件取決於選定的波長及回授 ASE 功率的大小, 與輸入訊號光的功率大小無關 [17]。

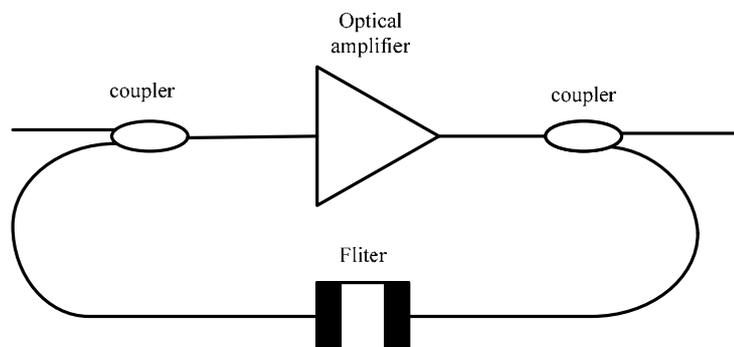


圖2.5 順向迴路雷射之增益箝制架構

一般而言，輸入與輸出光功率大小可以寫成以下關係

$$P_k^{out} = P_k^{in} \exp \left[-\alpha_k L + \frac{1}{P_k^{IS}} \sum_{j=1}^N (P_j^{in} - P_j^{out}) \right] \quad k=1,2,\dots,N \quad (2.50)$$

P_k^{IS} 為單一訊號的飽和功率， α_k 為在波長為 λ_k 時的吸收常數，而 L 為放大器的長度。令 f 為在眾多訊號中所濾出來作為 saturation tone，我們將其輸出與輸入的關係表達成下式： $P_f^{out} = \beta P_f^{in}$ ， $1/\beta$ 為光在迴路中的衰減，故可將 (2.50) 式改寫成

$$P_k^{out} = P_k^{in} \exp \left[-\alpha_k L + \frac{P_f^{IS}}{P_k^{IS}} (\ln \beta + \alpha_f L) \right] \quad k=1,2,\dots,N \quad (2.51)$$

在上式中，指數函數內的所有參數均與 $P_k^{in/out}$ 有關，當 $k \neq f$ 時，所有訊號的增益可以經由 β 來控制且與輸入光功率的大小無關。在到達產生迴路雷射的條件時，才能啟動增益控制的機制。反過來說，當輸入訊號大到某一極值使得迴路雷射不明顯時，增益箝制的功能也將不再存在 [18]。

第三章

S 頻段摻鉍光纖放大器的增益箝制

3.1 前言

寬頻的摻鉍光纖放大器可以有效的增加在 $1.5\mu\text{m}$ 不論是在傳輸或是形成一個網路架構分波多工 (WDM) 的數目 [19]。現今，可由理論 [20] 或是實驗上 [21] 達到寬頻的摻鉍光纖放大器 (120 nm)，另一方面，在一個動態的分波多工的網路內，多路傳輸上通道的增減或是在光域上傳播大量的資訊，對於摻鉍光纖放大器緩慢響應造成瞬時的功率是個要設法解決的問題。這種暫態的效應可以藉由電路上，光學上或是這兩種的合併的控制法來壓制，在這多種的方法之中，光學上的增益箝制技術是最常使用的。然而已經有許多的實驗 [22]-[25] 被提出應用在 C + L 頻段的摻鉍光纖放大器，不過在這些實驗架構之中 [22]、[23] 無可避免由 C 頻段和 L 頻段間引起的干擾 (crosstalk) 現象；而平行的架構 [25] 可以有效的減少干擾現象，但是卻會提高其噪聲指數 [26]。近來，有關 S 頻段的摻鉍光纖放大器 (1460—1520 nm) 以被探討及提出 [27]，因此，使用 S 段的光放大器將可以將增益箝制的技術延伸到 S 頻段。接下來我們將利用不同的光纖光柵作為反射鏡形成的光回授機制達到 S 頻段增益箝制的光放大器。

3.2 實驗架構

在均質變寬 (homogeneously broadening) 的介質之中，在單一波長產生的雷射決定總粒子數反轉，因此對於不同波長下的增益將與各自的吸收和輻射截面積 (absorption and emission cross sections) 有關，而任何輸入的訊號光功率的改變來可藉著調整輸出雷射光的功率來補償，所以各個波長的信號光經過放大器時將會獲得固定的增益，與像是由通道 (channel) 數目的增減所引起的輸入光功率變化無關。基於這個原則，我們可以提出一個利用正向光回授機制來達到 S 頻段增益箝制的實驗架構 (圖 3.1)。架構中包含一個 S 頻段的摻鉍光纖放大器，一個光迴旋器 (OC)，一個 1×2 不同比例的光耦合器 (C) 含一條布拉格光纖光柵 (FBG)，光耦合器對輸入訊號光的耦合比例有：90, 80, 60 和 50%。布拉格光纖光柵是作為一個反射鏡，為了雷射出一個 saturation tone 注入到 S 頻段的摻鉍光纖放大器之中。在這次的實驗中，我們使用 4 條不同中心波長和不同反射率的 FBGs 來獲得不同注入的能量。

在放大器內，第一級與第二級摻鉍光纖有不同的特徵。在第一級的光纖長度有 20 公尺藉著正向的泵浦可以提供低噪聲指數與適中的增益；第一級的光纖長度有 30 公尺藉著反向的泵浦可以產生很大的輸出功率。此外，在兩者之間的光隔絕器 (optical isolator) 可以減少由於第二級放大器的反向泵浦產生的自發性輻射，改善噪聲指數的表現。整個放大器模組的泵激

光源功率可高達 280 mW，而提供雷射的電流勢操作在 356 mA。為了更加了解 S 頻段摻鉍光纖放大器的行為和表現，可以使用一個可調製的雷射光源 (tunable light source : TLS) 來量測其頻譜上的增益與噪聲指數，而量測的光譜分析儀 (optical spectrum analyzer : OSA) 使用的解析度為 0.05 nm。

3.3 結果與討論

我們將利用可調製的雷射光，當輸入的光功率 P_{in} 分別為 0， -20 與 -40dBm 測量波長在 1478 到 1520 nm 的範圍下 S 頻段摻鉍光纖放大器的增益與噪聲指數 (圖 3.2)。對於輸入功率為 -20dBm 中心波長 1504 nm 的光，放大器的增益與噪聲指數分別為 27.4 dB 與 5.8 dB，在 1498 nm 功率為 0dBm 的飽和輸出功率為 14.3dBm。在中心波長為 1478 到 1512 nm，輸入的訊號光為 -20dBm，其噪聲指數將介於 5.3 和 7.5 dB 之間。當波長在 1510 nm 輸入光功率分別為 0， -20 與 -40dBm 時，我們可以觀察到的增益分別為 12.5， 26.2 與 35.2 dB；噪聲指數分別為 9.5， 6.9 與 6.6 dB。

為了達到 S 頻段的摻鉍光纖放大器的增益箝制，FBG 在此實驗中的目的是為了雷射出一個 saturation tone。而 4 條 FBGs 個別的中心波長分別為：(a) 1511.39 nm，(b) 1513.42 nm，(c) 1515.69 nm，(d) 1517.37 nm (圖 3.3)，反射率分別為：(a) 91.83%，(b) 93.11%，(c) 95.54%，(d) 82.98%。而利用不同耦合比例的光耦合器可以調整正向回授的雷射功率大

小。

我們將可以得到在輸入波長為 1506 nm 時增益與噪聲指數對輸入光的功率的關係在改變光耦合器的比例 (圖 3.4), (a) 為中心波長 1511.39 nm, (b) 為 1513.42 nm (c) 為 1515.69 nm (d) 為 1517.37 nm。比較一下結果, 圖 3.4 (a) 可看出不論是用多少比例的光耦合器得到的都是的很糟的增益與噪聲指數, 所以我們可以說若是使用較短波長的 saturation tone 會導致較低的增益與高的噪聲指數。圖 3.4 (b)顯示出當輸入光的功率小於 -10dBm 時, 輸出訊號得到的增益將會是一個定值, 其值大約是 16.1 dB, 而噪聲指數的分布範圍約在 8.3 dB 到 8.8 dB 之間。當 saturation tone 為 1515.69 nm, 光耦合器的耦合比例為 90% 和 80% 時, 當輸入光的功率小於 -10dBm 時, 增益大約維持在 19 到 21 dB 之間, 噪聲指數比原來的約提昇 2.1 dB (圖 3.4 (c))。當使用 50% 的光耦合器, 輸入光訊號小於 -12dBm 時, 均可獲得固定的增益值 19dB, 使用的 FBG 為 1517.37 nm (圖 3.4 (d))。然而其噪聲指數也比原來的操作條件下升高 2.5 dB。造成噪聲指數提高的原因, 是因為置於輸入端和輸出端的被動元件有較高的損耗, 且摻鉍光纖和分波多工耦合器之間的熔接點也是造成損耗, 提高噪聲指數的原因。比較圖 3.4 (a) 到圖 3.4 (d) 可以發現出圖 3.4 (d) 顯現出較好的增益箝制現象, 所以就實驗的結果可以發現, 波長較長的 saturation tone 在使用不同光耦合比例的光耦合器下可以減少的箝制現象。

根據圖 3.4 的結果，我們挑選波長為 1517.37 nm 的 saturation tone，光耦合器的比例為 80%，分別測量輸入光功率 P_{in} 為 0，-15 及 -40dBm 時，在 1478 nm — 1520 nm 範圍內的增益和噪聲指數（圖 3.5）。此時，可發現最大的增益為 24.7 dB，在波長為 1502 nm，輸入的功率為 -40dBm。在輸入功率為 -15dBm 與 -40dBm，測量的增益與噪聲指數，其圖形非常的相似，其增益的變化量小於 0.6dBm。所以可以說當輸入光功率在 -15dBm 與 -40dBm 之間，均可以達到很好的增益箝制效果。

3.4 結論

在本章中我們提出一個利用布拉格光纖光柵當作反射鏡來雷射出一個 saturation tone，利用正光回授的機制來達到增益箝制的現象。使用不同的 FBGs 及不同耦合比例的光耦合器來展現出不同的增益箝制效果。經由實驗的結果，我們可知，較長波長的 saturation tone，在不同的耦合比例下將會有不錯的箝制效果，且不至於使增益減小太多。

C: 1×2 Coupler
W: 980/1550 nm WDM Coupler
OC: Optical Circulator

LD: Laser Diode
FBG: Fiber Bragg Grating
EDF: Erbium-Doped Fiber

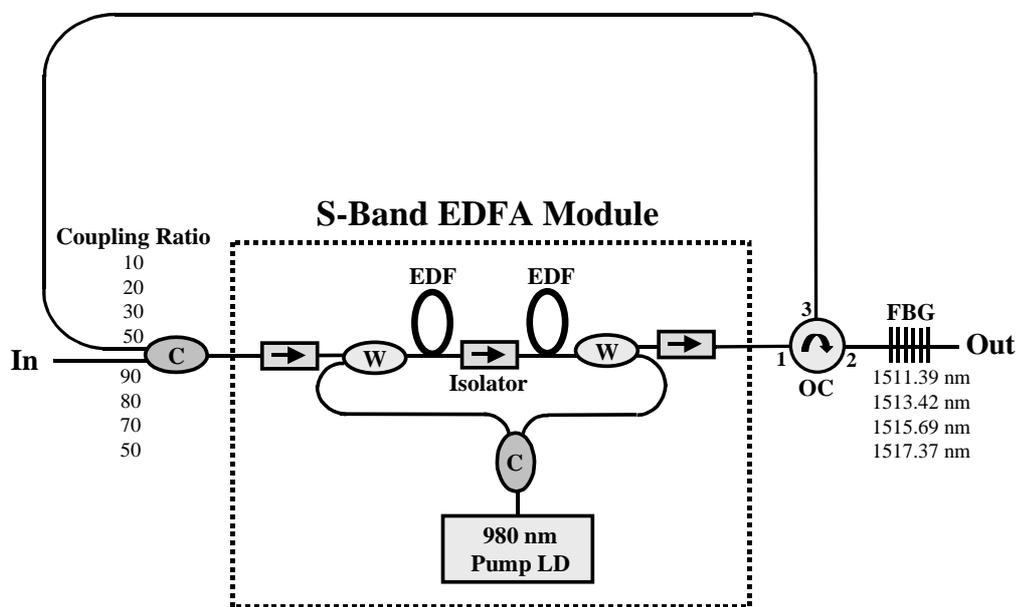


圖 3.1: 利用正向光回授對 S 頻段的 EDFA 的增益箝制實驗架構

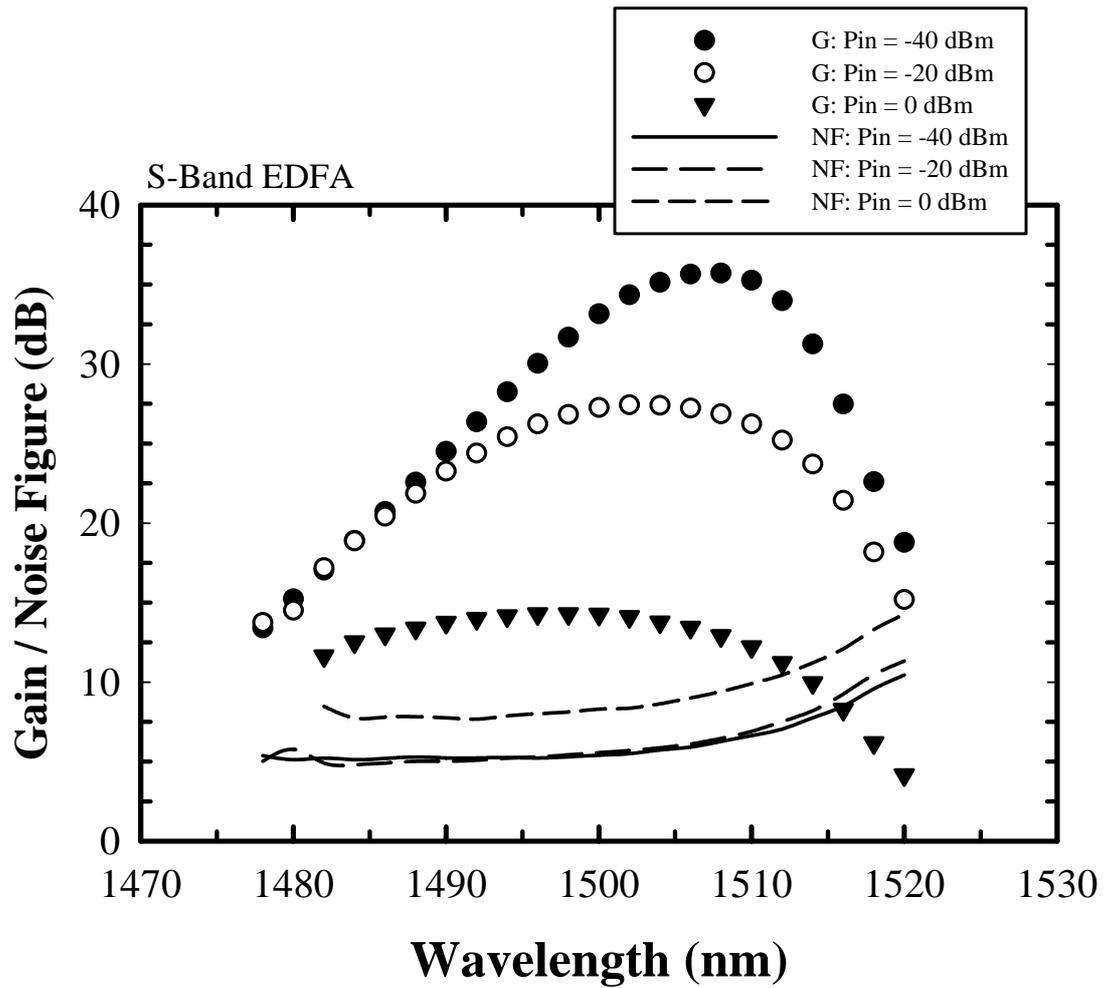


圖 3.2: 輸入光功率分別為 0, -20, -40dBm, 在 1478 nm — 1520 nm S 頻段 EDFA 的增益與噪聲指數

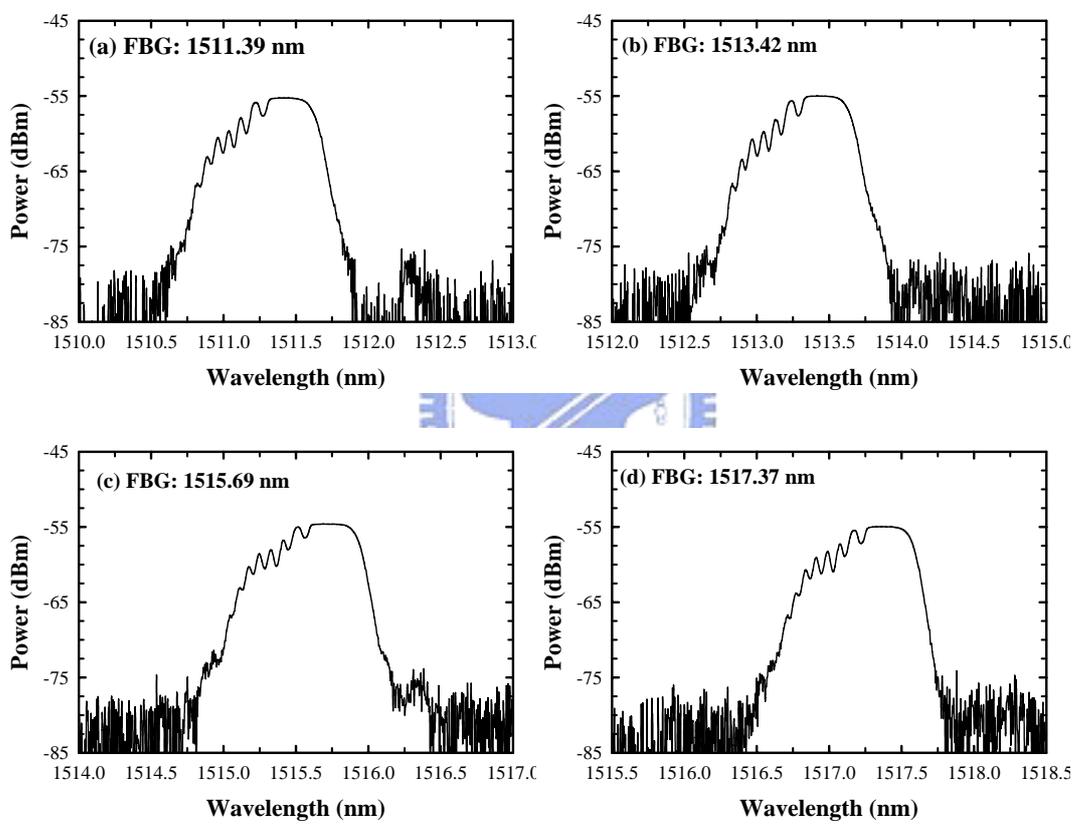


圖 3.3: 4 條 FBG 的反射頻譜 (a) 1511.39 nm, (b) 1513.42 nm, (c) 1515.69 nm, (d) 1517.37 nm

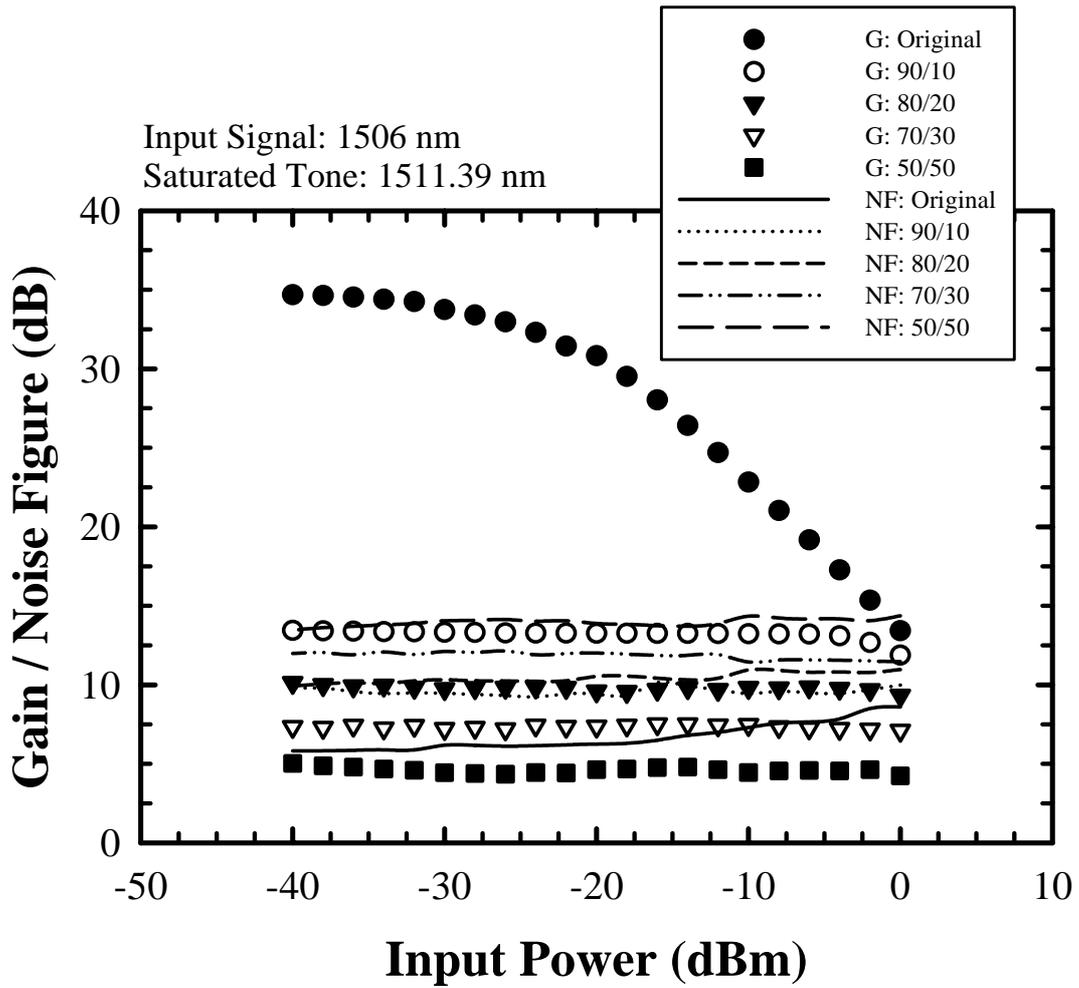


圖 3.4(a): 當 saturation tone 為 1511.39 nm 時使用不同耦合比例的光耦合器 S 頻段 EDFA 的增益與噪聲指數

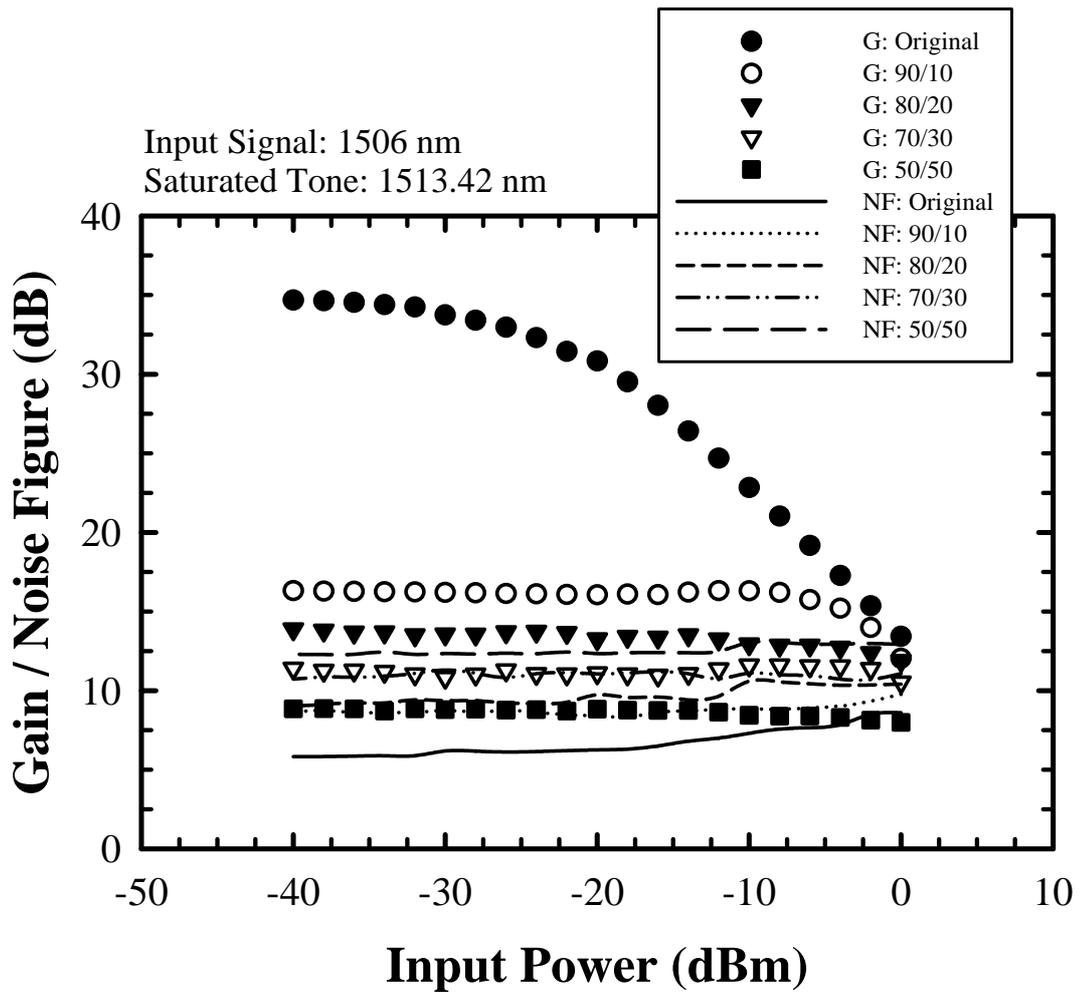


圖 3.4(b): 當 saturation tone 為 1513.42 nm 時使用不同耦合比例的光耦合器 S 頻段 EDFA 的增益與噪聲指數

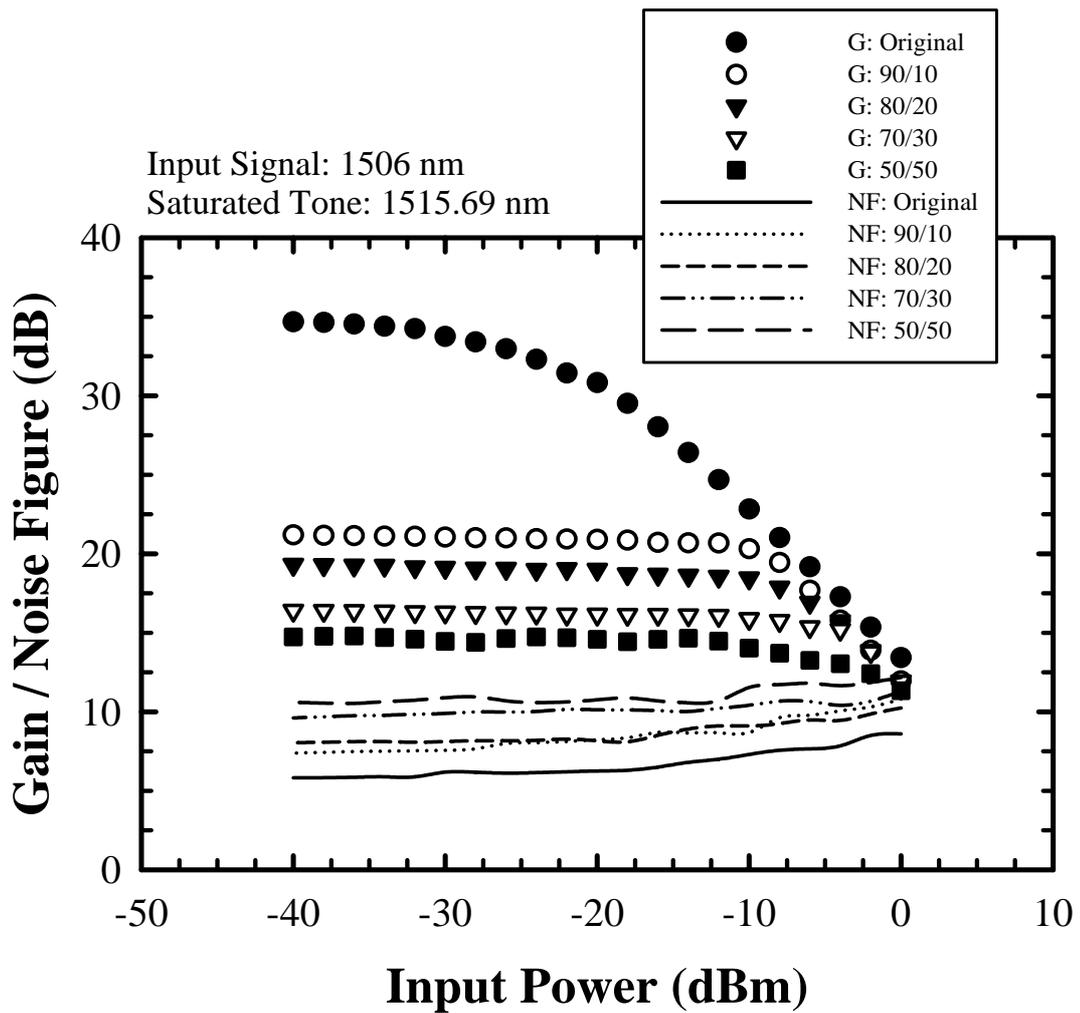


圖 3.4(c): 當 saturation tone 為 1515.69 nm 時使用不同耦合比例的光耦合器 S 頻段 EDFA 的增益與噪聲指數

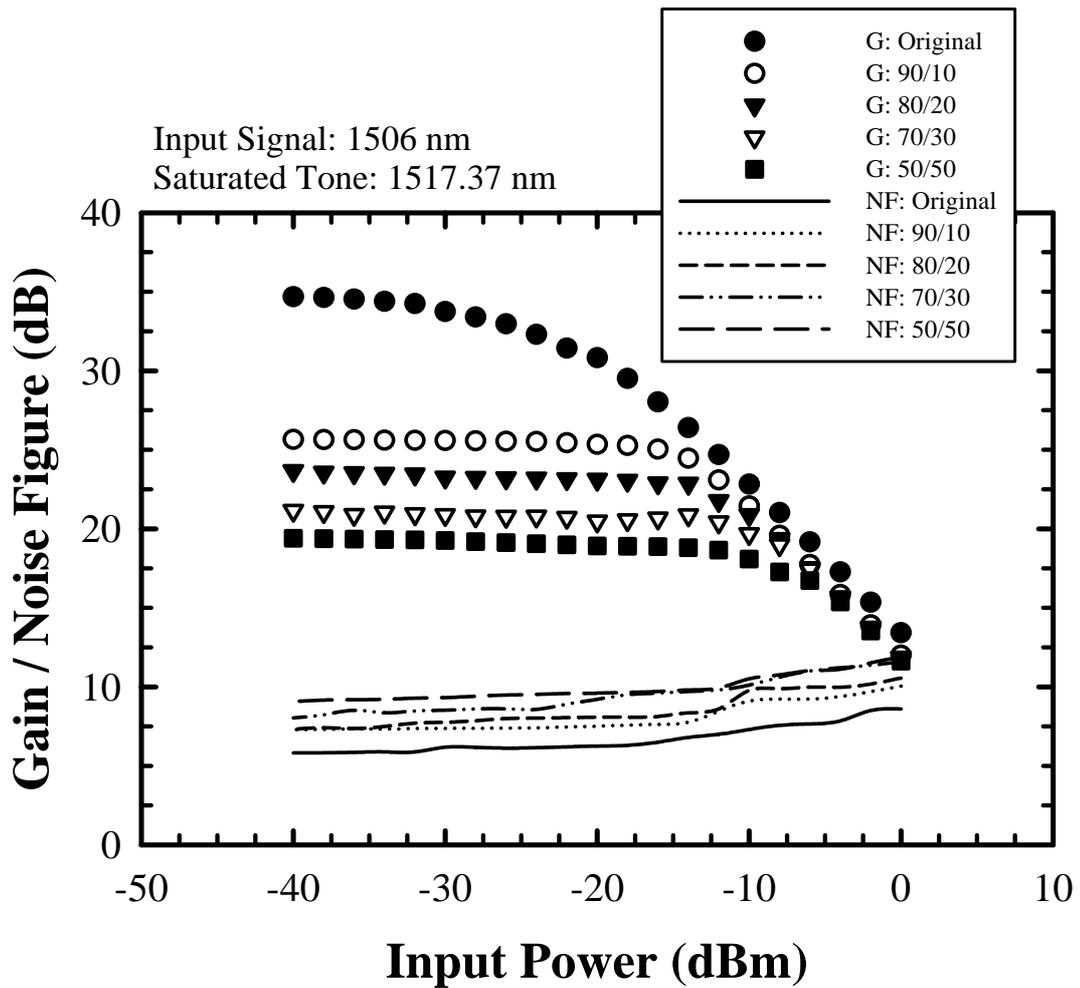


圖 3.4(d): 當 saturation tone 為 1517.37 nm 時使用不同耦合比例的光耦合器 S 頻段 EDFA 的增益與噪聲指數

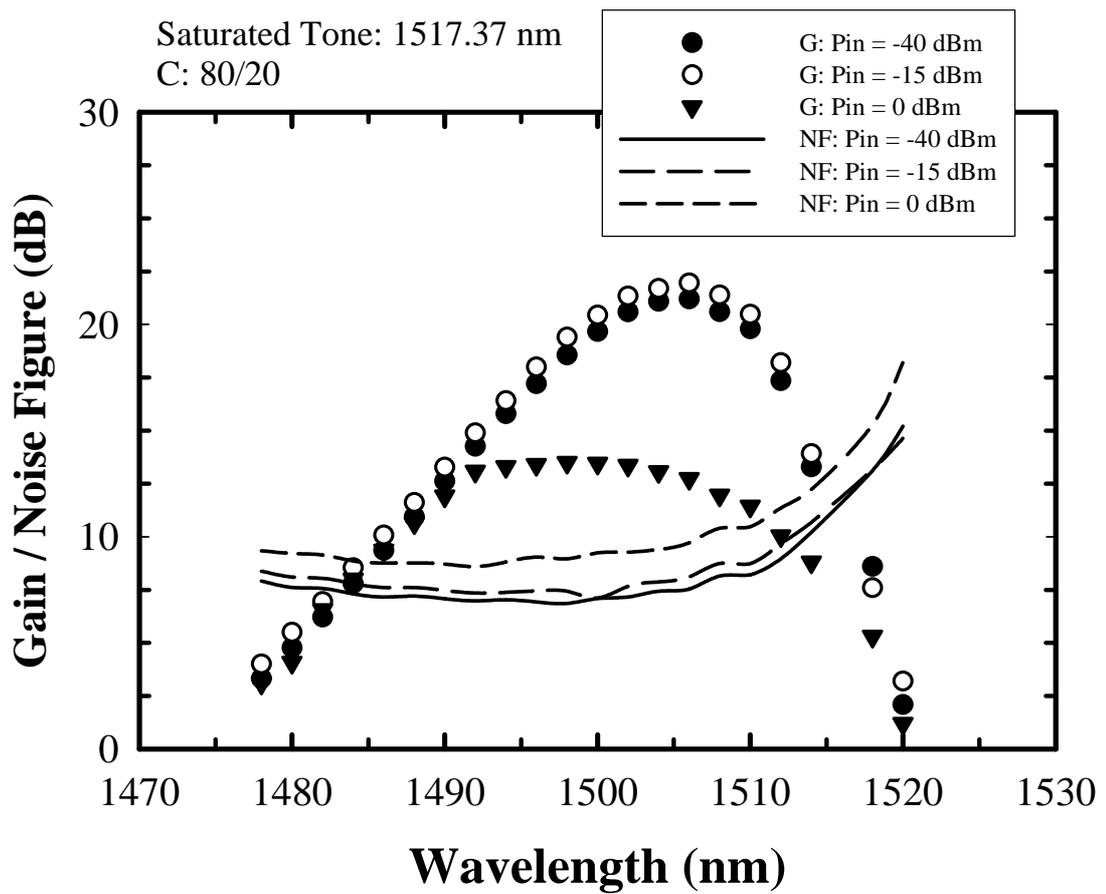


圖 3.5: 輸入功率分別為 0, -15 和 -40dBm, saturation tone 為 1517.37 nm, 光耦合器得比例為 80% 時, 在 1478 到 1520 nm 間的增益與噪聲指數

第四章

可調且穩定的 S 頻段迴路型雷射

4.1 前言

在分波多工通訊系統及光纖感測系統中，更加需要單模（single-longitudinal-mode：SLM）操作下的雷射光源。而在這方面也探討了許多相關的技術，譬如使用多迴路的共振腔或是由一個主要的共振腔與多個光耦合器結合的迴路(dual-coupler fiber ring：DCFR)確保只有單模的震盪 [28] [29]，或是串連兩個不同自由頻譜寬度（free spectral range：FSR）法布里－珀羅濾波器（fiber Fabry-Perot tunable filter：FFP-TF）來達到單模的震盪 [30]，或是使用尚未泵激的摻鉍光纖當作為一個窄頻的濾波器 [31]。近來，S 頻段的迴路型雷射，操作的中心波長在 1480 至 1520 nm 以被提出 [32]，然而，這個迴路型雷射的架構並未保證為單模輸出。

接下來我們在此提出一個可以提供穩定的輸出及單一模態的 S 頻段迴路型雷射，架構中我們主要是利用一個基於飽和吸收體的自動追蹤濾波器（saturable-absorber-based antotracking filter），這濾波器包含一段未激發的摻鉍光纖（EDF）和光纖反射鏡（OR）。

4.2 實驗架構

實驗架構如圖 4.1 所示，是由一個 S 頻段的摻鉍光纖放大器，一個 1×2

50:50 的光耦合器，一個 FFP-TF，一個光極化調整器，一段未加泵激的 EDF 以及一個反射鏡。其中 S 頻段的摻鉍光纖放大器包含前級與後級放大器，摻鉍光纖的長度分別為 20 m 及 30 m。若是以波長 1500 nm，功率為 -25dBm 的光輸入，將得到 32 dB 的增益而噪聲指數為 5.7 dB。

當我們使用一個 FFP-TF 和一個基於飽和吸收體的自動追跡濾波器可實現單模的雷射輸出，其中 FFP-TF 可以決定迴路型雷射的輸出波長，其 FSR 為 45 nm，finesse 為 110。當我們在 FFP-TF 兩端的壓電材料（piezoelectric transducer：PZT）加上不同電壓時，可改變濾波器內的共振腔長度改選擇我們想要輸出的雷射波長。基於飽和吸收體的自動追跡濾波器包含一段尚未泵激 1 m 的 EDF，和一個光纖反射鏡。其中尚未泵激的 EDF 是作為飽和吸收體在 1531 nm 有最大的吸收率 6.3 dB/m。光纖反射鏡擁有將近 100% 的反射率，可以將光反射在度反射到 EDF 之內，使的反射光與傳播光在 EDF 之內干涉。由於干涉的結果，在 EDF 之內發生 spatial hole burning (SHB) 的效應，因而使 EDF 形成一個窄頻的布拉格光柵濾波器。在本次的實驗架構中，我們將利用兩個濾波器：FFP-TP 及窄頻的布拉格光柵濾波器，將它們置於迴路的共振腔內，來達到光模雷射輸出的目的。

此外，我們將 OSA 的解析度設定在 0.05nm 來量雷射輸出的功率及輸出的波長。由於 OSA 的解析度太低，無法用來確認輸出的模態，以至於

須使用 homodyne 量測法來達到測量所需的解析度。在測量的光路上包括一個 3 dB 頻寬為 12 GHz 的光偵測器和一個由 25 km 和一個光極化調整器組成的 Mach-Zehnder 干涉儀，雷射的線寬可由 RF 頻譜儀來測得。

4.3 實驗結果及討論

由圖 4.2 可看出雷射輸出波長為 1480.6 到 1522.9 nm 以及 S 頻段摻鉕光纖放大器的 ASE。在波長介於 1480.6 到 1522.9 nm 之間，雷射的輸出功率都在 -9.5dBm 以上，SMSR 都在 26.1 dB 以上。每個波長的輸出功率及 SMSR 由圖 4.3 看出，由圖中我們可看出在 1497.7 nm 時有最大的輸出功率為 10.9dBm，而越靠近兩側，其輸出的功率越來越小；在 1522.9 nm 時有最小的輸出 -9.5dBm。當在 1488.7 到 1505.7nm 之間，輸出的雷射功率都在 10dBm 以上，而 SMSR 都在 49.1 dB 以上。很顯然這圖像的分佈與放大器本身的 ASE 分布並不相同，原因是在迴路內還有一段未泵激的 EDF 使得整個迴路的增益曲線與原來不同，此增益曲線決定於放大器的增益頻譜與 EDF 的吸收頻譜。若是我們適當的調變泵激光源的功率，則可以得到較平坦化的輸出及 SMSR。

為了能證明輸出為單模的雷射，就必須藉助 Homodyne 量測法來測量雷射的線寬。我們比較未加 1 m EDF 飽和吸收體與加上之後的差異，此時波長為 1498.8 nm（圖 4.4）。當未加 1 m 的 EDF 時，在 RF 頻譜上是非常的不穩定的，發現每隔約 3.3 MHz 的間距會出現一個縱模；若是加了

EDF 之後可以發現其 RF 頻譜是非常乾淨的，沒有其他的雜訊出現，此時可證為雷射達到單模的輸出。

接下來我們做了有關雷射輸出功率與波長穩定度的實驗（圖 4.5）。實驗中我們觀察的對象是為 1498.8 nm，觀察的時間為 900 秒。由量測的結果可知其波長的變化約在 0.01 nm 之間；輸出功率約在上下 0.02 dB 間震盪，然而其斜度效率（slope efficiency）僅為 1.12%。若是進行 4 小時的觀察，我們發現其輸出波長及功率依然變化不大。

4.4 結論

在此我們提出了一個可確保輸出為單模的迴路型雷射。主要是在迴路共振腔內放置兩個不同的濾波器，一個 FFP-TP 和一個由 1 m EDF 與反射鏡組成的布拉格光柵濾波器，前者可用來調整輸出的波長，後者可視為一個窄頻的濾波器，用來確保為單模輸出。而雷射輸出的範圍落在 1480.6 到 1522.9 nm 之間，且輸出的波長變化率約在 0.01 nm，輸出功率的變化率在 0.02 dB 之內。其穩定的輸出有利於將來在 S 頻段的應用。

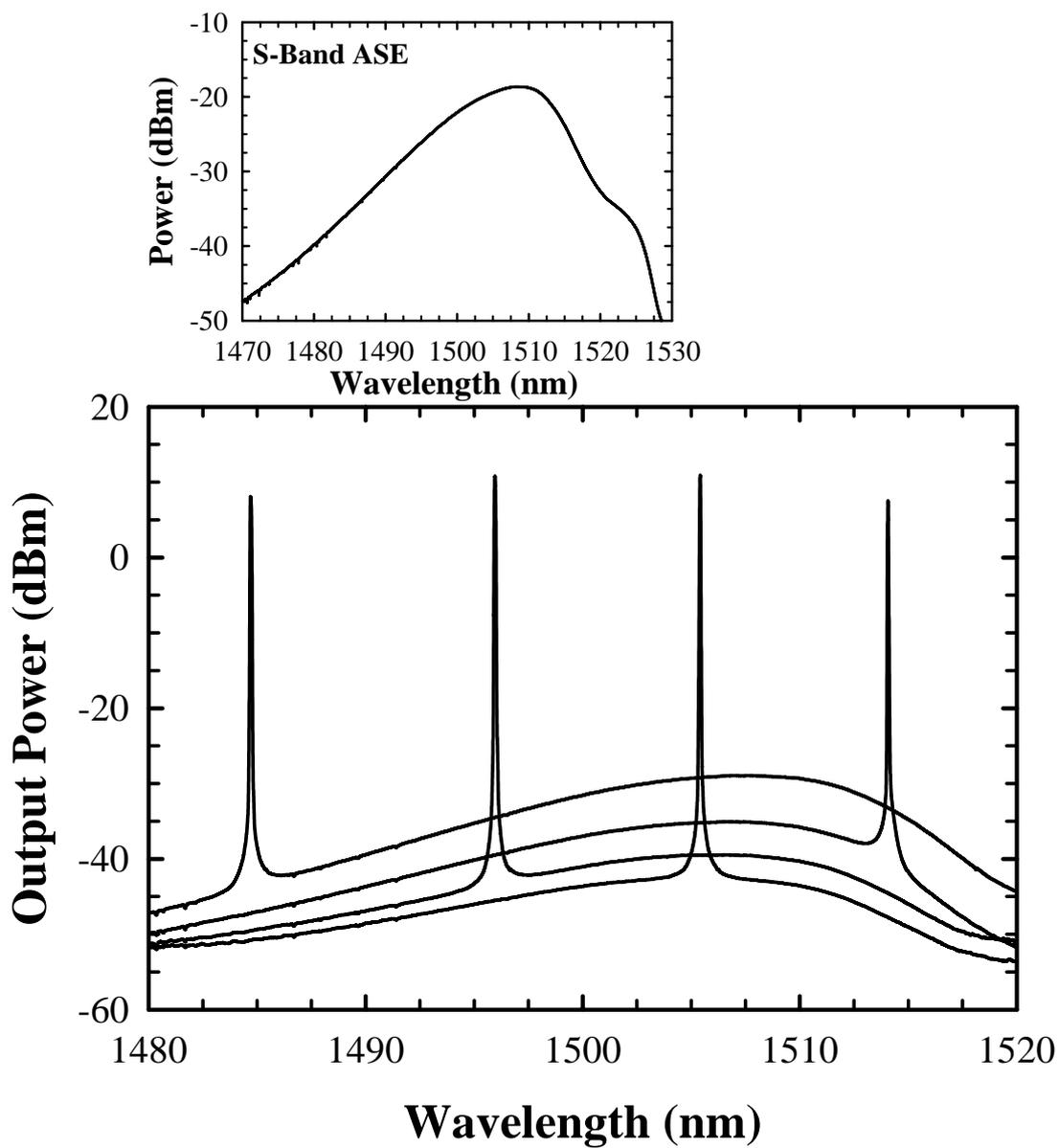


圖 4.2: 單模雷射的輸出波長，範圍在 1480.6 – 1522.9 nm。圖上方為 S 頻段 EDFA 的 ASE

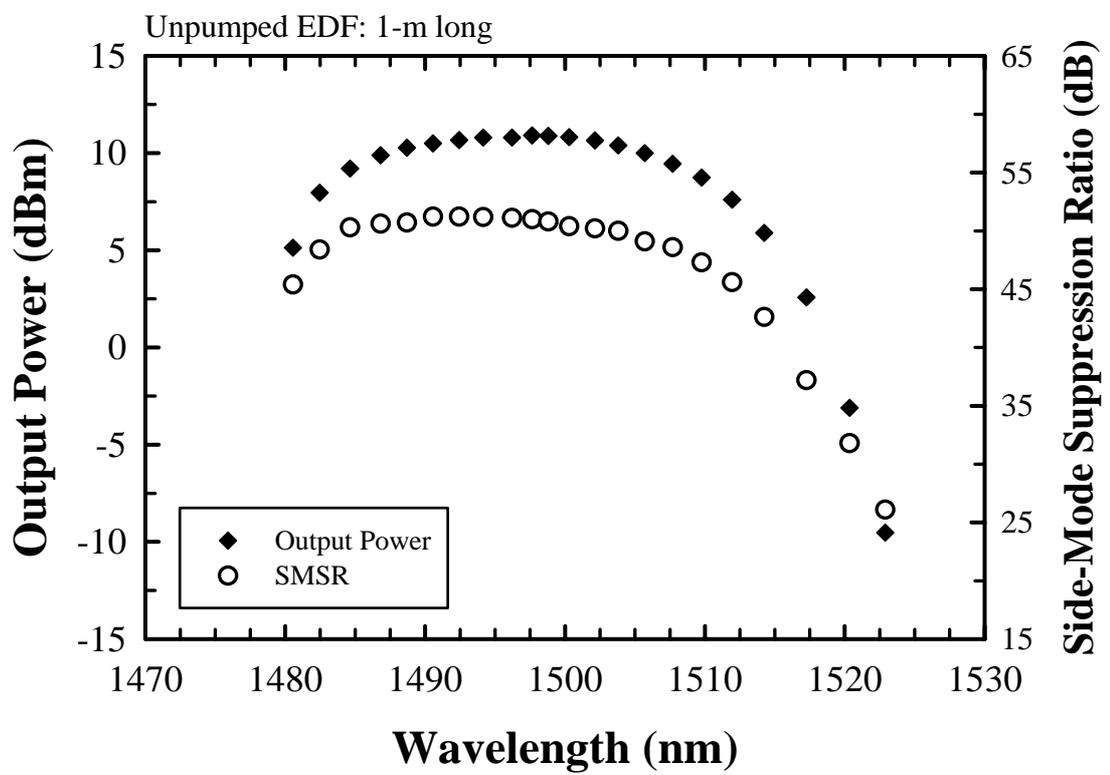


圖 4.3: 單模 S 頻段迴路型雷射的輸出功率及 SMSR

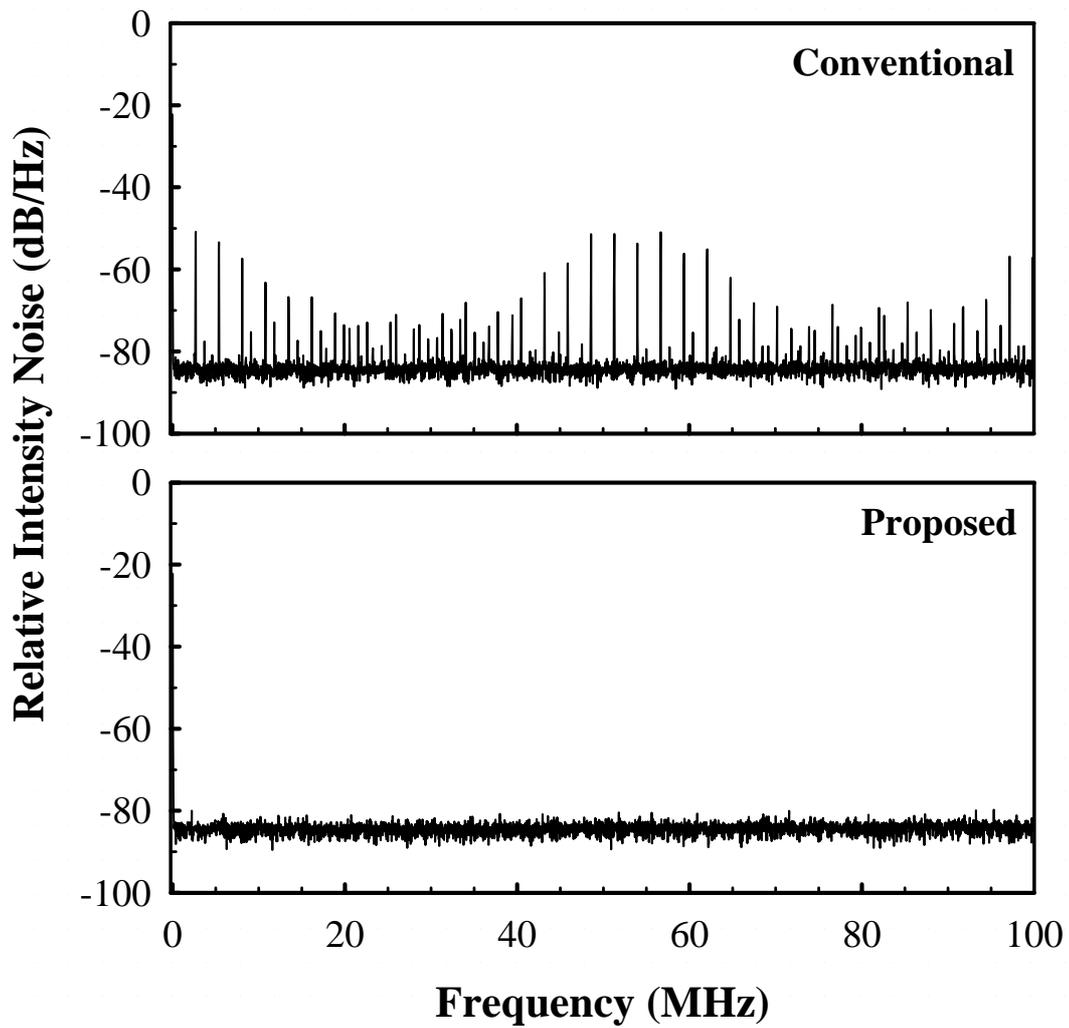


圖 4.4: 傳統的迴路型雷射與加上未泵激的 EDF 利用 homodyne 量測法測得在 RF 上的頻譜變化

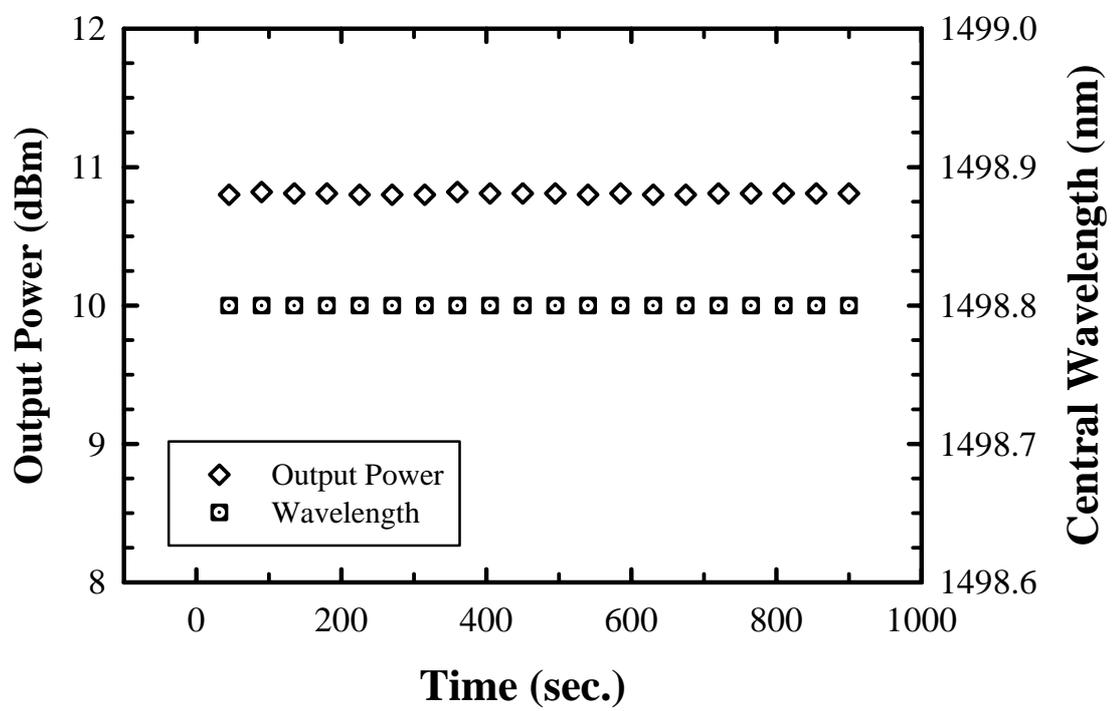


圖 4.5: 雷射輸出波長與輸出功率對時間的變化

第五章

S 頻段的光纖感測與多點感測

利用 FBGs 作為感測器 [33] 常可用來做非常廣泛的應用，尤其是溫度與拉力的測試。尤其常常用來埋在先進的複合材料中或是其他結構中作為準分佈 (quasi-distributed)，多點和拉力的量測。近來研究的領域包括製造的技術 [34]，波長偏移解調技術 [35] [36]，多路傳輸近似 (multiplexing approach) [37]，基於 FBGs 的雷射感測概念[38]-[40]。

5.1 利用 S 頻段迴路型雷射的架構進行感測

由於 S 頻段的光放大器的技術已趨成熟，因此我們將偵測的範圍向下延伸到 S 頻段，藉著利用 S 頻段的光放大模組。與傳統使用寬頻光源的感測系統相比，使用迴路型雷射架構的系統的光學訊號可以更大，改對系統的噪訊比可以明顯的提升。

在這小節中，我們提出一個基於 S 頻段的迴路型雷射架構的 FBGs 感測系統，系統中的數個布拉格光纖光柵感測器主要是作為一個回授的裝置。藉著調整共振腔內的濾波器可以使得在 FBGs 感測器的波長產生雷射。若是感測器受到外力時，由產生雷射的波長會有偏移量，藉此來回推外力的大小。

5.1.1 實驗架構

實驗的架構是由一個 S 頻段的光放大模組，一個 FFP-TP，一個 2×2 50:50 的光耦合器和 4 條不同中心波長的 FBGs (圖 5.1)。FBG₁ 到 FBG₄ 各個的中心波長為：1511.39 nm，1513.42 nm，1515.69 nm及 1517.37 nm；個別的反射率為：91.8%，93.1%，95.9%及 82.9%。FFP-TF為一個全頻段的元件，其可調的波長範圍非常的廣，FSR 為 45 nm。當在其外部的 PZT 施加適當的偏壓時可使得 FFP-TP在迴路型共振腔內提供輸出想選擇的波長。此外系統中由於 S 頻段摻鉍光纖內使用兩個光隔絕器 (isolator)，可確保光為單向行進。系統中 4 條串接在一起的 FBGs 除了作為感測器外，同時在整個雷射架構中也作為反射的介質，由於系統包含了一個 FFP-TL，作為一個帶通濾波器 (pass-band filter) 可以使得輸出的雷射波長與 FBGs 的波長一致。

5.1.2 結果與討論

當我們連續的調整加在 FFP-TP 的電壓，在光譜分析儀上可以分別看到 4 個的波長輸出 (圖 5.2)。當然其輸出的波長即為 FBGs 的波長。由圖中可以看出輸出的功率並非相同，在長波長的地方輸出的功率較小，這是因為輸出的功率決定於每條 FBGs 反射率以及放大器的增益頻譜。若是波長落在兩個感測點之間，會因為無法將放大器的 ASE 在度反射回共振腔內以至於在輸出僅可看到 ASE 的部份，沒有雷射的現象。S 頻段光放大器模

組的 ASE 落在 1478 至 1526 nm 之間，輸出的總功率大於 -40dBm (圖 5.3)。若是在 FFP-TP 和光放大器之間的光路上再加上一個光耦合器，則會觀察到由 FBGs 反射回來的頻譜，與圖 5.1 相比會發現少了放大器的 ASE 部分，當然由於少了一次放大的結果，輸出的功率也會較小。

當在 FBG 的兩端施力時，FBG 的中心波長會往長波長的地方移動。這個性質即可以被利用來做應力的量測。在本實驗中，若是施力使 FBG 的波長位移時，我們將可以適當的調整加在 FFP-TF 的偏壓，使觀察到的訊號得到最佳化，因此可以來追跡 FBGs 波長的位移量。若是施加不同的拉力 (0 - 2000 $\mu\epsilon$) 在 FBG₂ ($\lambda_2 = 1513.42$ nm)，則可得到拉力對位移波長的关系圖 (圖 5.4)。當到達最大施力的時候，FBG 波長的位移量將可達到約 2.2 nm。然而，溫度的變化亦會影響 FBG 波長的位移，但是在本實驗的操作環境下，溫度的變化還不足以很明顯的影響到實驗的精確度。除了拉力的測量外，還可以用來做光纖斷點 (fiber-fault) 的監控。若是斷點是在 FBG₂ 與 FBG₃ 之間，則會由於缺少兩個反射鏡，使得 λ_3 與 λ_4 的波長消失無法一個迴路，故可觀察到的只有前兩個波長 (圖 5.5)。綜合以上，若是有一外力拉斷了 FBG 感測器，於是可由頻譜上看到的雷射數目，來判定是那兩條 FBGs 之間有斷點。

5.1.3 結論

在此我們使用迴路型雷射的架構提高光纖感測的能力，利用 FFP-TF

及各個 FBG 所組成的單向迴路使得訊號更明顯觀察。由頻譜上的分析可將系統應用在拉力的量測，溫度的量測或是光纖網路的監控。

5.2 利用光半導體放大器組成的雷射進行多點感測

在這小節中，我們利用非均相增寬為主要效應的半導體光放大器作為雷射架構中的增益介質，實現多點感測的目的。

5.2.1 實驗結果與討論

圖 5.6 顯示出我們提出的多路傳輸的雷射感測架構。架構中包含一個光半導體放大器，一個 1×2 50:50 的光耦合器，一個光纖反射鏡，和 8 條串接在一起不同波長的 FBGs。此外，圖中的虛線區塊”A”是由兩個不同 1×2 光耦合器 50:50 與 70:30 所組成。8 條 FBGs 個別的中心波長及反射率分別為：1534.56 nm，74.7%；1539.58 nm，81.8%；1548.31 nm，91.8%；1552.6 nm，87.7%；1556.06 nm，93.9%；1557.97 nm，94%；1562.19 nm，87.7%；1565.65 nm，83.8%。每個 FBG 之間的間隔為 1 m。當我們加 200 mA 的電流在 SOA 上，可發現 SOA 的 3 dB 頻寬在 1475 nm 到 1515 nm 將近有 40 nm。圖 5.6 的虛線區塊”B”極為在此操作條件下的 ASE 頻譜。在此，FBGs 的功用也是作為反射鏡用，與上一小節不同的是，我們可在頻譜上同時看見 8 個波長，有別於一般的 EDF 雷射。一般的 EDF 雷射並無法同時產生很多波長，這是因為鉕離子的增益曲線和其均相增寬的性質限制了其輸出雷射波長的數目。反觀 SOA，與 DEFA 不同的非均相

增寬 (inhomogeneous broadening) 因此可以同時輸出很多波長。然而，每條 FBGs 的反射率，距離的遠近，與不同比例的光耦合器間的結合將會影響輸出雷射的功率以及 SNR。假如使用的 8 條 FBGs 中心波長的間距比目前還小，加上適當調整增益的介質，則可以輸出更多的波長，做更多點的感測。

圖 5.7 (a) 到圖 5.7 (c) 分別為圖 5.5 中 "4" 與 "1" 至 "3" 連接後在位置 "a" 量到未加拉力在 FBG 兩端的頻譜。從圖 5.7(a)可看出在 1534.56 nm 和 1565.65 nm 時有最大與最小的輸出功率分別為 3.5 及 -8.3 dBm，SNR 為 33 及 22 dB。然而，在圖 5.7 (b) 及圖 5.7 (c) 我們觀察到其 SNR 值超過 20 dB 的只有 3 個及 6 個，且還可以觀察到許多不該出現的波長，尤其在圖 5.7 (c) 更為嚴重。由實驗的結果可知當我們使用較低耦合比例的光耦合器，可以得到較大的輸出及較高的 SNR 值。

圖 5.8 (a) 到圖 5.8 (c) 分別為圖 5.5 中 "4" 與 "1" 至 "3" 連接後在位置 "b" 所量到未加拉力在 FBG 兩端的頻譜。比較這一系列的圖形，我們可發現在只有圖 5.8 (a) 中各個波長其 SNR 值有超過 20 dB，但是輸出的最大與最小功率卻僅有 -19 及 -55.6dBm，雖然在圖 5.8 (b) 與圖 5.8 (c) 其雷射輸出的最小功率為 -49.2 與 -48.2 dB 比圖 5.8 (a) 的來得大，但是 SNR 卻小於 20 dB。比較這一系列的實驗結果，我們可現在圖 5.7 中的雷射輸出功率都比圖 5.8 來得大，但是圖 5.8 可以提供較好的辨識的訊號(SNR

值較大)。綜合以上，當使用不同比例的光耦合器，在”b”位置可以量到較清晰的訊號。

若是在 1539.58 nm 的 FBGs 兩端施力，則可得到波長偏移量對施壓外力的關係 (圖 5.8)，中心波長的偏移量可達 2.2 nm。然而，其他的波長並未受到影響，可以正常的輸出，不管是在”a”或是”b”量到的結果都一樣。由此可見，在此操作下，並不會受到 SOA 的部份均相增寬效應的影響。

在”a”與”b”兩點的測量將決定共振腔的 passing path length (PPL)，由圖 5.5 可以明顯的看到”a”的路徑比”b”長。比較圖 5.7 與圖 5.8，我們發現在”a”測量到的雷射輸出功率比”b”大，由於多一次的放大與較長的 PPL 所致。當光的功率大到足以在 SOA 中產生非線性光學效應時，則將出現四波混頻 (four wave mixing) 的現象 [41]。所以不管是在”a”或是”b”觀察，當使用比例較小的光耦合器 (損耗較大) 都可到較多的波長輸出。所以在圖 5.7 中若是適當的選擇光耦合器的耦合比例將可以避免非線性的效應，得到較好的完整的訊號。根據實驗的結果，共振腔的損耗和 PPL 將視決定雷射輸出的主要因素。若是再做短距離的感測系統，在”b”點觀測時可以測較清晰的訊號 (SNR 大)；在長距離的感測系統中，此時高功率的訊號會較符合需求，就須在”a”點觀測，當然需要適當的選擇耦合器的比例以避免非線性效應的產生。

5.2.2 結論

在此我們提出並且驗證一個多點光纖感測的系統，利用迴路型雷射的架構，以 SOA 和不同比例光耦合器的組合為增益的介質。依造 SOA 的非均相增寬來達到多波長輸出的可能。實驗的結果顯示出 8 個偵測點的光纖雷射感測系統會有很好的表現。



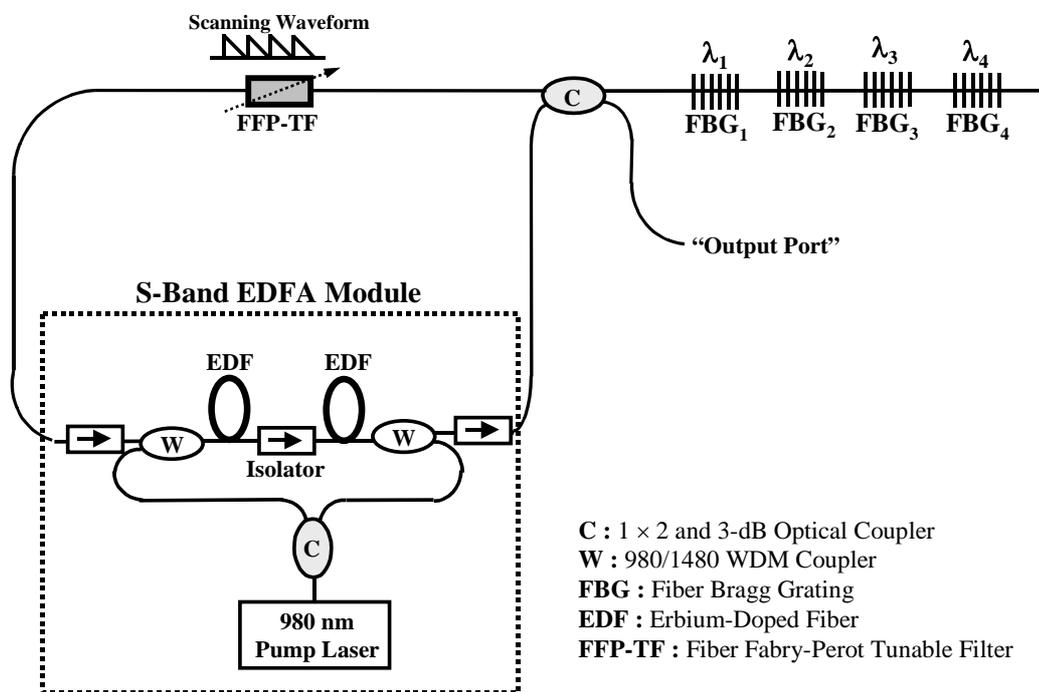


圖 5.1: 基於迴路型雷射架構的光纖感測系統

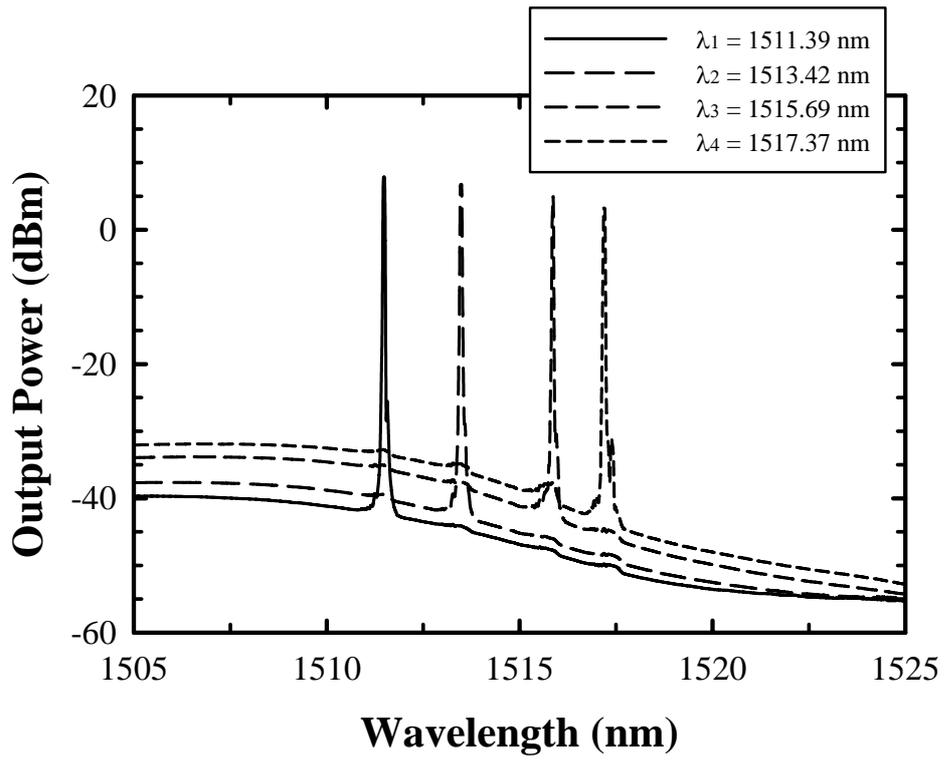


圖 5.2: 利用 4 個不同波長的 FBGs 產生的雷射輸出

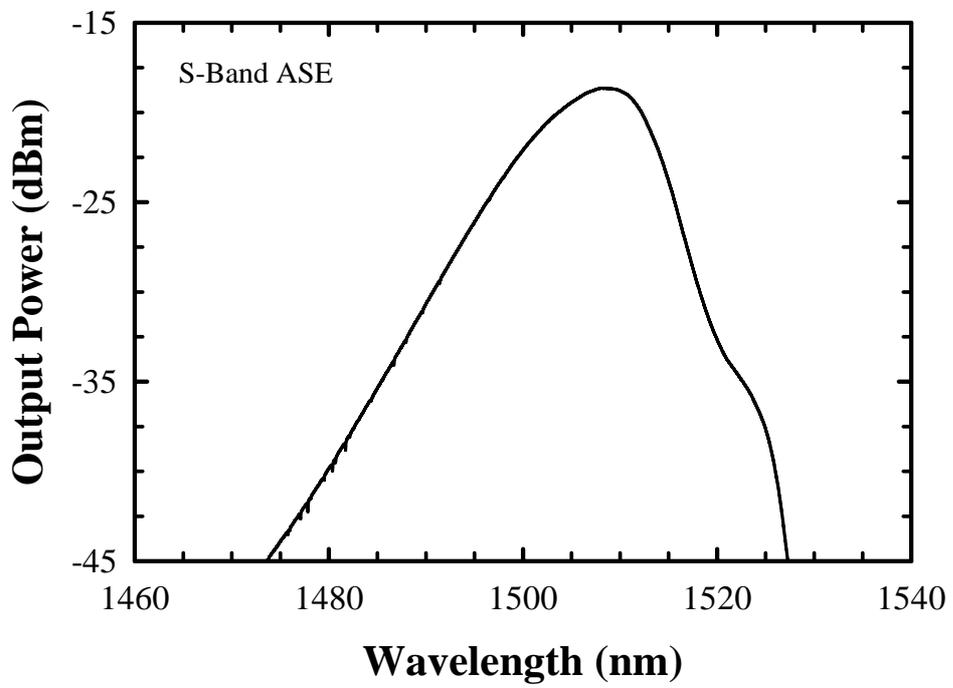


圖 5.3: S 頻段 EDFA 的 ASE 頻譜

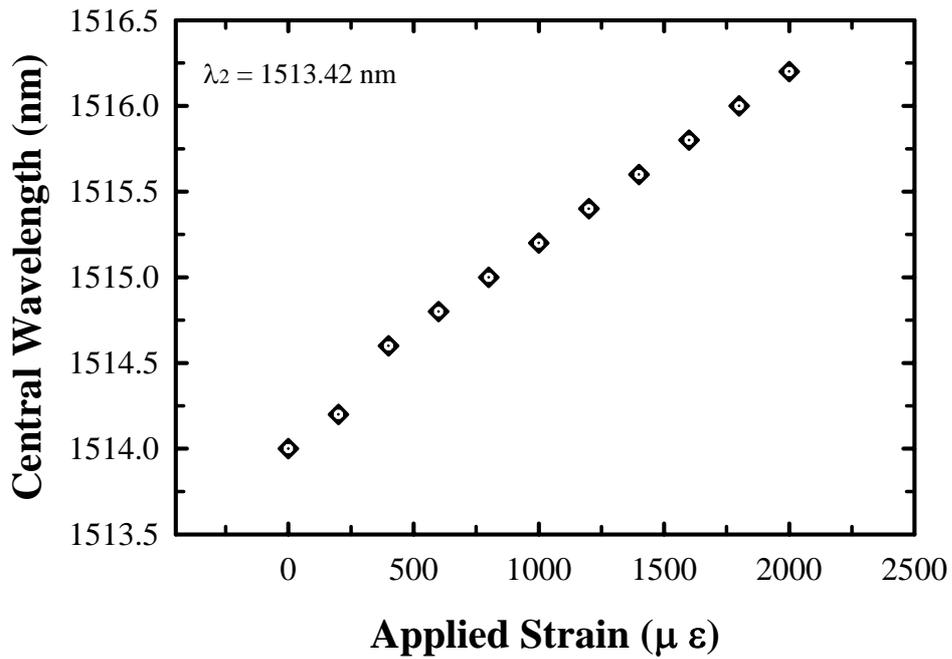


圖 5.4: 施加拉力於波長 1513.42 nm 的 FBG 上得到拉力與波長漂移的關係

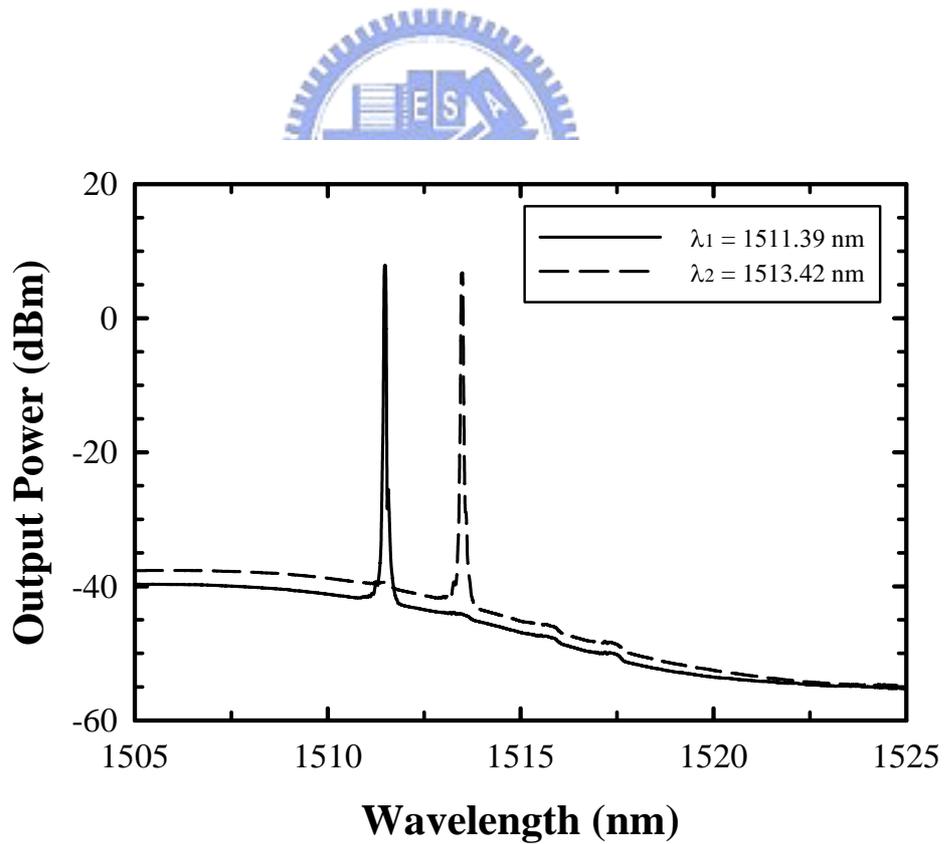


圖 5.5: 當在 FBG₂ 與 FBG₃ 間有斷點時，頻譜上掃到的雷射數目

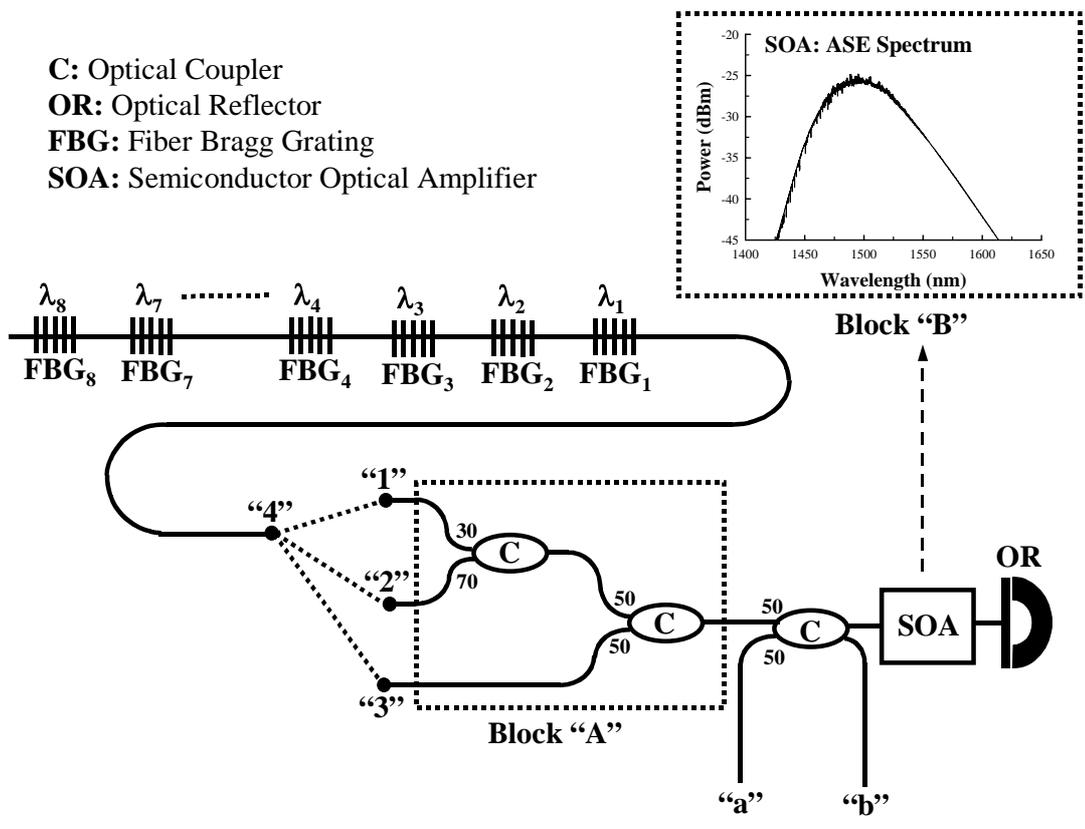


圖 5.6: 利用 SOA 及 8 條 FBGs 所組成多點感測系統

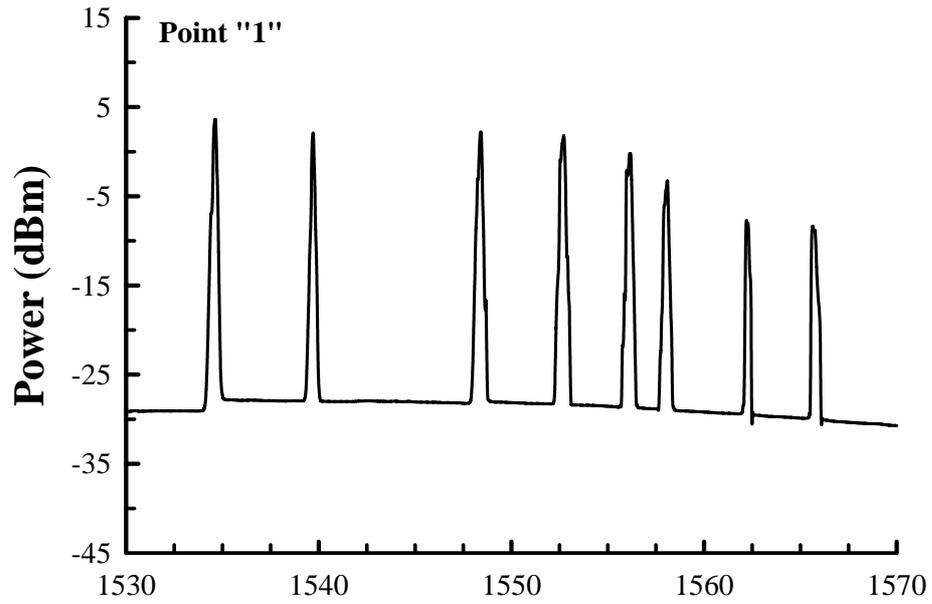


圖 5.7(a): 在耦合比例為 15% (“4”與“1”相接) 時在“a”點測量到的多點感測系統頻譜

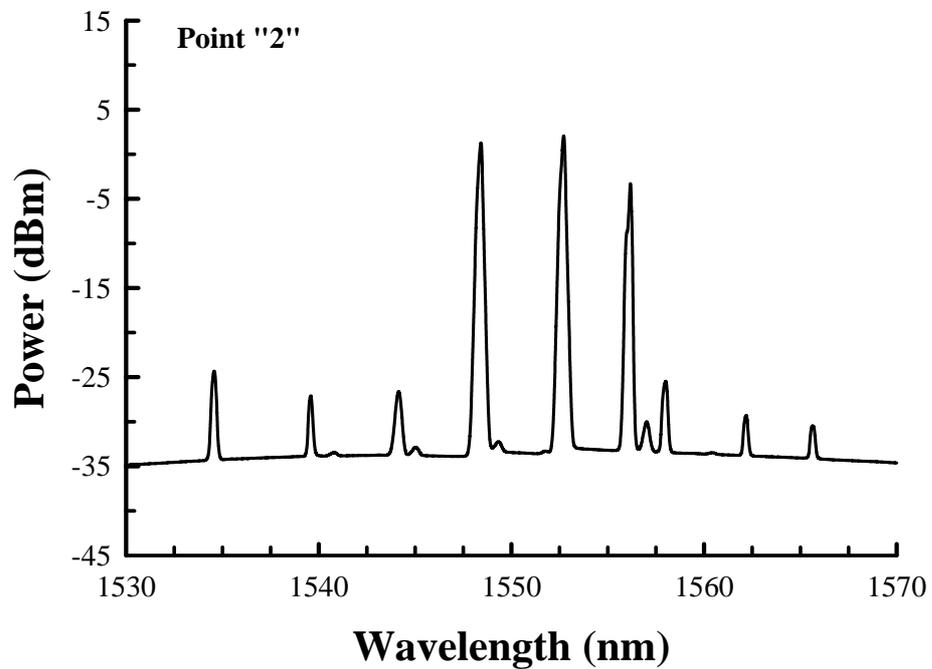


圖 5.7(b): 在耦合比例為 35% (“4”與“2”相接) 時在“a”點測量到的多點感測系統頻譜

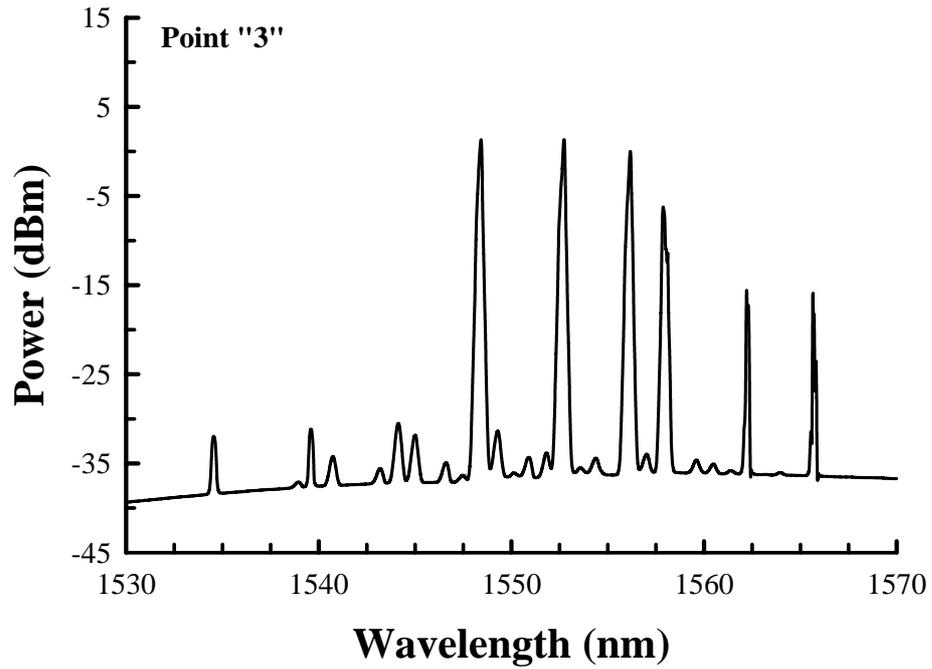


圖 5.7(c): 在耦合比例為 50% (“4”與“3”相接) 時在“a”點測量到的多點感測系統頻譜

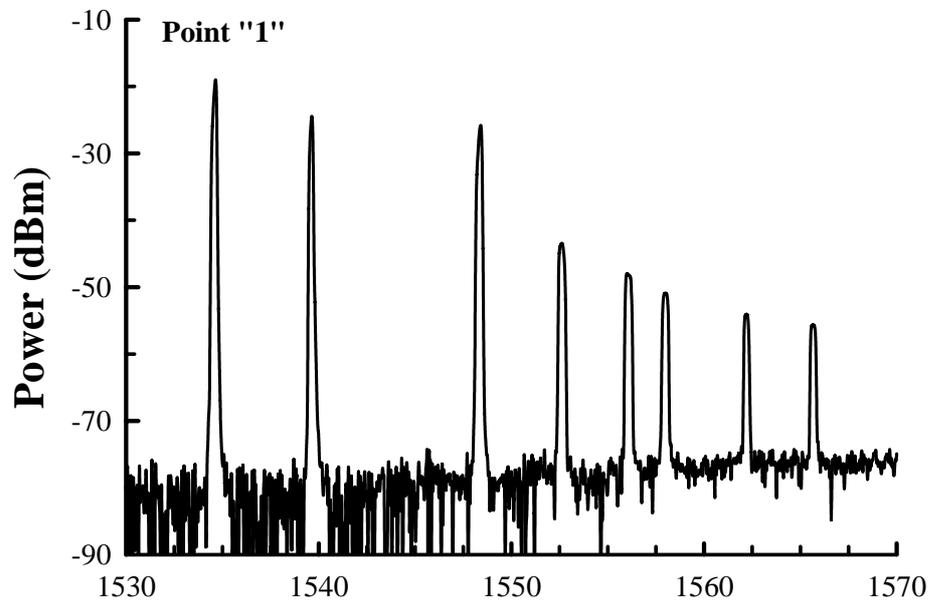


圖 5.8(a): 在耦合比例為 15% (“4”與“1”相接) 時在“b”點測量到的多點感測系統頻譜

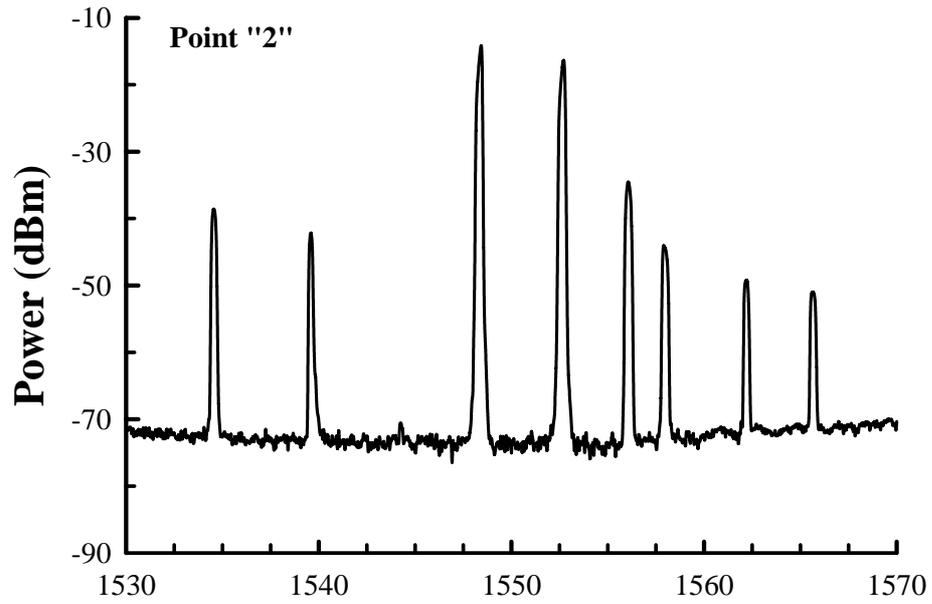


圖 5.8(b): 在耦合比例為 35% (“4”與“2”相接) 時在“b”點測量到的多點感測系統頻譜

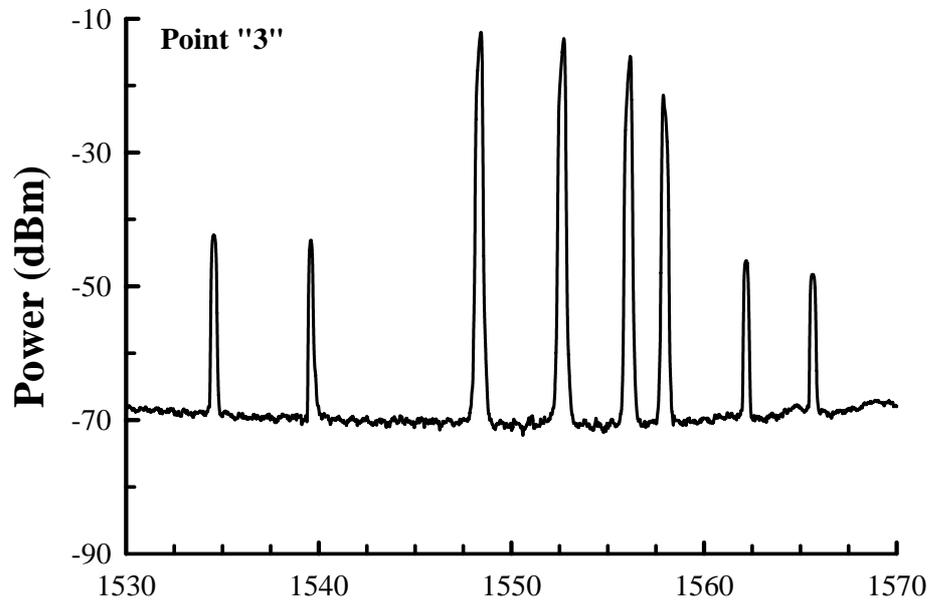


圖 5.8(c): 在耦合比例為 50% (“4”與“3”相接) 時在“b”點測量到的多點感測系統頻譜

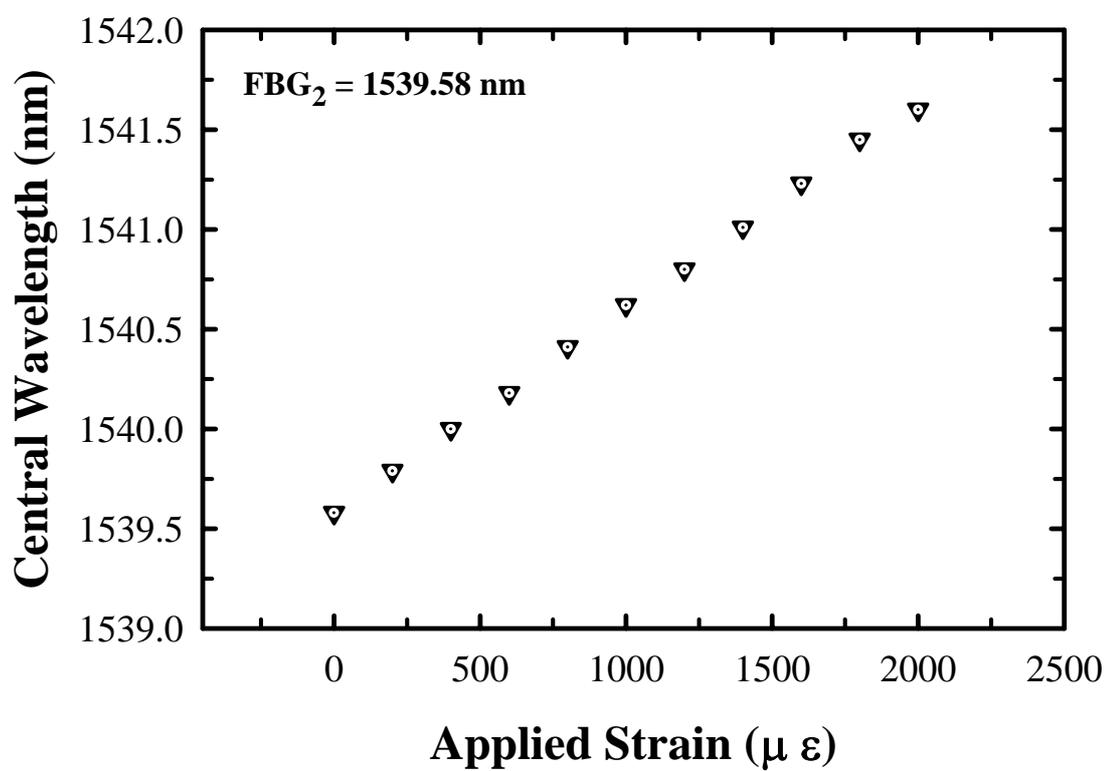


圖 5.9: 在 FBG_2 兩端施力，當“4”接到“1”時，在“a”或是“b”測量到拉力與波長漂移的關係

第六章

總結

本論文第一部分主要是探討 S 頻段摻鉕光纖放大器的增益箝制現象，利用 FBGs 與光放大器組成的迴路型雷射架構，使得放大器的 ASE 可以再回授到放大器之中。藉著選擇適當耦合比例的光耦合器可以提高放大器的增益與較低噪聲指數。對於將來 WDM 系統延伸到 S 頻段時提供了一個可行的方案。

第二部份探討的是單模 S 頻段的迴路型雷射，實驗中是利用一個 Fabry-Perot tunable filter 和由一段未泵激的 EDF 加上反射鏡所組成的窄頻濾波器，使的共振腔內部只有單模的震盪。由實驗的結果可知，迴路型雷射輸出的波長及功率可以很穩定且穩定的時間可達到幾個小時。如此可提供一個低價的 S 頻段的窄頻光源，尤其為單模輸出更可運用在通訊領域上。

第三部份主要是探討光纖感測系統，利用迴路型雷射的架構，可以使得訊號強度增強，有更好的 SNR 值。在此們提供了一套 S 頻段的感測系統與一套多點感測系統。S 頻段的感測系統可以藉由調整 FFP-TF 來使 FBGs 的波長產生雷射，藉著觀察其波長的變化來偵測相應的物理量。另一個多點感測系統主要是利用 SOA 的非均值增寬效應，可使的不同波長的

FBGs 同時產生雷射，但是受限於非線性效應的影響，必須慎選適當的光耦合比例才可獲得較佳的訊號。



參考文獻

- [1] M. B. Kodindouma, R. L. Idriss, A. D. Kersey, M. A. Davis, D. G. Bellemore, E. J. Friebele, and M. A. Putnam, “Damage assessment of a full-scale bridge using an optical fiber monitoring system,” *Proc. SPIE*, vol. 2719, pp. 265–275, 1996.
- [2] X. Jin, J. S. Sirkis, and J. K. Chung, “Optical fiber sensor for simultaneous measurement of strain and temperature,” *Proc. SPIE*, vol. 3042, pp. 120–127, 1997.
- [3] T. C. Kirkpatrick, D. O. Peterson, P. J. Rossi, L. R. Ray, and R. A. Livingston, “Preliminary study to facilitate smart structure systems in bridge girders,” *Proc. SPIE*, vol. 3671, pp. 152–160, 1999.
- [4] C. C. Chan, W. Jin, H. L. Ho, D. N. Wang, and Y. Wang, “Improvement of measurement accuracy of fiber Bragg grating sensor systems by use of gas absorption lines as multi-wavelength references,” *Electron. Lett.*, vol. 37, pp. 742–743, 2001.
- [5] Y. Zhang, D. Feng, Z. Liu, Z. Guo, and X. Dong, “High-sensitivity pressure sensor using a shielded polymer-coated fiber Bragg grating,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 4, pp. 618–619, Apr. 2001.
- [6] D. F. Murphy, D. A. Flavin, and R. McBride, “Interferometric interrogation of in-fiber Bragg grating sensors without mechanical path length scanning,” *J. Lightw. Technol.*, vol. 19, no. 7, pp. 1004–1009, Jul. 2001.

- [7] C. C. Kuo, "The mechanical behavior research of optical fiber grating sensors," M.S. thesis, Department of Civil Engineering, National Taiwan University, Taipei, Taiwan, R.O.C., Jun. 1997.
- [8] Y. J. Rao, M. R. Cooper, D. A. Jackson, C. N. Pannell, and L. Reekie, "Simultaneous measurement of displacement and temperature using in-fiber-Bragg-grating-based extrinsic Fizeau sensor," *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1610–1612, 2000.
- [9] V. Koulaxouzidis, M. J. Holmes, C. V. Roberts, and V. A. Handerek, "A shear and vertical stress sensor for physiological measurements using fiber Bragg gratings," in *Proc. IEEE 22nd Annu. Int. Conf. Engineering in Medicine and Biology Soc.*, vol. 1, Jul. 2000, pp. 55–58.
- [10] E. Snitzer, *Phys. Rev. Lett.*, No.7, p444, 1961
- [11] J. Stone and C. A. Burros, *Appl. Phys. Lett.*, No.23, p888, 1973
- [12] M. J. F. Digonnet, Ed., *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, Marcel Dekker, New York, 1997
- [13] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole, and D. N. Payne, *Electron. Lett.*, No.21, p738, 1985
- [14] P. C. Becker, N. A. Olsson, J. R. Simpson, "Erbium-Doped Fiber Amplifiers Fundamentals and Technology," *Academic Press*.



- [15] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics," John Wiley & Sons, New York, 1991
- [16] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 2nd ed., Wiley, New York, 1997
- [17] M. Cai, X. Liu, J. Cui, M. Leblance, P. Tang, and J. Peng, "Study on noise characteristic of gain-clamped erbium-doped fiber-ring lasing amplifier," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1093-1095, Aug 1997.
- [18] S. Y. Ko, M. W. Kim, D. H. Kim, S. H. Kim, J. C. Jo, and J. H. Park, "Gain control in erbium-doped fiber amplifiers by tuning centre wavelength of a fiber Bragg grating constituting resonant cavity," *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 990-991, 1998.
- [19] B. Clesca, "Flat-gain amplifiers and transmission in WDM networks," *Tech. Dig. Optical Amplifiers and their Applications*, Monterey, CA, Paper FA1, pp. 54-57, July 1996.
- [20] Chun Jiang, Weisheng Hu, Qingji Zeng, and Shilin Xiao, "Novel split-band erbium-doped fiber amplifier," *Optics & Laser Technology*, vol. 35, pp. 251-256, 2003.
- [21] C. H. Yeh, C. C. Lee, and S. Chi, "120-nm bandwidth erbium-doped fiber amplifier module in parallel configuration," *IEEE. Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, pp.1637-1639, 2004.
- [22] Y. H. Lu and S. Chi, " All-optical gain-clamped wideband serial EDFA with

ring-shaped laser,” *Opt. Commun.*, vol. 229, pp. 317-323, 2004.

- [23] Q. F. Jiang, X. M. Liu, Q. Wang, and X. Feng, “Dynamically gain control in the serial structure C+L wideband EDFA,” *IEEE. Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, pp.87-89, 2004.
- [24] C. H. Yeh, C. Y. Chen, and S. Chi, “Dynamic adjustment for gain-clamping erbium-doped fiber amplifier using a backward-injection light,” *Opt. Eng.*, vol. 44, pp. 029701, 2005.
- [25] Y. H. Lu, L. H. Su, and Y. K. Chen, “Optically gain-clamped wideband erbium-doped fiber amplifier using a common figure-eight feedback-loop lasing light,” *Opt. Commun.*, vol. 229, pp 293-298, 2002.
- [26] M. Cai, X. Liu, J. Cui, P. Tang, D. Liu, and J. Peng, “Study on noise characteristic of gain-clamped erbium-doped fiber-ring lasing amplifier,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp.1093- 1095, 1997.
- [27] M. A. Arbore, Y. Zhou, G. Keaton, and T. J. Kane, “30 dB gain at 1500 nm in S-band Erbium-doped silica fiber with distributed ASE suppression,” in *Proc. SPIE, Optical Devices for Fiber Communication IV*, vol. 4989, 2003, pp. 47–52.
- [28] C. C. Lee, Y. K. Chen, S. K. Liaw, “Single-longitudinal-mode fiber laser with a passive multiple-ring cavity and its application for video transmission,” *Opt. Lett.* **23**(5), 358-360 (1998).
- [29] J. Zhang, C. Y. Yue, G. W. Schinn, W. R. L. Clements, J. W. Y. Lit, “Stable

single-mode compound-ring erbium-doped fiber laser,” *J. Lightwave Technol.* **14**(1), 104-109 (1996).

- [30] K. J. Vahala, P. Namkyoo, J. Dawson, S. Sanders, “Tunable single-frequency erbium fiber ring laser,” in *IEEE LEOS’93 Conf. Proc.*, pp. 708-709 (1993)
- [31] Y. Cheng, J. T. Kringlebotn, D. N. Payne, “Stable single-frequency traveling-wave fiber loop laser with integral saturable-absorber-based tracking narrow-band filter,” *Opt. Lett.* **20**(8), 875-877 (1995).
- [32] C. H. Yeh, C. C. Lee, S. Chi, “A tunable S-band erbium-doped fiber ring laser,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15**(8), 1053-1054 (2003).
- [33] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, “Formation of Bragg gratings in optical fiber by a transverse holographic method,” *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 823–825, 1989.
- [34] C. G. Askins, I. E. Tsai, G. M. Williams, M. A. Puttman, M. Bashkansky, and E. J. Friebele, “Fiber Bragg reflectors prepared by a single exciter pulse”, *Opt. Lett.*, vol 17, pp. 833–835, 1992.
- [35] S. M. Melle, K. Liu, and R. M. Measures, “A passive wavelength demodulation system for guided-wave Bragg grating sensors,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 516–518, 1992.
- [36] D. Kersey, T. A. Berkoff, and W. W. Morey, “High resolution fiber Bragg grating based strain sensor with interferometric wavelength shift detection,” *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 236–238, 1992.

- [37] D. Kersey and W. W. Morey, "Multi-element Bragg-grating based fiber-laser strain sensor," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 11, pp. 964–965, 1993.
- [38] T. Alavie, S. E. Karr, A. Othonos, and R. M. Measures, "A multiplexed Bragg grating fiber laser sensor system," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 1112–1114, 1993.
- [39] G. A. Ball, W. W. Morey, and P. K. Cheo, "Fiber laser source/analyzer for Bragg grating sensor array interrogation," *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, pp. 700–703, 1994.
- [40] S. Kim, H. Yoon, S. B. Lee, S. S. Choi, and B. Lee, "Multiplexed strain sensor for long-distance remote sensing using fiber grating-tuned fiber laser scheme," in *CLEO Pacific Rim '99 Tech. Dig.*, Seoul, Korea, 1999, pp. 324–325.
- [41] D. L. Blumenthal and N. C. Kothari: *IEEE Photonics Technol. Lett.* **8** (1996) 133.

