

迴路型光纖雷射技術之研究

學生：陳至揚

指導教授：祁 姓 教授

李健仲 博士

國立交通大學光電工程研究所碩士班

摘 要

本論文中提出一個穩定波長的可調變光纖迴路雷射架構、一個包含 C 波段與 L 波段的波長可調變架構、與一個 S 波段的波長可調變架構，藉由這三個架構的整合，使光纖迴路雷射的整體可調波段達 130nm (1480nm~1610nm)，涵蓋整個光纖在 1550nm 中心的低損耗窗口，調變波長穩定時間可達 2000 秒以上，如此將有助於光纖迴路雷射在通訊應用上的實用化。

Study of Optical Fiber Ring Laser Techniques

Student : Chih-Yang Chen

Advisor : Prof. Sien Chi

Dr. Chien-Chung Lee

Institute of Photonics Engineering
National Chiao Tung University

Abstract

Fiber optical amplifier (the source power of the fiber ring laser) can extend the operation range from C band (1530nm ~ 1560nm) to L band (1560nm ~ 1610nm) or S band (1480nm ~ 1530nm). The conventional method tunes the output wavelength by using the single fiber filter, like a Fabry-Perot filter or tunable band-pass filter. In this essay, we bring up three new structures for those disadvantages, a wavelength-stable structure by Fabry-Perot laser diode, a wide-band tuning one by double filters, and another for S band wavelength output. By integrating the three structures, the new fiber ring laser system can tune at least 130nm (1480nm ~ 1610nm) and keep the wavelength stable more than 2000 seconds. It will be helpful to apply the new fiber ring laser in communication systems.

目 錄

摘要	I
Abstract	II
目錄	III
圖目錄	V
第一章 簡介	1-1
第二章 實驗原理與文獻回顧	2-1
2.1 光放大器的工作原理	
2.1.1 三階放大系統與三階傳輸方程式	2-1
2.1.2 小訊號增益	2-5
2.2 自發性輻射放大光譜	2-8
2.3 噪聲指數與靈敏度	
2.3.1 噪聲指數的定義	2-10
2.3.2 噪聲指數的量測	2-12
2.4 光纖迴路雷射	
2.4.1 光纖迴路雷射的發展	2-15
2.4.2 光纖迴路雷射的特性	2-18
第三章 輸出穩定可調光纖迴路雷射	
3.1 簡介	3-1
3.2 實驗架構	3-2
3.3 結果與討論	3-3
3.4 結論	3-4
第四章 C+L 波段可調光纖迴路雷射	
4.1 簡介	4-1
4.2 實驗架構	4-5
4.3 實驗結果與討論	4-6

4.4 結論.....	4-7
第五章 S 波段的可調光纖迴路雷射	
5.1 簡介.....	5-1
5.2 實驗架構.....	5-3
5.3 結論.....	5-5
第五章 結論.....	6-1
參考文獻.....	i



圖 目 錄

圖 2-1 摻鉍光纖放大器的三階能帶模型	2-2
圖 2-2 用偏極鈍化方式量測噪聲指數的標準實驗架構	2-14
圖 2-3 單向環形共振腔光纖迴路雷射架構示意圖	2-17
圖 2-4 「8」字共振腔被動鎖模光纖迴路雷射架構示意圖	2-17
圖 3-1 利用輸入光注入 FP 雷射產生光增益架構示意	3-2
圖 3-2 本實驗提出與實驗證實輸出穩定的摻鉍光纖迴路雷射	3-6
圖 3-3(a) 在波長 1528.28nm 到 1559.64nm 之間，外加電壓在 FFP 濾波 器的壓電轉換元件時的光纖迴路雷射輸出光譜	3-7
圖 3-3(b) 輸出功率與 S/SSE 對間距 1.12 nm 的不同輸出波長關係圖	3-8
圖 3-4 輸出中心波長 1533.86nm 時，傳統架構與新提出架構 900 秒內 的輸出波長變化與功率波動	3-9
圖 3-5 控制恆定輸出功率為 2.1dBm，980nm 泵激光源基電流(操作於 135mA 至 175mA 之間)與輸出波長(由 1528.28nm 到 1559.64nm 之間)的關係圖	3-10
圖 3-6 控制輸出中心波長在 1544.32nm，EDFA 泵激光源為 180mW， S/SSE 保持在 26.94dBm，輸出功率與時間關係圖	3-18
圖 4-1 半導體光放大器的自發光譜	4-3
圖 4-2 入射光波長與平均面反射量關係圖	4-4
圖 4-3 自發發光因子 N_{sp} 與波長關係圖	4-4
圖 4-4 寬頻混合放大器的實驗架構	4-9
圖 4-5 SOA、EDFA 與混成放大器的增益曲線光譜	4-10
圖 4-6 EDFA 與 SOA 在不同排列方式下的放大模組增益頻譜圖	4-11
圖 4-7(a) 藉由施加 FFPF 的 PZT 上的電壓與調變 TBF 所得到不同波長 的光纖迴路雷射輸出功率譜線	4-12
圖 4-7(b) 光纖迴路雷射中，輸出功率與波長的關係圖	4-13

圖 4-7(c)SSR 與波長關係分佈圖 4-14

圖 4-8 藉由 SOA 的 bias 電流調整(介於 226~250mA)，輸出功率可以維持在 3dB，誤差波動在 0.05dB 以內..... 4-15

圖 4-9 輸出功率與維持時間關係圖 4-16

圖 5-1 S 波段摻鉍光纖迴路雷射的實驗架構圖..... 5-6

圖 5-2 S 波段摻鉍光纖放大模組增益與噪聲指數與波長關係分佈圖 5-7

圖 5-3 利用控制 FFP 濾波器上 PZT 元件的電壓 0~12V，本實驗架構的 S 波段摻鉍光纖迴路雷射模組可調變輸出波長在 1480nm~1522nm 之間 5-8

圖 5-4 輸出功率、訊號/源自發光比(S/SSE)與波長關係分佈圖..... 5-9

圖 5-5 輸出功率為-2.3dBm、控制基電流介於 255mA~356mA 的恆定輸出功率與波長分佈關係圖 5-10



第一章 簡介

在電子網路的傳輸頻寬已經被逐漸推進至極限之際，光通訊網路被視為是人類通訊科技的新里程碑。在 1970 年，低損耗的石英光纖誕生後，光纖網路的損耗可以低至 20 dB/km，至 1979 年時光纖損耗已低於 0.2 dB/km，長距離傳輸不再是空談；繼而多波長分工 WDM 系統問世，光纖網路的頻寬以指數速率成長。然而一個橫亘在光纖網路發展的問題逐漸浮現，當時缺乏以光作為增益基礎的放大器元件，光訊號必須以 O-E-O(optic-electronic-optic)的方式作訊號放大，即光訊號先由接收器所接收並轉換為電子訊號，由 OP 放大器進行訊號放大的工作，再由輸出端將電子訊號轉為以光訊號方式輸出，而 O-E-O 方式的最大缺陷在 WDM 系統出現之後逐漸表露，因為多波長光共同在單一光纖內傳輸到放大器端，不同波長頻段的光訊號必須以 WDM 元件逐一區分出，每單一頻段光訊號必須以一套 O-E-O 系統作放大，再重新注入傳輸光纖中；此外，電子放大器的操作在特定 bit rate 範圍內操作，當傳輸速率上升時，系統必須被更換與校調，後續維護所費不貲。如此龐雜的放大機制不敷效益，反而掩蓋 WDM 系統寬頻的優點。因此在 1987 年，貝爾實驗室(Bell Lab)與南安普敦大學(University of Southampton)同時發展出直接以光為放大對象、可放大 1.5 μm 波段的摻鉍光纖架構時，光纖網路發展上的最後一扇大門被開啟，光纖網路以光為介質，在中距離傳輸上可完全不依賴電子設備獨立運作，目前光訊號的 3R(RE-amplifying、RE-shaping、RE-clock)處理技術日益成熟，可預期高效益的全光網路即將普及。

相較於 O-E-O 的放大模組，摻鉍光纖放大器的優點在於其具有寬頻增益、不受 bit rate 限制、低廉造價維護與高可靠性，此外還具

有高增益、低雜訊、低波道間串音與極化無關等良好特性，在全光網路中已成為不可或缺的一環。然而摻鉍光纖放大器最大的缺點，在於其所在波段僅止於 C 波段(1530~1560nm)，在利用一些特殊的摻雜技術，例如摻碲(Tellurium)元素的摻鉍光纖可延伸到 L 波段(1560~1610nm)，基版含有鉍(Thulium)元素的摻鉍光纖可將工作範圍延伸至 S 波段(1500~1530nm)，而在這約 100nm 的波長區段以外的領域，就無法使用摻鉍光纖作為放大媒介。因此，同樣在光放大器的範疇中，不乏與摻鉍光纖放大器同性質的競爭者，其中較為常用的包括半導體光放大器、拉曼放大器等。半導體光放大器(SOA)乃藉由電能產生粒子累積，當光訊號通過時，累積的粒子躍遷釋放出光子，將光訊號放大，其架構上類似一個無反射鍍膜的雷射。半導體光放大器利用半導體製程技術，適合大量生產及與積體電路結合；不同的材料與摻雜使半導體光放大器可以應用在 1300~1600nm 的廣大範圍，同時涵蓋 1300nm 與 1550nm 兩個光纖的低損耗窗口；但是半導體光放大器的結構上與光纖相差甚遠，耦合效率低、反射量高，容易形成自發性光；雜訊較大、功率較小、對輸入光偏振態極為敏感，工作穩定性差。拉曼放大器是利用受激拉曼散射這一光纖中的非線性現象，將一小部分入射光功率轉移到頻率比較低的訊號上，一個若訊號在強泵激光源的光纖中傳輸，並且弱訊號的波長正好位於強泵激光的拉曼散射的增益波長範圍上，則弱訊號光將受到增益，這一機制即稱之為拉曼放大器。拉曼放大器利用的增益介質為普通光纖，增益波長範圍由泵激光波長決定，可造就高增益、低雜訊、增益頻譜無限寬、溫度穩定性佳；然而拉曼放大器的增益效率極低，而使用上需要許多特大功率的泵激光源，必須對泵激光與訊號光的波長做妥善規劃，避免重疊與干擾，故在摻鉍光纖放大器的工作範圍內，摻鉍光纖放大器仍是首選。

隨著光纖通訊的發展，光纖迴路雷射也因先進技術的推波助瀾而高速進步，1961 年以若干理論與可行性驗證為目的第一架光纖雷射即已問世，1973 年發表的光纖雷射以當時剛問世的低損耗光纖與半導體泵激雷射來架構，1989 年後，隨著摻鉕光纖技術的逐漸成熟，光纖雷射的研究方向亦以摻鉕光纖放大器為發展主軸，在雷射共振腔的設計上，由早期的兩片高反射率反射鏡的法布理·伯羅 (FP) 共振腔，接著有布拉格光纖光柵取代反射鏡的改良式 FP 共振腔，而後結合波長分光(WDM)耦合器的環形與 8 字形共振腔取而代之，環形共振腔被視為是損耗最低的光纖迴路雷射結構，而 8 字形光纖迴路雷射架構更增加了可產生自發性被動鎖模的效果。光纖迴路雷射在結合外部光源注入、波長可調元件，主動、被動鎖模技術元件，偏振態控制等，日後將朝向高波長可調區間，高工作效能、時間穩定，高訊號/雜訊比，低線寬，低脈衝時間等逐步實用化的方向前進。



第二章 實驗原理與文獻回顧

光纖放大器的概念與理論在 1964 年就已經被提出[1]，以雷射作為激發光源來激發摻雜稀土族元素的光纖，但受限於工藝技術直到 1986 年才開始被廣泛的應用[2]。稀土族元素(又稱鑰系元素)原子量介於 58~71 之間，摻雜到石英、玻璃材料後會變為三價離子，其中，鉕、鈦、釷、鈔、鈺、鈹等元素均因可使材料產生三能階結構而可用於製造光放大器。鉕光纖由於增益波長在 1550nm 附近，與光纖最低損耗區間重疊，作為光纖通訊系統來說十分有利，因此格外受到重視[3][4]。

2.1 光放大器的工作原理

光放大器作用原理，與雷射的工作原理雷同，換言之，光放大器可以視為一種缺乏回饋共振的雷射。當泵激能量進入放大器，造成放大器結構上粒子數反轉時，當訊號光通過放大器時，訊號光將使處於受激態的粒子躍遷至基準態並放出一個光子，對於光放大器而言，不論是半導體光放大器(SOA)，或是這裡討論的摻鉕光纖放大器皆是如此，對於摻鉕光纖放大器的工作原理，以三能階模型結構來說明是至為恰當。

2.1.1 三階放大系統與三階傳輸方程式

對於摻鉕光纖放大器最簡單的闡述就是由建構一個三階原子模型開始[5]，關於放大器大多數重要的特性都可以由這個簡單的模型與它的基本假設來觀察，這個傳輸方程式藉由像是引發靜態吸收(excited state absorption)或其三維特性的效應可以解釋更複雜的狀況。

我們認為的三階系統如圖 2-1 所示，包括一個基態標註為第 1 態，一個中間態標註為第 3 態(受激原子儲存態)，與第 2 態。在一個良好的放大器中，第 2 態的原子通常有較長的生命週期，而這一態

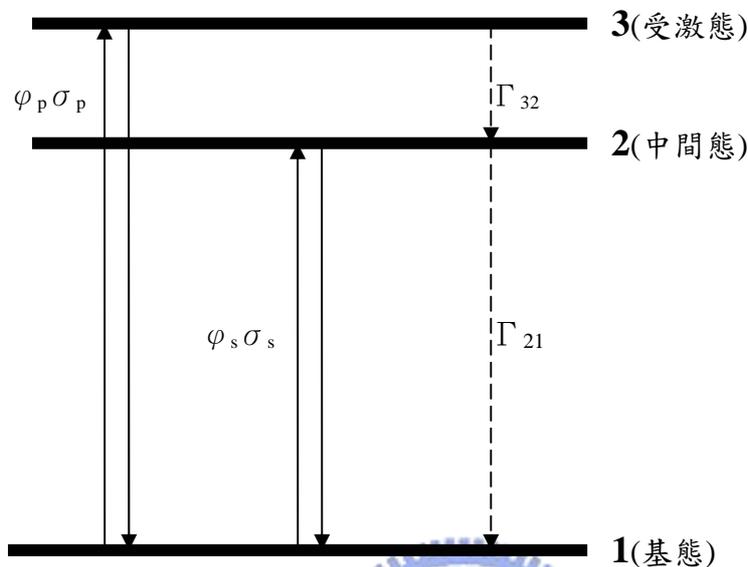


圖 2-1、摻鉕光纖放大器的三階能帶模型

有時被視為次穩態，第 2 態在放大傳輸過程中屬於上層，而第 1 態屬於下層，而三態的原子數目分別定義為 N_1 、 N_2 、 N_3 ，三階系統是預備用來代表鉕離子的部分能階結構，而這些對於放大過程是相當重要的，為了觀察放大過程，我們需要將第 1 態與第 2 態的原子粒子數反轉，其中第 1 態可以視為一個接地態，至少半數的鉕離子粒子數需要被激發到第 2 態才能構成粒子反轉，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。

而摻鉕光纖放大器的一個特別的優點，就是光將被侷限在光纖核心這個很小的空間範圍內，而光強度在行進遠距離後仍非常高，使得較小功率的泵激光源即可達到粒子反轉需求，在這裡我們將系統假定為一個一維的系統架構，換句話說，假設在有效光纖截面積的傳導維度(即光纖傳輸方向)中，泵激光與訊號光強度對於鉕離子分佈而言為常數，這是一個極為簡化的假設。

從第 1 態躍遷到第 3 態的受激光強度通量(單位時間單位面積的光粒子數)定義為 ϕ_p ，與泵激光源有關，由第 1 態躍遷到第 2 態的光強度通量為 ϕ_s 是訊號場的函數，各態粒子數目的改變起於光子吸收激發光場，包括自發性與受激發的發光源，另外定義 Γ_{32} 為第 3 態至第 2 態的躍遷機率，包括放射性與非放射性的躍遷機率，但大多數的狀況裡大多數此種躍遷都是非放射性的。 Γ_{21} 主要為放射性躍遷，因為在鉕離子的第 1 態與第 2 態之間並沒有其他能階可供受激能階粒子移動，定義 $\Gamma_{21} = \frac{1}{\tau_2}$ ，其中 τ_2 為第 2 態的生命週期。

我們定義從第 1 態躍遷第 3 態的吸收截面積為 σ_p ，第 2 態躍遷到第 1 態的放射截面積為 σ_s ，假設吸收與放射截面積不隨時間改變，且吸收與放射的躍遷活動為獨立且大致相等。而各態粒子數變化的傳輸方程式可表示為：

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

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

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

在穩態的情況下，對時間微分項終究會成為 0

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

而總粒子數 N 為所有粒子數總和

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

解公式 可得

$$N_3 = \frac{1}{1 + \frac{\Gamma_{32}}{\phi_p\sigma_p}} N_1 \quad (2.6)$$

當 Γ_{32} 非常大(第 3 態可以非常快速的衰減到第 2 態)，而相對的

有效躍遷進入第 3 態的數目極低， $\phi_p \sigma_p$ 、 N_3 非常接近 0，粒子活動幾乎僅止於第 1 態跟第 2 態之間，利用公式(2.6)中的 N_3 替代公式(2.2)可得

$$N_2 = \frac{\left(\frac{\phi_p \sigma_p}{\Gamma_{32}}\right) + \phi_s \sigma_s}{\Gamma_{21} + \phi_s \sigma_s} N_1 \quad (2.7)$$

帶入公式(.5)得粒子反轉數 $N_2 - N_1$

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

在粒子反轉，也是由第 2 態躍遷至第 1 態的增益產生的狀態， $N_2 \gg N_1$ 。而臨界狀態下， $N_1 = N_2$ ，泵激光源通量對低的要求為

$$\phi_{th} = \frac{\Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{1}{\tau_2 \sigma_p} \quad (2.9)$$

當訊號強度非常小，而衰減速率 Γ_{32} 大於泵激光場的傳輸速率 $\phi_p \sigma_p$ ，我們可以将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

$$\phi_p' = \frac{\phi_p}{\phi_{th}} \quad (2.11)$$

當泵激光源供給低於臨界光源通量，則放大器中的吸收躍遷粒子數將大於輻射躍遷粒子數，訊號輸入放大器中功率不但為放大而將會減小。相反的，若泵激光源通量足夠高，並假設沒有背景損耗的情況下，當訊號穿越受激的摻鉍光纖時將獲得輻射躍遷所供應的正值增益。

泵激光源強度，單位為每單位時間單位面積上的能量，表示為 $I_p = h\nu_p \phi_p$ ，這臨界泵激光強度可以簡單的表示為

$$I_{th} = \frac{h\nu_p \Gamma_{21}}{\sigma_p} = \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau_2} \quad (2.12)$$

其中較高的 σ_p 代表較高的泵激光粒子被吸收機率，如此泵激光源較容易達到臨界狀態，此外，較長的 τ_2 代表能量將停留在第 2 態的時間較長，如此將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
- 長亞穩態的生命週期

對於鉕元素而言，亞穩態生命週期 τ_2 在矽玻璃材料中高達 10ms，而波長 980nm 的泵激光源， $\sigma_p = 2 \times 10^{-21} \text{cm}^2$ ，得到臨界泵激光強度 $I_{th} \doteq 10 \text{kW/cm}^2$ ，假設泵激光強度為均勻分佈並且有效面積 $A_{eff} = 5 \mu\text{m}^2$ ，得到臨界泵激功率 $P_{th} = I_{th} A_{eff} \doteq 0.5 \text{mW}$ ，如此低的臨界泵激光功率的搭配讓我們可以很容易的製造出性能優異的放大模組。

2.1.2 小訊號增益

這裡將討論當泵激光與訊號光行進經過離子特性的三能階結構介質時的增益與損耗。

已知 N 、 N_1 、 N_2 與 N_3 為粒子密度，單位是單位體積的粒子數，當兩束光行進經過一個介質而與其中的離子反應，而其強度分別為 I_s (訊號光)與 I_p (泵激光)，光通量分別為

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

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

這裡將訊號沿著 Z 軸(光纖軸向方向)傳播視為一個一維的活動，在一維環境中，光功率藉由下列公式的簡單關係得到其光強度：

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

其中 Γ 為重疊因子(overlap factor)，代表鉕離子與光的模態之間的重疊， A_{eff} 為鉕離子分佈的有效截面積，公式(2.15)中陳述了光強度在 Z 軸上任一點的截面積的平均值，以總功率通過光纖中的鉕離子摻雜區域計算之，大小主要取決於其截面積。

我們亦可假設如下的論述，泵激光束與訊號光束在相同方向傳播，然而兩束光並非以相同型態傳播而是以相反的型態進行傳輸。

在經過一個無限小的距離 dz 之後，光將會衰減或是增益取決於粒子吸收能量以從基態(第 1 態)躍遷到激發態(第 2 態或第 3 態)效應，

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

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

經過計算，訊號強度的變化(增益或衰減)將可得到：

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

同樣的我們可以計算泵激光強度的衰減

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

由公式(2.18)很清楚的可知，訊號要增益的條件

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

這裡我們設 $\Gamma_{21} = \frac{1}{\tau_2}$ ， I_{th} 為臨界泵激光強度，而增益的原因乃是由

於粒子數反轉所致。

為了使方程式看起來更為簡單，我們簡化一些參數，首先將強度正規化：

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

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

另外定義一個替代的參數 η

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

而飽和強度 $I_{sat}(z)$ 為

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

我們可以利用正規化後的參數重寫方程式，針對訊號的方程式為

$$\frac{dI_s'(z)}{dz} = \frac{1}{1 + \frac{I_s'(z)}{I_{sat}(z)}} \left(\frac{I_p' - 1}{I_p' + 1} \right) \sigma_s I_s'(z) N \quad (2.25)$$

針對泵激光源的方程式

$$\frac{dI_p'(z)}{dz} = - \frac{1 + \eta I_s'(z)}{1 + 2\eta I_s'(z) + I_p'(z)} \sigma_p I_p'(z) N \quad (2.26)$$

公式(2.25)與(2.26)以最少的能階模式解釋摻鉍光纖放大器的作用方式，而三能階模型的基本特性正滿足上述方程式的論述。

訊號傳輸的方程式中，只有當 $I_p \geq I_{th}$ 時訊號才會獲得增益，當泵激光強度低於臨界值時，訊號就會衰減；當高於臨界值時，訊號就會被增益。而在小訊號增益的狀況，就是當 $I_s' \ll I_{sat}$ (這情況發生在訊號很微弱或是泵激光過強)，合理的假設泵激光在整個 z 軸(光行進方向)上為恆定(光纖內的粒子數反轉為均勻)，訊號傳輸方程式可以簡單的由積分求得軸上各點的訊號強度

$$I_s'(z) = I_s'(0) e^{\alpha_p z} \quad (2.27)$$

其中我們定義增益係數 α_p 為

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

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。當泵激光強度大於臨界泵激光強度甚多倍時， $I_p' \gg 1$ ，上式可簡化為

$$\alpha_p = \sigma_s N \quad (2.29)$$

以上為小訊號在高功率泵激光源下，在光纖中每單位長度的增益，可以簡單以鉕離子數量與訊號放射截面積來解釋，這表示當鉕離子摻雜在含鋁、鍺的矽光纖中，在波長靠近 1535nm 的區段，放射截面積與吸收截面積相等，也就是說，1535nm 波長的小訊號通過摻鉕光纖時，小訊號增益會等同於吸收，無關乎泵激光的強度大小，然而實際上，由於 ASE 的表現效應使上述並非事實。

2.2 自發性輻射放大光譜

在上一節的討論中，都忽略了一個重要的課題，就是放大器本身的自發性輻射光譜(Amplified Spontaneous Emission: ASE)，所有受激態的粒子隨時可能自發性的從受激態藉由將能量轉為釋放單一光子後躍遷到基態，而釋放的光子與訊號光子無關，這自發性放射出的光子在沿著光纖方向行進時將會被放大，並且激發其他受激態粒子釋放出更多的光子，而這些後續釋放出的光子將追隨最初的釋放光子擁有相同的電磁場模態，這個螢光光譜寄生在放大器傳輸的過程會發生在任何頻率，很顯著的降低了放大器的增益，自發光譜(ASE)搶走了原來應該用於增益訊號光的光子並衰退了受激粒子，尤其是，它限制了放大器的最大可達到增益。

為計算光纖輸出的自發光譜，我們首先需要計算在光纖中的自發

光譜功率，而這功率可視為雜訊功率來處理，在某些有兩個獨立偏極化模態的光纖，在其一模態中傳輸，頻率為 ν 、雜訊頻寬為 $\Delta\nu$ ，對應的自發光譜功率為

$$P_{ASE}^0 = 2h\nu\Delta\nu \quad (2.30)$$

若一個粒子受激發到受激態後，可以藉由自發性或受激發發射一粒光子來釋放能量躍遷回基態，量子力學其中一個定律就是在已知模態的自發性放射速率必等於在已有一個光子存在的模態中自發性放射速率[6][7]。我們可確定這個光子並計算其功率，這個光子假設在光纖中活動範圍的長度為 L (可能不等於光纖的總長)，本身能量 $h\nu$ ，以速度 c 活動，故其移動 L 長度所需時間為 L/c ，而這個光子在這個模態中造成的雜訊功率為 $h\nu c/L$ ，接著必須要知道在頻寬 $\Delta\nu$ 中存在的模態數，模態密度(mode density)在一維、介質長度 L 、頻率域下可得為 $2L\Delta\nu/c$ ，而單模光纖中可容納兩組模態，故模態密度倍增為 $4L\Delta\nu/c$ ，在頻寬 $\Delta\nu$ 中的雜訊功率即為每一模態中一個光子的雜訊功率乘上在 $\Delta\nu$ 中的總模態數。而每個模態中波動可以分別以正向與反向，故每一方向的雜訊功率為總雜訊功率的一半，最終，在固定方向、沿光纖上任一點的自發性放射光功率與公式 2-30 相同[8][9][10]。

光纖上一點 z 的總自發光譜功率為該點前段光纖的自發光譜功率總值與額外的局部雜訊功率 P_{ASE}^0 。而此局部雜訊功率將從受激態粒子上激發出放射光子，與 $\sigma^{(e)}(\nu)N_2$ 的乘積成比例， $\sigma^{(e)}(\nu)$ 為在頻率 ν 時的受激放射截面積，而在已知方向的 ASE 功率傳輸方程式為

$$\frac{dP_{ASE}(\nu)}{dz} = (N_2\sigma^{(e)}(\nu) - N_1\sigma^{(a)}(\nu))P_{ASE}(\nu) + P_{ASE}^0(\nu)N_2\sigma^{(e)}(\nu) \quad (2.31)$$

當足夠的控制條件可利用微分方程可將自發光譜功率解出。

自發光頻譜的量測可以用一簡單的方法，就是另外輸入一訊號

光，其頻寬與自發光譜的有效吻合。也可用一較為複雜的方法，切割自發光譜的頻段為若干極小頻段後，而每個小頻段的自發光譜功率可當作一個獨立訊號傳輸，然後自發光譜的光譜波形就可以被量測出，而一個問題就是自發光譜的實際傳輸可能是與泵激光的方向相同或相反，而反向自發光譜輸出功率在 $z=0$ 的功率要比同向自發光譜在 $z=L$ 時還要強，在泵激光輸入的起端，將使訊號的放大受到嚴重影響。

2.3 噪聲指數與靈敏度

2.3.1 噪聲指數的定義

一個光學放大器通常是被直接放置於光纖迴路之中，主要的目的是用來放大迴路中的光訊號來傳輸(或延伸)一些距離並有效的增加接收辨識器的靈敏度。一個光學的濾波器可以被置於放大器之後來減小雜訊，而這些雜訊發自於放大器的自發頻譜在不同於訊號頻率的頻率區段。

一個常用的方法來標示出放大器的性能藉由它的噪聲指數(Noise Figure)。噪聲指數定義為放大器輸入訊號/雜訊比與輸出訊號/雜訊比的比值：

$$NF = \frac{(SNR)_{in}}{(SNR)_{out}} \quad (2.32)$$

噪聲指數通常大於 1，因為事實上放大器在放大的過程中都會添加一些雜訊進去，使得放大器輸出的訊號/雜訊比均高於輸入的訊號/雜訊比。噪聲指數值通常以 dB 表示，高噪聲指數代表訊號/雜訊比在放大過程中被減弱，一個可以表示一理想放大器的噪聲指數的量子極限，例如：可達到的最佳值，是 3dB，而摻鉕光纖放大器的噪聲指數正是接近 3dB。

噪聲指數在放大器的輸入端在計算時假設訊號是被快閃雜訊所限制，快閃雜訊在電流 I_s 與頻寬 B_e 時為 $2eI_sB_e$ ，而電流 I_s 與光功率 P 的關係為 $I_s = (\frac{P}{h\nu})e$ 對於電子訊號/雜訊比在放大器的輸入端為：

$$(SNR)_{in} = \frac{I_s^2}{2eI_sB_e} \quad (2.33)$$

訊號/雜訊比在放大器的輸出端可以公式表示如下：

$$(SNR)_{out} = \frac{(GI_s)^2}{N_{s-sp} + N_{sp-sp} + N_{shot}} \quad (2.34)$$

其中 N_{s-sp} 為訊號 - 自發雜訊功率 (signal-spontaneous noise power)，定義為

$$N_{s-sp} = 2GI_s I_{sp} \frac{B_e}{B_o} \quad (2.35)$$

B_e 為電子接收器迴路中濾波器的頻寬， B_o 為光譜分析儀 (optical spectrum analyzer) 在訊號頻率為 ν 時的頻帶寬，另外 N_{sp-sp} 為自發相互雜訊功率 (spontaneous-spontaneous noise power)，定義為

$$N_{sp-sp} = \frac{1}{2} I_{sp}^2 \frac{B_e(2B_o - B_e)}{B_o^2} \quad (2.36)$$

其中， I_{sp} 為自發性放射光電流定義為

$$I_{sp} = 2n_{sp}(G-1)eB_o \quad (2.37)$$

若要計算全部的噪聲指數，則還需要計算接收器的快閃噪聲指數 N_{shot} 與熱噪聲指數 N_{th} ，分別定義為

$$N_{shot} = c - 2B_e(GI_s + I_{sp})e \quad (2.38)$$

$$N_{th} = I_{th}^2 \quad (2.39)$$

I_{th} 為熱雜訊電流，而全部噪聲指數 N_{tot} 為

$$N_{tot} = N_{shot} + N_{s-sp} + N_{sp-sp} + N_{th} \quad (2.40)$$

這裡在足夠高的增益下，熱雜訊是可以被忽略的。

最後噪聲指數可以表示為

$$NF = \frac{G \frac{I_s^2}{e} I_{sp} \frac{1}{B_0} + \frac{1}{4} \frac{I_s}{e} I_{sp}^2 \frac{(2B_0 - B_e)}{B_0^2} + I_s (GI_s + I_{sp})}{(GI_s)^2} \quad (2.41)$$

I_{sp} 定義為 $I_{sp} = 2n_{sp}(G-1)eB_0$ ，式(2.41)可以改成

$$NF = 2n_{sp} \frac{(G-1)}{G} + \frac{1}{G} + \frac{n_{sp}(G-1)^2 e(2B_0 - B_e)}{G^2 I_s} + \frac{2(G-1)n_{sp} e B_0}{G^2 I_s} \quad (2.42)$$

其中等號右邊的第一項具有支配性的地位，假設 $G \gg 1$ 以及足夠高功率的話，噪聲指數的可約略等於 $2n_{sp}$ 。而 n_{sp} 的最佳值為 1，當達到完全粒子反轉時，最低的噪聲指數約為 2(就是 3dB)，這就是 3dB 噪聲指數極限的原因。而某些情況下偶爾會遭遇到噪聲指數達到 3dB 以下，那通常發生在增益極低而且粒子反轉因子接近 1，當光纖長度很短時這種狀況將是很典型的。當大多數實際應用的系統在高增益與低粒子反轉效應以避免飽和的狀況中做抉擇時，這種現象就極少發生。在大部分情況中，我們將公式 2.42 加以簡化，僅考慮存在光纖頻寬 $\Delta \nu$ 中的 ASE 的功率為主，可改寫為：

$$NF = \frac{P_{ASE}}{h\nu\Delta\nu G} + \frac{1}{G} \quad (2.43)$$

其中 $P_{ASE} = 2n_{sp} h\nu\Delta\nu(G-1)$

2.3.2 噪聲指數的量測

噪聲指數的量測可讓我們瞭解訊號雜訊比在通過放大器以後衰減的情況[11]，在量測的時候有幾種針對不同情況的方法：

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

此法的噪聲指數可以表示為

$$NF(dB) = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{ASE}}{h\nu B_0 G} + \frac{1}{G} \right) \quad (2.44)$$

假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，而其中幾個必要的參數代表

P_{ASE} 為在頻寬 B_0 下的自發性光譜 ASE

$h=6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ (Planck 常數)

ν 為光訊號頻率(Hz)

G 為線性光學下放大器的增益

B_0 為光頻帶寬，單位 Hz($=\frac{c}{\lambda}[\frac{\Delta\lambda}{\lambda}] = 6.2 \times 10^{10} \text{ Hz}$ ， $\Delta\lambda = 0.5 \text{ nm}$ at 1555nm)

其中與量測噪聲指數影響重大的兩個參數就是量測增益值 G 與 ASE 功率 P_{ASE} 。若一連續訊號光源輸入放大器，與訊號同波長的 ASE 功率將藉由 ASE 光譜曲線在訊號峰值左右兩端的值來推斷而被算出[12]。此外，光譜分析儀 OSA 的濾波器光頻帶寬 B_0 也是必須精確量測的數值，誤差 0.02nm 的結果將使噪聲指數差異高達 0.3dB。

這方法在當 ASE 功率與訊號功率接近時將是很難量測的，此外，當濾波器變成放大器的一部份時，像是一個多階的複合放大器，此方法亦窒礙難行。

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 2-2 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。

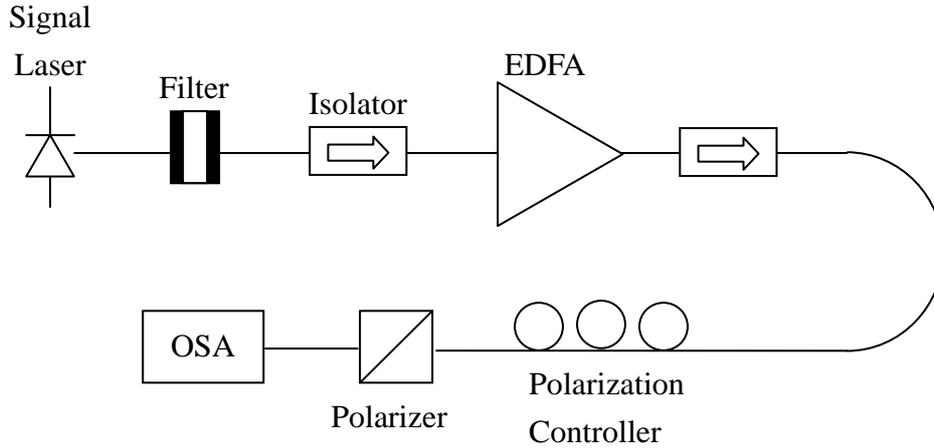


圖 2-2、用偏極鈍化方式量測噪聲指數的標準實驗架構(摘自[13])

3. 利用時間域消除(time domain extinction)的光學量測法

此法利用光脈衝訊號來量測噪聲指數，此法優點在於容易掌握並分析出訊號與 ASE [14][15][16]，量測方式較複雜，在此不贅述。

4. 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

$$RIN = \frac{\Delta P^2}{P^2} \quad (2.45)$$

單位為 dB/Hz， ΔP^2 為 1Hz 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

$$NF_{electrical} = \frac{1}{G} + \frac{P_{in} ((RIN_{output} (\frac{P_{output,total}}{P_{output,sig}})^2) - RIN_{sig})}{2h\nu} \quad (2.46)$$

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， RIN_{sig} 為

輸入訊號的相對強度雜訊[17]。2.45 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。

2.4 光纖迴路雷射

2.4.1 光纖迴路雷射的發展

週期表上，稀土族元素中的鉕、鈹、等都可以藉由適當的光泵激產生光放大的效應，工作波長總概括在 $0.4\ \mu\text{m}\sim 4\ \mu\text{m}$ 間，以外部迴路做為雷射共振腔結構的構想，在 1950 年代末已經被提出。1961 年，第一架光纖迴路雷射誕生[18]，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[19]；1989 年開始，研究重點集中在摻鉕光纖迴路雷射上，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 10W 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[20]，其中一種已被實用化的雷射共振腔形式為法布理·伯羅(FP)共振腔，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。最初期的光纖迴路雷射就是採用這種結構[21]，介質反射鏡對 $1.088\ \mu\text{m}$ 的輸出光高度反射，對於 $0.82\ \mu\text{m}$ 的光則高度穿透，該結構的損耗極小，

以致於在 $100 \mu\text{W}$ 的微小泵激功率底下，光纖迴路雷射就已達到啟動的臨界值，然而這種結構對於雷射輸出的調整比較困難，反射鏡的微量傾斜即會造成光損耗的急遽上升，傾斜角度必須保持小於 1 度。這問題在將反射介質直接鍍到摻雜光纖的拋光斷面上後，獲得圓滿的解決[22]。但反射介質鍍膜對於光纖斷面的損耗極為敏感，而泵激光源亦經過反射鏡入射，故當泵激光源累積至功率過高時容易損壞反射介質。

幾種替代方案可用於使泵激光源避免與反射介質接觸，其一為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。另一方法是由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。第三種方法為光纖環形迴路共振腔，環形迴路共振腔能夠單方向輸出光，如圖 2-3，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。最簡單的環形迴路結構是將波長分光耦合器的兩端通過一段摻雜光纖連接在一起，在光纖迴路中插入一光單向器可使雷射光單向行進，如果是使用普通的摻雜光纖而不是使用保持偏振光纖(PMF)，還需要外加一個偏振控制器來控制輸出光的偏振態。

1985 年由 R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole 與 D. N. Payne 共同發表的摻鉍光纖迴路雷射架構為發表最早使用環形共振腔設計[21]，而後隨著諸多巧思使環形結構設計日益多樣化。一種將環形迴路中加入一個 50/50 耦合器使迴路構型類似數字 8，如圖 2-4，稱為「8 字環形

迴路」，這一種迴路具有非線性光纖的增益效果，而放大的非線性效應使得光纖迴路對連續光的損耗很大，但當光脈衝功率以接近臨界值於迴路中行進時，光纖迴路幾乎可視為無損耗的，故不需任何的附加元件，8 字形迴路就已具備有利於鎖模機制運作的條件。

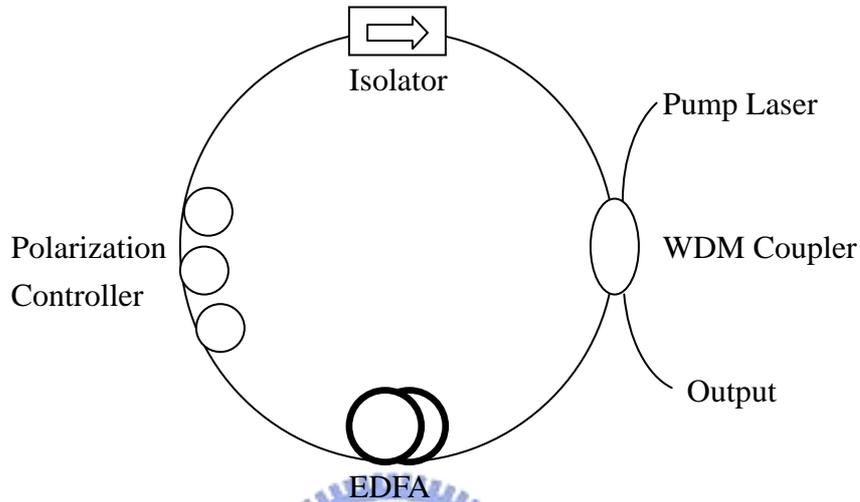


圖 2-3、單向環形共振腔光纖迴路雷射架構示意圖

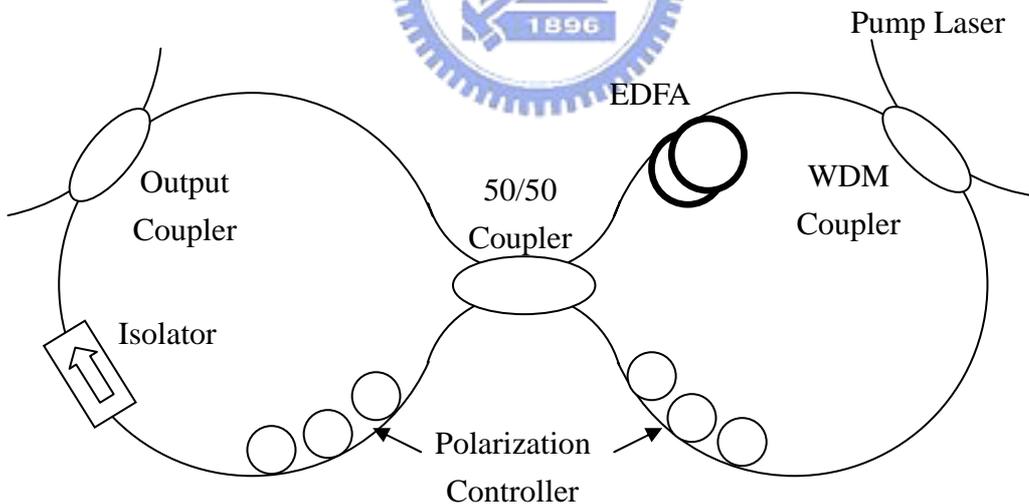


圖 2-4、「8」字共振腔被動鎖模光纖迴路雷射架構示意圖

另有許多可用於製作光纖迴路雷射的架構，例如兩組 FP 架構的耦合體，此架構的共振腔是將一個反射鏡放在距離光纖斷面一定距離處，反射率為 4% 的光纖/空氣介面可視為一低度反射透鏡耦合光纖與

空氣介質，這架構的優點在適當的距離控制下，可有效的減小摻鉍光纖迴路雷射的輸出線寬[23]。此種雙 FP 耦合構型可以藉由 3 個布拉格光柵串聯來達成，另一種設計包含了福克斯-史密斯(Fox-Smith)共振腔[24]。

2.4.2 光纖迴路雷射的特性

光纖雷射在架構上與輸出光的特性上存在著若干優點：

- 光纖雷射的架構以光纖為主體，便於設計、變更修改與製作，與相同架構的半導體雷射相較，費用低廉許多。
- 以光纖為主體結構較容易串接光纖光學元件，如偏振態控制器、布拉格光纖光柵，WDM、DWDM 系統元件，摻雜光纖元件等。
- 光纖雷射在鎖模控制產生脈衝雷射方面與半導體雷射相比較為出色，被動鎖模方式下可產生 0.1 皮秒(pico-second)以下的飛秒(femto-second)等級超高速脈衝；在主動鎖模控制下的光纖雷射輸出脈衝約在皮秒等級，這對於需求高速傳輸的通信領域擁有其潛在的應用價值。

然而，光纖雷射也存在著一些缺陷，其光纖主體的架構造造成體積龐大，特性易受環境影響，輸出光的在時間與輸出波長、輸出功率等方面的表現並不穩定，這些問題都是有待研究人員逐步克服的。

第三章 輸出穩定可調光纖迴路雷射

3.1 簡介

可調變、穩定頻率與輸出功率是光纖迴路雷射應用在多波長分工(WDM)通訊與光感測系統中是迫切需要的。在光纖迴路雷射中，調變波長的方式很多，包括使用帶通濾波器(Band-pass Filter)、偏極化控制、布拉格光纖光柵(Bragg Grating)等元件，其中以法布羅·伯羅(Fabry-Perot Filter, FFP)濾波器是最常被使用作為波長調變之用，然而，利用 FFP 濾波器的光纖迴路雷射有輸出波長與功率無法穩定的缺點。近來，許多的解決方法已經被提出，像是以串聯方式整合兩個不同自由頻譜寬度(Free Spectrum Range: FSR)的 FFP 濾波器架構 [25][26]、利用一組由一對耦合器與可調濾波器所構成光纖共振迴路 [27]、在迴路中裝設一個 ITU 網格狀週期性濾波器等 [28]，以及利用放大器的增益箝制技術(包含在光迴路上或是電路上)以維持輸出功率的恆定性。

本實驗提出並驗證一種利用法布羅·伯羅(Fabry-Perot)雷射與 FFP 濾波器製造穩定與可調的摻鉍光纖迴路雷射的新架構，FP 雷射擁有很寬的光譜增益與多波長輸出分佈的特性，1983 年 Nishimoto 等人 [29] 與 1984 年 Toba 等人 [30] 均提出以外部注入單波長與單模態光源，注入光與 FP 雷射模態，一來可穩定輸出光的波長狀況，二來可藉由 FP 雷射輸入電壓改變與注入光波長改變以達到快速調變雷射波長 [31][32][33]，當注入光與 FP 雷射中特定單一輸出波長的一個或多個模態相互吻合時，FP 雷射中該波長的輸出光就會壓抑旁邊其他非與注入光波長相同的輸出波長的光功率，注入 FP 雷射的光輸出功率

就會獲得由 FP 雷射耦合的增益[34][35]，此外經過 FP 雷射增益的輸出光波受到 FP 雷射每一輸出波長光線寬(Linewidth)的限制，故以 FP 雷射作為光纖迴路的元件可部分補償因為在光纖行進與摻鉕光纖放大器中所造成的線寬增加，減小色散的狀況，優化輸出光波長的單一性。

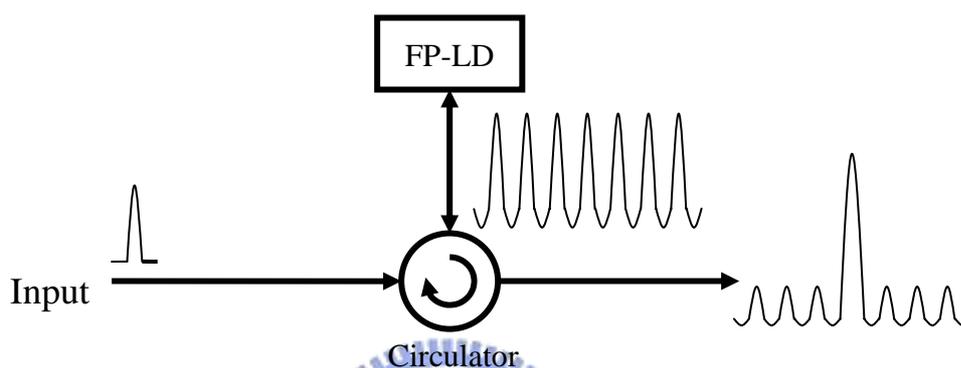


圖 3-1、利用輸入光注入 FP 雷射產生光增益架構示意

以下將介紹此架構關於可調範圍、可調波長與輸出功率穩定性、訊號/源自發光比(Signal-to-Source Spontaneous Emission Ratio: S/SSE)、輸出功率恆定控制的性能。

3.2 實驗架構

本實驗所提出的架構如圖 3-2 所示，光纖迴路雷射的組成元件包含一個 1X2、10：90 的光耦合器，一個旋波器，一個內部共振腔的 FFP 濾波器，一多重縱模、間距 1.12dB 的 FP 雷射，與一組摻鉕光纖放大器模組，放大器模組由一 980dB/1550dB 的 WDM 耦合器、光單向器、12 米長的摻鉕光纖(HighWave-741)與一 980nm 泵激光源，當輸入電流為 180mA 時輸出功率為 100mW，FP 雷射在輸入電流 15mA

時，中心波長為 1533.84nm。另外 FFP 濾波器有相當寬的可調範圍，小於 0.5dB 的低損耗，約為 0.1dB 的低相位變化損耗，可利用 FSR 為 44.5 與 200 finesse 的 FFP 濾波器，藉由在 FFP 濾波器的壓電轉換器 (PZT) 上施加電壓 (小於 12V) 來調變迴路共振腔中的雷射波長，此外，也利用 FP 雷射注入光纖迴路共振腔來作為光纖迴路雷射中的波長濾波與共振之用。

為提供穩定的操作頻率，FFP 濾波器的通過中心波長需調整與 FP 雷射的多模波長匹配。因此，1.12nm 的調變間距是由 FP 雷射的多模間隔所決定。此外，當基電流為 15mA 時，FP 雷射的非選定波長輸出放大將受到很好的旁模抑制。本實驗中利用光譜分析儀 (OSA) 與功率計 (PM) 來觀察的輸出頻譜與功率。在回顧文獻與比較幾種已經發表的光纖迴路雷射架構與操作方式，發現在已發表的論文中，已有將 FP 雷射與旋波器 (circulator) 由一光偏極化控制器替代的架構，藉由控制住迴路中光的偏極化方向來達到維持固定光輸出波長與功率的效果，而在以下的討論中將會做相互比較。

3.3 結果與討論

本實驗所提出穩定輸出波長、固定波長調整間隔的光纖迴路雷射架構，最大的優點在於可反覆調整在相同、固定、單一的輸出頻率上，圖 3-3(a) 顯示在 FFP 濾波器的壓電轉換器上外加不同電壓時，光纖迴路雷射所輸出的頻譜。波長可調範圍介於 1528.28nm 與 1559.64nm 之間，圖 3-3(b) 顯示輸出功率、S/SSE 與 1.12nm 調變間距下的不同雷射波長關係，最大的輸出功率是 4.1dBm 在輸出波長為 1539.48nm，圖中 S/SSE 均大於 30dB/0.1nm，輸出功率均大於 2.2dBm，調變範圍達 31.36nm (1528.28nm~1559.64nm)。當輸出波長

調變在 1535.00nm 時，S/SSE 超過 40.6dB/0.1nm。因此，光纖迴路雷射的穩定輸出可以不藉由任何偏極化控制來觀察。總之，當光纖迴路雷射調變在 1528.28nm 到 1559.64nm 間隔 1.12nm 的範圍，輸出光可以為持在 S/SSE 大於 30dB/0.1nm 與輸出功率大於 2.2dBm。

為整合輸出功率與波長效能的穩定性，圖 3-4 顯示實驗量測新提出的短間距架構(方塊 A 連結到圖 3-2 架構中)並與傳統的迴路架構(方塊 B 連結到圖 3-2 的架構)相比較，在雷射輸出波長為 1533.86nm 下兩種架構在 900 秒鐘的觀察下，圖 3-4，傳統迴路架構的波長變化與功率波動分別為 0.07nm 與 0.22dB。相反的，新提出的架構可動態維持輸出光波長變化量為 0(儀器讀取辨識率為 0.01nm)，輸出功率波動在 0.04dB 內，最長輸出穩定維持時間超過 4 小時。

藉由調整輸入 980nm 泵激光源的基電流，光纖迴路雷射可以保持恆定功率的輸出光源，圖 3-5 顯示在控制固定輸出功率下，980nm 泵激光源的輸出功率與基電流量對應輸出波長的關係。當光纖迴路雷射輸出功率設定在 2.1dBm，功率波動小於正負 0.05dB 時，在調變範圍 1528.28nm 到 1559.64nm 之間的基電流調變範圍介於 135mA 到 175mA。圖 3-6 顯示輸出固定波長光的輸出功率與時間的關係圖，當控制輸出中心波長在 1544.32nm，EDFA 泵激光源為 180mW，S/SSE 保持在 26.94dBm 的條件下，輸出功率維持在 2dBm 以上至少可以維持約 2000 秒，超過 30 分鐘。

3.4 結論

本實驗提出並以實驗證實藉由 FP 雷射與 FFP 濾波器架構的穩定、可調變輸出的摻鉍光纖迴路雷射架構，當光纖迴路雷射調變在 1528.28nm 到 1559.64nm 間隔 1.12nm 的範圍，輸出光可以為持在

S/SSE 大於 30dB/0.1nm 與輸出功率大於 2.2dBm，輸出波長變化小於 0.01nm 且輸出功率變動小於 0.04dB，輸出光源穩定持續 2000 秒以上，利用調變 980nm 泵激光源基電流大小來控制恆定輸出光源，輸出光源功率變化在整個可調範圍內小於正負 0.05dB，這個穩定輸出架構的提出將有助於加速光纖迴路雷射的實用化。



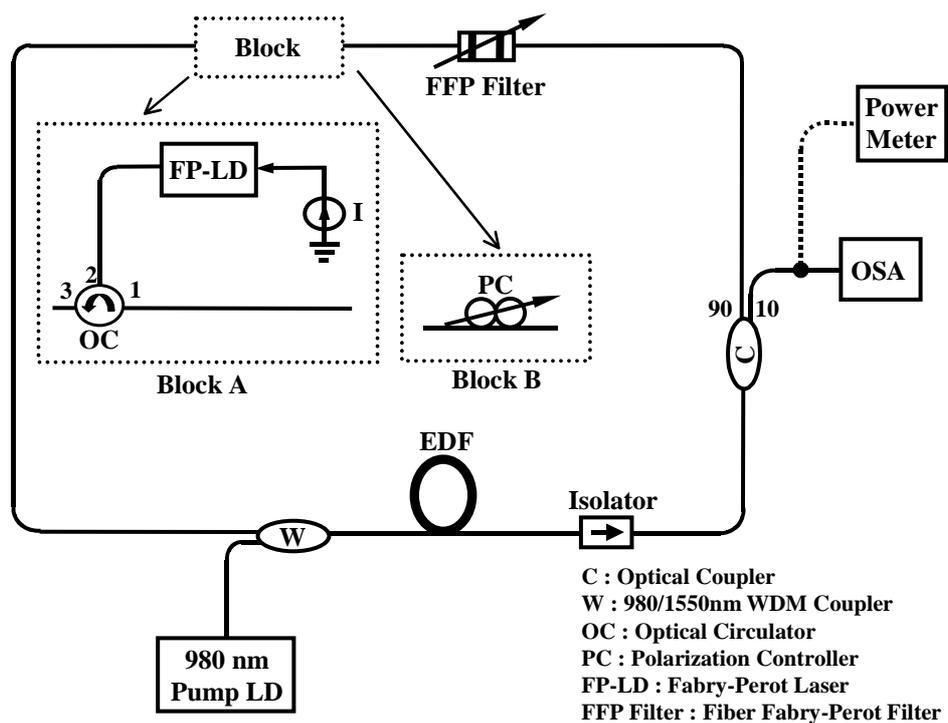


圖 3-2、本實驗提出與實驗證實輸出穩定的摻鉕光纖迴路雷射

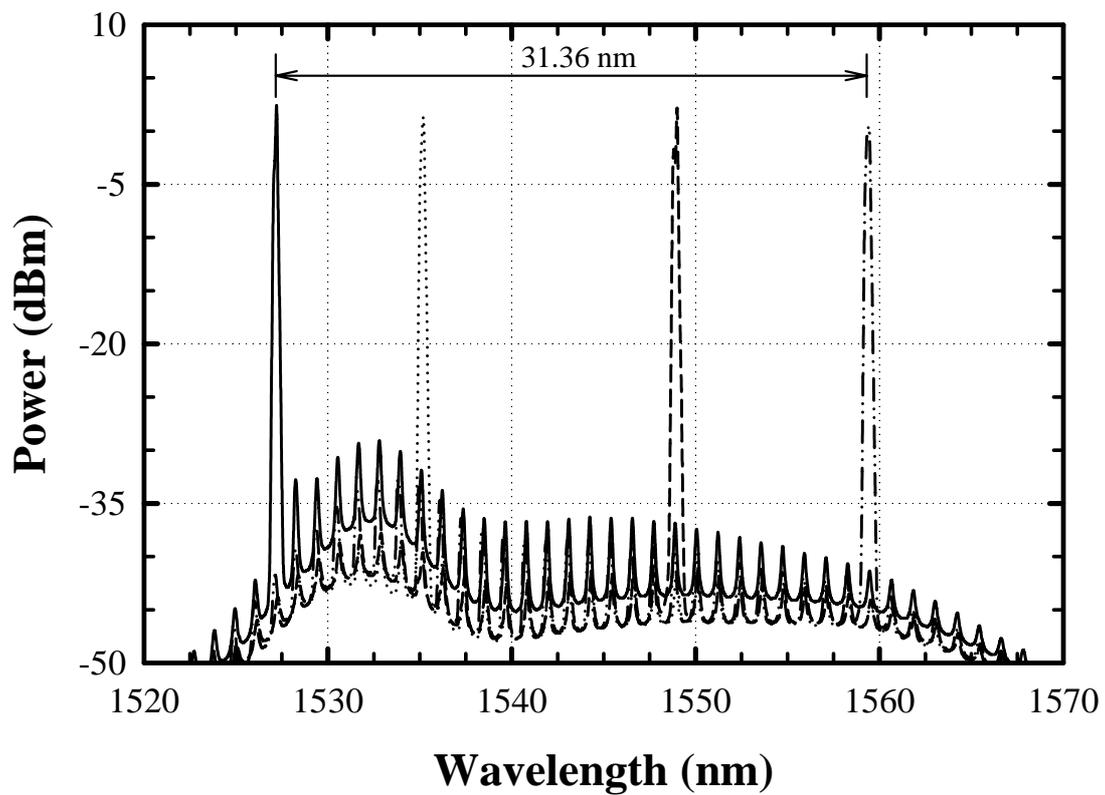


圖 3-3(a)、在波長 1528.28nm 到 1559.64nm 之間，外加電壓在 FFP 濾波器的壓電轉換元件時的光纖迴路雷射輸出光譜

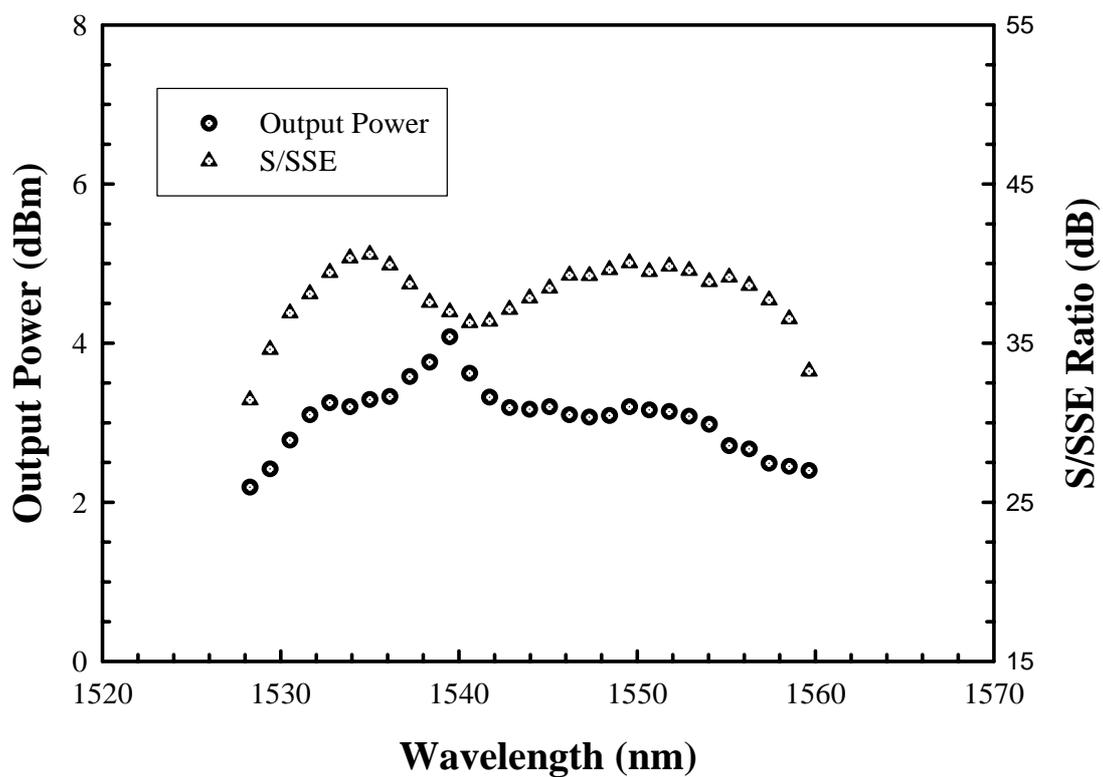


圖 3-3(b)、輸出功率與 S/SSE 對間距 1.12nm 的不同輸出波長關係圖

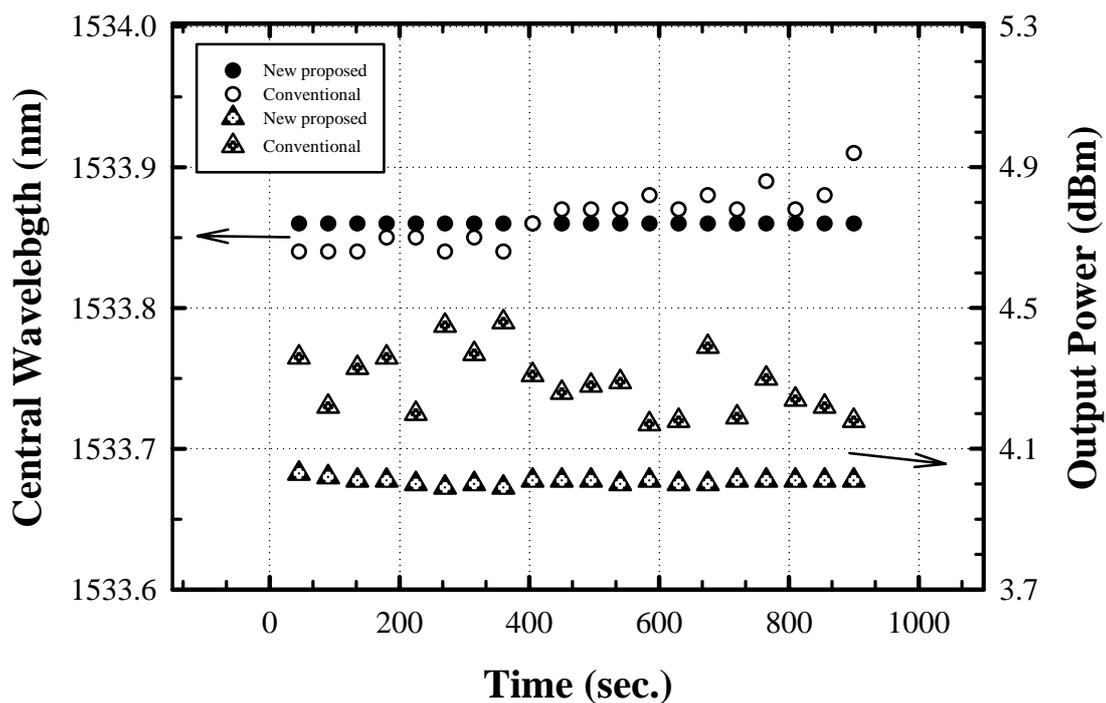


圖 3-4、輸出中心波長 1533.86nm 時，傳統架構與新提出架構 900 秒內的輸出波長變化與功率波動。

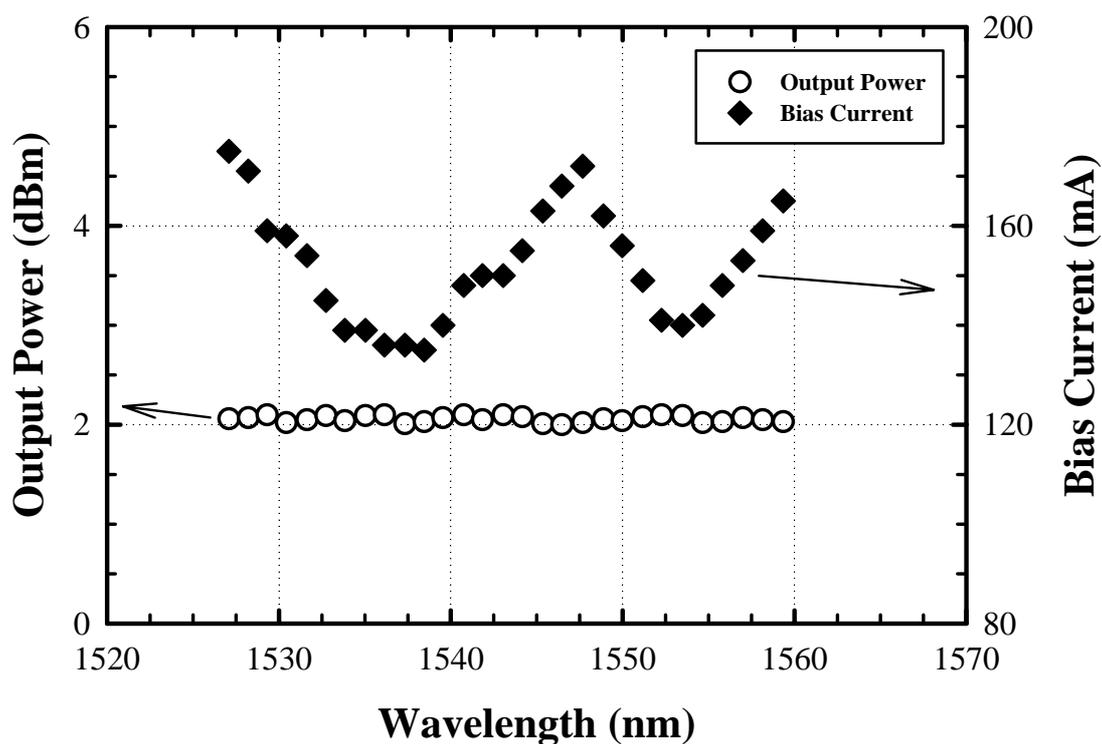


圖 3-5、控制恆定輸出功率為 2.1dBm，980nm 泵激光源基電流(操作於 135mA 至 175mA 之間)與輸出波長(由 1528.28nm 到 1559.64nm 之間)的關係圖。

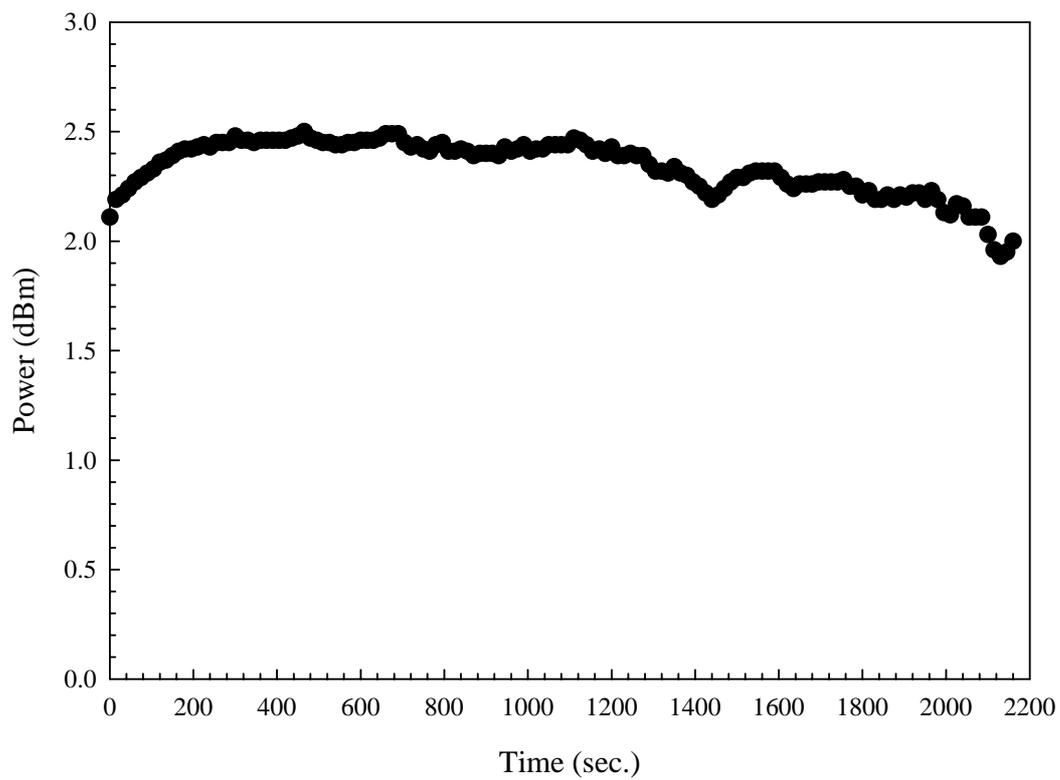


圖 3-6、控制輸出中心波長在 1544.32nm，EDFA 泵激光源為 180mW，S/SSE 保持在 26.94dBm，輸出功率與時間關係圖

第四章 C+L 波段可調光纖迴路雷射

4.1 簡介

在光纖通訊的領域內，一個涵蓋寬波段的波長可調光源將可被廣泛地應用於包括光學元件、光纖感測系統、高密度分波多工系統(DWDM)中的可調發射器的損耗量測。在光纖雷射中，以往用來調變波長的方法是將光學濾波器置於光纖雷射的增益腔之內，而可用的濾波裝置包括利用陣列波導(AWG)、Mach-Zehnder 濾波器(M-Z filter)、光纖 Fabry-Perot 濾波器(FFPF)、布拉格光柵與空間濾波器等。爾後為了增加光纖雷射運作的波段範圍，將光纖雷射波段由 C 波段延伸到 C+L 波段，當可作用於 L 波段(1570nm~1610nm)的摻鉕光纖加入系統組件之後，舊有的方法變得困難而且不切實際，原因在於以光纖為主體的光學濾波器元件，調變的範圍大約都在 10~50nm 間，無法完整覆蓋 C+L 高達 80nm 的波段區域。此外，為了延伸到 L 波段，摻鉕光纖的長度最少必須長達 50 米，而如此長度的摻鉕光纖將有兩個嚴重的缺陷：首先是如此長度的摻鉕光纖需求的泵激光源強度極大，泵激光源不足的結果將造成未受泵激區段的摻鉕光纖變成消耗訊號光增益的累贅，而泵激光源因長度所產生的耗損使其功率無法均勻分佈於整段摻鉕光纖，增益效率低。其次，高功率泵激下的摻鉕光纖增益區間，對於兩端的接點反射極為敏感，若與單模光纖的接面處反射率稍大，就有產生自激發雷射(lasing)的可能，對於系統的穩定與實用性將是嚴重的影響。因此，本實驗的動機之一即在於尋找縮短摻鉕光纖長度，卻又可以延伸至 L 波段的方法與架構。

本實驗提出新的雙濾波器併聯架構以解決波長調變無法涵蓋完

全的問題並建構出一個可調波段範圍擴及 C+L 波段的光纖雷射，利用一半導體光放大器(SOA)直接與包含 16 米長摻鉍光纖的摻鉍光纖放大模組串連，利用 SOA 的輸出光泵激短摻鉍光纖即可將增益範圍延伸到 L 波段，而較短長度的摻鉍光纖模組將可使泵激效率提高，降低自發光源強度，使系統穩定性增加。接著將針對半導體光放大器的特性作簡單的介紹。

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 $1.3\ \mu\text{m}$ 到 $1.5\ \mu\text{m}$ 波長區段的光放大器。全球第一個半導體光放大器(SOA)的出現，稍晚於全世界第一個以 GaAs 材料製作、可操作於超低溫的 homojunction 半導體雷射，在 1973 年初由 Zeidler 與 Personick 提出，SOA 的基礎本體就是一個半導體雷射的晶片，結構上是一模一樣的，在雷射這個字眼中，A 代表的正是光的放大，輸入雷射晶片的電流藉由光放大與正迴授機制產生共振進而產生激光，而其中的正迴授機制是利用晶片兩末端鍍上反射鍍膜，將反射鍍膜移除改鍍上抗反射材料，雷射晶片就搖身一變成為 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，因此在分析上又可以將 SOA 分成兩類：共振式或 Fabry-Perot 放大器(FPA)，與 Travelling Wave 放大器(TWA)，FPA 在末端表面反射量遠小於雷射，但小部分的光會反射進入主動層，這將使共振能量上升而造成在增益頻譜曲線的不平滑，而依據雷射所有的縱模模態而產生有些許的波紋；在 TWA 時，反射光強度幾乎為零，因此通過 SOA 的光訊號都只能經過一次的放大，理想 TWA 的增益頻譜曲線是非常的平滑，而理想 TWA 的條件，設單次增益 G 與平均面反射量 R ，當單次增益接近 1 分貝時， GR 的

乘積需小於 0.06，在增益 30 分貝時 GR 乘積就必須小於 6×10^{-5} ，這在技術上並不容易達到。這樣的區分方式是肇因於抗反射鍍膜材料在光輸入訊號波長不同時，會有不同的面反射量，而在 $1.5 \mu\text{m}$ 波長附近會有最低反射量以致於可以視為在 TWA 狀態下，圖 4-1 顯示在 $1.5 \mu\text{m}$ 附近，高品質鍍膜下的 SOA 在 TWA 的狀態約有 50nm(或 6THz) 的寬度，而增益曲線的共振大小在曲線的開始端(波長 $1.51 \mu\text{m}$)大約為 3 分貝，在曲線的中心部分(波長 $1.54 \mu\text{m}$)共振大小幾乎不可測量，面反射幾乎完全消失，而 TWA 狀態範圍的大小與放大器主動層的增益也有關係，當增益夠大時，面反射量相對而言是極小，共振狀態不行明顯的情況下，我們也可以將之視為 TWA 狀態，圖 4-2 顯示波長與面反射量的相依性。在反射量最小的波長 $1.54 \mu\text{m}$ 波段，面反射量小於 3×10^{-5} 。

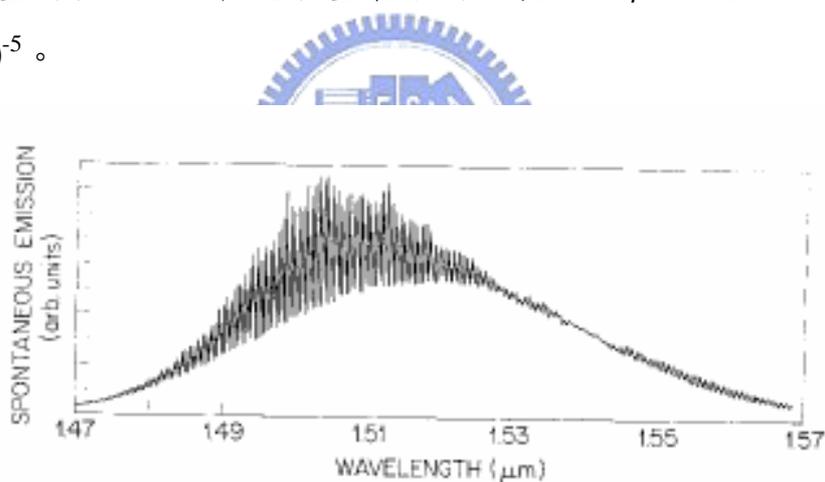


圖 4-1、半導體光放大器的自發光譜 (摘自[51])

在任何的光放大器中，訊號與雜訊都是同時被放大，SOA 的雜訊特性在近十至十五年內已經被充分的研究，在早期的 Shimoda, Takahashi, and Townes, Yamamoto, and Simon 已完成的研究工作中，對於放大器雜訊與光系統特性，包含了實驗與理論分析。對於光放大器，雜訊的主要來源來自於主動層的自發光源，TWA 的噪音特性特徵常被量化為一參數 N_{sp} ，稱為「常用反向參數(population inversion parameter)」或「自發發光因子(spontaneous emission factor)」，一個理

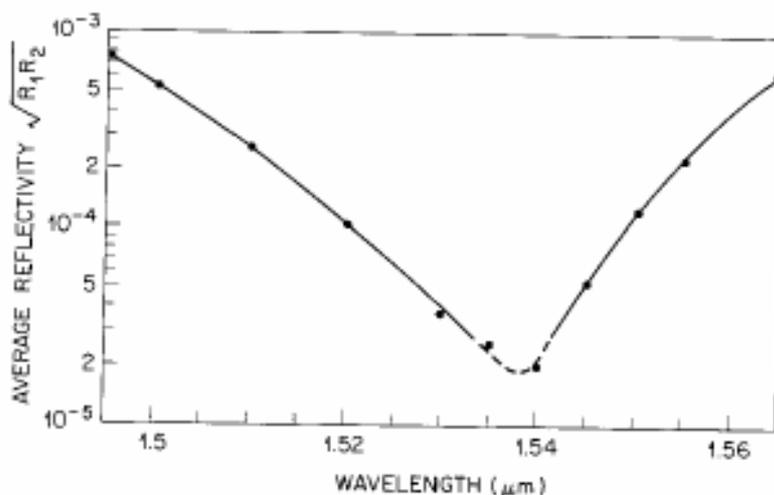


圖 4-2、入射光波長與平均面反射量關係圖 (摘自[51])

想(在量子有限的狀況下)的放大器的 $N_{sp}=1$ ，然而實際上，SOA 並不理想而且 N_{sp} 是會隨著其他條件而改變，如泵激光源比率(pumping ratio)、面反射量與波長，而增益光譜的噪聲指數在長波長區域(1.5 μm 波長)為最小，圖 4-3 為 N_{sp} 在 1.5 μm TWA 狀態下的分佈曲線，

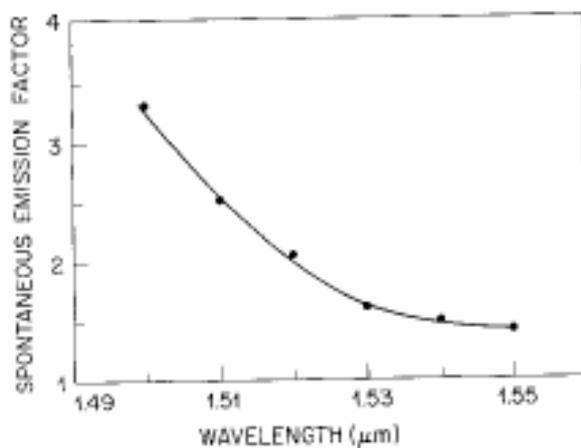


圖 4-3、自發發光因子 N_{sp} 與波長關係圖 (摘自[51])

實際上當放大器被要求低雜訊或高訊號-雜訊比(SNR)時，像是作為預先放大器(pre-amplifier)，操作在長波長區段可以獲得較高的增益與較低的雜訊。就整個光放大系統而言，輸入耦合損失應該包含在噪聲指數中，像實際計算噪聲指數時需乘上因子 $1/n_{in}$ ，而 n_{in} 為輸入耦合效

益。

4.2 實驗架構

圖 4-4 展示 C+L 波段可調光纖雷射的設計實驗架構，包括一個 1x2、10:90 的光耦合器(C_1)，一個 1x2、50:50 的光耦合器(C_2)，一個 1x2 的光切換器(S)，一個偏極化控制器(PC)，一個可調式濾波器(TBF)，一個法布羅·伯羅(Fabry-Perot)光纖濾波器(FFPF)，一個包含半導體放大器(SOA)與摻鉍光纖放大器(EDFA)的混成放大器，其中摻鉍光纖放大器包含了一段長 16 米長的摻鉍光纖(EDF)(HighWave-742)，一個 1550nm/980nm 的波長分工(WDM)耦合器(W)，兩個光單向器與一個輸出波長 980nm 泵激雷射。半導體放大器的自發性放射輸出光譜可用以激發第二階的摻鉍光纖放大器模組來將輸出頻寬延伸至 L 波段。Fabry-Perot 光纖濾波器是一寬頻可調的全光纖元件，小於 0.5dB 的低損耗，損耗小且無偏極化相依的現象(偏極化相依損耗(PDL)約為 0.1dB)，利用不大的外加電壓(小於 12V)加於 Fabry-Perot 光纖濾波器的壓電波長控制元件(piezoelectric transducer, PZT)上即可調變波長區段高達 44.5 nm，但這樣仍不敷本架構所需的波長調變範圍，可調式濾波器彌補了這個需要。本實驗所使用的可調式濾波器損耗低(小於 0.45 nm)，可提供 C 波段(從 1530nm ~1560nm)的波長調變，有效調變範圍達 30 nm。此外為了防止架構中的被動元件的偏極化相依損耗(PDL)，或 EDFA 所產生偏極化相異增益(PDG)的差異，實驗架構中有必要至少安置一個 PC 做偏極化控制，另外在 TBF 與 FFPF 的前端裝設一光切換器作為 C 波段與 L 波段的訊號切換，最後在末端接上光譜分析儀 OSA 與光功率量測計 PM 作為光纖雷射輸出光譜與功率量測，在架構圖 4-4 上 A 點處。

4.3 實驗結果與討論

圖 4-5 展示操作在 EDFA 的泵激光強度為 100mW、SOA 在 250mA 輸入電流的情況下，EDFA、SOA 與混成放大器的自發光譜(ASE)，圖中 EDFA 的最大尖峰功率為 -20.4dBm 在波長 1558nm，SOA 的最大尖峰功率為 -33.8dBm 在波長 1560nm，當兩個放大器，SOA 與 EDFA 直接串連混合放大時，可以使得放大器的介質增益獲得提升並且延伸 ASE 的範圍，因此 ASE 的頻寬將可高達 80nm 從 1540nm~1620nm，並且最大尖峰功率也提升到 -19.2dB 在波長 1566nm。圖 4-6 為不同放大器排列架構下的增益頻譜圖，以 EDFA 在後、SOA 在前的排列方式，可利用 SOA 的輸出光泵激 EDFA 使其在 L 波段的增益獲得提升，而與 EDFA 在前、SOA 在後的排列模組在長波長區段的增益上有較大改善。

圖 4-7(a)顯示當此光纖雷射操作在不同電壓外加於 FFPF 與調變 TBF 的光譜曲線，另外還有不同波長雷射的輸出功率與 S/SSE，本光纖雷射的 ASE 與輸出功率的最大增益約在波長 1572nm 波段。另在圖 4-7(b)為光纖雷射的輸出功率與雷射波長的關係，雷射可調範圍在將 TBF 與 FFPF 交叉並列使用的情況下可由 1542nm~1610nm 高達 68nm，而最大輸出功率為 6.1dBm 於波長在 1570nm 左右，為 FFPF 操作的範圍，而輸出功率分別下降至 5.5dBm、4.5dBm 與 3dBm 在波長為 1584nm、1600nm、1610nm 下。此外，TBF 調變區間的最大輸出功率為 5.8dBm 在波長約為 1558nm，而功率分別降至 4.7dBm 與 -3.6dBm 時，波長則分別在 1550nm 與 1542nm。由於兩個濾波器所能調變波長的限制而約束了整個光纖雷射架構所能調變的範圍，根據實驗結果的圖 4-5 與圖 4-7(b)，可以預測如果濾波器調變範圍允許，雷

射的輸出波長將可延伸到 1620nm 而輸出功率均保持在 -40dBm 以上，而由圖 4-7(c)的 S/SSE 與 1545nm~1610nm 各調變波長的關係圖看來，當雷射波長操作在接近 1572nm 時，S/SSE 將會因為高增益與高 ASE 功率帶動而增加到 53.4dB/0.1nm，此外，若要求保持在 S/SSE 大於 40dB/0.1nm 與輸出功率大於 3dBm 的有效範圍，此可調變的範圍從 1552nm~1610nm 可達 58nm，如圖 4-7(b)與圖 4-7(c)所示。

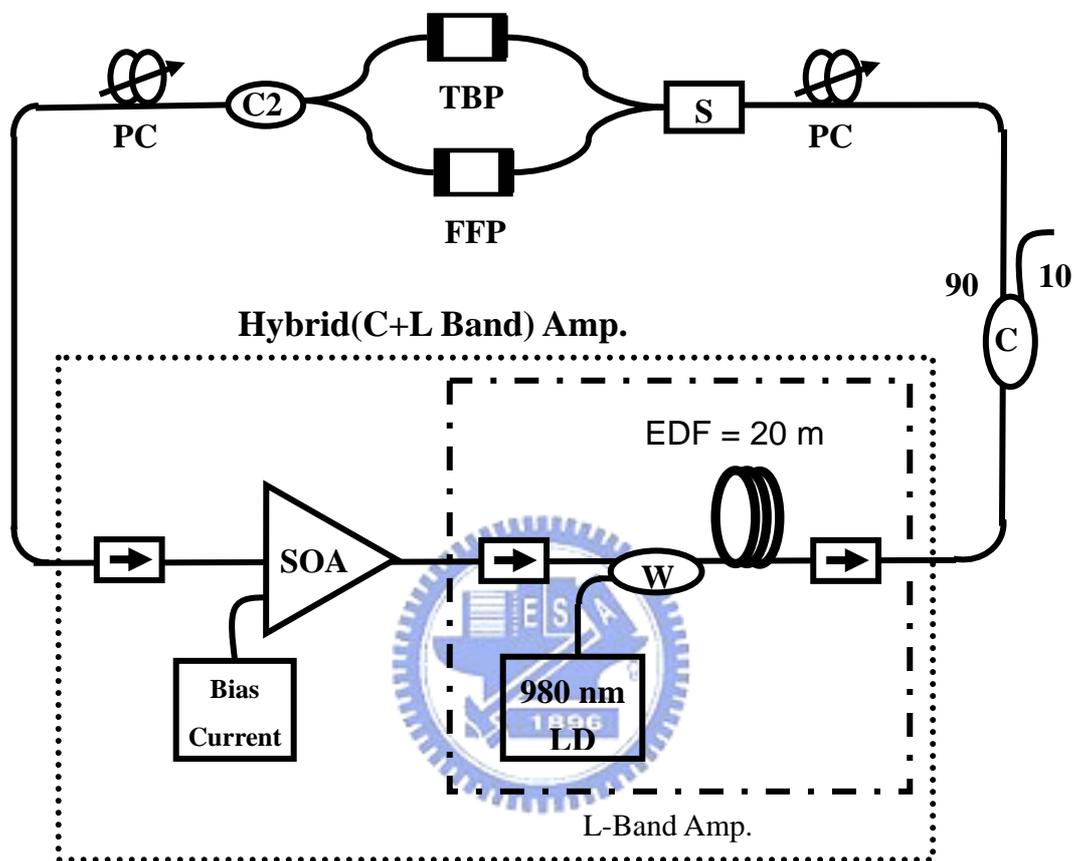
進一步的我們希望要求雷射輸出功率在各輸出波長時皆保持恆定，而方法我們是選擇調整 SOA 的工作電流來調整之。圖 4-8 顯示在兩濾波器並聯運作下，雷射的恆定輸出功率與 SOA 工作電流關係，其中我們設定恆定輸出的雷射功率約為 3dBm，而功率振幅約在 ± 0.05 dB 對應調變範圍由 1546nm~1610nm，SOA 工作電流範圍介於 226 至 250mA 之間。而在圖 4-9 中，我們探討輸出光在時間上的穩定性，將輸出波長分別固定在 1552 nm(TBF 波段)與 1566.08 nm(FFP 波段)，輸出波長為 1566.8 nm、輸出功率保持在 4 dBm 以上的時間可以維持 720 秒(12 分鐘)，輸出波長為 1552.0 nm、輸出功率保持在約 5.6 dBm 時，維持時間超過 1080 秒(18 分鐘)。

4.4 結論

此實驗中，藉由 SOA 與 EDFA 的串連搭配，我們已經成功的設計出一款涵蓋 C+L 波段可調範圍的光纖雷射，並以實驗證實了它的優越特性，而其最大可調範圍為 68nm(1542nm~1610nm)，而有效的操作範圍 (S/SSE>40Db/0.1nm、輸出波長 >3dBm) 亦可達到 58nm(1552nm~1610nm)。此外，雷射可以保持 3dBm 的恆定輸出功率在振幅小於 0.05dBm 的區間，調變範圍由 1546nm~1610nm，固定波長輸出光源維持時間以 FFP 調變至少 720 秒、以 TBF 調變至少維

持 1080 秒，如此寬頻可調雷射設計將可被廣泛的應用。





- | | |
|-----------------------------------|---------------------------------------|
| S : 1 X 2 Optical Switch | TBF : Tunable Bandpass Filter |
| W : 980/1550 nm WDM Coupler | FFPF : Fiber Fabry-Perot Filter |
| PC : Polarization Controller | SOA : Semiconductor Optical Amplifier |
| C1 : 1 X 2(10:90) Optical Coupler | C2 : 1 X 2(50:50) Optical Coupler |

圖 4-4、寬頻混合放大器的實驗架構

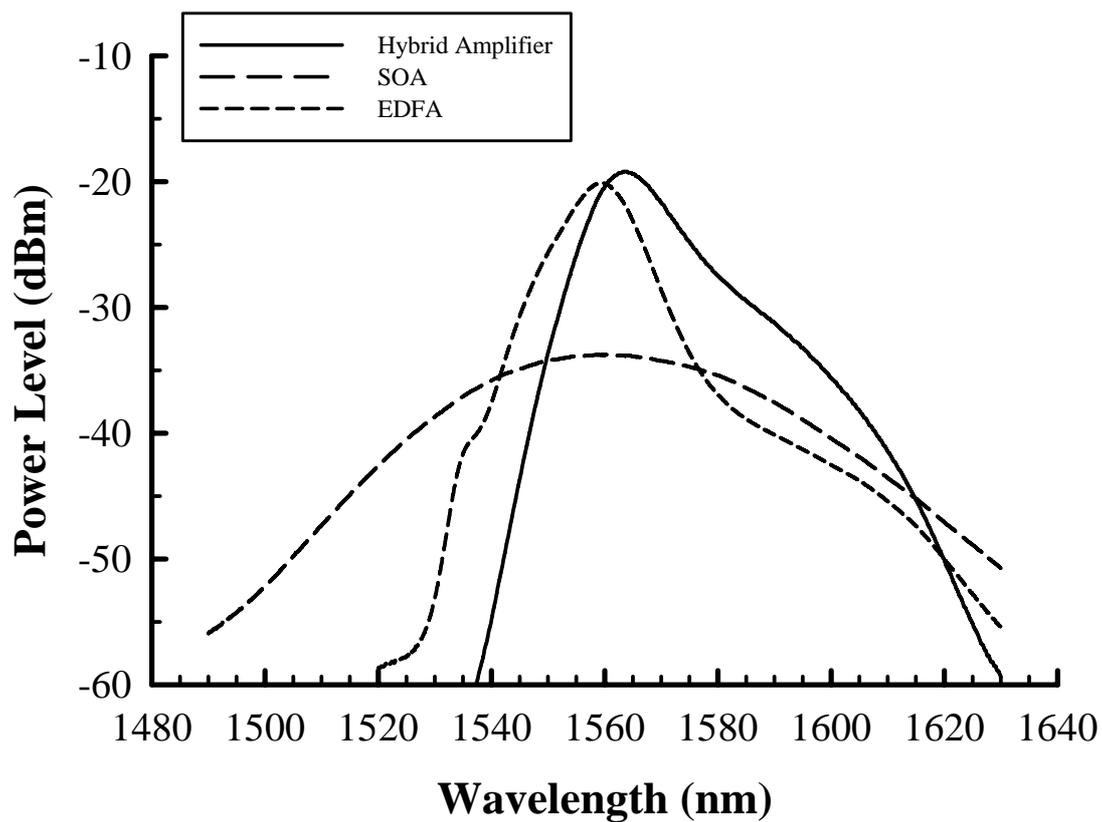


圖 4-5、SOA、EDFA 與混成放大器的增益曲線光譜

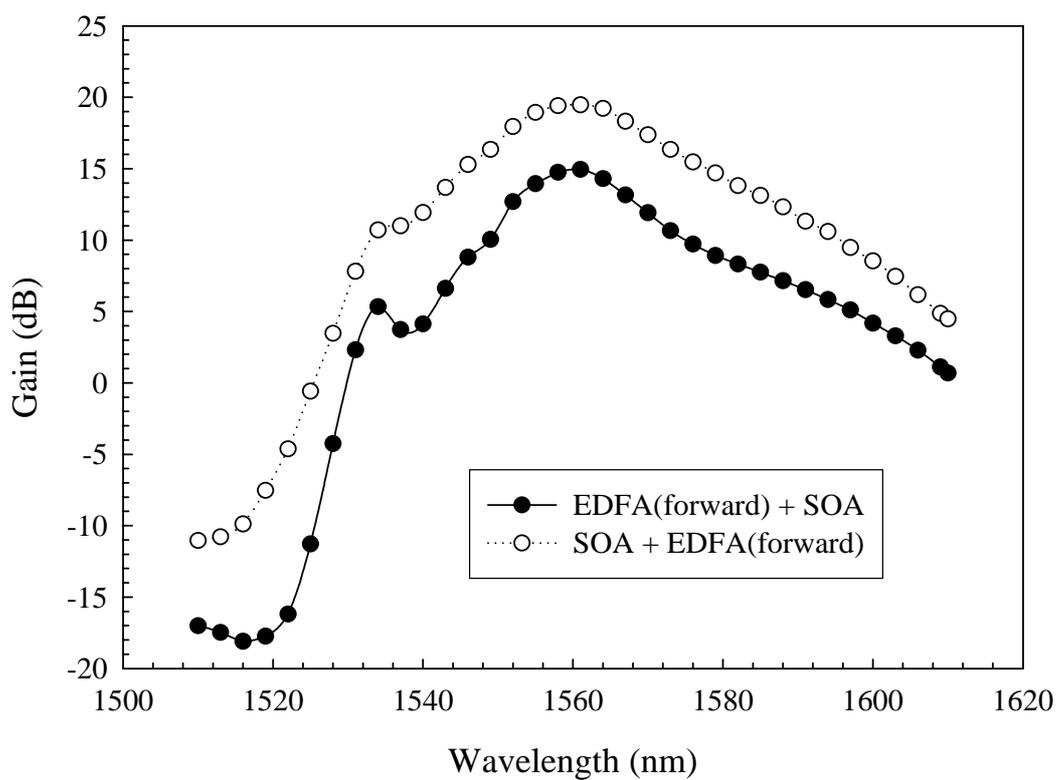


圖 4-6、EDFA 與 SOA 在不同排列方式下的放大模組增益頻譜圖

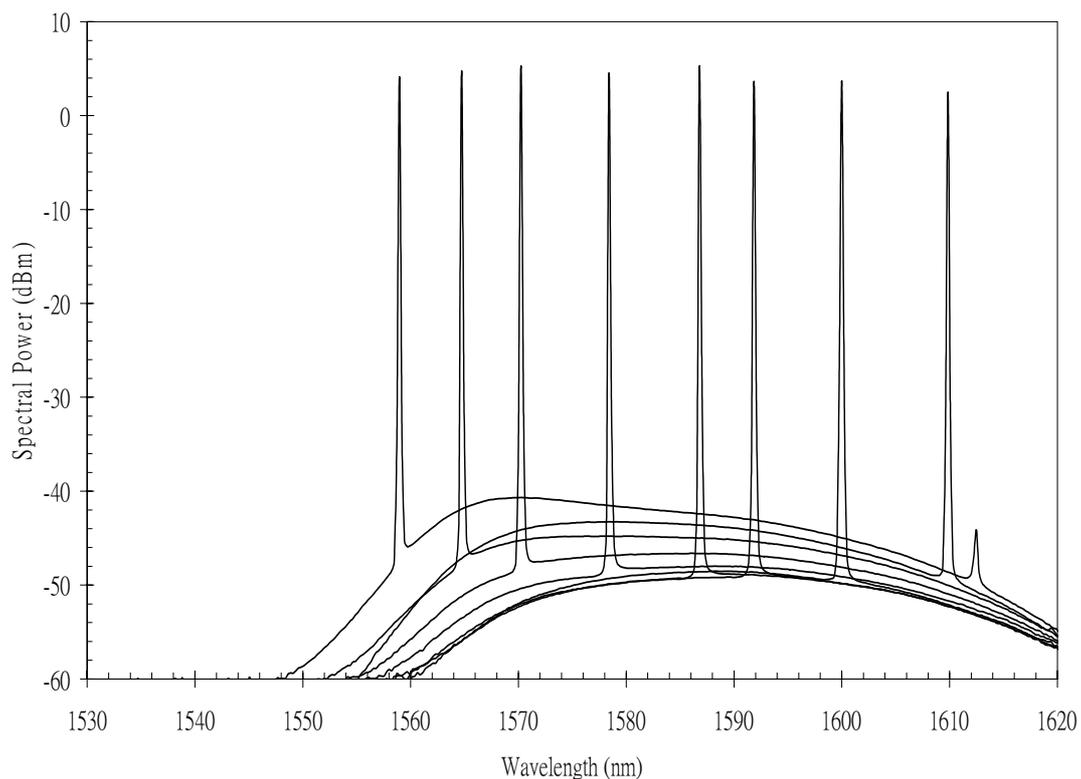


圖 4-7(a)、藉由施加 FFPF 的 PZT 上的電壓與調變 TBF 所得到不同波長的光纖迴路雷射輸出功率譜線

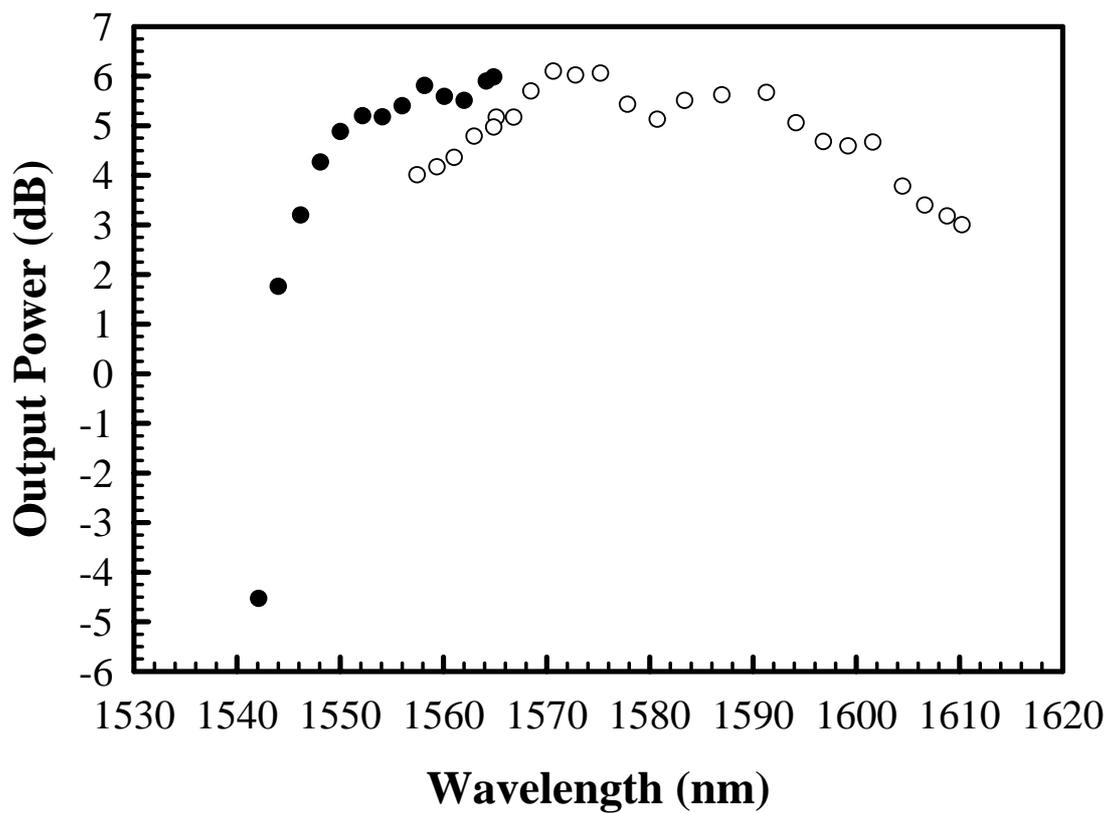


圖 4-7(b)、光纖迴路雷射中，輸出功率與波長的關係圖

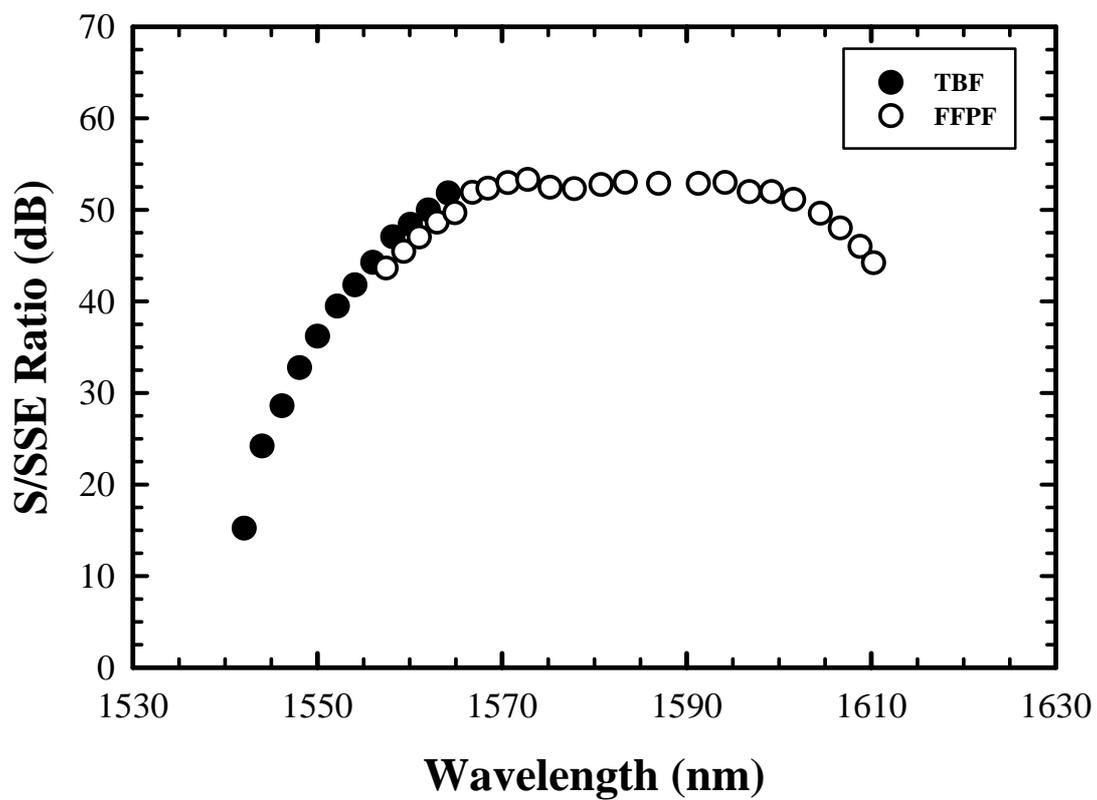


圖 4-7(c)、S/SSE 與波長關係分佈圖

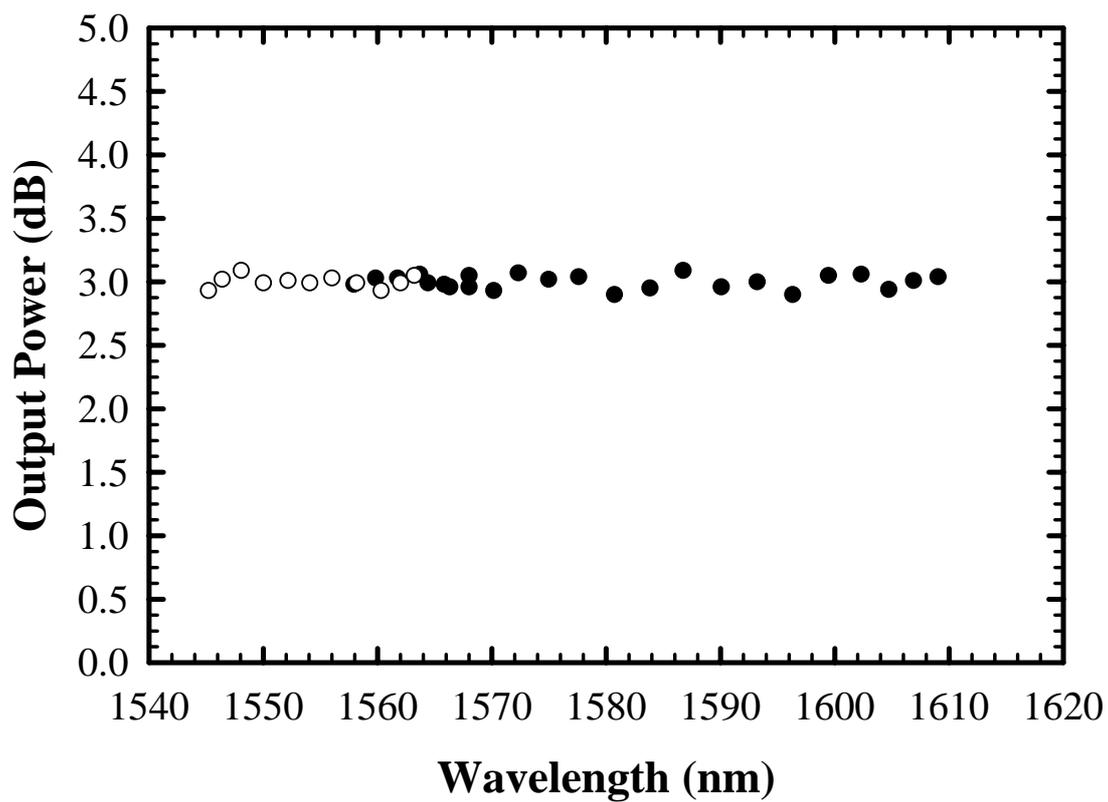


圖 4-8、藉由 SOA 的 bias 電流調整(介於 226~250mA)，輸出功率可以維持在 3dB，誤差波動在 0.05dB 以內

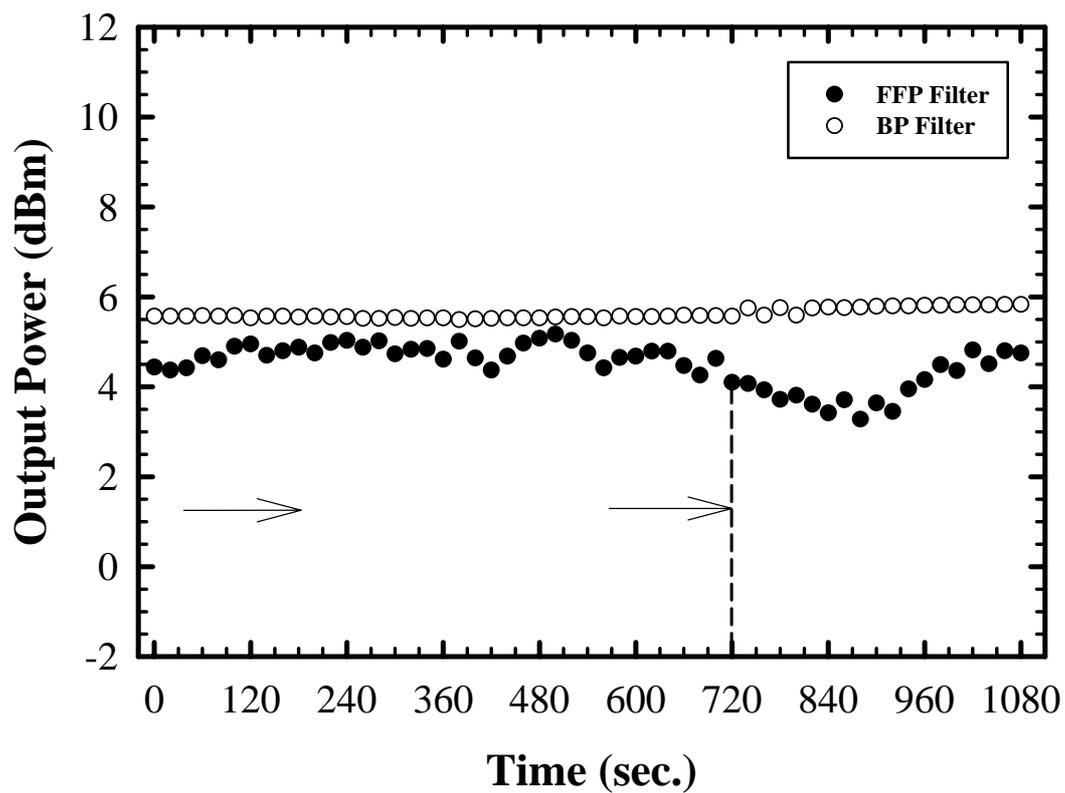


圖 4-9、輸出功率與維持時間關係圖

第五章 S 波段的可調光纖迴路雷射

5.1 簡介

摻鉕光纖雷射被廣泛應用在光學元件、光纖感測系統與波長多工系統(WDM)中發射器的損耗量測，由於 EDFA 的頻寬限制，光纖雷射的範圍僅限於 C 波段與 L 波段(1530nm~1610nm)，而就在不久前，一個藉由特殊表層處理技術的 EDFA 與 980nm 泵激雷射所構成的 S 波段(1450nm~1530nm)放大增益技術已經發表，藉由此 S 波段的放大模組，EDFA 光纖雷射的操作可調波長範圍可以延伸到 S 波段。

光纖傳輸系統中一個重大的關鍵，是光纖放大器所能支援的頻寬範圍，最早的摻鉕光纖放大器僅能支援 C 波段(1530nm~1560nm)，而後隨著摻雜技術進步可以支援到 L 波段(1560nm~1610nm)，但是對於新頻段的開發，仍是光纖通訊中最受重視的一環，針對光纖中的低損耗區域(1460nm~1620nm)中的 S 波段(1470nm~1520nm)，光纖放大器的研究更是不遺餘力，包括了摻雜鈹元素光纖、摻鈹光纖增益平移、還有拉曼混合放大器等。然而在技術上，研究反應出有關於 S 波段的放大器在增益、噪聲指數、系統效能上都不及摻鉕光纖，不論在效益、可靠度、結構簡單與成本上，S 波段與 C、L 波段無法相提並論。最近的一個研究直接利用摻鉕光纖作為 S 波段的放大器，藉由以四個用來過濾 ASE 的濾波器來分隔出五階摻鉕光纖的架構，證實光放大器的增益可以延伸到 S 波段，其中在 1490nm~1520nm 的區段內，增益可大於 20dB、噪聲指數約 7dB。在這個研究的基礎上，藉由加大泵激光源的功率與使用標準改良式化學蒸氣沉積法(standard MCVD)製程，將可製造出一用可於 S 波段、效能與其他波段相若的

光纖放大器。

S 波段的摻鉕光纖放大器架構如圖 5-1，額外增加於光纖核心外的低折射係數外層是被設計用來保持入射光源在最基本模態 (fundamental mode (LP₀₁)) 並形成在 1530nm 波長附近的低通濾波，製造方法上包括利用 Standard MCVD 製程與摻雜定比例的鋁離子與鉕離子，光纖的核心被設計直徑分別為 $4\mu\text{m}$ 外層直徑為 $22\mu\text{m}$ ，光纖核心的數值孔徑(NA)值，相對於低折射係數外層為 0.22，背景損耗小於 5dB/km，利用 980nm 泵激光源由首尾兩端，通過損耗為 1dB、中心波長 1500nm 的 C 波段 WDM 光耦合器，泵激長度 50 米的摻鉕光纖，S 波段摻鉕光纖輸出端直接與 SMF-28 光纖熔接，標準熔接損耗約 0.5dB。

S 波段放大器模組中的摻鉕光纖有一個低折射係數外層的設計，作為基本模態中，長波長訊號(約 1530nm)的濾除之用，光纖核心成分約為 2.5% 二氧化鍺(GeO_2)、5.5% 三氧化二鋁(Al_2O_3)、92% 二氧化矽(SiO_2)、0.15wt.% 鉕離子(Er^+)，而低折射係數外層的成分為 3% 氟(F)、0.5% 五氧化二硼(P_2O_5)、96.5% 二氧化矽(SiO_2)，光纖核心相對於低折射外層的數值孔徑 NA 為 0.22。然而，兩階的摻鉕光纖架構的設計讓第一級與第二級光纖架構反映出截然不同的特性，第一級光纖長度約為 20 米，使用同向泵激的方式，可以給訊號提供低噪聲指數與中等增益的放大效果；第二級光纖長度約為 30 米，以反向泵激的方式，提供訊號儘可能達到最大輸出功率與增益，放大器模組的總泵激功率在輸入電流為 356mA 時，可以達到 280mW，另外在兩階光纖架構間的光單向器可使反向泵激光的自發性散射光譜 ASE 不致於影響到前級光纖架構，有效避免噪聲指數的擴大。

這個革命性的設計，對於原使用於 C 與 L 波段的摻鉕光纖，藉

由持續漸進地將長波長光濾除，最終使其能在 S 波段產生放大的作用。在普通摻鉕光纖的增益光譜上，S 波段的增益並不明顯，肇因於自發性光譜 ASE 集中在波長 1530nm 的光譜末端，嚴重限制了產生增益的粒子數反轉的波段範圍，而本放大器模組藉由低折射係數外層與光纖纏繞曲度的搭配設計，持續漸進地針對 C 波段與 L 波段的長波長濾除，抑制波長 1530nm 範圍的 ASE 成長與放大，同時也抑制光纖放大波段中的 ASE 成長，使粒子數反轉所得到的增益可以保留在 S 波段的輸入訊號上，在放大效能上可與一般 C 波段的摻鉕光纖模組並無二致。S 波段摻鉕光纖模組在利用整合低折射係數外層與持續漸進濾波的設計，針對其他特性如雷利散射效應(Rayleigh scattering)的分析仍有待進一步研究。

在表現上，此放大器模組以 980nm 泵激光源 250mW、輸入光源功率-25dB、波長為 1500nm，有最大增益可達 34dB，另外關於不同輸入功率與增益、噪聲指數的關係見圖 5-2。

這裡我們設計一個輸出波長可調的 S 波段光纖雷射並實驗驗證其特性優越不遜於類似設計的 C 波段與 L 波段雷射系統，其中的特性包含可調範圍、輸出功率、訊號/源自發光比(S/SSE)與恆定輸出功率等方面。

5.2 實驗架構

圖 5-1 為 S 波段可調波長光纖雷射的設計實驗架構，包括一個 1x2、10:90 的光耦合器，一個偏極化控制器(PC)，一個光纖 Fabry-Perot 濾波器(FFPF)，一個 S 波段 EDFA 放大器模組(已封裝模組，包含兩級 EDFA 與 980nm 泵激雷射)。S 波段摻鉕光纖放大器模組在輸入功率為-25dBm 時，增益與噪聲指數在波長 1500nm 處分別為 32dB 與

5.7dB，當輸入功率為 0dBm 時，飽和輸出功率在波長 1500nm 可達 14dBm。放大器的最大輸出功率在工作電流為 356mA 時為 280mA。FFP 濾波器是一個全光纖濾波器，擁有寬幅可調波長範圍(藉由外加小於 12V 的電壓於 PZT 上，可調範圍高達 44.5nm)，低損耗(小於 0.5dB)，與低損耗偏極化相依(~ 0.1 dB)。最後在末端接上 OSA 與 PM 量測輸出光譜曲線與輸出功率。

圖 5-3 顯示當不同外加電壓於 FFPF 的 PZT 上時，光纖雷射的輸出光譜，雷射波長的可調範圍在 1480nm \sim 1522nm 共 42nm，在 ASE 與輸出功率上最大增益的位置約是在 1508nm 區段，而圖 5-3 左上角小圖為 S 波段放大器的 ASE，圖 5-4 顯示出光纖雷射在不同調變波長分別與輸出功率、S/SSE 的關係，在波長為 1498nm 時有最大輸出功率 5.1dBm，而當調變波長為 1480nm、1520nm 與 1522nm，輸出功率分別降至 -3dBm、-6dBm 與 -11dBm，輸出功率在波長 1482nm \sim 1517nm 範圍皆可保持在 -2dBm 以上，而 S/SSE 皆可保持在 30dB/0.1nm 以上，此有效可調波段達 34nm，當雷射波長調變至 1508nm 時，由於高增益帶動與 ASE 遭到壓抑，S/SSE 因此達到 64.2dB/0.1nm 為最大值。總言之，此光纖雷射的全可調範圍達 42nm(1480nm \sim 1522nm)，而其中保持 S/SSE 大於 30dB/0.1nm 與輸出功率大於 -2dBm 的有效調變範圍在 1482nm \sim 1517nm。

此外，恆定輸出功率也是本實驗的重點，藉由調整輸出 S 波段放大器模組的工作電流使其輸出功率恆定，由圖 5-5 可得光纖雷射的輸出功率、工作電流與各調變波長之間關係，輸出功率被設定在 -2.3dBm 而振幅約在 ± 0.05 dB 之間，調變波長範圍在 1482nm \sim 1517nm，工作電流調整範圍在 255mA 至 356mA 之間。

5.3 結論

本實驗中，我們利用包含兩級 EDFA 與單一 980nm 泵激雷射組成的一 S 波段放大器模組，設計出 S 波段 EDFA 光纖雷射，並以實驗證明其優異特性。本光纖雷射架構波長的最大可調範圍在 1480nm~1522nm，而 S/SSE 大於 30dB/0.1nm、輸出功率大於 -2dBm 的有效調變範圍可從 1482nm 至 1517nm。在恆定輸出功率上，可達振幅小於 ±0.05dB，調變範圍介於 1482nm~1517nm，而此實驗將使 EDFA 的光纖雷射波段向下延伸到了 S 波段。



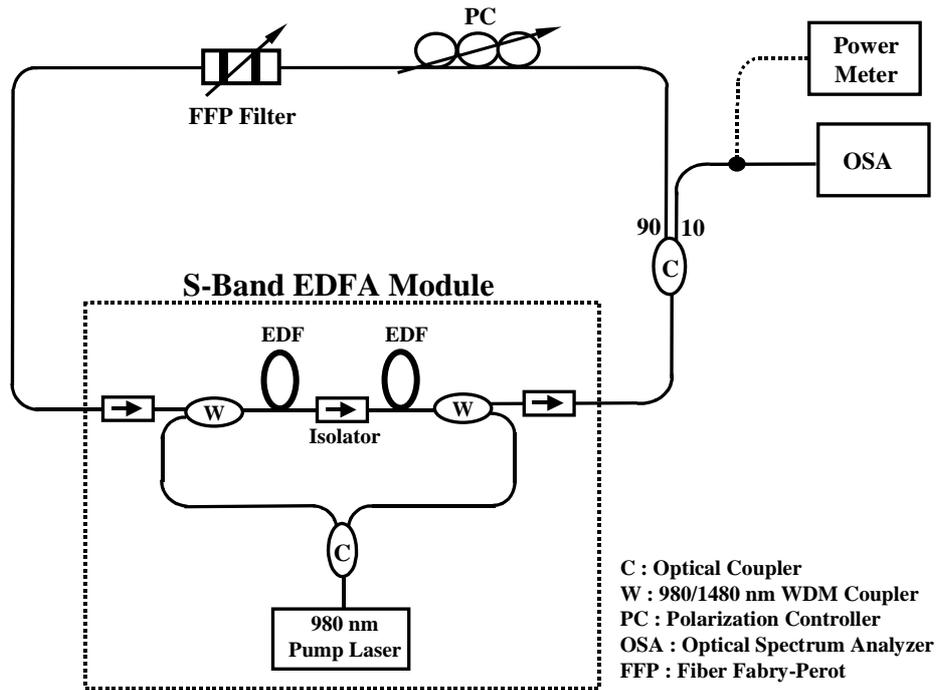


圖 5-1、S 波段摻鉕光纖迴路雷射的實驗架構圖

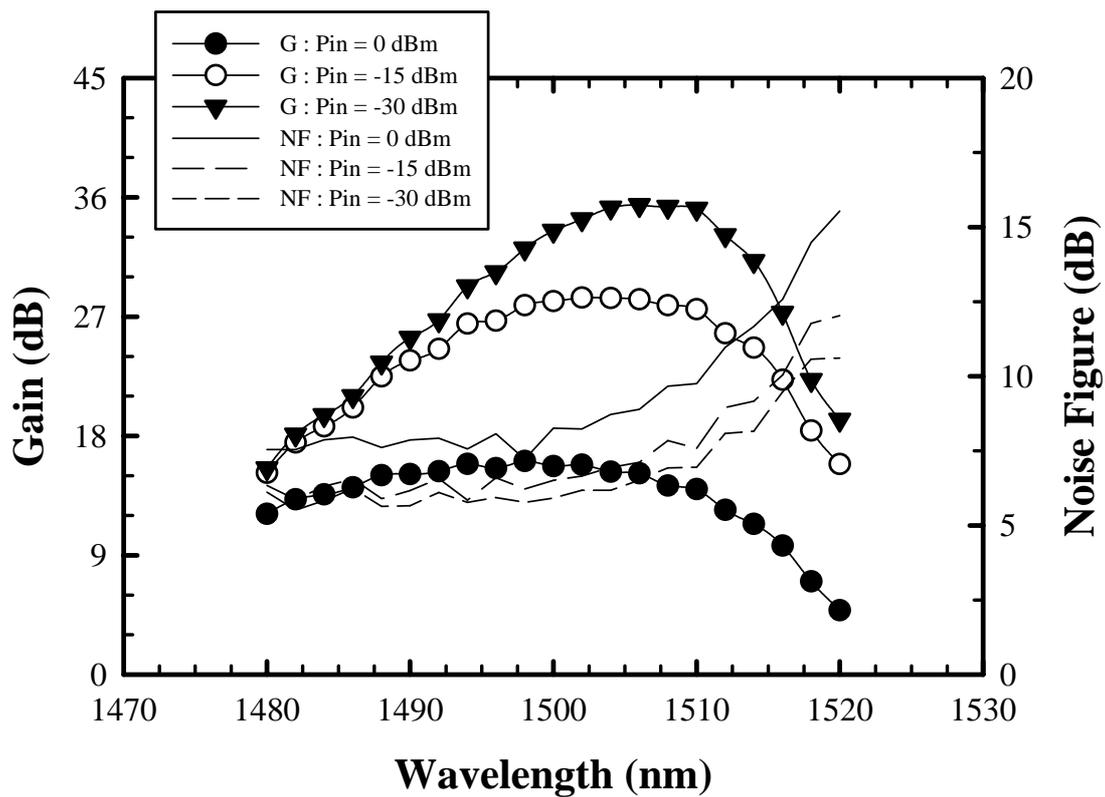


圖 5-2、S 波段摻鉕光纖放大模組增益與噪聲指數與波長關係分佈圖

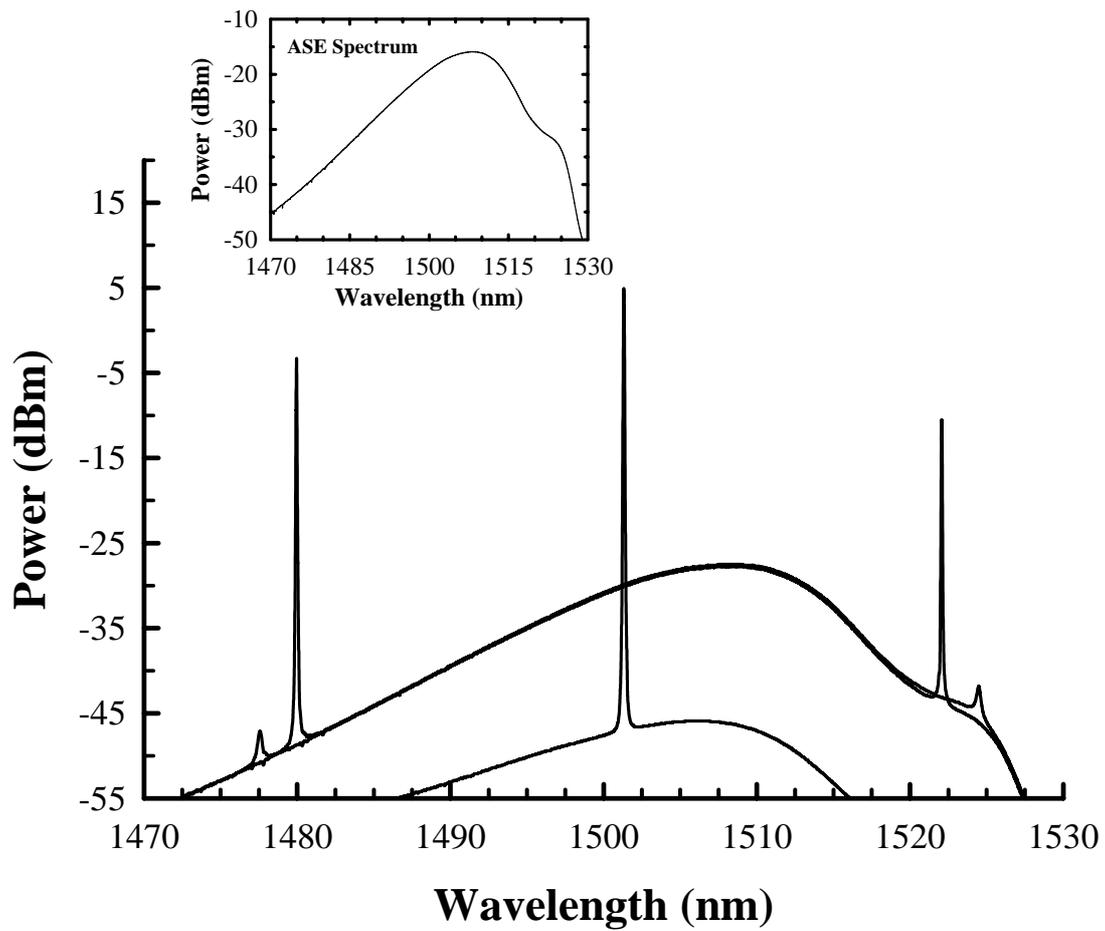


圖 5-3、利用控制 FFP 濾波器上 PZT 元件的電壓 0~12V，本實驗架構的 S 波段摻鉍光纖迴路雷射模組可調變輸出波長在 1480nm~1522nm 之間

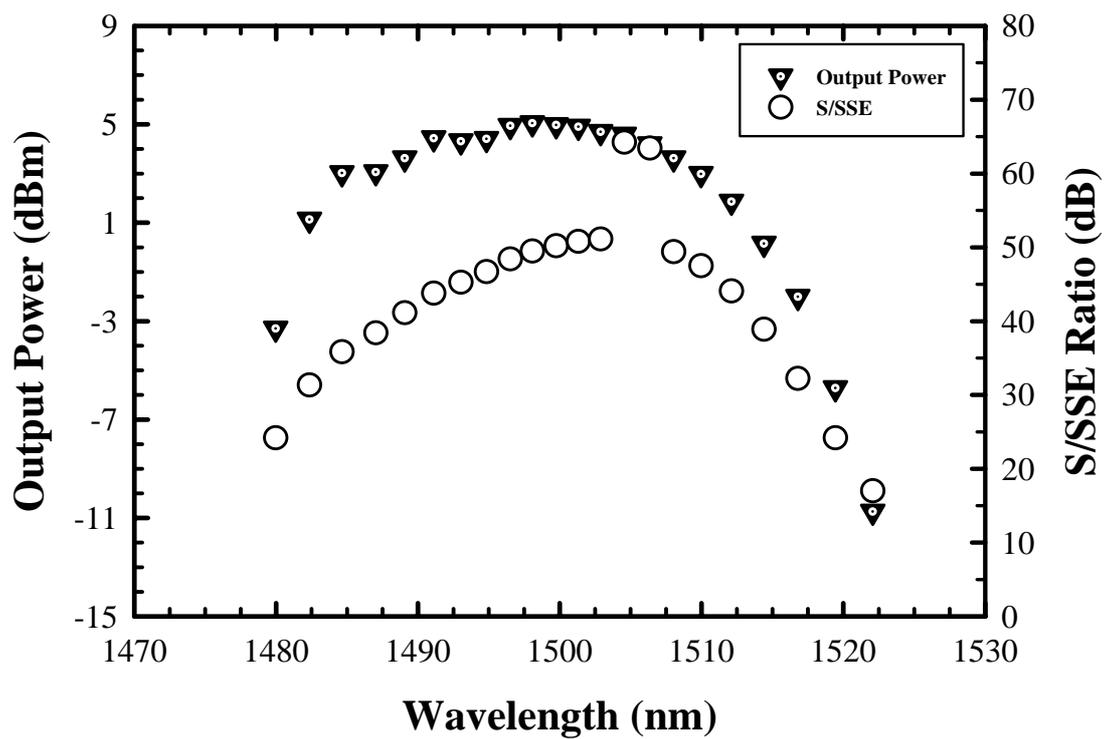


圖 5-4、輸出功率、訊號/源自發光比(S/SSE)與波長關係分佈圖

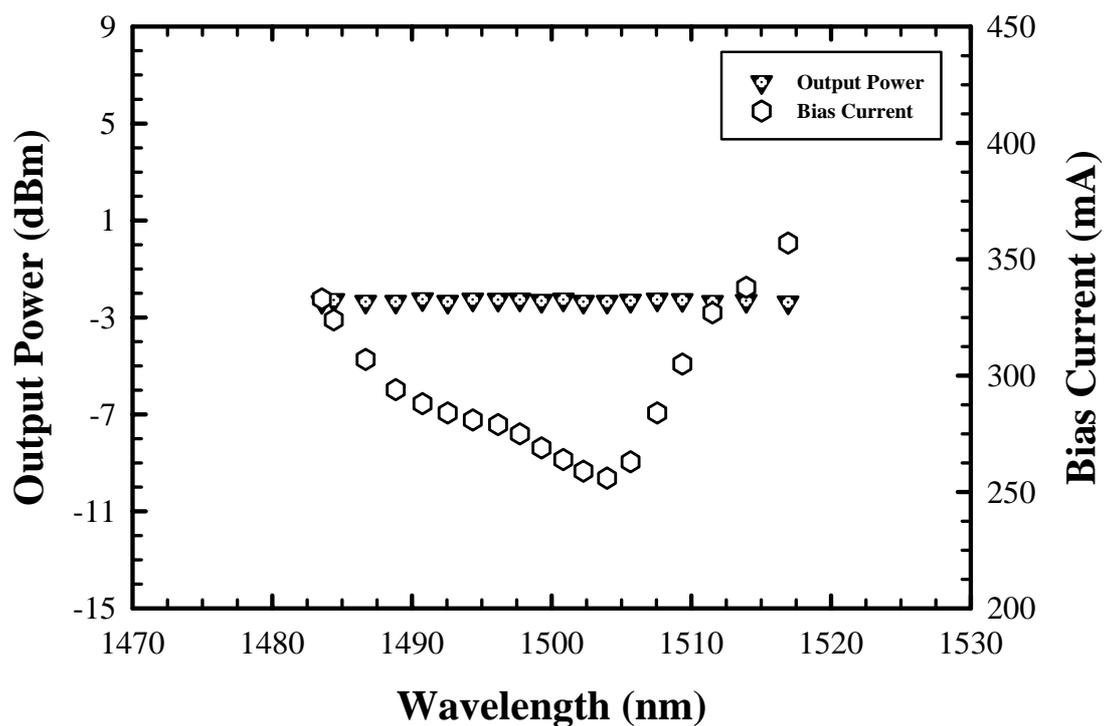


圖 5-5、輸出功率為-2.3dBm、控制基電流介於 255mA~356mA 的恆定輸出功率與波長分佈關係圖

第六章 結論

光纖迴路雷射在目前的市場上應用價值，遠低於半導體雷射元件，雖然以光纖迴路為共振腔結構的雷射架構，存在著若干的缺陷，包括輸出波長易飄移、輸出功率與時間的穩定性不足等，然而，其部分特性，如造價低廉、修改容易、超短鎖模脈衝特性與易於與光纖元件結合等，都將是半導體雷射所無法取代的，而本論文中提出三個實驗架構：

- 實驗一架構調變範圍 1528.28nm~1559.64nm、間隔 1.12nm，輸出光功率大於 2.2dBm，波長變化小於 0.01nm，恆定輸出功率變動小於 0.05dB，輸出穩定持續 2000 秒以上。
- 實驗二架構最大可調範圍為 68nm(1542nm~1610nm) 維持至少 720 秒，保持 3dBm 恆定輸出振幅小於 0.05dBm。
- 實驗三架構可調範圍在 1480nm~1522nm，輸出功率大於-2dBm，恆定輸出振幅小於±0.05dB。

以上全面針對穩定輸出波長、穩定輸出功率、提高穩定功率的時間與波段、增寬調變頻段為訴求，彌補光纖迴路的缺陷，縮短其相較於半導體雷射上的差距，強化其優勢，以期能將光纖迴路雷射模組更廣泛的應用在光纖高速傳輸的領域。

展望光纖迴路雷射的發展，現應以結合現有光纖元件領先發展的優勢，以穩波長、窄線寬、高速度、穩功率、寬範圍快速調變為主要研究方向。此外，波導元件(Waveguide)以全新面貌介入現有光纖通訊領域，其結合現有半導體製程優勢與光纖技術，使光迴路的系統晶片化(System On Chip, SOC)成為未來發展的趨勢之一，像摻鉕波導光放大器(Erbium Doped Waveguide Amp., EDWA)即已成為光纖網路

中波導元件的實際應用，光纖迴路雷射結合波導元件，使其架構逐步積體化，模組體積微型化、輕量化，更能符合市場上電子商品的需求，進而憑藉其超高速特性以推展更多領域的廣泛應用。



參考文獻

1. C. J. Koester and E. Snitzner, *Appl. Opt.*, No.3, p1182, 1964
2. S. B. Poole, D. N. Payne, R. J. Meatrs, M. E. Fermann, and R. E. Laming, *Journal of Lightwave Tech.*, LT-4, p870, 1986
3. A. Bjarklev, *Optical Fiber Amplifiers: Design and System Application*, Artech House, Boston, 1993
4. G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 2nd ed., Wiley, New York, 1997
5. E. Desurvire, J. R. Simpson, and P. C. Becker, *Opt. Lett.*, No.12, p888, 1987
6. K. Shimoda, H. Takahashi, and C. H. Towmes, *J. Phyc. Soc. Jpn.*, No.12, p686, 1957
7. A. E. Siegman, *Lasers* (Univ. Science Books), Mill Valley, CA, 1986
8. M. L. Dakss and P. Melman, *J. Light. Tech.* LT-3, p806, 1985
9. R. G. Smith, *Appl. Opt.*, No.11, P2489, 1972
10. J. Auyeung and A. Yariv, *IEEE J. Quant. Elect.*, QE-14, p347, 1978
11. S. Poole, *Symposium on Optical Fiber Measurements, Technical Digest*, NIST Special Publication, pp.1-6, 1994
12. J. F. Marcero, H. Fevrier, J. Hervo, and J. Auge, "Noise characteristics of the EDFA in gain saturation regimes," *Optical Amplifiers and Their Applications*, vol.13, pp.162-165, 1991
13. J. Aspell, J. F. Federici, B. M. Nyman, D. L. Wilson and D. S. Shenk, "Accurate noise figure measurements of erbium-doped fiber amplifiers in saturation conditions," *Conference on Optical Fiber Communication*, vol.5, pp.189-190, 1992
14. D. M. Baney, C. Hentschel and J. Dupre, "Optical fiber amplifiers – measurement of gain and noise figure," *1993 Lightwave Symposium*,

- Hewlett-Packard Company, 1993
- 15.D. M. Baney and J. Dupre, "Pulsed-source technique for optical amplifier noise figure measurement," *18th European Conference on Optical Communication*, Proceedings vol.1, pp.509-512, 1992
 - 16.K. Bertilsson, P. A. Andrekson, and B. E. Olsson, *IEEE Phot. Tech. Lett.* No.6, p199, 1994
 - 17.C. Hentschel, E. Muller and E. Lecker, "EDFA noise-figure reduction in the saturated operation regime," Conference on *Optical Fiber Communication*, vol.8, pp.44-45, 1995
 - 18.E. Snitzer, *Phys. Rev. Lett.*, No.7, p444, 1961
 - 19.J. Stone and C. A. Burros, *Appl. Phys. Lett.*, No.23, p888, 1973
 - 20.M. J. F. Digonnet, Ed., *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, Marcel Dekker, New York, 1997
 - 21.R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole, and D. N. Payne, *Electron. Lett.*, No.21, p738, 1985
 - 22.M. Shimizu, H. Suda, and M. Horiguchi, *Electron. Lett.*, No.23, p768, 1987
 - 23.M. S. O'Sullivan, J. Chrostowski, E. Desurvire, and J. R. Simpson, *Opt. Lett.*, No.14, p438, 1989
 - 24.P. Barnsly, P. Urquhart, C. A. Miller, and M. C. Brierley, *J. Opt. Soc. Am.*, A-5, p1339, 1988
 - 25.K. J. Vahala, P. Namkyoo, J. Dawson, and S. Sanders, "Tunable, single-frequency, erbium fiber ring lasers," in *IEEE LEOS '93 Conference Proceedings*, pp. 708-709, 1993.
 - 26.K. K. Chow, C. Shu, M. W. K. Mak, and H. K. Tsang, "Widely tunable wavelength converter using a double-ring fiber laser with a semiconductor optical amplifier," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 10, pp. 1445-1447, 2002.
 - 27.R. M. Sova, K. Chang-Seok, J. U. Kang, and J. B. Khurgin, "Tunable

- dual-wavelength fiber ring laser based on second-order Sagnac-Lyot fiber filter,” in *IEEE CLEO'02 Technical Digest*, vol. 1, pp. 444-445, 2002.
- 28.A. Bellemare, J-F Lemieux, M. Tetu, and S. LaRochelle, “Erbium-doped fiber ring lasers step-tunable to exact multiples of 100 GHz (ITU-grid) using periodic filters,” in the *proceeding EOCC'98*, vol. 1, pp.153-154, 1998.
- 29.NISHIMOTO,H., KUWAHARA,H., and MOTEGI,M.: ”Injection - locked 1.5 μ m InGaAsP / InP lasers capable of 450 Mbit/s transmission over 106 km”, *ibid.*, 1983,19, pp.509-510
- 30.TOBA,H., KOBAYASHI,Y., YANAGIMOTO,K., NAGAI,H., and NAKAHARA,M.: ”Injected-locking technique applied to a 170 km transmission experiment at 445.8 Mbit/s “, *ibid.*, 1984,20, pp.370-371
- 31.KOBAYASHI,S.,YAMADA,J.,MACHIDA,S., AND KIMURA , T. : ”Signal-mode operation of 500 Mbit/s modulated AlGaAs semiconductor laser by injection locking”, *Electron Lett.*, 1980,16. pp.746-748
- 32.MALYON,d.j., and MCDONNA,AP.: "102 km unrepeated monomode fiber system experiment at 140 Mbit/s with an injection locked 1.52 μ m transmitter", *Ibid.*, 1982,18, pp.445-447
- 33.NISHIMOTO,H., KUWAHARA,H., AND MOTEGI,M.: "Injection - locked 1.5 μ m InGaAsP / InP lasers capable of 450 Mbit/s transmission over 106 km”, *Ibid.*, 1983,19, pp.509-510
- 34.GOLDBERGL., TAYLOR,H.F., and WELLER,J.F.: "Intermodal injection locking of semiconductor lasers". *Electron.Lett.*, 1984,20, pp.809-811
- 35.GOLDBERGL., TAYLOR,H.F., and WELLER,J.F.: "Intermodal injection locking and gain profile measurement of AlGaAs lasers", *IEEE J.Quantum Electron.*, 1984, Q-E20, pp. 1226-1229

36. T. Miyazaki, N. Edagawa, S. Yamamoto and S. Akiba: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 9 (1997) 910.
37. S. G. Jr. Evangelides et al.: *IEEE Photon. Technol. Lett.* Vol.8, pp.1409, 1996
38. Y. Sun, J. W. Sulhoff, A. K. Srivasta, J. L. Zyskind, T. A. Strasser, J. R. Pedrazzani, C. Wolf, J. Zhou, J. B. Judkins, R. P. Espindola and A. M. Vengsarkar: *Electron. Lett.* Vol. 33, pp.1965, 1997
39. S. Yamashita, and M. Nishihara: *IEEE J. Select Topics Quantum Electron.*, vol.7, pp.41, 2001
40. L. Talaverano, S. Abad, S. Jarabo and M. Lopez-Amo: *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol.19, pp.553, 2001
41. G. Zeidler and D. Schicetanz, "Use of laser amplifiers in a glass-fiber communication system," *Siemens Forch. U. Entwickl. Ber.*, vol.2, pp.227-234, 1973
42. S. D. Personick, "Applications for quantum amplifiers in simple digital optical communication systems," *Bell Syst. Tech. J.*, vol.52, no.1, pp.117-133, 1973
43. K. Shimoda, H. Takahashi, and C. H. Townes, "Fluctuations in amplification of Quanta with application to maser amplifiers," *J. Phys. Soc. Japan*, vol.12, p.686, 1957
44. Y. Yamamoto, "Noise and Error-rate performance of semiconductor laser amplifiers in PCM-IM optical transmission systems," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.QE-16, pp.1073-1081, 1980
45. J. C. Simon, "Semiconductor laser amplifier for single mode fiber communication systems," *J. Opt. Comm.*, vol.4, no.2, pp.52-63, 1983
46. M. G. Oberg, and N. A. Olsson, "Wavelength dependence of the noise figure of a traveling wave InGaAs/InP laser amplifier," *Electron. Lett.*, vol.24, pp.99-100, 1988
47. Y. Sun, J. W. Sulhoff, A. K. Srivasta, J. L. Zyskind, T. A. Strasser, J. R.

- Pedrazzani, C. Wolf, J. Zhou, J. B. Judkins, R. P. Espindola, A. M. Vengsarkar, "80 nm ultra-wideband erbium-doped silica fiber amplifier", *Electron. Lett.*, vol.33, no.23, pp. 1965-1967, 1997.
- 48.L. Talaverano, S. Abad, S. Jarabo, M. Lopez-Amo, "Multiwavelength fiber laser sources with Bragg-grating sensor multiplexing capability," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 19, no. 4, pp. 553-558, 2001.
- 49.S. Yamashita, and M. Nishihara, "Widely tunable erbium-doped fiber ring laser covering both C-band and L-band," *IEEE J. Select Topics Quantum Electron.*, vol. 7, no. 1, pp. 41-43, 2001.
- 50.M. A. Arbore, Y. Zhou, G. Keaton, and T. Kane, "34 dB gain at 1500 nm in S-band EDFA with distributed ASE suppression," *28th ECOC'2002*, vol. 1, 2002.
- 51.N. Anders Olsson, "Semiconductor Optical Amplifiers," *Proceedings of the IEEE.*, vol. 80, no. 3, march 1992

