

國立交通大學  
光電工程研究所

碩士論文

DFB 光纖雷射之設計與製作  
**Design and Fabrication of DFB Fiber Lasers**



研究生：林慧萍  
指導教授：賴暎杰 博士

中華民國九十三年六月

DFB 光纖雷射之設計與製作

Design and Fabrication of DFB Fiber Lasers

研究生：林慧萍

Student：Hui-Ping Lin

指導教授：賴暎杰 博士

Advisor：Dr. Y. Lai

國立交通大學



A Thesis

Submitted to Institute of Electro-Optical Engineering College of

Electrical Engineering and Computer Science

National Chiao-Tung University

In Partial Fulfillment of Requirements for the Degree of

Master in Electro-Optical Engineering

June 2004

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十三年 6 月

# DFB 光纖雷射之設計與製作

研究生：林慧萍

指導教授：賴暎杰 博士

國立交通大學光電工程研究所



在本論文中我們利用自己建立的理論模型來分析以及設計 DFB 光纖雷射，為了希望雷射為單模輸出，在 DFB 光纖光柵上引入了  $\pi$  相位移 ( $\pi$  phase-shift)，並藉由調整  $\pi$  相位移的位置來讓雷射達到較佳的工作效率。我們也實際製作 DFB 光纖雷射，利用實驗室所建立的寫入光柵系統來製作  $\pi$  相位移光柵，目前的成果以可達到接近單模的雷射輸出，邊模壓縮比(side-mode suppression ratio)能達到 27dB 左右，且只有一個邊模存在。

# Design and Fabrication of DFB Fiber Lasers

Student : Hui-Ping Lin

Advisor : Dr. Y. Lai

Institute of Electro-optical Engineering  
College of Electrical Engineering and Computer Science  
National Chiao-Tung University



In this thesis we study and design the DFB fiber lasers, by constructing the required theoretical tools. The  $\pi$ -phase-shifted fiber grating structures are utilized for achieving single-mode lasing and the position of the phase-shifted is adjusted for achieving optimum efficiency. We also actually fabricate DFB fiber lasers by utilizing the fiber grating exposure system in our lab. Single-mode lasing has been almost achieved with side-mode suppression ratio=27dB and only one side mode is present.

## 誌謝

在交大也有將近 6 年的時間了，對我而言大學和研究所有很不一樣的體會，在研究所的這兩年，很感謝光電所的師長們諄諄教誨，真的讓我獲益良多。

很謝謝賴暎杰老師在學術研究及課業這方面給予我很多指導，真的讓我獲益良多。另外要十分感謝莊凱評學長，在實驗方面給予我很大的幫助，讓我能很順利地完成我的論文。也謝謝項維巍學長和徐貴珠學姊的幫忙，還有即將一起畢業的同學們，易霖、宗正、坤彰、夙鴻、亞琪和彥旭，在課業及生活上的互相切磋和陪伴。也很開心認識實驗室的學弟妹們，淑惠、倩仔、金水和銘峰，我會記得大家一起開心的日子。

最後，我很感謝我的家人，對我的支持和包容，謝謝！

# 目錄

中文摘要	III
英文摘要	IV
誌謝	V
目錄	VI
圖表目錄	IX
第一章 緒論	1
1.1 概述	1
1.2 研究動機	3
1.3 論文架構	5
第二章 DFB 光纖雷射的原理	6
2.1 摻鉕玻璃的特性	6
2.1.1 摻鉕光纖 1500nm 波段的等效吸收/輻射面積(cross sections)	7
2.1.2 激發光源(pump source)的波長	10
2.2 DFB 光纖雷射的架構	13
2.2.1 主振盪器功率放大架構(MOPA)	14
2.2.2 腔內激發(intracavity pumping)	15
2.2.3 改善摻鉕/鏡光纖感光性和增益	16

第三章	DFB 光纖雷射之理論分析及設計	18
3.1	理論模型的建立	18
3.1.1	建立速率方程式(Rate equations)及增益模型	19
3.1.2	耦合模方程式(Coupled-mode equations)	20
3.1.3	Transfer matrix method	23
3.2	設計 DFB 光纖雷射及分析結果	25
3.2.1	設計 $\pi$ 相位移的 DFB 光纖雷射	25
3.2.2	增加有效腔長以改善雷射輸出效率	35
3.3	設計與分析 DFB 摻鉍/鏡光纖雷射	40
3.3.1	DFB 摻鉍/鏡光纖雷射的輸出特性	40
3.3.2	增加有效腔長	45
第四章	製作 DFB 光纖雷射與實驗結果	48
4.1	DFB 光纖雷射的架構	48
4.2	製作 DFB 光纖光柵	48
4.2.1	寫光柵架構	49
4.2.2	製作 DFB 光纖光柵	53
4.3	DFB 光纖雷射之實驗結果	56
4.3.1	實驗架構及觀察結果	56
4.3.2	邊模壓縮比(SMSR)	60

第五章 結論與未來展望.....62

參考文獻..... 64





## 圖表目錄

圖 2-1(a) 三階雷射系統	9
圖 2-1(b) 二階雷射系統	9
表 2-1 摻鉕玻璃的 ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 整體吸收等效面積	9
表 2-2 摻鉕玻璃在能階轉換 ${}^4I_{13/2} \leftrightarrow {}^4I_{15/2}$ 的一些參數	10
圖 2-2 980nm 的吸收等效面積頻譜分佈	12
圖 2-3 Al/P silica 的吸收和放射等效面積的頻譜	12
圖 2-4 一般 DFB 光纖雷射的架構	13
圖 2-5 MOPA 架構示意圖	14
圖 2-6 腔內 pumping 分佈反饋式光纖雷射架構圖	15
圖 2-7 鉕/鎳離子能階轉換示意圖	17
圖 3-1 鉕離子之能階示意圖	19
圖 3-2 雷射條件	25
表 3-1 摻鉕光纖的一些參數	25
圖 3-3 耦合係數在光柵中的分佈	27
圖 3-4 反射和穿透頻譜	27
圖 3-5 Gaussian apodization 光柵頻譜	28
圖 3-6 mean gain 在光柵中的分佈	29
圖 3-7 信號功率在光柵中的分佈	30

圖 3-8	激發功率和雷射輸出功率的關係.....	30
圖 3-9	激發功率在光柵中的分佈.....	31
圖 3-10	相位移在光柵的位置和雷射輸出的關係.....	32
圖 3-11	mean gain 在光柵中的分佈.....	33
圖 3-12	gain grating 在光柵中的分佈.....	33
圖 3-13	信號光功率在光柵中的分佈.....	34
圖 3-14	雷射輸出功率和輸入功率的關係.....	34
圖 3-15	光柵示意圖.....	37
圖 3-16	$L_{eff}$ 對 $z_{\pi}$ 的關係.....	38
圖 3-17	耦合係數在光柵中的變化.....	38
圖 3-18	step apodization 光柵反射與穿透頻譜.....	39
圖 3-19	雷射輸出功率和輸入激發功率的關係.....	39
表 3-2	鉅/鏡光纖的參數.....	41
圖 3-20	相位移位置與雷射輸出功率的關係.....	42
圖 3-21	耦合係數在光柵中的分佈(相位移位置=2.64 公分).....	43
圖 3-22	gain 在光柵中的分佈(相位移位置=2.64 公分).....	43
圖 3-23	信號在光柵中的分佈(相位移位置=2.64 公分).....	44
圖 3-24	雷射輸出功率和輸入功率的關係.....	44
圖 3-25	$L_{eff}$ 對相位移位置 $z_{\pi}$ 的關係.....	45

圖 3-26 耦合係數分佈(step apodization).....	46
圖 3-27 光柵頻譜分佈(step apodization).....	46
圖 3-28 雷射輸出功率和輸入功率的關係(step apodization).....	47
圖 4-1 DFB 光纖雷射的架構.....	48
圖 4-2 及時監控寫光柵系統.....	51
圖 4-3 probe beam 在 $\pi$ 相位移處.....	52
圖 4-4 利用 side-diffraction 量得的 $\kappa$ 分佈.....	52
圖 4-5 $\kappa$ 的分佈—摻鉍光纖.....	54
圖 4-6 反射頻譜(非對稱光柵).....	55
圖 4-7 穿透頻譜(非對稱光柵).....	56
圖 4-8 本實驗的DFB光纖雷射架構.....	57
圖 4-9 DFB 光纖雷射的光譜(span 3nm).....	57
圖 4-10 DFB 光纖雷射的光譜(span 10nm).....	58
圖 4-11 DFB 光纖雷射的 beating 信號.....	59
圖 4-12 無任何雷射時的 beating 信號.....	59
圖 4-13 量 SMSR 的架構.....	60
圖 4-14 DFB 光纖雷射的 beating 信號(有加濾波器).....	61



# 第一章 緒論

## 1.1 概述

在遠古時代的人們，為了要加速訊息的傳遞，就知道利用光信號來進行通訊，如烽煙、或旗語等，此種光通信因為缺乏良好的光源和通信媒介，以至於無法滿足訊息傳遞之需要。而自從在西元 1960 年美國物理學家發明了紅寶石雷射，以及西元 1970 年美國康寧公司研製出每公里僅衰減 20dB 的光纖之後，再經過各國多位科學家的努力，促使光纖通信系統日趨實用化。而今光纖通信在網際網路的蓬勃發展與個人通信的日益普及，使得具有低衰減、頻寬大、不受電磁波干擾、重量輕、保密性佳、…等等優點的光纖通信成為現今通信系統中不可或缺的。光纖能夠攜帶非常大量的資料以非常低的損耗傳送很遠的距離，與傳統的電纜相比光纖也具有重量輕與體積小的優點，同時光纖也有難以竊聽及干擾的特性。光纖極細，如果與電通訊所用的銅線相比，便可將較多條光纖集成一束。現在一般所用的標準金屬電纜，若十八條集成一束，則其直徑約有八公分，而將一千條光纖綁成一束，則其徑也不過約七公分而已。光纖是二十世紀偉大的發明之一，而且將會持續廣泛的應用於二十一世紀。在過去，光纖通信一直都被專門使用在電腦的網際網路，或是電話通信網路中，而鮮少被拿

來使用在其它方面。因此，部分的光纖系統應用廠商就將光纖朝安全與自動化方面發展，期利用光纖的特性在這方面能有良好的發展空間。自從一九六〇年雷射光問世以來，光通訊就一直是技術人員竭盡所能亟思達成的一個夢想。由於光纖的發明及其後相關技術的進步，如今這個夢想已逐步成真了。

目前，依光纖製造技術之演變，光纖通訊系統約可分為四代：

(1) 第一代光纖通訊系統為目前最普遍使用的系統，係由多模態及用 GaAs 或 AlGaAs 製成之發光二極體或雷射二極體為光源而組成，其動作波長為 0.8 或 0.9 $\mu\text{m}$ 。在此波長之最低傳輸損失為 2 dB/km，光纖頻寬亦不大，故第一代光纖通訊系統之通訊距離只能達十至十五公里，超出此距離即必須裝設轉發器。這種系統可以在一秒中內將一套 (共三十冊) 大英百科辭典之內容傳遞至十公里處。

(2) 第二代光纖通訊系統亦使用多模態光纖，但光源則改由 GaAsInP 所造成，波長為 1.3 $\mu\text{m}$  之發光二極體或雷射二極體。在 1.3 $\mu\text{m}$  波長時光纖損失之最低值為 0.5dB/km，頻帶寬度也由於色散之消失而大增，故第二代光纖通訊系統可將通信距離延伸至四十公里，並且在一秒中內可將一套大英百科辭典送至二十公里遠處。

(3) 第三代光纖通訊系統也使用 1.3 $\mu\text{m}$  波長，並用 GaAsInP 造成之雷射二極體做為光源，但光纖則改用單模態光纖。因單模態光纖沒有模

態色散，加之在  $1.3\mu\text{M}$  波長時也沒有色散，傳輸損失也只有  $0.5\text{dB/km}$ ，故此種系統之通訊距離可延伸至四十至五十公里。其資訊之傳送速度可用一秒鐘內能將四套大英百科辭典送到五十公里處來比喻。

(4)第四代光纖通訊系統利用光纖在  $1.55\mu\text{M}$  波長出現最低損失之特性，以使信號不經再放大即可送比第一、二、三代系統更遠的距離。但光纖在  $1.55\mu\text{M}$  波長時其色散並不等於零，其頻帶寬度也不如第三代光纖通訊系統，故必須造出一種單頻率的雷射二極體，以使在光纖內之光線不受色散之影響。這種系統造成之後，訊號可傳送之最長距離將延伸至一百公里，其訊息之傳送速度可用在一秒鐘內能將四套大英百科辭典送至一百公里來比喻。

## 1.2 研究動機

在都會網路(Metropolitan Area Networks; MANs)中可使用高密度分波多工或寬間隔分波多工(Coarse WDM; CWDM)技術，而區域網路(LANs)中，因為傳輸距離較短、資料傳輸量較少，超高速乙太網路(10 Gigabit Ethernet)將成為主流，其標準已訂定，部份技術選項使用的是寬間隔分波多工技術。其中長波長半導體雷射在傳輸光源中扮演舉足輕重的角色。因為長波長半導體雷射發光範圍涵蓋了光在光

纖傳輸中色散最少的  $1.3\ \mu\text{m}$  與損耗最小的  $1.55\ \mu\text{m}$  波段。這對光纖傳輸的高速傳輸效能與遠距傳輸效能相當重要。

目前長途骨幹網路是以分佈反饋式(DFB)雷射和可調式雷射(Tunable lasers)當做光源，可調式雷射製程較一般雷射複雜，基於成本的考量，目前多只在高密度分波多工系統中當備用光源。都會網路和區域網路則是以分佈反饋式(Distributed Feedback; DFB)雷射、垂直共振腔面射型雷射(Vertical Cavity Surface Emitting Laser; VCSEL)和法布立-拍若(Fabry-Perot; FP)雷射和發光二極體(LED)當做光源。長波長 VCSEL 製作不易且成本高，FP 雷射和發光二極體雖然成本較低，但多波長輸出的特性多用於短距離傳輸。

相較之下，DFB 雷射具有製程簡易及單模輸出特性的優點。其單模輸出特性可有效減低光在高頻傳輸過程的色散影響，光訊號經過長距離傳遞後，仍可維持一定的訊號雜訊比；製程上較簡單且方便與其他元件積體化；且成本較為低廉，已成為光纖傳輸系統中的主要光源。但是半導體雷射應用在光纖通訊系統中，尚有一亟需克服問題。就是半導體雷射易受環境溫度改變，導致輸出光功率的衰減。故半導體雷射在基底需加溫度控制器，使雷射本身的性質不會因溫度而產生變化，進而影響其輸出特性。但是溫度控制器需要佔據額外的空間與經費，故非溫控(uncooled)雷射的研究發展成為目前光通訊元件研究



發展的重要課題。

因此，就有人著手研究直接在光纖上來製作 DFB 雷射。由於光纖具有輕薄短小的功能，可以克服半導體雷射光源與光纖耦合效率的問題，且光纖雷射具有較高的輸出功率，並且有波長可調、可達成全光纖架構以及和光纖通訊系統有很好的相容性等特性。所以我們的目標是希望能設計並製作出達成單模且穩定輸出的高效率 DFB 光纖雷射。

### 1.3 論文架構

本論文共分成四個部分：第一章為緒論，簡介光纖通訊與光纖雷射光源；第二章的部分，將會介紹 DFB 光纖雷射的原理及架構；第三章會利用我們所建立的理論工具來設計 DFB 光纖光柵；第四章為實驗架構和實驗量測結果的部分；第五章則是結論與未來展望。最後則是本論文所參考的一些文獻出處。

## 第二章 DFB 光纖雷射之原理

DFB 雷射最早是由 Kogelnik 和 Shank [1] 所提出，因為此種雷射具有自我選頻和整合特性，引起了很大的迴響。而將此種應用發展至光纖上則是到了 1985 年以後，一些實驗室成功的發展出離子注入技術至光纖中，製造出第一個低損耗的 rare-earth-doped 光纖，1994 年才由 Kringlebotn 等人完成第一個 DFB 光纖雷射 [2]。因為此種雷射有非常窄的線寬，穩定的單模輸出，在製作上波長的較有彈性，以及可以輕易地調變波長等特性，所以很適合作為光纖通訊的光源和感測應用(sensor)[23]。因此陸陸續續有許多人投入 DFB 光纖雷射的研究並做更多改善，也得到不錯的成果。

本章節我們將介紹 DFB 光纖雷射的原理，並介紹一些單模 DFB 光纖雷射的架構。

### 2.1 摻鉕玻璃的特性

鉕離子( $\text{Er}^{3+}$ )是繼  $\text{Nd}^{3+}$  離子之後，被大量研究且應用的雷射離子。第一個摻鉕玻璃雷射是由 Snitzer 和 Woodstockn 所建立的[3]。而摻鉕光纖之所以如此吸引人是因為在光纖通訊的波段(1500nm)有很好的特性，不過，隨後的發展卻很緩慢，一直到單模玻璃光纖的高

濃度摻鉕光纖放大器的建立，摻鉕光纖便開始被大量應用於光放大器、雷射、光交換器和許多非線性的裝置。

### 2.1.1 摻鉕光纖 1500nm 波段的等效吸收/輻射面積(cross sections)

鉕離子在 1500nm 的波段是一個三階的系統或二階的系統，如圖 2-1a 和 2-1b，至於是三階或二階系統則是由激發波長決定。在摻鉕玻璃主要有  $4I_{11}/2$ 、 $4I_{13}/2$  和  $4I_{15}/2$  這三個能階， $4I_{11}/2 \rightarrow 4I_{15}/2$  的躍遷即為 980nm 激發能帶(pump band)，而  $4I_{13}/2 \rightarrow 4I_{15}/2$  的躍遷則是信號光 1520-1570 的波段以及共振激發(resonant pumping) 1460-1500 的波段。而其他的激發能帶，會有一些複雜的現象，像是激發光源的激態吸收(ESA)等[4]，和鉕離子的其他能階有關，會降低 980nm 在  $4I_{11}/2 \rightarrow 4I_{15}/2$  的吸收效率，使增益變小。

因為  $4I_{13}/2$  在室溫下是一般氧化玻璃唯一的介穩態 (metastable state)，所以只有在 1500nm  $4I_{13}/2 \rightarrow 4I_{15}/2$  放射頻帶才有增益，這個能階轉換的強度和頻譜跟 host 有關。表 2-1[5]列了一些重要的不同成份的玻璃類型的整體吸收等效面積

$K_a = \int \sigma(\nu) d\nu$ ，可以看出，矽玻璃的  $K_a$  值最小，摻雜了磷酸鹽

(Phosphates)，磷酸氟鹽(Fluorophosphates)和硼酸鹽(Borates)可相對地提高了  $K_a$  值。Silicate S6-S8 分別摻雜錳(Mg)、鈣(Ca)和鋇

(Sr), Silicate L22 和 Silicate S7 的含矽量為 71mol% 比上 57 mol%, 可見含矽量高會降低 Ka 值。Borate S23 和 S18 的含硼量(B2O3)為 74 和 88mol%, 增加硼含量可增加吸收強度。Phosphate S1 和 S4 分別摻雜了鎂(Mg)和鋇(Ba)。對磷酸氟鹽(Fluorophosphates)而言, Ka 值會因氧(Oxygen)和氟(Fluorine)的比例不同而變化, FluoroPhosphate L11 和 L14 的氧氟比為 1.5 和 0.15。等效面積的峰值是由吸收和放射頻譜的形狀以及 Ka 值所決定的, 表 2-2[5, page79]列了一些代表性的玻璃其激發放射等效面積 $\sigma_{21}$ 和吸收等效面積 $\sigma_{12}$ 值, 以及所發生的波長, 和量測到的生命期(lifetime)。

在 1500nm 的摻鉕光纖放大器及光纖雷射之所以成功, 是因為鉕離子的介穩態(metastable state)的生命期(lifetime)很長, 約 10 微秒(ms), 因此不需要很高的能量做激發便可以達到很大的居量反轉(population inversion), 可獲得較大的增益和很低的雜訊(noise)。也因為如此, 在 DWDM 系統中其所產生之失真(distortion)和串音(cross-talk)幾乎可以忽略。

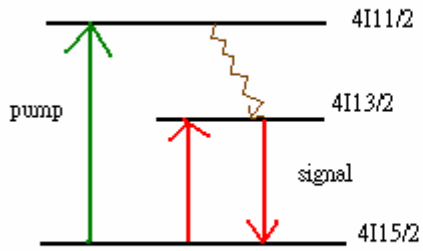


圖 2-1(a) 三階雷射系統



圖 2-1(b) 二階雷射系統

Glass	$K_a (10^{-8} \text{ cm}^2 / \text{s})$
Silicate L22	2.6
Silicate S8	3.0
Silicate S7	3.7
Silicate S6	4.0
Silicate ED2	3.5
Al/P silica	5.1
Borate S23	4.7
Borate S18	5.9
Phosphate S1	3.2
Phosphate S4	4.4
Phosphate L28	5.5
Fluorophosphate L14	5.1
Fluorophosphate L11	5.5
Fluorozirconate ZBLAN	4.6
Ba-Zn-La-Th fluoride	4.6

表 2-1 摻鉕光纖在  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  的整體吸收等效面積

Glass	Life time (ms)	Emission		Absorption	
		Peak $\lambda$ (nm)	peak $\sigma_{21}$ ( $10^{-21} \text{ cm}^2$ )	Peak $\lambda$ (nm)	peak $\sigma_{12}$ ( $10^{-21} \text{ cm}^2$ )
Al/P silica	10.8	1531.4	5.5	1530.1	5.5
Al silica	10.2				
Ge/Al silica	10.2				
Ge silica	12.1				
Silicate L22	14.5	1535.8	7.3	1536.4	5.8
Fluorophosphate (low fluorine)	8.25	1532.6	7.2	1532.6	7.0
Fluorophosphate (high fluorine)	9.5	1532	5.8	1531.4	5.8

表 2-2 摻鉕玻璃在能階轉換  ${}^4I_{13/2} \leftrightarrow {}^4I_{15/2}$  的一些參數

### 2.1.2 激發光源(pump source)的波長

光纖雷射和光放大器在 1500nm 通訊用波段所使用的激發光源波長有很多種，這是因為鉕離子的吸收頻譜範圍很廣，分佈從 450nm 到 1600nm。激發波長的選擇首要考慮所需要的 gain transition，再來就是轉換效率及有效的光源。鉕離子  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  的轉換所對應到的吸收波長是在 970nm-980nm 之間，在此激發能帶光在光纖的放

大不但可以得到最大的增益，信號輸出功率較大，有較好的量子轉換效率(quantum conversion efficiencies)，這也是因為 980nm 激發能帶(pump band) 的吸收等效面積很大，再加上沒有激發光的激態吸收(ESA)的效應，所以這是用來激發摻鉕光纖裝置相當有效的波長。

圖 2-2[5, page104] 是不同玻璃成分在 980nm 能帶的吸收等效面積頻譜，可以看出加了氟化物(Fluorides)和磷酸氟鹽(Fluorophosphates)的摻鉕玻璃，其等效面積峰值所在的波長較短，而矽玻璃(Silicates)和含磷酸鹽玻璃(phosphates)，其等效面積峰值所在的波長較長。

另一個使用在 1500nm 光纖放大器和光纖雷射的激發波長則是在 1480nm 附近，因此是一個二階系統，如圖 2-1b。由圖 2-3[5, page100] 可看出，儘管 1480nm 是在吸收頻帶的左翼(wing)，但它的等效面積值是和 980nm 的等效面積值相當的(圖 2-3)，而且也不需考慮激發光源的激態吸收(ESA)。但是這種共振式的激發主要的缺點則是因為放射和吸收頻譜的不完全偏移(incomplete offset)，從圖 2-3 可看出，當吸收等效面積在每個波長都大到一定程度時，相對地激發放射的等效面積也會變大，如此一來會降低激發光的吸收，而且在任何激發功率下都無法達到完全的居量反轉(full inversion)。

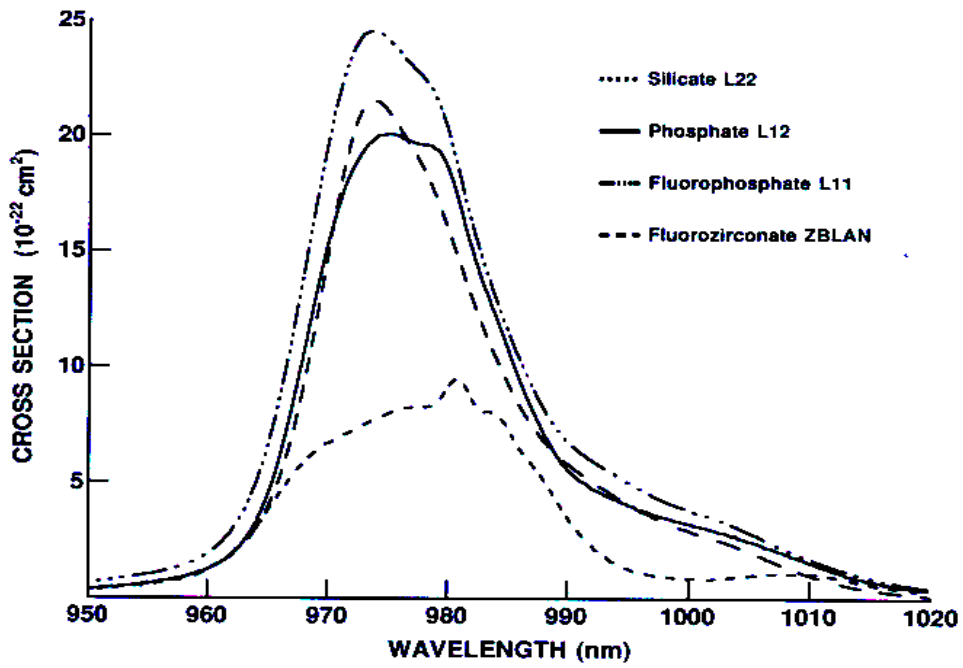


圖 2-2 980nm 頻帶的吸收等效面積頻譜

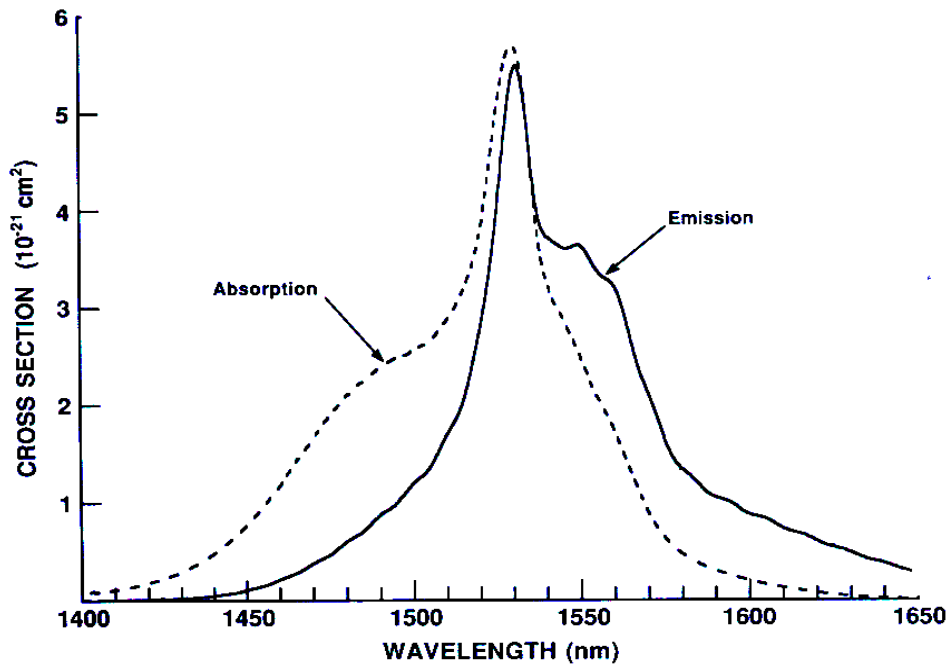
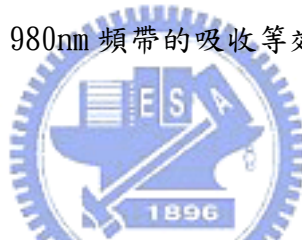


圖 2-3 Al/P silica 的吸收和放射等效面積的頻譜



## 2.2 DFB 光纖雷射的架構

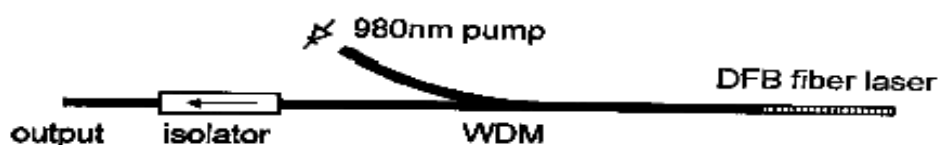


圖 2-4 一般 DFB 光纖雷射的架構

圖 2-4 是基本的 DFB 光纖雷射的架構，主要分成兩個部分，第一個部分就是在摻鉕光纖上寫入光柵，通常為了達到單模的要求，如果只是均勻光柵(uniform grating)，那麼為了滿足共振條件，產生雷射的波長會對稱地位於布拉格中心波長的兩側；如在光柵的中間多了  $\pi$  的相位移，這樣的光柵不但扮演共振腔的角色又具有選頻的機制，如此一來較容易達到單模雷射又可得到較大的雷射輸出功率。第二部分，將寫好光柵的摻鉕光纖和 WDM 耦合器的一端融接在一起，再從接激發光源的一端將 980nm 打進摻鉕光纖，最後可從 1550nm 端得到雷射輸出。

然而，摻鉕光纖雷射仍具有一些缺點，為了要達到單模輸出，摻鉕光纖上光柵的長度只有數公分長，所以激發光源的吸收會比較低，導致雷射轉換效率和輸出功率都不高，大概 0.1% 的轉換效率和幾個

毫瓦(mW)的輸出[6][7]。為了克服這個缺點，增加鉕離子的濃度來提高激發光源的吸收卻會造成另外的問題。一般而言，為了讓光纖曝照在紫外光下所形成的光柵效果顯著，都會讓光纖摻鍺(Ge)來增加光纖感光性。然而加了鍺的光纖較容易發生離子叢生(ion clustering)的現象[8]，造成雷射效率變低，也會使得雷射不穩定[9][10]。為了解決上述種種問題，有以下幾種方式可用來作改善：

### 2.2.1 主震盪器功率放大架構(Master Oscillator Power

Amplifier, MOPA)[11]

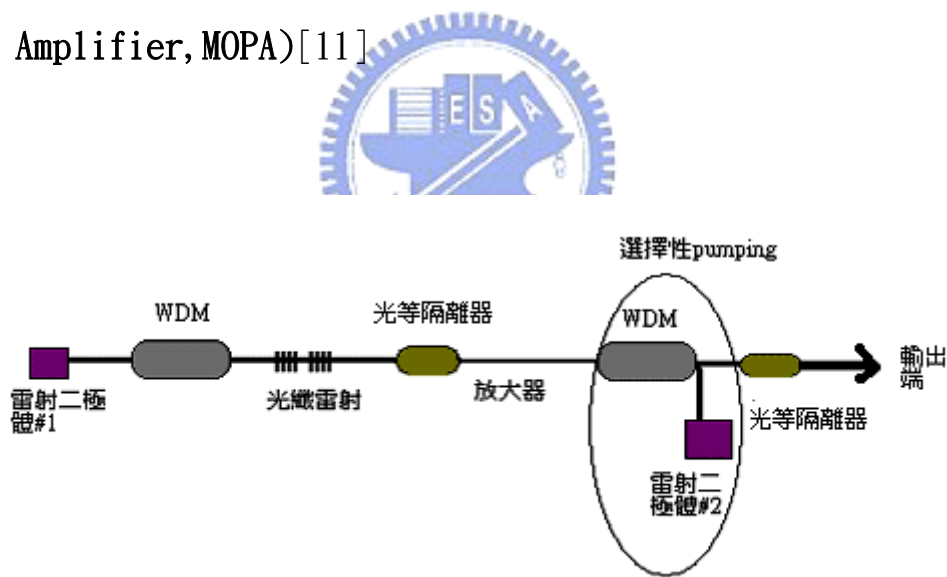


圖 2-5 MOPA 架構示意圖

此架構主要是當 1480nm 激發光源通過光纖雷射後，未被吸收的剩餘激發光，再導入另一摻鉕光纖中作為激發光源，而中間的光等隔離器(isolator)除了讓 1550nm 的信號光不會反向反射(back

reflection)外，也因為一般 1550nm 的光等隔離器也可讓 1480nm 的光源通過，同時也可避免 1480nm 的光源發生反向反射(back reflection)，造成激發雷射的不穩定，導致產生的雜訊會使得雷射腔內發生鬆弛震盪(relaxation oscillation)。接著在放大用的摻鉕光纖後，所接的是反向的雷射二極體，當作激發光源。此激發光源通過第二個 WDM 將光耦合近放大用的摻鉕光纖，加上原本剩餘的激發光一起來放大信號光。如此一來原本微弱的輸出光，藉由 MOPA 的方法可得到穩定且有幾十個毫瓦的輸出。

### 2.2.2 腔內激發(intracavity pumping)[12]

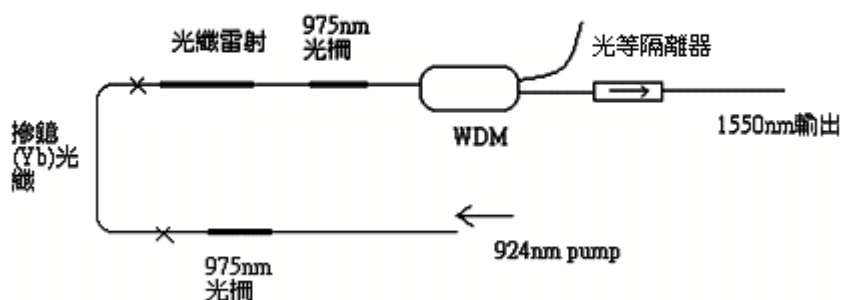


圖 2-6 腔內 pumping 分佈反饋式光纖雷射架構圖

圖 2-6 是腔內激發的實驗架構，主要的雷射共振腔是由兩個布拉格波長為 975nm 的高反射率光柵，加上摻鉕(Yb)光纖和 DFB 光纖光柵

所組成，在此實驗所用的摻鐿(Yb)光纖長度為 0.45 公尺，濃度約為 500ppm，而摻鉬光柵長 10 公分，濃度約為 300ppm。975nm 光柵則是寫在感光性較佳的摻鉬光纖上，利用波段在 924nm 的鈦藍寶石雷射 (Ti:Sapphire) 激發此雷射架構，由激發摻鐿光纖所得到的在 975nm 附近的光去激發同樣在共振腔中的 DFB 光纖光柵，所得到的輸出功率是用 980nm 激發光源的 3 倍。

上述兩種方法是使用額外的架構來增加雷射輸出功率和穩定性，以克服摻鉬光纖的感光性差和增益小的缺點。接下來的部分則介紹改善摻鉬光纖感光性和增益的一些方法。



### 2.2.3 改善摻鉬/鐿光纖感光性和增益

在摻鉬光纖中摻鐿主要是為了藉由鐿離子比鉬離子對 980nm 波段有更大的吸收，並能將此能量有效的轉換到鉬離子，使得高效率短腔長的光纖雷射較容易實現。如圖 2-7，是鉬/鐿離子的能階轉換示意圖，通常，鐿離子在 980nm 的吸收等效面積會比鉬離子大上 1 至 2 個 order，所以能比較有效地吸收 980nm 激發光源。之前有提到一般的摻鉬光纖為了增加感光性會在光纖中摻鍺，但是對摻鉬/鐿光纖卻很難做到，因此為了使得鐿和鉬離子之間的能量轉換更有效，通常會在光纖中摻磷(phosphorous)。即使在光纖中也加入鍺，摻雜磷的

光纖仍會降低其感光性，因此有人將錫(Si)也摻雜至摻鉕/鐿光纖上，發現光纖甚至不需要載氫就有很好的感光性[13]。隨後，另一種方式是不改變一般鉕/鐿光纖核心(core)的 phosphosilicate host，而用高感光性的硼/鍍包層(B/Ge cladding)圍在此核心外，很容易地可以寫出反射率很高的光柵[14]。

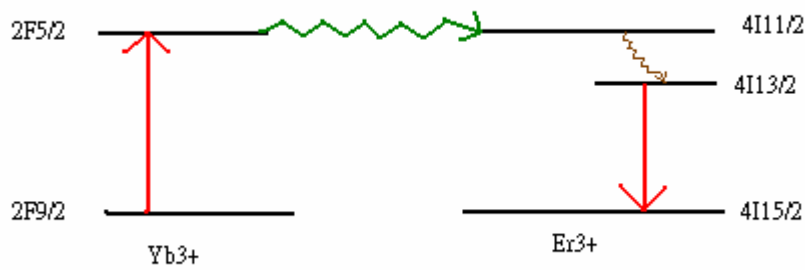


圖 2-7 鉕/鐿離子能階轉換示意圖

### 第三章 DFB 光纖雷射之理論分析及設計

#### 3.1 理論模型的建立

這個部分我們利用速率方程式(Rate equations)所建立的增益模型(gain model)來計算增益，然後將得到的增益係數(gain coefficients)代入耦合模方程式(coupled-mode equations)，並用 transfer matrix method[15]解此方程組。我們透過此理論模型來設計 DFB 光纖雷射，設計的對象是實驗上所使用的高濃度摻鉕光纖和摻鉕/鐿光纖，希望能透過分析來對實際製作高效率 DFB 光纖雷射的研究有所幫助。



##### 3.1.1 建立速率方程式(Rate equations)及增益模型

因為我們使用 980nm 的激發光源，且信號光為 1500nm 的波段，所以鉕離子為一三階系統，如圖 3-1，當激發光源將  $^4I_{15/2}$  level 的鉕離子激發至  $^4I_{11/2}$  level 後，在  $^4I_{11/2}$  level 鉕離子會快速掉到  $^4I_{13/2}$  level，因此會造成居量反轉。而當在  $^4I_{13/2}$  level 的鉕離子數目累積到一定程度時，這時候增益大於損耗，將可產生激發放射而有信號

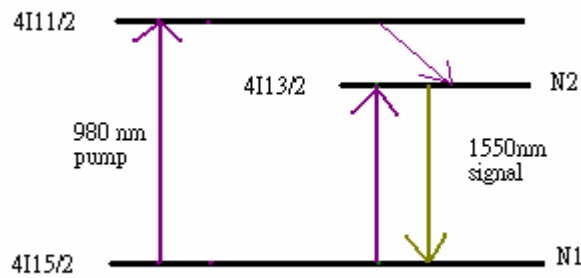


圖 3-1 鉕離子之能階示意圖

產生。描述此過程之速率方程式表示如下：

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} &= -\frac{N_2}{\tau_2} + \sigma_{12}N_1S - \sigma_{21}N_2S + \sigma_p N_1P \\ \frac{dN_1}{dt} &= \frac{N_2}{\tau_2} - \sigma_{12}N_1S + \sigma_{21}N_2S - \sigma_p N_1P \\ N_1 + N_2 &= N_t \end{aligned} \quad (3-1)$$



$N_1$ 和 $N_2$ 分別為在 ${}^4I_{13/2}$  level 及 ${}^4I_{15/2}$  level 的鉕離子數目， $N_t$  為鉕離子總數， $\sigma_{12}$ 和 $\sigma_{21}$ 為信號光的吸收和放射等效面積， $\sigma_p$ 為激發光源的吸收等效面積， $\tau_2$ 是光子生命期(photon lifetime)，S 和 P 則為信號光和激發光的光通量(photon flux)。  $N_2$ 對時間變化這條方程式，等號右邊第一項是自發放射(spontaneous emission)所造成之 $N_2$ 減少速率，第二項是在 ${}^4I_{15/2}$  level 的鉕離子吸收信號光而躍遷至 ${}^4I_{13/2}$  level，第三項為在 ${}^4I_{13/2}$  level 的鉕離子受激放射掉至 ${}^4I_{15/2}$  level，最後一項則是激發光源造成的居量反轉項。而 $N_1$ 對時間的變化剛好和

$N_2$  相反， $N_1$  增加代表  $N_2$  會減少， $N_1$  加上  $N_2$  的總數是不變的，所以基本上只要解一個方程式即可。在穩態 (steady state) 時，

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0, \text{ 可以得到 } N_1 = \frac{\frac{N_t}{\tau_2} + \sigma_{21}N_t S}{\frac{1}{\tau_2} + (\sigma_{12} + \sigma_{21})S + \sigma_p P}。$$

得到  $N_1$  之後，便可知道我們需要的信號之增益係數和激發光的吸收係數，其式子如下。

信號光的增益係數：
$$g = \frac{1}{2}(\sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}N_1) = \frac{1}{2}\sigma_{21}N_t - \frac{1}{2}(\sigma_{21} + \sigma_{12})N_1$$



(3-2)

激發光的吸收係數：
$$\alpha_p = \frac{1}{2}\sigma_p N_1$$

(3-3)

至於光通量的表示式則為：

$$S = \frac{P_s}{\hbar \nu_s A_{eff}}$$

$$P = \frac{P_p}{\hbar \nu_p A_{eff}}$$

$P_s$ =signal power， $P_p$ =pump power， $\nu_s$ 和 $\nu_p$ 為 signal 和 pump 的頻率， $A_{eff}$ 為 mode area， $g$ 和 $\alpha_p$ 分別為場的增益係數和吸收係數。

### 3.1.2 耦合模方程式(Coupled-mode equations)

因為 DFB 光纖雷射主要是由於寫在摻鉕光纖上的光柵所達成，所



以我們需要用耦合模方程式來描述信號在光柵裡的行為，配合我們剛剛得到的增益和吸收係數，可以建立一個 DFB 光纖雷射的理論模型。我們用 slowly varying complex amplitude  $A$  和  $B$  來描述雷射模態在光柵中向右行進和向左行進的場振幅，雷射模態局部電場可表示為：

$$E(z,t) = Ae^{j(\omega t - kz)} + Be^{j(\omega t + kz)} \quad (3-4)$$

$k$  為 propagation constant， $\omega$  為角頻率，信號光在光柵中的功率 (signal power) 是電場絕對值的平方，即

$P_s = |A|^2 + |B|^2 + AB^* e^{-j2kz} + A^* B e^{j2kz}$ ，將上一小節所得到的增益和吸收係數

整理如下：



$$g = \frac{1}{2} \sigma_{21} N_t - \frac{1}{2} (\sigma_{21} + \sigma_{12}) \frac{\frac{N_t}{\tau_2} + \sigma_{21} N_t \frac{|A|^2 + |B|^2 + AB^* e^{-j2kz} + A^* B e^{j2kz}}{\hbar \nu_s A_{eff}}}{\frac{1}{\tau_2} + (\sigma_{12} + \sigma_{21}) \frac{|A|^2 + |B|^2 + AB^* e^{-j2kz} + A^* B e^{j2kz}}{\hbar \nu_s A_{eff}} + \sigma_p \frac{P_p}{\hbar \nu_p A_{eff}}} \quad (3-5)$$

$$\alpha_p = \frac{1}{2} \sigma_p \frac{\frac{N_t + \sigma_{21} N_t}{\tau_2} \frac{|A|^2 + |B|^2 + AB^* e^{-j2kz} + A^* B e^{j2kz}}{\hbar \nu_s A_{eff}}}{\frac{1}{\tau_2} + (\sigma_{12} + \sigma_{21}) \frac{|A|^2 + |B|^2 + AB^* e^{-j2kz} + A^* B e^{j2kz}}{\hbar \nu_s A_{eff}}} + \sigma_p \frac{P_p}{\hbar \nu_p A_{eff}} \quad (3-6)$$

接著，將  $g$  和  $\alpha_p$  分別對駐波相作泰勒展開到第一項，亦即考慮駐波項 ( $AB^*$  和  $A^*B$ ) 是一微擾項，如此可將(3-5)和(3-6)兩式整理成：

信號光的增益係數：

$$g = g_0 + g_2 e^{-2jkz} + g_2^* e^{2jkz} \quad (3-7)$$

$$g_0 = \frac{1}{2} \sigma_{21} N_t - \frac{1}{2} (\sigma_{21} + \sigma_{12}) \left[ \frac{\frac{N_t + \sigma_{21} N_t (|A|^2 + |B|^2)}{\tau_2} \frac{1}{\hbar \nu_s A_{eff}}}{\frac{1}{\tau_2} + \frac{\sigma_p P_p}{\hbar \nu_p A_{eff}} + \frac{(\sigma_{21} + \sigma_{12}) (|A|^2 + |B|^2)}{\hbar \nu_s A_{eff}}} \right] \quad (3-8)$$

$$g_2 = \frac{(\sigma_{21} + \sigma_{12})}{2} \left[ - \frac{\frac{\sigma_{12} N_t (AB^*)}{\hbar \nu_s A_{eff}}}{\frac{1}{\tau_2} + \frac{\sigma_p P_p}{\hbar \nu_p A_{eff}} + \frac{(\sigma_{21} + \sigma_{12}) (|A|^2 + |B|^2)}{\hbar \nu_s A_{eff}}} + \frac{\left( \frac{N_t + \sigma_{21} N_t (|A|^2 + |B|^2)}{\tau_2} \frac{(\sigma_{21} + \sigma_{12}) (AB^*)}{\hbar \nu_s A_{eff}} \right)}{\left( \frac{1}{\tau_2} + \frac{\sigma_p P_p}{\hbar \nu_p A_{eff}} + \frac{(\sigma_{21} + \sigma_{12}) (|A|^2 + |B|^2)}{\hbar \nu_s A_{eff}} \right)^2} \right] \quad (3-9)$$

激發光的吸收係數：

$$\alpha_p = \alpha_{p0} \quad (3-10)$$

$$\alpha_{p0} = \frac{\sigma_p}{2} \frac{\frac{N_t}{\tau_2} + \frac{\sigma_{21} N_t (|A|^2 + |B|^2)}{\hbar \nu_s A_{eff}}}{\frac{1}{\tau_2} + \frac{\sigma_p P_p}{\hbar \nu_p A_{eff}} + \frac{(\sigma_{21} + \sigma_{12})(|A|^2 + |B|^2)}{\hbar \nu_s A_{eff}}} \quad (3-11)$$

$g_0$  是 mean gain， $g_2$  為 gain grating 的大小，是因為駐波項所造成。亦即除了我們寫上的光柵之外(external grating)，雷射模還會感受到一額外的自發性(self-induced)增益光柵。因此考慮 gain grating 所造成的效應，耦合模方程式可寫成：

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dz} &= (g_0 - j\delta)A + (j\kappa + g_2^*)B \\ -\frac{dB}{dz} &= (g_0 - j\delta)B + (j\kappa^* + g_2)A \end{aligned} \quad (3-12)$$

$\delta = \text{detuning}$

### 3.1.3 Transfer matrix method

我們利用 transfer matrix 來解耦合模方程組，主要是將光柵切割成 N 段，在每一小段便可看成是均勻光柵。配合適當的邊界條件，雷射模態的場振幅的 transfer matrix 在第 q 段和第 q-1 段的關係為：

$$T^{q,q-1} = \begin{bmatrix} r + (g_0 - j\delta)s, (g_2^* + j\kappa)s \\ -(g_2 + j\kappa^*)s, r - (g_0 - j\delta)s \end{bmatrix}$$

$$r = \cosh \gamma \partial z \quad (3-13)$$

$$s = \frac{\sinh \gamma \partial z}{\gamma}$$

$$\gamma = \sqrt{(g_0 - j\delta)^2 - (j\kappa + g_2^*)(j\kappa^* + g_2)}$$

$\kappa$  : 耦合係數

$$\begin{bmatrix} A_q \\ B_q \end{bmatrix} = T^{q,q-1} \begin{bmatrix} A_{q-1} \\ B_{q-1} \end{bmatrix} \quad (3-14)$$

透過矩陣逐段相乘，可以得到在光柵左右兩端的場振幅關係為：



$$\begin{bmatrix} A_q \\ B_q \end{bmatrix} = T^{q,q-1} \begin{bmatrix} A_{q-1} \\ B_{q-1} \end{bmatrix} = T^{q,0} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} = T^{q,q-1} T^{q-1,q-2} \dots T^{1,0} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (3-15)$$

$$T^{q,0} = T^{q,q-1} T^{q-1,q-2} \dots T^{1,0} \quad \text{overall transfer matrix}$$

至於雷射時所需滿足的條件可參考圖 3-2，考慮開始雷射後，不會有進到光柵的信號光，即  $R_1=L_2=0$ ，而  $L_1$  和  $R_2$  則是分別從兩端輸出的雷射模式的場分布。透過 overall transfer matrix 的定義，

$$\begin{bmatrix} R_2 \\ L_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{1,1} & T_{1,2} \\ T_{2,1} & T_{2,2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_1 \\ L_1 \end{bmatrix}, \quad \text{因為 } R_1=L_2=0, \text{ 所以在雷射產生時 } T_{2,2}=0. \text{ 此項條件}$$

和要求滿足 round-trip 的條件所得到的解是相同的 [16]，因此解

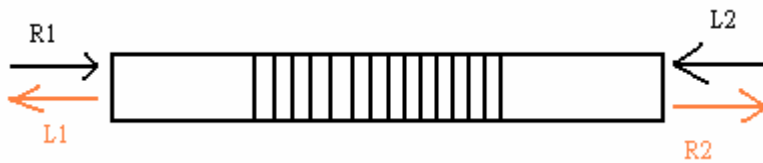


圖 3-2 雷射條件

$T_{2,2}=0$  這個方程式，我們便可得到雷射輸出功率及波長。

由上一小節推導出的激發光吸收係數，可以知道在 DFB 光柵中的局部激發光的功率為：

$$P_p(z + dz) = P_{p0} e^{-j\alpha_p(z)dz} \quad (3-16)$$

在此我們已假定駐波相所產生的增益光柵對激發光並無影響，激發光所看到的只是 dc 的吸收係數。

### 3.2 設計 DFB 光纖雷射及分析結果

#### 3.2.1 設計 $\pi$ 相位移的 DFB 光纖雷射

這一小節我們將利用上面所建立的理論模型來對 DFB 摻鉕光纖雷射做一些設計與分析，表 3-1 是我們使用的摻鉕光纖的一些參數：

Absorption at around 980nm	39 dB/m
Absorption at around 1532nm	55.4 dB/m
Erbium concentration (Nt)	$4.3 \times 10^{25}$ 1/m <sup>3</sup>

$\sigma_p$ absorption cross section at 980nm	$2.088 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
$\sigma_{12}$ absorption cross section at 1532nm	$2.97 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
$\sigma_{21}$ emission cross section at 1532nm	$3.665 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
Aeff (mode area at 1532nm)	$38.48 \times 10^{-12} \text{ m}^2$
$\tau_2$ photon lifetime	10 ns
NA	0.17

表 3-1 摻鉕光纖的一些參數

我們使用的這款摻鉕光纖增益較大(high gain)，在 1532nm 的吸收每公尺有 55.4 dB，但是在 980nm 的吸收效率比較不好，這也是一般摻鉕光纖的一個很大的缺點，會使得雷射輸出效率不高。

我們設計的 DFB 光纖雷射的長度為 6 公分，而寫入的光柵為均勻光柵(uniform grating)，為了使雷射產生單模輸出，在光柵的中間多了  $\pi$  的相位，所以在反射或穿透頻譜的中央，即布拉格波長附近會有一個很明顯的 dip 產生，所以只有侷限在那很窄頻段裡的波長有機會在光柵中共振，較容易得到單模輸出。耦合係數(coupling coefficient)  $\kappa$  之大小如圖 3-3，反射及穿透頻譜如圖 3-4。因為在寫光柵時，是使用紫外光逐段曝照銜接而成，而紫外光的光束是成高斯分佈，有效光束寬度為 5mm，在曝照時每次移動的距離為光柵週期的整數倍，到了光柵中央時，光束移動了半個光柵週期來產生  $\pi$  的相位移，所以在圖 3-3 會看到在光柵中央時  $\kappa$  值會下降，是因為移動半週期後，光柵相位剛好相反，會將原本的光柵抵消一部分。

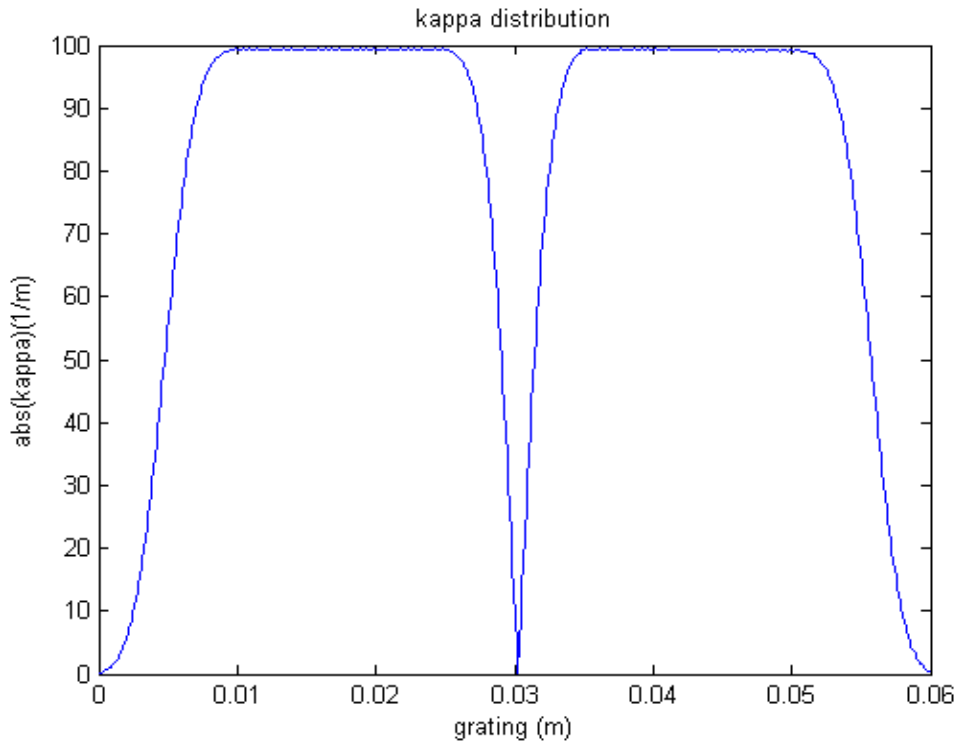


圖 3-3 耦合係數在光柵中的分佈

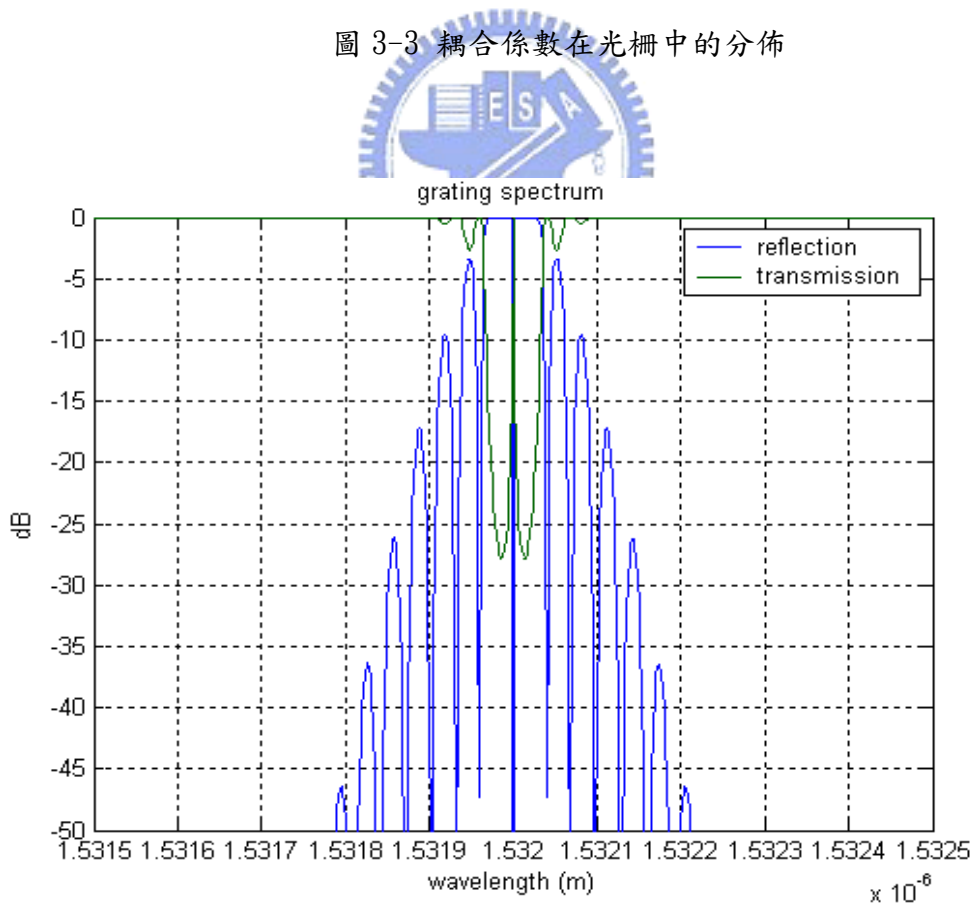


圖 3-4 反射和穿透頻譜

在我們較早之前的實驗中，我們寫光柵時都有做高斯 apodization，結果發現很難有雷射輸出，猜測是 gain 不夠大，因此作了以下的分析，發現光柵不作 apodization 時的有效腔長，或者是有效增益，會比作高斯 apodization 時大上約 3 倍。圖 3-5 為同樣 6cm 有高斯 apodization 的光柵，其反射和穿透頻譜分佈。把我們要設計的均勻光柵和此高斯分佈光柵來做比較，圖 3-6 為 mean gain

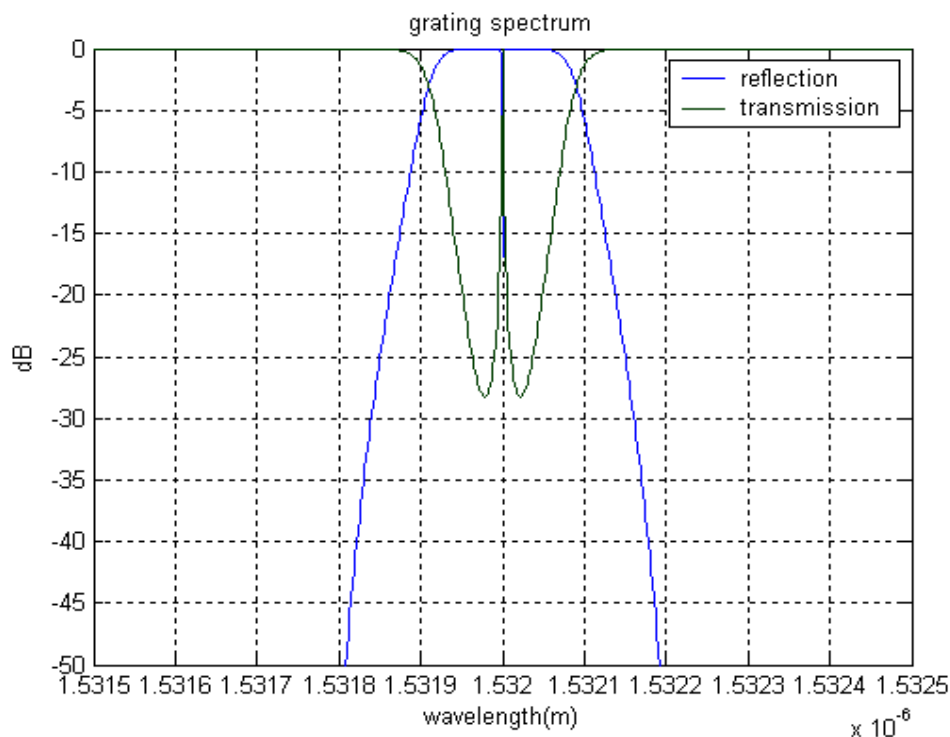


圖 3-5 Gaussian apodization 光柵頻譜

( $g_0$ )在光柵中的分佈圖，圖 3-7 為信號功率在光柵中的分佈圖，圖 3-8 為激發輸入功率(input pump power)和雷射輸出功率的關係。從



圖 3-5 或 3-6 可以發現，在光柵中央的信號光功率最大，而 gain 會最小，這是因為增益飽和(gain saturation)的關係，而 gain 或信號光主要集中在  $\pi$  相位移附近。如果是高斯 apodization，信號會愈集中在  $\pi$  相位移附近，相對地表示真正的能量轉換只集中在  $\pi$  相位移附近一小段區域，所以光柵不做 apodization 時，有效的 gain 會比較大一些，所得到的雷射輸出效率也比較好。

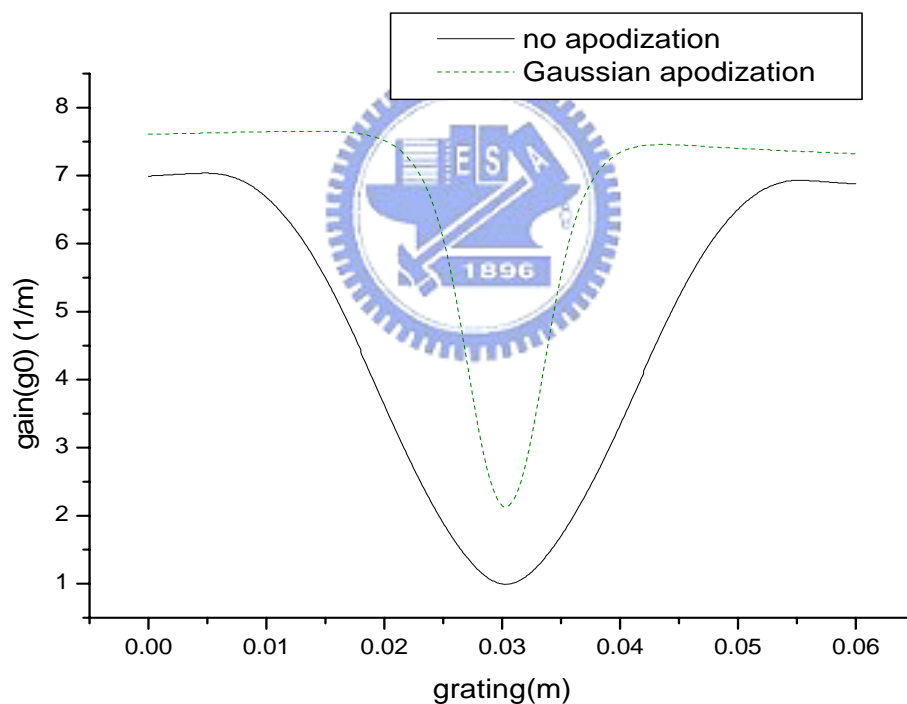


圖 3-6 mean gain 在光柵中的分佈

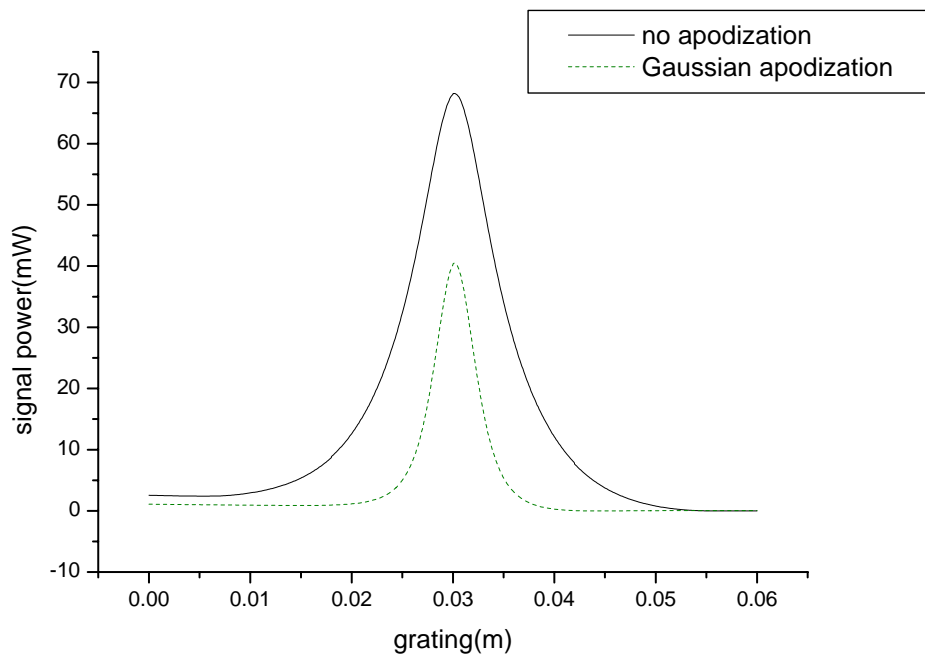


圖 3-7 信號功率在光柵中的分佈

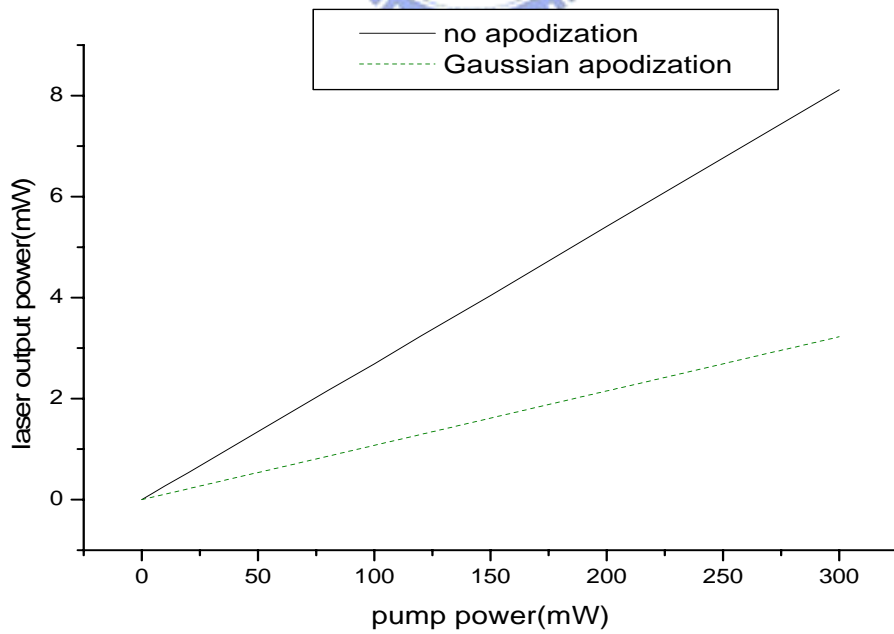


圖 3-8 激發功率和雷射輸出功率的關係

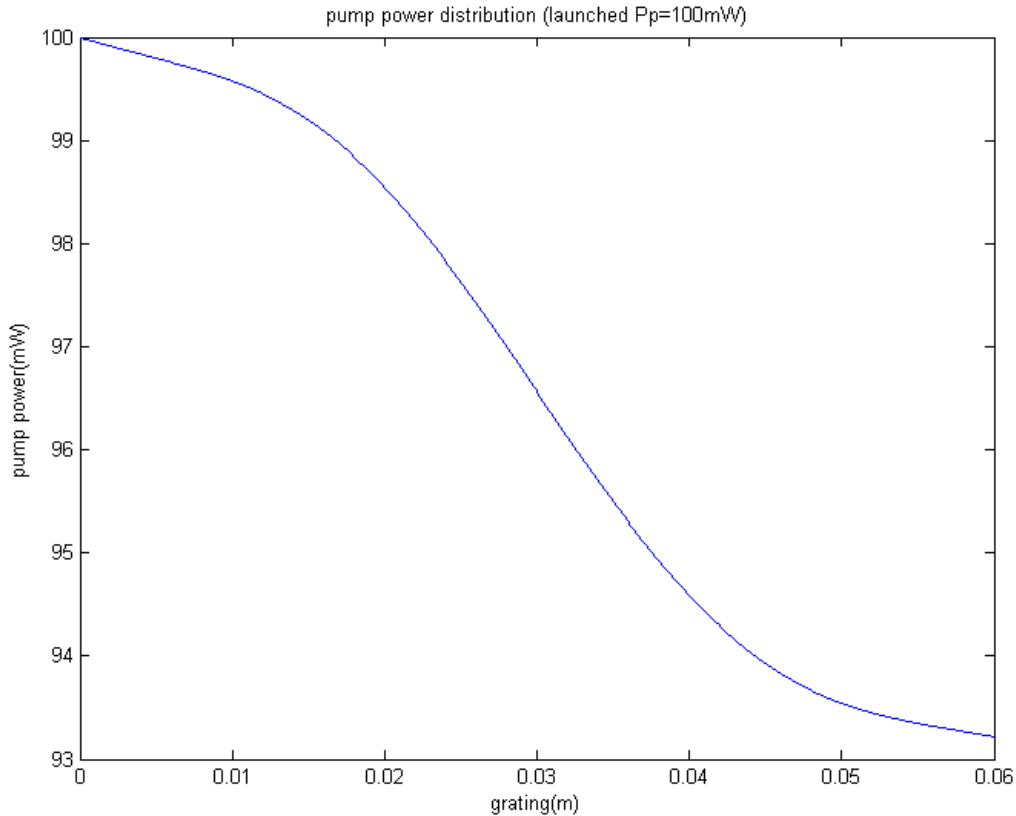


圖 3-9 激發功率在光柵中的分佈



圖 3-9 為輸入的激發功率在光柵中的分佈，在前 1 公分左右，大致是呈緩慢地線性衰減，到了真正有 gain 的地方，980nm 激發光源被吸收的幅度變大，最後 1 公分左右，離開了有 gain 的地方，又呈現線性衰減。此時激發功率為 100mW，可以看到真正有效的輸入功率大概只有 6.8mW 左右，大部分的輸入功率都浪費掉了。

接下來，我們來看當  $\pi$  相位移的位置不放在光柵中央時，雷射輸出功率會有什麼變化。如圖 3-10，相位移的位置在  $0.41L$  (2.46 公分)

會有最大的輸出功率，此時的激發功率為 100mW；圖 3-11，圖 3-12，圖 3-13 和圖 3-14 分別為相位移的位置在 2.46 公分和 3 公分(中央)

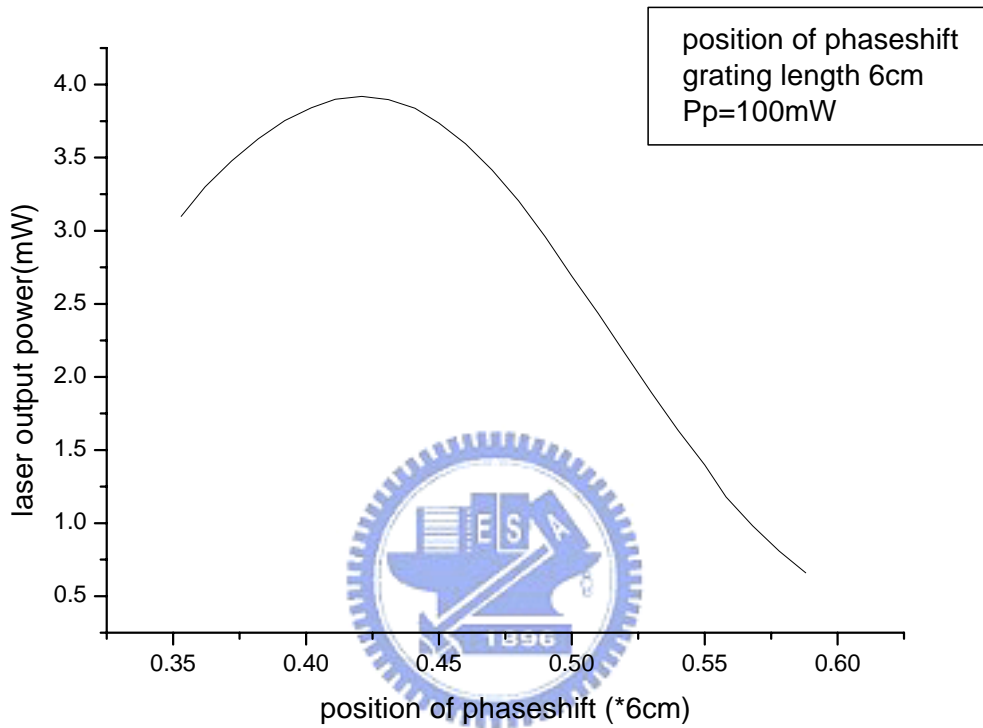


圖 3-10 相位移在光柵的位置和雷射輸出的關係

時的 mean gain( $g_0$ )，gain grating( $g_2$ )，信號功率及輸出功率的比較。可以看到相位移位置在 2.46 公分的雷射輸出效率和在中央比起來的確有所改善；為了設計更有效的 DFB 光纖雷射，有人提出了一個新的設計方法[18]，在下一小節當中，我們便利用這新的方法來設計和分析同樣長度的 DFB 摻鉍光纖雷射。

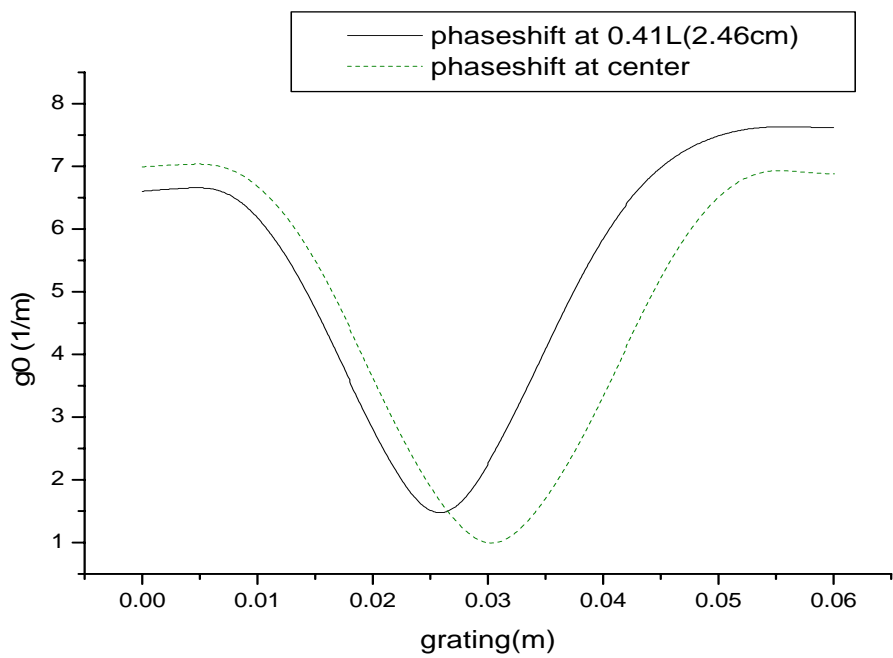


圖 3-11 mean gain 在光柵中的分佈

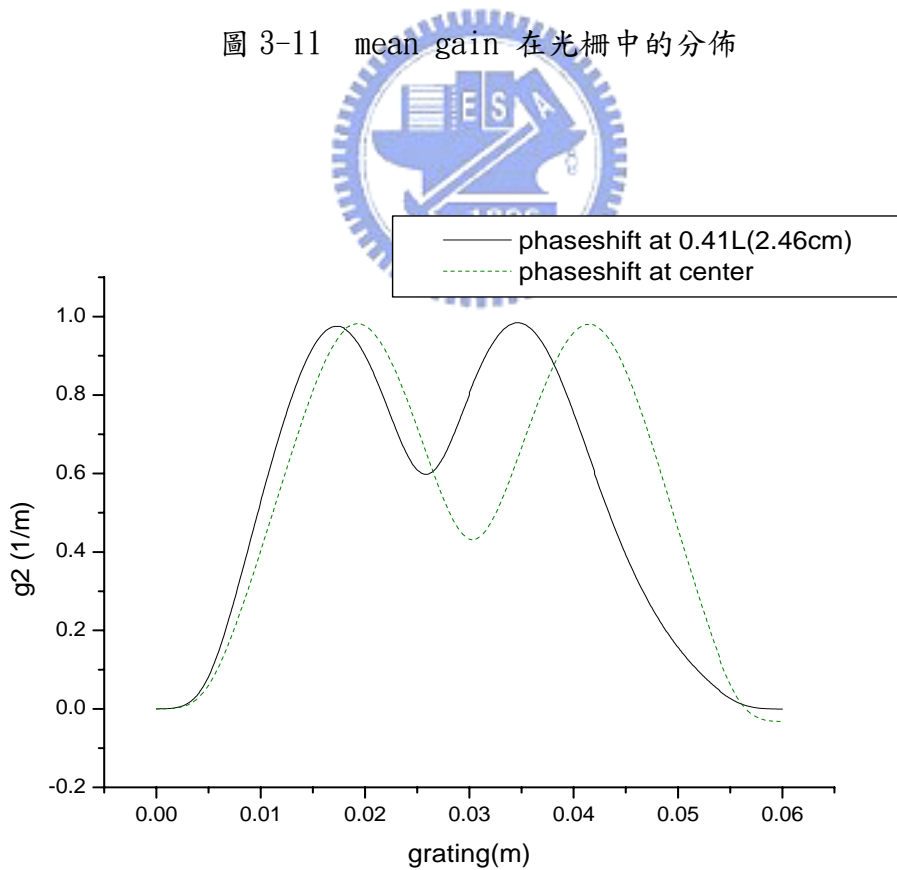


圖 3-12 gain grating 在光柵中的分佈

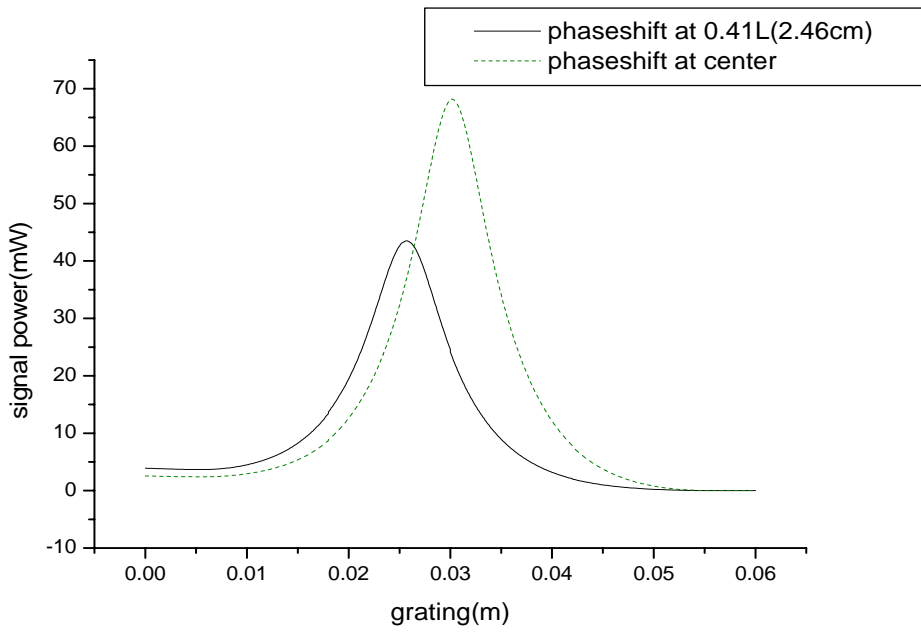


圖 3-13 信號光功率在光柵中的分佈

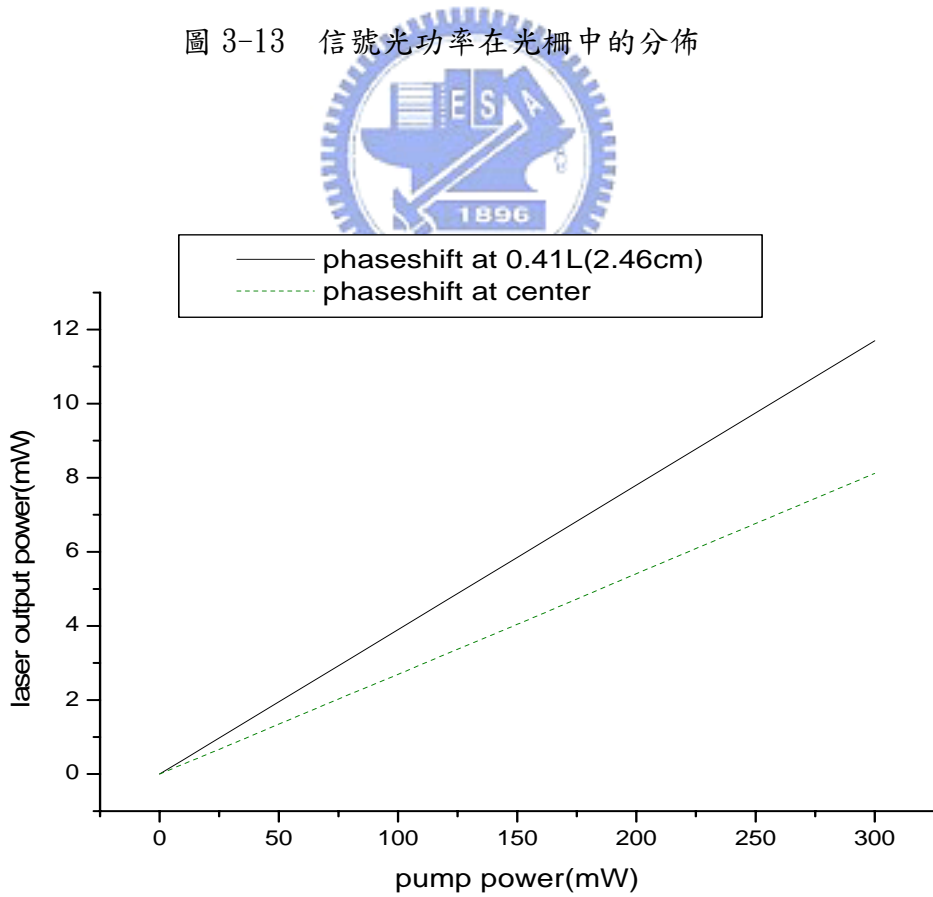


圖 3-14 雷射輸出功率和輸入功率的關係

### 3.2.2 增加有效腔長以改善雷射輸出效率

一般而言，相位移在光柵中的位置可以決定雷射輸出的方向，當相位移位置偏向光柵的其中一端(在最佳位置)時，在此端的輸出功率會比較大，而離相位移位置較遠的另一端輸出功率相對地會減小，輸出功率也和光柵強度有關，即和耦合係數的大小有關，因此，存在一組最佳的耦合係數和相位移位置會有最好的雷射輸出[18]。從上一小節的信號光和 gain 的分佈可以知道在 DFB 光纖雷射中，能量主要集中在相位移附近，離相位移愈遠，能量分佈會很快的衰減，因此有效的能量轉換區域被侷限在相位移附近。整個共振腔可以看成由兩個高反射率的光柵，長度分別為  $L_1$  和  $L_2$  所組成，如圖 3-15，其耦合係數可以近似為[19]

$$r_i = -\tanh(\kappa_i L_i) \quad i=1, 2 \quad (3-17)$$

場在光柵中有效的穿透深度定義為  $D$ ，在雷射介質也就是摻鉕光纖中，總共有效的共振腔長， $L_{eff}$  可以近似為[20]：

$$L_{eff} = D_1 + D_2 \approx -\left(\frac{r_1}{2\kappa_1} + \frac{r_2}{2\kappa_2}\right) \quad (3-18)$$

$D_1$  和  $D_2$  分別為從  $\pi$  相位移向左和向右的穿透深度。從(3-18)式中，在不改變光柵總長度的情況下，想要增加有效的共振腔長，其中

一個辦法就是減少耦合係數，舉例來說，如果減少  $\kappa_2$ ，勢必會造成  $r_2$  值減少，導致輸出功率變小；然而考慮(3-17)式，我們可以藉由增加  $L_2$  來補償  $r_2$  減少的損失。當  $L_2$  增加，在總長度不變的情況下， $L_1$  一定要變短，同樣地，為了補償  $L_1$  減少所造成的損失，因此要增加  $\kappa_1$  的值，有效腔長可以整理為下列的式子：

$$L_{eff} = D_1 + D_2 \approx -\left(\frac{r_1}{2\kappa_1} + \frac{r_2}{2\kappa_2}\right) = -\left[\frac{r_2 L}{2C_2} + \left(\frac{r_1}{2C_1} - \frac{r_2}{2C_2}\right)z_\pi\right]$$

$$C_1 = \kappa_1 L_1 = \tanh(r_1)$$

$$C_2 = \kappa_2 L_2 = \tanh(r_2)$$
(3-19)

$z_\pi = L_1$ ，即  $\pi$  相位移的位置，因為在固定  $r_1$  和  $r_2$  (最佳值) 的情況下， $C_1$  和  $C_2$  為常數。我們利用上一小節所設計的 DFB 光纖雷射的光柵，在雷射輸出最佳的相位移位置(2.46 公分)時，固定左右兩邊的反射率，利用(3-18)式，可知為  $r_1=91.8\%$ ， $r_2=98.6\%$ ，代入(3-19)式，可看到有效腔長  $L_{eff}$  對相位移位置的變化如圖(3-16)。



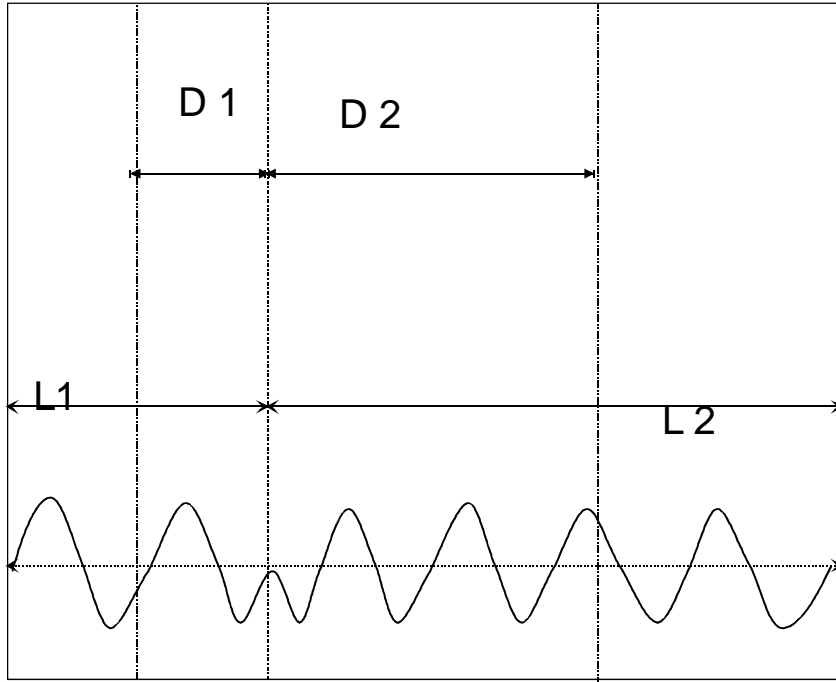


圖 3-15 光柵示意圖

有效腔長呈線性分佈，當相位移愈往左端靠近， $z_r$  漸小，即  $L_1$  愈短，有效腔長愈長，不過以我們的 6 公分摻鉍光纖的例子而言，腔長增加只有幾毫米(mm)的長度而已。左端的光柵長度變短的情況下，代表需要較大的耦合係數以維持左端光柵反射率不變，而右端光柵因為長度增加，所以耦合係數變小，因此耦合係數在光柵中的變化呈現階梯變化(step apodization)，如圖 3-17。我們設計當相位移的位置在左

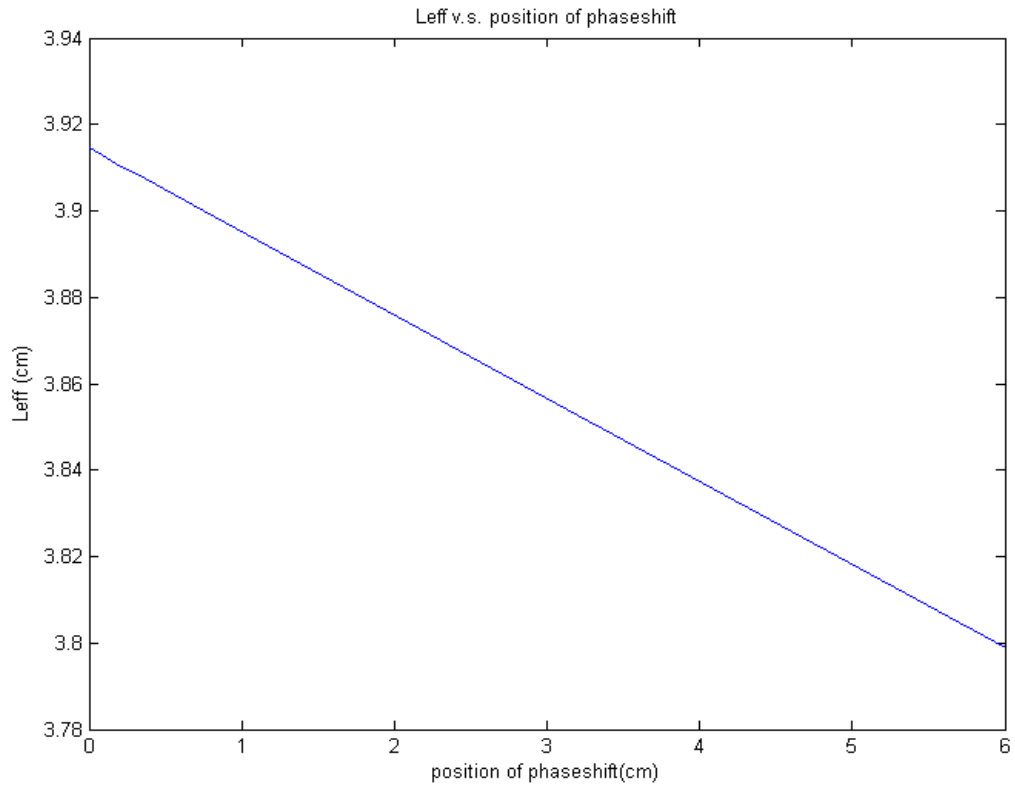


圖 3-16  $L_{eff}$  對  $z_x$  的關係

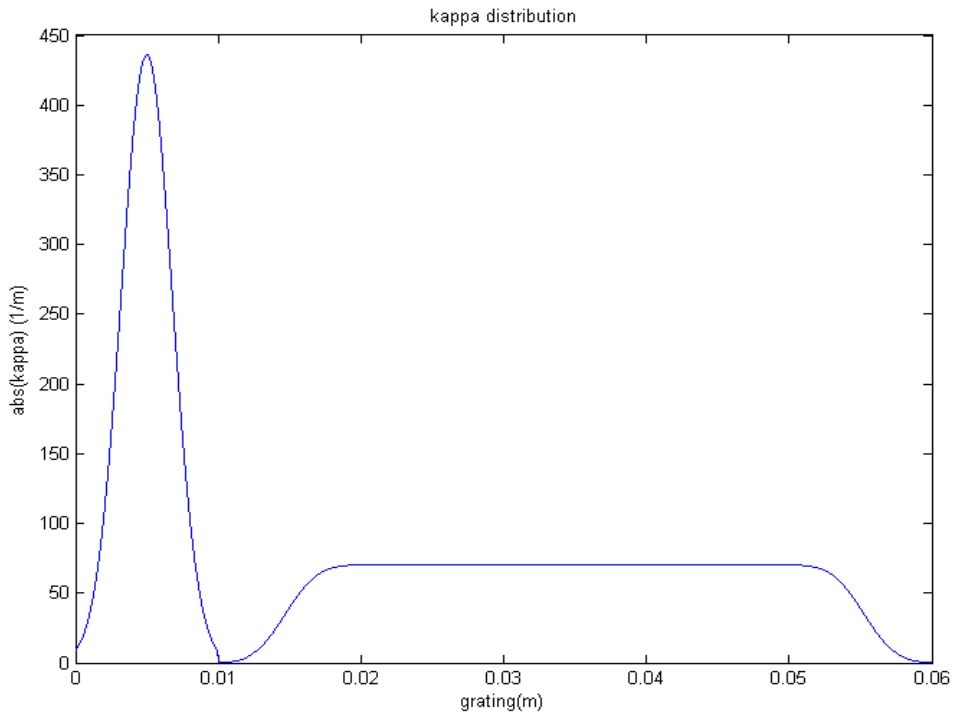


圖 3-17 耦合係數在光柵中的變化

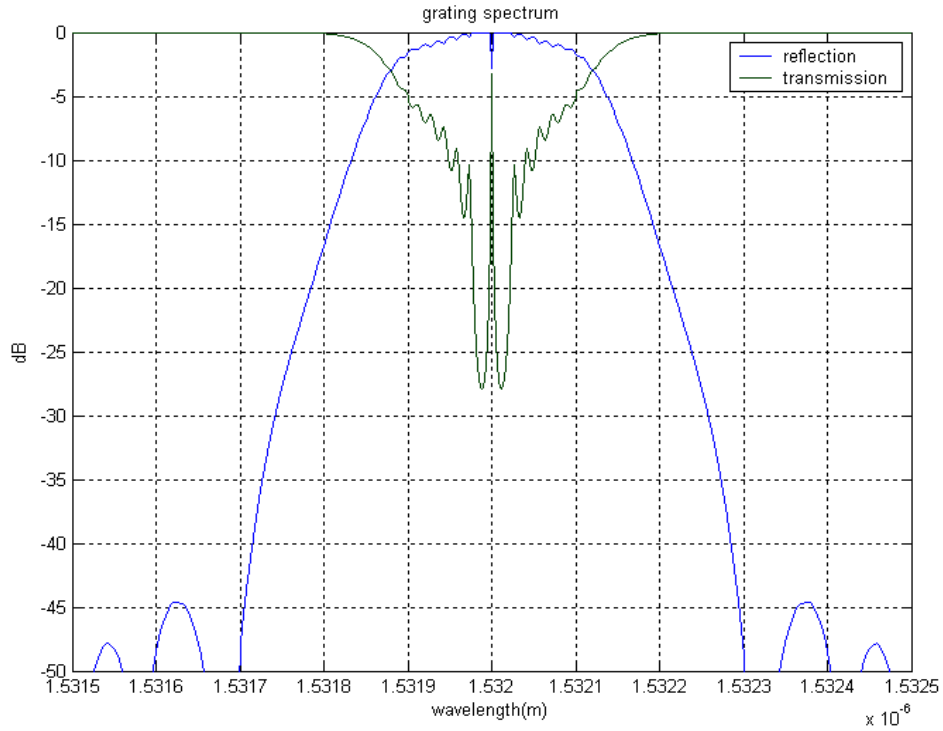


圖 3-18 step apodization 光柵反射與穿透頻譜

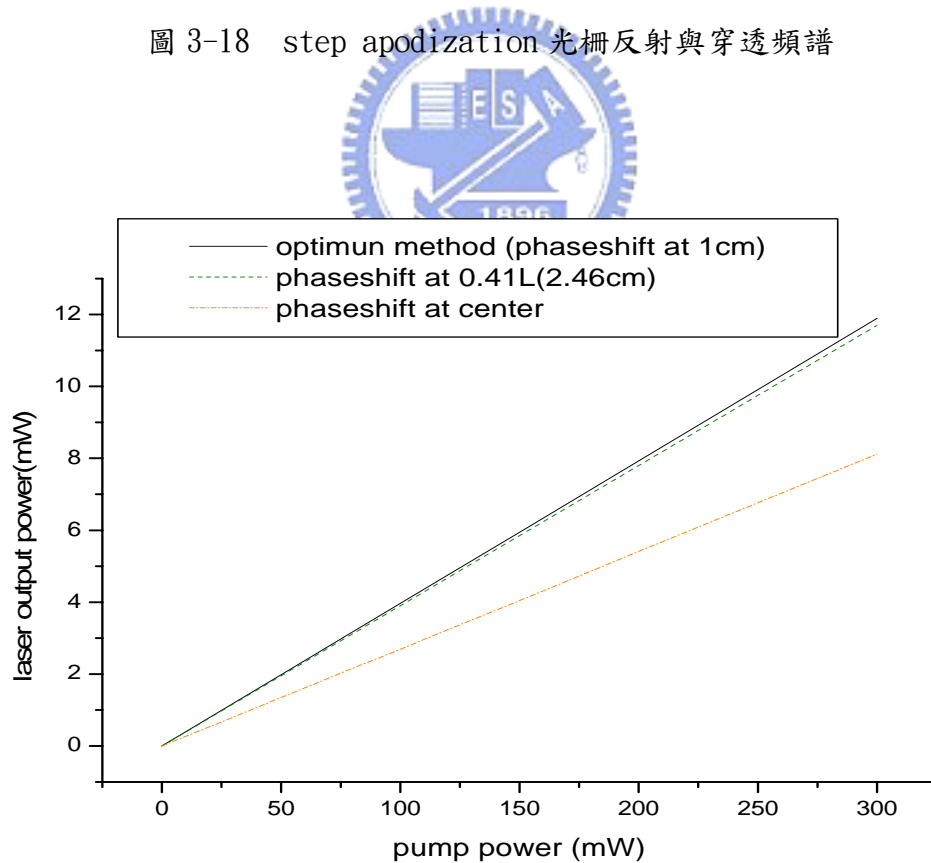


圖 3-19 雷射輸出功率和輸入激發功率的關係

端 1 公分處，所對應的光柵頻譜如圖 3-18。藉著此種方法，可以不需要增加光柵總長度就可改善 DFB 光纖雷射的雷射輸出效率，但是應用在我們的摻鉕光纖上效果並不顯著，圖 3-19 為雷射輸出功率和輸入功率的關係，雖然輸出功率有增加，但是增加幅度很小，從圖上可看出幾乎和相位移在 2.46 公分(沒有 apodization)處重合，因為計算出來的有效腔長增加的幅度也不大，甚至不到 1 毫米(mm)，所以這個結果應該是可以預見的。在下一小節我們還會使用摻鉕/鏡(Er/Yb)光纖設計 DFB 光纖雷射，在同樣的光柵條件下，即使這款光纖的增益(gain)只有摻鉕光纖的一半左右，結果都比摻鉕光纖來的好。



### 3.3 設計與分析 DFB 摻鉕/鏡光纖雷射

#### 3.3.1 DFB 摻鉕/鏡光纖雷射的輸出特性

當初購買這款摻鉕/鏡光纖是因為它在 1535nm 的吸收約有 30dB/m，而且具有感光性，因為在纖衣的部分摻了鍍(Ge)以及硼(B)，上一章有提到過這樣的設計可以增加光纖的感光性，至於在纖核的部分則是摻了鍍和磷，摻磷可以增加鏡離子的溶解性。不過實際上在寫入光柵時，發現效果仍不盡理想。但我們還是透過分析來看利用摻鉕/鏡光纖來製作 DFB 光纖雷射的效果如何。表 3-2 是摻鉕/鏡光纖的一些參數：

Peak absorption around 980nm	200 dB/m
Peak absorption around 1535nm	30 dB/m
Core diameter	7.3 $\mu\text{m}$
Confinement factor	0.77
$\sigma_p$	$13.95 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
$\sigma_{21} = \sigma_{12}$	$2.093 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
$A_{eff}$	$28.72 \times 10^{-12} \text{ m}^2$
$\tau_2$	10 ms
Erbium concentration	$3.3 \times 10^{25} \text{ ions/m}^3$
Ytterbium concentration	$16 \times 10^{25} \text{ ions/m}^3$

表 3-2 鉕/鐳光纖的參數

同樣地，我們設計了 6 公分的 DFB 光纖雷射，光柵的條件和上一小節的摻鉕光纖一樣，耦合係數的分佈和光柵頻譜的特性如圖 3-3 和圖 3-4，此時相位移的位置在光柵中央；從上一節的結果可以知道，當相位移的位置不在光柵中央時，雷射輸出會有較好的效率，圖 3-20 是不同的相位移位置與雷射輸出功率的關係，

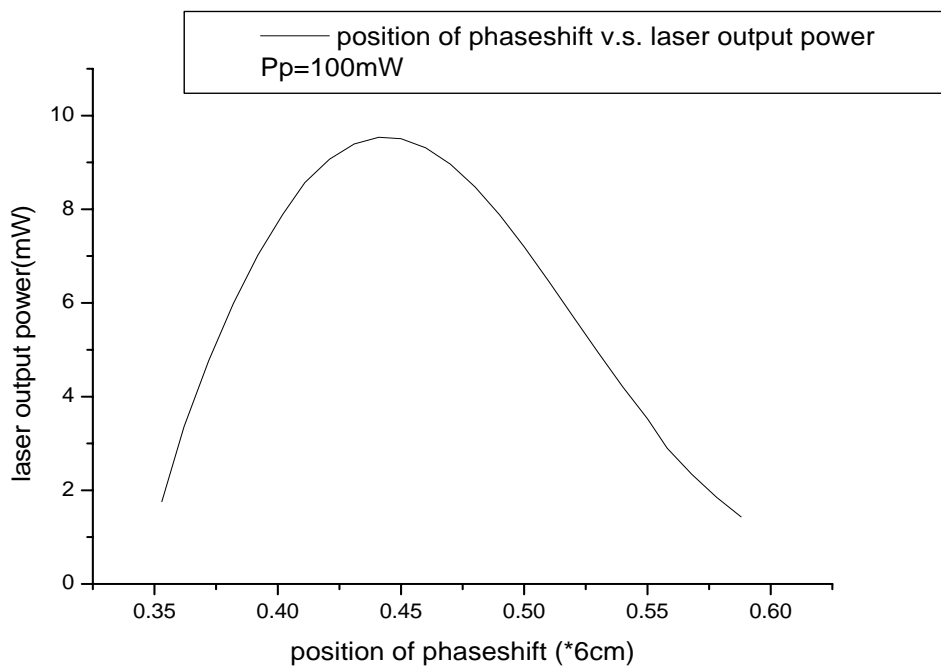


圖 3-20 相位移位置與雷射輸出功率的關係

此時的輸入激發功率為 100mW，相位移在 2.64 公分(0.44L)時會有最大的輸出功率，這時的耦合係數的分佈如圖 3-21，gain 和信號的分佈分別如圖 3-22，圖 3-23，由圖 3-23 信號光的分佈可以看出來，集中在相位移附近的信號能量比摻鉍光纖的信號能量大了將近 90mW，縱使 gain 較小，但對 980nm 激發光源的吸收較有效，這也是因為多了鐿離子的關係，激發光源的等效吸收面積比摻鉍光纖大了一個 order，這也是為什麼使用摻鉍/鐿光纖會比單純摻鉍光纖製作 DFB 光纖雷射來的好。

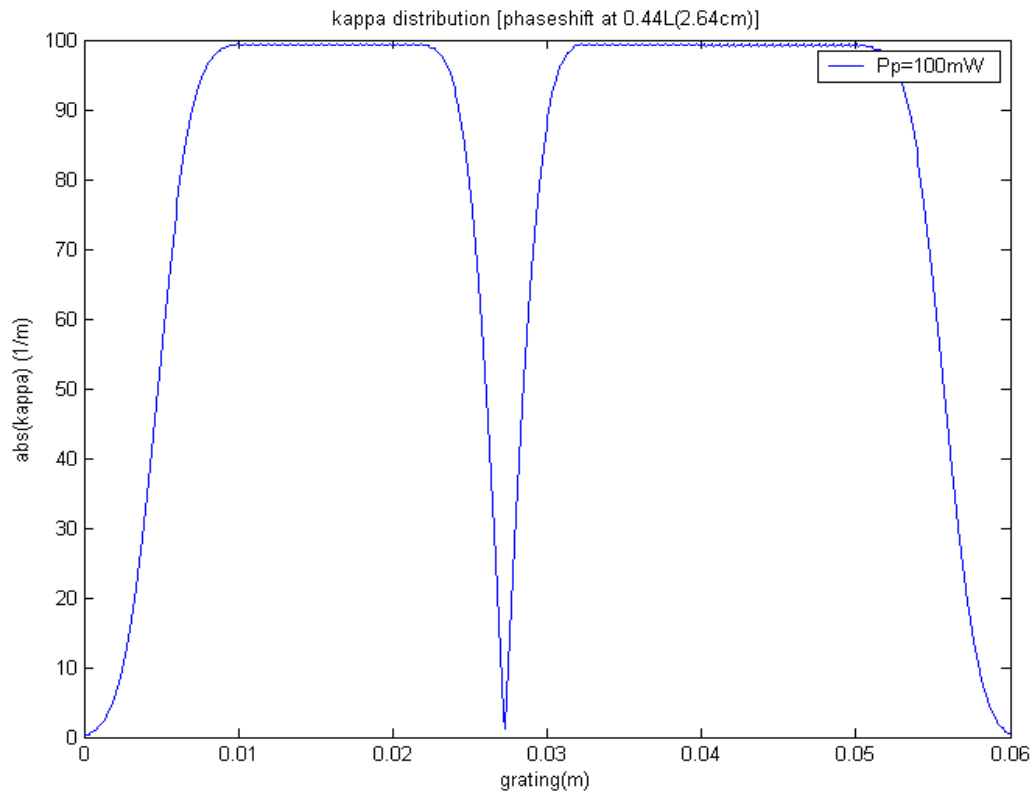


圖 3-21 耦合係數在光柵中的分佈(相位移位置=2.64 公分)

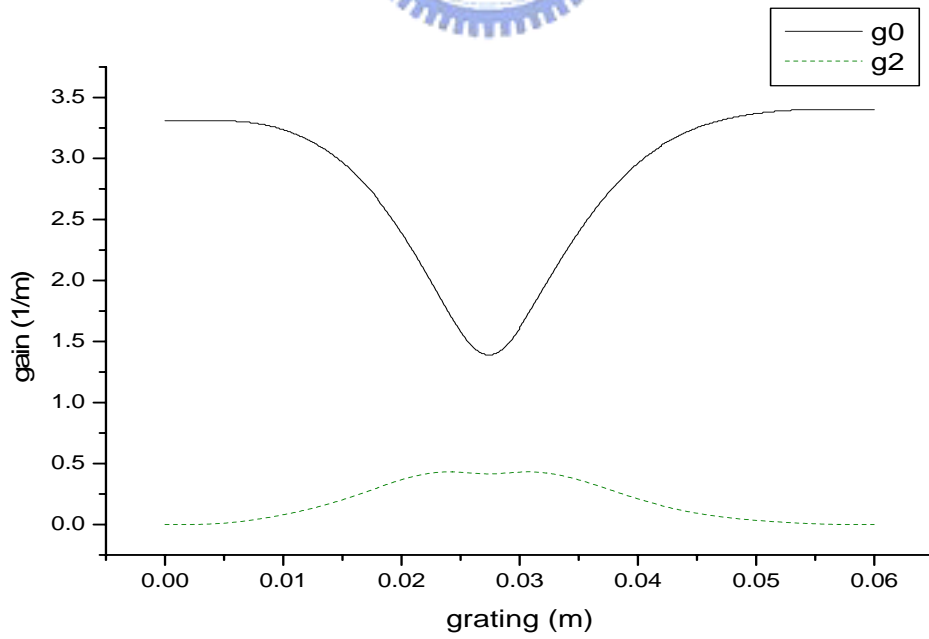


圖 3-22 gain 在光柵中的分佈(相位移位置=2.64 公分)

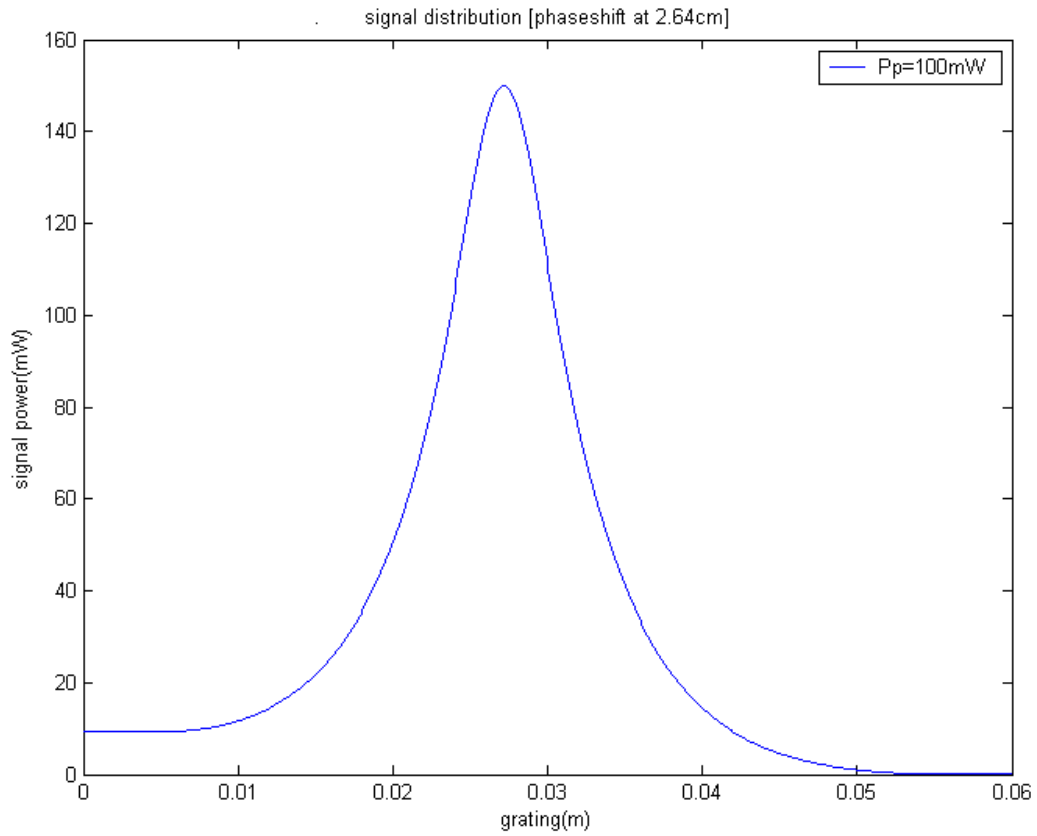


圖 3-23 信號在光柵中的分佈(相位移位置=2.64 公分)

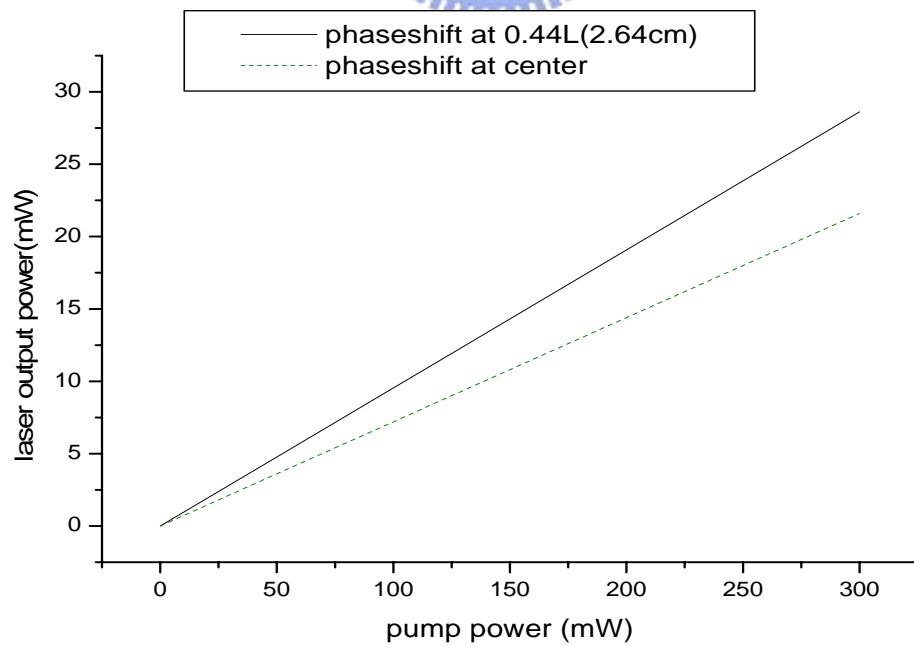


圖 3-24 雷射輸出功率和輸入功率的關係



圖 3-24 是相位移在 2.64 公分處時的雷射輸出功率和激發功率的關係，圖中也拿相位移在中間位置時來作比較。

### 3.3.2 增加有效腔長

在均勻的 DFB 光纖光柵之情況下，相位移的位置在 2.64 公分處有最大的輸出功率，因此時在相位兩端的光柵反射率是為最佳的值，即  $r_1 = 94\%$ ， $r_2 = 98.14\%$ 。圖 3-25 為有效腔長和相位移位置的關係，同樣地將相位移的位置移到光柵左端 1 公分處，耦合係數和光柵頻譜分佈如圖 3-26 和圖 3-27；圖 3-28 為雷射輸出功率和輸入功率的關係，另外也拿了相位移在 2.64 公分和中央時的均勻光柵做比較，雷射輸出效率的確有所改善，

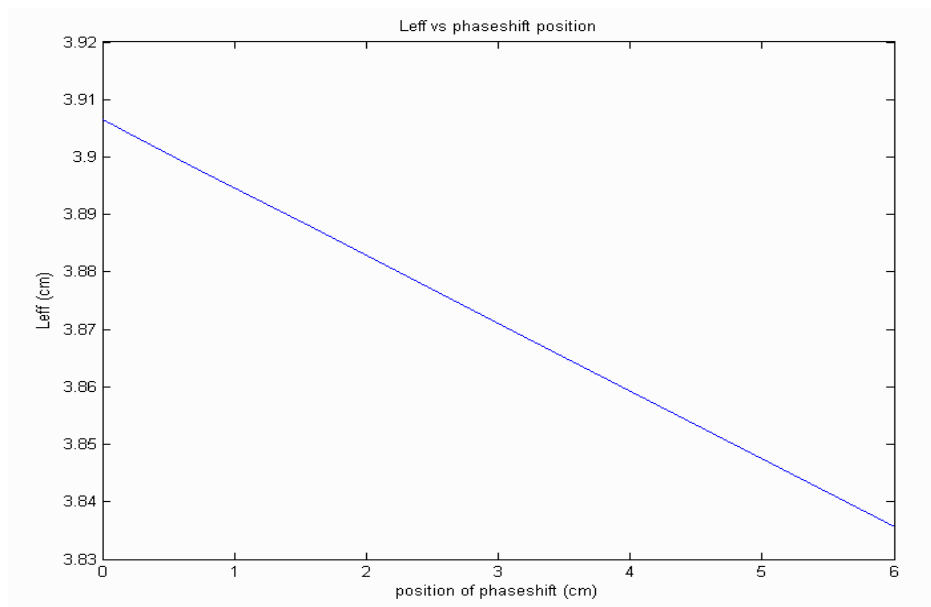


圖 3-25 Leff 和相位移位置的關係

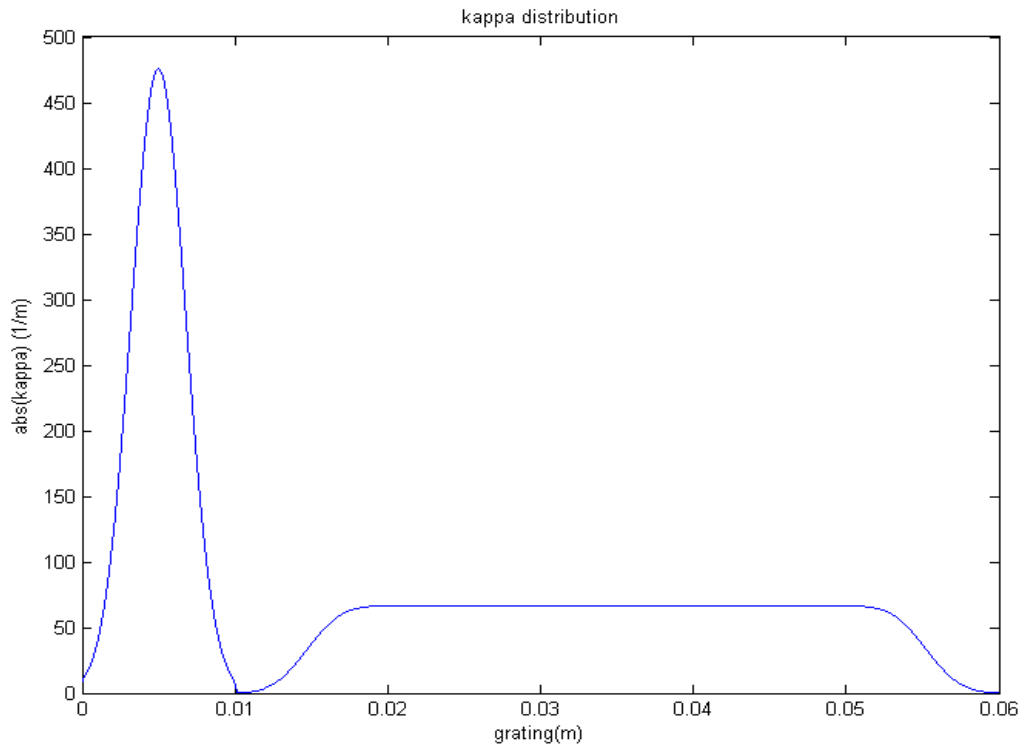


圖 3-26 耦合係數分佈(step apodization)

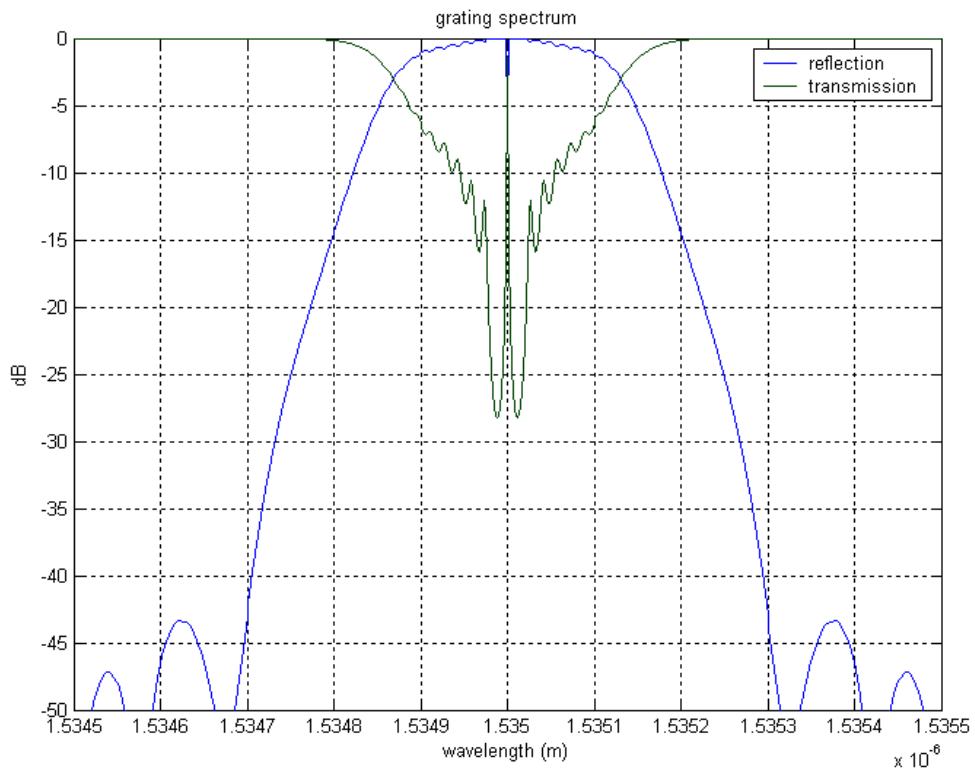


圖 3-27 光柵頻譜分佈(step apodization)

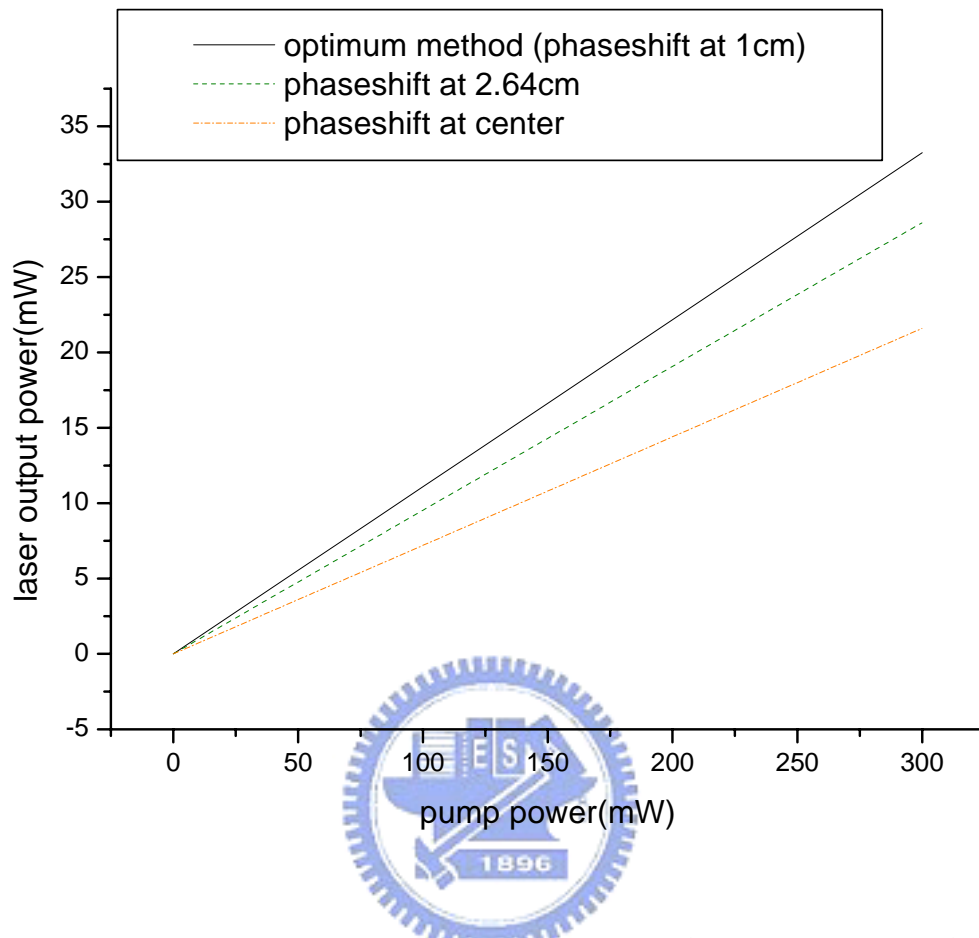


圖 3-28 雷射輸出功率和輸入功率的關係(step apodization)

## 第四章 製作 DFB 光纖雷射與實驗結果

### 4.1 DFB 光纖雷射的架構

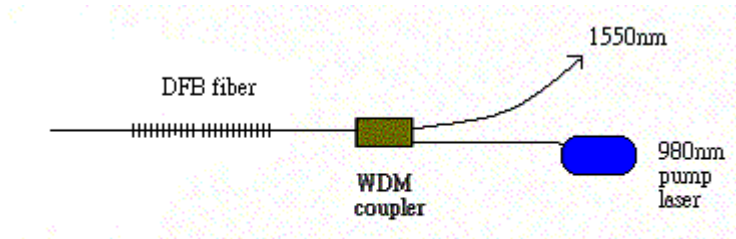


圖 4-1 DFB 光纖雷射的架構

圖 4-1 是我們實驗的架構，980nm 的激發光源經過 WDM coupler 激發 DFB 摻鉍光纖雷射，得到的信號再經由 WDM coupler 從 1550nm 那一端輸出。在製作上遇到比較多困難的地方是在製作 DFB 光纖光柵的時候，因為要造成  $\pi$  相位移的光柵並不容易，一方面是所使用的摻鉍光纖的感光性不像一般的感光性光纖那樣好，另外一方面我們也一直在改善實驗室所建立的逐段曝照光柵系統，希望在光柵銜接的定位上能更準確，在下一節會詳細的介紹製作  $\frac{\pi}{2}$  相位移光柵的方法及遇到的困難。

### 4.2 製作 DFB 光纖光柵

## 4.2.1 寫光柵架構

目前要製作 $\frac{\pi}{2}$ 相位移光柵的方法分為兩大類，第一類是先寫入一均勻光柵後，利用後製作的方式來產生 $\pi$ 相位移；第二類是在逐段曝照的過程中位移光柵半週期再繼續寫入均勻光柵。

我們先來介紹第一類方法，而這種後製作的方式又有分紫外光曝照和加熱兩種，不過基本上是相同的：

### (1) 紫外光持續曝照[21]：

在寫完一均勻光纖後，假設我們要製作一相位移在光柵中央，因此用紫外光在光柵中央一小段區域持續曝照，破壞原本的干涉條紋，可以達到 $\pi$ 相位移光柵的效果。不過實際應用在我們使用的摻鉍光纖上，成效並不好，原因可能是我們曝照出好幾公分長的光柵，原本銜接上已有很大的誤差，本來耦合係數的分佈應該是均勻的，但因為每次曝照移動的距離如果不是光柵週期的整數倍，耦合係數的分佈就很難如我們所設計的；再來還有可能是摻鉍光纖的感光性不佳，即使曝照再久也很難讓光纖的折射率增加。

### (2) 加熱產生相位移的變化[22]：

這和上面的方法很類似，同樣地在一小段區域加熱，因為熱脹的關係，週期會增加，使得在那一小段區域產生類似光柵半週期距離的效果，不過用加熱的方式十分不穩定，再加上碰到光纖銜接不良的問

題，不穩定的情況更嚴重，效果也是不盡理想。

因此如果能在寫光柵的同時，直接產生 $\pi$ 相位移的效果，當然最好，這也是實驗室一直在改進的部分。目前實驗室寫光柵的這套系統有了很大的改善，主要的目標是希望能在寫光柵的同時能及時監控，再利用監控的結果及時作改善。主要的寫製光柵架構如圖 4-2，在整個架構中，可以使用光罩曝照法或 Two-beam 干涉來寫光柵，不過如果要使用監控系統的話，礙於架構的關係只能使用 Two-beam 干涉法。用 Two-beam 干涉的好處是能調整我們想要的光柵週期，用光罩就沒有辦法隨意調整。如果要寫一段好幾公分長的光柵，光纖擺在移動平台上，靠著移動平台的移動，逐段曝照出光柵。而及時監控的架構則是當在曝照時，使用氦氖雷射以一定角度入射至有光柵處(probe beam)，因此在光柵後可以看到一階繞射光。將此一階繞射光收集起來，引另一道氦氖雷射光跟此一階繞射光做干涉，在 CCD 上便可觀察到干涉條紋，藉由干涉條紋便可來確定移動平台的定位。因為不管是光罩或是 Two-beam 干涉，我們都無法很準確的得知光柵真正的週期(約 535nm)，傳統的 Two-beam 干涉法只能估計光柵的週期，而移動平台每次銜接的位移量需為週期的整數倍，估計的週期誤差若沒有準確到小數點以下 1 位，又還要產生 $\pi$ 相位移，累積起來的相位誤差將會很大，當然也不會得到原先設計的結果。不過這種定位方式有一些

限制，光纖表面必須十分乾淨，不然會影響繞射光的分佈，反而讓定位不準，所以在剝光纖時，都會事先浸泡在酒精中，比較容易剝除 jacket；也要盡量避免任何擾動，使得氦氖雷射不穩；繞射光的強度不能太弱，使干涉條紋不明顯也不容易定到位。

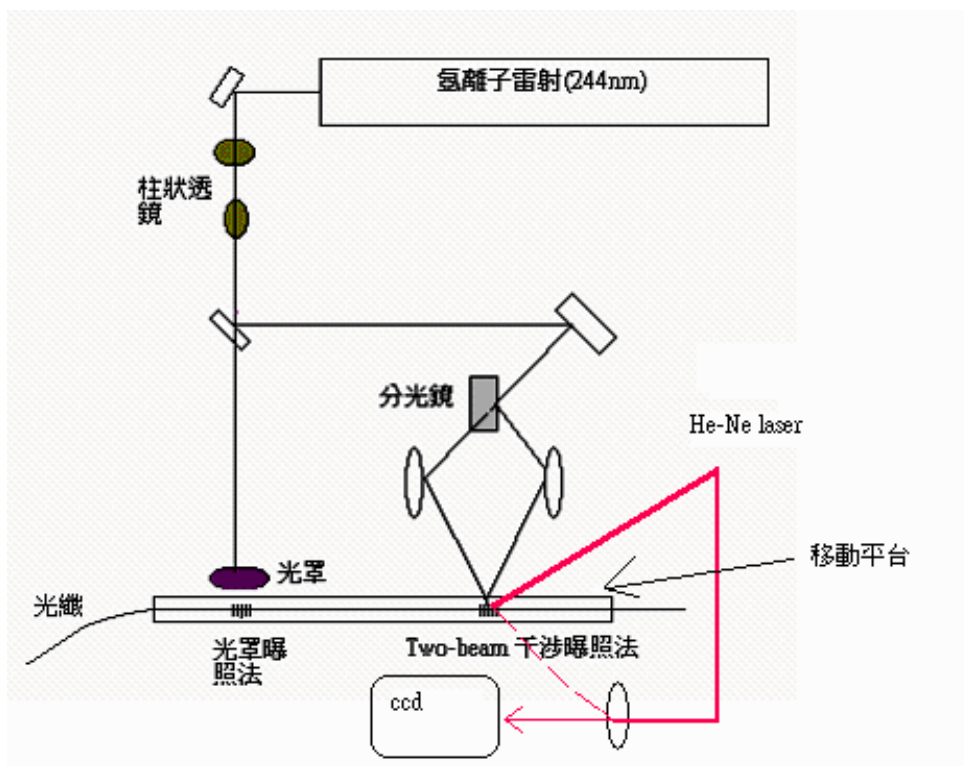


圖 4-2 及時監控寫光柵系統

一開始我們使用此種定位方式來製作光纖光柵，因為要產生 $\pi$ 相位移，所以只能及時監控前半部的光柵，等到多了半個週期位移後，則使用傳統定位，去估計光柵的週期直接逐段曝照。一方面是因為多了半個週期會造成有一小部分光柵被洗掉，此時的繞射光相對地會變

弱，定位會不準；另一方面，因為 probe beam 有一定的大小，在  $\frac{\pi}{2}$  相位移附近時，也會 probe 到前半部的光柵週期，使得產生的干涉條紋變的很凌亂，影響到定位，如圖 4-3 所示。圖 4-4 是我們使用一半及

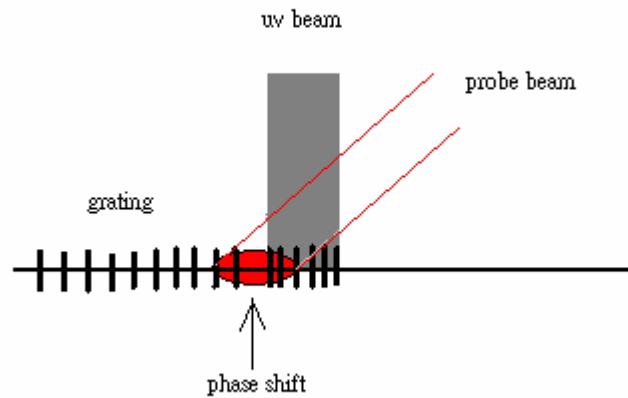


圖 4-3 probe beam 在  $\frac{\pi}{2}$  相位移處

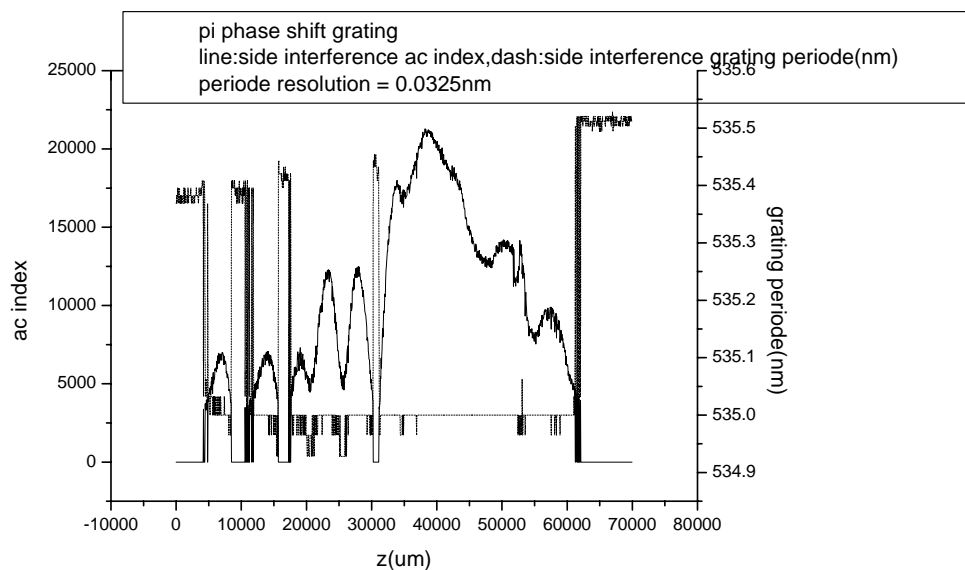


圖 4-4 利用 side-diffraction 量得的  $\kappa$  分佈



時定位一半傳統定位所曝照的光柵，量得的耦合係數( $\kappa$ )在光柵中的分佈，使用的是一般感光性光纖，約 6 公分，有作高斯 apodization，曝製右半邊時則是使用監控系統，雖然不是接的很完美，至少看的出來  $\kappa$  有愈來愈大的趨勢，等到過了  $\pi$  相位移後，使用傳統定位的方法所接的光柵完全走樣，看起來似乎呈現週期性的分佈，不過目前還不能十分確定究竟是什麼樣的誤差造成後半段的  $\kappa$  分佈。

#### 4.2.2 製作 DFB 光纖光柵

之後我們又做了一點改善，剛剛提到因為要在光柵造成一半週期的位移會使得後來的定位有問題，所以只能使用傳統定位，現在我們仍然在移了半週期的位移後改用傳統定位，等到 probe beam 確定不會 probe 到有產生位移的地方，再繼續用新的定位方式，這樣的方法對感光性絕佳的一般光纖來寫  $\frac{\pi}{2}$  相位移光柵的確有所改善，得到的結果也可接受(成功的重覆率較大)。不過對摻鉍光纖的曝照仍舊不是很理想，可能原因很多：感光性差，會讓收集到的繞射光很微弱；光纖表面可能並不平整乾淨(這十分難控制)，造成許多不必要的雜散光，而會有誤判的情形；每段曝照的時間很長(約 20 秒)，在這段期間內機械平台移動的準確度是否還精準等等。到目前為止我們只有得到一個比較好的結果，耦合係數( $\kappa$ )在光柵中的分佈如圖 4-5，其實我們

原本設計的是一個沒有 apodization 且相位移在中間的 7 公分光柵，  
後來

移了半週期不久，發現  $\kappa$  值一直往下掉，因此就停止曝照，所以光柵

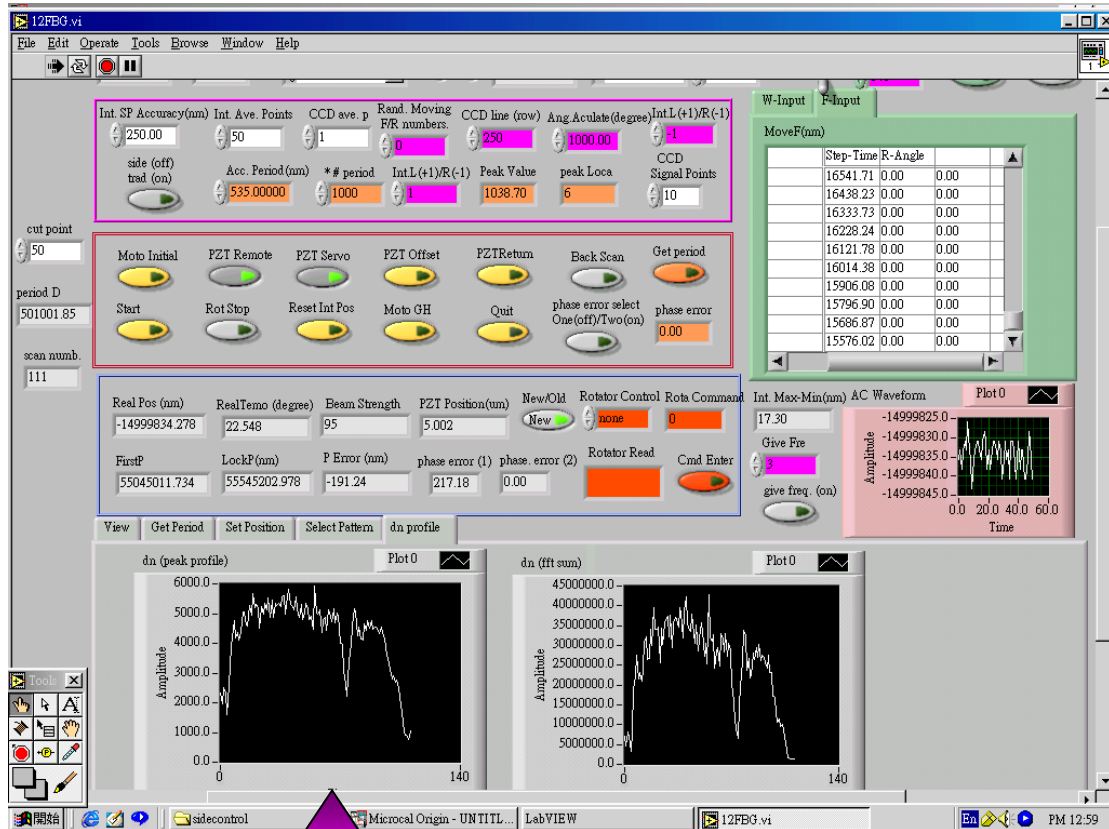


圖 4-5  $\kappa$  的分佈 (箭頭指的地方)—摻鉕光纖

長度約為 5.7 公分，此段光柵的反射和穿透頻譜分別為圖 4-6 和圖 4-7，此時 OSA 的解析度為 0.01nm，反射率超過 99.7%(約 25dB)。圖 4-6 的反射頻譜可以看到一個 dip，約在波長 1536.572nm；符合由穿

透頻譜所對應到的地方(箭頭指向處)，波長也約為 1536.572nm。這個  $\pi$  相位移的效果並不明顯，而且 dip 處也偏向短波長，可能是在製作上移了半個週期的位移後，沒多久就停止曝照了。從  $\kappa$  的變化來看，在有相位移的地方掉的並不是很深，可能並不是真的有移了半週期的效果。在下一小節，我們把這條 DFB 光纖光柵用 980nm 光源來激發並觀察其雷射特性。

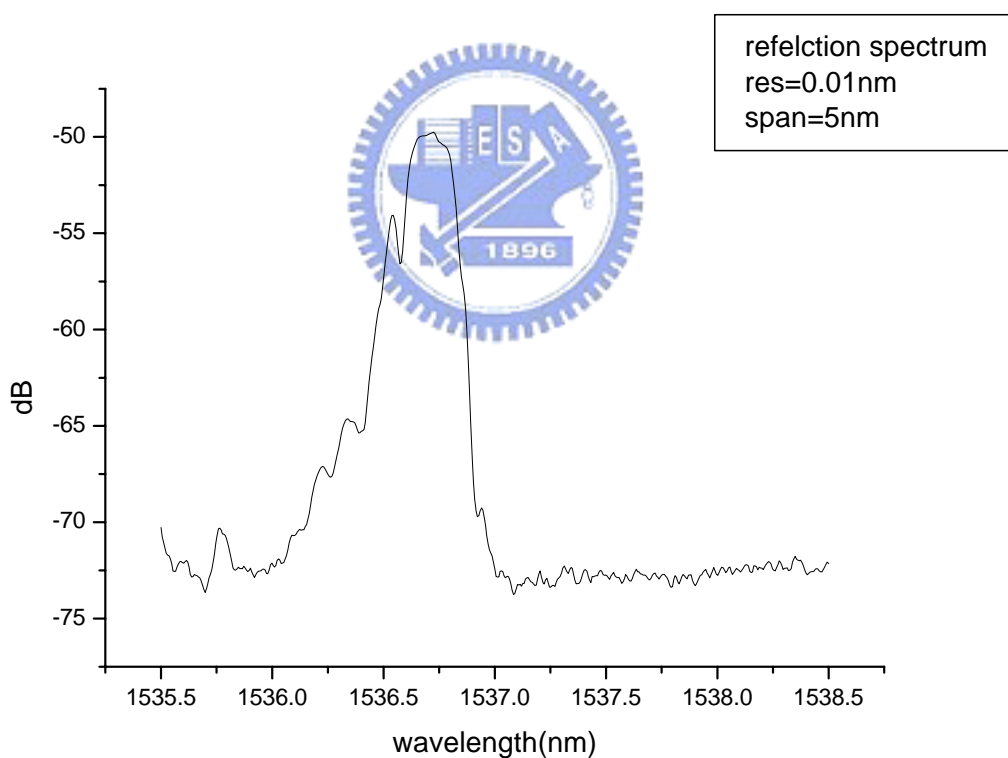


圖 4-6 反射頻譜(非對稱光柵)

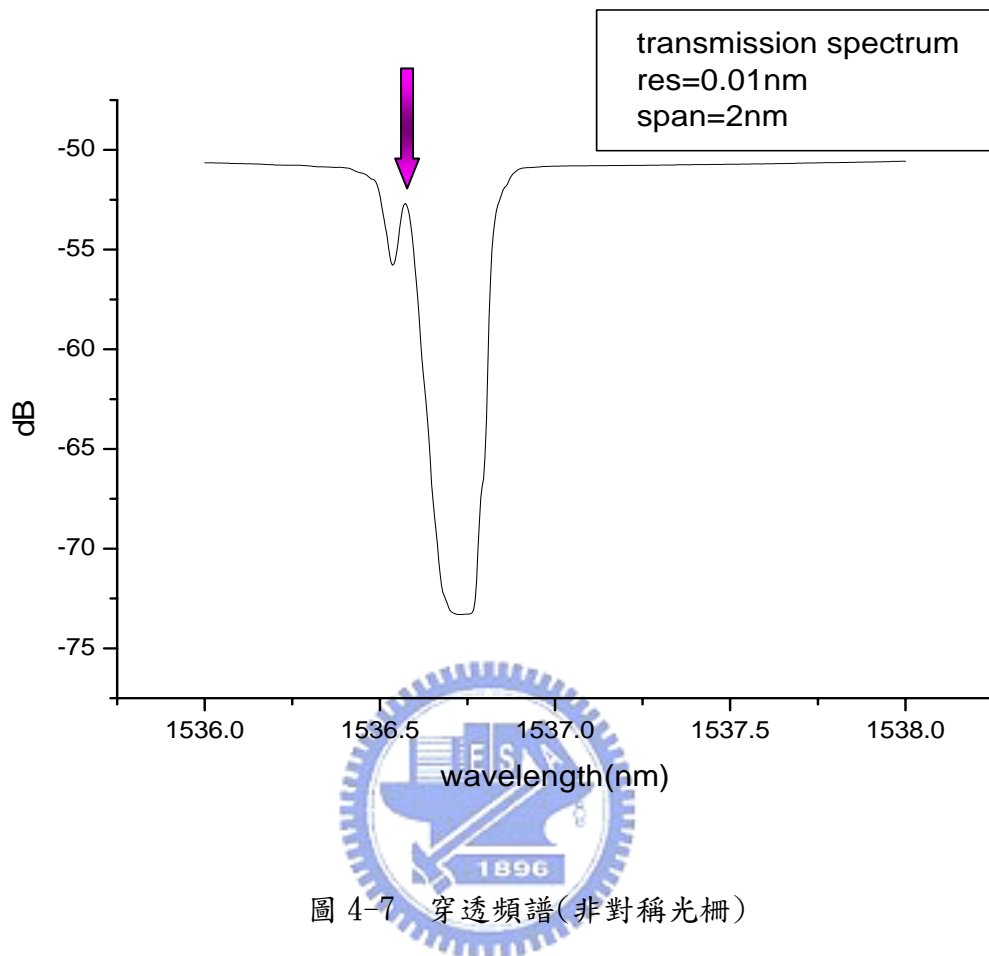


圖 4-7 穿透頻譜(非對稱光柵)

### 4.3 DFB 光纖雷射之實驗結果

#### 4.3.1 實驗架構及觀察結果

我們把剛剛提到所製作的 DFB 光纖光柵拿來做 DFB 光纖雷射，實驗的架構如圖 4-8，把離  $\pi$  相位移較近的一端接在 WDM coupler 980nm 激發端，在 1550nm 那一端觀察其雷射行為。圖 4-9 和圖 4-10 是從 OSA 來看光譜的變化，OSA 的解析度為 0.07nm，兩者的 span 的寬度不同，圖 4-9 span 寬度為 3nm，圖 4-10 span 寬度為 10nm，可以看

到輸出之中心波長約為 1536.99nm，此時激發雷射的功率約為 210mW，由 1550nm 接收端所量到的雷射輸出功率約為 63 $\mu$ W。

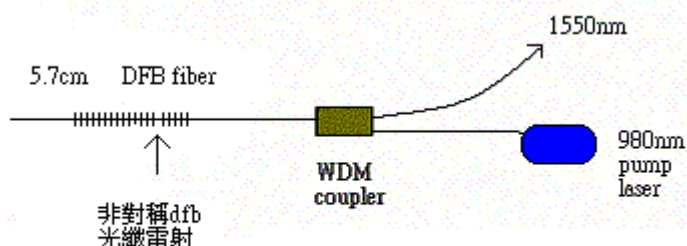


圖 4-8 本實驗的 DFB 光纖雷射架構

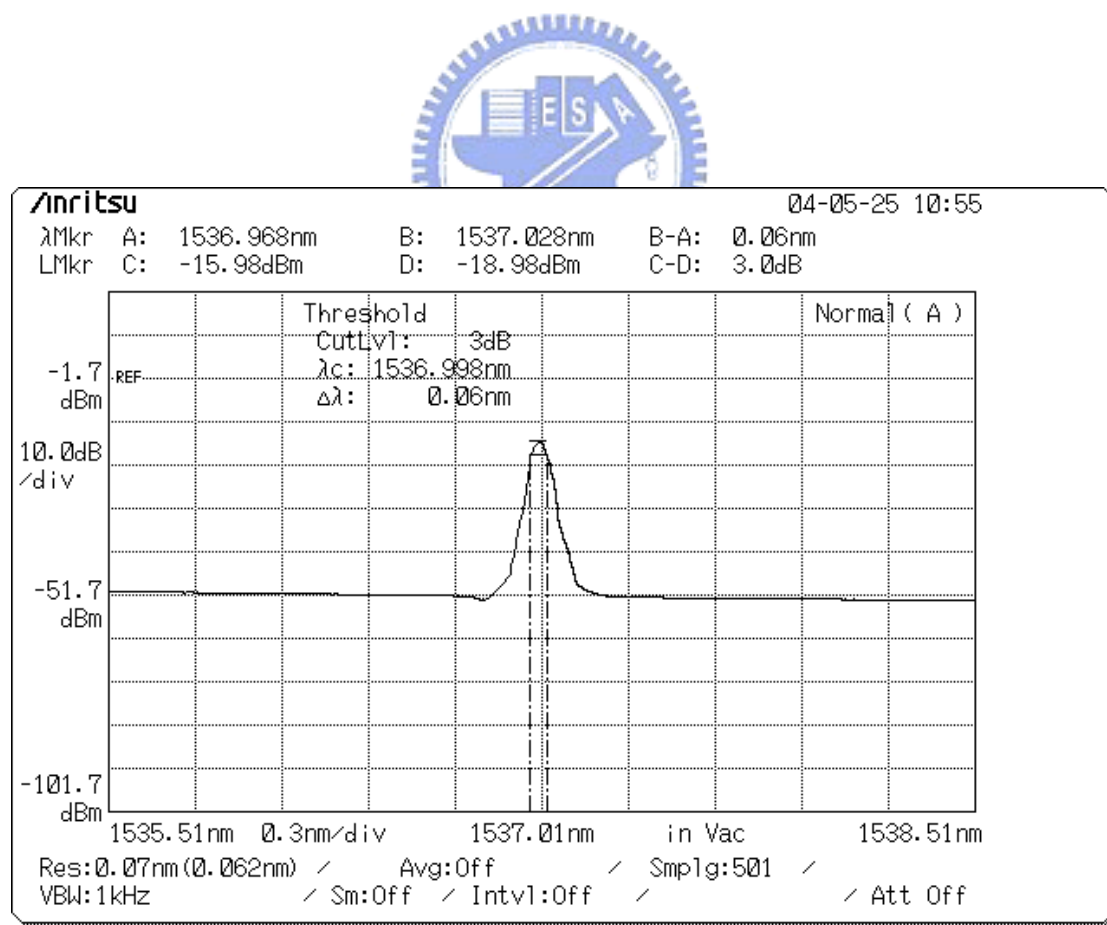


圖 4-9 DFB 光纖雷射的光譜(span 3nm)

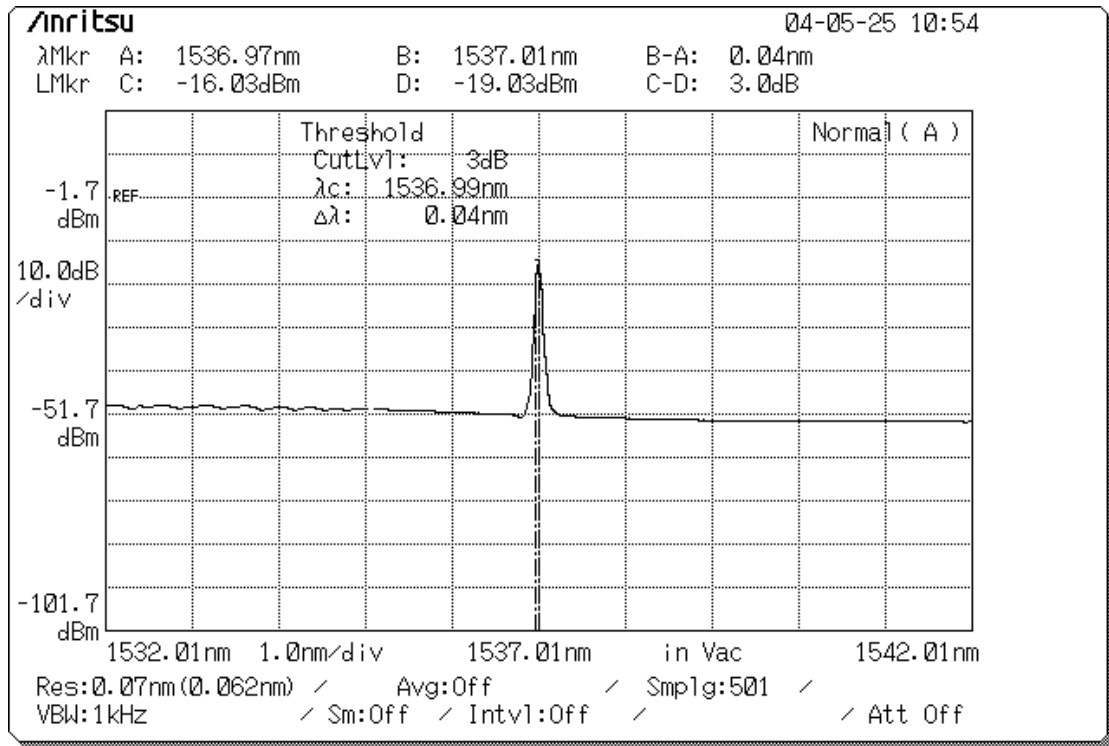


圖 4-10 DFB 光纖雷射的光譜(span 10nm)



從圖 4-7 的穿透頻譜來看，雷射波長是在 1536.99nm 的地方，而 1536.99nm 是在整個穿透頻譜右端 tail 下來的地方，並不是發生在 1536.572nm 的地方( $\pi$ 相位移處)，可見在 1536.572nm 的穿透深度不夠大。接著，我們來看其 beating 信號，圖 4-11 是從 40GHz 的 RF analyzer 所觀察到的 RF 信號，基本上圖 4-11 前面兩個信號是儀器本身就存在的，分別為在 0.9GHz 和 1.8GHz 的地方，圖 4-12 是沒有接任何雷射信號時的 RF 頻譜，因此實際上只有一個 beating 信號，在約 2.5GHz 的地方，所以可以推斷應該只有一個邊模存在。接著在下節中我們來計算此雷射的邊模壓縮比。

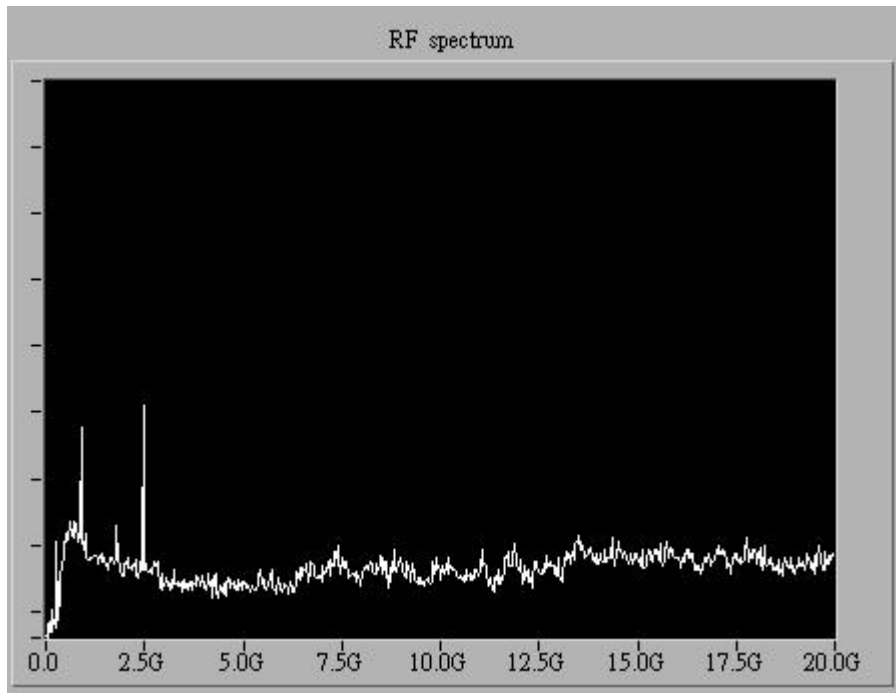
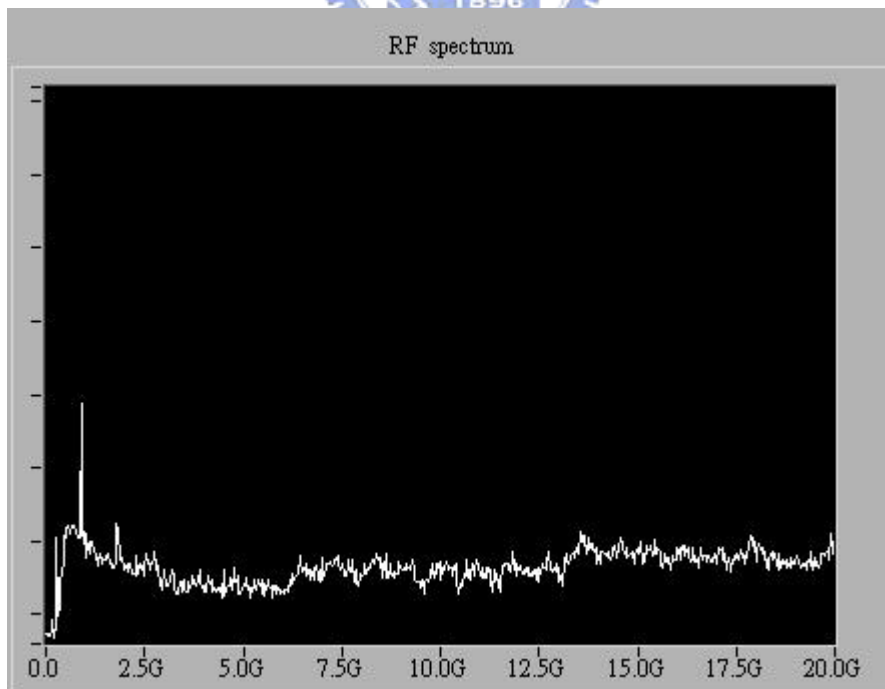


圖 4-11 DFB 光纖雷射的 beating 信號



4-12 無任何雷射信號時的 RF 頻譜

### 4.3.2 邊模壓縮比(side mode suppression ratio, SMSR)

雷射輸出包含主模和邊模，頻率分別為  $f_0$  和  $f_s$ ，光強度為  $I_0$  和  $I_s$ ，兩者的頻率差為  $\Delta f$ 。定義邊模壓縮比為

$$\text{SMSR} = \frac{I_0}{I_s} \quad (4.1)$$

而實際上我們實驗所決定的主模強度 ( $I_0$ ) 是直接量雷射的平均輸出功率，這時是假定當邊模和主模的功率比很小。邊模的強度 ( $I_s$ ) 則直接從 RF 頻譜分析儀來判斷，圖 4-13 為量測的架構。因為雷射輸出

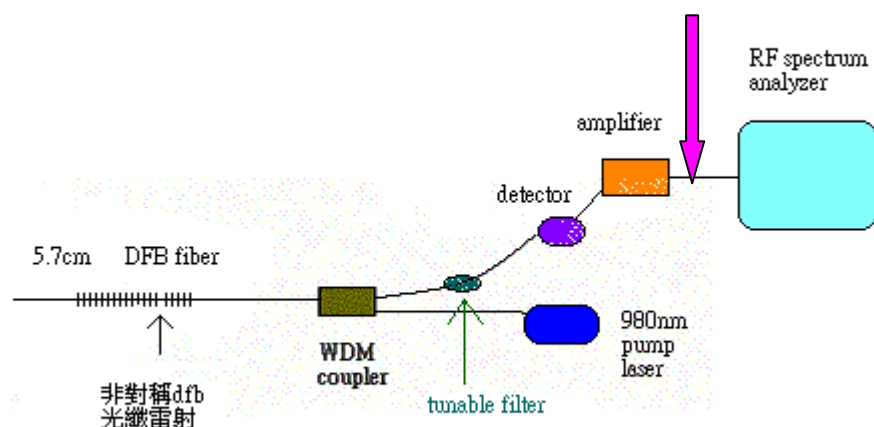


圖 4-13 量 SMSR 的架構

功率很小，只有幾十個  $\mu W$ ，所以有用放大器來放大信號(放大約 25dB)，另外為了避免 ASE 的效應，又加了可調濾波器(tunable filter)



只取出有雷射的波段，而主模的功率就是利用電功率計來量經過放大後的信號強度(圖 4-13 箭頭指向處)，而此時所量到的信號功率為 -35dBm，由圖 4-14 的 beating 信號可看到信號的強度，所以換算起來 SMSR 可以達到 $-35 - (-59.88) + 3 = 27.88\text{dB}$ 。

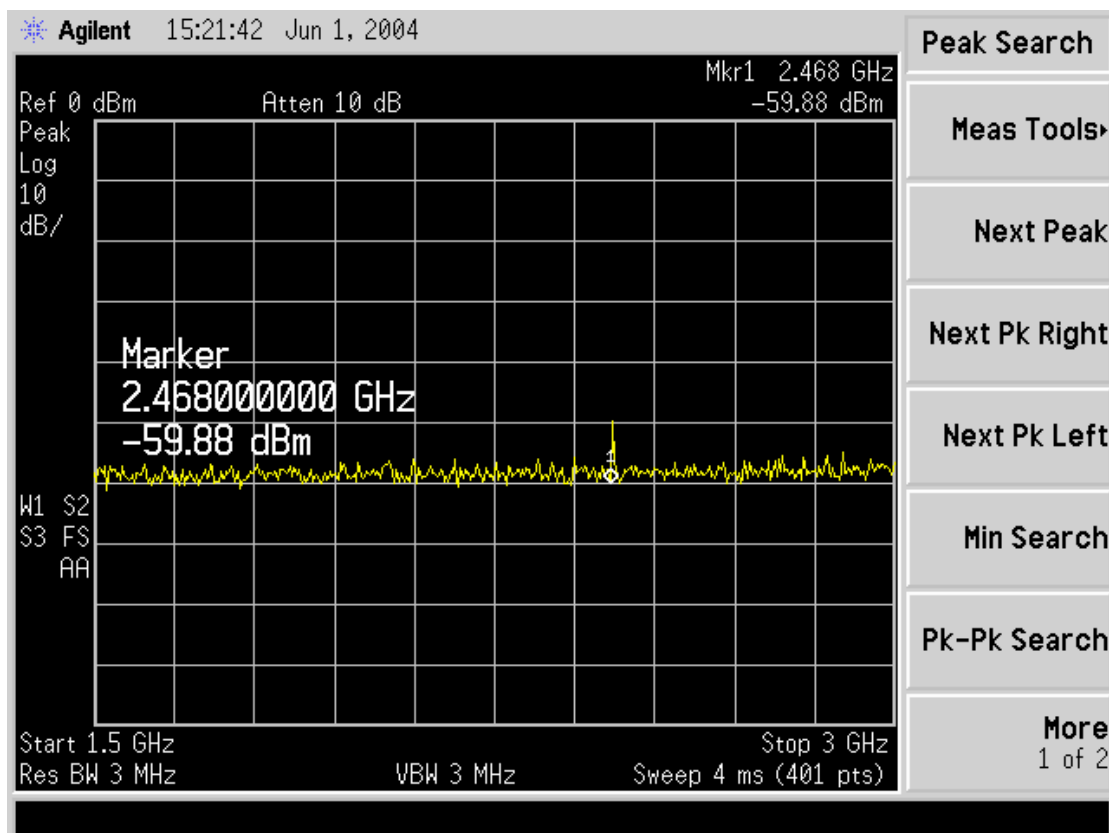


圖 4-14 DFB 光纖雷射的 beating 信號(有加濾波器)

## 第五章 結論與未來展望

在本論文中，我們建立了分析 DFB 光纖雷射的理論模型，藉此來設計 DFB 光纖雷射。為了達到單模輸出，我們在 DFB 光柵中加入一  $\pi$  相位移，從分析中可看到相位移在光柵中的位置會影響到雷射的輸出功率，因此相位移在光柵中間並不是最好的選擇，反而靠近輸入激發光源的那一端會有較好的雷射輸出效率，不管是模擬我們實驗上使用的摻鉕光纖或摻鉕/鏡光纖都是如此。接著我們使用了一種最佳化的方法來增加 DFB 光纖雷射的輸出，藉由增加有效腔長的觀點出發來改進雷射的效率。在模擬摻鉕光纖的部分，此最佳化的方法成效並不是很顯著，可能是摻鉕光纖對激發光源的吸收原本就不是很大了，所以只增加不到 1mm 的腔長，並沒有太大改善。但是將此方法用在摻鉕/鏡光纖上，雷射輸出效率就有明顯的增加。

完成 DFB 光纖雷射的分析設計部份，接著就希望是否實驗上也能證實是如此，不過因為實驗室曝照光柵的系統對於要寫入一  $\pi$  相位移的光柵仍一直在尋求突破和改善，現在我們已可以利用監控系統來做逐段銜接均勻光柵，效果還不錯，但是如果有了一相位移存在，此監控系統就無法很準確的判斷，所以無法很穩定的寫出這種  $\pi$  相位移的光柵，這是目前仍然在改進的部分。也因為在這個實驗上我們所製作

的 DFB 光纖雷射的 SMSR 還不是很理想，所以還沒有去做雷射線寬的量測。我們的分析中也發現，DFB 光纖雷射對於激發光源的吸收都不大，如何利用激發光源有效地去激發 DFB 光纖雷射，也是日後可以透過實驗或理論來探討的部分。



## 參考文獻

1. H. Kogelink and C. V. Shank, "Stimulated emission in a periodic structure," Appl. Phys. Lett., vol 18, p 152, 1971.
2. J. T. Kringlebotn, J. L. Archambault, "Er<sup>3+</sup>:Yb<sup>3+</sup>-codoped fiber distributed -feedback laser," Opt. Lett., vol 19, p 2101, 1994.
3. E. Snitzer, and R. Woodcock, "Yb<sup>3+</sup>-Er<sup>3+</sup> glass laser," Appl. Phys. Lett., p 45, 1965.
4. M. C. Brierley, P. W. France, "Continuous wave lasing at 2.7  $\mu\text{m}$  in an erbium-doped fluorozirconate fibre," Electron. Lett. , p 903, 1990.
5. J. F. Digonnet, "Rare earth doped fiber laser," 1993, Dekker, chap 2 , 3.
6. G. A. Ball, W. W. Morey, "Continuously tunable single-mode erbium doped fiber," Opt. Lett., vol 17, p 420, 1992.
7. J. L. Zyskind, V. Mizrahi, D. J. Digiovanni, J. W. Sulhoff, "Short single frequency erbium doped fiber laser " Electro. Lett., vol 28, p1385, 1992.
8. J. L. Wagener, P. F. Wysocki, M. J. F. Digonnet, H. J. Shaw, D. J. DiGiovanni , "Effects of concentration and clusters in erbium-doped fiber lasers, "Opt. Lett., vol 18, p 2014, 1993.
9. P. Le Boudec, "Self-pulsing in Er<sup>3+</sup>-doped fiber laser," Opt. Quantum Electron., vol 25, p 359, 1993.
10. F. Sanchez, P. Le Boudec, G. Stephan, "Effects of ion pairs on the

- dynamics of erbium-doped fiber lasers,” *Phys. Rev. A.* , vol 48 , p 2220, 1993.
11. G. A. Ball, C. E. Holton, G. Hull-Allen, W. W. Morey, “60mW 1.5um single-frequency low-noise fiber laser MOPA,” *Photon. Technol. Lett.*, vol 6 , p 192, 1994.
  12. W. H. Loh, “Intracavity pumping for increased output power from a distributed feedback erbium fiber laser,” *Electron. Lett.*, vol 32, pp1204, 1996.
  13. W. H. Loh, B. N. Samson, A. E. Harutjnian, R. I. Laming, “Single-sided output Sn/Er/Yb distributed fiber laser ,” *Appl. Phys. Lett.*, p 2151, 1996.
  14. L. Dong, W. H. Loh, J. E. Caplen, J. D. Minelly, K. Hsu, L. Reekie, “ Efficient single-frequency fiber lasers with novel photosensitive Er/Yb optical fiber,” *Optics letters*, vol 22, p 694, 1997.
  15. G. Bjork and O. Nilson, “A new exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures: property of asymmetric phase-shifted DFB lasers,” *J. Lightwave Technol.* , p 140, 1987.
  16. E. Ronnekleiv, M. N. Zervas, J. T. Kringlebotn, “Modeling of polarization-mode competition in fiber DFB lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-34, p 1559, 1998.
  17. K. Yelen, L. Hickey, M. N. Zervas, “A new design approach for DFB lasers for improved efficiency,” *OFC 2004* , ThB1.
  18. V. C. Lauridsen, J. H. Povlsen, P. Varming, “Design of DFB fiber

- lasers,” Electron. Lett., p 2028, 1998.
19. M. Yamada, “Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach,” Appl. Optics, 1987, p 3474.
  20. D. Babic, S. W. Corzine, “Analytic expressions for the reflection delay, Penetration depth and absorbance of quarter-wave dielectric mirrors,” IEEE, J. Quantum Electron., 1992, p 514.
  21. J. Canning and M. G. Sceats, “Pi-phase-shifted periodic distributed structures in optical fibers by uv post-processing,” Electron. Lett., p 1344, 1994.
  22. L. R. Chen, “Tunable phase-shifted long -period gratings by refractive index shifting,” Electrical and Computer Engineering, 2001. Canadian Conference on , vol 1 , p 13 , May 2001.
  23. G. A. Cranch, “Frequency modulation properties of erbium doped DFB fiber lasers using cavity strain,” Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest, IEEE, vol 1, 2002, p 519.