

國立交通大學

光電工程研究所

碩士論文

色散補償用光纖光柵之設計與製作

Design and Fabrication for Dispersion Compensating

Fiber Bragg Gratings

研究生：黃夙鴻

指導教授：賴暎杰 博士

中華民國九十三年六月

色散補償用光纖光柵之設計與製作
**Design and Fabrication for
Dispersion Compensating Fiber Bragg Gratings**

研究生：黃夙鴻

Student: Su-Hong Huang

指導教授：賴暎杰 博士

Advisor: Dr. Yin-Chieh Lai

國立交通大學
光電工程研究所
碩士論文



A Thesis
Submitted to Institute of Electro-Optical Engineering
College of Electrical Engineering and Computer Science
National Chiao-Tung University
in partial Fulfillment of the Requirements
for the Degree of
Master
in

Electro-Optical Engineering

July 2004

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十三年六月

色散補償用光纖光柵之設計與製作

研究生：黃夙鴻

指導教授：賴暎杰 博士

國立交通大學 電機資訊學院
光電工程研究所 碩士班

摘 要

本論文嘗試以「單一週期、多相位偏移光柵」(Single-period and Multi-phase-shifted FBGs)的新概念來取代啁啾型光纖光柵，設計成色散補償用的光纖元件，企圖降低其製作難度。原理在於——將整段光纖光柵適當的固定間距切割成一連串的單一週期離散光纖光柵，以相鄰取樣點間的相位差，定出二小段光纖光柵間的相位偏移量，並以「重疊步進掃描 (Overlap-step-scan)」法製作，藉以降低離散誤差。

設計上，我們由訂定目標特性反射頻譜出發，經由模擬程式將設計結果轉換為實驗參數；實驗上，在經過一系列校準參數的工作以後，接著將此參數應用到實驗設備上；測量上，則應用簡單的邁克森干涉儀架構量測相位資訊。

雖然目前製作成果並不令人滿意，但已由實驗證明「單一週期、多相位偏移光柵」的設計、製作方式，確實可以達到設計目標的色散補償現象。未來將力求克服環境擾動等誤差來源，朝向穩定製作的方向邁進，並藉由這套製作方式，使得製作任意結構光纖光柵的目標得以實現。

Design and Fabrication for Dispersion Compensating Fiber Bragg Gratings

Student: Su-Hong Huang

Advisor: Dr. Yin-Chieh Lai

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

Abstract

In this thesis we try to design the FBGs for dispersion compensating with a new concept called “Single-Period and Multi-phase-shifted FBGs” instead of Chirped FBGs to decrease the fabrication difficulties. The key is to expose the FBG segment-by-segment with the same grating but with different phase shifts between the adjacent segments. The “overlap-step-scan” method is also employed in fabrication to reduce the discretized error.

In the design, we start from the targeted reflection spectrum to obtain the experimental parameters via the simulation program. In the experiment, we apply these parameters in the experimental setup after careful calibration. In the measurement, we use a Michelson interferometer to measure the grating phase information.

Although so far the experimental results are still not very satisfied, the method of design and fabrication for “single-period and multi-phase-shifted FBGs” has been demonstrated to be able to produce the targeted dispersion compensating properties. We will continue to surmount the environmental perturbations for increasing the fabrication accuracy and to realize arbitrary FBG structures by using this method.

誌謝

好像才一個轉瞬，已經要離開這個陪我一起度過漫漫七年的校園，學生生涯進入尾聲的此時，真正深刻感到依依不捨，其中最難已忘懷的，是平淡的學生生涯裡，波折最多的這兩年研究生生活。

賴老師謙沖的涵養、充盈的腹笥與不愠不火的氣質，是學者的好典型，總能在最需要的時候，給予最適當的指導；許立根博士淵博而熱心，沒有他的幫助，就沒有這篇論文。

祁姓老師、陳智弘老師以及馮開明老師，在百忙之中撥冗擔任口試委員，給予精闢的指教。

莊凱評學長一路悉心帶領，從儀器操作到結果分析，任何疑問有問必答、不厭其詳，對研究謹慎周延、專心致志的態度，正是我學習的榜樣；徐桂珠學姊以及易霖，在許多時刻給予建議與幫助；坤璋是熱忱健談的好朋友，小黑、彥旭、慧萍是生活與學習上的好夥伴；學弟妹銘峰、金水、倩仔、淑惠，讓生活隨時充滿互動的愉悅；詩曼一家人的關懷，總是讓我倍感溫馨。

謝謝每個給予我幫助、鼓勵與磨練的人，謝謝你們。

更要謝謝家人的支持，你們的支持，是我最大的靠山，讓我一路走來沒有後顧之憂，如果我能夠成就些什麼，都是你們的功勞。

2004年6月 謹誌於 風城交大

目錄

中文摘要.....	i
英文摘要.....	ii
誌謝.....	iii
目錄.....	iv
圖目錄.....	vi

一、緒論

1.1 淺談光纖光柵.....	1
1.2 啁啾型光纖光柵.....	2
1.3 單一週期、多相位偏移光纖光柵.....	4
1.4 論文架構.....	5

二、設計

2.1 理論背景.....	6
2.1.1 耦合模態理論.....	7
2.1.2 離散光柵模型法.....	10
2.1.3 離散剝皮法.....	13
2.1.4 高斯牛頓法.....	15
2.2 程式模擬.....	16
2.2.1 規格設定.....	17
2.2.2 模擬流程.....	19
2.3 模擬結果檢討.....	22

三、製作與量測 25

3.1 曝照系統.....25

3.2 參數校準.....26

 3.2.1 小高斯光束參數校準.....26

 3.2.2 相位光罩週期校準.....31

 3.2.3 曝照時間校準.....34

3.3 相位量測.....36

四、實驗結果與討論 40

4.1 實驗結果.....40

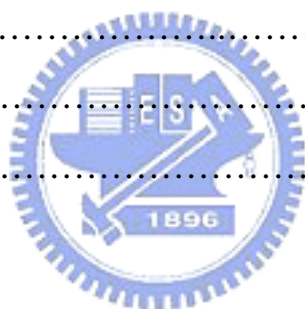
4.2 誤差討論.....40

 4.2.1 誤差來源.....50

 4.2.2 誤差分析.....52

五、結論與未來展望 61

參考文獻.....62



圖目錄

圖 1.1	「啣啣型光纖光柵」色散補償原理.....	3
圖 1.2	單一週期、多相位偏移光纖光柵原理示意圖.....	4
圖 2.1	離散光柵模型示意圖.....	12
圖 2.2	不同指數的超級高斯函數.....	18
圖 2.3	不同指數的超級高斯函數所對應的光纖光柵結構.....	18
圖 2.4	經漢寧窗口處理前後的目標反射頻譜.....	20
圖 2.5	理想目標曲線與離散化處理後的目標反射頻譜.....	20
圖 2.6	高斯牛頓法逼近前後的耦合係數分佈.....	21
圖 2.7	以高斯牛頓法逼近前後的反射頻譜.....	21
圖 2.8	以高斯牛頓法逼近前後的群時間延遲.....	22
圖 2.9	不同光束半徑的高斯函數分佈.....	23
圖 2.10	以不同高斯函數逼近目標後的 (a)耦合係數分佈 (b)反射頻譜.....	23
圖 3.1	曝照系統示意圖.....	25
圖 3.2	「側向繞射法」實驗架構示意圖.....	27
圖 3.3	實驗與合適化以後的高斯函數分佈.....	28
圖 3.4	校準前後的耦合係數分佈.....	29
圖 3.5	校準前後的反射頻譜.....	30
圖 3.6	校準前後的群時間延遲.....	30
圖 3.7	「側向繞射干涉法」實驗架構示意圖.....	31
圖 3.8	相位光罩週期測定的操作原理.....	32
圖 3.9	相位光罩週期測定結果.....	33
圖 3.10	實驗求得的曝照時間與 $(\Delta n_{ac})_s$ 關係.....	35
圖 3.11	相位量測用「邁克森干涉儀」架構.....	36
圖 3.12	邁克森干涉儀之 (a)干涉圖形 (b)干涉圖形傅立葉轉換後之頻譜.....	37

圖 4.1	實驗結果一.....	41
圖 4.2	實驗結果二.....	43
圖 4.3	實驗結果三.....	45
圖 4.4	目標反射頻譜與群時間延遲.....	47
圖 4.5	n_{eff} 與位置隨光纖光柵而不同.....	49
圖 4.6	加入隨機位移誤差前後的結果比較.....	52
圖 4.7	隨機位移誤差範圍為 20nm($\Lambda/25$)時的反射頻譜與群時間延遲.....	55
圖 4.8	不同固定位移誤差時的結果比較.....	56
圖 4.9	加入 Δn_{ac} 隨機誤差前後的結果比較.....	57
圖 4.10	加入 Δn_{ac} 固定誤差前後的結果比較.....	60



一、緒論

寬頻網路通訊的時代來臨，隨著通訊服務日益多元化，頻寬需求也與日俱增，大容量通訊技術的提升刻不容緩。光纖通訊技術奠基在既有技術之上，因為摻鉕光纖放大器（Erbium Doped Fiber Amplifier, EDFA）的發明與高頻電路的限制與成本等因素，使得密波長分波多工（Dense Wavelength Division Multiplexing, DWDM）通訊技術得以發展，高傳輸容量及低傳輸損耗的顯著優勢，是目前其他方法所難以望其項背，正是滿足日益擴大頻寬需求的最佳解決方案。

密波長分波多工光通訊系統使用光纖式元件，相對於其他類型元件而言，具有輕便、易連接、低成本等優點，布拉格光纖光柵（Fiber Bragg Gratings, FBGs）則是光纖光柵中重要的一員。



1.1 淺談光纖光柵

光折變效應（Photo-sensitivity），也就是紫外光曝照在摻有特定雜質的玻璃光纖上，造成折射率變化的現象。當折射率呈週期性變化，使入射光的特定波長成份符合一階布拉格條件時（First-order Bragg condition），能量及衝量守恆（Energy and momentum conservation），造成該波長的光反射，其餘部份則穿透，這就是光纖光柵的基本運作原理。[1]

藉著改變光柵週期、折射率變化等參數，可以改變光纖光柵的特性來因應不同的需要，製作出與密波長分波多工技術相關的光纖光柵元件，像是色散補償器、光纖感應器、光纖雷射、解調器、增益平坦

濾波器、波長選擇器等，應用非常廣泛。

Hill 等人[2][3]首先發現光纖的光折變效應，他們在 1978 年利用氬離子雷射 (Argon Ion Laser) 在摻鍺光纖 (Germanium Doped Fiber) 當中產生駐波，在此光纖中產生週期性的折射率變化。

到了 1989 年，Gerry Meltz 等人[4]提出全像干涉法 (Hologram interference)，以兩道干涉的紫外光從旁曝照在光纖上，藉著調整兩道紫外光之間的角度，製作出不同反射光波長的反射式光纖光柵，大幅提升了製作上的自由度。

後來又發展出相位光罩 (Phase mask)，可將固定的干涉條紋以紫外光穩定「寫入」光感性光纖，雖然自由度受限於相位光罩的先天條件，但此法架構簡單且所需光源的同調性 (Coherence) 低，因此受到廣泛採用。

此外，紫外光對未經特別處理的光纖所能提高的折射率變化僅約 10^{-4} ，而Lemaire等人[5]發現，若將光纖置入高壓氬氣中一段時間，將會使折射率變化提高至 $10^{-2} \sim 10^{-3}$ 的等級，藉由這個現象，可將光纖光柵的長度縮短並提高反射效率。

1.2 啁啾型光纖光柵

所謂啁啾 (Chirp)，就是光柵的週期隨著位置而改變，具有啁啾現象的光纖光柵，就稱為啁啾型光纖光柵 (Chirped FBG)。

為了配合摻鉕光纖放大器的應用，現今長程光纖通訊系統波長採用 1550nm 波段，但光纖在此波段明顯的色散 (Dispersion) 問題，成為限制光纖通訊容量的主要限制因素之一。目前已開發出許多色散補

償方法，其中最主要的解決辦法，是在適當距離處加裝色散補償器。啁啾型光纖光柵（Chirped FBGs, CFBGs）色散補償器[6][7]與其他方法相比，具有全光纖式、損耗低、體積小、重量輕、成本低等諸多優點。

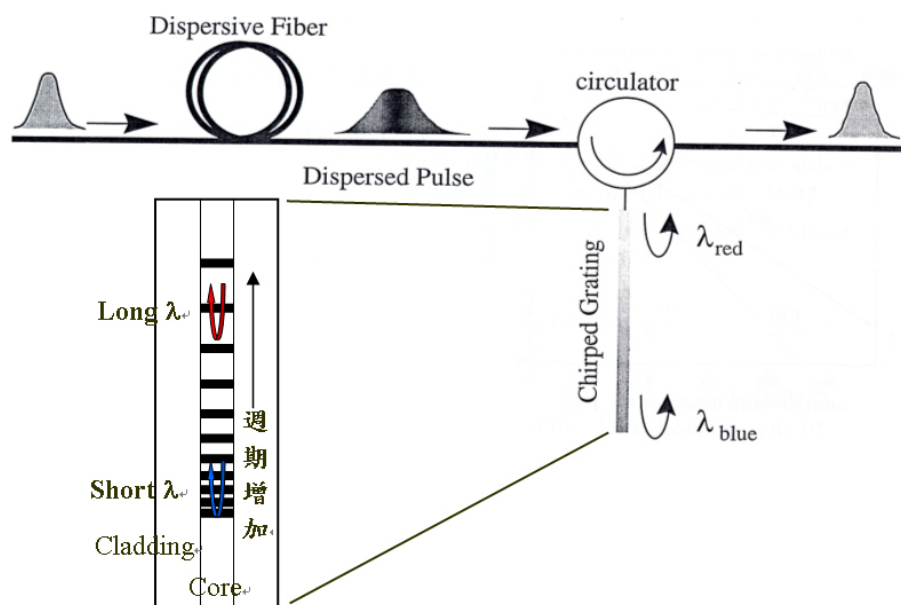


圖 1.1: 「啁啾型光纖光柵」色散補償原理

其操作原理，是啁啾型光纖光柵在不同位置具有不同週期，可反射不同波長的光，使光柵週期大的一端在前，則長波長光在光柵前端反射，而短波長在光柵末端反射（圖 1.1），因此短波長光比起長波長光行經較長距離，於是經過啁啾型光纖光柵後，落後的長波長光便會趕上短波長光，從而產生色散補償作用。

然而長的啁啾型光纖光柵，在製作上需要精準的位移定位系統與相位控制機構，是非常複雜而困難的，否則必須使用特定的相位光罩，但如此一來，又受限於該特定光罩的規格，無法製作出不同的啁啾型光纖光柵。因此本論文嘗試以單一週期、多相位偏移光纖光柵（Single-period and Multi-phase-shifted FBGs）的新方法，來取代傳統啁啾型光纖光柵色散補償器製作方式，嘗試在自由設計的前提下，降

低色散補償用光纖光柵的製作難度。

1.3 單一週期、多相位偏移光纖光柵

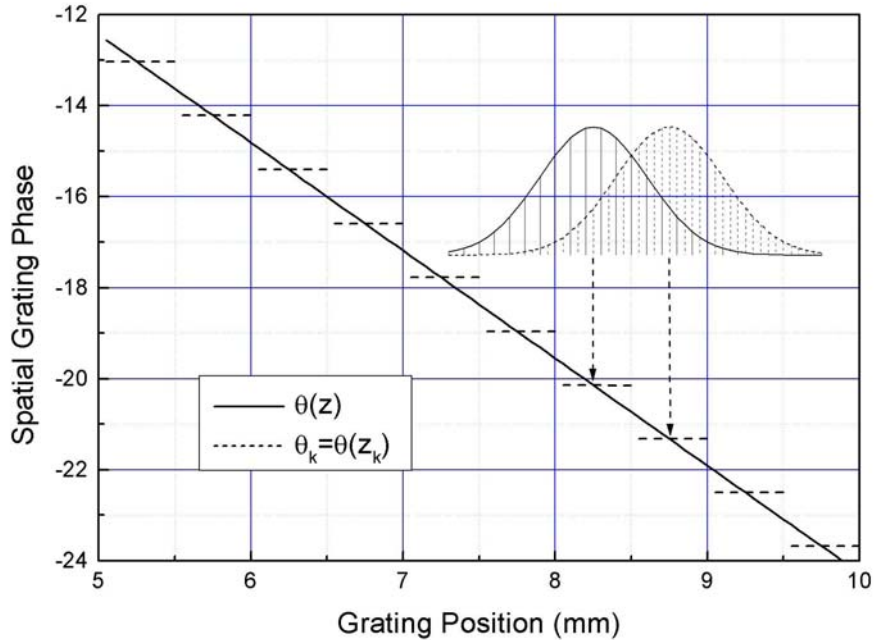


圖 1.2: 單一週期、多相位偏移光纖光柵原理示意圖

單一週期、多相位偏移光纖光柵的原理，在於將整段光纖光柵，以適當的固定間距切割成一連串的單一週期離散光纖光柵，再以相鄰取樣點間的相位差

$$\Delta\theta_j = \theta(z_{j+1}) - \theta(z_j) \quad (1.1)$$

定出二小段光纖光柵間的相位偏移量 (Phase shift)。相對於啾啾型光纖光柵是採用

$$\Lambda(z) = \frac{\Lambda_0}{1 + \frac{\Lambda_0}{2\pi} \frac{d\theta}{dz}} \quad (1.2)$$

一次微分逼近的方式，多相位偏移光纖光柵的離散取樣逼近方式，誤

差確實較大，但若以「重疊步進掃描 (Overlap-step-scan) 曝照法」來製作，可以降低此離散誤差 (圖 1.2)。

所謂「重疊步進掃描曝照法」，即是以小高斯光束逐段步進曝照光纖光柵，在相鄰兩次曝照間，除了存在相位偏移，尚有相互重疊，重疊的部分因為相位的差異，會有漸消漸長的情形，因此光柵空間相位在此被平均化為漸變分佈，接近啣啣型光纖光柵的一次微分逼近，這將有效降低離散取樣逼近的誤差，也使單一週期、多相位偏移光纖光柵成為可能。

1.4 論文架構

本論文大致分為設計、製作及量測及結果討論等幾個主要部份。第一章為緒論，簡介本論文之背景、動機及目的；第二章為設計，分為理論背景及程式模擬二部份；第三章為製作與量測，將設計結果轉換成自動化曝照系統的實驗參數後實際製作，並以理論可行的方式校正實驗參數，之後進行量測，評估元件的製作成果；第四章為結果與討論，針對實驗結果進行討論與誤差分析；第五章為結論與未來展望。

二、設計

本章第一節將先介紹以「單一週期、多相位偏移光纖光柵」設計色散補償器所需的理論背景，第二節再描述程式模擬的流程，使用的軟體為 The MathWorks, Inc. 的 Matlab，第三節中，則針對模擬結果作一評估。

2.1 理論背景

首先由光纖光柵的基礎理論——耦合模態理論 (Coupled-mode theory) [8] 出發，再根據其常用之解析法——轉換矩陣法 (Transfer Matrix method)，推演出「離散光柵模型法」(Discretized Grating Model method) [9]。所以介紹此法，是因為反推程式所採用的數學關係式，乃是由此法發展出來的。利用離散光柵模型法，使得光纖光柵的頻譜特性演算，藉由邊界條件與一簡單疊代式，即可迅速求出。反之，若以相反的疊代方式去演算，就可由所需的光纖光柵頻譜特性反推出光纖光柵之結構參數，此即為「離散剝皮法」(Discrete Layer-Peeling Method, DLP) [10]。

光纖光柵的結構參數設計出來以後，接下來必須考慮如何將設計結果落實在實際製程中。由於設計出來的結構參數均是連續變化，但實際製程卻是以小高斯光束逐段曝照，所以希望各段在銜接時，能夠以最小的誤差逼近目標結構，在此我們藉由最小方差 (Least square difference) 逼近法——「高斯牛頓法」(Gauss Newton method) [11]，來達成這個目的。

2.1.1 耦合模態理論 (Coupled-Mode Theory)

將光纖光柵當作是光纖裡的微擾 (Perturbation)，具有 $n(x, y, z)$ 的折射率，是一個與 z 方向 (光纖軸向) 相關的 (z -dependent) 函數，無微擾的部份，折射率則為 $\bar{n}(x, y, z)$ 。光纖為一微弱導波 (Weakly guided) 管，故可以假設 $\bar{n} \cong n \cong n_{eff} \cong n_{cl}$ ，其中 n_{cl} 是纖殼 (Cladding) 的折射率， n_{eff} 是光纖模態的等效折射率。我們可將總電場分佈寫成正向及反向傳播的疊加，

$$E_x(x, y, z) = b_1(z)\Psi(x, y) + b_{-1}(z)\Psi(x, y) \quad (2.1)$$

其中 $b_{\pm 1}$ 為纖核 (Core) 中所有與 z 方向相關模態的振幅。由於它包括了傳輸項 $\exp(\pm i\beta z)$ ，而 $\beta = \beta(\omega) = n_{eff}\omega/c = n_{eff}k$ ，故 $b_{\pm 1}$ 與頻率相關。傳輸部份的資訊，則由 Ψ 描述，它在無微擾部份滿足純量波動方程式，

$$\{\nabla_t^2 + k^2\bar{n}^2(x, y) - \beta^2\}\Psi = 0 \quad (2.2)$$

其中 $\nabla_t^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ ， $k = \omega/c$ 為真空中的波數 (Wavenumber)。總電場 E_x 在微擾部份，則必須滿足下列純量波動方程式。

$$\{\nabla_t^2 + k^2n^2(x, y) + \partial^2/\partial z^2\}E_x = 0 \quad (2.3)$$

將(2.1)代入(2.3)，並套用(2.2)，可以得到

$$\frac{d^2}{dz^2}(b_1 + b_{-1})\Psi + [\beta^2 + k^2(n^2 - \bar{n}^2)](b_1 + b_{-1})\Psi = 0 \quad (2.4)$$

乘以 Ψ ，並對 xy 平面積分，可得到

$$\frac{d^2b_1}{dz^2} + \frac{d^2b_{-1}}{dz^2} + (\beta^2 + 2kn_{co}D_{11}(z))(b_1 + b_{-1})\Psi = 0 \quad (2.5)$$

其中 $n_{co} \cong n_{eff}$ 是纖核折射率，係數 D_{11} 定義為

$$D_{11}(z) = \frac{\frac{k}{2n_{co}} \int (n^2 - \bar{n}^2) \Psi^2 dA}{\int \Psi^2 dA} \quad (2.6)$$

(2.5)可拆解成以下一階聯立微分方程組：

$$\begin{cases} \frac{db_1}{dz} = i(\beta + D_{11})b_1 + iD_{11}b_{-1} \\ \frac{db_{-1}}{dz} = -i(\beta + D_{11})b_{-1} - iD_{11}b_1 \end{cases} \quad (2.7)$$

這就是耦合模態方程式 (Coupled-mode equation)。

由於光纖光柵中，與 z 相關的折射率擾動為一個準弦波分佈 (Quasi-sinusoidal)，故折射率分佈可寫成

$$n^2 - \bar{n}^2 = \Delta\varepsilon_{r,ac}(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \theta(z)\right) + \Delta\varepsilon_{r,dc}(z) \quad (2.8)$$

其中 Λ 是光柵週期，用來決定反射頻率。相較之下， $\theta(z)$ 為一個與 z 相關的緩慢漸變函數 (Slowly varying function of z)； $\Delta\varepsilon_{r,ac}(z)$ 與 $\Delta\varepsilon_{r,dc}(z)$ 是緩慢漸變實函數，符合以下條件

$$|\Delta\varepsilon_{r,ac}| \ll n_{co}^2, \quad |\Delta\varepsilon_{r,dc}| \ll n_{co}^2 \quad (2.9)$$

故 D_{11} 又可化簡成下式

$$D_{11}(z) = \kappa(z) \exp\left(i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) + \kappa^*(z) \exp\left(-i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) + \sigma(z) \quad (2.10)$$

其中 $\kappa(z)$ 是與 z 相關的緩慢漸變複 (Complex) 函數， $\sigma(z)$ 是與 z 相關的緩慢漸變實 (Real) 函數，用來表示因 $\varepsilon_{r,dc}(z)$ 造成的 dc 折射率變化。

為求解耦合模態方程式，令一組新的光場振幅 $u(z)$ 和 $v(z)$ 滿足下

式：

$$\begin{cases} b_1(z) = u(z) \exp\left(+i \frac{\pi}{\Lambda} z\right) \exp\left(+i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \\ b_{-1}(z) = v(z) \exp\left(-i \frac{\pi}{\Lambda} z\right) \exp\left(-i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \end{cases} \quad (2.11)$$

將(2.9)代入(2.7)化簡，得到

$$\begin{cases} \frac{du}{dz} = +i\delta u + q(z)v \\ \frac{dv}{dz} = -i\delta v + q^*(z)u \end{cases} \quad (2.12)$$

其中 $\delta = \beta - \pi/\Lambda$ 是波長與光纖光柵對應波長 ($\lambda_D = 2n_{eff} \Lambda$) 的波數差 (Wavenumber detuning)，也就是決定光柵選頻反射的主要依據， q 為光纖光柵的耦合係數 (Coupling coefficient)，表示如下：

$$q(z) = i\kappa(z) \exp\left(-2i \int_0^z \sigma(z') dz'\right) \quad (2.13)$$

此係數與傳播常數 β 無關 (這也是為何在 2.1.3 節中介紹的「離散剝皮法」可行的原因)，但包括了除光柵週期 Λ 之外，所有的光纖光柵結構參數，是決定光柵結構的關鍵。

一般而言，光纖光柵的折射率變化僅發生在纖核處，故纖殼處 $n \cong \bar{n}$ ，若我們假設纖核處的折射率變化為均勻，則(2.6)可表為：

$$D_{11}(z) = \frac{k}{2n_{co}} (n^2 - \bar{n}^2) \eta \quad (2.14)$$

其中 η 為被限制在纖核內的傳播模態能量比例，也就是侷限因子 (Confinement factor)。若將(2.8)代入(2.14)，再與(2.10)比較，可以得

到 $2|\kappa| = \frac{\eta k \Delta \varepsilon_{r,ac}}{2n_{co}} e^{i\theta}$ 、 $\theta = \arg \kappa$ 、 $\sigma = \frac{\eta k \Delta \varepsilon_{r,dc}}{2n_{co}}$ 。因為折射率變化很小，因

此可以令 $\Delta \varepsilon_r = \Delta(n_{co}^2) = 2n_{co} \Delta n$ ，利用(2.13)，可得到以下重要結果：

$$|q(z)| = \frac{\eta \pi \Delta n_{ac}(z)}{\lambda} \quad (2.15)$$

$$\arg q(z) = \theta(z) - 2\eta k \int_0^z \Delta n_{dc}(z') dz' + \frac{\pi}{2} \quad (2.16)$$

由(2.15)可知道， $|q(z)|$ 與 Δn_{ac} 有關，而 Δn_{ac} 又與紫外光曝照強度有關，因此在得知 $|q(z)|$ 以後，可推估出各小段離散光柵的曝照時間；由(2.16)可知道， Δn_{dc} 累積會造成相位的變化，將已知的 $\arg q(z)$ 扣除 $\pi/2$ 與 Δn_{dc} 共同造成的相位改變以後，所得到 $\theta(z)$ 即是目標設計元件的空間相位，相鄰位置的相位差，即是相位偏移量。



2.1.2 離散光柵模型法 (Discretized Grating Model Method)

今若有一均勻光柵結構參數的光纖光柵，由(2.12)可求得解析解

$$r(\delta) \equiv \frac{v(0)}{u(0)} = \frac{-q^* \sinh(\gamma L)}{\gamma \cosh(\gamma L) - i\delta \sinh(\gamma L)} \quad (2.17)$$

$$t(\delta) \equiv \frac{u(L)}{u(0)} = \frac{\gamma}{\gamma \cosh(\gamma L) - i\delta \sinh(\gamma L)} \quad (2.18)$$

其中 $r(\delta)$ 、 $t(\delta)$ 是光柵的反射係數與穿透係數， $\gamma^2 = |q|^2 - \delta^2$ 。有了以上兩式，可迅速算出均勻光纖光柵之頻譜特性。相對的，今若要一非均勻結構參數之光纖光柵為解析，則可視其為一連串甚短的均勻光纖光柵所串接而成，每經一均勻光柵 Δ 作用後，其光場變化如下：

$$\begin{bmatrix} u(z+\Delta) \\ v(z+\Delta) \end{bmatrix} = T_j \cdot \begin{bmatrix} u(z) \\ v(z) \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

可由(2.17)、(2.18)推得其中轉換矩陣：

$$T_j = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma\Delta) + i\frac{\delta}{\gamma}\sinh(\gamma\Delta) & \frac{q}{\gamma}\sinh(\gamma\Delta) \\ \frac{q^*}{\gamma}\sinh(\gamma\Delta) & \cosh(\gamma\Delta) - i\frac{\delta}{\gamma}\sinh(\gamma\Delta) \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

因此整個非均勻光纖光柵的光場變化便可由下式求得

$$\begin{bmatrix} u(L) \\ v(L) \end{bmatrix} = T \cdot \begin{bmatrix} u(0) \\ v(0) \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

其中 T 為總轉換矩陣。

$$T = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = T_N \cdot T_{N-1} \cdot \dots \cdot T_2 \cdot T_1 \quad (2.22)$$

T 算出以後，再代入邊界條件： $u(0)=1$ & $v(L)=0$ ，可推導出

$$\begin{cases} r(\delta) = -T_{21}/T_{22} \\ t(\delta) = 1/T_{22} \end{cases} \quad (2.23)$$

以上所述，即所謂的「轉換矩陣法」(Transfer Matrix method)。

現在將均勻光纖光柵的轉換矩陣(2.20)分解成 $T_j = T^\Delta \cdot T_j^\rho$ ，其中

$$T^\Delta = \begin{bmatrix} \exp(i\delta\Delta) & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta\Delta) \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

是在 $q \rightarrow 0$ ，也就是正向行進光不會與反向行進光耦合時之矩陣 T_j ，猶如一傳播矩陣。

$$T_j^\rho = \frac{1}{\sqrt{1-|\rho_j|^2}} \begin{bmatrix} 1 & -\rho_j^* \\ -\rho_j & 1 \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

是在 $q \rightarrow \infty$ & $q\Delta = \text{constant}$ ，也就是正反向行進光完全耦合時的矩陣 T_j ，猶如一獨立的反射器矩陣。經過這樣的分解後，一均勻光纖光柵

的作用可等效為一離散的反射器，這個反射器的反射係數 ρ_j ，與光柵的耦合係數有下列關係：

$$\rho_j = -\tanh\left(q_j|\Delta\right)\frac{q_j^*}{|q_j|} \quad (2.26)$$

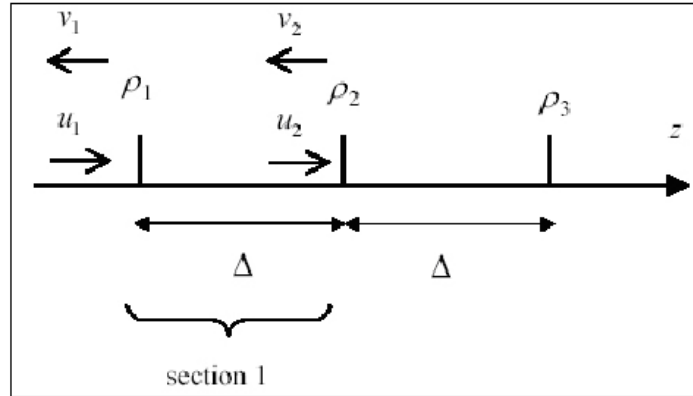


圖 2.1: 離散光柵模型示意圖

同理可推，一非均勻光纖光柵不但可視其為很多短均勻光纖光柵所串接而成，亦可等效為一連串不同的反射器（ $\rho_j, j=1, 2, \dots, N$ ）前後等間距排列而成（圖 2.1），此即為「離散光柵模型」。

將(2.24)、(2.25)代入(2.21)，可推出光纖內模態光場之反射係數在此離散反射器作用前後，其變化關係如下：

$$r_j(\delta) \equiv \frac{v_j(\delta)}{u_j(\delta)} = \frac{\rho_j + r_{j+1}(\delta)\exp(2i\delta\Delta)}{1 + \rho_j^* r_{j+1}(\delta)\exp(2i\delta\Delta)} \quad (2.27)$$

利用上式之疊代關係，再加上邊界條件： $r_N(\delta)=0$ ，即可迅速疊代出光纖光柵的反射頻譜 $r(\delta)=r_1(\delta)$ 。決定 Δ 之大小時，則要視光柵之耦合係數分佈 $q(z)$ 而定，因為離散光柵之反射係數 ρ_j 是由 $q(z)$ 之取樣值 q_j 來求得的，若 q_j 無法忠實反應 $q(z)$ ，計算將產生誤差。

2.1.3 離散剝皮法 (Discretized Layer-Peeling Method, DLP)

根據上一節的離散光柵模型，一光纖光柵可視為一連串的反射器 ($\rho_j, j=1, 2, \dots, N$) 前後等間距排列而成。模態光場之反射係數在離散反射器作用前後，其變化關係如(2.27)，今將此式之 $r_{j+1}(\delta)$ 提出，單獨放到等號左邊， $r_j(\delta)$ 放到等號右邊，則此式可表為

$$r_{j+1}(\delta) = \exp(-2i\delta\Delta) \cdot \frac{r_j(\delta) - \rho_j}{1 - \rho_j^* r_j(\delta)} \quad (2.28)$$

利用上式，可由目標反射係數曲線反推至反射器 ρ_1 後所應有的反射係數曲線，這在往後進行光學剝皮 (Optical layer-peeling) 時會非常有用。

至此，我們對於具目標反射特性的光纖光柵結構尚一無所知，只知目標反射係數曲線 $r(\delta)$ 。接著要設法由 $r(\delta) = r_1(\delta)$ 得知第一個離散光柵的反射係數 ρ_1 為何，才能利用(2.28)求出 $r_2(\delta)$ 。

將 $r(\delta)$ 表示成傅立葉級數 (Fourier series) 疊加

$$r(\delta) = \sum_{\tau=0}^{\infty} h(\tau) \exp(i\delta\tau 2\Delta) \quad (2.29)$$

其中 $h(\tau)$ 是每一離散光柵的脈衝反應函數 (Impulse response)。此即將 $r(\delta)$ 視為每一離散光柵之脈衝反應函數的疊加，而各個離散光柵之脈衝反應間有相位差 $\exp(i\delta\tau 2\Delta)$ 。其中 $\tau=0$ 時之脈衝反應即為第一個離散光柵的反射係數

$$\rho_1 = h_1(0) = \frac{\Delta}{\pi} \int_{-\pi/2\Delta}^{\pi/2\Delta} r_1(\delta) d\delta \quad (2.30)$$

此乃因為 $\tau=0$ 時入射光只「看到」第一個離散光柵，其他離散光

柵並未參與反應。今若以離散方式進行(2.30)之反傅立葉積分，則 ρ_1 又可表示成：

$$\rho_1 = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M r_1(m) \quad (2.31)$$

其中 $r_1(m)$ 是 $r_1(\delta)$ 在 $|\delta| \leq \pi/2\Delta$ 範圍中之離散取樣值， $M \geq N$ 是頻譜的取樣數目。值得注意的是，(2.29)~(2.31)對 $j=1, 2, \dots, N$ 均成立，也即(2.31)式中的下標 1 可改成 j ， $j=1, 2, \dots, N$ 。這是因為在求出 ρ_1 與 $r_2(\delta)$ 後，即可將第一個離散光柵「剝除」，使入射光在 $\tau=0$ 時所看到的離散光柵變為第二個離散光柵，同理又可由 $r_2(\delta)$ 求出 ρ_2 ，依此類推。

在(2.29)中，目標反射曲線 $r(\delta)$ 是表示成無限項傅立葉級數展開，但實際的光纖光柵卻是有限長度的。因此為使目標曲線成為可實行的 (Realizable)，必須利用數位訊號處理技巧，將理想的目標反射曲線經漢寧窗口處理程序 (Hanning-window procedure)，轉化為可實行的目標反射曲線 $r_1(\delta)$

$$h_1(\tau) = h(\tau) \cdot w(\tau) \quad (2.32)$$

$$r_1(\delta) = r(\delta) \otimes W(\delta) \quad (2.33)$$

其中算符 \otimes 代表旋積 (Convolution) 運算， $W(\delta)$ 是漢寧窗口函數 $w(\tau)$ 的傅立葉轉換，漢寧窗口函數表示式如下

$$w(\tau) = \frac{1}{2} [1 + \cos(2\pi\tau)] \quad (2.34)$$

經過此窗口處理後，脈衝反應 $h_1(\tau)$ 可以避免振盪現象，藉此所求出之 ρ_j 方才接近實驗需求。

綜合以上所述，離散剝皮法可依循下列步驟進行：

1. 目標反射曲線經過反傅立葉轉換後，經漢寧窗口(2.32)處理，使

成為可施行之目標反射曲線 $r_1(\delta)$ 。

2. 利用目標反射曲線 $r_1(\delta)$ 與(2.31)，求出 ρ_1 值。
3. 再將 $r_1(\delta)$ 與 ρ_1 代入(2.28)，算出目標反射曲線 $r_2(\delta)$ 。
4. 重複步驟 2.~3.，求出整個光纖光柵的 ρ_j 。
5. 利用計算出來的 ρ_j 與(2.26)代入下式。

$$\begin{cases} |q_j| = \frac{1}{2\Delta} \ln \left(\frac{1-|\rho_j|}{1+|\rho_j|} \right) \\ \arg q_j = -\arg \rho_j \end{cases} \quad (2.35)$$

即可由目標特性曲線反推出光纖光柵的結構參數 $q(z)$ 。

2.1.4 高斯牛頓法 (Gauss Newton method)

假設 A_{id} 是反推程式所設計之光柵振幅分佈， A_{ex} 是小高斯光束逐段曝照的光柵振幅分佈 (Apodization profile)，二者的差異可以方差和來表示：

$$\sigma(a, b) = \sum [A_{id} - A_{ex}(a, b)]^2 \quad (2.36)$$

這裡的 a 、 b 代表兩段高斯光束所曝照的光柵振幅大小 (這裡以兩段為例)

$$A_{ex}(a, b) = a \cdot \exp\left(-\left(\frac{z-z_a}{w_s}\right)^2\right) + b \cdot \exp\left(-\left(\frac{z-z_b}{w_s}\right)^2\right) \quad (2.37)$$

其中 w_s 是小高斯光束的寬度， z_a 、 z_b 是高斯光束的中心曝照位置。要使得 A_{id} 和 A_{ex} 最近似，也就是方差和要最小，則上式必須滿足以下極值條件：

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma}{\partial a} = -2 \cdot \sum [A_{id} - A_{ex}(a, b)] \frac{\partial A_{ex}}{\partial a} = 0 \\ \frac{\partial \sigma}{\partial b} = -2 \cdot \sum [A_{id} - A_{ex}(a, b)] \frac{\partial A_{ex}}{\partial b} = 0 \end{cases} \quad (2.38)$$

將 $A_{ex}(a, b)$ 對 a 、 b 作泰勒數列展開：

$$A_{ex}(a_{q+1}, b_{q+1}) = A_{ex}(a_q, b_q) + \Delta a_q \left. \frac{\partial A_{ex}}{\partial a} \right|_{a=a_q, b=b_q} + \Delta b_q \left. \frac{\partial A_{ex}}{\partial b} \right|_{a=a_q, b=b_q} + \dots \quad (2.39)$$

則 $A_{ex}(a, b)$ 的第 $(q+1)$ 次逼近可近似成第 q 次逼近外加一次修正項，這裡的 $a_{q+1} = a_q + \Delta a_q$ 、 $b_{q+1} = b_q + \Delta b_q$ 。將(2.39)代入(2.38)，得到

$$\begin{cases} \sum \left(\frac{\partial A_{ex}}{\partial a} \right)^2 \Delta a_q + \sum \left(\frac{\partial A_{ex}}{\partial a} \right) \left(\frac{\partial A_{ex}}{\partial b} \right) \Delta b_q = \sum [A_{id} - A_{ex}(a_q, b_q)] \frac{\partial A_{ex}}{\partial a} \\ \sum \left(\frac{\partial A_{ex}}{\partial a} \right) \left(\frac{\partial A_{ex}}{\partial b} \right) \Delta a_q + \sum \left(\frac{\partial A_{ex}}{\partial b} \right)^2 \Delta b_q = \sum [A_{id} - A_{ex}(a_q, b_q)] \frac{\partial A_{ex}}{\partial b} \end{cases} \quad (2.40)$$

解聯立方程組(2.40)，解出 Δa_q 、 Δb_q ，再以 a_{q+1} 、 b_{q+1} 代入上述逼近流程，如此重複運作，即可得一組收斂解： $(a, b) \rightarrow A_{ex, opt}$ 。

2.2 程式模擬

在 2.1 節介紹了所需的理論背景之後，接下來的工作就是將實際的設計編寫成模擬程式，用以設計色散補償用光纖光柵。現今市面上雖有 Optiwave Corporation 的 IFO_Gratings 之類的模擬軟體可進行此類設計，但此軟體以嘗試錯誤的方法去設計、模擬光纖光柵結構，需花費極冗長的時間執行，且難以針對精細結構作調整。

為有效提升執行效率，並配合本論文的特定設計需求，故採用 The MathWorks, Inc. 的 Matlab 軟體編寫模擬程式，由設定目標特性曲

線出發，一直到求出相對應的光纖光柵結構設計，並轉換為製作時的實驗參數。

2.2.1 規格設定

採用的目標特性曲線函數如下：

$$r(\delta) = \sqrt{R} \exp[-(\delta/\delta_b)^p] \exp[-i\beta_2 L_F (c\delta/n)^2 / 2] \quad (2.41)$$

其中最大反射率 $R = 0.9$ ，頻寬參數 $\delta_b = 13.3 \text{cm}^{-1}$ （相當於在中心波長為 $1.55 \mu\text{m}$ 時，反射頻帶之 3dB 頻寬約為 0.52nm ），光纖色散參數 $\beta_2 = -21.7 \text{ps}^2 / \text{km}$ （相當於 $D = 17 \text{ps}/\text{nm}\cdot\text{km}$ ），特性長度 $L_F = 20.5 \text{km}$ ，光纖光柵長度 $L = 4 \text{cm}$ 。目標特性曲線(2.41)的前半段，是一個超級高斯函數（Super Gaussian function）

$$r(\delta) = \exp[-(\delta/\delta_b)^p] \quad (2.42)$$

其中指數 $p > 2$ 。當指數越大，函數的形狀越接近方波（圖 2.2），但光纖光柵的結構也更加複雜（圖 2.3），在實作難度的考量下，將指數定為 $p = 10$ 。

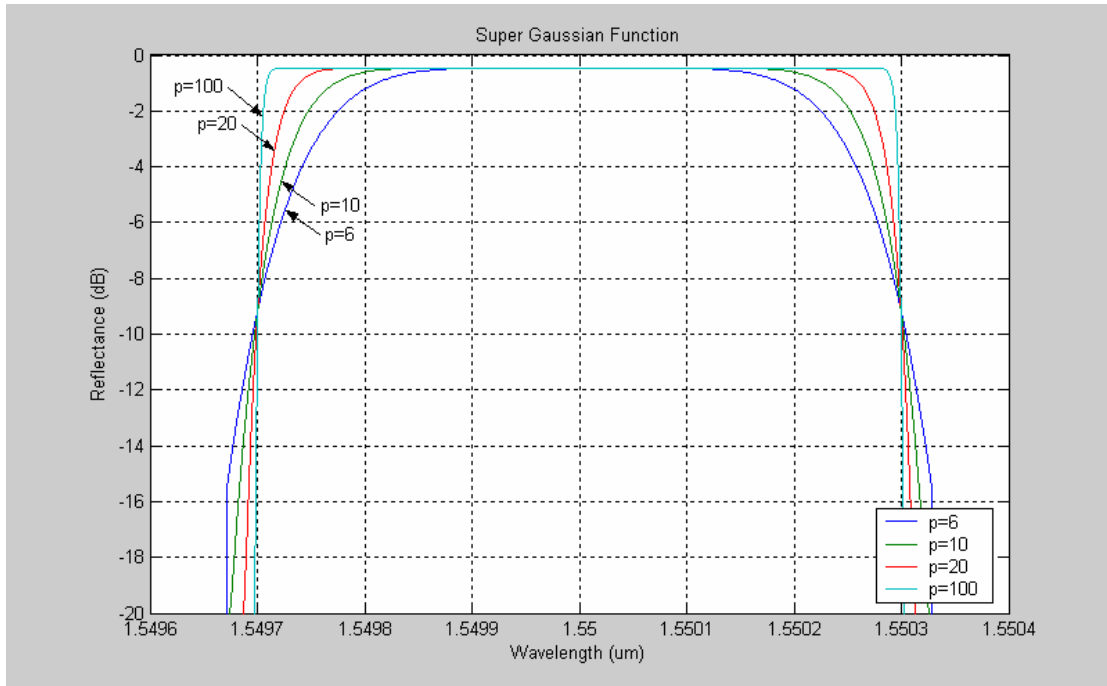


圖 2.2: 不同指數的超級高斯函數

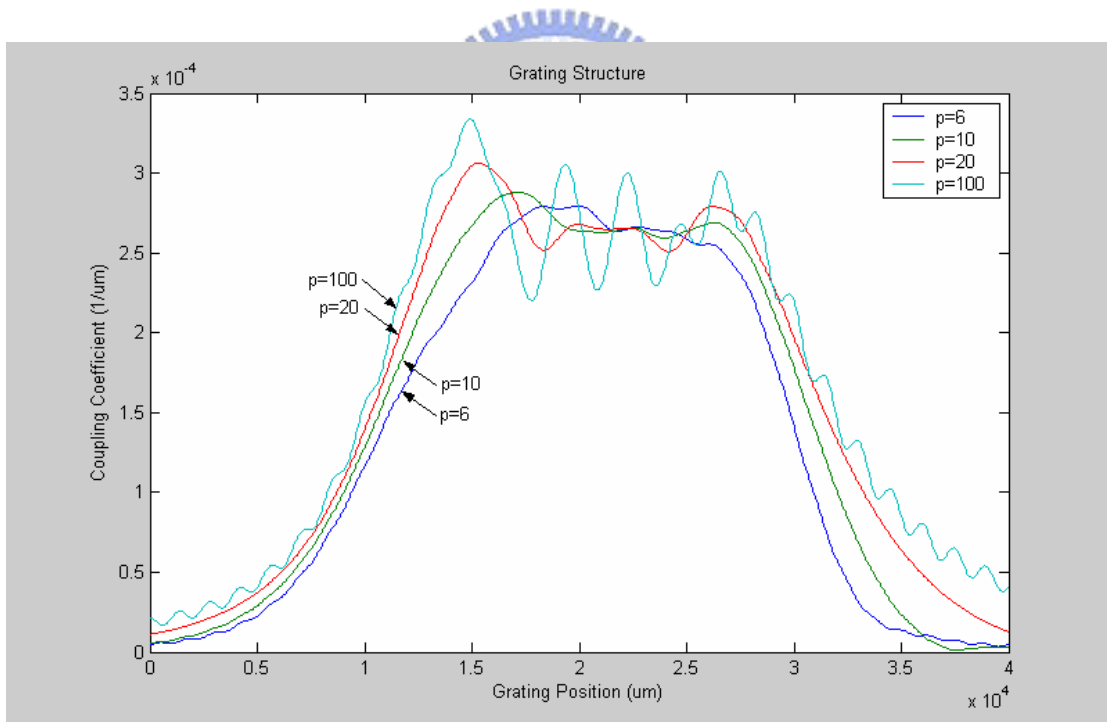


圖 2.3: 不同指數的超級高斯函數所對應的光纖光柵結構

雖然「單一週期、多相位偏移光纖光柵」的初衷，是為了簡化啁啾型光纖光柵的製程，並製作出較長的色散補償元件，但為了在實驗上證實這個方法的可行性，在此僅設計長度為 4cm 的光纖光柵。

2.2.2 模擬流程

在設定了目標曲線之後，依下列流程進程式模擬：

1. 設定目標曲線 $r_0(\delta)$ 。
2. 將目標曲線反傅立葉轉換至時域後，經漢寧窗口處理，使之可實行後，再傅立葉轉換至頻域成為 $r_1(\delta)$ 。(圖 2.4)
3. 將 $r_1(\delta)$ 經「離散剝皮法」反推為 $(q_T)_n$ 。
4. 將 $(q_T)_n$ 經「離散光柵模型法」正推為 $(R_T)_m$ ，這是將連續的光纖光柵切割為一連串離散分佈後所得到的目標曲線。(圖 2.5)
5. 以高斯牛頓法逼近步驟 3. 中所得到的目標耦合常數 $(q_T)_n$ ，得到 $(q_w)_n$ 。(圖 2.6)
6. 將 $(q_w)_n$ 經「離散光柵模型法」正推為 $(R_w)_m$ 。(圖 2.7)
7. 以下式計算出群時間延遲(圖 2.8)：

$$t = \frac{d \arg r(\delta)}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d \arg r(\delta)}{d\lambda} = \frac{n_{eff}}{c} \frac{d \arg r(\delta)}{d\delta} \quad (2.43)$$

其中 n_{eff} 為等效折射率。

8. 由 $(q_w)_n$ 計算出每個離散曝照點所對應的 $(\Delta n_{ac})_s$ 及 $\Delta\theta_s$ ，並轉換為每一次步進的曝照時間 t_s 及相位偏移 Δz_s ，在 Δz_s 加上每次固定的步進距離 z_s 以後，所得到的 $(z_s + \Delta z_s, t_s)$ 即為實驗參數。

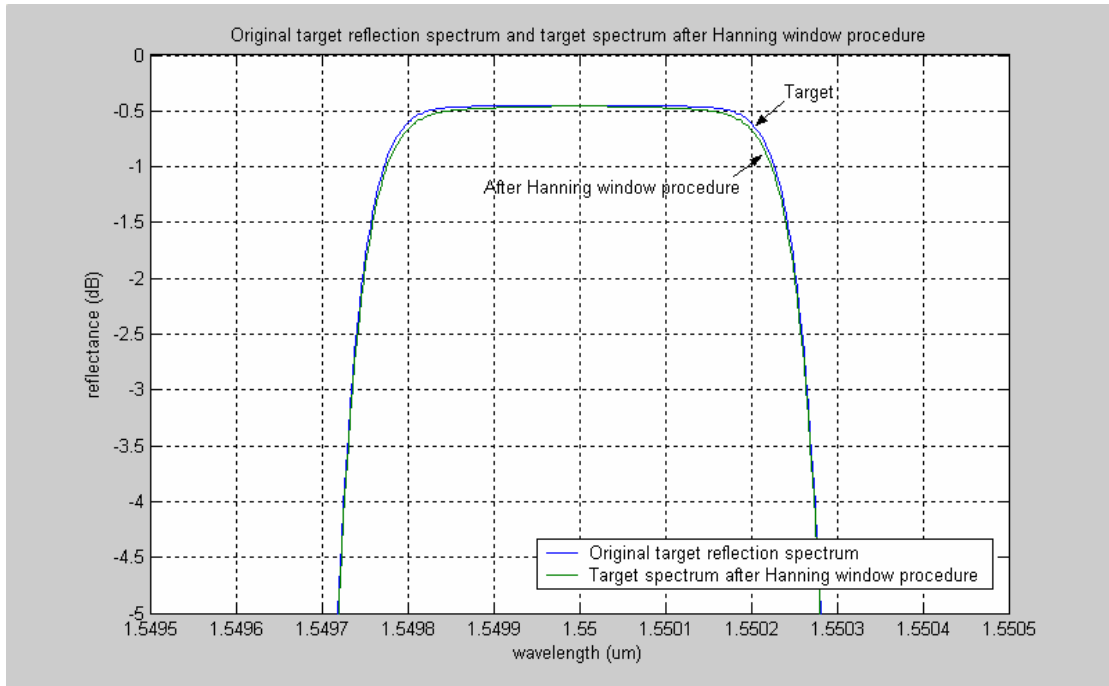


圖 2.4: 經漢寧窗口處理前後的目標反射頻譜

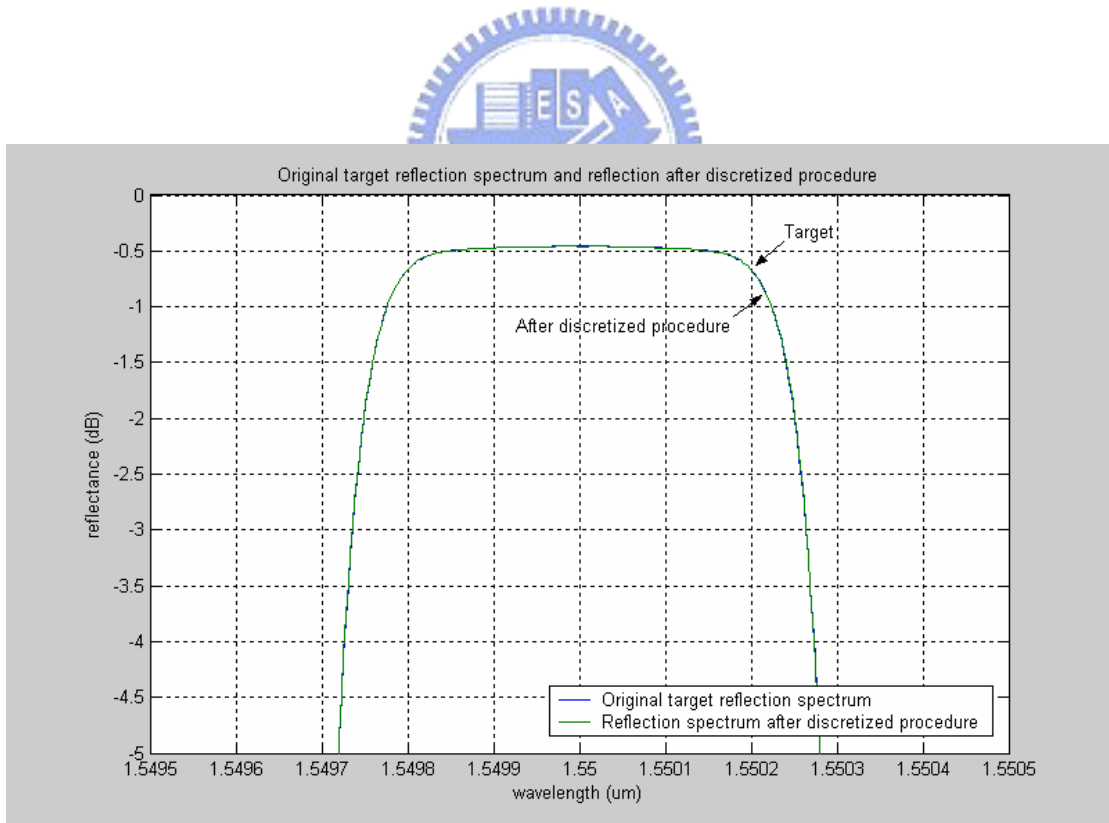


圖 2.5: 理想目標曲線與離散化處理後的目標反射頻譜

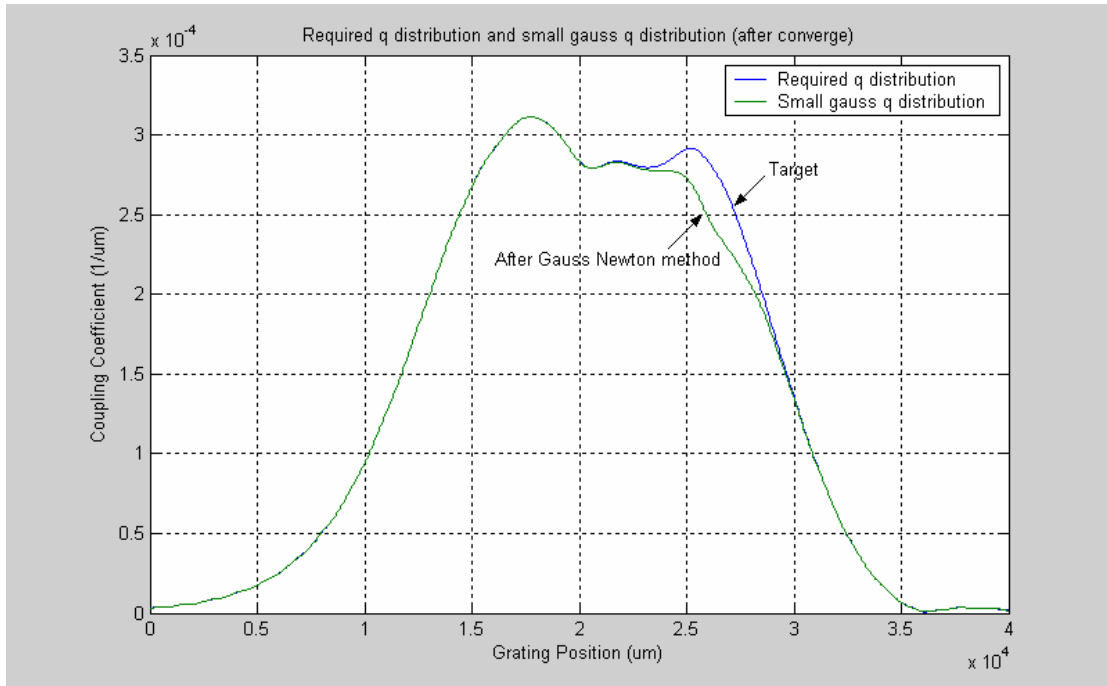


圖 2.6: 高斯牛頓法逼近前後的耦合係數分佈

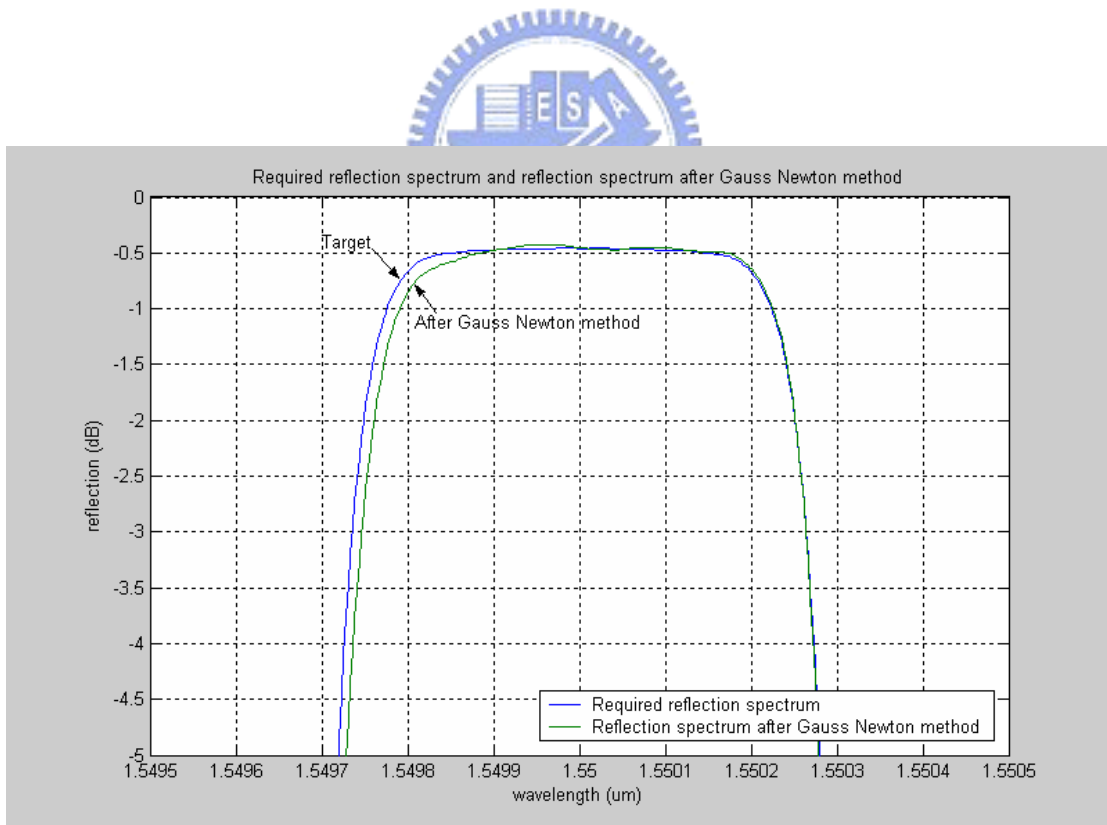


圖 2.7: 以高斯牛頓法逼近前後的反射頻譜

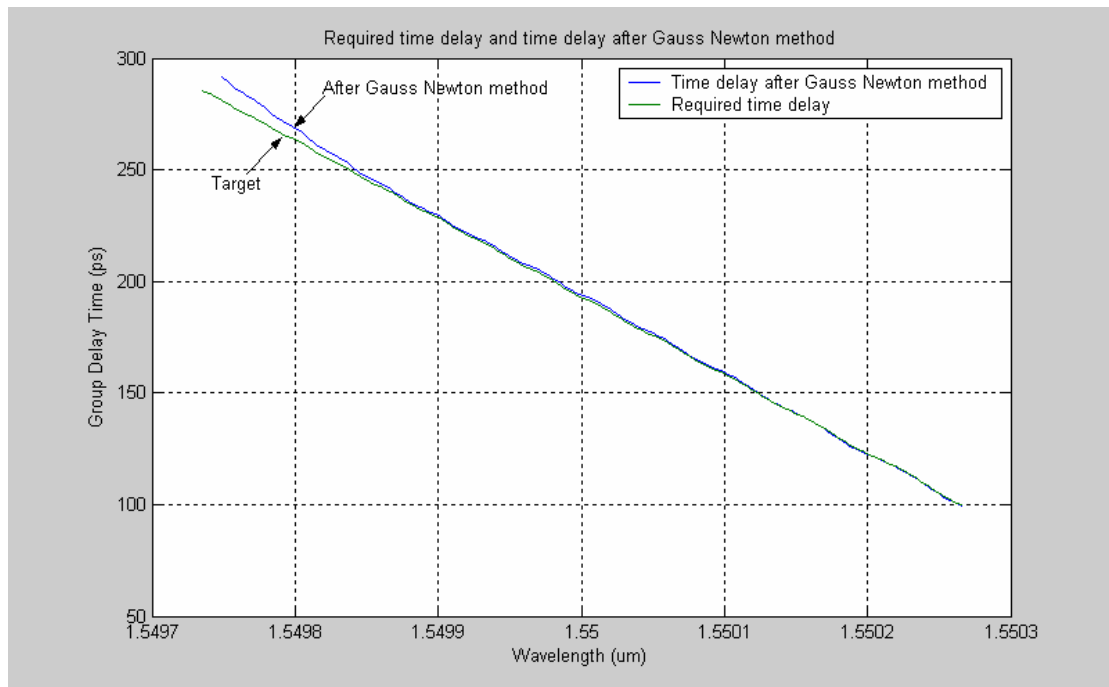


圖 2.8: 以高斯牛頓法逼近前後的群時間延遲

2.3 模擬結果檢討



依照 2.2.2 節所描述的程序進行模擬，其中所設定的目標曲線，以特性參數反推後所得到的耦合係數分佈及頻譜，相較於配合實際製作參數，以高斯牛頓法逼近後的耦合係數分佈及頻譜仍有一些不吻合之處。

這樣的誤差來自於步進曝照時所使用的小高斯光束較寬，無法配合相鄰曝照點耦合係數變化較大的情況，致使逼近前後的相似程度不足，所以越窄的小高斯光束應當可以逼近出越接近目標曲線的結果。以下就取三種不同參數的小高斯光束為例，針對不同的光束半徑進行逼近，高斯函數如下

$$A = \exp\left(-\left(\frac{z - z_0}{w_s}\right)^2\right) \quad (2.44)$$

其中光束半徑 $w_s = 400\mu\text{m}, 800\mu\text{m}, 1600\mu\text{m}$ ($1/e$)。(圖 2.9)

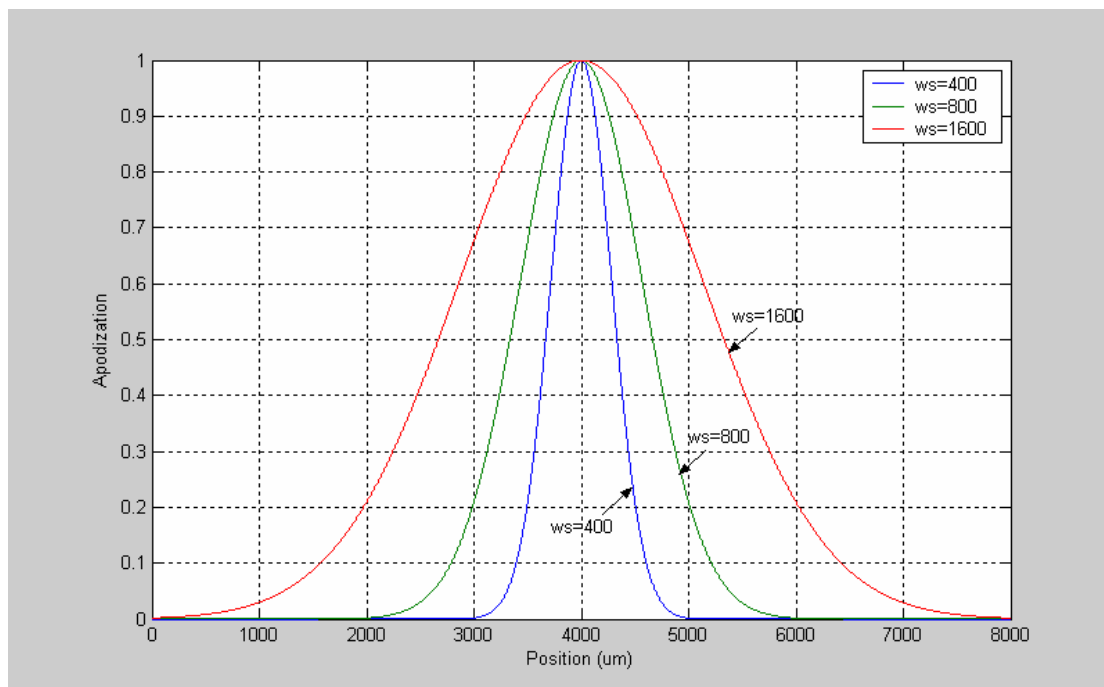
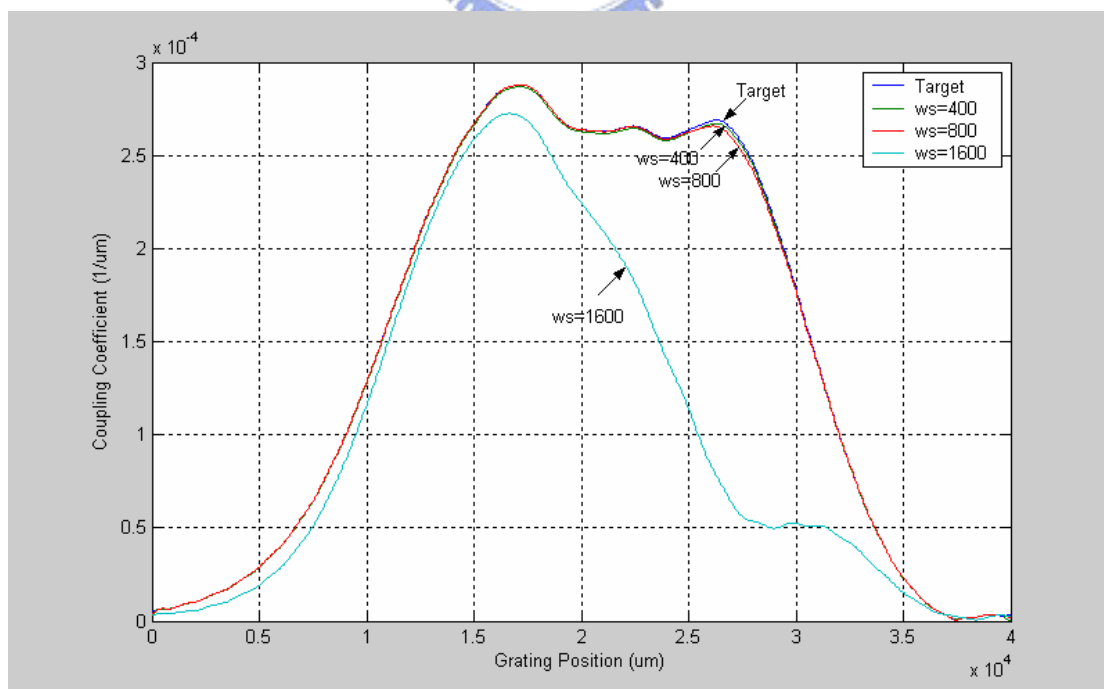
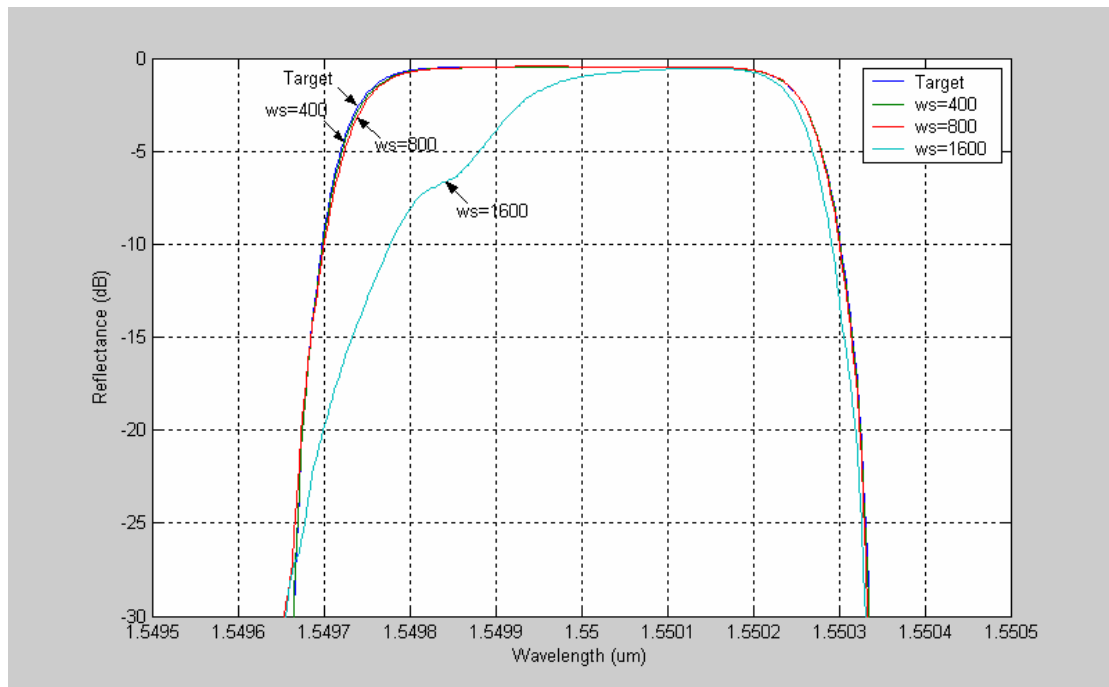


圖 2.9: 不同光束半徑的高斯函數分佈



(a)



(b)

圖 2.10: 以不同高斯函數逼近目標後的 (a)耦合係數分佈 (b)反射頻譜

由以上結果可以發現，當小高斯光束變得更窄，耦合係數的逼近結果就會更接近目標曲線（圖 2.10(a)），反射頻譜也會更加相似（圖 2.10(b)），正符合原先的預期，證實了模擬程式的合理性。

雖然較窄的小高斯光束應用在製程當中，逼近的結果會更好，但位移的次數變多，對位移精準度的要求就更嚴苛，更不利於製作。這也是權衡特性可接受程度與實作難度以後，使用二倍擴束製作的理由所在（以上所選擇的 $w_s = 400\mu\text{m}$ ($1/e$)，是雷射的實際規格）。

三、製作與量測

本章把在上一章中經由模擬得到的參數，實際使用在光纖光柵的製作上，並在製作後量測其相位資訊。第一節介紹曝照系統，第二節中，針對原先在程式假設的實驗參數進行校準；第三節將說明光纖光柵相位分佈的量測方式。

3.1 曝照系統

實驗裝置如（圖 3.1）

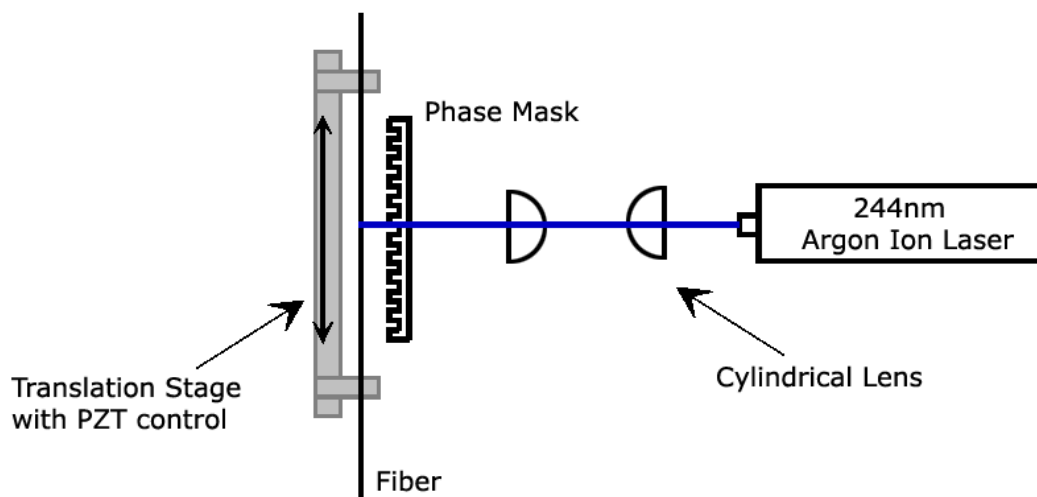


圖 3.1: 曝照系統示意圖

紫外光源是採用 Coherent 的氬離子倍頻雷射 (Argon ion Laser)，操作於 244nm 波段；單一週期相位光罩選擇 Lasiris 的產品，週期約為 535um，大致對應 1548nm 波段；光纖則是 Fibercore 所生產的光感性單模光纖 (Photo-sensitive single mode fiber)，經過高壓載氫 (Hydrogen loading) 處理以後使用；定位裝置使用 Agilent 的雷射干

涉測距儀，線性機械移動平台及 PZT（以下統稱為「移動平台（Translation stage）」）則是由 PI 所製造，準確度分別是 33nm/count 及 0.1nm，PZT 的可移動範圍則為 12um。

由於此雷射倍頻輸出時的光點太小，光束直徑僅約 0.6~0.8mm，因此曝照用的光束，經過一對柱狀透鏡（Cylindrical lens）二倍擴束後，才透過相位光罩寫到光纖上。

實驗參數主要是移動距離和曝照時間，移動平台的移動距離，由雷射干涉測距儀的讀值來決定，每次移動的固定步進距離 z_s ，依據製作經驗，約為光束直徑的十分之一時，在步進曝照時會有較為良好的接續效果，故 z_s 的值設定在 200um 左右。曝照時間則由光源前機械式遮光器（Shutter）的開閉時間間隔來控制。



3.2 參數校準

造成實驗誤差的原因非常多且複雜，控制實驗的諸般條件是得到較佳實驗結果的不二法門。除了難以排除的環境擾動以外，在實驗之前，程式模擬所引入的諸多假設條件，勢將造成實驗參數的先天錯誤，必須設法藉由各種方法逐一修正，本節這些實驗的前置工作，即是針對來自不同的可控制誤差來源所提出的校準方法。

3.2.1 小高斯光束參數校準

最初程式模擬時所使用的小高斯光束參數，僅是出於猜測，與實際使用的紫外光源不符，這將使得該小高斯光束，以高斯牛頓法向目標逼近時會出現誤差。

模擬時就已存在這樣的誤差，自然難以得到良好的實驗結果，故此處引進「側向繞射法」(Side Diffraction method)的方式，測量紫外光源透過相位光罩所寫出的光纖光柵，其折射率變化 $(\Delta n_{ac})_s$ 在光纖上的分佈。實驗裝置如(圖 3.2)

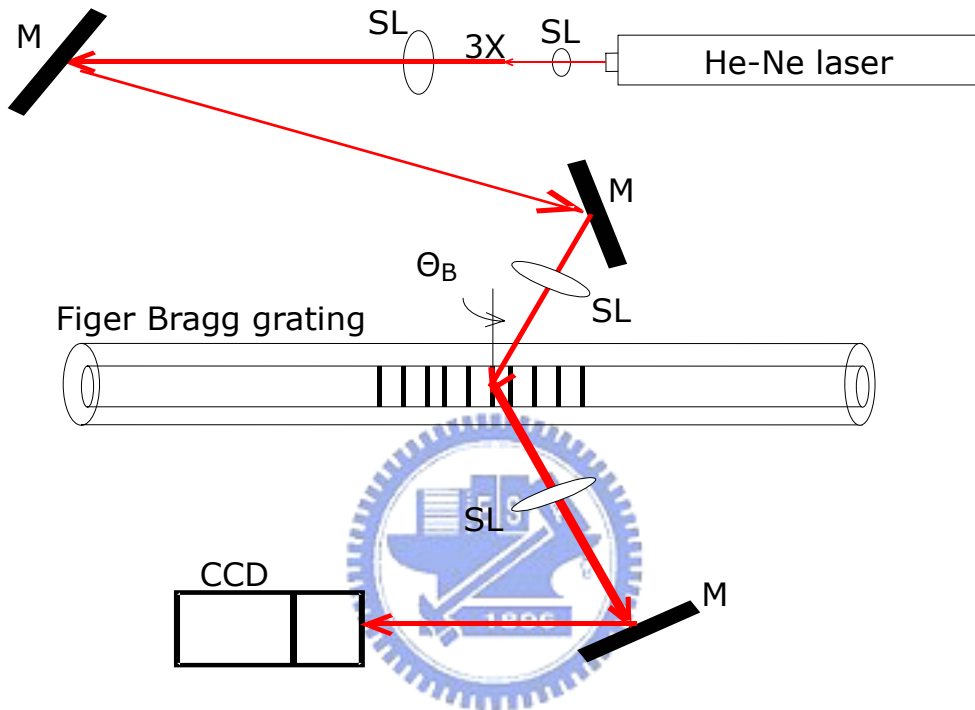


圖 3.2: 「側向繞射法」實驗架構示意圖

氦氖雷射 (He-Ne Laser) 的波長為 $\lambda = 632.8nm$ ，輸出強度為 50mW，經過球面透鏡 (Spherical Lens, SL) 三倍擴束以後，再以一球面透鏡將光束側向聚焦到光纖光柵處的纖核上，接著調整入射角，使得入射角能夠符合雷射波長的布拉格條件 (Bragg condition)，而產生一階繞射光。將繞射光再以另一球面透鏡調整為平行光以後，最後由解析度為 7.15um/pixel 的單色 CCD 偵測此繞射光的強度。這個架構可偵測光纖光柵的 $(\Delta n_{ac})_s$ ，大約在 10^{-6} 等級。

因為一階繞射光的強度平方 P_d^2 與折射率變化 $(\Delta n_{ac})_s$ 呈正比的關

係 ($P_d^2 \propto \Delta n_{ac}$) [12]，故藉由移動平台平移光纖，逐點掃描，並將各點讀值開根號並正規化 (Normalize) 以後，即可得到 Δn_{ac} 在光纖上的分佈。隨後以實驗所得的強度分佈為目標，並改變高斯函數中的參數來進行合適化 (Fit)，最接近目標的高斯函數，即用來當作逼近目標分布時所使用的高斯參數。

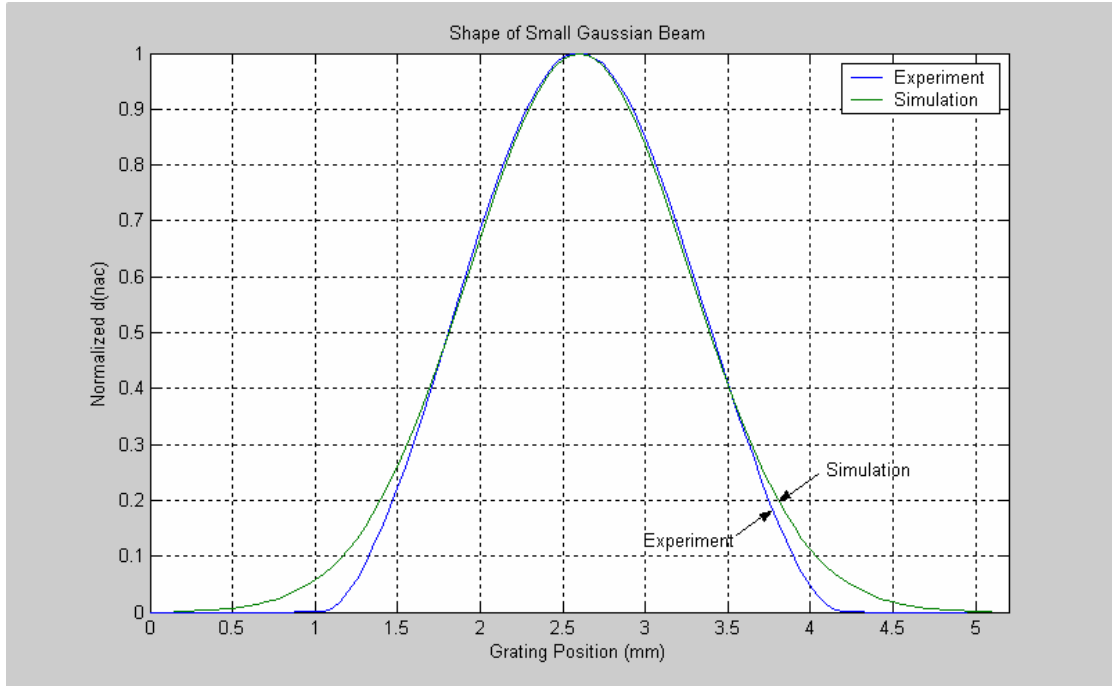


圖 3.3: 實驗與合適化以後的高斯函數分佈

實驗結果 (圖 3.3) 經過合適化以後，所得到的高斯函數為

$$A = A_0 \exp\left(-0.92 \cdot \left(\frac{z - z_0}{w_s}\right)^2\right) \quad (3.1)$$

其中為光束半徑為 $w_s = 0.9\text{mm}$ ($1/e$)。若分別以校準後(3.1)與未校準前猜測的函數(3.2)逼近目標，其差異比較如 (圖 3.4) 至 (圖 3.6)。

$$A = A_0 \exp\left(-1 \cdot \left(\frac{z - z_0}{w_s}\right)^2\right) \quad (3.2)$$

其中光束半徑為 $w_s = 0.8mm (1/e)$ 。

需要注意的是，不同深淺程度的光纖光柵，所呈現的高斯分佈並不相同，實際在「重疊步進曝照」時的單一位置曝照強度並不大，為了符合需要，因此本實驗的待測光纖光柵相當微弱。

由於此實驗要偵測微弱的繞射光強度，對光纖光柵表面的清潔與否便相當敏感，量測前必須多次以酒精清潔擦拭。此外，氬氬雷射輸出的穩定程度，影響 CCD 偵測到的光強度至鉅，故維持環境的穩定就非常重要，例如關閉空調，並以壓克力罩覆蓋實驗平台，避免空氣微擾，以及利用氣浮式光學桌儘可能防止實驗平台振動。

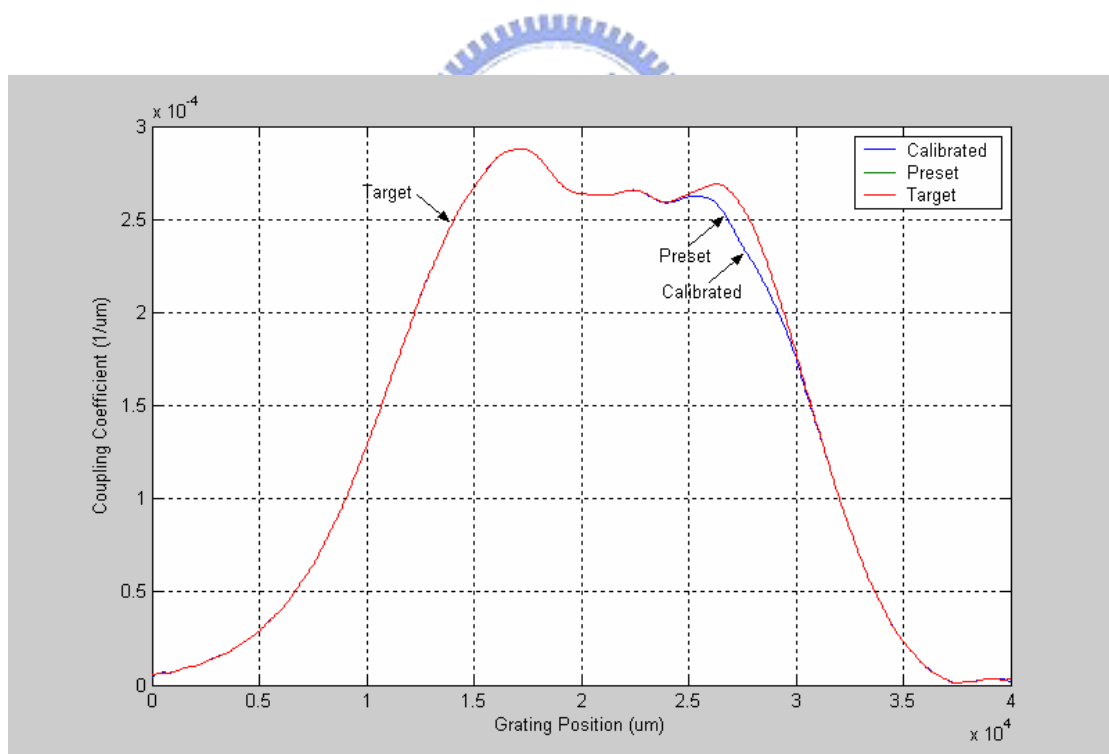


圖 3.4: 校準前後的耦合係數分佈

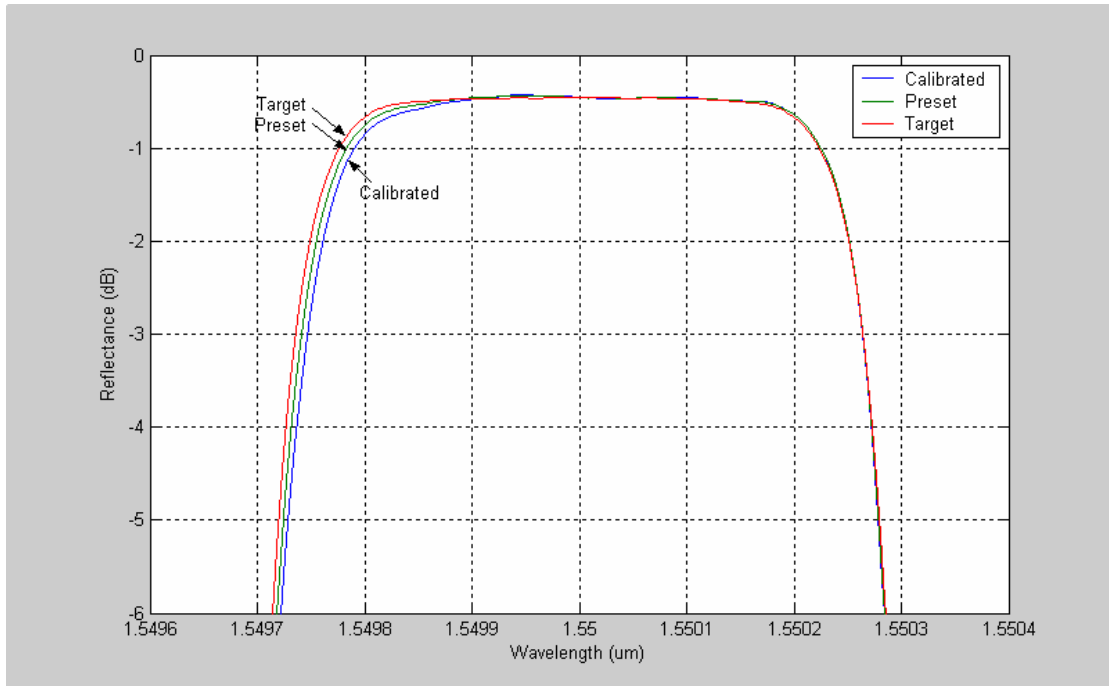


圖 3.5: 校準前後的反射頻譜

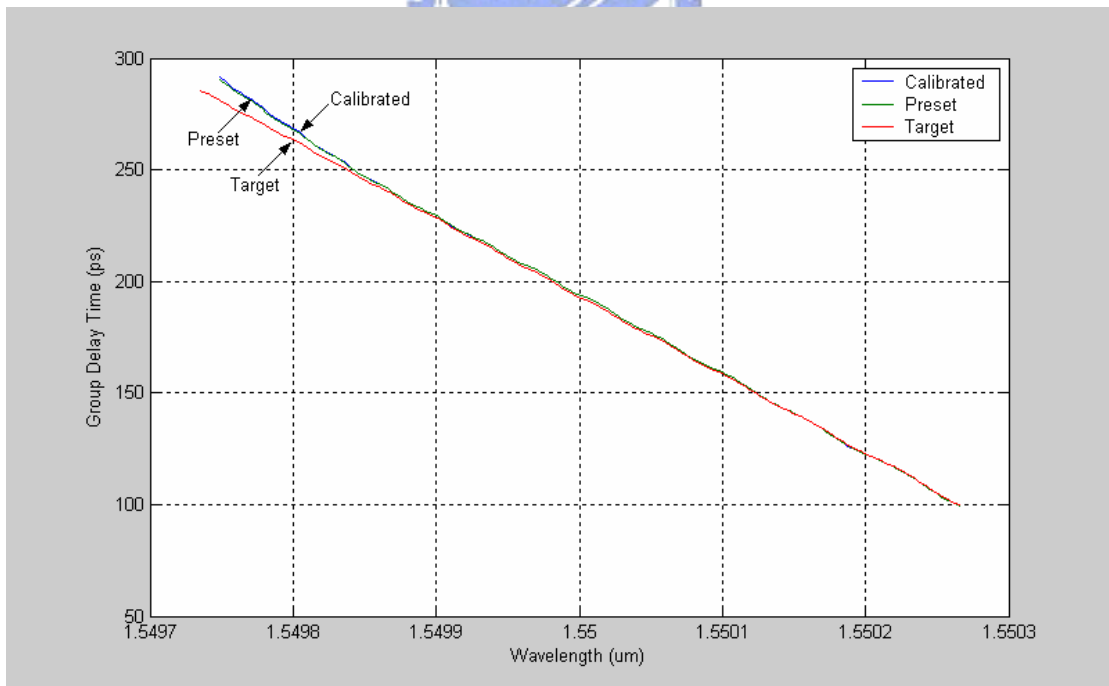


圖 3.6: 校準前後的群時間延遲

3.2.2 相位光罩週期校準

每次移動平台步進的固定距離 z_s ，必須是光罩週期的整數倍，否則在每次移動以後，便會產生一個預期之外的相位偏移。因此，決定了合理的 z_s 以後，再加上經模擬所得的相位偏移 Δz_s ，這樣的移動距離才會符合需求。以製作 4 公分長的光纖光柵為例，當光柵週期為 0.5um 時，其包含的光柵週期數目為 8 萬個，如果估計一個週期的誤差僅為 0.01nm，總累積誤差就會達到 0.8um，是一個週期的 1.6 倍，因此校準相位光罩的週期，也是重要的工作之一。

此處引入「側向繞射干涉法」(Side diffraction interference method) [13]來推測相位光罩的週期，實驗裝置為一套改進自 (圖 3.2) 架構的干涉儀，如圖 (圖 3.7)。

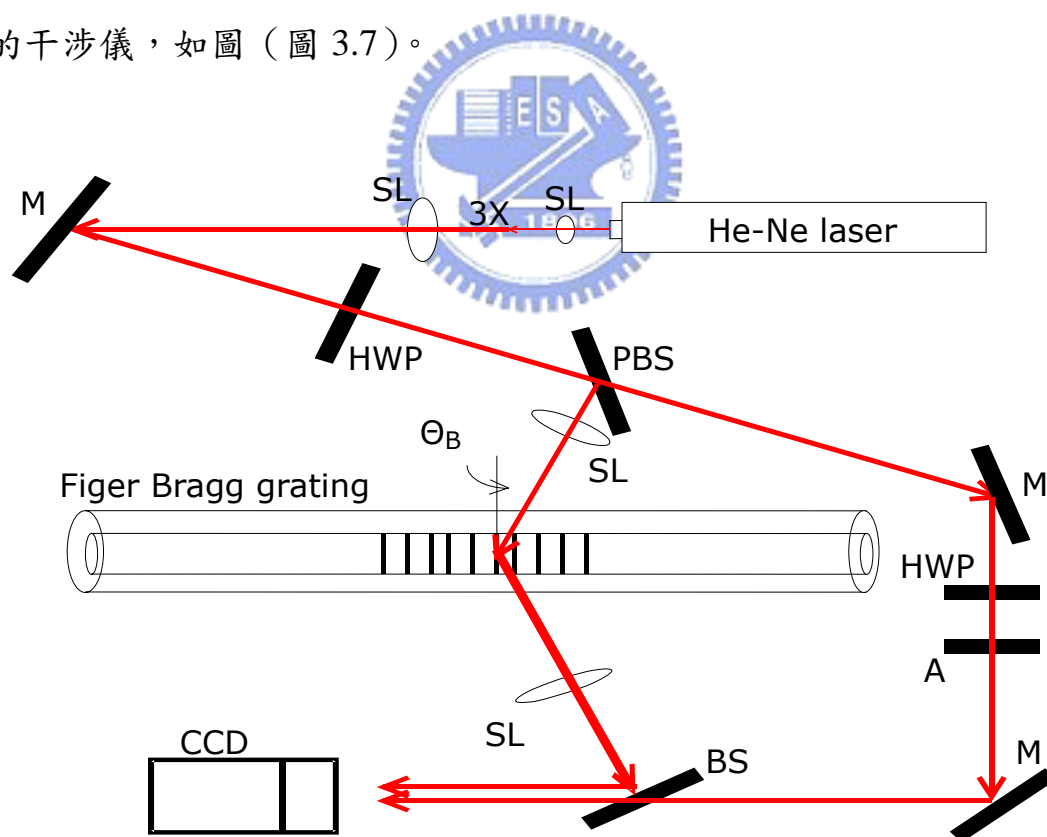


圖 3.7: 「側向繞射干涉法」實驗架構示意圖

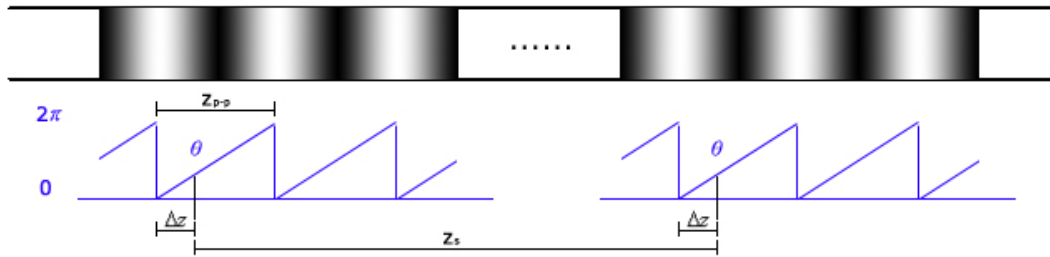


圖 3.8: 相位光罩週期測定的操作原理

氦氖雷射經過球面透鏡三倍擴束以後，以半波片 (Half Wave Plate, HWP) 改變偏振方向，接著由偏極化分波片 (Polarization Beam Splitter, PBS) 將雷射光分離成各為 s、p 偏振態的二道光，其中一道為偵測光 (Probe beam)，由球面透鏡將光束側向聚焦到光纖光柵處的纖核上；另一道為參考光 (Reference beam)，再次經過半波片把偏振態調整到與偵測光相同以便產生干涉；此外，為使二道光強度近似，使干涉現象更為明顯，參考光再經過衰減片 (Attenuator, A) 以後，才以分波片 (Beam Splitter, BS) 將二道光重新匯聚，產生干涉，並以 CCD 偵測此干涉光。

藉由 CCD 所顯示的干涉條紋強度分佈，可看出各條紋的明暗分佈，若相鄰兩亮 (暗) 紋 1 和 2 間的距離為 z_{p-p} ，相位差為 2π ，則與亮 (暗) 紋 1 距離為 Δz 位置的相位，即是 $\theta = 2\pi \cdot \frac{\Delta z}{z_{p-p}}$ (令 $0 \leq \theta < 2\pi$)。

在實驗開始時，先記錄移動雷射干涉測距儀的初始讀值 z_1 ，與該位置的相位，以移動平台平移標的距離 200um 以後，再以 PZT 前後微調移動至與初始位置同相位的位置以後，再紀錄下該位置的讀值 z_2 ，兩讀值的差 $\Delta z = z_2 - z_1$ ，即為週期的整數倍，實驗結果如 (圖 3.9)。

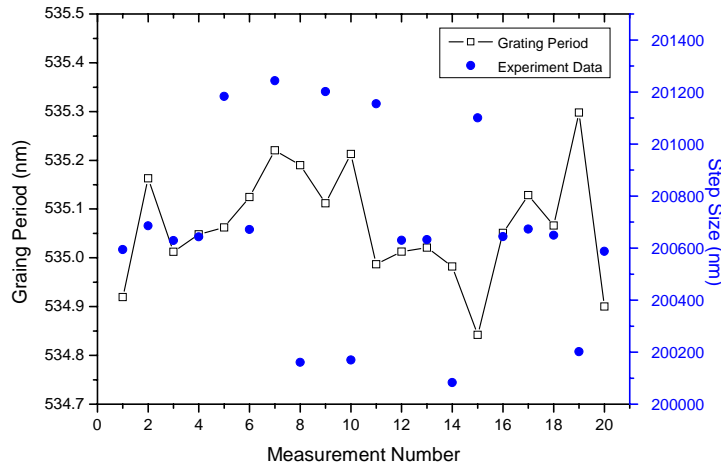


圖 3.9: 相位光罩週期測定結果

當步進距離大於 201000nm (或小於 200400nm) 時, 表示 PZT 多 (或少) 移動了一個週期的距離。然而每次的讀值並不穩定, 據此推算出的光纖光柵週期自然也不規則, 由實驗結果顯示, 光纖光柵週期的誤差變動幅度可能達到 0.4nm, 根據實際製作的光纖光柵長度 4cm 推算, 最大累積誤差量則會達到 29.9 μ m, 高達週期的 56 倍。

統計出平均步進距離以後, 將這個距離應用到曝照系統上, 令每一步的步進距離均為 \bar{z}_s , 曝照時間固定, 並觀察反射頻譜在曝照時的消長情況, 若這個步進距離確為週期的整數倍, 反射率應該會持續增長, 否則當位移誤差累積到二分之一週期, 即會出現相位反轉, 使該對應波長處的頻譜凹陷。根據這個現象再去調整 \bar{z}_s , 最終選擇的相對最佳固定步進距離為 200.629 μ m, 對應的相位光罩週期為 535.011nm。

這個實驗的注意事項, 比起 3.2.1 節「小高斯光束參數校準」中更多, 除了光纖光柵表面的清潔、雷射及環境的穩定以外, 由於校準的主要依據是來自雷射干涉測距儀的讀值, 要求的精確度比起 3.2.1 節的實驗更高。實驗結果則顯示, 目前實驗平台的穩定度還不夠理想。

3.2.3 曝照時間校準

在程式模擬當中，最終所能計算出來的，是各曝照位置所對應的折射率變化 $(\Delta n_{ac})_s$ ，在嚴格控制曝照條件之下，與曝照時間 t_s 才會有固定的關係。

若是將未經載氫處理的光感性光纖直接拿來曝照，造成 $(\Delta n_{ac})_s$ 變化所需的曝照時間甚長，與經過載氫處理的光感性光纖有極大的差異，時間越長，實驗時所受到的環境影響也會累積越多。另外，未經載氫處理的光纖，折射率增加的上限不足，容易飽和，且變化的程度與曝照時間，在實驗需求的範圍內並非線性關係，因此將光纖載氫處理後再使用，會是比较好的選擇。

將欲使用的光纖，放置在 2000psi 的壓力下 7 天，由於經過載氫處理的光感性光纖，在離開載氫環境後的前幾個小時，因氫氣由光纖內逸散速度較快的緣故，光感性會有大幅的差異，所以自載氫設備取出後，曝露在常溫常壓下約 12 小時後再行使用，會使得相同條件控制下的不同光纖，呈現出較類似的光感性質。

將紫外光源的輸出強度鎖定在 0.150mW 以後，對同一條光纖不同位置分別進行單點曝照，建立曝照時間 t_s 與 $(\Delta n_{ac})_s$ 的變化關係，希望爾後實驗參數中的 t_s 便循此關係換算。

曝照時間 t_s 與 $(\Delta n_{ac})_s$ 的變化關係在光纖光柵強度較弱（此時特定波長反射程度較小）時，大致上會有接近線性的關係，但當 $(\Delta n_{ac})_s$ 變化程度過劇，使得光纖光柵穿透率低於-10dB (10%)，將使得變化趨勢出現非線性，為配合這個現象，使得 $(\Delta n_{ac})_s$ 更合乎預期，因此設定目標曲線時，將最大反射率定為 $R = 0.9$ 。

氫氣瓶的壓力指示器，無法很精準的指示壓力狀況，而且高壓載氫管多少會因氣體泄漏而降低管內壓力。但壓力卻是載氫程度的決定性因素，因此光是控制載氫時間並不足以確定載氫的狀況每次都相同。

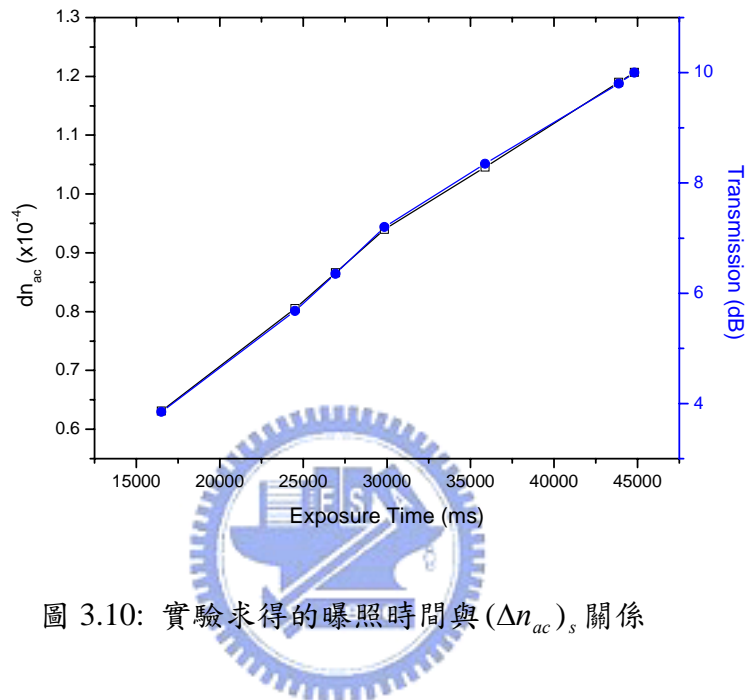


圖 3.10: 實驗求得的曝照時間與 $(\Delta n_{ac})_s$ 關係

在 (圖 3.10) 中，約 30000ms 之前的三個測量結果，與之後 (包含 30000ms) 的四個測量結果，分別來自二根載氫控制條件相同下 (在同一根載氫管內同時載氫、同時取出) 的不同光纖。可以發現，二根不同光纖，在曝照時間 t_s 與 $(\Delta n_{ac})_s$ 的變化關係上，雖然有近似線性的關係，但各自的斜率卻有所不同，而且將關係曲線延伸，也不會通過原點，並不能保證外差取值的方式有足夠的可信度。這項校準實驗雖然耗時甚久，但卻沒有得到實用的結果，只充份突顯出精準控制曝照時間的困難程度。

3.3 相位量測

以上的製作程序中，只能夠在光譜分析儀（Optical Spectrum Analyzer, OSA）中測得穿透及反射頻譜，並沒有辦法得知相位分佈的情況，也就無從推得群時間延遲。為了解決這個問題，此處應用一套簡單的邁克森干涉儀架構[14][15]，量測出光纖光柵的相位分佈，並估算元件的補償效果。實驗裝置如（圖 3.11）：

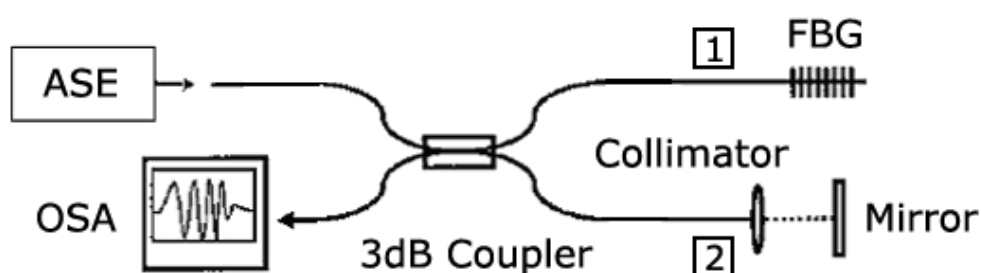


圖 3.11: 相位量測用「邁克森干涉儀」架構

這個典型的邁克森干涉儀架構與一般的不同處，在於它兩端的長度只須近似而不可相同，也不需要可調波長雷射（Tunable Laser）。寬頻光由 ASE（Amplified Spontaneous Emission）Broadband Source 發出，經過 3dB 耦合器（50/50 coupler）分光，一端經由光纖光柵反射，另一端由準直器（Collimator）和反射鏡（Mirror）反射，再經由耦合器分光並且產生干涉，干涉條紋由光譜分析儀來觀察。

令路徑 1 為由光纖光柵反射的路徑；路徑 2 為由反射鏡反射的路徑。來自路徑 1、2 的光可分別表示成

$$\tilde{E}_1(\lambda) = E_1(\lambda) \cdot \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} L_1 + i\phi(\lambda)\right) \quad (3.1)$$

$$\tilde{E}_2(\lambda) = E_2(\lambda) \cdot \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} L_2\right) \quad (3.2)$$

其中 $\phi(\lambda)$ 是光纖光柵所造成的相位延遲， L_1 、 L_2 分別為路徑 1、2 的距離。干涉光可表示成

$$I_{inter}(\lambda) = \langle \tilde{E}_1^2(\lambda) \rangle + \langle \tilde{E}_2^2(\lambda) \rangle + \langle \tilde{E}_1(\lambda) \cdot \tilde{E}_2^*(\lambda) \rangle + \langle \tilde{E}_2(\lambda) \cdot \tilde{E}_1^*(\lambda) \rangle$$

$$= I_{grating} + I_{reflect} + 2\sqrt{I_{reflect} \cdot I_{grating}} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} l + \phi(\lambda)\right) \quad (3.3)$$

其中 $I_{grating} = \langle \tilde{E}_1^2 \rangle$ 、 $I_{reflect} = \langle \tilde{E}_2^2 \rangle$ 分別為路徑 1、2 的光強度， $l = L_1 - L_2$ 為兩路徑的光程差，干涉頻譜如（圖 3.12(a)）所示。

將 $I_{inter}(\lambda)$ 經反傅立葉轉換，並取其實數項以後，可得到結果如（圖 3.12(b)），其中橫軸是兩路徑對應到的時間差，縱軸是 $I_{inter}(\lambda)$ 的實數項。

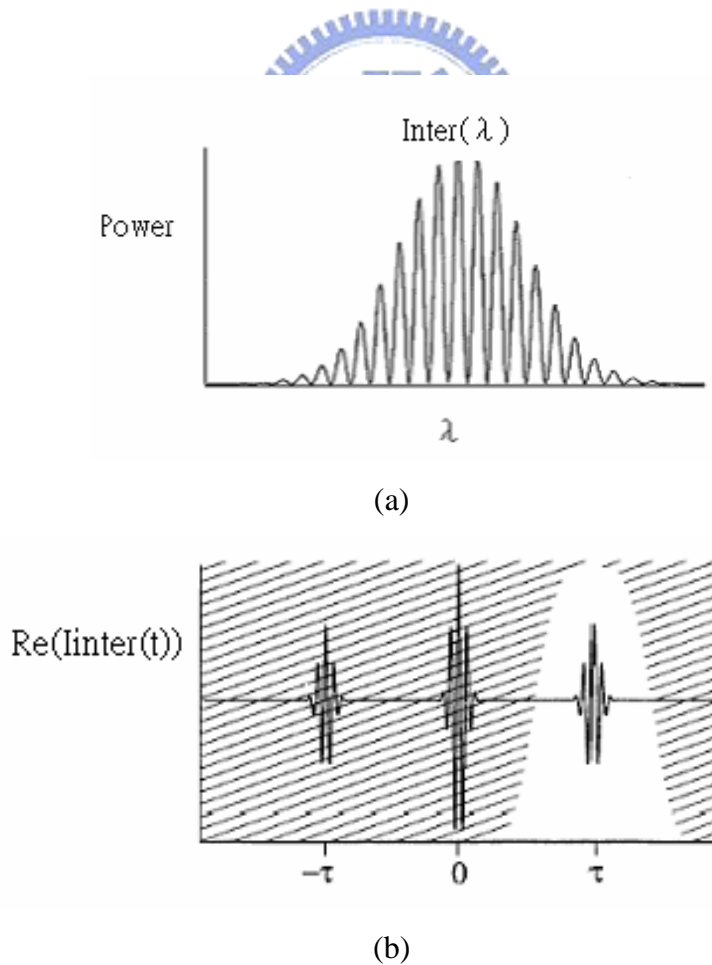


圖 3.12: 邁克森干涉儀之 (a)干涉圖形 (b)干涉圖形傅立葉轉換後之頻譜

圖中時間軸為 0 的分量，是由 $I_{grating}$ 、 $I_{reflect}$ 共同造成，而位於 τ 、 $-\tau$ ($\tau = \frac{n_{eff} \cdot l}{c}$) 的兩個分量則是來自 $\cos(x) = \frac{\exp(ix) + \exp(-ix)}{2}$ 。因此，當路徑 1、2 有相同的長度時 $\tau = 0$ ，將無法把 $2\sqrt{I_{reflect} \cdot I_{grating}} \cdot \cos(\omega\tau + \phi)$ 的分量，與 $I_{grating}$ 、 $I_{reflect}$ 同樣落在 $t = 0$ 的分量分離開來。

$\phi(\lambda)$ 所造成的影響會位在 τ 與 $-\tau$ 的分量上，要求出 $\phi(\lambda)$ 的分佈，可以一個適當的窗口 (Window) 取出位於 τ 的分量，這個窗口的寬度會影響到最後群時間延遲的結果。一般而言，窗口越大，包含的高頻雜訊越多，群時間延遲的分佈會震盪得越厲害；反之，則群時間延遲會比較穩定，但若窗口過小，高頻雜訊雖被壓抑，高階變化也被一併濾除，造成部份失真。

接下來，將以上述窗口取出的分量，平移到 $t = 0$ 位置 (若不將分量移至 $t = 0$ ，則得到的反射相位為 $\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} l + \phi(\lambda)\right)$)，再進行一次反傅立葉轉換，可得到 $\sqrt{I_{reflect} \cdot I_{grating}} \cdot \exp(i\phi(\lambda))$ ，至此便可求出待測光纖光柵的反射相位 $\phi(\lambda)$ ，進而以(2.43)算出光纖光柵所造成的群時間延遲。

綜合以上程序，整理分析步驟如下：

1. 量測干涉光 $I_{inter}(\lambda)$ 及來自光纖光柵的反射光 $I_{grating}$ 。
2. 將 $I_{inter}(\lambda)$ 及 $I_{grating}$ 進行反傅立葉轉換後相減，扣除背景雜訊。
3. 以一適當窗口將 $\sqrt{I_{reflect} \cdot I_{grating}} \cdot \exp(i\phi(\lambda))$ 取出，平移到 $t = 0$ 處後再進行傅立葉轉換。
4. 以上結果的相位資訊即為所求，代入(2.43)式後可求得光纖光柵所造成的群時間延遲。

由於 ASE 寬頻光源所發出的光，需經過二次 3dB 耦合器之後才

被光譜儀接收，所以可偵測的光強度相當弱，尤其當光柵寫得不深時，更是明顯。故以裸光纖連接器（Bare fiber connector）銜接耦合器與待測光纖光柵時，對於光纖接面的平整度，與接續的準確性有較高的要求，必要時更需要將之熔接（Fuse）以後再行量測；準直器與反射鏡的相對位置，必須調整到相當準確，才會產生足夠強的干涉光。

環境振動、空氣擾動，以及 FC 接頭的端面反射，種種原因都會造成干涉條紋不穩定，所以預期的待測現象出現以後，還必須等待變化趨於穩定後再行取值。此外，取值窗口可能過濾掉的資訊，以及因為光譜分析儀的解析度限制，在傅立葉轉換後造成的誤差，這些都是難以避免的問題。

此外，量測光纖光柵相位延遲的一個大問題，是缺乏一個已知相位延遲的光纖光柵。量測出來的結果無法與實際值比較，只能定性估計。



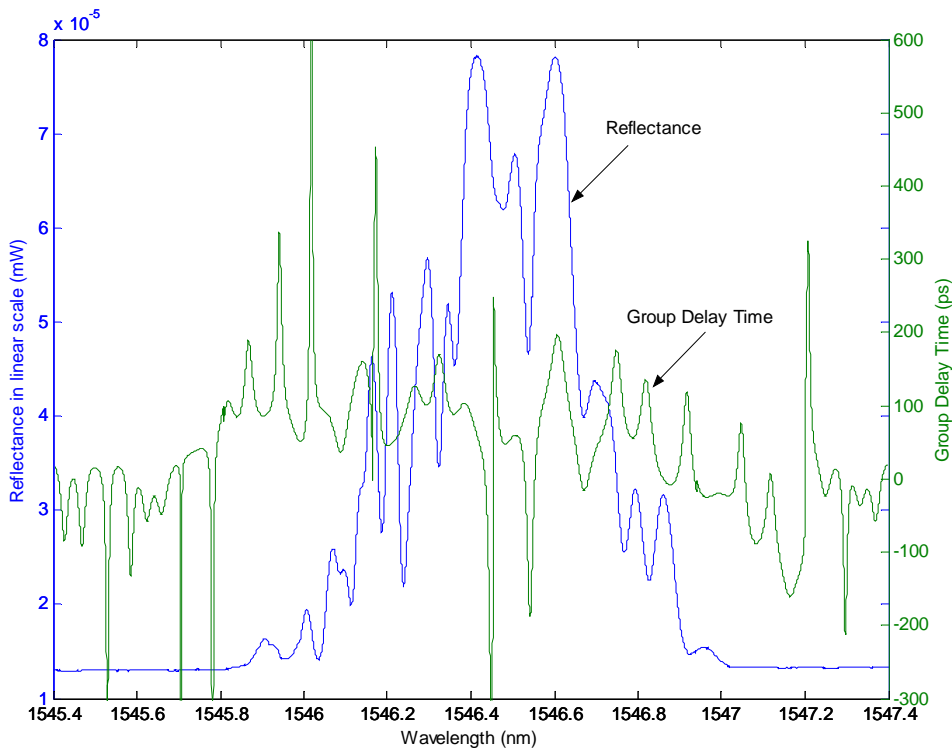
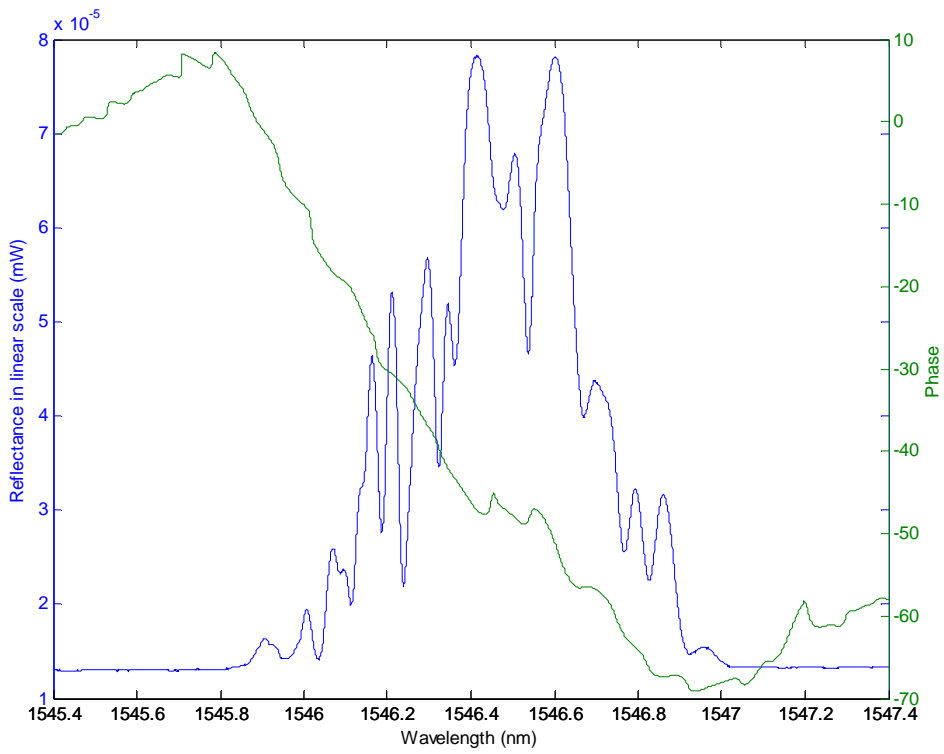
四、實驗結果與討論

本章將展示實際製作的結果，並針對結果分析及討論。由於實驗成果上，僅在首要目標的色散補償現象上與設計結果接近，頻譜表現上不盡理想，因此除了在第一節展示實驗結果外，第二節中將討論誤差原因，並就可能的誤差來源，加入隨機或固定誤差於製作參數中，模擬因之造成的結果，探討造成結果不良的可能原因。

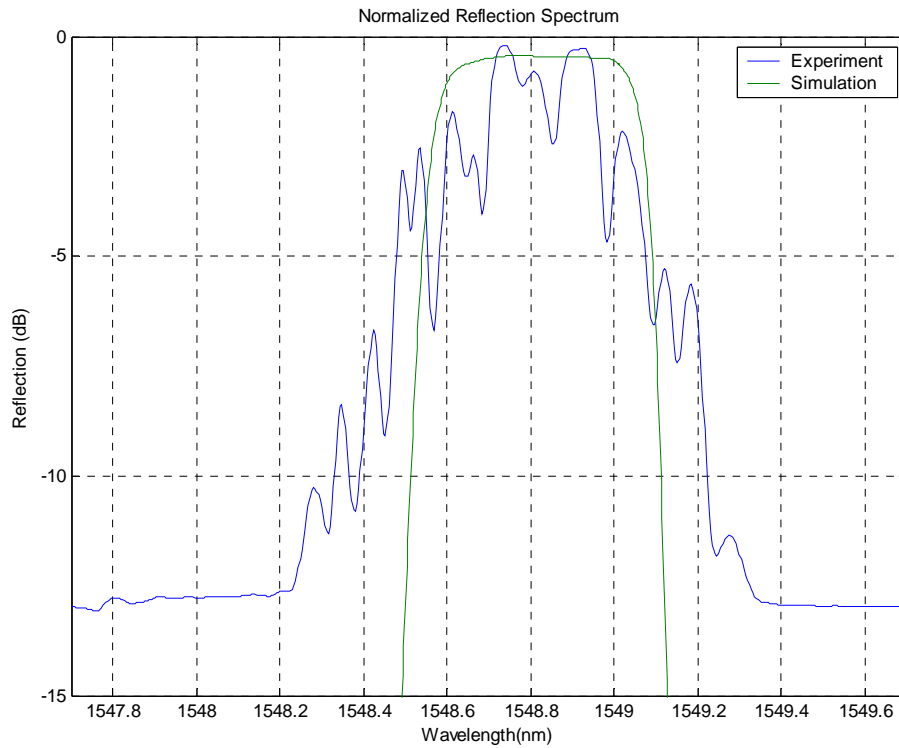
4.1 實驗結果

由於量測相位時，是以線性尺度 (Linear scale) 進行計算，為了方便起見，因此 (圖 4.1) 至 (圖 4.3) 中的(a)(b)，採線性尺度讀值。而 (圖 4.1) 至 (圖 4.3) 中的(c)(d)，則是在製作過程中，由 ASE 寬頻光源即時監看時取得的數值 (反射、穿透各自取值)，採對數尺度 (Log scale) 讀值。另外，(圖 4.1) 與 (圖 4.2) 的(a)(b)與(c)(d)所對應的波長不同，這是由於(c)(d)在取值時，光纖仍然拉伸固定在移動平台上的夾具，因拉伸的應力 (Stress) 造成長度的彈性應變 (Strain)，因此光纖自夾具撤離以後，光纖長度恢復，使得光柵週期相對縮短，對應的反射頻段自然就會向短波長移動。

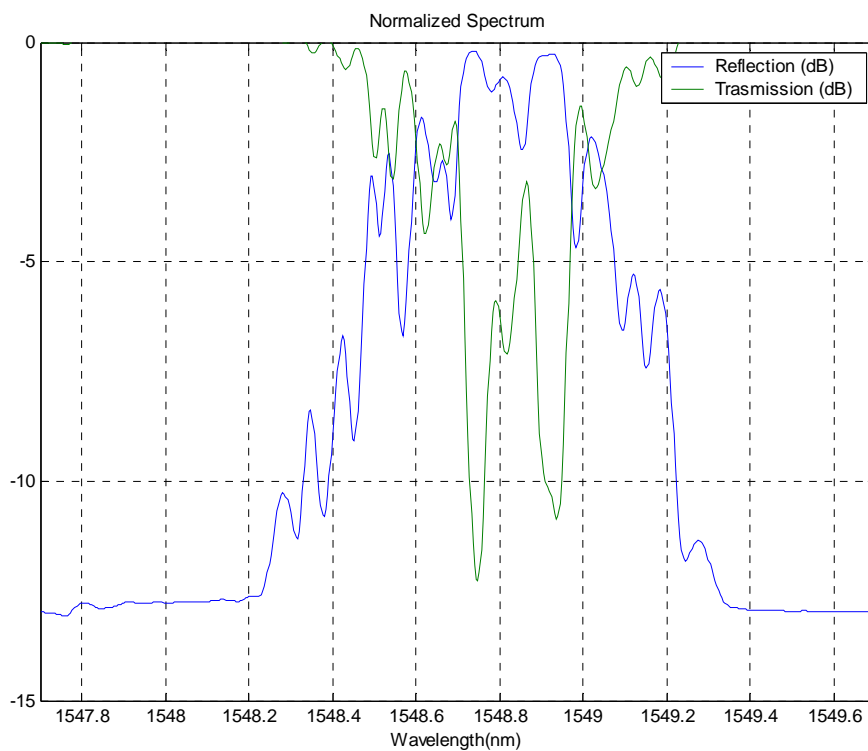
在實驗最初，肇因於設計時所假設的種種實驗參數有誤，連設計首要目標的色散補償現象都不曾出現，經過反覆校準，逐步修正先天誤差之後，終於首次出現引頸以盼的色散補償現象 (圖 4.1)，但在趨勢上與設計目標並不符合。(圖 4.2) 與 (圖 4.3) 中，則可以看到在相位控制上已有進步，但是頻譜的表現始終不盡理想。



(b)

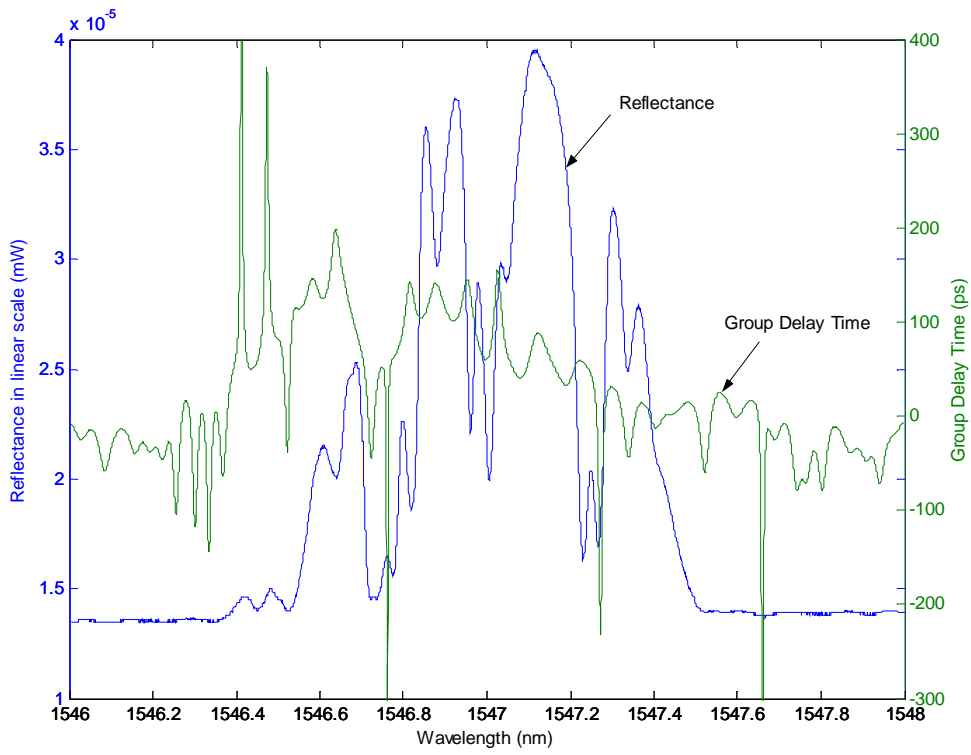
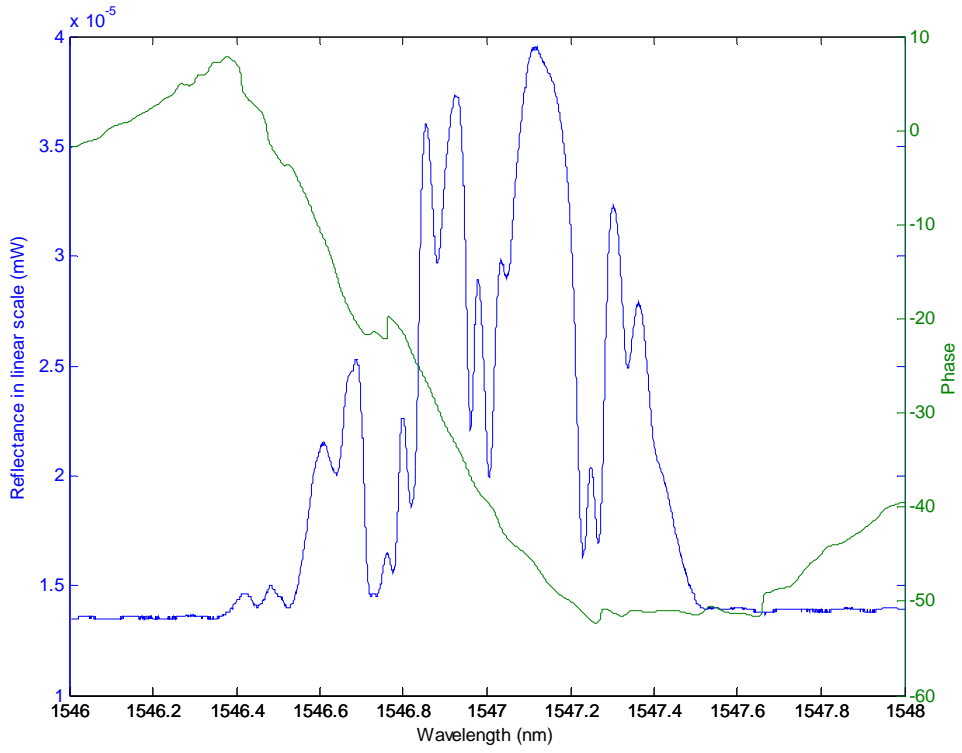


(c)

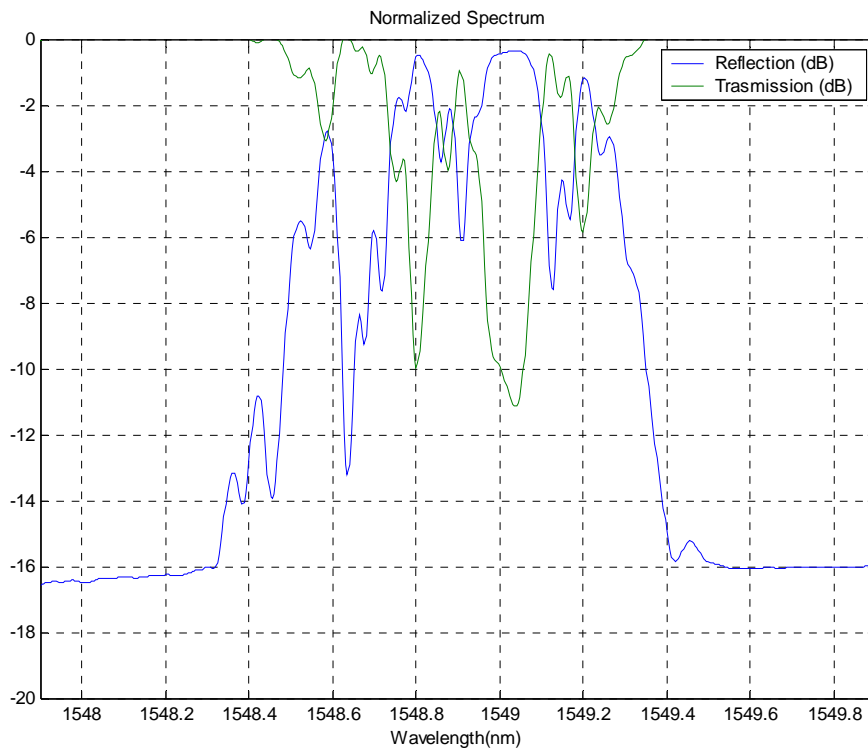
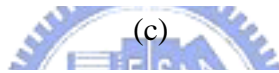
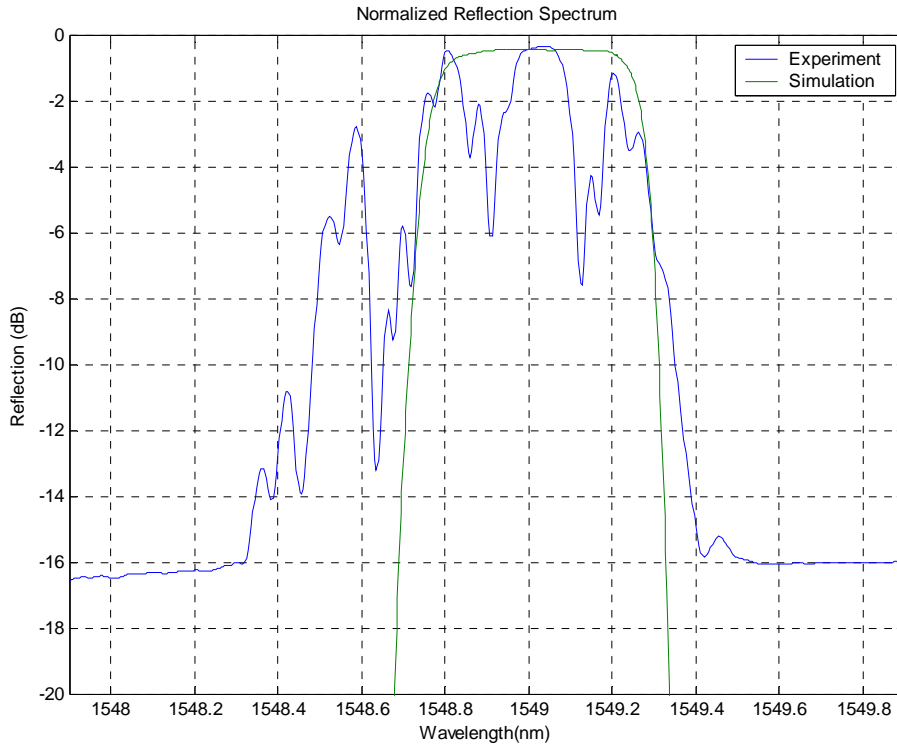


(d)

圖 4.1: 實驗結果一 (a)反射頻譜與相位 (b)反射頻譜與群時間延遲
(c)實驗與模擬之反射頻譜 (d)反射頻譜與穿透頻譜

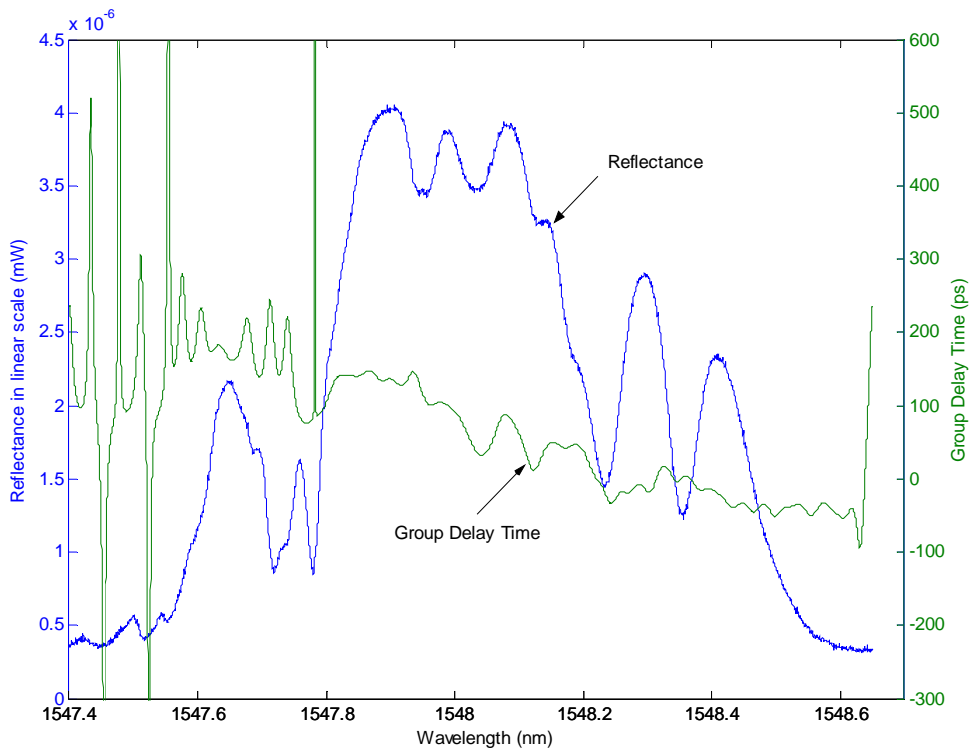
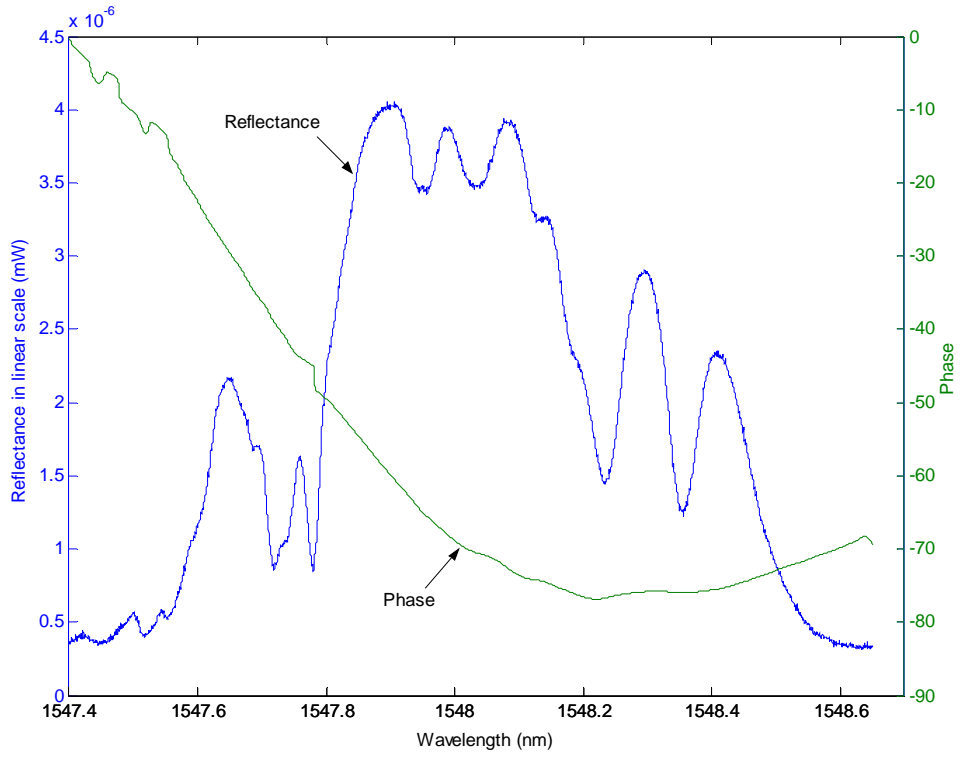


(b)

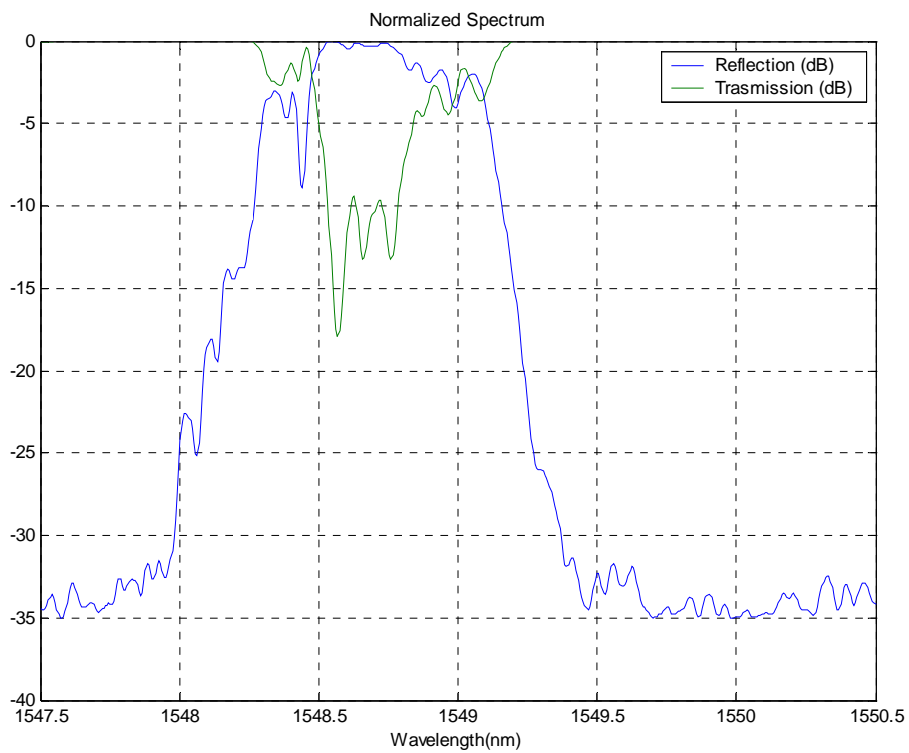
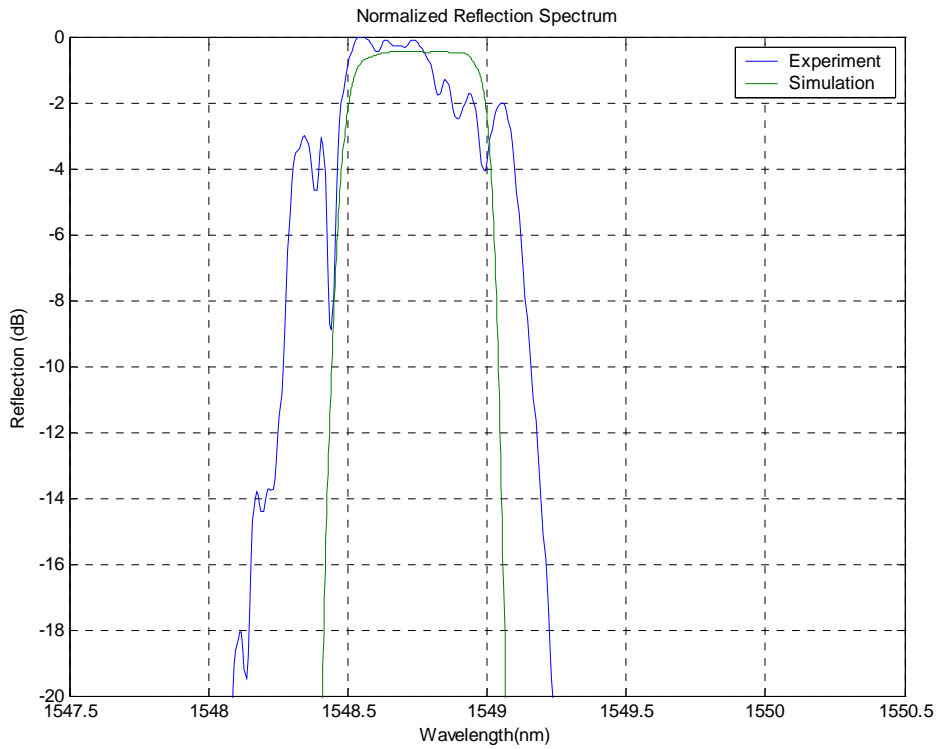


(d)

圖 4.2: 實驗結果二 (a)反射頻譜與相位 (b)反射頻譜與群時間延遲
(c)實驗與模擬之反射頻譜 (d)反射頻譜與穿透頻譜



(b)



(d)

圖 4.3: 實驗結果三 (a)反射頻譜與相位 (b)反射頻譜與群時間延遲
(c)實驗與模擬之反射頻譜 (d)反射頻譜與穿透頻譜

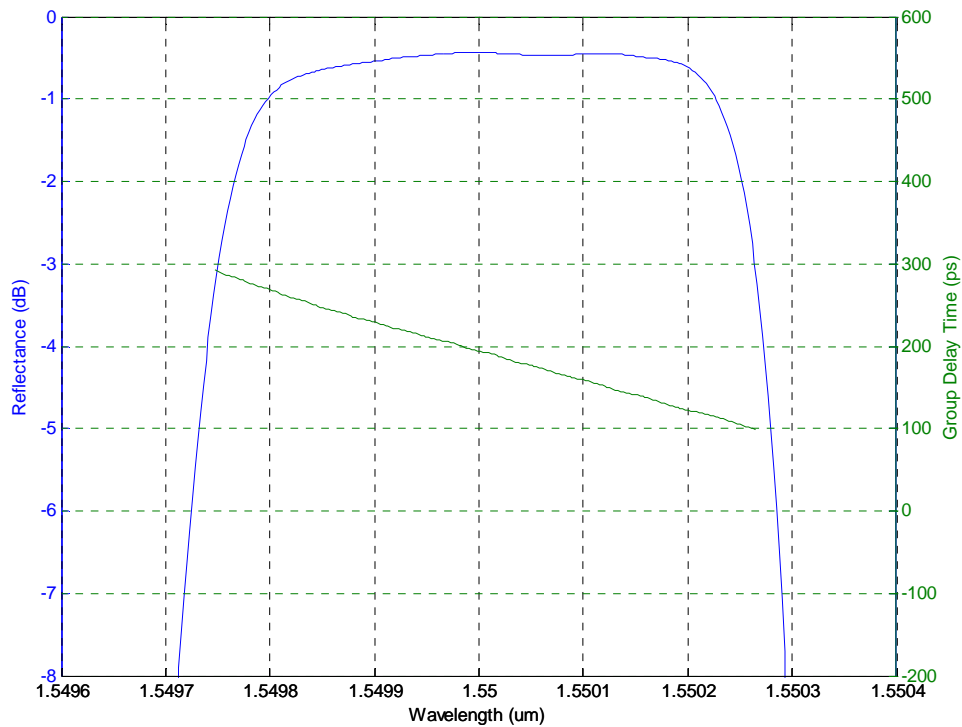


圖 4.4: 目標反射頻譜與群時間延遲

目標反射頻譜與群時間延遲如(圖 4.4)，3dB 頻寬約為 0.52nm，群時間延遲的色散量 (Dispersion) 約為-350ps/nm。實驗結果的頻譜表現不佳，難以與目標比較；群時間延遲受限於量測時的取值窗口不同時(見 3.3 節說明)會有不同量測結果，尤其是漣波 (Ripple) 程度差異很大，但色散的趨勢不會變。在 Matlab 以一次多項式最小方差逼近 (Polyfit) 的結果，「實驗結果二」的色散量為-329.9ps/nm (1546.94nm~1547.35nm)；「實驗結果三」的色散量為-340.2ps/nm (1547.81nm~1548.21nm)。

色散的趨勢上彼此還算相近，但產生落差的原因，則可能是相位光罩與光纖平行程度仍嫌不足，造成啁啾現象；至於「實驗結果二」和「實驗結果三」色散趨勢不同的原因，則可能是製作時相位光罩和光纖的距離不同，使得啁啾程度不同所致。

實驗中所要控制的，主要是曝照位置與曝照時間，曝照位置對相位造成影響，而影響曝照時間則直接對光纖光柵強度造成影響。

當相位控制不良，在重疊步進曝照過程，對於某波長而言累積超過 π 相位偏移時，由於相位相反，會造成通過光纖光柵的寬頻光，在該對應波長產生破壞性干涉，使接收到的反射光強減弱，對應的反射率下降，在頻譜的表現上，相對於其他波長時，就會顯得有一處凹陷 (Dip)。

一階布拉格條件描述如下：

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (4.1)$$

其中 n_{eff} 為等效折射率， Λ 為光纖光柵週期， λ_B 為光纖光柵對應的布拉格波長。當等效折射率 $n_{eff}(z) = \Delta n_{dc}(z)$ 的分佈隨著光纖光柵位置而有所不同時 (Apodization) (圖 4.5)，可以看出中間位置的 $n_{eff}(z)$ 最大，對應的波長最長，向兩側漸減，其對應的布拉格波長就會越來越短。當兩側對應的短波長光柵均有足夠的強度時，便會在光柵的這兩個位置之間形成一個類似該波長的 Fabry-Perot 共振腔，造成短波長頻譜凹陷，也就是所謂的 Sidelobe。

在(2.16)中， Δn_{dc} 的變化會隨著位置累積而造成相位偏移，當相位偏移累積到 π 以後，便會產生頻譜凹陷。若是想要避免這個現象，可以在製作時刻意加入反方向的相位偏移，以抵消因 Δn_{dc} 累積造成的結果。

根據這個現象就可以發現，當曝照強度與預期出現落差，使得 Δn_{dc} 隨曝照位置出現劇烈變化時，若對應在等效折射率小的地方，則會在短波長產生頻譜凹陷，若對應在等效折射率大的地方，則會在長

波長產生頻譜凹陷，而相對應的相位會因為 Δn_{dc} 累積的緣故產生劇烈變化。群時間延遲是相位的一次微分，對於相位變化的反應非常敏感，所以會連帶使得該處產生漣波。

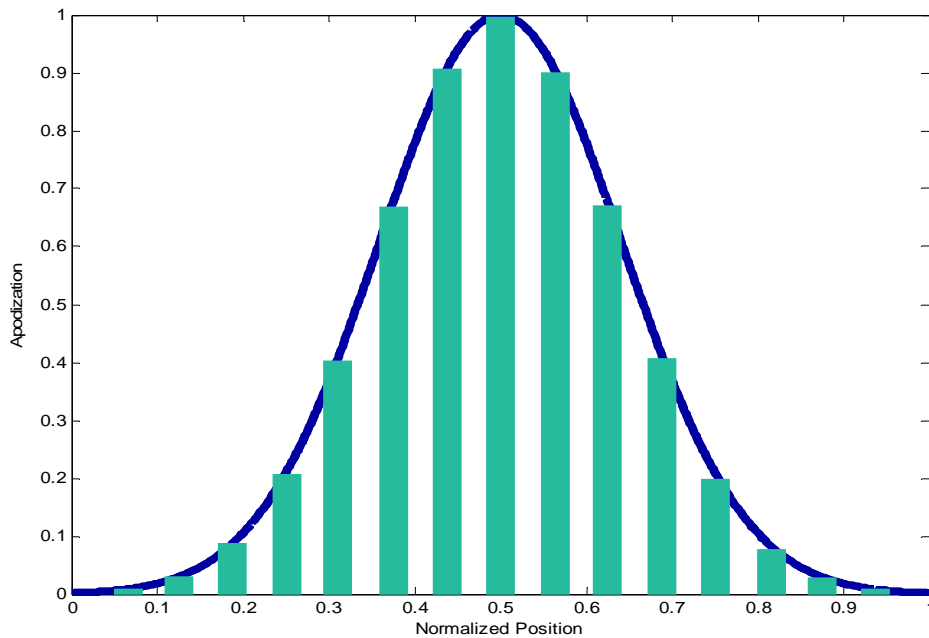


圖 4.5: n_{eff} 與位置隨光纖光柵而不同

模擬程式之中，為避免 Sidelobe 現象，利用前述的技巧，在製作時刻意加入了反方向的相位偏移，以抵消因 Δn_{dc} 累積造成的相位偏移。然而實際曝照所造成的等效折射率分佈，倘若與程式當中所假設的不同，勢必會造成相位偏移，進而使短波長的頻譜凹陷，這也是實驗結果中，另一個使短波長頻譜多有凹陷的主因。

因此，不單是位移控制的誤差，會造成頻譜的缺陷，曝照強度的誤差，也是造成頻譜不良的共同因素。

4.2 誤差討論


這一節中，先討論種種誤差的成因，接下來再對可能的誤差來源，以程式進行模擬分析。

4.2.1 誤差來源

此處列舉出數種可能的誤差來源：

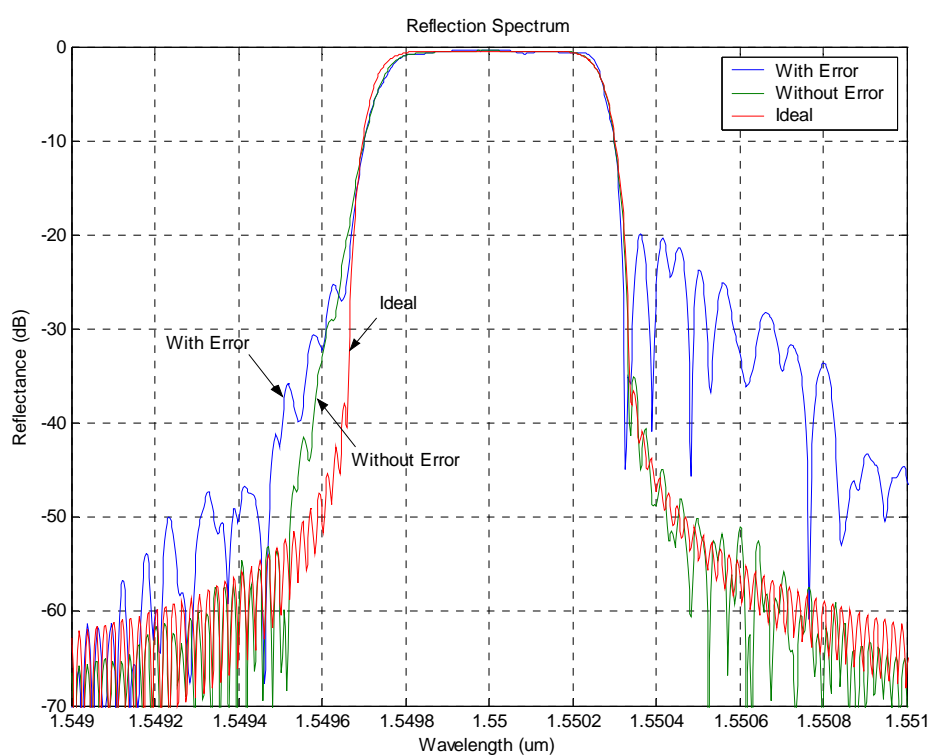
1. 光纖：光纖的載氫程度對於光感性有很大的影響（見 3.2.3 節討論）。由於紫外光直接由側向寫入光纖，光纖表面的清潔程度便非常重要，雜質會造成紫外光亂射，可能同時影響到曝照強度與曝照位置。此外，為避免剝除纖衣（Jacket）時，剝線鉗會傷及纖殼，使表面平整度不良，同樣造成紫外光亂射，通常在製作前會將光纖浸泡在酒精中使纖衣軟化，便於剝除，但是浸泡過久，則會使纖衣與纖殼分離。移動平台上的夾具係藉由夾持纖衣以固定拉伸的光纖，如果纖衣與纖殼間的附著力不足，光纖很可能會在曝照過程鬆動，使得曝照週期改變。
2. 氫離子倍頻雷射：通常雷射在熱機 30 到 60 分鐘以後操作，輸出會比較穩定，但實際光路甚長，雖然有壓克力罩減少空氣擾動，也難保光路所經的環境不會影響到光束的品質。另外，此光源放置在光學桌上，由雷射干涉測距儀的讀值可看出，開機前後對於定位的穩定度，會有範圍約在 5nm 左右的變動誤差。
3. 移動平台：曝照過程能否保證光纖與相位光罩在長距離移動下，始終維持在平行且固定距離的關係，是確保曝照品質的關鍵。當光纖與相位光罩不平行，寫入光纖的週期會漸變，發生啁啾現

象；當光纖與相位光罩的距離改變，寫入光纖的週期也會隨之改變。此外，當移動平台自移動中停止時，平台本身仍然會因為摩擦的熱擾動而進行大約 20nm 不等的平衡位移。

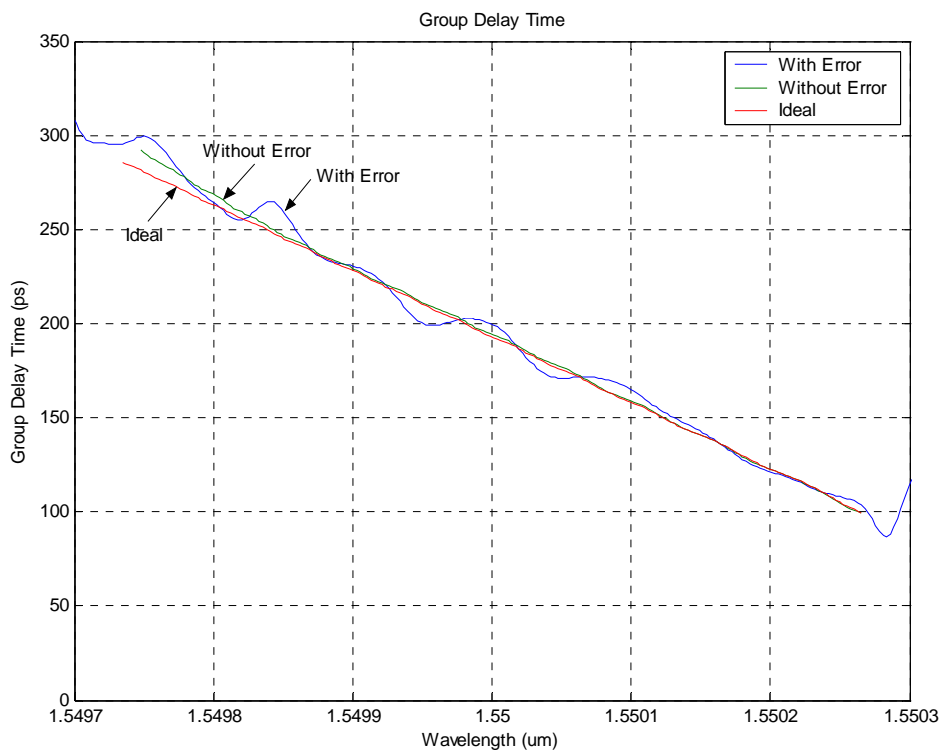
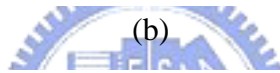
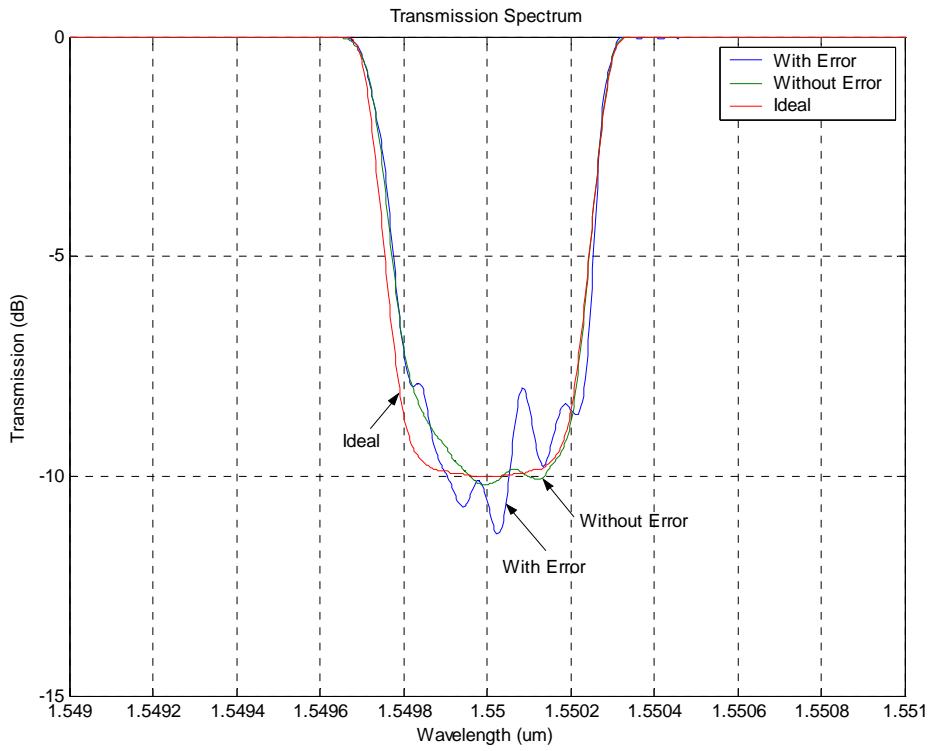
4. 雷射干涉測距儀：其取值會受到本身的參考波長因溫度、溼度、壓力改變而造成的變化，這個值相差越大則量測到的值受空氣的折射率變化影響越大。本實驗中所需要定位的各個部份，皆由雷射干涉測距儀的讀值決定，它的誤差影響事關重大。
5. 參數：製作時，給定實驗參數時的誤差，其中包括光柵週期、曝照時間、移動距離，雖然已在校準過程中盡力排除，但誤差仍然在所難免。
6. 機械式遮光器 (Shutter)：曝照時間的控制，主要是由機械式遮光器負責，但其開閉反應速度有限，非固定的反應時間，會使曝照時間產生誤差。
7. 光路：包括光路上各元件位置及角度的調整。尤其經過柱狀透鏡擴束後的光，會在透鏡的徑向上擴展開，然而軸向上並無擴束，光束直徑相較下就顯得很窄，對光不良會使曝照在光纖上的能量不集中。此外，柱狀透鏡會造成的另一個問題是，當這對透鏡的位置不正確，致使出射透鏡的光並非平行時，進入相位光罩的入射角就不會一致，使得曝照在光纖上的週期非單一。
8. 其他：環境振動、溫濕度改變、空氣擾動等等難以控制的變因。

4.2.2 誤差分析

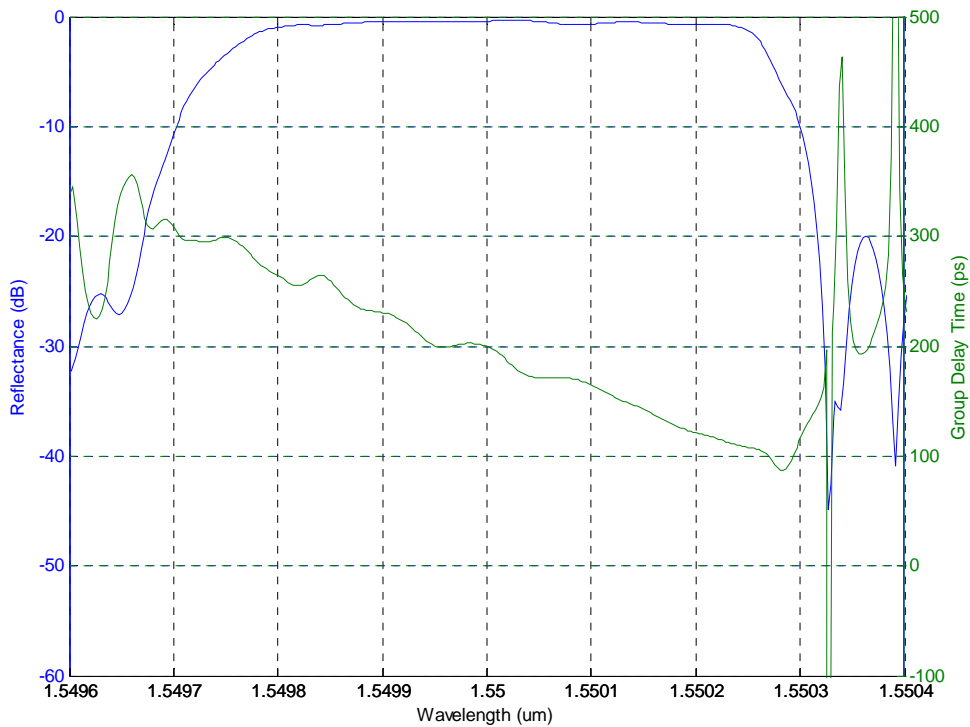
4.2.1 節中列舉的數種誤差來源，除了相位光罩週期非單一的誤差以外，均可歸納為位移來源與光強度來源兩大類，各類又可區分為參數設定錯誤造成的固定誤差，與其他種種不穩定因素所共同造成的隨機誤差，以下先討論位移來源誤差。



(a)



(c)



(d)

圖 4.6: 加入隨機位移誤差前後的

(a) 反射頻譜 (b) 穿透頻譜 (c) 群時間延遲 (d) 反射頻譜與群時間延遲

當每次步進的隨機位移誤差範圍為 10nm ($\Lambda/50$) 之內時 (圖 4.6), 如同在 4.1 節中的討論, 確實造成了長、短波長各處的頻譜凹陷, 也使得反射頻譜的背景雜訊激增到 -20dB 。而群時間延遲對應頻譜的劇烈改變處, 則確實出現漣波現象。

「實驗結果三」(圖 4.3(b)) 群時間延遲的漣波程度, 若是單由隨機位移誤差所造成, 則誤差範圍要擴大到約 20nm ($\Lambda/25$) (圖 4.7), 然而由背景雜訊上的差異, 可以看出頻譜分佈的問題不單單是隨機位移誤差造成劣化, 必有其他原因摻雜其中。

固定位移誤差則來自給定的固定步進距離錯誤，因為與週期整數倍的差為一個定值，相當於是相位的延遲，延遲效果被平分到各小段光纖光柵的週期中，就會造成反射頻譜中心波長平移（圖 4.8(a)），在群時間延遲上，則相當於時間延遲，並不會改變色散量。

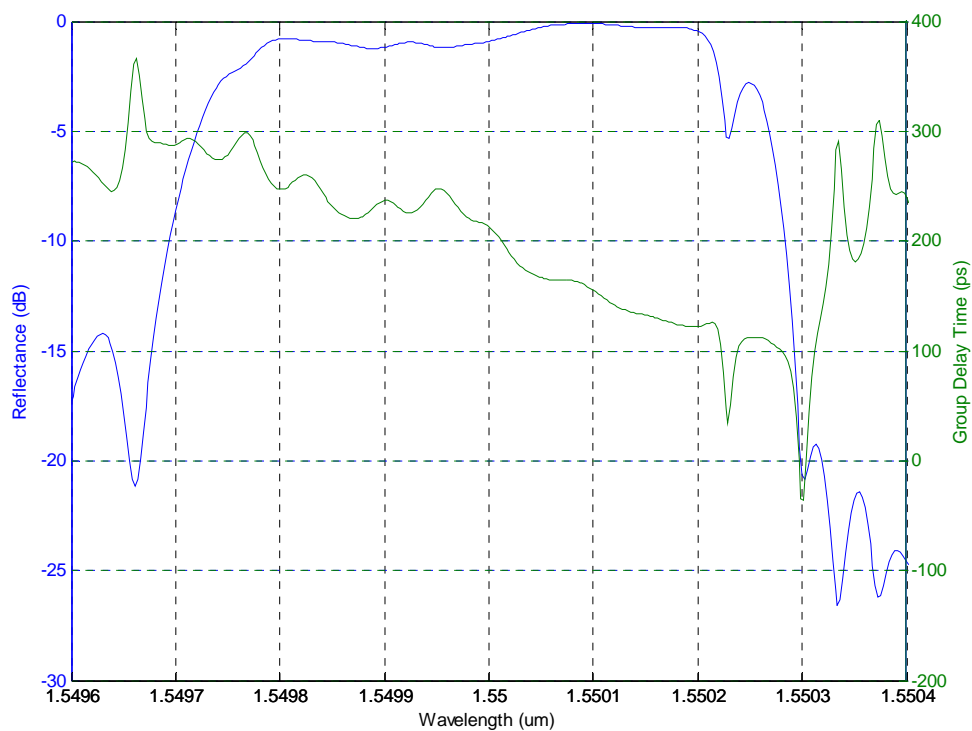
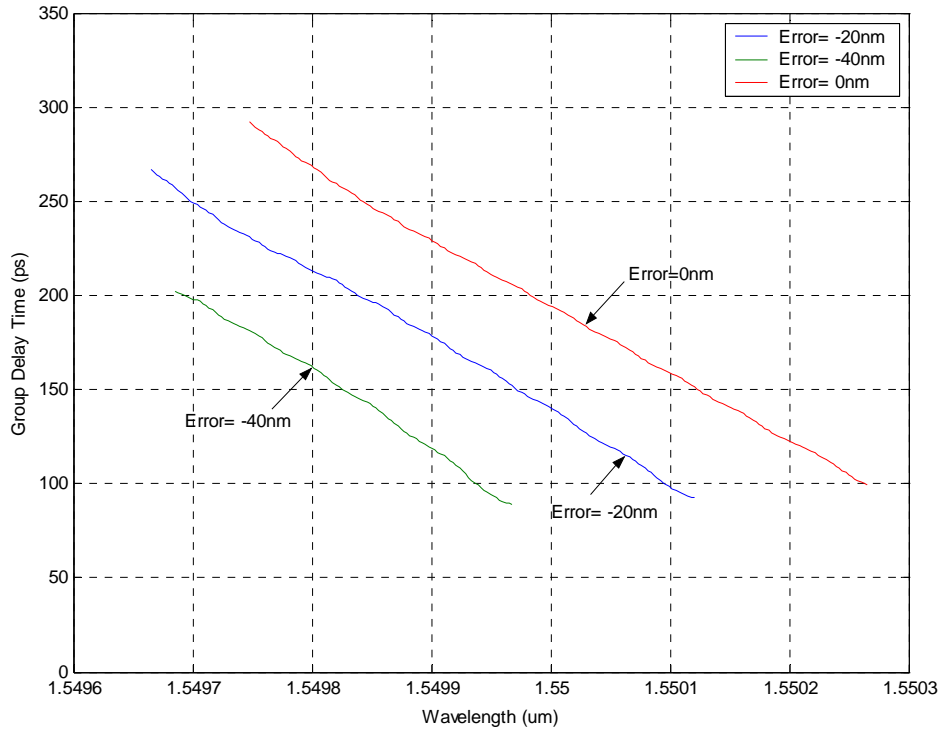
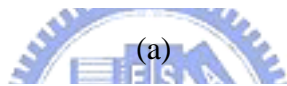
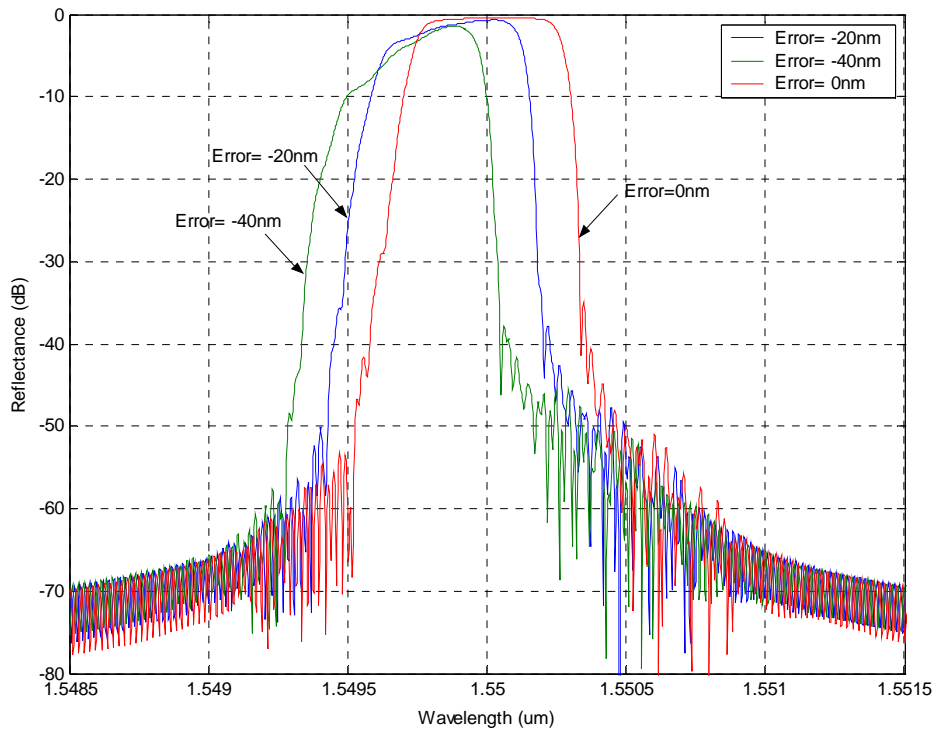


圖 4.7: 隨機位移誤差範圍為 20nm($\Lambda/25$)時的反射頻譜與群時間延遲

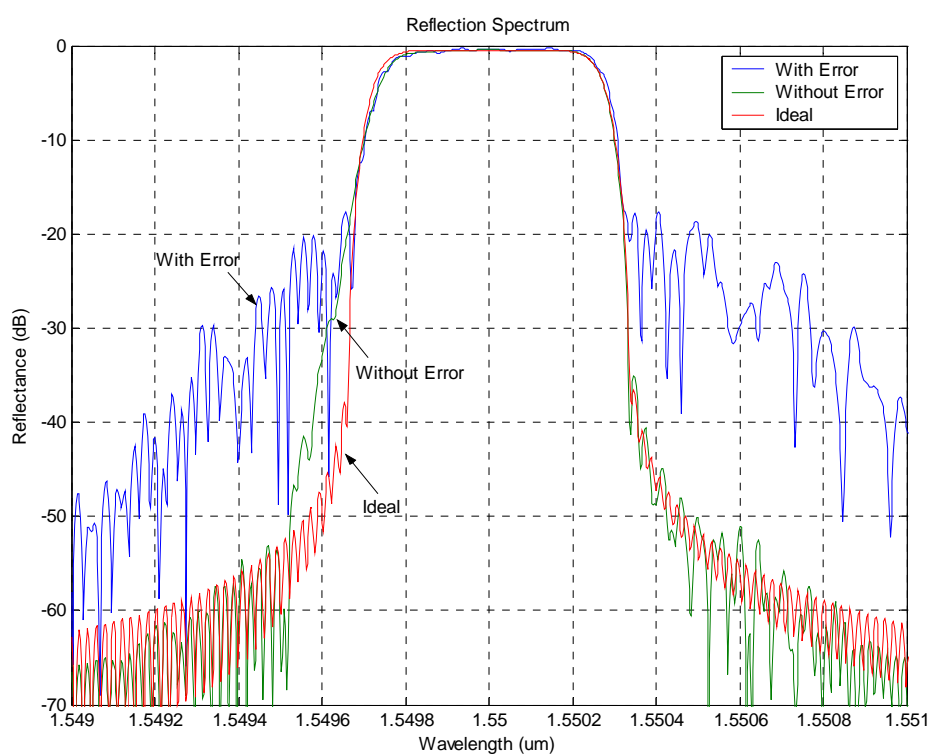


(b)

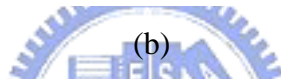
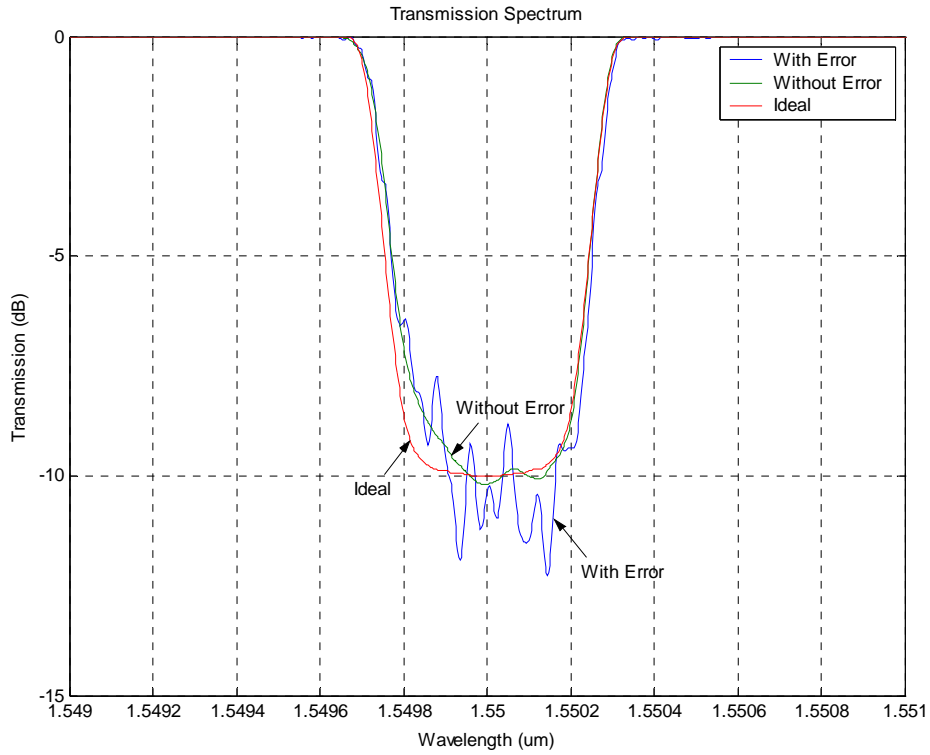
圖 4.8: 不同固定位移誤差時的 (a)反射頻譜 (b)群時間延遲 (3dB 頻寬內的值)

不過固定位移誤差的現象在實驗上比較難以發現，因為固定光纖時的拉伸效果，同樣會使得反射頻譜中心波長平移；而群時間延遲上僅是造成落後或提前，並沒有漣波現象，在量測時也難以發現，相較於隨機位移誤差的效果，這個誤差原因就顯得比較不重要。

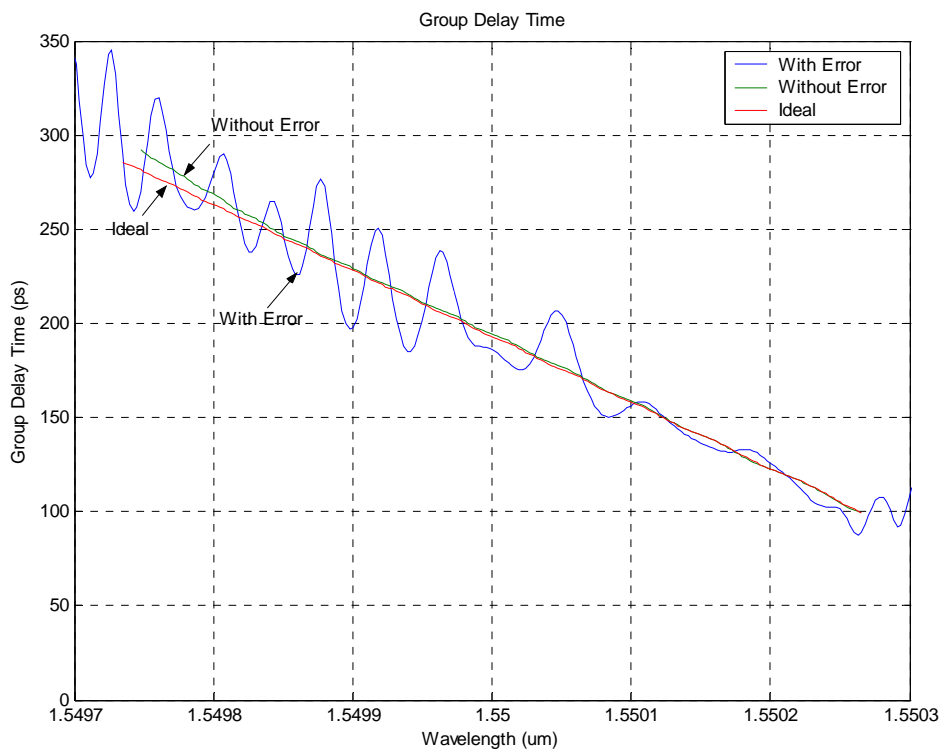
光強度的隨機誤差，會造成 Δn_{ac} 的差異，表示步進曝照時的不穩定，使得每次步進曝照時預計的 Δn_{ac} 分佈與期望不符。當 $\Delta n_{ac} < 0.1 \times 10^{-4}$ 時，反射頻譜的背景雜訊就會大幅提高至 -20dB，且震盪情況嚴重。因此，造成群時間延遲的漣波現象就可以想見（圖 4.9）。



(a)



(b)



(c)

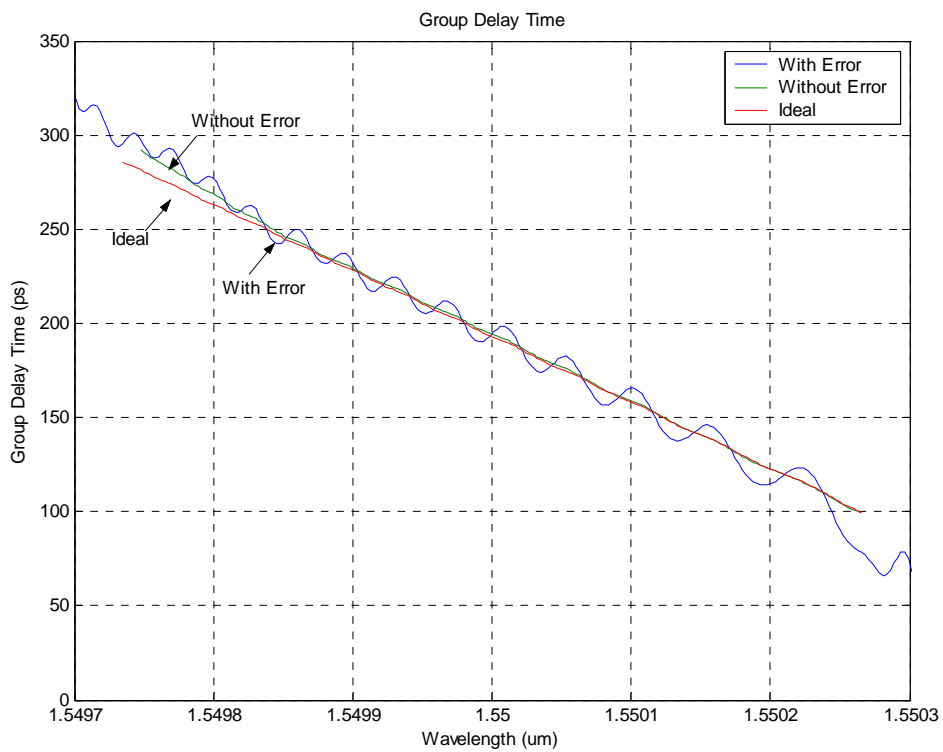
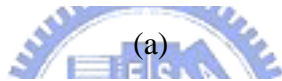
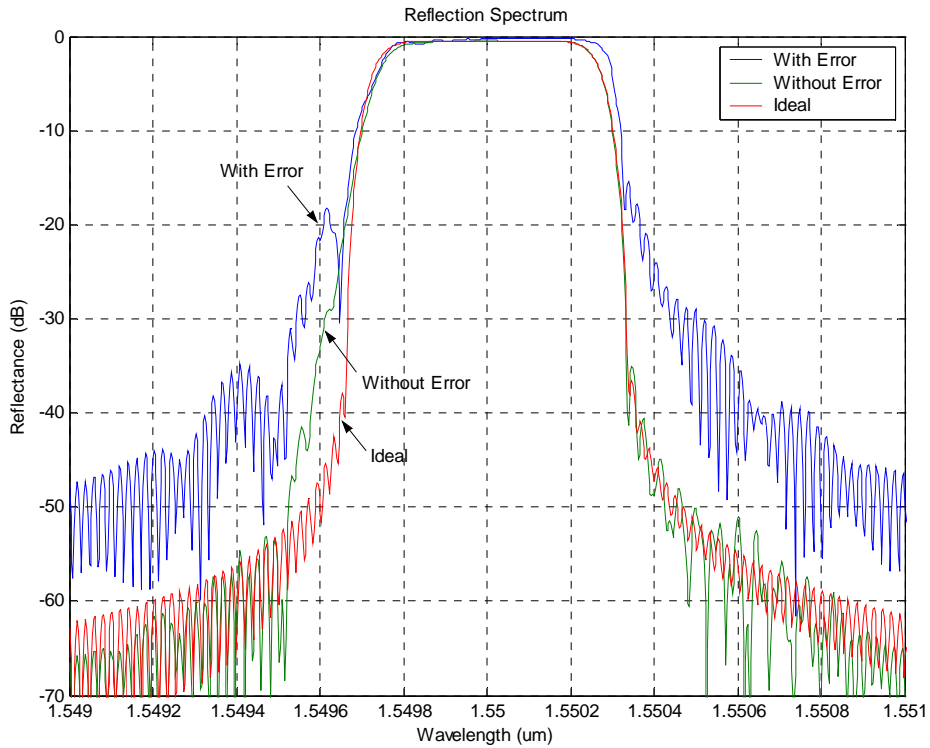
圖 4.9: 加入 Δn_{ac} 隨機誤差前後的 (a)反射頻譜 (b)穿透頻譜 (c)群時間延遲

光強度的固定誤差，在假設 Δn_{ac} 與曝照時間為線性，而錯估光纖的光感性時就會發生，會使得整段光纖光柵的 Δn_{ac} 產生整體分佈上的錯誤，其效果會使得反射頻譜及群時間延遲均有劇烈振盪，(圖 4.10) 中是固定每步固定增加 $\Delta n_{ac} = 0.05 \times 10^{-4}$ 時的結果。

以上各種誤差原因均是由單一誤差來源所造成，而且對結果可能造成的劣化程度，除了固定位移誤差的效果較輕微外，由模擬結果看來都是不可忽視的，實際製作的誤差，則是各種來源複合而成。

頻譜及群時間延遲對於 Δn_{ac} 的誤差都相當敏感，但實驗上，紫外光源的穩定度應該相當可靠，讓給定的曝照時間與光纖的光感性配合，消除固定強度誤差造成的工作，還有很大的改善空間。

此外，隨機位移誤差往往來自環境的不穩定，是很難克服的問題，些微的位移控制不當就會造成嚴重的劣化。依目前的結果推斷，雖然色散量的趨勢與設計目標接近，相位控制上有較佳的表現，但造成頻譜劣化的主要原因，應該還是導因於此。



(b)

圖 4.10: 加入 Δn_{ac} 固定誤差前後的 (a) 反射頻譜 (b) 群時間延遲

五、結論與未來展望

本論文中，以「單一週期、多相位偏移光纖光柵」的方法，設計並製作色散補償元件。

設計上，自設定目標特性曲線出發，以「離散剝皮法」自反射頻譜反推出描述光纖光柵結構的耦合係數，再以「高斯牛頓法」逼近耦合係數分佈，然後用「離散光柵模型法」自耦合係數正推出反射頻譜，並由轉換程式將模擬結果轉換為製作參數。

製作上，以一紫外光源，佐以移動平台和雷射干涉測距儀的系統，利用「重疊步進掃描曝照法」進行曝照，藉以降低模擬時的相位取樣誤差。另外，為校準程式中假設的曝照時間、步進距離以及相位光罩週期，以「側向繞射法」等實驗嘗試進行勘誤。實驗後的量測，則以一簡單的邁克森干涉儀架構，評估製作後的光纖光柵色散特性。

雖然並沒有達到理想的成果，頻譜上的表現始終不佳，但在相位控制上，已經出現了與設計目標差距不大的色散補償現象，也證實了這套製作方法的可行性。除了針對結果進行討論、分析各種可能的誤差成因，也以程式模擬誤差來源，評估對於光纖光柵的特性可能造成的影響。

未來努力的目標，是排除來自各種不同來源的誤差，並將週期等轉換參數以外的變因，藉由諸如在 3.2.2 節中提及的「側向繞射干涉法」定位方式自動校準之，以排除估算錯誤造成的累積誤差。最後，則希望這套製作方法，能夠由可行性拓展到實用性上，用來設計並製作結構複雜的光纖光柵元件。

参考文献

- [1] A. Othonos, and K. Kalli, “**Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing,**” pp.85-86, 1999.
- [2] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, “Photosensitivity in optical waveguides: Application to reflection filter fabrication,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.32, pp.647-649, 1978.
- [3] B. S. Kawasaki, K. O. Hill, D. C. Johnson, and Y. Fujii, “Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol.20, pp.440-445, 1981.
- [4] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, “Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method,” *Opt. Lett.*, vol.14, pp.823-825, 1989.
- [5] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi, and W. A. Reed, “High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibers,” *Electron. Lett.*, vol.29, pp.1191-1193, 1993.
- [6] J. A. R. Williams, K. S. I. Bennion, and N. J. Doran, “Fiber dispersion compensation using a chirped in-fiber Bragg grating,” *Electron. Lett.*, vol.30, pp.985-987, 1997
- [7] M. Ibsen, M. K. Durkin, M. J. Cole, M. N. Zervas, and R. I. Laming, “Recent advances in long dispersion compensating fiber Bragg gratings,” in *Proceedings to IEE*, p.6/1, 1999.
- [8] T. Erdogan, “Fiber grating spectra,” *J. Lightwave. Technol.*, vol.15, p.1277, 1977
- [9] R. Feced, M. N. Zervas, and M. A. Muriel, “An efficient inverse scattering algorithm for the design of nonuniform fiber Bragg gratings,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.34, p.1105, 1999.
- [10] J. Skaar, L. Wang, and T. Erdogan, “On the synthesis of fiber Bragg gratings by layer-peeling,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.37, p.165, 2001.
- [11] T. Shiozawa, H. Miyamoto, H. Ohta, M. Yamaguchi, and T. Oki, “Determination of two-dimensional optical waveguide index distribution function parameters from effective indexes,” *J. Lightwave. Technol.*, vol.8, p.497, 1990.

- [12] P. A. Krug, "Measurement of index modulation along an optical fiber Bragg grating," *Opt. Lett.*, vol.20, pp.1767-1769, 1995.
- [13] F. E. Diasty, A. Heaney, and T. Erdogan, "Analysis of fiber Bragg gratings by a side diffraction interference technique," *Applied Optics*, vol.40, No.6, 2001.
- [14] D. W. Huang and C. C. Yang, "Reconstruction of fiber grating refractive index profiles from complex Bragg reflection spectra," *Appl. Opt.*, vol.38, p.4494, 1999.
- [15] S. D. Dyer, "Low-coherence interferometric measurements of the dispersion of multiple fiber Bragg gratings," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.13, p.230, 2001.

