

國立交通大學

光電系統研究所

碩士論文



高功率鎖模摻鉕光纖雷射

High Power Mode-Locked Erbium Doped Fiber Laser

研究生：張健哲

指導教授：詹明哲 博士

中華民國一〇一年七月

高功率鎖模摻鉕光纖雷射

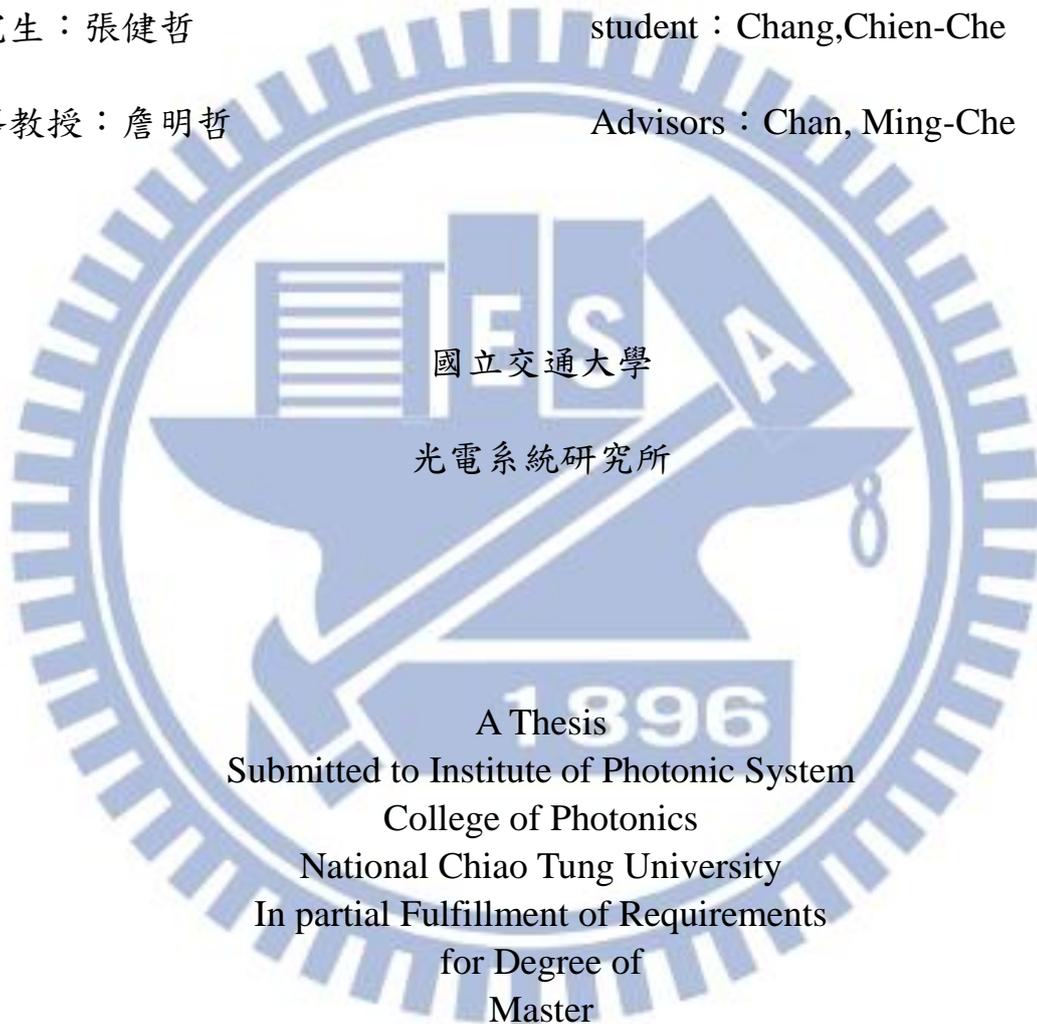
High Power Mode-Locked Erbium Doped Fiber Laser

研究生：張健哲

student : Chang,Chien-Che

指導教授：詹明哲

Advisors : Chan, Ming-Che



A Thesis

Submitted to Institute of Photonic System

College of Photonics

National Chiao Tung University

In partial Fulfillment of Requirements

for Degree of

Master

in

Photonic System

July 2012

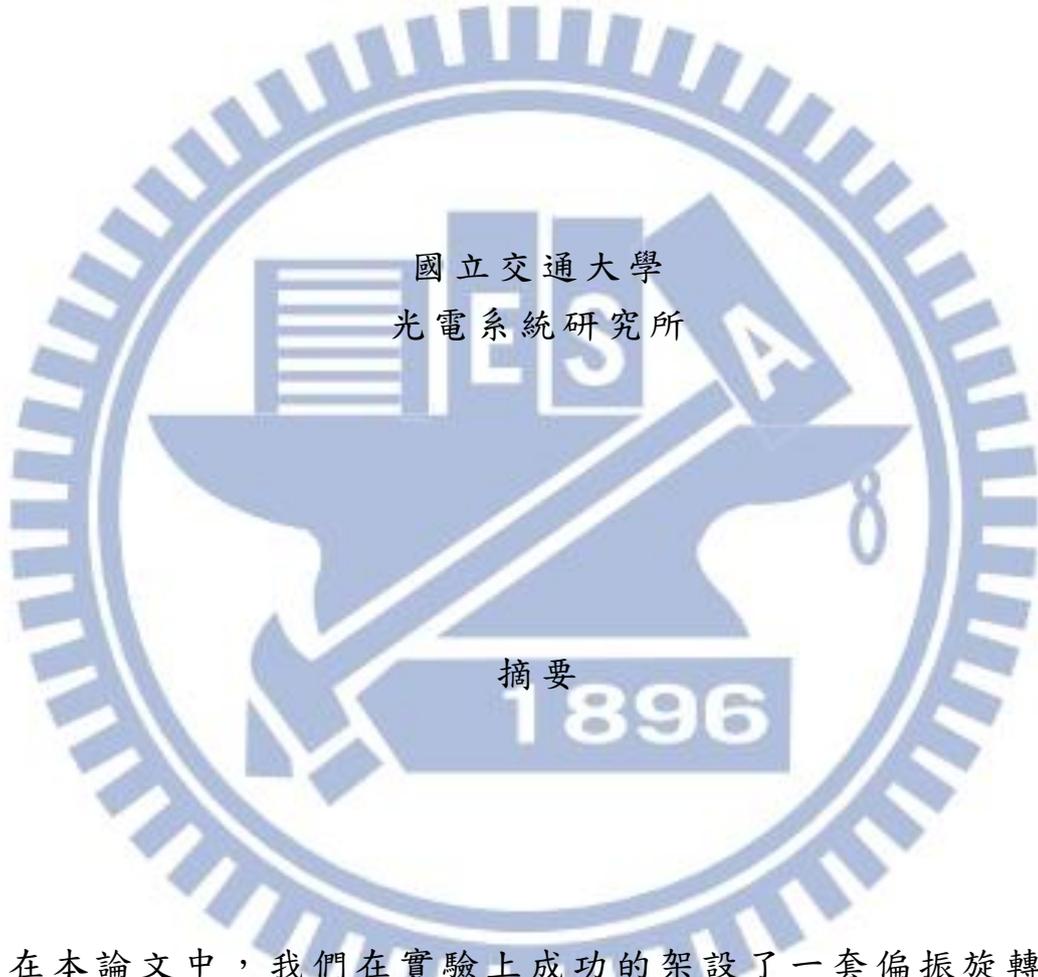
Tainan, Taiwan, Republic of China

中華民國一〇一年七月

高功率鎖模摻鉍光纖雷射

研究生：張健哲

指導教授：詹明哲 博士

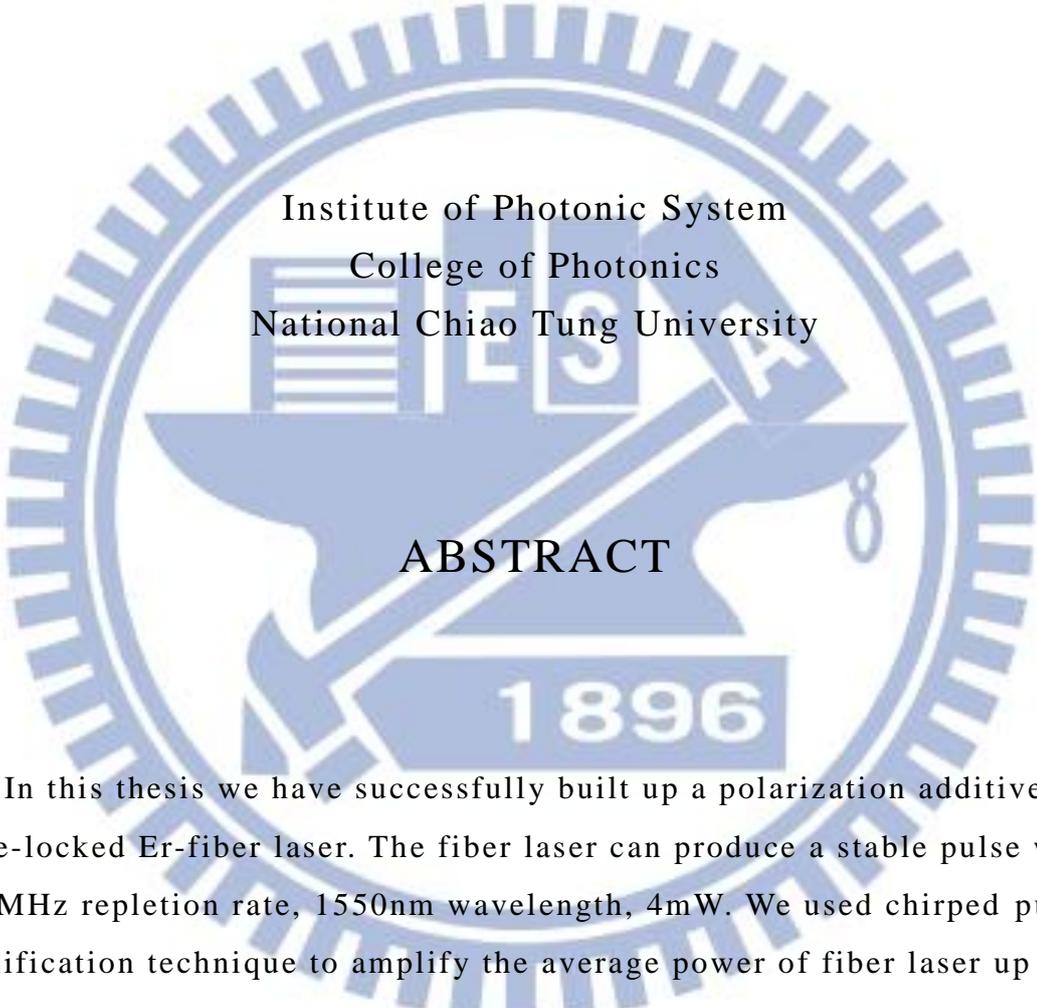


在本論文中，我們在實驗上成功的架設了一套偏振旋轉疊加波鎖模摻鉍光纖雷射，其工作波長為 1550nm，基本脈衝重複率為 52.3MHz，平均功率為 4mW。此雷射的脈衝，經過啁啾脈衝放大的技術後，送入摻鉍光纖放大器，把雷射的平均功率放大至 1.7W，脈衝寬度拉寬為 47.8ps。之後藉由多模光纖對脈衝作為第一級壓縮後再使用單模光纖作為第二級壓縮使此系統能夠產生脈衝寬度 308fs 且平均功率為 1.1W 的脈衝雷射。

High Power Mode-Locked Erbium Doped Fiber Laser

student : Chang,Chien-Che

Advisors : Dr. Chan, Ming-Che



Institute of Photonic System
College of Photonics
National Chiao Tung University

ABSTRACT

In this thesis we have successfully built up a polarization additive pulse mode-locked Er-fiber laser. The fiber laser can produce a stable pulse with a 52.3MHz repetition rate, 1550nm wavelength, 4mW. We used chirped pulse amplification technique to amplify the average power of fiber laser up to 1.7W. The output pulse is with a 47.8ps pulse width and can be compressed by a multi-mode fiber for first compression and by a single mode fiber for second pulse compression. It can produce pulses with 308fs pulse width and 1.1W average power.

致謝

首先能夠完成此論文必須要感謝我的指導教授詹明哲老師耐心及細心的指導，在實驗上遇到問題時，老師總是不遺餘力給予幫助與建議使實驗能夠更加順利，也從老師身上學會了做研究及面對問題該有的方法及態度，在生活上對學生也多有關心，非常感謝詹老師這兩年來用心的照顧及指導。

非常感謝台大物理系的朱士維老師以及輔大物理系的項維巍老師，兩位老師在實驗上提供學生實驗所需的量測設備與實驗空間，對於學生的研究也視如己出的給予建議與指導，也從兩位老師的身上學到許多面對問題應有的態度。謝謝口試委員曾碩彥老師、林彥穎老師的用心指導。

謝謝實驗室同儕政杰在研究上及生活上的相互扶持，也謝謝實驗室的學弟妹大俠、大偉、立娟、千雅、暄文在實驗上的幫忙。感謝台大實驗室的冠宇學長、維麟的協助，治原、宗憲、晨立、美瑜、庭英在生活上添加了些趣味，使這兩年最佳的充實。

最後感謝我的家人，不管在我經歷什麼樣的過程總是給我關心，使我能勇於面對未來。將本論文獻給我敬愛的父母，希望能慰藉多年他們多年來的栽培。

目錄

摘要	i
ABSTRACT	ii
致謝	iii
目錄	iv
圖表目錄	vi
第一章 緒論	1
1.1 簡介鎖模摻鉍光纖雷射	1
1.2 實驗目的	2
1.3 論文大綱	2
第二章 實驗原理	3
2.1 超短衝雷射與脈衝光學	3
2.1.1 光纖中的色散	3
2.1.2 光纖中的非線性效應	5
2.1.3 光孤子(soliton)簡介	7
2.2 被動鎖模光纖雷射	8
2.2.1 半導體飽和吸收體被動鎖模	8
2.2.2 疊加波鎖模	9
2.2.3 展波鎖模	10
2.3 色散補償與脈衝壓縮技術	11
2.4 脈衝量測技術	12
第三章 實驗架構與結果	14
3.1 種子雷射(Seed Laser)	14
3.2 第一級摻鉍光纖光放大器	18
3.2.1 第一級 parabolic pulse 放大雷射脈衝	18
3.2.2 第一級放大器後使用單模光纖脈衝壓縮	19
3.3 摻鉍光纖光放大器	24
3.3.1 parabolic pulse 放大雷射脈衝	24
3.3.2 Chirped Pulse Amplification	26
3.3.3 使用 DCF 製造啁啾脈衝	27
3.4 脈衝壓縮	31

3.4.1 使用 DCF 展寬並使用 SMF 作為脈衝壓縮之光纖.....	31
3.4.2 使用 DCF 展寬並使用 MMF 作為脈衝壓縮之光纖.....	33
3.4.3 第二級壓縮	34
第四章 結論與未來展望	36
參考文獻.....	37



圖表目錄

圖 2.1 N=3，脈衝(a)及頻譜(b)在一個周期內的發展	7
圖 2.2 疊加波鎖模架構	9
圖 2.3 偏振旋轉疊加波鎖模	9
圖 2.4 展波鎖模雷射架構	10
圖 2.5 自相關干涉儀架構	12
圖 2.6 兩道雷射脈衝結合後所產生的二倍頻訊號	13
圖 3.1 雷射共振腔架構圖	14
表 3.1 各種不同光纖在 1.55 μ m時之群速度色散值	15
圖 3.2 種子雷射脈衝寬度為 756fs	15
圖 3.3 種子雷射光譜-3dBm 為 18nm	16
圖 3.4a 利用 RF 頻譜分析儀量測脈衝重複率(Span: 0-250 MHz)。	16
圖 3.4b 利用 RF 頻譜分析儀量測脈衝重複率(Span: 51.8 MHz-52.8 MHz)。	17
圖 3.5 種子脈衝通過第一級放大器後雷射平均功率為 4mW,.....	18
脈衝寬度為 2.1ps	18
圖 3.6a parabolic pulse 通過第一級放大雷射頻譜半高寬為 33nm	18
圖 3.6b parabolic pulse 通過第一級放大雷射脈衝後脈衝寬度為 2.6ps	19
圖 3.7 使用 6m 的 SMF 壓縮脈衝，頻譜半高寬為 15nm，脈衝寬度為 514fs	20
圖 3.8 使用 5.9m 的 SMF 壓縮脈衝，頻譜半高寬為 66nm，脈衝寬度為 83fs	21
圖 3.9 使用 5.8m 的 SMF 壓縮脈衝，頻譜半高寬為 61nm，脈衝寬度為 337fs	22
圖 3.10 使用 5.7m 的 SMF 壓縮脈衝，頻譜半高寬為 53nm，脈衝寬度為 412fs	23
圖 3.11 種子雷射使用 parabolic pulse 放大雷射脈衝	24
圖 3.12a parabolic pulse 放大雷射脈衝後頻譜半高寬為 13nm	25
圖 3.12b parabolic pulse 放大雷射脈衝後脈衝寬度為 374 fs	25
圖 3.13 啁啾脈衝放大(CPA).....	26
圖 3.14 使用不同長度的 DCF 作為脈衝壓縮之架構圖	27

表 3.2 不同 DCF 展寬下脈衝輸出比較	27
圖 3.15 使用 20m 的 DCF 作為製造啁啾脈衝，平均功率放大至 500mW， 脈衝寬度則展寬至 14.7ps	28
圖 3.16 使用 40m 作為製造啁啾脈衝，平均功率放大至 1.4W，脈衝寬度則 展寬至 28ps	28
圖 3.17 使用 60m 的 DCF 製造啁啾脈衝架構圖	29
圖 3.18a 使用 60m 作為製造啁啾脈衝，平均功率放大至 1.7W，頻譜半高 寬為 13nm.....	29
圖 3.18b 使用 60m 作為製造啁啾脈衝，平均功率放大至 1.7W， 脈衝寬度則展寬至 47.8 ps	30
圖 3.19 使用 60 公尺的 DCF 做脈衝展寬並使用 100 公尺的 SMF28 作為色 散補償	31
圖 3.20a 使用 60 公尺的 DCF 做脈衝展寬並使用 100 公尺的 SMF28 作為色 散補償，頻譜半高寬為 12nm.....	32
圖 3.20b 使用 60 公尺的 DCF 做脈衝展寬並使用 100 公尺的 SMF28 作為色 散補償，脈衝寬度為 198fs	32
圖 3.21 使用 60 公尺的 DCF 做脈衝展寬並使用 430 公尺的 MMF 作為色散 補償	33
圖 3.22a 使用 60 公尺的 DCF 做脈衝展寬並使用 430 公尺的 MMF 作為色 散補償，頻譜半高寬為 30nm.....	33
圖 3.22b 使用 60 公尺的 DCF 做脈衝展寬並使用 430 公尺的 MMF 作為色散 補償，脈衝寬度為 342fs.....	34
圖 3.23 使用 SMF 2.8m 作為第二級壓縮	34
圖 3.24a 使用 DCF60m 展寬並使用 MMF430m 壓縮，再使用 SMF2.8m 作為 第二級壓縮，頻譜半高寬為 16nm.....	35
圖 3.24b 使用 DCF60m 展寬並使用 MMF430m 壓縮，再使用 SMF2.8m 作 為第二級壓縮脈衝寬度為 308fs	35

第一章 緒論

1.1 簡介鎖模摻鉕光纖雷射

由於光纖具有低損耗、寬頻寬的特性，目前技術已在通訊上成熟使用。在 1985 年 Pools 與 Mears 等人在光纖中摻入數百 ppm 的稀土元素因而製造出第一部摻鉕光纖放大器 (Erbium Doped Fiber Amplifier, EDFA)[1][2]，其後以此為基礎的光纖雷射研究便相當熱絡[3]。使用摻鉕光纖作為增益介質的光纖雷射相較於其他雷射有以下特點，其工作波長操作在約 1530nm 至 1570nm，此波段為光纖損耗最低的波段，且摻鉕光纖能夠提供高增益及高增益頻寬，並可以使用 980nm 或是 1480nm 高功率半導體雷射作為雷射泵浦光源。若是加上適當的鎖模機制便可產生超短脈衝雷射[4]。而全光纖化的雷射有一些優點：

- (1) 雷射體積可以微小化以便於攜帶，特別適合在戶外或臨床上的應用
- (2) 由於光纖的波導特性，光纖雷射可以提供一個穩定的輸出不受外界的環境干擾及影響
- (3) 由於光纖的波導特性，所以雷射元件與元件間不需要特別對光校準 (alignment)，可節省大量維護時間與成本
- (4) 增益光纖 (Gain Fiber) 間可以互相熔接可製造更大體積增益介質，不像固態雷射的雷射晶體其大小受到長晶環境限制。
- (5) 單位體積光纖的散熱面積比固態雷射晶體來的大，更適合做為高功率的雷射之用
- (6) 光纖雷射具有相當高的電對光或光對光的轉換效率

而鎖模摻鉕光纖雷射與其他同波長輸出的半導體雷射相比下，有較短的脈衝、較高的輸出功率及較好的脈衝品質，其原因是因為半導體雷射所產生的脈衝較容易具有不對稱 (Asymmetric) 及啁啾 (Chirped) 存在 [5][6]。此外由於光纖雷射具有能量集中、光束有較小得截面積且在光纖中傳播時具有低損耗可傳播相當長的距離，故可累積大量的非線性效應，可用於研究一些特殊的非線性光學現象。

目前市售的摻鉕光纖雷射放大器可將平均功率為 2.5mW 的 seed laser

放大至 2.05W，並將脈衝寬度展寬至 64.9ps，再經由 Diffraction grating pair 將脈衝壓縮至 300fs，平均功率為 1.54W(Calmar Optcom)，其價格約 200 萬。目前在研究上已有平均功率 10W，使用 grating 將脈衝寬度壓縮至 450fs 的紀錄[7]。使用全光纖式的架構則有平均功率 400mW，脈衝寬度為 34fs 的紀錄[8]。在本實驗架構中我們將嘗試以光纖取代 Diffraction grating pair 以達到脈衝壓縮之目的，將整套脈衝雷射系統由 seed laser 至壓縮後脈衝之輸出端皆為全光纖化架構，此系統將有攜帶更為便利，成本更低，維護更容易的優點。

1.2 實驗目的

本研究目的在於建立一套全光纖化，高功率、超短脈衝，波長為 1550nm 之飛秒雷射，並利用光纖作為脈衝啾啾，在脈衝雷射經過光放大器後再使用光纖中的色散補償效應作為脈衝壓縮的機制。相較於固態雷射的體積龐大且注重環境維護，此套全光纖化飛秒脈衝雷射具可攜帶性及便利性，且有非常好的穩定性。未來並可透過各種非線性光纖光學產生波長轉移的效果，其後可再作為光學顯微鏡的光源，以供應不同生物樣本的需求。

1.3 論文大綱

本篇論文其架構第一章為緒論，用於簡介研究背景以及研究目的。第二章則為主要實驗原理，介紹光纖中的群速度色散、色散補償、非線性效應、光孤子的簡介、被動鎖模的機制、自相關儀與脈衝壓縮技術。第三章為實驗架構與脈衝壓縮過程中所嘗試使用的方法及其數據。第四章為結論與未來展望。

第二章 實驗原理

2.1 超短衝雷射與脈衝光學

超短脈衝雷射即為當雷射光以脈衝的形式輸出，而其脈衝寬度為飛秒 (femtosecond, 10^{-15} 秒) 或以下的數量級，一般而言超短脈衝雷射的脈衝寬度很窄，因而超短脈衝雷射的能量將集中在一個非常短的時間內輸出，故其尖峰功率極高。根據傅立葉轉換理論，在時間上非常窄的脈衝表示其頻域有著極寬的頻譜，即是說有多種波長同時存在於一發雷射脈衝內。由於超短脈衝雷射有高尖峰功率與寬頻寬的兩大特點，在超短脈衝於光纖中傳播時，我們分別需要考慮其在光纖中的色散 (Dispersion) 效應以及非線性 (Nonlinear) 效應。

2.1.1 光纖中的色散

當電磁波與電介質的束縛電子交互作用時，介質的響應與光頻率 ω 有關係，此種特性便稱為色散，也就是折射率 $n(\omega)$ 為頻率的函數。而在數學上，光纖的色散效應可用模態傳輸常數 (propagating constant) β 表示， β 可使用中心角頻率 ω_0 作為泰勒級數展開表示

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (1)$$

在此

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (2)$$

式中 β_1 及 β_2 與折射率 $n(\omega)$ 有關，其關係為

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (3)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \quad (4)$$

在式中 n_g 為群折射率， v_g 為群速度，而脈衝波包以群速度移動， β_2 即為群速度色散參數，與脈衝的展寬有關。此種現象便稱為群速度色散 (Group Velocity Dispersion, GVD)。

一般在光纖光學通常用色散參數 D 來代替 β_2 ，兩者之間的轉換關係為

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (5)$$

當超短雷射脈衝在光纖中傳播時，我們必須清楚光纖介質對雷射脈衝所產生的色散效應及非線性效應，為了清楚知道隨著脈衝沿光纖的傳播時，脈衝色散效應與非線性效應累積量的多寡，因而定義了色散長度 L_D (dispersion length) 與非線性長度 L_{NL} (nonlinear length) 兩個參數。

在考慮 Gaussian 或 hyperbolic-secant 脈衝時，色散長度 L_D 可定義為

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (6)$$

$$\text{Gaussian Pulse } T_{FWHM} = 2(\ln 2)^{1/2} T_0 \approx 1.665 T_0 \quad (7)$$

$$\text{Hyperbolic-Secant Pulses } T_{FWHM} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_0 \approx 1.763 T_0 \quad (8)$$

T_0 為原始脈衝寬度 (計算公式為脈衝峰值 $1/e$ 處)， $|\beta_2|$ 為群速度色散常數的絕對值。

L_D 其代表的意義即為當 Gaussian 雷射脈衝在光纖中傳播時其脈衝寬度擴張為原本脈衝寬度的 $\sqrt{2}$ 倍時所需的光纖長度，也就是當 $L > L_D$ 時，光纖色散效應將變得顯著無法被忽略。

2.1.2 光纖中的非線性效應

脈衝雷射在光纖中傳播時，其脈衝演化的過程遵守著通用性的波動方程式

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (9)$$

在此式子中， E 表示為電場向量， P 表示為極化向量， μ_0 為真空導磁係數。而極化向量 P 可被分解為兩個部分： $P = P_L + P_{NL}$ ，在此 P_L 為線性極化效應，而 P_{NL} 則為強電場下光脈衝對電介質的非線性極化效應。在玻璃光纖傳播時，由於 SiO_2 為對稱性物質，故其不存在二階電極化率 $\chi^{(2)}$ 。因此三階電極化率 $\chi^{(3)}$ 可被當作為光纖中非線性的主要因素，在考慮只存在三階電極化率的情況下， P_L 及 P_{NL} 可用以下方式表示：

$$P_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} E \quad (10)$$

$$P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} EEE \quad (11)$$

在此 ϵ_0 為真中空的介電常數， $\chi^{(3)}$ 為三階電極化率。

在光纖中三階電極化率 $\chi^{(3)}$ 是最低階的非線性效益的來源，而非線性折射率則是光纖中大部分非線性效應的起源，然而折射率與光強度有關的部分則是與 $\chi^{(3)}$ 有關，即光纖中的折射率為

$$\tilde{n}(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2 |E|^2 = n(\omega) + n_2 I \quad (12)$$

$$\text{其中 } n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi^{(3)}) \quad (13)$$

$$I = |E|^2 \quad (14)$$

在式中 $n(\omega)$ 線性折射率， $|E|^2$ 為光纖中的光強度， n_2 則為非線性折射率其值與 $\chi^{(3)}$ 有關。非線性折射率產生的非線性效應包括自相位調變 (SPM)、交叉相位調變 (XPM) 及四波混頻 (FWM) 等。

另一個引起非線性效應的原因是受激非彈性散射 (stimulated inelastic scattering)。由 $\chi^{(3)}$ 所產生的非線性效應其電場與電介質之間沒有發生能量的交換作用，而光纖中的受激非彈性散射則是因光將部分能量轉交給介質，使玻璃震動而激發。在非線性光纖光學中有兩個著名的非線性效應就是起因於受激非彈性散射，受激拉曼散射 (SRS) 及受激布里淵散射 (SBS)。

在光纖的非線性效應中，我們使用一個非線性效應的參數

L_{NL} (nonlinear length)，其定義為

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (15)$$

在這 γ 為

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{CA_{eff}} \quad (16)$$

式中 A_{eff} 為光纖核的等效面積， C 為真空中光速， ω_0 為光的角頻率。
 P_0 定義為光的尖峰脈衝功率，其值相當於光的平均功率除與脈衝重複率 R ，
在除以脈衝寬度 τ 。

$$P_0 = \text{peak power} = \frac{\text{average power}}{R * \tau} \quad (17)$$

其參考依據相似於 L_D ，也就是當光纖長度 $L > L_{NL}$ 時，光在光纖中產生的非線性效應便不可被忽略。

2.1.3 光孤子(soliton)簡介

當超短脈衝於異常群速度色散光纖傳輸時，由於色散與非線性效應的相互作用，會產生一種光孤子(soliton)的現象，其脈衝可傳播很長的距離而不變形。

詳細的光孤子分析必須透過逆散射法，而光孤子的階數定義為 N

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (18)$$

式中 P_0 為尖峰功率， T_0 為脈衝寬度。

當 $N=1$ 時光孤子為基態孤子，其脈衝形狀在傳輸的過程中會保持不變。而當光孤子不為基態孤子時 ($N=2,3,4,\dots$)，這樣的高階孤子在傳輸過程中脈衝形狀會有周期性的變化，孤子週期定義為 Z_0

$$Z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi T_0^2}{2|\beta_2|} \approx \frac{T_{FWHM}^2}{2|\beta_2|} \quad (T_{FWHM} \approx 1.76T_0) \quad (19)$$

當高階孤子脈衝在光纖傳輸時，脈衝寬度會開始變窄，而在 $Z_0/2$ 處脈衝會分裂為多個明顯的脈衝，在孤子週期 $Z = Z_0$ 處脈衝又會恢復為原來的形狀。

圖 2.1 為三階光孤子 ($N=3$) 在一個孤子週期內的變化，值得注意的部分是當 $\frac{Z}{L_D} = 0.5$ 時脈衝有極明顯的脈衝分裂現象。

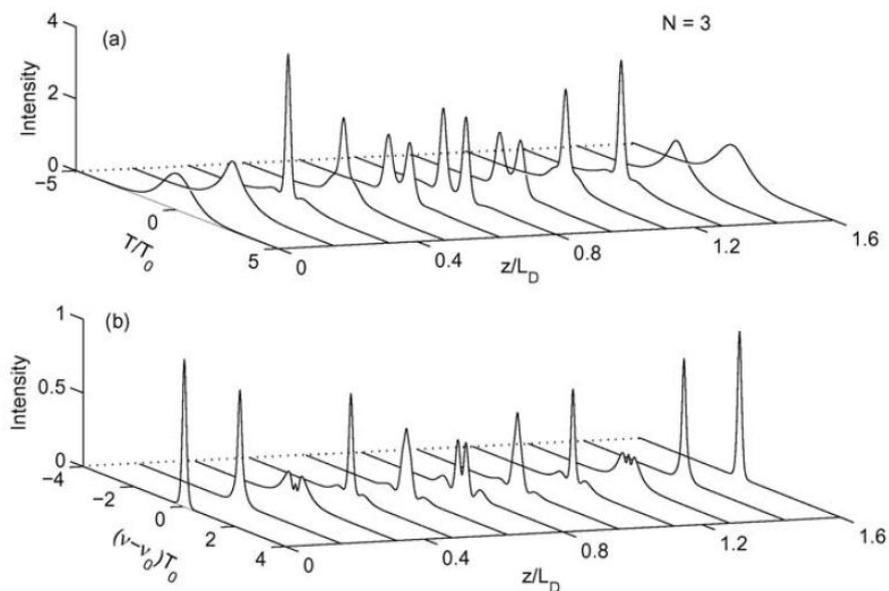


圖 2.1 $N=3$ ，脈衝(a)及頻譜(b)在一個周期內的發展 [9]

2.2 被動鎖模光纖雷射

一般來說，雷射通常使用(1) Q 開關雷射(Q-Switched Laser) [4] 與 (2) 鎖模雷射 (Mode-Locked Laser)，產生短脈衝。Q 開關雷射可以產生約 ns 等級的脈衝，而要產生 ps 等級的脈衝或是更短的脈衝，就必須使用鎖模雷射。

鎖模雷射可以分成主動鎖模與被動鎖模兩類。主動鎖模雷射通常利用電光、聲光調變等主動元件作為相位或振幅調變產生脈衝雷射[10][11]，被動鎖模雷射是利用共振腔中的非線性效應來得到鎖模狀態並得到脈衝輸出。通常被動鎖模雷射可以得到相較主動鎖模雷射來的短的脈衝，這是因為脈衝的尖峰功率與飽和吸收效果會隨著達到鎖模狀態而增加。而主動鎖模雷射的鎖模狀態則是使用與脈衝寬度無關的外加調變達成。目前製作被動鎖模雷射的方式有使用 (1)半導體飽和吸收體鎖模[12][13][14]、(2)疊加波鎖模[15][16]、(3)柯爾透鏡效應鎖模(Kerr-Lens Mode-Locking)[17]。我們在論文中所使用的非線性偏振旋轉鎖模[18][19][20]屬於疊加波鎖模的一種。因為光纖的波導特性，光纖纖核(core)與外皮(cladding)的折射率差約為 0.01，遠大於克爾效應產生的非線性折射率 $n_2 I$ (產生的折射率差小於 10^{-5})，被動鎖模光纖雷射無法使用柯爾效應鎖模來產生短脈衝雷射。

2.2.1 半導體飽和吸收體被動鎖模

半導體飽和吸收體被動鎖模雷射為第一個被實現的被動鎖模雷射[21]。半導體飽和吸收體主要可分為快速飽和吸收體及慢速飽和吸收體兩類。快速或慢速則是根據飽和吸收體的回復時間而定[16]，當飽和吸收體的回復時間大於脈衝寬度時則稱為慢速飽和吸收體，而當回復時間小於脈衝寬度時則為快速飽和吸收體，當雷射脈衝通過飽和吸收體時因功率大的部份大於飽和吸收體的吸收功率所以相較於能量小可被飽和吸收體吸收的兩側，脈衝中心看起來損耗較小。快速飽和吸收體可單獨完成鎖模的狀態，而慢速飽和吸收體則需要再透過增益介質回復才可完成鎖模。

2.2.2 疊加波鎖模

疊加波鎖模是利用脈衝的同調相加而產生脈衝壓縮的效果。首先，共振腔內的雷射光源可分為兩個 Eigen 模態之和，因為克爾效應 (Kerr Effect)

$$n = n_0 + n_2 I \quad (20)$$

使的共振腔內脈衝會產生非線性干涉，如圖 2.2，疊加波鎖模的架構類似於麥克森干涉儀，其具有主副兩共振腔，主共振腔內含有增益介質，而副共振腔內則含有克爾介質。脈衝中心產生建設性干涉，脈衝旁邊產生破壞性干涉，使共振腔內的損耗與脈衝強度成反比而達到脈衝壓縮。因使用非實際的飽和吸收體，故疊加波鎖模可使用的波長範圍較大。

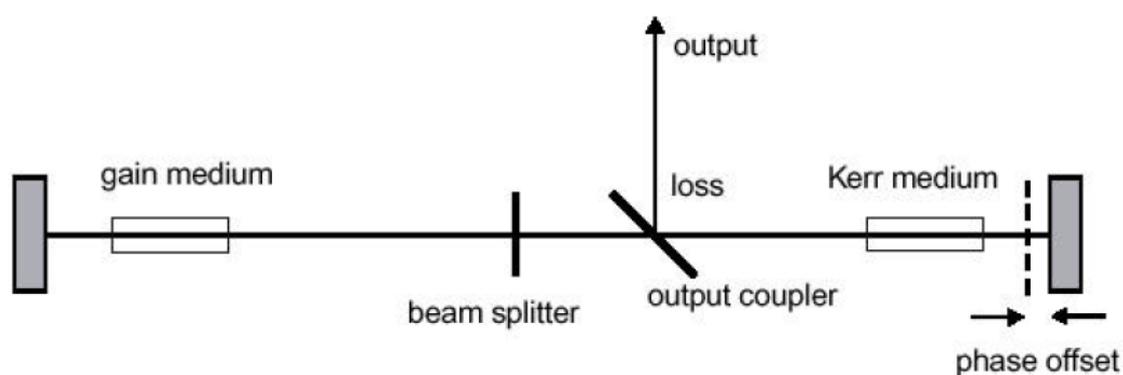


圖 2.2 疊加波鎖模架構[22]

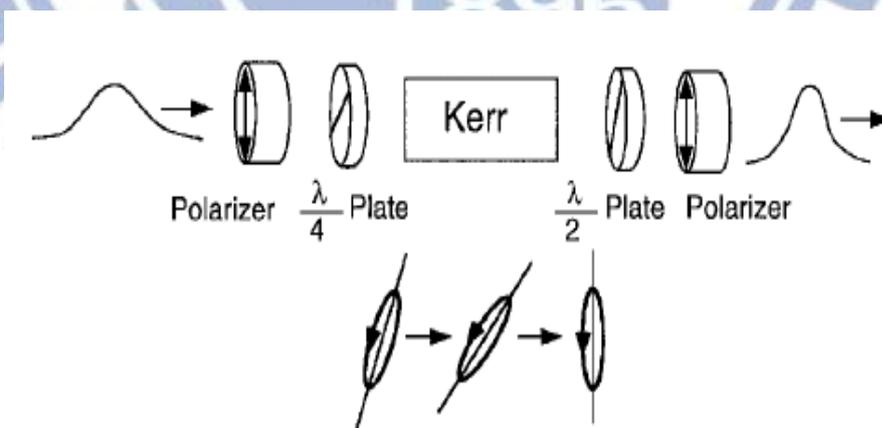


圖 2.3 偏振旋轉疊加波鎖模[23]

偏振旋轉疊加波鎖模如圖 2.3，為疊加波鎖模的一個特例。由於脈衝中心強度較強其光旋轉的角度與脈衝兩旁強度較弱的光不同，適當的調整波片 (Wave Plate) 與偏振片 (Polarizer) 的角度即可使脈衝中心強度較強的光通過量較多，脈衝兩旁的光通過量較少，達到快速飽和吸收體的功能。

本實驗使用的疊加波鎖模架構是屬於環形共振腔[24][25][26]，利用單一共振腔內的非線性偏振旋轉的機制來達成鎖模。

2.2.3 展波鎖模

當雷射脈衝工作於光孤子區域時，雷射的脈衝功率將受限於光孤子的面積理論 (Area Theorem)，即每一脈衝所能擁有的能量受到面積理論的限制，原因是因為脈衝功率與脈衝寬度的相乘為一定值，故當脈衝功率太大時，光纖雷射的鎖模機制將會被破壞。

$$\text{soliton area} = A_0 \tau = \frac{\sqrt{2|D|}}{\delta} \quad (21)$$

$$\text{光脈衝功率 } W = 2|A_0|^2 \tau \quad (22)$$

式中 A_0 為脈衝峰值振幅， D 為色散常數， τ 為脈衝寬度。由(21)式中可知脈衝強度及脈衝寬度皆會受到限制，而由(22)式可得到脈衝功率也會受到光孤子面積理論的限制。

為了克服此一限制，我們使用了展波鎖模的機制，使雷射脈衝工作於非光孤子區域[27]，在共振腔內加入正色散光纖及負色散光纖，並且設計共振腔內的總色散值為接近零的負色散。所以脈衝的非線性相位累積較小，若共振腔內總色散淨值為零，此時正色散光纖及負色散光纖的中點處皆為脈衝最短，而兩光纖之熔接點皆為脈衝最寬處[28]，其架構如圖 2.4。

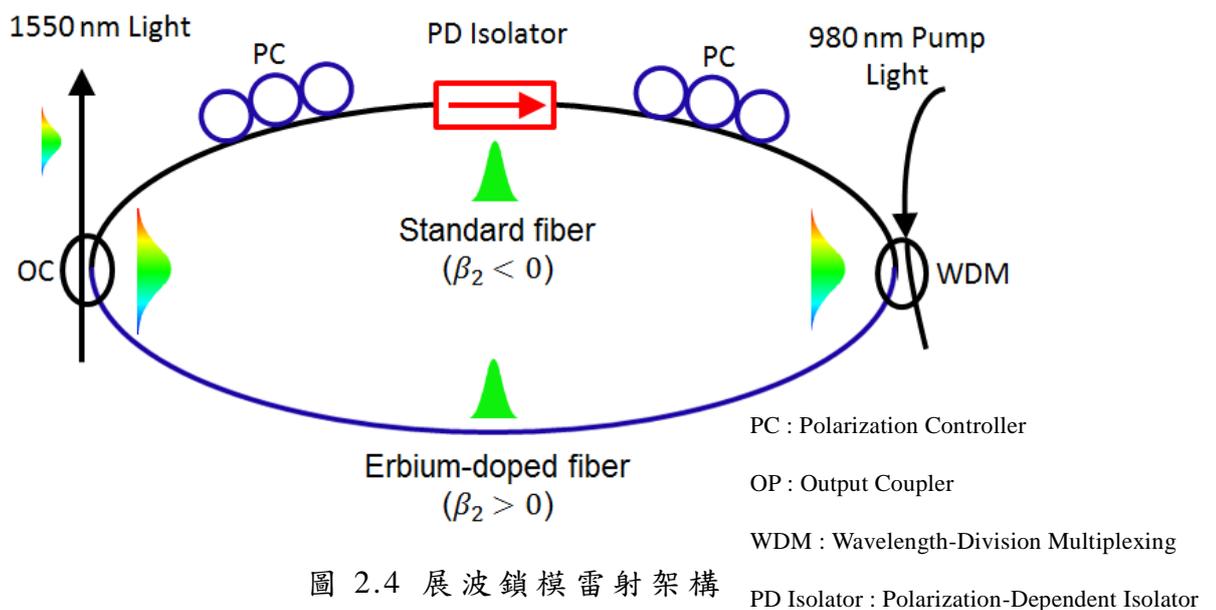


圖 2.4 展波鎖模雷射架構

2.3 色散補償與脈衝壓縮技術

當光在介質中傳播時，由於其折射率是波長的函數，故光脈衝不同波長的部分會因此經歷不同的群速度。以正常色散(Normal dispersion)為例，脈衝波長較長的部分群速度會較快，較中心波長短的部分群速度會較慢，因此光脈衝寬度變寬，此現象便稱為光的群速度色散(Group Velocity Dispersion)。群速度色散的參數可用 β_2 表示，當 $\beta_2 > 0$ 時為正常色散(Normal dispersion)，而 $\beta_2 < 0$ 時則為異常色散(anomalous dispersion)。而色散參數也可用 D (Dispersion Parameter 來表示)，其定義為

$$D = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{v_g} \right) [\text{ps/km}\cdot\text{nm}] \quad (23)$$

β_2 與 D 的關係表示式為

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (24)$$

由此可知正常色散: $\beta_2 > 0$ 、 $D < 0$ ，異常色散色散: $\beta_2 < 0$ 、 $D > 0$ 。

由於單模光纖在波長處於 1550nm 時，所提供的色散值為異常群速度色散，摻鉬光纖則是提供正常群速度色散，因此兩者可互相補償達成共振腔全光纖化，不須設置額外的色散補償元件。

由於色散補償光纖可提供正常色散，使脈衝由雷射共振腔出來後，將脈衝寬度拉寬而使脈衝成為啣啣脈衝(chirped pulse)，因此可以減少脈衝的尖峰功率，如此便可有效率地在摻鉬光纖放大器(Erbium Doped Fiber Amplifier, EDFA)中使輸出平均功率放大[29]，而多模光纖經過適當的捲曲後可使其達到近似於單模光纖[30]且其色散值為負值，所以可以用來作為摻鉬光纖放大器後的脈衝壓縮元件，並降低脈衝在光纖中傳遞所產生的非線性效應。

我們可藉由脈衝出 EDFA 處所量測未經壓縮的脈衝寬度後，再藉由色散補償的原理計算出作為壓縮脈衝所需使用光纖長度的估計值，之後再微調修正光纖長度，以期待找出脈衝最短處輸出。

2.4 脈衝量測技術

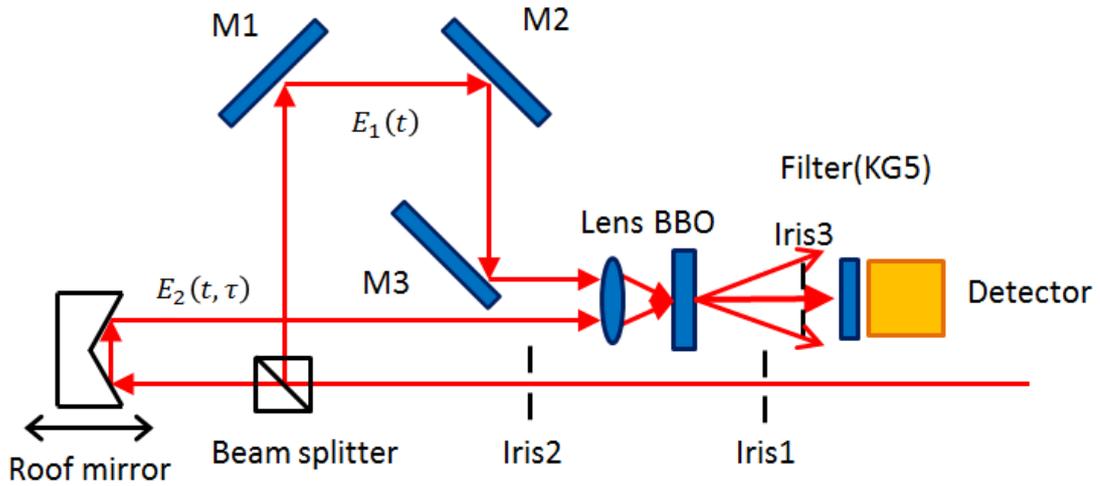


圖 2.5 自相關干涉儀架構

為了量測脈衝波長，我們架設一套非共線性之自相關干涉儀(圖 2.5)，其原理是將欲量測的光由分光鏡分成兩道雷射脈衝 $E_1(t) = E_2(t)$ ，且將其中一道光固定，而另一道光則導入步進馬達所驅動的一維平台，藉由步進馬達的移動而造成兩道雷射脈衝在時間上的延遲而有光程差 τ ，其光強度為

$$I(t, \tau) = |E_1(t) + E_2(t, \tau)|^2 \quad (25)$$

而後再將兩道平行光通過步進馬達後的透鏡並聚焦至二倍頻晶體(BBO)上，產生重合的二倍頻訊號。而二倍頻之訊號正比於光強度

$$I(\tau)^2 = I_1^2(\tau) + I_2^2(\tau) + 2I_1(\tau)I_2(\tau) \quad (26)$$

而 $I_1^2(\tau)$ 與 $I_2^2(\tau)$ 分別是代表兩道原始脈衝所產生的二倍頻訊號， $2I_1(\tau)I_2(\tau)$ 則為兩道雷射脈衝結合後所產生的二倍頻訊號(圖 2.6)。

因為非共線性的架設， I_1^2, I_2^2 可藉由 Iris 被擋住，只留下中間的信號，作為 back-ground free 產生。

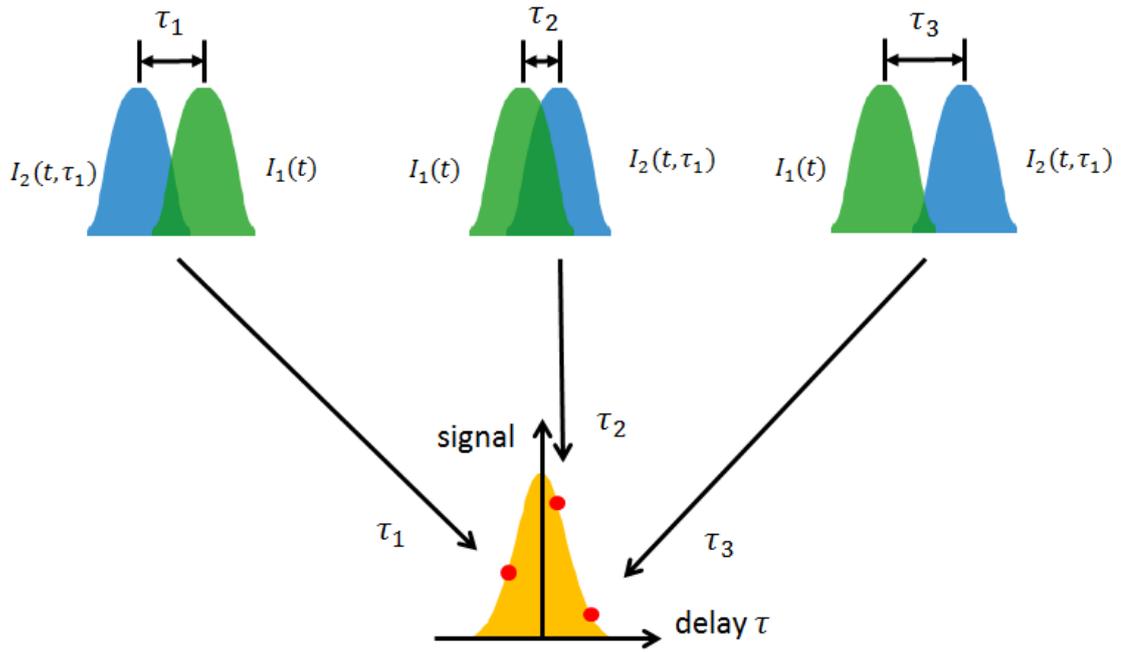


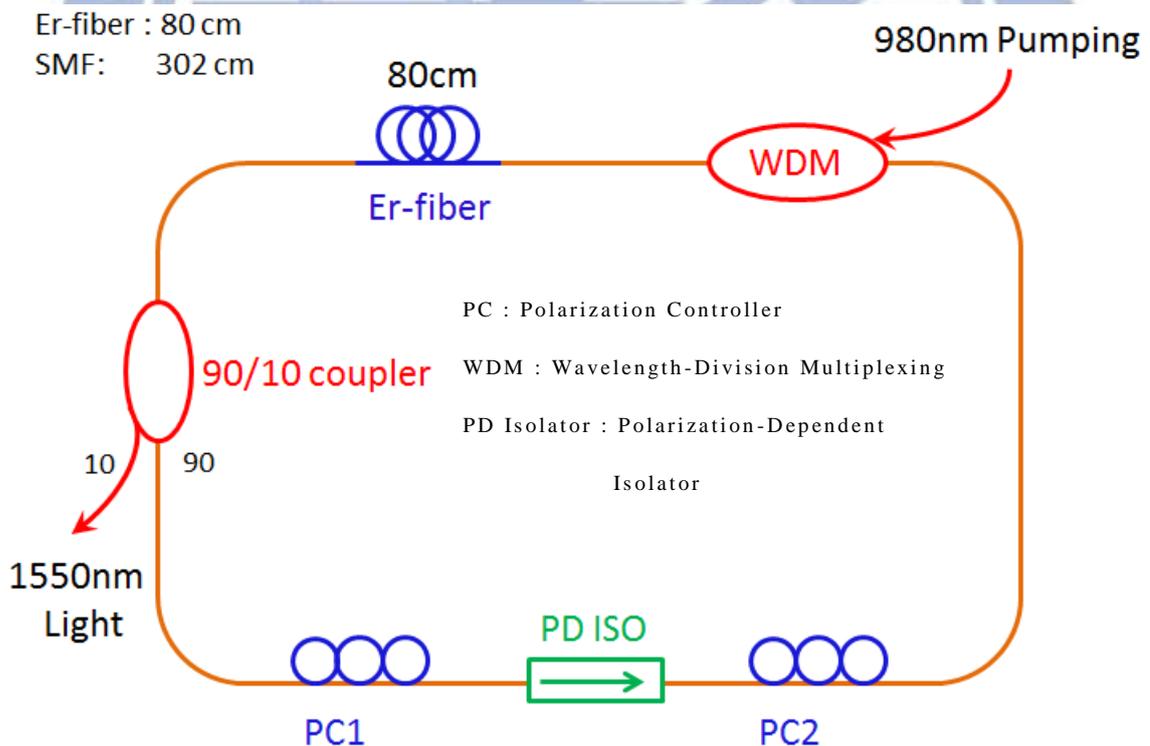
圖 2.6 兩道雷射脈衝結合後所產生的二倍頻訊號

而為了取得兩道雷射脈衝所結合的二倍頻訊號，在光偵測器前方放置一個光圈以阻擋兩道雷射脈衝的二倍頻訊號，並於光圈後面放置一片濾波片 KG5 Filter 用以濾掉 1550nm 之波長，而光偵測器所量測到的二倍頻訊號即為雷射脈衝的自相關函數，其訊號強度則是受兩道雷射脈衝的光程差所影響。

第三章 實驗架構與結果

3.1 種子雷射(Seed Laser)

在實驗上我們架設了一套波長為 1.55 μm 的鎖模摻鉕光纖雷射當作種子雷射，其架構如圖 3.1 所示，在摻鉕光纖雷射之共振腔內包含了一個 980nm 泵浦半導體雷射、一個波長波多工器(WDM)、兩組極化控制器 (Polarization Controller)，一個極化相關光隔離器 (polarization dependent isolator)、一組 90/10 光纖耦合器及一段摻鉕光纖(Er-doped fiber)。而 980nm 泵浦雷射作為泵浦光源，摻鉕光纖則是作為增益介質，兩個偏振控制器與極化相關光隔離器作為被動鎖模的飽和吸收體之用。其原理是利用在波片上纏繞不同圈數的光纖，使其架構出兩個四分之一波片(quarter-wave plate)、一個二分之一波片(half-wave plate)而能控制極化方向。



色散淨值： $0.8 \times 0.075 + 3.02 \times (-0.022) = -0.006 \text{ ps}^2/\text{m}$
 重複率： $3 \times 10^8 / 1.5 \times (0.8 + 3.02) = 52.3 \text{ MHz}$

圖 3.1 雷射共振腔架構圖

光纖雷射的脈衝重覆率可由共振腔中光纖的總路徑長度來計算獲得

$$f_r = \frac{v_g}{(L_1+L_2)} \quad (27)$$

式中 L_1 與 L_2 分別為單模光纖及摻鉕光纖的長度， v_g 為介質中的光速。而我們所架設的摻鉕光纖雷射其使用了 80 公分摻鉕光纖(EDF 80,OFS)，302 公分的單模光纖(SMF28,Corning)使其能穩定操作在展波鎖模區域，鎖模平均功率為 4mW 脈衝寬度為 765fs(圖 3.2) ，光譜-3dBm 為 18nm(圖 3.3) ，Time-bandwidth Product=1.6 ，透過 RF Spectrum analyzer 量測脈衝重覆率為 52.3MHz(圖 3.4a、3.4b) ，由表 3.1 可計算得共振腔之淨色散值為 $-0.006 \text{ ps}^2/\text{m}$ 。

光纖種類	群速度色散 β_2 (ps^2/m)
SMF 28	-0.022
EDF 80	0.075
DCF	0.11
MMF	~ -0.022

表 3.1 各種不同光纖在 $1.55\mu\text{m}$ 時之群速度色散值 [31]

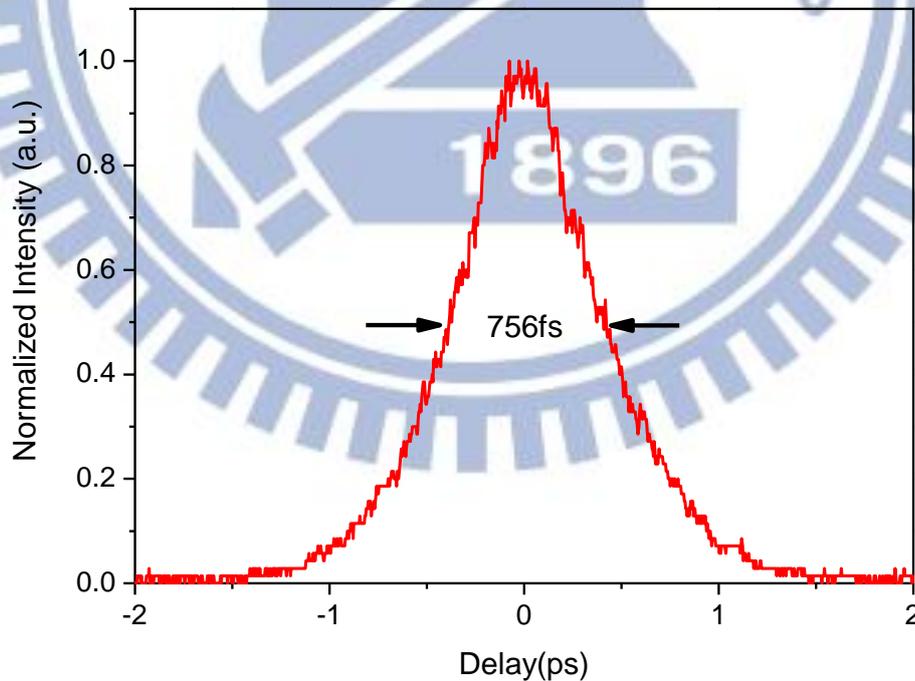


圖 3.2 種子雷射脈衝寬度為 756fs

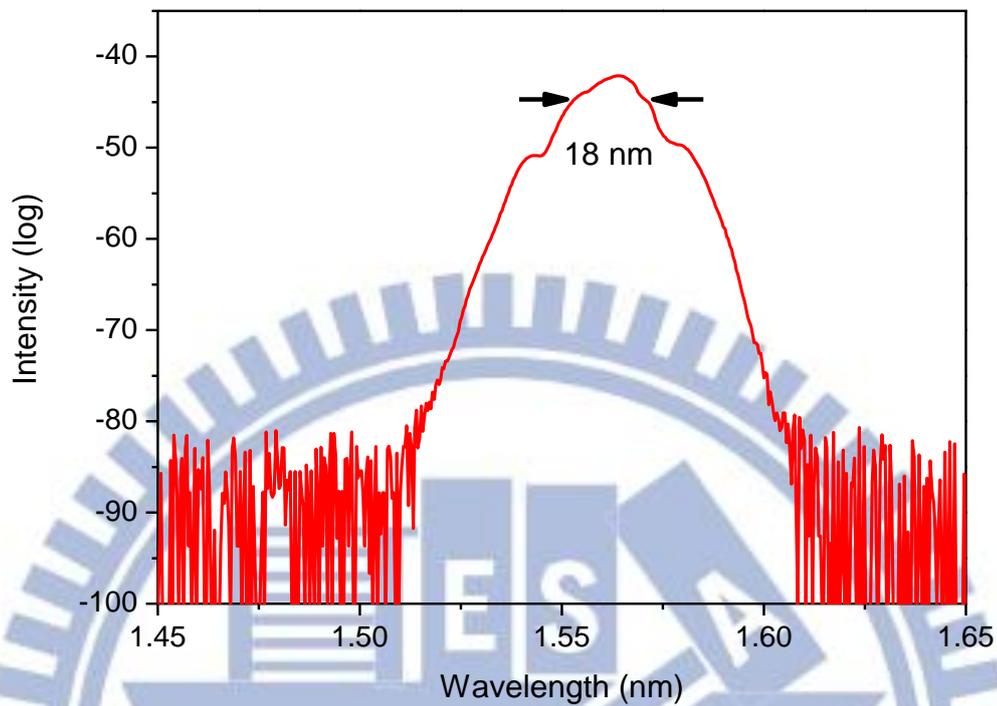


圖 3.3 種子雷射光譜-3dBm 為 18nm

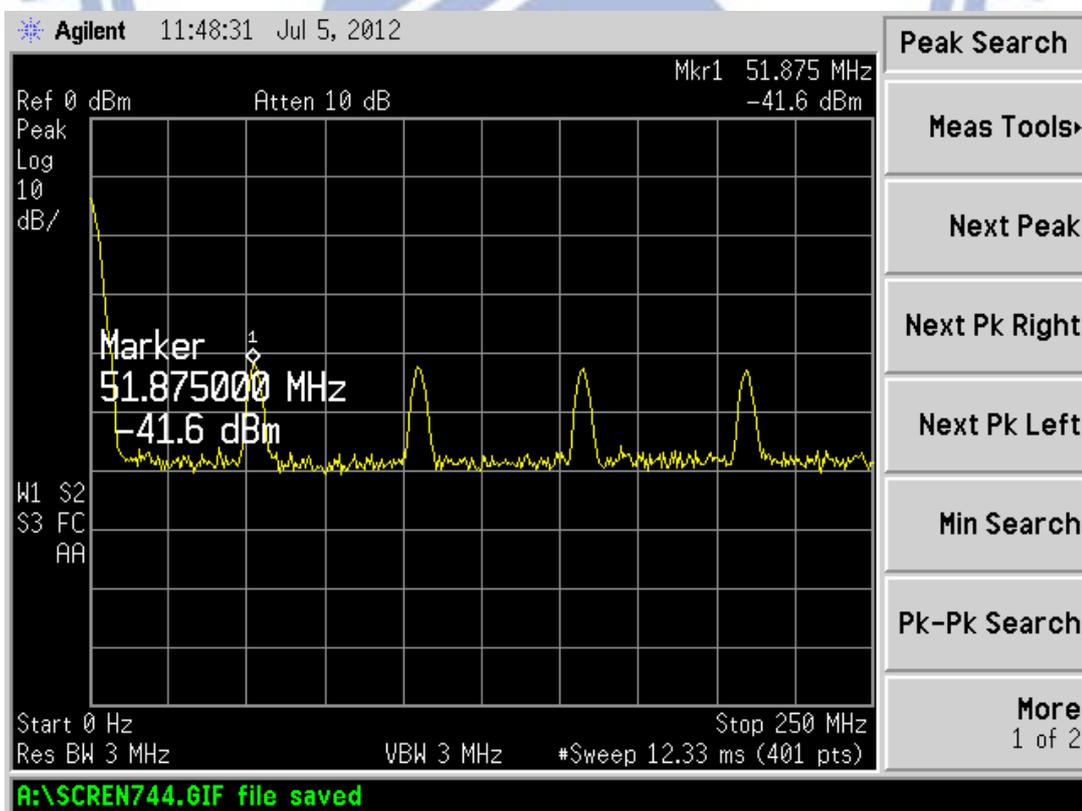


圖 3.4a 利用 RF 頻譜分析儀量測脈衝重複率 (Span: 0-250 MHz)。

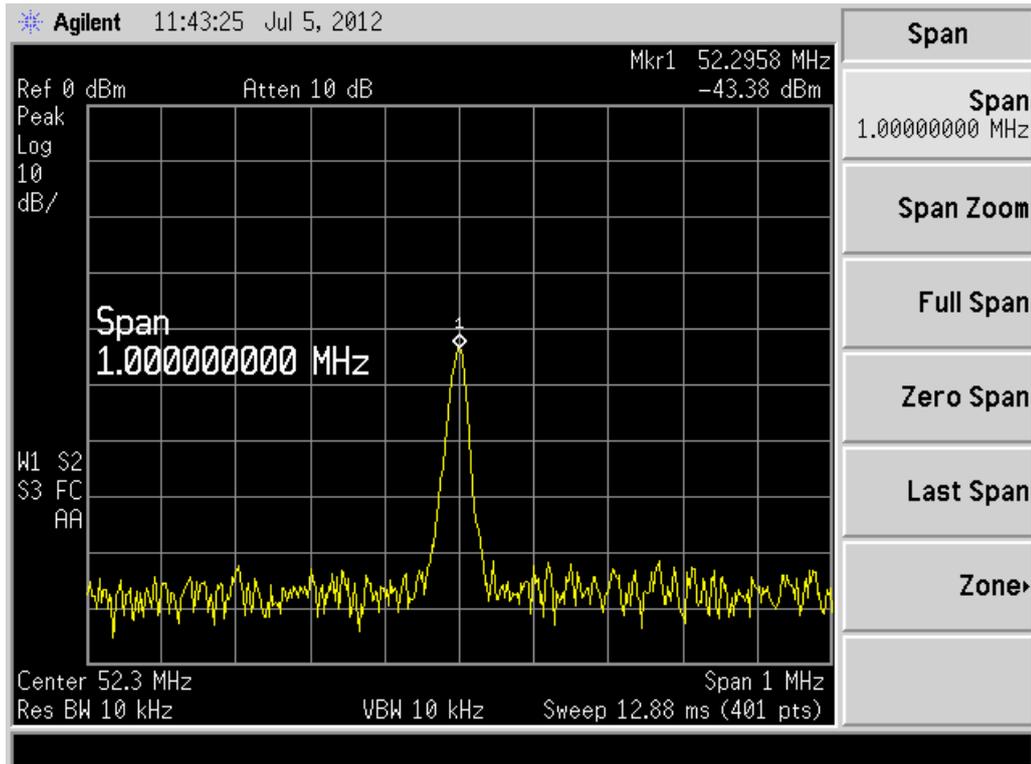


圖 3.4b 利用 RF 頻譜分析儀量測脈衝重複率 (Span: 51.8 MHz-52.8 MHz)。



3.2 第一級摻鉕光纖光放大器

我們的光纖放大器其分為兩級放大，第一級放大器與第二級放大器。為了作為初步雷射放大的探討，我們先對第一級放大器對種子雷射的放大特性做深入的探討其之後能作為第二級放大器的參考依據，第一級放大器其能將種子雷射脈衝由 4mW 放大至 110mW，增益為 27.51 倍。

3.2.1 第一級 parabolic pulse 放大雷射脈衝

我們將原始脈衝作為第一級放大器的輸入端其雷射平均功率為 4mW，脈衝寬度為 765fs，架構如圖 3.5，在經過第一級放大器後輸出的雷射可達 100mW，脈衝寬度為 2.1ps(圖 3.6b)。

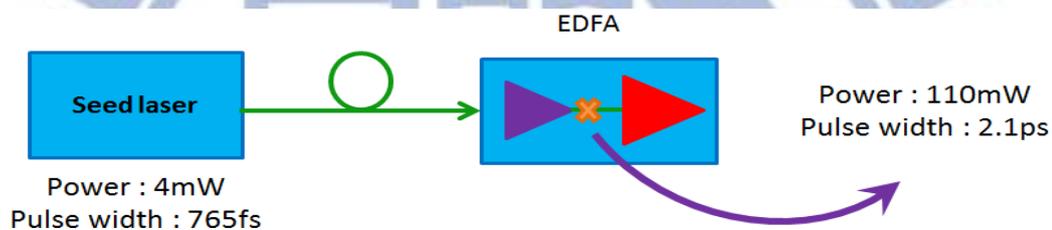


圖 3.5 種子脈衝通過第一級放大器後雷射平均功率為 4mW，脈衝寬度為 2.1ps

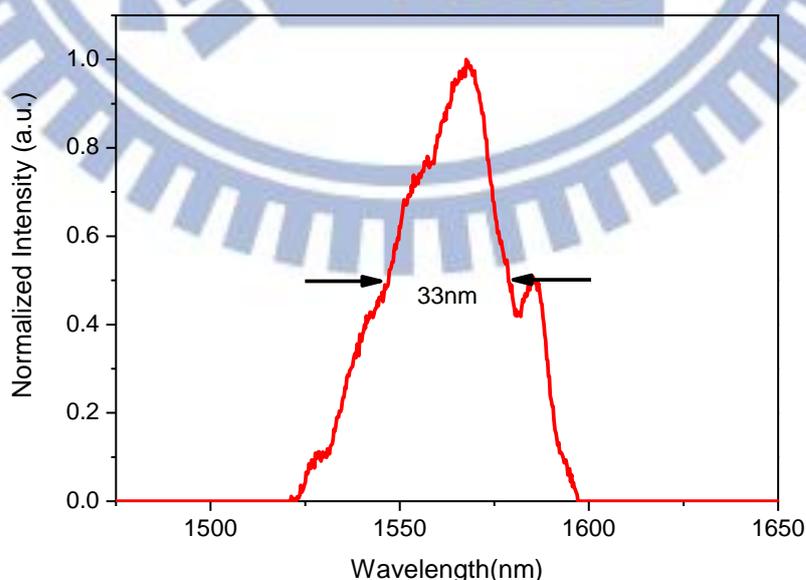


圖 3.6a parabolic pulse 通過第一級放大雷射頻譜半高寬為 33nm

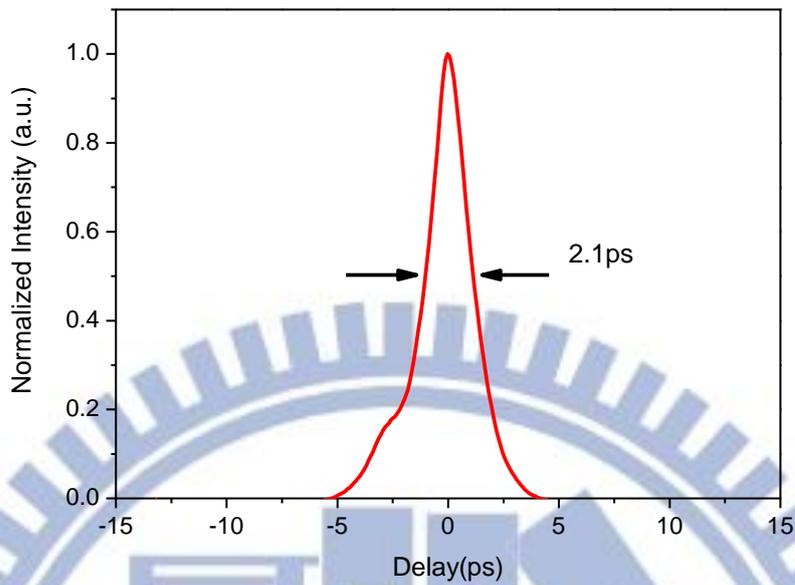


圖 3.6b parabolic pulse 通過第一級放大雷射脈衝後脈衝寬度為 2.6ps

3.2.2 第一級放大器後使用單模光纖脈衝壓縮

再通過第一級放大器後，我們試圖透過單模光纖(single mode fiber, SMF)作為色散補償進而壓縮脈衝，以下我們分別使用 4 組不同長度的單模光纖進壓縮脈衝，其長度分別為

- (1)6m 的 SMF，頻譜半高寬為 15nm，脈衝寬度為 514fs
 - (2)5.9m 的 SMF，頻譜半高寬為 66nm，脈衝寬度為 83fs
 - (3)5.8m 的 SMF，頻譜半高寬為 61nm，脈衝寬度為 337fs
 - (4)5.7m 的 SMF，頻譜半高寬為 53nm，脈衝寬度為 412fs
- 藉此而找到脈衝最短處。

(1)使用 6m 的 SMF 壓縮脈衝，頻譜半高寬為 15nm，其脈衝寬度為 176fs

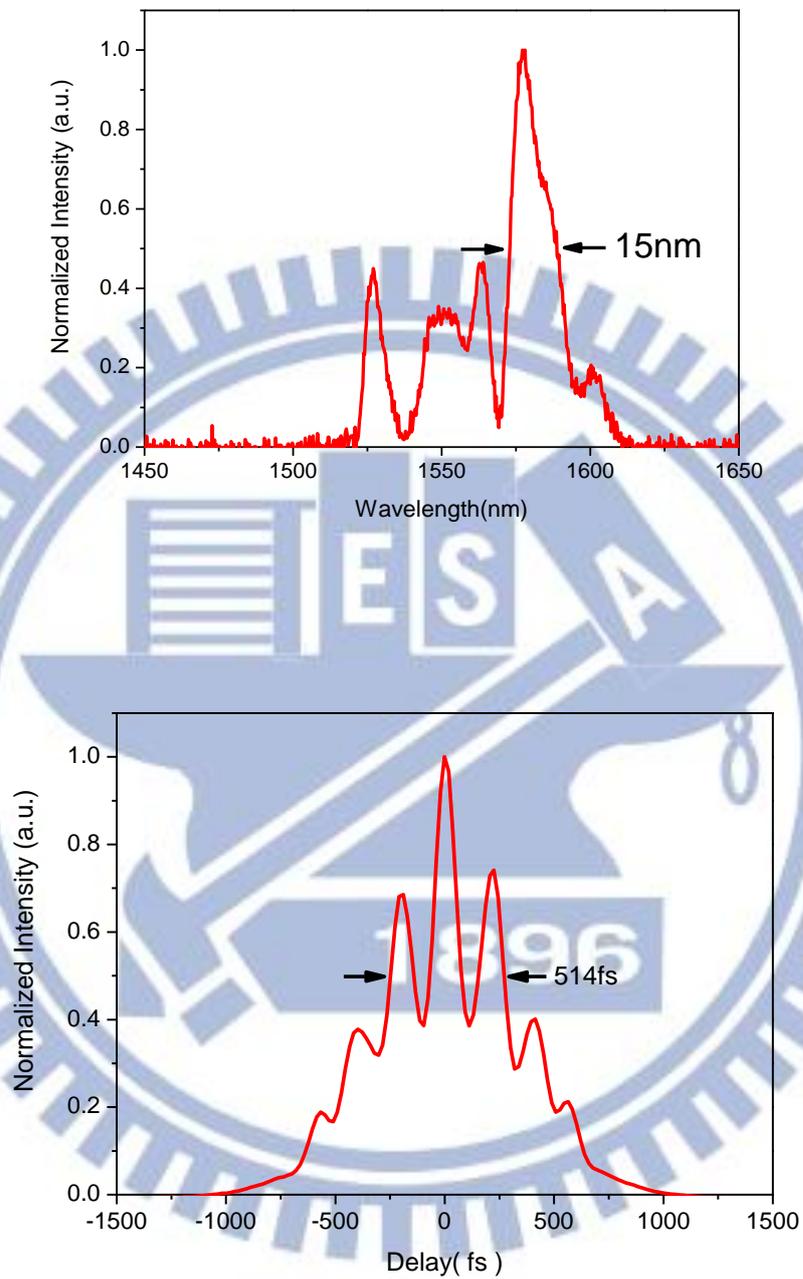


圖 3.7 使用 6m 的 SMF 壓縮脈衝，頻譜半高寬為 15nm，脈衝寬度為 514fs

(2)使用 5.9m 的 SMF 壓縮脈衝，頻譜半高寬為 66nm，脈衝寬度為 83fs

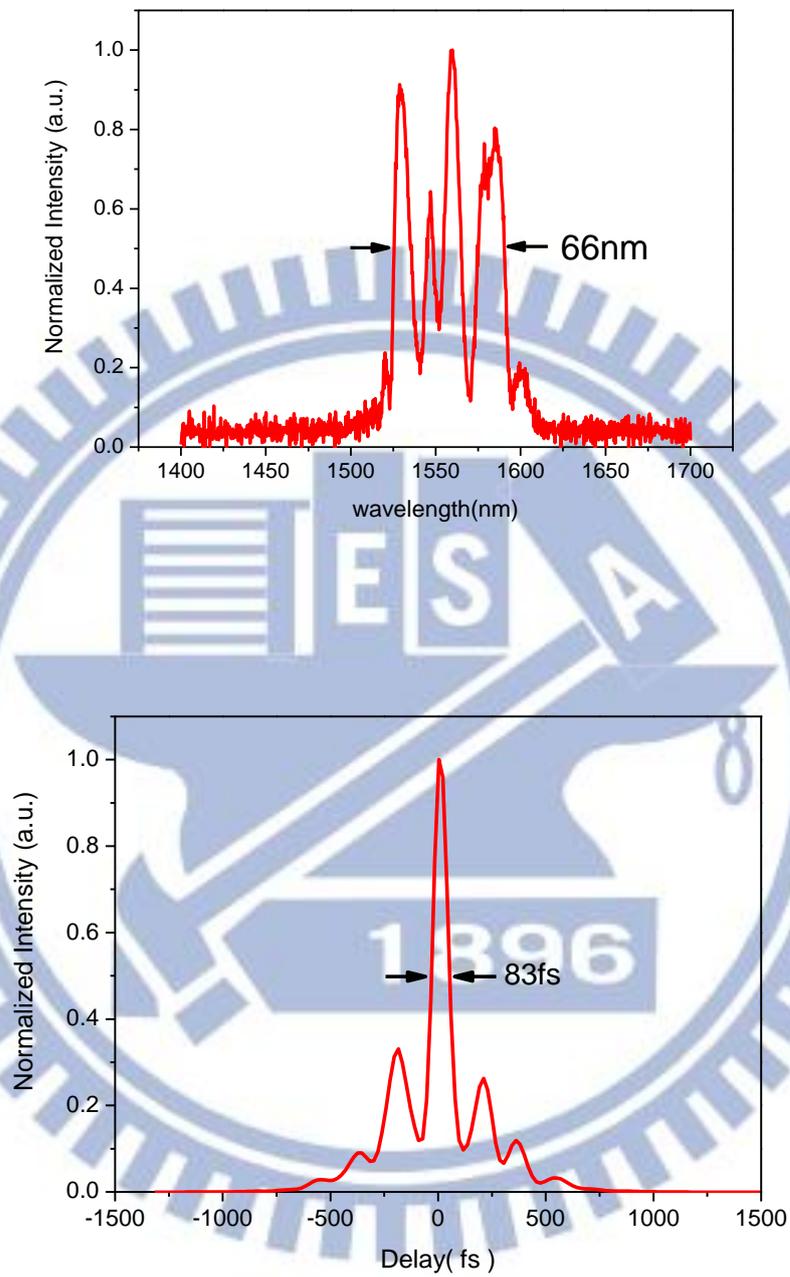


圖 3.8 使用 5.9m 的 SMF 壓縮脈衝，頻譜半高寬為 66nm，脈衝寬度為 83fs

(3)使用 5.8m 的 SMF 壓縮脈衝，頻譜半高寬為 61nm，脈衝寬度為 337fs

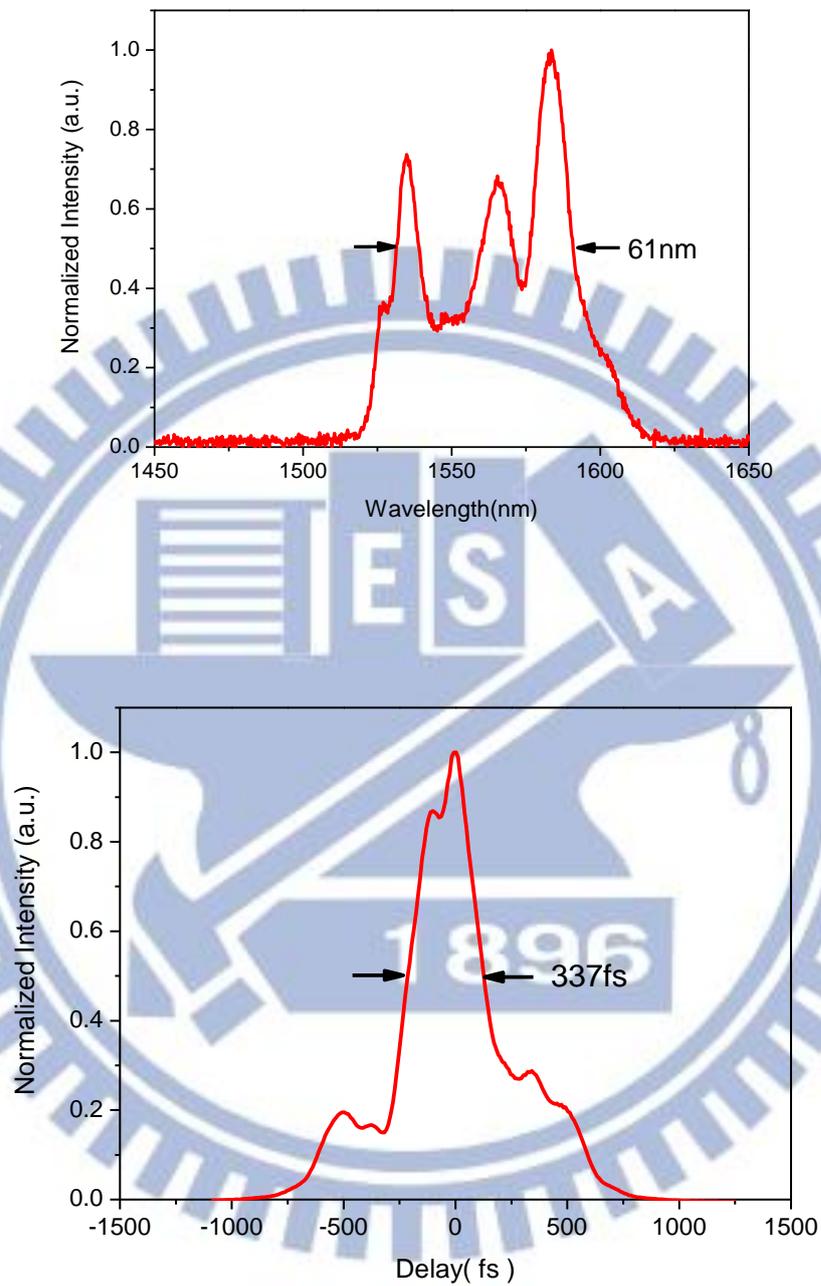


圖 3.9 使用 5.8m 的 SMF 壓縮脈衝，頻譜半高寬為 61nm，脈衝寬度為 337fs

(4)使用 5.7m 的 SMF 壓縮脈衝，頻譜半高寬為 53nm，脈衝寬度為 147fs

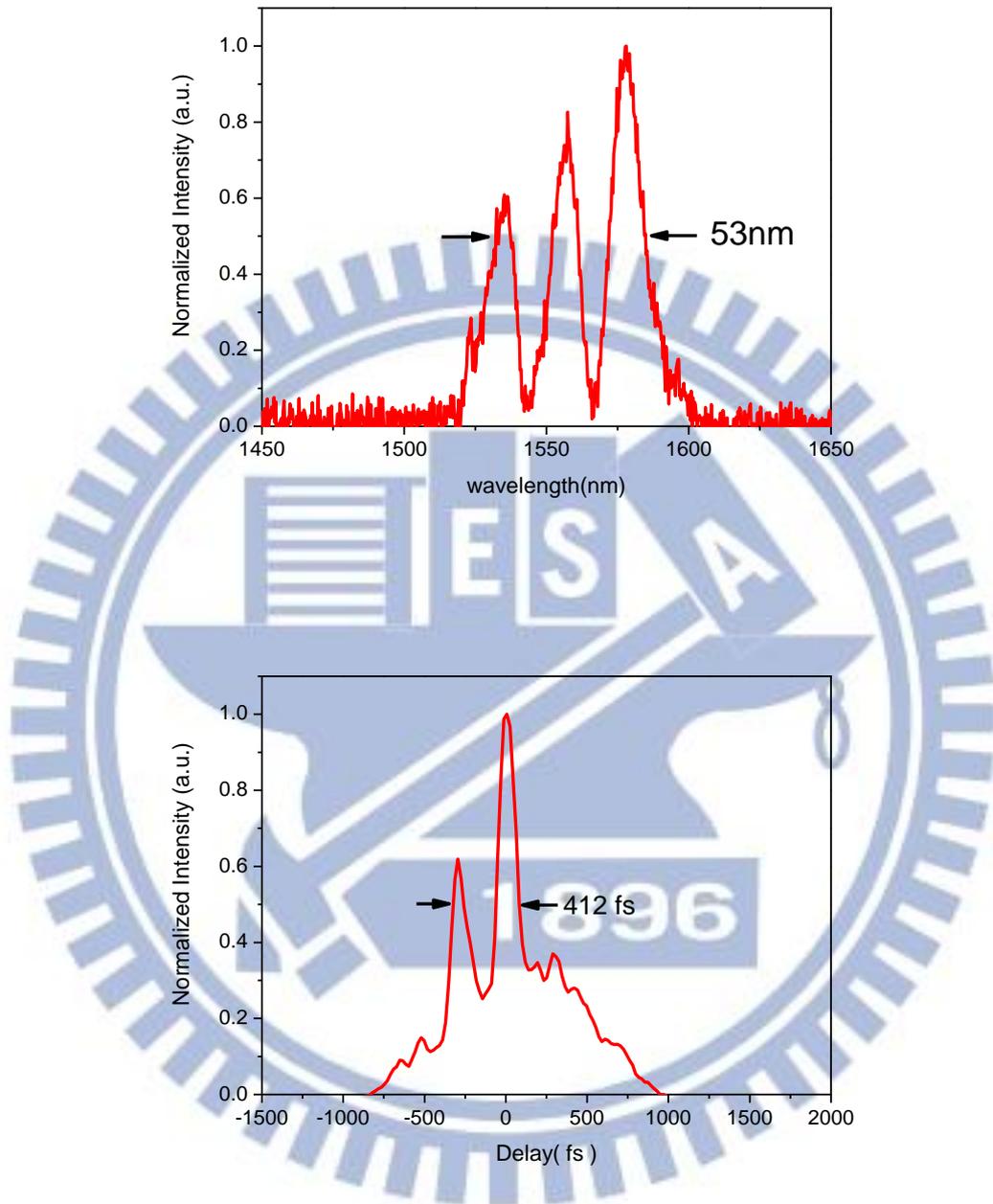


圖 3.10 使用 5.7m 的 SMF 壓縮脈衝，頻譜半高寬為 53nm，脈衝寬度為 412fs

從以上 4 組自相關干涉圖形，我們可得知脈衝在 SMF 內是以光孤子的方式傳輸。其在 SMF 為 6m 時脈衝明顯分裂為 7 個峰值，而在 SMF 長度為 5.8m 時則為單一脈衝。在此光孤子週期變化中，我們在 SMF 為 5.9m 時量測到的最短脈衝為 83 fs。

經由計算我們可知，Soliton order $N=6.53$ ，Soliton period $Z_0=15.6\text{cm}$ 。

3.3 摻鉕光纖光放大器

為了未來在非線性光學甚至是生醫上的應用，我們使用摻鉕光纖光放大器(Er-doped fiber amplifier ,EDFA),其內部使用 EDF(Er-doped fiber)11公尺，smf28(single mode fiber)15.2公尺，EYDCY(Er-Yb double cladding fiber)12公尺，其可將摻鉕光纖雷射作為輸入，並透過摻鉕光纖放大器產生 2W 的脈衝雷射。為了得到高功率短脈衝雷射，我們嘗試使用了以下幾種方式作為脈衝壓縮之用(1)Parabolic Pulse amplification [32] (2) 使用 Chirped Pulse Amplification 放大 (3) 在使用 Chirped Pulse Amplification 放大後再使用不同的色散光纖作為脈衝壓縮[33][34] (4) 使用非線性壓縮技術[35]

3.3.1 parabolic pulse 放大雷射脈衝

第一步我們直接將原始脈衝作為放大器(同時經由第一級與第二級)的輸入端其雷射平均功率為 4mW,脈衝寬度為 765fs，架構如圖 3.6，在經過摻鉕光纖放大器後輸出的雷射可達 500mW,頻譜半高寬為 13nm(圖 3.7a)，脈衝寬度為 374fs(圖 3.7b)。

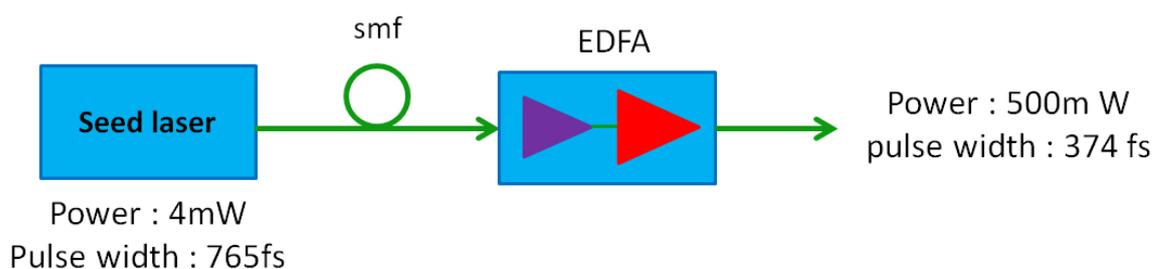


圖 3.11 種子雷射使用 parabolic pulse 放大雷射脈衝

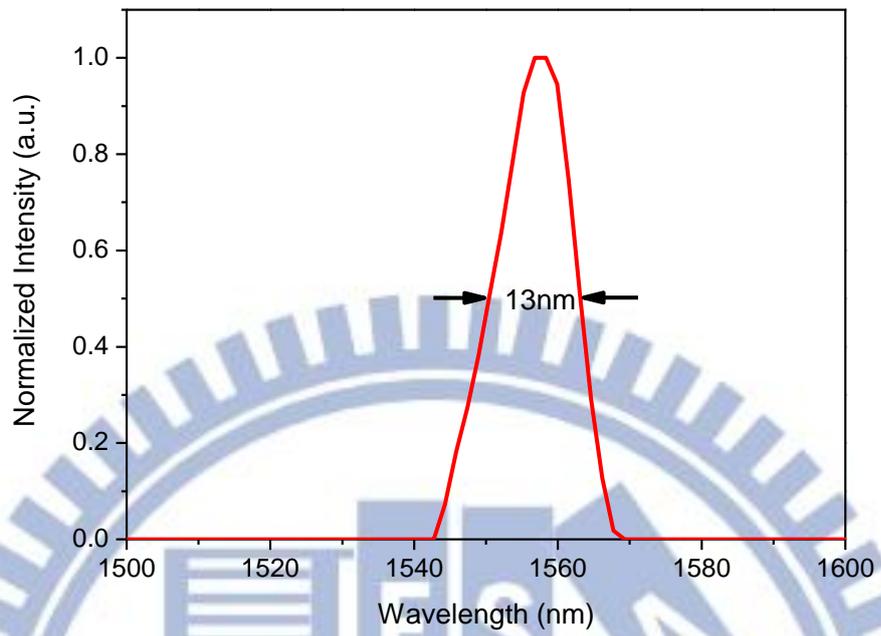


圖 3.12a parabolic pulse 放大雷射脈衝後頻譜半高寬為 13nm

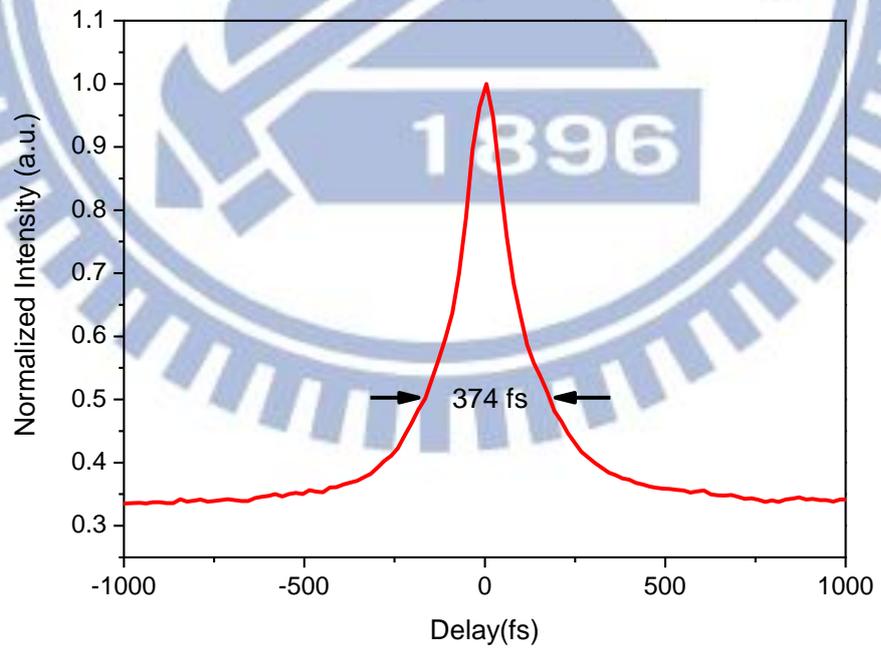


圖 3.12b parabolic pulse 放大雷射脈衝後脈衝寬度為 374 fs

在此結果我們可以得到短脈衝雷射輸出，但是由於平均功率未達預期且脈衝具有大量底座，高達脈衝尖峰功率的 30%。故我們試圖使用其他方式以提高平均功率並降低自相關圖的底座高度。

3.3.2 Chirped Pulse Amplification

因為所有光放大器皆有一個最大飽和輸出功率存在，使得放大器的輸出脈衝尖峰功率必小於其最大飽和功率，因此限制了放大器最大所能夠大的脈衝能量。為了提高放大器最大脈衝輸出能量，有了啁啾脈衝放大技術的發明。

啁啾脈衝放大(Chirped Pulse Amplification, CPA)，其工作方式是在脈衝雷射未到達放大器之前先將脈衝展寬，使整體脈衝都能被放大以提高放大器輸出之平均功率。在放大器之後再使用正負號相反的光纖作為脈衝壓縮使之成為高功率短脈衝雷射。示意如圖 3.9。

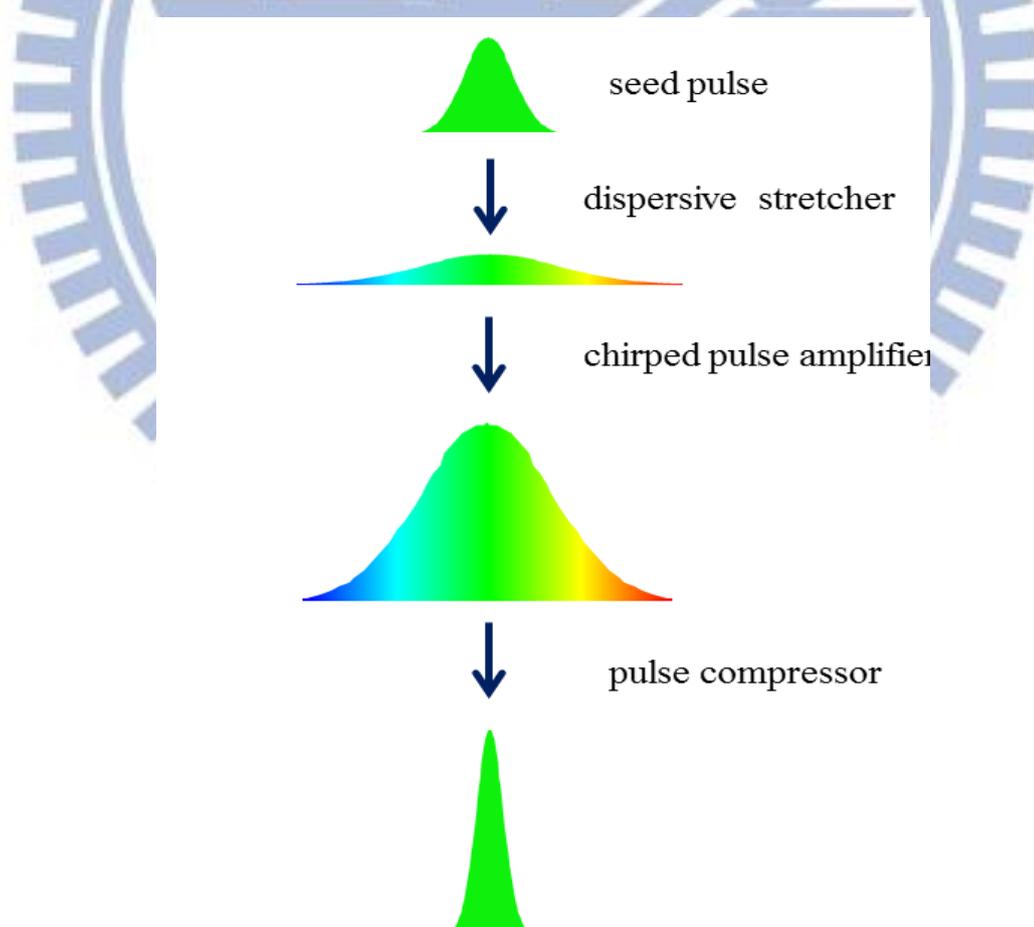


圖 3.13 啁啾脈衝放大(CPA)

3.3.3 使用 DCF 製造啁啾脈衝

因為 Er:Fiber 為正色散 fiber 為了提高 CPA 的效果，在此部份我們使用 DCF(Dispersion Compensating Fiber)作為 dispersive stretcher 以拉寬雷射脈衝寬度(圖 3.14)。在實驗中，我們分別使用(1)20m (2)40m (3)60m 的 DCF 作為製造啁啾脈衝，並比較不同長度雷射放大效率及脈衝展寬的差異。

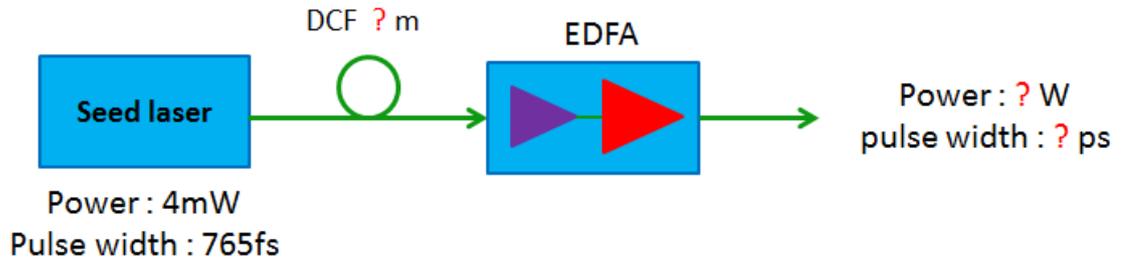


圖 3.14 使用不同長度的 DCF 作為脈衝壓縮之架構圖

DCF length	Pulse width	Average power	Peak power
20m	14.7 ps	500 mW	0.65 J
40m	28 ps	1.4 W	0.956 J
60m	47.8 ps	1.7 W	0.680 J

表 3.2 不同 DCF 展寬下脈衝輸出比較

(1) 在使用 20m 的 DCF 時雷射通過放大器後可被放大至 500mW，而脈衝寬度則展寬至 14.7ps(圖 3.15)。

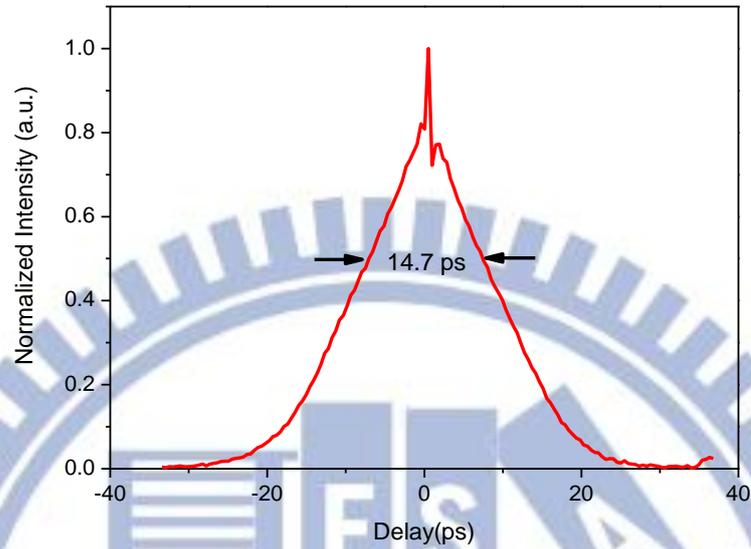


圖 3.15 使用 20m 的 DCF 作為製造啁啾脈衝，平均功率放大至 500mW，脈衝寬度則展寬至 14.7ps

(2) 在使用 40m 的 DCF 時雷射通過放大器後可被放大至 1.4W，而脈衝寬度則展寬至 28ps(圖 3.16)。

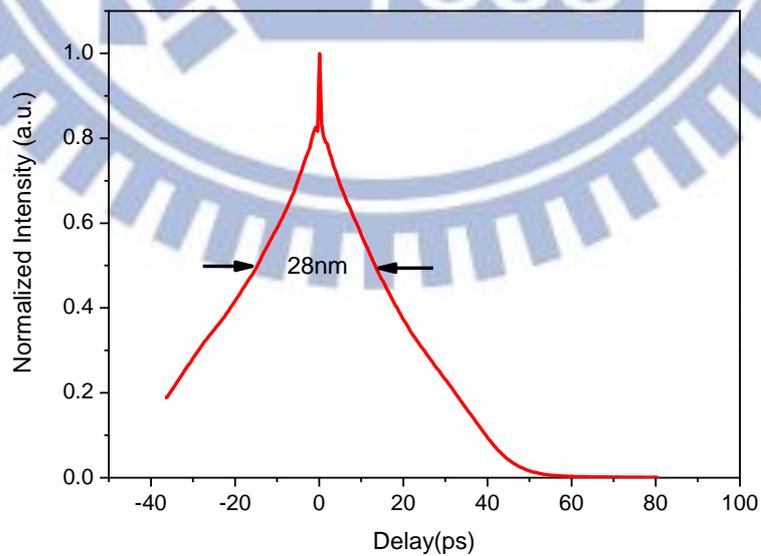


圖 3.16 使用 40m 作為製造啁啾脈衝，平均功率放大至 1.4W，脈衝寬度則展寬至 28ps

(3) 在使用 60m 的 DCF 時(圖 3.17)雷射通過放大器後可被放大至 1.7W，而頻譜半高寬為 9.5nm(圖 3.18a)，脈衝寬度則展寬至 47.8ps(圖 3.18b)。

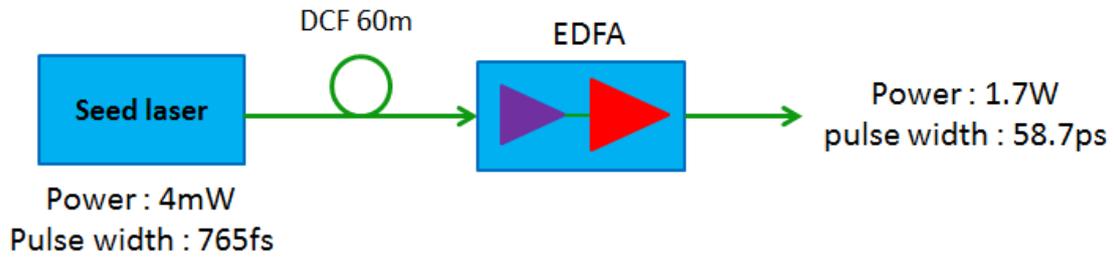


圖 3.17 使用 60m 的 DCF 製造啁啾脈衝架構圖

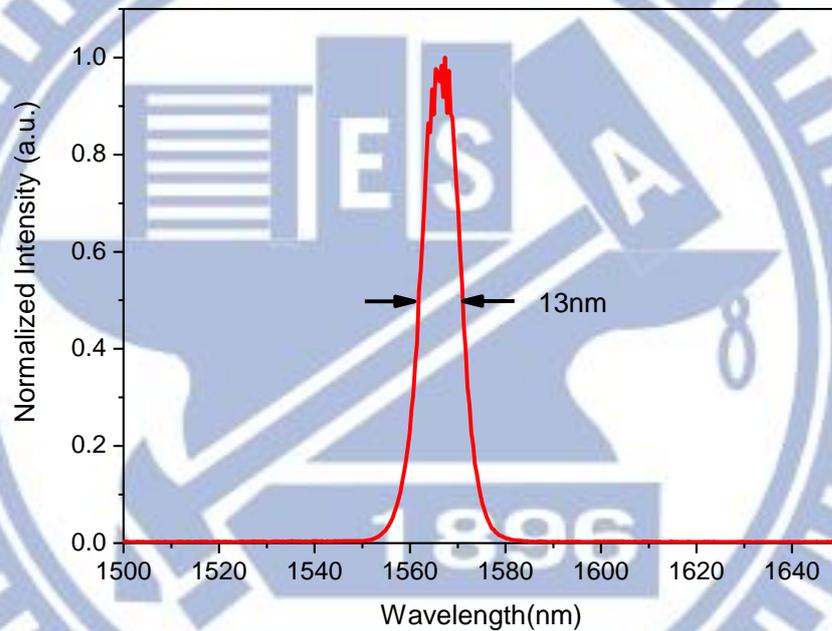


圖 3.18a 使用 60m 作為製造啁啾脈衝，平均功率放大至 1.7W，頻譜半高寬為 13nm

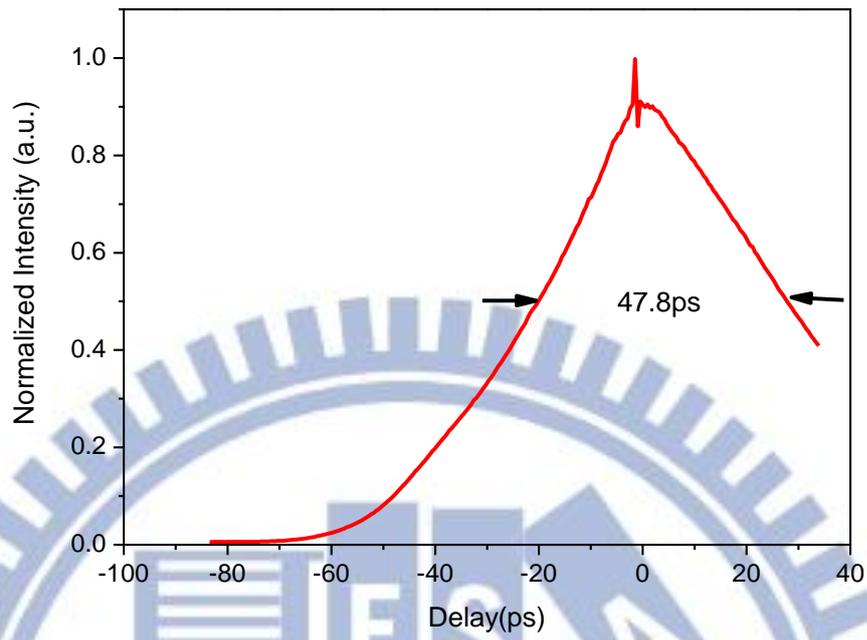


圖 3.18b 使用 60m 作為製造啁啾脈衝，平均功率放大至 1.7W，脈衝寬度則展寬至 47.8 ps

3.4 脈衝壓縮

因為在雷射脈衝放大過程中預先將脈衝寬度展寬，故需要使用相反色散值的光纖將脈衝壓縮為超短脈衝，我們使用了以下 3 種方法，試圖壓縮成脈衝最短，底座最低的超短脈衝雷射(1)使用 DCF 展寬並使用 smf28 作為脈衝壓縮之光纖 (2) 使用 DCF 展寬並使用 core 為 62.5 μm 的 MMF(multimode fiber)作為脈衝壓縮之光纖(3)在使用第 2 種方法後再使用小段 smf28 作為第二級壓縮。

在(1)與(2)的方法時，起初我們先藉由未壓縮過的脈衝寬度與頻譜半高寬作為根據，再由色散補償的概念估計作為脈衝壓縮所需的光纖長度，之後再微調(增長或縮短)光纖長度以得到最短脈衝。

3.4.1 使用 DCF 展寬並使用 SMF 作為脈衝壓縮之光纖

由於 SMF28 為負群速度色散光纖，若使用其作為脈衝展寬之用在脈衝通過 EDFA 時，因為 EDFA 內部使用的增益光纖為正常群速度色散，所以脈衝將會在放大器內便開始色散補償，此結果將會導致平均功率的放大效果不彰。且當使用 DCF 作為脈衝壓縮之用時，在高功率的情況下，由於非線性效應比色散效應來的大，使的脈衝無法被有效壓縮。故我們嘗試使用 DCF 展寬且使用 SMF28 作為色散補償以壓縮脈衝，且當脈衝寬度在壓縮到一定大小後，脈衝在 SMF28 傳輸時將有機會以光孤子的方式傳播。

在使用 60 公尺的 DCF 做脈衝展寬並使用 100 公尺的 SMF28 作為色散補償(圖 3.19)，我們得到此架構下頻譜半高寬為 12nm(圖 3.20a)，最短脈衝為 198fs(圖 3.20b)而雷射平均功率為 1.2W，其自相關干涉圖所量測到的底座為脈衝尖峰功率的 20%。

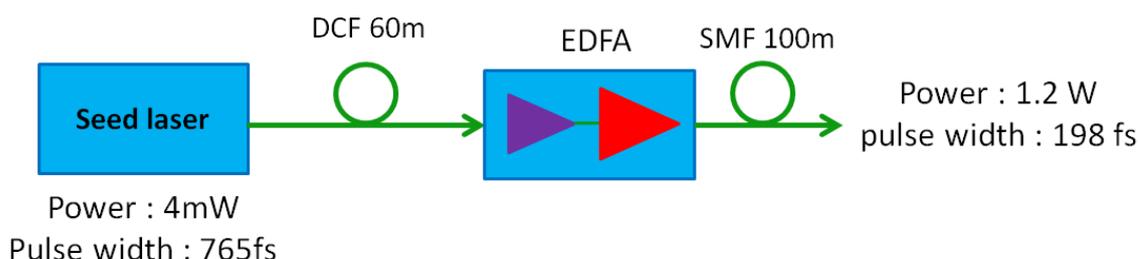


圖 3.19 使用 60 公尺的 DCF 做脈衝展寬並使用 100 公尺的 SMF28 作為色散補償

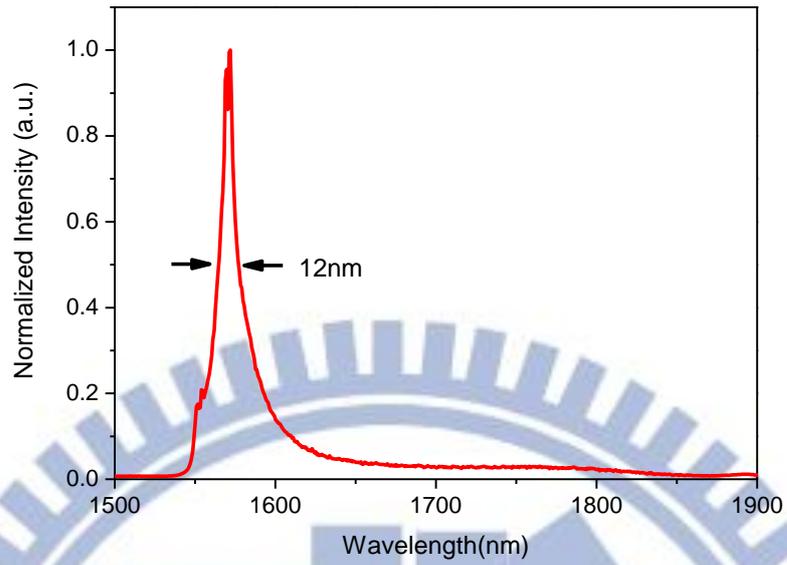


圖 3.20a 使用 60 公尺的 DCF 做脈衝展寬並使用 100 公尺的 SMF28 作為色散補償，頻譜半高寬為 12nm

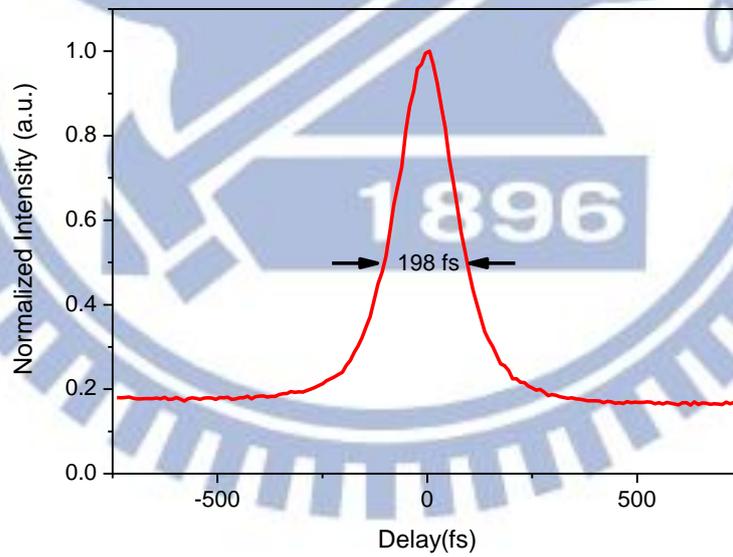


圖 3.20b 使用 60 公尺的 DCF 做脈衝展寬並使用 100 公尺的 SMF28 作為色散補償，脈衝寬度為 198fs

3.4.2 使用 DCF 展寬並使用 MMF 作為脈衝壓縮之光纖

由於 MMF 在色散值類似於 SMF，故我們改使用 62.5 μm 的 MMF 嘗試作後端的脈衝壓縮。在我們的嘗試得到壓縮效率最好時是使用 60 公尺的 DCF 作為脈衝展寬，而色散補償則使用 430 公尺的 MMF (圖 3.21)，此脈衝雷射在經過放大器後輸出為平均功率 1.1 W，頻譜半高寬為 30nm(圖 3.22a)脈衝寬度 342 fs(圖 3.22b)，而底座則降低至脈衝尖峰功率的 5%。

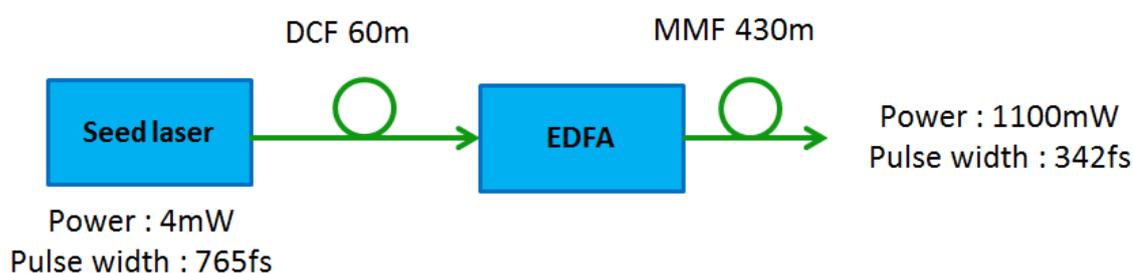


圖 3.21 使用 60 公尺的 DCF 做脈衝展寬並使用 430 公尺的 MMF 作為色散補償

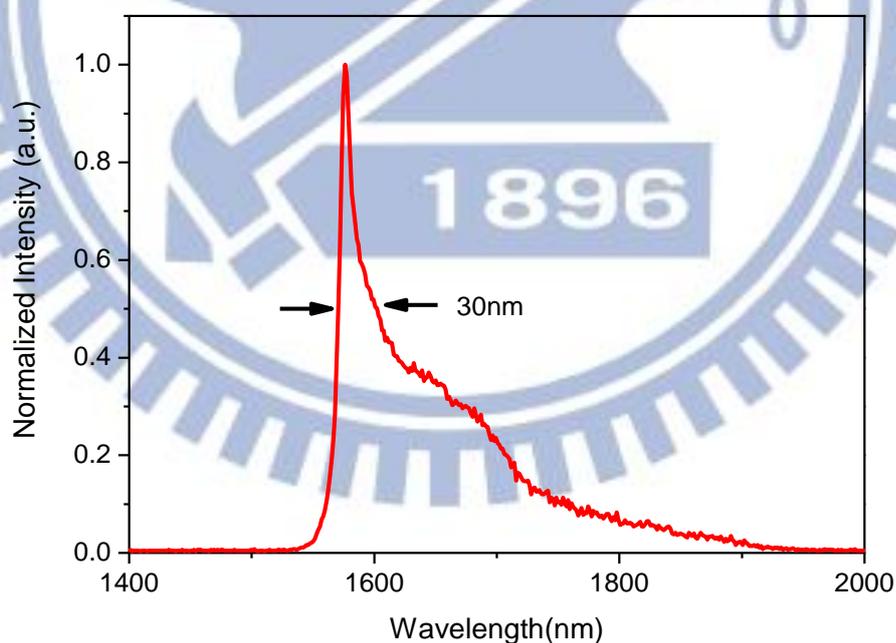


圖 3.22a 使用 60 公尺的 DCF 做脈衝展寬並使用 430 公尺的 MMF 作為色散補償，頻譜半高寬為 30nm

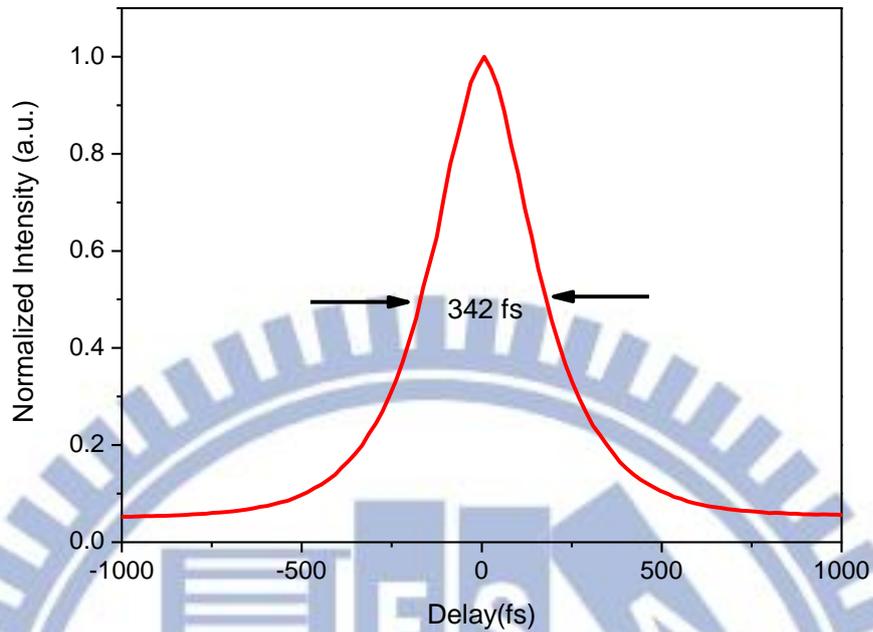


圖 3.22b 使用 60 公尺的 DCF 做脈衝展寬並使用 430 公尺的 MMF 作為色散補償，脈衝寬度為 342fs

3.4.3 第二級壓縮

在使用色散補償光纖展寬下並使用多模光纖作為脈衝壓縮之光纖時，我們將脈衝寬度壓縮至接近轉移極限，而為了作進一步的脈衝壓縮我們使用 2.8 公尺的單模光纖作為第二級壓縮之用(圖 3.23)，頻譜半高寬為 16nm(圖 3.24a)，使原本脈衝寬度再壓縮至 308 fs(圖 3.24b)，底座降低至脈衝尖峰功率的 4.5%。

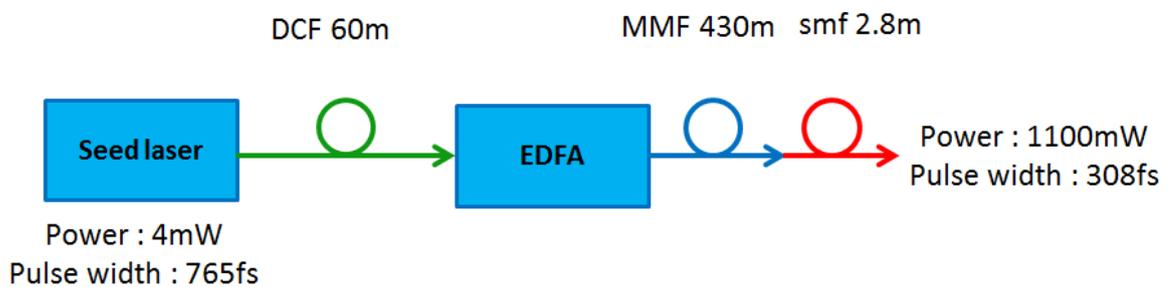


圖 3.23 使用 SMF 2.8m 作為第二級壓縮

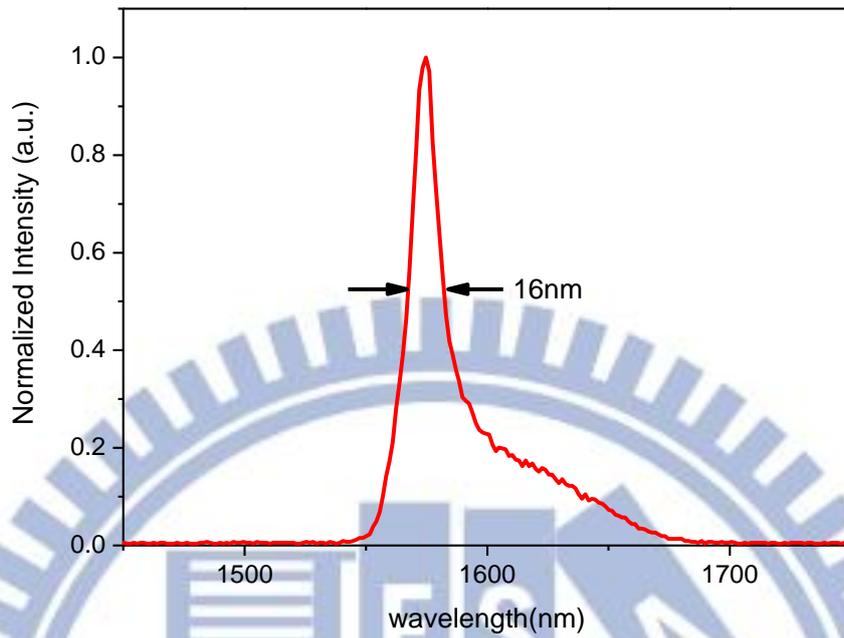


圖 3.24a 使用 DCF60m 展寬並使用 MMF430m 壓縮，再使用 SMF2.8m 作為第二級壓縮，
 頻譜半高寬為 16nm

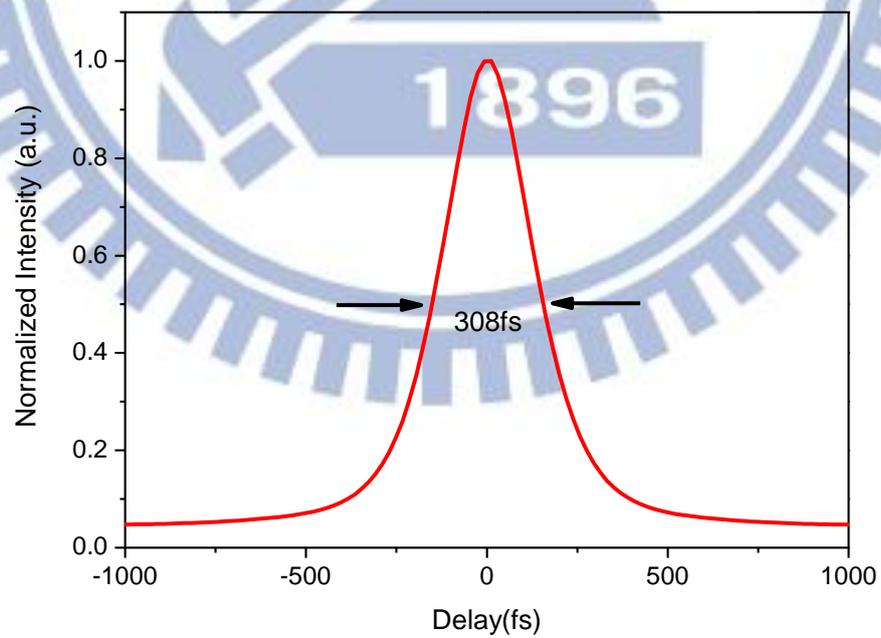


圖 3.24b 使用 DCF60m 展寬並使用 MMF430m 壓縮，再使用 SMF2.8m 作為第二級壓縮
 脈衝寬度為 308fs

第四章 結論與未來展望

在本研究中我們成功的架設了一套偏振疊加波鎖模摻鉍光纖雷射，本雷射具有高穩定度、鎖模容易等優點且能夠產生一穩定的脈衝序列，其工作波長為 1550nm，基本脈衝重複率為 52.3MHz，平均功率為 4mW，脈衝寬度為 756fs，光譜頻寬為 62nm。

在實驗中我們的摻鉍光纖放大器分為兩級，第一級放大器可將雷射平均功率由 4mW 放大至 110mW，雷射脈衝寬度則展寬至 2.1ps。之後我們成功藉由色散補償的方式使用單模光纖將雷射脈衝壓縮至 83fs 的超短脈衝，平均功率為 100mW。

在第二級摻鉍光纖放大器我們利用啁啾脈衝放大的技術使雷射平均功率能夠放大至 2W。但由於經過第二級放大器後其脈衝寬度展寬至 47.8ps 且有大量底座的問題存在，故我們在嘗試多種方法後最後使用多模光纖做線性壓縮再加上單模光纖做為第二級壓縮之用，成功使脈衝壓縮至 308fs，而底座則降低至脈衝尖峰功率的 4.5%。整個雷射以及放大器可縮小到 25 cm by 28cm by 12 cm 箱子內，可由一人攜帶，並且雷射的鎖模狀態保持穩定。對於未來雷射在戶外以及醫院中的應用，展示了極大的潛力。

未來我們實驗的目標為改進光纖放大器的長度後，製作出波長為 1550nm 的全光纖化，功率大於 1Watt 的超短脈衝雷射，其脈衝寬度在 100fs 以下。並透過光纖中的非線性效應使其波長移動[36][37]至 1300nm 或 1750nm。做為非侵入式光學顯微鏡的光源使其在生醫影像掃描之用途。

參考文獻

- [1] S. B. Poole, D. N. Payne, R. J. Mears, M. E. Fermann, and R. E. Laming, "Fabrication and characterization of low-loss optical fibres containing rare-earth ions," *J. Lightwave Tech.* **4**, 870 (1986)
- [2] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne, "Fiber laser with 1.54 μ m radiation wavelength," *Electron. Lett.* **27**, 1026 (1987)
- [3] E. Desurive, *Erbium Doped Fiber Amplifier*, John Wiley (1994)
- [4] A. E. Siegman, *Lasers*, Mill Valley (1986)
- [5] 李瑞光, "半導體飽和吸收體被動鎖模摻光鉕光纖雷射之研究", 國立交通大學碩士論文 (1999).
- [6] 李佑庭, "偏振加波鎖模摻鉕光纖雷射之研製", 國立交通大學碩士論文 (2001).
- [7] Ihor Pavlov, Emrah Ilbey, Ebru Dülgergil, Alper Bayri, and F. Ömer Ilday, "High-power high-repetition-rate single-mode Er-Yb-doped fiber laser system," *Opt. Express.* **20**, 9471 (2012)
- [8] Jeffrey Nicholson, A. Yablon, P. Westbrook, K. Feder, and M. Yan, "High power, single mode, all-fiber source of femtosecond pulses at 1550 nm and its use in supercontinuum generation," *Opt. Express* **12**, 3025 (2004)
- [9] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. 4th Edition. Academic Press, Boston (2007)
- [10] H. A. Haus, *Waves and Fields in Optoelectronics*, Prentice-Hill (1984)
- [11] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, Oxford University (1997)
- [12] M. Zimgibl, L. W. Stulz, J. Stonce, J. Hugi, D. DiGiovanni, and P. B. Hansen, "1.2ps Pulses From Passively Mode-Locked Laser Diode Pumped Er-doped Fiber Ring Laser," *Electron. Lett.* **27**, 1734 (1991).
- [13] W. H. Loh, D. Atkinson, P. R. Morkel, M. Hopkinson, A. Rivers, A. J. Seeds, D. N. Payne, "Passively Mode-Locked Er/sup 3+/ Fiber Laser using a Semiconductor Nonlinear Mirror," *IEEE Photon. Tech. Lett.* **5**, 35 (1993).
- [14] E. A. Desouza, C. E. Soccolich, W. Pleibel, R. H. Stolen, M. N. Islam, J.

- R. Simpson, and D. J. DiGiovanni, "Saturable Absorber Mode-Locked Polarization Maintaining Er-Doped Fiber Laser," *Electron. Lett.* **29**, 447 (1993).
- [15] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, "Structure for additive pulse mode locking," *J. Opt. Soc. Am. B.* **8**, 2068 (1991).
- [16] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, "Analytic theory of additive pulse and erbium-doped fiber ring laser," *Opt. Lett.* **19**, 46 (1994).
- [17] S.Y.Chen and J.Wang, "Self-starting issues of passive self-focusing mode locking," *Opt. Lett.* **16**, 1689 (1991)
- [18] K. Tamura, H. A. Haus, and E. P. Ippen, "Self-Starting Additive Pulse Mode-Locked Erbium Fiber Ring Laser," *Electron Lett.* **28**, 2226 (1992).
- [19] M. Hofer, M. E. Fermann, F. Haberl, M. H. Ober, and A. J. Schmidt, "Mode-Locking with Cross-Phase and Self-Phase Modulation," *Opt. Lett.* **16**, 502 (1991).
- [20] V. J. Matsas, T. P. Newson, D. J. Richardson, and D. N. Payne, "Self-Starting Passively Mode-Locked Fiber Ring Soliton Laser Exploiting Nonlinear Polarization Rotation," *Electron. Lett.* **28**, 1391 (1992).
- [21] A. J. Demaria, D. A. Stetsen, and H. Heynau, "Self Mode-Locking of Lasers with Saturable Absorbers," *Appl. Phys. Lett.* **8**, 174 (1966).
- [22] J. Wang, "Theory of Passive Additive-Pulse Mode-Locking," *Opt. Lett.* **16**, 1104 (1991).
- [23] H. A. Haus, K. Tamura, L. E. Nelson, and E. P. Ippen, "Stretched-Pulse Additive-Pulse Mode-Locking in Fiber Ring Lasers - Theory and Experiment," *IEEE J. Quant. Electron.* **31**, 591 (1995).
- [24] M. E. Fermann, M. Hofer, F. Harberl, A. J. Schmidt, and L. Turi, "Additive-pulse-compression Mode-locking of a Neodymium Fiber," *Opt. Lett.* **16**, 224 (1991).
- [25] I. N. DulingIII, "Subpicosecond All-Fiber Erbium Laser," *Electron. Lett.* **27**, 544 (1991).
- [26] D. J. Richardson, R. I. Laming, D. N. Payne, M. W. Phillips, and V. J. Matsas, "320 fs Soliton Generation with Passively Mode-Locked Erbium

- Fiber Laser,” *Electron. Lett.* **27**, 730 (1991).
- [27] K. Tamura, L. E. Nelson, H. A. Haus, and E. P. Ippen, “Soliton versus nonsoliton operation of fiber ring lasers,” *Appl. Phys. Lett.* **64**, 149 (1994)
- [28] H. A. Haus, K. Tamura, L. E. Nelson, and E. P. Ippen, “Stretched-Pulse Additive-Pulse Mode-Locking in Fiber Ring Lasers - Theory and Experiment”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electronic.* **31**, 591 (1995).
- [29] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, and G. Mourou, “Generation of Ultrahigh Peak Power Pulses by Chirped Pulse Amplification,” *IEEE J. Quant. Electron.* **24**, 398 (1988).
- [30] M. E. Fermann, “Single-Mode Excitation of Multimode Fibers with Ultrashort Pulses,” *Opt. Lett.* **23**, 52 (1998)
- [31] Michael J. Thorpe. “Cavity-enhanced direct frequency comb spectroscopy,” B.S, Western Washington University (2001).
- [32] Fermann, M. E., V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey. "Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers," *Physical Review Letters.* **84** , 6010 (2000).
- [33] M. Oberthaler and R. A. H"opfel. “Spectral narrowing of ultrashort laser pulses by self-phase modulation in optical fibers,” *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1017 (1993).
- [34] B. R. Washburn, J. A. Buck, and S. E. Ralph. “Transform-limited spectral compression due to self-phase modulation in fibers,” *Opt. Lett.* **25**, 445 (2000)
- [35] Eidam, T., F. Roser, O. Schmidt, J. Limpert, and A. Tunnermann. “57 W, 27 Fs Pulses from a Fiber Laser System Using Nonlinear Compression,” *Applied Physics B-Lasers and Optics.* **92**, 9 (2008).
- [36] N. Akhmediev, and M. Karlsson, “Cherenkov Radiation Emitted by Solitons in Optical Fibers,” *Physical Review A.* **51**, 2602 (1995).
- [37] J. P. Gordon, “Theory of the Soliton Self-Frequency Shift,” *Opt. Lett.* **11**, 662 (1986).