



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

被动锁模光纤激光器中孤子瞬态动力学特性研究

作者姓名: 王国梅

指导教师: 赵卫 研究员

中国科学院西安光学精密机械研究所

学位类别: 理学博士

学科专业: 光学

培养单位: 中国科学院西安光学精密机械研究所

2019 年 6 月

Studies of Soliton Transient Dynamics in Passively Mode-locked
Fiber Laser

A dissertation submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Doctor of Philosophy
in Optics

By

Wang Guomei

Supervisor: Professor Zhao Wei

Xi'an Institute of Optics & Precision Mechanics,
Chinese Academy of Sciences

June 2019

中国科学院大学

研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名：王國梅

日期：2019.5.17

中国科学院大学

学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：王國梅

日期：2019.5.17

导师签名：

日期：

科研道德声明

秉承研究所严谨的学风与优良的科学道德，本人声明所呈交的论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。论文中所引用的内容都已给予了明确的注释和致谢。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了致谢。

申请学位论文与资料若有不实之处，本人承担一切相关责任。

论文作者签名： 毛国梅 日 期： 2019.5.17

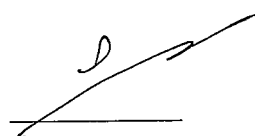
知识产权声明

本人完全了解中科院西安光学精密机械研究所有关保护知识产权的规定，即：研究生在所攻读学位期间论文工作的知识产权单位系中科院西安光学精密机械研究所。本人保证离所后，发表基于研究生工作的论文或使用本论文工作成果时必须征得产权单位的同意，同意后发表的学术论文署各单位仍然为中科院西安光学精密机械研究所。产权单位有权保留送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅；产权单位可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其它复制手段保存论文。

(保密的论文在解密后应遵守此规定)

论文作者签名： 毛国梅

日 期： 2019.5.17

导师签名： 

日 期： 2019.5.17

摘 要

被动锁模光纤激光器因具有结构紧凑、散热性能好、可靠性高等优点，在光纤通信、光学传感和非线性光学等领域得到了广泛的应用。最近兴起的色散傅里叶变换(DFT: dispersive Fourier transform)技术可以将光波的光谱信息映射到其时域包络中，为被动锁模光纤激光器中孤子瞬态动力学研究开辟了新途径。本论文主要从实验上研究分析了基于碳纳米管锁模的光纤激光器内传统孤子、耗散孤子、双孤子和束缚态孤子等状态的实时演化动力学。此外，还详细研究了传统单孤子状态和束缚态孤子之间的过渡动力学。基于实验结果分析了这些超快过程中复杂的非线性光学现象，例如，拍频行为、调制不稳定性引起的脉冲分裂、孤子间的相互作用等，进一步完善人们对孤子特性的了解。本论文的主要研究成果如下：

1. 在基于碳纳米管膜锁模的掺铒光纤激光器内研究了不同色散区中孤子的启动演化动力学。利用 DFT 技术研究了光谱宽度为~8.7 nm、脉冲宽度为~0.75 ps 的传统孤子和光谱宽度为~16.3 nm、脉冲宽度为~8.5 ps 的耗散孤子的形成过程。实验结果表明两种孤子光纤激光器在启动时都要经历弛豫振荡、调 Q 锁模状态、光谱展宽和稳定锁模阶段。因为两种孤子的形成机制不同，传统孤子锁模的启动过程中还会出现拍频现象，有时也会有短暂的束缚态过程，而在耗散孤子锁模过程中则有短暂的不稳定锁模状态，且调 Q 锁模时期的光谱两侧有因孤子能量过高而引起的强烈的褶皱。
2. 利用 DFT 技术，揭示了光纤激光器中双脉冲状态的形成和湮灭都有两种不同的演化途径。在可以输出稳定双孤子脉冲的光纤激光器中发现了双脉冲状态不仅可以经脉冲分裂形成还可以由两个脉冲同时锁模形成。此外，通过突然关闭泵浦光，研究了双孤子锁模状态在腔内增益突然减小至消失时的湮灭动力学，揭示了腔内的两个脉冲可以依次消失也可以同时湮灭。当腔内两个孤子脉冲的能量同时快速下降到某一阈值时能否出现一个有效的可以改变其中一个脉冲能量的扰动是导致两种不同湮灭方式出现的原因。
3. 实验研究了光纤激光器中不同束缚态的演化动力学，发现了不同束缚态的形成过程中孤子间的相互作用是不同的。通过调节泵浦功率和偏振控制器，在

光纤激光器内得到了孤子间时间间隔恒定为 ~ 1.7 ps 和 ~ 9.2 ps 的束缚态，以及时间间隔在 ~ 8.2 ps 附近振荡的稳健束缚态。使用 DFT 技术捕获了上述三种束缚态形成时的实时演化光谱，揭示了束缚态形成过程中复杂的孤子间相互作用及非线性现象。此外还研究发现了束缚态孤子在不同的泵浦功率下降速率下的湮灭过程是有很大差异的。

4. 研究了当泵浦功率下降时束缚态过渡演化为单孤子状态以及泵浦功率上升时单孤子状态演化为束缚态的动力学过程。实验发现因为孤子间存在着激烈的竞争，束缚态变为单脉冲状态的过程一般会伴随着其中一个孤子脉冲的湮灭。而单脉冲状态演化为束缚态的过程则会出现由调制不稳定性引起的脉冲分裂。两个过程中都有因复杂的孤子间相互作用而导致的孤子间时间间隔和相对相位的复杂变化。

关键词：光纤激光器，孤子，色散傅里叶变换技术，非线性，瞬态动力学

Abstract

Fiber lasers have many unique merits, such as compact configuration, heat dissipation and high reliability, which have been exploited applications in optical communications, optical sensors and nonlinear optics. Recently, the dispersive Fourier transform (DFT) technique opens a new way for the study of soliton transient dynamics in the passively mode-locked fiber lasers, which can map the spectral information of light wave into its temporal domain envelope. In this paper, the real-time evolution dynamics of conventional solitons, dissipative solitons, double-soliton and bound solitons are investigated experimentally in a carbon nanotube based mode-locked fiber laser. Moreover, the transition dynamics between the single soliton state and the bound state are studied in detail. Based on the experimental results, the complex nonlinear optical phenomena in these ultrafast processes, such as beating dynamics, modulation instability induced pulse splitting and soliton-soliton interaction, are investigated to further improve people's understanding of the solitons. The main contents of this dissertation are shown as follows:

1. The build-up evolution dynamics of solitons in different dispersion regions are studied in a carbon nanotube based mode-locked fiber laser. The formation of conventional soliton with spectral width of 8.7 nm, pulse width of 0.75 ps and dissipative soliton with spectral width of 16.3 nm, pulse width of 8.5 ps have been investigated by DFT technique. The experimental results revealed that relaxation oscillation, Q-switched mode-locking, spectral broadening and stable mode-locking appear in the evolution processes of both types of solitons. Due to the different formation mechanism of conventional soliton and dissipative soliton, beating dynamics exist in the evolution process of conventional soliton mode-locking, sometimes there are also transitional bound state, while a short unstable mode-locking stage, and evident fringes at both edges of spectra of Q-switched mode-locked pulse which could be caused by the large pulse energy appear in the evolution processes of dissipative soliton mode-locking.
2. Based on the DFT technique, it is revealed that there are two different evolution paths for the build-up and annihilation of double-soliton states in fiber lasers. It is found that the double-soliton state can be formed not only by pulse splitting but

also by mode-locking of two pulses simultaneously in a fiber laser which can output stable double-soliton pulses. In addition, the annihilation dynamics of the double-soliton mode-locked state when the gain of the laser suddenly decreases to zero is studied by suddenly closing the pump light. It is revealed that the two pulses in the cavity can disappear one by one or annihilate simultaneously. The difference between that two type evolutionary processes mainly depends on whether there are effective perturbations when the pulse energy drops rapidly to a critical value.

3. The evolution dynamics of different bound states in fiber lasers are studied experimentally. It is found that the interaction between solitons in the formation of different bound states is discrepant. By adjusting the pump power and polarization controller, the bound states with constant temporal interval of ~ 1.7 ps and ~ 9.2 ps, and the robust bound state with an oscillating interval at near ~ 8.2 ps are obtained in the fiber laser. The real-time spectral evolution processes of those three kinds of bound states are captured by DFT technique, and complex soliton-soliton interaction and nonlinear phenomena exist in the formation processes of that bound states. In addition, it is demonstrated that the annihilation processes of bound states at different drop rates of pump power are quite different.
4. The transition from bound states to single soliton states when the pump power decreases and the evolution from single soliton states to the bound states when the pump power increases are studied in detail. It is found that, due to the fierce competition among solitons, the evolution processes from bound states to single pulse states are usually accompanied by the annihilation of one soliton pulse. However, pulse splitting caused by modulation instability exists in the evolution processes from single pulse states to bound states. The temporal interval and relative phase between two solitons changed complicatedly during both transition processes due to the complex interaction between solitons.

Key Words: Fiber Laser, Soliton, Dispersion Fourier Transform Technique, Nonlinear, Transient Dynamics

目 录

第 1 章 绪论.....	1
1.1 孤子锁模光纤激光器.....	1
1.1.1 光纤激光器中的孤子.....	1
1.1.2 光纤激光器中的多孤子状态.....	6
1.1.3 束缚态孤子光纤激光器.....	7
1.2 孤子瞬态动力学的研究现状及发展动态.....	8
1.2.1 基于色散傅里叶变换技术的实时光谱测量原理.....	9
1.2.2 色散傅里叶变换技术的结构.....	11
1.2.3 基于色散傅里叶变换技术的孤子瞬态动力学研究.....	12
1.3 本论文的结构安排和主要工作.....	20
第 2 章 被动锁模激光器中孤子动力学的理论基础.....	22
2.1 光纤中的色散和非线性效应.....	22
2.2 光在光纤中的传输.....	23
2.2.1 光在普通光纤中的传播方程.....	23
2.2.2 光在增益光纤中的传播方程.....	24
2.3 本章小结.....	26
第 3 章 不同色散区中孤子的演化动力学.....	27
3.1 引言.....	27
3.2 传统孤子光纤激光器的启动.....	28
3.2.1 实验装置.....	28
3.2.2 稳定的传统孤子锁模.....	29
3.2.3 传统孤子锁模的时域及频域演化.....	30
3.2.4 拍频对锁模过程的影响.....	37
3.3 耗散孤子光纤激光器的启动.....	38
3.3.1 典型的耗散孤子光纤激光器.....	38
3.3.2 耗散孤子的实时演化及分析.....	40
3.4 本章小结.....	45

第 4 章 双孤子光纤激光器的启动与湮灭.....	47
4.1 引言.....	47
4.2 双孤子启动演化动力学.....	47
4.2.1 实验装置.....	47
4.2.2 典型的双脉冲锁模.....	48
4.2.3 普通双孤子锁模的光谱演化.....	50
4.3 双孤子的湮灭动力学.....	54
4.3.1 两脉冲同时湮灭.....	54
4.3.2 两脉冲依次消失.....	55
4.3.3 两种不同湮灭方式的理论分析.....	57
4.4 本章小结.....	57
第 5 章 束缚态孤子的瞬态演化特性.....	58
5.1 引言.....	58
5.2 光纤激光器中的束缚态.....	58
5.3 不同束缚态的锁模启动动力学.....	59
5.3.1 两孤子间时间间隔较小的束缚态.....	59
5.3.2 两孤子间时间间隔较大的束缚态.....	63
5.3.3 时间间隔和相对相位不断振荡的束缚态.....	65
5.4 孤子分子的湮灭过程及分析.....	67
5.5 本章小结.....	69
第 6 章 束缚态与单脉冲状态的互相转化.....	70
6.1 引言.....	70
6.2 束缚态过渡到单脉冲状态.....	70
6.2.1 实验装置.....	70
6.2.2 稳定的单脉冲状态和束缚态.....	71
6.2.3 束缚态到单脉冲状态的演化动力学.....	73
6.3 单脉冲状态过渡到束缚态.....	78
6.3.1 单脉冲状态到束缚态的演化过程.....	78
6.3.2 单脉冲状态演化为束缚态的物理机制.....	80

6.4 本章小结.....	81
第 7 章 总结与展望.....	82
7.1 本论文的主要研究成果及意义.....	82
7.2 对未来工作的展望.....	83
参考文献.....	85
附录 符号与缩略词.....	101
致 谢.....	103
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果.....	105

第1章 绪论

1.1 孤子锁模光纤激光器

“孤子”一词最初是由 Zabusky 和 Kruskal 在 1965 年引入用来描述可积非线性系统的局域解的名词^[1]。这些局域解引起了研究者的广泛关注，因为它们在发生相互碰撞之后仍可以保持原来的形状和速度，而且他们在与辐射波相互作用时仍可以保持完整。1973 年，贝尔实验室的 Hasegawa 和 Tappert 首次提出了光纤中可能存在孤子，光纤中光孤子的存在是由于自相位调制和负色散之间的平衡导致的^{[2][3]}。随着光纤通信技术的飞速发展，对光孤子源的探索吸引了越来越多的研究者。因为光纤通信系统中的第三的低损耗“窗口”在 1550 nm 左右，所以工作在 1550 nm 左右的掺铒光纤激光器是光纤通信中的理想光源。根据掺铒光纤激光器中产生的孤子脉冲的特性可以将其分为传统孤子(Conventional soliton)光纤激光器、展宽孤子(Dispersion managed soliton)光纤激光器和耗散孤子(Dissipative soliton)光纤激光器。

1.1.1 光纤激光器中的孤子

1.1.1.1 传统孤子

1992 年，K. Tamura 等人利用非线性偏振旋转技术制作出了第一台可以输出传统孤子的环形掺铒锁模光纤激光器，而且这台激光器是可以实现锁模自启动的，其输出的传统孤子的脉冲宽度大约为 452 fs^[4]。当光纤激光器内的净色散为负的时候，腔内形成的脉冲则为传统孤子脉冲。当脉冲在负色散腔内运行的时候，色散效应会使得脉冲在时域上不断地被展宽。而光纤中的非线性效应(自相位调制)会使得脉冲的频谱不断地被展宽，也就是脉冲宽度在不断地被压缩。当由色散效应导致的对脉冲的展宽和由非线性效应造成的对脉冲的压缩达到平衡时腔内就形成了稳定的传统孤子。光孤子在光纤中的波动方程为非线性薛定谔方程(NLSE: nonlinear Schrodinger equation)^[5]：

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = i\gamma |A|^2 A \quad \dots(1.1)$$

NLSE 是一种可以用逆散射法(Inverse scatter method)求解的特殊方程，以此方法对其求解可以得到光纤中的基态孤子：

$$u(z, T) = \operatorname{sech}(T) \exp\left(\frac{iz}{2}\right) \quad \dots(1.2)$$

传统孤子还有一个典型的特征,即在其光谱两侧有明显的几乎呈对称分布的边带,通常称这些边带为 Kelly 边带^[6-10]。当孤子在激光器内运行时会遇到许多周期性的扰动,例如,增益、熔接点带来的损耗等。受到扰动的孤子会发射出色散波,随着在腔内不断地运行色散波会和原来的孤子相互干涉,两者相长干涉就形成了光谱两侧的边带。随着众多新型可饱和吸收体的出现,被动锁模光纤激光器也有了很大的发展,成为了性能优质的孤子源。深圳大学的 Han Zhang 等人使用二硫化钼制作的可饱和吸收体在 1570 nm 左右实现了稳定性极好的传统孤子锁模^[11],孤子的脉冲宽度大约为 710 fs,如图 1.1 所示。

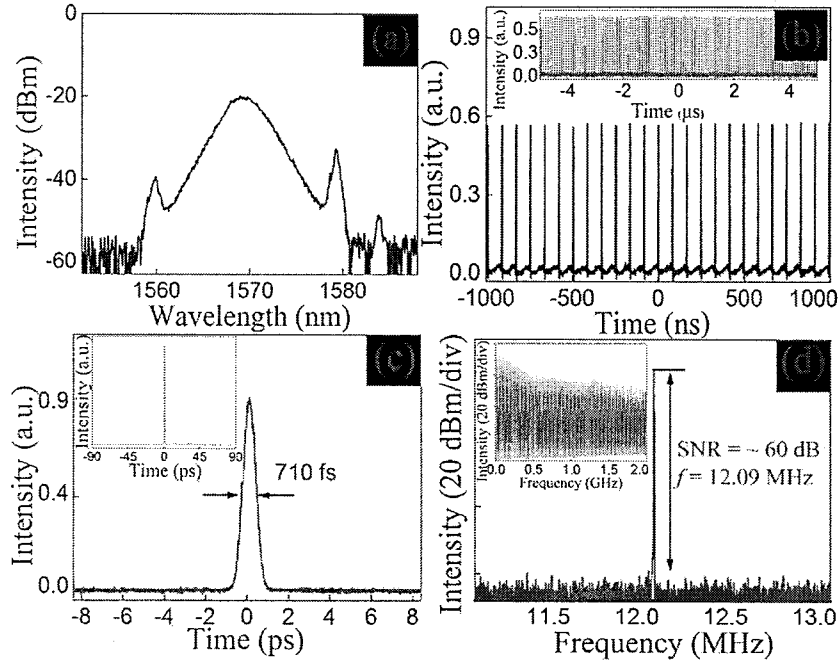


图 1.1 基于二硫化钼的传统孤子光纤激光器的(a)光谱, (b)脉冲序列, (c)自相关, (d)频谱^[11]。

Figure 1.1 (a) Spectrum, (b) pulse train, (c) autocorrelation trace, and (d) frequency spectrum of a molybdenum disulfide based traditional soliton fiber laser^[11].

由于传统孤子的形成是光纤中的非线性效应和色散效应的平衡导致的,所以在脉宽一定的情况下,孤子的能量不能过高。因为当脉冲能量过高时腔内的色散效应不能与过多累积的非线性效应导致的相移保持平衡,这会使得孤子脉冲发生分裂^[12]。受孤子面积理论的限制,传统孤子的能量一般都小于 0.1 nJ^[13]。

1.1.1.2 色散管理孤子

为了克服因脉冲宽度过窄、峰值功率过高而带来的过多积累的非线性相移,以获得具有更高能量的孤子脉冲,研究人员提出了一种对腔内色散进行管理的设计方法,即腔内交替使用具有反常和正常群速度色散的光纤,且控制两种光纤的总色散量的绝对值大概相等^{[14][15]}。因为色散效应的原因,不同的光谱成分会以不同的速度传输,所以色散对超短脉冲在光纤中的传播起着至关重要的作用。理论上来说,由色散导致的脉冲展宽可以用等量的相反色散来补偿。如图 1.2 所示,交替的正常和反常群速度色散使得腔内的脉冲被周期性地拉伸和压缩^{[15][16]}。脉冲在这样的腔内运行一圈后的平均脉冲宽度可以比平时大一个数量级或更多^[17]。与传统孤子光纤激光器相比,显著降低了腔内脉冲的平均峰值功率,可以很大程度上缓解因脉冲峰值功率过高而引发的非线性相移的过多累积。这样的设计使得我们可以获得具有更大能量的高质量脉冲^[18]。

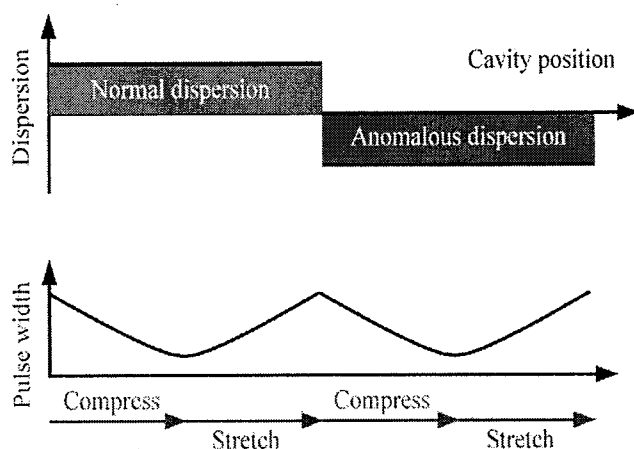


图 1.2 色散管理孤子激光器内的色散分布和脉宽变化^[16]。

Figure 1.2 Dispersion distribution and variation of pulse width in the dispersion-managed soliton lasers^[16].

1993 年, K. Tamura 等人在基于偏振旋转锁模技术的掺铒光纤激光器内加入一段大正色散的光纤第一次获得了色散管理孤子^[15]。2015 年, Jaroslaw Sotor 等人在石墨烯锁模的光纤激光器中获得了重频为 21.15 MHz, 脉冲宽度小于 90 fs, 脉冲能量为 71 pJ 的色散管理孤子脉冲^[19]。2018 年, Fengyan Zhao 及其同事以多模光纤为可饱和吸收体, 在净色散为近零的光纤激光器内获得了脉冲能量为 0.81 nJ, 脉冲宽度为 310 fs 的色散管理孤子脉冲, 其实验装置图和输出脉冲的光谱、自相关如图 1.3 所示^[20]。可以看出色散管理孤子光纤激光器能够满足许多应用中对光源的脉冲宽度、光谱宽度和脉冲能量的要求, 如微加工和光学层析成像,

同时也为计量学、光谱学和生物医学开辟了新的机遇。

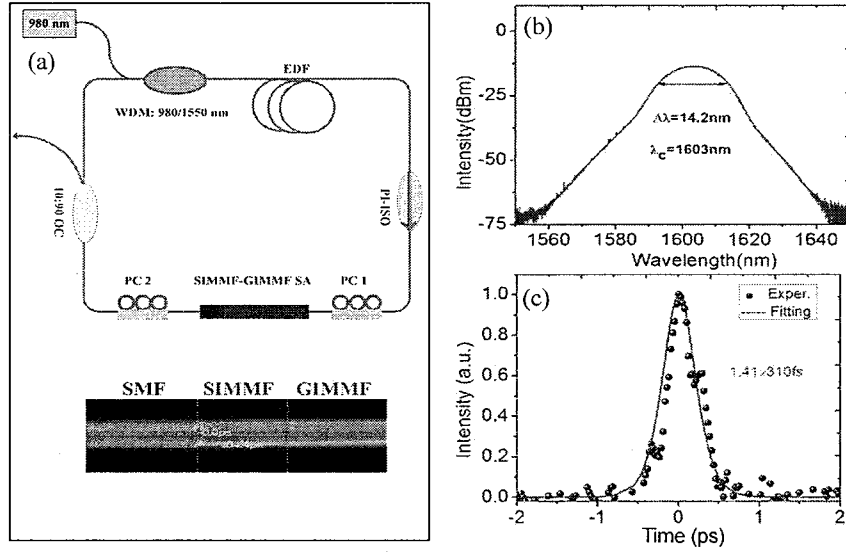


图 1.3 (a)色散管理孤子光纤激光器的实验装置图, (b)光谱, (c)自相关曲线^[20]。

Figure 1.3 (a) Setup of the dispersion-managed soliton fiber lasers, (d) spectrum, (c) autocorrelation trace^[20]。

1.1.1.3 耗散孤子

除传统孤子和色散管理孤子以外,耗散孤子也吸引了大量研究者的注意,这类孤子一般产生于全正色散或者净色散为正的激光腔内。传统孤子是在净色散为负的激光器内产生,它存在于能量守恒的哈密顿系统中,在该系统中没有能量的流入和流出,对传统孤子产生作用的只有色散效应和非线性效应^[21]。而产生耗散孤子的激光腔是一个耗散系统,耗散孤子的形成不仅取决于腔内的色散效应和非线性效应,还取决于腔内的增益和损耗等因素,如图 1.4 所示^[21]。相较于其他类型的孤子,耗散孤子能承受更多的非线性相移而不发生分裂,其能量可以比其他类型的孤子高一到两个数量级^[22]。通常用金兹堡-郎道方程 (GLE: Ginzburg-Landau equation)来描述光纤激光器中的耗散孤子脉冲:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = gu + \left(\frac{1}{\Omega} - i\frac{D}{2}\right)\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + (\alpha + i\gamma)|u|^2 u + \delta|u|^4 u \quad \dots(1.3)$$

到目前为止,人们还没有发现上述方程的通解,它的一个特解为:

$$u(z,t) = \sqrt{\frac{A}{\cos(\frac{t}{T})}} \exp\left(-i\frac{\beta}{2}\ln(\cosh(\frac{t}{T}) + B) + i\theta z\right) \quad \dots(1.4)$$

B 的取值范围是-1 到正无穷,在 $|B| \leq 1$ 的时候得到的脉冲形状为 Sech^2 ,随着 B

取值的增大, 脉冲前后沿逐渐变陡, 使得脉冲形状呈现为高斯型, 最后脉冲的顶部变平呈超高斯型^[23]。

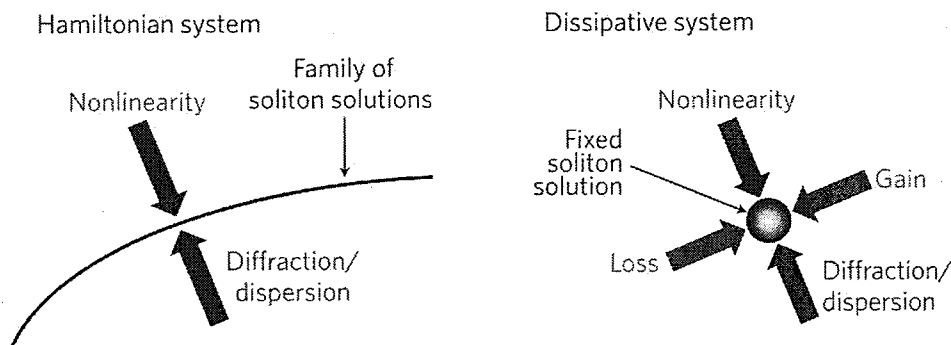


图 1.4 哈密顿系统和耗散系统的示意图^[21]。

Figure 1.4 Schematic diagrams of Hamiltonian system and dissipative system^[21].

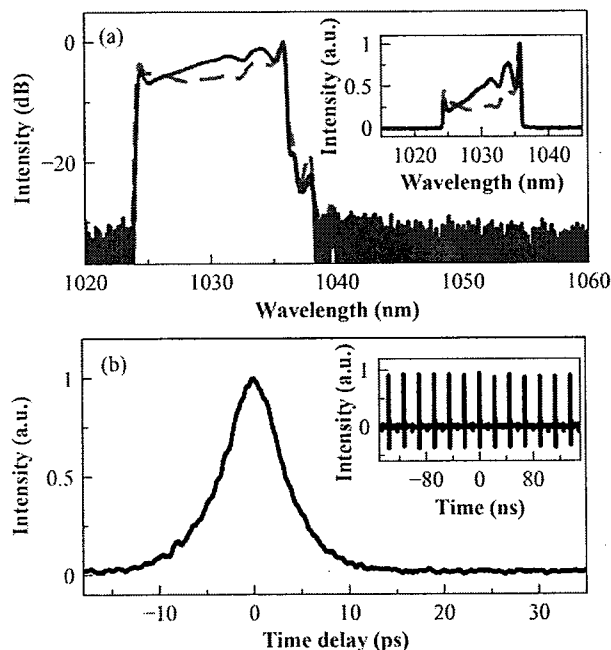


图 1.5 (a)耗散孤子的光谱, 插图: 线性坐标下的光谱, (b)自相关曲线, 插图: 脉冲序列^[30]。

Figure 1.5 (a) Spectrum of dissipative soliton, inset: spectrum in linear coordinates, (b) autocorrelation trace, inset: pulse train^[30].

基于之前研究人员对耗散孤子的理论和实验研究, 近期大量耗散孤子激光器出现在人们的视野, 尤其是耗散孤子光纤激光器^[24-27]。2014 年, Reza Khazaeizhad 等人在二硫化钼锁模的光纤激光器中获得了中心波长为~1550 nm、脉冲宽度为 637 fs 的耗散孤子脉冲^[28]。第二年, Yuxing Tang 及其同事制作了一台输出耗散

孤子的掺铈光纤激光器，该激光器输出的耗散孤子的脉冲能量约为 8 nJ，脉冲宽度约为 130 fs^[29]。2018 年，Uğur Teğgin 等人以多模光纤为可饱和吸收体在掺铈光纤激光器中获得了耗散孤子脉冲，输出脉冲的光谱图和自相关曲线如图 1.5 所示，从光谱宽度和脉冲宽度可以看出该耗散孤子脉冲具有很大的啁啾^[30]。

1.1.2 光纤激光器中的多孤子状态

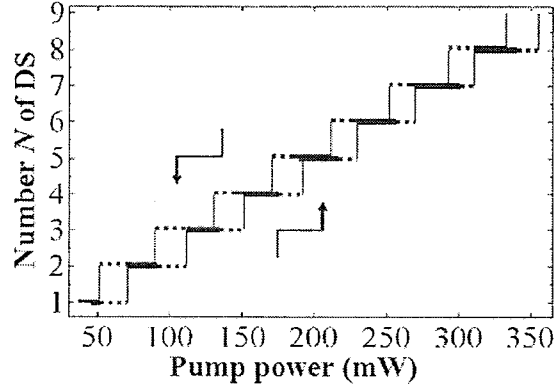


图 1.6 腔内孤子数随泵浦功率上升和下降时的变化^[35]。

Figure 1.6 Variation of the number of intracavity solitons along with the rise and fall of pump power^[35].

不论是以什么方式锁模的激光器，当泵浦功率过高时，激光腔内都会出现多脉冲现象。当腔内的多个脉冲间的时间间隔都较大时，所有的孤子都具有相同的脉冲能量和脉冲宽度，这就是孤子能量量子化效应^[31]。孤子能量量子化效应阻碍了激光器产生脉冲能量大、脉宽窄的光脉冲。研究人员提出了许多理论来解释多脉冲锁模形成的机制，例如峰值功率钳位、增益带宽限制、腔内的非线性反馈等^[32-34]。多脉冲锁模光纤激光器中的滞后现象吸引了许多研究人员的注意，如图 1.6 所示，光纤激光器中的孤子脉冲数会随着泵浦功率的升高(下降)呈阶梯状增加(减少)^[35]。Andrey Komarov 等人理论计算了腔内脉冲的放大系数和脉冲峰值强度之间的关系，如图 1.7 所示，并使用正负反馈理论解释了孤子能量量子化效应和滞后现象^[36]。当输入到锁模激光器中的泵浦功率不断增加时，腔内脉冲的峰值强度为 $I_{cr3} > I_0 > I_{cr2}$ 时，则强度越大的脉冲被放大的幅度就越小，因此各脉冲能量逐渐趋于相同。随着泵浦功率的继续增加，脉冲的峰值强度将会大于 I_{cr3} ，脉冲的放大系数变为负的，说明此时腔内脉冲的放大小于连续波的放大，因此腔内逐渐出现了一个新的脉冲。因为能量平衡，此时腔内的脉冲强度又小于 I_{cr3} 。泵

浦功率继续升高, 脉冲强度会再次达到 I_{cr3} , 新脉冲又出现在腔内。随着功率的增大, 上述过程不断重复。当输入锁模激光器中的泵浦功率不断减小时, 腔内脉冲的强度先同时减小, 只要脉冲峰值强度大于 I_{cr2} , 腔内的脉冲数就不会发生变化。当脉冲的强度减小到 I_{cr2} 时, 由于扰动的存在使得其中一个脉冲的强度会变得小于 I_{cr2} 进入到正反馈区域: 能量最小的脉冲被放大的程度最小进而被逐渐抑制。因能量守恒剩余脉冲的能量变得大于 I_{cr2} 。随着泵浦功率的继续下降, 脉冲的峰值强度会再次减小到 I_{cr2} , 再一个脉冲被抑制。随着功率的下降, 上述过程不断重复出现, 直到腔内脉冲完全消失。

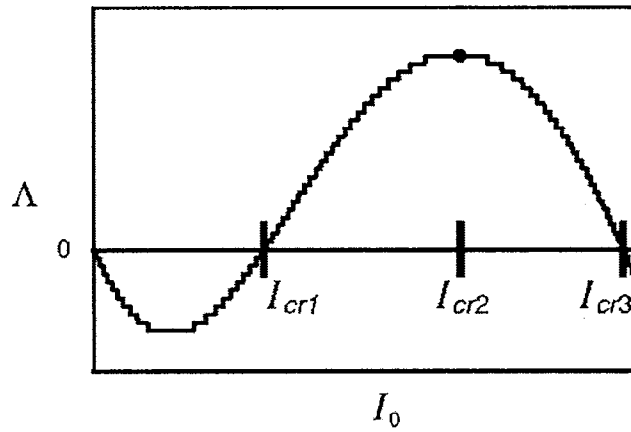


图 1.7 放大系数和脉冲峰值强度之间的关系^[36]。

Figure 1.7 Relation between amplification coefficient and peak intensity of pulse^[36].

1.1.3 束缚态孤子光纤激光器

在 1991 年和 1992 年, B. A. Malomed 等人先后用金兹堡-郎道方程和非线性薛定谔方程预言了束缚态的存在^{[37][38]}。束缚态孤子或者孤子分子是多孤子锁模状态的一种特殊情况。当腔内的多个脉冲之间的时间间隔相较于脉冲宽度不大时, 孤子之间的相互作用使得多个孤子相互束缚成为一个整体。孤子之间的时间间隔不同形成的束缚态会有差异, 一般孤子之间的时间间隔越大, 束缚态的稳定性就越差。此外, 两孤子间的间隔 τ 与所形成的束缚态光谱上的调制周期 $\Delta\lambda$ 之间的关系为:

$$\tau = \frac{\lambda_0^2}{c \cdot \Delta\lambda} \quad \dots(1.5)$$

其中 c 为光在真空中的传播速度, λ_0 为孤子脉冲的中心波长。两孤子之间的相对相位 φ 也可以体现在束缚态的光谱上^[39]。如图 1.8 所示, 当 φ 为 0 或者 π 时, 其

光谱是呈轴对称的,但前者光谱中心波长处的光强为最大值后者为最小值。当 φ 为 $\pi/2$ 、 $-\pi/2$ 或者其他值时,束缚态的光谱不再对称。

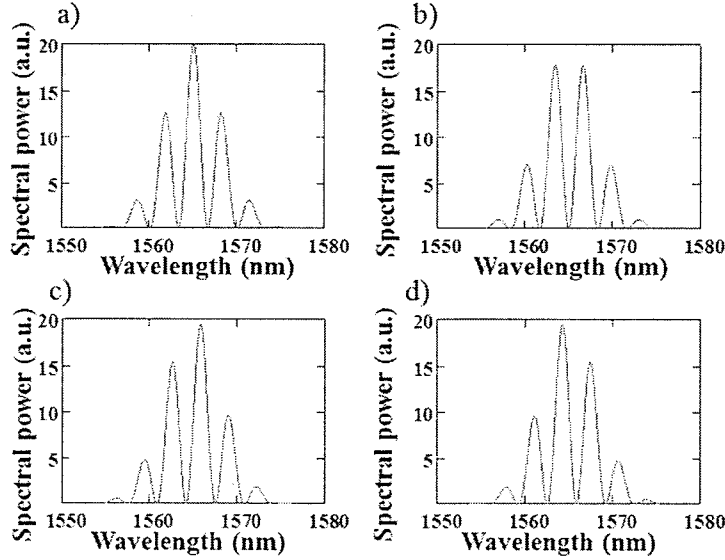


图 1.8 两孤子间相对相位为(a) 0, (b) π , (c) $\pi/2$, (d) $-\pi/2$ 时的束缚态光谱^[39]。

Figure 1.8 Spectra of two-soliton bound states with phase shift of: (a) 0, (b) π , (c) $\pi/2$, (d) $-\pi/2$ ^[39]。

1.2 孤子瞬态动力学的研究现状及发展动态

对快速非重复事件的实时测量无疑是仪器和测量领域最具挑战性的问题^[40-43]。对快速瞬变现象,如化学反应、相变、活细胞中的蛋白质动力学和数据网络中的损伤等,的研究非常需要可以实时测量的仪器。在化学、物理和生物应用中用来进行检测的基本仪器是光学分光计。不幸的是,与感兴趣的物理过程的时间尺度相比,分光计的扫描时间往往太长了^[40-45]。就传统的光谱仪而言,这种时间上的不匹配意味着仪器扫描太慢,无法进行实时的单次光谱测量,因为它要么需要使用移动的部件,如平移狭缝,要么需要依赖于探测器阵列,如电荷耦合器件 (Charge-coupled device),导致仪器的刷新速率是有限的 (通常最高可达~10 kHz)^[40-45]。此外,传统光谱仪的灵敏度和扫描速度之间存在着相互制约的关系,扫描速率越高,每次扫描期间检测到的光子数则会越少,因此,传统的光谱仪不适合用于超快实时测量。现有的单次测量仪器有频率分辨光学开关 (Frequency-resolved optical gating)和用于测量直接电场重建的光谱相位干涉仪 (Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction)等,虽然它们的功能很强大,但仍无法实现实时的脉冲可分辨的光谱测量^[46-54]。色散傅立叶变换

(DFT: Dispersive Fourier transformation)技术, 也称为实时傅立叶变换技术, 是一种可以克服传统分光计扫描速度限制的强大技术, 它能够实现快速的实时光谱测量。借助这种测量技术我们可以捕获那些非重复性的超快事件, 例如发生在复杂的物理系统、化学系统和生物系统中的瞬时现象。

1.2.1 基于色散傅里叶变换技术的实时光谱测量的原理

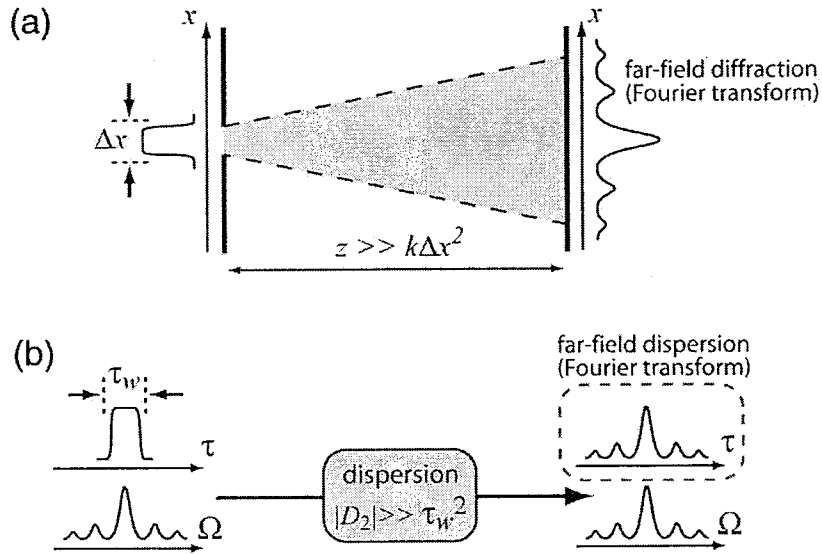


图 1.9 (a)均匀照明的狭缝光源的远场衍射及其可显示一维傅立叶变换的远场衍射图。(b)

色散引起的时间域远场衍射的类比, 时间上的输出波形与输入光源的光谱形状相同^[56]。

Figure 1.9 Far-field diffraction of a uniformly illuminated slit and its far-field diffraction pattern showing the Fourier transformation. (b) Equivalent of the far-field diffraction in the time domain caused by dispersion. The output waveform in time has the same shape as that of the input spectrum^[56].

麦克斯韦方程中反应的时空二重性被用于产生各种各样的有效的高速光信号处理方法(包括 DFT)^[55]。最基本的可以描述时空二重性的是远场衍射(夫琅和费衍射)行为^[56]。如图 1.9(a)所示, 当均匀光源照射到狭缝上, 来自狭缝的光会在远处经衍射产生一个类似于输入光束的傅里叶变换的空间图案。只有当满足当 $z \gg k\Delta x^2$ 时, 才能出现这种现象, 其中 Δx 是入射孔径的尺寸, 如图 1.9(a)中所示。如图 1.9(b)所示, 当一束超短脉冲光通过高色散介质传输时, 在时间域中也会发生类似的这种现象^[57]。在这种情况下, 从高色散介质中输出的波形类似于输入脉冲的光谱的形状, 也就是入射波形的傅里叶变换。发生这种情况的限制条件是 $|D_2| \gg \tau^2$, 其中 D_2 是色散介质的总色散量(也就是由色散导致的总的时间延

迟), τ 是脉冲光源的时间宽度。

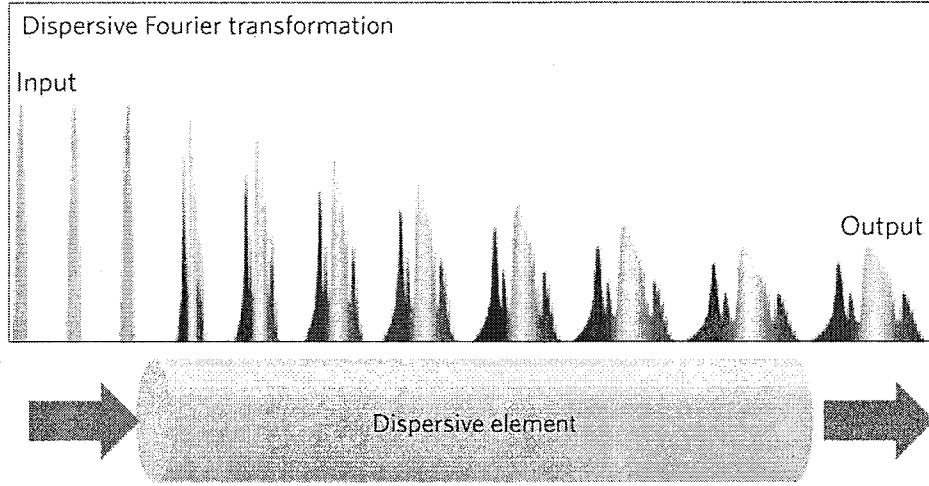


图 1.10 色散傅立叶变换器^[55]。

Figure 1.10 Dispersive Fourier transformer^[55].

DFT 在概念上如图 1.10 所示, 色散傅立叶变换技术是由具有大的群速度色散(GVD)(例如, 色散光纤或啁啾布拉格光纤光栅)的色散原件、光电探测器(例如, 光电二极管或光电探测器)和实时数字示波器组成^[57-61]。当一系列光脉冲进入色散元件时, 由色散元件中的大 GVD 将每个脉冲的光谱都映射到它的时域包络上, 这个时域包络是由原脉冲经拉伸形成的。因此, 利用高速光电探测器和实时数字示波器就可以捕获到每个脉冲的光谱信息。

DFT 技术的基本参数包括光谱分辨率, 扫描速率、光谱上的数据点数等^[55]。首先, DFT 的扫描速率 R 就等于作为光源的激光器的脉冲重复率。其次, 脉冲的光谱宽度与拉伸之后的脉冲时间包络之间的映射关系为 $\Delta\tau = |D|z\Delta\lambda$, 其中 $\Delta\lambda$ 是输入脉冲的光谱宽度, D 是色散原件每单位长度的群速度色散(通常以 ps/nm/km 为单位), $\Delta\tau$ 是被拉伸的脉冲时域包络的宽度。在这里, 为了避免被拉伸的连续脉冲之间出现重叠, 扫描速率(也就是脉冲重复率)会对 $\Delta\tau$ 施加一个上限, 使得 $\Delta\tau < R^{-1}$ 。第三, 被拉伸的时域包络上的样点数量可以根据 $N = f\Delta\tau = f|D|z\Delta\lambda$ 计算得出, 其中 f 是实时数字示波器的采样率。数字示波器的采样率也可以限制 DFT 技术的光谱分辨率 $\delta\lambda_{\text{dig}}$, $\delta\lambda_{\text{dig}} = (f|D|z)^{-1}$ 。同样, 探测系统(由光电探测器和实时数字示波器组成)的模拟带宽对 DFT 技术的光谱分辨

率也有限制, $\delta_{\text{det}} = (B|D|z)^{-1}$ 。此外, 色散元件的群速度色散也限制了 DFT 技术的光谱分辨率, $\delta_{\text{GVD}} = \lambda_0 \sqrt{2(c|D|z)^{-1}}$, 其中 λ_0 是输入脉冲的中心波长, c 是光在真空中的传播速度。最后, 结合所有因素对 DFT 技术的光谱分辨率的影响, 最后的光谱分辨率为^[55]:

$$\delta\lambda = \max(\delta\lambda_{\text{dig}}, \delta\lambda_{\text{det}}, \delta\lambda_{\text{GVD}}) \quad \dots(1.6)$$

1.2.2 色散傅里叶变换技术的结构

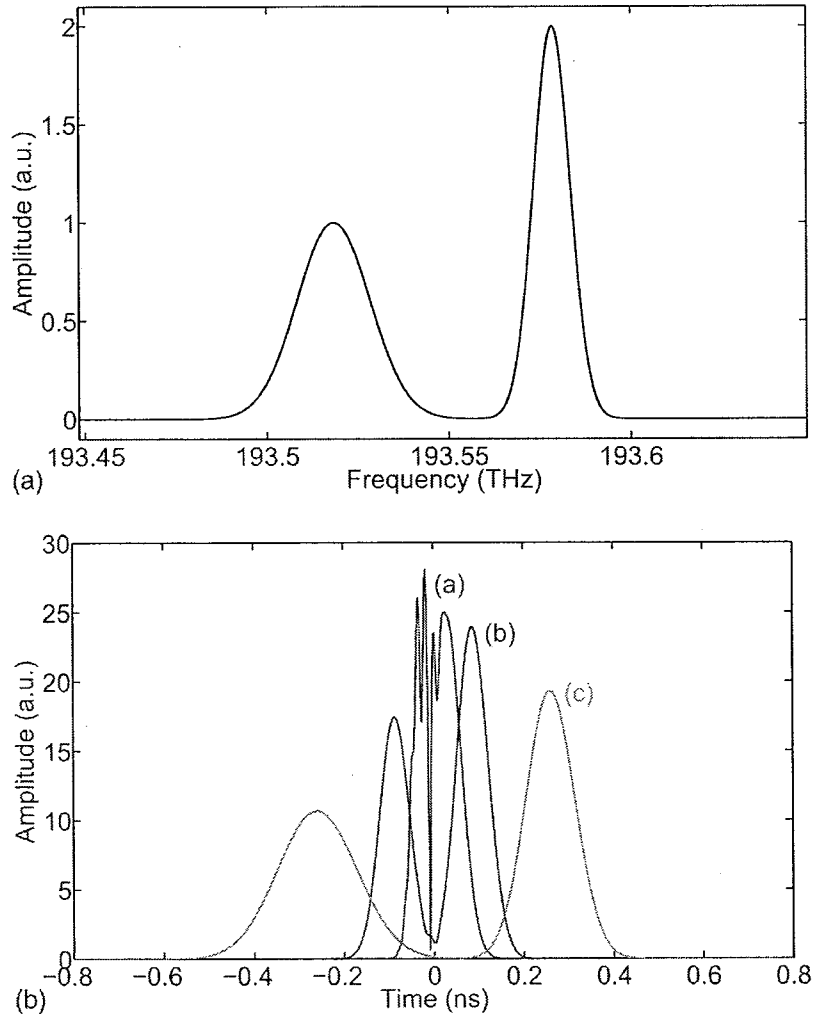


图 1.11 上: 输入的光谱形状, 下: 经 DFT 后的被拉伸的脉冲包络, DFT 中使用的色散补偿光纤的长度分别为(a) 1 km, (b) 3 km, (c) 9 km^[62]。

Figure 1.11 Top: input spectra, bottom: stretched pulse envelope after DFT, the length of dispersion compensation fiber used in DFT is (a) 1 km, (b) 3 km and (c) 9 km, respectively^[62].

可以用于 DFT 技术的色散原件有很多, 例如单模光纤、多模光纤、色散补偿光纤和啁啾光纤布拉格光栅等^[58-61]。通常根据所测光源脉冲的不同会选择使用不同的色散原件。虽然单模光纤也可以作为 DFT 中的色散原件, 但它的色散参数比较小, 满足上文提到的限制条件 $|D_2| \gg \tau^2$ 所需要的光纤长度过长。由于色散补偿光纤的群速度色散参数比较大, 而且光在其中运行时的损耗相对较小, 所以色散补偿光纤是目前 DFT 技术中使用的最多的一种色散原件。加利福尼亚大学的 Keisuke Goda 等人将一个光波的时域包络分别经 1 km、3 km 和 9 km 的色散补偿光纤传输后和光波的原始光谱进行了对比。如图 1.11 所示, 说明了总的色散量越大, DFT 技术对光谱的还原越好^[62]。这也可以从上面介绍的 DFT 技术的分辨率看出, 当总色散量增大时, DFT 技术的分辨率也会相应的增高。

我们实验中使用了大约 5 km 的色散补偿光纤, 该光纤是武汉长飞光纤光缆有限公司制作的, 光纤的型号为 DCF-G652 C/250。上述光纤的色散参数随波长的变化几乎是线性的, 如图 1.12 所示。它在 1550 nm 左右的色散参数是普通单模光纤(SMF-28)的 8 倍多。根据色散补偿光纤的色散参数和光纤长度可以计算出这段光纤可以提供的总色散量约为 920 ps²。

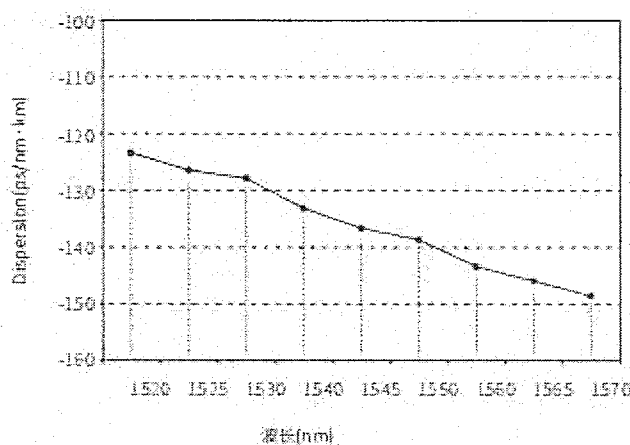


图 1.12 色散补偿光纤的色散曲线^[63]。

Figure 1.12 Dispersion curve of dispersion compensation fiber^[63].

1.2.3 基于色散傅里叶变换技术的孤子瞬态动力学研究

近年来, 由于 DFT 技术可以实现实时的光谱测量, 激光器中许多的瞬时现象逐渐地被实验研究^[64-74]。目前的研究主要集中在锁模的启动、孤子分子、孤子爆炸、矢量孤子、孤子碰撞和光学巨波等方面。这些研究加深了人们对非线性光学的了解。

1.2.3.1 锁模的启动

激光器中的模式锁定是一个非常复杂的过程,在这个过程中大量的激光模式锁定在一起形成了超短脉冲^[75,76]。基于克尔透镜锁模的钛宝石激光器是光学领域中重要的飞秒光源^[77]。2016年,基于DFT技术,加利福尼亚大学的G. Herink及其同事捕获并研究了钛宝石激光器中的锁模启动过程^[77]。他们连续捕捉记录了约900000圈脉冲可分辨的光谱演变过程,包括锁模前腔内杂乱的皮秒量级的扰动到锁模形成后稳定的脉冲光谱。图1.12中所展示的是他们捕获的两次锁模启动过程,从图中可以看出两次启动过程有很多差异,说明此过程是一个不重复的过程。此外,他们还观察到了许多锁模启动过程中的关键现象,包括光谱的展宽、光谱的波长偏移和辅助脉冲锁模的瞬态干涉动力学。他们将锁模形成前的拍频行为称为“辅助脉冲锁模”。

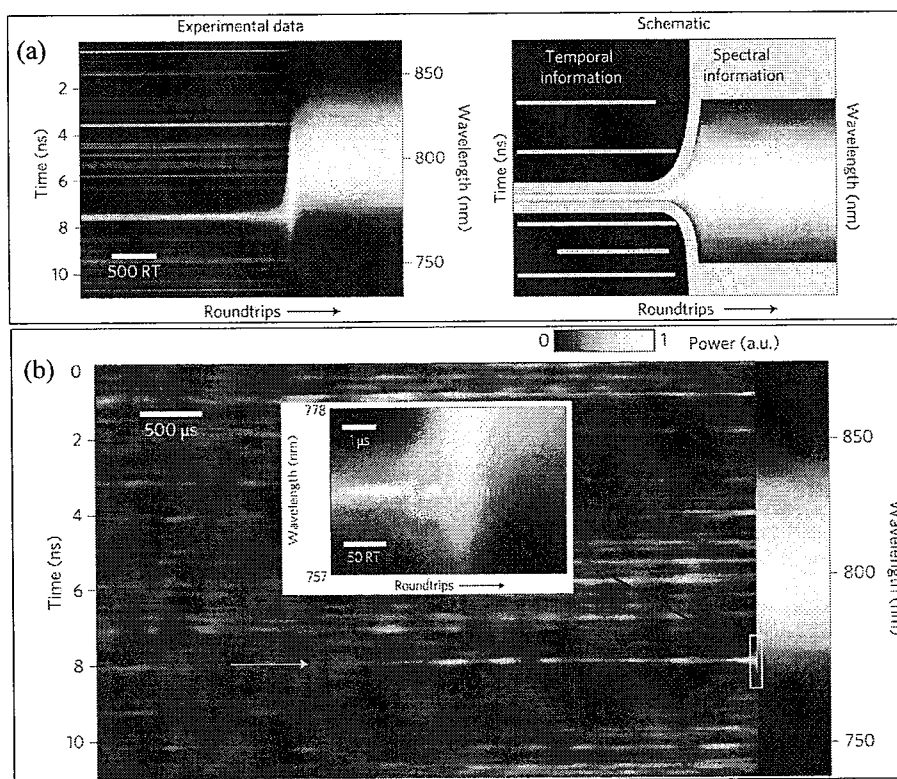


图 1.12 (a) 钛宝石激光器中锁模脉冲的形成过程及其示意图, (b) 有拍频行为出现的锁模启动过程及拍频的放大图(插图)^[77]。

Figure 1.12 (a) Formation process of mode-locked pulse in Ti:sapphire laser and schematic diagram, (b) build-up of mode-locked pulse with beat-frequency behavior, inset: amplification of beat-frequency^[77].

相较于固体激光器,光纤激光器具有结构紧凑、光束质量高、易于耦合、制

作成本低、稳定性好、峰值功率高等优点。2018 年,华东师范大学的 Heping Zeng 课题组研究了基于非线性偏振旋转技术锁模的掺铒光纤激光器中的锁模启动过程^[78],揭示了导致孤子光纤激光器稳定锁模的大量相关的激光动力学,他们的实验装置图如图 1.13(a)所示。他们发现非线性效应中的调制不稳定性会导致锁模形成前腔内出现许多脉冲。同样的机制也作用于上面讲述的钛宝石激光器的锁模过程中。如图 1.13(b)所示,根据对实验现象的分析及总结,他们画出了不同阶段腔内脉冲的示意图。图 1.13(c)中展示的是实验捕获的耗散孤子启动时的光谱演化过程,及其相应的场自相关。他们发现在耗散孤子的形成过程中有许多复杂的激光动力学,包括自相位调制引起的不稳定性、耗散孤子分裂、瞬态孤子分子和孤子的部分湮灭等,证明了在孤子的形成过程中有丰富的非线性动力学。

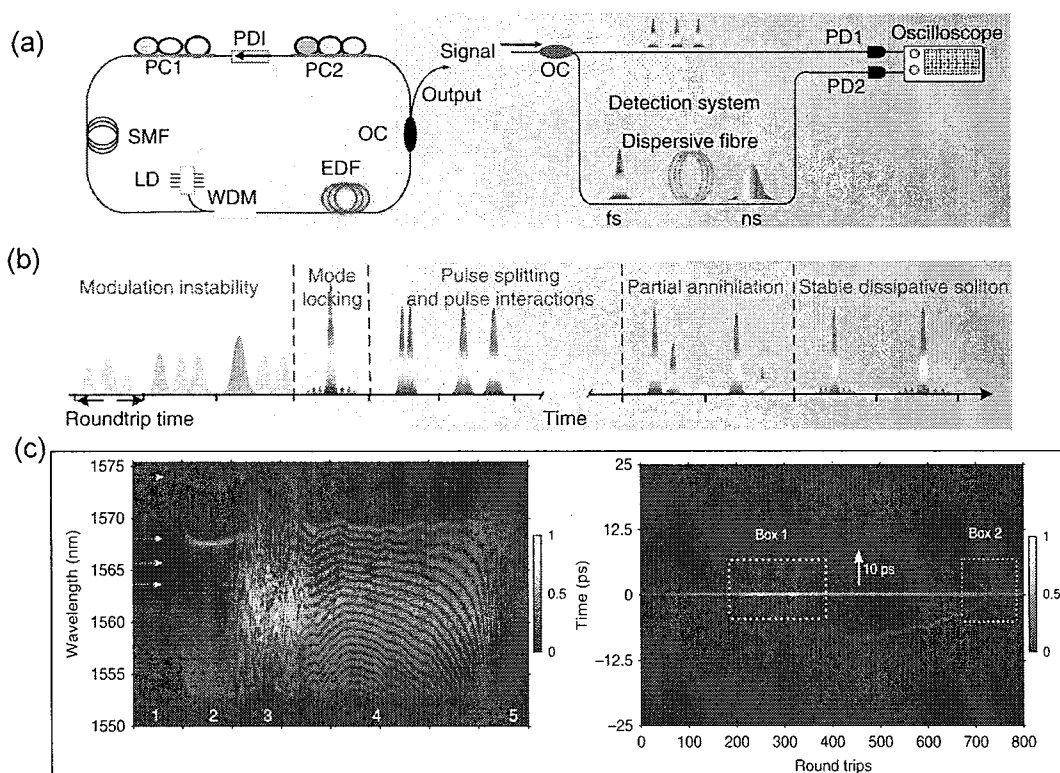


图 1.13 (a)实验装置图, (b)孤子形成过程中不同阶段的概念表征, (c)孤子形成过程的光谱及自相关演化^[78]。

Figure 1.13 (a) The laser setup, (b) Conceptual representations of different stages during dissipative soliton build-up, (c) spectrum and autocorrelation evolution during the formation of soliton^[78].

1.2.3.2 孤子分子

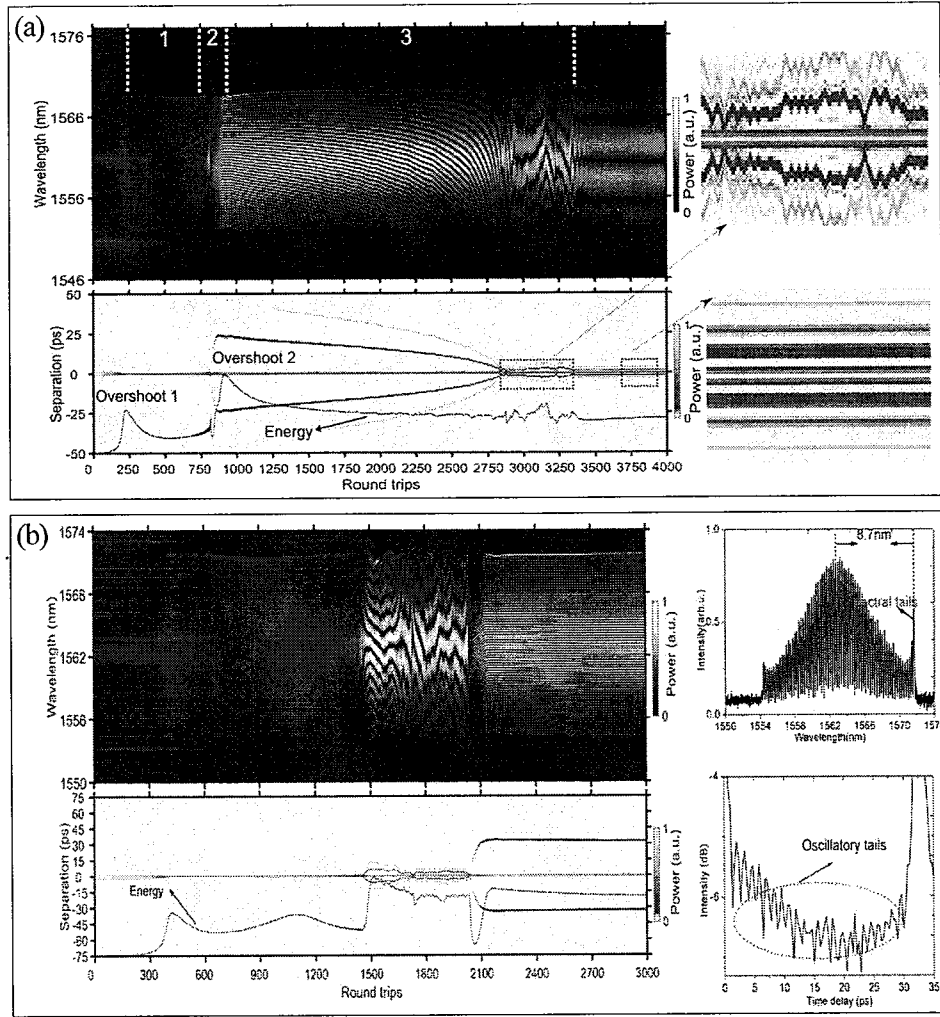


图 1.14 (a) 两孤子间间隔较小的束缚态孤子的形成过程, (b) 两孤子间间隔较大的束缚态孤子的启动^[81]。

Figure 1.14 (a) The formation of bound solitons with small interval between two solitons, (b) the initiation of bound solitons with larger interval between two solitons^[81].

两个或者多个孤子脉冲之间通过孤子间的相互作用可以形成束缚态孤子(也称为孤子对或者孤子分子)。近几十年来,人们对激光器中的束缚态孤子进行了广泛的研究。Malomed 等人利用有耗散扰动的非线性薛定谔方程从理论上预测了束缚态孤子的存在^{[79][80]}。孤子分子在光纤通信中的有重要的应用,所以研究孤子分子的产生和孤子分子内部的动力学是十分有必要的。去年, Heping Zeng 等人在一个超快光纤激光器中研究了束缚态孤子的启动动力学^[81]。他们展示了三种类型的孤子分子的形成过程:基态和激发态孤子分子(分别对应于两孤子间时间间隔小和时间间隔大的孤子分子),以及一种间歇性振动孤子分子。图 1.14 展示

的是基态孤子分子和激发态孤子分子启动过程中的光谱演化和相应的场自相关。通过研究发现所有的孤子分子的形成都需要经过三个非线性阶段：模式锁定、孤子分裂和孤子间相互作用。前两个阶段在所有孤子分子的形成过程中都是相似的，但孤子间的相互作用是不同的。在基态孤子分子形成的过程中孤子间会表现出各种不同的相互作用，如吸引、排斥、振动和湮灭，而在激发态和间歇性振动孤子分子的形成过程中孤子间的相互作用则主要表现为排斥。他们的实验研究表明由孤子分裂产生的两个孤子可以演化成稳健的束缚态。此外，他们的研究结果还表明激光器中的增益/损耗动力学在孤子分子的形成过程中起着重要的作用，在未来的光纤通信中，当孤子分子或多脉冲被用作信息位时也应考虑到这一点，因为这些系统中存在着固有的周期性放大和损耗。

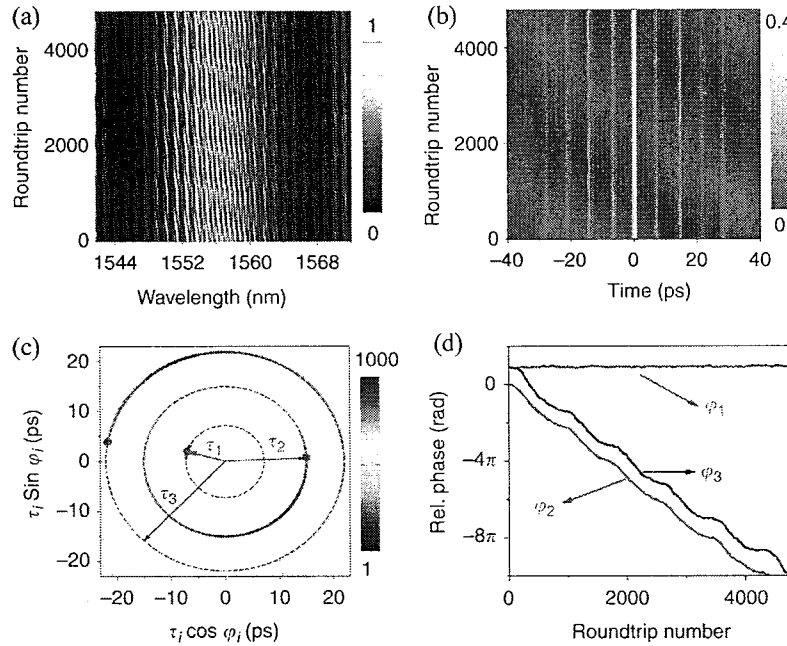


图 1.15 连续 4800 圈 2+2 孤子分子的光谱, (b) 相应于图(a)中光谱的自相关, (c) 相互作用平面内的自由度轨迹, 即脉冲间时间间隔 $\tau_{i=1,2,3}$ 和相对相位 $\varphi_{i=1,2,3}$, (d) 孤子间的相对相位 $\varphi_{i=1,2,3}$ 随着运行圈数的变化^[87]。

Figure 1.15 (a) 4800 consecutive single-shot spectra of a 2+2 soliton molecular complex, (b) corresponding field autocorrelation, (c) Trajectories of the internal degrees of freedom in the interaction plane, namely the inter-pulse separations $\tau_i = 1, 2, 3$ and relative phases $\varphi_i = 1, 2, 3$. (d) Evolution of relative phases between solitons $\varphi_i = 1, 2, 3$ as a function of the roundtrip number^[87].

大家一般都认为束缚态孤子中孤子之间的时间间隔和相对相位是一直保持不变的, 但是数值分析结果预测了束缚态孤子不仅可以是稳定的也可以是周期性

演化或者混沌的^[82-84]。由于束缚态孤子中孤子间的时间间隔和相对相位等信息都包含在束缚态孤子的光谱中，所以借助 DFT 实时光谱测量方法可以研究束缚态孤子的动力学。2017 年，基于 DFT 技术，Katarzyna Krupa 等人实验观测并研究了振荡的孤子分子，包括时间间隔不变而相对相位振荡、时间间隔不变而相对相位单调减小和时间间隔及相对相位都振荡的孤子分子^[85]。同一年，Science 上报到了 G. Herink 等人用实时光谱干涉法对飞秒孤子分子动力学的研究，他们指出这些孤子分子的动力学可能是被拓扑保护的^[86]。2018 年，Zhiqiang Wang 等人使用 DFT 技术研究了由两个孤子分子组成的束缚态(即 2+2 孤子分子)中每个孤子分子的时间间隔和相对相位的变化、两个孤子分子间的动力学及各孤子间的相互作用^[87]。图 1.15 中展示的是他们捕获的连续 4800 圈的 2+2 孤子分子的演化光谱及其相应的场自相关，并通过图 1.15(c)所示的相互作用平面揭示了脉冲间时间间隔和相对相位的变化。这些研究加深了人们对不同类型的束缚态孤子的了解。

1.2.3.3 孤子爆炸

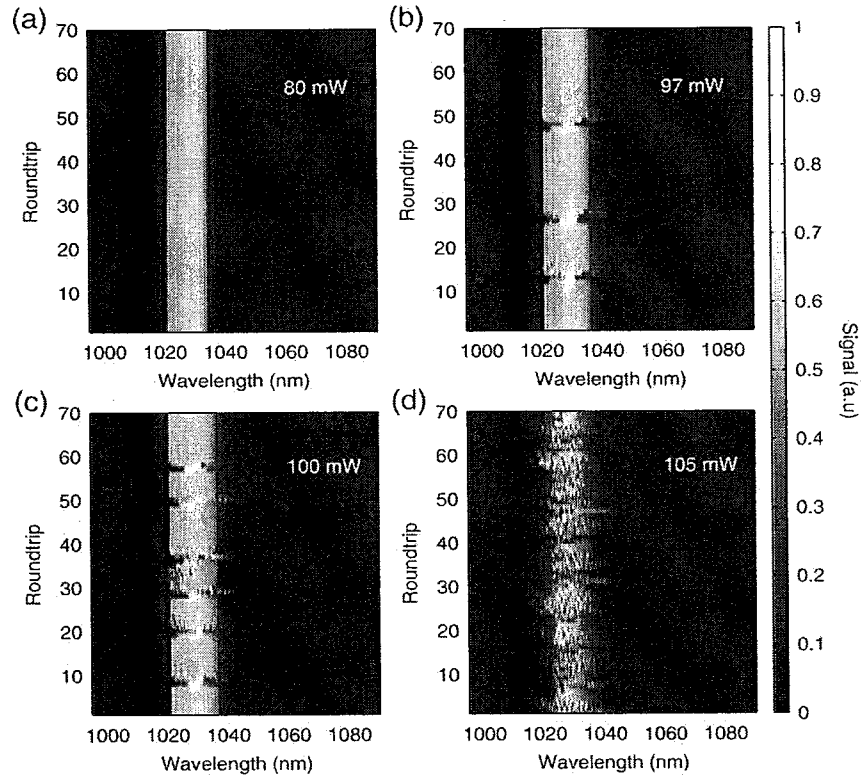


图 1.16 在泵浦功率为(a) 80 mW, (b) 97 mW, (c) 100 mW 和(d) 105 mW 时实验测得的包含 70 个连续脉冲的单次光谱^[94]。

Figure 1.16 70 single-shot consecutive spectra measured at pump power of (a) 80 mW, (b) 97 mW, (c) 100 mW and (d) 105 mW^[94].

孤子爆炸是耗散系统中一种非常有趣的非线性现象，一直是非线性光学领域中的研究热点。孤子爆炸是腔内的一种不稳定现象，就相当于一个孤立脉冲在激光腔内运行的时候经历了一个短暂的结构崩溃，并且在运行了几圈之后孤子脉冲又恢复到原来状态的过程^[88-90]。这一现象最初是在金兹堡-朗道方程的数值模拟中发现的，2002 年，Cundiff 等人在钛宝石锁模激光器中第一次实验观测到了孤子爆炸现象^{[91][92]}。2015 年，南安普顿大学的 Miro Erkintalo 教授及其课题组成员基于 DFT 技术观测研究了掺铥锁模光纤激光器中的孤子爆炸^[93]。次年，他们又探索研究了在不同的腔结构和不同的增益条件下的孤子爆炸^[94]。他们的结果表明孤子爆炸所表现出的特性关键取决于输出耦合器在光纤激光器中的位置，当输出耦合器的位置发生变化后孤子爆炸的特性也会发生改变。此外，他们还发现孤子爆炸发生的概率取决于泵浦功率的大小，即在一定的功率范围内，功率越高孤子爆炸出现的概率就越大，如图 1.16 所示。通过他们的研究可以看出可以通过控制输入到激光腔内的泵浦功率的大小来控制孤子爆炸的出现概率或者避免孤子爆炸的出现。

1.2.3.4 矢量孤子

由于制造的缺陷和外界施加的随机压力，单模光纤始终具有弱双折射，并且支持两个相互正交的偏振模式的传输^{[95][96]}。因此，当脉冲在单模光纤中传播时，它的两个相互正交的偏振分量通常具有不同的相速度和群速度。两个偏振分量的相速度的差异会导致脉冲的偏振态发生改变，而两者的群速度差异会导致脉冲的展宽甚至中断。到目前为止，在偏振无关的锁模光纤激光器中得到了多种类型的矢量孤子，如偏振锁定矢量孤子和群速度锁定矢量孤子^{[97][98]}。由于偏振旋转矢量孤子的两个偏振分量的光谱会随着脉冲在腔内的运行不断地发生变化，光谱仪不能对其进行准确的测量，因此相较于上述两种矢量孤子，对偏振旋转矢量孤子的研究相对较少。基于不断完善的 DFT 技术 Zhichao Luo 等人首次实验观测了偏振旋转矢量孤子的两个垂直分量的光谱特性^[99]。他们发现普通的偏振旋转矢量孤子的两个偏振分量通过稳定地移动其中心波长来相互俘获，而另一种特殊的偏振旋转矢量孤子的两个正交分量的峰值频率会随着两个分量相对强度的变化而动态交替，如图 1.17 所示。此结果进一步揭示了偏振旋转矢量孤子的物理机制。

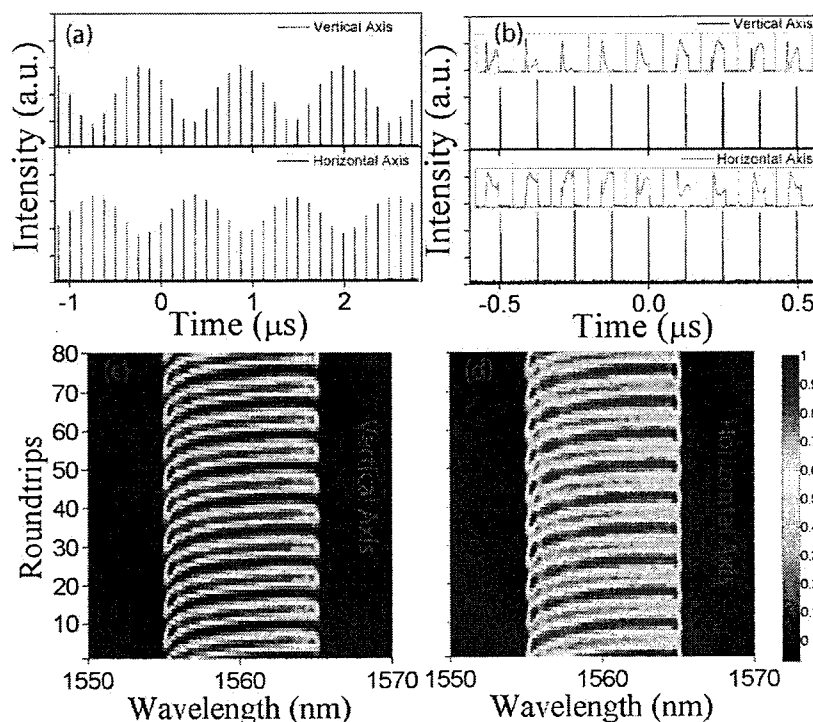


图 1.17 以 8 圈为周期的偏振旋转矢量孤子的偏振可分辨的(a)脉冲序列, (b) 经过 DFT 的脉冲序列, (c)和(d) 连续 80 圈的光谱^[99]。

Figure 1.17 Polarization-resolved measurements of a polarization rotation vector soliton with a period of 8 roundtrips. (a) Pulse trains, (b) pulse trains after DFT process, (c) and (d) 80 shot-to-shot spectra^[99].

除了上面介绍的几方面的研究, Kenneth K. Y. Wong 等人利用 DFT 技术对双波长孤子激光器中两个不同波长的孤子之间的碰撞做了详细的研究, 如图 1.18 所示^[100]。他们的研究表明孤子与色散波之间的动态干涉是影响孤子在发生碰撞后恢复稳定过程的重要因素, 这些现象不仅说明了在激光腔内色散波和孤子之间有复杂的相互作用, 而且有助于增进人们对孤子稳定性的了解。此外, 基于 DFT 技术, 对脉动孤子、类噪声脉冲、光学怪波等方面的研究也取得了阶段性的成果^[101-103]。对孤子瞬态动力学研究不仅可以促进人们对非线性光学的认知而且可以揭示孤子的物理本质, 这对孤子光纤激光器的优化有着重要的指导意义。

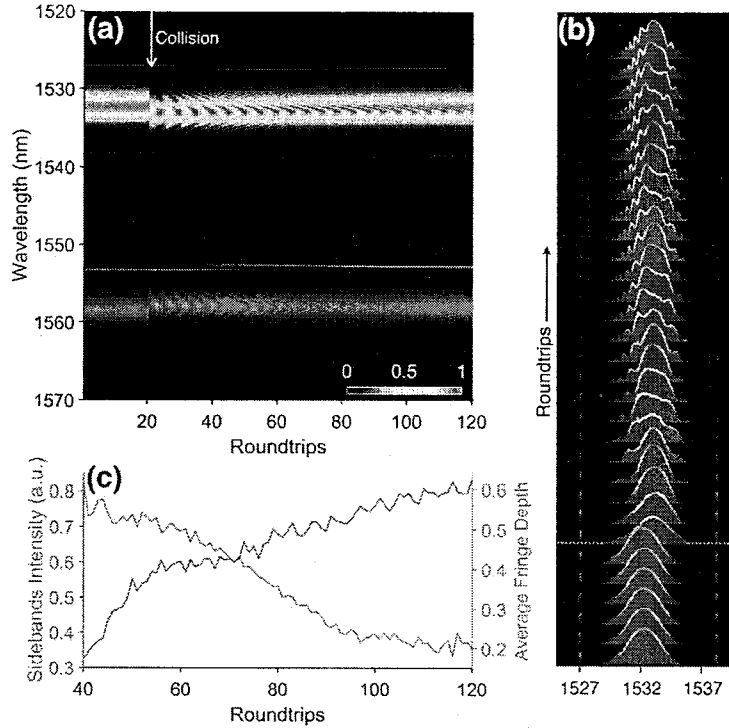


图 1.18 (a)不同波长孤子发生碰撞的实时光谱, (b)从(a)图中均匀取出的几个单侧光谱, (c)孤子碰撞后新形成的光谱边带的强度变化(蓝色曲线)和在边带重建的过程中孤子光谱上褶皱得平均调制深度的变化^[100]。

Figure 1.18 (a) Collision-induced spectral pattern of solitons with different wavelengths, (b) the spectral pattern extracted from the dataset in (a), (c) The intensity variation (blue curve) of the blue soliton's newly formed sidebands and the average modulation depth variation (orange curve) of the blue soliton's spectral fringes during the sideband rebuilding process^[100].

1.3 本论文的结构安排和主要工作

本论文主要从实验上研究分析了碳纳米管锁模的光纤激光器内的一些孤子瞬态动力学。基于 DFT 技术研究分析了激光器内传统孤子、耗散孤子、双孤子和束缚态孤子的形成过程。此外,还详细研究了激光器内传统单孤子状态和束缚态孤子之间的过渡动力学。基于实验结果分析了这些超快过程中复杂的非线性现象。

第一章首先对孤子、多孤子和束缚态孤子光纤激光器做简单的介绍及回顾,然后介绍基于 DFT 技术的实时光谱测量方法,并总结近期使用该方法所做的对激光器中瞬态动力学的研究及其发展动态。

第二章介绍被动锁模光纤激光器内孤子动力学的理论基础。分析光纤中的色

散和非线性效应及其对脉冲特性的影响。以麦克斯韦方程组入手分析推导光在普通单模光纤和增益光纤中传播时的波动方程，即薛定谔方程。

第三章深入地研究传统孤子和耗散孤子在光纤激光器中的启动动力学。首先使用碳纳米管膜作为可饱和吸收体，分别搭建稳定的传统孤子锁模光纤激光器和耗散孤子锁模光纤激光器。其次，利用 DFT 技术研究两种孤子在激光器内的演化动力学。

第四章在可以输出稳定双孤子脉冲的光纤激光器中研究双孤子锁模状态在光纤激光器内形成及湮灭时的复杂动力学。分析实验中出现的实验现象的原因及机理。

第五章分析光纤激光器内不同束缚态孤子的演化特性。通过调节泵浦功率和偏振控制器得到具有不同时间间隔和相对相位的束缚态，并分析各种束缚态形成过程中复杂的孤子间相互作用及非线性现象。此外还要研究在不同的泵浦功率下降速率下束缚态孤子的湮灭过程。

第六章中研究当输入到掺铒光纤激光器中的泵浦功率下降时，束缚态过渡到单脉冲状态时的演化过程。此外还研究当泵浦光功率升高时单脉冲转化为束缚态的过渡演化过程。

第七章为对本论文总结和展望。

第2章 被动锁模激光器中孤子动力学的理论基础

2.1 光纤中的色散和非线性效应

从第一章的介绍中我们可以看出光纤中的色散效应在各种类型的孤子的形成过程中都起着非常重要的作用。传输介质对不同频率的光有不同的响应，光脉冲中不同频率的光在相同的介质中的传输速度是不一样的，这正是群速度色散存在的原因。在光中心频率 ω_0 处，可以将光纤中的色散效应写作 β 的泰勒级数^[5]：

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad \dots(2.1)$$

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} (m=0,1,2,\dots) \quad \dots(2.2)$$

其中 β_1 、 β_2 和折射率的关系为：

$$\beta_1 = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right), \quad \dots(2.3)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) \quad \dots(2.4)$$

由式(2.3)和(2.4)可知， β_1 为光纤中的群速度的倒数， β_2 为光在光纤中的群速度色散参量。根据 β_2 符号的不同，光纤可以为正色散介质($\beta_2 > 0$)也可以为负色散介质($\beta_2 < 0$)。当一个脉冲在正色散介质中传输时，脉冲中的低频成分运行的比高频成分快。当脉冲在负色散介质中传输时情况则相反。在 $1 \mu\text{m}$ 左右处，普通的单模光纤表现为正色散介质，而在 $1.55 \mu\text{m}$ 左右处则为负色散介质。

由于光纤激光器中脉冲的宽度通常比较小，而且光纤的模场面积也很小，导致腔内的非线性效应很强。光纤中的非线性效应非常多，例如自相位调制、交叉相位调制、四波混频、受激拉曼散射、受激布里渊散射等。对光纤激光器中的孤子起作用的非线性效应主要是自相位调制(SPM)。由于克尔效应，光脉冲在光纤中传播时会引起光纤中折射率的变化。所以当光脉冲传输通过长度为 l 的光纤后，脉冲会变为：

$$u_{out}(t) = u_m(t) \exp \left(-j \delta l |u_m(t)|^2 \right) \quad \dots(2.5)$$

从上式可以看出，输出脉冲和输入脉冲相比多了一个非线性相移：

$$\varphi = -j\delta l |u_{in}(t)|^2 \quad \dots(2.6)$$

式中 $\delta = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}$ 为克尔系数, n_2 为非线性折射率系数, A_{eff} 为有效纤芯面积。由(2.6)

式可以看出输出脉冲新增加的非线性相移是时间相关的, 这意味着在脉冲时域包络的不同位置有不同的瞬时光频率, 其和中心频率的差为: $\delta\omega(t) = -\frac{\partial\varphi}{\partial t}$ 。由此可知, 光脉冲在光纤中传输时, 脉冲上会不断地有新的频率出现, 也就是光谱在不断地展宽, 脉宽在不断地被压缩。由 SPM 引起的脉冲压缩和色散效应导致的脉冲展宽是光纤激光器中孤子运行的关键。

2.2 光在光纤中的传输

2.2.1 光在普通光纤中的传播方程

光是一种电磁波, 它在光纤中的传输可以用麦克斯韦方程组进行描述^[104]:

$$\begin{aligned} \Delta \cdot D &= \rho \\ \Delta \cdot B &= 0 \\ \Delta \times E &= -\frac{\partial B}{\partial t} \\ \Delta \times H &= J + \frac{\partial D}{\partial t} \end{aligned} \quad \dots(2.7)$$

D 为电位移矢量, B 为磁感应强度, E 为电场强度, H 为磁场强度。在光纤中电荷密度 ρ 和电流强度 J 都等于 0。根据物质方程和式(2.7)的方程组可以得到:

$$\nabla \times \nabla \times E = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad \dots(2.8)$$

P 为电极化强度, c 为光在真空中的传输速度, μ_0 是真空中的磁导率。因为光在光纤中传输时强度极大, 不能忽略其中的非线性效应, 而且通常只考虑三阶非线性效应, 所以电极化强度需要表示为:

$$P = P_L + P_{NL} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(3)} : EEE) \quad \dots(2.9)$$

其中 $P_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot E$ 和 $P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : EEE$ 分别为线性和非线性极化强度, ϵ_0 为真空中的介电常数。根据式(2.8)和(2.9)可以得到光在光纤中的波动方程:

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad \dots(2.10)$$

为了求解上式, 我们需要假设 P_{NL} 可以当做微扰来处理, 而且光为偏振态不变的

准单色光。此时的 E, P_{NL}, P_L 可以分别写作：

$$E(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x}[E(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.] \quad \dots(2.11)$$

$$P_{NL}(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x}[P_{NL}(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.] \quad \dots(2.12)$$

$$P_L(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x}[P_L(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.] \quad \dots(2.13)$$

电场的傅里叶变换为：

$$\tilde{E}(r, \omega - \omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} E(r, t) \exp[i(\omega - \omega_0)t] dt \quad \dots(2.14)$$

已知赫姆霍兹(Helmholtz)方程为：

$$\nabla^2 \tilde{E} + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad \dots(2.15)$$

根据分解变量法可以假设方程(2.15)的解为：

$$\tilde{E}(r, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z) \quad \dots(2.16)$$

将其带入方程(2.15)可以得到关于慢变函数 $\tilde{A}$ 的方程：

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2) \tilde{A} = 0 \quad \dots(2.17)$$

其中， β_0 为波数， $\tilde{\beta}$ 为本征波数。对本征波数做一阶微扰理论处理，同时对 $\tilde{A}$ 做反傅里叶变换可以得到 NLSE：

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad \dots(2.18)$$

式(2.18)中的 α 和非线性系数 γ 分别表示了光纤中的损耗和非线性效应对脉冲的影响，且

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad \dots(2.19)$$

使用 $T = t - \beta_1 z$ ，可以将式(2.18)变为：

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad \dots(2.20)$$

2.2.2 光在增益光纤中的传播方程

光纤激光器中除了普通的单模光纤还有增益光纤，增益光纤带来的增益效应对激光器中的脉冲有重要的影响，光在其中传输时需要满足：

$$\frac{\partial A(t, z)}{\partial z} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} G(t - t', z) A(t', z) dt' \quad \dots(2.21)$$

当光强达到一定程度时, 增益光纤会出现增益饱和, 此时 $G(t, z)$ 为:

$$G(t, z) = g_0(z) \exp\left(-|A(t, z)|^2 / P_{sat}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{g}(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \quad \dots(2.22)$$

由于掺铒光纤的激发上能级寿命比较长, 所以方程(2.22)可以写为:

$$G(t, z) = g_0(z) \exp(-E_p / E_{sat}) \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{g}(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \quad \dots(2.23)$$

其中 $E_p = \int_{-\infty}^t |A(t, z)|^2 dt$, 表示的是脉冲能量, E_{sat} 为增益饱和能量, $g_0(z)$ 是小信号增益系数。 $\tilde{g}(\omega)$ 表示的是不同波长的光在增益光纤中的增益系数, 通常将其表示为^[105]:

$$\tilde{g}(\omega) = \frac{1}{1 + (\omega - \omega_g)^2 T^2} \approx 1 - \frac{(\omega - \omega_g)}{\Omega_g^2} \quad \dots(2.24)$$

式中 Ω_g^2 为增益带宽。结合(2.21)式、(2.23)式和(2.24)式可得:

$$\frac{\partial A(t, z)}{\partial t} \approx \frac{g}{2} \left[A(t, z) + \frac{1}{\Omega_g^2} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} \right] \quad \dots(2.25)$$

其中,

$$g = g_0(z) \exp(-E_p / E_{sat}) \quad \dots(2.26)$$

把式(2.25)带入到式(2.20)可以得到光在增益光纤中的传播方程(2.27), 其为扩展的 NLSE, 也称为金兹堡-朗道方程 (GLE:Ginzburg-Landau Equation)。

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = \frac{g - \alpha}{2} A + \frac{1}{2\Omega_g^2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + i\gamma |A|^2 A \quad \dots(2.27)$$

从上面的(2.20)式和(2.27)式可以看出光纤激光器内的增益、损耗、色散、非线性等效效应都可以体现在 NLSE 方程中。使用分布傅里叶方法可以对 NLSE 进行求解, 研究人员使用这种方法已经在理论上模拟分析了光纤激光器内的许多动力学过程, 例如, 耗散孤子、传统孤子及色散管理孤子的形成, 孤子间的吸引、排斥及碰撞, 孤子脉冲的分裂等^[106-108]。图 2.1 所示的是使用 NLSE 方程模拟的传统孤子锁模启动的两种途径。两种不同的演化方式是通过改动方程中的增益系数获得的。

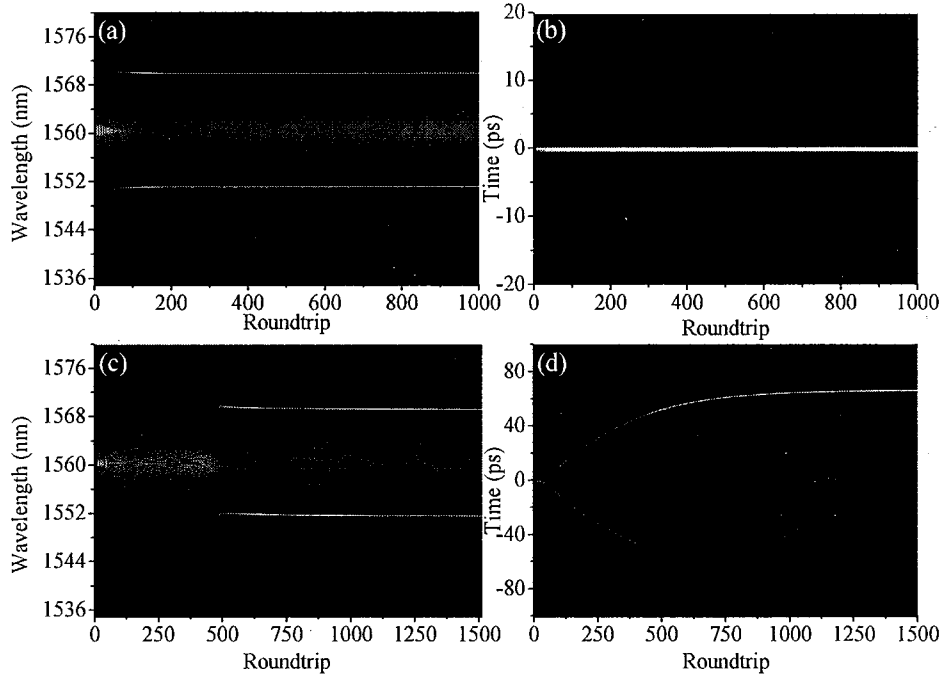


图 2.1 经拍频形成传统孤子锁模的(a)光谱和(b)时域演化, 经拍频和短暂束缚态形成传统孤子锁模的(c)光谱和(d)时域演化。

Figure 2.1 (a) Spectral and (b) temporal evolution of conventional soliton mode-locking through beating dynamics, (c) Spectral and (d) temporal evolution of conventional soliton mode-locking through beating dynamics and transition bound state.

2.3 本章小结

在本章中分析了光纤中的色散效应和非线性效应对脉冲的影响, 并以麦克斯韦方程为起点, 推导了光在普通单模光纤和增益光纤中的传播方程。使用 NLSE 模拟了传统孤子在光纤激光器内的形成。从传播方程可以看出光纤激光器中的孤子动力学主要受增益、损耗、色散、非线性效应等因素的影响。

第3章 不同色散区中孤子的演化动力学

3.1 引言

超快锁模光纤激光器具有结构紧凑、稳定性高、成本低、操作方便等优点,它们在眼科、微机械加工、医学成像和精密计量学等领域有着广泛的应用^[109-112]。根据腔内的色散图谱(Dispersion map),锁模光纤激光器内的脉冲可以是具有不同特性的传统孤子(Conventional soliton)、色散管理孤子(Dispersion-management soliton)和耗散孤子(Dissipative soliton)^[7,113,114]。

在反常色散下,光纤激光器腔内的色散效应与非线性效应之间达到平衡,产生的是具有典型的 Kelly 边带的传统孤子^[115-119]。受限于孤子面积理论,传统孤子脉冲的能量一般都低于 0.1 nJ^[120]。当传统孤子脉冲的能量过高时,色散效应无法平衡脉冲在腔内运行时产生的非线性相移,未被补偿的非线性相移会扭曲脉冲的光谱和时域包络,并最终导致孤子脉冲发生分裂^[121]。在净色散为正或全正色散的情况下,由色散、非线性、增益、损耗以及光谱滤波等效应共同作用可以在光纤激光器内产生耗散孤子^[122-126]。相较于传统孤子光纤激光器,耗散孤子光纤激光器可以产生能量大得多的啁啾脉冲^[127]。传统光谱仪的扫描速度很慢,测得的光谱结果通常是多个脉冲的平均光谱。现在横河生产的光谱仪,扫描 100 nm 的波长范围,最快的情况下需要用时 0.5 ns。受光谱仪扫描速率的限制,激光器中的许多瞬时或者不稳定状态的光谱无法被采集到。但基于实时数字示波器的 DFT 技术可以快速地捕捉到每一个脉冲的相应光谱,所以可以容许我们实时地研究众多的瞬态过程。

本章中使用碳纳米管膜搭建了稳定的传统孤子和耗散孤子光纤激光器并研究了两种孤子的演化动力学。两个激光器输出的是光谱宽度分别为~8.7 nm 和~16.3 nm,脉冲宽度分别为~0.75 ps 和~8.5 ps 的传统孤子和耗散孤子脉冲。基于 DFT 技术,通过捕捉每一个脉冲相应的光谱研究分析了两种孤子光纤激光器的启动动力学。对锁模启动中的弛豫振荡、拍频、瞬时束缚态、调 Q 锁模和光谱展宽等现象进行了详细的探索。并研究了两种孤子在反常色散和正常色散激光器内的形成过程中的异同点。

3.2 传统孤子光纤激光器的启动

3.2.1 实验装置

传统孤子光纤激光器的实验装置展示在图 3.1 的左侧。该激光器中有一段长约 3.5 m 的掺铒光纤(EDF: Erbium-doped fiber)。波长为 980 nm 的半导体激光器通过一个偏振无关的三合一器件(PI-TIWM: Polarization-independent tap-isolator-wavelength-division multiplexer)对 EDF 进行泵浦。这个三合一器件除了有波分复用器的功能以外,还被用来确保环形谐振腔的单向运转和输出腔内 10% 的能量。激光器内的其他光纤都是单模光纤(SMF: Single mode fiber),长度大概有 4.5 m。EDF 和 SMF 在 1550 nm 处的色散参数分别为 $-9 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ 和 $17 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$, 所以腔内的净色散为 -0.06 ps^2 。一个基于碳纳米管制作的饱和吸收体(SWNT-SA: SWNT-based SA)在激光器内作为锁模器件, 发起腔内的锁模操作。使用一个偏振控制器(PC: Polarization controller)来调节腔内的线性双折射, 以达到优化锁模状态的效果。一个斩波器被放置在 LD 和三合一器件间的空间光路部分, 用来控制孤子锁模的启动。测试系统主要包括两个探测器(PD: photodetector)、一台实时数字示波器(R&S RTO2044)、一段 5 km 的色散补偿光纤(DCF: Dispersion-compensating fiber)和一台光谱仪。为了同时监测输出光的时域和频域信息, 输出光被分成了三部分。实验中用到的示波器的带宽为 4 GHz, 采样率为 20 GSa/s, 单通道存储深度为 1 Gsa。DCF 的色散参数为 $-147 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$, 所以 5 km 的 DCF 可以提供约 940 ps^2 的色散。

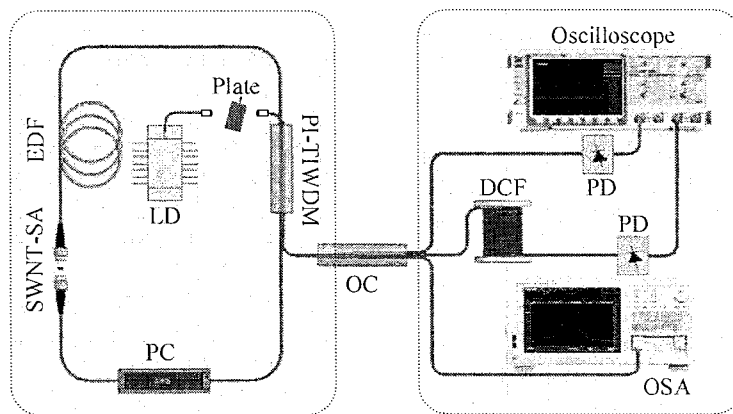


图 3.1 传统孤子光纤激光器及测试系统的装置图。

Figure 3.1 Setup of the conventional soliton fiber laser and the measurement system.

3.2.2 稳定的传统孤子锁模

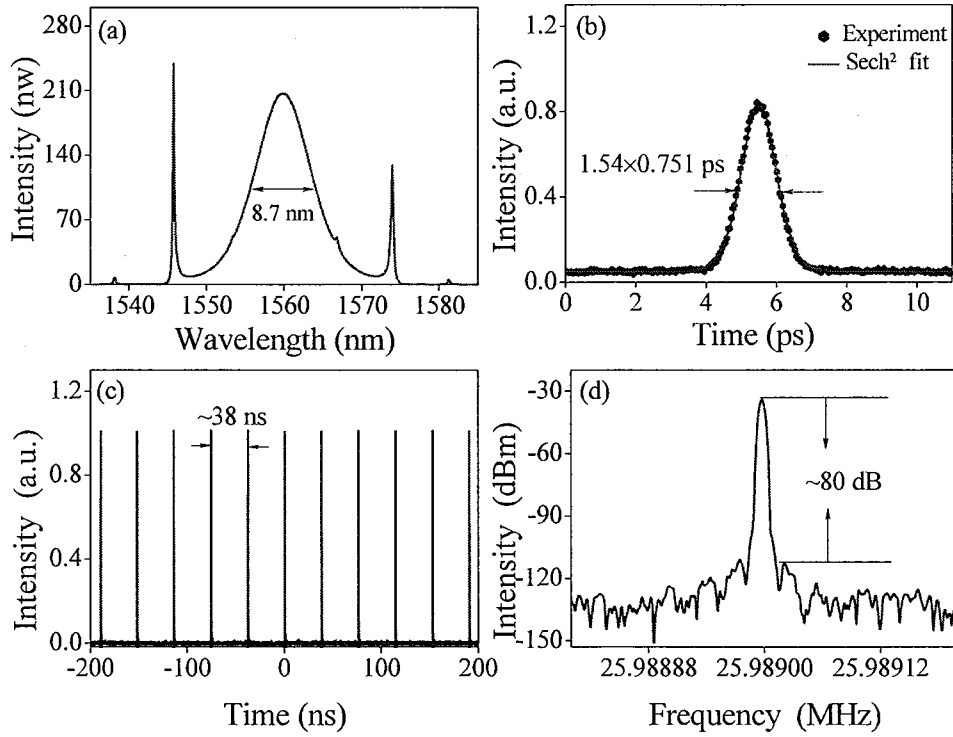


图 3.2 典型的传统孤子锁模状态。(a)线性坐标的光谱图, (b)自相关曲线, (c)示波器脉冲序列, (d)频谱图。

Figure 3.2 Typical conventional soliton mode-locking. (a) Spectrum in linear coordinates, (b) autocorrelation trace, (c) oscilloscope pulse train, (d) frequency spectrum.

当斩波器的状态为开启时, 泵浦光功率升高到 5 mW 时, 激光器输出中心波长约为 1560 nm 的连续光(CW: Continuous wave)。继续升高泵浦光功率到 8 mW 时, 激光器在该中心波长附近自启动锁模。图 3.2 展示了一个典型的传统孤子锁模状态。孤子脉冲的光谱如图 3.2(a)所示, 其中心波长约为 1560 nm, 半高全宽(FWHM: Full width at half maximum)约为 8.7 nm。光谱两侧对称地分布着明显的 Kelly 边带, 这是腔内净色散为负的孤子光纤激光器的典型特征, 说明在该激光器中输出的脉冲是传统孤子^[8]。孤子脉冲的自相关曲线展示在图 3.2(b)中。Sech² 函数可以对实验获得的自相关曲线进行完美地拟合, 如图 3.2(b)所示, 该脉冲的宽度约为 0.751 ps。根据该孤子脉冲的中心波长、光谱宽度和脉冲宽度, 可以计算出脉冲的时间带宽积(TBP: Time-bandwidth product)为~0.816, 大于脉冲的 TBP 转化极限, 这说明该孤子脉冲是轻微啁啾的。如图 3.2(c)中的脉冲序列所示, 脉

冲之间的时间间隔约为 38 ns。各脉冲的强度基本相等，锁模状态非常稳定。图 3.2(d)展示的是这个锁模状态的频谱图。由图中可以看出，该孤子脉冲的重频约为 25.98 MHz，这很好地吻合了均匀分布的脉冲间距。此外，从图中我们还可以看出，该锁模状态的信噪比约为 80 dB，进一步说明了该锁模状态的稳定性很好。当泵浦功率为 8 mW 时，激光器的输出功率约为 120 μ W，可以计算出此时输出的传统孤子的脉冲能量为 $\sim$ 0.0046 nJ。

3.2.3 传统孤子锁模的时域及频域演化

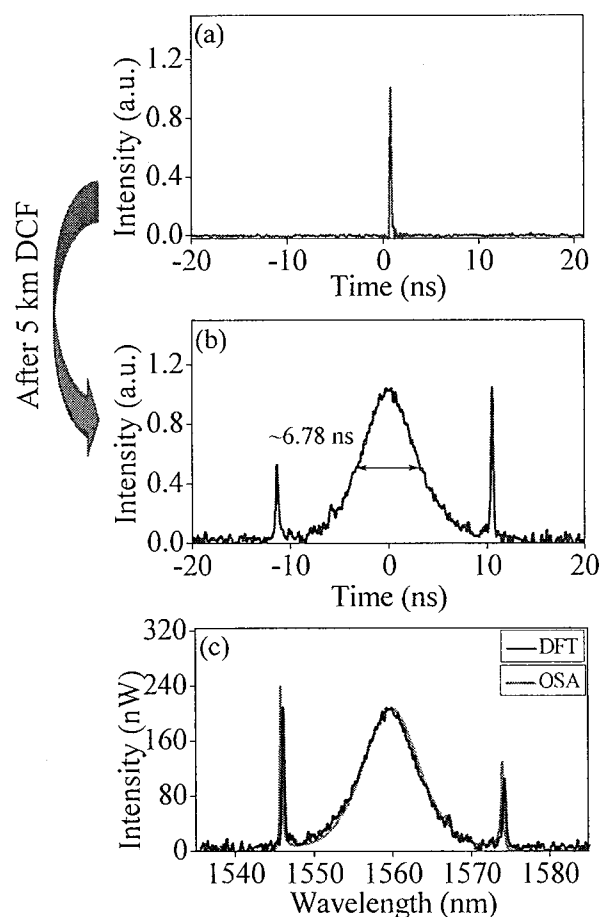


图 3.3 (a)示波器捕获的单个脉冲, (b) 示波器捕获的经过 DCF 后的脉冲, (c)DFT 技术测得的光谱和 OSA 测得的光谱的对比。

Figure 3.3 (a) Single pulse captured by oscilloscope, (b) oscilloscope captured pulse which passed through DCF, (c) comparison between DFT-captured and OSA-captured spectra.

图 3.3(a)显示的是示波器测得的单个脉冲，该脉冲在经过 5 km DCF 的展宽后其时域包络如图 3.3(b)所示。由图中可以看出，脉宽约为 0.75 ps 的脉冲被 5 km

的 DCF 展宽到了~6.78 ns, 而且脉冲两侧也出现了边带。对比图 3.2(a)中的光谱可以看出, 展宽脉冲两侧的边带和光谱两侧的 Kelly 边带很像, 只是分布的方向左右颠倒了。这种现象的出现是因为实验中所用的 DCF 的色散参数为 $D=-147$ ps/(nm·km), β_2 大于零, 属于正常色散介质, 光脉冲在其中传播时其长波长成份比短波长成份传输的快^[5]。根据展宽后的脉冲在时域和频域间的关系, 可以将 DFT 方法测得的时域包络转化为该脉冲的光谱曲线, 如图 3.3(c)中的蓝色曲线所示。由图 3.3(c)我们可以看出, 由 DFT 方法捕获的单次(Single-shot)光谱和由 OSA 捕获的平均光谱之间的切合度非常好。不足之处是单次脉冲光谱的光滑度相对差一点, 这是由示波器的固有噪声引起的。另外, DFT 方法捕获的光谱边带没有 OSA 捕获的光谱边带强度高, 这是受 DFT 方法的分辨率(与示波器的带宽有关)限制的。

3.2.3.1 经拍频形成稳定传统孤子锁模

锁模启动过程中直接测得的和经 DFT 测得的实验数据被分别展示在图 3.4(a)和 3.4(b)中。由实验结果可以看出, 在形成稳定的锁模状态之前, 激光器腔存在明显的弛豫振荡现象。图 3.4 中所显示的弛豫振荡的峰与峰之间的时间间隔大概为 64.3 μ s。经大量的实验总结得出, 弛豫振荡的峰与峰之间的时间间隔会随着启动泵浦功率的大小、掺铒光纤的长度、可饱和吸收体的损耗以及掺铒光纤的种类等因素的改变而发生变化。例如, 泵浦功率越高两峰之间的间隔就越小, 掺铒光纤越长两峰之间的间隔就越大。此外, 我们还发现弛豫振荡所持续的时间并不是在每一次锁模过程中都相同, 有时只持续一百多微秒, 有时则持续数毫秒。通过对比两图可以看出, 两组数据之间存在着一个约为 24.5 μ s 的时间延迟。延迟的出现是因为两个通道的光所经过的光程是不同的, 由 DFT 技术捕获的带有光谱信息的时域包络是输出脉冲经过 5 km DCF 的传输之后得到的。在经过弛豫振荡之后, 腔内出现了短暂的调 Q 锁模状态。如图 3.4(a)和 3.4(b)所示, 调 Q 锁模脉冲的强度比稳定锁模脉冲的强度要小近一倍, 而调 Q 锁模的光谱强度比稳定锁模的光谱要强几倍。这也进一步证明了经 DFT 测得的实验数据携带的是脉冲的光谱信息。

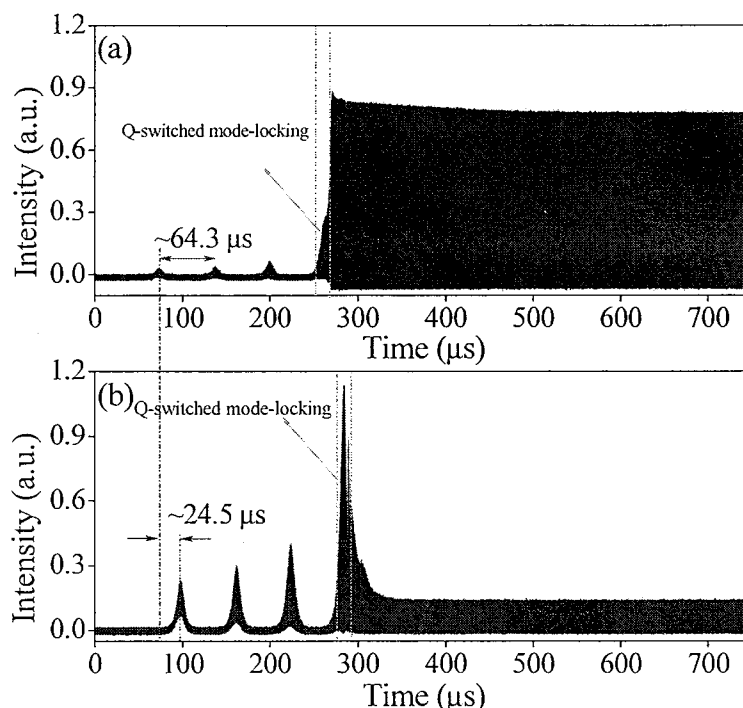


图 3.4 示波器实时测得的演化过程。(a)未经 DCF 的时域信息, (b)DFT 技术捕获的光谱信息。

Figure 3.4 Real-time observation of the evolution processes. (a) Temporal information without DCF, (b) spectral information captured by DFT.

图 3.4 中所示的时间序列以 $\sim 38 \text{ ns}$ 为周期进行着周期性的演化, $\sim 38 \text{ ns}$ 即光在腔内运行一圈的时间。因此, 我们将弛豫振荡之后的时间序列以 38 ns 为周期进行划分, 构成如图 3.5 所示的二维(矩阵)图。图中纵轴和横轴分别表示激光在腔内运行一圈的信息和沿运行圈数的演化情况。将图 3.4(b)中的数据按上述方法进行处理, 得到的光谱演化图如 3.5(a)所示。从调 Q 锁模到形成稳定孤子锁模的演化过程都展示在了图 3.5(a)中, 我们设定图 3.5(a)的开端为第 1 圈。整个启动过程可以分为几个阶段, 其中 A 区域为调 Q 锁模阶段。从图中可以看出只有那个最强的主脉冲最后演化为了孤子脉冲。在调 Q 锁模阶段的后期, 也就是图中的 D 区域, 光谱发生了快速的展宽。这得益于可饱和吸收体的吸收特性: 对强光的透过率大, 对弱光的透过率小, 使得腔内脉冲变窄、光谱变宽。在 B 区域, 锁模状态虽然已经形成但并不稳定, 光谱的中心波长处有强度振荡, 这就是拍频现象。我们将图 3.5(a)中的拍频现象放大之后展示为图 3.5(b)。由图中可以看出, 拍频行为的频率先是逐渐增大, 后来趋于稳定。拍频结束之后, 激光器进入了稳

定的传统孤子锁模状态,如图 3.5(a)中的 D 区域所示。与图 3.5(a)中的光谱演化相对应的时域演化过程被展示在图 3.5(c)中,此图是由图 3.4(a)中的数据得来的。由图 3.5(c)可以明显的看出调 Q 锁模状态时腔内除了强度最大的的主脉冲以外,还有许多强度不等的扰动脉冲(次脉冲)。在调 Q 锁模状态的后期,这些次脉冲都逐渐湮灭在激光器内,最强的主脉冲演化成为了孤子脉冲。另外,在图 3.5(c)所示的时域演化中,无法观察到光谱展宽和拍频现象等。需要指出的是受示波器带宽的限制,我们这里获得的时域演化信息是不完全准确的,确切的时域演化需要用时间透镜(Time-lens)测得。

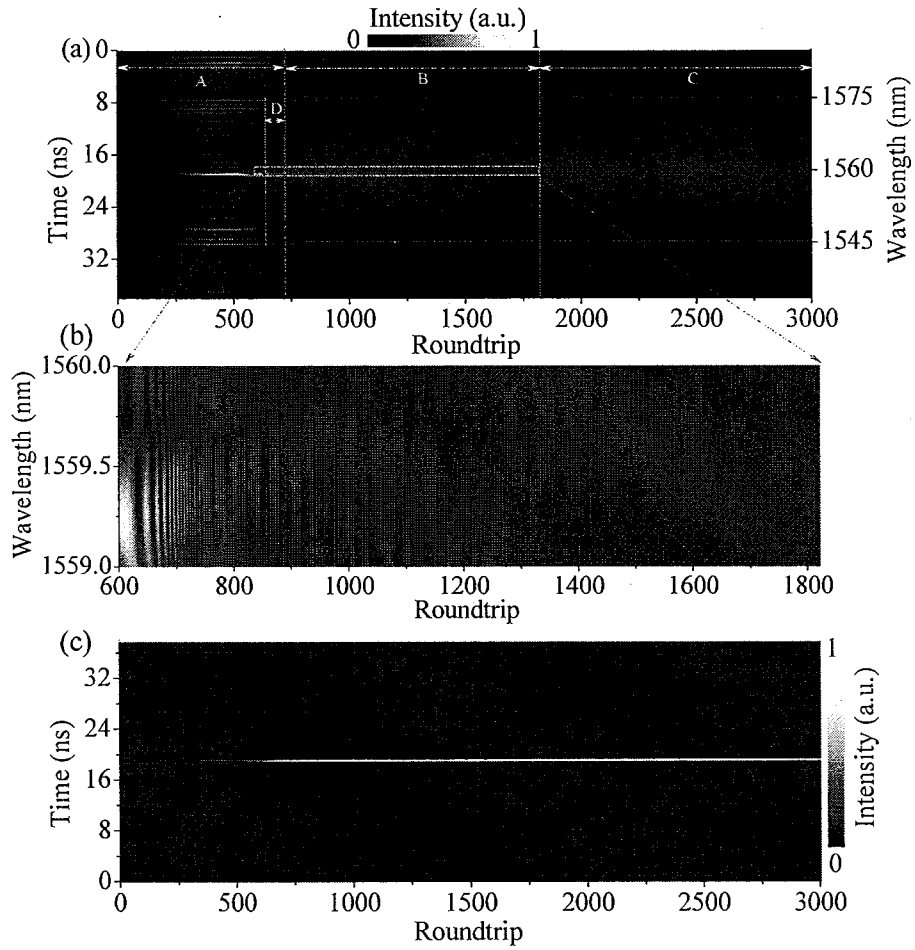


图 3.5 (a)传统孤子锁模的实时演化过程, (b)拍频现象, (c)孤子形成的时域演化。

Figure 3.5 (a) Real-time evolution of conventional soliton mode-locking, (b) beating dynamics, (c) Temporal evolution of the soliton.

图 3.6 展示的是在图 3.5 所示的演化过程中腔内能量的变化曲线。调 Q 锁模状态下的激光器内存在多个脉冲,腔内总能量比较高。因为可饱和吸收体的存在,

在调 Q 锁模状态的后期, 相对较弱的一些皮秒脉冲逐渐消失, 所以在 500 圈以后腔内的能量快速地下降。在锁模状态形成的初期, 拍频现象刚出现时, 腔内的能量还出现了小幅度的增加, 随着拍频频率的稳定, 腔内能量也逐渐趋于稳定。在形成稳定的传统孤子锁模之后, 在不调节泵浦光功率的大小及不改变腔内偏振状态的情况下, 激光器内的能量保持稳定不变。

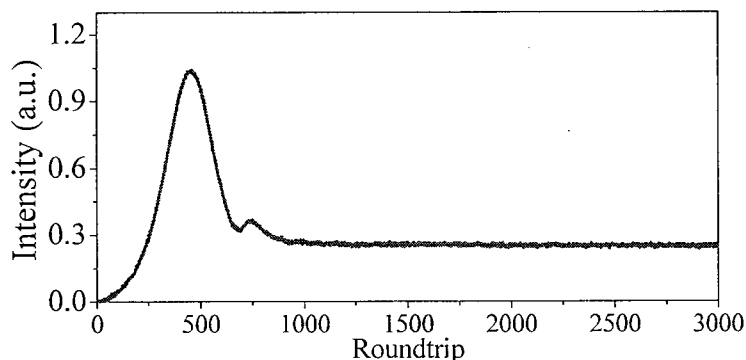


图 3.6 演化过程中的能量的变化(对应于图 3.5(a))。

Figure 3.6 Change of energy during the evolution process (corresponding to Fig. 3.5(a)).

3.2.3.2 经拍频和束缚态形成稳定传统孤子锁模

经过大量的实验发现大部分传统孤子的形成过程主要包括弛豫振荡、调 Q 锁模状态、光谱展宽、拍频现象和稳定的锁模状态。但有一些演化过程比我们前面介绍的更复杂, 因为在这些启动过程中除了有上述阶段以外还有一个短暂的束缚态阶段及一个光谱变窄又展宽的过程。值得注意的是, 虽然孤子的形成过程有差异, 但最后形成的稳定的传统孤子是基本相同的。图 3.7(a)展示的就是一个以这种方式演化形成传统孤子的过程。可以清楚地看出, A 区域为调 Q 锁模状态, 在该阶段激光器中同样存在多个皮秒脉冲。在调 Q 锁模阶段的后期, 也就是图中的 B 区域, 光谱宽度迅速增大。而且在 B 区域和 C 区域的前期, 有明显的拍频现象存在。腔内脉冲演化进入 E 区域时形成稳定的传统孤子锁模。在 B 区域已经可以看出光谱上有明显的干涉调制。束缚态的出现是因为在调 Q 锁模状态后期腔内形成了两个脉冲间隔很小且强度差别不大的脉冲, 两个脉冲相互作用形成了束缚态。从光谱的调制周期的变化可以看出, 束缚态阶段中的两个孤子间的时间间隔在不断地发生变化。将 C 区域中的光谱进行傅里叶变换可以得到这一阶段束缚态演化的场自相关(Field autocorrelation), 如图 3.7(b)所示。束缚态的自相关可以揭示孤子间的时间间隔^[86]。在束缚态刚形成时, 被束缚的两个孤子间的

时间间隔约为 7 ps，后来两者不断地吸引、排斥彼此。在束缚态阶段的后期两孤子逐渐远离彼此，这也可以从束缚态光谱的调制周期的逐渐变小看出，最后两孤子间的时间间隔增大到约 14 ps。受腔内增益的限制及可饱和吸收体的作用，两个孤子在经历复杂的相互作用及竞争后，其中一个孤子逐渐变弱，并在该阶段的后期湮灭在腔内。图 3.7(c)描绘了在束缚态阶段的后期两孤子间的相对相位的变化，可以看出，两孤子间的相对相位变化非常剧烈，这是由于两个孤子的脉冲强度都在不断改变引起的^[83]。

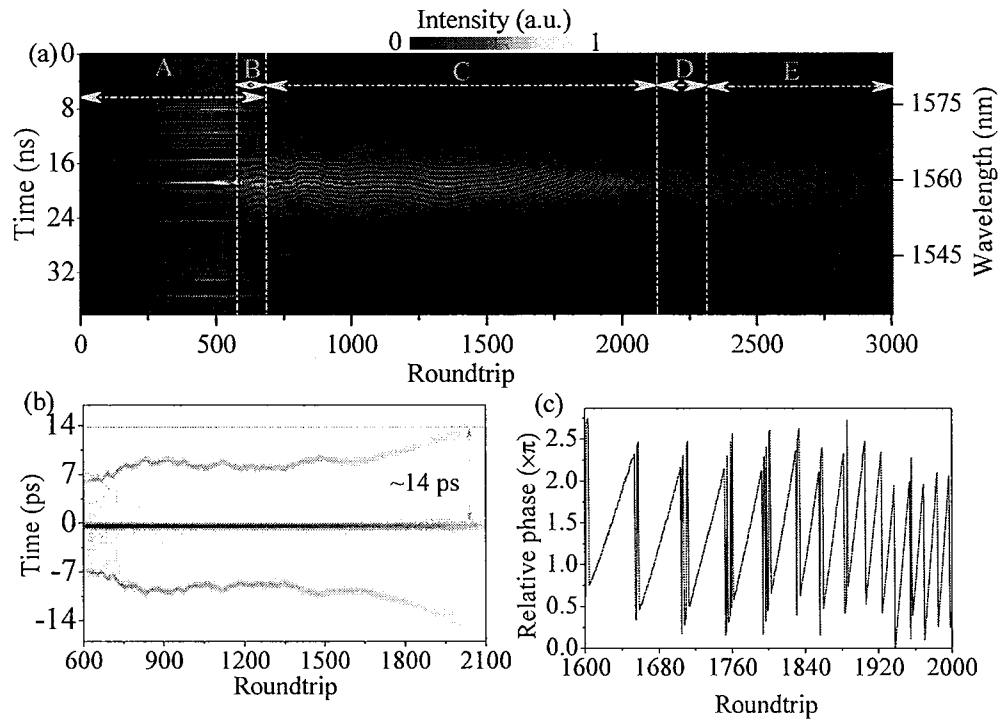


图 3.7 (a)经过短暂束缚态阶段演化形成稳定传统孤子的动力学过程, (b)束缚态的场自相关, (c)两孤子间相对相位的变化。

Figure 3.7 (a) The buildup dynamics of stable conventional soliton with transient bound state, (b) field autocorrelation of the momentary bound state, (c) change of the relative phase between both solitons.

此外，由图 3.7(a)可以看出在这个演化过程中还有一个比较特殊的现象，在 C 阶段的后期光谱宽度在逐渐变窄。在一个孤子消失后剩下的孤子进入 D 区域，并在该阶段能量逐渐变大，光谱逐渐变宽。而且，D 阶段的脉冲因为能量较低的原因其光谱两侧并没有 Kelly 边带，随着脉冲能量的增大光谱上才逐渐出现 Kelly 边带，这与 Kelly 边带的形成原因有关。孤子边带是腔内孤子脉冲与色散波相互

干涉产生的^[128]。当激光器内的孤子脉冲在腔内循环的时候，由于它要不断的经过增益介质及光纤的熔接点等，这会对孤子脉冲产生一定的扰动，并使其周期性地损失一部分能量，这些损失的能量在激光器内会形成色散波。所以，当腔内脉冲的能量很低时，被损耗掉的能量特别少，以至于不能形成色散波或者形成的色散波非常弱，这就导致脉冲的光谱上没有或没有明显的 Kelly 边带。束缚态阶段光谱两侧的边带是逐渐变弱到消失没有的，以此可以从侧面推断出，在该阶段的后期两个孤子的能量相对开始时都是减小了的。最后那个相对较弱的脉冲湮灭，另一个剩下的脉冲则被放大演化成为稳定的传统孤子。

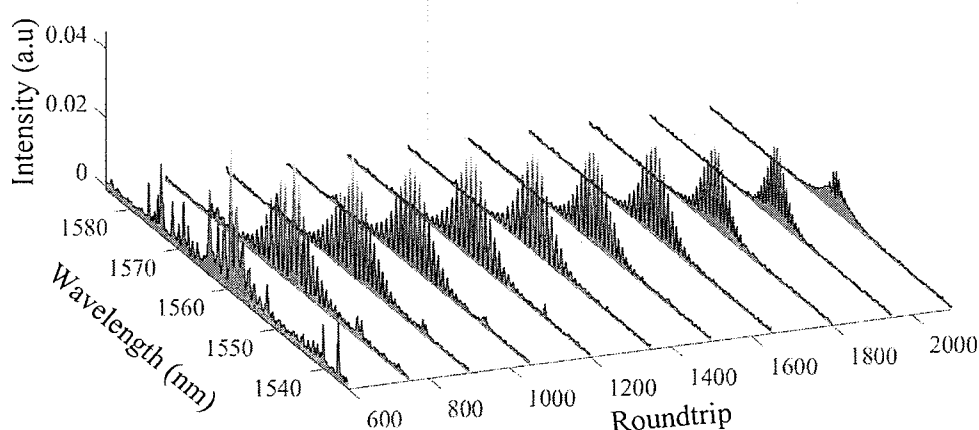


图 3.8 600 圈到 2100 圈间均匀取出的 11 个束缚态光谱。

Figure 3.8 11 spectra of bound state evenly taken out from 600 to 2100 roundtrips.

为了更详细地了解锁模演化过程中出现的短暂的束缚态阶段，我们在 600 圈到 2000 圈之间每隔 150 圈取一个光谱组成了图 3.8 所示的三维光谱图。从图中可以看出，在第 600 圈左右的时候，虽然中间光谱的强度最强，但在光谱两侧还有一些小的凸起，这是因为此时腔内的皮秒脉冲还没有完全被抑制至消失。600 圈、750 圈和 900 圈的光谱上除了有由两孤子相互作用产生的干涉调制以外，光谱的中心波长附近的强度非常高，这是由于在 600 圈到 950 圈时腔内存在拍频现象导致的。从 1050 圈、1200 圈和 1350 圈的光谱调制深度可以看出，这一阶段构成束缚态的两个脉冲强度基本相等。从 1500 圈、1650 圈、1800 圈、1950 圈和 2100 圈的光谱可以看出，在光谱的调制周期逐渐减小的同时，光谱的调制深度也在不断变小。这说明两个孤子在逐渐远离对方的同时，其中一个孤子的强度

相对另一个孤子在不断减小。

3.2.4 拍频对锁模过程的影响

激光器腔内的光脉冲的电场可表示为:

$$E(t) = E_0(t) * \exp[i(\omega t - kz + \varphi_0)] \quad \dots(3.2)$$

其中, $E_0(t)$, ω , φ_0 分别表示电场随时间变化的振幅包络、角频率和初始相位, 其中传播常数为:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{\omega}{c} \quad \dots(3.3)$$

在稳定锁模形成前, 假设腔内存在一个强度较强的脉宽为飞秒量级的主脉冲和一些强度较弱的脉宽约为皮秒量级的扰动脉冲(次脉冲), 飞秒脉冲和皮秒脉冲的电场形式可以分别表示为如下所示:

$$E_1(t) = E_{10}(t) * \exp[i(\omega_1 t - k_1 z + \varphi_{10})] \quad \dots(3.4)$$

$$E_2(t) = E_{20}(t) * \exp[i(\omega_2 t - k_2 z + \varphi_{20})] \quad \dots(3.5)$$

其中 $E_1(t)$, $E_2(t)$, 分别为飞秒脉冲和皮秒脉冲的电场振幅包络, 以飞秒脉冲的角频率为基准, 两脉冲的光场形式可化为:

$$E_1(t) = E_{10}(t) * \exp[i(\omega_1 t + \Delta\varphi)] \quad \dots(3.6)$$

$$E_2(t) = E_{20}(t) * \exp(i\omega_2 t) = E_{20}(t) * \exp[i(\omega_1 t + \Delta\omega)] \quad \dots(3.7)$$

其中, $\Delta\omega$ 和 $\Delta\varphi$ 分别是角频率差和传输 z 距离后的相位差:

$$\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 \quad \dots(3.8)$$

$$\Delta\varphi = -k_1 z + \varphi_{10} - (-k_2 z + \varphi_{20}) = (k_2 - k_1)z + \Delta\varphi_0 \quad \dots(3.10)$$

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_{20} - \varphi_{10} \quad \dots(3.9)$$

$\Delta\varphi_0$ 为两脉冲间的初始相位差, 飞秒脉冲和皮秒脉冲的振幅差为:

$$|E_1|^2 - |E_2|^2 = \Delta|E|^2 \quad \dots(3.11)$$

所以飞秒脉冲和皮秒脉冲的相位差可化简为:

$$\begin{aligned} (k_2 - k_1)z &= \left(\frac{\omega_2}{c} - \frac{\omega_1}{c}\right)z = \left(\frac{\omega_2 n_2 L}{c} - \frac{\omega_1 n_1 L}{c}\right) \\ &= \left(\frac{\omega_2}{c} - \frac{\omega_1}{c}\right) * n_0 L + \frac{n_{NL} \Delta|E|^2}{c} L * (2\omega_2 - \omega_1) \\ &= \Delta\omega T_r + (2\omega_2 - \omega_1) t_d \\ &= \Delta\omega T_r + (\omega_2 + \Delta\omega) t_d \end{aligned} \quad \dots(3.12)$$

其中, T_r 是光在腔内往返一圈的时间, L 表示光电场在腔内的单程长度, n_1 , n_2 分别对应飞秒脉冲和皮秒脉冲电场的折射率, n_0 , n_{NL} 分别表示线性和非线性折

射率，这里考虑飞秒脉冲和皮秒脉冲电场的线性折射率是近似相等的；往返一圈后，飞秒脉冲和皮秒脉冲的时间延迟分别为 t_{d1} 和 t_{d2} 。其中 t_{d1} 为：

$$t_{d1} = n_{NL}(|E_1|^2 + 2|E_2|^2) * L/c \quad \dots(3.13)$$

上式括号中的第一项表示飞秒脉冲电场 E_1 因自相位调制作用引起的非线性相移，第二项是交叉相位调制引起的非线性相移，同理 t_{d2} 为：

$$t_{d2} = n_{NL}(|E_2|^2 + 2|E_1|^2) * L/c \quad \dots(3.14)$$

所以，两脉冲在腔内运行一圈产生的时间延迟差为：

$$t_d = t_{d2} - t_{d1} = n_{NL}\Delta|E|^2 * L/c \quad \dots(3.15)$$

故，往返运行 j 圈后积累的时间延迟差为：

$$t_{dj} = \sum_{i=1}^j [n_{NL}(\Delta|E_i|^2) * L/c] \quad \dots(3.16)$$

所以，两脉冲间的积累的相位延迟为：

$$\Delta\varphi = (k_2 - k_1)z + \Delta\varphi_0 = \Delta\omega T_r + (\omega_2 + \Delta\omega)t_{dj} + \Delta\varphi_0 \quad \dots(3.17)$$

随着运行圈数的增加，两脉冲之间的相对相位延迟在不断的变化，每当其变为 2π 的整数倍时总光强变为最强。而且可以看出两脉冲间的强度差越大，拍频的频率越大，两者之间的强度差越小，拍频的频率就越小。在稳定传统孤子锁模即将在腔内形成时，拍频的频率是越来越大的，说明腔内扰动脉冲的强度在逐渐变弱。随着扰动脉冲被抑制至消失，腔内的拍频行为结束。

3.3 耗散孤子光纤激光器的启动

3.3.1 典型的耗散孤子光纤激光器

耗散孤子光纤激光器的实验设置与图 3.1 中所显示的传统孤子光纤激光器相似。不同之处在于激光器的总腔长和所用掺铒光纤的种类及长度。该激光器中所用的掺铒光纤为长度约为 6 m 的 Nufern-980-HC，其色散参数为 $-16 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ 。其余光纤是长度约为 4.6 m 的 SMF，其色散参数为 $17 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ 。该激光器的总长度约为 10.6 m，腔内的净色散偏正为 0.023 ps^2 。当泵浦光功率升高到 6 mW 时，激光器输出连续光。继续升高泵浦光功率到 13 mW，适当调节偏振控制器的状态，激光器在中心波长约为 1561 nm 处形成锁模操作。由光谱仪测得的耗散孤子的光谱图如图 3.9(a)和 3.9(b)所示。不同于传统孤子的光谱，耗散孤子的光谱呈准矩形形状，这是耗散孤子锁模的典型特征。其中图 3.9(a)所示的光谱图是

以对数坐标显示的, 图 3.9(b)中的光谱是线性坐标的。锁模的中心波长约为 1561 nm, 对数光谱的 3dB 带宽或者线性光谱的 FWHM 约为 16.3 nm。通过对比两种坐标下的光谱我们可以看出, 对数坐标的光谱显得更平坦。因为示波器测得的强度曲线是线性坐标显示的, 所以下文中用到的光谱都是以线性坐标表示的。图 3.9(c)显示的是耗散孤子的自相关曲线, 高斯函数可以对其进行完美的拟合, 可以看出该孤子的脉冲宽度约为 8.5 ps。根据输出脉冲的中心波长、光谱宽度及脉冲宽度, 可以计算出该孤子的时间带宽积为 17.3。由孤子的时间带宽积远大于耗散孤子的转化极限值 0.414 可以看出激光器输出的耗散孤子脉冲具有很强的啁啾。强啁啾的存在是因为激光器中的掺铒光纤提供了大量的正色散。激光器输出的锁模状态非常稳定, 可以持续稳定运行十几个小时。

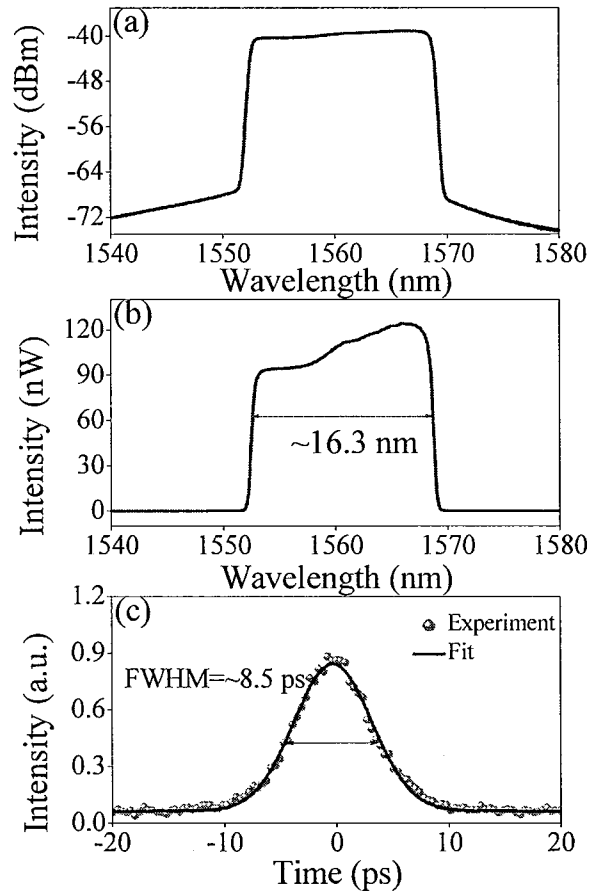


图 3.9 典型的耗散孤子锁模状态。(a)对数坐标的光谱图, (b)线性坐标的光谱图, (c)耗散孤子的自相关曲线。

Figure 3.9 Typical dissipative soliton mode-locking. (a) Spectrum in logarithmic coordinates, (b) Spectrum in linear coordinates (c) autocorrelation trace of the dissipative soliton.

3.3.2 耗散孤子的实时演化及分析

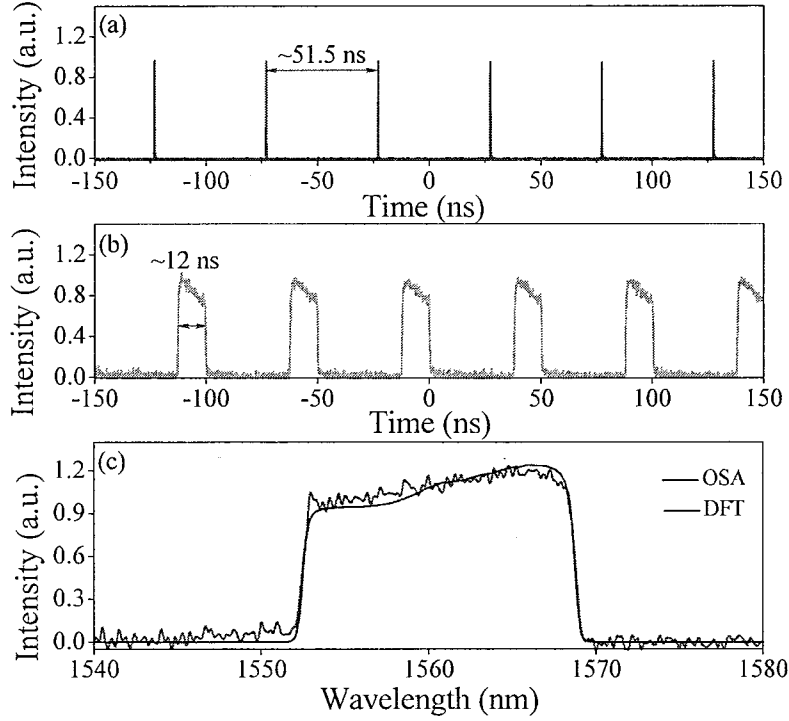


图 3.10 (a)耗散孤子脉冲序列, (b)由 DFT 技术测得的脉冲包络, (c)DFT 技术测得的单次光谱和 OSA 测得的平均光谱之间的对比。

Figure 3.10 (a) Pulse train of the dissipative soliton, (b) envelope of pulses measured by DFT technique, (c) comparison between DFT-captured and OSA-captured spectra.

上述耗散孤子光纤激光器输出的脉冲序列如图 3.10(a)所示, 脉冲之间的时间间隔约为 51.5 ns, 这很好地对应该光纤激光器的腔长。各脉冲的强度均匀, 没有起伏, 说明锁模状态非常稳定。此时激光器的输出功率为 163 μW , 则输出的耗散孤子的脉冲能量约为 0.0084 nJ。图 3.10(b)显示的是 DFT 测得的被展宽后的脉冲的时域包络, 每一个脉冲都被展宽为了宽度约为 12.7 ns 的准矩形包络。同前面介绍的传统孤子相同, 被展宽后的脉冲的时域包络的形状和脉冲的光谱形状相同, 只是左右相反。值得注意的是被展宽之后的传统孤子的脉宽约为 6.78 ns, 而同样经过 5 km 的 DCF 传输后的耗散孤子的宽度为~12 ns。这是因为不管脉冲的初始宽度是多大, 被展宽后的脉冲宽度 $\Delta\tau$ 只和所经过的 DCF 及脉冲的光谱宽度有关^[55]:

$$\Delta\tau = |D|z\Delta\lambda \quad \dots(3.18)$$

其中。 D 为 DCF 的色散参数, z 为 DCF 的长度, $\Delta\lambda$ 为脉冲的光谱宽度。由 $D=-147$

ps/(nm•km), $z=5$ km, $\Delta\lambda=16.3$ nm, 可以计算出被展宽后的脉冲宽度应为 ~ 12 ns, 这和实验测得的脉冲宽度几乎完全相同。耗散孤子的光谱宽度大于传统孤子的光谱宽度, 所以被展宽后的脉冲宽度相对较大。在图 3.10(c)中, 将 DFT 测得的单个耗散孤子脉冲的光谱和由 OSA 测得的平均光谱进行比较, 可以看出两种方法测得的光谱的吻合度还是非常好的。因为示波器固有噪声存在的原因, DFT 方法测得的单次光谱上总是有一些小的强度波动, 如图 3.10(c)所示。

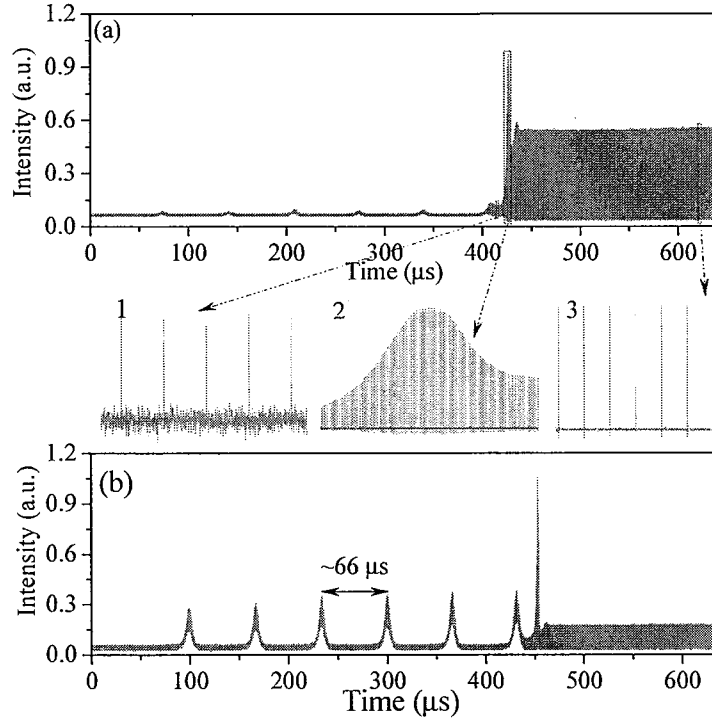


图 3.11 (a)示波器直接捕获的锁模启动过程中的脉冲演化过程, 插图 1:不稳定锁模状态的脉冲, 插图 2:调 Q 锁模阶段, 插图 3:稳定锁模状态时的耗散孤子脉冲; (b)DFT 技术捕获的演化过程。

Figure 3.11 (a) Pulse evolution captured directly by oscilloscope, inset 1: pulses in unstable mode-locking state, inset 2: Q-switched mode-locking stage, inset 3: dissipative soliton pulses in stable mode-locking state, (b) evolution process captured by DFT technique.

将泵浦功率大小保持为 13 mW 不变, 同时保持 PC 的状态不变, 当斩波器切断泵浦光的输入时激光器处于关闭状态, 没有任何输出。调节斩波器使其不再阻断光路, 泵浦光可以在瞬间输入到激光器腔内。由于示波器具有实时记录功能, 所以它可以捕获到由没有泵浦光到有泵浦光的过程中激光器的所有输出信息。图 3.11 为示波器的两个通道同时捕获的实验数据, 其中图 3.11(a)是示波器直接捕获的脉冲信息, 3.11(b)是由 DFT 技术捕获的脉冲的光谱信息, 两者分别反应的是

耗散孤子锁模启动过程中的时域和频域的演化信息。同图 3.4 中介绍的传统孤子锁模的建立过程相比,在耗散孤子锁模状态形成之前激光器内也出现了明显的弛豫振荡,而且两组数据也存在一个约为 $24.5\ \mu\text{s}$ 的时间差。不同的是:1,在传统孤子锁模建立的过程中,弛豫振荡所产生的峰的强度的增长趋势比较明显,而此处峰强度的增长幅度很小;2,在传统孤子锁模建立的过程中,弛豫振荡产生的峰只有三个,而在耗散孤子的形成过程中峰的数量有 6 个;3,在传统孤子锁模建立过程中,弛豫振荡产生的峰与峰之间的时间间隔为 $\sim 64.3\ \mu\text{s}$,此处峰间间隔约为 $66\ \mu\text{s}$ 。这些不同存在的原因是由多方面导致的。首先,两个激光器中所用的增益光纤的种类不同,分别是 C600 和 Nufern-980-HC。其次,两谐振腔中的掺铒光纤的长度是不同的,分别为 3.5 m 和 6 m。第三,两种孤子锁模启动时所用的泵浦功率的大小是不一样的,一个是 8 mW,一个是 13 mW。最后,两个激光器中所用的可饱和吸收体(碳纳米管膜)的损耗是不同的。

由图 3.11(a)可以看出,在弛豫振荡结束后,腔内紧接着进入了不稳定的锁模状态,而且此时的脉冲强度要远远小于稳定锁模后形成的耗散孤子脉冲的强度。图 3.11(b)中所显示的与之相对应的光谱强度也非常弱。由插图 1 中可以看出此时腔内脉冲之间的时间间隔已经是 $51.5\ \text{ns}$,但脉冲的强度起伏变化没有规律。从插图 2 中看出,这个不稳定的锁模状态在持续了大概 $6\ \mu\text{s}$ 以后,腔内进入了调 Q 锁模状态。在此阶段,脉冲间的间隔保持不变且脉冲序列上有规则的强度调制包络,此时的脉冲强度远大于稳定锁模后的脉冲强度。由图 3.11(b)可以看出此时脉冲的光谱强度也非常强。经过调 Q 锁模阶段之后,腔内就逐渐形成了稳定的耗散孤子锁模。插图 3 显示的是稳定锁模后的脉冲序列,脉冲间隔保持均匀不变,脉冲强度一致,没有任何调制,说明锁模状态非常稳定。

按照 3.2.3 部分介绍的处理方法,可以将图 3.11(a)和 3.11(b)中的部分数据绘制为如图 3.12 所示的耗散孤子的演化图。图中前 ~ 250 圈展示的是弛豫振荡的最后一个峰,从两图中都可以看出,此时腔内存在许多杂乱的扰动,这些扰动的分布和强度都没有任何规律。但是由图 3.12(a)可知,在大概 160 圈之后,腔内出现了一个强度相对较大的主脉冲。在弛豫振荡结束之后,其他扰动都湮灭在了腔内,只有那个主脉冲演化成为了锁模脉冲,进入了腔内的 A 阶段。经图 3.11 的研究我们已经知道, A 阶段即之前提到的不稳定锁模阶段。不稳定锁模阶段的脉冲能量较小,光谱强度和宽度都很小。B 区域显示的是调 Q 锁模阶段,此阶段的前

期光谱强度、光谱宽度和脉冲强度都在快速地增加,在脉冲能量增高到一定程度之后,光谱两侧出现了明显的褶皱。在调 Q 锁模阶段的后期,光谱宽度有小幅度的减小,但光谱强度和脉冲强度都有大幅度的下降。随着脉冲能量的降低,光谱上的褶皱越来越弱,数量越来越少。这也证明了 Wise 等人提出的观点,当耗散孤子能量足够高时,其光谱两侧会出现褶皱^[22]。调 Q 锁模状态结束后,腔内的脉冲能量和光谱宽度在 C 区域都有小幅度的增加。如图 3.12(a)所示,在大约 790 圈后(D 区域)无论是光谱宽度、光谱强度还是脉冲能量随着脉冲在腔内的不断运行都保持稳定不变,形成了稳定的耗散孤子锁模状态。在锁模状态形成之后,稳定的耗散孤子锁模建立之前,实时光谱上显示出来的光谱宽度的振荡,是由于腔内的非线性效应、色散效应、增益和损耗没有达到完全的平衡导致的^[74]。而且光谱宽度的振荡程度可以通过仔细地调节泵浦功率的大小来改变,甚至使其消失。需要指出的是,同图 3.5(c)所示的传统孤子锁模的时域演化过程相同,因受示波器带宽的限制,此处耗散孤子脉冲的时域演化也是不完全准确的。

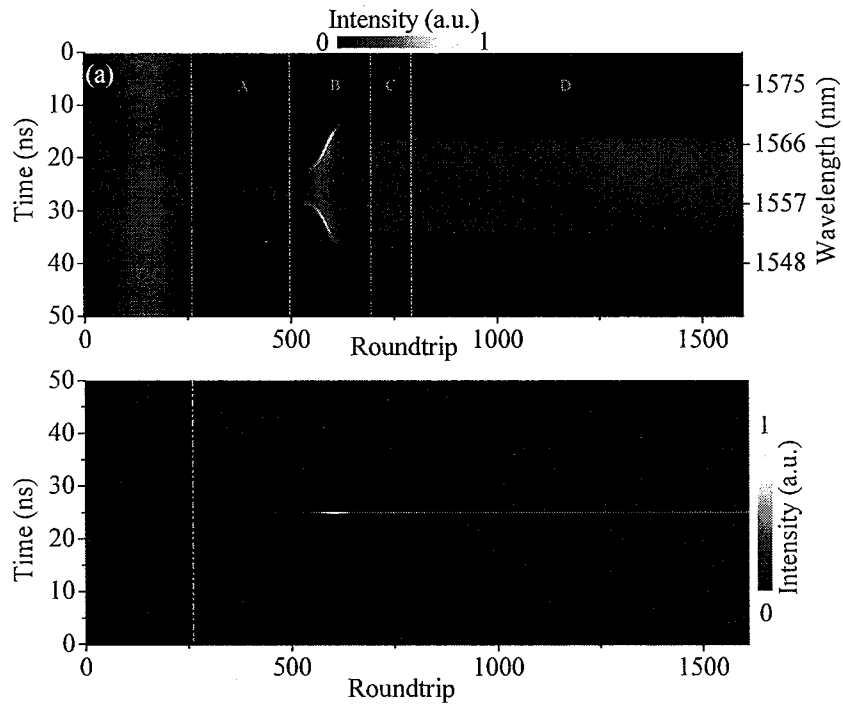


图 3.12 (a)耗散孤子锁模状态建立过程, (b)相应的脉冲时域演化过程。

Figure 3.12 (a) The bulid-up process of dissipative soliton mode-locked state, (b) corresponding time-domain evolution process.

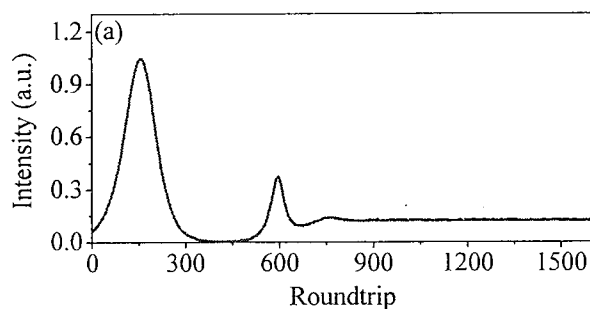


图 3.13 (a)耗散孤子形成过程中腔内能量的变化曲线(对应于图 3.12(a)中的演化过程)。

Figure 3.13 Change of intracavity energy during the build-up of dissipative soliton (corresponding to the process shown in Fig. 3.12(a)).

图 3.12 所示的演化过程中腔内的能量变化曲线被展示在图 3.13 中。由图中可以看出, 前 250 圈(即弛豫振荡最后一个峰)腔内能量变化幅度非常大。这是因为此时腔内没有达成锁模状态, 掺铒光纤的增益谱比较宽, 各波长处都产生了受激辐射放大, 腔内的扰动比较多, 总能量也就远远高于锁模时期的腔内能量。从图 3.11 和 3.12 可知, 在大约 250 圈到 500 圈期间腔内处于不稳定锁模状态, 由于脉冲强度非常小, 导致此阶段腔内的能量相对于稳定锁模时期非常低, 如图 3.13 中所示。在调 Q 锁模阶段的前期, ~500 圈到~600 圈时, 腔内的能量快速增加, 在该阶段的后期, ~600 圈到~680 圈时, 腔内的能量又急剧下降。这很好的对应了图 3.11 和 3.12 中脉冲强度的变化趋势。调 Q 锁模阶段结束后。腔内能量经过小幅度的增加后又经历了小幅度的下降, 最后腔内能量保持稳定不变, 表明此时稳定的耗散孤子锁模状态在激光器内形成。

为了能更清晰地了解耗散孤子形成过程中光谱的演化过程, 我们将图 3.12(a)中所展示的光谱在 300 圈到 1000 圈之间每隔 35 圈取一个脉冲的光谱组成了图 3.14 所展示的三维光谱图。由图 3.12 可知, 在 300 圈到 500 圈之间激光器运行在不稳定的锁模状态, 所以图 3.14 中展示的第 300、335、370、405、440 和 475 圈皆为不稳定锁模状态的光谱。从这六个脉冲的光谱可以看出, 此时的光谱的强度和宽度都相对很小, 其形状既不像传统孤子的光谱, 也与耗散孤子的光谱不同。在调 Q 锁模形成初期, 光谱呈准矩形, 只是光谱宽度很窄, 约 5 nm。后来调 Q 锁模脉冲能量逐渐增大, 光谱强度也随之增加, 此时的矩形光谱上出现了强烈的褶皱, 光谱两侧尤为明显。随着腔内能量的下降, 孤子能量逐渐减小并趋于稳定。光谱两侧的褶皱也逐渐减少, 最后消失呈现为准矩形, 这是耗散孤子锁模的典型

特征。此时腔内的增益、损耗、非线性效应和色散效应等相互作用并达到平衡，形成稳定的耗散孤子锁模状态。从图中可以看出 800 圈之后的光谱形状保持为准矩形且不发生变化，光谱强度也不再发生改变。

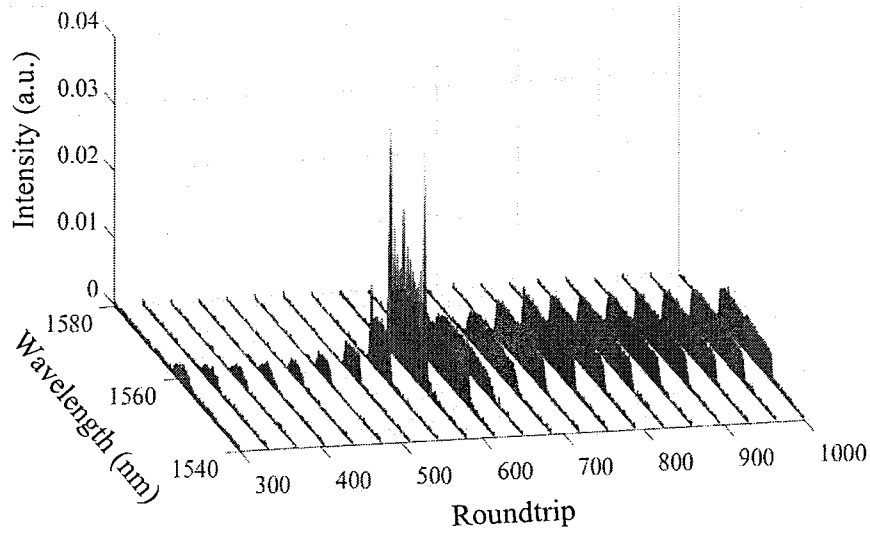


图 3.14 在 300 圈到 1000 圈间每隔 35 圈取一个光谱组成的三维图。

Figure 3.14 Three-dimensional figure of 35 spectra evenly taken out from 300 to 1000 roundtrips.

3.4 不同锁模机制下孤子演化动力学的对比

通过对比传统孤子和耗散孤子的形成过程可以发现两种孤子在光纤激光器中的演化动力学都非常的复杂，且两者的启动形成过程中存在着明显的差异。传统孤子形成过程中总是会有拍频现象，这一现象在耗散孤子的形成过程中是没有的。而耗散孤子在形成时，在调 Q 锁模阶段总是会存在因脉冲能量过高导致的强烈的光谱褶皱。光谱演化过程中的不同主要是由于在正常色散和反常色散腔内两种类型孤子的形成机制不同导致的，即传统孤子的形成主要是由腔内的非线性效应和色散效应相互作用，而耗散孤子则是腔内增益、损耗、非线性效应和色散效应等共同作用的结果。

3.4 本章小结

首先，使用碳纳米管膜作为可饱和吸收体，分别搭建了一个稳定的传统孤子锁模光纤激光器和一个耗散孤子锁模光纤激光器。两个激光器输出的光谱宽度分别为~8.7 nm 和~16.3 nm，脉冲宽度分别为~0.75 ps 和~8.5 ps。其次，利用 DFT

技术研究了两种孤子在激光器内的演化动力学。实验发现两种孤子启动时都要经历弛豫振荡、调 Q 锁模状态、光谱展宽和稳定锁模阶段。但传统孤子锁模启动过程中会出现拍频现象，有时还会有短暂的束缚态阶段，而在耗散孤子锁模过程中有短暂的不稳定锁模状态，且调 Q 锁模时期的光谱两侧有因孤子能量过高而引起的强烈的褶皱。通过实验揭示了孤子在不同的锁模机制下的复杂的演化动力学。

第4章 双孤子光纤激光器的启动与湮灭

4.1 引言

在强泵浦光功率下,被动锁模激光器特别容易进入多脉冲状态,尤其是双脉冲状态。在半导体可饱和吸收镜锁模的钛宝石激光器^[129]、克尔透镜锁模的钛宝石激光器^[130]和非线性偏振旋转技术锁模的光纤激光器^[131]等各种激光器中都观察到了多脉冲输出状态。以前的研究已经证实多脉冲簇可以实现许多有趣的光学现象,例如孤子雨、束缚孤子簇和孤子分子等^[132-134]。然而,在大多数情况下,由于脉冲能量较小、脉宽较宽,多脉冲状态在稳定锁模激光器的许多应用中仍然是一种非常不希望出现的现象^[32],因此,揭示多脉冲状态的建立和湮灭动力学是十分有必要的。

本章基于 DFT 技术研究了碳纳米管锁模光纤激光器内的普通双脉冲状态的演化动力学。发现并分析了双脉冲形成的两种演化方式:由一个脉冲分裂而成和经两个脉冲同时锁模形成。同时还研究了双脉冲状态在泵浦光功率快速减小至消失时的湮灭演化动力学。发现双脉冲状态的湮灭也存在两种方式:两个脉冲依次消失和两个脉冲同时湮灭。

4.2 双孤子启动演化动力学

4.2.1 实验装置

实验装置的示意图如图 4.1 所示,它由光纤激光器和测量分析系统两部分组成。实验中研究的光纤激光器是一个基于单壁碳纳米管(SWNT)的被动锁模光纤激光器,该激光器是由一段 4.1 m 长的掺铒光纤(EDF)、一个偏振控制器(PC)、一个锁模器件(即夹在两个跳线头中间,恢复时间约为 1ps 的自制 SWNT 薄膜)、一段长约 3.81 m 的尾纤单模光纤(SMF)和一个由隔离器、输出耦合器和波长分复用器构成的偏振无关的混合器件(PI-ITW)。PI-ITW 器件在光纤激光器中有三个作用:确保环形激光器的单向运转,从激光腔中输出 10%的光功率,将激光二极管(LD)发出的 980 nm 的泵浦光耦合进光纤激光器。这种集成度高的器件可以有效的简化光纤激光器的结构,还在一定程度上减小了由光学器件带来的损耗,使光纤激光器的性能更加优异。一个光学斩波器被放置在 LD 和 PI-ITW 之间的

空间光路部分,作为泵浦光的开关。EDF 和 SMF 的色散参数分别为 $-9 \text{ ps/nm}\cdot\text{km}$ 和 $17 \text{ ps/nm}\cdot\text{km}$ 。因此,该光纤激光器的净色散可计算为 -0.036 ps^2 。激光器的输出光通过一个 60:20:20 的光纤耦合器(OC)被分为三个分支来进行时域和频域的信息分析。图 4.1 中使用的测量分析系统主要由一段 5 km 长的色散补偿光纤(DCF)、一个带宽为 4 GHz、采样率为 20 GSa/s 的实时数字示波器、两个高速光电探测器(PD)和一个光谱分析仪(OSA)组成。这段 DCF 提供了约 940 ps^2 的总累积色散,综合各种因素可以计算出 DFT 测量系统的光谱分辨率约为 0.34 nm ,这使得示波器可以详细地记录每一个脉冲的光谱。

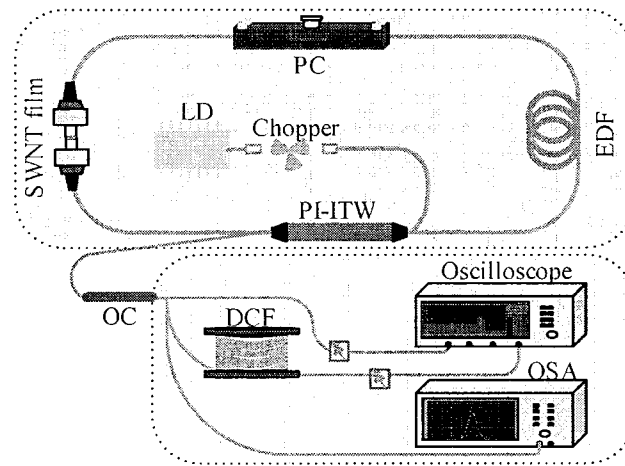


图 4.1 光纤激光器和测量系统的实验装置。

Figure 4.1 Setup of the fiber laser and the measurement system.

4.2.2 典型的双脉冲锁模

由于 SWNT 膜的可饱和吸收作用,当泵浦光功率升高到 8.5 mW 时,单脉冲锁模操作在光纤激光器中很容易地实现。将泵浦光功率增加至 $\sim 13.8 \text{ mW}$,腔内的单脉冲状态演变为双脉冲锁模状态。在泵功率为 $\sim 17.7 \text{ mW}$ 时,通过仔细调整 PC 的状态,稳定的双脉冲锁模状态在光纤激光器中实现。如图 4.2(a)所示,双脉冲簇之间的间隔约为 38.5 ns ,这相当于 26 MHz 的激光器重频。在该稳定状态下,根据输出功率和激光器的重频可以计算出输出脉冲的能量约为 $\sim 7.15 \text{ pJ}$ 。图 4.2(b)显示的由 DFT 获取的时间序列。当脉冲通过 5 km 的 DCF 的传输后,其脉冲宽度会从 $\sim 720 \text{ fs}$ 被拉伸至 $\sim 4 \text{ ns}$ 。由 4.2(a)可以看出,脉冲簇中两个脉冲间的时间间隔约为 14.1 ns , 14.1 ns 大于 8 ns ,因此被拉伸后的脉冲之间没有出现重叠现象。

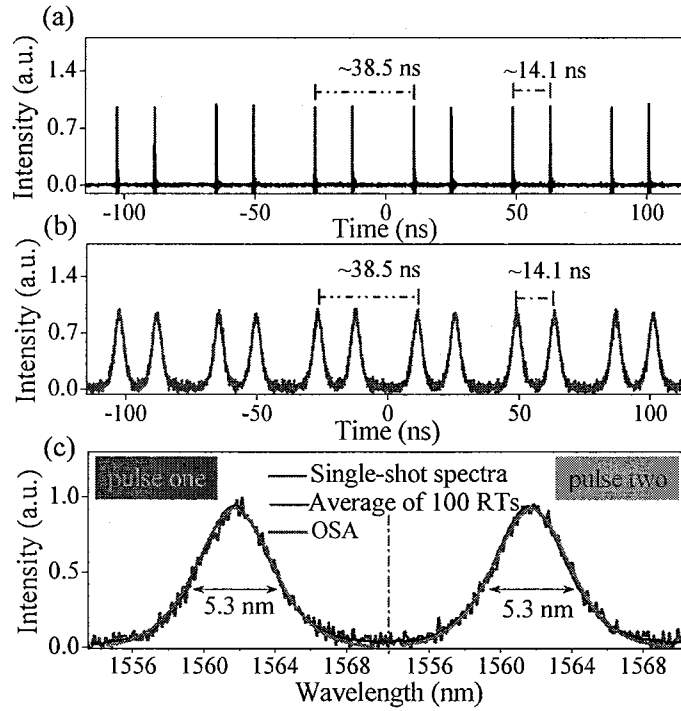


图 4.2 (a)稳定的双孤子锁模状态的示波器序列,(b)双孤子脉冲经 DCF 展宽后的时域包络,(c)由 OSA 测得的光谱和由 DFT 技术测得的单次光谱及 DFT 技术测得的 100 个单次光谱的平均。

Figure 4.2 (a) Typical oscilloscope trace of stable double-soliton mode-locking; (b) corresponding stretched pulses captured by DFT; (c) single-shot spectrum, average spectrum calculated from 100 single-shot spectra, and spectrum recorded by OSA.

图 4.2(c)中的绿色线条展示的是由 DFT 捕获的两个脉冲的单次光谱。在双脉冲的单次光谱曲线上可以看到许多轻微强度波动,这是由 DFT 测量系统中的实时数字示波器的固有噪声造成的。该光纤激光器的净色散为 -0.036 ps^2 ,所以激光器中的锁模状态应该为传统锁模,锁模光谱两侧有 Kelly 边带是传统锁模的典型特征^[8]。而如图 4.2(c)中的绿色线条所示,用 DFT 技术得到的光谱上没有 Kelly 边带。单次光谱上 Kelly 边带的缺失主要由三个方面导致:一方面是在双脉冲锁模状态下,每一个脉冲的能量都非常小,仅为 $\sim 7.15 \text{ pJ}$,这使得腔内色散波和脉冲之间的干涉作用非常微弱,不足以形成高强度的光谱边带;另一方面是由于 5 km 的 DCF 的存在,这段 DCF 的损耗约为 4 dB,输出脉冲经过这段光纤的传输后,强度上有了很大程度的衰减,使得光谱边带的强度变得更小了;最后一方面是由于上面提到的示波器所带来的强度波动,它使得这个状态的光谱边带更无法被 DFT 技术捕获。图 4.2(c)中的蓝色曲线展示的是由 100 个单次光谱计算

出的平均光谱,可以看出它比绿色曲线更加平滑,没有强度波动。由 OSA 测得的双脉冲状态的光谱为 3.2(c)中的红色曲线。通过对比可以看出,DFT 测得的光谱的平均结果与 OSA 获得的光谱非常吻合。由于脉冲能量较小,峰值强度较弱,所以脉冲在 DCF 中的自相位调制效应可以忽略^[5]。如图 4.2(c)所示,在稳定双脉冲锁模状态下,一个簇中的两个脉冲具有几乎完全相同的光谱,光谱宽度皆为 ~ 5.3 nm,中心波长为 ~ 1561.7 nm。经计算,脉冲的时间带宽积约为 0.47,这表明该锁模状态下的脉冲具有轻微的啁啾。

4.2.3 普通双孤子锁模的光谱演化

4.2.3.1 经脉冲分裂形成双脉冲

通过转动斩波器,使 980 nm 的泵浦光输入光纤激光器来启动双脉冲锁模操作。使用示波器不连续地记录了双脉冲启动演化过程的 10 s,这些不连续的数据段中的每个数据段都记录了大约 25000 圈的腔内脉冲的光谱信息。双脉冲锁模状态形成过程中的光谱演化过程如图 4.3 所示,它是通过插入色散元件使脉冲的时域包络携带它的频域信息来获得的(即 DFT 技术)^{[135][136]}。图 4.3(a)显示的是腔内锁模形成时的动力学。如图所示,明显的弛豫振荡现象出现在稳定锁模状态形成之前,它可以促进锁模的启动^[137]。这种现象不论在传统孤子还是耗散孤子单脉冲锁模的启动过程中都存在。在此次锁模启动过程中弛豫振荡的持续时间约为 2200 圈 (84.7 μ s)。通过多次重复试验,我们发现在不同的锁模启动演化过程中弛豫振荡的持续时间在 240 μ s 到几毫秒间不等。在弛豫振荡和单脉冲锁模状态之间,出现了两次拍频现象,如图 4.3(a)和(c)所示。与第一次出现的拍频相比,第二次拍频的出现伴随着轻微的光谱红移。光纤中的克尔效应使得脉冲之间出现了相位差,当脉冲在激光器腔内运行许多圈后,脉冲间的相位差逐渐累积,进而导致了拍频现象的出现^[77]。为了详细地了解拍频过程的动力学,沿着图 4.3(d)中所示的虚线的强度变化被描绘在图 4.3(e)中。两次拍频现象的振荡频率表现出了相似的演变趋势:先由小到大逐渐增加最后趋于稳定,这与之前的关于拍频的报道相吻合^[77]。从图 4.3 中可以看出,双脉冲锁模状态在光纤激光器内的形成显然是从单脉冲状态开始的,并且在腔内的锁模状态形成之后很快出现了脉冲分裂现象。Tang 等人已经从理论上证明了激光器中的孤子分裂和多孤子的形成是由光纤激光器内的峰值功率限制效应引起的^[32]。在锁模状态形成 3 s 后,即大约

77900000 圈后, 激光器中的两个孤子脉冲的光谱信息如图 4.3(b)所示。从图中可以看出, 因为此时两个脉冲之间的时间间隔还不够大, 经过 DCF 后, 两个被拉伸的脉冲包络之间存在着重叠。在图 4.3(b)所示的状态之后再经过 4 s(即大约 10390000 圈)的运行, 两个被拉伸的脉冲在时域上可以彼此分开了, 如图 4.3(c)所示。最后, 一个脉冲簇中的两个脉冲之间的时间间隔保持不变, 稳定的双脉冲锁模状态在上述掺铒光纤激光器中形成。

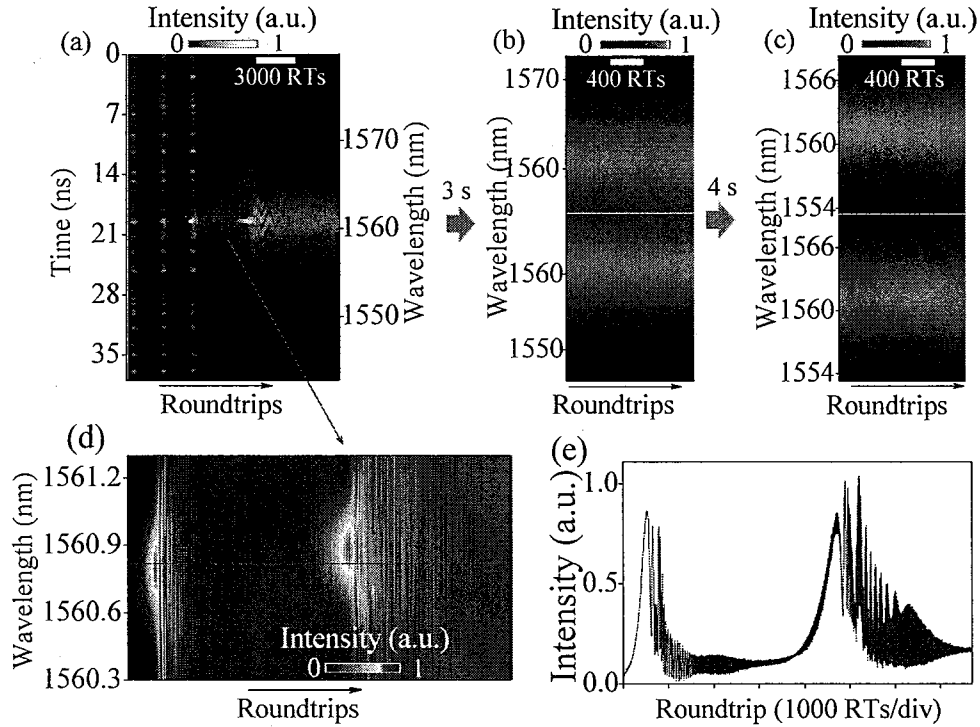


图 4.3 (a)锁模启动初期, (b)和(c)双脉冲启动过程中在不同时间双脉冲的光谱, (d) (a)图中所示的拍频现象的放大图, (e)沿(d)图中虚线的强度幅度变化。

Figure 4.3 (a) Starting of the mode-locking, (b) and (c) the spectra of double-pulse at different time, (d) close up of the beating dynamics shown in (a), (e) variation of amplitude along the dotted line shown in (d).

另一个双脉冲锁模操作在激光器内形成的光谱演化如图 4.4 所示。与图 4.3 所示的过程大体是相同的, 例如两次启动过程都经历了弛豫振荡和脉冲分裂, 但它们之间仍存在一些差异。如图 4.4(a)和 4.4(d)所示, 除了拍频现象以外, 在锁模状态形成时可以观察到短暂的束缚态锁模状态。而且, 我们发现在这次演化过程中从腔内锁模状态的形成开始到稳定双脉冲状态的形成需要的时间约为 6 秒(即, 大约 1.558 亿圈)。两个孤子脉冲的一个单次光谱被描绘为图 4.4(c)中的蓝色

曲线, 这个光谱是从图 4.4(b)所示的稳定双脉冲状态的光谱序列中取出的。值得注意的是, 如图 4.4(c)所示, 两个孤子脉冲的光谱具有几乎相同的外观, 并且每个脉冲的光谱都和光谱仪捕获的稳定双脉冲状态的光谱相同, 这也可以说明此时腔内运行的双脉冲状态已经稳定。在超快光纤激光器中耗散孤子脉冲和传统孤子脉冲的形成过程中也发现了类似的短暂束缚态阶段^{[31][138]}。

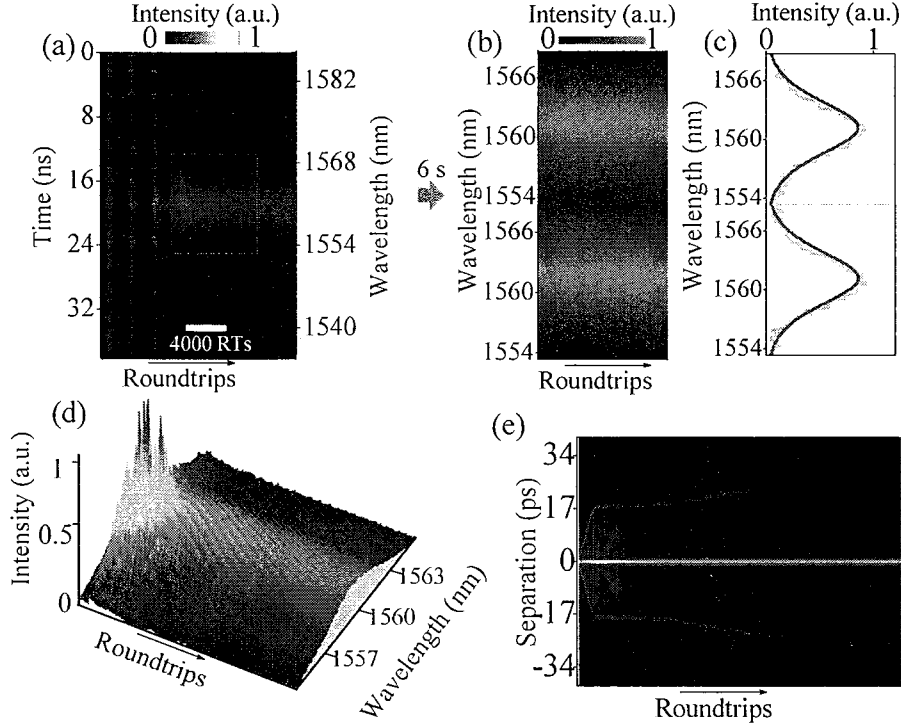


图 4.4 (a)锁模启动的开始, (b)两个脉冲的连续光谱信息, (c)由 DFT 技术(蓝色)和 OSA(红色)记录的两个孤子脉冲的光谱, (d) (a)图中红框内所示的短暂束缚态的三维显示, (e)束缚态的场自相关。

Figure 4.4 (a) Starting of the mode locking; (b) successive spectral information of the two solitons; (c) the spectra of two solitons recorded by DFT technique (blue) and OSA (red); (d) three-dimensional display of the transient bound state shown in the red box of (a); (e) field autocorrelation of the bound state.

为了更仔细地研究演化过程中出现的束缚态, 我们将图 4.4(a)的的束缚态区域用一个三维图进行了展示, 如图 4.4(d)所示。束缚态锁模状态在激光器内运行了大约 5000 圈。从图 4.4(d)中可以看出束缚态光谱的干涉条纹主要向短波长方向偏移, 这对应于两个相互束缚的脉冲之间的相对相位的减小^{[155][137]}。如图 4.4(d)所示, 束缚态光谱的调制深度随着运行圈数的增加缓慢减小, 这意味着两个相互束缚的孤子脉冲中的一个脉冲的相对强度变得越来越弱^[138]。束缚态状态的场自

相关可以通过对每一个单次光谱进行傅里叶变换得到,它可以揭示两个脉冲之间的时间间隔的变化。由于强烈的孤子间的相互作用,使得束缚态中的两个孤子脉冲之间相互排斥,所以两个脉冲之间的时间间隔在不断地增加,如图 4.4(e)所示。最后,随着两个脉冲间的时间间隔的增大,孤子之间的相互作用变的越来越弱,两个孤子逐渐相互远离。随着相对较弱的孤子脉冲的湮灭,单脉冲锁模状态出现在激光器内。在锁模状态形成大约 6 秒后,稳定的双脉冲锁模状态通过脉冲分裂在激光器中形成。

4.2.3.2 两脉冲同时锁模形成双脉冲

可以看出,上述两个双脉冲锁模状态都是从单脉冲分裂演变来的。我们通过实验证明,光纤激光器内的双脉冲锁模状态下的两个孤子脉冲还可以经过拍频在腔内几乎同时通过锁模形成,如图 4.5 中所示的双脉冲演化过程。双脉冲锁模的光谱演化过程和两个拍频现象的放大图被展示在图 4.5(a)中。有趣的是,这两个脉冲的光谱演化过程有一些细微的差异,例如光谱的展宽,光谱的偏移和拍频过程等。从图 4.5(a)中的黄色方框内的拍频可以看出,并不是所有的拍频过程都可以带来光谱的展宽进而形成锁模脉冲。为了更好的研究在这种演化方式下光谱的强度变化,我们将图 4.5(a)中的三个箭头所示方向的光谱强度变化展示为如图 4.5(b)所示。在锁模状态形成时,腔内两个主要波动(沿蓝色箭头和红色箭头)演变成为了锁模脉冲。在锁模状态即将形成前,两个脉冲的光谱都出现了剧烈的波动,但两者的振荡频率是不同的,这也可以从图 4.5(a)右侧所示的两个拍频现象中发现。蓝色曲线和红色曲线在双脉冲状态下拥有相同的强度,这表明两个孤子脉冲具有相同的光谱强度,恰好证实了孤子能量量子化理论^[31]。在双脉冲操作形成期间,没有演化成为锁模脉冲的波动在腔内锁模状态形成后逐渐衰减至湮灭,如图 4.5(b)中的黄色曲线所示。激光器输出的能量被分为了三部分,其中没有经过 DCF 拉伸的那束光携带的是锁模演化过程中各脉冲的时域演化信息,示波器捕获的那束光的数据经处理可以画成如图 4.5(c)所示的二维演化图。可以看出,当锁模状态形成时,两个孤子脉冲几乎同时出现在激光器内。如图 4.5(c)所示,继续运行 4 秒后,两个脉冲之间的时间间隔几乎没有发生变化,这表明在掺铒光纤激光器中获得了稳定的双脉冲锁模状态。

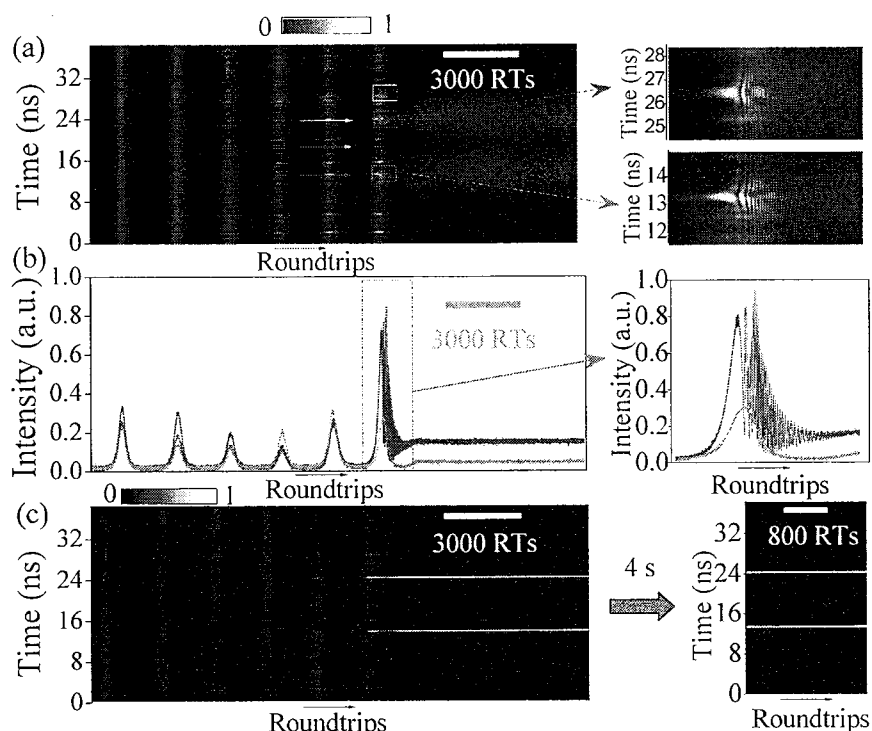


图 4.5 (a)双脉冲锁模的启动和两个拍频现象的放大图, (b)沿图(a)中三个箭头方向的归一化的强度波动, (c)双脉冲状态形成的时域演化动力学。

Figure 4.5 (a) The starting of the mode locking, and the close-up of the beating dynamics, (b) normalized power fluctuations along three arrows sketched in (a), (c) temporal evolution dynamics of the double-pulse mode-locking.

4.3 双孤子的湮灭动力学

4.3.1 两脉冲同时湮灭

当斩波器转动并对泵浦光进行遮挡时, 稳定的双脉冲锁模状态开始逐渐衰减。示波器的两个通道同时捕获了双脉冲锁模状态从稳定到衰减至湮灭的整个过程中的时域和光谱演化信息。经数据处理, 两个脉冲的光谱演化过程可展示为如图 4.6(a)所示, 其中包含连续的 25000 圈的光谱信息。如图所示, 两个脉冲的中心波长皆约为 1561.7 nm。在泵功率降低之前, 两个脉冲的光谱宽度都保持在 5.3 nm 左右。从稳定状态到衰减至湮灭的整个过程中两个脉冲的光谱宽度的变化被展示在图 4.6(c)中。可以看出, 伴随着泵浦功率的降低, 脉冲的光谱宽度逐渐减小到零。值得注意的是, 无论是在稳定的双脉冲状态还是在衰减过程中, 两个脉冲的光谱宽度始终保持相同。此外, 如图 4.6(b)中所示, 在整个演化过程中, 一个簇中的两个脉冲之间的时间间隔始终保持为 ~ 14.1 ns。图 4.6(c)中的右侧纵轴

展示的是在整个演化过程中一个脉冲簇中的两个脉冲的脉冲强度的变化。能量量子化理论是孤子间增益竞争的自然结果^[31],因此两个脉冲在稳定的双脉冲锁定状态下具有相同的脉冲能量,如图4.6(b)和(c)所示。此外,在这个演化过程中,脉冲能量和光谱宽度的变化趋势几乎是相同的,如图4.6(c)所示。

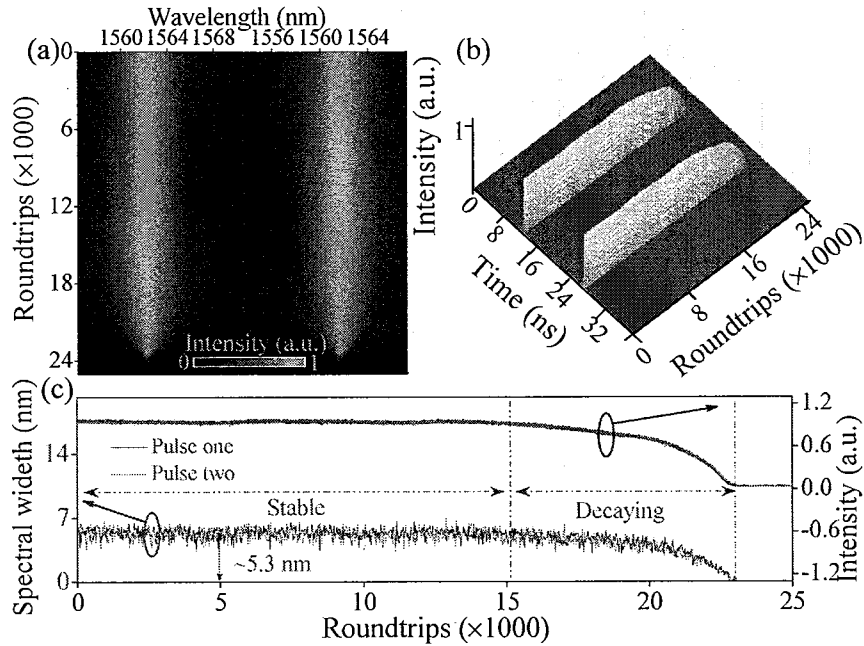


图 4.6 (a)两个脉冲的光谱演化, (b)相应于光谱演化过程的时域演化, (c)两个脉冲的光谱宽度和脉冲能量的变化^[139]。

Figure 4.6 (a) Spectral evolution of both pulses, (b) temporal behavior during the evolution process, (c) changing of the energy and spectral width of both pulses^[139].

4.3.2 两脉冲依次消失

保持泵浦功率的大小不变,通过适当调整 PC 的状态,在光纤激光器内出现了另一个稳定的双脉冲锁模状态,此时的光谱宽度约为 5 nm,簇中两脉冲之间的时间间隔约为 13.2 ns。这个状态和上面介绍的双脉冲状态的一个脉冲簇中的两个脉冲间的时间间隔是不同的,一个是 14.1 ns,一个是 13.2 ns,这种不同可能是由腔内的增益恢复机制导致的^[140]。在图 4.6 所示的演化过程中,两个脉冲是同时消失的。与其不同的是,在图 4.7 所示的演化过程中两个脉冲是依次消失在激光器中的。整个湮灭演化过程中两个脉冲的光谱变化如图 4.7(a)所示。可以看出,在稳定锁模状态下,每个脉冲的光谱宽度都约为 5 nm。为了更详细地了解每个脉冲的光谱宽度的变化,演化过程中的光谱宽度变化曲线被展示为如图 4.7(c)所示。可以看出在衰减过程的前期,两个脉冲的光谱宽度保持相同并且同

时减小。在运行到图中的第 23200 圈左右时，一个脉冲的光谱宽度减小到零，另一个脉冲的光谱宽度则开始逐渐增大。如图 4.7(a)和 4.7(c)所示，腔内剩余的这个脉冲的光谱宽度逐渐增加到了 ~ 5.5 nm，甚至比稳定锁模状态下的光谱宽度(5 nm)更宽。随着泵浦功率的降低，在接下来的运行过程中这个脉冲的光谱宽度急剧减小至零。

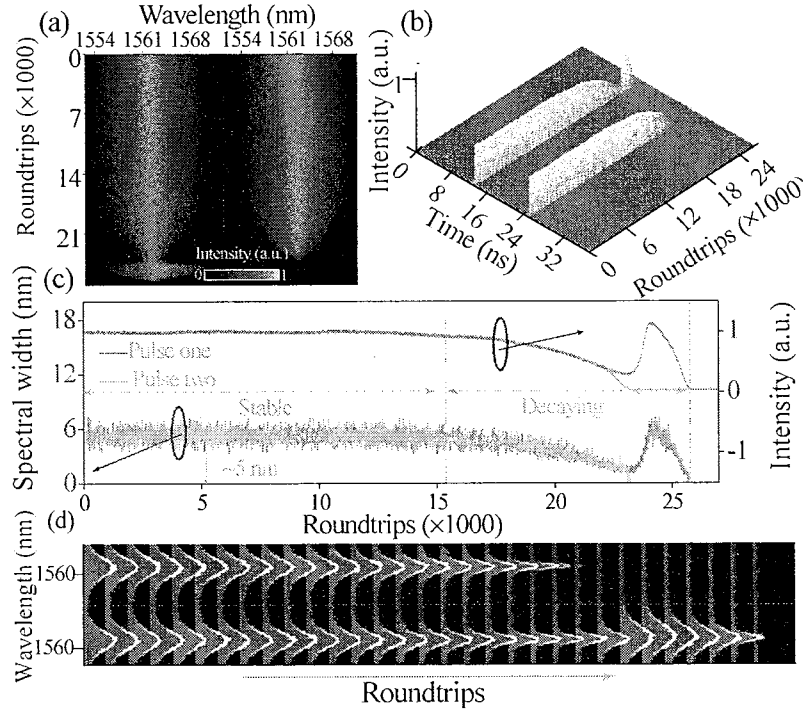


图 4.7 (a)两个脉冲的光谱演化, (b)相应于光谱演化过程的时域演化, (c)两个脉冲的光谱宽度和脉冲能量随着圈数的变化, (d) 从(a)中的连续光谱中取出的光谱图的瀑布图。

Figure 4.7 (a) Spectral evolution of both pulses; (b) temporal behavior during the evolution process; (c) changing of the energy and spectral width of both pulses; (d) the zoom-in waterfall plot of the spectral pattern extracted from the dataset in (a).

为了更直接地观察衰减演化阶段中脉冲光谱的演化动力学，图 4.7(d)展示了两个脉冲光谱的放大图，它包含了 31 个单次捕获的脉冲光谱，这些光谱是从图 4.7(a)的第 17500 圈到 26500 圈中均匀取出的。从图中可以看出，该衰减过程中的光谱演化有三个有趣的标志性特征：两个脉冲光谱的变化不同；在一个脉冲消失时剩余脉冲的光谱会发生红移(约 1 nm)；剩余脉冲的光谱会有大幅度的展宽。为了分析两个脉冲的时域演化信息，一个三维的时域演化图展示为如图 4.7(b)所示。与图 4.6(b)中所示的过程类似的是，两脉冲的能量和两个脉冲之间的时间间隔在稳定状态下都始终保持恒定不变。不同的是，这两个脉冲没有同时消失。在

其中一个脉冲先消失后, 剩余的那个脉冲先逐渐变强, 然后再逐渐减弱至湮灭。随着泵功率的降低, 双脉冲锁模状态在泵功率约为 11.26 mW 时转换为单脉冲锁模状态。由于剩余的脉冲在激光器内又持续运行了约 2600 圈, 而且此时泵浦功率的下降速率约为 $1.36 \mu\text{W}/\text{圈}$ (即 $35.39 \mu\text{W}/\mu\text{s}$), 这表明腔内剩余的那个脉冲在泵浦功率约为 7.72 mW 时湮灭。在锁模启动时, 随着泵浦功率升高, 在功率为 8.5 mW 时实现自启动单脉冲锁模。继续升高泵浦功率至 13.8 mW 时, 腔内的单脉冲状态转化为双脉冲锁模状态。显然, 7.72 mW 和 11.26 mW 分别低于锁模启动(8.5 mW)和双脉冲状态出现(13.8 mW)时的泵浦功率, 这正是孤子锁模激光器中典型的泵浦滞后效应^[32]。

4.3.3 两种不同湮灭方式的理论分析

Andrey Komarov 等人提出的正负反馈理论可以很好的解释这两种不同湮灭方式出现的原因^{[34][36]}。在斩波器把泵浦光阻断时, 输入到锁模激光器中的泵浦功率快速减小, 腔内两个脉冲的强度保持相同且同时急速减小。如果当两个脉冲的强度减小到某一阈值时, 腔内及外界的扰动能使得其中一个脉冲的强度变得小于阈值而进入到正反馈区域: 能量最小的脉冲被放大的程度最小进而被逐渐抑制。因能量守恒, 剩余脉冲的能量会有少许的增大然后再逐渐减小至消失, 正如图 4.7 所示的演化过程。如果当两个脉冲的强度同时减小至阈值的时候, 脉冲没有受到能改变能量的有效扰动, 则两个脉冲的强度继续保持相同并同时减小至湮灭, 如图 4.6 所示。也就是说, 当腔内脉冲强度同时减小到阈值时, 是否存在一个有效的扰动是两种不同湮灭方式出现的直接原因。

4.4 本章小结

借助于 DFT 技术, 在碳纳米管锁模的光纤激光器中研究了双脉冲锁模状态的启动和湮灭动力学。通过研究发现腔内的双脉冲状态可以通过脉冲分裂形成, 也可以不经脉冲分裂而通过两个脉冲同时锁模形成。此外, 还研究了双脉冲状态的两种湮灭方式: 一种是, 随着泵浦功率的下降, 两个脉冲同时消失在腔内; 另一种是, 在泵浦功率减小时, 两个脉冲中的一个先衰减至湮灭, 另一个脉冲在它消失后继续运行一段时间才消失, 并详细分析了两种不同湮灭方式出现的原因。

第5章 束缚态孤子的瞬态演化特性

5.1 引言

从生物学和流体动力学到等离子体物理学和光子学, 孤子在许多非线性科学的分支中都引起了非常大的关注, 因为它们可以在相互碰撞后继续保持原来的速度和形状, 并且在与辐射波相互作用时可以保持完好无损^[141-147]。几个独立的时间孤子之间的相互作用可以产生稳定的多孤子复合体。与物质分子的形成类似, 稳定的多孤子复合体是由多个孤子脉冲被存在的固定点吸引子(Fixed-point attractors)稳定地束缚而产生的^{[138][148-153]}。由两个孤子组成的孤子分子(Soliton molecule)或稳定束缚态(Stable bound-soliton state)是锁模光纤激光器中最简单的多孤子复合体^[154-164]。通常以两脉冲间的时间间隔 ρ 和两者之间的相对相位 φ 来表征这种束缚态。对束缚态的研究吸引了众多研究者的兴趣, 因为它们不仅有助于探索锁模激光器中多孤子操作的工作机制, 而且有助于开发光通信中的多级编码^{[165][166]}。

在本章中, 使用 DFT 技术捕获并分析了几种不同的束缚态孤子的形成过程。两孤子间间隔较小的束缚态在形成过程中主要表现为两个孤子相互吸引靠近至稳定; 两孤子间间隔较大的束缚态则是在两个孤子因为相互吸引发生碰撞后强烈的排斥并远离彼此而形成; 具有振荡的时间间隔和相对相位的束缚态孤子的形成过程中除了有孤子间的相互作用以外还伴随有复杂的孤子分裂和孤子湮灭等。此外, 我们还研究分析了不同的泵浦功率下降速率下束缚态孤子的湮灭过程。

5.2 光纤激光器中的束缚态

实验中用到的光纤激光器和探测系统已经在第四章中做了详细的介绍。当输入到激光器内的泵浦光功率升高到 15 mW 左右时, 通过适当的调节 PC 的状态, 可以在激光器内获得多种不同的束缚态, 其中两种束缚态的光谱被展示在图 5.1 中。图 5.1(a)中所示的束缚态的光谱中心波长约为 1563 nm, 并拥有约为 4.4 nm 的调制周期, 它是两个在时域上时间间隔为 1.7 ps 的孤子脉冲的傅里叶变换的结果。因为此时两脉冲间的时间间隔较小, 所以两者之间存在着强烈的孤子间相互作用^[80]。继续调节 PC, 另一个束缚态出现在激光器中, 它的光谱如图 5.1(b)所

示。从图上可以看出该光谱的调制周期小于图 5.1(a)所示光谱的调制周期, 大约为 1.03 nm。该光谱的中心波长约为 1561 nm, 通过计算可以得出, 此时两个孤子脉冲之间的时间间隔约为 9 ps。由于此时孤子间的时间间隔远大于构成束缚态的两个脉冲的脉冲宽度, 所以此时两孤子间的相互作用相对较弱^[80]。

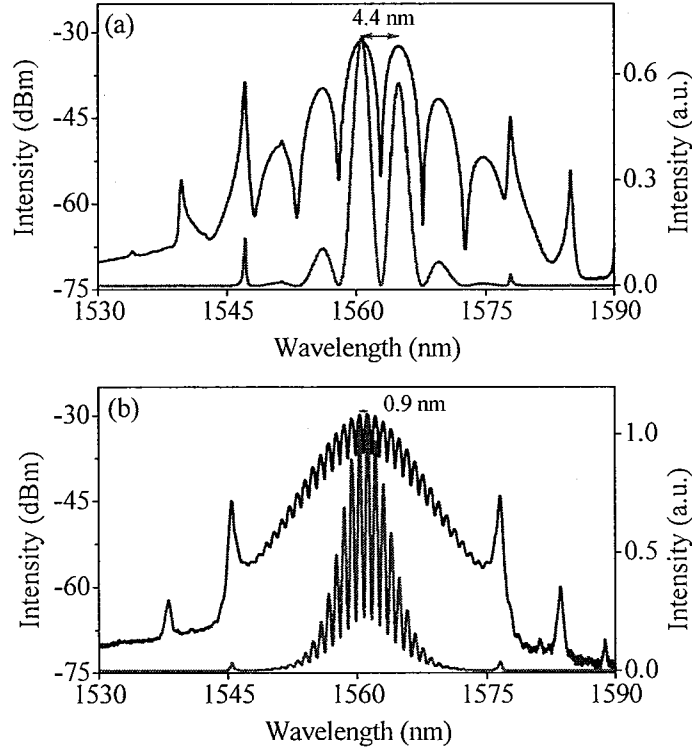


图 5.1 (a)调制周期为~4.4 nm 的束缚态光谱, (b)调制周期为~1.03 nm 的束缚态光谱。

Figure 5.1 (a) Spectra of bound state with modulation period of ~4.4 nm, (b) spectra of bound state with modulation period of ~1.03 nm.

5.3 不同束缚态的锁模启动动力学

5.3.1 两孤子间时间间隔较小的束缚态

泵浦功率保持为 15 mW 左右, 通过转动斩波器先关闭泵浦光再开启泵浦光时, 束缚态将会在激光器内形成。一个孤子间时间间隔较小的束缚态在腔内形成时的演化过程被展示在图 5.2(a)中, 人为地取腔内波动出现前的一段时间为第 0 圈。由图中可以看出, 在锁模启动前, 腔内也出现明显的弛豫振荡行为。此处的弛豫振荡产生了 6 个峰, 而且峰的强度随着运行圈数的增加逐渐增强。为了更详细的研究腔内的弛豫振荡过程, 我们取弛豫振荡的每个峰中强度最强的一圈组成了图 5.2(b), 如图所示, 依次是图 5.2(a)中的第 1770 圈、3770 圈、5670 圈、

7545 圈、9400 圈和 11220 圈。从图 5.2(b)中可以看出,在弛豫振荡的第一个峰内,腔内能量是整体升高的。在第 2 个峰以后,腔内逐渐出现了凸起,而且凸起的强度在后面几个峰中逐渐增强,这说明此时腔内出现了一些脉冲宽度较大的脉冲扰动。结合图 5.2(a)和 5.2(b)可以看出,最后强度最强的扰动演化成为了锁模脉冲,其他扰动则被抑制并湮灭在激光器内。如图所示,稳定的束缚态在形成之前除了有明显的弛豫振荡行为以外,还有短暂的单脉冲状态和一段复杂变化的不稳定束缚态。

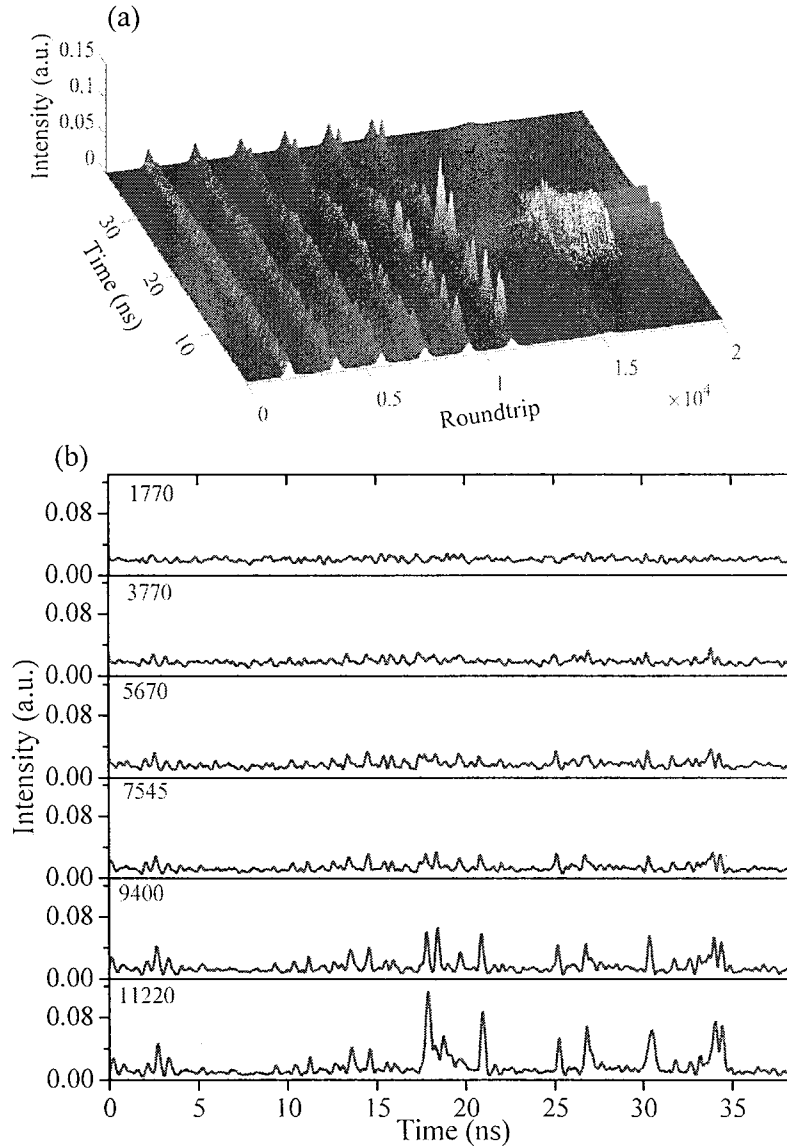


图 5.2 (a)稳定束缚态的形成过程, (b)弛豫振荡 6 个峰的强度波动。

Figure 5.2 (a) The bulid-up evolution of the stable bound state, (b) the intensity fluctuation of six peaks of the relaxation oscillation.

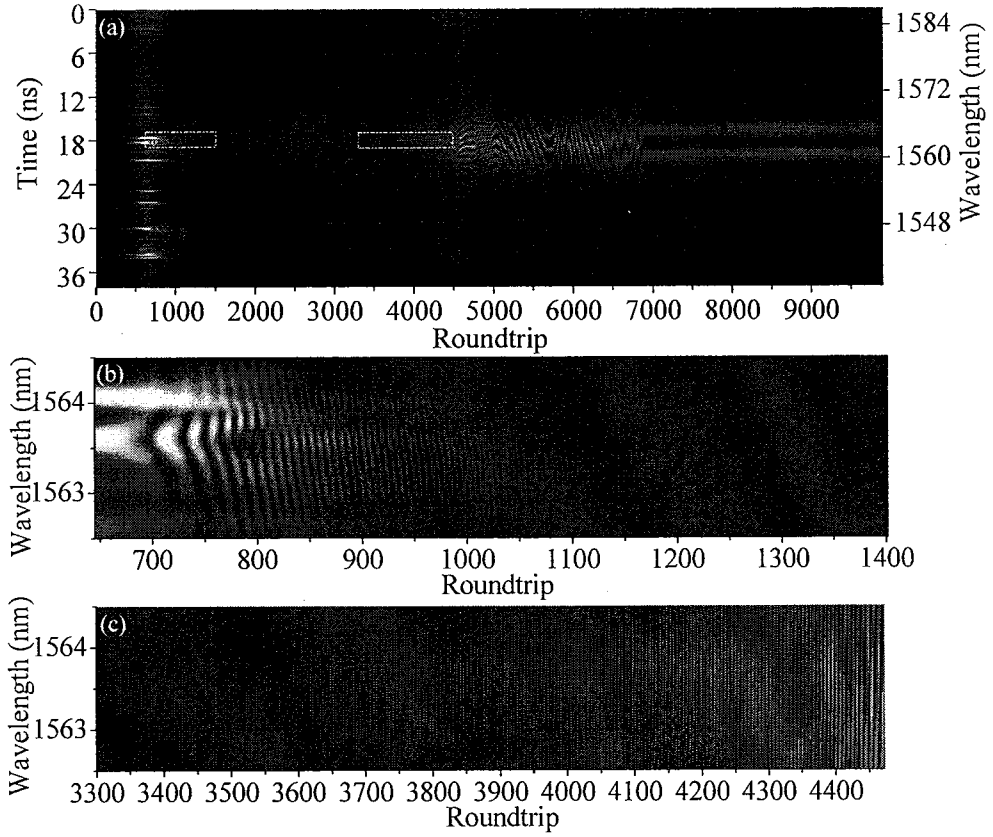


图 5.3 (a)束缚态形成的演化动力学, (b)图(a)中所示的第一次拍频的放大图, (c)图(a)中所示的第二次拍频的放大图。

Figure 5.3 (a) The bulid-up dynamics of bound state, (b) the close-up of the first beating dynamics shown in (a), (c) the close-up of the second beating dynamics shown in (a).

为了更详细的研究该束缚态形成过程中的细节, 我们将图 5.2(a)中演化过程的一部分展示为图 5.3(a)所示的二维图。在束缚态出现之前, 经过强烈的拍频行为, 腔内形成了单脉冲锁模状态, 这个过程和第三章中介绍的传统孤子锁模启动过程基本相同。在单脉冲状态下, 光谱的两侧有明显的 Kelly 边带, 这是传统孤子锁模的典型特征^[8]。在稳定的单脉冲锁模状态在腔内运行了大概 2000 圈左右的时候, 随着脉冲能量的升高, 受调制不稳定性的影响, 腔内会辐射分裂出一些新的脉冲(次脉冲), 拍频现象再次在光谱上出现。在第二次拍频现象的后期, 次脉冲逐渐增强并与原来的脉冲相互作用形成了束缚态。第一次和第二次拍频现象的放大图分别被展示在图 5.3(b)和 5.3(c)中。第一次拍频的频率是由小到大逐渐增加, 到后来逐渐稳定。而且从光谱上条纹的变化可以看出, 其拍频的幅度是逐渐减小的。图 5.3(c)中所示的第二次拍频过程的频率则是由稳定逐渐减小的。拍频幅度的变化也和第一次拍频不同, 是随着运行圈数的增加逐渐增强的, 说明次

脉冲的强度在逐渐加强。如图 5.3(a)所示,第二次拍频行为结束后,激光器进入了短暂的不稳定束缚态阶段。在这一阶段,光谱上的干涉条纹不断地发生变化,说明此时两个孤子间的时间间隔和相对相位都在不断地改变。经历了大约 2500 圈的不稳定的束缚态后,两个孤子相互束缚形成了稳定的束缚态。如图 5.3(a)所示,该稳定束缚态的光谱和图 5.1(a)中所示的光谱相同。

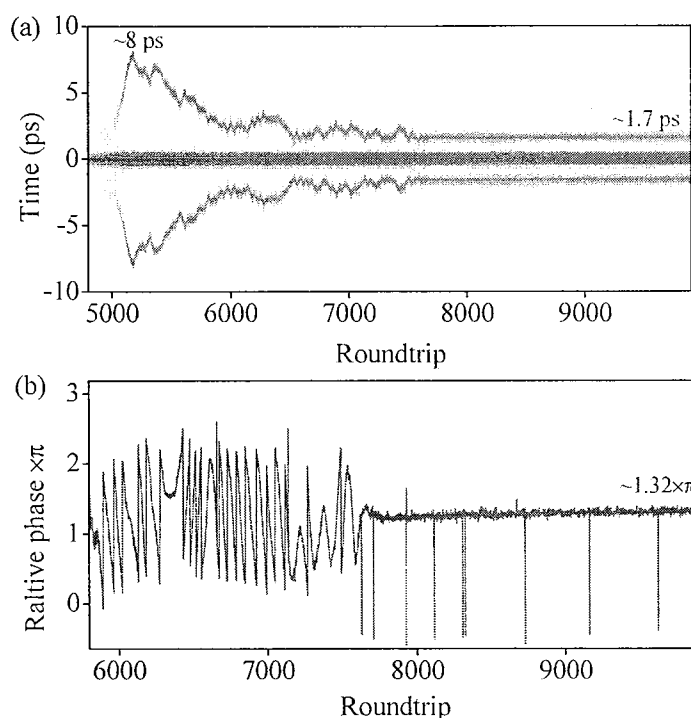


图 5.4 (a)相应于图 5.3 所示的演化过程中的束缚态的场自相关, (b)演化过程中两孤子间的相对相位随着运行圈数的变化。

Figure 5.4 (a) Field autocorrelation of bound state corresponding to the process shown in Fig. 5.3, (b) the change of the relative phase between two soliton along with roundtrips.

图 5.3(a)所示的演化过程中的束缚态的场自相关被展示在图 5.4(a)中。它是通过对图 5.3(a)中的每一个束缚态光谱作傅里叶变换得来的。从图中可以看出,在短暂的不稳定束缚态阶段,两个相互束缚的孤子脉冲先相互排斥并远离彼此,再相互吸引逐渐靠近,然后不断的小幅度地远离和靠近彼此。这说明此时两个孤子间的净相互作用力不断在吸引和排斥间变换。最后两个脉冲间的时间间隔稳定在大约 1.7 ps 左右。图 5.4(b)中的红色曲线描绘的是演化过程中两个孤子间的相对相位随着运行圈数的变化。可以看出,在不稳定束缚态阶段,两孤子在不断的远离和靠近彼此的同时,两者之间的相对相位也在发生复杂的变化。在稳定束缚态形成后,两者之间的相对相位基本稳定在 $\sim 1.32\pi$ 左右。

5.3.2 两孤子间时间间隔较大的束缚态

图 5.1(b)所示的束缚态启动时的光谱演化如图 5.5 所示。通过对比图 5.3 和图 5.5 可以看出, 两种束缚态的启动过程存在着显著的不同。图 5.5 所示的启动过程中, 在驰豫振荡的最后一个峰时, 腔内就开始出现拍频行为。尽管也出现了短暂的单脉冲状态, 但腔内的拍频行为始终没有消失, 一直持续了大约 4000 圈, 这远远大于之前观察到的拍频现象的持续时间, 该拍频过程的放大图如图 5.5 (b) 所示。从图中可以看出拍频的频率先逐渐增加, 增加到一定值后稳定了一段时间, 又缓慢减小, 然后又逐渐增大和减小。在此过程中光谱上表现出来的拍频幅度先逐渐减弱再慢慢加强, 又再次减弱然后快速增强, 说明在此过程中, 和主脉冲产生拍频行为的次脉冲先减弱再变强, 又减弱然后大幅度地增强。

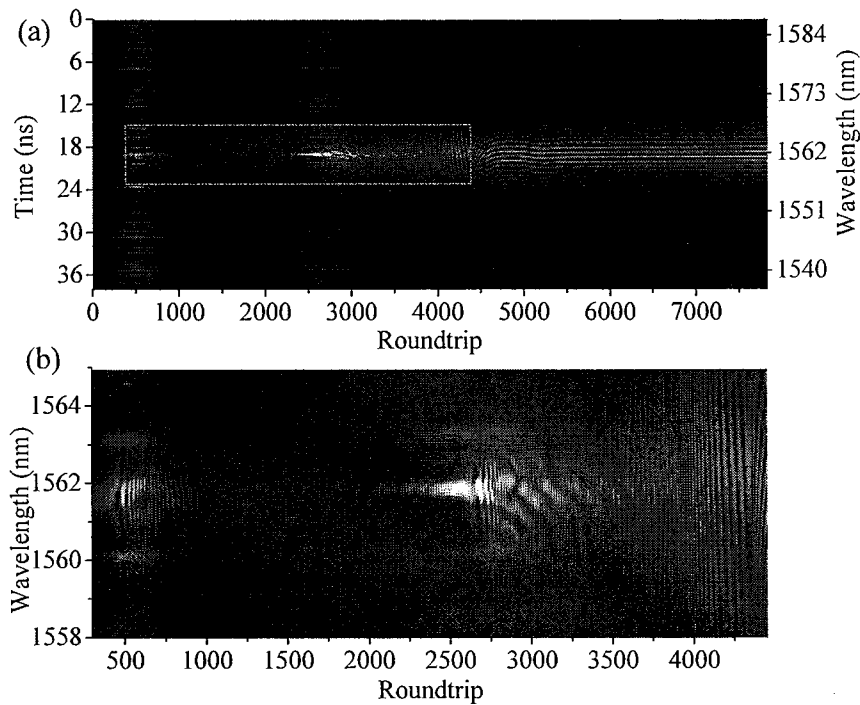


图 5.5 (a)孤子间时间间隔较大的束缚态的演化动力学, (b)拍频现象的放大图。

Figure 5.5 (a) The evolution dynamics of bound state with large temporal interval, (b) the close-up of the beating dynamics.

如图 5.5(a)中所示, 在大概 3000 圈左右时, 变强之后的一个次脉冲和主脉冲相互作用使得腔内出现了束缚态, 此时的束缚态不稳定, 而且还伴随着强烈的拍频行为, 光谱上的调制不明显。在 4500 圈左右时腔内的拍频行为结束, 不同于图 5.3 所示的过程, 在该过程中束缚态光谱的干涉条纹在发生轻微的改变后逐渐趋于稳定。这是由于此时两个孤子脉冲间的时间间隔相对较大, 孤子间的相互作用

用没有那么强烈导致的^[13]。从图 5.5(a)中可以看出,在这次光谱演化过程中,在单脉冲锁模形成前和束缚态孤子形成时先后出现了两次光谱展宽行为。

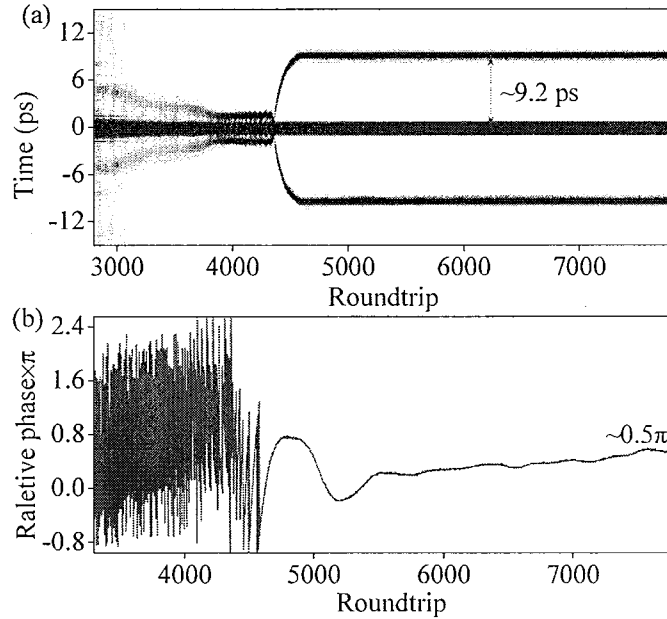


图 5.6 相应于图 5.5 所示的演化过程中的束缚态的(a)场自相关和(b)相对相位的变化。

Figure 5.6 (a) The field autocorrelation and (b) the relative phase of bound state corresponding to the process shown in Fig. 5.5.

图 5.5 所示的演化过程中的束缚态的场自相关被展示在图 5.6(a)中。从图中可以看出,在束缚态形成的初期,两孤子脉冲间的时间间隔约为 5 ps。由于此时相互束缚的两个脉冲的强度差异较大,导致自相关两侧的峰的强度较低。两孤子经历了一段时间的相互吸引,两者逐渐彼此靠近,在大约 4000 圈左右的时候,两者间的时间间隔仅为 1.5 ps 左右。后来两者快速远离彼此,这可能是由于腔内的两个孤子发生了碰撞,使得两者之间的能量重新分配,而能量重新分配后的两孤子表现出强烈的相互排斥导致的^{[5][167]}。最后两孤子间的时间间隔稳定在了 9 ps 左右。图 5.6(b)展示的是束缚态中两孤子间相对相位的变化。从图中可以看出,在束缚态形成初期,两孤子间的相对相位随着运行圈数的增加发生着比图 5.4(b)中显示的更剧烈的变化,这是因为此时的束缚态还伴随着强烈的拍频行为。随着拍频行为的结束,相对相位的变化变得缓慢。随着运行圈数的增加,两者之间的相对相位并没有完全稳定,而是 0.5π 附近轻微地变化。也就是说,不同于图 5.3 中介绍的束缚态,此时得到的束缚态并不是一个完全稳定的状态,这是由于该状态中的两孤子间的时间间隔较大,直接相互作用较弱导致的^[180]。

5.3.3 时间间隔和相对相位不断振荡的束缚态

通常, 稳定束缚态中的两脉冲间有恒定的时间间隔和不变的相对相位。随着 DFT 技术的发展与应用, 另一种稳健的束缚态被发现, 它拥有周期性变化的时间间隔和相对相位。由于光谱仪测量速度慢, 而且测量结果是多个脉冲光谱的平均结果, 所以无法观察到这种束缚态的准确光谱。

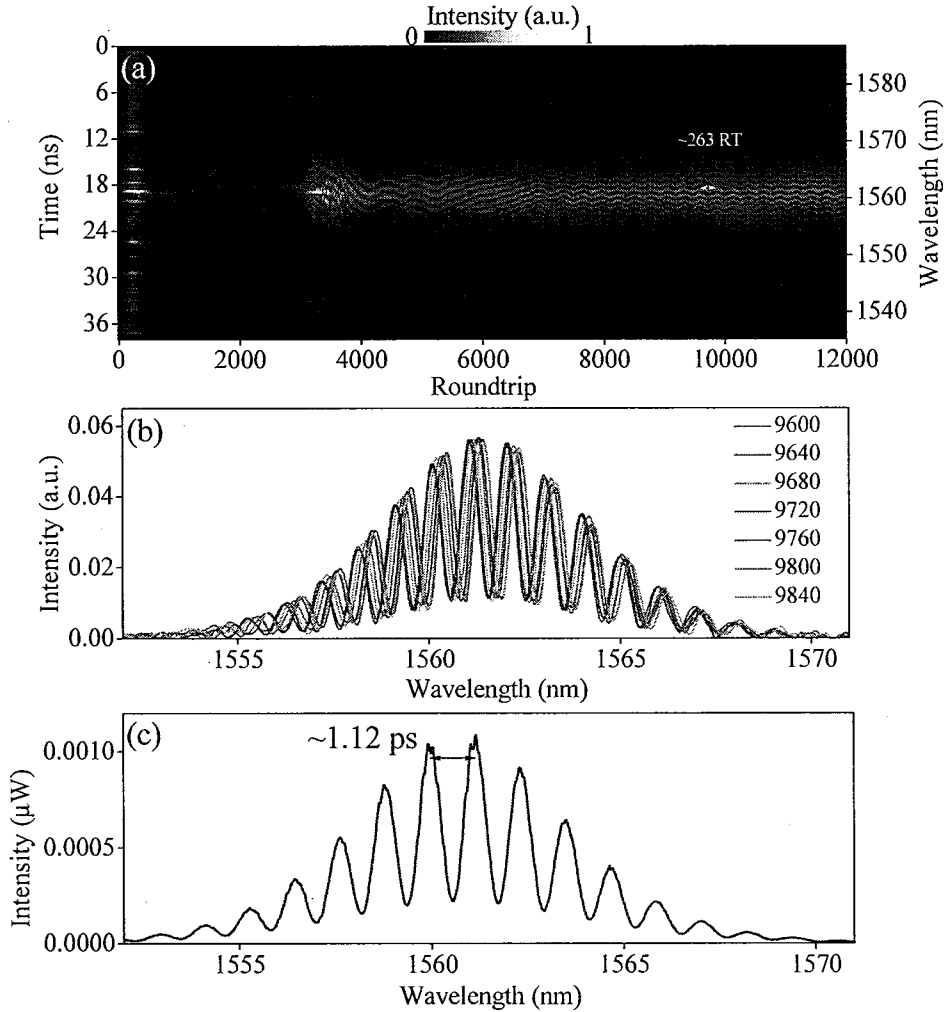


图 5.7 (a)具有振荡相位和时间间隔的束缚态的演化过程, (b)一个周期内的 7 个束缚态光谱, (c)光谱仪捕获的此束缚态的光谱。

Figure 5.7 (a) The evolution of bound state with oscillating relative phase and temporal interval, (b) 7 spectra of bound state in one period, (c) spectrum of bound state captured by OSA.

图 5.7 展示的是这种稳健束缚态在激光器中的形成过程。从图 5.7(a)的后半部分可以看出, 稳健的束缚态在形成之后, 它光谱上的干涉条纹在发生着周期性的变化。光谱的变化周期大概为 263 圈。该状态在腔内的形成过程和前两种束缚态的形成过程大致相同, 都需要经过弛豫振荡、拍频、光谱展宽、短暂的单脉冲

状态、不稳定的束缚态阶段和最后形成的束缚态。为了更详细地了解这种稳健束缚态在形成之后其光谱的周期性变化,图 5.7(b)展示的是一个周期内的 7 个束缚态光谱。这 7 个光谱是从一个演化周期内以每个 40 圈取一个的方式均匀地取出来的。可以看出每一个光谱都不同于其他几个光谱,随着运行圈数的增加,一个周期内的光谱先向短波长方向移动后又逐渐向长波长方向偏移。由于光谱条纹的调制周期本来就很小,所以从这七个光谱上不能观察到明显的调制周期的变化。在这种稳健束缚态状态下,光谱仪捕获到的光谱如图 5.7(c)所示。正是由于束缚态光谱的不断变化导致光谱仪捕获的光谱曲线不是很光滑。显然,由光谱仪捕获的光谱只能看出该束缚态是不稳定的,并不能显示具体的光谱变化规律。

对应于图 5.7(a)中的束缚态的场自相关被展示在图 5.8(a)中。G. Herink 等人曾指出,在由三个孤子组成的束缚态的自相关上主峰和一侧第一个峰间的时间间隔是束缚态中第一个孤子和第二个孤子之间的时间间隔,主峰和一侧第二个峰之间的间隔是第二个孤子和第三个孤子之间的时间间隔^[86]。由自相关的变化我们可以看出,在单脉冲阶段后期,由于脉冲能量的增高,腔内脉冲发生分裂,形成了两个孤子相互束缚的束缚态。随着能量的继续增加,两个孤子中的一个又发生了脉冲分裂,形成了三个孤子相互束缚的状态。在三孤子束缚态形成后的一段时间,孤子间存在强烈的相互作用。从图中可以看出在第一个孤子靠近第二个孤子的时候,第三个孤子则远离第二个孤子;反之,当第一个孤子远离第二个孤子的时候,第三个孤子则在靠近第二个孤子。三个孤子在经过一段时间的强烈的相互作用后,在第一个孤子缓慢地远离第二个孤子的时候,伴随着孤子能量的减小第三个孤子快速的远离第二个孤子脉冲。很快第三个脉冲就被抑制至湮灭,激光器内恢复为两个孤子相互束缚的状态。在经过一段时间的运行之后,腔内形成了周期性变化的稳健束缚态。两孤子脉冲间的时间间隔在 8.4 ps 左右,以 1 ps 的幅度周期性地振荡,其变化周期和光谱的变化周期相同。将第 5000 圈至 12000 圈的束缚态的时间间隔和相对相位做成如图 5.8(b)所示的相互作用平面,该图揭示了在两孤子间的间隔发生变化的同时也伴随着相对相位的变化。最后稳健束缚态部分的相对相位和时间间隔为图中的红色部分,可以看出一个周期内该束缚态的相对相位的变化大约是 1.4π 。不能完全重合的红色轨道恰好对应了两孤子脉冲间的振荡的时间间隔。

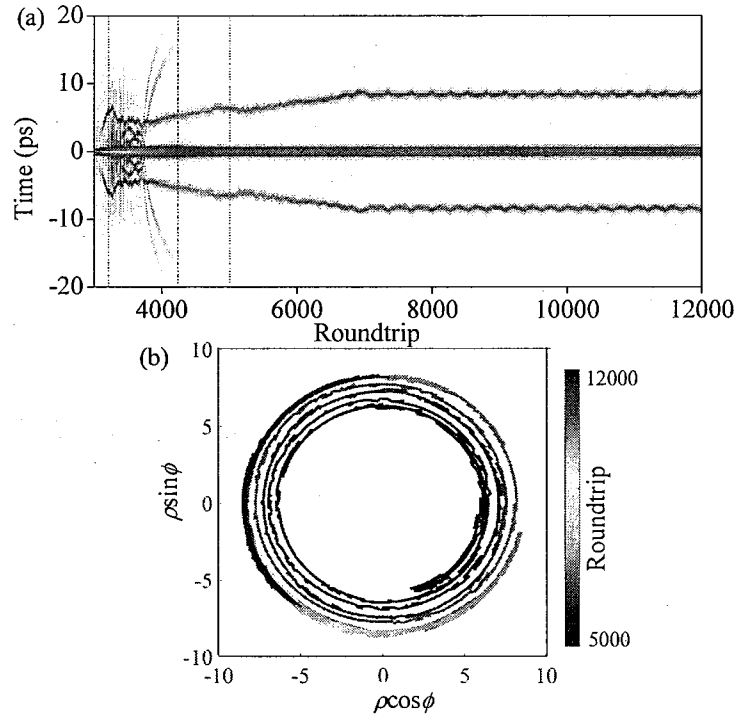


图 5.8 (a)图 5.7 所示的演化过程中束缚态的场自相关, (b)束缚态孤子的相互作用平面。

Figure 5.8 (a) The field autocorrelation of the bound states corresponding to the evolution process shown in Fig. 5.7, (b) the interaction plane of the bound solitons.

Krupa 等人曾在理论上证明了这种拥有周期性变化的时间间隔和相对相位的稳健束缚态的存在, 并对其进行了理论模拟。他们指出在该状态下的两个相互作用的孤子之间存在着能量交换^[83]。当第一个脉冲的能量大于第二个尾随脉冲时, 第一个脉冲和第二个尾随脉冲之间的相速度差为负, 使得两者之间的相对相位减小。反之亦然。当强度相等时, 产生相对相位振荡的转折点, 也就是束缚态运行的周期转折点。从图 5.7 和图 5.8 的实验结果看出, 我们实验证明了这种周期性变化的稳健束缚态的存在。

5.4 孤子分子的湮灭过程及分析

保持泵浦功率为 13.8 mW 不变, 通过适当地调整 PC, 可以在激光腔内形成稳定的束缚态。如图 5.9(a)中所示的光谱, 稳定束缚态的光谱调制周期约为 0.92 nm, 这相当于两脉冲间存在着约为 8.84 ps 的时间间隔。当泵浦功率以下降速率为 $\sim 1.09 \mu\text{W}/\text{圈}$ 减小至零时, 束缚态的光谱演化过程如图 5.9(a)所示。伴随着复杂的相对相位的变化, 两个相互束缚的脉冲逐渐远离彼此。从图中可以看出, 束缚

态光谱的调制深度随着运行圈数的增加而缓慢减小,这表明两个相互束缚的脉冲中的一个变得相对越来越弱^[138]。如图 5.9(a)所示,在运行了约 7500 圈时,相对较弱的脉冲在腔内消失,束缚态转变为单脉冲锁模状态。随着泵浦功率的不断下降,剩余脉冲的光谱变得越来越窄,最终脉冲在激光器中消失。如图 5.9(a)中右侧的插图所示,通过一个相互作用平面($\rho\sin\varphi$ 和 $\rho\cos\varphi$)可以更详细地了解这个过渡阶段中束缚态的演化情况,它的半径和角度分别对应于两个相互束缚的脉冲之间的时间间隔和相对相位^[168]。相对较弱的脉冲消失前的 7400 圈的束缚态的时间间隔和相位的变化都显示在相互作用面上,繁杂的轨迹说明在过渡阶段两个相互束缚的脉冲之间的时间间隔和相对相位都发生了复杂的变化。在泵浦功率下降速率约为 $11.32 \mu\text{W}/\text{圈}$ 的情况下,另一个稳定束缚态的湮灭过程如图 5.9(b)所示。如图 5.9(b)所示,随着泵浦功率的急剧下降,束缚态的光谱在调制周期不发生变化的情况下迅速变窄。这表明在湮灭过程中,两个相互束缚的脉冲之间的时间间隔和相对相位皆保持不变。此外,从稳定的束缚态到完全湮灭的整个演化过程总共运行了 1000 圈,这远小于图 5.9(a)中所示的演化过程。

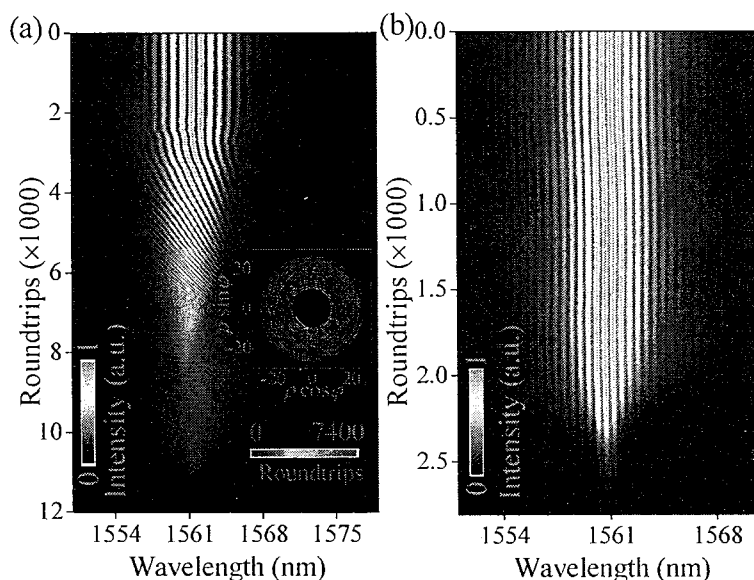


图 5.9 在泵浦功率的下降速率为(a)~ $1.09 \mu\text{W}/\text{圈}$ 和(b)~ $11.32 \mu\text{W}/\text{圈}$ 时束缚态湮灭过程的光谱演化。插图:映射孤子分子衰变动力学的相互作用平面^[139]

Figure 5.9 Spectral evolution of the bound states at the decline rate of pump power of (a) $\sim 1.09 \mu\text{W} / \text{roundtrip}$ and (b) $\sim 11.32 \mu\text{W} / \text{roundtrip}$. Inset of (a): decaying dynamics of the bound state mapped in the interaction plane^[139].

在图 5.9(a)所示的第一种演化情况下,泵浦功率以约 $1.09 \mu\text{W}/\text{圈}$ 的下降速率

减小至零,从初始状态到脉冲全部湮灭的整个过程大约需要运行 10000 圈。在泵功率开始降低的时候,两个相互束缚的脉冲的强度同时降低,但两个脉冲的相对强度保持不变。当脉冲能量下降至临界值时,由于受到扰动,两个脉冲会进入不同的反馈区域并经历不同的反馈,此时两个脉冲的相对强度开始发生变化^{[34][36]}。束缚态中相对较弱的一个脉冲被逐渐抑制。演化过程中两个脉冲相对强度的持续变化导致两个脉冲在腔内每运行一圈后所产生的相位改变是不同的,进而导致束缚态相对相位的长期变化^{[84][86]}。束缚态相对相位的变化与其光谱干涉条纹的变化是相对应的,所以束缚态的光谱演化如图 5.9(a)所示。在图 5.9(b)所示的第二种演化情况下,泵浦功率以约 $11.32 \mu\text{W}/\text{圈}$ 的下降速率减小。从初始的稳定状态到两个脉冲湮灭在激光器内的整个过程大约有 1000 圈,这比第一个演化过程要快得多。由于整个湮灭过程发生的非常快速,导致脉冲强度在临界值附近的时间特别短。也就是说,当腔内脉冲的能量下降到阈值时,可能没有受到可以改变脉冲能量的有效扰动。所以,这两个脉冲一直经历着相同的反馈,并且两个脉冲的相对强度一直保持不变。因为两脉冲的相对强度没有发生改变,所以脉冲之间的相对相位一直保持不变^{[85][86]}。综上所述,这两个束缚态的湮灭演化过程的不同也主要取决于当腔内的脉冲能量下降到临界值时是否存在一个有效的扰动可以改变其中一个脉冲的能量进而使两个脉冲进入不同的反馈区域^{[34][36]}。

5.5 本章小结

借助于 DFT 技术分析了光纤激光器内几种不同的束缚态孤子的演化特性。通过调节泵浦功率和偏振控制器得到了孤子间时间间隔恒定为 $\sim 1.7 \text{ ps}$ 和 9.2 ps 的束缚态,此外还获得了时间间隔在 8.2 ps 附近振荡的稳健束缚态。两孤子间间隔较小的束缚态在形成过程中主要表现为两个孤子相互吸引靠近至稳定;两孤子间间隔较大的束缚态则是在两个孤子因为相互吸引发生碰撞后强烈的排斥并远离彼此而形成;具有振荡的时间间隔和相对相位的束缚态孤子的形成过程中除了有孤子间的相互作用以外还伴随有复杂的孤子分裂和孤子湮灭等。值得注意的是,当泵浦功率的下降速率不同时,束缚态在腔内湮灭的过程会有很大的差异。

第 6 章 束缚态与单脉冲状态的互相转化

6.1 引言

单孤子状态和束缚态孤子是超快光纤激光器中常出现的两种重要现象,吸引了众多研究者的注意^[169-202]。在本章中通过控制输入到掺铒光纤激光器中的泵浦功率的变化,使用 DFT 技术研究了束缚态与单脉冲状态两者之间相互演化的动力学。当泵浦功率下降时,因孤子间存在着激烈的竞争,束缚态变为单脉冲状态的过程一般会伴随着其中一个孤子脉冲的湮灭。当泵浦功率升高时,单脉冲状态可以演化为束缚态状态,该过程中一定会出现由调制不稳定性引起的脉冲分裂。两个过程中都有复杂的孤子间相互作用。

6.2 束缚态过渡到单脉冲状态

6.2.1 实验装置

实验中用到的被动锁模光纤激光器的实验结构如图 6.1 所示。激光器包含作为增益介质的 4.2 米长的掺铒光纤(EDF)和 3.6 米长的尾纤单模光纤。环形腔的总长度约为 7.8 m, 所以激光器的基本重复率为 26.28 MHz 左右。掺铒光纤和单模光纤的色散参数分别为 -9 ps/nm/km 和 17 ps/nm/km , 所以可以计算出该激光器的净色散为 -0.138 ps^2 左右。使用两个光纤条线头和一个法兰盘将由单壁碳纳米管制作的可饱和吸收体(SWNT-SA)加入到光纤激光器中来做该激光器的锁模器件。通过调节插入腔内的偏振控制器(PC)来调节腔内的双折射。两个波长为 980 nm 的激光二极管(LD)分别通过一个波分复用器(WDM)和一个偏振无关的复合器件(PI-IWDM)给光纤激光器提供双向泵浦。这个复合器件是隔离器和波分复用器两种器件的组合物, 所以, 它同时也用于确保环形激光器的单向运行。通过一个 90:10 的光纤耦合器(OC2)将光纤激光器中 10%的共振功率输出腔外来进行实验分析。在 LD2 和 WDM 之间的空间光路部分放置一个光学斩波器用作后向泵浦光的开关。如图 6.1 所示, LD2 的功率被一个 55:45 的光纤耦合器(OC1)分为两个分束。45%比例的一束光用作示波器的触发信号, 通过波分复用器, 55%比例的那束光则被用于泵浦光纤激光器中的增益光纤。色散补偿光纤的色散参数为 -147.42 ps/nm/km , 这段光纤提供的总色散约为 $\sim 940 \text{ ps}^2$ 。利用一个四通道、带

宽为 4-GHz、采样率为 20GSa/s 的实时数字示波器和两个高速光电探测器(PDs)来检测输入到示波器的时域包络。一台光谱仪(OSA)用来检测稳定锁模状态下的光谱。

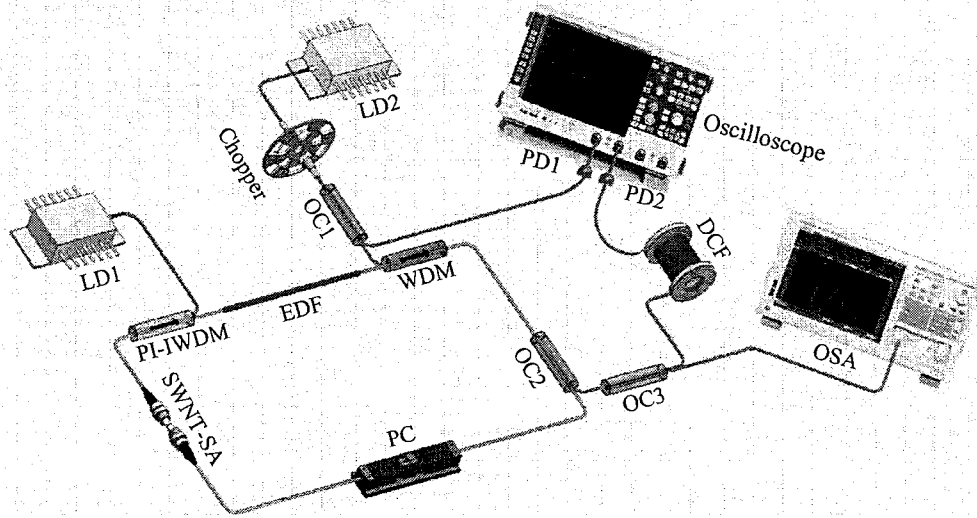


图 6.1 光纤激光器和测量系统的实验装置图^[203]。

Figure 6.1 Schematic diagram of the fiber laser and measurement system^[203].

6.2.2 稳定的单脉冲状态和束缚态

当由 LD1 提供的前向泵浦功率升高到 8.5 mW，由 LD2 提供的后向泵浦功率为 0 mW 时，该掺铒光纤激光器中实现了典型的单脉冲锁模。该单脉冲锁模状态的光谱如图 6.2(a)所示，红色曲线和黑色曲线分别是光谱仪和 DFT 方法捕获的光谱。可以看出，光谱的中心波长约为 1558.5 nm，半高全宽约为 7.7 nm。光谱两侧明显的 Kelly 边带说明此时输出的脉冲为传统孤子。左侧的 Kelly 边带到光谱中心波长处的光谱间隔约为 14.24 nm。激光器在该状态下输出的脉冲的自相关轨迹可以使用自相关仪测得，如图 6.2(b)所示，其半高全宽约为 1.156 ps。如果使用为 Sech^2 函数对实验测得的自相关曲线进行拟合，则输出脉冲的脉冲宽度约为 0.751 ps。通过计算可以得出时间带宽积约为 0.714，说明此时的脉冲是轻微啁啾的。

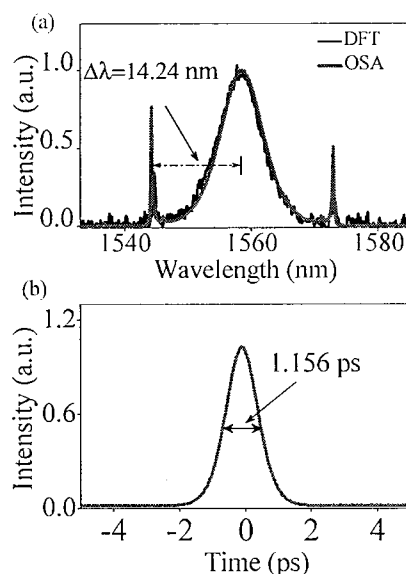


图 6.2 (a)单脉冲锁模状态下由 OSA 和 DFT 技术捕获的光谱, (b)输出脉冲的自相关曲线。

Figure 6.2 (a) The spectra of the single pulse mode-locking state captured by OSA and DFT technique, (b) autocorrelation trace of the output pulse.

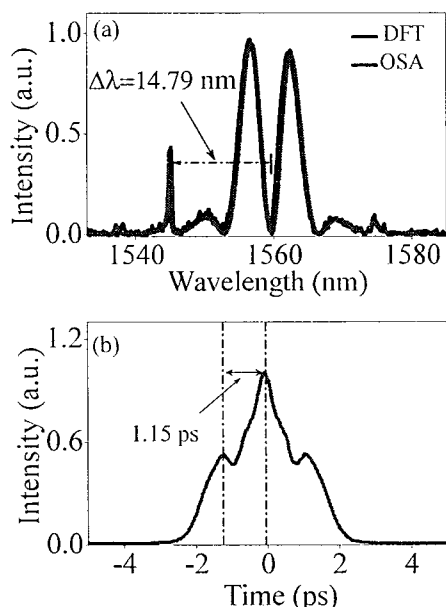


图 6.3 (a)由 OSA 和 DFT 技术捕获的束缚态光谱, (b)束缚态的自相关曲线。

Figure 6.3 (a) The spectra of the bound state captured by OSA and DFT technique, (b) autocorrelation trace of the bound state.

保持前向泵浦功率为 8.5 mW 不变, 当后向泵功率增加到 9.2 mW 时, 通过适当地调整 PC 可以在激光器内获得稳定的束缚态孤子, 其光谱如图 6.3(a)所示。由 OSA 和 DFT 技术测得的该状态的光谱图分别为图 6.3(a)中的蓝色曲线和黑色

曲线。图 6.3(b)展示的是束缚态的自相关曲线，可以看出，两个相互束缚的孤子脉冲之间的时间间隔 τ 为 ~ 1.15 ps。此时光谱的中心波长和 Kelly 边带之间的光谱间隔约为 14.79 nm，这表明束缚态的光谱要略宽与单脉冲状态的光谱。结合示波器的带宽、示波器的采样率、探测器的带宽和色散补偿光纤的限制，可以计算出，实验中用到的 DFT 技术的光谱分辨率为 0.34 nm，完全适用于分析具有光谱宽度大于 7 nm 的锁模光纤激光器。如图 6.2(a)和 6.3(a)所示，不考虑示波器数字化带来的固有噪声，OSA 捕获的光谱与 DFT 技术获得的单次光谱之间的一致性是非常好的。

6.2.3 束缚态到单脉冲状态的演化动力学

在下文中，重点讨论当斩波器切断输入到光纤激光器内的反向泵浦光时，腔内从束缚态过渡演变为单脉冲状态的过程。当反向泵浦光功率下降时，输入到示波器的另一束 980 nm 的光的功率也瞬间下降，进而触发示波器开始记录数据。通过实时 DFT 技术获得的光谱演化过程如图 6.4(a)所示。从图中可以看出，在运行到图中的第 600 圈左右时，束缚态光谱的干涉条纹上出现了小的振荡，这对应于稳定束缚态的临界值^[83]。对演化过程中的每一个单次光谱进行傅立叶变换建立起了一个如图 6.4(b)所示的场自相关图。如图所示，稳定束缚态下的两个相互束缚的孤子脉冲之间的时间间隔为 ~ 1.15 ps，这与图 6.3(b)中显示的结果是相同的。在两个稳定状态之间的过渡阶段中，束缚态中两孤子间的时间间隔表现出非常复杂的变化。在其中一个孤子衰减至消失之前，也就是在单脉冲状态即将出现时，两个孤子之间的时间间隔增大到了约 14.19 ps。利用一个相互作用平面($r \sin \phi$ 和 $r \cos \phi$)可以充分地展示演化过程中束缚态的变化，其半径和角度分别对应于两个孤子之间的时间间隔和相对相位 ϕ ^[168]。图 6.4(c)显示了 2100 多圈的束缚态(包括稳定和过渡阶段的束缚态)的孤子间隔和相对相位的复杂变化。相互作用平面中的演化轨道是从一个具有恒定时间间隔和不变相对相位的固定点开始的。当孤子之间的时间间隔变得越来越大时，相对相位的变化随之变得越来越剧烈，特别是在运行到图中的 ~ 1800 圈到 2115 圈时。相对相位的变化是由两个相互束缚的孤子的强度差引起的^[83]。由于光纤是一种克尔介质，它拥有强度相关的折射率，因此每个孤子脉冲在光纤中传输的相速度取决于它们各自的强度振幅。两个孤子在过渡过程中的持续强度差异导致每个脉冲每运行一圈后所产生的相移是不同的，

因此，两孤子间的相对相位在不断地发生变化^[86]。

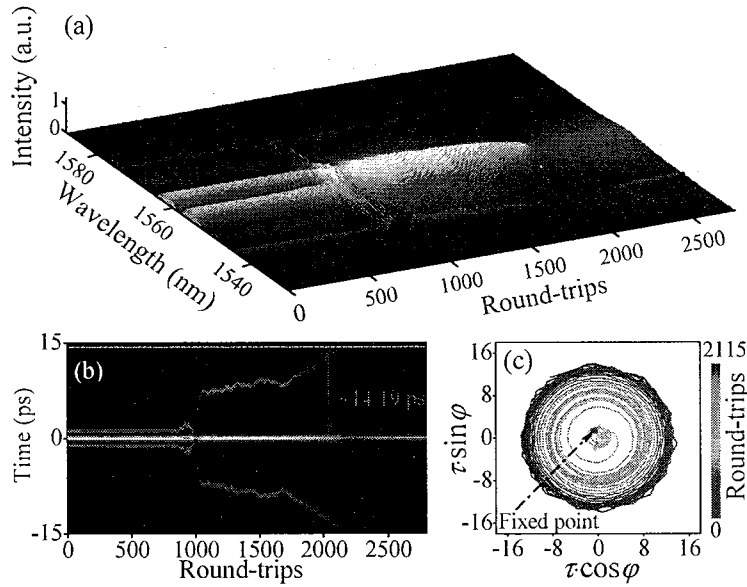


图 6.4 (a)从束缚态到单脉冲状态的光谱演化过程, (b)演化过程的场自相关, (c)束缚态的相互作用面^[203]。

Figure 6.4 (a) Evolution dynamics from bound state to single pulse state, (b) corresponding field autocorrelation, (c) interaction plane of the bound state^[203].

为了进一步了解和认识从这种稳定束缚态(孤子间时间间隔为 1.15 ps)过渡到稳定单脉冲状态的过程中的复杂演化动力学, 另外三个演化过程被展示在图 6.5 中。它们的初始状态和最终状态都与图 6.4 中所示的演化过程相同。同样, 当反向泵浦功率降低到临界阈值以下时, 孤子分子的内部运动主要表现为时间间隔恒定不变, 但相对相位不断的振荡, 这可以很明显地从光谱条纹的变化中看出, 如图 6.5(a)、(b)、(c)中分别位于第 2250 圈、1150 圈、850 圈附近的光谱。这种相对相位变化、时间间隔不变的束缚态是由脉冲之间的强非线性相互作用引起的^[83]。图 6.5(d)显示了上述三个由束缚态向单脉冲状态演化的过程中两个孤子脉冲之间的时间间隔的变化, 蓝色、红色和绿色曲线分别对应于图 6.5(a)、(b)和(c)中所示的演化过程。如图 6.5(d)所示, 这些演化过程有一个共同点: 当过渡演化过程从这个初始状态开始时, 两个相互束缚的孤子脉冲在过渡阶段的最后都会彼此分离。由于增益竞争的原因, 当其中一个孤子的峰值强度小于某一阈值时, 它将进入正反馈区域并被逐渐抑制至消失^[36]。虽然这些过渡演化过程是从具有相同的时间间隔的初始状态开始的, 但过渡阶段持续运行的圈数越多, 最终两个孤子脉冲间的间隔就会越大。图 6.5(a)所示的演化过程的过渡阶段的圈数约为 640 圈,

过渡期间两个相互束缚的脉冲之间的最大时间间隔约为 8.82 ps。而图 6.5(b)和 6.5(c)中的过渡圈数分别为 2880 圈和 3480 圈，两个演化过程中最大的孤子间隔分别为 16.92 ps 和 17.75 ps。

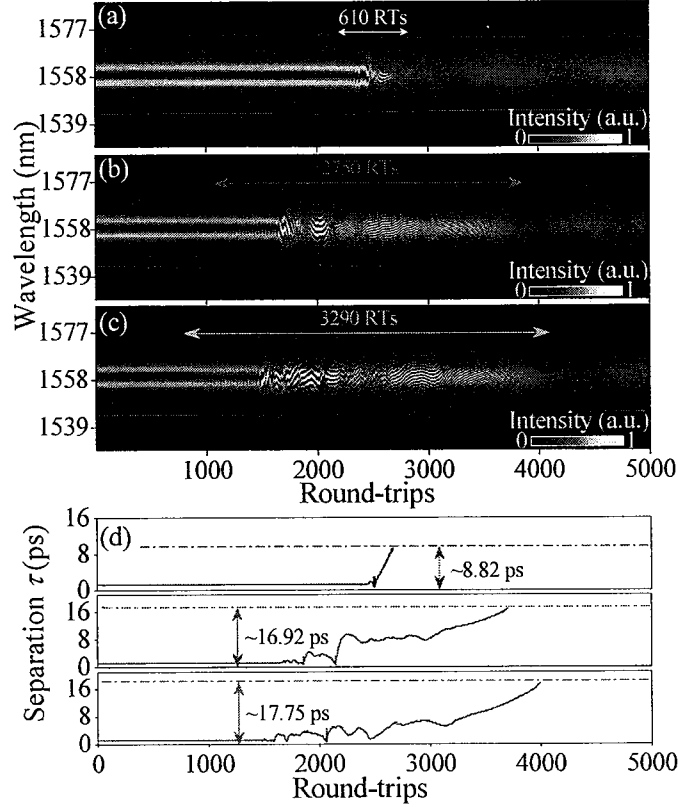


图 6.5 过渡阶段圈数不同的演化过程。(a) 610 圈, (b) 2750 圈, (c) 3290 圈, (d) 两个脉冲间的时间间隔随着运行圈数的变化(蓝色、红色和绿色曲线分别对应于图(a)、(b)和(c)中的演化过程)^[203]。

Figure 6.5 Evolutionary processes with different numbers of roundtrips in the transition.(a) 610 roundtrips, (b) 2750 roundtrips, (c) 3290 roundtrips, (d) retrieved temporal separations between two pulses as a function of roundtrips (The blue, red, and green curves correspond to Figs.5 (a), (b), and (c), respectively) ^[203].

在保持正向和反向泵浦功率都不变的情况下, 通过仔细旋转 PC, 可以获得另一个稳定的束缚态。与之前的束缚态相比, 该状态中的两个孤子间的相互作用要弱一些。图 6.6(a)显示了从该束缚态到单脉冲状态过渡的光谱演变过程。根据演变过程中束缚态的光谱可以计算得出束缚态中两孤子脉冲间时间间隔和相对相位的变化, 分别如图 6.6(b)中的蓝色曲线和红色曲线所示。从蓝色曲线和红色曲线的前 1200 圈可以看出, 这个稳定的束缚态中的两个脉冲间的时间间隔和相对相位分别为 6.783 ps 和 0。在两个稳定状态间的过渡阶段中, 两脉冲间相对相

位的变化变得越来越剧烈,并且两者之间的时间间隔随着运行圈数的增加在单调地增大,如图 6.6(b)所示。在过渡阶段的最后,两脉冲间的时间间隔增大到 22.87 ps,此时的相对相位相对初始状态时也改变了约 32.92 rad。如图 6.6(a)所示,其中一个脉冲在运行到约 2170 圈时湮灭在激光器中。不同于图 6.4 和 6.5 中所示的演化过程,此时的激光器没有直接进入稳定的单脉冲状态,而是进入了一个亚稳的单脉冲状态,这个亚稳态在激光器中运行了大约 4150 圈。由于腔内增益的减小和增益滤波效应的作用,伴随着光谱向短波长方向移动约 1 nm 以及光谱宽度展宽约 0.6 nm,亚稳态最终演化为了稳定的单脉冲状态。

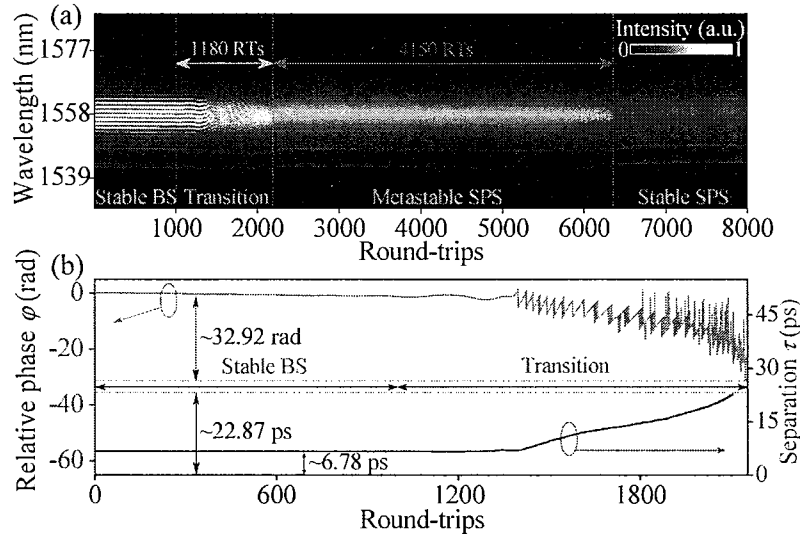


图 6.6 (a)从 $\tau=6.783$ ps 的稳定束缚态到单脉冲状态的光谱演化, (b)束缚态中两孤子间相对相位和时间间隔随运行圈数的变化^[203]。

Figure 6.6 (a) Spectral evolution from a stable bound state with $\tau = 6.783$ ps to the single pulse state, (b) relative phase and temporal separation of bound states as a function of cavity roundtrips^[203].

保持前向泵浦功率不变,将后向泵浦功率降低到 7.6 mW 时,调节腔内的 PC,可以在腔内获得具有变化的相对相位和恒定的时间间隔($\tau=18.18$ ps)的稳健束缚态。参考文献[138]中曾对这种类型的束缚态进行了模拟预测。图 6.7(a)中的前 4000 圈中显示了这种稳健束缚态的不断演化的光谱,虽然光谱的干涉条纹在不断的变化,但条纹的干涉周期一直保持不变。这对应于相互作用平面中半径相同的重合轨迹,如图 6.7(b)所示。图 6.7(a)显示了从该稳健束缚态到稳定单脉冲状态过渡的光谱演化过程。很明显,在运行到 4000 圈以后光谱的调制周期随着运行圈数的增加在逐渐地减小,同时,两孤子间的时间间隔在逐渐增大,相互作用

平面中的轨道半径也在逐渐增加,如图 6.7(c)和 6.7(b)所示。在不同的偏振态下,光纤激光器中可以出现许多时间间隔和相对相位不同的束缚态。图 6.7(c)的左边部分展示了另一种稳健束缚态的变化的光谱,可以看出不论是光谱干涉条纹的位置还是其干涉周期都在发生着不断的变化。这说明该状态下的两孤子间的相对相位和时间间隔都在发生着改变。如图 6.7(f)所示,此时的时间间隔约为 9.37 ps,并以幅度为 ~ 0.28 进行着周期性地振荡,这导致了图 6.7(d)所示的相互作用平面中的前期轨道的部分错位。图 6.7(f)揭示了过渡演化过程中两孤子间时间间隔随着运行圈数的变化,值得注意的是,不同于前面提到的所有的演化过程,在这个过渡过程中两个脉冲不是彼此远离而是逐渐靠近的。图 6.7(d)中所示的相互作用平面也很好地展示了演化过程中的这一特性。这些不断变化的稳健束缚态的出现是由于两个相互作用的孤子脉冲之间存在着持续的能量交换导致的^[85]。

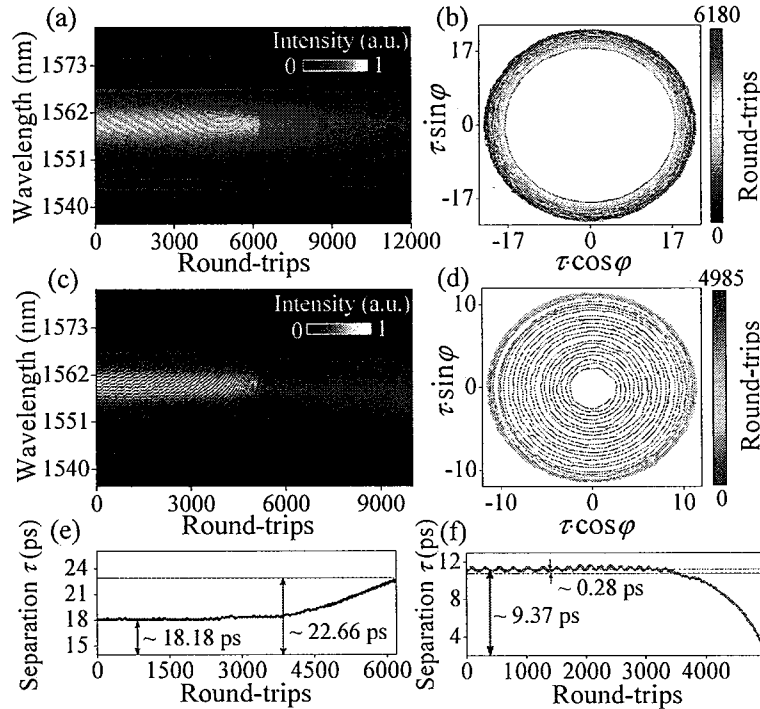


图 6.7 (a)从具有变化的相对相位的束缚态到单脉冲状态过渡的光谱演化, (b)相应的相互作用平面, (c)具有变化相对相位和振荡时间间隔的束缚态演化为单脉冲状态, (d)相应的演化轨迹, (e)和(f)两个演化过程中两个相互束缚的孤子脉冲间的时间间隔的变化^[203]。

Figure 6.7 (a) Spectral evolution from a bound state with evolving phase to single pulse state, and (b) the corresponding interaction plane, (c) bound state with changing relative phase and vibrating separation evolves into single pulse state, and (d) the corresponding evolution trajectories, (e) and (f) temporal separations between two bound solitons along these two processes^[203].

6.3 单脉冲状态过渡到束缚态

6.3.1 单脉冲状态到束缚态的演化过程

保持前向泵浦功率为 8.5 mW，后向泵浦功率为 9.2 mW，当后向泵浦功率被斩波器阻挡时，激光器内获得的是单脉冲锁模状态。随着斩波器的快速转动，后向泵浦光重新被注入到激光器内，腔内的状态会在一瞬间由单脉冲状态转变为束缚态(有时候也可能是普通双脉冲)。图 6.8(a)展示的是由 DFT 技术捕获的从单脉冲状态过渡演化为束缚态的光谱演化过程，相应的演化过程中腔内总脉冲能量的变化如图 6.8(b)所示。由图可以看出，随着泵浦功率的增加，腔内脉冲的能量也在不断的增加。在腔内脉冲能量增加的同时，光谱的中心波长出现了一些红移，而且光谱宽度也有一定的展宽，如图 6.8(a)所示。

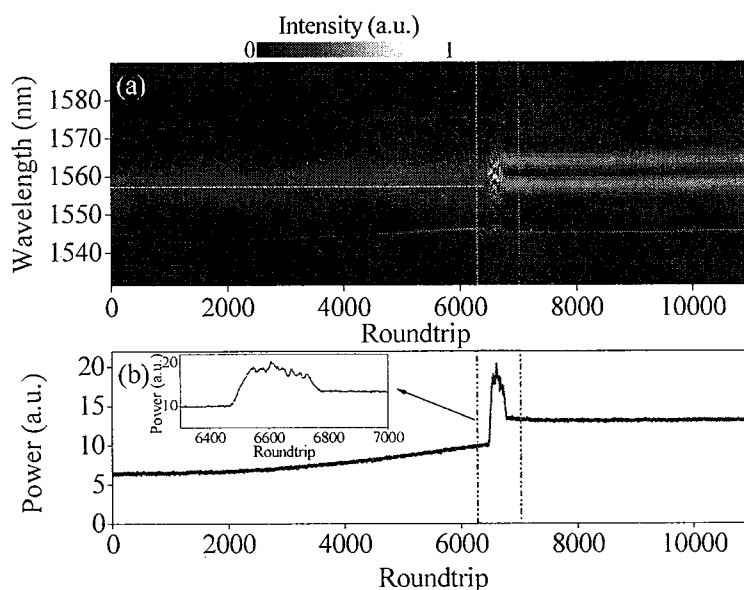


图 6.8 (a)单脉冲状态到束缚态的光谱演化, (b)演化过程中腔内的能量变化, 插图: 过渡阶段能量变化的放大图。

Figure 6.8 (a) Spectral evolution dynamics from single pulse state to bound state, (b) the change of energy during the evolution process, inset: the close-up of the change during the transition period.

伴随着腔内总脉冲能量的突然性的增大,在运行到图 6.8(a)中的 6500 圈左右时,腔内出现了束缚态。在 6500 圈到 6800 圈之间,腔内的总能量不断地发生振荡,此时腔内的束缚态是不稳定的,束缚态光谱上的干涉条纹的位置及其调制周期都在不断地发生变化。随着运行圈数的继续增加,腔内的总脉冲能量慢慢趋于稳定并不再发生改变,稳定的束缚态在腔内形成。从图 6.8(a)中可以看出,最后

形成的稳定束缚态的光谱中心波长大于稳定单脉冲状态时的光谱中心波长,而且从光谱两侧的 Kelly 边带之间的间隔可以看出,束缚态时的光谱略宽于稳定单脉冲时的光谱,这是由腔内的增益滤波效应导致的。

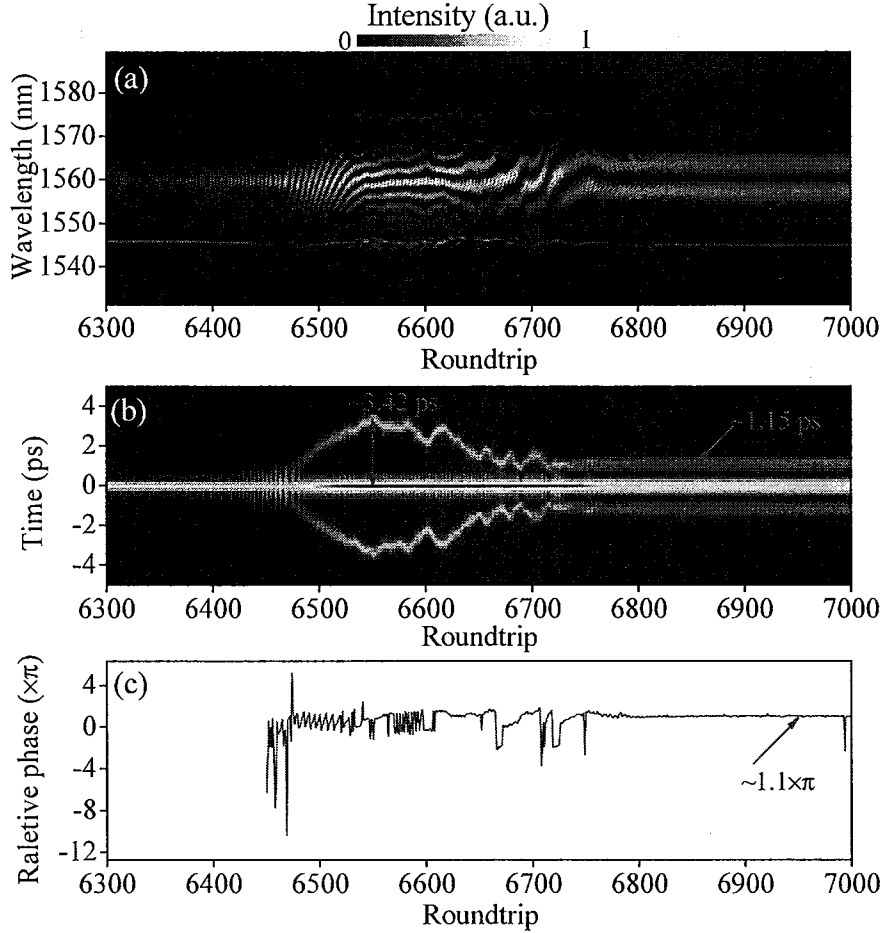


图 6.9 (a)图 6.7 中的过渡阶段的光谱演化, (b)相应于图(a)中光谱的场自相关, (c)过渡阶段束缚态的相对相位的变化。

Figure 6.9 (a) The spectral evolution of the transition stage shown in Fig. 6.8, (b) corresponding field autocorrelation, (c) change of the relative phase during the transition stage.

图 6.9(a)展示的是单脉冲到束缚态的过渡阶段,可以看出腔内先出现了拍频行为然后后才形成的束缚态。对图 6.9(a)中展示的每一圈的光谱进行傅里叶变换,可以得到图 6.9(b)中所示的场自相关图。根据自相关图我们可以知道在演化过程中两个相互束缚的孤子脉冲之间的时间间隔是怎样变化的。从图中可以看出,在束缚态形成的初期,两孤子之间的时间间隔非常小,两孤子之间的相互作用力表现为排斥,两者逐渐远离彼此,在运行到 6550 圈左右时,两者间的时间间隔增

大到约 3.42 ps。之后两孤子间的相互作用变得非常复杂，两者不断的吸引或者排斥彼此，但表现为吸引的圈数相对要多，所以最后两个孤子还是在相互靠近的。在运行到 6760 圈左右时，两个相互束缚的脉冲之间的时间间隔稳定在 ~ 1.15 ps 左右，随着运行圈数的增加也不再发生改变。图 6.9(c)显示的是腔内出现束缚态后，两个相互束缚的孤子间的相对相位随着运行圈数的变化。由图可以看出，过渡阶段束缚态的相对相位发生了复杂的变化，在变化幅度和变化周期上都没有任何规律。随着腔内状态的稳定，两孤子脉冲间的相对相位稳定在 $\sim 1.1\pi$ 。

6.3.2 单脉冲状态演化为束缚态的物理机制

当腔内为稳定的单脉冲状态时，随着泵浦功率的升高，脉冲能量会不断地增大，但传统孤子脉冲所能承受的能量是有限的，过高的泵浦功率和腔内的调制不稳定性，使得腔内辐射分裂出许多脉宽相对较大的次脉冲，如图 6.10 中的 B 阶段所示。由于光纤是一种克尔介质，不同强度的光在光纤内传输时的折射率是不一样的，随着运行圈数的增加，腔内的超短主脉冲和次脉冲之间的相位差不断变化，导致了拍频现象的出现^[77]。由 6.9(a)可以看出，在束缚态出现前，拍频的频率在逐渐减小，由拍频导致的亮暗变化也越来越明显，根据拍频形成的原理可知，这代表着其中一个次脉冲的脉冲能量在逐渐变大。随着泵浦功率的继续增加，腔内次脉冲的强度也随之越来越大，在可饱和吸收体的作用下，其脉冲宽度也被不断的压缩。如图 6.10 中的 C 阶段所示，当其中一个次脉冲的脉冲宽度及脉冲能量和腔内的主脉冲相差不大的时候，两脉冲间的相互作用变强，形成了束缚态，这可以从图 6.9(a)中的 6480 圈左右的光谱看出。由于两个脉冲的脉冲能量及宽度不完全相同且在不断地变化，使得两脉冲之间的相互作用非常复杂，形成了不断变化的束缚态，如图 6.9(a)中的 6480 圈到 6750 圈所示^[5]。从图 6.9(a)中可以看出过渡阶段的束缚态也存在拍频行为，说明此时的腔内除了形成束缚态的两个孤子之外，还有次脉冲存在，如图 6.10 中的 C 阶段所示。随着运行圈数的增加，输入腔内的泵浦功率不再增大，腔内其他次脉冲的强度无法继续增强。由于脉冲间的增益竞争，以及可饱和吸收体的抑制作用，次脉冲逐渐湮灭，腔内的拍频现象也随之消失，形成稳定的束缚态，如图 6.10 中的 D 阶段所示。由实验结果可以看出在单脉冲状态演化为束缚态的过程中腔内的调制不稳定性起着关键性作用。

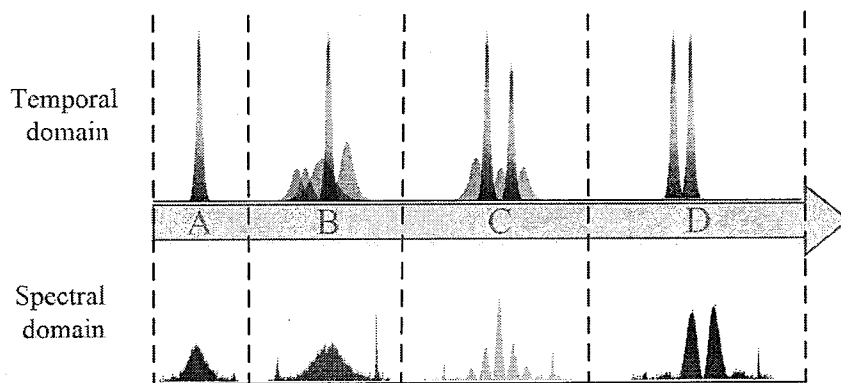


图 6.10 单脉冲状态演化为束缚态的示意图。

Figure 6.10 (a) Schematic diagram of the evolution from single pulse state to bound state.

6.4 本章小结

基于 DFT 技术, 在被动锁模光纤激光器中研究了当输入到激光器的泵浦功率下降时束缚态过渡演化为单孤子状态的过程, 以及泵浦功率上升时单孤子状态演化为束缚态的过程。实验发现在腔内增益减小时因孤子间存在着激烈的竞争, 束缚态变为单脉冲状态的过程一般会伴随着其中一个孤子脉冲的湮灭。而单脉冲状态演化为束缚态的过程则会出现由调制不稳定性引起的脉冲分裂。两个过程中都有因复杂的孤子间相互作用而导致的孤子间时间间隔和相对相位的复杂变化。

第 7 章 总结与展望

7.1 本论文的主要研究成果及意义

本论文主要从实验上研究分析了 CNT 锁模的光纤激光器内的一些孤子瞬态动力学。基于 DFT 技术, 研究分析了光纤激光器内传统孤子、耗散孤子、双孤子和束缚态孤子的实时演化过程。此外, 还详细研究了传统单孤子状态和束缚态孤子之间的过渡动力学。基于实验结果分析了这些超快过程中复杂的非线性光学现象, 例如, 拍频行为、调制不稳定性引起的脉冲分裂、孤子间的相互作用等。对孤子瞬态动力学的研究可以进一步完善人们对孤子特性的了解, 促进被动锁模孤子光纤激光器的发展。本论文的主要研究内容总结如下:

1. 研究了传统孤子和耗散孤子在光纤激光器中的启动演化动力学。利用 DFT 技术在基于 CNT 锁模的光纤激光器内研究了光谱宽度为 8.7 nm、脉冲宽度为 0.75 ps 的传统孤子和光谱宽度为 16.3 nm、脉冲宽度为 8.5 ps 的耗散孤子的形成过程。通过实验发现了两种孤子光纤激光器启动时都要经历驰豫振荡、调 Q 锁模状态、光谱展宽和稳定锁模阶段。但传统孤子锁模启动过程中还会出现拍频现象, 有时也会有短暂的束缚态阶段, 而在耗散孤子锁模过程中在调 Q 锁模状态形成之前有短暂的不稳定锁模状态, 且调 Q 锁模时期的光谱两侧有因孤子能量过高而引起的强烈的褶皱。从实验上证明了正常色散和反常色散激光器内两种孤子的不同形成机制。
2. 揭示了普通双孤子锁模状态在光纤激光器内形成及湮灭时的复杂的演化动力学。在可以输出稳定双孤子脉冲的光纤激光器中, 研究发现了双脉冲状态不仅可以经脉冲分裂形成还可以由两个脉冲同时锁模形成。此外还研究了双孤子锁模状态在泵浦光消失时的湮灭动力学, 发现了双孤子状态湮灭的两种方式: 两个脉冲依次消失和两个脉冲同时湮灭。当腔内两个孤子脉冲的能量同时快速下降到某一阈值时能否出现一个有效的可以改变其中一个脉冲能量的扰动是导致两种不同湮灭方式出现的原因。
3. 分析了光纤激光器内几种不同的束缚态孤子的演化特性。通过调节泵浦功率和 PC 得到了孤子间时间间隔恒定为~1.7 ps 和 9.2 ps 的束缚态, 此外还获得了时间间隔在 8.2 ps 附近振荡的稳健束缚态, 通过对实时演化光谱的分析, 揭示了

上述三种束缚态的形成过程中复杂的孤子间相互作用及非线性现象。此外还研究了在不同的泵浦功率下降速率下束缚态孤子的湮灭过程。

4. 通过控制输入到掺铒光纤激光器中的泵浦功率的变化研究了束缚态与单孤子状态两者之间相互演化的过程。当泵浦功率下降时,因孤子间存在着激烈的竞争,束缚态变为单脉冲状态的过程一般会伴随着其中一个孤子脉冲的湮灭。当泵浦功率升高时,单脉冲状态可以演化为束缚态,该过程中一定会出现由调制不稳定性引起的脉冲分裂。两个过程中都有因复杂的孤子间相互作用而导致的孤子间时间间隔和相对相位的复杂变化。

本论文着重研究了被动锁模光纤激光器中几个重要的瞬时孤子演化过程,其创新性及意义主要有以下三个方面:

1. 揭示了光纤激光器中的传统孤子和耗散孤子的演化动力学,为超快瞬态动力学提供新的视角,促进被动锁模孤子光纤激光器的发展。实验发现两种孤子在形成时都需要经过驰豫振荡、调Q锁模、光谱展宽和最后的稳定锁模阶段。
2. 实验证明了光纤激光器内的双孤子状态的建立和消逝都有两种不同的演化方式。对激光器中双孤子状态的建立和湮灭的研究,有助于人们更好地在光纤激光器中获得或者避免多脉冲锁模状态。
3. 首次证明了束缚态与单脉冲状态之间的演化不是简单的逆向过程,对制作在不同功率下既可以输出稳定单孤子也可以输出稳定束缚态的超快光纤激光器有重要的指导意义。研究发现两个演化过程中都会出现强烈的孤子间相互作用。束缚态转化为单脉冲时,在增益竞争效应下其中一个孤子消失。单脉冲转化为束缚态时,受孤子面积理论的限制及调制不稳定性的作用使得腔内出现许多次脉冲,导致了腔内拍频行为及束缚态的出现。

7.2 对未来工作的展望

根据已经取得的研究成果,下一步的研究工作主要从以下几个方面进行:

1. 以CNT为锁模器件,搭建稳定的超快光纤激光器作为光源,研究基于不同饱和阈值和调制深度的可饱和吸收体的锁模启动过程,分析可饱和吸收体的饱和阈值和调制深度对锁模孤子脉冲形成的影响,更好的解释孤子的形成机理、优化光纤激光器的设计。
2. 基于获得的实验数据,使用薛定谔方程和脉冲追迹法建立激光器模型,通

过改变色散、非线性、增益和损耗等相关参数对各种超快过程进行理论模拟。此外，拟增加对增益及饱和吸收体在小时间尺寸上的变化模型，以优化模拟结果。进而对各种复杂的超快演化现象进行更好的理论解释

3. 现在制作的光纤激光器输出功率比较低，脉冲在经过色散补偿光纤后，经历的损耗大(约 5dB)，展宽后的脉冲非常弱，使得 DFT 的探测灵敏度不高。拟通过以下几个方面进行解决：(1)采用低损耗、高稳定性、高集成性的光学器件减少腔内损耗；(2)使用分束器，来减小泵浦功率的变化幅度，以得到具有大脉冲能量的单脉冲；(3)优化熔接技术，减小单模光纤与色散补偿光纤之间的熔接损耗；(4)对输出的孤子脉冲进行腔外放大，如拉曼放大。