

自相似超短脉冲光纤激光器研究进展

冯杰 杜国平 朱瑞兴 黄磊

(上海师范大学数理学院, 上海 200234)

摘要 概述了自相似孤子光纤激光器研究的最新理论分析和实验结果。论述了由于增益色散的存在, 光纤激光器的动力学机制描述和数值计算的理论基础必须用偶合的金斯堡-朗道方程(CGLE), 而不是广义非线性薛定谔方程(NLSE)。细致地描述了色散管理孤子光纤激光器、耗散孤子光纤激光器、亮-暗孤子光纤激光器、矢量孤子光纤激光器和孤子-自相似子光纤激光器的脉冲演化特性、锁模方式和脉冲啾啾补偿的基本方法及其研究进展。并在此基础上着重讨论了自相似脉冲光纤激光器的原理, 指出自相似脉冲光纤激光器的应用前景以及目前研究中有待解决的问题。

关键词 激光器; 光纤激光器; 正常二阶群速度色散; 增益色散; 啾啾补偿; 自相似抛物脉冲

中图分类号 O437; TN929.11 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP48.081409

Progress of Ultra-Short Self-Similar Pulse Optical Fiber Lasers

Feng Jie Du Guoping Zhu Ruixing Huang Lei

(College of Mathematics and Physics, Shanghai Normal University, Shanghai 200234, China)

Abstract Progress of both theoretical and experimental results about self-similar soliton fibers laser are presented. It is pointed that the master equation is complex Ginzburg-Landau equation (CGLE) instead of nonlinear Schrödinger equation (NLSE) which expounds the dynamics of evolution of self-similar soliton pulse with gain fibers because of the gain dispersion. And there has a detailed discussion about the methods of evolution features of self-similar soliton pulse, mode locked and chirp compensation about the dispersion-management fiber lasers, dissipative solitons fiber lasers, light-dark solitons fiber lasers and vector solitons fiber lasers. It has also emphasized the principle of self-similar solitons fibers laser. The applications of self-similar solitons fibers laser and the problems to be solved in the research of that are pointed out.

Key words lasers; fiber lasers; normal group velocity dispersion; gain dispersion; chirp compensation; self-similar parabolic asymptotes pulse

OCIS codes 140.3615; 140.3500; 230.4320; 230.2285

1 引言

所谓自相似脉冲是指入射的一般短光脉冲, 在掺杂三价元素的增益光纤的正色散区域中传输时, 产生了能量放大、功率谱形状相似(称为“自相似”)以及具有线性啾啾演化的光脉冲。自相似光脉冲具有三个显著特点: 1) 自相似演化特性只由入射脉冲的能量和光纤参数决定; 2) 在高功率传输时, 具有抵御脉冲分裂的能力; 3) 具有严格的线性啾啾。由于具有严格的线性啾啾和较大的、稳态的能量增益, 所以自相似光脉冲易于进行高效的脉冲整形和压缩, 可以获得高功率、无基座的近似变换极限的飞秒量级光脉冲。因此, 类比于光孤子, 有的学者又将自相似光脉冲称为自相似孤子或自相似子^[1~9]。

与一般光纤激光器不同, 自相似光纤激光器是应用光纤放大器对光信号进行自相似的增益放大, 脉冲时域和频域同时增加, 经过特定的啾啾补偿和滤波压缩后, 得到大能量、高峰值功率和高重复频率的输出超短脉冲的光纤激光器。近十几年来, 欧美、亚太地区国家及中国台湾的研究人员从理论和实验两个方面对光纤放大器中的抛物形自相似光脉冲进行了大量的研究。目前, 在国外, 人们在自相似光纤放大器的基础上, 对

收稿日期: 2011-01-05; **收到修改稿日期**: 2011-03-08

基金项目: 国家自然科学基金(50972091)资助课题。

作者简介: 冯杰(1961—), 男, 博士, 副教授, 主要从事物理学、非线性光纤光学、导波光学及光通信等方面的研究。

E-mail: fengjie@shnu.edu.cn

自相似光纤激光器研究的热点主要集中在掺镱光纤(YDF)或掺铒光纤(EDF)被动锁模的自相似光纤激光器^[10,11],而在国内,相关研究尚未引起足够关注和尚未形成研究规模。

2 自相似光纤激光器的基本原理

2.1 从光纤脉冲放大器到自相似光纤激光器

相对于其他固体激光器,光纤激光器的优点之一是腔形结构简单,体积紧凑。大量的研究表明:在光纤放大器具有正群速度色散(GVD)区域的增益光纤的增益带宽以内,采用增益参数纵向恒定分布、纵向指数分布、光纤的受激拉曼效应、色散渐减光纤、光纤布拉格光纤光栅以及光纤光子晶体等,都可以实现输入脉冲的自相似演化。

基于自相似光脉冲的优良特性,借助于光纤放大器中产生自相似脉冲的方法,2004年,F. Ö. Ilday等^[12]最早提出了自相似脉冲光纤激光器的设计原理,他们根据色散管理孤子的传输原理,用掺Yb光纤放大器的原理设计了自相似光纤激光器的原理,并且进行了初步的实验,由于缺乏有效的脉冲滤波整形和明确的锁模方法,所产生的并不是严格意义的自相似脉冲,实际上是色散管理孤子的脉冲。随后,F. Ö. Ilday等对钛宝石激光器产生自相似脉冲激光的可能性进行了理论上的分析^[13]。2005年,C. Finot等^[14]用全光器件设计的自相似脉冲激光器,但是其结构、元件较为复杂。因此,由光纤脉冲放大器过渡到自相似光纤激光器的一个难点是让带有啁啾的自相似脉冲必须具备周期性反馈条件,使脉冲能够在谐振腔内周而复始地演化,以满足锁模和选频条件,所以,原来的光纤放大器只能作为激光器谐振腔的能量增益部分,还必须设置脉冲整形的啁啾补偿元件,为此自相似脉冲激光器应当具有如图1所示的4个主要部分构成:

- 1)一段具有正GVD光纤放大器作为激光器的增益介质,提供自相似脉冲演化的主体,这一部分必须在自相似脉冲中心波长及其附近具有正的二阶色散,而且其非线性效应以及高阶效应要足够小,具有足够的带宽;
- 2)一个特定中心波长和具有一定带宽的啁啾滤波器,其为自相似脉冲进行整形(解啁啾);
- 3)一段饱和吸收体(SA)或者偏振控制器(PC)为激光器提供锁模,或者使用其他锁模元件;
- 4)一段具有负GVD的单模光纤(SMF)与耦合器连接,其与正GVD的增益光纤进行有效地耦合,为激光器提供反馈,同时提供稳定的激光输出通道。

此外,还有抽运源、输入波分复用耦合器、输出波分复用(WDM)耦合器、单向隔离器和连接光纤以及和其他特种光纤(比如,保偏光纤、色散补偿光纤等)^[15~17]。

自相似脉冲光纤激光器结构决定了激光器的锁模机制和锁模器件的类型。激光器的锁模类型主要有主动锁模(比如,内置附加环形镜锁模、内置声光、电光调制器锁模、外逆向抽运交叉相位调制锁模等)、被动锁模(比如,偏振旋转锁模、增益饱和吸收锁模、半导体饱和吸收锁模等)、主被动混合锁模和被动加成锁模^[10,18]。目前研究的自相似脉冲光纤激光器的锁模方法主要是采用被动锁模方式^[18,19],常用的是非线性偏振旋转演化(NPE)方法和半导体饱和吸收镜(SESAM)。

2.2 自相似光纤激光器的数学表征

2.2.1 自相似光纤激光器标量孤子脉冲的数学表征

自相似光纤激光器是应用光纤放大器对光信号进行自相似脉冲增益放大的,其光脉冲的抛物形自相似演化的数学表征问题,最初在2000年由V. I. Kruglov等^[1~4],首先假定增益光纤介质带宽大于脉冲啁啾带宽的理想情况下,采用非线性薛定谔方程(NLSE),描述了光纤放大器具有正色散区域的脉冲自相似演化的理论特性。此后,国内外研究自相似脉冲演化特性的解析分析、数值计算以及对实验结果的分析,大部分沿用了V. I. Kruglov等的方法。即超短光脉冲在含有增益的光纤中传输时所满足的NLSE为^[3]

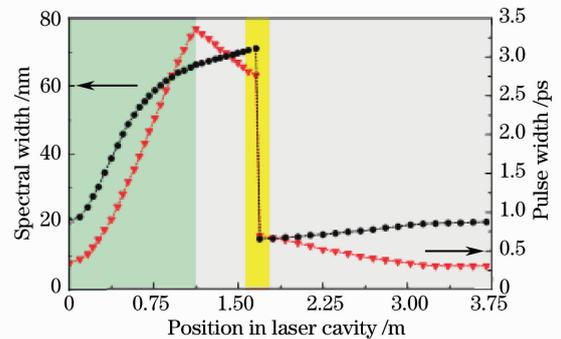


图1 自相似脉冲光纤激光器原理

Fig. 1 Principle of self-similar fibre laser

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} = \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} - \gamma(z) |\Psi|^2 \Psi + i \frac{g(z)}{2} \Psi, \quad (1)$$

式中 $T = t - \beta_1 z$ 为延迟时间, $\Psi(z, T)$ 是脉冲在运动坐标系中的慢变包络振幅, $\beta_2(z)$ 是光纤二阶色散系数, $\gamma(z)$ 是光纤非线性系数, $g(z)$ 是增益系数。若 $\beta_2(z) = \beta_2(0) > 0$, $\gamma(z) = \gamma(0)$, $g(z) = 0$, 则(1)式可以用逆散射方法求解。如果 $g(z) \neq 0$, 则无法用逆散射方法, 需要用李氏代数的对称约简方法求解。在2000年, V. I. Kruglov 等的自相似方法是假设: $\Psi(z, T) = A(z, T) \exp[i\Phi(z, T)]$, 其中

$$A(z, T) = f(z)F(z, T) = f(z)F(\vartheta), \quad (2)$$

$$\Phi(z, T) = \varphi(z) + C(z)T^2, \quad (3)$$

式中 ϑ 定义为自相似变量: $\vartheta = f^2(z) \exp(-gz)T$ 。通过解析求解, 得自相似脉冲的振幅函数 $A(z, T)$ 和相位函数 $\Phi(z)$ 分别为

$$A(z, T) = A_0 \exp\left(\frac{1}{3}gz\right) \left[1 - \frac{T^2}{T_p^2(z)}\right]^{1/2}, \quad |T| \leq T_p(z), \quad (4)$$

$$\Phi(z) = \varphi(z) + C(z)T^2 = \varphi_0 + \frac{3\gamma A_0^2}{2g} \exp\left(\frac{2}{3}gz\right) - \frac{g}{6\beta_2} T^2, \quad |T| \leq T_p(z). \quad (5)$$

实验研究表明, NLSE 是没有考虑高阶效应和掺杂元素增益带宽的理想情况, 其结论与实际掺杂光纤和实际应用有较大差距。最近, V. I. Kruglov 等^[11]通过理论分析和数值计算方法对全光纤拉曼自相似激光器进行了深入的分析, 采用的仍然是 NLSE, 因为是理论分析, 所以, 其研究工作的前提是假设“光纤增益介质的带宽大于自相似脉冲演化的带宽”, 也就是忽略了增益色散项效应。

但是, 在非线性光纤光学中, 如果信号脉冲宽度 T_0 小于掺杂元素偶极子的弛豫时间 T_2 ($T_0 \leq T_2$), 则描述掺杂光纤中脉冲信号的传输演化, 应当采用布洛赫方程(MBE); 而在 $T_0 > T_2$ 的条件下, 无论是光纤放大器还是光纤激光器的信号的传输和增益演化阶段, 应当采用金斯堡-朗道方程(GLE)^[20~22]。

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} + \frac{i}{2}(\beta_2 + ig_0 T_2^2) \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} = i\left(\gamma + \frac{i}{2}\alpha_2\right) |\Psi|^2 \Psi + \frac{1}{2}(g_0 - \alpha) \Psi, \quad (6)$$

式中 $\beta_2 + ig_0 T_2^2$ 称为增益色散因子(GDF), 其物理意义是掺杂元素对信号脉冲提供一种依赖于频率的增益效果, 从而限制了脉冲演化的频谱宽度; α_2 是光纤双光子吸收系数, α 是光纤损耗系数。(6)式较完整地描述了稀土元素掺杂光纤中自相似抛物渐近标量孤子脉冲的演化行为。考虑增益色散因子后的自相似解与(4)和(5)式有所不同, 即其振幅函数中的脉冲有效宽度和相位函数分别为

$$T_p(z) = \frac{6A_0}{g} \sqrt{\frac{\gamma\beta_2}{2} \left(\frac{6\beta_2 f^2 \gamma - g^2 T_2^2}{6\beta_2 f^2 \gamma + g^2 T_2^2}\right)} \exp\left(\frac{1}{3}gz\right), \quad (7)$$

$$\Phi(z) = \varphi_0 - \frac{g}{6\beta_2} g T_2^2 z + \frac{3\gamma A_0^2}{2g} \exp\left(\frac{2}{3}gz\right) - \frac{g}{6\beta_2} T^2. \quad (8)$$

由(7)和(8)式可以看出, GLE 中的增益色散项, 反映了增益带宽对脉冲自相似演化的具体影响, 即掺杂元素弛豫时间效应的增益色散效应。

GLE 中的其他各项描述了各种高阶效应。在研究超短脉冲的演化和传输时, 一方面, 由于其峰值功率较高, 其非线性效应和高阶色散效应显著增加; 另一方面, 在全正二阶色散效应光纤激光器中, 总的二阶色散效应比较小; 特别在色散管理的光纤传输中以及光纤激光器的脉冲演化过程中, 由于总的二阶色散效应近似等于零, 三阶色散效应对脉冲演化特性的影响显得更加重要, 因此, 必须考虑高阶非线性和高阶色散效应。所以, 从理论解析分析的角度, 比如, 在自相似光纤激光器中, 三阶色散(TOD)、自陡效应以及受激拉曼散射(SRS)会显著影响短脉冲自相似演化, 所以应当采用高阶项的 GLE 进行表征、描述和数值计算^[21,22]

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} + \frac{i}{2}(\beta_2 + ig_0 T_2^2) \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} = \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \Psi}{\partial T^3} + i\left(\gamma + \frac{i}{2}\alpha_2\right) |\Psi|^2 \Psi + \frac{1}{2}(g_0 - \alpha) \Psi, \quad (9)$$

式中 β_3 是三阶色散系数。(9)式的严格求解比较困难^[23], 一般作为数值计算的依据, 以指导和改进实验设计, 并且与实验研究结果进行对比, 从而解释实验上一些高阶效应和非线性效应。

2.2.2 自相似光纤激光器矢量孤子脉冲的数学表征

光纤的各向异性因素使光纤产生了线性双折射效应, 与此同时, 由于自相似超短脉冲具有较高的功率,

从而引起显著的非线性双折射效应。一方面,两种双折射效应可能导致脉冲的两个正交偏振分量之间显著的走离效应,另一方面,通过各分量的自相位调制(SPM)和交叉相位调制(XPM),从而使两个正交分量相互耦合。设在各向异性的增益光纤中,信号脉冲波振幅为 Ψ ,假设双折射光纤的快、慢轴分别沿 x 、 y 方向,则, Ψ 有两个分量: Ψ_x 、 Ψ_y 。考虑增益光纤的能量增益效应和增益色散效应,在忽略四波混频(FWM)效应影响的条件下, Ψ_x 和 Ψ_y 之间满足的耦合应当用 GLE 描述^[20,21,24]

$$\begin{cases} \frac{\partial \Psi_x}{\partial z} + \delta \frac{\partial \Psi_x}{\partial T} + i \frac{\beta_{2x}}{2} \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial T^2} - \frac{g}{2} - \frac{g}{2\Omega^2} \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial T^2} - \frac{\beta_{3x}}{6} \frac{\partial^3 \Psi_x}{\partial T^3} = \\ \quad \frac{i\gamma}{3} [|\Psi_x|^2 \Psi_x + 2 |\Psi_y|^2 \Psi_x + \Psi_x^* \Psi_y^2 \exp(-2i\Delta\beta_1 z)] \\ \frac{\partial \Psi_y}{\partial z} + \delta \frac{\partial \Psi_y}{\partial T} + i \frac{\beta_{2y}}{2} \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial T^2} - \frac{g}{2} - \frac{g}{2\Omega^2} \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial T^2} - \frac{\beta_{3y}}{6} \frac{\partial^3 \Psi_y}{\partial T^3} = \\ \quad \frac{i\gamma}{3} [|\Psi_y|^2 \Psi_y + 2 |\Psi_x|^2 \Psi_y + \Psi_y^* \Psi_x^2 \exp(+2i\Delta\beta_1 z)] \end{cases}, \quad (10)$$

式中 $T = t - \beta_1 z$ 为延迟时间, β_{2j} 为掺杂增益光纤的二阶 GVD, β_{3j} 为其 TOD, Ω 为其增益带宽。 $\frac{g}{2\Omega^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2}$ 为 GDF, 其中假设了增益系数 g 对各偏振模具有相同的值。(10) 式左边第二项是正交偏振分量之间的群速度失配关系: $\delta = \frac{\beta_{1x} - \beta_{1y}}{2}$ 。(10) 式右边第一项是同偏振分量之间的自相位调制; 右边第二项是正交偏振分量之间的交叉相位调制; 右边最后一项是正交偏振分量之间的相位失配关系, 其中 $\Delta\beta_1 = \beta_{0x} - \beta_{0y} = \frac{2\pi}{L_B}$, L_B 为拍长。

(10) 式即为描述在具有增益色散效应和双折射效应的光纤环形腔(单环形腔或 8 字形环形腔)中光脉冲非线性演化的动力学方程, 要获得其解析形式的解同样是比较困难的, 一般只能做数值求解, 或者为实验结果的定性分析提供物理上的解释。

关于自相似光纤激光脉冲的数学物理等问题, 国内学者比如天津大学的王清月、东南大学的陈世华和山西大学的李禄等也对增益介质的脉冲自相似放大的数学表征、非线性动力学理论及其实验进行了系统深入的研究。

3 线形谐振腔自相似孤子光纤激光器

目前, 人们对自相似光纤激光器的腔形结构进行了大量的数值计算、设计和实验研究, 总体上有两种类型: 线形腔和环形腔。线形腔可以分为直线腔和 σ 型腔; 环形腔可以分为单环腔和多环腔, 多环腔中的 8 字形环形腔已经很少采用, 目前大多数都采用单环腔。

3.1 直线腔自相似孤子光纤激光器

2005 年以来, C. K. Nielsen 等^[15] 通过实验研究了典型的直线形谐振腔研究自相似光纤激光器, 其结构如图 2 所示, 由高反射率镜(HR)、光栅压缩器半波片(HWP)、准直透镜、单模 976 nm 抽运源、波分复用耦合器、0.31 m 的掺镱保偏光纤、输出耦合器(30/70)以及半导体饱和和吸收镜构成。

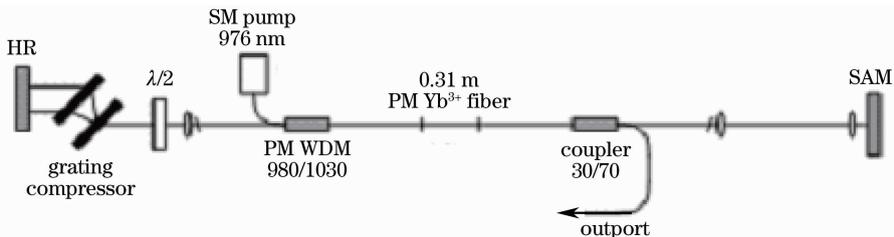


图 2 直线腔自相似光纤激光器

Fig. 2 Linear cavity self-similar fiber laser

自相似脉冲线性啁啾补偿采用负二阶色散的保偏光纤(保偏光纤的模式直径是 $4.8 \mu\text{m}$); 增益介质由掺镱光纤放大器(长 31 cm, 增益约 300 dB)充当; SESAM 作为非线性锁模元件。实验获得了输出能量为 1 nJ、重复

频率为 17 MHz、脉宽为 7.2 ps, 其中心波长为 1035 nm 的自相似脉冲, 压缩后的输出脉冲的脉宽为 130 fs。

3.2 σ 型腔自相似孤子光纤激光器

类似的线形腔如 2008 年, A. Chong 等^[25] 的 σ 型自相似光纤激光器, N. Colucceli 等^[26] 的 V 型自相似光纤激光器。特别是 B. Ortac 等^[27] 的准 σ 型自相似光纤激光器, 运用光子晶体光纤的频率特性作为锁模元件, 获得了重复频率为 63 MHz、平均功率为 1.6 W、输出能量为 25 nJ 的飞秒脉冲。直线形谐振腔自相似光纤激光器的腔内损耗比较大, 输出能量和平均功率都比较小, 目前较少采用。

4 环形谐振腔自相似孤子光纤激光器

最新研究的典型环形谐振腔自相似光纤激光器有: 孤子-自相似子光纤激光器; 耗散孤子自相似全正二阶色散光纤激光器; 全光纤环拉曼抛物自相似脉冲激光器; 自相似矢量孤子光纤激光器; Graphene 锁模自相似光纤激光器等。以下简要描述这些激光器腔型结构、动力学机制、锁模方法和实验结果。

4.1 孤子-自相似子光纤激光器

2010 年, B. Oktem 等^[28] 研究的最新的“孤子-自相似子”光纤激光器是单环腔, 采用非线性偏转演化被动锁模方法, 其实验装置如图 3 所示, 其中 QWP 是 1/4 波片, PBS 是偏振分束器。

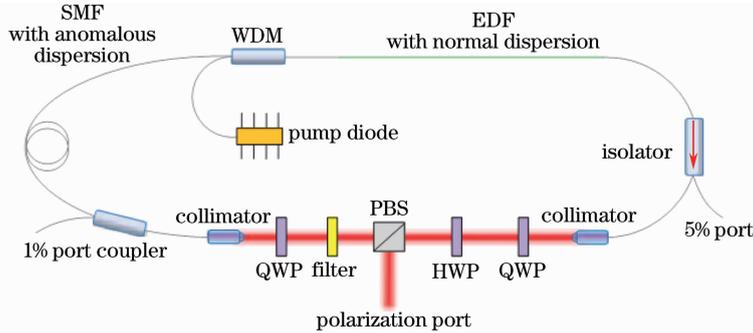


图 3 “孤子-自相似子”光纤激光器

Fig. 3 "Soliton-similariton" fiber laser

其动力学机制的数学描述和数值计算采用的是(6)式。数值计算的参数假定如下: 掺铒光纤长为 1 m, 其模场(MFD)直径 $d=3.57 \mu\text{m}$, 数值孔径(NA)为 0.32, 中心波长附近的 $\beta_2=76.9 \text{ fs}^2/\text{mm}$, $\beta_3=168 \text{ fs}^3/\text{mm}$, $\gamma=9.32 \text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$; 3 m 单模光纤(SMF-28): $d=10.4 \mu\text{m}$; $NA=0.14$, $\beta_2=-22.8 \text{ fs}^2/\text{mm}$, $\beta_3=86 \text{ fs}^3/\text{mm}$, $\gamma=1.1 \text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$; 以及 65 cm OFS-980 连接光纤: $d=7.5 \mu\text{m}$; $NA=0.16$, $\beta_2=4.5 \text{ fs}^2/\text{mm}$, $\beta_3=109 \text{ fs}^3/\text{mm}$, $\gamma=2.1 \text{ W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ 。增益饱和功率 $P_0=2.13 \text{ kW}$ 和增益饱和能量 $W_0=2.21 \text{ nJ}$, 中心波长为 1550 nm 滤波器的带宽为 15 nm, 其腔内总色散 $\beta_{\text{net}}^{(2)}=0.0136 \text{ ps}^2$, 实现腔内孤子-自相似子能量为 3.13 nJ、重复频率为 39 MHz。

数值模拟结果如图 4 所示: 图 4(a) 是从增益光纤出射的脉冲波形, 图 4(b) 是从单模光纤传输的频谱, 上部是脉冲啁啾的变化曲线; 虚线是双曲正割(孤子)的拟合曲线, 点虚线是抛物(自相似孤子)的拟合曲线。

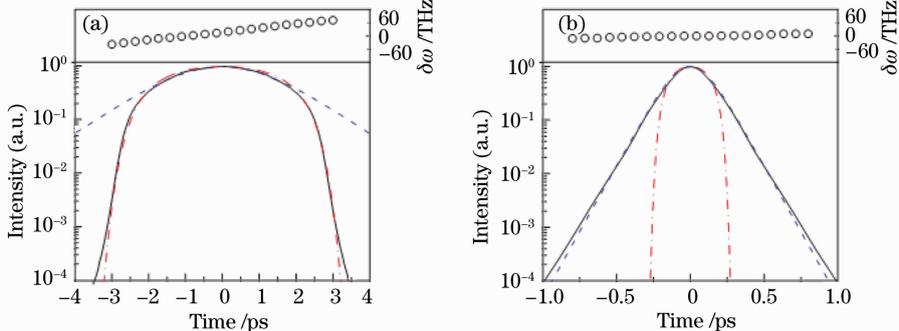


图 4 “孤子-自相似子”光纤激光器数值模拟结果

Fig. 4 Numerical results of "soliton-similariton" fiber laser

他们实验的数据和结果如下:抽运源是 980 nm、350 mW 输出功率的二极管激光器,锁模后的孤子-自相似子平均功率限制在 120 mW 以内,调整腔内净二阶色散值 $\beta_{\text{net}}^{(2)}$ 在 $-0.025 \sim +0.045 \text{ ps}^2$ 范围内变化,获得中心波长在 1550 nm 的自相似光纤激光脉冲的极限能量约为 3.1 nJ,脉宽为 110 fs,实现重复频率在 29~58 MHz 范围内。

数值模拟和实验结果的一致性说明激光器进行了“孤子-自相似子”演化,但是数值计算的参数与实验元件参数有差别,说明了还有一些实际的因素没有在物理机制的理论模型中反映出来,比如腔内色散、腔内损耗、偏振分量的耦合效应以及高阶效应等,所以,其数学描述方法也值得进一步研究;其次,输出能量和重复频率都不是很高。

因此,他们仔细研究了全正净二阶色散对自相似脉冲展宽压缩比(脉冲频谱呼吸比)的影响,如图 5 所示,根据他们实验装置的参数,固定光栅滤波器的带宽为 12 nm,当 $\beta_{\text{net}}^{(2)} = -0.013 \text{ ps}^2$ 时,其压缩比最大,如图 5(a)所示。他们又研究了光栅滤波器带宽对自相似脉冲展宽压缩比(脉冲频谱呼吸比)的影响,如图 5(b)所示,在光栅滤波器的带宽小于 3 nm 时,损耗增大,激光器难以实现锁模;在 $\beta_{\text{net}}^{(2)} = -0.013 \text{ ps}^2$ 时,光栅滤波器的带宽在 7 nm 时获得的最大压缩比为 13。

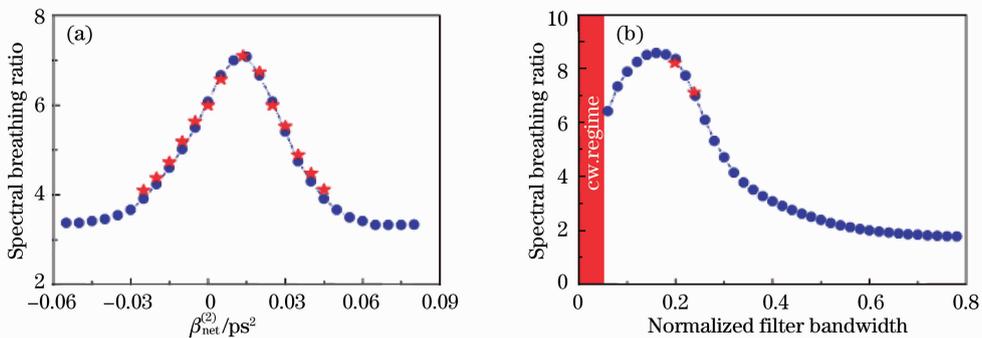


图 5 “孤子-自相似子”光纤激光器脉冲展宽压缩比与色散及滤波器带宽的关系

Fig. 5 Relationship between compression rate of pulse width extending and dispersion and bandwidth of filter in "soliton-similariton" fiber laser

4.2 全正二阶色散自相似光纤激光器

2010 年, W. H. Renninger 等^[10]研究了单环腔“全正二阶色散自相似光纤激光器”的特性,即 ANDi 光纤激光器,其结构由三大主要部分构成:增益光纤(掺 Yb 光纤)、NPE 锁模元件和光栅滤波器。该装置的最大特点是不采用负 GVD 的色散补偿光纤对自相似进行整形,而是用负啁啾函数的光栅对自相似啁啾脉冲进行滤波,从而减少了非线性效应和高阶效应对脉冲演化的影响。

他们首先采用的单模保偏光纤,在忽略偏振模式色散(线性偏振)效应而仅仅考虑自相似脉冲演化非线性偏振分量的耦合作用的条件下,运用耦合的 NLSE 进行表征和数值计算[没有采用方程(6)式,即忽略了增益色散因子 $\frac{g}{2\Omega^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2}$ 的作用]。数值计算表明:两个相互正交的偏振分量的自相似演化特性相同,如图 6(a)

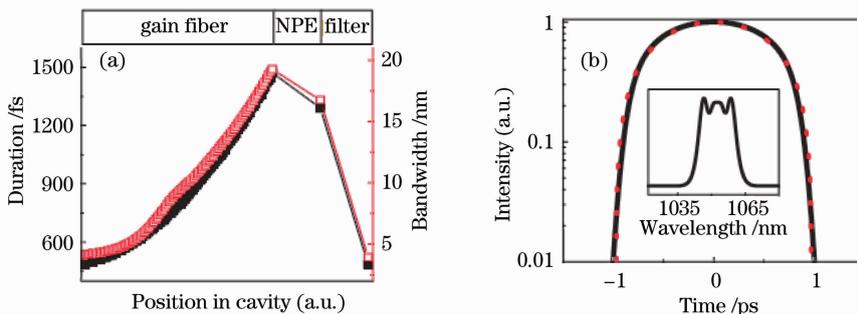


图 6 ANDi 光纤激光器数值计算结果

Fig. 6 Numerical results of ANDi fiber laser

所示。在 5 m 长的增益介质演化过程中,脉冲功率谱趋于自相似抛物线包络,如图 6(b)所示,实线是数值计算的结果,虚线是抛物形拟合曲线,小插图是正交偏振分量脉冲的频谱。

实验结果是:采用单环腔 NPE 被动锁模方法,获得中心波长在 1050 nm 的自相似激光脉冲,脉冲极限能量约为 5 nJ,变换极限脉宽为 80 fs,脉冲展宽压缩比率为 20,如图 7 所示。图 7(a)的实线是被啁啾光栅反射出的脉冲的波形,其中点线和虚线分别是抛物形和双曲形的拟合曲线;图 7(b)是从 NPE 输出的经过啁啾补偿后的脉冲的自相关迹;图 7(c)是从 NPE 输出的经过啁啾补偿后的脉冲的频谱;图 7(d)是从 NPE 输出的没有啁啾补偿的脉冲的频谱。

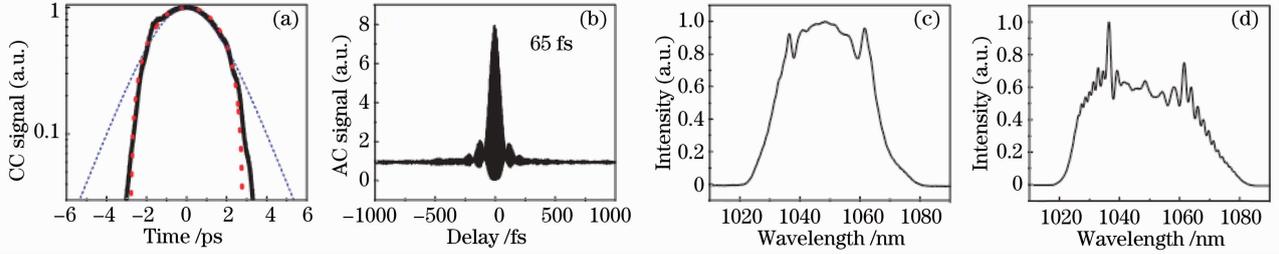


图 7 ANDi 光纤激光器实验结果

Fig. 7 Experimental results of ANDi fiber laser

但是,他们的研究结论没有指出由于脉冲功率变化可能引起的正交偏振分量的耦合效应(比如,交叉相位调制)或者不出现耦合效应时脉冲的阈值,这两个问题都是大功率自相似光纤激光器运行中不可避免的实际问题。

4.3 双环形腔自相似光纤激光器

为了研究自相似光纤激光器重复频率的稳定性问题,Wei-Wei Hsiang 等^[29]把一个掺 Yb 单环形腔自相似光纤激光器(其二阶色散为 $+0.068 \text{ ps}^2$)和一个掺 Er 单环形腔自相似光纤激光器(其二阶色散为 -0.182 ps^2)通过波分复用耦合器耦合成双环形腔自相似光纤激光器,如图 8 所示。其中 M_2 为半反射镜,GP 是光栅对压缩器。

两个单环形腔各自采用偏振控制加成锁模 P-APM 方式实现锁模,双环形腔依赖两个单环激光器脉冲的交叉相位效应实现锁模。通过测量双脉冲序列的重复频率,实验结果发现:双环形腔的交叉相位锁模与两个单环形偏振加成锁模可以同时实现,获得了稳定重复频率的双波长输出。掺 Yb 单环形腔锁模激光脉冲的中心波长在 1035 nm(其二阶色散约为 $+0.068 \text{ ps}^2$),从 5% 输出耦合器输出的脉冲的频谱如图 9(a)所示,在频谱的中心附近是抛物形状,前后沿非常陡,可以判断 locked two-color 1+1 pulses

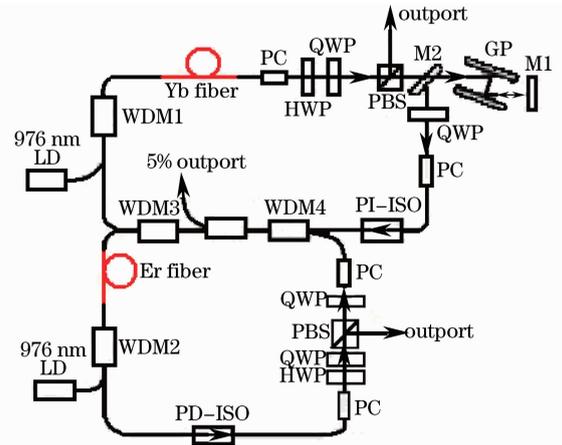


图 8 P-APM 锁模 Yb 光纤激光器和 Er 光纤激光器结构

Fig. 8 Structure of P-APM mode-locking Yb fiber laser and Er fiber laser

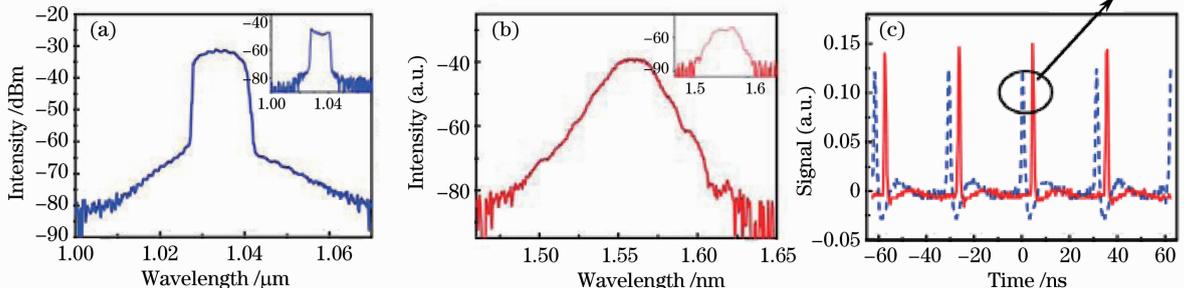


图 9 P-APM 锁模 Yb 光纤激光器和 Er 光纤激光器输出的频谱

Fig. 9 Export frequency spectrum of P-APM mode-locking Yb fiber laser and Er fiber laser

是脉冲自相似演化的结果,其中的小插图是通过偏振分束器输出 5% 的自相似激光脉冲的频谱,所需要补偿的啁啾量约为 -0.182 ps^2 ,补偿整形后的脉冲宽度约为 3 ps。通过调节腔内光纤长度和波片的方位,掺 Er 单环形腔也同步实现了脉冲锁模,掺 Er 光纤长度是该腔单模光纤的 1/3,但是由于掺 Er 光纤对于 1560 nm 中心波长的脉冲应当具有负的二阶色散,所以,脉冲在腔内进行的是呼吸孤子(又称为拉伸孤子)脉冲演化,形成耗散孤子,其频谱形状如图 9(b) 所示,其中的小插图是由该腔内 PBS 输出 5% 的耗散孤子激光脉冲的频谱。两种波长同步输出,形成相同重复频率的双波长激光脉冲的稳定输出,如图 9(c) 所示。

如果继续增加抽运功率,实验发现,双波长激光脉冲会发生相互“碰撞”作用,形成有边带结构、中心波长约为 1550 nm 激光脉冲,其产生的物理机制需要做进一步研究。

但是,该激光器的实验没有给出输出脉冲的能量、脉宽以及峰值功率,也没有给出具体的重复频率值。由于人们对腔内 GVD 的大小和正负缺乏准确地测量,对结果的理解和对实验结论的解释缺乏一致性;同时,其输出脉冲的能量、脉宽和峰值功率,以及重复率大小与实际应用还有一定的距离。

4.4 耗散孤子自相似光纤激光器

本文之所以把耗散孤子光纤激光器归类为自相似光纤激光器,是因为其信号脉冲的增益过程实际上是自相似演化过程,即脉冲的能量增益阶段是在正的二阶色散区域完成的——自相似演化,该自相似脉冲继续传输到腔内的负色散区域后,自动进行了整形(可能使输出频谱偏离了自相似脉冲的频谱特征)。由于腔内各种复杂参数(已知的和未知的)的作用,整形后的脉冲特性与自相似脉冲、耗散孤子脉冲、色散管理孤子等有很大的差别。

2010 年, Liu Xueming^[30] 采用 18 m 长的掺 Er 光纤和双偏振控制器的加成锁模单环形腔耗散孤子——自相似光纤激光器的特性,实验装置如图 10 所示。数学描述和数值计算采用的是耦合的(6)式,其参数假定为:掺 Er 光纤和单模光纤(SMF-28)长度和色散值与实验元件相同,非线性系数 γ 分别为 $4.5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 和 $1.3 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 。数值计算结果如图 11 所示:能量为 25 nJ 的脉冲波形近似矩形,脉冲中心的啁啾近似线性(比自相似演化的线性增加小 20 倍),图 11 右下的插图是脉冲自相关迹,其形状近似于三角形,就脉冲波形来看,这个结果不同于传统的色散管理孤子(脉冲宽度周期性变化),与自相似演化有一些区别:脉冲中心的啁啾变化不大。

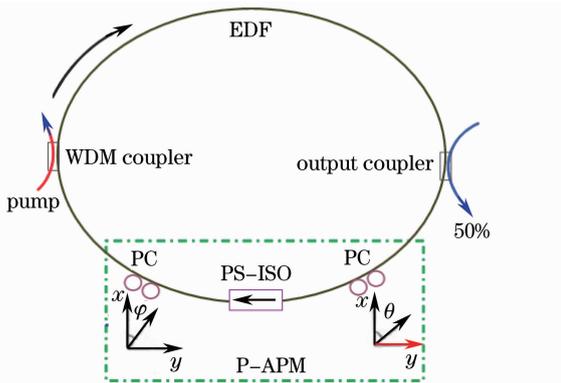


图 10 耗散孤子光纤激光器实验装置

Fig. 10 Experimental device of dissipative-dispersive soliton fiber laser

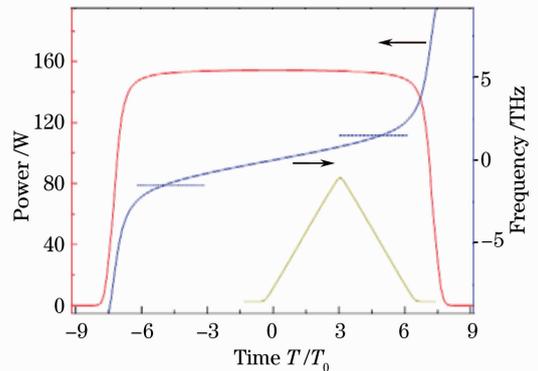


图 11 耗散孤子光纤激光器数值计算结果

Fig. 11 Numerical results of dissipative-dispersive soliton fiber laser

实验的参数如下:掺 Er 光纤长为 18 m,单模光纤(SMF-28)长为 7.5 m,在中心波长为 1550 nm 附近的色散 β_2 分别为: $5.5 \text{ fs}^2/\text{mm}$ 和 $2.2 \text{ fs}^2/\text{mm}$,则腔内总色散 $\Sigma \beta_2 L = 825 \times 10^3 \text{ fs}^2$ 。实验结果如图 12 所示,图 12(a) 是抽运功率分别是 100, 200, 300, 400 和 500 mW 时,输出脉冲的频谱;图 12(b) 是抽运功率为 400 mW 时,输出脉冲的自相关迹,与图 11 右下插图(数值计算的结果)的近似于三角形非常一致;图 12(c) 是频谱仪在分辨带宽为 150 Hz 时测得的脉冲频谱;显示在信噪比为 70 dB 时的激光脉冲重复频率为 8.19 MHz。

对比自相似脉冲演化,该数值计算和实验有 4 个显著特点:其一,频谱宽度不随饱和功率增加而增加;其

二,脉冲形状不是准矩形状(区别于一般的耗散孤子),也不是抛物形状(区别于自相似孤子),而是高斯型的;其三,脉冲啁啾在中间保持常数,在前后沿的啁啾是非线性的(区别于自相似孤子的啁啾是严格的线性啁啾);其四,脉冲演化的增益介质非常长(区别于由于增益介质的非线性效应、高阶效应和带宽的限制,使自相似演化的光纤长度有效)。

4.5 Graphene 锁模波长可调孤子自相似光纤激光器

近年来,Zhang Han 等^[31]研究了在单层碳原子纳米管(SWCNTs)基础上采用 Graphene 进行锁模的环形腔光纤自相似激光器,其锁模机制类似于半导体饱和吸收。Graphene 是一种碳原子单层二维六边形的点阵结构。孤立的 Graphene 是具有零带隙的半导体,其饱和吸收的弛豫时间为飞秒量级,而且具有较高的损伤阈值。实验装置如图 13 所示,图 13(a)是 Graphene 的能带结构和光子吸收原理示意图;图 13(b)是 Graphene 锁模光纤激光器结构,色散补偿光纤(DCF),通过调节偏振控制器 PCs 就可以达到波长可调孤子自相似脉冲输出。

实验结果如图 14 所示,图 14(a)是 Graphene 锁模光纤激光器输出脉冲的频谱;图 14(b)是脉冲的时域波形,图 14(c)是输出脉冲序列。调节偏振控制器 PCs 时,可以使图 14(c)脉冲序列的中心波长从 1570~1600 nm 连续变化,从而实现可调谐锁模脉冲输出,如图 15 所示。

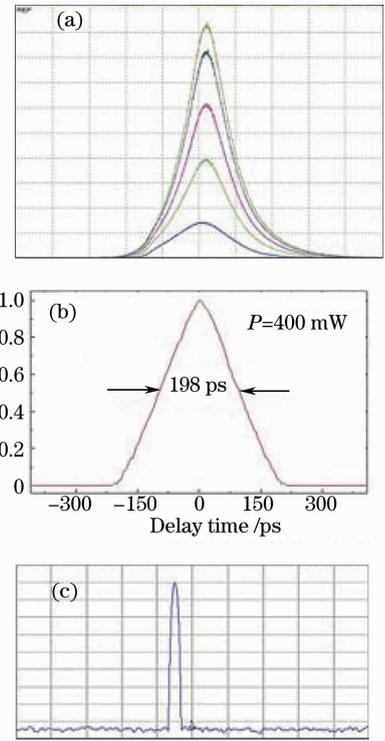


图 12 耗散孤子光纤激光器的实验结果
Fig. 12 Experimental results of dissipative-dispersive soliton fiber laser

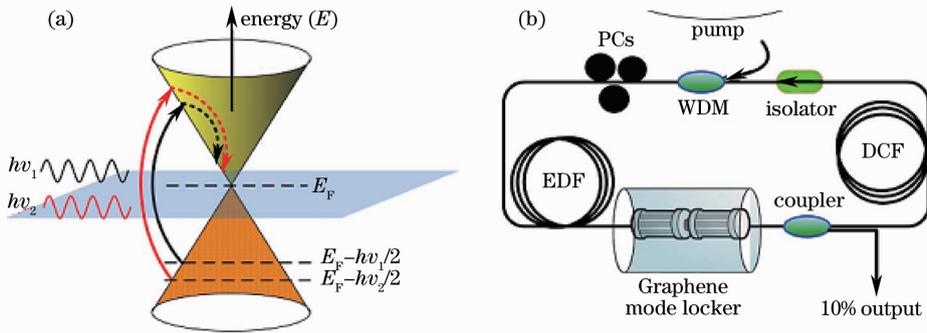


图 13 Graphene 锁模光纤激光器
Fig. 13 Principle of Graphene mode-locking fiber laser

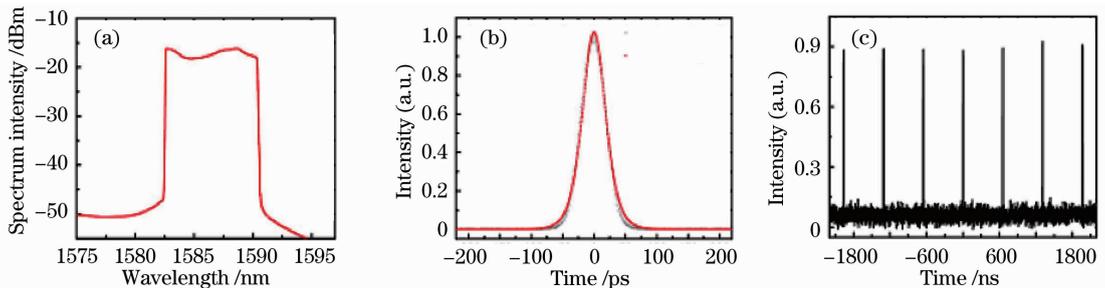


图 14 Graphene 锁模光纤激光器的实验结果
Fig. 14 Experimental results of Graphene mode-locking fiber laser

5 自相似光纤激光器的矢量孤子演化

环形腔锁模脉冲光谱的出现边带,长期以来一直困扰着人们,在自相似脉冲光纤激光器中也出现同样的问题,其实这是电磁波横波特性的必然反映,即环形腔锁模脉冲的偏振矢量孤子演化的动力学机制问题。如果激光器采用环形腔,无论是主动锁模,还是被动锁模,必须考虑的一个重要问题就是偏振效应问题。因为光波是横波,一方面,偏振模式色散是光纤传输的固有难题(由于光纤的拍长有限);另一方面,光波功率和能量增加时的非线性效应和高阶色散效应,使得光脉冲的偏振效应更加突出,两个正交偏振模会相互影响,就是交叉相位调制,锁模脉冲的光谱会出现边带。实验表明,在环形腔内,添加的偏振控制器越多(当然,多了会增加损耗以及耦合难度),脉冲锁模越容易实现,脉冲光谱的边带消除越容易(也就是实验调节越方便),不仅可以调节到质量很好的频谱,而且一旦实现锁模,其频谱非常稳定,其锁模机制包含脉冲的群速度和相速度同时锁定。

5.1 偏振控制锁模环形腔矢量孤子的数值研究

2006年以来,J. Wu等^[32]运用耦合的GLE,在单环腔非线性偏转演化被动锁模的光纤激光器中,通过数值计算,详细分析了单环腔NPE激光器的动力学行为,给出了耗散矢量孤子的偏振态演化特征。计算结果表明,在非线性效应较小和脉冲啁啾较小的常态孤子演化状态下,稳定锁模实现后(特定条件是:锁模孤子演化周期恰好对应于线性偏振效应的拍长 L_B ,以及拍长与单环腔长相等的情况),则单环腔内各点具有固定的偏振态,单环腔内各点有确定的偏振态。其矢量孤子的偏振态演化特征如图16所示,图中 L 为环形腔的长度,而且 $L=L_B$ 。

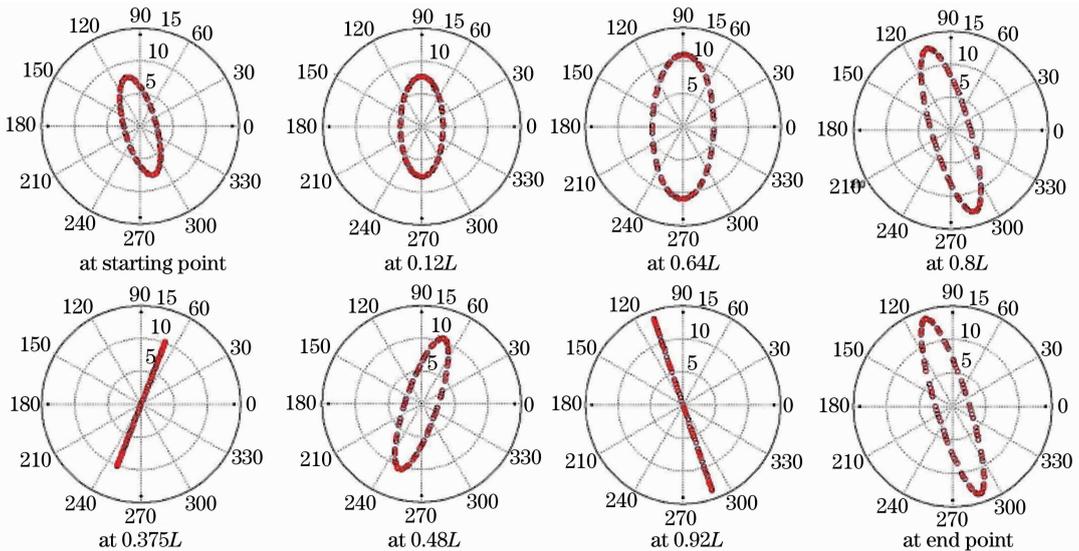


图 16 椭圆偏振光在环形腔内各点的偏振态

Fig. 16 Polarization ellipses of light at various locations inside the ring cavity

如果脉冲能量增加(可以通过增加抽运功率,或者延长增益光纤长度),非线性效应也增大,锁模孤子演化周期既不对应于线性偏振效应的拍长,腔内各点也不再具有固定的偏振态了。即在线性偏振效应的拍长与单环腔长也不相等的动态孤子演化状态下,即使锁模实现后,单环腔内各点也没有固定的偏振态,即在腔内同一地点,孤子经历不同的演化周期时,其偏振态不相同,甚至会出现混沌现象。

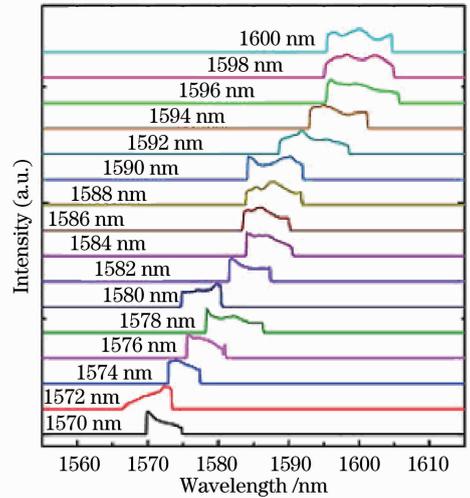


图 15 从 1570~1600 nm 的中心波长可调谐锁模脉冲输出

Fig. 15 Export centre wavelength between 1570 and 1600 nm from tuning mode-locking pulse

设 $L=L_B$, 如果孤子重复周期是传统基态孤子的 2 倍, 则该孤子必须在腔内循环 2 周才能回复起始的偏振态, 如图 17(a) 所示, 即矢量孤子偏振态的演化周期是腔内循环周期的 2 倍, 也就是说, 在足够的非线性效应和已经实现锁模的条件下, 矢量孤子椭圆偏振态在腔内循环 1 周重复出现的次数近似等于腔长与拍长的比值, 这样在腔内某一固定点, 矢量孤子的偏振态不一定能够确定, 即此时此地正交偏振态电矢量末端合成的轨迹是旋转的椭圆偏振态, 在不同演化周期, 即使在腔内同一地点, 其椭圆的方位是不同的, 如图 17(b) 所示。依此类推, 等等, 在这种情况下, 偏振控制器的作用似乎不大。

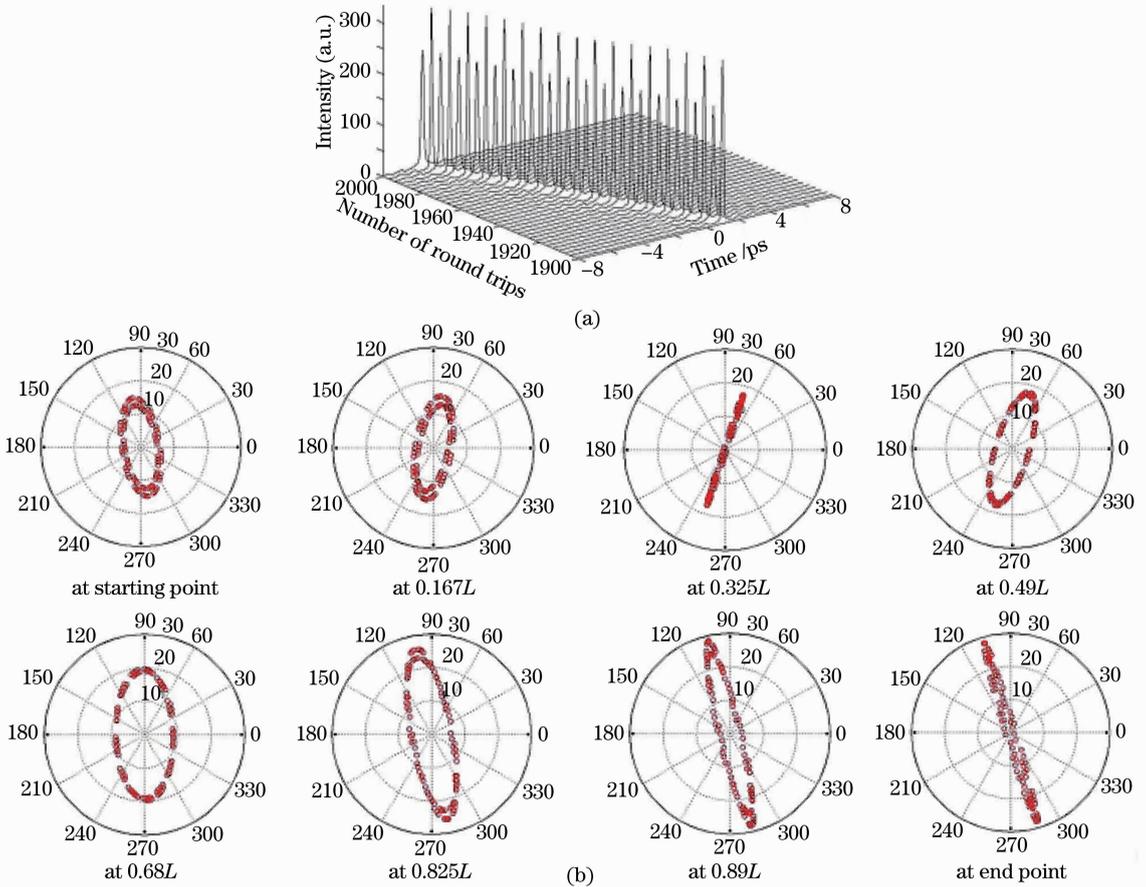


图 17 (a) 矢量孤子偏振态的演化周期, (b) 演化周期是腔内循环周期 2 倍时矢量孤子偏振态的方位

Fig. 17 (a) Period of vector soliton evolution in a period-doubled circulate state in ring,

(b) corresponding soliton polarization evolution in the cavity. L : cavity length, L_B : beat length, $L=L_B$

如果设 $L=2L_B$, 而且孤子重复周期是传统基态孤子的 3 倍, 则该孤子必须在腔内循环 3 周才能回复起始的偏振态, 如图 18 所示。

5.2 环形腔 SESAM 锁模矢量孤子的实验研究

2008 年以来, L. M. Zhao 等^[33]系统地研究了单环腔矢量孤子光纤激光器的特性, 实验上, 他们采用腔外 SESAM 锁模方法, 其实验装置如图 19 所示。使用 2.63 m 掺 Er 光纤 (StockerYale EDF-1480-T6), 抽运源为 220 mW 输出功率、1480 nm 中心波长的拉曼光纤激光器。

通过调节(旋转)偏振控制器, 形成矢量孤子, 可以获得两个偏振分量脉冲的频谱。实验表明: 在测量和诊断输出脉冲时, 如果实现锁模时将偏振控制器位置设为参考方位, 比如为 0° , 然后将偏振控制器旋转 90° , 此时不太容易获得另外一个正交分量的锁模孤子脉冲; 只有仔细调节, 使偏振控制器的偏振方向正好与偏振椭圆的长轴或短轴平行时, 才可以分别获得两个正交分量的锁模孤子脉冲, 如图 20 所示。

由于他们没有明确限定整腔内净二阶色散值, 对其输出偏振分量的孤子类型缺乏准确的描述, 也未能给出输出脉冲的能量、脉宽、峰值功率和重复频率。

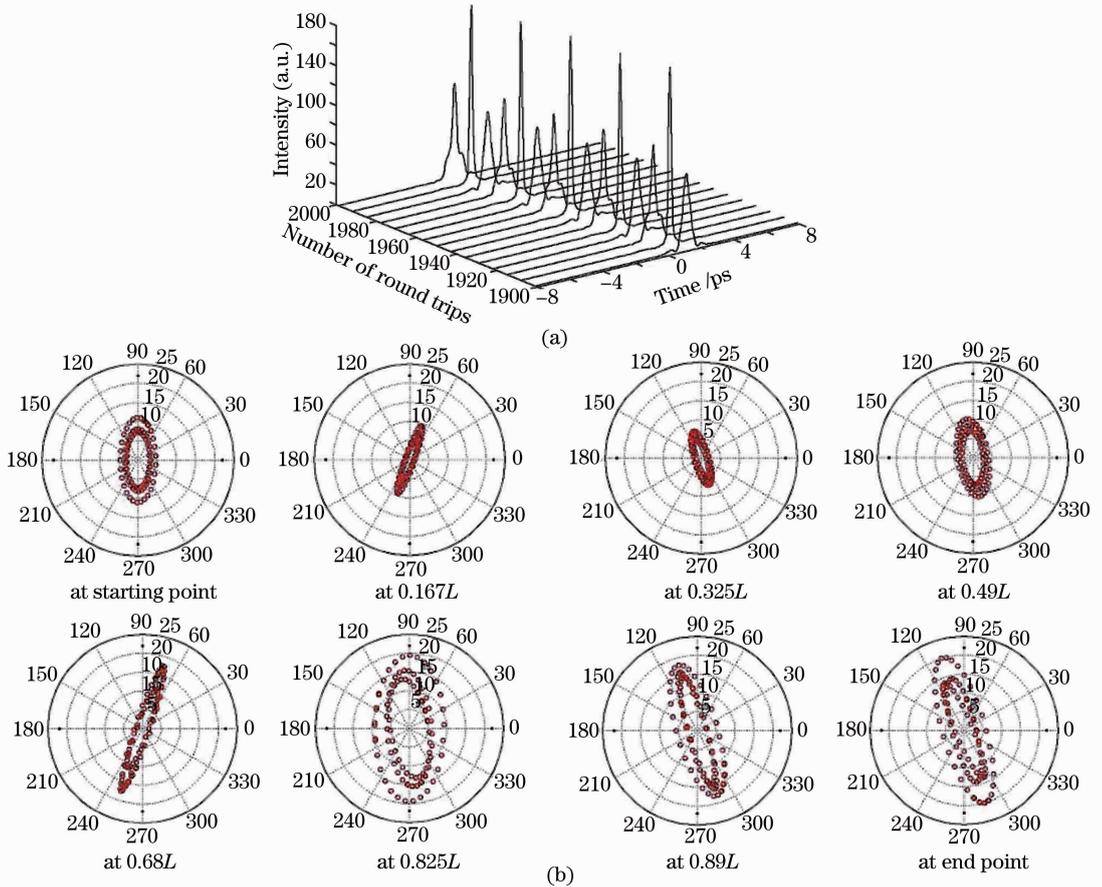


图 18 (a) 矢量孤子偏振态的演化周期是腔内循环周期的 3 倍, (b) 演化周期是腔内循环周期 3 倍时矢量孤子偏振态的方位
 Fig. 18 (a) Period of vector soliton evolution in a period-tripled circulate state in ring,
 (b) corresponding soliton polarization evolution in the cavity

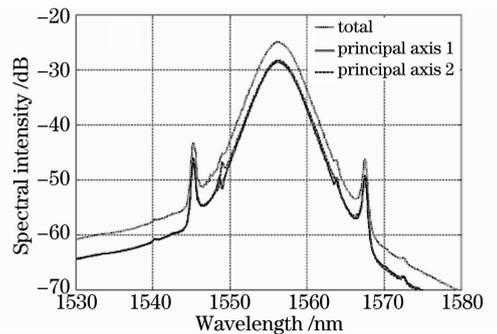
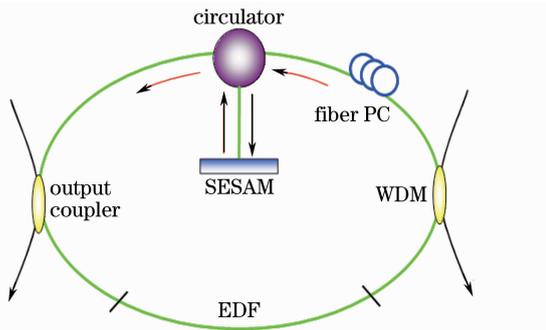


图 19 环形腔 SESAM 锁模矢量孤子实验
 Fig. 19 Mode-locking vector soliton experiment in
 SESAM ring cavity

图 20 孤子脉冲两个正交分量的锁模
 Fig. 20 Soliton pulse mode-locking between
 two orthogonal component's

5.3 环形腔偏振控制锁模亮-暗矢量孤子光纤激光器

H. Zhang 等^[34]把锁模的矢量孤子称为“矢量导引孤子”,他们较详细地研究了亮-暗矢量孤子演化的行为,其实验装置如图 21 所示,与环形腔 SESAM 锁模矢量孤子的实验不同,使用偏振分束器 PBS,可以对输出两个正交分量的锁模孤子脉冲进行同时测量和诊断。

实验结果的亮-暗矢量孤子序列如图 22 所示,图 22(a)上部和下部分别表示水平轴和竖直轴偏振方向的锁模孤子脉冲分量的波形,显然两个正交分量之间是反相位的;图 22(b)上部表示锁模孤子总脉冲的波形,下部表示水平轴或者竖直轴偏振方向的锁模孤子脉冲分量的波形,波形出现明显、稳定的下凹——暗孤子,即暗孤子出现在两个稳定的偏振分量(亮孤子)之间;图 22(c)是正交分量脉冲的频谱:两个正交分量脉

冲的频谱不相同,因此,正交分量脉冲是非相干的。实验表明,如果旋转偏振控制器或者弯曲环形腔的光纤,两个偏振脉冲分量的峰值会改变,但是两个偏振脉冲分量峰值之间的下凹(暗孤子)部分总是存在的,而且暗孤子的宽度和深度随腔内双折射和抽运强度的变化而变化,抽运功率越强,暗孤子的宽度越窄和强度越深。

另外,2010年,J. Schröder等^[35]采用内置脉冲整形器进行自相似脉冲啁啾补偿,应用内置单环高阶非线性光纤产生的交叉相位效应进行锁模,也系统地研究了单环腔矢量孤子光纤激光器的特性。

总之,目前由于人们对腔内矢量孤子偏振效应演化的物理机制缺乏一致的理解和处理方法,比如,锁模的实现是孤子的两垂直偏振分量的群速度锁定还是偏振孤子各频谱的相速度锁定。实验上,表现为锁模光谱的稳定性问题和光谱边带问题,其解释结论也是大相径庭。所以,这个问题有待于进一步研究。

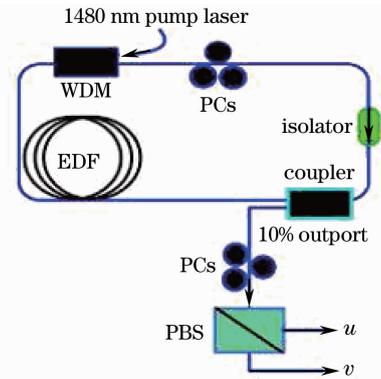


图 21 亮-暗矢量孤子光纤激光器

Fig. 21 Light-dark vector soliton fiber laser

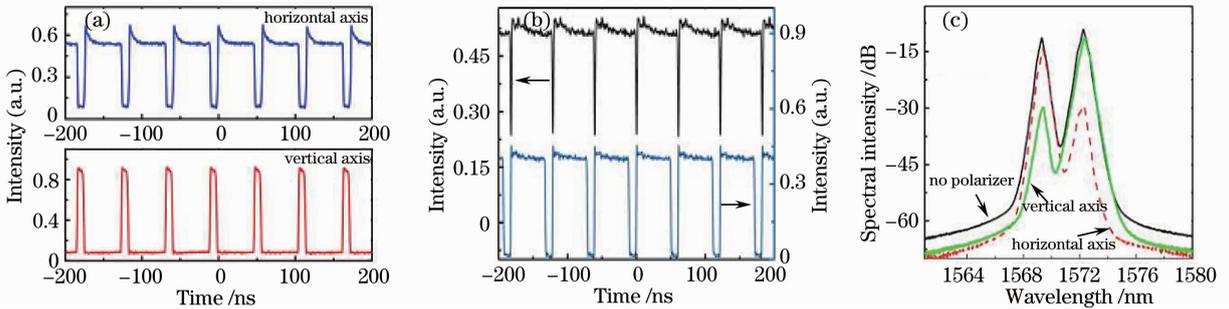


图 22 亮-暗矢量孤子序列

Fig. 22 Order of light-dark vector soliton

6 结 论

在自相似光纤激光器研究中,有三个突出问题。1) 在进行实验时,对增益光纤参数 β_2 的理解和设定比较混乱,因为对于掺 Yb 光纤,在 1000 nm 附近是正的二阶群速度色散,即 $\beta_2 > 0$; 可是对于掺 Er 光纤,在 1550 nm 附近是负的二阶群速度色散,即 $\beta_2 < 0$ 。尽管最后都可以实现脉冲的自相似演化(脉冲波形近似矩形的抛物形状或者前后沿非常陡而中间平坦的频谱、线性啁啾),那是因为腔内总的净正二阶色散是大于零的,即一定满足 $\beta_{net}^{(2)} > 0$ 。2) 在进行数值计算时,是采用 GLE 还是采用广义的 NLSE,比较混乱;3) 对于偏振旋转锁模的光纤激光器是考虑标量孤子还是矢量孤子,实际上是物理原理问题,也不是很统一。

目前,人们对光纤放大器和光纤激光器中孤子的界定依据尚未统一,对传统无能量增益光纤在二阶负色散(负 GVD)区域形成的是静态亮孤子,即所谓的哈密顿孤子;在无能量增益正色散(正 GVD)区域形成静态暗孤子;传统色散管理的增益系统中,人们一般在理论上假定(实验上设定)净二阶色散等于零,形成所谓的“拉伸孤子”或称“呼吸孤子”,又称为“耗散孤子”;目前人们倾向于把净二阶色散大于零(也称为色散管理)增益系统与全正二阶色散的增益系统相区别,前者也是形成“耗散孤子”,后者即形成自相似孤子,区分这些孤子的基本依据是要知道腔内二阶色散的正、负与大小;根据分析,可以认为耗散脉冲孤子演化其实也是自相似脉冲演化,因为从物理意义上讲,稳定的哈密顿孤子是无啁啾的变换极限脉冲,而耗散脉冲孤子是啁啾脉冲,自相似脉冲是正的线性啁啾脉冲,都是由于激光器增益介质具有正二阶色散所致。因此,就脉冲光纤激光器的原理,如果其增益介质对于输出脉冲的中心波长是正二阶色散,就是自相似光纤脉冲激光器。无论是腔内的色散管理,还是腔内、腔外脉冲整形或啁啾补偿,与脉冲能量增益过程的是否是自相似演化没有必然联系。

高能量、大功率和能够准确进行啁啾补偿的自相似光纤激光器的许多优良特性是一般固体激光器中是很难实现的,特别是重复频率可调大功率的自相似光纤激光器可以直接应用于微细加工。自相似光纤激光

器作为放大器的种子光源,节省了脉冲选单器(普克尔盒、声光调制器)、光纤展宽器和前级放大器等,具有非常大的应用价值。应用自相似脉冲演化,可以实现光子晶体自相似光纤激光器、高功率窄线宽可调谐自相似光纤激光器、多波长自相似光纤激光器和非线性效应自相似光纤激光器等类型,在非线性和超快光学以及瞬态光学等领域中的广阔应用前景。

参 考 文 献

- 1 V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey *et al.*. Self-similar propagation of high-power parabolic pulses in optical fiber amplifiers[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(24): 1753~1755
- 2 M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen *et al.*. Self-similar propagation and amplification of parabolic pulse in optical fibers[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(26): 6010~6013
- 3 V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey *et al.*. Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2002, **19**(3): 461~469
- 4 Feng Jie, Xu Wencheng, Zhang Qiaofen *et al.*. Progress of self-similar parabolic asymptotes pulse evolution in optical fibers [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2006, **43**(10): 26~36
冯杰,徐文成,张巧芬等. 光纤中自相似脉冲研究的进展[J]. 激光与光电子学进展, 2006, **43**(10): 26~36
- 5 Mao Xiaojie, Bi Guojiang, Deng Mingfa *et al.*. 200 kHz, 8 ns Passively Q-switched high peak power Nd:YAG laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(s1): 20~23
毛小洁,秘国江,邓明发等. 200 kHz, 8 ns 被动调Q高峰值功率 Nd:YAG 激光器[J]. 中国激光, 2010, **37**(s1): 20~23
- 6 C. Billet, J. M. Dudley, N. Joly *et al.*. Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fiber compression of optical similaritons around 1550 nm[J]. *Opt. Express*, 2005, **13**(9): 3236~3241
- 7 C. Finot, G. Millot. Interaction between optical parabolic pulse in a raman fiber amplifier[J]. *Opt. Express*, 2005, **13**(15): 5825~5830
- 8 W. H. Renninger, A. Chong, F. W. Wise Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers[J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **77**: 023814
- 9 H. Zhang, D. Y. Tang, L. M. Zhao *et al.*. Dissipative vector solitons in a dispersion-managed cavity fiber laser with net positive cavity dispersion[J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(2): 455~460
- 10 W. H. Renninger, A. Chong, F. W. Wise. Self-similar pulse evolution in an all-normal-dispersion laser[J]. *Phys. Rev. A*, 2010, **82**: 021805(R)
- 11 V. I. Kruglov, D. M'echin, J. D. Harvey. All-fiber ring Raman laser generating parabolic pulses[J]. *Phys. Rev. A*, 2010, **81**: 023815
- 12 F. Ö. Ilday, J. R. Buckley, W. G. Clark *et al.*. Self-similar evolution of parabolic pulse in a laser[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**(21): 213902
- 13 F. Ö. Ilday, F. W. Wise, F. X. Kaertner. Possibility of self-similar pulse Evolution in a Ti:sapphire laser[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(12): 2731~2738
- 14 C. Finot, S. Pitois, G. Millot. Regenerative 40 Gbit/s wavelength converter based on similariton generation[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(14): 1776~1778
- 15 C. K. Nielsen, B. Ortac, T. Schreiber *et al.*. Self-starting self-similar all-polarization maintaining Yb-doped fiber laser[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **13**(23): 9346~9351
- 16 Zhao Weifang, Hou Wei, Li Gang *et al.*. Single-frequency Nd:YAG ring laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(11): 2810~2812
赵伟芳,侯玮,李港等. Nd:YAG 环形腔单频激光器[J]. 中国激光, 2010, **37**(11): 2810~2812
- 17 Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna *et al.*. Third-order spectral phase compensation in parabolic pulse compression[J]. *Opt. Express*, 2007, **15**: 9372~9377
- 18 C. Agueraray, D. Mechin, V. I. Kruglov *et al.*. Experimental realization of a mode-locked parabolic raman fiber oscillator [J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(8): 8680
- 19 D. Y. Zhang, L. M. Tang, X. W. Zhao *et al.*. Dissipative vector solitons in a dispersion-managed cavity fiber laser with net positive cavity dispersion[J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(2): 455
- 20 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*[M]. 4th ed. Boston: Academic Press, 2007.
- 21 Guohui Li, Jie Ye, Xinye Xu. Theoretical analysis of the second-harmonic light power in a biaxial crystal[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2010, **8**(7): 693~696

- 22 J. Feng, W. C. Xu, S. X. Li *et al.*. Analytic solutions of self-similar pulse based on ginzburg-landau equation with constant coefficients[C]. *Science in China G: Physics, Mechanics Astronomy*, 2008, **513**: 299~306
- 23 Feng Jie, Xu Wencheng, Liu Weici *et al.*. High order dispersion effect of Ginzburg-Landau equation analytic of self-similar solutions[J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, **57**(8): 5835~5842
冯杰, 徐文成, 刘伟慈等. 高阶色散效应常系数 G-L 方程自相似脉冲演化的解析分析[J]. *物理学报*, 2008, **57**(8): 5835~5842
- 24 D. Y. Tang, L. M. Zhao, C. C. Chan. Soliton polarization dynamics in fiber lasers passively mode-locked by the nonlinear polarization rotation technique[J]. *Phys. Rev. E*, 2006, **74**: 046605
- 25 A. Chong, W. H. Renninger, F. W. Wise. Environmentally stable all-normal-dispersion femtosecond fiber laser[J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(10): 1071
- 26 N. Colucceli, G. Galzerano, M. Tonelli *et al.*. Diode-pumped $\text{Yb}^{3+}:\text{KYF}_4$ femtosecond laser[J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(10): 1141~1143
- 27 B. Ortac, C. Lecaplain, A. Hideur *et al.*. Passively mode-locked single-polarization microstructure fiber laser[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(3): 2212
- 28 B. Oktem, C. Ülgüdür, F. Ömer Ilday. Soliton-similariton fibre laser[J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**: 307~311
- 29 Wei-Wei Hsiang, Chia-Hao Chang, Chien-Po Cheng *et al.*. Passive synchronization between self-similar Yb-fiber and stretched-pulse Er-fiber mode-locked lasers[C]. *OSA/CLEO/IQEC*, 2009
- 30 X. M. Liu. Pulse evolution without wave breaking in a strongly dissipative-dispersive laser system[J]. *Phys. Rev. A*, 2010, **81**: 053819
- 31 H. Zhang, D. Y. Tang, R. J. Knize *et al.*. Graphene mode lock, wavelength-tunable, dissipative soliton fiber laser[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2009, **95**: 141103
- 32 J. Wu, D. Y. Tang, L. M. Zhao *et al.*. Chan soliton polarization dynamics in fiber lasers passively mode-locked by the nonlinear polarization rotation technique[J]. *Phys. Rev. E*, 2006, **74**: 046605
- 33 L. M. Zhao, D. Y. Tang, H. Zhang *et al.*. Polarization rotation locking of vector solitons in a fiber ring laser[J]. *Opt. Express*, 2004, **16**(14): 10053
- 34 H. Zhang, D. Y. Tang, L. M. Zhao *et al.*. Vector dark domain wall solitons in a fiber ring laser[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(5): 4428
- 35 J. Schröder, S. Coen, T. Sylvestre *et al.*. Dark and bright pulse passive mode-locked laser with in-cavity pulse-shaper[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(22): 22715