

# 基于光纤器件的脉冲整形技术的研究进展

刘琼 叶青 蔡海文 瞿荣辉 方祖捷

(中国科学院上海光学精密机械研究所空间激光信息技术研究中心, 上海 201800)

**摘要** 超短激光脉冲和脉冲序列优良的时间和空间分辨特性使其被广泛应用于物理、生物以及化学领域。脉冲整形技术作为超短激光脉冲的一个重要研究领域,受到人们的广泛重视。光纤器件由于其插入损耗低、易于集成等优点,被广泛应用于脉冲整形领域。针对超短脉冲的产生、任意波形光脉冲的产生以及微波/毫米波的产生三个应用领域,详细介绍了基于光纤器件的脉冲整形技术。

**关键词** 光纤光学;光谱整形;任意波形产生

**中图分类号** TN253;O43 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP48.120603

## Progress of Pulse Shaping Technology Using Optical Fiber Devices

Liu Qiong Ye Qing Cai Haiwen Qu Ronghui Fang Zujie

(Research Center of Space Laser Information Technology, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract** Ultra-short optical pulses and pulse trains are of considerable importance in many applied science fields such as physics, chemistry and biology because of their excellent spatial and temporal characteristics. The pulse shaping technology which is a part of ultra-short pulse research has drawn more and more attention. The pulse shaping technology based on fiber devices has also been proposed because the fiber devices have many strong points such as low insertion loss, easily integration, and so on. In this paper, we review the progress of pulse shaping technology based on optical fiber devices that is used in ultra-short optical pulse generation, arbitrary wave generation and microwave/millimeter-wave generation.

**Key words** fiber optics; pulse shaping; arbitrary wave generation

**OCIS codes** 060.2310; 320.5540; 230.2285

## 1 引言

1960年,梅曼利用红宝石制成了世界上第一台激光器。激光器的诞生是人类历史上重大的科学技术成果之一,它打开了光与物质相互作用研究领域的大门。激光器发展的一个重要方向就是致力于获得皮秒甚至飞秒尺度的超短激光脉冲。超短激光脉冲由于具有良好的时间、空间分辨特性,以及能够获得极高的峰值功率,因此广泛应用于研究固体中的超快现象、超高功率激光-物质的相互作用、生物材料、光通信、医学成像等领域。1981年,美国贝尔实验室的 Fork 等<sup>[1]</sup>利用脉冲的碰撞锁模效应,在环形染料激光器中首次获得了脉宽为 90 fs 的激光脉冲,这标志着超短光脉冲真正进入了飞秒时代。进入 20 世纪 90 年代后,产生飞秒脉冲的激光介质有了新的突破,一些全新的激光材料应用于激光器中,这些激光材料具有很宽的增益带宽,因此更容易获得超短的激光脉冲,这大大激励了超短激光技术的发展。1991年,Spence 等<sup>[2]</sup>利用自锁模技术,在掺钛蓝宝石激光器获得了脉宽为 60 fs 的激光脉冲。这类全固态激光器的快速发展,使得激光器的输出脉冲宽度已接近脉宽的理论极限。脉冲整形技术是获得超短脉冲的一个重要方法,它通过对已有光学脉冲进

**收稿日期**: 2011-05-17; **收到修改稿日期**: 2011-08-17; **网络出版日期**: 2011-10-30

**基金项目**: 国家自然科学基金(60871067)和国家自然科学基金联合基金(11076028)资助课题。

**作者简介**: 刘琼(1983—),男,博士研究生,主要从事光纤光栅以及光纤器件等方面的研究。

E-mail: skyerhy@yahoo.com.cn

**导师简介**: 瞿荣辉(1972—),男,研究员,主要从事光纤器件及半导体激光器技术等方面的研究。

E-mail: rhqu@siom.ac.cn(通信联系人)

行压缩等方法获得脉冲更短、峰值功率更高的超短脉冲。

现在很多实际的应用不仅要求激光器能产生超短的光学脉冲,而且对于超短脉冲的形状也有特定的要求。类似于电脉冲的产生,要求能够产生矩形波、三角波以至任意指定的波形。最近几十年,光学脉冲整形技术已经被广泛用于产生用户自定义的光学波形。在一些高功率激光系统中,也通常需要对前端种子脉冲进行整形<sup>[3]</sup>,从而输出不同形状的脉冲以及消除放大过程中所产生的脉冲畸变,以满足不同的实验需求。从广义上讲,只要改变了脉冲时域或者频域内的任何一个特性参量都属于脉冲整形的范畴,表征一个超短脉冲特性的参量主要包括幅度、频率、相位等,只要改变其中的任何一个量都能够改变脉冲的形状。

目前,研究者们已经提出了许多超短脉冲整形的方法<sup>[4~7]</sup>,光纤以及光纤器件由于其插入损耗低、易于集成等优点,被广泛应用于脉冲整形领域。本文从超短脉冲产生、任意波形光脉冲产生以及微波/毫米波产生三个方面,介绍了基于光纤器件的脉冲整形技术。光脉冲压缩是光纤非线性效应的一个重要应用领域,它是产生超短以至超高峰值功率激光脉冲的一个重要方法。光学脉冲压缩的基本思路来源于啁啾雷达<sup>[8]</sup>,当线性啁啾的脉冲在线性色散介质中传播时,当由于群速度色散(GVD)引起的啁啾与初始的啁啾相互抵消时,输入脉冲将得到压缩。自定义的脉冲以及脉冲序列在光通信、量子光学、非线性光学等领域都有着广泛的应用,比如锯齿形脉冲能够增强基于自相位调制(SPM)的波长转换器特性<sup>[9]</sup>,平顶脉冲在光开关、超快抽运探针实验等方面有着广泛的应用<sup>[10,11]</sup>。近年来,随着移动通信业务的与日俱增,宽带化的无线通信也成了无线通信的趋势。光载无线通信(ROF)技术集成了毫米波通信与光纤通信的优势,能够很好地解决毫米波在大气中传播的损耗问题,成为了无线通信的一个重要研究方向。用光学方法产生微波/毫米波信号是ROF系统中一个重要部分,它能够很好地解决光发射机与通信线路之间的耦合问题,脉冲整形技术为光生微波/毫米波提供了一个新的思路。

## 2 超短脉冲的产生

光脉冲压缩是获得超短脉冲的一个重要方法,而全光纤的脉冲压缩器由于其插入损耗低、与光纤器件天然相容等优点,被广泛应用于获得超短激光脉冲。当脉冲在光纤中传播时,脉冲的初始啁啾与GVD引入的啁啾相互抵消,脉冲得到压缩。根据初始脉冲啁啾的不同,正

常GVD和反常GVD都能够用来压缩脉冲。对于脉冲波长小于光纤色散零点波长的正啁啾脉冲,光栅对最适合提供反常色散<sup>[12]</sup>,此时光纤被用作频谱展宽器,其原理如图1所示。光栅对是一对平行放置的光栅,在脉冲的频谱宽度远远小于脉冲中心频率的近似下,光栅对具有线性的GVD。如果输入脉冲是无啁啾的高斯脉冲,当脉冲耦合进单模光纤之后,光纤的SPM效应会在脉冲的中心部分引入接近于线性的频率啁啾,从而导致脉冲频谱的展宽。在大多数实际情况下,这种接近于线性的频率啁啾能够很好地被光栅对抵消,使脉冲得到压缩。1982年,Shank等<sup>[13]</sup>首次将这种压缩脉冲的方法应用于飞秒领域。该实验利用染料激光器产生90 fs的脉冲,首先通过一段15 cm的光纤将脉冲的频谱从6 nm展宽到20 nm,频谱展宽后的脉冲通过一个光栅对进行压缩,从而将脉冲压缩到了30 fs。如果脉冲波长大于光纤的色散零点波长,光纤本身可以提供反常GVD,从而可以直接利用一段光纤代替光栅对。这种类型的压缩器一般由GVD为正值和GVD为负值的两段光栅拼接而成<sup>[14]</sup>,从而可以实现全光纤的脉冲压缩器。

另一种全光纤脉冲压缩器是基于高阶光孤子效应的。脉冲在光纤的GVD效应以及SPM效应的相互作用下,可以产生一种特殊的波包——孤子。基阶孤子能在传输过程中形状保持不变,而对于高阶孤子而言,其在传输过程中周期性地演化,在经历一个周期后,脉冲又回到了初始的形状,并且在脉冲的演化过程中会经历一个窄化阶段。利用这一窄化特性,通过合适地选择光纤长度以及孤子的阶数,就可以压缩初始输入脉冲<sup>[15,16]</sup>。脉冲的压缩比与孤子的阶数 $N$ 有关<sup>[17]</sup>,模拟计算表明<sup>[18]</sup>,孤子效应压缩器的压缩因子 $F$ 和光纤的最佳长度 $z$ 可表示为

$$F \approx 4.1N, \quad (1)$$

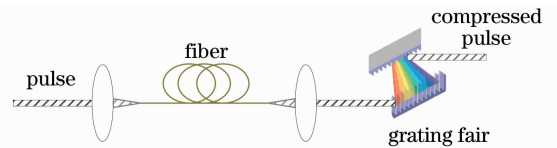


图1 光纤-光栅对脉冲压缩器示意图

Fig. 1 Schematic diagram of fiber-grating compressor

$$\frac{z}{z_0} \approx \frac{0.32}{N} + \frac{1.1}{N^2}. \quad (2)$$

图 2 所示为脉冲压缩因子(以  $\tau/\tau_0$  表示)、最佳光纤长度(以  $z/z_0$  表示)及品质因子(以  $E/E_0$  表示)与孤子阶数的关系。

1987 年, Gouveianeto 等<sup>[19]</sup>利用高阶孤子效应, 将初始的 90 ps 的脉冲压缩到 33 fs, 如图 3 所示。在其实验中, 首先通过一个光纤-光栅对压缩器将 90 ps 的脉冲压缩到 1.5 ps, 然后通过 20 m 的单模光纤, 将脉冲压缩到了 33 fs。使用孤子效应压缩脉冲具有很高的自由度, 但是压缩后的脉冲会存在一个基底, 这一缺点是孤子效应压缩器所固有的<sup>[18]</sup>。产生基底的原因是, 在初始窄化阶段, 孤子主要由 SPM 支配, 而由 SPM 引起的啁啾仅在中心部分是线性的, 所以也仅在中心部分能被反常 GVD 抵消, 而脉冲两翼的能量并未被压缩, 从而呈现为一个基底。基底可以通过一个非线性强度鉴别器抑制, 这种抑制方法与光纤的非线性双折射有关, 但是这种基底抑制方法会导致能量的损失。

另一种基于孤子效应的压缩技术是使用色散渐减光纤<sup>[20~22]</sup>, 这种光纤的 GVD 参量沿着光纤长度方向逐渐减小。这种色散的渐变等价于在非线性薛定谔方程上加上一个增益项<sup>[18]</sup>, 因此与光纤放大器中脉冲峰值功率增加导致脉冲宽度减小以保持脉冲波形不变相似。这种色散渐减光纤可以通过逐渐减小光纤的纤芯尺寸或者拼接不同的光纤实现。Moore<sup>[23]</sup>指出: 当光纤存在指数衰减的 GVD 参量时, 非线性薛定谔方程存在一个精确的孤子解。光纤的 GVD 很小, 从而导致需要很长的光纤进行压缩, 一个有效的解决方法就是使用高色散的光纤布拉格光栅(FBG)。FBG 的色散通常比光纤高 6 个数量级。在最近的一个实验中, Li 等<sup>[20]</sup>利用拼接 FBG 的方法实现了 GVD 参量呈指数衰减的非线性 FBG, 如图 4 所示。其 GVD 参量沿着光栅长度方向表示为

$$\beta_2(z) = \beta_{20} \exp(-\sigma z). \quad (3)$$

其初始色散值  $\beta_{20} = -25 \text{ ps}^2/\text{cm}$ , 衰减系数  $\sigma = 0.125 \text{ cm}^{-1}$ 。他们通过这个色散渐减光纤对高斯脉冲进行了压缩。为了精确地控制输入脉冲的啁啾系数, 他们将初始脉冲通过一个线性啁啾 FBG 进行预啁啾, 其初始脉冲的时域可以写成

$$f(t) = A_0 \exp[-t^2/(2T_0^2)], \quad (4)$$

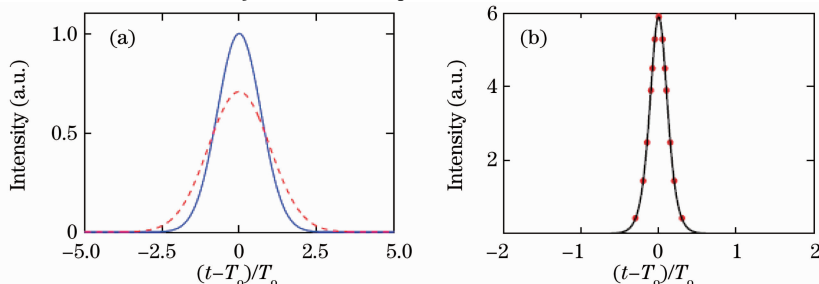


图 4 (a) 初始脉冲(实线)以及预啁啾脉冲(虚线)的归一化时域图; (b) 压缩后的时域图

Fig. 4 (a) Pulse profiles before (solid line) and after the linear FBG (dashed line); (b) pulse profile after the compression and a fitted pulse profile

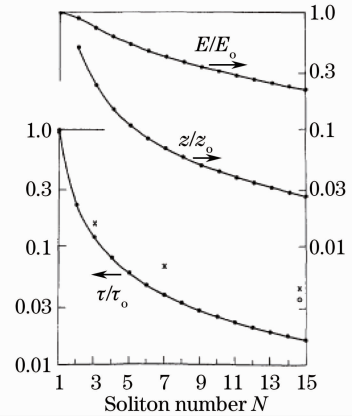


图 2 脉冲压缩因子、最佳光纤长度和品质因子与孤子阶数的关系

Fig. 2 Compression factor, optimum length and quality factor versus soliton number

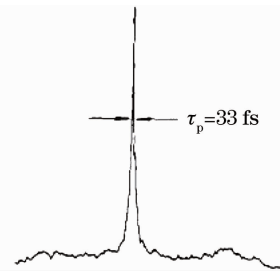


图 3 利用高阶孤子效应压缩后的脉冲

Fig. 3 Compressed pulse obtained by soliton-effect compressor

式中  $T_0 = 10$  ps, 为初始脉冲的宽度。预啁啾使用的是长度为 4 cm, 色散系数为  $25 \text{ ps}^2/\text{cm}$  的线性 FBG。为了满足精确的孤子解, 初始脉冲的功率必须满足

$$T^2(L_{\text{LFBG}})/(\sqrt{2}|\beta_{20}|) = (1/\gamma_g)/P_0, \quad (5)$$

式中  $T(L_{\text{LFBG}})$  是预啁啾后脉冲的宽度,  $\gamma_g = 15 \text{ W/km}$  是压缩光栅的非线性系数。预啁啾后的脉冲通过一个 16 cm 长的色散渐减非线性 FBG 进行压缩。

光纤光栅还能支持布拉格孤子, 这种孤子也能够用来进行光脉冲压缩<sup>[24,25]</sup>, 其原理与光纤中的高阶孤子效应压缩器相同。这种孤子在物理意义上代表了两方向传输波的特定组合<sup>[18]</sup>, 这一对波的速度相同但运动减慢。当脉冲的峰值功率很小并且三阶色散可以被忽略时, 脉冲在光栅中的传播方程可以写成有效非线性薛定谔方程, 只不过 GVD 参量和非线性参量用其等效值代替。

利用普通的石英光纤压缩脉冲有一个缺点, 就是脉冲功率受到石英损伤阈值的限制。随着现在光子晶体光纤以及其他微结构光纤的迅速发展, 这类特殊的光纤也能够用来进行脉冲压缩<sup>[26~30]</sup>。这种光纤的色散系数以及非线性系数都可以通过改变其结构实现。从 2003 年开始, 填充惰性气体的中空纤芯的光纤开始用于超短脉冲的产生, 如图 5 所示。其中 QWP 为 1/4 波片, HWP 为半波片, OSA 为光谱仪, AC 为自相关仪, FCPA 为光纤啁啾脉冲放大器。这种中空纤芯的光纤与通常的固体纤芯光纤类似, 但是其纤芯所能承受的峰值功率要大于固体纤芯的光纤。光纤的纤芯层折射率远小于包层的折射率, 光只能掠入射进入光纤, 因此损耗较大, 即使是损耗最小的  $\text{EH}_{11}$  模也是如此。  $\text{EH}_{11}$  模的损耗可以写成<sup>[26]</sup>

$$\alpha = 8.686 \left( \frac{2.405}{2\pi} \right) \frac{\lambda^2}{a^3} \frac{1}{2} \frac{\nu^2 + 1}{\nu^2 - 1}, \quad (6)$$

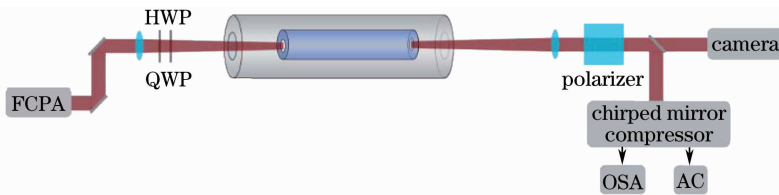


图 5 中空光纤脉冲压缩示意图

Fig. 5 Schematic diagram of hollow fiber compressor

式中  $\lambda$  为入射光波长,  $a$  为中空光纤的内半径,  $\nu$  为光纤纤芯与包层的折射率之比。从(6)式可以看出, 光纤的损耗与光纤的纤芯半径成反比。压缩因子和损耗与中空光纤纤芯的关系如图 6 所示。另外, 由于自聚焦效应以及耦合端面惰性气体的离化效应<sup>[30]</sup>, 实际的损耗要大于由(6)式计算得到的值。因此, 利用这种方法压缩脉冲的脉冲能量一般都较小, 一个有效的解决气体离化效应的方法就是利用气体的气压梯度<sup>[30]</sup>。Hädrich 等<sup>[26]</sup>指出: 惰性气体的压强不同, 光纤的非线性系数也不同。因此可以通过合理地设计中空纤芯光纤的长度、惰性气体的压强以及纤芯半径来进行压缩器的优化设计。

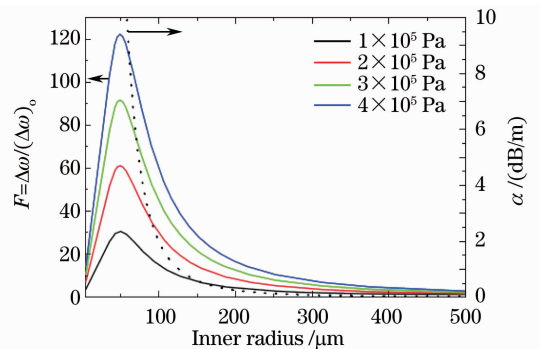


图 6 压缩因子以及损耗与中空光纤纤芯半径的关系

Fig. 6 Compression factor and loss versus radius of hollow fiber

### 3 任意波形脉冲的产生

使用脉冲整形技术能够产生特定形状的光脉冲, 而这种自定义的脉冲在量子光学、非线性光学等领域有着广泛的应用。光纤光栅优良的滤波特性使其成为任意波形产生的一个重要工具<sup>[11]</sup>, 通过合理地设计光纤光栅的折射率调制幅度、啁啾等参数, 可以实现不同的输出波形。黄锐等<sup>[31]</sup>利用遗传算法, 设计和制备了三角形大带宽反射光谱光纤光栅, 图 7 为其设计的反射带宽(底宽)为 10 nm 的光纤光栅的耦合系数分布以及反射谱。由于其反射带宽较宽, 因此必须对光栅引入线性啁啾。他们还利用逐点写入的方法, 在实验上论证了方法的可行性。



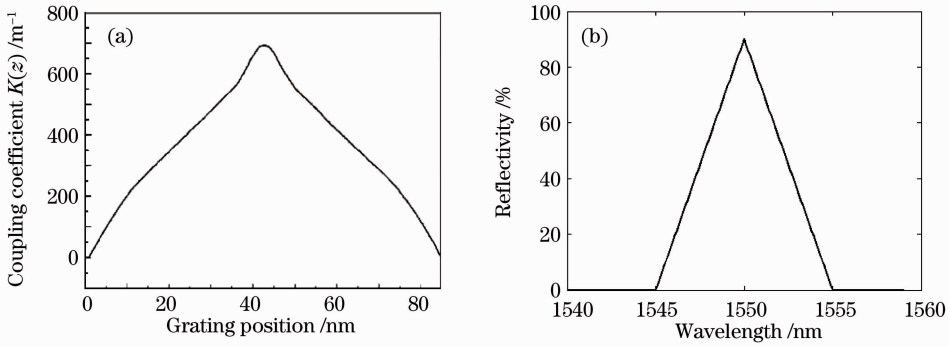


图 7 大带宽反射光谱光栅的(a)耦合系数和(b)反射谱

Fig. 7 (a) Coupling coefficient and (b) reflection spectrum of a large-bandwidth fiber grating

直接利用正色散光纤中的非线性效应,也能够实现不同的输出波形。当脉冲经过正色散光纤时,光纤的GVD以及非线性效应的相互作用可以将脉冲整形为任意的脉冲波形。Boscolo等<sup>[32]</sup>详细地计算和分析了脉冲的初始啁啾  $C$ , 孤子阶数  $N$  以及光纤的归一化长度  $\xi = z/L_D$  与输出波形的关系。其结果表明,当  $C = 2, N = 10, \xi = 0.33$  时,输出脉冲是近似三角形的时域脉冲。

Wang等<sup>[33]</sup>从实验上证实了这种三角形时域脉冲的产生方式,其实验方案如图8所示,锁模光纤激光器(MLFL)输出重复频率为10 GHz、接近变换极限的光脉冲,由一个可编程脉冲产生器(PPG)驱动,铌酸锂调制器(MOD)将脉冲的重复频率从10 GHz降到1.25 GHz,输出脉冲通过一个标准的单模光纤(SMF)进行

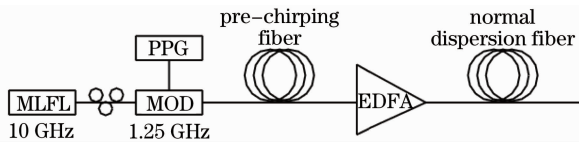


图 8 基于正色散光纤的任意波形产生器

Fig. 8 An arbitrary wave generator based on positive dispersion fiber

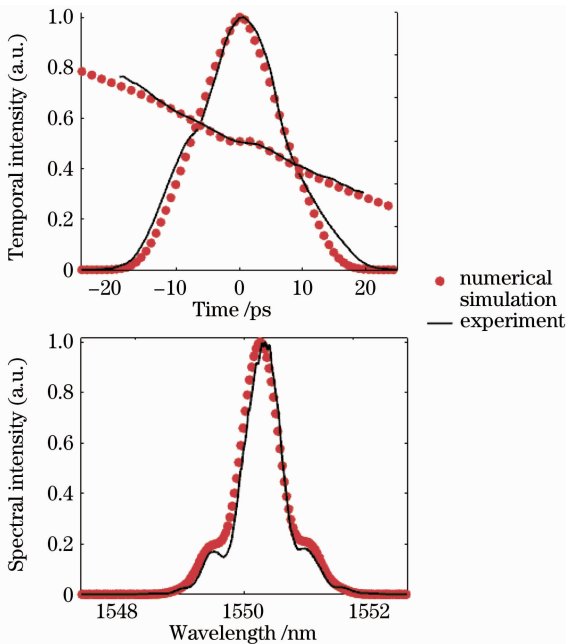


图 9 通过正色散光纤产生的三角形脉冲

Fig. 9 Triangle pulse obtained by positive dispersion fiber

预啁啾,预啁啾后的脉冲的啁啾系数为

$$C' = -\beta_2' z' / \{2T_0^2 [1 + (\beta_2' z' / T_0^2)^2]\}, \quad (7)$$

式中  $\beta_2'$  是预啁啾单模光纤的群速度色散系数,  $T_0$  是输入脉冲的脉宽。在 Wang 等的实验中,预啁啾光栅的长度为 735 m,色散系数为 16.3 ps/(nm·km)。预啁啾后的脉冲再经过一个掺铒光纤放大器(EDFA)进行放大,从而增强脉冲的非线性效应,放大后的脉冲经过正色散光纤后输出。其实验结果如图9所示。

对于一些实际的应用,通常还需要一些动态的任意波形的产生, Ho等<sup>[34]</sup>利用连续光纤实现了精度高达0.12 nm,时域波形精度为17 ps的动态波形的产生,其实验装置如图10所示。

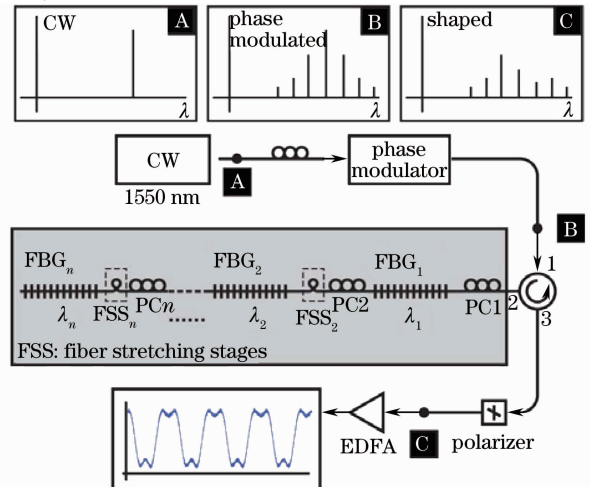


图 10 一种动态任意波形产生器

Fig. 10 Dynamic arbitrary wave generator

相位调制器对连续(CW)的载波进行调制,从而产生一系列的旁带(图 10 中波形 B),调制后的脉冲经过一个环形器输入到一系列均匀 FBG 中进行滤波,通过调节 FBG 或者相位调制器射频信号,使得 FBG 的中心波长同输入光旁带精确匹配。光栅的反射带宽足够窄,使得一个 FBG 只反射一个旁带。对于这样一种结构,幅度的调制可以通过偏振控制器和检偏器控制,偏振控制器位于环形器 2 端口和 FBG 之间,通过调节偏振控制器控制反射光的偏振态,经过检偏器后可以控制反射光的幅度。相位的改变可以通过拉伸光纤进行微调。通过使用这种方法,实现了精度为 0.12 nm 的动态任意波形的产生,其结果如图 11 所示,通过调节相位,可以实现相同频域幅度下的近锯齿波以及近平顶时域波形的产生。

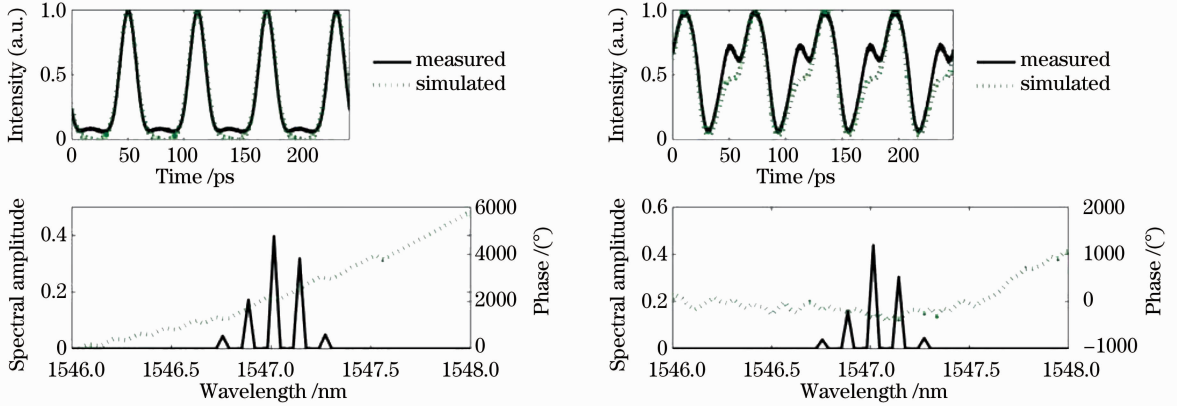


图 11 动态任意波形产生器产生的近锯齿波以及近平顶波

Fig. 11 Sawtooth and near flat-top waves obtained by dynamic arbitrary wave generator

## 4 微波/毫米波的产生

众所周知,低相位噪声的微波/毫米波信号在雷达、无线通信等领域有着非常重要的应用<sup>[35,36]</sup>。为了提高雷达的测量精度和测量范围,通常需要提高微波脉冲信号的时间-带宽积<sup>[37,38]</sup>以及微波信号的中心频率。提高时间-带宽积常用的方法就是对微波信号进行相位调制或者频率啁啾。由电学回路产生啁啾微波信号的方式存在很多不足,比如中心频率不高、时间-带宽积小。光纤的高带宽和低损耗使其成为传输微波/毫米波的理想传输介质,并且光域中产生的微波/毫米波信号能够直接通过现有的光纤网络从中心站传输到基站,这大大降低了对设备的需求,因此研究如何在光域内产生微波/毫米波信号成为了无线通信的一个重要研究方向。

基于光纤器件光谱整形技术产生微波/毫米波信号的方法可以分为以下三种:1)基于光学光谱整形和波长-时间映射;2)基于时域脉冲整形;3)基于超结构光纤光栅。图 12 是基于光谱整形和波长-时间映射方法获取微波信号的示意图,锁模激光器输出的接近变换极限的超短高斯脉冲经过一个光学滤波器件进行滤波,滤波后的脉冲通过一段色散光纤或者啁啾 FBG 后传输到高速的光电探测器中,色散光纤或者啁啾 FBG 实现输入信号波长-时间的映射。一个变换极限的超短脉冲  $x(t)$  传输到色散介质后,在只考虑一阶色散的近似下,由于时域的夫琅禾费衍射<sup>[38]</sup>,输出脉冲可以写为

$$y(t) \approx \exp\left(j \frac{1}{2\Phi} t^2\right) X(\omega) \Big|_{\omega=2\pi t/\Phi}, \quad (8)$$

式中  $X(\omega)$  是输入脉冲  $x(t)$  的傅里叶变换,  $\Phi = d^2 \Phi(\omega) / d\omega^2 \Big|_{\omega=\omega_0}$  是色散光纤的一阶色散系数。从(8)式可以看出,输出脉冲的时域波形与输入脉冲的频谱以及一个相位因子成正比,这被称为线性的波长-时间映射。因此,要获得一个线性啁啾的微波信号,只需要设计好光谱滤波器,使其具有线性增加或者减小的自由光谱程(FSR)<sup>[39]</sup>。

为了获得线性变化的 FSR, Wang 等<sup>[39]</sup>在同一根光纤上写入了两根啁啾系数不同的啁啾 FBG(CFBG),

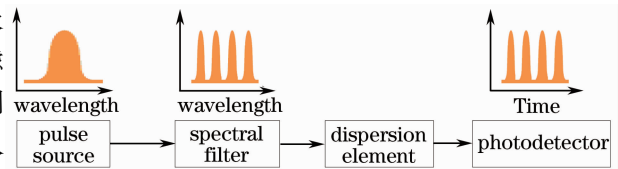


图 12 基于光谱整形微波信号产生示意图

Fig. 12 Schematic diagram of microwave generator based on spectral shaping

并且两根 FBG 在纵向存在一个小的位移。其结构如图 13 所示, 这样的一个结构相当于一个分布式的法布里-珀罗(F-P)腔, 其等效腔长可以写为

$$L(\lambda) = \frac{C_1 - C_2}{C_1 C_2} \lambda + d + \frac{C_2 - C_1}{C_1 C_2} \lambda_0, \quad (9)$$

式中  $C_1, C_2$  是两根光栅的啁啾系数。可以看出, 等效腔长  $L(\lambda)$  与波长呈线性关系, 这个分布式 F-P 腔的 FSR 可以写成

$$R_{\text{FS}} \approx \frac{\lambda_0^2}{2nL(\lambda)}. \quad (10)$$

当这种具有线性 FSR 的脉冲通过色散器件后, FSR 被映射成啁啾脉冲的时域周期  $\Delta\tau$ , 其射频频率为

$$f_{\text{RF}}(t) \propto 2n \left( \frac{C_1 - C_2}{C_1 C_2} \frac{t}{\lambda_0^2 D^2} + \frac{d}{\lambda_0^2 D} + \frac{C_2 - C_1}{C_1 C_2 \lambda_0 D} \right). \quad (11)$$

可以看出, 通过合理地设计叠印光纤光栅的啁啾率和光栅纵向的偏移量, 就可以获得一个给定中心频率的线性啁啾微波信号。

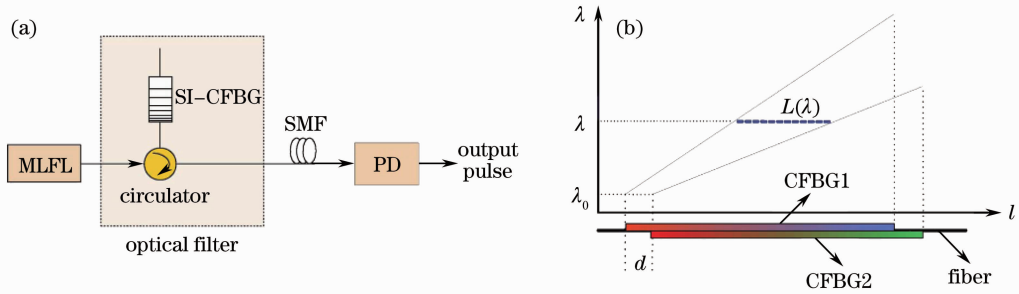


图 13 具有线性 FSR 的叠印 FBG 光谱滤波器

Fig. 13 Superimposed-FBG-based linear FSR optical spectral filter

由 CFBG 以及 Sagnac 环形镜组成的滤波器同样能够产生线性的 FSR<sup>[38]</sup>, 如图 14 所示。其中 FC 为光纤耦合器, PC 为偏振调制器。一个线性啁啾的 FBG 和一个可调节的色散延迟线 (TDL) 位于 Sagnac 环中, 不同波长的光在光栅不同处被反射, 其顺时针传播的路径  $L_1$  与逆时针传播的路径  $L_2$  之差不同, 且路径差与波长呈线性关系。类似于叠印 FBG, 其透射谱的 FSR 也与波长呈线性关系。另一种类似的脉冲整形器件是基于不对称马赫-曾德尔 (M-Z) 干涉仪的, 与 Sagnac 环形镜不同的是, 两个干涉臂是分开的, 因此能够对每个臂上的信号进行单独的幅度和相位调制。Zeitouny 等<sup>[40]</sup> 使用这种结构产生了 30 GHz 的啁啾微波脉冲。

一个典型的基于时域脉冲整形的微波信号产生器由两个符号相反的色散器件以及一个射频信号驱动的 M-Z 调制器组成, 两个色散器件分别位于调制器的前后, 如图 15 所示。第一个色散器件通常要有足够的色散, 即  $\dot{\Phi}_1 \gg \tau_0^2$ ,  $\tau_0$  为输入信号的脉宽。整个脉冲整形器件的输出信号  $r(t)$  可以写成<sup>[41]</sup>

$$r(t) \approx \exp\left(\frac{j t^2}{2 \Delta \dot{\Phi}}\right) S(\omega) \Big|_{\omega=2\pi/\Delta \dot{\Phi}} = \exp\left(\frac{j t^2}{2 \Delta \dot{\Phi}}\right) J_1(\beta) G\left(2\pi \frac{t}{\Delta \dot{\Phi}}\right) \cos\left(2\pi \frac{t T_1}{\Delta \dot{\Phi}}\right), \quad (12)$$

式中  $\Delta \dot{\Phi} = \dot{\Phi}_1 - \dot{\Phi}_2$ ,  $T_1 = |\omega_m \dot{\Phi}_1| / (2\pi)$ ,  $\omega_m$  为射频驱动信号频率,  $G(\omega)$  为输入信号的傅里叶变换。因此, 光电探测器输出的电流信号为

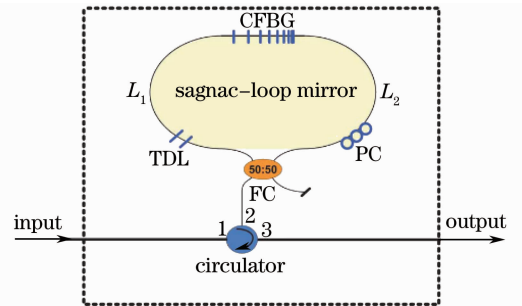


图 14 基于 CFBG 以及 Sagnac 环形镜的滤波器  
Fig. 14 Optical spectral filter based on CFBG and Sagnac loop mirror

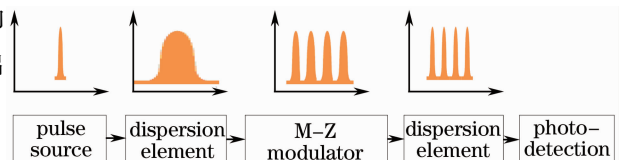


图 15 基于时域脉冲整形的微波信号产生器示意图  
Fig. 15 Schematic diagram of microwave generator based on temporal pulse shaping

$$I(t) \propto |r(t)|^2 = K \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \left[1 + \cos\left(2\pi \frac{2T_1}{\Delta\Phi} t\right)\right], \quad (13)$$

式中  $K$  为与时间有关的常数,  $\tau = \sqrt{2}\Delta\Phi/\tau_0$ 。从(13)式可以看出,新的微波信号频率为  $\omega_{\text{RF}} = 2\pi \left| \frac{2T_1}{\Delta\Phi} \right| = \omega_m \left| \frac{2\Phi_1}{\Delta\Phi} \right|$ , 因此这种微波信号产生器可以看成是将 M-Z 调制器的驱动射频信号进行倍频,从而产生更高频率的微波信号。

由于光纤光栅有很多可以改变的结构参数,因此可以通过灵活地设计超结构光纤光栅,直接实现光生微波/毫米波。模拟计算表明<sup>[42]</sup>,只需要合理地设计超结构光纤光栅的结构参数,就可以产生上百吉赫兹的线性啁啾的毫米波信号,如图 16 所示。对于超结构光纤光栅而言,频率响应函数  $H(\omega)$  是输出信号  $Y(\omega)$  与输入信号  $X(\omega)$  的比值:

$$H(\omega) = Y(\omega)/X(\omega). \quad (14)$$

时间响应函数  $h(t)$  可以写成频率响应函数  $H(\omega)$  的傅里叶变换:

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega) \exp(-j\omega t) d\omega. \quad (15)$$

在已知光栅光谱响应函数的情况下,可以通过一些逆工程算法计算出光栅折射率调制包络函数,比如遗传算法<sup>[43]</sup>、剥层算法<sup>[44]</sup>、解耦合(GLM)方程<sup>[45]</sup>等。特别地,对于弱光栅而言,其波矢响应函数  $F(\mathbf{k})$  是光栅折射率调制包络函数  $f(z)$  的傅里叶变换:

$$F(\mathbf{k}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(z) \exp(j\mathbf{k}z) dz. \quad (16)$$

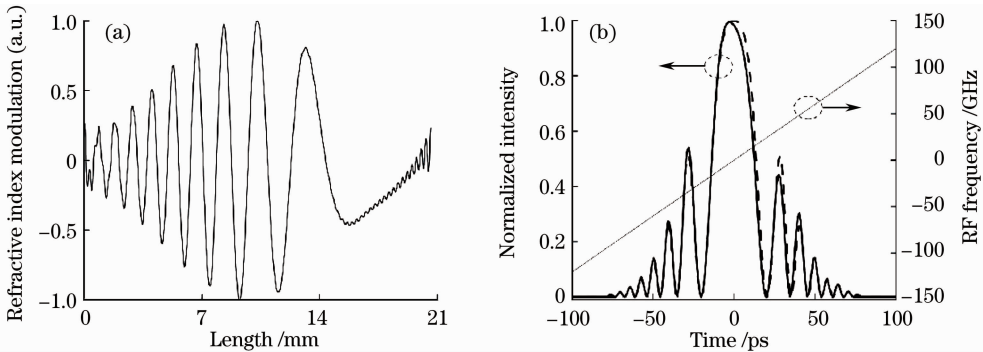


图 16 (a) 超结构光纤光栅的折射率调制幅度以及(b)产生的线性啁啾的毫米波信号

Fig. 16 (a) Refractive index distribution of the super-structure fiber and (b) linear-chirped millimeter-wave pulse

## 5 结束语

激光脉冲整形技术在高速光通信、生物医学、超快激光光谱学以及激光约束核聚变等领域有着巨大的发展和应用前景,是国际上激光科学技术中一个重要的研究领域。近几十年,光纤器件伴随着光通信以及光纤传感的发展而迅速发展,由此一些基于新型光纤器件的脉冲整形技术被提出。与其他器件相比,光纤器件具有插入损耗低、易于集成等优点。本文从超短脉冲的产生、任意波形光脉冲的产生以及微波/毫米波的产生三个方面,介绍了基于光纤器件的脉冲整形技术。

## 参 考 文 献

- 1 R. L. Fork, B. I. Greene, C. V. Shank. Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode-locking [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **38**(9): 671~672
- 2 D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti-sapphire laser[J]. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(1): 42~44
- 3 Wang Wenyi, Zhao Runchang, Su Jingqin *et al.*. Preliminary laser-pulse-shaping experiment on technical integration line



- [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(4): 1051~1054  
 王文义, 赵润昌, 粟敬钦 等. 神光-III 原型装置初步的激光脉冲整形实验[J]. *光学学报*, 2010, **30**(4): 1051~1054
- 4 Guo Ailin, Yang Qingwei, Zhang Fuling *et al.*. Spectrum shaping of chirped pulse[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(6): 1582~1585  
 郭爱林, 杨庆伟, 张福领 等. 啁啾脉冲的光谱整形[J]. *光学学报*, 2009, **29**(6): 1582~1585
- 5 Zhu Pengfei, Yang Jingxin, Xue Shaolin *et al.*. Spectrum shaping of the ultrashort pulse[J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(12): 1075~1078  
 朱鹏飞, 杨镜新, 薛绍林 等. 超短脉冲的光谱整形[J]. *中国激光*, 2003, **30**(12): 1075~1078
- 6 M. Haner, W. S. Warren. Generation of arbitrarily shaped picosecond optical pulses using an integrated electrooptic waveguide modulator[J]. *Appl. Opt.*, 1987, **26**(17): 3687~3694
- 7 D. Krokkel, N. J. Halas, G. Giuliani *et al.*. Dark-pulse propagation in optical fibers[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **60**(1): 29~32
- 8 J. R. Klauder, A. C. Price, S. Darlington *et al.*. The theory and design of chirp radars[J]. *Bell System Technical Journal*, 1960, **39**(4): 745~808
- 9 F. Parmigiani, M. Ibsen, S. Darlington *et al.*. An efficient wavelength converter exploiting a grating-based saw-tooth pulse shaper[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2008, **20**(17): 1461~1463
- 10 M. A. Preciado, M. A. Muriel. Flat-top pulse generation based on a fiber Bragg grating in transmission[J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**(6): 752~754
- 11 P. Petropoulos, M. Ibsen, A. D. Ellis *et al.*. Rectangular pulse generation based on pulse reshaping using a superstructured fiber Bragg grating[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2001, **19**(5): 746~752
- 12 E. B. Treacy. Optical pulse compression with diffraction gratings[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1969, **QE-5**(9): 454~458
- 13 C. V. Shank, R. L. Fork, R. Yen *et al.*. Compression of femtosecond optical pulses[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **40**(9): 761~763
- 14 K. J. Blow, N. J. Doran, B. P. Nelson. All-fiber pulse-compression at 1.32 $\mu\text{m}$ [J]. *Opt. Lett.*, 1985, **10**(8): 393~395
- 15 G. P. Agrawal. Effect of intrapulse stimulated Raman-scattering on soliton-effect pulse-compression in optical fibers[J]. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(4): 224~226
- 16 B. Kibler, C. Billet, P. A. Lacourt *et al.*. All-fiber source of 20-fs pulses at 1550 nm using two-stage linear-nonlinear compression of parabolic similaritons[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2006, **18**(17): 1831~1833
- 17 L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon *et al.*. Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers[J]. *Opt. Lett.*, 1983, **8**(5): 289~291
- 18 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*[M]. Jia Dongfang, Yu Zhenhong transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2010  
 G. P. Agrawal. *非线性光纤光学*[M]. 贾东方, 余震虹 译. 北京: 电子工业出版社, 2010
- 19 A. S. Gouveianeto, A. S. L. Gomes, J. R. Taylor. Generation of 33-fsec pulses at 1.32 $\mu\text{m}$  through a high-order soliton effect in a single-mode optical fiber[J]. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(6): 395~397
- 20 Q. Li, K. Senthinathan, K. Nakkeeran *et al.*. Nearly chirp- and pedestal-free pulse compression in nonlinear fiber Bragg gratings[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2009, **26**(3): 432~443
- 21 L. W. Guo, C. H. Zhou. XPM-induced pulse compression in birefringent dispersion decreasing fiber[J]. *Opt. Commun.*, 2006, **257**(1): 180~184
- 22 D. Mechin, S. H. Im, V. I. Kruglov *et al.*. Experimental demonstration of similariton pulse compression in a comblike dispersion-decreasing fiber amplifier[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(14): 2106~2108
- 23 J. D. Moores. Nonlinear compression of chirped solitary waves with and without phase modulation[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(8): 555~557
- 24 J. T. Mok, I. C. M. Littler, E. Tsoy *et al.*. Soliton compression and pulse-train generation by use of microchip Q-switched pulses in Bragg gratings[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(18): 2457~2459
- 25 K. Senthilnathan, K. Porsezian. Adiabatic Bragg soliton compression[J]. *Opt. Commun.*, 2003, **227**(4-6): 275~281
- 26 S. Hädrich, J. Rothhardt, T. Eidam *et al.*. High energy ultrashort pulses via hollow fiber compression of a fiber chirped pulse amplification system[J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(5): 3913~3922
- 27 J. Park, J. H. Lee, H. M. Chang. Generation of 1.5 cycle 0.3 TW laser pulses using a hollow-fiber pulse compressor[J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**(15): 2342~2344

- 28 P. J. Mosley, W. C. Huang, C. H. Nam. Ultrashort pulse compression and delivery in a hollow-core photonic crystal fiber at 540 nm wavelength[J]. *Opt. Lett.*, 2010, **35**(21): 3589~3591
- 29 D. Wang, D. X. Li, X. W. Chen *et al.*. Few-cycle pulse compression through cascade of bulk media and hollow-core fiber [J]. *Laser Physics*, 2010, **20**(6): 1410~1413
- 30 S. Bohman, A. Suda, T. Kanai *et al.*. Generation of 5.0 fs, 5.0 mJ pulses at 1 kHz using hollow-fiber pulse compression [J]. *Opt. Lett.*, 2010, **35**(11): 1887~1889
- 31 Huang Rui, Chen Gang, Dong Zuoren *et al.*. Synthesis and fabrication of fiber Bragg gratings with triangular and broad-bandwidth reflection spectrum[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(2): 179~182  
黄锐, 陈刚, 董作人等. 三角形大带宽反射光谱光纤光栅的设计和制备[J]. *光学学报*, 2004, **24**(2): 179~182
- 32 S. Boscolo, A. I. Latkin, S. K. Turitsyn. Passive nonlinear pulse shaping in normally dispersive fiber systems[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2008, **44**(12): 1196~1203
- 33 H. Wang, A. I. Latkin, S. Boscolo *et al.*. Generation of triangular-shaped optical pulses in normally dispersive fibre[J]. *J. Opt.*, 2010, **12**(3): 035205
- 34 Y. Y. Ho, L. Qian. Dynamic arbitrary waveform shaping in a continuous fiber [J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(11): 1279~1281
- 35 Hu Zongfu, Chen Yu. 48 optical millimeter waves generated by phase modulation within an active fiber Ring resonator[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(12): 3419~3424  
胡宗福, 陈昱. 采用腔内相位调制产生 48 个 40 GHz 光载毫米波[J]. *光学学报*, 2010, **30**(12): 3419~3424
- 36 Wang Jing, Cao Zizheng, Zhou Hui *et al.*. A wavelength division multiplexing radio-over-fiber system with 58 GHz optical orthogonal frequency division multiplexing millimeter-wave signal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(5): 1274~1278  
王晶, 曹子峥, 周慧等. 承载正交频分复用信号的 58 GHz 光载毫米波波分复用光纤无线通信系统[J]. *光学学报*, 2010, **30**(5): 1274~1278
- 37 H. D. Griffiths, W. J. Bradford. Digital generation of high time-bandwidth product linear FM wave-forms for radar altimeters[J]. *IEE Proceedings F: Radar and Signal Processing*, 1992, **139**(2): 160~169
- 38 C. Wang, J. P. Yao. Chirped microwave pulse generation based on optical spectral shaping and wavelength-to-time mapping using a sagnac loop mirror incorporating a chirped fiber Bragg grating[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2009, **27**(16): 3336~3341
- 39 C. Wang, J. P. Yao. Photonic generation of chirped microwave pulses using superimposed chirped fiber Bragg gratings[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2008, **20**(11): 882~884
- 40 A. Zeitouny, S. Stepanov, O. Levinson *et al.*. Optical generation of linearly chirped microwave pulses using fiber Bragg gratings[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2005, **17**(3): 660~662
- 41 M. Li, C. Wang, W. Z. Li *et al.*. An unbalanced temporal pulse-shaping system for chirped microwave waveform generation[J]. *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, 2010, **58**(11): 2968~2975
- 42 Q. Ye, R. H. Qu, Z. J. Fang. Optical generation of millimeter-wave pulses using a fiber Bragg grating in a fiber-optics system[J]. *Appl. Opt.*, 2007, **46**(11): 1972~1978
- 43 J. Skaar, K. M. Risvik. A genetic algorithm for the inverse problem in synthesis of fiber gratings[J]. *J. Lightwave Technol.*, 1998, **16**(10): 1928~1932
- 44 J. Skaar, L. G. Wang, T. Erdogan. Synthesis of thick optical thin-film filters with a layer-peeling inverse-scattering algorithm[J]. *Appl. Opt.*, 2001, **40**(13): 2183~2189
- 45 E. Peral, J. Capmany, J. Marti. Iterative solution to the Gel'Fand-Levitan-Marchenko coupled equations and application to synthesis of fiber gratings[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1996, **32**(12): 2078~2084