

基于全光时域分数阶傅里叶变换的光脉冲 最小损伤传输新方法*

韩庆生¹⁾ 乔耀军²⁾ 李蔚^{1)†}

1) (华中科技大学武汉国家光电实验室, 武汉 430074)

2) (北京邮电大学信息光子学与光通信教育部重点实验室, 北京 100876)

(2010年1月11日收到; 2010年3月4日收到修改稿)

提出了一种基于全光分数阶傅里叶变换(optical fractional fourier transformation, OFRFT)的关于色散和自相位调制对光脉冲传输影响的分析方法,并基于该方法给出了一种新的光脉冲在光纤中传输最小损伤的方法,通过在发射端将输入的高斯光脉冲做 OFRFT 然后再送入到光纤中去传输,可以提高光脉冲抵抗色散和非线性的能力,仿真发现当色散占主要作用的时候,负阶数的分数阶傅里叶变换可以很大程度上减小光脉冲的展宽;当自相位调制作用占主要的时候,正阶数的分数阶傅里叶变换可以消除自相位调制作用的脉冲分裂效应.该方法在高速光纤通信中有应用意义.

关键词: 光脉冲传输, 分数阶傅里叶变换, 色散, 自相位调制

PACS: 42.79.-e, 42.79.Sz

1. 引言

目前随着单通道传输速率到 100 Gbit/s 甚至更高,色散和非线性作用成了超高速光纤通信系统中的两个主要限制因素^[1].色散会导致光脉冲时域展宽形成码间串扰从而限制了光脉冲的最大传输距离,更高速率的光通信系统要求更窄的光脉冲,色散展宽作用越严重,同时会导致更加严重的非线性效应,如自相位调制作用.自相位调制作用引起的非线性相位噪声,又会通过色散作用转化成强度噪声.这种复杂的相互作用在非线性薛定谔方程中可以看到.许多文献对这种色散和自相位调制作用做了大量研究^[2-6].

如何消除色散和非线性的影响,从而提高传输速率,有一种理论和方法是:当忽略非线性效应时,色散仅改变光脉冲在光纤传输过程中的波形宽度,而不改变光脉冲频域包络^[7].文献[8]基于文献[7]的原理,通过交叉相位调制作用实现了对输入光脉冲信号的抛物线相位调制,通过使用时间透镜完成了对传输过程中线性损伤的补偿^[9].但在实际系统

中,非线性效应的影响不能被忽略^[10-12].另一个很著名的原理是光孤子通信^[13-15],可以实现光脉冲在光纤中无畸变的传输,使传输过程中的色散和非线性效应的影响相互平衡.然而,光孤子通信对输入光脉冲的要求很严格,必须是双曲正割形,而且峰值光功率必须是恒定值.

从光脉冲传输的最基本的薛定谔方程可以看到,色散只影响波形而不改变频域包络,而自相位调制作用不影响波形包络只改变频域信息.而一个信号的波形到频谱之间的变换可以利用傅里叶变换来实现,在波形和频谱之间有一个中间域,这个变换被称为分数阶傅里叶变换,这个变换是从时域到频域之间的连续变换.对应地,色散作用是线性的,自相位调制作用是非线性的,从色散到自相位调制对波形包络的影响也是一种连续的变化过程.而分数阶傅里叶变换则可以实现将信号从时域变化到这种中间域.分数阶傅里叶变换可以理解成信号在时间频域平面内的一种旋转变换^[16].旋转角 $\alpha = 0$ 对应着一个单位算子,也即不作任何变换. $\alpha = \frac{\pi}{2}$ 对应着传统的傅里叶变换.当信号进行一个旋转

* 国家自然科学基金(批准号:60772013),国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号:2010CB328300,2010CB328305),国家高技术
研究发展计划(批准号:2009AA03Z408)和北京邮电大学信息光子学与光通讯重点实验室开放基金资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: weilee@hust.edu.cn

角既不为 0 也不是 $\frac{\pi}{2}$ 的时候, 信号可以理解为将被变换到一个新的变换域内.

于是, 经过光时域分数阶变换后的光脉冲, 仍是一个时域波形, 将具有新的性能, 变换后的波形宽度会发生改变, 同时也被引入了一些啁啾信息, 那么经过分数阶变换后的新的波形具有补偿线性色散和非线性自相位调制两个方面损伤的性能. 基于以上的分析方法, 我们首次提出了将分数阶傅里叶变换用于光传输中, 提出在原始光脉冲进入光纤之前, 先做分数阶傅里叶变换来提高脉冲抗色散和非线性的能力, 论文还给出了分数阶傅里叶变换的光时域实现方法, 并对这种分析方法进行了仿真以及分析.

2. 光脉冲在光纤中传输的线性和非线性损伤的新的分析方法

光脉冲在光纤中传输时, 满足非线性薛定谔方程

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (D + N)A, \quad (1)$$

$$D = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial T^3}, \quad (2)$$

$$N = i\gamma e^{-\alpha z} |A|^2, \quad (3)$$

其中 D 为线性算子, 反映了色散, PMD 等对脉冲的影响. 当忽略交叉相位调制作用以及其他高阶非线性作用或高阶色散作用时^[1]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = & -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} \\ & + i \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} |A(z, t)|^2 A(z, t), \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $L_{NL} = (\gamma P_0)^{-1}$ 为非线性长度, α, β_2 和 γ 分别为光纤损耗、色散和非线性系数, P_0 是输入光脉冲峰值光功率. $A(z, t)$ 为输入脉冲的慢变化振幅包络.

2.1. 线性算子

当仅考虑色散作用时, (4) 式变为

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2}. \quad (5)$$

对上式进行傅里叶变换后得到

$$\bar{A}(z, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(z, t) e^{-i\omega t} dt. \quad (6)$$

将(6)式代入(5)式得到

$$\bar{A}(z, \omega) = \bar{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2}\beta_2 z \omega^2\right), \quad (7)$$

很容易注意到

$$|\bar{A}(z, \omega)| = |\bar{A}(0, \omega)|. \quad (8)$$

上式表明色散不改变频域包络^[7,8,17], 也即对频域包络的损伤值为 0. 也就是说在线性损伤的情况下, 如果, 我们在接收端将光脉冲做一个傅里叶变换, 将脉冲波形变换到频域进行传输, 传输后再将频域波形/包络变换到时域上, 得到的信号和发射端一样. 文献[6—8]利用这个原理是实现高速光脉冲在色散介质中的传输.

2.2. 非线性算子

同理在(4)式中忽略色散仅考虑自相位调制作用时, 则有

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = i \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} |A(z, t)|^2 A(z, t), \quad (9)$$

将 $A(z, t)$ 写成下面的形式:

$$A(z, t) = V \exp(i\phi_{NL}), \quad (10)$$

其中 V 为脉冲的振幅, ϕ_{NL} 为相位信息. 将(10)式代入(9)式得到

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial \phi_{NL}}{\partial z} &= \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} V^2. \end{aligned} \quad (11)$$

由上式很容易得到

$$A(z, t) = A(0, t) \exp(i\phi_{NL}), \quad (12)$$

$$|A(z, t)| = |A(0, t)|. \quad (13)$$

上式说明自相位调制作用不改变脉冲的时域包络, 也即对时域包络的损伤值可定义为 0. 当没有色散时, 自相位调制不会展宽波形, 而仅仅改变频谱. 目前光纤非线性导致信号的畸变^[10—12]都是在色散的作用下, 将非线性产生的相位噪声转化成强度噪声, 导致误码率的改变. 或者, 非线性的四波混频效应产生带内的串扰等.

2.3. 线性损伤因子

根据上述的分析, 我们可以定义两种损伤因子, 分别称为线性损伤和非线性损伤. 将 P_D 定义为光脉冲在光纤中传输后的线性损伤, 它是色散系数和分数阶傅里叶变换函数两者乘积, 满足

$$P_D = D(\beta_2, z, W) \cdot H(p), \quad (14)$$

其中 β_2 为二阶色散系数, z 为光纤长度. W 为光脉冲峰值功率 $1/e$ 点全宽度. p 为分数阶傅里叶变换的阶

数, $p = \frac{\alpha}{\pi/2}$, α 为分数阶傅里叶变换的旋转变换角度. 根据文献[16]给出了分数阶傅里叶变换的定义

$$X_p(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1 - icot\alpha}{2\pi} x(t) \times \exp\left(i \frac{t^2 + u^2}{2} cot\alpha - iutcsc\alpha\right) dt. \quad (15)$$

因为色散不改变频域,故定义色散对频域损伤值为0,对时域的影响定义为1. 则有

$$H(P) = \begin{cases} 1, & p = 0, \\ H(p), & 0 < H(p) < 1, p \neq 0, 1, \\ 0, & p = 1. \end{cases} \quad (16)$$

2.4. 非线性损伤因子

类似地,我们定义 P_N 为光脉冲传输中的非线性损伤函数,满足下面的条件:

$$P_N = N(\gamma, P_0, z) \cdot h(p), \quad (17)$$

对于非线性损伤部分的自相位调制作用,有

$$h(p) = \begin{cases} 0, & p = 0, \\ h(p), & 0 < h(p) < 1, p \neq 0, 1, \\ 1, & p = 1. \end{cases} \quad (18)$$

同时考虑色散和自相位调制作用对脉冲包络传输过程中的影响时,由于两种损伤是在两个分离的域中进行的,故两者可以认为是相互独立的,那么总的损伤应该为线性损伤和非线性损伤之和,图1可以更形象地说明这种假设分析方法的原理.

$$P = P_D + P_N$$

$$= D(\beta_2, z, W)H(p) + N(\gamma, z, P_0)h(p). \quad (19)$$

只要对(19)式取最小值就能得到在色散和非线性联合作用下,光脉冲传输时的最小损伤数值.

最小的光脉冲传输总损伤值可以由下式给出:

$$p | \min \{ D(\beta_2, z, W)H(p) + N(\gamma, z, P_0)h(p) \}. \quad (20)$$

在(20)式中,由于光纤的色散值和非线性系数是固定,唯一可变的是傅里叶变换的阶次,这样,可以通

过找到一个最佳的阶次,得到一个即总的传输损伤是一个关于阶次 p 的函数,通过求得最佳值,使光脉冲在光纤传输过程中实现最小损伤的传输方案.

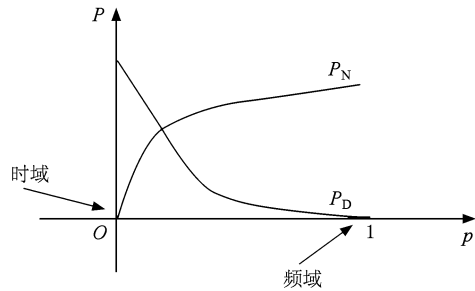


图1 不同阶次 p 时,线性损伤函数和非线性损伤函数的取值

3. 分数阶傅里叶变换的光时域实现

(15)式给出了分数阶傅里叶变换的定义,将其改写为

$$X_p(u) = \sqrt{\frac{1 - icot\alpha}{2\pi}} \exp\left(-i \frac{1}{2} u^2 \tan \frac{\alpha}{2}\right) \times \left\{ \left[x(t) \exp\left(-it^2 \frac{1}{2} \tan \frac{\alpha}{2}\right) \right] \otimes \exp\left(i \frac{1}{2} csc\alpha t^2\right) \right\}. \quad (21)$$

从上式看出分数阶傅里叶变换可以分为三步来实现:

$$g(t) = x(t) \exp\left(-it^2 \frac{1}{2} \tan \frac{\alpha}{2}\right)$$

$$g'(t) = g(t) * \exp\left(i \frac{1}{2} csc\alpha t^2\right),$$

$$X_p(t) = g'(t) \sqrt{\frac{1 - icot\alpha}{2\pi}} \times \exp\left(-i \frac{1}{2} t^2 \tan \frac{\alpha}{2}\right), \quad (22)$$

其数学含义是为一个平方相位调制,时域卷积再加上一个平方相位调制,物理上可以用图2来实现,输

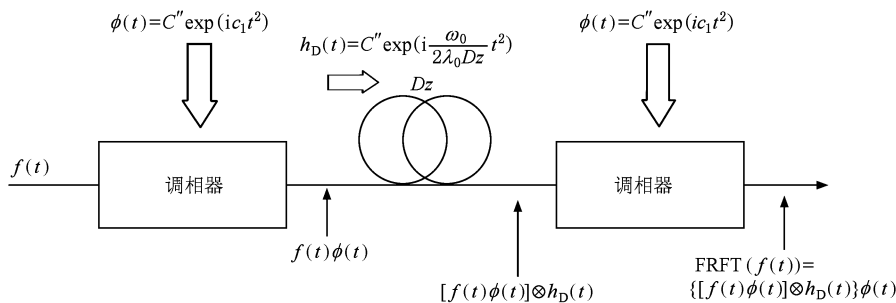


图2 分数阶傅里叶变换的光时域实现原理框图

入信号脉冲先进行一个平方相位调制,再进入一段色散光纤进行时域卷积,最后再加上一个平方相位调制,即可完成输入脉冲相应阶次的分数阶傅里叶变换.

当忽略高阶次的色散时,光纤的频域传递函数为

$$H_D(\omega) = \exp\left(i \frac{1}{2} \beta_2 z \omega^2\right). \quad (23)$$

变换到时域有

$$\begin{aligned} h_D(t) &= F^{-1}[H_D(\omega)] = C' \exp\left(-i \frac{1}{2\beta_2 z} t^2\right) \\ &= C' \exp\left(i \frac{\omega_0}{2\lambda_0 D z} t^2\right), \end{aligned} \quad (24)$$

其中 F^{-1} 代表反傅里叶变换. C' 是和 $\beta_2 z$ 有关的常数. $D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2$, c 为真空中的光传播速度. z 为光纤长度. 相位调制器的调制函数为

$$\phi(t) = C'' \exp(i c_1 t^2), \quad (25)$$

其中 C' 为常数, c_1 是调制系数. 如图 2 中所示, 调制

器和色散光纤必须满足下面的条件才能够实现相应的分数阶傅里叶变换:

$$\begin{aligned} c_1 &= -\frac{1}{2} \tan \frac{\alpha}{2}, \\ \frac{\omega_0}{\lambda_0 D z} &= \csc \alpha. \end{aligned} \quad (26)$$

例如实现一个 -0.5 阶的分数阶傅里叶变换时, 调制器必须满足 $c_1 = -0.207 \text{ ps}^{-2}$ 以及光纤满足 $Dz = -0.78245 \text{ ps/nm}$, 其中光波长为 $\lambda_0 = 1550.12 \text{ nm}$.

4. 一种基于分数阶傅里叶变换的最小损伤光脉冲传输方法以及仿真分析

根据上面的分析, 我们提出了一种基于分数阶傅里叶变换的最小损伤光脉冲传输方法, 如图 3 所示, 光脉冲在进入光纤传输前先进行光时域分数阶傅里叶变换, 变换后的脉冲的波形将具有新的性能, 比如将被带上新的啁啾量, 从而具有更强的抗色散和非线性能力.

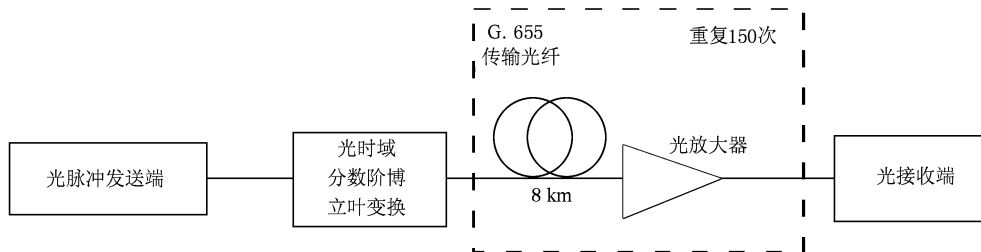


图 3 基于分数阶傅里叶变换的最小损伤光脉冲传输方法

输入的高斯光脉冲可以由下式表示:

$$A(0, t) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{1+i(-C)}{2} \frac{t^2}{T^2}\right), \quad (27)$$

其中, P_0 和 C 分别是输入光脉冲的峰值功率和预啁啾系数. T 为脉冲 $1/e$ 峰值功率半宽度, 在本文的仿真中为 40. 我们使用 Matlab 软件, 采用分步傅里叶方法^[18]来仿真图 3 的方法在光纤中的传输性能. 仿真系统中, 光纤二阶色散 $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$ 非线性系数 $\gamma = 3 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$. 每个跨段的光纤长度为 8 km, 损耗系数为 $\alpha_0 = 0.2 \text{ dB/km}$. 输入脉冲为高斯脉冲, 经过分数阶傅里叶变换之后仍为高斯型, 但脉冲宽度和相位会发生一定变化. 可在图 4 中看到.

仅考虑(4)中的色散, 忽略自相位调制作用, 并将(27)式代入(4)式得到

$$A(z, t) = \frac{T}{[T^2 - i\beta_2 z(1 + iC)]^{1/2}}$$

$$\times \exp\left\{-\frac{(1 + iC)t^2}{2[T^2 - i\beta_2 z(1 + iC)]}\right\}, \quad (28)$$

脉冲展宽因子为

$$K = \frac{T(z)}{T} = \sqrt{\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{T^2}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T^2}\right)^2}. \quad (29)$$

从上式中类推以及图 4 中看到, 经分数阶傅里叶变换作用后的光脉冲会被引入一种新的啁啾分量. 变换后的光脉冲宽度会被增加 1—2 倍, 同时啁啾量也会发生一定的改变. 从(29)式看到, 这两种效果都可以一定程度上减缓脉冲的展宽, 以上(29)式的推导结果是预啁啾为线性啁啾时的情况, 分数阶傅里叶变换后的光脉冲的啁啾不一定是线性啁啾, 因此该式只能在一定程度上用来理解分数阶傅里叶变换的展宽情况. 如图 5 所示, 用线性啁啾和不同脉冲宽度来代替分数阶傅里叶变换的效果, 可以分析分

数阶傅里叶变换减缓脉冲展宽的原理.

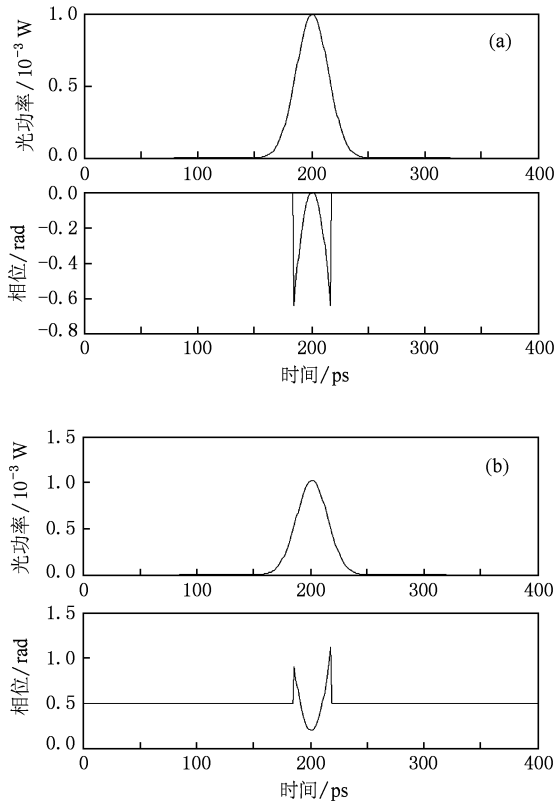


图4 (a)为输入的预啁啾的光脉冲波形及相位;(b)为经过-0.45阶分数阶傅里叶变换后的光脉冲波形以及相位关系

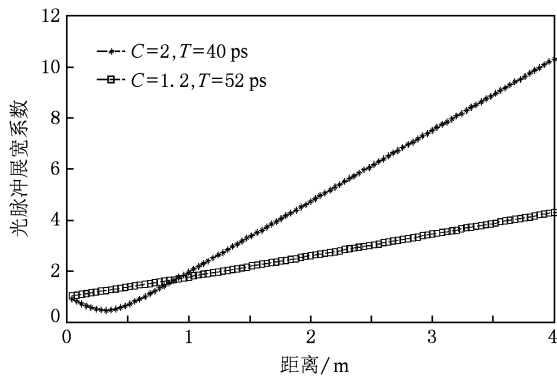


图5 脉冲展宽系数在预啁啾系数 C 和脉冲宽度 T 大小不同的情况

4.1. 色散占主要时的情况

我们取光脉冲峰值功率 P_0 为 6 mW, 预啁啾系数取为 -2. 仿真结果由图 6—8 给出. 在图 6 中, $p = 0$ 对应于输入光脉冲不做 FRFT 而直接进入光纤进

行传输, 可以看到这时色散导致的光脉冲展宽很严重. 在起始阶段, 光脉冲会被先压缩, 这是因为输入光脉冲带有预啁啾量. 当 $p = 0.2$ 时, 可以看到, 光脉冲在传输中只有展宽, 这是因为进行的分数阶傅里叶变换已将预啁啾量抵消, 因而看不到和 $p = 0$ 一样的先压缩后展宽的情形. 但当进行的变换的阶次 $p < 0$ 时, 光脉冲的先压缩过程会被拉长. 从这几种情况当中, 可以发现 $p = -0.5$ 阶次时, 光脉冲的展宽现象是最小的, 虽然 $p = -0.4$ 时的起始压缩过程更严重, 但很快光脉冲又以更快的速度展宽. 图 7 为传输 150×8 km 后的输出光脉冲, 可以看到 $p = -0.5$ 阶次的输出光脉冲是最窄的, 也即抗色散能力最强. 图 8 为 -0.5 阶变换情况下的光脉冲传输情况和不做变换的情况的对比, 可以明显看到 FRFT 对色散具有很好的补偿作用.

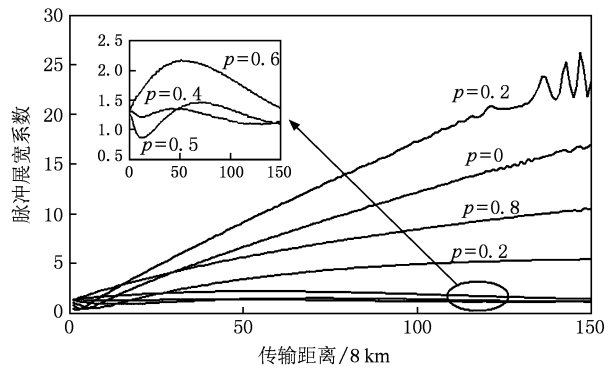


图6 不同阶次分数阶傅里叶变换后的光脉冲在光纤传输过程中的展宽情况

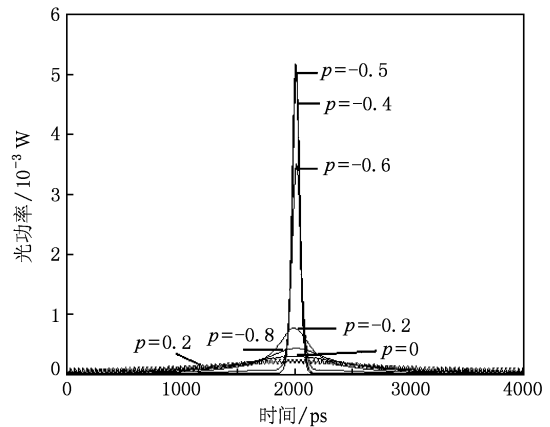


图7 不同阶次分数阶傅里叶变换后的光脉冲在光纤中进行传输后的输出脉冲波形

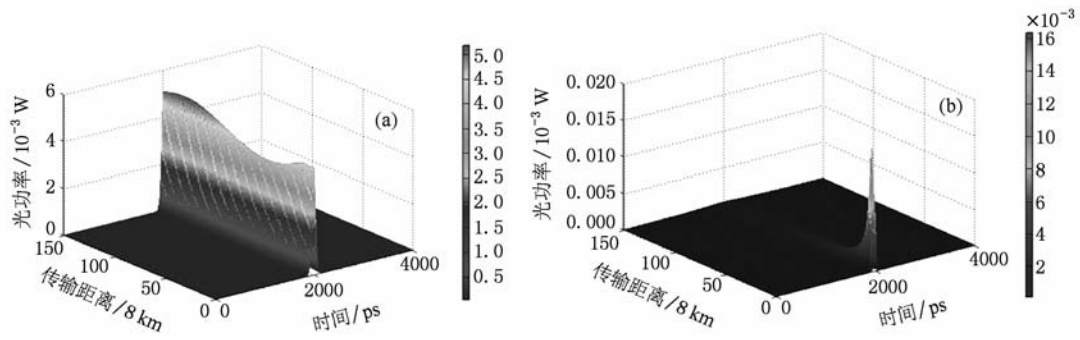


图8 (a) -0.5阶FRFT后的光脉冲传输情况;(b)不做FRFT的光脉冲的传输情况

FRFT也是一种致啁啾变换,因此本文接着讨论预啁啾参数对我们的方案的影响. 仿真结果在图8中给出,取变换的阶次为 $p = -0.5$,改变不同的预啁啾参数. 从图9中可以看到,若不加预啁啾,FRFT对脉冲抗色散性能的提高就不再那么显著. 同时也看到,预啁啾参数也不是越大越好,存在一个最佳值,这个最佳预啁啾参数在 $C = -2$ 左右.

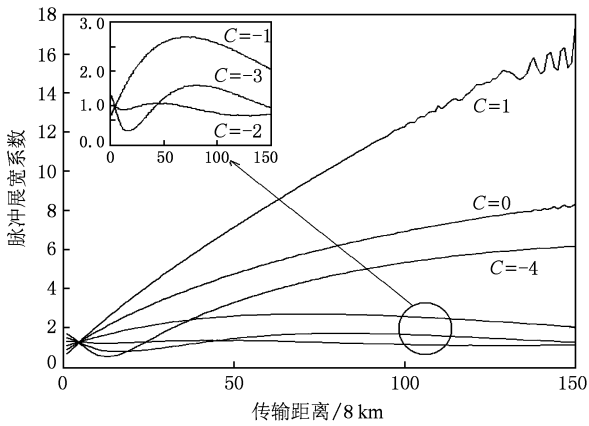


图9 不同预啁啾参数下, -0.5阶分数阶傅里叶变换后的光脉冲在传输过程中的展宽情况

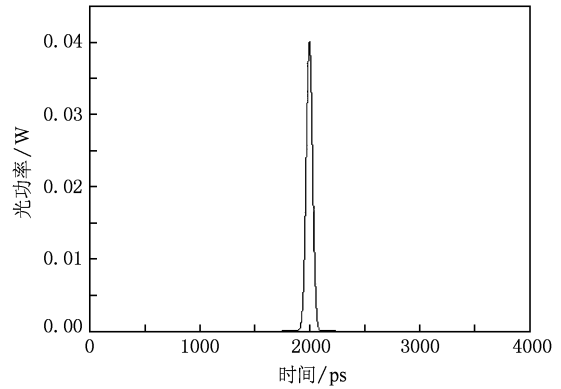


图10 输入的光脉冲波形

4.2. 自相位调制占主要作用的情况

为了更清楚的看到自相位调制作用的脉冲分裂效应,取光脉冲峰值功率为40 mW. 仿真结果由图11—13给出,在该部分研究中,仿真结果说明这时的预啁啾将不再那么重要,因为预啁啾也类似于一种相位调制作用,可以理解为被大的自相位调制作用所抵消,因而使用或不使用预啁啾对研究结果

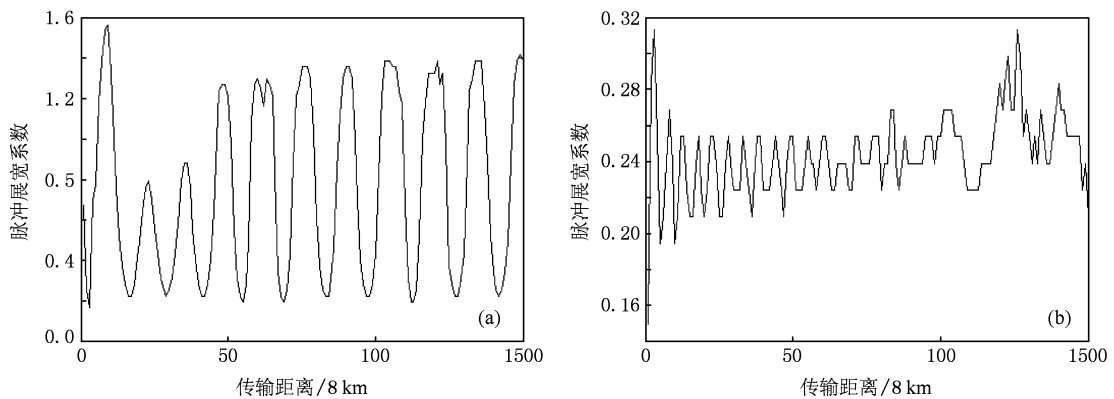


图11 (a)不做FRFT时光脉冲传输过程中的展宽情况;(b)0.4阶FRFT后光脉冲传输过程中的展宽情况

将不会带来很大的影响. 图 11 中可以看到, 由于光脉冲峰值功率很大, 自相位调制作用很强, 光脉冲刚开始会被压缩到很窄. 随后的过程中, 脉冲宽度会发生周期性压缩与展宽. 图 12 为光脉冲在传输过程中的波形变化. 可以看到, 进行 0.4 阶 FRFT 后的

光脉冲在传输过程脉冲宽度变化比较小. 不做 FRFT 时的光脉冲在传输过程中会由于自相位调制作用很强而产生脉冲分裂效应. 从图 13 中看到, 进行了 0.4 阶 FRFT 后的光脉冲传输后没有出现脉冲分裂现象.

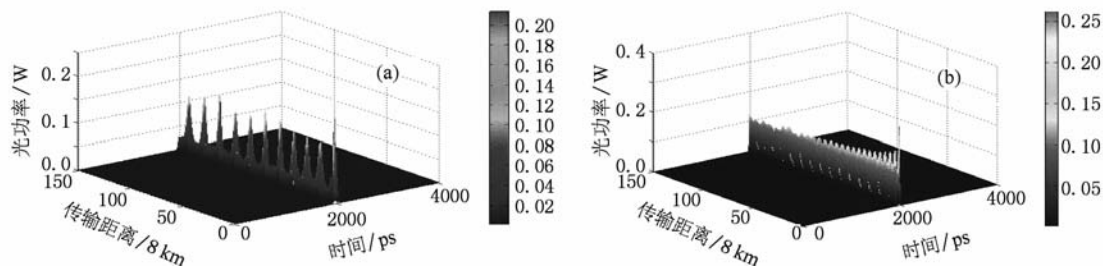


图 12 (a)不做 FRFT 时光脉冲传输过程中的波形变化; (b)0.4 阶 FRFT 后的光脉冲在传输过程中的波形变化

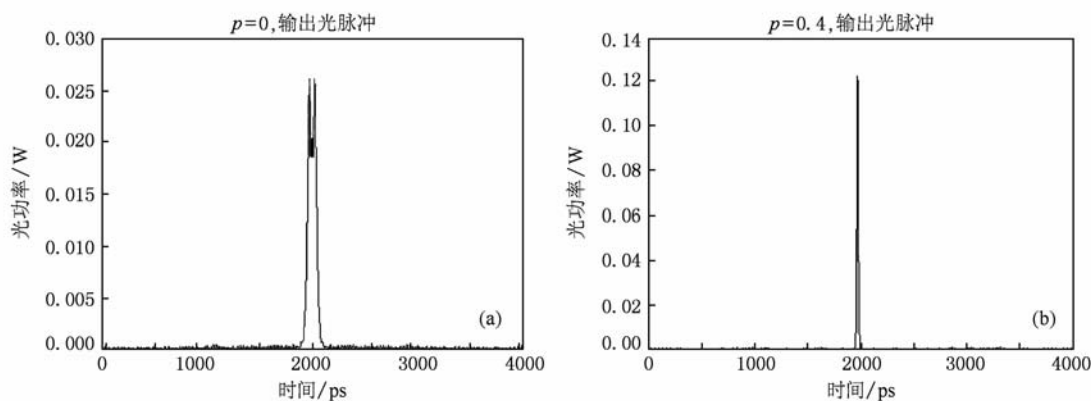


图 13 (a)不做 FRFT 时光脉冲传输后的输出波形; (b)0.4 阶 FRFT 后的光脉冲在光纤中传输后的输出波形

5. 结 论

本文提出了光时域分数阶傅里叶变换在光纤通信中的应用, 以及基于 FRFT 的色散和自相位调制作用对光脉冲传输影响新的分析方法, 得到一种考虑到色散和自相位调制的光脉冲最小损伤传输方法, 也就是将高斯光脉冲先进行 FRFT, 变换后的

脉冲波形将具有更好的抗色散和非线性的能力. 仿真结果表明, 恰当阶次的 FRFT 可以用在光脉冲进入光纤传输前, 大大提高光脉冲的抗色散能力. 同时也研究了自相位调制作用很强时, 分数阶傅里叶变换对光脉冲分裂效应的具有消除作用. 对高速光纤通信具有很好的应用意义, 文章还给出了全光时域 FRFT 的实现方法.

[1] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics* 3rd edition
 [2] Sano A, Miyamoto Y, Kuwahara S, Toba H 2000 *J. Lightwave Technol.* **18** 1519
 [3] Green A G, Mitra P P, Wegener L G L 2003 *Opt. Lett.* **28** 2455
 [4] Hayase S, Kikuchi N, Sekine K, Sasaki S 2004 OSA/OFC ThM3
 [5] Shen S, Chang C C, Sardesai H P, Binjrajka V, Weiner A M 1999 *J. Lightwave Technol.* **17** 452
 [6] Schimpf D N, Seise E, Limpert J, Tünnemann A 2009 *Opt. Express* **17** 4997
 [7] Nakazawa M, Hirooka T 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 1842
 [8] Ng T T, Parmigiani F, Ibsen M, Zhang Z W, Petropoulos P, Richardson D J 2008 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **20** 1097
 [9] Teng S Y, Cheng C F, Liu M, Liu L R, Xu Z Z 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 316 (in Chinese) [藤树云、程传福、刘曼、刘

- 立人、徐至展 2003 物理学报 **52** 316]
- [10] Pei L, Ning T G, Li T J, Dong X W, Jian S S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1630 (in Chinese) [裴 丽、宁提纲、李唐军、董小伟、简水生 2005 物理学报 **54** 1630]
- [11] Li Q L, Li Q S, Lin L B 2006 *Chin. Phys.* **15** 2306
- [12] Zhang J Z, Wang Y C, Wang A B 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3264
- [13] Essiambre R J, Agrawal G P 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 2420
- [14] Hanna M, Porte H, Goedgebuer J P, Rhodes W T 1999 *Opt. Lett.* **24** 732
- [15] Liu J S 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3014 (in Chinese) [刘劲松 2004 物理学报 **53** 3014]
- [16] Almeida L B 1994 *IEEE Trans on Signal Processing* **42** 3084
- [17] Li W, Qiao Y J, Han Q S, Zhang H 2009 *Chin. Opt. Lett.* **7** 679
- [18] Sinkin O V, Holzlohner R, Zweek J, Menyuk C R 2003 *J. Lightwave. Technol.* **21** 61

The new insight into the optical pulse propagation theory and minimum-distortion propagation based on the fractional Fourier transformation *

Han Qing-Sheng¹⁾ Qiao Yao-Jun²⁾ Li Wei^{1)†}

1) (Wuhan National Lab for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

2) (Key Laboratory of Information Photonics and Optical Communication, Ministry of Education, Beijing University of Posts and Telecommunication, Beijing 100876, China)

(Received 11 January 2010; revised manuscript received 4 March 2010)

Abstract

The theoretical derivation of optical time-domain fractional Fourier transformation is achieved and implemented. Based on the understanding of fractional Fourier transformation, we propose a new method for analyzing the influence of combined effects of dispersion and self-phase modulation on the propagation of optical pulses. And the simulation results show that when the dispersion is dominant in the transmission, a fractional Fourier transformation with a negative order number will help reduce the broadening of optical pulses induced by the dispersion. On the other hand, when the self-phase modulation is dominant, a positive order fractional Fourier transmission can help eliminate the pulse splitting effect.

Keywords: optical propagation, fractional fourier transformation, dispersion, self-phase modulation

PACS: 42.79.-e, 42.79.Sz

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60772013), the National 973 (Grant Nos. 2010CB328300 & 2010CB328305), the National 863 (Grant No. 2009AA03Z408), the Open Fund of Key Laboratory of Information Photonics and Optical Communications, Beijing University of Posts and Telecommunications.

† Corresponding author. E-mail: weilee@hust.edu.cn