

利用单模光纤中的交叉相位调制产生单周期化脉冲的研究*

向望华[†] 陈晓伟 谈 斌 张贵忠

(天津大学精密仪器与光电子工程学院, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072)

(2003 年 1 月 21 日收到 2003 年 4 月 7 日收到修改稿)

描述了利用光纤中的交叉相位调制(XPM)效应产生单周期化脉冲的基本原理. 详细分析了不同初始脉冲条件对脉冲频谱展宽的影响. 然后针对具体事例用分步傅里叶方法对分析结果进行了验证. 最终得到了 200—1000THz 的超宽带频谱, 并给出了理想压缩脉冲的时域脉宽和形状.

关键词: 单周期化脉冲, 交叉相位调制, 超宽带频谱

PACC: 4280W, 4265, 4280M, 4225K

1. 引 言

开始于 20 世纪 60 年代的锁模及脉冲压缩技术至今已获得长足的进步, 新的锁模机理和脉冲压缩技术层出不穷, 尤其是 1990 年掺钛蓝宝石自锁模激光器的诞生使得新的固体飞秒激光、放大以及相关的超快非线性技术取得惊人的发展. 光脉冲究竟能够达到多窄, 如何将光脉冲进一步压缩一直是飞秒技术工作者最感兴趣的问题之一. 用压缩技术得到超短脉冲的关键在于采取某种方法获得超宽带频谱. 综观以往的各种压缩技术^[1-5], 其主要宗旨都是利用非线性介质(如光纤)的 SPM 效应使光谱展宽, 再经压缩将脉宽变窄. 例如, 1997 年 Nisoli 等人^[5]将 1GW 20fs 的 Ti:sapphire 激光脉冲输入石英光纤中, 利用其 SPM 效应展宽光谱, 然后进行压缩获得了 4.5fs 的光脉冲. 然而这种方法存在其固有的缺点: 对于非线性折射率较小的非线性介质, 要利用其 SPM 效应得到超宽带频谱, 需要很高的脉冲峰值功率, 而这将带来多光子电离, 多模传输以及自聚焦等一系列非线性问题, 给实验带来相当大的难度. 近年有人^[6,7]提出利用多波长交叉相位调制(XPM)效应来产生超宽带频谱, 因为理论上利用 XPM 得到的频谱宽度是利用 SPM 得到的频谱宽度的四倍, 因此利

用 XPM 和 SPM 共同作用将有可能使光谱得到充分的展宽, 从而获得单周期化脉冲. 本文给出了利用两个不同频率但初始相位差恒定的飞秒脉冲之间的 XPM 效应获得单周期化脉冲的基本原理, 并用分布傅里叶方法求解光脉冲在光纤中的传输方程, 详细分析了不同初始脉冲和光纤条件对脉冲频谱展宽程度的影响, 并针对具体事例用数值方法对分析结果进行了验证, 最终得到了宽度达 800THz 的超宽带频谱, 并给出了理想压缩脉冲的时域脉宽(~1fs) 和形状.

2. 基本原理

利用石英光纤中的 XPM 效应产生单周期化脉冲的基本方法是, 令两个不同频率但初相位差恒定的光脉冲同时在一小段单模光纤中传输, 则这两个脉冲之间的 XPM 效应使它们的频谱同时得到展宽, 在合适的初始条件下两脉冲的频谱将连接起来, 覆盖两脉冲中心频率之间的整个频段, 从而得到超宽带频谱, 然后通过空间相位调制器补偿频谱中的频率啁啾, 这样就可以得到近单周期脉冲. 图 1 为产生单周期化脉冲的系统示意图, 其中设脉冲 1(I_1)的角频率为 ω_1 , 脉冲 2(I_2)的角频率为 ω_2 , 且 $\omega_2 = 2\omega_1$. 首先, 我们应该明确这样两点: 一是两脉冲的初始相位差恒定, 因为相位差恒定使得频谱展宽后

* 国家自然科学基金(批准号 69978015, 69987002)资助的课题.

[†] whxiang@tju.edu.cn

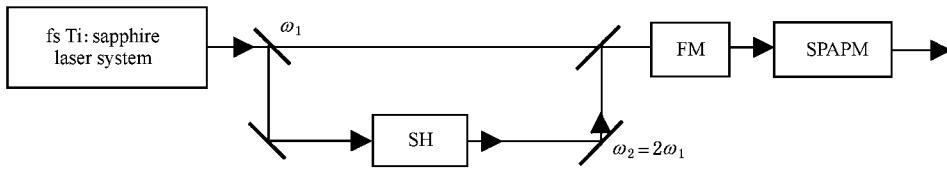


图 1 产生单周期化脉冲的实验系统示意图 其中 SH 表示二次谐波 ;FB 表示一小段单模光纤 ;SPAPM 表示空间相位滤波器

的脉冲更易合成. 二是应保证两输入脉冲的峰值功率相等, 因为这样才能使两脉冲的频谱展宽宽度大致相等. 在图 1 所示的系统中, I_1 是从 Ti:sapphire 锁模激光器输出的脉冲, I_2 是 I_1 的倍频光, 即 $\omega_2 = 2\omega_1$. 这样两脉冲就满足了初相位差恒定的要求, 它们之间的关系符合等式 $\phi_{02} - \phi_{01} = (2n + 1)\pi/2 + \phi_{01}$ (其中 ϕ_{0i} 为脉冲 I_i 的初始相位, n 为整数^[8]), 这是因为在二次非线性过程中要保证辐射能量的同相积累就必须满足相位匹配及频率守恒的条件.

假定两脉冲的线性极化方向相同, 且在慢变包络近似下, 脉冲 I_i ($i = 1, 2$) 振幅电场的包络为 $A_i(z, t)$, 其归一化形式为

$$u^{(i)}(\xi_i, \tau_i) = \left(\frac{\gamma_i T_{0i}^2}{|\ddot{k}_{0i}|} \right)^{\frac{1}{2}} A_i(z, t - t_{i0}) \\ = \left(\frac{N_{\text{sol},i}}{\sqrt{P_{0i}}} \right) A_i(z, t - t_{i0}), \quad (1)$$

其中 $N_{\text{sol},i} = \left(\frac{\gamma_i P_{0i} T_{0i}^2}{|\ddot{k}_{0i}|} \right)^{\frac{1}{2}}$ 为孤子数, T_{0i} 表示脉冲强度降到峰值功率的 $1/e$ 时的宽度, t_{i0} 表示脉冲 I_i 相对与脉冲 I_1 的延迟时间; P_{0i} 为输入脉冲 I_i 的峰值功率. 考虑到脉冲在一小段光纤中的传输损耗非常小, 所以可以忽略光纤损耗, 那么这两个频谱不交叠的脉冲在光纤中的传输方程由下式描述:

$$\frac{\partial u^{(1)}(\xi_1, \tau_1)}{\partial \xi_1} = -\frac{i}{2} \text{sgn}(\ddot{k}_{01}) \frac{\partial^2 u^{(1)}(\xi_1, \tau_1)}{\partial \tau_1^2} \\ + \beta_{01} \frac{\partial^3 u^{(1)}(\xi_1, \tau_1)}{\partial \tau_1^3} \\ + j \left[|u^{(1)}(\xi_1, \tau_1)|^2 \right. \\ \left. + 2 |u^{(2)}(\xi_1, \tau_1)|^2 \right] u^{(1)}(\xi_1, \tau_1), \quad (2a)$$

$$\frac{\partial u^{(2)}(\xi_2, \tau_2)}{\partial \xi_2} = -\frac{i}{2} \text{sgn}(\ddot{k}_{02}) \frac{\partial^2 u^{(2)}(\xi_2, \tau_2)}{\partial \tau_2^2}$$

$$+ \beta_{02} \frac{\partial^3 u^{(2)}(\xi_2, \tau_2)}{\partial \tau_2^3} \\ + j \left[|u^{(2)}(\xi_2, \tau_2)|^2 \right. \\ \left. + 2 |u^{(1)}(\xi_2, \tau_2)|^2 \right] u^{(2)}(\xi_2, \tau_{21}), \quad (2b)$$

式中 $\beta_{0i} = \frac{\ddot{k}_{0i}}{6 |\ddot{k}_{0i}| T_{0i}}$ 为归一化三阶色散参量; ξ_i 和 τ_i 由下式决定:

$$\xi_i = \frac{|\ddot{k}_{0i}| z}{T_{0i}^2}, \\ \tau_i = \frac{t - t_{i0} - \dot{k}_{0i}}{T_{0i}}. \quad (3)$$

另外, \dot{k}_{0i} 是群速度 $v_{g,i}$ 的倒数, \ddot{k}_{0i} 为群速度色散 (GVD) 参量, \ddot{k}_{0i} 为三阶色散 (TOD) 参量, $T_i = t - z/v_{g,i}$, α_i 为损耗系数, $\gamma_i = \omega_i n_2 / (2c^2 \epsilon_0 n_{0i} A_{\text{eff}})$, 称为非线性系数, 其中 n_2 为非线性折射率, n_{0i} 为线性折射率, c 和 ϵ_0 分别表示真空中的光速和介电常数, A_{eff} 为有效纤芯面积.

为了便于分析, 以 ξ_1, τ_1 为基准坐标, 并利用转变关系

$$\xi_2 = a_2 \xi, \\ \tau_2 = b_2 \tau_1 + c_2 + d_2 \xi_1, \\ \text{式中 } a_2 = \frac{|\ddot{k}_{02}| T_{01}^2}{|\ddot{k}_{01}| T_{02}^2}, b_2 = \frac{T_{01}}{T_{02}}, c_2 = -\frac{t_{20}}{T_{02}}, \\ d_2 = \frac{(\dot{k}_{01} - \dot{k}_{02}) T_{01}^2}{T_{02} |\ddot{k}_{01}|},$$

将方程 (2b) 转变到基准坐标下, 即

$$\frac{\partial u^{(2)}(\xi_1, \tau_1)}{\partial \xi_1} = -\frac{i}{2} \text{sgn}(\ddot{k}_{02}) S_{12} \frac{\partial^2 u^{(2)}(\xi_1, \tau_1)}{\partial \tau_1^2} \\ + S_{22} \frac{\partial^3 u^{(2)}(\xi_1, \tau_1)}{\partial \tau_1^3} \\ + S_{32} \frac{\partial u^{(2)}(\xi_1, \tau_1)}{\partial \tau_1}$$

$$\begin{aligned}
& + j S_{42} \left[|u^{(2)}(\xi_1, \tau_1)|^2 \right. \\
& + 2 |u^{(1)}(\xi_1, \tau_1)|^2 \left. \right] \\
& \times u^{(2)}(\xi_1, \tau_1), \quad (4)
\end{aligned}$$

这里 $u^{(2)}(\xi_1, \tau_1) \equiv u^{(2)}(a_2, b_2 \tau_1 + c_2 + d_2 \xi_1)$, 且有

$$\begin{aligned}
S_{12} &= \frac{|\vec{k}_{02}|}{|\vec{k}_{01}|}, \\
S_{22} &= \frac{\beta_{02} |\vec{k}_{02}| T_{02}}{|\vec{k}_{01}| T_{01}}, \\
S_{32} &= \frac{(\dot{k}_{01} - \dot{k}_{02}) T_{01}}{|\vec{k}_{01}|}, \\
S_{42} &= a_2. \quad (5)
\end{aligned}$$

方程(2a)和(4)式的等号右边的第一项和第二项分别代表群速度色散和三阶色散,方程(4)的第三项为群速度失配项,方程(2a)的第三项和方程(4)的第四项与SPM相联系,而方程(2a)的第四项和方程(4)的第五项则产生于两脉冲之间的XPM.到此为止,可使用数值方法求解(2a)和(4)的联立方程组,得到 $u^{(1)}(\xi_1, \tau_1)$ 及 $u^{(2)}(\xi_1, \tau_1)$ 的值.在此值得注意的是,在推导方程(2a)和(4)时,由于相位失配的关系,三阶非线性极化项对非线性相移的贡献很小,所以已被忽略不计.

我们称从光纤输出的波为合成波,其电场表达式为

$$E_T(z_0, t) = \frac{1}{2} A_T(z_0, t) \exp(-j\omega_c t) + \text{c.c.} \quad (6)$$

其中 $\omega_c = (\omega_2 - \omega_1)/2 = 3\omega_1/2$, 为谐角频率. $A_T(z_0, t)$ 为慢变包络,其表达式为

$$\begin{aligned}
A_T(z_0, t) &= \left(\frac{n_{01}}{n_{0c}} \right)^{\frac{1}{2}} A_1(z_0, t) \exp \left[j \left(\frac{\omega_1 t}{2} + \phi_{T1} \right) \right] \\
& + \left(\frac{n_{02}}{n_{0c}} \right)^{\frac{1}{2}} A_2(z_0, t - t_{20}) \\
& \times \exp \left[j \left(-\frac{\omega_1 t}{2} + \phi_{T2} \right) \right], \quad (7)
\end{aligned}$$

式中 $A_i(z_0, t - t_{i0}) \equiv (\sqrt{P_{0i}}/N_{sol,i}) u^{(i)}(\xi_{i0}, \tau_i)$, 其中 $i = 1$ 时 $t_{i0} = 0$, ξ_{i0} 为光纤长度 z_0 的归一化值. n_{0c} 为合成波的线性折射率, $\phi_{T1} = k_{01} z_0 + \phi_{01}$, $\phi_{T2} = k_{02} z_0 + \phi_{02} + 2\omega_{01} t_{20}$, 其中 ϕ_{01} 和 ϕ_{02} 分别为脉冲 1 和 2 的初相位.

$A_T(z_0, t)$ 的傅里叶变换 $A_T(\xi_{10}, \Omega)$ 的表达式为

$$\begin{aligned}
A_T(\xi_{10}, \Omega) &= \left[\frac{n_{01} P_{01}}{n_{0c} (N_{sol,1})^2} \right]^{\frac{1}{2}} \exp[j\phi'_{T1}] \\
& \times U^{(1)} \left(\xi_{10}, \Omega - \frac{\omega_{01} T_{01}}{2} \right) \\
& + \left[\frac{n_{02} P_{02}}{n_{0c} (N_{sol,2})^2} \right]^{\frac{1}{2}} \exp[j\phi'_{T2}] \\
& \times U^{(2)} \left(\xi_{10}, \Omega + \frac{\omega_{01} T_{01}}{2} \right) \\
& \equiv |A_T(\xi_{10}, \Omega)| \exp[j\phi'_T(\Omega)], \quad (8)
\end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
\phi'_{T1} &= \phi_{T1} + \omega_{01} \dot{k}_{01} z_0 / 2, \\
\phi'_{T2} &= \phi_{T2} + \omega_{01} \dot{k}_{01} z_0 / 2.
\end{aligned}$$

由此,可以得到合成波的强度谱 $I_T(\Omega) = \epsilon_0 c n_{02} |A_T(\xi_{10}, \Omega)|^2/2$, 以及与频率有关的相位 $\phi_T(\Omega) = \tan^{-1}(\text{Im}(A_T(\xi_{10}, \Omega))/\text{Re}(A_T(\xi_{10}, \Omega)))$. 另外,值得一提的是, Ω 是与归一化时间 τ_1 对应,而不是与原始时间 t 对应的角频率 ω , $\Omega = \omega * T_{01}$.

得到的合成波可用空间相位调制器补偿其非线性频率啁啾,从而获得近单周期脉冲.理想情况下,合成波的非线性啁啾被完全补偿,这时得到光波电场的表达式变为 $A'_T = A_T(\xi_{10}, \Omega) \exp[-j\phi'_{Tc}(\Omega)]$, 其中 $\phi'_{Tc}(\Omega)$ 为补偿后的相位值,若完全补偿,则为常数,由此可以得到脉冲的时域形状

$$I_T(\xi_{10}, \tau_1) = \epsilon_0 c n_{02} |F^{-1}\{A'_T\}|^2/2. \quad (9)$$

3. 理论分析

从一段长度为 z_0 的单模光纤中传输过后,脉冲 I_1 和 I_2 的频谱将得到几乎同等程度的展宽(因为 $P_{01} = P_{02}$),但仅仅频谱展宽并不能满足我们的要求. 我们希望两脉冲的频谱展的足够宽直至能够连接起来,并在连接处有轻微交叠. 而要达到预期的目的,必须选择合适的参数. 本文主要着重考虑的参数为两脉冲的初始时间延迟、初始峰值功率以及初始脉冲宽度.

3.1. 初始时间延迟对脉冲频谱展宽的影响

如上所述,脉冲 I_1 和 I_2 开始时互不交叠,它们之间有一个相对的时间延迟. 因为两脉冲的群速度不同,所以在正色散情况下,长波长脉冲传输速度快,即 $v_{g,1} > v_{g,2} \Rightarrow d > 0$, 其中 $d = 1/v_{g,2} - 1/v_{g,1} = \dot{k}_{02} - \dot{k}_{01}$ 为表征两脉冲之间群速度失配的参数.

如果 $t_{20} = 0$, 则表示两脉冲同时进入光纤,并同

时存在 SPM 和 XPM. SPM 使得脉冲前沿附近产生的啁啾为负, 中间部分为零, 后沿附近为正. 而对于 XPM, 由于 I_1 传播速度比 I_2 快, 所以主要是 I_2 的前沿与 I_1 的后沿发生互作用, 这时, XPM 使 I_1 产生的啁啾是负啁啾, 而使 I_2 产生的啁啾是正啁啾. 总体效果就是 I_1 的中心红移, I_2 的中心蓝移, 这样两脉冲的频谱就很难连成一体了, 所以这种情况不符合要求.

如果 $t_{20} > 0$, 表示 I_1 比 I_2 早进入光纤, 而又比 I_1 传播速度快, 这样在整个传输过程中两脉冲几乎没有机会相交叠, 也就是说几乎不存在 XPM, 只存在 SPM. 那么在这种情况下就不能达到利用 XPM 进行脉冲展宽的目的了.

对于 $t_{20} \approx z_0 d$ 的情况, I_2 先进入光纤, I_1 从后面赶过来, 并刚好在光纤的输出端赶上 I_2 . 在整个过程中主要是 I_1 的前沿与 I_2 的后沿发生相互作用, 即造成 I_1 产生的啁啾为正, 而 I_2 产生的啁啾为负, 总体效果就是 I_1 的中心蓝移, I_2 的中心红移, 这样两脉冲的频谱就比较容易连成一体, 形成所希望得到的超宽带频谱.

当 $z_0 d < t_{20} < 0$ 时, 表示 I_2 先进入光纤, I_1 从后面赶过来, 并且对称地通过 I_2 , 所以脉冲的中心啁啾为零, 与 SPM 情形相似, 两脉冲频谱朝两边几乎对称地展宽. 这种对称情况下脉冲频谱与光纤长度 (L) 和走离长度 (L_W) 的比值关系很大^[10], 如果 $L/L_W \approx 2$, 则两脉冲的频谱展得很宽, 并有很多结构.

表 1 光纤及输入脉冲参数

	脉冲 1	脉冲 2
λ_i/nm	750	375
$t_{p,i}/\text{fs}$	50	70.7
P_i/kW	900	900
t_{i0}/fs	0	$-26.8, -53.7, 0, 20$
z_0/mm	0.55	
$n_2(\text{m}^2/\text{V}^2)$	1.22×10^{-22} (来自于文献 [9])	
$r/\mu\text{m}$	1	
$\dot{k}_i(\text{s}/\text{m})$	4.8967×10^{-9}	5.01×10^{-9}
$\dot{k}_{0i}(\text{s}^2/\text{m})$	4.036×10^{-26}	10.741×10^{-26}
$\dot{k}_{0i}(\text{s}^3/\text{m})$	2.605×10^{-41}	3.248×10^{-41}

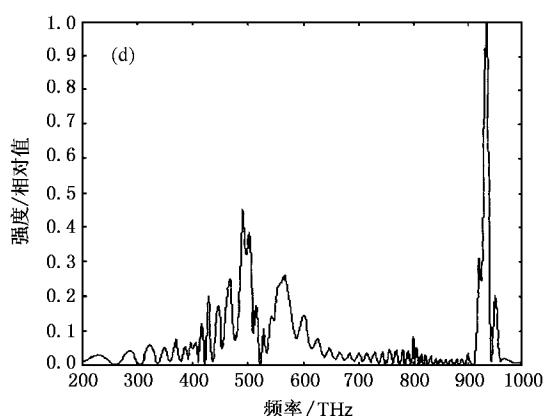
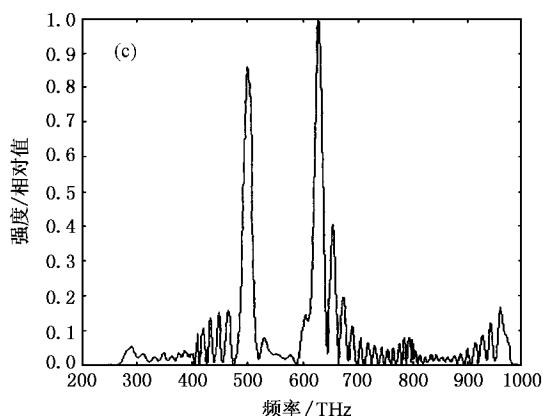
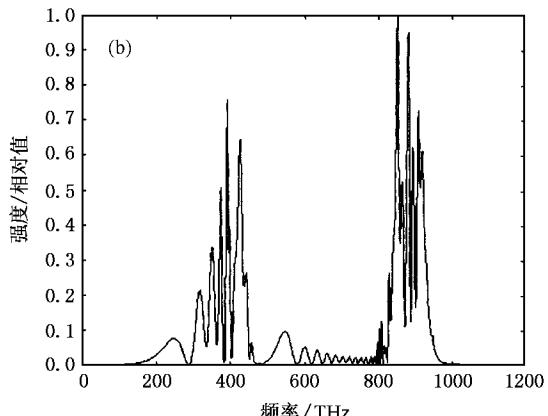
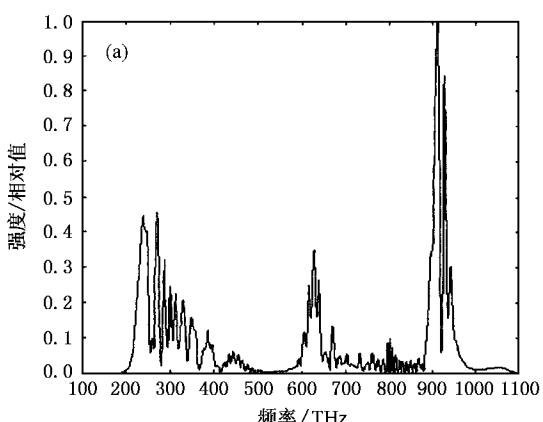


图 2 不同初始时间延迟对频谱展宽的影响 ($P_1 = P_2 = 900\text{kW}$, $t_{p,1} = 50\text{fs}$, $t_{p,2} = 70.7\text{fs}$, $z_0 = 0.55\text{mm}$) (a) $t_{20} = 0\text{fs}$ (b) $t_{20} = 20\text{fs}$ (c) $t_{20} = -53.7\text{fs}$ (d) $t_{20} = -26.8\text{fs}$

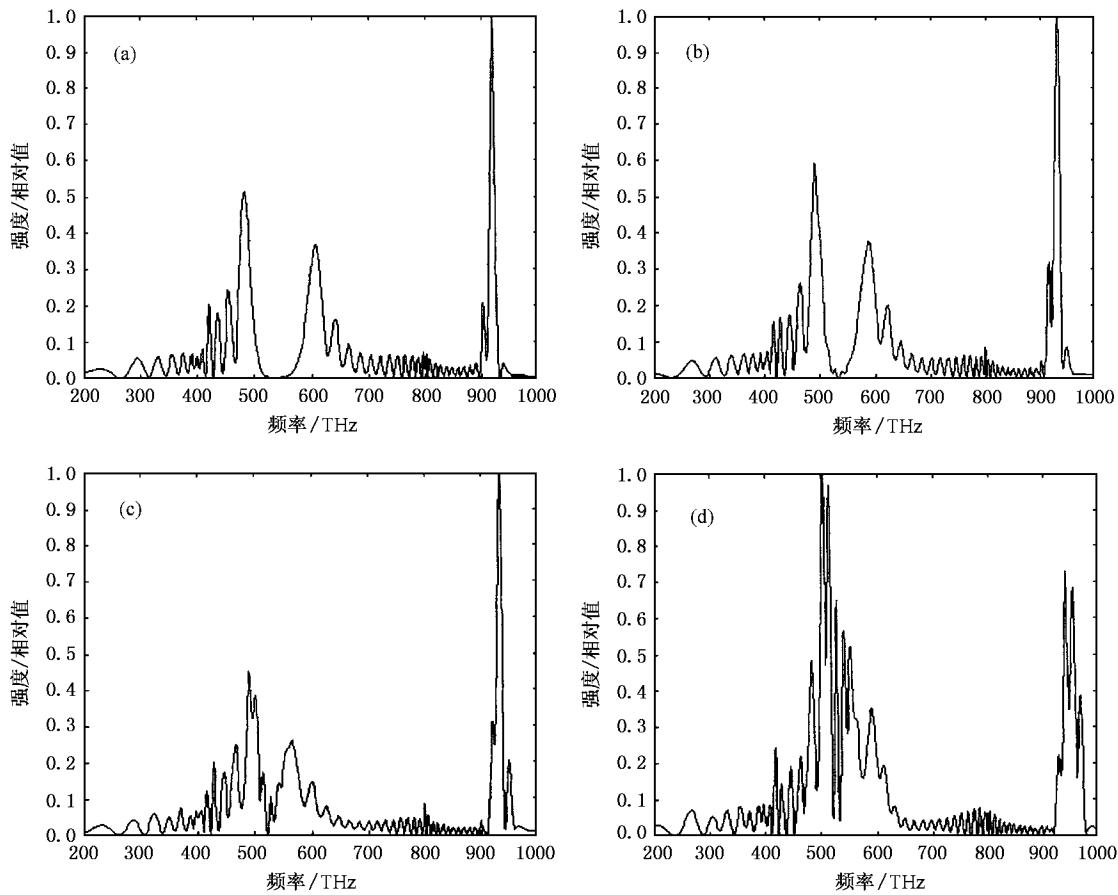


图3 采用不同脉冲峰值功率时的频谱展宽情况($t_{p,1} = 50\text{fs}$, $t_{p,2} = 70.7\text{fs}$, $t_{20} = -26.8\text{fs}$) (a) $P_1 = P_2 = 700\text{kW}$ (b) $P_1 = P_2 = 800\text{kW}$ (c) $P_1 = P_2 = 900\text{kW}$ (d) $P_1 = P_2 = 1000\text{kW}$

通过以上的讨论,我们认为 $t_{20} \approx z_0 d$ 和 $z_0 d < t_{20} < 0$ 两种情况都有可能满足我们的要求,所以为了确定哪一种情况最好,本文针对具体事例用计算机模拟输出展宽后的脉冲频谱来验证.表1为采用的具体参数,其中采用的光纤长度约为脉冲走离长度的2倍,初始脉冲为双曲正割脉冲,即 $\xi_i = 0$ 时的表达式为 $u^{(i)}(0, \tau_i) = N_{\text{sol},i} \times \text{sech}(\tau_i)$.图1给出了采用不同初始时间延迟时的频谱展宽情况.

从图形可以看出, $t_{20} = 0$ 时(图1(a)),正如上文所述,两脉冲中心分别向反方向频移,即 I_1 (基波)红移, I_2 (倍频波)蓝移,两脉冲频谱之间缝隙较大. $t_{20} = 20\text{fs}$ 时(图2(b)),两脉冲中心基本没有移动,两频谱之间只有一小部分能量,这说明整个传输过程中几乎不存在XPM. $t_{20} = -26.8\text{fs}$ (图2(d))和 $t_{20} = -53.7\text{fs}$ (图2(c))两种情况均达到了覆盖 ω_1 与 ω_2 之间整个频段的要求,然而从图形来看, $t_{20} = -26.8\text{fs}$ 时整个频谱展得更宽,超过 800THz. 所以,

最终认为采用 $t_{20} = -26.8\text{fs}$ 更合理,即让两脉冲在光纤中间部位相遇最好.

3.2. 脉冲峰值功率对频谱展宽的影响

脉冲峰值功率的大小直接影响着非线性作用的强弱,所以脉冲频谱的展宽受到脉冲峰值功率的影响是显而易见的. 峰值功率越高频谱就展得越宽,然而不能一味地要求高峰功脉冲,高峰功的脉冲是不易得到的,而且峰功太高会造成光纤的损伤. 所以说,找出能够使频谱展到足够程度所需的最低峰值功率的值是非常有必要的. 仍然针对上述事例,本文进行了多组计算,并给出了不同情况下的频谱图(图3),发现采用 $P_1 = P_2 = 900\text{kW}$ ($t_{p1} = 50\text{fs}$, $t_{p2} = 70.7\text{fs}$, $t_{20} = -26.8\text{fs}$)是最合适的. 从图中可以看出,脉冲峰功小于 900kW 时,频谱展宽程度明显变弱,甚至不能达到两频谱相连的要求(图3(a), (b)),而峰功大于 900kW 时,两脉冲频谱相互交叠的现象变得明显起来(图3(d)),这对于我们来说没

有必要. 只有峰功等于 900kW 时最合适, 两脉冲频谱既达到了连接在一起的要求, 又没有明显的交叠现象(图 3(c)).

3.3. 初始脉冲宽度对频谱展宽的影响

除了初始时间延迟和脉冲峰值功率会影响频谱展宽以外, 我们发现改变初始脉冲宽度也会影响频谱的展宽情况, 达到与较宽脉冲同样的展宽程度所需的脉冲峰值功率要小, 比如, 我们将上述事例中的输入脉冲宽度变为 $t_{p1} = 30\text{fs}$, $t_{p2} = 40.4\text{fs}$ (其他参数不变), 发现达到与 $t_{p1} = 50\text{fs}$, $t_{p2} = 70.7\text{fs}$ ($P_i = 900\text{kW}$)时同样的频谱展宽程度只需 700kW 的峰值功率, 频谱图参见图 4.

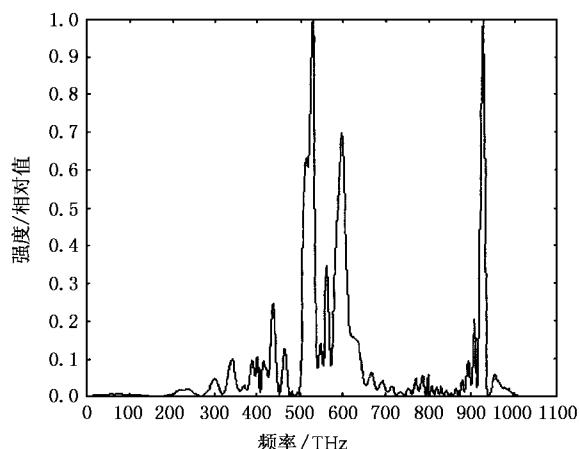


图 4 采用 $t_{p1} = 30\text{fs}$, $t_{p2} = 40.4\text{fs}$ ($P_i = 900\text{kW}$, $t_{20} = -26.8\text{fs}$)的初始脉冲时的频谱展宽情况

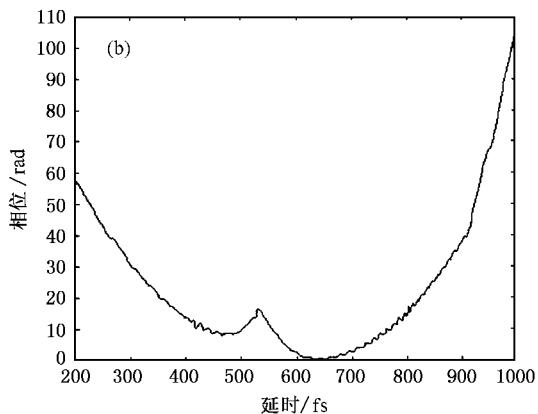
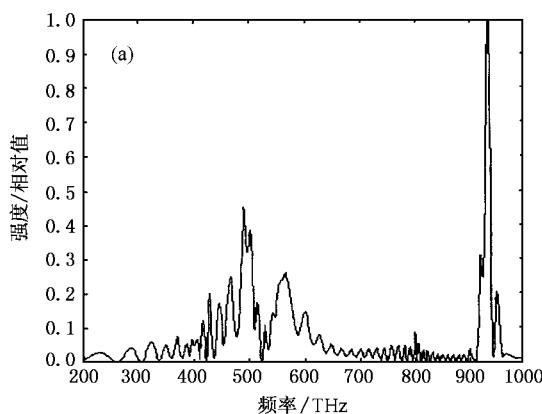


图 5 最终得到的合成波频谱图(a)以及其频域相位(b). 主要参数为: $z_0 = 0.55\text{mm}$, $t_{20} = -26.8\text{fs}$, $t_{p1} = 50\text{fs}$, $t_{p2} = 70.7\text{fs}$, $P_1 = P_2 = 900\text{kW}$

4. 计算结果

通过上文分析我们得到 脉宽分别为 $t_{p1} = 50\text{fs}$, $t_{p2} = 70.7\text{fs}$ 的两个脉冲从长度为 0.55mm 的光纤中传输过后, 要达到超宽带频谱的要求, 应选择的最佳初始时间延迟和脉冲峰值功率分别为 -26.8fs 和 900kW (两脉冲峰功相等). 有了这些参数, 我们得到了谱宽达 800THz 的合成波, 其频谱图及频域相位参见图 5(a)(b). 观察相位图我们发现两脉冲频谱呈现类线性特征, 这会使补偿啁啾的工作变的更容易些. 假设频率啁啾能够被完全补偿, 则我们可以得到半极大全宽度为 1.014fs 的单周期化脉冲, 时域形状参见图 6.

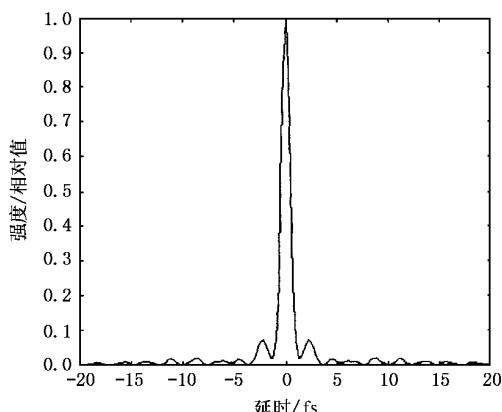


图 6 压缩后的时域脉冲形状

5. 咨啾补偿

所谓单周期化脉冲是在光强度的半值全宽度内,光电场只有一次振动的光脉冲,为产生这样的极短光脉冲,有两个重要的条件,1)必须获取超宽带光谱,2)啁啾补偿使脉冲充分被压缩。我们采用了SPM与XPM共同作用是可以获得超宽带光谱的途径。要真正获得理想的傅里叶极限超短光脉冲,也必须采取啁啾补偿,在光脉冲压缩实验中,通常使用棱镜对,光栅对,啁啾全反镜,或者是这样几种方法的组合,都可以获得较好的补偿效果。最近Karasawa等人采用空间相位调制器(SPAM)^[11],将超宽带谱(500nm—900nm)的脉冲进行啁啾补偿获得4.1fs超短光脉冲,这种空间相位调制器的二阶群延迟色散为-329fs²,三阶色散为-748fs²,目前是一种比较理想的补偿元件。

6. 结 论

本文介绍了利用单模石英光纤中的交叉相位调

制效应产生单周期化脉冲的基本概念及理论公式,并详细分析了不同初始脉冲条件对脉冲频谱展宽的影响,然后针对具体事例用分布傅里叶方法求解两个不同频率的飞秒光脉冲在光纤中的传输方程,对理论分析结果进行了验证。最终我们认为采用合适的初始时间延迟让两脉冲在光纤中间部位相遇的情况下,得到的脉冲展宽频谱最宽;同样初始脉冲峰值功率下,初始脉冲宽度窄的情况下得到的展宽频谱更宽,同样的,得到同样宽度的展宽频谱初始脉冲宽度窄的情况下所需的峰值功率较低。此外,我们发现,在两个初始脉冲的相位差恒定的前提下,改变相位差的量值对频谱的展宽结果几乎不造成任何影响。这种利用非线性介质中的自相位调制与交叉相位调制效应产生单周期化光脉冲的方法为超短脉冲的压缩技术提供了一种新的途径。

- [1] Baltuska A, Wei Z, Pscheichnikov M S et al 1997 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **65** 175
- [2] Baltuska A, Wei Z, Pscheichnikov M S et al 1997 *Opt. Lett.* **22** 102
- [3] Nisoli M, DeSilvestri S and Sevelto O 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 2793
- [4] Nisoli M, DeSilvestri S, Sevelto O et al 1997 *Opt. Lett.* **22** 522
- [5] Nisoli M, Stagira S, DeSilvestri S et al 1997 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **65** 189
- [6] Yamashita M, Sone H and Morita R 1996 *Jpn. J. Appl. Phys.* Part2 **35** L1194
- [7] Yamashita M, Sone H, Morita R and Shigekawa H 1998 *IEEE J. Quantum Electron.* **34** 2145
- [8] Wynands R, Coste O, Rembe C and Meschede D 1995 *Opt. Lett.* **10** 1095
- [9] Tomlinson W J, Stolen R H and Shank C V 1984 *J. Opt. Soc. Am. B* **1** 139
- [10] Agrawal G P 1991 *Nonlinear Fiber Optics* p225 [Agrawal G P 编著,胡国锋,黄超译 1991 非线性光纤光学 第225页]
- [11] Karasawa N et al 2000 *Opt. Lett.* **25** 183

A study on monocycle optical pulse generation by crossed phase modulation in a single-mode fiber^{*}

Xiang Wang-Hua[†] Chen Xiao-Wei Tan Bin Zhang Gui-Zhong

(College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering , Tianjin University , Key Laboratory of Optoelectronics

Information Technical Science , Ministry of Education of China , Tianjin 300072 , China)

(Received 27 January 2003 ; revised manuscript received 7 April 2003)

Abstract

In this paper , principles for monocyclic pulse generation by crossed phase modulation in silicon fibers are introduced. The effect of pulse parameters on the spectra broadening is analyzed in detail. For an actual example , split-step Fourier method is performed to verify the theoretic analytic results. Finally , an ultrabroad-band spectrum ranging from 200 to 1000THz and its ideally compressed pulse is achieved.

Keywords : monocyclic pulse , crossed phase modulation , ultrabroad-band spectrum

PACC : 4280W , 4265 , 4280M , 4225K

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 69978015 , 69987002).

[†] whxiang@tju.edu.cn