

单模光纤中超短脉冲的前向四波混频*

曲林杰

(天津大学精密仪器与光电子工程学院, 天津 300072)

摘 要 给出了一组在单模光纤中超短脉冲前向四波混频的耦合波方程。利用这组方程所作的数值研究表明: 在低转换和脉冲的走离远小于脉冲宽度的条件下, 超短脉冲前向四波混频的转换效率对相位失配的关系与连续波四波混频情况基本相同, 不存在使增益为零的 Δk (k 为不考虑非线性折射率时模的波数) 的取值区间, 但峰值条件应该是 $\Delta \kappa = 0$ (κ 为计及非线性折射率时模的波数), 而不是 $\Delta k = 0$; 窄脉冲的转换效率略低且峰值位置与 $\Delta \kappa = 0$ 稍有偏离; 在超短脉冲的前向四波混频中实现 $\Delta k = 0$, 可以最大限度地避免在 $\Delta k \neq 0$ 时由于脉冲的走离所造成的脉冲加宽和变形。

关键词 前向四波混频, 超短脉冲, 单模光纤。

1 引 言

对非线性光学过程的理论研究通常要从耦合波方程出发。据知, 迄今研究光纤中的四波混频的文献所建立的耦合波方程都是稳态的, 即都是按所有参与相互作用的波均为准单色连续波建立的。但在超高速率光通信中, 光信息的载体是脉宽为皮秒量级或更短的超短脉冲序列, 用稳态四波混频的耦合波方程描述有超短光脉冲参与的四波混频过程显然是不准确的。

由超短光脉冲参与的四波混频过程有时也称为瞬态四波混频^[1]。当非线性媒质的长度远远小于光脉冲的宽度, 并且当媒质的响应延迟可以忽略时, 可以利用频域方法^[1, 2], 即把由稳态耦合波方程得出的结果作为传递函数与光脉冲的傅里叶谱相乘, 然后再作傅里叶积分即可得到瞬态相互作用的结果。石英玻璃属克尔类媒质, 它的响应延迟对于脉宽在几十飞秒以上的光脉冲来说通常可以忽略, 不过由于光纤的长度远远大于光脉冲的宽度, 超短光脉冲在光纤中传播时要发生许多与脉宽有关的线性的和非线性的效应, 在这种情况下, 用上述频域方法处理在光纤中超短脉冲参与的四波混频过程是非常困难的。

本文首先在适合于描述皮秒光脉冲在单模光纤中非线性传播的演化方程中引入交叉调制项及四波混频项, 建立了在光纤中超短光脉冲四波混频的耦合波方程。利用这样的耦合波方程数值研究了皮秒光脉冲在单模光纤中的前向四波混频的一些基本特征。

2 单模光纤中超短脉冲前向四波混频的耦合波方程

当频率分别为 ω_1 和 ω_2 的两列光波沿非线性媒质同向传播时, 它们可以通过媒质的三阶

* 国家自然科学基金(69477010)及光纤通信国家重点实验室资助课题。

收稿日期: 1998-01-12

非线性电极化发生混频相互作用, 产生频率为 $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ 或者 $\omega_3 = 2\omega_2 - \omega_1$ 、传播方向相同的第三列光波。每个过程实际上属于三波相互作用的四光子混频, 早期的文献把它称为三波混频, 但后来的许多文献把同一频率两个光子参与相互作用的光波看成是频率、方向和偏振态都简并的两列波, 从而把这个过程与四波混频归为同一类, 本文也沿用这个说法。由于在这种四波混频过程中所有光波都是前向传播的, 所以称作前向四波混频。当两列波的强度大体相同时, 上述两个四波混频过程要同时考虑, 但当频率为 ω_1 的波的强度远远超过频率为 ω_2 的波的强度时, 可只考虑第一个四波混频过程。

为简单计, 本文考虑各波具有相同的偏振。中心频率为 ω_j 的超短光脉冲可表示为一个无量纲的波函数:

$$U_j(z, t) = u_j(z, t) \exp[-i(\omega_j t - k_j z)], \quad (1)$$

其中 $u_j(z, t)$ 为脉冲包络的复振幅, $k_j = k(\omega_j)$ 为模波数。光脉冲的功率 P_j 由下式给出:

$$P_j = P_c |u_j|^2, \quad (2)$$

比例常数 P_c 具有功率单位。为了相位匹配的需要, 通常选择各光波的频率均处于光纤的零色散区附近, 模波数 $k(\omega)$ 可以围绕光纤的零色散频率 ω_0 展开成如下的级数:

$$k(\omega) = k_0 + k'(\omega - \omega_0) + \frac{1}{6}k''(\omega - \omega_0)^3, \quad (3)$$

在对脉冲包络复振幅取慢变包络近似后, 频率条件为 $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ 的四波混频的耦合波方程可以写成如下的形式:

$$\begin{aligned} -i \frac{\partial u_1}{\partial z} = ik_1' \frac{\partial u_1}{\partial t} - \frac{1}{2}k_1'' \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} - i \frac{1}{6}k_1''' \frac{\partial^3 u_1}{\partial t^3} + i \frac{1}{2}\alpha_1 u_1 + \\ \frac{\lambda_0}{\lambda_1} k_p P_c [(|u_1|^2 + 2|u_2|^2 + 2|u_3|^2) u_1 + 2u_1^* u_2 u_3 \exp(i\Delta k z)], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} -i \frac{\partial u_2}{\partial z} = ik_2' \frac{\partial u_2}{\partial t} - \frac{1}{2}k_2'' \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} - i \frac{1}{6}k_2''' \frac{\partial^3 u_2}{\partial t^3} + i \frac{1}{2}\alpha_2 u_2 + \\ \frac{\lambda_0}{\lambda_2} k_p P_c [(|u_2|^2 + 2|u_1|^2 + 2|u_3|^2) u_2 + u_1 u_1^* u_3^* \exp(-i\Delta k z)], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} -i \frac{\partial u_3}{\partial z} = ik_3' \frac{\partial u_3}{\partial t} - \frac{1}{2}k_3'' \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} - i \frac{1}{6}k_3''' \frac{\partial^3 u_3}{\partial t^3} + i \frac{1}{2}\alpha_3 u_3 + \\ \frac{\lambda_0}{\lambda_3} k_p P_c [(|u_3|^2 + 2|u_2|^2 + 2|u_1|^2) u_3 + u_1 u_1^* u_2^* \exp(-i\Delta k z)], \end{aligned} \quad (6)$$

式中 α_j 为功率衰减系数,

$$k_j' = \frac{1}{v_{gj}} = k' + \frac{1}{2}k''(\omega - \omega_0)^2, \quad k_j'' = k''(\omega - \omega_0), \quad k_j''' = k''', \quad (7)$$

$$k_p = \frac{\omega_0 n_2}{c A_{\text{eff}}} \quad (8)$$

式中 c 为真空中的光速, A_{eff} 为纤芯横截面的有效面积, n_2 为非线性折射率系数, 对于石英玻璃, $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, v_{gj} 为中心频率为 ω_j (中心波长为 λ_j) 的光脉冲的群速度,

$$\Delta k = k_2 + k_3 - 2k_1 = \frac{1}{6}k'' [(\omega_2 - \omega_0)^3 + (\omega_3 - \omega_0)^3 - 2(\omega_1 - \omega_0)^3] \quad (9)$$

是与脉冲中心频率对应的波失配。习惯上, 常常使用色散参数 D 代替 k'' ,

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} k'' \quad (10)$$

所以(9)式可以改写成:

$$\begin{aligned} \Delta k = & \frac{1}{6} \frac{dD}{d\lambda} \left(-\frac{2\pi c}{\lambda^2}\right) [(\lambda_2 - \lambda_0)^3 + (\lambda_3 - \lambda_0)^3 + 2(\lambda_1 - \lambda_0)^3] = \\ & -\frac{dD}{d\lambda} \frac{2\pi c}{\lambda_2} \Delta\lambda_1 \Delta\lambda^2, \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$\Delta\lambda_1 = \lambda_1 - \lambda_0, \quad \Delta\lambda = \lambda_3 - \lambda_1 = \lambda_1 - \lambda_2, \quad (12)$$

在上述耦合波方程中, 波的线性传播效应考虑到模波数的三阶色散即二阶群色散效应, 非线性效应考虑了脉冲的自相位调制、交叉相位调制和四波混频效应。为了计算模拟的方便, 作以下的变量代换:

$$\zeta = z/z_c, \quad s = \frac{(t - z/v_{g2})}{T_c}, \quad (13)$$

其中

$$T_c = \tau_2/1.762747, \quad z_c = T_c^2/|k_2''| = 0.322 \frac{2\pi c}{\lambda_2^2} \frac{\tau_2^2}{|D_2|}, \quad (14)$$

τ_2 是中心频率为 ω_2 的光脉冲 u_2 的宽度。于是, 耦合波方程(4)~(6)式变成如下的一组方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial \zeta} = & \pm \frac{z_c}{z_{w_{j2}}} \frac{\partial u_1}{\partial s} + \frac{i}{2} \frac{D_1}{|D_2|} \frac{\partial^2 u_1}{\partial s^2} + \beta_1 \frac{\partial^3 u_1}{\partial s^3} + \Gamma_1 u_1 + \\ & i \frac{\lambda_0}{\lambda_1} [(|u_1|^2 + 2|u_2|^2 + 2|u_3|^2) u_3 + 2u_1^* u_2 u_3 \exp(i\Delta\theta\zeta)], \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_2}{\partial \zeta} = & \frac{i}{2} \operatorname{sgn}(D_2) \frac{\partial^2 u_2}{\partial s^2} + \beta_2 \frac{\partial^3 u_2}{\partial s^3} + \Gamma_2 u_2 + \\ & i \frac{\lambda_0}{\lambda_2} [(|u_2|^2 + 2|u_3|^2 + 2|u_1|^2) u_2 + u_1 u_1^* \exp(-i\Delta\theta\zeta)], \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_3}{\partial \zeta} = & \pm \frac{z_c}{z_{w_{32}}} \frac{\partial u_3}{\partial s} + \frac{i}{2} \frac{D_3}{|D_2|} \frac{\partial^2 u_3}{\partial s^2} + \beta_3 \frac{\partial^3 u_3}{\partial s^3} + \Gamma_3 u_3 + \\ & \frac{i\lambda_0}{\lambda_3} [(|u_3|^2 + 2|u_2|^2 + 2|u_1|^2) u_3 + u_1 u_1^* \exp(-i\Delta\theta\zeta)], \end{aligned} \quad (17)$$

式中

$$\beta_j = \frac{1}{6} k_j''' / (|k_2''| T_c) = \frac{1}{6} \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{dD}{d\lambda} / (|D_2| T_c), \quad \Gamma_j = \alpha_j z_c / 2, \quad z_{w_{j2}} = \frac{v_{gj} v_{g2} T_c}{|v_{gj} - v_{g2}|}, \quad (18)$$

$$\Delta\theta = \Delta k T_c \quad (19)$$

式中 $z_{w_{j2}}$ 为 u_j 脉冲 ($j \neq 2$) 与 u_2 脉冲的走离长度。显然, 中心频率不同的脉冲的走离是由于群速度失配造成的。在(15)式和(17)式中右边的第一项, 当 $v_{gj} > v_{g2}$ 时取正号, 反之取负号。由于 $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx \lambda_3$, 所以 $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx \alpha_3 \approx \alpha$, $\Gamma_1 \approx \Gamma_2 \approx \Gamma_3 \approx \Gamma$ 。

耦合波方程(15)~(17)式适合于各互作用波都是脉冲的情况, 当然也适合于任何一个波是连续波的情况。在光学相位共轭技术中, 频率为 ω_1 的光波 u_1 不是脉冲而是强的准单色的连

续波, 本文对超短脉冲前向四波混频的研究都是在这种情况下作出的。

上述耦合波方程适合于输入脉冲 u_2 的中心波长不等于光纤的零色散波长的情况。当输入脉冲的中心波长等于光纤的零色散波长时, 需将上述各方程中的下标 2 与 3 置换。

3 超短脉冲前向四波混频的一些基本特征

3.1 混频转换效率与波数失配的关系

波矢匹配是决定非线性光学参量过程转换效率的关键因素之一。对于在单模光纤中的前向四波混频, 模波矢的失配简单地变为模波数失配。不过, 当计入由自相位调制效应和交叉相位调制效应造成的非线性折射率时, 模波数应修改为:

$$\kappa_j = k_j + k_p(P_j + \sum_{i \neq j} 2P_i), \quad (20)$$

式中 k_j 是由(3)式确定的(不计及非线性折射率时)中心频率为 ω_j 的模波数。在 u_1 为强泵波, u_2 为弱信号的条件, 对于 u_1 来说可只考虑自相位调制效应, 对于 u_2 和 u_3 来说可只考虑 u_1 对它们的交叉相位调制效应, 于是, $\kappa_1 = k_1 + k_p P_1$, $\kappa_2 = k_2 + 2k_p P_1$, $\kappa_3 = k_3 + 2k_p P_1$ 。所以, 对于频率条件为 $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ 的四波混频, 波数失配变成

$$\Delta\kappa = \kappa_2 + \kappa_3 - 2\kappa_1 = 2k_p P_1 + \Delta k, \quad (21)$$

式中 Δk 由(9)式或(11)式确定。文献[3]和[4]指出, 对于单色连续波的前向四波混频, 仅当 $0 > \Delta k > -4k_p P_1$ 时, 才有四波混频增益, 在 $\Delta k = -2k_p P_1$ 处有最大增益。作者认为, 波数失配对非线性光学互作用的影响应该是通过相位失配 $\Delta\kappa z$ 起作用的。当存在相位失配时, 媒质中的光波与同频率的非线性电极化波由于相速度不同致使由非线性电极化所辐射的光波不能在沿光的传播方向处处发生相长干涉, 因而不能有最大的增长。 $\Delta k = -2k_p P_1$ 时满足 $\Delta\kappa z = 0$ 的条件, 当然会有最大增益, 但不应存在一个与 z 无关而仅由 Δk 或 $\Delta\kappa$ 所决定的无增益范围。按照非线性光学理论, 对于任何由参量过程产生的波, 在假定其它各波均为常数(包括忽略光纤损耗)时的小信号近似解都是 $\Delta\kappa z$ 的核函数平方(sinc^2 函数), 而不是单独的 Δk 的函数, 并且峰值增益或峰值转换发生在 $\Delta k = 0$ 处。事实上, 在文献[4]之前, 文献[5]已经就连续波前向四波混频在假定各入射波都只因光纤损耗而衰减的条件下给出了混频输出波的小信号近似解。后来发表的许多研究工作报道, 例如文献[6, 7], 都支持了文献[5]的结论。许多文献例如文献[7, 8]所报道的实验也都是在 $\Delta k = 0$ 的条件下完成的。

要数值考察单模光纤中单色连续波前向四波混频效率与 Δk 的关系, 可以直接用相应的耦合波方程[在(4)~(6)式中去掉所有含对 t 的微商项]去模拟。不过在光脉冲的脉宽足够宽的条件下, 用本文给出的耦合波方程同样可以得出非常一致的结果。

图 1(a) 中的实线所示, 是本文在输入脉冲的脉宽为 620 ps, 混频光纤长度为 2.2 km, 连续泵波功率为 50 mW, 输入脉冲的功率为 0.3 mW 的条件下计算出的四波混频转换效率 $\eta = P_3(L)/P_2(0)$ 随 Δk 的变化。计算中, 保持 $\Delta\lambda$ 不变而令 $\Delta\lambda_1$ 改变从而改变 Δk [参看(11)式]。在 $P_1 = 50$ mW 时, $-2k_p P_1 = -0.375/\text{km}$, 所以转换效率即增益最大值应在 $\Delta k = -0.375/\text{km}$ 处, 这从本图可以得到验证。由于混频光纤长度较短, 混频所产生的 u_3 脉冲的功率 P_3 很小, 符合低转换条件, 根据本文得出的结果并参照文献[5~7], 可以给出如下的关于连续波前向四波混频转换效率的小信号近似

$$\eta = \frac{(2k_p P_1 \alpha)^2}{\alpha^2 + (\Delta\kappa)^2} \left[1 + \frac{4 \exp(-\alpha L) \sin^2(\Delta\kappa L/2)}{[1 - \exp(-\alpha L)]^2} \right]. \quad (22)$$

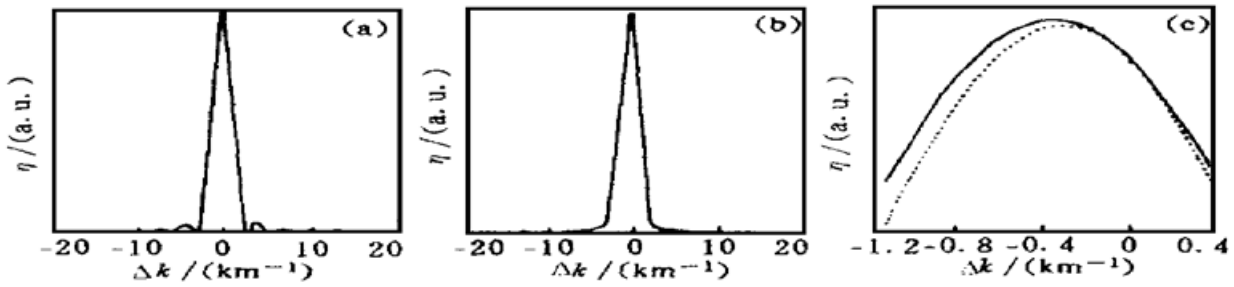


Fig. 1 Dependence of FFWM conversion efficiency on Δk for pulses with width of (a) 620 ps and (b) 6.2 ps.

(c) is the amplified portional curves near the peaks of (a) (solid) and (b) (dotted)

图 1(b) 所示是其它条件相同但输入脉冲的脉宽为 6.2 ps 的情况, 图 1(c) 则是对这两条曲线在峰值附近的放大, 其中虚线代表 6.2 ps 脉冲的情况。从图中可以看到, 在所有其它条件完全相同的条件下, 6.2 ps 脉冲和 620 ps 脉冲的 η - Δk 曲线比较有三点不同: 1) 当 Δk 较大时, 它的转换效率不再随 Δk 的增大发生起伏, 而是单调下降; 2) 转换效率略低; 3) 转换效率峰值发生在代数值稍大的 Δk 处。这三个差别恰好反映了超短脉冲互作用的特点。

对于单色连续波来说, 每列波的波数是唯一的, 满足匹配条件的波矢具有单值性。但是对于脉冲来说, 由于脉冲具有一定的带宽, 每个脉冲的傅里叶分量的波数分布在一定的范围内, 因此, 波矢匹配条件也具有分散性, 这就是说, 不能使各脉冲的全部傅里叶分量同时满足波矢匹配。因而对于超短脉冲的四波混频, 在其它条件相同时, 混频效率总是不会达到单色连续波四波混频在满足相位匹配时所实现的混频效率。

对于处于负色散区的超短脉冲来说, 由于 k 的二阶色散的作用, 它的平均 k 值总是比它的中心频率对应的 k 值略低, 满足增益峰值条件的 k 值应该是这个平均 k 值, 所以相应的与中心频率对应的 k 值应该略大。而在 $\Delta k < 0$ 的区域, 泵波长 λ_1 一定大于光纤的零色散波长 λ_0 [参看(11)式], 因此, λ_2 或 λ_3 或都在负色散区, 或者即使有一个波长在正色散区, 但它比另一个波长更接近零色散波长, 它的二阶色散虽然是正的, 但绝对值较小, 这就造成了 $k_2 + k_3$ 的实际值略小于它的名义值, 从而使满足峰值增益条件的名义 Δk 的代数值增大。

至于 η - Δk 曲线在 Δk 较大时呈现单调下降的趋势, 作者认为是由于 u_2 和 u_3 两个脉冲的走离效应所致。当相互作用长度为 z 时, 两个脉冲的走离为

$$\left| \frac{z}{v_{g2}} - \frac{z}{v_{g3}} \right| = \left| 2 \frac{dD}{d\lambda} \Delta\lambda_1 \Delta\lambda \right| z, \quad (23)$$

式中 $\Delta\lambda_1$ 和 $\Delta\lambda$ 均按(12)式定义。与(11)式比较可知, 在 $dD/d\lambda$ 和 λ 一定的条件下, Δk 的绝对值越大, 两个脉冲的走离也越大。例如, 当 $z = 2.2 \text{ km}$, $dD/d\lambda = 0.09 \text{ (ps/nm nm km)}$, $\lambda = 1532 \text{ nm}$ 和 $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$ 时, 与 $\Delta k = 3 \text{ km}^{-1}$ 对应的走离是 8.22 ps。对于脉宽为 620 ps 的脉冲来说, 这个走离是微乎其微的, 但是对于脉宽为 6.2 ps 的脉冲来说, 它就很大了。此时两个脉冲已基本完全分离, 这意味着, 由 u_2 脉冲在接近 $z = 2.2 \text{ km}$ 处通过非线性电极化新产生的脉冲与 u_2 脉冲在 $z \ll 2.2 \text{ km}$ 处产生的脉冲也已基本上不重叠, 当然也就不可能发生有效的干涉。这就是那些极小值没有出现的原因。

3.2 脉冲的走离与加宽

u_2 和 u_3 两个脉冲的逐渐走离的后果就是两个脉冲的加宽和转换效率的下降。

在输入脉冲为无啁啾的双曲正割波形, $\lambda_0 = 1532 \text{ nm}$, $\lambda_1 = 1533.85 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1532 \text{ nm}$,

$\tau_2 = 6.2 \text{ ps}$, $dD/d\lambda = 0.09 \text{ (ps/nm nm km)}$, 光纤损耗 $\alpha = -0.046 \text{ (0.2 dB)}$, 光纤的有效芯截面积为 $A_{\text{eff}} = 35 \mu\text{m}^2$, $P_1 = 50 \text{ mW}$, $P_2 = 0.3 \text{ mW}$ 的条件下, 计算了光纤长度分别为 $L = 2.2 \text{ km}$ 、 4.4 km 、 \dots 直至 22 km 时, 从光纤中输出的 u_3 的功率 P_3 (单位是 mW), 它们分别是 0.044 、 0.154 、 0.315 、 0.509 、 0.721 、 0.930 、 1.12 、 1.25 、 1.34 、 1.34 。可以看出, 在光纤长度较小的情况下, P_3 基本上随 L 的平方增长, 但随着 L 的增大, P_3 随 L 增长的关系与上述规律的偏离愈来愈大, 当光纤长度从 19.8 km 增加到 22 km 时, P_3 实际上已无增长。造成这种现象的原因固然有各波存在线性损耗和泵浦波同时有非线性损耗的因素, 但在 L 较大时, 两个脉冲的走离则是主要的原因。

图 2 给出了从 22 km 光纤中输出的 u_2 和 u_3 两个脉冲的相对功率和它们的波形, 其中虚线代表 u_2 。从这个图可以清楚地看出两个脉冲的走离和加宽以及由于走离所造成的脉冲波形的畸变(脉冲前、后沿的明显不对称)。

在光纤通信中, 无论是利用相位共轭技术补偿光纤色散、克服孤子频移和孤子抖动, 还是利用四波混频转换波长, 都希望转换前后脉冲宽度和波形的变化尽量小。作者认为, 既然在光纤长度和泵浦波功率适当的条件下, $\Delta k = 0$ 时四波混频仍有较高的增益, 特别是在这种情况下不会发生走离, 实验中应首先考虑这个条件。由于滤波即从全部混频输出中分离出 u_3 信号的需要, $\Delta\lambda$ 不可能等于零, 所以实现 $\Delta k = 0$ 的唯一条件是 $\Delta\lambda_1 = 0$ 即让泵浦波波长等于光纤的零色散波长。图 3 中的实线是本文在光纤长度为 22 km , $\lambda_1 = \lambda_0 = 1532 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1530 \text{ nm}$, 其它条件都与图 2 相同时, 根据计算结果画出的 u_3 的输出波形。为了对照, 图中用虚线以不同的功率尺度给出了 u_2 输入脉冲的波形。由图可见, u_3 脉冲没有加宽。波形失真也较小。实际上, 此时的 u_3 的峰值功率为 0.84 mW (图 2 中 u_3 脉冲的峰值功率为 1.34 mW), 说明转换效率确实较高。

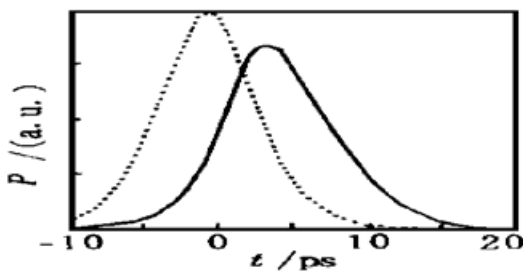


Fig. 2 Waveforms of the pulses out from the optical fiber with length of 22 km when $\Delta k = -0.375$. The dotted curve represents u_2 and the solid curve is u_3

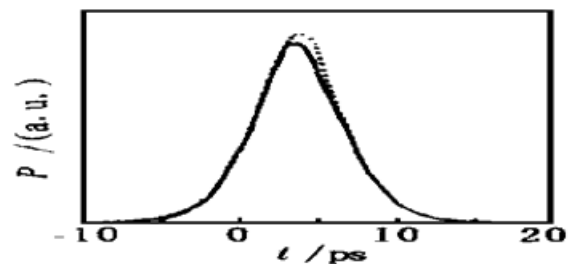


Fig. 3 Waveform (solid) of u_3 out from the same optical fiber as in Fig. 2 but $\Delta k = 0$. The dotted curve is the waveform of $u_2(0)$ in different power scale

结 论 在相互作用长度较小, 走离长度与脉冲宽度相比很小的情况下, 超短脉冲在单模光纤中的前向四波混频的转换效率对于相位失配 ΔkL 的关系与连续波的前向四波混频有基本相同的规律, 并不存在一个使增益为零的 Δk 的区间。

在输入功率、波长以及光纤等各种条件相同的情况下, 超短脉冲四波混频能够达到的转换效率略低于连续波四波混频的效率; 同时, 峰值增益条件与 $\Delta k = 0$ 略有偏离。

脉冲走离是在 $\Delta k \neq 0$ 时发生的。脉冲走离同时造成脉冲的加宽、变形和转换效率的下降, 因而, 一般地说, 实现 $\Delta k = 0$ 条件, 是进行超短脉冲在单模光纤中的前向四波混频实验时应该首先考虑的。

参 考 文 献

- [1] Suydam B R, Fisher R A. Transient response of Kerr-like phase conjugators. *Optical Phase Conjugation*, New York: Academic, 1983. 79~ 96
- [2] 曲林杰, 杨恩泽, 于克明等. 光学啁啾反转技术对单模光纤通信中信道色散的补偿. *通信学报*, 1991, **12**(5) : 37~ 42
- [3] Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics*. San Diego: Academic, 1989. Chap. 10
- [4] Stolen R, Bjorknolm J E. Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1982, **QE-18**(7) : 1062~ 1072
- [5] Hill K O. CW three-wave mixing in single-mode optical fiber. *J. Appl. Phys.*, 1978, **49**(10) : 5098~ 5106
- [6] Shibata N, Braun R P, Waarts R G. Phase-mismatch dependency of efficiency of wave generation through four-wave mixing in a single-mode optical fiber. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987, **QE-23**(7) : 1205~ 1210
- [7] Inoue K. Four-wave mixing in an optical fiber in the zero-dispersion wavelength region. *J. Lightwave Techn.*, 1992, **LT-10**(11) : 1553~ 1561
- [8] Watanabe S, Ishikawa G, Naito T *et al.*. Generation of optical phase-conjugate wave and compensation for pulse shape distortion in a single-mode fiber. *J. Lightwave Techn.*, 1994, **12**(12) : 2137~ 2146

Forward Four-Wave Mixing of Ultra-Short Pulses in Single Mode Optical Fibers

Qu Linjie

(College of Precision Instrument and Optoelectronic Engineering,
Tianjin University, Tianjin 300072)

(Received 12 January 1998)

Abstract The couple-wave equations of forward four-wave mixing (FFWM) of ultra-short pulses in single mode optical fibers are given. Numerical investigations using the equations show that, when the walk-off of the pulses is much less than the width of the pulses and the conversion efficiency is lower, the dependence of the FFWM conversion efficiency on the phase mismatching for ultra-short pulses is similar as in FFWM of continuous waves, there are not any amount ranges of Δk (where k is the mode propagation number un-involving the nonlinear refractive index) which make the gain equal to zero, and the peak conversion condition should be $\Delta \kappa = 0$ (where κ is the mode propagation number which involves the nonlinear refractive index) but not $\Delta k = 0$. The conversion efficiency is smaller slightly and the peak gain conditions bias a little from $\Delta \kappa = 0$ for narrower pulses. Realization of $\Delta k = 0$ can avoid the broadening and distortion of the pulses to the greatest extent.

Key words forward four-wave mixing, ultra-short pulse, single mode optical fiber.