

利用相位共轭技术补偿光纤中色散效应的条件*

宁继平 刘进军 姚建铨 吴元生
(天津大学精仪系激光教研室)

提 要

利用相位共轭器的频率反转特性的, 补偿光纤中的色散效应, 在理论上和实验上得到了证明。由色散脉冲的傅里叶变换确定了光纤中二次色散效应可以被忽略的条件, 得到了共轭器的反射率和带宽与非线性介质的长度 L , 参数 $|K|L$ 之间的关系曲线, 找到了影响补偿效果的主要因素。
关键词: 相位共轭, 光纤, 色散效应。

一、引 言

非线性光学相位共轭技术不仅在空间范畴, 而且在时间范畴都具有修正光束畸变的能力^[1]。Marburger 第一个从理论上研究了脉冲的共轭问题。他揭示了在连续波泵浦的情况下耦合波方程在时间范畴的特性, 发现对于足够薄的共轭器, 初始已啁啾的脉冲将产生啁啾反转的脉冲。Yariv 等人^[2]指出, 当光脉冲通过一色散介质后, 产生的色散脉冲随即通过一足够薄的类克尔介质共轭器时, 将会产生一啁啾反转的共轭波, 共轭脉冲第二次通过色散介质, 则色散脉冲得到了补偿。Rigrod 等人^[3]和 Miller^[5]也分别讨论了不同泵浦时, 信号脉冲的时间反转问题。

本文以理论和实验上证明了利用相位共轭技术可以补偿光纤中的色散脉冲。采用的物理模型如图 1 所示。理论分析的依据是把光经过光纤后色散的影响, 统一用相位传播因子, 来表示, 由傅里叶变换分析光脉冲的展宽。该色散脉冲再经过共轭器, 假定四波混频介质为无色散介质, 由相位共轭的理论可以分析采用近简并四波混频时得到频率完全反转的共轭波的条件, 从共轭器输出的频率反转的共轭波再经过与第一根光纤完全相同的光纤, 这时色散的脉冲再次恢复为初始的光脉冲。

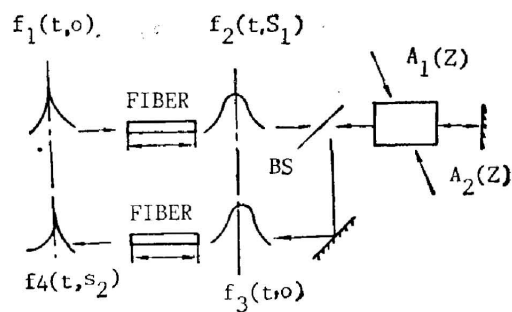


Fig. 1 Schematic diagram for compensated dispersive pulse

二、光脉冲在光纤中的传播

考虑一脉冲在长度为 s_1 的光纤中传播, 由于光纤的色散特性, 各频率成分的光波传播

收稿日期: 1987年7月20日; 收到修改稿日期: 1988年3月14日

* 国家自然科学基金资助的项目。

速度不同,使光脉冲经过光纤后,将在时间上展宽,设入射的脉冲为 $f_1(t, 0)$

$$f_1(t, 0) = A(t, 0) \exp(i\omega_0 t), \quad (1)$$

式中 $A(t, 0)$ 为脉冲的包络, ω_0 为光波中心频率。令 $A_0(\omega')$ 是 $A(t, 0)$ 的傅里叶变换, 则

$$f_1(t, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\omega') \exp[i(\omega_0 + \omega')t] d\omega' = \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\omega') \exp(i\omega t) d\omega', \quad (2)$$

式中 $\omega' = \omega - \omega_0$ 。当光脉冲沿着光纤的 z 轴传播时, 对于 $z \geq 0$ 的解析表达式为

$$f(t, z) = \int_0^{\infty} A_0(\omega') \exp[i(\omega t - \beta z)] d\omega', \quad (3)$$

式中 $\beta(\omega)$ 是光纤的传播常数。(3)式表达了一维波在无损耗介质中的传播情况。将 $\beta(\omega)$ 按泰勒级数展开

$$\left. \begin{aligned} \beta(\omega) &= \beta(\omega_0) + \frac{\partial\beta}{\partial\omega} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3\beta}{\partial\omega^3} (\omega - \omega_0)^3 + \dots, \\ \frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2} &= -\frac{1}{v_g^2} \frac{\partial v_g}{\partial\omega}, \quad v_g = \left(\frac{\partial\beta}{\partial\omega}\right)^{-1}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中 $(\partial^2\beta/\partial\omega^2)$ 为群速色散项, v_g 为平均群速。对于准单色情况

$$f(t, z) = A(t, z) \exp[i(\omega_0 t - \beta_0 z)]. \quad (5)$$

把(4)式代入(3)式并利用(5)式, 则振幅 $A(t, z)$ 为

$$A(t, z) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega', z) A_0(\omega') \exp\left[i\omega' \left(t - \frac{z}{v_g}\right)\right] d\omega', \quad (6)$$

$$G(\omega', z) = \exp[-i(\beta - \beta_0)z] \exp\left(i \frac{\partial\beta}{\partial\omega} \omega' z\right), \quad (7)$$

对于慢变化的振幅 $A(t, z)$, (6)式的积分限可以扩展到无限大。(7)式表征了信号光沿光纤 z 轴传播时场的畸变。 $G(\omega', z)$ 为时间传递函数。在线性近似下, 由(4)和(5)式得到 $G=1$, 这说明信号光脉冲在非色散的介质中传播时不发生畸变。即

$$A(t, z) = A\left(t - \frac{z}{v_g}, 0\right), \quad (8)$$

在一级色散近似下, G 的形式为

$$G(\omega', z) = \exp\left[-\frac{i\omega'^2 z (\partial^2\beta/\partial\omega^2)}{2}\right]. \quad (9)$$

(9)式决定了传输信号的基本畸变, $G(\omega', z) \neq 1$ 。在二级色散近似下

$$G(\omega', z) = \exp\left[-\frac{i\omega'^2 z (\partial^2\beta/\partial\omega^2)}{2}\right] \exp\left[-\frac{i\omega'^3 z (\partial^3\beta/\partial\omega^3)}{6}\right]. \quad (10)$$

当满足下列条件时, 二级色散效应可以忽略。即

$$|\Delta\phi(z)| = \left|\frac{1}{6} \omega'^3 z \frac{\partial^3\beta}{\partial\omega^3}\right| \ll 1. \quad (11)$$

因为信号可分辨的最小脉冲间隔 Δt 与 ω_{\max} 之间的关系是 $\Delta t = (\pi/\omega'_{\max})$, 所以

$$|\Delta\phi(z)|_{\max} = \frac{\pi^3 z}{6 (\Delta t)^3} \left|\frac{\partial^3\beta}{\partial\omega^3}\right|, \quad (12)$$

例如 $\Delta t = 10 \text{ ns}$, 则

$$\left|\frac{\partial^3\beta}{\partial\omega^3}\right| \ll 1.94 \times 10^{-25} \cdot z^{-1}. \quad (13)$$

这说明在一级色散近似下, 要得到满意的近似结果, 必须使 $(\partial^3\beta/\partial\omega^3)$ 满足(13)式的条件, 而

且不同的 Δt 和 z , 要求的条件也不同

单模光纤有两种色散: 材料色散和波导色散。通常, 材料色散 $(\partial^2\beta/\partial\omega^2) \gg 10^{-24} \text{ s}^2/\text{m}$, 而波导色散一般比材料色散小一个数量级, 因此 $(\partial^2\beta/\partial\omega^2) \ll 10^{-24} \text{ s}^2/\text{m}$, 这时忽略二次色散项可以得到较为满意的结果。对于多模光纤, $(\partial^2\beta/\partial\omega^2)$ 指的是一个模式的色散, 总的色散应是所有模式的材料、波导色散的总和再加上模式的色散, (13) 式指的就是总的色散。因此, 忽略多模光纤的二次色散效应会带来一定的误差。

的一级色散近似下, 一高斯光束通过长度为 s_1 的光纤, 输出的脉冲振幅为

$$A(t, s_1) = \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\omega') \exp \left[i \left(-\frac{1}{2} \omega'^2 s_1 \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} + \omega' \left(t - \frac{s_1}{v_g} \right) \right) \right] d\omega',$$

$$f_2(t, s_1) = A(t, s_1) \exp [i(\omega_0 t - \beta_0 s_1)]. \quad (14)$$

上式说明光脉冲经过光纤 s_1 后, 展宽的大小主要由 $(\partial^2\beta/\partial\omega^2)$ 决定。

三、色散脉冲经过共轭器产生共轭波

让色散脉冲 $f_2(t, s_1)$ 通过一位相共轭器, 其主要目的是利用共轭器的频率反转特性, 即负啁啾效应, 使 $f_2(t, s_1)$ 产生一频完全反转的相位共轭波。如果相位共轭器的通带大于或相当于输入脉冲带宽的数量级, 就能保持脉冲的频率成份不变。为了导出影响共轭器通带的各种因素, 假定泵浦波是连续波, 信号光是脉冲波。考虑到光的相干性, 应选择单纵模(至多 2~3 个纵模)的光波。连续波的频谱宽度几乎与线宽极限在同一数量级, 大约为 10^5 Hz 左右*。

四波混频共轭器的结构如图 2 所示。

若四波电场取为

$$E_i(z, t) = \frac{1}{2} A_i(z) \exp [i(\omega_i t - Kz)]$$

+ c. c., (15)

四波电场采用平面极化且极化方向相同。

$A_i(z)$ 是 z 的慢变化函数, 如果不考虑介质的损耗和泵浦波的抽空效应, 耦合波方程为

$$\frac{dA_3(z)}{dz} = iK^* A_4^*(z) \exp(i\Delta Kz),$$

$$\frac{dA_4^*(z)}{dz} = iK A_3(z) \exp(-i\Delta Kz).$$

则共轭波的反射率

$$R = \left| \frac{A_3(0)}{A_4(0)} \right|^2 = \frac{|KL|^2 \tan^2(BL)}{|KL|^2 + (\Delta KL/z)^2 \sec^2(BL)}, \quad (16)$$

$$B = \sqrt{K^2 + (\Delta K/2)^2}, \quad K = (\omega_0/2) \sqrt{\mu/\epsilon} \chi^{(3)} A_1 A_2,$$

式中 L 为非线性介质的长度, $\Delta\lambda$ 为探测波和共轭波的波长差。利用(16)式计算了不同 L 、 $|KL|$ 时共轭器的带宽。计算的结果如图 3~图 6 所示。

从图中可以看出, 对于不同的 L 和 $|KL|$, 共轭器的带宽是不同的。 L 越短, $|KL|$ 越小, 共轭器的带宽越宽。但是 $|KL|$ 越小, 其共轭波的能量越小。因为 L 不同, 所诱导的光

* 与激光器的种类、腔长、腔内损耗、泵浦功率等因素有关。

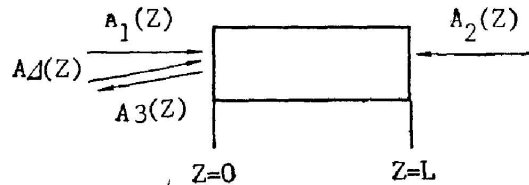


Fig. 2 Scheme of conjugator

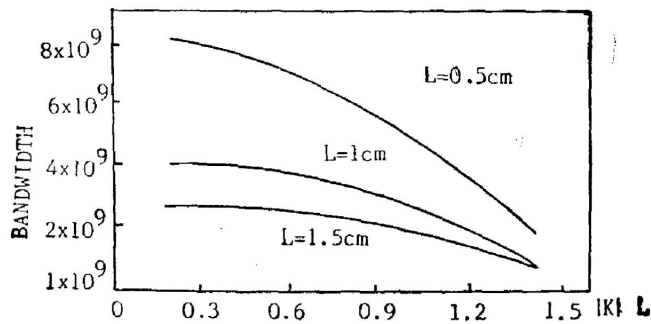


Fig. 3 Curves of bandwidth versus KL for various values of L

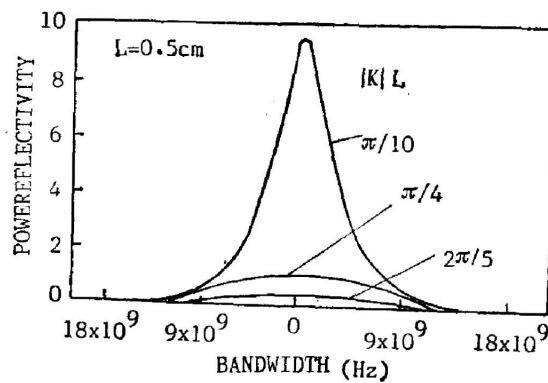


Fig. 4 Plot of R versus bandwidth for various values of $|K|L$ for $L=0.5\text{cm}$

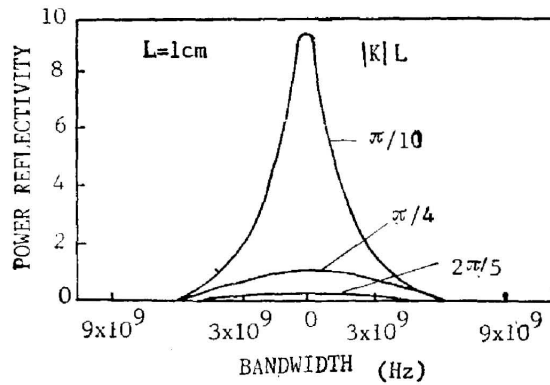


Fig. 5 Plot of R versus bandwidth for various values of $|K|L$ for $L=1\text{cm}$

栅数不同。 L 短,光栅数小,因而共轭器的带宽较宽。因此要满足上述条件,必须同时考虑两个因素即合适的 L 和 $|KL|$ 。信号脉冲通过共轭器时得到的复反射系数为 $r(\omega')\exp[\psi\phi(\omega')]$ 。

对于频率为 $\omega = \omega_0 + \omega'$ 的入射光,其共轭器的反射率 $R(\omega')$ 为 $R(\omega') = |r(\omega')|^2$,由共轭器得到了频率为 $\omega = \omega_0 - \omega'$ 的共轭波 $f_s(t, 0)$ 为

$$f_s(t, 0) = \exp[\psi(\omega_0 t + \beta_0 s_1)] \int_{-\infty}^{\infty} r(\omega') A_0^*(\omega') \cdot \exp\left\{\psi\left[-\omega' \left(t - \frac{s_1}{v_g}\right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \omega'^2 s_1 + \phi(\omega')\right]\right\} d\omega', \quad (17)$$

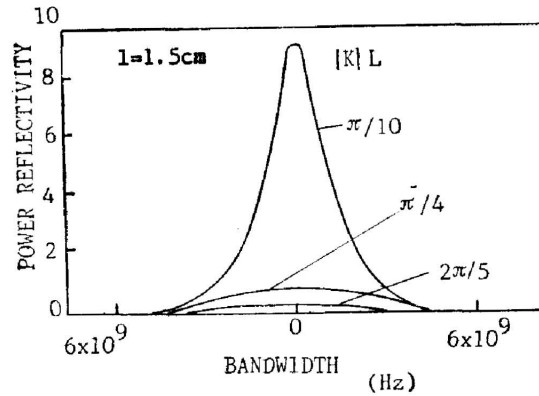


Fig. 6 Plot of R versus bandwidth for various values of KL for $L=1.5$ cm

当 $r(\omega')$ 为常数且 $\phi(\omega')$ 是 ω' 的线性函数时, 比较 $f_3(t, 0)$ 与 $f_2(t, s_1)$, 除了两者的能量(或功率)不同外, $f_3(t, 0)$ 的振幅是 $f_2(t, s_1)$ 振幅的复共轭, 共轭波是频率完全反转的信号波。

四、共轭波在光纤中的传播

当共轭波 $f_3(t, 0)$ 通过长度为 s_2 、传播常数为 $\beta'(\omega_0 - \omega')$ 的光纤时, 输出的光脉冲 $f_4(t, s_2)$ 为

$$f_4(t, s_2) = \exp[i(\omega_0 t + \beta_0 s_1 - \beta'_0 s_2)] \int_{-\infty}^{\infty} r(\omega') A_0^*(\omega') \cdot \exp \left\{ i \left[-\omega' \left(t - \frac{s_1}{v_g} - \frac{s_2}{v_g} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} s_1 - \frac{\partial^2 \beta'}{\partial \omega^2} s_2 \right) \omega'^2 + \phi(\omega') \right] \right\} d\omega', \quad (18)$$

(18) 式表明光脉冲经过第一根光纤时由于色散而造成的脉冲展宽, 经过第二根光纤后色散率应将其抵消一部分, 从而使脉宽有缩小的趋势。如果两根光纤完全相同即 $s_1 = s_2$ 。总的延时间为 $[(s_1/v_g) + (s_2/v_g)] = (2s/v_g)$, 其群速度色散为

$$\frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} s_1 = \frac{\partial^2 \beta'}{\partial \omega^2} s_2, \quad \beta_0 s_1 = \beta'_0 s_2 \quad (19)$$

而 $r(\omega')$ 在 $A_0(\omega')$ 的光谱范围内是常数, 并且相位^[6]为

$$\phi(\omega') = \tan^{-1} \frac{(\Delta K/2) \tan(BL)}{B}, \quad (20)$$

由(20)式得到的图形^[3]中可以看出, 当 $\omega' < 4$ GHz 时, $\phi(\omega')$ 和 ω' 近似为线性关系, 故设

$$\phi(\omega') = a + b\omega'$$

式中 a, b 为实常数。则

$$\left. \begin{aligned} f_4(t, s_2) &= \exp[i(a + \omega_0 t)] \int_{-\infty}^{\infty} r(\omega') A_0^*(\omega') \exp \left[-i\omega' \left(t - \frac{2s}{v_g} + b \right) \right] d\omega' \\ &= A^*(t - t_a) \exp[i(a + \omega_0 t)], \\ t_a &= t - (2s/v_g) + b, \\ A^*(t - t_a) &= \int_{-\infty}^{\infty} r(\omega') A_0^*(\omega') \exp[-i\omega'(t - t_a)] d\omega'. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

把 $f_4(t, s_2)$ 和入射信号 $f_1(t, 0)$ 作比较, 除了振幅大小不同之外, 脉冲的形状和脉宽并没有

改变。原因很简单,光脉冲在第一根光纤中,产生的脉冲展宽,在经过共轭器后,变成频率完全反转的共轭波,此共轭波再通过第二根光纤,又使原来的脉冲展宽得到压缩,因而输出光波恢复为原来的脉冲。

五、实验结果及讨论

实验中,共轭器采用简并四波混频结构。利用 YAG 调 Q 激光输出的波长为 $1.06\ \mu\text{m}$ 、脉宽为 $8\ \text{ns}$ 、 $12\ \text{ns}$ 和 $14\ \text{ns}$ 的脉冲作泵浦和信号波,BDN 甲苯溶液作为非线性介质,阶跃式多模光纤作为脉冲的色散介质。当光纤的长度为 $1.2\ \text{m}$ 、 $2.0\ \text{m}$ 和 $20\ \text{m}$ 时,从实验结果可以看出,色散脉冲被补偿的现象。信号脉冲、色散脉冲和被补偿的脉冲波形照片如图 7 所示。图 7 的实验结果证实了利用相位共轭技术能够补偿光脉冲在光纤中的色散展宽。由于光纤的入射端面未镀增透膜且未抛光,因而补偿后的脉冲前沿出现边峰,它是从光纤的入射端面反射回来的光脉冲。比较补偿的脉冲和信号脉冲可以看出,理论预计与实验结果存在一定的误差。分析误差的主要原因是:YAG 激光器并非完全在基模条件下运转(或不多于 $2\sim 3$ 个模);光纤耦合;多模光纤的色散;对相位共轭器理论计算时忽略了介质的吸收、泵浦的抽空、自聚焦以及实验中用脉冲波作为泵浦波(比连续波复杂)等造成的(将另文发表)。这些误差将在理论和实验方面进一步得到克服。

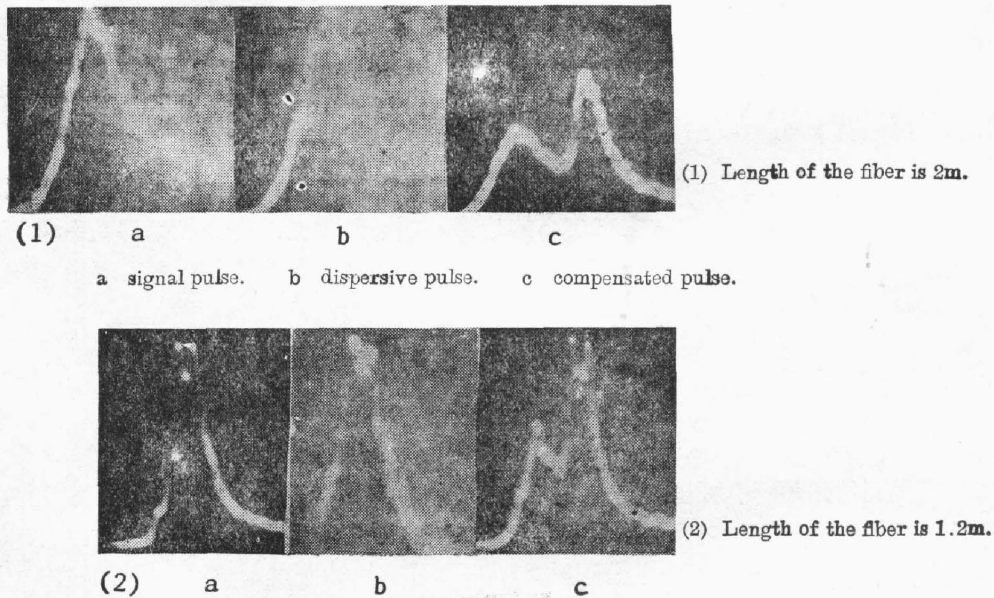


Fig. 7 The pulses compensated for the fiber dispersion.

根据以上分析可知,采用相位共轭技术补偿光纤中的色散效应,必须满足以下条件:

(1) 相位共轭器的带宽应大于信号脉冲的带宽,至少是同一数量级。因此,简并四波混频要比近简并四波混频的效果好,利用与信号光脉冲数目或更窄的脉冲作泵浦光比利用连续波作泵浦光效果好。

(2) 共轭器的反射系数 $r(\omega')$ 必须是常数。如果它是时间或空间坐标的函数, 则脉冲的不同部分由于反射不同, 造成脉冲畸变。又因为 $|r(\omega')|^2 \propto |KL|$, 要使共轭波有较大的功率, 功率密度高的脉冲作泵浦光比连续波泵浦光效果好。

(3) 信号脉冲为单模激光时效果最佳。这种脉冲的不同部分含有的频率成分是相同的模数越多, 效果越差。

(4) 光纤应以单模光纤最好, 如果使用多模光纤, 当光脉冲在有缺陷的光纤中传播时, 由于模式之间的变换在二根光纤中有差别, 因而影响补偿效果。而且只有在忽略二级色散, 满足 $(\partial^2 \beta / \partial \omega^2)_{s_1} = (\partial^2 \beta / \partial \omega^2)_{s_2}$ 时, 才能得到最佳补偿。单模光纤比多模光纤的近似程度好。

利用相位共轭技术补偿光纤中的色散效应, 在光纤通信中有其重要的意义。它不但能提高光在光纤中传输的保真度, 而且由于四波混频时存在能量转移效应, 在补偿得当时还具有“增音”(即光功率放大)的效应, 因而具有极大的实用价值。

参 考 文 献

- [1] R. W. Hellwarth; *JOSA*. 1977, **67**, 1.
- [2] J. H. Marburger; *Appl. Phys. Lett.* 1978, **32**, 372.
- [2] A. Yariv, D. Fekete, and D. M. Pepper; *Opt. Lett.* 1979, **4**, 52.
- [4] W. W. Rigrod, R. A. Fisher, and B. J. Feldman; *Opt. Lett.* 1980, **5**, 105.
- [5] D. A. B. Miller; *Opt. Lett.* 1980, **8**, 300.
- [6] D. M. Pepper, and R. L. Abrams; *Opt. Lett.*, 1978, **3**, 212.
- [7] Tomasz Jansson and Joanna Jansson; *J. Opt. Soc. Am.* 1981, 1373.

The Conditions Compensated for Fiber Dispersion by Phase Conjugation

NING JI-PING, LIU JI-JUN, YAO JIAN QUAN AND WU YUAN-SHENG

(Department of Precision Instrument Engineering Tianjin University)

(Received 20 July 1987; revised 14 March 1988)

Abstract

It was proved theoretically and experimentally that the frequency flipping of phase conjugation can be used to compensate the dispersive effect in fibers. From Fourier transformation in the dispersive optical fibers we derived the condition in which the quadratic dispersive effect in the fibers can be neglected. The curves of bandwidth and reflectivity of the conjugate mirror versus nonlinear medium length and $|K|L$ are obtained. The Primary factors affecting compensation for fiber dispersion are found out.

Key words: phase conjugation, fiber, dispersive effect.