

超高速分布放大光孤子传输系统分析*

黄 超 李世枕

(天津大学精密仪器工程系, 天津 300072)

摘 要 利用微扰理论方法推导了飞秒光孤子脉冲在具有一定带宽限制的分布放大光纤传输系统中传输时, 脉冲宽度和频移的变化方程, 此方程有稳态解, 并得到稳定传输时, 脉冲宽度及频移的解析表达式。

关键词 飞秒光孤子, 分布放大, 带宽限制。

1 引 言

光孤子通信技术由于其高速大容量等特点, 越来越引起人们的重视, 理论和实验研究都取得了惊人发展。实验已证明了 5 Gbit/s 的编码光孤子可以万公里乃至无限远传输^[1], 20 Gbit/s 千公里和 40 Gbit/s 百公里的孤子通信实验时有报道。为了更大地提高码率(>100 Gbit/s), 孤子脉冲宽度就应该在亚皮秒~飞秒范围内。这样窄的脉冲, 高阶色散效应和高阶非线性效应的影响必须考虑, 象孤子自频移、三阶色散效应, 最终会导致脉冲传输不稳定。Nakazawa 等人^[2]将有限带宽的增益可以抑制孤子自频移的理论应用到光孤子通信系统, 首次提出利用绝热俘获(Trapping)技术可使飞秒光孤子在光纤中长距离稳定传输, 并在实验中观察到飞秒孤子的俘获现象^[3]。1991年他们^[4, 5]利用低增益分布掺 Er 色散位移光纤将~400 fs 的孤子脉冲传输了 18.2 km, 最近他们又实现了 200 Gbit/s 的亚皮秒脉冲传输 400 km 的实验^[6]。这种分布 Er 光纤放大技术对实现超高速超长距离无损耗传输具有非常诱人的应用前景。

本文通过微扰法推导了飞秒光孤子在分布放大光纤传输系统中脉冲宽度和频移的变化方程, 证明方程有稳态解, 并得到稳定传输时脉冲宽度和频移的解析表达式, 对超高速率光孤子传输的优化设计和光孤子通信系统的实验研究和分析具有理论指导作用。

2 理论分析

光脉冲在光纤中传输时, 若只考虑群速度色散(GVD)和自相位调制(SPM)效应, 则光脉冲在光纤中的传输通常由非线性薛定谔方程描述^[7]

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (1)$$

* 本课题得到 863 高技术和国家自然科学基金资助。

收稿日期: 1994年12月4日; 收到修改稿日期: 1995年3月2日

它可由逆散射方法精确求解^[8], 与方程(1)联系的逆散射方程为

$$\frac{\partial v_1}{\partial \tau} + i\zeta v_1 = uv_2, \quad \frac{\partial v_2}{\partial \tau} + i\zeta v_2 = -u^* v_1 \quad (2)$$

式中 v_1 和 v_2 为在势阱 $u(\xi, \tau)$ 中散射波的幅度, ζ 为本征值, 对已知的初的值 $u(0, \tau)$, 由方程组(2)可得到初始的散射数据。对应基态孤子, 解的一般形式可写为

$$u(\xi, \tau) = 2\eta \operatorname{sech} 2\eta [\tau + 2\kappa\xi - \theta_0] \exp \{-2i[\kappa\tau + (\kappa^2 - \eta^2)\xi] - i\varphi_0\} \quad (3)$$

式中 η 、 κ 、 θ_0 和 φ_0 为由初始条件决定的常数。从上式可看出极点位置 $\zeta = \kappa + i\eta$ 的改变将导致孤子的幅度 ($\operatorname{Im} \zeta = \eta$) 和孤子的群速度 ($\operatorname{Re} \zeta = \kappa$) 的变化, 这可以从双曲正割中的附加项 $2\kappa\xi$ 看出。相位因子 $\exp(-2i\kappa\tau)$ 对应实际坐标中 $\exp(-2i\kappa t/T_0)$, 所以说 κ 的变化隐含着孤子载频的变化。

对于亚皮秒~飞秒脉冲, 其谱宽已与其载频 ω_0 相当, 描述光纤中孤子的非线性薛定谔方程必须加以修正。由于这样窄的脉冲谱宽已足够宽 (>5 THz), 同一脉冲的高频分量能够通过拉曼增益将能量转移给低频分量, 结果, 脉冲在光纤内传输时其频谱将产生连续的红移。这种现象就是孤子自频移^[9, 10], 这一结果的物理起源与非线性响应延迟有关。由于超短脉冲的宽带宽, 即使相对于光纤零色散波长相差较大时, 高阶色散效应也变得非常重要。经过修正的非线性薛定谔方程可写成^[7]

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} - i\beta \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + |u|^2 u = i\Gamma u + \tau_R u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} \quad (4)$$

式中 $\beta = \beta_3/6|\beta_2|T_0$, $\beta_n = d^n\beta/d\omega^n$, T_0 为孤子初始脉宽, $\tau_R = T_R/T_0$, T_R 为非线性折射率 n_2 的有限响应时间, $\Gamma = \alpha L_0/2$, 包括增益和损耗, L_0 为色散长度 $L_0 = T_0^2/|\beta_2|$, 对基态孤子, T_0 与 T_{FWHM} 的关系是 $T_{\text{FWHM}} = 1.763 T_0$ 。

如果考虑增益线型将增益写成 $g(\omega)$, 在孤子中心频率 ω_0 处展开, 并取中心频率处增益最大为 G_0 , 则增益可写成 $g(\omega) = G_0 - \mu\omega^2$, $\mu = \partial^2 g/\partial\omega^2$, μ 决定增益带宽。将损耗记为 δ , 通过傅里叶变换并将其引入方程(4)可得

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} - i\beta \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + |u|^2 u = i(G_0 - \delta)u + i\mu \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} + \tau_R u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} \quad (5)$$

(5)式相对非线性薛定谔方程增加了三项, 即三阶色散项、考虑了增益线型的增益和损耗项、以及自频移项。通过对(5)式的求解, 可以得到飞秒孤子脉冲在具有有限带宽增益的光纤中传输的特征。

由增益或损耗引起的孤子幅度或频率的变化, 可以通过 Satsuma 和 Yajima 提出的微扰理论研究^[11], 此方法可以更加直接地获得孤子脉宽和频移随传输距离的变化关系。在 Zakharov-Shabat 方程(2)中加一微扰项, 可得到极点的运动 $\Delta\zeta$, $\Delta\zeta$ 的实部和虚部的变化就分别代表了频率和幅度的变化。

假设脉冲 $u(\zeta, \tau)$ 变化 Δu , 由方程(2)可得

$$i \frac{d \Delta v_2}{d \tau} + \Delta u v_2 + u \Delta v_2 = \Delta \zeta v_1 + \zeta \Delta v_1 \quad (6a)$$

$$i \frac{d \Delta v_1}{d \tau} + \Delta u^* v_1 + u^* \Delta v_1 = -\Delta \zeta v_2 - \zeta \Delta v_2 \quad (6b)$$

方程(6a)乘以 v_2 , 方程(6b)乘以 v_1 , 然后对整个 τ 积分可得

$$\Delta\zeta = \frac{\int (\Delta u v_2^2 - \Delta u^* v_1^2) d\tau}{2 \int v_1 v_2 d\tau} \quad (7)$$

由方程(3), 对初始势阱

$$u(\tau, \xi = 0) = 2\eta \operatorname{sech} 2\eta \tau \exp(-2i\kappa\tau) \quad (8)$$

Zakharov-Shabat 方程中的 v_1 和 v_2 在 $\xi = 0$ 处的解是

$$v_1 = \frac{1}{2\sqrt{i}} \operatorname{sech} 2\eta\tau \exp[-(\eta + i\kappa)\tau], \quad v_2 = \frac{\sqrt{i}}{2} \operatorname{sech} 2\eta\tau \exp[(\eta + i\kappa)\tau] \quad (9)$$

这样本征值的变化为

$$\begin{aligned} \Delta\zeta &= \frac{i}{4} \int [\Delta u \exp(2\eta\tau) \exp(2i\kappa\tau) + \Delta u^* \exp(-2\eta\tau) \exp(-2i\kappa\tau)] \operatorname{sech}^2 2\eta\tau d(2\eta\tau) \\ &= \operatorname{Im}(\Delta\zeta) + \operatorname{Re}(\Delta\zeta) \end{aligned} \quad (10)$$

$$\operatorname{Im}(\Delta\zeta) = \Delta\eta = \frac{1}{4} \int [\Delta u \exp(i\kappa\tau) + \Delta u^* \exp(-2i\kappa\tau)] \operatorname{sech} 2\eta\tau d(2\eta\tau), \quad (11)$$

$$\operatorname{Re}(\Delta\zeta) = \Delta\kappa = \frac{1}{4} \int [i\Delta u \exp(i\kappa\tau) - i\Delta u^* \exp(-2i\kappa\tau)] \tanh 2\eta\tau \operatorname{sech} 2\eta\tau d(2\eta\tau),$$

如果将方程(1)的右边项看作微扰, 则在 $\Delta\xi$ 的归一化距离上引起 u 的改变为

$$\Delta u = [(G_0 - \delta)u + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} - i\tau_{\text{R}} u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau}] \Delta\xi \quad (12)$$

将(8)式代入上式得

$$\begin{aligned} \Delta u &= [2\eta(G_0 - \delta) \operatorname{sech}(2\eta\tau) + \mu(2\eta)^3 \operatorname{sech}(2\eta\tau) \tanh^2(2\eta\tau) - \mu(2\eta)^3 \operatorname{sech}^3(2\eta\tau) \\ &\quad - \mu(2\eta)(2\kappa)^2 \operatorname{sech}(2\eta\tau) + i\mu(2\eta)^2(4\kappa) \operatorname{sech}(2\eta\tau) \tanh(2\eta\tau) \\ &\quad + 2i\kappa\tau_{\text{R}}(2\eta)^4 \operatorname{sech}^3(2\eta\tau) \tanh(2\eta\tau)] \Delta\xi \exp(-2i\kappa\tau) \end{aligned} \quad (13)$$

由(11)和(13)式可得

$$\Delta\eta = \frac{1}{2} [4\eta(G_0 - \delta) - \frac{2}{3} \mu(2\eta)^3 - 2\mu(2\kappa)^2(2\eta)] \Delta\xi, \quad (14)$$

$$\Delta\kappa = -\frac{1}{2} [\frac{4}{3} \mu(2\kappa)(2\eta)^2 + \frac{8}{15} \tau_{\text{R}}(2\eta)^4] \Delta\xi,$$

因而一阶孤子脉冲的幅度(或者说脉宽的倒数) 2η 和频移 2κ 随归一化长度的变化为

$$\frac{d(2\eta)}{d\xi} = 2\eta [2(G_0 - \delta) - \frac{2}{3} \mu(2\eta)^2 - 2\mu(2\kappa)^2], \quad (15a)$$

$$\frac{d(2\kappa)}{d\xi} = -[\frac{4}{3} \mu(2\kappa)(2\eta)^2 + \frac{8}{15} \tau_{\text{R}}(2\eta)^4], \quad (15b)$$

方程中各项的物理意义非常清楚。(15a)式右边的三项分别代表绝热放大引起的孤子窄化, 增益的色散引起的增益减小, 以及孤子自频移引起的增益减小, (15b)式右边的两项表示增益带宽和孤子自频移对频率的牵引作用。

若用 τ (无量纲的孤子脉宽) 代替 $1/2\eta$ 、 ω (无量纲的频移) 代替 2κ , 方程(15)变为

$$\frac{d\tau}{d\xi} = 2\mu\omega^2\tau + \frac{2\mu}{3\tau} - 2(G_0 - \delta)\tau \quad (16a)$$

$$\frac{d\omega}{d\xi} = -\frac{4\mu\omega}{3\tau^2} - \frac{8\tau_R}{15\tau^4} \quad (16b)$$

如果不考虑增益和损耗, 由上式可得 $\tau = \tau_0$, $d\omega/d\xi = -8\tau_R/(15\tau^4)$ 。此结果与文献[10]的结果一致, 即孤子自频移与脉宽的四次方成反比。当考虑有限增益带宽的放大时, 方程(16)有稳态解, 这时孤子自频移被抑制, 孤子脉冲保持一定的脉宽稳定传输, 稳定后的脉宽和频移为

$$2\tau^2 = \frac{\mu}{3(G_0 - \delta)} + \left[\frac{\mu^2}{9(G_0 - \delta)^2} + \frac{16\tau_R^2}{25\mu(G_0 - \delta)} \right]^{1/2} \quad (17)$$

$$\omega_s = -\frac{2\tau_R}{5\tau_s^2\mu} \quad (18)$$

因为 τ_R 很小, 用幂级数展开得

$$\tau_s \approx \sqrt{\frac{\mu}{3(G_0 - \delta)} + \frac{6\tau_R^2}{25\mu^2}} \sqrt{\frac{3(G_0 - \delta)}{\mu}} \quad (19)$$

$$\omega_s \approx -\frac{6\tau_R(G_0 - \delta)}{5\mu^2} \quad (20)$$

从上式可以看到, 稳定后的脉宽和频移由增益的大小、带宽以及非线性响应延时决定。

方程(16)可用龙格-库塔方法数值求解, 计算结果可看出孤子脉冲宽和频移在传输过程中的变化。取入射脉冲宽度 $T_{FWHM} = 400$ fs, 光纤增益分别取 2, 2.5 和 3 dB/km, $\mu = 0.019$ (与孤子脉冲谱宽相当), $\delta = 0.2$ dB/km, $\beta_2 = -3.8$ ps²/km, 色散长度 $L_D = 13.5$ m, $\tau_R = T_R/T_0 = 5.9 \times 10^{-15}/227 \times 10^{-15} = 2.6 \times 10^{-2}$, 计算结果如图 1 所示。从图上可以看到, 当飞秒孤子脉冲在有带宽限制的分布放大传输系统中传输时, 开始孤子脉冲展宽, 并发生孤子自频移, 但经过一段距离传输, 脉冲宽度达到稳定, 孤子自频移被抑制, 孤子脉冲保持一定宽度稳定传输。这一过程的物理图象可以解释为由于孤子自频移效应, 孤子载频连续地向低频移动, 而当载频移至增益带的两翼, 增益变小, 当增益和损耗达到平衡时, 孤子被俘获, 自频移效应被抑制。

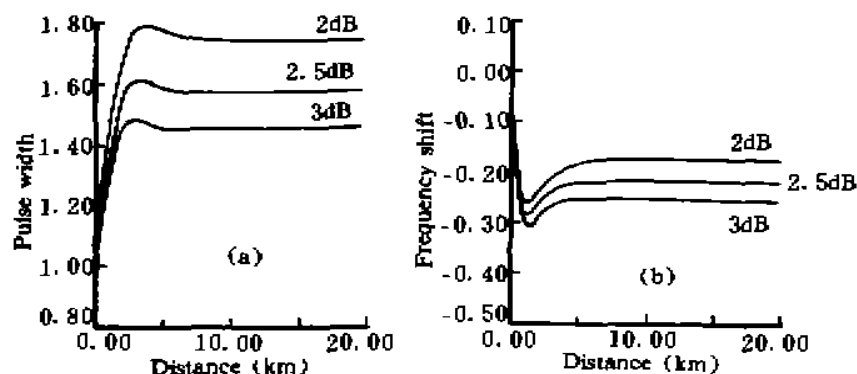


Fig. 1 Variation of soliton width (a) and frequency shift (b) with distance in fiber

结 论 通过光纤中飞秒孤子脉冲传输的微扰理论计算, 可清楚地看到有限带宽的增益可以有效地抑制孤子自频移, 稳定传输时脉冲的宽度及频移与系统增益的大小、带宽及光纤非线性响应延时有关, 通过系统参数的优化设计可实现光纤中飞秒孤子的稳定传输, 这对超高速率光孤子通信系统的实现具有一定的理论指导作用。

参 考 文 献

- [1] M. Nakazawa, K. Suzuki, E. Yamada *et al.*, Experimental demonstration of soliton data transmission over unlimited distances with soliton control in time and frequency domains, *Electron. Lett.*, 1993, 29(9): 729~730
- [2] M. Nakazawa, H. Kubota, K. Kurokawa *et al.*, Femtosecond optical soliton transmission over long distances using adiabatic trapping and soliton standardization. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1991, 8(9): 1811~1817
- [3] M. Nakazawa, K. Kurokawa, H. Kubota *et al.*, Observation of the trapping of an optical soliton by adiabatic gain narrowing and its escape. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 65(15): 1881~1884
- [4] M. Nakazawa, K. Kurokawa, Femtosecond soliton transmission in 18 km-long dispersion-shifted, distributed erbium-doped fiber amplifier. *Electron. Lett.*, 1991, 27(15): 1369~1371
- [5] K. Kurokawa, M. Nakazawa, Femtosecond soliton transmission in 18 km erbium doped fiber amplifier with different pumping configurations. *Electron. Lett.*, 1991, 27(19): 1765~1767
- [6] H. Kubota, M. Nakazawa, Subterabit-persecond soliton transmission using soliton control. *OFC'94 Advance Program*. San Jose, California. Feb. 20, 1994. WMI
- [7] G. P. Agrawal (胡国锋、黄超、李世忱译), 非线性光纤光学. 天津, 天津大学出版社, 1992, 49
- [8] V. E. Zakharov, A. B. Shabat, Exact theory of two dimensional self focusing and one dimensional self modulation of nonlinear waves in nonlinear media. *Sov. Phys. JETP*, 1972, 34(1): 62~69
- [9] F. M. Mitschke, L. F. Mollenauer, Discovery of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.*, 1986, 11(10): 659~661
- [10] J. P. Gordon, Theory of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.*, 1986, 11(10): 662~664
- [11] J. Satsuma, N. Yajima, Initial value problems of one-dimensional self-modulation of nonlinear waves in dispersive media. *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, 1974, (55): 284~306

Analysis of Ultrahigh-Speed Optical Soliton Transmission System with Distributed Amplifier

Huang Chao Li Shichen

(Department of Precision Instrument Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072)

(Received 4 December 1994; revised 2 March 1995)

Abstract The equations of the pulse width and frequency shift of femtosecond optical soliton transmission in fiber with band-limited distributed gain are derived by perturbative theory. The equations have stable solution and the analytic expressions of pulse width and frequency shift are obtained while solitons propagate stably.

Key words femtosecond soliton, distributed amplifier, bandwidth-limited