第 22 卷 第 5 期
1995 年 5 月

中 国 激 光
CHINESE JOURNAL OF LASERS

Vol. A22, No. 5
May, 1995

色散缓变光纤的孤子传输特性研究

沈廷根
(镇江师范专科学校物理系，镇江 212003)

提要 用普通数学方法求解了色散缓变光纤的 NLS 方程，由此孤子解讨论了色散缓变光纤的孤子传输特性。

关键词 色散缓变光纤，传输特性，孤子解

1 引 言

目前利用光纤非线性和群速色散的相互作用压缩光脉冲在常规光纤中产生光孤子，并形成孤子的稳定传输。但由于光纤损耗的存在，使光孤子在传输过程中幅值衰减，脉冲展宽面产生畸变。近年来用拉曼光纤放大器和掺铒光纤放大器给传输的孤子周期性地输入能量来补偿光纤的损耗，现又有人采用色散缓变光纤逐渐减小光纤色散的方法来补偿光纤损耗[1]，并已拉制出色散缓变光纤[2]。目前这方面的研究多为数值解[3~5]。本文用普通方法求解了色散缓变光纤的 NLS 方程，得到的孤子解为用色散缓变参数补偿光纤损耗的显式，其物理图像清晰、直观，结论具有一般性。为用色散缓变光纤补偿光纤损耗的孤子通信系统的设计提供了理论依据。

2 色散缓变光纤的 NLS 方程的直接孤子解

超短光脉冲在有损耗色散缓变单模光纤中传输时相应的慢变近似的场包络函数 $\varphi(z,\tau)$ 的非线性传输方程为

$$i(\partial\varphi/\partial z) - [\beta_2(z)/2](\partial^2\varphi/\partial\tau^2) + a|\varphi|^2\varphi + i\Gamma\varphi = 0 \tag{1}$$

式中，a 为非线性系数，Γ 为光纤损耗，z 为传输距离，τ 为传输时间，$\beta_2(z)$ 为光纤色散，设光纤沿孤子传播方向的群速色散以指数方式变化，则

$$\beta_2(z) = \beta_2(0)e^{-\theta z} \tag{2}$$

θ 为光纤色散沿孤子传输方向减小的快慢程度，当 $\theta = 0$ 时，$\beta_2(z) = \beta_2(0)$ 为光纤色散常数。

现对(1) 式作下列变换

$$q = \varphi e^{\theta z/2},\quad x = (1 - e^{-\theta z})/\theta,\ P = -\tfrac{1}{2}\beta_2(0) \tag{3}$$

得

$$i\frac{\partial q}{\partial x} + P\frac{\partial^2 q}{\partial\tau^2} + a|q|^2 q + (\Gamma - \theta/2)\frac{q}{1-\theta x} = 0 \tag{4}$$

设孤子的一般行波解为

收稿日期：1994 年 7 月 12 日；收到修改稿日期：1994 年 9 月 12 日

$$q = q_0G(x)\ D\{G(x)q_0[\tau + \lambda(x)]\}\ \exp\{i[\int (a/2)q_0^2G^2(x)\mathrm{d}x - \Omega^2Px - \Omega\tau]\} = q_0G(x)D(u)e^{i\psi} \tag{5}$$

式中，$D(u) = D[u(x,\tau)]$，$u(x,\tau) = G(x)q_0[(\tau + \lambda(x)]$，$\Omega$ 为孤子频率，q_0 为 $z = 0$ 处的孤子幅值，且

$$q_0 = \varphi_0, \quad \psi = \int (a/2)q_0^2G^2(x)\mathrm{d}x - \Omega^2Px - \Omega\tau \tag{6}$$

将(5) 式代入(4) 式经过运算得其实部方程为〔并注意到 $(\mathrm{d}/\mathrm{d}x)\int G^2(x)\mathrm{d}x = G^2(x)$〕

$$P\frac{\mathrm{d}^2D}{\mathrm{d}^2u} - \frac{a}{2}D + aD^2 = 0 \tag{7}$$

由(7) 式解出

$$D(u) = \mathrm{sech}\left(\sqrt{a/2P}\cdot u\right) \tag{8}$$

将(5)式代入(4)式得其虚部方程为

$$q_0\frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}x}D + \frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}u}\left[\frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}x}q_0^2G(\tau + \lambda) + G^2q_0^2\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}x} - 2q_0^2G^2\Omega P\right] + (\Gamma - \theta/2)\ \frac{Gq_0D}{1 - \theta x} = 0 \tag{9}$$

将(8) 式代入(5) 和(9) 式后用 q^* 乘以(9) 式并对时间 τ 积分得其描述孤子能量 $\int_{-\infty}^{\infty}|q|^2\mathrm{d}\tau$ 的演化积分方程[6]，由此演化方程得

$$\frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}x} = -2(\Gamma - \theta/2)\ \frac{G}{1 - \theta x} \tag{10}$$

由(10) 式解得

$$G = \exp\{-2(\Gamma - \theta/2)[\ln(1 - \theta x)]/-\theta\} \tag{11}$$

将(3) 式中的 $1 - \theta x = e^{-\theta z}$ 的式代入(11) 式得

$$G = \exp[-2(\Gamma - \theta/2)z] \tag{12}$$

将(8) 式代入(5) 式和(9) 式后用 $\partial q^*/\partial\tau$ 乘以(9) 式并对时间 τ 积分得其描述孤子动量 $\int_{-\infty}^{\infty}q(\partial q^*/\partial\tau)\mathrm{d}\tau$ 的演化积分方程[6]，由此演化方程得

$$(\mathrm{d}\lambda/\mathrm{d}x) = 2p\Omega \tag{13}$$

由(3) 式和(13) 式得

$$\lambda = 2p\Omega x = 2p\Omega(1 - e^{-\theta z})/\theta \tag{14}$$

将(12)式、(3)式代入(6)式得

$$\psi = \frac{a}{2}\ q_0^2\frac{\exp[-4(\Gamma - \theta/4)z]}{-4(\Gamma - \theta/4)} - \frac{\Omega^2P[1 - \exp(-\theta_{z_0})]}{\theta} \tag{15}$$

将(3)，(8)，(12)，(14)，(15)式代入(5)式得

$$\varphi(z,\tau) = \varphi_0\exp[-2(\Gamma - \theta/4)z]\mathrm{sech}\{\sqrt{a/2p}\ \varphi_0\exp[-2(\Gamma - \theta/2)z][\tau + 2\Omega P(1 - e^{-\theta z})/\theta]\}$$
$$\cdot\exp\left\{i\left[\frac{a}{2}q_0^2\frac{\exp[-4(\Gamma - \theta/4)_z]}{-4(\Gamma - \theta/4)} - P\Omega^2(1 - e^{-\theta z})/\theta - \Omega\tau\right]\right\} \tag{16}$$

3　讨论和结论

3.1　由(12) 式可见，我们从孤子解中得到色散缓变参数补偿光纤损耗的显式，为用色散缓变光纤补偿光纤损耗的光孤子通信系统的系统的设计提供了重要的理论依据。当 $\Gamma = \theta/4$ 时，由(16) 式可见，光纤的色散缓变效应完全补偿了光纤损耗，使光孤子在色散缓变的光纤中传输时，其幅值保持不变，根据孤子的幅值与其脉冲之积保持不变的孤子的绝热特性，其脉宽也保持不变。由此可大大提高光孤子的传输速度和通信容量，实现光孤子长距离、无畸变地高速传输，这种对光纤损耗的补偿作用与光纤放大器的作用在本质上是一致的。

3.2　由(8) 式 $\mathrm{sech}\sqrt{a/2P}\cdot u$ 可见，光孤子的形成是由光纤的非线性(a) 与光纤色散〔P

$=-\beta_2(0)/2$〕相互作用产生，两者缺一不可，并孤子存在于〔$P>0$，即 $\beta_2(0)<0$〕光纤的反常色散区，这一点由此处的数学表达式得到有力的证明。从另一方面来看，当 $\theta=\infty$ 时，认为光纤色散 $\beta_2(z)\equiv 0$，光孤子解 $\varphi(z,\tau)$ 不存在，此时必须考虑高阶色散与非线性效应相平衡在光纤中才能产生光孤子[7]。

3.3 由(14)式可见，当 $\theta=0$(即光纤色散为常数的常规光纤)时，运用罗比达法则得 $\lambda=2P\Omega z$，此时孤子的中心位置随 z 值增加作线性漂移，而当 θ 为一常数时，在 $z\to\infty$ 情况下则 $e^{-\theta z}\to 0$，此时 $\lambda=2P\Omega/\theta$ 为一常数，与常规光纤 $\lambda=2P\Omega z$ 相比，显然在 $z=0\sim\infty$ 范围内随 z 值增加，色散缓变光纤大大地减小了孤子中心位置随 Z 增加产生的漂移，也就是大大减小了孤子在传输过程中产生的形变和脉冲输出不对称。另外，从决定孤子形状的数学表达式

$$\mathrm{sech}\{\sqrt{a/2P}\exp[-2(\Gamma-\theta/2)]\varphi_0[\tau+\lambda(z)]\}$$

可见，原来因光纤损耗 Γ 的存在，使孤子在传输过程中按指数律 $e^{-2\Gamma z}$ 产生形变。而现在也得到色散缓变 θ 参数的补偿，这种形变大大减小。

3.4 由(15)式可见，孤子的相位随 Z 值增加产生的非线性漂移也得到色散缓变光纤的补偿而大大减小。

3.5 本文得到的光纤色散缓变参数补偿光纤损耗和孤子脉宽展宽效应的孤子解显式〔即(16)式〕，它与文献[8]数值解的模拟结果一致。

参 考 文 献

1 Kazuhito Tajima. Compensation of Soliton broadening in nonlinear optical fibers with loss. *Opt. Lett.*, 1987, **12**: 54～56

2 V. A. Bogatyrev, M. M. Buhonh. Signal mode fiber with chromatic dispersion Varying along the length. *J. Lightwave Technol.*, 1991, **LT-9**: 561～566

3 P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov. Ultrashort-Pulse Propagation in optical fibers. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(19): 1076～1078

4 H. H. Kuehl. Solitons on an axiallg nonuniform optical fiber. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1988, **5**(3): 709～713

5 S. V. Chernikov, J. R. Taylor, P. V. Mamyshev. Generation of soliton pulse train in optical fiber using two CW singlemode diode lasers. *Electon. Lett.*, 1992, **28**(10): 931～932

6 扬祥林，赵 阳. 光纤损耗对孤子传输影响的研究. 通信学报，1989，**10**(2)：62

7 P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, H. H. Chen. Soliton at the Zero-group-dispersion wavelength of a single-model fiber. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(8): 628

8 徐文成，郭 旗，廖常俊等. 光学孤子在色散缓变光纤中的传输特性研究. 光学学报，1994，**14**(3)：287

Propagation properties of Soliton in the Fibers with Slowly Decreasing Dispersion

Shen Tinggen

(*Department of Physics, Zhenjiang Normal College, Zhenjiang* 212003)

Abstract In this paper a solution to the NLS equation, including slowly decreasing dispersion, is given by using common mathematics. From the Solution the propagation properties of soliton in fibers with slowly decreasing dispersion are discussed in detail.

Key words fiber with slowly deceasing dispersion, propagation properties, solution of soliton