

# 双光学孤子脉冲的传输特性

郭 旗\*\* 周国生 温 群

(山西大学 物理系, 太原)

林 为 干

(电子科技大学, 成都)

## 提 要

本文首先指出了算法分裂步骤(split-step)Fourier法和光束传播(propagating-beam)法的等价性。利用这种算法, 数字地模拟了可变等振幅孤子脉冲对在无耗光纤中的传输过程, 结果证明: 提高振幅可使孤子的相互作用大大减小。

关键词: 非线性光学; 孤子; 光纤孤子通信。

## 一、引 言

自从光纤孤子通信概念<sup>[1,2]</sup>提出以后, 其传输码率极高的优越性, 引起了人们极大的兴趣和广泛的关注。由于非线性效应和色散效应达到平衡, 光纤中的单个一阶孤子脉冲, 在传输过程中将始终保持其初始波形不变<sup>[3]</sup>。将这种脉冲作为信息载体, 有可能大大提高通信容量。不幸的是, 由于存在所谓的光学孤子相互作用效应<sup>[4]</sup>, 使邻近的孤子脉冲在传输过程中会相互吸引, 彼此靠拢, 从而极大地降低了其潜在的通信容量。为了减少相互作用, 人们陆续提出了三种方法<sup>[5]</sup>: (a) 对孤子脉冲进行相位调制, 使彼此产生相位差; (b) 利用高阶色散效应; (c) 改变孤子脉冲的振幅分布, 使相互产生振幅差。我们的计算证明: 使孤子脉冲对的振幅保持一致地提高, 也可有效地减小其相互作用, 提高通信容量。

另一方面, 在无耗光纤中传输的孤子脉冲波包, 由非线性 Schrodinger 方程<sup>[1-3]</sup>

$$iq_{\xi} + \frac{1}{2} q_{\tau\tau} + |q|^2 q = 0 \quad (1)$$

来描述, 其中  $q$  为归一化的电场,  $\xi$  和  $\tau$  分别是归一化的距离和时间。由于方程的非线性性, 除了极少数情况外, 一般只能对其进行数值求解<sup>[6]</sup>。为此, 人们提出了若干算法, 比如: 各种差分法<sup>[6]</sup>, 以及分裂步骤 Fourier 法<sup>[7]</sup>和光束传播法<sup>[8]</sup>。由 R. H. Hardin 等提出的分裂步骤 Fourier 法的精度为  $(\Delta\xi)^2$  和  $(\Delta\tau)^n$  ( $n$  为任一整数), 并且是绝对稳定的<sup>[7]</sup>。T. B. Taha 等曾指出<sup>[6]</sup>, 各种方法(不包括光束传播法)比较, 分裂步骤 Fourier 法最好。光束传播法是由 J. A. Fleck 等提出的, 其特点是物理意义明确, 但稳定性没有严格证明<sup>[8]</sup>。由于其优越性, 它们一直是作为彼此不相关的两种算法而得到广泛应用<sup>[1,9-11]</sup>。本文将指出,

收稿日期: 1989年5月17日

\* 国家自然科学基金资助项目

\*\* 现在地址: 广州华南师大学量子电子学研究所。

两种方法是殊途同归的,因此,后者的稳定性得到自然地证明。

## 二、计算方法

(一)为了比较,先将两法的要点以适合我们讨论的方式简述如下。

### 1. 光束传播法<sup>[8]</sup>

方程(1)可形式地写为:

$$q(\tau, \xi + \Delta\xi) = \exp\left(i\frac{1}{2}\Delta\xi\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}\right)\exp[i\Delta\xi|q(\tau, \xi)|^2]q(\tau, \xi). \quad (2)$$

其中,  $\Delta\xi$  是区间  $[\xi, \xi + \Delta\xi]$  上的增量,更进一步可再写为:

$$\begin{aligned} q(\tau, \xi + \Delta\xi) &= \exp\left(i\frac{1}{4}\Delta\xi\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}\right)\exp[i\Delta\xi|q(\tau, \xi)|^2] \\ &\cdot \exp\left(i\frac{1}{4}\Delta\xi\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}\right)q(\tau, \xi) + O(\Delta\xi^2). \end{aligned} \quad (3)$$

方程(3)是光束传播的算法依据,其物理意义是:  $\xi$  点的场量,在均匀介质(不考虑线性)中传输  $\Delta\xi/2$  后,使其相位改变  $\Delta\xi|q(\tau, \xi)|^2$  (考虑非线性效应),再经  $\Delta\xi/2$  的传输,即可得到  $\xi + \Delta\xi$  点的场量。从  $\xi = 0$  开始,重复此过程,可求得任一距离的输出。方程(2)的物理意义可类推。

### 2. 分裂步骤 Fourier 法<sup>[6]</sup>

此法的实质是将方程(1)分为非线性和线性的两部分单独处理。利用 Fourier 变换,最后可得到分裂步骤 Fourier 法的算法公式:

$$q(\tau, \xi + \Delta\xi) = F^{-1}\{\exp(-i\omega^2\Delta\xi/2)F[\exp(i\Delta\xi|q(\tau, \xi)|^2)q(\tau, \xi)]\}. \quad (4)$$

式中,  $F$  和  $F^{-1}$  分别表示 Fourier 正变换和反变换,  $\omega$  为 Fourier 空间的变量。

等效性证明。让我们回到方程(2),作变换

$$g(\tau, \xi) = \begin{cases} \exp(i\Delta\xi|q(\tau, \xi)|^2)q(\tau, \xi), & \xi = \xi; \\ q(\tau, \xi + \Delta\xi), & \xi = \xi + \Delta\xi \end{cases} \quad (5)$$

后,可以看出,方程(2)实际上是自由空间的波动方程:

$$ig_\xi(\tau, \xi) + \frac{1}{2}g_{\tau\tau}(\tau, \xi) = 0. \quad (6)$$

对变量  $\tau$  实行 Fourier 变换,可得到:

$$g(\tau, \xi + \Delta\xi) = F^{-1}\{\exp(-i\omega^2\Delta\xi/2)F[g(\tau, \xi)]\}; \quad (7)$$

$$\text{即 } q(\tau, \xi + \Delta\xi) = F^{-1}\{\exp(-i\omega^2\Delta\xi/2)F[\exp(i\Delta\xi|q(\tau, \xi)|^2)q(\tau, \xi)]\}. \quad (8)$$

比较方程(4)和方程(8),不难看出,两方程完全相同。至此,分裂步骤 Fourier 法和光束传播法的等价性得到完全证明。

根据方程(8),我们编制了计算程序,其中, Fourier 变换由快速变换 Fourier 代替。利用所编程序对单个一阶孤子和二阶孤子的演化过程进行了拟,所得的结果与已知的解析解<sup>[9]</sup>在误差范围内相等,从而证明了程序的正确性。

## 三、计算结果

利用编制的程序,我们模拟模方程(1)在初开条件:

$$q(\tau, 0) = A \{ \text{sech}(\tau + \Delta/2) + \text{sech}(\tau - \Delta/2) \} \quad (9)$$

下的演化过程,其中,  $A$  是孤子脉冲的振幅(计算范围是  $0.9 < A < 2$ ),  $\Delta (> 0)$  为初始的脉冲间隔。

一般而言,在初始条件(9)下,孤子冲脉对的传输特性可分为三种类型:(a)  $A=1$  时(一阶孤子),冲脉的变化呈周期性,即先靠拢合并成一个冲脉,再分开,并重复此过程。文献[4]已具体讨论了这种状态。(b)  $A < 1$  时,两脉冲迅速合并为一脉冲后将不再分开,虽然在  $\xi$  的某些区域内也会出就两个极值,但已不能把它从整体上区别为两个冲脉。(c)  $A > 1$  时,冲脉对的演化不再象(a)那样表现出周期性。下面着重讨论  $A > 1$  时的情况。

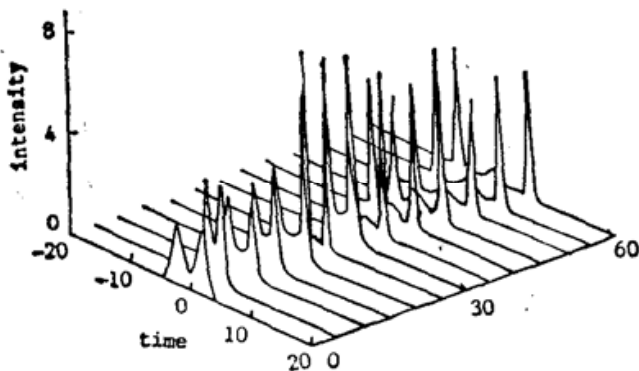


Fig. 1 A panoramic display of the dynamical evolution of the two soliton pulses when  $\Delta=4$  and  $A=1.5$

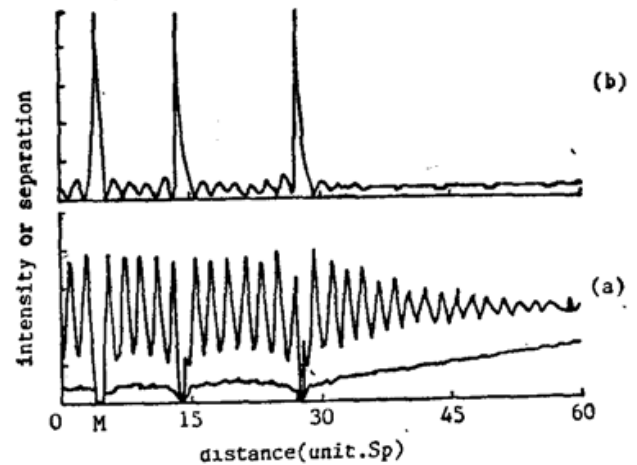


Fig. 2 The pulse peaks (the upper curve in Fig. a), the value at the center of the two pulses (Fig. b) and the separation of the two pulses (the lower curve in Fig. a) as functions of the normalised distance when  $\Delta=4$  and  $A=1.5$ . The division of ordinate is  $1/d$  for the intensity, and  $4/d$  for the separation

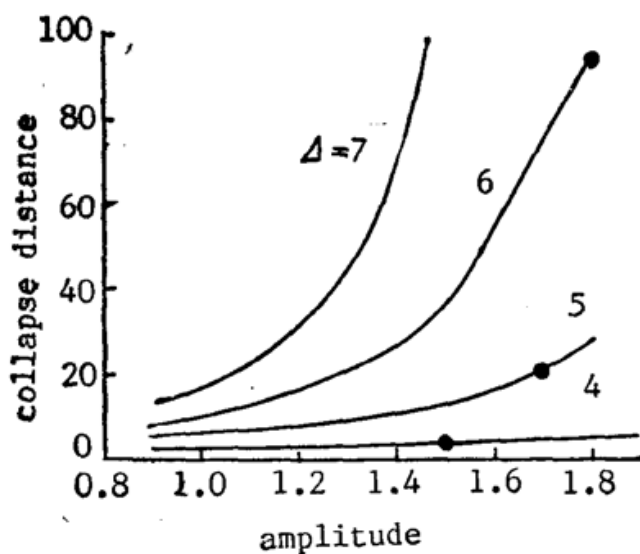


Fig. 3 The collapse distance  $D$  as a function of initial amplitude  $A$

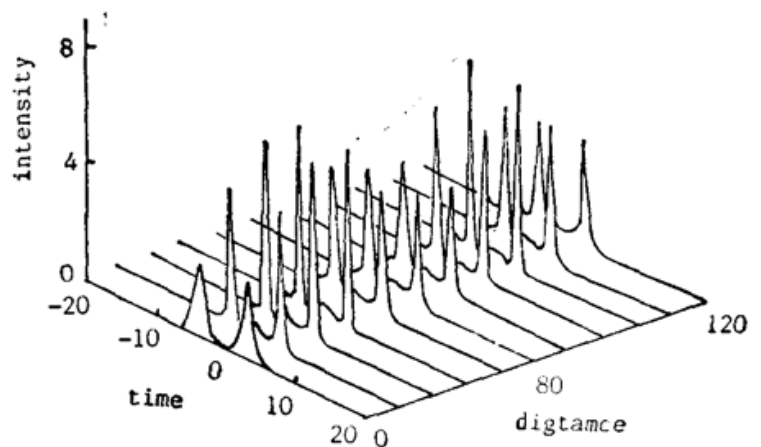


Fig. 4 A panoramic display of the dynamical evolution of the two soliton pulses when  $\Delta=7$  and  $A=1.6$

首先,脉冲的振幅剧烈振荡,与此同时两脉冲重复数次靠拢分开的过程。从数学上说,这是因为存在连续谱部分的缘故<sup>[3]</sup>。经过一段距离后,两脉冲逐渐分开,同时脉冲振幅趋于一

稳定值,表现出与简并态相似的特性<sup>[12]</sup>。图 1、2 给出了其典型的演化图,图中,归一化距离  $\xi$  以归一化系统的孤子周期  $S_p (= \pi/2)$  为单位。

达到稳定状态所需的距离,在此距离前两脉冲合并的次数,以及稳定状态的振幅值和分离速度等参量均是  $A$  和  $\Delta$  的函数。我们不在此具体讨论它们,因为我们最关心的是两脉冲第一次合并的距离  $D$ ——定义为从  $\xi=0$  开始到两脉冲第一次合并后其中心达到最大值时(图 2 中  $M$  点)的距离。

具体计算表明: $\Delta$ 一定, $A$ 越大, $D$ 越大,即相互作用越弱。但  $A$  并不能无限地增大。当  $A > 1$  时,两脉冲的中心会出现一振幅振荡的子脉冲(图 1, 2, 4),并且其振荡振幅随  $A$  的增大而增大( $\Delta$ 一定时)。因此,当子脉冲的最大振幅大于初始振幅的半功率无( $A^2/2$ )时,将会出现误码。图 3 给出了  $D$  作为  $A$  的函数的曲线。图中, $\Delta$  作为参量,曲线中的圆点代表中心子脉冲的振幅达到  $A^2/2$  的临界点, $\Delta=7$  时的临界点已远远超出了纵坐标的范围, $D$  的单位为  $S_p$ 。

图 3 表明, $\Delta$ 较小时,提高  $A$  对于改善相互作用甚微;但当  $\Delta$ 较大时( $\geq 5$ ), $A$ 的增大将明显改善其相互作用,且  $\Delta$ 越大,效果越佳。比如, $\Delta=5$ 时, $D_1 \approx 5.9 S_p^4$ ( $A=1$ 时的  $D$ ,即半周期), $D_c \approx 22.7 S_p$ (临界点时的  $D$ ), $D_c/D_1 \approx 3.8$ ;  $\Delta=6$ 时, $D_c/D_1 \approx 9$ ,其码率-距离乘积已提高近一个量级。 $\Delta$ 更大时,提高的效果会更明显。图 4 给出了  $\Delta=7$ ,  $A=1.6$  时两脉冲的演化过程。从图可见,直到  $\xi=120 S_p$ ,两脉冲仍然保持了其初始的相对距离,虽然其振幅在不断地振荡。

## 四、讨 论

### 1. 与其他方案之比较

文献[5]比较了已提出的三种方案,认为(c)  $A > 1$  是最好的。因此,将仅与(c)进行比较。与文献[5]相同,我们仅考虑了无耗的情况。虽然有耗时会大大增加孤子脉冲的相互作用<sup>[4]</sup>,但我们在对等条件下的比较是有效的。

就改善相互作用而言,(c)或许更明显。但对于实际的数字系统,严格调制脉冲振幅,将是麻烦的。因此可以说,本文提出的方案是有效的,并且更简便。

### 2. 提高振幅对改善相互作用的物理解释

一阶孤子脉冲对的相互吸引,是由于其重叠部分破坏了单个一阶孤子传输时非线性效应与色散效应达到的平衡而造成的<sup>[13]</sup>。

众所周知,光纤中的非线性折射率将引起传输的脉冲产生频率调制(自相位调制效应)。对单个一阶孤子而言,这种效应将完全抵消色散效应引起的脉冲宽度的展宽,使波形保持不变<sup>[14]</sup>。自相位调制效应正比于脉冲波形的变化率。当两个一阶孤子传输时,其重叠部分降低了该处的变化率,从而破坏了两种效应达到的平衡,使得脉冲彼此靠拢。对方程(9)求导表明,自相位调制效应将正比于  $A$ 。因此,提高振幅  $A$ ,可以部分地抵消已破坏的平衡,使  $D$  变大。 $\Delta$ 越大,脉冲重叠部分越少,故提高  $A$  可以更明显地增大  $D$ 。仅从物理概念出发,我们甚至可以推测:对某些  $\Delta$ 、 $A$  值,脉冲对可能达到新的平衡,从而保持它们的相对距离和波形不变地传输。但目前我们还未发现这种平衡点。

## 五、致 谢

笔者由衷地感谢下述同志的帮助：电子科技大学应用所四室胡力副教授和该室的全体同志；山西大学计算中心梁贵宏、胡全中、阎引堂；深圳大学物理系杨淑雯教授。

## 参 考 文 献

- [1] A. Hasegawa and F. Tappert; *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **23**, No. 3 (Aug), 142~144.
- [2] A. Hasegawa and Y. Kodama; *Proc. IEEE*, 1981, **69**, No. 9(Sep), 1145~1150.
- [3] J. Satsuma and N. Yajima; *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, 1974, No. 55, 284~306.
- [4] K. J. Blow and N. J. Doran; *Electron. Lett.*, 1983, **19**, No. 11 (26th May), 429~430.
- [5] P. L. Chu and C. Desem; *ibid*, 1985, **21**, No. 24 (21st Nov), 1133~1134.
- [6] T. R. Taha and M. J. Ablowitz; *J. Comp. Phys.*, 1984, **55**, No. 1 (Jan), 192~202.
- [7] R. H. Hardin and F. D. Tappert; *SIAM Rev.*, 1973, **15**, No. 2 (Feb), 423.
- [8] J. A. Fleck, Jr., J. R. Morris and M. D. Feit; *Appl. Phys.*, 1976, **10**, No. 1(Jan) 129~160.
- [9] D. Yevick and B. Hermansson; *Opt. Commun.*, 1983, **47**, No. 2(15th Aug), 101~106.
- [10] K. J. Blow and D. Wood; *ibid*, 1986, **58**, No. 5(1st Jul), 349~354.
- [11] E. Bourkoff, *et al.*; *Opt. Lett.*, 1987, **12**, No. 4 (Apr), 272~274.
- [12] V. E. Zakharov and A. B. Shabat; *Sov. Phys. JETP*, 1972, **34**, No. 1(Jan), 62~69.
- [13] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer; *Opt. Lett.* 1987, **12**, No. 5(May), 355~357.
- [14] Y. R. Shen; *"The Principles of Nonlinear Optics"*, (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1984), 505~527.

## Propagation properties of a pair of soliton pulses in a fiber

GUO QI ZHOU GUOSHENG AND WEN QUN

(Department of Physics, Shanxi University, Taiyuan)

LIN WEIGAN

(Institute of Applied Physics (IAP), University of Electronic Science and  
Technology of China (UESTC), Chengdu)

(Received 17 May 1989)

### Abstract

It is pointed out that the Split-step Fourier Method and the Propagating-beam Method are equivalent, and numerically calculated by the method that a pair of soliton pulses propagate in a fiber with the initial equal changeable amplitudes. Our results show that the interaction between solitons can be much greatly reduced by raising their amplitudes.

**Key words:** nonlinear optics; solitons; optical fiber soliton communications.