

- (1985), 334; 新疆大学学报(自科版) No. 3(1988), 33; 低温与超导, No. 4(1989), 13.
- [3] Wu. J. Kealian. R and Rudnick. I, *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 1421.
- [4] 崔洪农等, 水动力学研究与进展, No. 1(1991), 18.
- [5] A. S. Davydov, *J. Theor. Biol.*, **38**(1973), 559; *Phys. Scr.*, **20**(1979), 387.
- [6] 庞小峰, 大自然探索, No. 3 (1987), 125; 医学物理, No. 3(1986), 8; 西南民族学院学报(自科版), No. 4(1992), 276.
- [7] A. C. Scott, *Phys. Rev. A*, **26**(1982), 578; *A*, **27**(1983), 2768; *Phys. Scr.*, **25**(1982), 651.
- [8] 庞小峰, 生物化学与生物物理学报, **18**(1986), 1; 原子与分子物理学报, No. 4(1986), 275; 运用数学学报, **10**(1986), 287.
- [9] O. H. Olsen, et. al., *Phys. Rev. A*, **38**(1988), 5856; **39**(1989), 3130.
- [10] J. P. Cottingham et al., *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 223.
- [11] P. L. Christansen and A. C. Scott(eds), *Davydov's Soliton Revisited*, Proc. Workshop on Self-Frapping of Vibrational energy in Proteins, Plenum Press, London, 1990.
- [12] A. C. Scott. *Physica D*, **51**(1991), 331.
- [13] Pang Xiao-feng(庞小峰), *J. Phys. Condensed matter* **2**(1990), 9541; 原子与分子物理学报, No. 1(1987), 383; Proc. 10th IBPC Canada Vancouver, (1990), 371.
- [14] 庞小峰, 原子与分子物理学报, No. 3(1989), 1235.
- [15] Pang Xiao-feng(庞小峰), proc. 6th ICMP, ShanYang, (1992), 26.
- [16] G. Careri. et. al., *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1983), 304; *Phys. Rev. B*, **30**(1984), 2674.
- [17] S. W. Englander. et. al., *Proc. Natl. Acad. Sci. USA.*, **77**(1980), 7222.
- [18] S. Yomasa, *Phys. Rev. A*, **27**(1983), 2120; *A*, **30**(1984), 474.
- [19] 庞小峰, 西南民族学院学报(自科版), No. 2(1992), 133; 高压物理学报, No. 2(1992), 116.
- [20] Pang Xiao-feng(庞小峰), Proc. 10th IBPC (Canada 1990. August) and Proc. ICMP, Wechan, (1991), F4-1.

光纤孤子通信原理和研究进展

钟卫平* 李中辅

(武汉大学物理系, 武汉 430072)

欧阳荣

(赣南师范学院物理系, 赣州 341000)

光纤孤子通信是一种全新的高速大容量长距离通信技术. 它是一种非线性通信, 和下一代最有发展前途的通信方式, 其信息传输容量比现有最好的线性通信系统还要高一至二个数量级. 该文介绍了光纤孤子传输理论, 光纤孤子通信技术的发展和有关的研究成果.

1966年英籍华人高锟提出光纤可以用作通信的传输线, 虽然当时制造的光纤损耗高达1000dB/km, 但到1980年, 日本利用轴向沉积法生产出损耗为0.2dB/km的普通石英光纤, 促使光纤通信技术有了迅速的发展.

光脉冲在光纤中传输时有光损耗, 使光的能量不断地衰减, 因而能使用的光纤长度是有限的. 为了实现长距离光通信, 就得在一定距离建立中继站, 把衰减的信号反复增强, 因而光纤损耗决定了光信号被增强之前可传输的最大距

离. 而光纤色散限制了光通信系统的传输容量, 色散越小, 光信号所携带的信息容量就越大, 例如光脉冲的脉宽由1000ns减小到1ns, 则所传输的信息容量将由1Mbit/s增加到1000Mbit/s. 为了增大光脉冲的传输距离和信息容量, 美国学者哈瑟加瓦(A. Hasegawa)在1973年就提出了光纤中实行光孤子(optical soliton)传输的概念^[1]. 1980年, 得到了莫勒瑞尔(L. F.

* 现在单位: 广东惠州市邮电局, 惠州 516012.

Mollenauer)等人实验的证实^[2].

所谓光纤中的光孤子是指满足一定条件的非线性波包,它传输长距离或相互碰撞后,其形状、振幅和传播速度都保持不变.如以它作为信息载体,就可以大大增长传输距离和增大信息容量.目前它已引起了人们极大的兴趣和广泛的关注.

一、光纤孤子传输理论和形成条件

1. 唯象理论

光纤孤子通信理论是非线性传输理论.1967年以前,为了解释浅水波之类的孤子现象,人们建立了理想非线性色散系统的KdV, Sine-Gordon方程.1968年,埃克码瑞(A. Akhmanov)等人在研究非线性媒质中光的自聚焦和衍射问题时发现,脉宽为10ps、功率为30mW的光脉冲通过光纤时,媒质的非线性效应与色散效应可以相互比拟.在这个基础上,哈瑟加瓦等人致力于光纤中光脉冲传输问题的研究,于1973年用慢变包络近似和模场平均法建立了单模光纤中的非线性包络孤子演化方程,也称为非线性薛定谔(NLS)方程.在反常色散($K'' = \partial^2 k / \partial \omega^2 < 0$, K 为传播常数)情况下,无损耗理想光纤中归一化NLS方程的形式为^[1]

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

式中 $u(\xi, \tau)$ 为光脉冲包络的幅度, ξ, τ 分别为归一化无量纲传输距离和时间.利用逆散射方法^[3],可求得(1)式的基阶($N=1$)孤子解为

$$u(\xi, \tau) = \eta \operatorname{sech} \eta (\tau + \kappa \xi + \theta_0) e^{i[-\kappa \tau + \frac{1}{2}(\kappa^2 - \eta^2)\xi + \phi_0]} \quad (2)$$

式中 η, κ 分别是孤子的振幅和速度, θ_0, ϕ_0 为初始相角.从上式可知,NLS方程的基阶孤子解是一双曲正割曲线.对无损耗理想光纤,基阶光孤子通过无限长距离后,其振幅、脉宽和形状都保持不变,传输过程中不会使信号失真和波形发生畸变,具有很高的传输码率.

通过对(1)式求解,还可以得到高阶($N>1$ 的整数)孤子解.如果孤子的振幅 η 等于阶数

N ,并取初始条件为 $u(0, \tau) = \eta \operatorname{sech}(\tau)$,则二阶($N=2$)孤子解为

$$u(\xi, \tau) = \frac{4[\cosh(3\tau) - 3e^{4\xi} \cosh(\tau)]e^{\frac{\tau}{2}}}{\cosh(4\tau) + 4\cosh(2\tau) + 3\cos(4\xi)} \quad (3)$$

光孤子传输的一个有趣特征是,对于 $\xi_0 = \pi/2$, $|u(\xi, \tau)|^2$ 是周期性变化的,这个周期为

$$Z_0 = 0.322 \frac{\pi T_{\text{FWHM}}^2}{2|K''|} \quad (4)$$

式中 $T_{\text{FWHM}} = 1.76T_0$ (T_0 为初始脉宽, T_{FWHM} 常称3dB时间带宽).

我们可以考察特殊情况下,三阶($N=3$)孤子在光纤传输过程中的变化特征.在 $Z=0.5Z_0$ 处先分裂成二个光脉冲, $Z=Z_0$ 时,又合并成原来的形状,它成周期性的变化.图1示出了低阶光孤子周期性变窄和分裂的变化情况,可以看出,基阶(上)孤子在传输过程中不改变其形状,二阶(中)、三阶(下)孤子表现出复杂的演化特性.因而,对于高阶光孤子,可设法使传输距离与孤子周期重合,它 also 具有很高的传输码率.

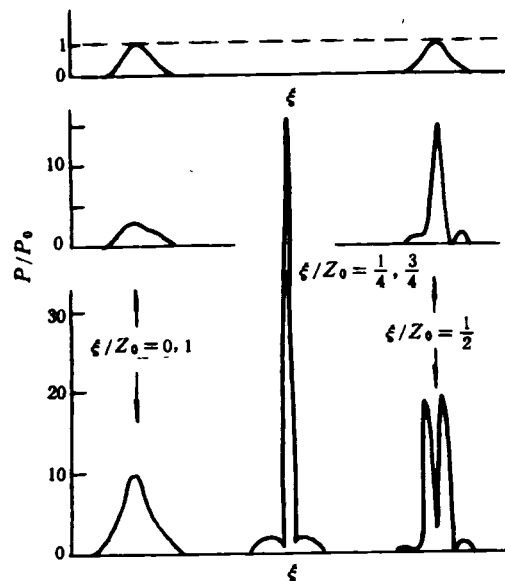


图1 孤子强度沿光纤传输时的变化规律

我们来分析一下光孤子形成的物理机制.

(1)式中的第二、三项分别代表群速度色散效应和非线性(自相位调制)效应,光孤子的形成就是这两种效应共同作用的结果.当光脉冲进入光纤后,由于自相位调制产生了频率啁啾(fre-

quency chirping). 在反常色散情况下, 群速度随频率的增加而增加. 对啁啾光脉冲, 脉冲前沿的频率低、群速小; 而后沿的频率高、群速大. 这样, 脉冲后沿加速向前赶而前沿又产生了延迟, 使得光脉冲自己向中间压缩. 当这种压缩效应与色散效应使光脉冲的脉宽扩展相平衡时, 具有适当振幅和形状的光脉冲将稳定而不变形地在光纤中传输, 这正是基阶光孤子的形成过程. 若非线性压缩大于色散扩展, 光脉冲压缩到一定程度后, 其展宽又会超过压缩, 这样的孤子进行反复的变窄和展宽, 便形成了高阶光纤孤子.

2. 光孤子的形成条件和实验结果

当考虑到光纤损耗时, 非线性薛定谔方程中应加入一附加项, 其归一化无量纲形式可以写成

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = -i\Gamma u, \quad (5)$$

这里 $\Gamma = \nu\lambda/\epsilon^2$, ν 为单位光纤长度的损耗率, λ 为光波的波长, ϵ 为一小参数. 现在来考虑由于光纤损耗下形成光孤子所需要的最小光脉冲输入功率. 这时光纤损耗率 ν 与功率损耗率 δ 的关系为

$$\nu(m^{-1}) = 1.2 \times 10^{-4} \delta(\text{dB/km}). \quad (6)$$

如果光纤损耗足够大, 除非光孤子的强度被充分放大, 否则就不可能形成光孤子. 这表明要形成光孤子, (5) 式中非线性项应比损耗项更大才能实现. 很容易证明^[4]

$$\frac{P_0(\text{W})}{S_0(\mu\text{m}^2)} > 1.9 \times 10^{-3} \delta(\text{dB/km}); \quad (7)$$

其中 P_0 为输出功率峰值, S_0 为纤芯的横截面积. 当最小功率损耗 $\delta = 0.2(\text{dB/km})$, $S_0 = 60\mu\text{m}^2$ 时, 可以算出形成光孤子的最小功率峰值为 23mW. 因而在足够强电场(例如 10^6V/m)作用下, 当波长为 $1.5\mu\text{m}$ 的光波运转时, 要使光脉冲变成光孤子, 光波的峰值功率最小应为 23mW.

1980年, 美国贝尔实验室的莫勒瑞尔等人第一次从实验中观察到了光孤子在光纤中传输. 他们所用单模光纤的纤芯直径为 $9.3\mu\text{m}$, 使用光波的波长为 $1.55\mu\text{m}$, 光纤长度为 700m, 光纤参数 $K'' = -20.4\text{ps}^2/\text{km}$, $\nu = 1.3\text{W/m}$. 图 2 是不同的输入峰值功率 P_0 , 输出脉冲谱线(上排)与其相关轨迹(下排)的实验结果.

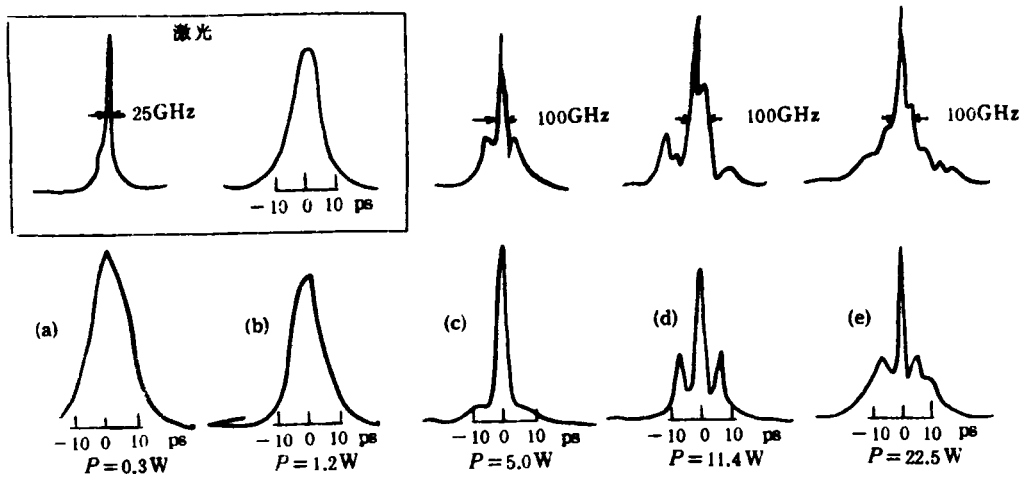


图 2 莫勒瑞尔等人第一次从实验观察到光孤子传输的实验结果(方框图为输入脉冲及其频谱)

二、光孤子在光纤中的传输过程

1. 光纤损耗对光孤子传输的影响

光纤色散与非线性相互作用是光孤子形成物理

和光孤子高码率、超远距离稳定传输的条件. 光纤损耗将使光孤子的幅度按指数律衰减, 脉宽按指数律加宽, 导致了光孤子传输距离有限. 但光纤损耗并未改变基阶光孤子的基本性质, 其振幅与脉宽之积仍为常数(即所谓的孤子绝热

振幅-宽度关系). 考虑光纤损耗时, 可用(5)式来描述光孤子的传输特征.

u^* 乘(5)式再减去 u 乘(5)式的复共轭(星号表示共轭复数), 对时间 τ 在整个区间上积分, 注意到当 $|\tau| \rightarrow \infty$ 时, u 和 $\partial u / \partial \tau$ 都趋于零, 得到孤子能量方程为

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |u(\xi, \tau)|^2 d\tau = e^{-2\Gamma\xi} \int_{-\infty}^{+\infty} |u(0, \tau)|^2 d\tau. \quad (8)$$

从上式可知, 对理想光纤 ($\Gamma=0$), 光孤子的能量在传输过程中保持不变; 对实际的光纤 ($\Gamma \neq 0$), 光孤子的幅度随传距离按指数律 $e^{-2\Gamma\xi}$ 衰减, 因而脉宽随传输距离按指数律 $e^{2\Gamma\xi}$ 扩展. 为了增大传输距离, 可以不断地给光孤子补充能量.

1982年, 卡大码(Y. Kodama)等人提出利用周期性拉曼泵浦波(pumping wave)法来补充光孤子损失的能量^[5]. 由于两列不同频率的光波在光纤中传输时, 如果它们的能量足够大, 高频的光波会将其部分能量转移给低频的光波. 因而光孤子将与泵浦波发生相互作用而得到能量补充, 实现了全光无中继通信. 美国贝尔实验室于1988年采用周期拉曼增益补偿光纤损耗全光中继方案, 进行了4000km长距离光孤子传输系统试验, 1989年又实现了6000km的试验. 目前他们又成功地进行了12000km和22000km的系统试验, 充分证明了这种方案的可行性^[6].

日本NTT研究所于1989年首次报道完成掺铒光纤放大器用来补充光孤子的能量^[7]. 采用掺铒光纤放大中继器传输光孤子脉冲序列, 是实现超远距离超高速光纤通信最有前途的实用化方案之一.

给光纤孤子通信系统进行能量补充的方案还有: 平面波能量注入法^[8]、再生型半导体激光器对孤子线性放大法等.

2. 光孤子之间的相互作用

在光纤孤子通信系统中, 传输的不是单个孤子而是孤子串, 研究光孤子串才能反映光通信系统的工作行为. 由于光纤中的非线性效应, 光孤子之间存在着复杂的相互作用, 严重降低

了光纤孤子通信系统潜在的通信容量.

埃德森(D. Anderson)等人的研究表明^[9], 光纤中两孤子之间的距离随传输距离的变化规律为

$$r(\xi) - r(0) = \frac{1}{2v} \times \log \frac{\cosh(4um\xi - 2\alpha_1) + \cos(4un\xi - 2\alpha_2)}{\cosh(2\alpha_1) + \cos 2\alpha_2}, \quad (9)$$

式中 $r(0)$, $r(\xi)$ 分别代表输入端和任一位置两孤子之间的相对距离, $v = (v_1 + v_2)/2$, v_1, v_2 分别是两孤子的振幅. α_1, α_2 分别为两孤子初始时刻的相角. 如选取 $v_1 = v_2, \alpha_1 = \alpha_2 = 0$, 则上式可简化成

$$r(\xi) - r(0) = \frac{1}{2v} \ln \frac{\cosh 4um\xi + \cos 4un\xi}{2}, \quad (10)$$

其中 $m = -4ve^{-i\psi(0)} \sin \frac{\psi(0)}{2}, n = 4ve^{-i\psi(0)}$.

$\cos \frac{\psi(0)}{2}$. $\psi(0)$ 是初始时刻两孤子的相角之差. 从(9)式可以知道, 相邻孤子之间的相互作用与孤子的振幅和初始相角有关. 在满足(10)式情况下, 在不同初始相角时, 两孤子之间的相互作用的比较如图3所示.

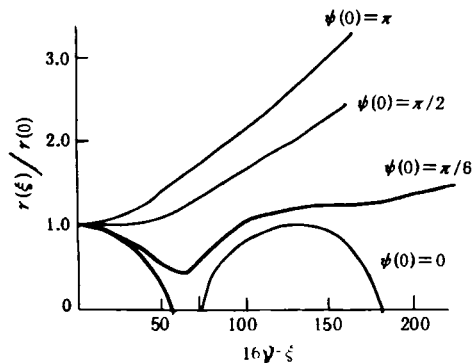


图3 不同初始相角差情况下, 孤子之间相互作用的比较

孤子相互作用理论指出, 两光孤子之间的相互作用与对初始相对位相、初始间距和相对振幅相当敏感. 当初始相对位相为 $\pi/2$ 时, 两光孤子的吸引力最小; 而两光孤子的振幅不等, 可以大大减小它们之间的相互作用.

还可以通过其他方法来控制两孤子之间的

相互作用^[10],例如光源啁啾、高阶色散、高阶非线性效应、光纤损耗、周期性光孤子放大等.有关这方面的研究还在深入发展之中.

3. 高阶效应对光孤子传输的影响

虽然 NLS 方程可以很好地描述输入功率不太高的皮秒短光脉冲在光纤中传输的主要性质,但它不能解释实验上观察到的脉冲输出不对称性^[11].1981 年有人提出,在 NLS 方程中应加上线性和非线性高阶色散项,即应取修正的非线薛定谔(MNLS)方程来代替 NLS 方程^[12].另外,如果光纤孤子通信系统工作在“零色散波长点”,光脉冲中的所有频率成分都具有相同的群速度,此时起主要作用的应该是高阶色散.

值得注意的是,哈瑟加瓦等人在推导 NLS 方程的过程中都未考虑非线性项的延时响应效应,也未考虑横向不均匀项、高阶非线性色散,因而不能解释在高功率和飞秒超短光脉冲的传输实验中所观察到的孤子自频移现象^[13].如果光脉冲的脉宽处于飞秒量级或者在“零色散波长点”处,那么高阶修正项就不能当作微扰来处理.为了解释这些问题,人们利用各种数学方法推导出所谓的修正高阶非线性薛定谔(NLS)方程.这一方程是目前描述非线性超短光脉冲在单模光纤中传输的基本方程,其归一化无量纲的形式为

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u + h = -i\Gamma u,$$

$$h = -i[\beta_1 \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + \beta_2 \frac{\partial}{\partial \tau}(|u|^2 u) + \beta_3 u \frac{\partial}{\partial \tau}(|u|^2)], \quad (11)$$

h 代表高阶项.很容易证明对理想光纤($\Gamma=0$)有

$$i \frac{\partial}{\partial \xi} \int_{-\infty}^{+\infty} |u|^2 d\tau = - \int_{-\infty}^{+\infty} (hu^* - h^* u) d\tau = 0. \quad (12)$$

从上式可知,高阶项对光孤子传输过程中的能量无影响.

由于高阶项的影响,光孤子脉冲顶端的群速度比两侧更慢而导致信号变形,即所谓的自

陡峭(self steeping)效应^[14].对于高阶孤子($N \geq 2$),传输一段距离后可能分裂成几个孤子,这种现象称为光孤子衰变^[15],例如三阶($N=3$)光孤子可能分裂成 3 个光孤子.因而可设法在光孤子发生自陡峭效应和衰变现象之前给光脉冲补充能量,防止这些现象的产生,以便增大传输距离.

三、光纤孤子通信的研究状况

1. 光纤孤子的产生——孤子激光器

只有当输入光脉冲为严格的双曲正割形状且振幅满足一定条件时,光孤子才能在光纤中稳定地传输.因此,光孤子源是实现光纤孤子通信的首要问题.

由 NLS 方程存在孤子解的条件可知,激光系统能产生孤子脉冲输出有三个基本条件:输入光源、介质的色散和非线性强弱的程度.当调整介质的非线性压缩和色散展宽达到一定条件时,输入光脉冲即可演化成强度为 sech^2 形的孤子脉冲输出.

为了获得精确可控的孤子脉冲,莫勒瑞尔等人设计和研制出了第一台孤子激光器——色心孤子激光器.在该激光器中,将一段单模保偏(single-mode preserving)光纤引入 1.4—1.6 μm 锁模色心激光器的反馈回路中,形成激光器外腔的一部分,光脉冲经外腔中光纤往复多次返回主腔自洽调控后,得到了相当精确的 sech^2 形孤子脉冲序列输出.

目前各国正在研究和开发的孤子源种类繁多,已报道的有:拉曼孤子激光器和参量孤子激光器、掺铒光纤孤子激光器、增益开关半导体准孤子激光器和锁模半导体孤子激光器等.

2. 光纤孤子通信试验系统

自从第一次拉曼能量补偿试验成功后,光纤孤子通信系统试验的研究取得了突破性的进展.莫勒瑞尔等人用色心孤子源和周期拉曼补偿的试验,实现了 4000km 和 6000km 的孤子传输,图 4 为该系统的组成.

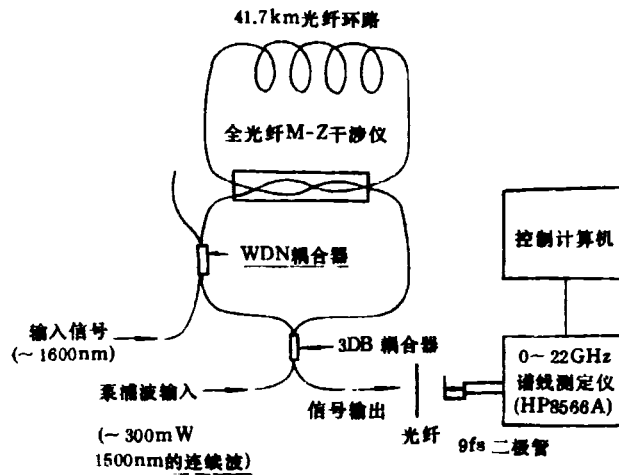


图4 莫勒瑞尔等人设计的拉曼光孤子放大全光通信系统

他们让 55ps 的光孤子脉冲信号 ($\lambda = 1.6\mu\text{m}$) 在 41.7km 长的光纤环中循环传输, 每次循环拉曼泵浦源 ($\lambda_p = 1.5\mu\text{m}$) 对信号进行一次能量补偿, 在 125 次循环传输 5216km 后, 还可以观察到无变形的光信号。

图 5 是他们得到的光孤子传输距离与脉宽关系的实验结果. 结果表明, 光脉冲传输 6000km 后, 脉宽仍保持狭窄, 接近 Gordon-Haus 的理论极限值. 实验结果说明了光孤子在超高码率、超长距离全光通信系统中具有实际应用, 而拉曼放大宽频带增益提供了大容量、多频道光孤子的传输。

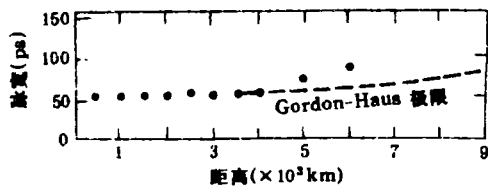


图5 光孤子脉冲传输距离与脉宽变化的关系图^[16]

另外, 日本 NTT 研究所还设计了多级掺铒光纤放大光孤子能量补偿传输系统^[16], 英国的 BTRL 实验室还设计出二级掺铒光纤放大和一级拉曼增益补偿试验系统等。

3. 光纤暗孤子通信的研究状况

以上我们只讨论了光纤亮孤子(反常色散区, $\partial K/\partial \omega^2 < 0$)的传输特性. 实际上, 在正常色散区($\partial K/\partial \omega^2 > 0$)还存在暗孤子传输. 描述光纤暗孤子传输特性仍然用 NLS 方程, 其归一

化形式却变成

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (13)$$

这方程存在所谓的暗孤子解为

$$u(\xi, \tau) = \sqrt{\eta[1 - a^2 \text{sech}^2(\sqrt{\eta a} \tau)]} e^{i\theta},$$

$$\delta = \frac{1}{2} \eta (3 - a^2) \xi$$

$$+ \sin^{-1} \frac{\text{ath} \sqrt{\eta a} \tau}{\sqrt{1 - a^2 \text{sech}^2(\sqrt{\eta a} \tau)}}, \quad (14)$$

式中 η 为孤子振幅, a 为描述调制深度而引入的参数。

1987 年, 埃皮特(P. Emplit)等人第一次从实验中观测到了光纤中的暗孤子^[17]. 理论上已证明, 光纤暗孤子应用于光纤通信系统作为信息载体, 具有比光纤亮孤子更多的优点^[18]. 图 6 是这两种孤子区别的示意图^[19].

4. 国内的研究状况

我国学者在光纤孤子通信研究领域取得了丰硕的成果, 理论研究进入了世界先进行列. 我系的黄念宁教授, 利用逆散射微扰技术^[20]成功地求出了特殊情况下($\beta_1 = \beta_3 = 0$) (11) 式的解析 n 孤子解, 对飞秒光纤孤子的理论分析和实验研究具有指导性的意义; 我系的梁家宝教授提出两个偏振态正交的孤子偶素具有和超导体中的电子偶素相似的性质, 如果研究成功, 光通信系统又将产生另一次革命; 华南师范大学的刘颂豪教授、郭旗副教授以及东南大学的杨祥

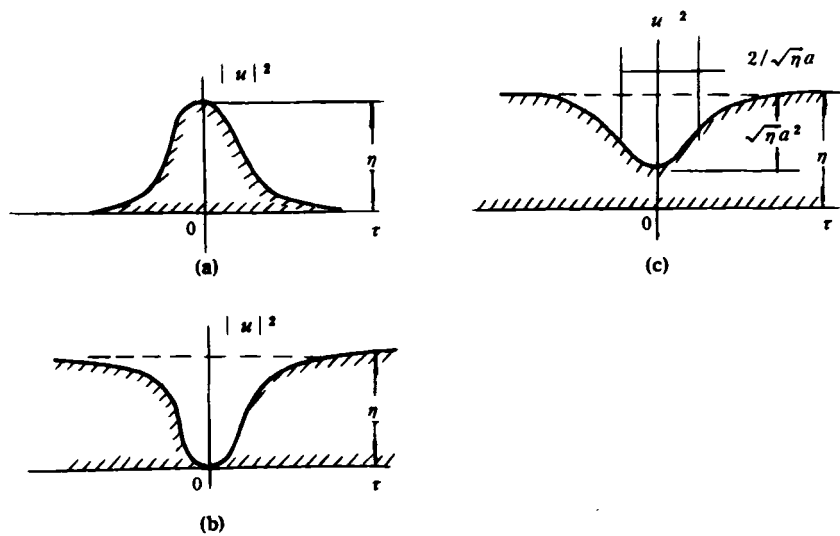


图6 亮孤子(a)和暗孤子(b,c)区别的图示

林教授都取得了很大的成绩。

实验研究方面也正在迅速展开。我系对孤子压缩的研究取得了较大的进展；华南师范大学和华中理工大学对孤子激光器的研制方面取得了一定的成果；武汉邮电科学研究所的杨晨钟高级工程师正在进行光纤孤子通信的系统设计。

国家有关方面对此项工作十分重视，1991年12月在北京召开了光纤孤子研讨会，国家自然科学基金信息部已将此列为“八五”期间的重点项目之一。

研究光孤子在光纤中的传输，理论上是从NLS方程出发，求出其精确解，指出其传输的特征；实验上是观察光纤孤子传输的动态行为。日前美国投资100亿美元集中了近二万多名学者研究这一通信系统。一些发达国家的通信研究机构还建立了相应的试验系统，例如美国的Bell实验室、日本的NTT研究所、英国的BTRL实验室等。实用化的光纤孤子通信系统的研究在不断深化之中。有人预言，10年后可以把光纤孤子通信系统完全代替卫星通信系统。

- [1] A. Hasegawa et al., *Appl. Phys. Lett.*, **23**(1973), 142.
- [2] L. F. Mollenauer et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 1095.
- [3] A. Hasegawa et al., *Proc. IEEE*, **69**(1981), 1145.
- [4] A. Hasegawa et al., *Optical Soliton in Fiber*, Springer-Verlag, (1989).
- [5] Y. Kodama et al., *Opt. Lett.*, **7**(1982), 339; **7**(1982), 285; **8**(1983), 342.
- [6] L. F. Mollenauer et al., *Opt. Lett.*, **13**(1988), 675.
- [7] M. Nakazawa et al., *Appl. Phys. Lett.*, **54**(1989), 295.
- [8] K. Tajima, *Opt. Lett.*, **12**(1987), 54.
- [9] D. Anderson et al., *Opt. Lett.*, **3**(1986), 174.
- [10] J. P. Gordon, *Opt. Lett.*, **8**(1983), 596.
- [11] H. Nakatsuka et al., *Phys. Rev. A*, **23**(1981), 1226.
- [12] N. Tzour et al., *Phys. Rev. A*, **23**(1981), 1266.
- [13] F. M. Mistsche et al., *Opt. Lett.*, **11**(1986), 659.
- [14] W. Hodel et al., *Opt. Lett.*, **12**(1987), 924.
- [15] K. Tai et al., *Opt. Lett.*, **13**(1988), 392; **13**(1988), 973.
- [16] E. Desurvire et al., *Opt. Lett.*, **12**(1987), 888.
- [17] P. Emplit et al., *Opt. Comm.*, **62**(1987), 374.
- [18] W. Zhao et al., *Opt. Lett.*, **14**(1989), 703; **14**(1989), 808; **14**(1989), 1371.
- [19] E. Shiojiri et al., *Appl. Opt.*, **24**(1985), 358.
- [20] N. N. Huang et al., *Phys. Rev. A*, **41**(1990), 4066.