

光 孤 子 与 光 纤 通 讯

董 孝 义

(南开大学现代光学研究所)

孤子 (soliton)¹⁾ 现象的发现与孤子概念的提出,可以追溯到上个世纪三十年代。1834年一位英国造船师 Scott Russell 首先发现一个有趣的现象:当他所乘坐的驳船在狭小的河道快速行驶并突然停止时,船头出现了一股水柱滚滚向前,水柱形状不变、速度不变,一直传播到很远很远。十一年后这位造船师才报道这一发现,并首先引入孤子的概念来描述这一现象。其后在一段较长的时间里,Scott Russell 的发现没有引起人们的注意。直到 1895 年 Kortewy 等人研究浅水波中的非线性问题时导出并命名为 KDV 的方程,该方程的解即为描述 Scott Russell 发现的孤子解。其后又相继建立了 S-G 方程、K-G 方程和非线性薛定谔方程等。这些方程都给出了孤子形式的解^[2,3]。它们描述了各种非线性物理效应的局域特性例如强子、旋涡、相界、磁畴壁、电荷密度波等等。因此可以广义地讲,孤子是一种波动,其能量局域在一个有限范围内,并以一定的速度传播。

光孤子概念的提出较晚,一般可归结于光学中自感应透明现象的发现^[3]。这一现象的一般解释为:一相干光脉冲通过介质时,前沿部分作用介质使之激活,而后沿部分受激活介质作用得到增益,前沿失去的能量和后沿得到的能量大小相当,因此光脉冲就象在透明介质中传播一样,能量无损耗,形成一个稳定的光脉冲。这就是一种光孤子现象。其后不久,贝尔实验室的 Hasegawa^[4] 首先提出将光孤子用于光纤通信的思想,并开辟了这一领域的研究。由于光孤子具有传播不变形的优良特性以及将其用于光通信可望导致通信速率与通信距离的大幅度提高,因此光孤子通信的思想立即得到广

泛的响应,特别是近年来,有关光孤子研究的论文日益增多,它已经成为光通信领域中一个具有开拓性质的前沿课题。Mollenauer 等人最先报道了在光纤中产生光孤子的实验^[5]。他们使用了调谐范围在 1.3—1.7 μm 的色心激光器,在损耗为 0.2dB/km 的单模光纤上首次从实验上观察到孤子的存在。1982 年英国人 Blow 等人进一步分析了 Hasegawa 理论,考虑到光纤的损耗,利用微扰法证明有高阶光孤子出现^[6],转年 Blow 的同事 Nelson 等人在 20km 的光纤上进行实验,验证了 Blow 理论^[7]。令人鼓舞的消息来自贝尔实验室,1984 年 Mollenauer 等人首次研制出光孤子激光器^[8],并宣称,用于光纤通信可望在 75 km 的光纤线路上达到每秒上百亿比特 (bit) 的速率,这比现有最好的光纤通信高出几个量级。

光孤子的形成,从物理实质上讲是介质的色散与非线性效应相互补偿的结果。因此,为了说明光孤子特性需要介绍一些有关知识。

一、相干光脉冲的传播特性

如上所述,光孤子是一种相干光脉冲,其脉宽一般在微微秒 (10^{-12}s , 或 ps) 量级以下。这种光脉冲实质上是一种相干光载频的脉冲调制波,因此光场可以表示为

$$E(t) = A \cdot \varepsilon(t)e^{i\omega_0 t}, \quad (1)$$

其中 $\varepsilon(t)$ 是光脉冲的归一化振幅包络,因此光强度包络可写成 $f(t) = \varepsilon(t) \cdot \varepsilon^*(t)$, 光脉

1) 关于 Soliton 一词,也有人译成孤立子、孤立波,本文译成孤子。

冲强度即可用以下形式表示:

$$J(t) = J_0 \cdot f(t), \quad (2)$$

$$J_0 = \langle \mathbf{A} \cdot \mathbf{A}^* \rangle / 2nc_0\epsilon_0, \quad (3)$$

注意,这里我们没有写传播因子,只是考虑时间项。(1)式中的 ω_c 是光载圆频率,一般形式为

$$\omega_c = \omega_{c0} \pm at \pm bt^2 \pm \dots, \quad (4)$$

这里 at 为线性扫频项,或称啁啾(chirp)项,取“+”号者为上调啾(升调)光脉冲;取“-”号者为下调啾(降调)光脉冲。 bt^2 为非线性扫频项,以下我们只考虑线性扫描项。这里需要特别指出的是,在孤子的形成过程中,啁啾起着非常重要的作用。

高斯型光脉冲是一种典型的光脉冲。根据以上所述,这种脉冲的光场可以写成

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(t) &= \mathbf{A} e^{-rt^2 + i\omega_c t}, \\ \epsilon(t) &= e^{-rt^2} = e^{-\alpha t^2} \cdot e^{iat^2}, \\ r &= \alpha - ia, \end{aligned} \quad (5)$$

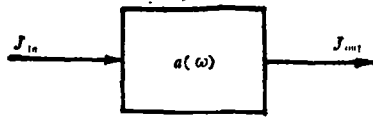


图 1

谱分析的方法是研究光脉冲传播特性的简便而有效的方法,如图 1 所示, J_{in} , J_{out} 分别为输入和输出光(强度)脉冲, $a(\omega)$ 为介质的传输谱特性,因此有

$$h_{out}(\omega) = a(\omega)h_{in}(\omega), \quad (6)$$

其中 h_{out} , h_{in} 分别是 $\epsilon_{out}(t)$ 和 $\epsilon_{in}(t)$ 的傅里叶谱,即

$$\begin{aligned} h(\omega) &= (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon(t) e^{i(\omega-\omega_0)t} dt, \\ \epsilon_{out}(t) &= (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} h_{out}(\omega) e^{-i(\omega-\omega_0)t} d\omega, \end{aligned} \quad (7)$$

$$(8)$$

最后可得到

$$J_{out}(t) = J_0 |\epsilon_{out}(t)|^2. \quad (9)$$

1. 光脉冲在色散介质中的传播特性

如不考虑损耗,色散介质的谱传输特性为

$$a(\omega) = e^{-ik_0 l n(\omega)}, \quad (10)$$

其中 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为真空中的波数, l 为介质

的长度, $n(\omega)$ 是介质折射率,并可展开成泰勒级数形式,即

$$\begin{aligned} n(\omega) &= n(\omega_{c0}) + n'(\omega - \omega_{c0}) \\ &+ \frac{1}{2} n''(\omega - \omega_{c0})^2 + \dots, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} n(\omega_{c0}) &= n_0, \\ n' &= \left(\frac{dn}{d\omega} \right)_{\omega=\omega_{c0}}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$n'' = \left(\frac{d^2 n}{d\omega^2} \right)_{\omega=\omega_{c0}}.$$

其中,群色散 n'' 对于光脉冲传输有重要影响。如果将高斯型光脉冲(5)式作为输入 $\epsilon_{in}(t)$ 代入(6)–(12)式,即可得到

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{out}(t) &= \mathbf{A} (1 + 2ik_0 l n'' r) e^{i(\omega_c t - n_0 k_0 l)} \\ &\times e^{\left\{ \frac{-(t - k_0 l n'')^2}{r^{-1} + 2k_0 l n''} \right\}}. \end{aligned} \quad (13)$$

如果令光脉冲的输入和输出半宽度分别为 t_{p1} 和 t_{p2} , 则从(13)式可计算得

$$\begin{aligned} t_{p2} &= t_{p1} \left[\frac{\rho}{(t_{p1})^4} + (1 + a_1 \rho)^2 \right]^{1/2}, \\ \rho &= -a_1 (\alpha^2 + a_1^2)^{-1}. \end{aligned} \quad (14)$$

如果输入脉冲无啁啾, $a_1 = 0$, 则(14)式为

$$t_{p2} = t_{p1} \left\{ 1 + \frac{[2k_0 l n'']^2}{(t_{p1})^4} \right\}^{1/2}. \quad (15)$$

这些结果至少可以说明:(1)光脉冲通过色散介质时,宽度展宽即 $t_{p2} > t_{p1}$; (2)这种展宽除了和群色散 n'' 大小有关外,还和光脉冲的初始啁啾 a_1 的大小有关,而且还可能选择一定的 a_1 值,使(14)式中方括号部分恒等于 1, 即 $t_{p2} \equiv t_{p1}$, 使展宽减小到零。这一结果显然极为重要。

2. 具有啁啾的光脉冲通过色散介质的特性

已知光频载波脉冲在通过色散介质时传播速度发生变化。如果介质的群色散处在负区,则群速与光载频成正比,即载频越高的部分,传播越快;反之,载频越低的部分,传播的越慢。如果介质的群色散处在正区,则上述结论恰好相反。因此,具有啁啾的光脉冲通过色散介质时,由于光载频是变化的,脉冲前后沿对应的载频不同,传播的速度也就不同,从而导致光脉

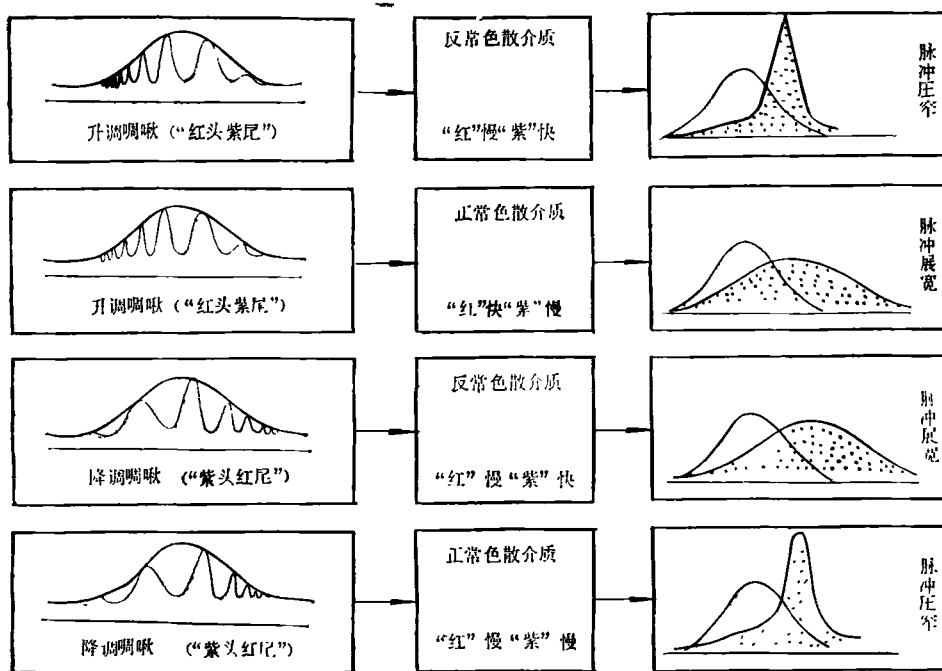


图2 啁啾脉冲通过介质时包络的变化示意图

冲的变形^[9]。由于啁啾和色散都有两种不同类型，因此结合起来将出现四种情况，如图2所示。图中第一种情况，光脉冲的载频具有升调啁啾，即前沿部分的载频低（称偏“红”），后沿部分的载频高（称偏“紫”），这种脉冲可形象地称之为“红头紫尾”。当它通过反常色散介质时，“红头”（前沿）传播慢，“紫尾”（后沿）传播快，后沿比前沿快，因此在传播中光脉冲将变窄，其它三种情况可作类似说明。

二、光纤的非线性效应与自相位调制

已知非线性光学效应如光倍频、光参量效应等的起因是物质在光场作用下的非线性极化，极化矢量的普遍形式为^[10]

$$\mathbf{P} = \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots, \quad (16)$$

$$P_i = \sum_j \chi_{ij}^{(1)} E_j + \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots, \quad (17)$$

这里 $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ 分别为一次（线性）、二次和三次（非线性）极化系数，它们都是张量，而且有 $\chi^{(1)} \gg \chi^{(2)} \gg \chi^{(3)}$ 。但是对于光纤，由于其截面直径非常小，而作用距离又相当长，因此可望观察到非线性极化效应的激光强度大大降低，例如在 0.1 W 量级就可以观察到三阶极化效应^[11]。

如果考虑到三次极化，光纤的介质折射率应写成以下形式：

$$n = n_1 + n_{N1} = (n_0 + i\chi^{(1)} + n_2 |E|^2 + \dots), \quad (18)$$

其中非线性部分将导致传输光脉冲信号的附加相移

$$\delta\varphi = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) l [n_2 |E|^2], \quad (19)$$

其中 $|E|^2 \propto$ 光强，变化的光强引起 $\delta\varphi$ 的变化，这种现象称为自相位调制效应。

对于光脉冲，因为相移(19)式引起频移

$$\delta\omega \propto -\frac{2\pi}{\lambda} l n_2 \partial |E|^2 / \partial t, \quad (20)$$

所以光脉冲的载波将产生啁啾。在脉冲前沿由

于有 $\delta\varphi\uparrow$, 因此产生的频移为负; 而在脉冲的后沿, 由于有 $\delta\varphi\downarrow$, 因此产生的频移为正, 这就是说, 脉冲的载波频率在前沿处减慢, 而在后沿处增快, 相当于载波有一个正啁啾, 即所谓“红头紫尾”的频率变化。显然, 这种具有啁啾的光脉冲在通过色散介质时要发生形状变化, 变宽或变窄由色散性质决定, 如图 2 所示。因此光纤介质的色散特性将决定具有正啁啾的光

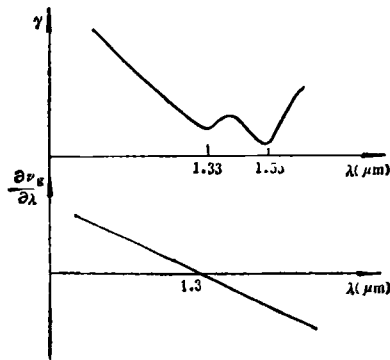


图 3 损耗 (γ)、群色散 ($\frac{\partial v_g}{\partial \lambda}$) 和波长 (λ) 的关系

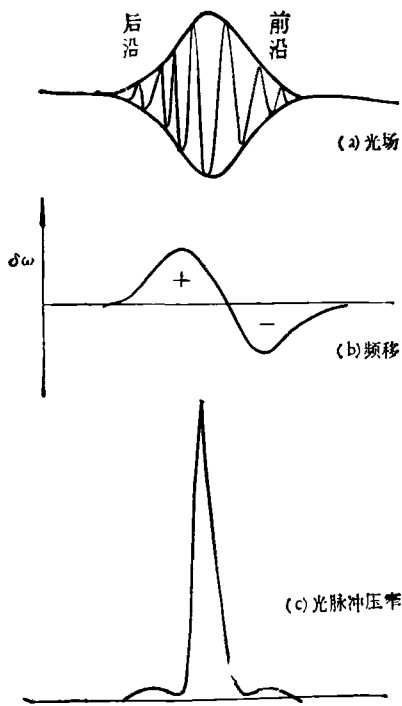


图 4

脉冲在通过光纤时外形的变化。

图 3 给出了最好的商用单模光纤的有关特性曲线^[22]。对于目前使用的长波长光纤通信来说, $\lambda = 1.33\mu\text{m}$, 因此群色散 $\partial v_g/\partial \lambda$ 处在负值区域, 再结合图 2 说明, 不难得出结论, 具有正啁啾的光脉冲通过光纤时, 宽度将压窄, 如图 4 所示。进一步可以预料: 如果这种由光纤非线性作用引起的光脉冲压窄恰好足以抑制因光纤色散作用引起的光脉冲展宽, 那么光脉冲将成为稳定的脉冲在光纤中传播。这恰好是光孤子的物理图象。

三、光孤子的工作方程

对光孤子的理论描述, 最初是借助于 Карман 的自聚焦方程完成的^[23]。假定光场表示为以下形式:

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{2} A(x, y)$$

$$\times \{ \varepsilon(z, t) \cdot e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} + c \cdot c \}, \quad (21)$$

其中 $\varepsilon(z, t)$ 即为传播光脉冲的包络。根据麦克斯韦方程, 考虑到(21)式以及光纤介质的非线性效应(即(18)式), 则可以得到

$$i \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + k' \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \gamma \varepsilon \right) + k'' \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} + k \frac{n_2}{n_0} |\varepsilon|^2 \varepsilon = 0, \quad (22)$$

其中 $k' = \partial k / \partial \omega$, $k'' = \partial^2 k / \partial \omega^2$ 为群速度及其色散, γ 代表光纤损耗, 即 $\gamma = \chi^{(1)} \omega_0 / n_0$ 。不难看出, 该方程的第四、第五项分别代表群色散和非线性的作用。对于 $\gamma = 0$ 的光纤介质(如第四项与第五项相加为零, 即群色散和非线性作用相互抵消), 则只剩下第一和第二项, 显然, 该方程有 $\varepsilon(t - k'x)$ 形式的解, 即孤立波解。如果进一步引入约化量, 即

$$\begin{cases} \tau = T^{-1}(t - k'x), \\ \xi = -T^{-1}k''z, \\ \phi = T \left\{ -\frac{\omega n_2}{2c k''} \right\}^{1/2} \varepsilon, \end{cases} \quad (23)$$

方程(22)则可改写成

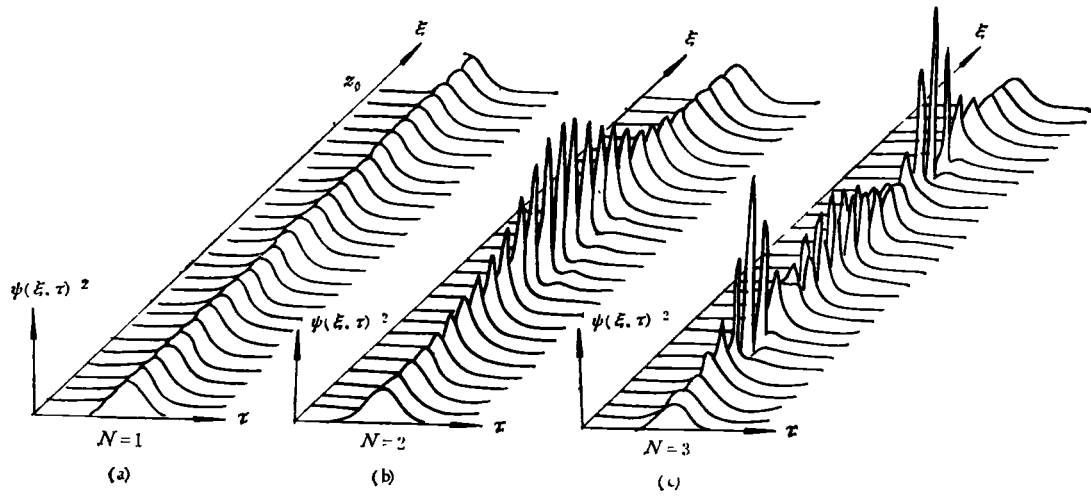


图 5

$$i \frac{\partial \psi}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + |\psi|^2 \psi + i \Gamma \psi = 0. \quad (24)$$

这是一个非线性薛定谔方程，其中 $\Gamma = -(\gamma T^2/k'')$ ，系数 T 是任意值。在无损耗，即 $\Gamma=0$ 时该方程可精确求解^[14,15]。如果 $\Gamma \approx 0$ ，但损耗项比其它项小得多（可通过选取 T 值来确定），则(24)式可以借助微扰理论求解^[16]，其解的形式为

$$\psi(\tau, \xi) = \phi_0 \text{sech}(\phi_0 \tau) e^{i\phi_0^2 \xi/2}. \quad (25)$$

这是一孤立波解。说明当一个初始形式为 $\phi_0 \cdot \text{sech}(\phi_0 \tau)$ 的光脉冲进入光纤介质后，其脉冲包络轮廓将不失真地向前传播，如图 5(a)所示^[17]。

如果初始脉冲的形式是 $N\phi_0 \text{sech}(\phi_0 \tau) e^{i\phi_0^2 \xi/2}$ ，则(24)式的解是一种新形式的孤立波，其变化规律如下^[17]所述。

1. N 为整数：(1) $N=1$ ，解的形式即为上述(25)式，称为基波孤子；(2) $N=2$ ，即输入幅度为 $2\phi_0$ ，是基波孤子的二倍（功率则为四倍），这时出现一种新形式的孤子，其包络轮廓随传播距离发生周期变化，周期长度为 $z_0 = \pi \tau^2 / 2 |k''|$ ，每经一个 z_0 ，脉冲重现一次，如图 5(b)所示；(3) $N=3$ ，即输入幅度为基波孤子的三倍（功率则为九倍），这时出现的孤子仍然是周期变化的，但变化规律与第(2)种情况不

同，如图 5(c) 所示，在 $z = z_0/4, 3z_0/4$ 处，脉冲压窄最大，而在 $z = z_0/2$ 处，脉冲分裂成双峰形式，但仍然是每经一个 z_0 ，脉冲重现一次。这类新形式光孤子又称高阶孤子。

2. N 不为整数：例如 $N = 1 + \Delta$ ，其中 $|\Delta| < \frac{1}{2}$ ，输入光脉冲将在传播过程中逐步演化为一个形式为 $\phi'_0 \text{sech}(\phi'_0 \tau)$ 的孤子，其中 $\phi'_0 = (1 + 2\Delta)\phi_0$ 。如果 $\Delta > 0$ ，则演化后的脉冲幅度增加，脉宽变窄；如果 $\Delta < 0$ ，则演化后的脉冲幅度下降，脉宽增大。

3. 一般情况： $N = m + \Delta$ ，如 $|\Delta| < \frac{1}{2}$ ，最终演化的脉冲形式为 $m\phi'_0 \text{sech}(\phi'_0 \tau)$ 。

对于光纤通信来说，使用基波孤子是极为理想的，它的波形稳定，容易控制。不过，高阶孤子也可以用来进行光通信，在 Mollenaur 和 Stolen 的工作中已能在光纤回路上将高阶孤子转变成特定长度和特定形状的基波孤子。

四、孤子激光器^[8]

将光孤子用于光通信的关键环节之一，是光孤子源——孤子激光器的研制。经过努力，最近贝尔实验室终于研制出一种孤子激光器。图 6 给出了该装置的原理图，其中虚线方框内

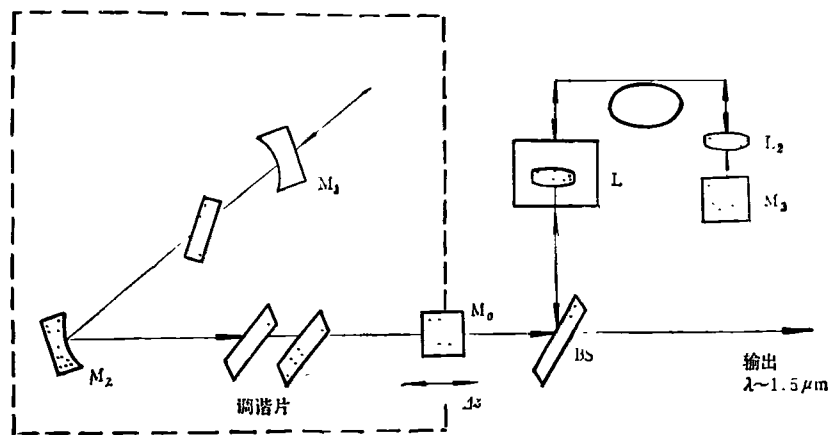


图 6

表示同步泵浦锁模色心激光器，它给出可调谐的超短序列光脉冲，调谐范围在 $1.4-1.6\mu\text{m}$ 。这种光脉冲经分束器 BS 再经耦合透镜输入到单模保偏振光纤内，在该光纤的另一端由全反射镜 M_3 和耦合透镜 L_2 又将光脉冲按原通道返回到激光器内。在激光器内光脉冲得到增益以补偿在光纤内传播时的损耗，而在光纤中传播时的色散效应又不断得到非线性(啁啾)作用的抑制，这些过程在激光器和光纤系统中不断重复，直到形成稳定的光脉冲——孤子为止。目前，从这种系统得到的孤子最短脉宽为 0.21ps ，并可望得到 0.05ps 的受控光脉冲，这意味着这种孤子系统能够以每秒几百亿彼特的速率进行数字通信，这比现在最好的光纤通信水平要高出几个量级。

光孤子不仅对光纤通信产生巨大的吸引力，而且对高阶非线性物理的研究也具有深远的意义。

尽管有关光孤子的理论与实验研究都相继取得了令人鼓舞的进展，但是仍然存在许多有待解决的实际问题和理论问题，特别是利用孤子进行光通信的实际和理论问题。例如，作为光纤通信信号载子的光孤子应该是序列脉冲，

因此要研究序列孤子间的相互作用及其对通信质量的影响。总之，还有大量工作要做。

参 考 文 献

- [1] К. Лонгрен и Э. Скотт Солигоны в Действии., М. Мир,(1981).
- [2] R. K. Bullough et al., *Physica Scripta*, **20** (1979), 364.
- [3] F. Slusher, *Progress in optics*, E. Wolf ed, **XI** Amsterdam, North-Holland Pub. Co., (1973).
- [4] A. Hasegawa et al., *Appl. Phys. Lett.*, **23** (1973), 142; 171.
- [5] F. Mollenauer et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45** (1980), 1095.
- [6] J. Blow and J. Doran, *Opt. Comm.*, **42** (1982), 403.
- [7] P. Nelson et al., *Opt. Comm.*, **48**(1983), 292.
- [8] F. Mollenauer et al., *Opt. Lett.*, **9**(1984), 17.
- [9] W. J. Tomlinson et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, **1**-(2) (1984), 139.
- [10] 刘颂豪、赫光生, *物理*, **11**(1982), 257.
- [11] H. Stolen and C. Lin, *Phys. Rev. Ser. A*, **17**(1978), 1448.
- [12] F. Mollenauer, *Laser Focus*, **8**(1982), 193.
- [13] И. Карпман. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М. Наука, (1973).
- [14] Е. Захаров, *ЖЭТФ*, **34**(1973), 61.
- [15] Е. Захаров, *Теория солитонов*, М. Наука, 1980.
- [16] J. Satsuma et al. *Progr. Theor. Phys.*, Suppl. **55** (1974), 284.
- [17] A. Barthelemy et al., *通信学报*, **6**(1985), 39.