

受激喇曼过程对光纤中基态 孤立子传输的影响

曲林杰 谢书升
(天津大学精密仪器系)

提 要

用计算机模拟研究了在光纤中传输的基态孤立子由于喇曼自泵浦所造成的能量谱的变化。发现,对于脉宽窄于亚微微秒的孤立子,伴随自频移效应,能量谱会相应发生畸变和带宽变化。
关键词:基态孤立子,喇曼自泵浦,自频移,能谱畸变。

一、引 言

1986年,美国贝尔实验室的 F. M. Mitschke 和 L. F. Mollenauer 实验发现了光纤中孤立子的自频移效应,并指出这个效应是由孤立子的喇曼自泵浦造成的^[1]。同时, J. P. Gordon 把喇曼效应引入非线性薛定谔方程,并从这个经过改造的薛定谔方程的傅里叶变换式出发,导出了自频移速率与孤立子脉宽的关系^[2]。

为了进一步研究受激喇曼过程对基态孤立子在光纤中传输的影响,我们利用基本的喇曼放大理论,对窄基态孤立子的能谱在传输过程中的演变作了计算模拟。

二、基本理论

基态孤立子振幅包络的无量纲形式可以写成^[3,4]:

$$u = \operatorname{sech}(s) \exp(i\xi/2), \quad (1)$$

其中 s, ξ 分别为时间和传输距离的无量纲形式。与 $\xi=1$ 相应的实际传输距离是

$$z_0 = 0.322 \times 2\pi c \tau^2 / (\lambda^2 D), \quad (2)$$

其中 c 是真空中光速, τ 是孤立子的脉宽, λ 是脉冲中心波长的真空值, D 是光纤的色散参数。基态孤立子的峰值功率 P 与脉宽 τ 的平方成反比:

$$P = A_{\text{eff}} \lambda D^2 / (0.322 \times 4\pi^2 n_2 \sigma \tau^2), \quad (3)$$

式中 A_{eff} 是光纤芯的有效截面积, n_2 是光克尔系数。

基态孤立子的能量谱为^[5]

$$W(\Omega) = (\pi/2) \operatorname{sech}^2(\pi\Omega/2), \quad (4)$$

其中 $\Omega = (\omega - \omega_0)\tau/1.763$, ω_0 是圆中心频率。由(4)式可得基态孤立子的带宽为

$$\Delta\nu = (0.315/\tau) \times 10^{13} \text{ Hz} = (0.315/\tau) \text{ THz}. \quad (5)$$

至此我们知道,窄基态孤立子既有宽的带宽,又有很强的峰值光强。例如,脉宽为 50 fsec 的基态孤立子的带宽为 6.3 THz,已经十分接近光纤芯材料石英的喇曼带宽和对应于峰值增益的喇曼频移^[5]。而当光纤芯的有效截面积 $A_{\text{eff}}=50 \mu\text{m}^2$,色散参数 $D=1500 \text{ psec}/\text{cm}^2$ 时,脉宽为 50 fsec、波长为 $1.5 \mu\text{m}$ 的基态孤立子的峰值光强为 $1.66 \times 10^{10} \text{ W}/\text{cm}^2$ 。这就使得窄孤立子频谱的各傅里叶成分之间会发生较强的喇曼相互作用。

由于喇曼相互作用,对频率是 ω 的傅里叶分量,频率大于它的所有傅里叶成分都将对它产生增益,增益因子为 $\exp\left[(\xi/2\pi) \int_0^{\omega} G'(\omega') W(\omega+\omega', \xi) d\omega'\right]$ 。相反,频率为 ω 的傅里叶分量由于对所有频率小于它的成分提供增益而自身受到损耗,损耗因子为

$$\exp\left[-(\xi/2\pi) \int_0^{\omega} G'(\omega') W(\omega-\omega', \xi) d\omega'\right]。$$

这里, $G'(\omega')$ 是喇曼增益系数的无量纲形式:

$$G'(\omega') = (\lambda/2\pi n_2) G(\omega'), \quad (6)$$

式中 ω' 是圆频率差。石英的喇曼增益曲线既不对称也不规则^[5], 但为计算简单, 将喇曼增益曲线近似取为洛仑兹线型, 峰值对应的频移为 440 cm^{-1} , 带宽为 250 cm^{-1} :

$$G(\omega') = \begin{cases} 0 & \omega' = 0, \\ R / \left[1 + \left(\frac{\omega' - 2\pi c \times 440}{2\pi c \times 125} \right)^2 \right] & \omega' > 0, \end{cases} \quad (7)$$

其中 R 是增益峰值。

这里, 不考虑线性损耗对孤立子传输的影响, 因为, 短距离传输的损耗可以忽略, 而长距离传输的损耗可以由周期性地提供增益所补偿^[4]。

于是就可以得到基态孤立子在光纤中传输了 ξ 距离后的能量谱:

$$W(\omega, \xi) = (\pi/2) \text{sech}^2[\pi(\omega - \omega_0)\tau/3.526] \\ \times \exp\left\{(\xi/2\pi) \left[\int_0^{\omega} G'(\omega') W(\omega+\omega', \xi) d\omega' - \int_0^{\omega} G'(\omega') W(\omega-\omega', \xi) d\omega' \right] \right\}。 \quad (8)$$

三、计算结果

取孤立子的中心波长为 $\lambda=1.5 \mu\text{m}$, 光纤色散参数为 $D=1500 \text{ psec}/\text{cm}^2$, 光克尔系数为 $n_2=3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$, 喇曼增益峰值为 $R=6.6 \times 10^{-12} \text{ cm}/\text{W}$ (相应的 G' 的峰值为 0.492)。分别对脉宽为 50 fsec、100 fsec、500 fsec、1 psec、5 psec 和 10 psec 的基态孤立子在光纤中的传输作了计算机模拟。

1. 脉宽为 50 fsec 的基态孤立子在传输过程中能谱的演变

图 1 是脉宽为 50 fsec 的基态孤立子分别在 $\xi=0, 5, 10, 15, 20, 25$ 和 30 (相应的实际传输距离分别是 0, 0.225 m, 0.450 m, 0.647 m, 0.899 m, 1.124 m 和 1.349 m) 处的能量谱。虽然不是能量谱演变的全过程, 但演变过程的主要特征已能清楚地显示出来。

首先, 随着孤立子沿光纤的传输, 中心频率不断下移。例如, 在 $z=0$ 处, 中心频率为 200 THz, 在 0.225 m 处为 199.3 THz, 在 0.45 m 处为 198.3 THz。这正是所谓的喇曼自频移效应。

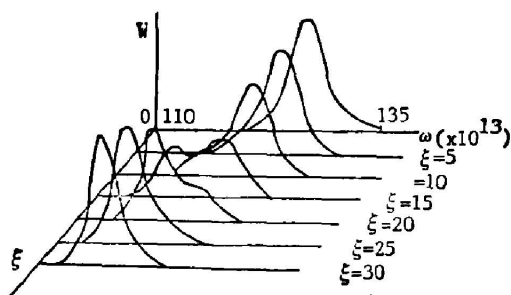


Fig. 1 Energy spectrum evolution of the fundamental soliton with pulsewidth $\tau=50$ fsec during transmitting in a fiber. ξ and W are in dimensionless units. $z=0.045$ m corresponding to $\xi=1$

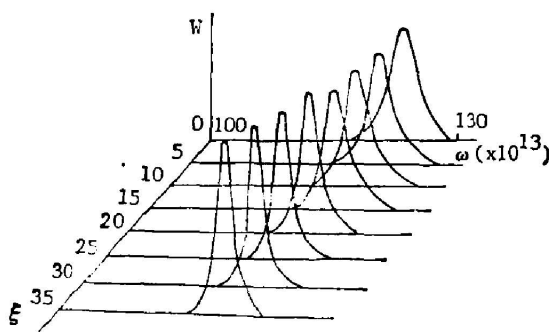


Fig. 2 Energy spectrum evolution of the fundamental soliton with pulsewidth $\tau=100$ fsec during transmitting in a fiber. ξ and W are in dimensionless units. $z=0.18$ m corresponding to $\xi=1$

其次,随着孤立子沿光纤的传输,其能量谱逐渐加宽。例如,在 $z=0$ 处,带宽 $\Delta\nu=6.3$ THz,在 0.225 m处 $\Delta\nu=6.65$ THz,在 0.45 m处为 7.0 THz。与此同时,能量谱逐渐变得不对称并偏离双曲正割函数平方的形状。

第三,50 fsec的基态孤立子在经过大约 0.5 m的传输后,频谱中就出现了斯托克斯峰,而这个斯托克斯峰与孤立子频谱是不可分割的。此后,孤立子的能量迅速向斯托克斯波转移,同时中心频率发生较大的跃变。经过大约 1 m的传输后, $1.5 \mu\text{m}$ 的孤立子已不复存在,它已基本转化为斯托克斯波了。

2. 脉宽为100 fsec的基态孤立子能谱的演变如图2所示。这里, $\xi=1$ 对应的实际传输距离(即孤立子的特征长度)是 0.18 m。与脉宽为50 fsec的孤立子能谱的演变过程明显不同的是不产生斯托克斯峰。随着中心频率的下移,带宽不是逐渐加宽而是逐渐变窄。频谱形状开始逐渐发生畸变,但畸变程度远不及50 fsec孤立子的情况那么严重。到带宽窄至接近原来的 $1/2$ 时,频谱的畸变又得到了改善。与带宽的变窄相对应,自频移的速率逐渐变小。例如,从 $z=0$ 到 $z=0.9$ m的平均频移速率是 0.762 THz/m,从 $z=1.8$ m到 $z=2.7$ m的平均频移速率是 0.57 THz/m,从 $z=6.29$ m到 $z=7.19$ m的平均频移速率是 0.38 THz/m。进一步的计算表明,随传输距离的加长,带宽及自频移速率的变化逐渐变小,最后趋于基本上稳定。

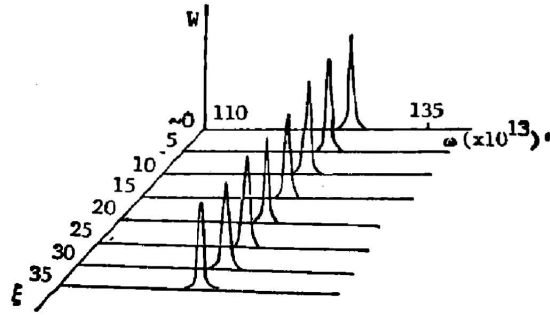


Fig. 3 Energy spectrum evolution of the fundamental soliton with pulsewidth $\tau=500$ fsec during transmitting in a fiber. ξ and W are in dimensionless units. $s=4.5$ m corresponding to $\xi=1$

3. 对脉宽分别为 500 fsec、1 psec、5 psec 和 10 psec 的基态孤立子能谱演变的模拟结果是: 500 fsec 基态孤立子的自频移速率 < 0.7 THz/km, 在前 200 m 内带宽的减小量 < 0.07 THz; 1 psec 基态孤立子的自频移速率 < 0.05 THz/km, 在前 800 m 内带宽的减小量 < 0.03 THz; 由于计算精度所限, 对 5 psec 和 10 psec 基态孤立子在与 $\xi=45$ 相应的传输距离(对 5 psec 孤立子是 20 km, 对 10 psec 孤立子是 81 km)内的频移量和带宽变化已不能觉察。图 3 是脉宽为 500 fsec 的基态孤立子在光纤中传输时能谱的演变情况。从图中已经看不出什么明显的变化。

四、结论与讨论

1. 喇曼自泵浦效应使窄孤立子在长距离传输中发生明显的自频移。频带宽度愈大, 自频移速率愈高。这个结论与献文[1]、[2]的结果是一致的。

2. 献文[2]在孤立子能谱形状保持不变的条件下导出了自频移速率为 $d\nu/dz=0.0436/\tau^4$ (THz/km)。计算结果表明, 脉宽在大约 200 fsec 以下的孤立子, 能量谱在传输中要发生畸变, 脉宽愈小, 这种畸变愈严重。与能谱的这种畸变相对应, 自频移速率并不是常数, 而是有很大的变化。但是对于脉宽大于 200 fsec 的孤立子, 能谱的畸变并不显著, 只是有轻度的带宽变窄。相应的自频移速率, 如果忽略它轻微的变慢的趋势, 基本上是常数。因此, 文献[2]的上述结论可能对于脉宽大于 200 fsec 的基态孤立子是适合的。

3. 带宽及自频移速率随传输距离的变化对不同脉宽的孤立子来说有很不相同的规律性。对于能谱的演变不产生斯托克斯峰的孤立子(例如脉宽大于 100 fsec 的孤立子), 带宽和自频移速率都是逐渐减小的。而对于能谱的演变产生斯托克斯峰的孤立子(例如脉宽为 50 fsec 的孤立子), 在脉冲转化为斯托克斯波之前, 脉宽及自频移速率都是逐渐加大的。

4. 喇曼自泵浦效应对脉宽为 10 psec 量级的基态孤立子的长距离传输可认为没有什么影响, 从这个意义上来说, 光纤孤立子通讯方案是可行的。

作者对宫靖同志协助计算工作表示感谢。

参 考 文 献

- [1] F. M. Mitschke, L. F. Mollenauer; *Opt. Lett.*, 1986, **11**, No. 10 (Oct), 659~661.
- [2] J. P. Gordon; *Opt. Lett.*, 1986, **11**, No. 10 (Oct), 662~667.
- [3] 沈元壤; 《非线性光学原理》, (科学出版社, 北京 1987), 下册, 201~211。
- [4] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon *et al.*; *IEEE J. Q.E.*, 1986, **QE-22**, No. 1 (Jan), 157~173.
- [5] R. H. Stolen; *Proceedings of the IEEE*, 1980, **68**, No. 10 (Oct), 1232~1236.

Influence of stimulated Raman process on fundamental solitons in fibers

QU LINJIE XIE SHUSHENG

(Department of Precision Instrument, Tianjin University)

(Received 26 August 1987; revised 21 March 1988)

Abstract

With the aid of computer simulation, we study energy spectrum evolution of the fundamental solitons propagating in fibers, caused by Raman self-pumping. We find that the self-frequency shift effect will be accompanied with bandwidth change and energy spectrum distortion of the solitons whose durations are shorter than sub-picosecond.

Key words: fundamental solitons; Raman self-pumping; self-frequency shift; energy spectrum distortion.