

孤子传输中的喇曼自泵产生及其 对孤子传输的影响

杨 祥 林 赵 阳

(南 京 工 学 院)

1988年6月1日收到

本文采用分步傅氏变换方法对考虑交叉非线性项的孤子及其喇曼自泵光的传输方程进行了数值研究,得出了喇曼自泵光产生及其对孤子传输影响的几个一般结论。这些结论对孤子通信问题具有一定的意义。

一、引 言

在单模光纤孤子通信中,光纤工作在非线性状态,纤芯中光强较大,这样在孤子传输的同时,孤子的喇曼自泵效应就会产生,这种喇曼自泵光必然会引起孤子能量的损失,导致孤子传输距离的缩短或检测灵敏度的下降,同时在孤子波分复用系统中造成串话。文献[1]实验观察到孤子能量由谱的高频部分向低频部分输运,文献[2]对标准非线性薛定谔方程引入非线性项延迟修正,在频域中研究了受激喇曼散射对孤子传输的影响,对文献[1]的实验结果做了定量分析。本文从基本的对纤芯折射率的讨论出发,给出了考虑交叉非线性项的孤子及其喇曼自泵光的传输方程,将分步傅氏变换方法扩展到解二元非线性方程组问题,对喇曼自泵光的产生及其对孤子本身传输的影响在时域中进行了数值研究,得出了几个一般结论。这些结论对孤子通信问题是有意义的。

二、传 输 方 程

设光纤工作在非线性状态,则纤芯介质折射率随光强的变化而变化,这种变化必将导致脉冲包络的自调制^[3]。将调制包络波写为 $E_p(z, t)$, 由这种调制包络波作为喇曼泵而产生的斯托克斯波为 $E_s(z, t)$, 则纤芯介质折射率 $n(\omega, |E|^2)$ 为

$$n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_2(\omega_p)|E_p(z, t)|^2 + n_2(\omega_s)|E_s(z, t)|^2, \quad (1)$$

式中 $n_0(\omega)$ 为线性折射率, ω_p 与 ω_s 分别为载波频率和斯托克斯频率, $n_2(\omega_p)$ 和 $n_2(\omega_s)$ 分别为载波频率处和斯托克斯频率处的非线性折射率系数。

对于调制包络波 E_p 而言,其波数 $k(\omega)$ 为

$$k(\omega) = k_p + k'_p(\omega - \omega_p) + k''_p(\omega - \omega_p)^2 + \frac{\omega_p}{c} [n_2(\omega_p)|E_p(z, t)|^2 + n_2(\omega_s)|E_s(z, t)|^2] + o[(\omega - \omega_p)^3], \quad (2)$$

式中 k_p 为载波频率处的波数, k'_p , k''_p 分别为载波速度的倒数与二阶色散。由文献[4]可知, 斯托克斯增益 $g(\omega_s)$ 为

$$g(\omega_s) = \frac{1}{2} g_R(\lambda) \frac{P_p}{A_{\text{eff}}} = g'_R(\lambda) |E_p|^2. \quad (3)$$

这一斯托克斯增益必然导致包络波附加损耗 $\Delta\gamma_p$ 的产生。由于一个包络波光子 $h\nu_p$ 损失通过喇曼增益得到一个斯托克斯光子 $h\nu_s$, 所以 $\Delta\gamma_p$ 为

$$\Delta\gamma_p = \frac{1}{2} g_R(\lambda) \frac{\nu_p}{\nu_s} \frac{P_s}{A_{\text{eff}}} = g''_R(\lambda) \frac{\lambda_s}{\lambda_p} |E_s|^2, \quad (4)$$

式中 $g'_R(\lambda) = \frac{1}{4} g_R(\lambda) \epsilon_0 c n_p$, $g''_R(\lambda) = \frac{1}{4} g_R(\lambda) \epsilon_0 c n_s$, c 为光速, ϵ_0 为真空介电常数,

n_p , n_s 分别为载波频率处和斯托克斯频率处的纤芯折射率, $g_R(\lambda)$ 为斯托克斯增益常数, 对于 SiO_2 材料为 $g_R(\lambda) = 9.79 \times 10^{-14}/\lambda$ (m/W), (3), (4) 式中的系数 1/2 为非保偏光纤的极化平均常数。因此考虑损耗情况下的调制包络波波数为

$$k(\omega) = k_p - i\gamma_p - i\Delta\gamma_p + k'_p(\omega - \omega_p) + \frac{1}{2} k''_p(\omega - \omega_p)^2 + \frac{\omega_p}{c} [n_2(\omega_p) |E_p(z, t)|^2 + n_2(\omega_s) |E_s(z, t)|^2], \quad (5)$$

式中 γ_p 为调制包络波的损耗系数, 上式等号两边同乘 $\tilde{E}_p(k - k_p, \omega - \omega_p)$, $\tilde{E}_p$ 与 E_p 满足傅氏变换

$$\tilde{E}_p(k - k_p, \omega - \omega_p) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{+\infty} E_p(z, t) e^{i[(k - k_p)z - (\omega - \omega_p)t]} dz dt.$$

对 $k - k_p$ 与 $\omega - \omega_p$ 施行傅氏逆变换, 立即可得调制包络波 $E_p(z, t)$ 满足的传输方程为

$$i \left(\frac{\partial E_p}{\partial z} + k'_p \frac{\partial E_p}{\partial t} + \gamma_p E_p + \Delta\gamma_p E_p \right) - \frac{1}{2} k''_p \frac{\partial^2 E_p}{\partial t^2} + \frac{\omega_p}{c} [n_2(\omega_p) |E_p|^2 + n_2(\omega_s) |E_s|^2] E_p = 0. \quad (6)$$

对于斯托克斯波 $E_s(z, t)$ 而言, 其波数为

$$k(\omega) = k_s + k'_s(\omega - \omega_s) + \frac{1}{2} k''_s(\omega - \omega_s)^2 + \frac{\omega_s}{c} [n_2(\omega_s) |E_s|^2 + n_2(\omega_p) |E_p|^2] - i\gamma_s + ig(\omega_s) + o[(\omega - \omega_s)^3], \quad (7)$$

式中 γ_s 为斯托克斯波的光纤损耗常数。同理, 可得斯托克斯波 $E_s(z, t)$ 满足的传输方程为

$$i \left(\frac{\partial E_s}{\partial z} + k'_s \frac{\partial E_s}{\partial t} + \gamma_s E_s - g(\omega_s) E_s \right) - \frac{1}{2} k''_s \frac{\partial^2 E_s}{\partial t^2} + \frac{\omega_s}{c} [n_2(\omega_s) |E_s|^2 + n_2(\omega_p) |E_p|^2] E_s = 0. \quad (8)$$

(6), (8) 式即为调制包络波与斯托克斯波的传输方程, 它与文献[5]研究喇曼外注入补偿

孤子损耗时所给出的方程的主要区别在于: 1) 这里的调制包络波 E_p 的传输方程考虑了斯托克斯非线性项 $n_2(\omega_s)|E_s|^2$ 对孤子演化的影响, 显然当受激喇曼散射产生并得到足够的放大使 $n_2(\omega_s)|E_s|^2$ 与 $n_2(\omega_p)|E_p|^2$ 可相比拟时, $n_2(\omega_s)|E_s|^2$ 起着重要的作用. 2) 在斯托克斯波的传输方程中考虑了包络非线性 $n_2(\omega_p)|E_p|^2$ 对斯托克斯波传输的影响, 从方程(8)可以看出, 当

$$\left\{ \frac{\omega_s}{c} [n_2(\omega_s)|E_s|^2 + n_2(\omega_p)|E_p|^2] \right\}^{-1} < [\gamma_s - g(\omega_s)]^{-1}$$

时, 斯托克斯波也可演化为孤子, 而包络非线性对斯托克斯波的孤子演化起着不可忽略的作用. 这里将方程(6)中的 $n_2(\omega_s)|E_s|^2$ 与方程(8)中的 $n_2(\omega_p)|E_p|^2$ 称为交叉非线性项. 3) 这里的包络波的附加衰减 $\Delta\gamma_p$ 直接与喇曼增益量相联系, 而文献[5]的附加衰减作了特定条件下的近似处理.

对方程(6),(8)作归一化变换

$$T = \frac{t - k_p' z}{\tau}, \quad z' = \frac{|k_p''| z}{\tau^2},$$

$$\bar{E}_p = \tau \left(\frac{k_p n_2(\omega_p)}{n_p |k_p''|} \right)^{1/2} E_p, \quad \bar{E}_s = \tau \left(\frac{k_s n_2(\omega_s)}{n_s |k_s''|} \right)^{1/2} E_s. \quad (9)$$

考虑异常色散区, 即 $k_p'', k_s'' < 0$, 则得 $\bar{E}_p, \bar{E}_s$ 满足的归一化传输方程为

$$i \frac{\partial \bar{E}_p}{\partial z'} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \bar{E}_p}{\partial T^2} + |\bar{E}_p|^2 \bar{E}_p + A |\bar{E}_s|^2 \bar{E}_p = -i\Gamma_1 \bar{E}_p - iG_1 |\bar{E}_s|^2 \bar{E}_p, \quad (10a)$$

$$i \left(\frac{\partial \bar{E}_s}{\partial z'} + B \frac{\partial \bar{E}_s}{\partial T} \right) + \frac{1}{2} c \frac{\partial^2 \bar{E}_s}{\partial T^2} + c |\bar{E}_s|^2 \bar{E}_s + D |\bar{E}_p|^2 \bar{E}_s = -i\Gamma_2 \bar{E}_s + iG_2 |\bar{E}_p|^2 \bar{E}_s, \quad (10b)$$

式中 $A = abc, a = k_p/k_s, b = n_s/n_p, c = |k_s''|/|k_p''|$, $B = (k_s' - k_p')\tau/|k_p''|$, $D = 1/ab$, $\Gamma_1 = \gamma_p \tau^2/|k_p''|$, $\Gamma_2 = \gamma_s \tau^2/|k_p''|$, $G_1 = g_R'(\lambda) \lambda_s n_s c / \lambda_p k_s n_2(\omega_s)$, $G_2 = g_R'(\lambda) n_p / k_p n_2(\omega_p)$. A, D 反映了包络波与斯托克斯波的非线性相互作用, Γ_1, Γ_2 为光纤损耗分别对包络波与斯托克斯波的衰减, G_1 反映由于斯托克斯波的产生而引起的包络波能量损失, G_2 为斯托克斯波的增益放大作用, B 反映包络脉冲与斯托克斯波传输中的走离.

三、计算方法

显然对方程(10)进行解析求解是相当困难的, 这里将分步傅氏变换方法用求解二元非线性方程组问题, 对其进行数值求解.

分步傅氏变换方法是一类非线性或变系数微分方程求解的有效方法^[6], 这类方程的高阶导数项是线性的或常系数的, 非线性项或变系数项是没有导数项的. 这个方法的物理实质是将非线性与线性的分布同时作用, 在相互作用区域很短的条件下进行单独级联作用来处理.

1. 方程的离散化形式

根据分步傅氏变换方法的基本思想对方程组(10)进行离散化操作, 则得到 $\bar{E}_p$ 与 $\bar{E}_s$

的离散解形式为

$$\begin{aligned}\bar{E}_p(z'_n, T) &= \bar{E}_p(z'_{n-1}, T) \exp \left\{ 2i \left\{ \sum_{j=0}^{\infty} \frac{1}{j!} \left[\frac{\partial^j |\bar{E}_p(z'_{n-1}, T)|^2}{\partial z'^j} \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left. + (A + iG_1) \frac{\partial^j |\bar{E}_s(z'_{n-1}, T)|^2}{\partial z'^j} \right] (\Delta z')^{j+1} \right\} \right\}, \\ \bar{E}_s(z'_n, T) &= \bar{E}_s(z'_{n-1}, T) \exp \left\{ 2i \left\{ \sum_{j=0}^{\infty} \frac{1}{j!} \left[\frac{c \partial^j |\bar{E}_s(z'_{n-1}, T)|^2}{\partial z'^j} \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left. + (D - iG_2) \frac{\partial^j |\bar{E}_p(z'_{n-1}, T)|^2}{\partial z'^j} \right] (\Delta z')^{j+1} \right\} \right\}, \\ \bar{E}_p(z'_n, k) &= \frac{1}{N} \sum_{m=-N/2}^{N/2-1} \sum_{n'=-N/2}^{N/2-1} \bar{E}_p(z'_n, n') \\ &\quad \times \exp \left\{ -i \left[\frac{2\pi}{N} m(n' - k) + \left(\frac{\pi^2}{p^2} m^2 - 2i\Gamma_1 \right) \Delta z' \right] \right\}, \\ \bar{E}_s(z'_n, k) &= \frac{1}{N} \sum_{m=-N/2}^{N/2-1} \sum_{n'=-N/2}^{N/2-1} \bar{E}_s(z'_n, n') \\ &\quad \times \exp \left\{ -i \left[\frac{2\pi}{N} m(n' - k) + \left(\frac{\pi^2}{p^2} cm^2 + 2 \frac{\pi}{p} Bm - 2i\Gamma_2 \right) \Delta z' \right] \right\}, \quad (11)\end{aligned}$$

式中 p 为离散傅氏变换的半区间, $k = -N/2, -(N/2 - 1), \dots, (N/2 - 1)$, N 为离散傅氏变换的点数, $\Delta z'$ 为传输步长, j 的大小可根据 $(\Delta z')^{j+1}$ 与导数 $\partial^j |\bar{E}(z'_{n-1}, T)|^2 / \partial z'^j$ 的大小适当选取, 考虑到 $\Delta z'$ 取值较小, 且 $\bar{E}_p, \bar{E}_s$ 在一个步长上的变化较小, 取 $j = 0, 1$, 即忽略二阶导数以上项, 导数以中心差分近似.

2. 初始条件

显然离散解(11)式所要求的初值条件为 $\bar{E}_p(z'_n = 0, T)$ 和 $\bar{E}_s(z'_n = 0, T)$. 研究标准基态包络孤子传输, 故取

$$\bar{E}_p(z' = 0, T) = \text{sech } T. \quad (12)$$

$\bar{E}_s(z'_n = 0, T)$ 的要求相当于假定了注入光纤一个初始斯托克斯波, 但是事实上是没有斯托克斯波注入的, 斯托克斯场的获得是自散射在强光激励下变为受激散射的结果, 因此 $\bar{E}_s(z'_n = 0, T)$ 相当于自散射场的总效应. 根据文献[7]的讨论, 初始等效注入斯托克斯功率为

$$P_s(0) = \frac{\sqrt{\pi} h \nu_s \Delta \nu_{\text{FWHM}} N}{2(P_p(0) g_0 / A_{\text{eff}} \gamma_p)^{1/2}}, \quad (13)$$

式中 h 为普朗克常数, ν_s 为斯托克斯频率, g_0 为峰值喇曼增益常数, $\Delta \nu_{\text{FWHM}}$ 为自发发射谱的半高全宽, N 为光纤模式数, 对于我们考虑的单模情况, $N = 1$, $P_p(0)$ 为初始泵光的峰值功率, 注意到(9)式的第三式与(12)式,

$$P_p(0) = \frac{\epsilon_0 c n_p^2 |k_p''| A_{\text{eff}}}{2 k_p n_2(\omega_p) \tau^2}, \quad (14)$$

式中 τ 为孤子宽度的量度, 它由下式决定:

$$\tau = 0.568 T_{\text{FWHM}}, \quad (15)$$

T_{FWHM} 为初始注入基态孤子的半高全宽.

因此, 等效初始注入斯托克斯场的振幅为

$$\bar{E}_s(0) = \tau \left(\frac{k_s n_2(\omega_s) P_s(0)}{\epsilon_0 c n_s^2 |k_s''| A_{\text{eff}}} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

由于光纤的自发喇曼散射谱很宽, 所以近似取初始等效斯托克斯场为

$$\bar{E}_s(z' = 0, T) = \bar{E}_s(0) \delta(T). \quad (17)$$

自发喇曼散射为高斯涨落过程, 其均值为零, 方差(即功率谱密度)可根据文献[8]给出的 SiO₂ 光纤的自发喇曼散射谱数值计算得出. 因此精确的处理应是把零均值和功率谱密度所决定的随机过程作为 $\bar{E}_s(z' = 0, T)$. 但由于自发喇曼场幅值很小, 所以 $\bar{E}_s(z' = 0, T)$ 的两种处理对受激斯托克斯波的产生与传播的影响差别很小. 我们的实际计算也证明此点.

3. 计算精度

由(11)式易见, 数值解精度取决于步长 $\Delta z'$ 的大小与离散傅氏变换的误差. 但根据欧拉-麦克劳林公式, 任意函数 $f(T)$ 在对称区间上的积分可表为

$$\begin{aligned} \int_{T-N/2}^{T+N/2} f(T) dT &= \left(\frac{1}{2} f_{-N/2} + f_{-(N/2-1)} + \cdots + f_{(N/2-1)} + \frac{1}{2} f_{N/2} \right) \\ &- (f'_{-N/2} - f'_{N/2}) \frac{(\Delta T)^2}{12} + (f'''_{-N/2} - f'''_{N/2}) \frac{(\Delta T)^4}{720} - (f^{(5)}_{-N/2} - f^{(5)}_{N/2}) \frac{(\Delta T)^6}{30240} + \cdots. \end{aligned} \quad (18)$$

可见, 若被积函数 f 的各阶奇导数在两端点处相等或无限小, 积分的截尾误差等于零, 此时(18)式恰好对应于离散傅氏变换. 事实上, 非线性、色散系统中的孤子与受激斯托克斯脉冲是对称的, 且满足 $|T| \rightarrow \infty$ 时, 各阶导数等于零, 因此取 p 充分大时, 变换的误差等于零, 所以, (11)式的精度完全取决于步长 $\Delta z'$ 的大小.

为了满足要求的精度, 我们采用一种步长逐次分半逼近的方法: 设给定的精度常数分别为 ϵ_p 与 ϵ_s , 则判别

$$\begin{aligned} \left| \left| \bar{E}_{p,i} \left(\frac{\Delta z'}{2^{n-1}} \right) \right| - \left| \bar{E}_{p,i} \left(\frac{\Delta z'}{2^n} \right) \right| \right| / \left| \bar{E}_{p,i} \left(\frac{\Delta z'}{2^{n-1}} \right) \right| &\leq \epsilon_p, \\ \left| \left| \bar{E}_{s,i} \left(\frac{\Delta z'}{2^{n-1}} \right) \right| - \left| \bar{E}_{s,i} \left(\frac{\Delta z'}{2^n} \right) \right| \right| / \left| \bar{E}_{s,i} \left(\frac{\Delta z'}{2^{n-1}} \right) \right| &\leq \epsilon_s \end{aligned} \quad (19)$$

是否成立, 若成立, 取 $\bar{E}_{p,i} \left(\frac{\Delta z'}{2^n} \right)$ 和 $\bar{E}_{s,i} \left(\frac{\Delta z'}{2^n} \right)$ 分别为第 i 点的孤子解和斯托克斯波解. 式中 $\bar{E}_{p,i}(x)$, $\bar{E}_{s,i}(x)$ 表示从第 $i-1$ 点以 x 为步长算得的第 i 点的孤子解与斯托克斯波解.

显然上述方法的优点是对于所有计算点均能保证精度, 且可避免一些不必要的重复计算.

四、结 果

利用上节计算公式,我们对单模石英阶跃光纤中的孤子传输与喇曼自泵产生进行了计算.取光纤工作波长 $\lambda_p = 1.4 \mu\text{m}$,注意到 SiO_2 材料的斯托克斯频移为 450cm^{-1} , $\lambda_s = 1.5 \mu\text{m}$, $n_p \approx 1.448$, $n_s \approx 1.446$, 工作波长处的光纤色散 $D_p = -15 \text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 斯托克斯波长处的光纤色散 $D_s = -20 \text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 纤芯直径 $d = 5 \mu\text{m}$, 纤芯有效面积 $A_{\text{eff}} = 20 \mu\text{m}^2$, 克尔系数 $n_2(\omega_s) \approx n_2(\omega_p) = 1.2 \times 10^{-22} (\text{m/V})^2$, 光纤损耗 $\alpha_p = 0.3 \text{dB/km}$, $\alpha_s = 0.22 \text{dB/km}$, 根据文献 [7], 峰值喇曼增益常数 $g_0 \approx 1 \times 10^{-12} \text{cm/W}$, $\Delta\nu_{\text{FWHM}} \approx 10 \text{cm}^{-1}$, 离散傅氏变换半区间长度 $p = 20$, $N = 256$, 传输步长 $\Delta z' = 0.01$, 离散傅氏变换采用 FFT 基 2 算法.

图 1 与图 2 分别示出不考虑光纤损耗情况下的 $z' = 60$ 处的孤子形状与斯托克斯波形. 初始注入孤子的强度半高全宽为 3.2ps , 此时等效初始注入斯托克斯幅值 $\bar{E}_s(0) = 1.13 \times 10^{-4}$, 走离参量 $B = 769.32$. 由图可见, 孤子幅值几乎不变, 斯托克斯波在很小的幅值处波动变化, 显然此种情况下, 没有产生受激散射, $z' = 60$ 处的斯托克斯波为自发散波.

图 3 与图 4 是初始注入孤子的强度半高全宽为 10fs 的情况, 此时等效初始注入斯托

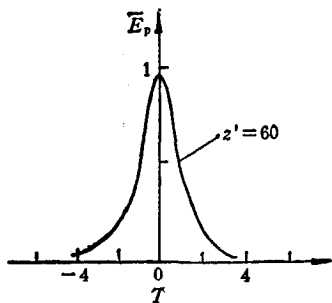


图 1 不考虑光纤损耗情况下的孤子形状
 $T_{\text{FWHM}}(z' = 0) = 3.2 \text{ps}$

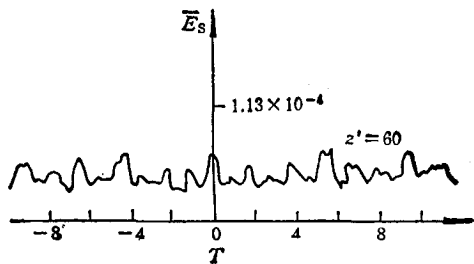


图 2 不考虑光纤损耗情况下的斯托克斯波形
 $\bar{E}_s(0) = 1.13 \times 10^{-4}$, $B = 769.32$

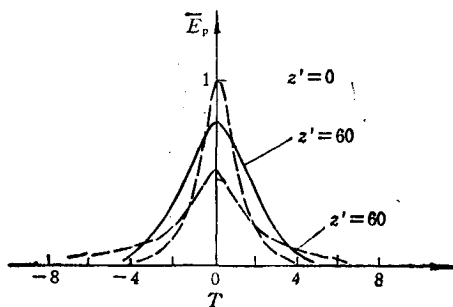


图 3 不考虑光纤损耗情况下的孤子形状
实线为 $T_{\text{FWHM}}(z' = 0) = 10 \text{fs}$; 虚线为 $T_{\text{FWHM}}(z' = 0) \rightarrow 0$; - · - 为初始孤子形状

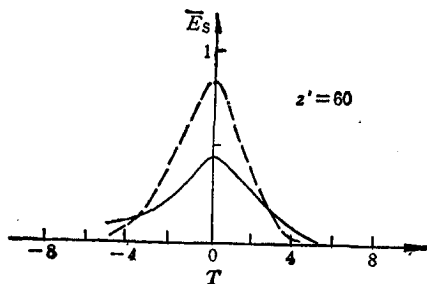


图 4 不考虑光纤损耗情况下的斯托克斯波形
图注同图 3

克斯波幅值 $\bar{E}_s(0) = 2.2 \times 10^{-8}$, 走离参量 $B = 4.27$. 图中虚线为初始注入孤子的强度半高全宽趋于零的极限情况, 此种情况相当于 $B = 0$, 孤子与斯托克斯波完全同步. 由图看出, 孤子强度半高全宽为 10fs 时, 孤子幅值降低, 脉宽增大, 能量已明显损失, 受激散射产生. 在完全同步的条件下, 孤子能量的几乎一半转化为斯托克斯波的能量, 受激放大处于最佳状态.

图 5 与图 6 是损耗情况下的孤子形状与斯托克斯波形, 初始注入条件同图 1 与图 2. 显见, 此种情况下的斯托克斯波与不考虑损耗时的近乎一样, 孤子的幅值降低完全是损耗所致.

图 7 与图 8 是相应于图 3 与图 4 的损耗情况, 显然光纤损耗完全抑制了受激散射的产生, 喇曼光只是得到很小的放大, 孤子幅值的降低仍决定于光纤损耗.

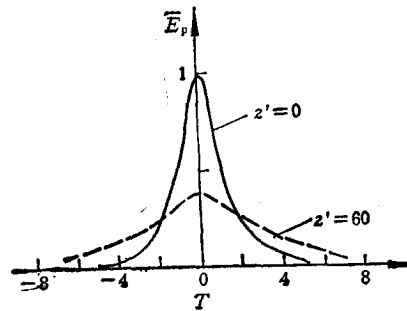


图 5 考虑光纤损耗情况下的孤子形状
 $T_{FWHM}(z' = 0) = 3.2\text{ps}$

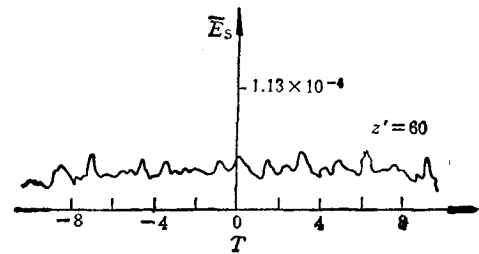


图 6 考虑光纤损耗情况下的斯托克斯波形
 $\bar{E}_s(0) = 1.13 \times 10^{-4}$; $B = 769.32$

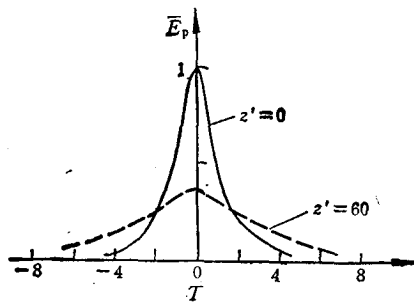


图 7 考虑光纤损耗情况下的孤子形状
虚线为 $T_{FWHM}(z' = 0) = 10\text{fs}$ 与
 $T_{FWHM}(z' = 0) \rightarrow 0$ 的情况

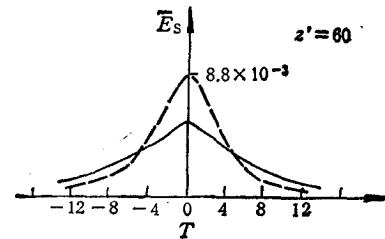


图 8 考虑光纤损耗情况下的斯托克斯波形
实线为 $T_{FWHM}(z' = 0) = 10\text{fs}$;
虚线为 $T_{FWHM}(z' = 0) \rightarrow 0$

五、结 论

由上述计算结果, 可得如下结论:

- 1) ps 数量级脉宽的孤子传输, 不会产生受激喇曼放大, 因此孤子能量不会因喇曼散射而损失, 也不存在波分复用系统中的串话问题.
- 2) 光纤损耗的存在将抑制受激喇曼散射的产生, 使得 fs 乃至更窄脉宽的孤子仍可

以传输。

3) 初始注入孤子的宽度愈窄, 孤子与斯托克斯波的同步愈佳, 愈容易产生受激放大。

根据以上结论, 在损耗分布补偿的孤子通信系统中^[9], 避免喇曼自泵产生是十分重要的。根据基态孤子的临界功率

$$P_{01} = \frac{\epsilon_0 n_p \lambda_p^3 |D_p|}{4\pi^2 n_2 \tau^2} A_{\text{eff}} \quad (20)$$

和受激喇曼散射产生的临界功率^[4]

$$P_R = 5.9 \times 10^{-2} d^2 \lambda_p \alpha_p \text{ (W)}, \quad (21)$$

则可得到避免喇曼散射产生的条件

$$T_{\text{FWHM}} > 0.3 \times \sqrt{\frac{n_p \lambda_p^2 \cdot |D_p| A_{\text{eff}}}{d^2 \alpha_p}} \text{ (ps)}. \quad (22)$$

若取上节计算数据, 则得 $T_{\text{FWHM}} > 3\text{ps}$, 这与计算相符。

本工作曾得到林为干、刘盛纲、吴鸿适教授的热情鼓励与支持, 在此表示感谢。

- [1] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, *Opt. Lett.*, 11(1986), 659.
- [2] J. P. Gordon, *Opt. Lett.*, 11(1986), 662.
- [3] V. I. Karpman and E. M. Krushkal, *SOV. Phys. JETP*, 28(1969), 277.
- [4] R. H. Stolen, *Proc. IEEE*, 68(1980), 1232.
- [5] A. Hasegawa, *Appl. Opt.*, 23(1984), 3302.
- [6] R. H. Hardin and F. D. Tappert, *SIAM Rev.*, 15(1973), 423.
- [7] R. G. Smith, *Appl. Opt.*, 11(1972), 2489.
- [8] R. H. Stolen and M. A. Bösch, *Phys. Rev. Lett.*, 48, (1982), 805.
- [9] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon and M. N. Islam, *IEEE. J. Quan Elec.*, EQ-22(1986), 157.

RAMAN SELF-PUMPED GENERATION IN SOLITON PROPAGATION AND ITS INFLUENCE ON SOLITON TRANSMISSION

YANG XIANG-LIN ZHAO YANG
(Nanjing Institute of Technology)

ABSTRACT

Soliton and Raman self-pumped light propagation equations with the terms of cross nonlinearity are solved numerically by using the method of slit-step fourier transformation. Some general conclusions about Raman self-pumped light generation and its influence on soliton propagation are obtained. These conclusions are of important significance in soliton communication.