

单模光纤中喇曼类孤子脉冲理论研究*

李迎新¹⁾ 李世忱 黄超 于健

天津大学精密仪器工程系, 天津 300072

1991 年 7 月 5 日收到

本文在考虑群速度色散 (GVD)、受激喇曼散射 (SRS)、自相位调制 (SPM)、交叉相位调制 (XPM) 及光纤损耗同时作用的条件下, 建立了关于单模光纤中喇曼类孤子的理论计算模型。通过模拟计算 Gouveia-neto 等人^[1]的实验, 得到了 84 fs 的喇曼类孤子脉冲, 与其实验结果基本一致, 并给出了喇曼类孤子脉冲形成过程的图象和新见解。

PACC: 7830

一、引 言

1973 年, Bell 实验室的 Hasegawa 等人^[2]从理论上预言在光纤的负色散区, 由于自相位调制产生的频谱加宽和负群速度色散的压缩作用, 将导致“自保持”脉冲-光孤子的传输。1980 年, Bell 实验室的 Mollenauer 等人首次在实验上观察到光孤子^[3]。1983 年, 他们又利用单模光纤中的孤子效应, 将 1.5 μm 的 7 ps 脉冲压缩到 260 fs^[4]。然而, 为了获得更窄的脉冲, 必须在光纤中输入更高的脉冲功率。这时 SRS 效应将限制光纤中的泵浦功率, 成为泵浦功率的主要损耗机制。同年, Vysloukh 和 Serkin 提出^[5]: 当由 SRS 产生的斯托克斯光脉冲位于光纤的负色散区时, 由于孤子压缩机制, 将产生高能量的孤子脉冲。Serkin 和 Dianov 在实验中对光纤波长为 1.5—1.65 μm , 脉宽为 ~ 30 ps 的泵浦脉冲, 通过 200—300 m 光纤后, 得到了脉宽为 ~ 200 fs 的斯托克斯窄脉冲^[6]。1988 年, Gouveia-neto 等人将连续锁模 YAG 激光器输出的 1.319 μm , 100 ps 的脉冲直接输入到一段约 140 m 长的标准单模光纤中, 在一级斯托克斯喇曼增益带 1.4 μm 附近, 获得了高稳定的峰功达 5 kW、脉宽为 80 fs 的超短光脉冲^[7]。由于其产生于 SRS 及孤子压缩机制, 故称这类脉冲为喇曼类孤子。

目前, 虽然有关喇曼类孤子的实验研究以及对 SRS 和光孤子的理论研究已有很多^[4-15], 但当 SRS 和光孤子的产生机制交叠在一起时, 喇曼类孤子的形成过程变得极为复杂, 理论阐述还远不完善, 新的理论模型还在继续寻找。

本文在考虑 GVD, SRS, SPM, XPM 及光纤损耗同时作用的条件下, 描述了喇曼类孤子脉冲在单模光纤中产生的过程, 并对文献[1]中的实验进行了模拟计算。

* 国家自然科学基金资助的课题。

1) 现在通讯地址: 天津医学院生物医学工程系, 天津 300070。

二、理论模型

由于光脉冲在光纤中传输及其产生非线性过程的复杂性,使得对其进行完备的理论描述非常困难.为此,我们根据实际情况给出一些建立耦合波方程的假设条件:

1. 光纤属于各向同性介质,于是我们仅考虑泵浦波与斯托克斯波是在各向同性介质中沿同一方向传播,并且具有相互平行的偏振态.

2. 因激光脉宽 Δt 比光纤材料(熔石英)中电子振动态的横向弛豫时间(1—10 fs 数量级)大得多,因此理论模拟可应用准稳态近似.

3. 因光脉冲在通过一段比其光场波长要长得多的距离后才有显著的能量转换,因此可采用慢变振幅近似.

4. 在单模光纤中,可认为非线性效应与传播光束轮廓的横向位置无关,所以电场可用平面波来描述.

5. 理论模拟中仅考虑泵浦光和一级斯托克斯光,忽略反斯托克斯光和高级斯托克斯光.

在上述假设条件下,单模光纤中光波的传播可用通常的一维非线性波动方程来描述(采用 SI 国际单位制):

$$\frac{\partial^2 E_s(z,t)}{\partial z^2} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 E_s(z,t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_s^{NL}(z,t)}{\partial t^2}, \quad (1)$$

式中 $\delta = p, s$ 分别为泵浦激光和斯托克斯波, $E_s(z,t)$ 为电场, μ_0 为真空导磁率, ε 为光纤的介电常数, $P_s^{NL}(z,t)$ 表示非线性极化强度.

方程等号右端表示介质的非线性极化,左端第二项表示介质中电偶极子的线性极化,描述介质的色散效应,因介质的色散效应起因于介质的线性极化随光场频率的改变.利用傅里叶变换及非线性光学基础所描述的方法,可推导出描述单模光纤中喇曼互作用的耦合波方程如下(详细推导过程见文献[16]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_p}{\partial z} + k'_p \frac{\partial E_p}{\partial t} + \frac{i}{2} k''_p \frac{\partial^2 E_p}{\partial t^2} - i \frac{n_2}{n_p} k_p (|E_p|^2 + 2|E_s|^2) E_p \\ - \frac{\varepsilon_0 n_p n_s \omega_p^2}{4k_p \omega_s} g_R |E_s|^2 E_p + \gamma_p E_p, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_s}{\partial z} + k'_s \frac{\partial E_s}{\partial t} + \frac{i}{2} k''_s \frac{\partial^2 E_s}{\partial t^2} - i \frac{n_2}{n_s} k_s (|E_s|^2 + 2|E_p|^2) E_s \\ + \frac{\varepsilon_0 n_p n_s \omega_s}{4k_s} g_R |E_p|^2 E_s + \gamma_s E_s, \end{aligned} \quad (3)$$

式中 E_s 为光波场的标量振幅, k_s 为波矢量, k'_s 为在圆频率 ω_s 处的一阶导数,对应于光波场群速度的倒数 $1/v_{gs}$, 二阶导数 k''_s 表示 GVD, n_s 为介质折射率, n_2 为非线性折射率系数, ε_0 为真空介电常数, g_R 为随频率而变的喇曼增益系数. 方程右端的 $\gamma_s E_s$ 为考虑到光纤的线性损耗而附加的损耗项, γ_s 为损耗系数. 可以看出, $k''_s \frac{\partial^2 E_s}{\partial t^2}$

表示了光纤中的 GVD 效应,右端第一和第二项分别代表 SPM 和 XPM 项,还可看出 SRS 项中的喇曼增益 g_R 对于斯托克斯光场为正增益,而对泵浦光场为负增益,这表明了泵浦光对斯托克斯光的转换损耗。

在文献[11—15]中,为获得解析近似,将其中的一项或两项忽略,从而偏离实际情况较远。下面将通过建立另一种近似的耦合波方程模型,以便简化数值计算,从而阐述喇曼类孤子的物理图象。

在耦合波方程(2)和(3)中,令

$$\tau_p = t - \frac{1}{v_p} z, \quad \tau_s = t - \frac{1}{v_s} z, \quad (4)$$

即将时间坐标分别变换到随泵浦脉冲以群速度 v_p 移动和随斯托克斯脉冲以 v_s 移动的坐标上去。于是,耦合波方程组可改写为

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_p}{\partial z} = & -\frac{i}{2} k_p'' \frac{\partial^2 E_p}{\partial \tau_p^2} + i \frac{n_2}{n_p} k_p (|E_p|^2 + 2|E_s|^2) E_p \\ & - \frac{\epsilon_0 n_p n_s \omega_p^2}{4k_p \omega_s} g_R |E_s|^2 E_p - \gamma_p E_p, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_s}{\partial z} = & -\frac{i}{2} k_s'' \frac{\partial^2 E_s}{\partial \tau_s^2} + i \frac{n_2}{n_s} k_s (|E_s|^2 + 2|E_p|^2) E_s \\ & - \frac{\epsilon_0 n_p n_s \omega_s}{4k_s} g_R |E_p|^2 E_s - \gamma_s E_s. \end{aligned} \quad (6)$$

考虑到在不很长的光纤中泵浦脉冲和斯托克斯脉冲将会走离,因此可认为 GVD 的作用较 SRS, SPM, CPM 为弱。于是,我们在采用下述的分段逼近近似时有充分理由将(5)和(6)式近似写成如下四个方程:

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} + \frac{\epsilon_0 n_p n_s \omega_p^2}{4k_p \omega_s} g_R |E_s|^2 E_p - i \frac{n_2}{n_p} k_p (|E_p|^2 + 2|E_s|^2) E_p + \gamma_p E_p = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} + i k_p'' \frac{\partial^2 E_p}{\partial \tau_p^2} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial z} - \frac{\epsilon_0 n_p n_s \omega_s}{4k_p \omega_s} g_R |E_p|^2 E_s - i \frac{n_2}{n_s} k_s (|E_s|^2 + 2|E_p|^2) E_s + \gamma_s E_s = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial z} + i k_s'' \frac{\partial^2 E_s}{\partial \tau_s^2} = 0. \quad (10)$$

这种写法的物理意义是在一小段光纤中先考虑 SRS, SPM 和 CPM 的混合作用,然后再考虑 GVD 的作用来补偿 SPM 和 CPM 产生的啁啾。类似于分步傅里叶方法。

这一方程组仍然必须用数值方法求解。我们借用分段迭代概念建立如下理论模型来数值求解上述方程组:将长为 L 的光纤分为 m 段,每段长 L/m ;在每一小段光纤中可先考虑 SRS, SPM 和 CPM 的混合作用,然后再考虑 GVD 的补偿作用。显然,这种模拟与光纤中同时存在上述四种效应的实际物理过程是有差别的,但在光纤长 L 一定的条件下,可通过增加段数 m 使模拟结果趋近于实际物理过程。这样做比忽略掉 k'' 的作用要精确得多,同时数学处理上也更为简单,计算速度更快。

对于我们所要描述的实验,泵浦光为 $1.319 \mu\text{m}$ 锁模激光脉冲,所用光纤是熔石英单模光纤长度又不大,所以,可取 k_p'' 近似为零。而由喇曼增益曲线可知^[1],喇曼频移为 $\Delta\nu/c \approx 440 \text{ cm}^{-1}$,所以斯托克斯波长约为 $1.4 \mu\text{m}$,处于负色散区 $k_s' < 0$ 。这样,就只剩下(7),(9)和(10)三个模拟方程。依据前面的理论模型,对于第 n 小段 ($n=1, 2, \dots, m$) 光纤元,方程组(7),(9),(10)具有通解:

$$E_{ps}(z_n, \tau_p) = E_{p,n-1}(z_{n-1}, \tau_p) \exp \left[\frac{-\epsilon_0 n_p n_s \omega_p^2}{4k_p \omega_s} g_R |E_{s,n-1}(z_{n-1}, \tau_p)|^2 \Delta z_n \right] \cdot \exp \left\{ i \frac{n_s}{n_p} k_p [|E_{p,n-1}(z_{n-1}, \tau_p)|^2 + 2 |E_{s,n-1}(z_{n-1}, \tau_p)|^2] \Delta z_n \right\}, \quad (11)$$

$$E_{is}^{(1)}(z_n, \tau_s) = E_{s,n-1}(z_{n-1}, \tau_s) \exp \left\{ \left[\frac{\epsilon_0 n_p n_s \omega_s}{4k_s} g_R |E_{p,n-1}(z_{n-1}, \tau_s)|^2 - \gamma \right] \Delta z_n \right\} \cdot \exp \left\{ i \frac{n_s}{n_i} k_s [|E_{s,n-1}(z_{n-1}, \tau_s)|^2 + 2 |E_{p,n-1}(z_{n-1}, \tau_s)|^2] \Delta z_n \right\}, \quad (12)$$

$$E_{is}^{(2)}(z_n, \tau_s) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} E_{is}^{(1)}(z_n, t_s) \exp(i\omega_s t_s) dt_s \right] \cdot \exp \left(i \frac{k_s \Delta z_n}{2} \omega_s^2 - i\omega_s \tau_s \right) d\omega_s. \quad (13)$$

式中 $z_n = n \frac{L}{m}$, $\Delta z_n = \frac{L}{m}$, 第 $n-1$ 段末尾的解就是第 n 段的初始条件。 τ_s 与 τ_p 的关系由(20)式决定。这里考虑到 $1.4 \mu\text{m}$ 斯托克斯波位于光纤损耗的一个峰值附近,而泵波位于低损耗波长,故设 $\gamma_s = \gamma, \gamma_p = 0$ 。

在求解上述方程组时,脉冲光波场的初始条件可以这样确定:从 Nd:YAG 锁模激光器输出的锁模脉冲光波场通常都认为是高斯包络,所以泵浦光脉冲的初始条件可写成

$$E_p(0, \tau_p) = E_{op} \exp \left(-\frac{2 \ln 2 \cdot \tau_p^2}{\Delta t_p^2} \right), \quad (14)$$

式中 E_{op} 为实数, Δt_p 为脉冲的半极大值宽度 (FWHM)。当输入泵浦光脉冲的峰值功率和光纤的有效截面积已知,就可由 $I_{op} = \frac{P_{p \text{ eak}}}{A_{\text{eff}}}$ 得到泵浦波的光强

$$I_p(0, \tau_p) = I_{op} \exp \left(-4 \ln 2 \cdot \frac{\tau_p^2}{\Delta t_p^2} \right). \quad (15)$$

斯托克斯波的初始条件可以用一个弱的、在泵光脉宽内连续的斯托克斯噪声信号来表示^[1],其光场强度可表示为

$$I_{os} = \frac{2h\nu_s}{n_s A_{\text{eff}}} \left[\frac{\pi \mu_0}{\Gamma \epsilon_0} \right]^{\frac{1}{2}} \Delta_{\text{FWHM}}, \quad (16)$$

式中 h 为普朗克常数, $\nu_s = \frac{c}{\lambda_s}$ 为斯托克斯波的频率, Δ_{FWHM} 为喇曼增益带宽,取

$$\Delta_{\text{FWHM}} = c \cdot 280 \text{ cm}^{-1},$$

系数 $\Gamma = 16$, A_{eff} 为光纤有效截面积。

由(16)式表示的斯托克斯噪声信号比(15)式表示的泵浦波强度一般小4—5个数量级,因此,在初始总场能量中可忽略不计。

三、计算与讨论

求解方程组(11)—(13),首先要确定喇曼增益系数 $g_R(\Delta\nu)$ 的取值,并要考虑脉冲走离效应^[8]。以往一般都把 $g_R(\Delta\nu)$ 作为一个常数来处理,这样会带来较大的误差,似乎斯托克斯波的谱宽可以无限加宽而得到增益,从而在忽略损耗的情况下,脉宽可无限压窄。实际上这是不可能的。我们根据喇曼增益曲线将 $g_R(\Delta\nu)$ 作为喇曼频移 $\Delta\nu$ 的函数分段近似考虑,当泵浦波长为 $1.319 \mu\text{m}$ 和斯托克斯波长为 $1.4 \mu\text{m}$ 时,取

$$g_R(\Delta\nu) = \begin{cases} 0 & (\times 10^{-13} \text{ m/W}) \quad \frac{\Delta\nu}{c} \leq 100 \text{ (cm}^{-1}\text{)} \\ 0.2 & 100 < \frac{\Delta\nu}{c} \leq 200 \\ 0.6 & 200 < \frac{\Delta\nu}{c} \leq 400 \\ 0.8 & 400 < \frac{\Delta\nu}{c} \leq 500 \\ 0.6 & 500 < \frac{\Delta\nu}{c} \leq 530 \\ 0.2 & 530 < \frac{\Delta\nu}{c} \leq 620 \\ 0 & 620 < \frac{\Delta\nu}{c} \end{cases} \quad (17)$$

计算表明,采用 $g_R(\Delta\nu)$ 的分段函数所得结果更接近实验结果。

另外,由于喇曼中心频移 $\Delta\nu/c \approx 440 \text{ cm}^{-1}$ 为啁啾频移的好几倍,所以,当泵浦脉冲输入光纤后,在群速度色散的作用下,泵浦脉冲与产生的斯托克斯脉冲在沿光纤传播过程中会逐渐分离,这就是所谓的脉冲走离效应(walk-off)^[8]。脉冲走离使喇曼转换过程更为复杂,很明显,它使喇曼相互作用长度局限在走离区之内。一般定义走离长度 l_w 为斯托克斯信号通过一个泵浦脉宽 (Δt_p) 所走的距离^[8],即

$$l_w = \frac{V_s V_p}{V_p - V_s} \Delta t_p = \frac{\Delta t_p}{k'_s - k'_p}. \quad (18)$$

当通过一段光纤 Δl 后,两脉冲间的延时为

$$\Delta\tau = \Delta l \left(\frac{1}{V_s} - \frac{1}{V_p} \right) = \Delta l (k'_s - k'_p). \quad (19)$$

此时 τ_p 与 τ_s 的关系如图1,有

$$\tau_s = \tau_p + \Delta\tau = \tau_p + \Delta l (k'_s - k'_p). \quad (20)$$

此关系式即描述了斯托克斯脉冲与泵浦脉冲间的走离效应。

为检验我们所建立的理论计算模型和赋予文献[1]的实验结果以理论解释,我们利用

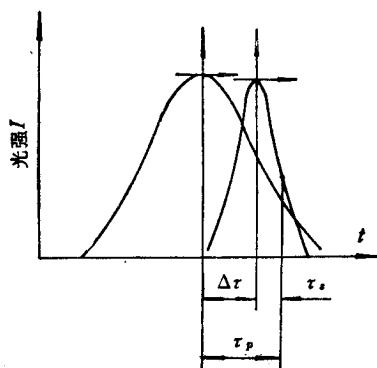
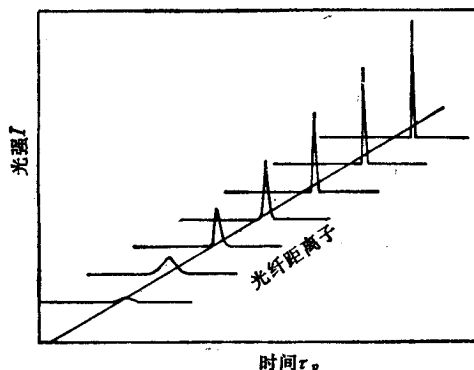
图 1 泵浦脉冲坐标 τ_p 与斯托克斯脉冲坐标 τ_s 的关系

图 2 传播过程中喇曼类孤子的形成

文献中 Gouveia-neto 等人所做实验的参数(见文献[1]), 对方程(11)–(13)进行了计算机求解。求解过程清楚地给出了喇曼类孤子的形成过程, 见图 2。

从图 2 可看出斯托克斯脉冲和泵浦脉冲间的走离情况。在文献[1]所给参数下, 走离距离约为 490 m。在泵浦脉冲输入光纤的初始阶段, 泵浦脉冲的峰值处, 自发散射的喇曼信号具有最大的增益, 逐渐在泵浦脉冲的包络下产生弱的斯托克斯脉冲。随着传输距离的增加, 在 SRS 的作用下, 斯托克斯脉冲逐渐被放大, 同时 SPM 和 XPM 效应使其相位改变并产生啁啾, 在 GVD 的共同作用下, 脉冲被窄化, 由于此过程中存在着 SPM 和 GVD 共同作用这种光孤子的形成机理, 因此我们说斯托克斯脉冲将具有类孤子波形, 故称其为喇曼类孤子脉冲。考虑喇曼类孤子脉冲始于微弱的斯托克斯信号并将发展为类基孤子形式, 随着不断地从泵浦脉冲获取能量, 喇曼脉冲的幅度增大, 使 SPM 作用增大, 于是喇曼脉冲被进一步压窄, 导致其幅度与脉宽的比值保持在基孤子所遵从的范围内。因此我们可以推断喇曼类孤子脉冲总是以类基孤子的形式存在, 而不会形成高阶类孤子形式。在计算机模拟过程中, 始终未见到有边峰出现。

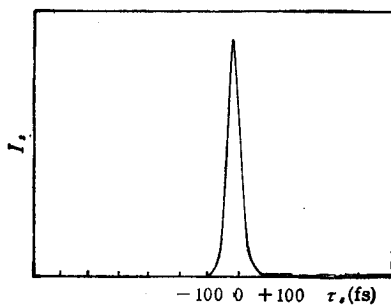


图 3 模拟计算所得 84 fs 喇曼类孤子

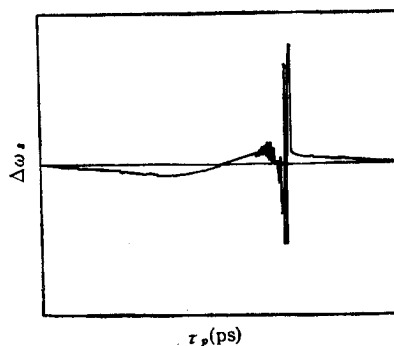


图 4 喇曼类孤子的频移

由上述推断可知, 当脉冲的压缩机制与展宽机制达到平衡时, 经一定长度的光纤之后就有可能获得类基孤子的喇曼脉冲, 值得注意的是, 因喇曼转换效率可以高至 60%^[4], 从而使喇曼类孤子具有很高的幅度和极窄的脉宽。

图 3 为模拟计算在距光纤输入端 115 m 处得到的喇曼类孤子脉冲, 脉宽约为 84 fs, 而且具有不对称性(以脉冲最大值为中线, 脉冲前半部分面积比后半部分稍大), 这正说明因泵浦脉冲传播速度快, 致使喇曼脉冲的前沿较后沿有更高的增益。文献[1]在相同的实验条件下, 在 140 m 光纤处得到了 80 fs 的喇曼类孤子脉冲。我们计算表明在距光纤输入端 115 m 处之后, 喇曼类孤子的脉宽趋向于逐渐加宽, 但时而又受到压缩, 最窄的脉宽产生在 115 m 处。到 140 m 处脉宽约为 88 fs, 这与文献[1]的实验基本相符。若将 $g_R(\Delta\nu)$ 作为常数(峰值增益)进行计算, 所得到的喇曼类孤子在 140 m 处的脉宽为 112 fs, 与实验值相差较大。可见将 $g_R(\Delta\nu)$ 作为分段函数处理更加合理。计算结果还表明, 在 115 m 光纤之后, 喇曼类孤子不能进一步被压缩。分析其原因是当脉冲在光纤中传播 115 m 之后, 由于能量的急剧转换和走离效应, 类孤子脉冲不能再从泵浦脉冲中获得更多增益。于是, 光纤对斯托克斯波的损耗以及由 XPM 作用产生的不规则啁啾而导致喇曼类孤子的缓慢变宽。这在趋势上与实验相符。当喇曼类孤子与泵浦脉冲逐渐走离且喇曼相互作用逐渐消失后, 喇曼类孤子传输将近似满足标准的非线性薛定谔方程, 经过在一定长度的光纤中传播之后可能演变为标准的光孤子。因此, 可期望在较长的光纤输出端获得标准的喇曼孤子。

图 4 为模拟计算在距光纤输入端 115 m 处得到的反映喇曼类孤子啁啾情况的频移曲线。我们知道, 脉冲的啁啾主要是由 SPM 和 XPM 效应所引起的。但是, 在泵浦脉冲进入光纤初期, 因斯托克斯脉冲较弱, 喇曼相互作用也就较弱, 因而 SPM 所引起的脉冲啁啾占主要地位, 同时与 GVD 相互补偿。当喇曼类孤子基本形成, 喇曼脉冲幅度已足够大, 甚至高于泵浦脉冲的幅度时, 由 XPM 引入的啁啾作用明显增强, 在脉冲继续传播一段距离后的某一位置, 由 SPM 和 XPM 引入的啁啾将开始得到 GVD 的最佳补偿, 从而使喇曼类孤子的脉宽达到极窄。随着喇曼类孤子在光纤中继续传播, 从图 4 可看出脉冲的啁啾在 SPM 和 XPM 的共同作用下, 总的趋势出现反号过程, 加之较大的光纤损耗, 从而导致脉宽加宽, 峰功降低。所以, 我们从前一节的模拟计算和上述分析可得出结论: 在泵浦参数和光纤参数确定的条件下, 光纤中存在一个最佳纤长, 在这一纤长处, 喇曼类孤子的脉宽最窄, 功率最大。

图 5 表明在 SPM 和 XPM 的相互作用下, 使喇曼类孤子的频谱更加展宽, 而且出现

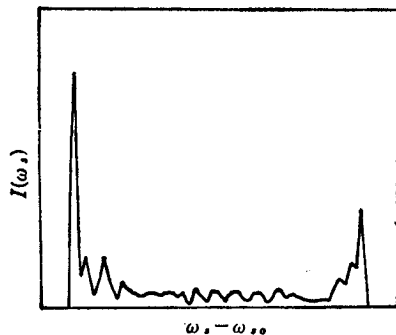


图 5 喇曼类孤子的不对称频谱

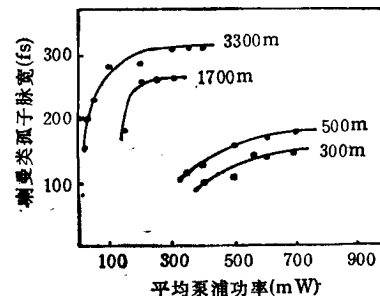


图 6 喇曼类孤子脉宽随光纤长度和输入功率的变化^[4]

了不对称性的多峰结构。

上述行为表明了喇曼类孤子产生与放大的平衡,也说明了脉冲发展过程中啁啾与色散的平衡,对照文献[1]中对脉冲宽度的实验观察(见图6)和我们对喇曼类孤子的模拟计算,其结果都反映了这些相互作用机制的平衡过程。

对图6的分析可知,喇曼类孤子的形成及脉宽依赖于光纤长度和泵浦功率。对较短的光纤,喇曼类孤子脉冲的产生显然有较高的阈值功率,在长度给定的光纤输出端,喇曼类孤子的脉宽随泵浦功率的增加而增加;而对大于SRS阈值的给定泵浦功率,最窄的喇曼类孤子脉宽是在较短的光纤长度下获得,这正是我们进行数值模拟计算所对应的结果。

四、结 论

我们对单模光纤中喇曼类孤子脉冲的产生进行了较深入的理论研究,全面地考虑了GVD, SRS, SPM, XPM及光纤损耗的同时作用,建立了关于喇曼类孤子的独特的理论计算模型。通过对实例模拟计算和计算结果的分析,从理论上对文献[1]给出的重要实验作出了解释。通过喇曼类孤子形成过程的图象,对单模光纤中的喇曼类孤子图象得出如下的见解:即喇曼类孤子总是以类基孤子的形式存在,而不会产生高阶类孤子的形式;在泵浦参数和光纤参数确定的条件下,理论上可以预言存在一个最佳纤长,在这一纤长处对应于喇曼类孤子脉宽最窄,功率最大。尽管在方程中并未考虑脉冲自陡峭效应的高阶非线性项,在脉冲走离区内还是发现喇曼脉冲的包络形状略有不对称性。

对于模拟计算的实例,应在距光纤输入端115 m处具有84 fs的最窄喇曼类孤子。与实验发生偏差应该是理论的近似性引起的,比如对于脉冲 < 100 fs的超快喇曼过程,所依据的方程(2)和(3)已失真,需要利用进一步考虑更高阶的色散和非线性效应以及响应延迟效应的广延非线性薛定谔方程来描述。

- [1] A. S. Gouveia-neto *et al.*, *IEEE J. Quant. Elec.*, **QE-24**(1988), 332.
- [2] A. Hasegawa and F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.*, **23**(1973), 213.
- [3] L. F. Mollenauer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 1095.
- [4] L. F. Mollenauer *et al.*, *Opt. Lett.*, **8**(1983), 289.
- [5] V. A. Vysloukh and V. N. Serkin, *JETP Lett.*, **38**(1983), 199.
- [6] E. M. Dianov *et al.*, *JETP Lett.*, **41**(1985), 294.
- [7] R. H. Stolen *et al.*, *Opt. Lett.*, **8**(1983), 186.
- [8] R. H. Stolen and A. M. Johnson, *IEEE J. Quant. Elec.*, **QE-22**(1986), 2154.
- [9] A. S. Gouveia-neto *et al.*, *Opt. Commu.*, **64**(1987), 163.
- [10] K. J. Blow *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B5**(1988), 1301.
- [11] A. Hook *et al.*, *Opt. Lett.*, **13**(1988), 1114.
- [12] M. Kuckartz *et al.*, *Opt. and Quam. Elec.*, **19**(1987), 237.
- [13] D. Schaelt *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B3**(1986), 1257.
- [14] M. Kuchariz *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B5**(1988), 1353.
- [15] D. N. Christodoulides and R. I. Joseph, *IEEE J. Quant. Elec.*, **QE-25**(1989), 273.
- [16] 李迎新, 博士论文, 1990年10月。
- [17] R. H. Stolen *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B1**(1984), 652.

A THEORETICAL STUDY OF RAMAN SOLITON-LIKE PULSES IN SINGLE-MODE FIBERS

LI YING-XING LI SHI-CHEN HUANG CHAO YU JIAN

Department of Precision Instruments Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072

(Received 5 July 1991)

ABSTRACT

We present a unique theoretical model to describe the Raman soliton-like pulses in single-mode fibers and consider the existence of the group velocity dispersion (GVD), the stimulated Raman scattering (SRS), the self-phase modulation (SPM), the cross-phase modulation (XPM) and the fiber loss. The experiment made by Gouveianeto *et al.*^[1] is simulated and 84fs Raman soliton-like pulses are obtained in agreement with the experimental results. A distinct image of the evolution of Raman soliton-like pulses is obtained and some new ideas are put forward.

PACC: 7830