

孤子效应分布式光纤传感器的理论分析

宋牟平 汤伟中 周文

(浙江大学信息与电子工程学系, 杭州 310027)

摘 要 针对目前分布式光纤传感器的优缺点, 提出利用孤子效应的拉曼散射分布式光纤传感器系统构想。研究了高阶孤子对分布式光纤传感器的作用, 对系统的性能参数进行分析, 并在现有器件水平上分析了实现的可能性和存在的难点。

关键词 孤子, 拉曼散射, 分布式光纤传感器, 斯托克斯光, 反斯托克斯光。

1 引 言

分布式光纤传感是近 20 年来迅速发展的一种新型传感技术^[1]。由于它具有一维连续、无盲点测量的优点, 因而在大型设备、智能大厦、灵巧结构等方面的应用具有一般传感器所无法比拟的优势。实现分布式光纤传感器有多种方法, 如液芯光纤光时域反射计、拉曼散射型效应等。液芯光纤光时域反射计、光克尔效应等均因其特有缺点而难以得到发展和应用。虽然布里渊散射型在实验上取得很大成功^[2], 但其固有的与偏振态有关和对温度和压力同样敏感, 以及空间分辨率难以达到 0.1 m 以下而难以得到实际应用。只有拉曼散射型得到实用。

拉曼散射分布式光纤传感技术利用的是反斯托克斯光与斯托克斯光之间的比值。它能消除光路和电路参数变化的影响, 再加上它只对温度敏感, 因而在分布式温度传感器上得到应用。据知, 它的空间分辨率达到 1 m, 温度分辨率达到 1°C^[3]。由于拉曼散射的弛豫时间在飞秒(fs)量级, 脉宽为皮秒(ps)量级的泵浦光脉冲在拉曼散射中不会象布里渊散射受到增益衰减, 而空间分辨率 δL 和脉冲宽 T_r 的关系是: $\delta L = v_g T_r / 2$, 其中 $v_g \approx 2.0 \times 10^8$ m/s 是光纤中光速, 因而在理论上对于皮秒量级的光脉冲, 空间分辨率可达 0.1 m 以下, 甚至达 1 mm(对应于 10 ps 光脉冲)。但如光波长在正色散区, 由于非线性效应和色散的相互作用, 泵浦光脉冲的空间和频谱宽度随的增加而增大, 影响了空间分辨率的提高。

目前由于 Si-雪崩光电二极管 ($\lambda < 1.3 \mu\text{m}$) 工艺和时间校正单光子计数(TCPC)^[4]技术的发展, 光子计数型光时域反射计^[5]的空间分辨率已达到 1 cm 以下; 对于工作波长在 $0.9 \mu\text{m} \sim 1.45 \mu\text{m}$ 的 Ge-雪崩光电二极管, 时间分辨率已达 85 ps^[6], 对应于空间分辨率为 0.85 cm, 其等效噪声功率 $NEP = 8.0 \times 10^{-16}$ W/Hz^{1/2}; 工作波长在 $1.0 \mu\text{m} \sim 1.6 \mu\text{m}$ 的 InGaAs/InP-单光子检测雪崩光电二极管工艺虽不如 Si-雪崩光电二极管成熟, 但在目前水平上, 达到几百皮秒是可能的^[7]。其 $NEP = 2.7 \times 10^{-16}$ W/Hz^{1/2}。

本文结合光纤负色散区的光孤子效应和光子计数技术提出基于拉曼散射的孤子效应分布式光纤传感系统的构想,并具体分析了系统的性能参数。

2 理论分析

目前拉曼散射型分布式光纤传感器大多利用多模光纤。因为多模光纤数值孔径大、耦合

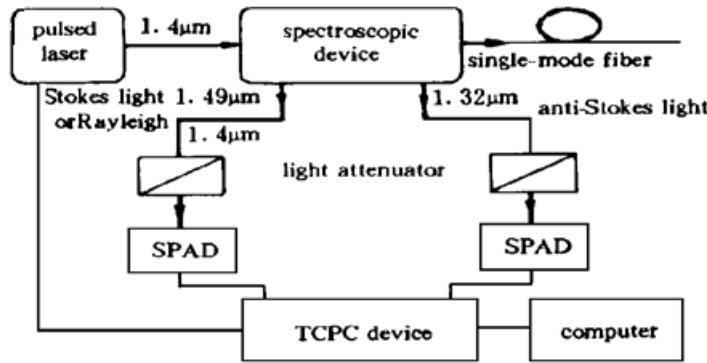


Fig. 1 Schematics of Soliton DOFS system

效率高,因此光纤的接收因子大,接收的反向拉曼散射光功率强。但工作波长在 $1.3 \mu\text{m}$ 以下的多模光纤损耗和色散大,再加上高功率光脉冲产生的自相位调制和正色散相互作用引起光脉冲展宽,使传感距离和系统空间分辨率受到限制,系统空间分辨率很难达 0.1 m 以下。而工作波长在 $1.3 \mu\text{m} \sim 1.5 \mu\text{m}$ 的单模光纤,由于损耗小,色散小,加之负色散区存在高阶孤子脉宽压缩效应^[8],故系统空间分辨率可得到提高。图 1 是本文提出的孤子效应分

布式光纤传感系统的框图。

图 1 所示结构和光子计数型光时域反射计^[5]相似。泵浦光波长选在 $1.4 \mu\text{m}$,使得反斯托克斯光波长为 $1.32 \mu\text{m}$,斯托克斯光波长为 $1.49 \mu\text{m}$,分别处在普通单模光纤的色散最少和损耗最低区域附近。系统工作原理是:脉冲激光源产生的高功率光脉冲经分光器件进入单模传感光纤,它在光纤中产生自发拉曼散射和瑞利散射。其中后向斯托克斯光或瑞利散射光(此处应用瑞利散射光的原因是对检测波长在 $1.5 \mu\text{m}$ 附近的斯托克斯光,InGaAs/InP-单光子检测雪崩光电二极管还未达到较好的性能^[7])和反斯托克斯光经过分光器件和光衰减器到达单光子检测雪崩光电二极管(SPAD)。光衰减器的作用是调整到达单光子雪崩光电二极管的光功率,使每次接收的光子数小于每通道 1 个,以减少单光子计数误差。再经时间修正单光子计数器件的判断、存储、叠加和修正,得到对传感光纤所接收的光子数分布。而光子数直接对应于各散射光强。因而由此可得到所需的反向斯托克斯或瑞利散射光与反斯托克斯之间的光强比值。在常温下,斯托克斯或瑞利散射光对温度不敏感,而反斯托克斯光强 I_{as} 和温度的关系是

$$I_{\text{as}} = C \left[\exp \frac{h\omega}{kT} - 1 \right]^{-1} \quad (1)$$

式中 C 为与温度无关的常数, h 为普朗克常数, ω 为拉曼散射的频率偏移量, k 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度值。因此从光强比值中可得传感光纤上各点的温度,从而实现分布式光纤温度传感。下面对此系统中高阶孤子的作用和信噪比性能进行分析,并举例分析在现有器件水平下实现的可能性和存在的难点。

2.1 高阶孤子的作用

由于光纤中拉曼散射系数很小(约 $0.8 \times 10^{-7} \text{ 1/m}$,对于波长为 $1.4 \mu\text{m}$)^[9],而在拉曼散射分布式光纤传感器中,输入泵浦光脉冲的峰值功率很高,达 1 W 以上,且随着光脉冲宽度的减小,空间分辨率的提高,要达到同样的系统信噪比(对应于一定的温度分辨率和系统响应时间)所需的峰值光功率就随之提高(达几十瓦甚至一百瓦以上),因而对于高空间分辨率

系统应考虑非线性效应(主要是自相位调制)对光脉冲传输的影响。

在拉曼散射型分布式光纤传感器中,系统的极限空间分辨率由返回光脉冲(反斯托克斯光和斯托克斯光或瑞利散射光)宽度的最大值决定。由于返回散射光功率极弱,非线性作用可忽略,因而其宽度由散射点的泵浦光脉冲宽度和返回时的色散决定。而大功率的泵浦光脉冲宽度因非线性和色散的双重作用而展宽成压缩,如泵浦光波长在正色散区,则自相位调制和正色散的相互作用,使光脉冲的展宽更加严重;如在负色散区,则结果不一样,自相位调制和负色散的相互作用产生孤子效应,使得高阶孤子在一个周期的开始($z < z_c$)受到压缩。 z_c 是最大压缩距离^[10]

$$z_c = z_0 \left(\frac{0.32}{N} + \frac{1.1}{N^2} \right) \quad (2)$$

$$\text{式中,} \quad z_0 = 0.5\pi T_r^2 |\beta_2|^{-1} \quad (3)$$

$$N^2 = 4n_2 P_0 z_0 / \lambda A_{\text{eff}} \approx 2n_2 E z_0 / \lambda A_{\text{eff}} T_r \quad (4)$$

式中 z_0 为孤子周期, N 为孤子阶数, T_r 为光脉冲的宽度, β_2 为色散系数, λ 为真空中光波长, n_2 为非线性光折射率系数, P_0 为峰值光功率, $E \approx 2P_0 T_r$ 为光能量(对于双曲正割脉冲波形), A_{eff} 为有效纤芯面积。

对于输入泵浦光和返回散射光处于同一波长的情况(如光时域反射计,利用瑞利散射),Levanon 等^[10]指出只要散射点的距离 $z < 0.9z_c$, 则返回散射光脉宽小于输入泵浦光脉宽。而在本文提出的孤子型分布式光纤传感器,利用的是拉曼散射,返回散射光(斯托克斯光和反斯托克斯光)与泵浦光之间有频移。由于波长为 $1.49 \mu\text{m}$ 的斯托克斯光受到的色散影响远大于波长为 $1.32 \mu\text{m}$ 的反斯托克斯光,系统的空间分辨率由斯托克斯光的脉宽决定,因而只需考虑斯托克斯光的展宽。而斯托克斯光脉冲的展宽过程和光时域反射计的不同之处在于:光在返回时受到的色散不同。考虑到光脉冲的展宽与色散系数 β_2 成正比,波长在 $1.4 \mu\text{m}$ 处 β_2 约为 $-10 \text{ ps}^2/\text{km}$, 在 $1.49 \mu\text{m}$ 处 β_2 约为 $-20 \text{ ps}^2/\text{km}$ (前者约为后者的 $1/2$), 再加上高阶孤子的频谱展宽和距离 z 成正比,可算得对于斯托克斯散射光,只要 $z < \sqrt{1/2} 0.9z_c \approx 0.64z_c$, 斯托克斯散射光脉宽小于输入泵浦光脉宽,则最大光纤传感长度

$$z_m = 0.64z_c \quad (5)$$

从(2)式、(4)式和(5)式可得到泵浦光脉冲的最大可输入能量

$$E_{m_1} = 5.24 \times 10^{-3} \frac{\lambda A_{\text{eff}} T_r z_0}{n_2 z_m^2} \left[1 + \sqrt{1 + 67.2 \frac{z_m}{z_0}} \right]^2 \quad (6)$$

如接收光采用瑞利散射光和反斯托克斯光,则 $z_m = 0.9z_c$, 同样由(2)、(4)式可得到泵浦光脉冲的最大可输入能量:

$$E_{m_2} = 0.0104 \frac{\lambda A_{\text{eff}} T_r z_0}{n_2 z_m^2} \left[1 + \sqrt{1 + 47.8 \frac{z_m}{z_0}} \right]^2 \quad (7)$$

图2是根据(6)式和(7)式描绘的对于不同光脉宽($T_r = 1 \text{ ps}, 10 \text{ ps}, 100 \text{ ps}, 1 \text{ ns}$), 最大可输入光能量与传感长度的关系曲线,计算中取 $\lambda = 1.4 \mu\text{m}$, $A_{\text{eff}} =$

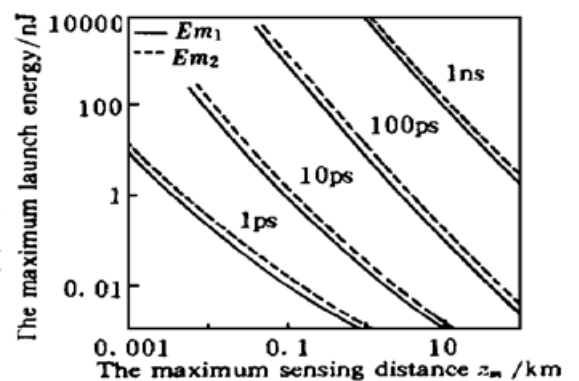


Fig. 2 Maximum launch energies vs the maximum sensing distance for using stokes and Rayleigh scattering light respectively

$50 \mu\text{m}^2$, $\beta_2 = -10 \text{ ps}^2/\text{km}$, $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ 。从图 2 中可看出随着系统空间分辨率的提高(光脉冲宽度的减少)和传感长度的增加,最大可输入光能量急剧减少,因而孤子效应分布式光纤传感系统适合于较短距离($< 1 \text{ km}$)的高空间分辨率($< 0.1 \text{ m}$)分布式传感。

2.2 系统散射光信号分析

系统的光路结构和一般的拉曼型分布式反斯托克斯比值温度计^[11]相似,易得出光衰减器前各散射光的功率为

$$P_i(t) = 0.5 \left(\frac{n_1^2 - n_2^2}{4n_1^2} \right) \sigma_i v_g E \exp [- (\alpha_p + \alpha_i) v_g t] \quad (8)$$

式中, $i = a, s, r$ 分别表示反斯托克斯, 斯托克斯和瑞利散射光, n_1 为纤芯折射率, n_2 为包层折射率, σ_i 为各散射光的散射系数, $v_g \approx 2.0 \times 10^8 \text{ m/s}$ 为光纤中光速, E 为入射泵浦光脉冲能量, α_p 为泵浦光衰减系数, α_i 为散射光衰减系数。在室温时有关系: $P_a \ll P_s \ll P_r$, 因而系统的性能由对应于传感光纤尾端的反斯托克斯散射光功率决定。图 3 给出了由(8)式计算得到的入射泵浦光脉冲能量为 0.1 nJ、1 nJ 和 10 nJ 时, 对应于传感光纤尾端的反斯托克斯光功率 P_a 与传感光纤长度 L 的关系曲线。计算中取 $(n_1 - n_2)/n_1 = 0.003$, $\sigma_a = 0.8 \times 10^{-7} \text{ l/m}$, $\alpha_p = 10 \text{ dB/km}$, $\alpha_a = 0.7 \text{ dB/km}$ 。从图中可看出, 反斯托克斯光功率在 $2 \times 10^{-10} \text{ W}$ 以下(约小于一般拉曼型分布式反斯托克斯比值温度计两个数量级), 且随着光纤长度的增加呈指数下降。再加上随着

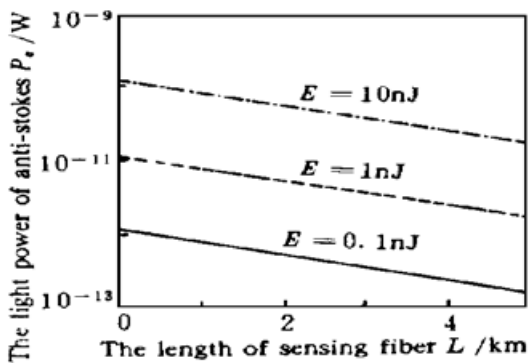


Fig. 3 The backscattering anti-Stokes powers of soliton DOFS vs the fiber length for variable launch energies

空间分辨率($< 0.1 \text{ m}$)的提高, 光脉冲宽度($< 1 \text{ ns}$)的减少, 信号频宽($> 1 \text{ GHz}$)随之增大。如何检测这功率小且频宽大的光信号, 将在下面进行分析。

2.3 系统信噪比性能分析

分布式光纤传感器的温度(或压力等)分辨率和响应时间由系统接收信号的信噪比决定。对于一般的模拟型拉曼散射分布式光纤传感器, 其噪声主要来自雪崩光电二极管后前级放大器的噪声。因而系统信噪比取决于雪崩光电二极管接收的后向散射光信号的强弱和前级放大器噪声的大小, 而前级放大器噪声与系统频宽成正比。随着空间分辨率的提高, 系统频宽的增加, 系统信噪比随之下降, 因此这种雪崩光电二极管加模拟放大器的接收方式不适合高空间分辨率分布式光纤传感器; 在本系统中, 采用时间校正单光子计数技术, 其信噪比性能与后继电路无关, 只与接收光信号和单光子雪崩光电二极管的暗计数(dark counting)有关^[6]

$$\frac{S}{N} = \frac{n_s M \tau_c}{[(n_d + n_s) M \tau_c]^{\frac{1}{2}}} \quad (9)$$

式中, $n_s = \eta P(t)/h\nu$ 为接收信号光子速率, n_d 为暗计数光子速率, M 为叠加次数, τ_c 为时间校正单光子计数的通道宽度, $h\nu$ 为光子能量, η 为单光子雪崩光电二极管的光子检测效率, $P(t)$ 为单光子雪崩光电二极管接收的散射光。从(7)式可看出, 如暗计数光子速率降到只与隧道效应有关, 则时间校正单光子计数的光检测达到量子极限。因而它适合信号光极弱且频宽大的高空间分辨率分布式光纤传感器的检测。如定义 $M = 1$, $S/N = 1$ 时接收的散射光功率为最小可检测光功率 P_m , 则由(7)式得(考虑到 $n_d \gg n_s$)

$$P_m = \frac{h\nu}{\eta} \left(\frac{n_d}{\tau_c} \right)^{1/2} = \frac{NEP}{(2\tau_c)^{1/2}} \quad (10)$$

3 举例分析

下面根据现有的器件水平, 举例来说明实现孤子效应分布式光纤传感器的可能性。如要达到传感距离为 1 km, 空间分辨率为 1 cm。则由上面的讨论可知, 高阶孤子光脉冲的宽度需小于 100 ps, 时间校正单光子计数的通道宽度应小于 100 ps, 如选取商品化的 Ge-单光子雪崩光电二极管^[6], 其 $NEP = 8.0 \times 10^{-16} \text{ W/Hz}^{1/2}$, 从(10)式可计算得最小可检测光功率 $P_m = 4 \times 10^{-11} \text{ W}$; 再由(8)式计算得对应于光纤尾端的最小接收反斯托克斯光功率 $P_a = 0.008E$ (W), 令 $P_m = P_a$, 可得所需光脉冲能量 $E = 5 \text{ nJ}$, 从图2可看出, 对与光脉冲宽度为 100 ps、传感距离为 1 km 的孤子效应分布式光纤传感系统, 输入光脉冲能量可达 7.2 nJ, 高于所需光脉冲能量 E , 因此系统在理论上是完全可实现的。当然, 在具体的实验中会出现以下两个技术难点:

1) 如何得到具有良好波形的高阶光孤子, 防止在传输过程中能量散失和脉冲展宽而引起误差;

2) 如何减少时间校正单光子计数的叠加次数, 提高系统的响应速率。

对于第一个问题, 作者认为首先应选用性能较好的调 Q 激光器, 减少光脉冲的预调频, 再利用光孤子的周期性, 在传感光纤前加一段光纤和光能量滤波器进行‘滤波’, 滤去低的‘杂波’; 对于第二个问题有三方面措施, 首先应提高单光子雪崩光电二极管的工艺水平以提高检测重复率, 再是减小不必要区域的温度分辨率, 最后是可采用多光子计数技术(multi-photo counting)^[4]。

结 论 本文针对目前分布式光纤传感器所存在的缺点, 结合光子计数技术和高阶光孤子脉宽压缩效应, 提出孤子效应分布式光纤传感系统的理论构想, 并具体分析了系统的性能参数, 说明孤子效应分布式光纤传感系统适合于较短距离(< 1 km) 高空间分辨率(< 0.1 m) 的分布式传感, 并在现有器件水平上分析了实现的可能性和待解决的问题。

参 考 文 献

- [1] A. J. Roges, Distributed optical-fibre sensors for the measurement of pressure, strain and temperature. *Phys. Rep.*, 1988, **169**(2) ·101~ 143
- [2] X. Bao, D. J. Webb, D. A. Jackson, Recent progress in experiments on a Brillouin loss based distributed sensor. *Proc. SPIE*, 1995, **2360** ·506~ 509
- [3] M. H bel, J. Richa, M. Wüthrich *et al.*, High-resolution distributed temperature sensing with the multiphoto-timing technique. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(16) ·2955~ 2967
- [4] Desmond V. O'Connor, David Phillips, *Time-Correlated Single Photon Counting*. San Diego, California, U. S. A.: Academic Press, 1984. 36~ 52
- [5] G. Ripamonti, S. Cora, Optical time-domain reflectometry with centimeter resolution at 10^{-15} W sensitivity. *Electron. Lett.*, 1986, **22**(15) ·818~ 819
- [6] A. Lacalta, P. A. Fancese, F. Zappa *et al.*, Single-photon detection beyond 1 μm : performance of commercially available germanium photodiodes. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(30) ·6902~ 6918
- [7] A. Lacalta, F. Zappa, S. Cora *et al.*, Single-photon detection beyond 1 μm : performance of commer-

- cially available InGaAs/InP detectors. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(16) ·2986~ 2996
- [8] G. D. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. San Diego: Academic Press, 1989. 111~ 124
- [9] M. E. Lines, Raman-gain estimaters for high-gain optical fibers. *J. Appl. Phys.*, 1987, **62**(11) ·4363~ 4370
- [10] Amikam Levanon, Stephen R. Friberg, Yoichi Fujii, Solintins for optical time-domain reflectometry. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1996, **13**(6) ·1179~ 1187
- [11] J. P. Dakin, D. J. Pratt, G. W. Bibby *et al.*, Distributed fiber Raman temperature sensor using semiconductor light source and detector. *Electron. Lett.*, 1985, **21**(3) ·569~ 570

Theoretical Study on the Soliton Distributed Optical-Fiber Sensors

Song Muping Tang Weizhong Zhou Wen

(Department of Information and Electronic Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

(Received 4 July 1997; revised 6 October 1997)

Abstract Through the study on the advantage and defect of current distributed optical-fiber sensors (DOFS), a new type of DOFS entitled soliton DOFS is proposed based on Raman backscattering. We studied the effect of high-order soliton, the property parameters, and the possibility and difficulties of realization based on the optic and electronic components available.

Key words soliton, Raman scattering, distributed optical-fiber sensors, Stokes light, anti-Stokes light.