

一种利用布里渊散射的光纤应变传感新方法*

陈伟民 黄民双** 邹建 黄尚廉

(重庆大学国家教育部光电技术及系统开放实验室, 重庆 400044)

刘邦群

(武汉大学物理学系, 武汉 430072)

摘 要 根据光纤中的布里渊散射附加频移与光纤所受的拉伸应变有关的特性, 推导了附加频移与应变间的线性关系。在此基础上提出了利用光外差原理探测附加频移, 从而实现应变探测的传感新方案, 并分析了该方案能降低对激光源的线宽及频率稳定度要求之原因, 给出了实验系统及实验结果。

关键词 布里渊散射, 光纤传感, 应变测量。

1 引 言

光波在光纤内传播时会产生布里渊散射, 由于布里渊散射的波长偏移与光纤的内应力有关, 因而可以利用光纤的布里渊频偏测量光纤的拉伸应变。由于光纤径细、柔韧、质轻并具有良好的可埋入性, 直接将其埋入材料或结构的基体内, 就可通过光纤应变来反映材料或结构的应变状况, 在大型工程结构、智能结构、航空航天以及光纤通信工程等领域有广阔的应用前景^[1, 2]。

由于光纤内应力引起的布里渊散射波长偏移量一般都极小, 因而要直接测量这个波长偏移量来实现对光纤内应力的测量是极为困难的。为解决此问题, Horiguchi 等人提出了一种双激光器的探测方案^[3], 采用一束脉冲激光与一束连续激光分别由光纤的两端相向注入光纤中, 并将其中的连续激光束进行波长连续扫描以与某一发生波长偏移的布里渊散射产生能量交换, 从而在扫频中实现频移探测。该方法不仅能探测光纤中的应变大小, 还能探测应变沿光纤长度方向上的分布, 引起了有关研究人员的极大兴趣。但由于采用两台不同类型的激光器, 因而对它们在波长、线宽、谱线稳定度等方面一致性的要求极高, 且在光纤两端同时工作的结构也不利于实际的分布应变测量。为此, 本文提出一种新的传感方案, 以期能克服上述缺陷。

* 国家教委博士点基金资助项目。

** 现通信地址: 南京航空航天大学测控系(邮编: 210016)。

收稿日期: 1997-12-08; 收到修改稿日期: 1998-06-22

2 传感机理

2.1 布里渊频移

根据经典理论,任何介质在常温状态下,均存在着由其组成粒子(原子、分子或离子)自发运动所形成的连续弹性力学振动,这种弹性振动引起介质密度随时间和空间周期性起伏,相应地在介质内部产生一个自发的声波场。当光定向地射入介质时,它将受到介质内这自发声波场的散射作用,这就是布里渊散射。若 $f_0 = c/\lambda_0$ 为入射光频率, n 为介质折射率, c 为真空中光速, v 为介质中声速, θ 为入射光与散射光之间的夹角,则布里渊散射斯托克斯光相对于入射光的频移为:

$$f_B = (2f_0nv/c) \sin(\theta/2) \quad (1)$$

当光束在光纤中传输时,后向散射光沿光纤原路返回,即 $\theta = \pi$,因而在光纤中的后向布里渊散射频移量为:

$$f_B = 2f_0nv/c \quad (2)$$

其中声速 v 由下式确定

$$v = \sqrt{\frac{(1-\mu)E}{(1+\mu)(1-2\mu)\rho}} \quad (3)$$

其中 E 、 μ 、 ρ 分别为介质的杨氏模量,泊松比和密度。由(2)式和(3)式可知,背向布里渊散射频移 f_B 只由介质的声学特性和弹性力学特性决定。

2.2 布里渊频移对光纤应变的敏感特性

当光纤有应变时,其应变通过弹光效应将引起介质折射率 n 发生变化,而应变对声速 v 的影响则是通过对密度 ρ 、杨氏模量 E 和泊松比 μ 实现的。因此 f_B 、 n 、 E 、 μ 、 ρ 均为应变 ϵ 的函数,由(2)式、(3)式有

$$f_B(\epsilon) = \frac{2f_0}{c} n(\epsilon) \sqrt{\frac{[1-\mu(\epsilon)]E(\epsilon)}{[1+\mu(\epsilon)][1-2\mu(\epsilon)]\rho(\epsilon)}} \quad (4)$$

在小应变条件下,将上式右边各个与 ϵ 有关的量在 $\epsilon = 0$ 附近作泰勒展开,并精确到 ϵ 的一次项,可以得到^[4]

$$f_B(\epsilon) = f_B(0) [1 + (\Delta_n + \Delta_E + \Delta_\mu + \Delta_\rho)\epsilon] \quad (5)$$

$f_B(0)$ 是无外应力作用时的初始布里渊频移量, Δ_n 、 Δ_E 、 Δ_μ 、 Δ_ρ 皆为与光纤本身的组分和结构有关的材料与结构系数,它们分别为:

$$\Delta_n = \frac{n'(\epsilon)}{n(0)} \quad (6)$$

$$\Delta_E = \frac{E'(\epsilon)}{2E(0)} \quad (7)$$

$$\Delta_\mu = \frac{\mu'(\epsilon)\mu(0)[2-\mu(0)]}{[1-\mu^2(0)][1-2\mu(0)]} \quad (8)$$

$$\Delta_\rho = -\frac{\rho'(\epsilon)}{2\rho(0)} \quad (9)$$

令 $D = \Delta_n + \Delta_E + \Delta_\mu + \Delta_\rho$, 则(5)式可进一步写成如下简单形式

$$f_B(\epsilon) = f_B(0) (1 + D\epsilon) \quad (10)$$

令 $\Delta f(\epsilon)$ 为应变引起的附加布里渊频移,则有:

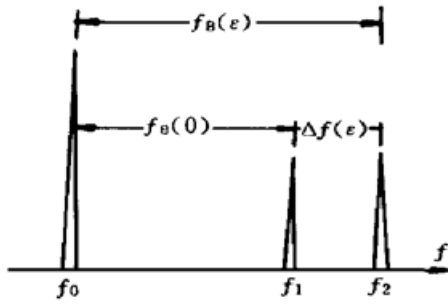


Fig. 1 Spectrum of Brillouin frequency shift

$$\Delta f(\epsilon) = f_B(\epsilon) - f_B(0) = Df_B(0)\epsilon \quad (11)$$

显然光纤受外力作用时应变引起的附加布里渊频移 $\Delta f(\epsilon)$ 与光纤材料参数 D 及所受应变 ϵ 成线性关系。而 f_0 、 $f_B(0)$ 、 $f_B(\epsilon)$ 、 $\Delta f(\epsilon)$ 的关系如图 1 所示，其中 f_1 与 f_2 即是频偏量 $f_B(0)$ 与 $f_B(\epsilon)$ 对应的绝对频率。对石英光纤而言， $f_B(0)$ 及 $f_B(\epsilon)$ 皆为 20 GHz 左右，难以用常规电子仪器测出。而 $\Delta f(\epsilon)$ 仅为 kHz 数量级，只要利用常规电子仪器便可测出，这样便可由 (11) 式，用光纤应变引起的附加布里渊频移量的变化量 $\Delta f(\epsilon)$ 算出应变 ϵ 。

3 传感方案

由于光纤布里渊频移量极小，因而要直接探测此频移量必须用波长稳定性更高(线宽约为数十 GHz)的激光光源。但由 (11) 式可知在测量应变 ϵ 的计算中，附加频偏 $\Delta f(\epsilon)$ 比频偏 $f_B(\epsilon)$ 更有价值，而光学频差 Δf 最有效的测量手段是外差干涉，因此本文提出了图 2 所示的外差测量方法，即利用了由测量光纤与参考光纤原路返回的后向布里渊散射光复振幅 E_s 与 E_R ，皆存在由光纤自身引起的初始布里渊频偏 $f_B(0)$ 外， E_s 还存在由传感光纤承受的应变 ϵ 引起的附加布里渊频移 $\Delta f(\epsilon)$ 的原理，从而大大降低了直接探测对激光器窄线宽及频率超高稳定性的特殊要求。

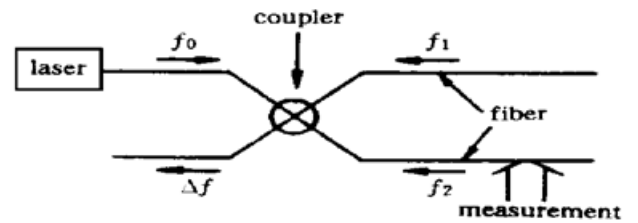


Fig. 2 Principle configuration of fiber interferometric heterodyne

由于实际的激光原子发光的间隙性和原子辐射的衰减性，使得激光束在频域内表现出具有一定的频带宽度(线宽)，可将这种光的波列看作是由各频率分量的叠加，在入射光波的波谱是由任意数目组成的情况，频率为 f 的光波为：

$$E(f, t) = E(f) \cos [2\pi f t + \psi(f)] \quad (12)$$

这里， $\psi(f)$ 表示光波的初相位。

假设参考光纤和传感光纤的性能参数相同，在理想情况下，两光纤产生的布里渊背向散射(BSBS)光的频谱分布应相同，只是传感光纤因应变引起了一个附加频移变化量 $\Delta f(\epsilon)$ 及一个附加位相变化 $\Delta\psi$ ，则各个频率成份的光束干涉后总光强及交流分量分别为：

$$I(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} [E_R(f_B, t) + E_s(f_B + \Delta f, t)][E_R(f_B, t) + E_s(f_B + \Delta f, t)] df$$

$$I'(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_R E_s \{ \cos(2\pi\Delta f t + \Delta\psi) + \cos[2\pi(2f_B + \Delta f)t + \psi_R + \psi_s] \} df \quad (13)$$

当用光电探测器接收这个干涉信号时，由于式中第二项和频项的频率远超过了光电探测器的频率响应，其对光电探测器的贡献体现为一个直流量，而第一项则利用差频将光电探测器不能响应的超高频转换成了能响应的中频交流量。因此探测器上所接收的交流光强为：

$$I''(t) = \cos(2\pi\Delta f t) \int_{-\infty}^{+\infty} E_R E_s df + C \quad (14)$$

上式中，对于确定的激光输出， $\int_{-\infty}^{+\infty} E_R E_s df$ 近似为常数，因此(14)式可近似为如下简单形式

$$I''(t) \approx A \cos(2\pi\Delta f t + \Delta\psi) + C \tag{15}$$

经光电转换并带通滤波滤去直流量后，得到交流电压输出：

$$V = B \cos[2\pi\Delta f(\epsilon)t + \Delta\psi] \tag{16}$$

由(16)式及(11)式即可实现对 $\Delta f(\epsilon)$ 及 ϵ 的测量。

由上述分析可知，图 2 所示的传感方案从理论上讲对激光器的线宽没有要求。但由于光纤的相位畸变与偏振态一定会影响干涉输出，因此在实际系统中对激光器线宽仍有较高要求，但相对于原方案，此要求是大大降低了。

另一方面，激光器除线宽指标外，还有频率稳定性指标，设激光器频率漂移(稳定性)为 Δf_0 ，显然在有频率漂移的情况下，参考光纤和传感光纤的布里渊背向散射光频率分别变成了 $f_B(0) + \Delta f_0$ 与 $f_B(\epsilon) + \Delta f_0$ ，但经差频输出后的频率仍为(11)式的 $\Delta f(\epsilon)$ 。因而 $\Delta f(\epsilon)$ 仅与光纤无应变时的初始频偏 $f_B(0)$ 成正比，而与激光器的频率漂移 Δf_0 无关，因此此传感方案对激光器的稳定性要求亦大为降低。

4 原理性实验

根据现有的实验条件，设计了如图3所示的实验装置^[5]。由于YAG激光器多纵模输出，线宽较宽，经选出单纵模后，由起偏器变为线偏振光。1·1分束器将此线偏振光分为两束并分别经由透镜耦合进入由同一根单模光纤剪断而成的传感和参考两根光纤中。所用光纤芯径为 $9.2 \mu\text{m}$ ，损耗为 0.36 dB/Km ，长度各为 500 m ，相对折射率差为 0.41% 。由于布里渊背向散射光频移很小，其频移在激光器的增益谱线范围内，这一频率成份的光返回到激光器后必然会影响激光器输出的稳定性，因此引入光隔离器以减小布里渊背向散射光进入激光器后造成输出激光的不稳定及谱线增宽。两光纤产生的布里渊背向散射光相干涉后由光电探测器检测，由宽带放大器放大并滤波后，获取其差频信号，由频率计记录其频率。

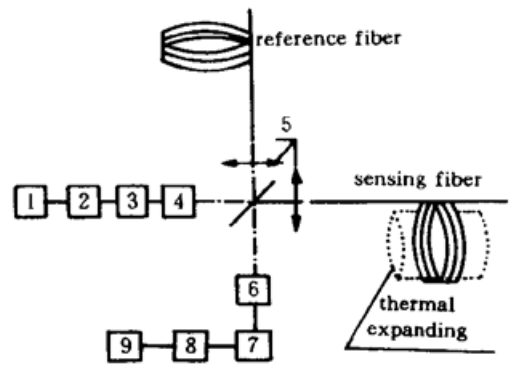


Fig. 3 Experimental configuration. 1: laser, 2: mode selector, 3: isolator, 4: polarizer, 5: lens, 6: detector, 7: amplifier, 8: bandpass filter, 9: oscilloscope

在本实验中，通过加热膨胀体，从而使缠绕在其上的

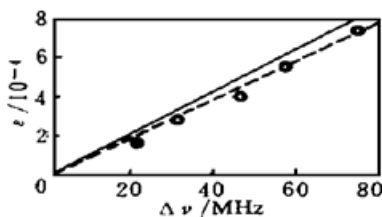


Fig. 4 Experimental result. —: theory, - -: experiment

传感光纤产生均匀的拉伸应变，并由温度计测量热膨胀体的温度，从而计算出光纤应变 ϵ 。实验结果如图 4 所示，由实验结果可知， $\Delta f_B(\epsilon)/\epsilon = 10.33 \times 10^{10}$ 。考虑到掺杂光纤的固有频偏约为 $f_B(0) \approx 20 \text{ GHz}$ ，故由(11)式可求得结构材料常数为 $D \approx 5.17$ ，这与文献[3]报道的 $D = 4.58$ 较接近。考虑到实验条件的差异及应变 ϵ 定标设备的精度影响，基本可以认为两种方法的结果是一致的。

结 论 光纤的布里渊散射附加频移与光纤所受的拉伸应变成线性关系，而利用这一原理的

外差探测方法只采用一台激光器,并只需在光纤的单端检测,因而结构较为简单,特别是对激光光源的线宽及频率稳定度的要求都大为降低。虽然本文只做了原理实验,差频信号的信噪比还不够理想,实验装置和方法都有待于改进和完善,但这毕竟是一条利用布里渊散射研究光纤应变传感的新途径。其下一步工作是进一步提高信噪比,并将该实验系统与光时域反射技术结合起来,发展为分布式光纤应变传感系统。因此在诸如大型工程结构(如大坝、大型桥梁、铁路路基、大型建筑等)、航空航天、智能结构以及光纤通信工程等领域,本方法具有潜在的应用价值。

参 考 文 献

- [1] 黄尚廉. 光纤智能材料系统与结构研究发展评述. 量子电子学, 1991, 8(1): 6~ 9
- [2] 黄民双, 陈伟民, 黄尚廉. 应用光学雷达的空间定位技术. 光纤与光缆, 1994, (5): 20~ 25
- [3] Horiguchi T, Kurashima T, Tateda M. Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers. *IEEE Electron. Technol. Lett.*, 1989, 1(5): 107~ 108
- [4] 黄民双, 陈伟民, 黄尚廉. 基于 Brillouin 散射的分布式光纤拉伸应变传感器的理论分析. 光电工程, 1995, 22(4): 11~ 16
- [5] 黄民双. 光纤布里渊散射应变传感新方法研究. 重庆大学博士论文, 1995. 10: 81~ 89

Fiber Optic Strain Sensing Technology with Brillouin Back-Scattering

Chen Weimin Huang Minshuang Zou Jian Huang Shanglian

(Open Laboratory for Optoelectronic Technology and System, Chongqing University, Chongqing 400044)

Liu Bangqun

(Department of Physics, Wuhan University, Wuhan 430072)

(Received 8 December 1998; revised 22 June 1998)

Abstract Based on the phenomenon of the frequency shift in Brillouin back-scattering light related to the strain of the optical fiber, a new strain sensing scheme is proposed. On the basis of the nonlinear optics, the linear relationship between frequency shift of Brillouin scattering and the strain of the fiber is derived. The reason of the lower requirement for the band width and line stability of the laser source is analyzed. The experimental setup and result are presented.

Key words Brillouin back-scattering, fiberoptic sensor, strain sensing.