

光源功率谱对白光干涉测量的影响

张靖华 王春华

(上海大学, 上海 201800)

摘 要: 本文从理论上分析了白光干涉测量中光源功率谱宽、包络函数、纵模形状和间隔等与干涉峰宽度、周期间的关系, 从而讨论了空间干涉法在保偏光纤参数测量和传感应用中光源功率谱参数对测量分辨率、动态范围等的影响。

关键词: 功率谱, 干涉峰, 白光干涉, 空间干涉法, 傅里叶变换, 复时间相干度。

Affect of Power Spectrum of Source on White-light Interference Measurement

Zhang Jinghua Wang Chunhua

(Shanghai University, Shanghai 201800)

Abstract: This paper analyses the relation between the period, width of interference peak and power spectrum envelope longitudinal mode interval and form of the light source in white-light interferometric measurement. Thus the affect of the power spectrum parameters on the resolution measurement range in measuring the birefringent fiber parameters and its sensing application by spacial technique is also discussed.

Keywords: powerspectrum, interference peak, white-light interference, spacial technique, Fourier transform, complex time coherence.

一、引 言

根据白光干涉(宽光谱光源部分相干)原理,应用空间干涉法可测量光纤传输参数,特别是测量保偏光纤偏振色散和耦合系数,并可在保偏光纤光轴对准连接以及位移、压力、磁场等光纤传感技术方面得到应用。白光干涉的优点是稳定性好、外界扰动或光源输出功率的变化不影响测量结果,精度和分辨率高。国外和我们在这方面均做了大量工作。^[1~3] 本文仅分析光源功率谱参数对干涉现象中干涉峰的周期、宽度以及由此对测量精度等的影响。从而得出选择光源的一些考虑原则。

空间干涉法白光干涉系统见图 1。其中 Michelson 干涉仪起解调作用^[1]。光源为宽光谱的超发射激光二极管(SLD)。当干涉仪中反射镜 M_2 上下平行移动时得到周期性干涉峰,可用函数记录仪画出。理论分析表明,干涉峰的周期性是由于宽谱光源的多纵模引起,干涉峰

的形状由光源功率谱包络函数决定,周期性干涉峰幅度变化的相对大小由各纵模的谱宽及形状决定。

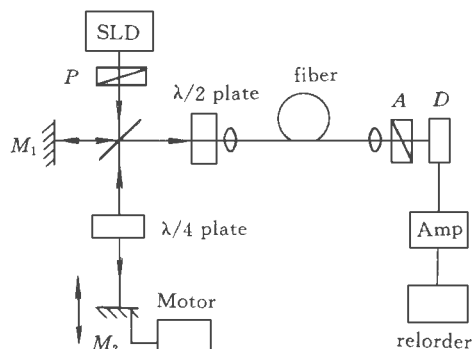


图 1 空间干涉法测量系统

二、理论分析

SLD 的典型功率谱见图 2。它由许多间隔为 $\delta\omega$ 的纵模组成,其包络的高斯函数。为讨论方便,同归一化高斯函数表示为

$$F_1(\omega) = \frac{1}{(2\pi\sigma)^{1/2}} e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (1)$$

式中 ω_0 为中心角频率;

$\sigma = 2(2\pi\sigma)^{1/2}$ 称为有效谱宽^[4]。

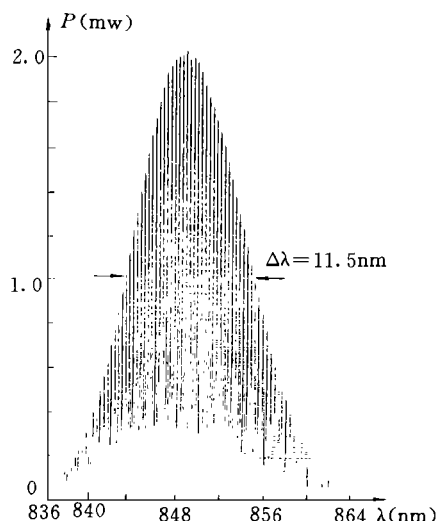


图2 SLD 功率谱

因此如图2所示的功率谱函数 $F(\omega)$ 可近似看作某种周期为 $\delta\omega$ 的单位幅度周期函数 $F_2(\omega)$ 与 $F_1(\omega)$ 的乘积

$$F(\omega) = F_1(\omega) \cdot F_2(\omega) \quad (2)$$

其中

$$F_2(\omega) = F_0(\omega - n\delta\omega) \quad (3)$$

由部分相干理论知道,干涉峰的波形、幅度和分布取决于复时间相干度 $\chi(\tau)$ ^[4],与光源功率谱函数 $F(\omega)$ 互为傅里叶变换与反变换的关系

$$\chi(\tau) = \mathcal{F}^{-1} F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \quad (4)$$

因此多纵模宽谱光源的复时间相干度为

$$\begin{aligned} \chi(\tau) &= \mathcal{F}^{-1}[F_1(\omega) \cdot F_2(\omega)] \\ &= \chi(\tau) * \chi(\tau) \end{aligned} \quad (5)$$

式中 \mathcal{F}^{-1} 表示傅里叶反变换;

"*"号表示卷积;

$\chi(\tau)$ 、 $\chi(\tau)$ 分别为 $F_1(\omega)$ 、 $F_2(\omega)$ 的傅里叶反变换。

众所周知,高斯函数的傅里叶反变换仍为高斯

函数,因此有

$$\chi(\tau) = e^{-j\omega_0\tau} \cdot e^{-\frac{\sigma^2\tau^2}{2}} \quad (6)$$

由于 $F_2(\omega)$ 为周期函数,根据傅里叶变换的对称性以及时域抽样的性质^[5],不难得到

$$\chi(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_n \delta(\tau - nT_1) \quad (7)$$

式中 $T_1 = \frac{2\pi}{\delta\omega}$ 而

$$\chi_n = \frac{1}{\delta\omega} \int_{\frac{\delta\omega}{2}}^{\frac{\delta\omega}{2}} F_0(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \quad (8)$$

图2所示的功率谱是由函数记录仪画出,每个纵模的形状不易精确地从图中判断,不妨假设纵模波形分别为矩形函数、冲击函数和高斯函数三种情况来讨论对干涉峰的影响。

(1) 纵模为矩形函数

$F_2(\omega)$ 可取为周期为 $\delta\omega$ 宽度为 α , 单位幅度的周期性矩形脉冲函数,因此有

$$\chi_n = \frac{\alpha}{\delta\omega} S_a\left(\frac{nT_1\alpha}{2}\right) \quad (9)$$

$$\chi(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\alpha}{\delta\omega} S_a\left(\frac{nT_1\alpha}{2}\right) \delta(\tau - nT_1) \quad (10)$$

其中 $S_a x = \sin x / x$ 。代入(5)式,并对 $n=0$, $\tau=0$ 的项归化可得

$$\chi(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-j\omega_0(\tau - nT_1)} e^{-\frac{\sigma^2(\tau - nT_1)^2}{2}} S_a\left(\frac{nT_1\alpha}{2}\right) \quad (11)$$

(2) 纵模为线光谱

这种情况纵模为周期 $\delta\omega$ 的冲击函数,由冲击函数的傅里叶反变换不难得到

$$\chi(\tau) = \frac{1}{\delta\omega} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\tau - nT_1) \quad (12)$$

同样有

$$\chi(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-j\omega_0(\tau - nT_1)} e^{-\frac{\sigma^2(\tau - nT_1)^2}{2}} \quad (13)$$

(3) 纵模为高斯函数

这时 $F_2(\omega)$ 可表为

$$F_2(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{(2\pi\sigma_g^2)^{1/2}} e^{-\frac{(\omega - n\delta\omega)^2}{2\sigma_g^2}} \quad (14)$$

式中 σ_g^2 表示高斯函数的方差, $2(2\pi\sigma_g^2)^{1/2}$ 即为

每个纵模的有效宽度。类似可得

$$|\chi(\tau)| = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-j\omega(\tau - nT_1)} e^{-\frac{\delta^2(\tau - nT_1)^2}{2}} e^{-\frac{\delta^2(nT_1)^2}{2}} \quad (15)$$

三、讨 论

由(11)、(13)、(15)三式可以看出,不论假设纵模为何种波形,上述三式中都会有指数因子 $e^{-\frac{\delta^2(\tau - nT_1)^2}{2}}$ 。这说明,空间干涉法中白光干涉将出现周期性的干涉峰。每当两臂光时延差 $\tau = nT_1 = n \frac{2\pi}{\delta\omega}$ 时,干涉达到峰值,周期为 $\frac{2\pi}{\delta\omega}$ 取决于纵模间隔。我们将与 $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 对应的干涉峰分别称为 0, $\pm 1, \pm 2, \dots$ 级干涉峰。前述指数因子还说明干涉峰的形状由功率谱包络函数决定,也为高斯形与纵模形状无关。干涉峰的宽度取决于光源的有效谱宽,实际上为光源的相干时间 τ_c 。假定 $|\chi(\tau)| > 0.46 \doteq e^{-\pi/4}$ 时干涉峰仍有良好的对比度,以此求得相干时间

$$\tau_c = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{C} \frac{\ln^2 \frac{\lambda}{\pi \tau \lambda}}{\pi \tau \lambda} \quad (16)$$

式中 λ ——中心波长, $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$;

$\tau \lambda$ ——与光源半功率谱宽对应的波长间隔;

C ——真空中光速。

我们工作中光源的 $\lambda \doteq 850 \text{ nm}$, $\tau \lambda = 11.5 \text{ nm}$, 代入上式求得 $\tau_c \doteq 0.1 \text{ ps}$ 。对应 Michelson 干涉仪中反射镜 M_2 的移动距离 $d \doteq 15 \text{ }\mu\text{m}$ 。干涉峰出现的时间周期 $\frac{2\pi}{\delta\omega}$ 与之相对应的 M_2 扫描过的距离为 $\tau \lambda$

$$\tau \lambda = \frac{1}{2} \cdot C \frac{2\pi}{\delta\omega} = \frac{\lambda}{2\delta\lambda} \quad (17)$$

式中 $\delta\lambda$ ——相邻纵模波长间隔。

从功率谱图上求得 $\delta\lambda \geq 0.34 \text{ nm}$, 由上式可求得 $\tau \lambda = 1.06 \text{ mm}$ 。以上结果与实验符合良好,并且由此可见干涉峰的形状与周期与假设的纵模形状无关。

下面再讨论各级干涉峰的幅度变化。式(12)表明若纵模为线光谱时,各级干涉峰幅度

相等。由式(9)知,当纵模形状为矩形函数时,干涉峰幅度按 $S_a \frac{nT_1 \omega}{2}$ 变化。而高斯形干涉峰幅度按 $e^{-\frac{\sigma_g^2(nT_1)^2}{2}}$ 变化。由功率谱图形近似取纵模半功率宽为纵模间隔的 $1/3$ 。则有 $\sigma_g = \frac{\delta\omega}{3}$, 可求得前者的一级干涉峰与零级干涉峰之比约为 0.83。对于高斯形纵模 $\sigma_g = \frac{1}{2\ln 2} \cdot \frac{\delta\omega}{6}$, 不难求得一级干涉峰与零级干涉峰幅度之比约为 0.67。二级干涉峰幅度衰减得更快。实验表明,一级干涉峰与零级干涉峰幅度之比约为 0.7 左右。考虑到探测系统的误差,纵模的形状似更接近于高斯形(事实上记录到的二级干涉峰幅度已很小了。)若能准确地测出各级干涉峰的幅度之比,本系统也为测量宽谱激光光源的纵模形状提供了一种潜在的方法。

在保偏光纤参数测量和传感应用中。干涉峰的宽度决定了系统的分辨率。由以上分析可知,分辨率由光源的谱宽决定,在我们的系统中可达 0.1 ps (对应位移为 $15 \text{ }\mu\text{m}$)。两干涉峰之间对应的时延间隔为动态范围,由纵模间隔决定,相应时延为 7 ps (对应位移约为 1 mm)。这是因为当 $\tau \geq \frac{2\pi}{\delta\omega}$ 时,零级干涉峰会移至 $\tau = 0$ 时(无待测光纤或传感光纤且 Michelson 干涉仪两臂平衡时)的 ± 1 级干涉峰的外侧,从而引起混淆。其实只需事先测定无待测光纤时零级干涉峰的位置,并判断待测光纤对干涉峰移动方向的影响(也可通过测量来判断),则动态范围可扩大到与 M_2 移动范围相同。实际测量中,为了提高灵敏度总是选用 ± 1 级干涉峰的位移来作为测量数据,因为它们对称地分布于幅度较高的零级干涉峰的两侧,实测时也更易判断。

最后我们也注意到 SLD 另一类常见的功率谱函数为洛仑兹函数,即

$$F_1(\omega) = \frac{(\tau \omega)^2}{(\tau \omega)^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (18)$$

半功率谱宽 $2\tau \omega_0$ 。由 $F_1(\omega)$ 的傅里叶反变换可得

(下转第 35 页)

不发生变化,只会附加一定的相位,而在层与层之间传播时则遵循菲涅耳衍射规律。采用这种近似必须满足两个条件:

- 1) 湍流层的厚度和湍流强度应保证层内衍射效应可以忽略;
- 2) 穿过湍流层上同一点的两光束累积相位均方差不超过某一水平。

其中第一个条件通常可以被任何实际湍流层所满足;而第二个条件则比较苛刻,它意味着湍流层只能在有限角度内被当做相位屏来处理,而该角度的大小则可由湍流的特性及工作波长决定。

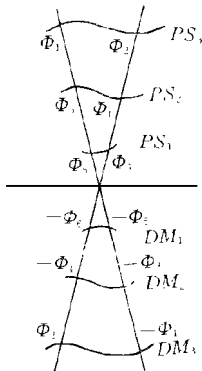


图 3 多层共轭校正原理

当大气湍流允许被当作若干相位屏处理时,可以用多层共轭自适应光学(MCAO)的方法进行相位补偿。图 3 表示这种校正方法的原理,假定存在三层湍流,并用三个相位屏(PS)近似,相应地,系统包括三个变形镜(DM)。波前校正过程由三步完成:首先是最底层湍流

(上接第 32 页)
$$\chi(\tau) = e^{-\frac{\sigma^2(\tau - nT_1)^2}{2}} \quad (19)$$
 因此对于前述三种不同纵模形状,复相干度 (11)、(13)、(15) 式,因子 $e^{-\frac{\sigma^2(\tau - nT_1)^2}{2}}$ 代之以 $e^{-\Delta\phi(\tau - nT_1)}$ 即可,除干涉峰形状不同外,其余的结论完全相同。

综上所述,我们也可将复相干度统一写作
$$\chi(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi(\tau - nT_1) \chi_n \quad (20)$$

由于我们在测量中最为关心的是干涉峰的位置和宽度而不是形状,因此 SLD 功率谱包络函数究竟是什么亦无须深入考虑。在满足一定功率输出的前提下,尽可能选择光谱更宽,纵模

(PS₁ 表示),用与其共轭的变形镜 DM₁ 补偿;然后用 DM₂ 对 PS₂ 所引起的相位畸变进行补偿;最后对顶层 PS₃ 作相同处理。如果有更多的湍流层存在,则只需依此类推。

五、结 论

当大气湍流具有分层结构时,采用多层共轭自适应光学校正可明显地增大大气等晕角。如果湍流无限薄且可准确定位,变形镜可以无限大,且精确地与湍流层共轭,则系统的视场理论上可覆盖全空间。但实际上,变形镜具有有限的尺寸,湍流层有一定的厚度,二者的共轭也只能是近似的。特别是,系统的校正只能对一些主要的湍流层进行,必然有一些较弱的湍流层被忽略,由它们所引起的相位畸变未得到补偿。因此,实际等晕角究竟能增大多少是由很多因素决定的。

参考文献

- 1 R H Dicke· Phase-contrast detection of telescope seeing errors and their correction· Astrophys· J 198, 605 - 615 (1975)
- 2 J M Becker· Increasing the size of the isoplanatic patch with multiconjugate adaptive optics· in Proc· of the ESO Conf· on very large telescopes and their instrumentation· M H Ulrich, ed· Garching, Germany, 1988.693 - 703
- 3 Yan Jixiang, Zhou Renzhong, Yu Xin· Calculation of the isoplanatic patch for multiconjugate adaptive optics· Optical Engineering, 32(12) :3161 - 3163.1993
- 4 F Roddier, L Cowie, J E Graves, et al· Seeing at Mauna Kea· in Advanced Tech· Opt· Teles· IV, Barr L· ed· Proc· Soc· Photo-Opt· Instrum· Eng· 1236, 485 - 491 (1990)

间隔及形状较为均匀的光源为宜。经验证明了这一点。

参考文献

- 1 张靖华,王春华,黄肇明,白光干涉在保偏光纤测量与对轴中的应用·光学学报,1994,14(12):1308 - 1311
- 2 P Sansonetti, M Lequime, H Giovannini· Interfero metric spectrally encoded sensor using a superradiant diode· OFS 1989,Berlin, Springer-Varlag, 1989;71 - 77
- 3 D Troughet, B La loux, Graindorge· Prototype industrial multic-parameter F·O·Sensor using white light interferometry· OFS 1989;Berlin Springer-Varlag;1989;227 - 233
- 4 吕乃光·傅里叶光学·北京:机械工业出版社,1988;143 - 156
- 5 郑君理·信号与系统·北京:高等教育出版社,1981;135 - 236