

光学相干层析系统相干传递函数研究

曾绍群 骆清铭 刘贤德 潘应天 李再光

(华中理工大学光电子系, 武汉 430074)

摘 要 在弱物体近似下从成像系统角度对光学相干层析测量技术进行了理论研究。分析了该技术测量样品纵深结构时图像的形成机理, 结果表明它相当于一复振幅线性平移不变系统, 从而可用相干传递函数描述系统性能。所得相干传递函数表明系统具有低通特性, 半峰值带宽 $\Delta k = 2.12/\lambda^2$ 。由于物体频谱整体平移了 $1/\lambda$, 测量的是纵向结构的高频信息。本文的工作为定量分析光学相干层析对未知结构的测量结果及进一步提高空间分辨率提供了理论基础。

关键词 光学相干层析技术, 相干传递函数, 系统分析, 光学检测。

1 引 言

现代光通信器件趋向小型化与集成化, 使用了大量微型光学元件, 如集成光学子系统、复合激光二极管结构等, 光通信的高可靠性对微型光学器件的质量检测设备提出了更高的要求。八十年代中期, 光学相干域反射测量技术的产生^[1,2], 可高分辨率地测定这类光学元器件内部的缺陷、损伤的强度及位置, 还可测定光纤光缆中缺陷的位置, 获得纵深方向的缺陷分布, 因而在光纤传感系统及光纤通信设备的检测中获得了广泛的应用^[3]。近年来, 该技术在激光生物医学中取得了新的应用, Huang 等人^[4]将之应用于光学相干层析(简称 OCT)成像, 首次成功获得了人眼网膜的细微结构和冠状动脉壁的结构。Schmit 等人^[5]将之用于生物组织光学特性参数测量, 取得了很好的效果。最近, 该技术已成功进行了病变组织的诊断^[6]。上述成果在激光生物医学界引起重大反响, 从而使人们对光学相干层析技术产生了浓厚兴趣。

然而, 迄今为止, 对光学相干层析技术的研究主要集中在实验上。实际上, 在激光医学应用中, 由于体内生物组织结构复杂, 其光学特性参数还没有定论^[5,6], 如何全面理解该技术所测得的结果, 特别是对生物组织这一高散射介质, 还需要做大量工作。因此, 目前急需从理论上对该技术进行研究, 探讨纵深方向的成像过程和机理, 为定量分析测量结果及进一步提高空间分辨率提供理论基础。由于该技术主要用于获取样品纵深方向的结构信息, 相当于一个成像系统, 作者认为可用传递函数从理论上分析系统的纵深测量能力。因此, 本文在弱物体近似下从成像角度研究了光学相干层析技术, 首先证明它是一个平移不变系统, 在此基础上求出了系统的相干传递函数, 并对它进行了讨论。

2 光学相干层析系统分析

图 1 为光学相干层析系统原理示意图^[4], 其核心是一全光纤迈克尔逊干涉仪。待测样品(微型光学器件、光纤、生物组织等)取代一个反射镜。光源为具有弱相干性的超发射二极管(简称 SLD, 中心波长 830 nm)或激光二极管。信号光包括样品内部界面及非均匀介质的反射光和后向散射光, 其振幅及相位携带样品内部反射及后向散射结构的强度和位置信息, 任何与参考光时延匹配且方向相同的信号光会与之产生干涉。在参考镜进行高速、连续 z 方向扫描的同时, 记录干涉信号, 经电子线路解调, 从而测得样品内部 z 方向结构, 获得层析图像。由于光源的弱相干性, 随着时延的增大, 干涉信号急剧下降, 因此系统空间分辨率极高。

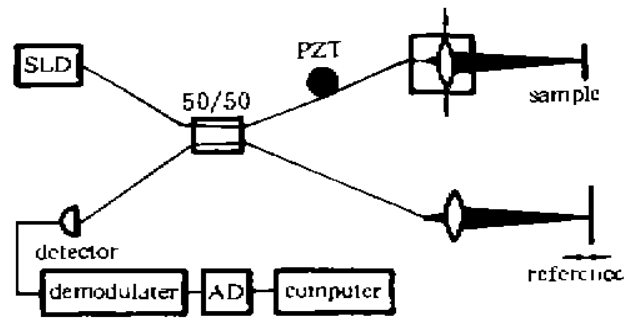


Fig. 1 Schematic of the OCT system

根据样品本身的特点, 本文采用了弱物体近似, 即忽略样品吸收, 忽略二次及高次散射^[5]。此时, 对于任一参考镜位置, 信号光与参考光干涉, 相当于多光束干涉过程。由统计光学^[7], 探测器的输出可表示为:

$$V(t) = A \langle |r_r u(t - \tau_r) + \sum_{i=1}^N r_i u(t - \tau_i)|^2 \rangle_f \quad (1)$$

式中 A 为一常数, 描述探测器及后续电子线路放大倍数, N 为样品内部界面数目(包括组织间界面及均匀组织内散射面), r_r 、 r_i 分别是参考镜及样品界面振幅反射率, $\langle \rangle_f$ 表示对探测器输出进行滤波, 中心频率 $f = f_c + 2v/\lambda = f_0 - \Delta f$, τ_r 、 τ_i 为由光源分别经参考镜和样品界面到达探测器的光波时延, 分别为

$$\tau_r = \tau_{r0} - 2vt/c, \quad (2)$$

$$\tau_i = \tau_{i0} + \tau_M \sin(2\pi f_0 t + \theta_0), \quad (3)$$

其中 τ_{r0} 、 τ_{i0} 为初始位置对应的时延, τ_M 、 f_0 、 θ_0 为压电陶瓷相位调制器引入振荡时延的振幅、频率和初相, v 为参考镜运动速度。

注意到仅测量中心频率为 f 的信号时, 信号光之间的干涉及直流干涉光强可忽略, 则(1)式可化为

$$\begin{aligned} V(t) &= 2A \sum_{i=1}^N r_r r_i \operatorname{Re} \langle u[t - \tau_{r0} - \tau_M \sin(2\pi f_0 t + \theta_0)] u^*(t - \tau_{r0} + 2vt/c) \rangle_f \\ &= 2A \sum_{i=1}^N r_r r_i \operatorname{Re} \langle \Gamma[\tau_{r0} - \tau_{i0} + 2vt/c + \tau_M \sin(2\pi f_0 t + \theta_0)] \rangle_f \end{aligned} \quad (4)$$

式中 Γ 为光源自相干函数, 求和符号提到表达式前面, 是因为信号臂中引入压电陶瓷相位调制器后, 各反射面独立对输出信号有贡献。

当光源谱线轮廓关于中心频率 ν 对称时, 其自相干函数 Γ 可分解为模 $g(\tau)$ 与振荡分量的乘积^[7]即

$$\Gamma(\tau) = g(\tau) \exp(-i2\pi\nu\tau), \quad (5)$$

式中 $g(\tau)$ 为偶函数。利用贝塞尔函数公式 $e^{i\alpha \sin \theta} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\alpha) e^{in\theta}$ 化简(4)式, 经频率为 f 的参考信号混频、低通滤波后测量输出可表示为:

$$V(t) = B \sum_{i=1}^N r_i g(\tau_{i0} - \tau_{r0} + 2vt/c) \cos [2\pi\nu(\tau_{i0} - \tau_{r0}) + \theta_0 - \theta_1], \quad (6)$$

式中 B 为常数, θ_1 为混频参考信号初相。推导中所作近似是由于压电陶瓷相位调制器引入的时延振荡对信号包络影响不大^[1]。

下面讨论测量信号与样品反射结构及参考面相对位置的关系。

由于图像最终显示的是样品结构, 需将测量值用样品结构位置表示。如图 2 选取坐标轴, z' 沿样品纵深方向, 原点取在样品前表面, 参考镜

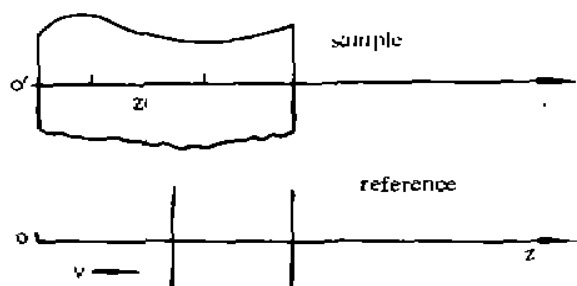


Fig. 2 Coordinate of the sample and the reference

沿 z 轴负方向匀速运动, z 轴零点 o 为 o' 之等光程点, z_0 为参考镜面起始位置, z_i 为样品中第 i 界面坐标, 将 τ_{i0} 、 τ_{r0} 分别用坐标量表示, 并作坐标变换, $l' = 2nz'$, $l = 2z$, 弃掉常系数, 得

$$V(l) = \sum_{i=1}^N r_i(l/2n) \cos(2\pi l_i/\lambda + \theta_2) g[(l - l_i)/c], \quad (7)$$

式中 $\theta_2 = \theta_0 - \theta_1 - 4\pi z_{r0}/\lambda c$ 令 $r_s(l'/2n) = \sum_{i=1}^N r_i(l)\delta(l - l_i/2n)$, 表示样品的纵向结构, 代入上式, 求得解调输出测量信号与样品纵向结构关系为:

$$\begin{aligned} V(l) &= \int r_s(l'/2n) \cos(2\pi l'/\lambda + \theta_2) g[(l - l')/c] dl' \\ &= [r_s(l/2n) \cos(2\pi l/\lambda + \theta_2)] \otimes g(l/c), \end{aligned} \quad (8)$$

式中 \otimes 表示卷积运算。上式表明光学相干层析纵深成像具有卷积性质, 因而是一个线性平移不变系统, 有效点扩散函数为 $g(l/c)$ 。

3 z 方向成像相干传递函数

上面已证明光学弱相干层析系统 z 方向成像时相当于一线性平移不变系统, 因此完全可用相干传递函数描述系统成像规律及性能^[8]。

令 $r(l') = r_s(l'/2n)$, 可认为 $r(l')$ 表示 $r_s(l'/2n)$ 的理想几何像, 则(8)式化为

$$V(l) = [r(l) \cos(2\pi l/\lambda + \theta)] \otimes g(l/c), \quad (9)$$

对(9)式求傅里叶变换, 弃掉常系数得

$$V(k) = \{R(k) \otimes [\delta(k - 1/\lambda) + \delta(k + 1/\lambda)]/2\} G(k), \quad (10)$$

式中 k 为空间频率, 此式表示了成像过程中频谱变换关系。

实验中采用的超发射二极管的发射谱具有高斯分布, 光源自相干函数的模 $g(\tau)$ 为^[7]

$$g(\tau) = \exp[-(\pi\Delta\nu/2 \sqrt{\ln 2})^2 \tau^2] \quad (11)$$

式中 $\Delta\nu$ 为半功率带宽, 因此系统 z 方向归一化相干传递函数为

$$G(k) = \exp\left[-\left(\frac{\sqrt{\ln 2} k}{\Delta\lambda/\lambda^2}\right)^2\right], \quad (12)$$

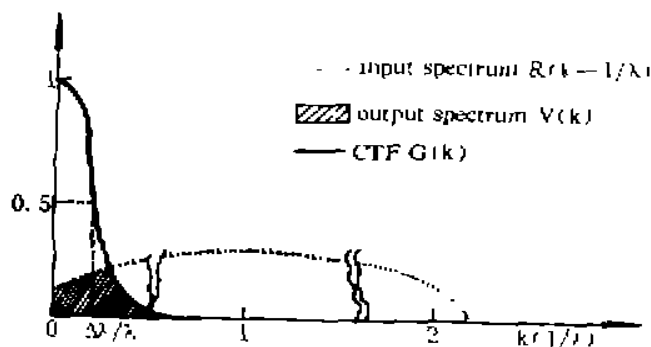


Fig. 3 Schematic of the input and the output spectrum

上式表明, 系统具有低通特点, 半峰值带宽为 $\Delta k = 2\Delta\lambda/\lambda^2$ (见图 3), 随 $\Delta\lambda$ 增大, 其通频带增

宽，传输的信息增加，从而确定 z 方向结构越精确。迈克尔逊干涉仪中， $\Delta\lambda$ 越宽，测长精度越高，很好地验证了这一点。

图 3 给出了光学相干层析系统 z 方向成像过程中频谱变换关系，由图 3 可知成像时由于物体理想像的频谱沿 k 轴平移了 $1/\lambda$ ，虽然测量系统的传递函数数具有低通特性，实际上测量的是结构的高频成分。

4 讨 论

由前面的分析可知，光学相干层析系统是在 z 方向用干涉方法测量反射光及后向散射光并进行成像。实际上 z 方向结构可看作一个复杂衍射光栅^[10]，。成像过程可如下描述：用单色光照明时，样品衍射光波分解为各空间频率的角谱分量，采用干涉方法测得其中 $k = 1/\lambda$ 的角谱分量，由电子学手段进行成像即直接将测量信号作为内部结构的图像。当光源发射谱带宽度为 $\Delta\lambda$ 时，测量的为中心频率 $k = 1/\lambda$ 、半峰值带宽 $\Delta k = 2\Delta\lambda/\lambda^2$ 内的信息，即只测到样品内部高空间频率的结构信息。要获得样品真实结构，提高空间分辨率，应尽可能采用宽带弱相干光源。上述结论，已为文献[1~4, 6]中的实验结果所证实。由此可认为，光学相干层析技术仅可测量样品纵深结构的突变成分，对于结构的慢变化分量，并不能直接提供。对于内部结构成像时，由于丢失了低频信息，所得图像失真较大，不能全面反映样品实际结构。

需要说明的是，在本文的分析中，假定样品内部结构对入射光相干性影响不大，实际上，即使结构对入射光相干性有影响，本文的结论仍然精确成立，只须将相干性影响因子包含在物函数中。

结 论 本文从成像角度对光学弱相干层析进行了理论研究，证明了光学弱相干层析系统为线性平移不变系统，因而可用相干传递函数描述系统成像性能。推导的相干传递函数表明，系统测量的是 z 方向结构信息中的高频 ($k = 1/\lambda$) 分量。由于光源并非单色而具有一定频谱分布，系统在 z 方向的传递函数有一带宽 $\Delta k = 2\Delta\lambda/\lambda^2$ 。从而在理论上证明了光学弱相干层析技术对微型光学器件内部缺陷检测及生物组织内部突变结构检测极为有效。内部结构对入射光相干性有影响时，本文的推导及结论仍然成立。本文的工作为定量分析光学相干层析的测量结果及进一步提高空间分辨率提供了理论依据。

参 考 文 献

- [1] R. C. Younquist, S. Carr, D. E. N. Davies, Optical coherence-domain reflectometry; a new optical evaluation technique. *Opt. Lett.*, 1987, 12(3): 158~160
- [2] K. Takada, I. Yokohama, K. Chids *et al.*, New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on a interferometric technique. *Appl. Opt.*, 1987, 26(9): 1603~1606
- [3] H. H. Gilgen, R. P. Novak, R. P. Salathe *et al.*, Submillimetr optical reflectometry. *J. Lightwave Technology*, 1989, 7(8): 1225~1233
- [4] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin *et al.*, Optical coherence tomography. *Science*, 1991, 254(11): 1178~1181
- [5] J. M. Schnitt, A. Knüttel, R. F. Bonner, Measurement of optical properties of biological tissues by low-coherence reflectometry. *Appl. Opt.*, 1993, 32(30): 6032~6041
- [6] 骆清铭, 激光与生物组织相互作用理论及医学应用研究. 博士学位论文, 华中理工大学, 武汉, 1993: 1~10
- [7] 李继陶, 统计光学基础. 成都, 四川大学出版社, 1988
- [8] 王之江, 伍树东, 成像光学. 北京, 科学出版社, 1991: 28~31

[9] 吕乃光, 傅立叶光学, 北京, 机械工业出版社, 1988: 113~115

On the Coherence Transfer Function of the Optical Coherence Tomography System

Zeng Shaoqun Luo Qingming Liu Xiande
Pan Yingtian Li Zaiguang

(*Department of Optoelectronic Engineering, Huazhong University of Science & Technology, Wuhan 430074*)

(Received 8 January 1995)

Abstract Optical coherence tomography (OCT) has been analyzed theoretically as an imaging system upon the weak object approximation. It has been proved that the OCT system behaves as a linear shift invariance system and can be described precisely by a coherent transfer function (CTF). The derived longitude CTF has shown that the system performs like a low-pass filter with a FWHM $\Delta k = 2\Delta\lambda/\lambda^2$. High spatial frequency structure is detected because the spectrum of the object shifted a distance of $1/\lambda$. This research will provide a theoretical basis to quantitatively analyze the measuring results of the unknown structure and to increase further the spatial resolution.

Key words optical coherence tomography, coherent transfer function, system analysis, optical detection.