

1 绪论

1.1 引言

光与混浊介质中微小粒子（接近于光波长量级）的相互作用表现为微粒对光的散射和吸收，通过研究这种相互作用的行为，可以得到光与混浊介质相互作用的规律，并可以在一定程度上考察混浊介质的特征。这些研究在宇航、通信、制药、医疗等领域有重要价值，因此研究光在大气、海洋、生物介质中的传输一直是光学领域中受到广泛重视的课题。二十世纪初以来，这方面的研究成果已大量出现在期刊、书籍、会议论文集中。随着激光技术、光电子技术和光子技术的发展，这方面的应用研究更是越来越多。这些光学技术的逐渐成熟，为光学技术在混浊介质中的应用提供了良好条件。特别是在激光大气通信与遥感^[1]，激光海洋通信与遥感^[2]，组织光学成像、诊断和医疗等方面^{[3]-[9]}，国际上各个科研小组投入了大量的人力和物力进行研究。在这些研究中，光与微粒的相互作用作为研究光与混浊介质相互作用的前题和基础，成为近年来光学领域新兴的研究课题，它直接导致了一门新学科——组织光学的建立^[1]。组织光学研究的内容是：光与生物组织的相互作用^{[10]-[12]}，光学非侵入功能性层析成像和光谱学技术^{[13]-[15]}，激光光动力治疗癌症^[16]，光学血氧和血糖检测仪器的研制，以及用这些仪器来监测人脑和肌肉的各种生理状态。光学血氧和血糖检测仪器的研制是近年来的研究热点之一。其中，极有前途的一项是：光学血氧仪用于胎儿脑供血状态检测的技术，它已逐渐应用在临床应用^{[20]-[25]}。对胎儿来说，一般应用 B 型超声波来监测其肌体的健康状况，而不是 X 光，因为 X 光会导致婴儿畸形，但是超声波的长期照射也会对胎儿造成一些损伤。光学血氧仪的研制成功无疑将提供一种新的人体功能检测和成像技术，它的优点是可以长时间进行检测诊断和成像，因为这种技术所用的光波长在近红外波段，在安全功率范围内，它对人体基本没有损害。而且在这一波段，光的吸收主要是由脱氧血红蛋白引起，氧合血红蛋白的吸收系数相对较小，如图 1 所示。利用血氧的这一光学特性，研究人员进行了大量的工作，目的是：通过探测从脑或肌肉等组织中出射的反射光和透射光，推算出组织的吸收系数变化，从而可以反映生物体的血氧变化。在医学上，利用血氧的变化可以诊断出许多疾病；

在生理学上,这一全新的技术手段也可以用来监测生物体的(特别是人体)的各种生理上的功能性变化^{[20]~[36]}。人们已利用这一技术进行了人脑机能的深入研究^{[33]~[36]}。美国宾夕法尼亚大学的 Chance B. 教授等用位相阵列频域成像技术进行胎儿脑功能的监测,监测结果如图 2。用同样的技术进行血糖和烧伤的检测^{[37]~[38]}也是可能,这些都是正在进行的全新的研究方向。

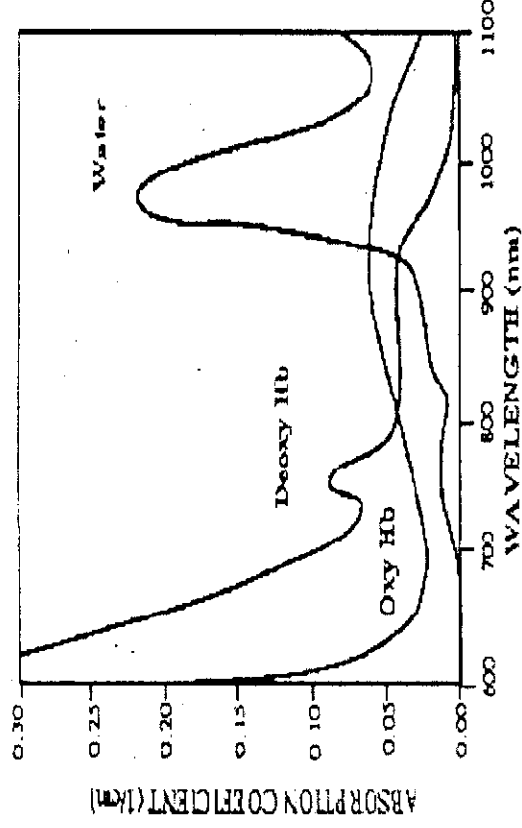


图1: 脱氧血红蛋白和氧合血红蛋白的吸收系数与波长的关系。

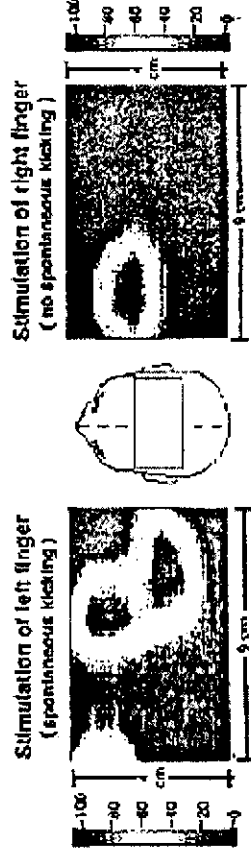


图2: 光学血氧检测仪用于监测胎儿脑功能性变化。

1.2 光学层析成像方法综述

1.2.1 光学非侵入层析成像技术的兴起

光学方法在生物学和医学上的应用的课题引起来自光学和医学领域的研究人员越来越多的关注。从学术上来讲,此类研究是一个交叉学科的研究课题,涉及光学、生物学和医学等学科。在光学领域,此类研究被称作生物医用光学

(biomedical optics)。

研究光学医用成像技术的科技人员,期待它们能在不久的将来研究出一种非侵入医学诊断设备,使医生能用光学的方法探测人体内部的组织变异和功能变化。通过分析光与组织如何相互作用,这些人体光学层析技术可以帮助医生诊断人体内部的病变,如肿瘤^{[3][39]},而且可以利用组织的吸收和散射特性确定病变的性质^{[7][8][118][23][40][44]}。

目前常用的各种成像技术如 x-ray 计算成像(XCT)、核磁共振成像(MRI)、超声波成像和放射性同位素成像等在医学上已获得广泛应用,每种技术由其自身的工作原理,决定了各自不同的特点,在不同的应用中有特殊作用,但也存在局限性:(1)X 光和其它已有技术不能对早期很小且可治愈的肿瘤进行探测;X 光不适用于对年轻的致密组织进行成像,从而不容易区分良性和恶性肿瘤;且它们的高能粒子会使组织电离,在高强度下,如果把它应用于常规的扫描成像对人体有不利的影响,更不能用于对孕妇和胎儿的扫描成像,因为这会造成胎儿畸形。(2)放射性同位素的应用有限,且放射性同位素对人体非常有害。(3)超声波成像不能检测小于几个毫米的物体,不能提供关于组织化学成分的信息。

(4)MRI 是具有亚毫米分辨率且可以探测化学成分成像技术,但它不能探测一些重要的化学成分,如氧。且它的工作需要超导磁体,因而造价很高。

为了进一步提高分辨率,减少成像对人体的损伤,安全的低成本的光学成像技术成为新兴的研究方向,并可望在激光生物医学、制药、工业测量中得到广泛应用。在激光未出现时,长期以来基于光照的成像只能局限于生物或医学样品表层的观察,随着激光和相应的实验技术的发展,对散射样品内部物体的非入侵成像成为可能。这种技术是基于这样一个事实:许多生物组织受近红外波段的光照射后的行为主要表现为散射,只有少量的吸收。因此用近红外光替代具有电离辐射的X、 γ 射线作为医用光学的光源就具有很大的吸引力。由于X、 γ 射线和光与物质作用的机制不同,所以各个波段的成像技术仍会在其相应的领域发挥作用。但用光替代高能辐射源成像技术将会占有很大的一片领域。新型激光光源、数据采集系统、成像技术的发展大大改善了许多传统的成像方法如远场显微成像等,同时也导致了许多新方法如光学层析成像的实现。在许多领域,光学层析成像已成功地从实验室研究转化到临床应用。

1.2.2 背景散射光的影响

医用成像技术一般用来鉴定、定位、诊断生物组织内部的结构,最直接的方法就是用高亮度的光照射人体,并且在观测到的透射光中检测病理信息。其物理基础是病变组织和正常组织对光透过率的差别,这一差别导致透射光阴影图像的形成。然而由于组织对光的大量散射,使得阴影图像分辨率大大降低,特别是对于厚组织,图像完全淹没在散射产生的大量背景光中,因而发展光学

医用成像技术的关键在于有效地处理光的散射问题。

对光在散射介质中传输的理解是解决这一问题的关键。光在散射介质中被组织散射和吸收,产生漫反射光和透射光。入射光的强度、相干性和偏振等特征在通过混浊介质后发生变化,变化量与光的波长、混浊介质种类和厚度有关。吸收来源于混浊介质内原子和分子能级间的电子跃迁。散射来源于混浊介质微观和宏观结构的折射率变化。当光的波长与散射单元的大小可比拟时,光散射较强。光散射是一个统计过程,这意味着一个光子被散射的概率值与光的波长、混浊介质的种类和厚度有关。根据入射光子受散射的次数可将出射光子分为未经散射的未散射光子(弹道光子)、少数散射的弱散射光子(蛇行光子)和多次散射光子(漫射光子)构成,如图3所示。

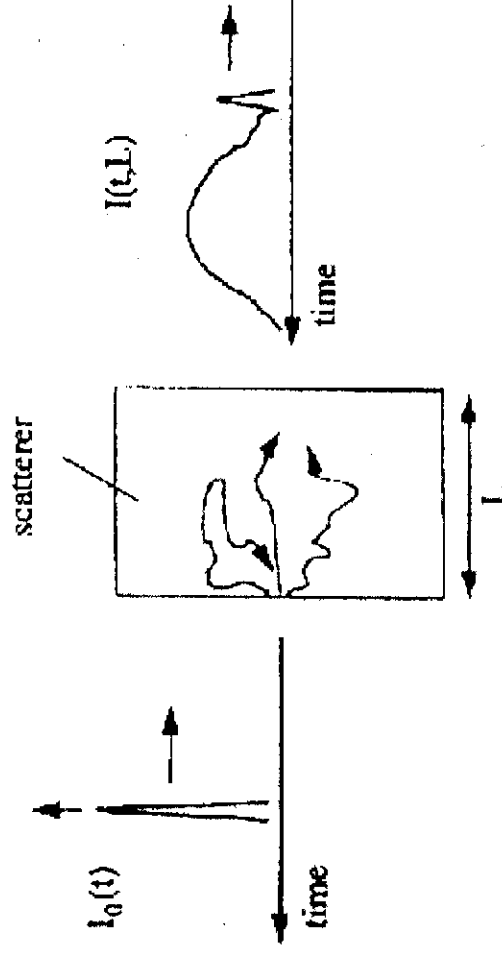


图3: 光子与散射介质相互作用的结果。

弹道光子沿入射光的方向经过最小光程,保留了入射光子的大部分特征,因而携带散射介质内部的最大信息量^[7]。多次散射光在介质内传输较长的距离,入射光的初始特征大部分丢失了,因而多次散射光子携带介质内部的信息较少,它从各个不同的方向出射,构成了出射光中被称为漫射光子的部分。在前向方向受到较少散射的光子保留了入射光子的一些初始特征,从而携带一定数量的有关散射介质内部结构的信息,这些光子被称为蛇行光子。

既然入射的脉冲光中的光子从混浊介质透射或反射需要的时间长短不一,透射光和反射光的脉冲宽度就会被散射加宽,其中弹道光子先到,然后是蛇行光子和漫射光子。其中弹道光子在光学医用层析成像中的作用最有效,但是,如果组织的厚度较厚,透射光中弹道光子数目会极少或根本没有弹道光子。因此,在光学层析成像中,主要利用蛇行光子和漫射光子。蛇行光子可以产生透析图像,它的分辨率与透析图像中所用的时间切片的位置和宽度有关。蛇行光

子比绝大部分漫射光子到达的时间早得多,它形成了分辨较好的阴影图像。前向透射光的强度由于散射和吸收的原因而衰减。透射光束中三种类型的光子的相对强度随光的波长、混浊介质的种类和厚度的变化而变化。在高度混浊的介质如人体组织中,弹道光非常弱,而漫射光最强。为了用弹道光子和蛇行光子形成混浊介质内部结构的图像,需要把大量漫射光子分离出去。

为实现光学层析成像,可以采用两种途径。第一种是通过实验技术把携带图像信息的弹道光子和(或)蛇行光子从多次散射的漫射光子中分离出来进行成像,这种方法适用的组织深度较浅^{[7][8][17][18][41]-[52]}。第二种途径又称作逆问题方法^{[197][198]},是利用现有的光学成像技术,对样品周围各个不同位置出射的经过多次散射的漫射光子的各种分布进行测量,利用重构算法对测量到的漫射光的时间、空间分布进行问题的求解。目的是在已知实验参数、组织特性的情况下,使用光在组织中传输的模型和成熟的计算机算法从实验测得的数据重构组织内部的散射系数和吸收系数图像,它与第一种途径的比较参见图4。

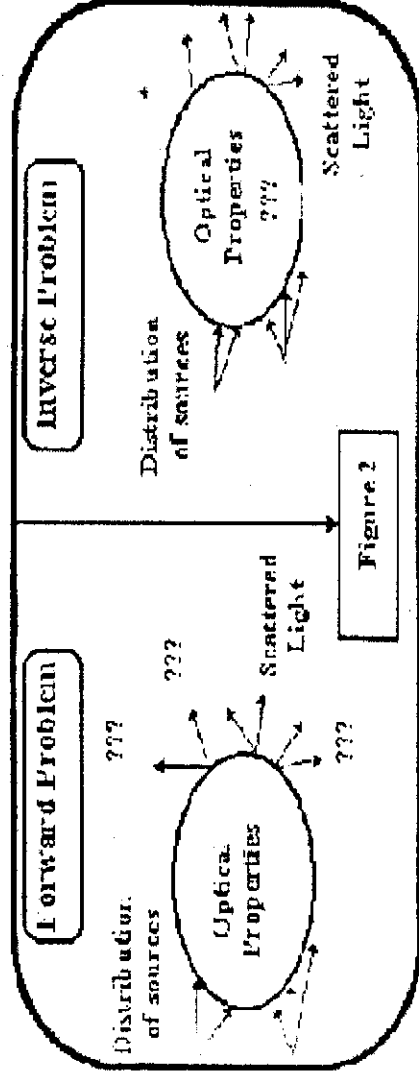


图4: 光学层析成像的两种途径比较。

1.2.3 光源波段的选择

在生物光学成像中,光源的选择非常重要。激光具有高亮度、方向性好、相干性好、单色性好的特点,是生物光学的良好光源。以往许多研究人员采用脉冲激光作光源,但目前的实际应用中一般采用频域方法,即连续激光经过高频调制后作为光学层析成像的光源,这样的光源价格低,而作用与脉冲光源等价。

在选择最佳波长方面,有几点需要考虑。首先,波长较短的激光提供了较高的空间分辨率,但是被组织中的DNA和黑色素强烈吸收。第二,波长范围应适于检测人体功能的化学成分,如血氧和血糖的活体监测。部分人体组织的吸收系数与波长的关系如图5所示。

波段在650-1200的近红外光是最佳选择,这一波段的光被组织吸收较小^[63]。

(71), 且与可见光相比受到的散射要少, 在常规扫描所需的强度水平下长时间照射也不会引起灼伤。发光波长在近红外波段的半导体激光器已广泛用于激光治疗领域, 且因为它的高强度、可高频调制且价格低廉的特点, 将成为将来光学成像技术的主要光源。然而散射仍然是需要克服的重要问题。

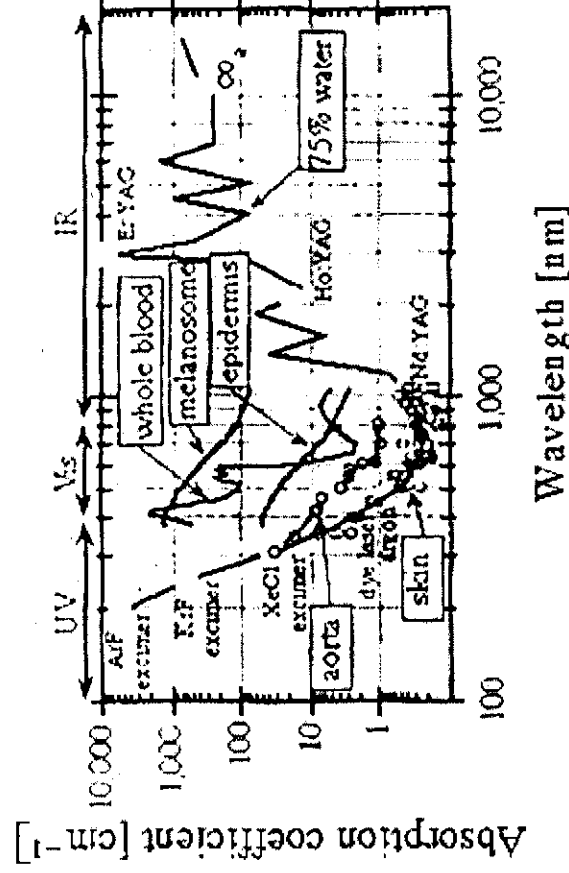


图5: 人体化学成分的散射与吸收和波长的关系。

1.2.4 光在散射介质中的传输

前面已经提到生物医学成像的关键问题在于怎样提取掩埋在散射介质内部的物体的信息。我们感兴趣的物体通常只能通过一些光学参数如散射系数、吸收系数上的微小区别被区分出来。为解决这个问题, 对光在散射介质中的传输应有清楚的理解, 它直接导致了不同的成像方法。这不仅是生物光学的重要问题, 也是物理学的理论和实验的重要问题。

首先来描述超快光脉冲经过散射介质的行为。透射脉冲用高分辨率的探测器接收。因为每次散射和吸收衰减入射脉冲, 所以弹道光子强度在传输距离 L 后表示为:

$$I_0(t, L) = I_0(t) \exp(-\alpha L) \quad (1.1)$$

其中 α 为衰减系数, 可表示为:

$$\alpha = \mu_a + \mu_s = \frac{1}{I_a} + \frac{1}{I_s} \quad (1.2)$$

μ_a 、 μ_s 分别是线性吸收和散射系数, I_a 、 I_s 分别是吸收长度和平均散射自由程。均匀随机介质散射系数可从散射截面 σ_s 和散射粒子数密度 N_s 得出: $\mu_s = N_s \sigma_s$ 。弹道光子保持了入射光的相干特性, 这是达到衍射极限成像所需的成分。但是当介质长度大于一定数量的散射自由程时, 弹道光子强度将减弱到低于光子散射噪声极限。且考虑到样品辐射对组织安全的影响, 入射光强的增加将受到限制。然而, 正如下文将要陈述的, 利用弹道光子成像在应用中很有吸引力, 所以需要解决的关键问题是怎样从大量散射光子中提取弹道光子。

将光子看作粒子, 经过多次散射的光子密度满足扩散方程:

$$\left(D \nabla^2 - \frac{\partial}{\partial t} - c \mu_a \right) \psi(r, t) = S(r, t) \quad (1.3)$$

其中 c 是光在介质中的相速度, S 是光子源, μ_a 是吸收系数,

$$D = \frac{c}{3(1-g)\mu_s} \quad (1.4)$$

是扩散系数^[199], g 是各向异性因子, 它等于散射角余弦的平均值: $g = \langle \cos \theta \rangle$ 。

传输平均自由程可表示为 $l_t = 3D/c = [(1-g)\mu_s]^{-1}$ 。光子流密度为 $F = -D \nabla \psi$, 用条件 μ_a (μ_s 表示高散射的情况。现在来看光脉冲照射高散射介质的反射和透射情况。

对半无限大介质, δ 函数形式的光源 $S(r, t) = \delta(0, 0)$ 入射时, 半径 ρ 范围内的后向散射光子流密度为^[200]:

$$F(\rho, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \frac{l_t}{t} \exp(-\mu_a ct) \exp\left(-\frac{\rho^2 + l_t^2}{4Dt}\right) \quad (1.5)$$

时间分辨的检测器在足够大的半径 R 的圆形范围内接收到的瞬时功率为

$$P(t) = \int_0^{R \rightarrow \infty} F(\rho, t) 2\pi \rho d\rho = \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} \frac{l_t}{t} \exp(-\mu_a ct) \exp\left(-\frac{l_t^2}{4Dt}\right) \quad (1.6)$$

对有限厚度的随机介质, 扩散方程的分析解可以得到。反射功率和透射功率分别近似为

$$P_{re}(t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} \frac{1}{t} \exp(-\mu_a ct) \left[l_t \exp\left(-\frac{l_t^2}{4Dt}\right) + (2d + l_t) \exp\left(-\frac{(d + l_t)^2}{4Dt}\right) - (2d - l_t) \exp\left(-\frac{(d - l_t)^2}{4Dt}\right) \right] \quad (1.7)$$

$$P_r(t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} \exp(-\mu_a ct) \left[(d-l_i) \exp\left(-\frac{(d-l_i)^2}{4Dt}\right) - (d+l_i) \exp\left(-\frac{(d+l_i)^2}{4Dt}\right) + (3d-l_i) \exp\left(-\frac{(3d-l_i)^2}{4Dt}\right) - (3d+l_i) \exp\left(-\frac{(3d+l_i)^2}{4Dt}\right) \right] \quad (1.8)$$

许多测量透射和反射脉冲的实验已被进行^{[201][202]}，在散射理论成立的区域实验结果和理论结果符合的很好，并可从单次测量结果中求出 I_a 、 I_s 。

另一种体现光在随机介质中传输的方法是频域的光子密度波。正如其名字所表示的一样，光子密度波有波的特性，可定义它的相速度，测量其衍射和干涉。分析方法与时域的一样，只不过不再需要超短脉冲，代之以调制的连续波长扫描激光器。这里感兴趣的是光子密度波的调制幅度和相位，简单的考虑就像式(1.9)所示调制频率为 ω 的光子源侵入无限大随机介质中（例如象光纤头）：

$$S(r, t) = \delta(r) \{1 + A \exp[i(\omega t + \phi)]\} \quad (1.9)$$

此时扩散方程的解为：

$$\psi(r, t) = \frac{1}{4\pi D r t} + \frac{A}{4\pi D r t} \exp\left[-r \left(\frac{\omega}{2D}\right)^{1/2}\right] \exp\left[-i(\omega t + \phi) + r \left(\frac{\omega}{2D}\right)^{1/2}\right] \quad (1.10)$$

这是以速度 $(2D\omega)^{1/2}$ 传播，波长为 $2\pi (2D/\omega)^{1/2}$ 的球面波。埋在散射介质中的物体引起的散射就可以通过测量光子密度波的调制幅度和相位而得到。当然为获得散射体的尺寸、位置和散射特性，还需要使用许多数学工具。下一节我们将介绍利用散射光、反射光反映的介质特性成像的各种技术的分类。

1.3 基于弹道光子的线性成像技术

1.3.1 分辨率问题

大多数直接的基于对比度成像的非入侵光学成像方法都是考虑线性折射率的情况，线性折射率的变化可通过后向散射或反射光的测量来描绘。吸收系数可从透射的测量来获得。幅度对比度成像可分为两类。第一类只利用弹道光，它要求在成像过程中有效压制散射光子，分辨率可以达到衍射极限。正如前面提到过的一样，这类方法的限制在于光子霰弹噪声极限。即使探测器效率达到理想的 100% 的时候，这一限制要求在时间 T 内至少有两个光子打在探测器上。

在近红外波段（如 $\lambda=800\text{nm}$ ），当 $T=1\text{ms}$ 时霰弹噪声极限为 $2\hbar\omega T \approx 5 \times 10^{-6}$ 。这

允许入射光功率 100mW 时无吸收均匀散射介质成像深度为 $L \approx 35l_s$, 其中 l_s 为平均散射自由程。所以对人体组织来说基于弹道光子的成像深度被限制在 1-2mm ($l_s \approx 50\mu\text{m}$)。透射分辨率受限于远场显微成像, 低于光源波长。在散射存在的孔径下, 分辨率将大于波长, 这是由于弹道光子的衰减限制了系统的有效数值孔径。另一种技术使用多散射光子成像, 与弹道光子不同, 散射光子衰减较慢, 对均匀的厚度 L 的散射介质, 透射出来的散射光子可表示为:

$$T = \frac{I_{tr}}{I_{inc}} \approx \begin{cases} \frac{l_s}{L}, L_a > L, \\ \left(\frac{l_s}{L}\right)^{1/2} \exp(-L/L_a), L_a \gg L, \end{cases} \quad (1.11)$$

其中 $L_a = (l_s/3)^{1/2}$ 为散射光的强度衰减长度。从上式可以看出当 L_a 大于散射介质厚度时, 大部分散射光可透过介质。这种情况相当于近红外光照射的几毫米到几厘米厚的软组织。然而散射光经过在介质内的随机游走, 光的各向异性特性很难确定, 导致散射光子成像的分辨率很低。

要获得衍射极限分辨率的成像提取弹道光子成像是必需的, 这里最主要的问题就是区分弹道光子和散射背景, 各种基于弹道光子成像^{[9][45][64][77][82]}的方法被总结在表 1。

1.3.2 空间门技术

空间门是压抑散射的最简单的方法, 它利用散射光子和弹道光子出射角度的差异采用一个空间滤波器阻挡散射光子通过, 特别适用于点物体, 对扩展物体要获得其二维和三维成像, 必需经过扫描。

广泛采用的即是四十年前就发明的共焦显微成像, 在反射和透射两种情况都可以使用。待测量点经过小孔成像在检测器上。显微成像独有的深度分辨能力和压制散射光子的能力使它它在厚样品特别是生物组织的成像中很有吸引力^{[203][204]}。因为散射光经过多次散射, 大部分以大角度出射, 很少一部分落在共焦结构的空间窗口内, 而弹道光子以较小角度出射, 可顺利通过共焦结构。即使如此, 弹道光子仍然很容易被散射光子掩埋。在透射情况下, 对弱吸收介质, 检测到的两种光子比率近似表示为^[204]:

$$R_{bd} \approx \frac{L^2}{2\lambda^2} \frac{L}{l_s} \exp\left(-\frac{L}{l_s}\right) \quad (1.12)$$

由 $R_{bd} \geq 1$ 决定了最大可测量样品厚度 $L_{\max} \approx 20l_s$, 典型的生物组织参数取 $g \approx 0.8-0.9$, $l_s \approx 50-300\mu\text{m}$ 。在反射式的共焦成像中, 样品厚度为 $L_{\max}/2 \approx 10l_s$ 。共

焦系统用于散射介质成像面临两个问题：第一弹道光子强度在达到霰弹噪声之前就低于探测器噪声极限，根本无法探测到。特别是当检测接收时间很短时。通常光电倍增管在微秒级接收时间内的最小探测功率为 10^{-13}W ，光电二极管特别有利于近红外波段的检测，其可检测的最小功率为 10^{-11}W 。对 1mW 的入射光，由检测器噪声决定的最大检测深度为 23L_s 。第二点是在非均匀散射介质中，在检测器噪声达到之前弹道光子淹没在散射光子构成的背景噪声中。

表1：基于弹道光子的成像方法

Spatial Filtering	Polarization	Time gating	
		Direct time Resolution	Nonlinear correlation
Confocal	Polarization	Streak camera	Upconversion
Fourier plane	modulation	Fast photodiode	Harmonic generation
Holography		Multichannel plate	Kerr gate
Phase matching (Correlation)		(TCSPC)	Raman amplification
			Photorefractive holography

1.3.3 偏振门技术

多次散射光子是随机偏振的，而弹道光子保持了入射光子的偏振态，这就是偏振门用来拒绝散射光子的根据。最简单的方法是直接在探测器中排除与入射偏振态不一致的光，但它仅能减少一半散射背景噪声。更有效的方法^{[82][83]}是分辨出从样品出射的光的偏振态，用它减去散射背景噪声。若入射光为线偏振，可通过分别检测平行和垂直偏振的光来获得保持入射偏振的光。但这个技术仍要求从大量散射光背景中检测出很小一部分保偏光。

1.3.4 时间分辨技术

多散射光子的光程分布体现了它穿过散射介质的飞行时间。时间分辨技术^{[7][44]-[53][72]-[76][146]}即是在短脉冲作用下根据弹道光子早到的特点，只接收这部分早到光子，重构出光子的光程分布图。对透射型的成像，弹道光子必定是最早到达的光子，时间门检测能有效拒绝散射光子。但对于反射型成像情况比较复杂，近表面的多次散射光子与进入样品整个深度的弹道光子可能有相同的飞行时间。然而即使在这种情况下，窄时间门技术在拒绝多次散射光子的作用仍是明显的。

时间门可直接通过条纹相机实现，分辨率达到 1ps 。但要达到衍射极限分辨率时间门还是太宽。更有效的时间分辨方法是采用将成像光与一定延迟的参考短脉冲光混合，门宽由参考脉冲决定。这样的非线性相干技术比较典型的有二次谐波技术、上转换技术、克尔门技术、拉曼放大技术、光折变层析术。其

中有的要求参考光和成像光的位相匹配。它们的缺点是复杂的高峰值功率短脉冲光源的使用使得结构复杂且价格昂贵。线性相关技术可有效的克服这一缺点。这正是下一节要讲的光学相干层析成像技术。

1.3.5 相干门技术

光学相干层析成像是利用弹道光子和蛇行光子保持了入射光子的相干性,利用它们与参考光干涉的机理,提取出这两种带有介质信息的光子的成像方法。为了从一个成像光子中获得一个信号光子,需要参考光束与信号光束有相同的功率。这样,在普通入射功率的情况下,接近霰弹噪声极限的分辨率可以达到。另外,因为干涉信号被检测,所以分辨率由光源相干长度而不是脉冲宽度决定。因而用宽带光源替代昂贵的超短脉冲光源使这一技术很有吸引力。最成功的线性相干技术即是宽带光源和外差技术相结合的光学相干层析成像技术^{[91][99]-[103]},第一例成功的例子是把这一技术用于光波导缺陷的检测。用于生物组织检测的例子是人眼的层析成像。它还可用于探测血氧含量的变化和流速的测量。宽带光源如超辐射激光二极管(SLD)在中心波长 850nm,带宽 25nm 的情况下的分辨率相当于时间分辨达到 40fs, 其主要的缺点在于超辐射激光二极管单模运转的功率一般小于 1mW。

1.4 基于散射光子的线性成像技术

几种通过检测散射光子成像的方法如表 2 所示。

表2: 基于散射光子的成像方法

Diffuse light techniques	Photoacoustic techniques
Time-resolved transillumination CW imaging Correlation measurements Diffuse photo density waves	Acousto-optic imaging Photoacoustic imaging

1.4.1 频域技术

扩散光子密度波^{[87][88][93]}是一种频域技术^{[38][40][85]-[97]},它与时间分辨技术通过傅立叶变换在理论上是等价的^[98]。入射光是幅度被调制的连续波,调制范围从 100Hz 到 1MHz,当入射光穿过散射介质后,其调制振幅和位相被检测。从其振幅的变化推出光经过介质的衰减大小,从其相位延迟推出光经过介质的飞行时间和程长。尽管此技术与时域技术通过傅立叶变换在原理上是等价的,都可以得到光在散射介质中的飞行时间,但频域技术比时域技术更具有实用价值。

因为本技术使用连续光源,不再需要昂贵的脉冲激光器。

1.4.2 光声及声光超声成像技术

超短激光脉冲的辐照将导致有吸收体的结构组织如血管或载有发色团的介质内部少量激光能量的迅速储存,这部分储存的能量导致热致弹性扩张,因而发射出反映介质能量储存分布的声波信号。介质表面的探测器通过测量声波的到达时间可重构介质内部吸收体的分布情况。图 6 所示的是这种技术的原理示意图。它的优点在于声波的产生与光怎样到达吸收体无关,且产生的声波能无衰减地逃离介质。因而特别适用于放置有发色团的多层介质的内层^{[205][206]}的成像。

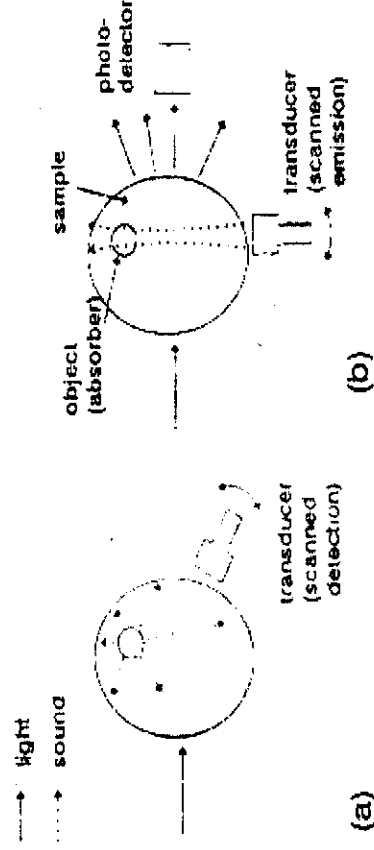


图 6: 光声及声光成像原理示意图。

1.5 时间分辨及非线性成像

1.5.1 单光子及多光子荧光光谱技术

某种疾病的症状在临床上可以检测出来之前,总是伴随着生物化学方面的变化。这些化学信息可以从组织吸收光谱、荧光光谱、拉曼光谱的测量中得到。光谱学技术与组织光学成像技术的结合提高了原有光谱学技术在组织光学中应用的潜力^{[116][124]}。通过这种技术可以更好地检测从组织中出射的各种光谱信号,因为它可以把光谱信号从多次散射的漫射光背景中分离出来,从而得到组织内部的生物化学信息,达到进行功能性成像的目的。其中,荧光光谱技术已被广泛应用于人体肿瘤的探测,并可区分良性和恶性肿瘤^{[117][23]}。此种技术可以采用

人体内的自荧光物质^[119]或注射的荧光药品发出的荧光进行疾病诊断。荧光光谱技术与组织光学成像方法的结合可以减少注射荧光药品的剂量,而不影响探测灵敏度。现有的用于组织光学成像的荧光光谱学技术主要是荧光寿命成像技术。此技术利用时域或频域技术测定散射介质中某种染料或化学成分荧光的寿命^[124]。当它应用于医学成像时,可用来确定人体癌变组织和正常组织的区别,它一般要求求解光散射的逆问题。其主要特点在于这种成像对比度很高。

1.5.2 超快成像

超快成像^[207]是结合非线性成像与时间分辨技术的很有前景的技术,它主要基于样品的瞬时特性能提供局域场分布和对称性的详细信息这一事实。泵浦光局部激发样品,从检测到的与泵浦脉冲有一定延迟的脉冲,可以对样品的局部特性成像。

1.6 几种比较实用的光学医用成像术

目前比较具有应用前景的光学功能性成像技术有基于扩散光子密度波的频域技术,光声光超成像技术和光学相干层析成像术,。

1.6.1 频域技术

扩散光子密度波理论是光学功能成像的频域技术的理论基础。强度受高频调制的光入射到样品中,当光子在散射介质中扩散时,光子密度的周期性分布-扩散光子密度波就建立起来了。它不是真正意义上的波动,是光子密度的周期波动,与热波类似,由振幅和相位来表征,以一定的相速度和衰减系数在介质中传输。衰减系数与介质的吸收和散射性质以及光强的调制频率有关。有折射、衍射、色散、干涉现象^{[87][88]}。光子密度波经过介质后相对于光源的相移和振幅强度变化用适当的仪器检测出来。由于半导体光源位相和振幅的检测技术已很完善,所以比较适合作这种技术的光源。介质中非均匀介质的出现将引起散射及吸收系数的变化,因而引起光子密度波振幅和相位的变化,通过分析这些变化可以检测出介质性质的差异。利用调制振幅和相位数据可以重构出介质内部非均匀介质散射系数和吸收系数的功能性图像。

1.6.2 光声及声光超声成像

由于声波的波长比组织结构尺度大得多,所以它在介质中传输时受到的散射较弱,散射已不是主要问题。它提供的光声信号可以提供亚毫米量级的成

像分辨率。与高度发展的超声医学技术结合, 这种技术可进行组织内部肿瘤的定位和诊断。

1.6.3 光学相干层析成像系统 (OCT)

光学相干层析成像系统是在低相干干涉仪的基础上发展来的。其主体部分是一个迈克耳逊干涉仪, 入射光被分成两束, 分别经过不同的路径后重新会合, 并当两束光的光程差在光源的相干长度内时, 发生干涉。两束光中的一束与散射介质作用后, 其中弹道光子和蛇行光子与另一束参考光的光程差在光源相干长度内, 发生干涉。而大部分多次散射光与参考光的光程差大于光源相干长度, 不能发生干涉, 这样就携带样品信息的弹道光子和蛇行光子提取出来形成 OCT 图像。

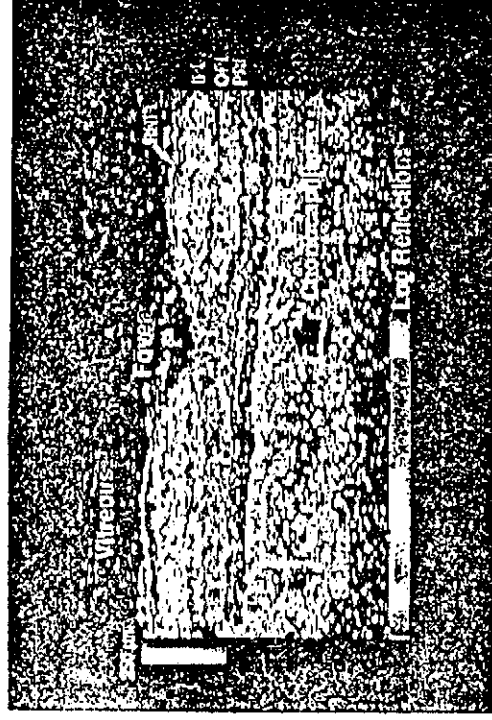


图 7: 人眼视网膜的 OCT 成像。

OCT 成像的纵向分辨率由光源相干长度决定。通常宽带光源如超辐射激光二极管的相干长度很短, 一般为 $10\sim 30\mu\text{m}$, 所以它的使用使 OCT 成像具有较高的纵向分辨率。介质内光束的横向尺寸决定了其横向分辨率。在 OCT 系统的信号检测中, 信号掩埋在大量的背景噪声中, 为了抑制噪声通常采用外差检测的方法, 如锁相放大技术对微弱信号进行处理, 这样的 OCT 系统在较大动态范围内具有较好的检测精度^{[9][10][11][103]}。

尽管分辨率很高, 但由于散射光子的强烈衰减, OCT 对生物组织的成像深度仅有几 mm, 如人的皮肤, 成像深度仅为 4mm, 但许多临床上的应用处于这个成像深度范围内。如图 7 所示的 MIT 的 Dr. David 等首次将 OCT 系统用于人眼视网膜的高分辨率成像, 进行了青光眼等眼科疾病的诊断^{[9][10]}。另外, 它还有以下几方面的应用:

- (1) 用于组织的折射率的测量^{[126][132][155]-(157)[159]}
- (2) 角膜或眼底厚度的测量^{[80][99]}
- (3) 组织衰减系数的测量^{[102][104][105][111][151]}
- (4) 血流速度和粒子运动测量^{[106]-(110)}
- (5) 组织双折射的测量, 用于烧伤组织的检测^{[81]-(84)}
- (6) 组织或材料成像^{[79][112]-(115)[128][129]}

1.7 本论文的研究内容

鉴于作为光学功能性成像技术之一的 OCT 技术具有广泛应用前景以及国内相对薄弱的研究基础, 我们对 OCT 进行了研究。研究内容涉及理论和实验两方面, 并对 OCT 技术应用于折射率的测量进行了深入探讨。本论文细述了 OCT 的工作原理, 用 Monte Carlo 方法模拟了影响 OCT 成像对比度及成像深度的因素。使用了我们研制的一套 OCT 系统对混浊介质中的物体及植物和动物切片进行了成像, 深度方向的成像分辨率达到 $25\mu\text{m}$, 测量的动态范围达到了 90dB。为了提高 OCT 技术在确定成像位置时的分辨率和测量精确度, 我们采用了三种方法: 对干涉信号进行曲线拟合, 消除干涉信号数据采样的不连续性引起的测量误差; 对干涉信号进行处理, 使信号强度重新分布, 消除系统噪声引起的分辨干涉信号峰值位置的偏差; 另外由两个或多个低相干光源构成的组合光源的使用也可以使信号强度重新分布, 有效地降低对系统检测信噪比的要求。

使用 OCT 常用的超辐射激光二极管等光源不能获得组织参数与波长的关系, 用白光光源替代超辐射激光二极管等光源, 可以更加有效地提高系统分辨率, 并可以同时获得样品光学参数的波长特性。特别是对光敏波段不清楚的样品, 白光 OCT 能更加有效地提供适合于样品散射的波长, 从而有利于组织成像。本文给出了白光 OCT 的理论模型, 模拟了以彩色层状散射介质作样品, 获得不同介质层干涉信号的白光光学相干层析成像方法。

折射率分布对理解光在介质中的传输和医学诊断非常重要, 将 OCT 用于样品折射率和厚度的同时测量是这一技术的主要应用之一。本文进行了这一重要工作的理论和实验研究。并扩展出一种不用三维扫描同时测量折射率和厚度的方法。

1.8 小结

本章分类介绍了目前用于组织成像的几种光学成像方法。虽然各种方法和诊断技术的研究还远远没有完成, 但从这一章的描述来看, 光学功能性成像技

术在临床上的大量应用正朝我们走来。

2 Monte Carlo 方法对光在介质中传输的模拟研究

2.1 引言

光学相干层析成像的重要问题之一就是从大量多次散射光子中提取出信号光子, 因而对光在散射介质中传输的理解是获得层析成像的关键问题。Monte Carlo 方法可以很好地模拟光在介质中的传输。

Monte Carlo 方法最早是由 Metropolis 和 Ulam 在 1949 年用统计模型来模拟统计物理过程时提出的。曾有大量的研究人员进行过 Monte Carlo 方法的研究, 在美国 Los Alamos, 建立 Monte Carlo 程序包 MCNP 花费了 250 多年。近年来, Monte Carlo 方法被用来研究光子在混浊介质, 如大气云层、大气气溶胶、混浊海水、生物组织中的传输问题^{[136][137]}。光的传输问题早已是物理科学家的研究对象, 它在天体物理中有重要作用。六十年代, M.D.Belder 等人就把 Monte Carlo 方法应用于多次散射问题的研究。七十年代初期, R.R.Meier 等人用其来模拟紫外光辐射在大气中的传输。八十年代中期, 由于激光在医学和生物学许多领域中应用的不断出现, 光在组织中的传输问题引起越来越多的关注。B.C.Wilson、G.Adam、S.T.Flock、M.Keijzer、S.L.Jacques、Lihong Wang 等相继把 Monte Carlo 方法应用于组织和组织光传输的研究^{[138][143]}。组织中与光源相邻的区域具有较强的光功率, 对于激光的医疗应用有重要意义, 然而扩散方程不能准确描述这一区域的光传输行为。Monte Carlo 方法可以对这一区域的光传输行为进行准确的描述^[144]。Monte Carlo 方法的另一个优点是: 在模拟计算中, 它可以记录许多物理量^[145]。这一方法极大地推动了这一领域的研究过程, 为组织光学这一学科的最终建立起到了重要的作用。

近年来, Monte Carlo 方法被广泛应用于组织光学研究中, 它在光生物医学领域的应用主要集中在以下几个方面:

(1) 模拟光被组织多次散射和吸收后, 组织中吸收的光通量(流量)分布, 从而研究光源特性、组织散射和吸收特性对组织光热效应的影响, 以及它们对

光动力治疗癌症的效应。

(2)模拟光经散射和吸收后,组织表面的反射光和透射光的角向分布、空间分布和时间分布,研究组织散射系数和吸收系数对它的影响,进而把这些光学物理量应用到光学层析成像技术以及其它组织光学研究中。

(3)产生光经组织散射和吸收后,在组织表面出射的角向分布、空间分布和时间分布的大量数据,用来求解逆问题。

(4)通过模拟激发光以及激发光激发的荧光在组织中的输运,来研究组织荧光光谱的时间、空间和角向分布。

2.2 混浊介质中光传输的 Monte Carlo 方法

2.2.1 光与混浊介质相互作用的微观描述

光在混浊介质中传输,光子不断与混浊介质中的微粒发生碰撞,使光子运动方向发生改变,表现为散射现象,同时可能被吸收掉转化为热能,即吸收现象。描述光与混浊介质相互作用的参数主要有:散射系数 μ_s 、吸收系数 μ_a 、衰减(消光)系数 μ_t 、单次散射相函数 $p(\theta)$ 、介质折射率 n 和各向异性因子 g 。各向异性因子 g 被用来计算单次散射相函数。一般采用解析形式的相函数-Henyey Greenstein 相函数^[33],来近似混浊介质的单次散射相函数,它最初被用于天体物理辐射传输研究中,后来被用于大气云层光传输、生物组织光传输的研究中。衰减系数为散射系数和吸收系数之和。有时还用到归化散射系数。

混浊介质的散射系数为混浊介质中具有不同光学特性的微粒的散射系数的和,即:

$$\mu_s = \sum_{i=1}^M \mu_s(a_i) \quad (2.1)$$

$$\mu_s(a_i) = \rho(a_i) \sigma_s(a_i) = \frac{\eta(a_i)}{V_i} \sigma_s(a_i) \quad (2.2)$$

其中, $\mu_s(a_i)$ 为半径为 a_i 的粒子的散射系数,它由此类粒子的密度 $\rho(a_i)$ 与散射截面 $\sigma_s(a_i)$ 或由此类粒子的体积比 $\eta(a_i)$ 、体积 V_i 和散射截面求得。

混浊介质的衰减系数为混浊介质中具有不同光学特性的微粒的衰减系数之和,即:

$$\mu_t = \sum_{i=1}^M \mu_t(a_i) \quad (2.3)$$

$$\mu_t(a_i) = \rho(a_i)\sigma_t(a_i) = \frac{\eta(a_i)}{v_i}\sigma_t(a_i) \quad (2.4)$$

其中, $\mu_t(a_i)$ 为半径为 a_i 的粒子的衰减系数, 截面 $\sigma_t(a_i)$ 为消光截面。混浊介质的吸收系数为衰减系数减去散射系数, 即:

$$\mu_a = \mu_t - \mu_s \quad (2.5)$$

混浊介质的单次散射相函数 $p(\theta)$ 为组成混浊介质的各尺度粒子的散射相函数 $p(a_i)$ 以这些粒子的散射系数为加权函数的加权平均值, 即:

$$p(\theta) = \frac{\sum_{i=1}^M \mu_s(a_i) p_i(\theta)}{\sum_{i=1}^M \mu_s(a_i)} \quad (2.6)$$

混浊介质的各向异性因子 g 为组成混浊介质的各尺度粒子的各向异性因子 $g(a_i)$ 以这些粒子的散射系数为加权函数的加权平均值, 即:

$$g = \frac{\sum_{i=1}^M \mu_s(a_i) g(\theta)}{\sum_{i=1}^M \mu_s(a_i)} \quad (2.7)$$

归化散射系数是描述光在组织中的发生扩散的重要参数, 它与散射系数的关系为:

$$\mu'_s = (1-g)\mu_s \quad (2.8)$$

与扩散系数 D 的关系有两种还存在争议:

$$D = \frac{1}{3(\mu'_s + \mu_a)} \quad (2.9)$$

$$D = \frac{1}{3\mu_s} \quad (2.10)$$

2.2.2 光在多层介质中传输的 Monte Carlo 模拟

在生物组织中, 介质通常表现为分层的形态。对光与此种介质的相互作用进行 Monte Carlo 模拟, 既要追踪光与多层介质中的散射粒子的相互作用过程, 又要考虑组织界面对光的折射效应^{[144][145]}。本节将对多层介质中光传输的 Monte

Carlo 方法进行阐述, 给出编程所必需的公式。

用 Monte Carlo 方法模拟光传输时, 为达到 Monte Carlo 模拟所需要的精度而又要减少追踪的“光子数”以减少运算量, 需要采用减少统计方差的方法来模拟光传输。通常为达到这一目的, 采用由 Kahn 提出的光子包技术^{[139][140]}。它的核心思想是: 大量光子沿介质某一路径传输过程中, 每次被吸收的光子数占总光子数的权重, 可以由一个权重为 1 的光子包沿此路径传输过程中, 每步吸收所引起的权重变化来代表。实际上光子包是能量归一的一份能量, 由大量真正意义上的光子构成的。在此类 Monte Carlo 方法中, 光子一词是指光子包。

在此类 Monte Carlo 方法中, 所有光子从组织表面入射到组织内或所有光子由组织内的某一点出发, 然后在组织中传输, 并在传输过程被多次散射、折射、吸收, 最后从多层介质中反射或透射出来。所有光子从一点出发的优点是可以得到光子传输在空间上的格林函数。具有任意形状的光束在组织中传输的行为, 可以通过把描述光束形状的函数和格林函数卷积求出, 不需要模拟整束光的传输行为, 缩短了计算时间, 节约了计算资源。为逼近真实的光传输路径, 增加模拟的精度, 需要发出大量的光子进行追踪。Monte Carlo 方法原则上不需要对介质的几何形状和光散射的角分布进行近似, 可以比较精确地处理任意几何形状的介质和较细致地模拟散射光的角向分布。

多层介质中光传输的 Monte Carlo 模拟步骤如程序框图 8 所示。在此模拟中, 所用的坐标系为直角坐标系 (x, y, z) , 选择 z 轴为介质的方向, 即深度方向。光源的位置为 $(0, 0, z)$, 光源位于介质的边界时, z 取 0。

下面将阐述 Monte Carlo 模拟的统计原理, 同时将按程序框图 8 所示的步骤对编程的细节分条进行阐述。

1) 随机变量地取样

在光子传输的 Monte Carlo 模拟过程中, 光子两次散射间的程长, 光子每次散射的散射角是随机变量。具有概率分布函数为 $p(x)$ 的随机变量 x ($a \leq x \leq b$), 若此统计分布在取样区间的总概率为 1, 即:

$$\int_a^b p(x) dx = 1 \quad (2.11)$$

那么, 随机变量的样本由随机数和式(2.12)的抽样公式

$$\text{rand} = \int_a^{\text{rand}} p(x) dx \quad (2.12)$$

确定。由式(2.12)可以得到样本 x_{rand} 关于随机数 rand 的关系式。

2) 光子的入射

由原点出发的光子, 其权重为 1, 垂直于组织外表面入射时, 如果在此交界面上下两层介质的折射率不同, 分别为 n_1 和 n_2 , 那么光子在此界面发生镜面反射, 反射率为:

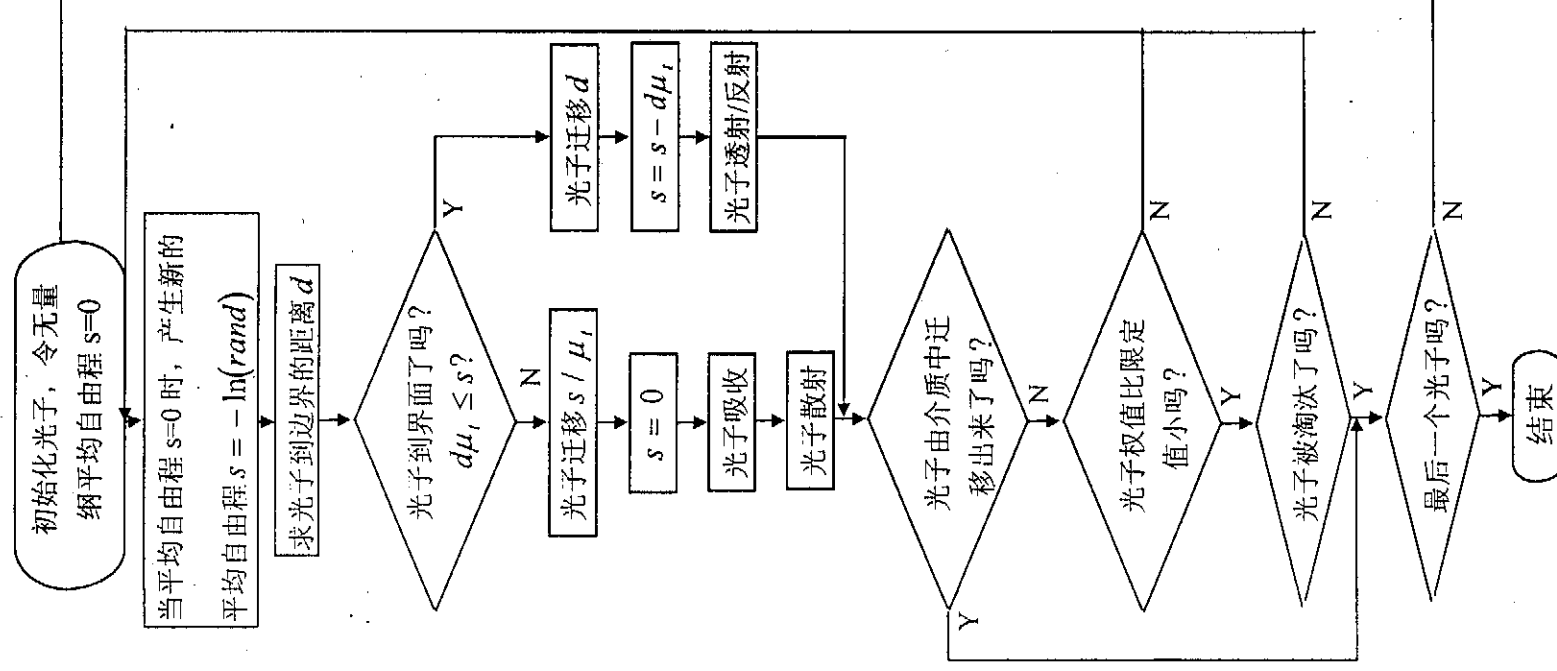


图8: Monte Carlo 模拟步骤的程序框图。

$$R_{sp} = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (2.13)$$

如果第一层介质为透明介质，而第二层为混浊介质，它的折射率为 n_3 ，那么在此介质内光子发生多次反射和透射，此时镜面反射率为：

$$R_{sp} = r_1 + \frac{(1 - r_1)^2 r_2}{1 - r_1 r_2} \quad (2.14)$$

其中， r_1 ， r_2 分别为上界面和下界面的反射率，它们为：

$$r_1 = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (2.15)$$

$$r_2 = \frac{(n_2 - n_3)^2}{(n_2 + n_3)^2} \quad (2.16)$$

光子经过反射后通过外界面或透明介质的下表面，权值变为：

$$w = 1 - R_{sp} \quad (2.17)$$

当混浊介质上有多层透明介质，它们的折射率不同而无法等价合并成一层时，光子就进入第二层介质继续传输，若光子在介质内某一深度入射，以上步骤省去。

3) 光子传输的自由程

当光子经镜面反射后，将以新的权值继续传输，在传输前，首先对其自由程长度进行抽样。光子在介质中迁移一个随机大小的距离，成为光子的自由程。光子自由程 x 的概率分布函数为高斯分布：

$$p(x) = \mu_i \exp(-\mu_i x) \quad (2.18)$$

由此概率分布公式和抽样公式(2.12)，得到光子自由程 x 的抽样值 s_i

$$s_i = \frac{-\ln(1 - \text{rand})}{\mu_i} \quad (2.19)$$

由于随机数 rand 关于 0.5 是对称分布的，可以用 rand 代替 $1 - \text{rand}$ ，得到

$$s_i = \frac{-\ln(\text{rand})}{\mu_i} \quad (2.20)$$

为了同时考虑透明介质中的光子传输问题，应该考虑光子的无量纲自由程 s ：

$$s = s_i \mu_i = -\ln(\text{rand}) \quad (2.21)$$

光子在多层介质中传输,可能穿过许多层,此时应对其在这些介质层中的无量纲自由程进行集中累加抽样:

$$s = \sum_i s_i \mu_{0i} = -\ln(\text{rand}) \quad (2.22)$$

其中, μ_{0i} 和 s_i 分别为光子在第 i 层介质中的衰减系数和自由程长度。此累加没有考虑在各个界面处的反射和透射,反射和透射在其它步骤中进行独立处理,与自由程的处理分开,这样的处理有助于编程。当光子通过透明介质时,透明介质对累加无量纲自由程没有贡献,因为它的衰减系数为零。当光子在这样的透明介质中时,直接把光子迁移到它所在的界面进行处理,而不改变它的无量纲自由程。光子的无量纲自由程初始化为 $-\ln(\text{rand})$ 。只有当光子在介质中迁移了长为 $-\ln(\text{rand})$ 的无量纲程长,才能与介质中某一层的微粒发生散射作用,然后通过光子吸收和光子散射过程对其权值进行处理。光子与某一层介质的散射微粒发生作用后,其散射方向和无量纲自由程需要进行新的抽样。

4) 光子的迁移

光子得到它在第 i 介质层中的自由程或迁移长度后,按照下面的式子更新它的坐标,得到与散射粒子碰撞点的坐标,如下式所示:

$$\left. \begin{aligned} x &\leftarrow x + \mu_x s_i \\ y &\leftarrow y + \mu_y s_i \\ z &\leftarrow z + \mu_z s_i \end{aligned} \right\} \quad (2.23)$$

其中, μ_x 、 μ_y 和 μ_z 分别为光子的方向余弦, s_i 为光子在第 i 介质层的自由程或迁移长度。当光子入射时,方向余弦被赋予初值,光子在迁移过程中,它们的值在光子发生时更新,见步骤 6) 的描述。

5) 光子的吸收

当光子移动到与散射粒子发生碰撞的点时,对其权值 w 进行更新,同时得到此点吸收的光子权重。对其进行累加记录,模拟结束时会得到介质各点吸收的光子权重,用它可以计算各层介质吸收的光辐射通量等物理量。此点吸收的光子权重为:

$$\Delta w = \frac{\mu_a}{\mu_t} w \quad (2.24)$$

其中, μ_a 和 μ_t 分别为光子的吸收系数和衰减系数。光子的权值按照下式进行更新:

$$w \leftarrow w - \Delta w \quad (2.25)$$

介质所吸收的权值用下式进行记录:

$$A(x, y, z) = A(x, y, z) + \Delta w \quad (2.26)$$

利用此式,可以得到多层介质的吸收权重值分布。

6) 光子的散射

光子与粒子相互作用时,其权重被吸收一部分后,剩余权重将以新的方向进行传输。对于非偏振光子,散射平面内的散射角一般以 Henyey-Greenstein 相函数为概率分布进行抽样, Henyey-Greenstein 相函数为:

$$p(\theta) = \frac{1-g^2}{2(1+g^2-2g\cos\theta)^{3/2}} \quad (2.27)$$

切向角的概率分布函数为:

$$p(\phi) = \frac{1}{2\pi} \quad (2.28)$$

这样,由以上两式的概率分布函数,得到散射角余弦和切向角的抽样分别为:

$$\cos(\theta) = \begin{cases} \frac{1}{2g} \left\{ 1+g^2 - \left[\frac{1-g^2}{1-g+2g\text{rand}} \right] \right\} & g \neq 0 \\ 2\text{rand} - 1 & g = 0 \end{cases} \quad (2.29)$$

$$\phi = 2\pi\text{rand} \quad (2.30)$$

光子前一步散射的方向,以方向余弦(μ_x, μ_y, μ_z)表示,经过微粒的散射作用,以散射角和切向角(θ, ϕ)表示,散射到新的方向,以方向余弦(μ'_x, μ'_y, μ'_z)表示。它们之间的关系为:

$$\mu'_x = \sin\theta(\mu_x\mu_z\cos\phi - \mu_y\sin\phi)/\sqrt{1-\mu_z^2} + \mu_x\cos\theta \quad (2.31)$$

$$\mu'_y = \sin\theta(\mu_y\mu_z\cos\phi + \mu_x\sin\phi)/\sqrt{1-\mu_z^2} + \mu_y\cos\theta \quad (2.32)$$

$$\mu'_z = -\sin\theta\cos\phi\sqrt{1-\mu_z^2} + \mu_z\cos\theta \quad (2.33)$$

当光子前一步散射的方向与 z 轴非常接近时,例如 $\mu_z > 0.99999$,光子新的方向余弦和散射作用角的关系以下式表示:

$$\left. \begin{aligned} \mu'_x &= \sin\theta\cos\phi \\ \mu'_y &= \sin\theta\sin\phi \\ \mu'_z &= \text{SIGN}(\mu_z)\cos\theta \end{aligned} \right\} \quad (2.34)$$

其中, SIGN 表示对变量进行正负号的操作。

7) 判断光子是否击中介质的界面并进行光子界面反射和透射处理

光子在迁移过程中可能击中当前介质层的界面,此界面可能是介质之间的界面或介质的边界面。光子击中当前介质层的界面,可能发生介质层的内反射,也可能透过介质层进入相邻的介质层。判断光子是否可能击中界面,首先应该计算它在当前介质层中距其运动所向的界面的无量纲距离 d :

$$d = \begin{cases} (z_0 - z) / \mu_z & \text{当 } \mu_z < 0 \text{ 时} \\ \infty & \text{当 } \mu_z = 0 \text{ 时} \\ (z_1 - z) / \mu_z & \text{当 } \mu_z > 0 \text{ 时} \end{cases} \quad (2.35)$$

然后,判断此距离是否比无量纲自由程小:

$$d\mu_1 \leq s \quad (2.36)$$

当它比无量纲自由程小时,光子会击中当前介质层的界面,然后把光子迁移到此界面,同时计算无量纲自由程与此无量纲距离的差。如果光子继续传输,将以此差作为无量纲自由程:

$$s \leftarrow s - d\mu_1 \quad (2.37)$$

当它比无量纲自由程大时,光子无法击中当前介质层的界面,光子以自由程 s/μ_1 迁移到此介质层内某一点。当光子击中当前介质层界面时,可能发生反射或者透射。光子出射时,以角 $\alpha_i = \arccos(|\mu_z|)$ 为入射角,以角 α_t 为折射角的反射率

$$R(\alpha_i) = \begin{cases} 1 & n_i > n_t \text{ 且 } \alpha_i > \arcsin(n_t/n_i) \text{ 时} \\ \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\alpha_i - \alpha_t)}{\sin^2(\alpha_i + \alpha_t)} + \frac{\tan^2(\alpha_i - \alpha_t)}{\tan^2(\alpha_i + \alpha_t)} \right] & \text{其它情况} \end{cases} \quad (2.38)$$

其中 n_i 和 n_t 分别是位于入射光一侧介质的折射率和位于透射光一侧介质的折射率。折射角为 $\alpha_t = \arcsin(n_i \sin \alpha_i / n_t)$ 。通过统计的方法确定光子是透射还是反射:

如果光子发生反射,它的方向余弦更新为:

$$\begin{cases} \text{如果 } \text{rand} \leq R(\alpha_i), \text{ 那么光子发生反射} \\ \text{如果 } \text{rand} > R(\alpha_i), \text{ 那么光子发生透射} \end{cases} \quad (3.39)$$

$$(\mu'_x, \mu'_y, \mu'_z) = (\mu_x, \mu_y, -\mu_z) \quad (2.40)$$

如果光子发生透射,它的方向余弦更新为:

$$\mu'_x = \mu_x n_i / n_t$$

$$\mu_y = \mu_y n_i / n_t \quad (2.41)$$

$$\mu_z = \text{SIGN}(\mu_z) \cos(\alpha_i)$$

如果光子从多层介质的界面出来, 从而到达周围外部介质中, 那么把光子的权值记录为非散射反射率或非散射射出射透射率, 即弹道光子成分; 如果它在多层介质中受到过散射作用, 把它的权值记录为漫反射率或漫透射率。它的积累记录过程如下式所示:

$$R_d(r, \alpha) \leftarrow R_d(r, \alpha) + w \quad \text{当 } z=0 \text{ 时}$$

$$T_d(r, \alpha) \leftarrow T_d(r, \alpha) + w \quad \text{当 } z \text{ 为多层介质的底边界时} \quad (2.42)$$

其中, (r, α) 为出射光子的出射坐标, r 为光子在出射边界的横向空间坐标, α 为光子出射方向与出射界面法线方向的夹角。

8) 光子寿命的终止

当光子从介质出射出来时, 其寿命自然终止。当光子还在介质传输时, 为避免其无限期地传输下去, 对其寿命如何处理呢?

当光子的权值比某一设定的限定值 (例如 $1/10000$) 小的时候, 它在组织中继续传输所产生的信息已极其微小, 为阻止权值非常小的光子在组织中继续传输, 采用一种既不损失权值又可终止小权值光子继续传输的方法, 此方法叫淘汰法(Russian roulette)。此方法的理想是: 当这个光子的权值比设定的限制值小时, 权值为 w 的光子以式(2.43)所示的规则选择它的权值, 即, 或者以更大的权值继续传输; 或者因权值为零而终止传输, 且终止传输的几率较大。

$$\begin{cases} mw & \xi \leq 1/m \\ 0 & \xi > 1/m \end{cases} \quad (2.43)$$

m 为整数, 一般取 10, ξ 为与权值有关的物理量, 此方法的优点是既不损失光子权值又适时无偏倚地终止了小权值光子地继续传输, 减少因追踪小权值光子而浪费的资源和时间。

9) 求解光子出射物理量

在步骤 5) 和 7) 中, 记录了多层介质中光子吸收的权值、光子出射的漫反射率和漫透射率的空间及角向分布。利用这些记录数据, 可以求出: 光在多层介质中传输时, 介质所吸收的光通量在介质中的分布; 光从多层介质出射时, 光的非散射光通量的大小; 光从多层介质出射时, 光的漫反射通量和漫透射通量的空间分布及角向分布。

出射光子的漫反射率和漫透射率在程序中记录为: $R_{d-ra}[i_r, i_\alpha]$ 和 $T_{d-ra}[i_r, i_\alpha]$,

和 i_a 分别为数列的径向（横向）坐标 r 的指标和角向坐标的 α 的指标： $0 \leq i_r \leq N_r - 1$, $0 \leq i_a \leq N_a - 1$ 。介质中的吸收权重值在程序中记录为： $A_a[i_r, i_a]$, i_r 为数列的深度（纵向）坐标 z 的指标。在由记录数据得到的物理量中，出射光的柱面坐标由下式得出：

$$r = \left[(i_r + 0.5) + \frac{1}{12(i_r + 5)} \Delta r \right] \quad (2.44)$$

$$z = (i_z + 0.5) \Delta z$$

$$\alpha = (i_a + 0.5) \Delta \alpha + c \tan[(i_a + 0.5) \Delta \alpha] \left[1 - \frac{\Delta \alpha}{2} c \tan\left(\frac{\Delta \alpha}{2}\right) \right]$$

其中， Δr , Δz 和 $\Delta \alpha$ 分别为径向坐标 r ，纵向坐标 z 和角向坐标 α 的步长， i 为坐标指标。对程序所记录的吸收权重值分布进行归化处理，求出介质光吸收通量密度分布，如下式所示：

$$A_z[i_r, i_z] \leftarrow A_a[i_r, i_z] / (\Delta m \Delta z N) \quad (2.45)$$

其中， $\Delta m = 2\pi(i_r + 0.5)(\Delta r)^2$ 为单位面积， N 为 Monte Carlo 模拟所用的光子数。对此分布进行归化处理，得到介质吸收的光通量为：

$$\phi_z[i_r, i_z] = A_z[i_r, i_z] / \mu_a \quad (2.46)$$

其中， μ_a 为介质中点 (r, z) 的吸收系数。对记录的漫反射率和漫透射率进行归化处理，得出出射光在单位立体角内的漫反射光通量和在单位立体角内的漫透射光通量分布：

$$R_{d-\alpha}[i_r, i_a] \leftarrow R_{d-\alpha}[i_r, i_a] / (\Delta m \cos \alpha \Delta \Omega N) \quad (2.47)$$

$$T_{d-\alpha}[i_r, i_a] \leftarrow T_{d-\alpha}[i_r, i_a] / (\Delta m \cos \alpha \Delta \Omega N) \quad (2.48)$$

其中， $\Delta \Omega = \pi \sin[2(i_a + 0.5) \Delta \alpha] \Delta \alpha$ 为单位立体角。

在 Monte Carlo 模拟中，可以模拟一维分布的物理量，如介质中光吸收的深度分布，反射光的径向分布等。为计算这些物理量，首先要对记录的两维权重值数据进行另一维方向的累加处理，得到所关注的另一维方向的权重表示，然后在进行物理量的计算。同时也可以计算总体物理量的大小，如吸收光的总量、反射光的总量、透射光的总量。这可以通过对一维分布求和得到。径向变化的

反射光和透射光权值分布、角向变化的反射光和透射光权值分布、深度变化介质内部光吸收权值分布、总权值，可以由对应的二维权值分布得到，如式(2.49)所示。对这些分布进行归化处理，得到对应的一维分布的物理量和总物理量，如式(2.50)所示。

其中， $\phi_z[i_z]$ 为无限宽光束照射介质时，介质内部吸收光的吸收效率随介质深度的分布。 R_d 、 T_b 和 A 分别代表漫反射、漫透射和吸收，以上是对光的各种稳态分布的模拟计算方法。

Monte Carlo 方法同样可以用来模拟脉冲光在介质中的传输。对出射光脉冲的各种物理量的计算涉及到程序对与时间有关的权值数列的记录。下面以反射脉冲光为例，讨论他的各种三维、二维、一维分布的物理量计算。脉冲光漫反射权值的三维、二维、一维分布可用式(2.51)进行记录：

$$\begin{aligned}
 R_{d-r}[i_r] &= \sum_{i_\alpha=0}^{N_\alpha-1} R_{d-\alpha}[i_r, i_\alpha] \\
 T_{d-r}[i_r] &= \sum_{i_\alpha=0}^{N_\alpha-1} T_{d-\alpha}[i_r, i_\alpha] \\
 R_{d-\alpha}[i_\alpha] &= \sum_{i_r=0}^{N_r-1} R_{d-\alpha}[i_r, i_\alpha] \\
 T_{d-\alpha}[i_\alpha] &= \sum_{i_r=0}^{N_r-1} T_{d-\alpha}[i_r, i_\alpha] \\
 A_z[i_z] &= \sum_{i_\alpha=0}^{N_\alpha-1} A_\alpha[i_r, i_z] \\
 R_d &= \sum_{i_r=0}^{N_r-1} R_{d-r}[i_r] \\
 T_d &= \sum_{i_r=0}^{N_r-1} T_{d-r}[i_r] \\
 A &= \sum_{i_z=0}^{N_z-1} A_z[i_z]
 \end{aligned} \tag{2.49}$$

$$R_{d-r}[i_r] = R_{d-r}[i_r]/(\Delta mN) \quad \Leftarrow \text{径向分布的漫反射光通量}$$

$$T_{d-r}[i_r] = T_{d-r}[i_r]/(\Delta mN) \quad \Leftarrow \text{径向分布的漫透射光通量}$$

$$R_{d-\alpha}[i_\alpha] = R_{d-\alpha}[i_\alpha]/(\Delta \Omega N) \quad \Leftarrow \text{角向分布反射光强}$$

$$T_{d-\alpha}[i_\alpha] = T_{d-\alpha}[i_\alpha]/(\Delta \Omega N) \quad \Leftarrow \text{角向分布透射光强}$$

$$A_z[i_z] = A_z[i_z]/(\Delta zN) \quad \Leftarrow \text{深度分布的单位长度吸收光强} \quad (2.50)$$

$$\phi_z[i_z] = A_z[i_z]/\mu_a \quad \Leftarrow \text{深度分布的光吸收效率}$$

$$R_d = R_d/N \quad \text{总反射光强度}$$

$$T_d = T_d/N \quad \Leftarrow \text{总透射光强度}$$

$$A = A/N \quad \Leftarrow \text{总吸收光强度}$$

$$R_{d-rad}[i_r, i_\alpha, i_1] \Leftarrow R_{d-rad}[i_r, i_\alpha, i_1] + w$$

$$R_{d-r}[i_r, i_1] \Leftarrow R_{d-r}[i_r, i_1] + w$$

$$R_{d-\alpha}[i_\alpha, i_1] \Leftarrow R_{d-\alpha}[i_\alpha, i_1] + w \quad (2.51)$$

$$R_{d-t}[i_1] \Leftarrow R_{d-t}[i_1] + w$$

其中, i_1 为数列的时间指标, $0 \leq i_1 \leq N_1$ 。各权值数列之间的转化关系为:

$$R_{d-r}[i_r, i_1] = \sum_{i_\alpha}^{N_\alpha} R_{d-rad}[i_r, i_\alpha, i_1]$$

$$R_{d-\alpha}[i_\alpha, i_1] = \sum_{i_r}^{N_r} R_{d-rad}[i_r, i_\alpha, i_1]$$

$$R_{d-t}[i_1] = \sum_{i_r, i_\alpha}^{N_r N_\alpha} R_{d-rad}[i_r, i_\alpha, i_1] \quad (2.52)$$

$$\begin{aligned}
&= \sum_{i_r}^{N_r} R_{d=n} [i_r, i_i] \\
&= \sum_{i_\alpha}^{N_\alpha} R_{d=\alpha i} [i_\alpha, i_i]
\end{aligned}$$

由脉冲光漫反射权值的三维、二维、一维分布，得到脉冲光的一维分布的漫反射光流量、二维分布的漫反射光流量密度、三维分布的单位立体角内的漫反射光流量密度，如式(2.53)所示。

单位立体角 α 内的漫反射光流量密度：

$$R_{d-\alpha\alpha} [i_r, i_\alpha, i_i] \leftarrow R_{d-r\alpha\alpha} [i_r, i_\alpha, i_i] / (\Delta m \Delta \Omega \Delta N)$$

漫反射光流量密度：

$$\begin{aligned}
R_{d-n} [i_r, i_i] &\leftarrow R_{d-n} [i_r, i_i] / (\Delta m \Delta N) \\
&\text{单位立体角内的光流量:}
\end{aligned} \tag{2.53}$$

$$R_{d-\alpha\alpha} [i_\alpha, i_i] \leftarrow R_{d-\alpha\alpha} [i_\alpha, i_i] / (\Delta \Omega \Delta N)$$

漫反射光流量：

$$R_{d-i} [i_i] \leftarrow R_{d-i} [i_i] / (\Delta N)$$

其中， Δt 为时间步长，而时间为：

$$t = \sum_i s_i * n_i / c \tag{2.54}$$

其中， s_i 为光子第 i 次迁移的距离， n_i 为光子第 i 次迁移所经介质的折射率， c 为真空中的光速。由 Δt 和式(2.54)求出数列的时间指标 $i_t = t / \Delta t$ 。相应地，对于脉冲光的漫透射物理量与吸收物理量的计算，与此类似。

2.3 多层混浊介质中光传输的 Monte Carlo 模拟研究

Monte Carlo 模拟在组织光学领域中的应用，是进入 80 年代以来人们在混浊介质光学领域中的一个新的研究方向。但是其方法早在 70 年代在大气光学领域就有较成功的应用。因为，混浊介质中光传输问题在各个领域几乎是一样的，只不过是出发点不同而已，所以各种研究方法是互通的。所以，论文中除非特别提出，所阐述的各种研究方法是可以应用到其它混浊介质的传输研究中的。我们在本节将讨论组织光学中的光传输问题，将 Monte Carlo 方法应用到模拟光

经多层介质反射和透射的时间分辨光流量等光辐射量的计算中,它们是由对应记录的光子权值得到的物理量,是如下式所示的几种光出射分布:漫反射光流量密度:

$$R_{d-n}[i_r, i_i] \leftarrow R_{d-n}[i_r, i_i]/(\Delta m \Delta t N) \quad (2.55)$$

漫反射光流量:

$$R_{d-t}[i_i] \leftarrow R_{d-t}[i_i]/(\Delta t N) \quad (2.56)$$

漫透射光流量密度:

$$T_{d-n}[i_r, i_i] \leftarrow T_{d-n}[i_r, i_i]/(\Delta m \Delta t N) \quad (2.57)$$

漫透射光流量:

$$T_{d-t}[i_i] \leftarrow T_{d-t}[i_i]/(\Delta t N) \quad (2.58)$$

也用 Monte Carlo 方法模拟径向分布(空间分辨)的漫反射光通量、漫透射光通量、总反射和总透射光强度,它们是如下式所示的几种光分布和光学物理量:

$$R_{d-t}[i_i] = R_{d-t}[i_i]/(\Delta m N) \quad (2.59)$$

我们给出一种混浊介质的光传输模拟实例,所要讨论的是这两层混浊介质的吸收系数对以上这些光分布或光学物理量有何影响的问题,这是因为在有些光学应用中,更关注混浊介质的吸收系数对实际测量的各种光学分布或光学量的影响问题。如在血氧含量的测定研究中,只关心组织因血氧含量变化所引起的组织吸收系数变化对上述光学分布的影响,再如光学层析成像中,图像的对比度会由于组织的吸收系数差异而不同,在采用透射式光学层析成像技术中尤其如此。

光学层析成像领域的多年来的研究表明,只采用透射式的方法进行光学层析成像的研究是行不通,因为组织的散射系数和吸收系数较大,光所透过的厚度的光子出射方向,一般只在几个厘米范围内。所以真正的应用应该采用反射式或其它方位的光子出射方向,不仅在前向和后向两个方向。人们已渐渐转向这些出射方位的光学层析成像问题的研究。

本节将对有限厚度的双层介质的反射光通量分布进行模拟研究。有限厚度的双层介质及其周围环境介质的结构参数和光学厚度所表 3 所示。模拟所选的光子数为 2000000 个。它的时间分辨反射光流量密度的 Monte Carlo 模拟参数如表 4 所示。模拟时平行无限细光束从上层介质的上表面入射, Monte Carlo 模拟时对径向分布的时间分辨反射光流量密度 R_{d-n} 进行记录。

此模拟用时 2 小时 30 分,模拟结果见图 9、图 10、图 11 所示,其中从上到下分别是径向空间位置 $r=0.5$ 厘米, 1 厘米, 1.5 厘米处的时间分辨光流量密

度分布曲线。从模拟的结果可以得出如下结论：(1) 时间分辨反射光流量密度分布的前沿分布由混浊介质的归化散射系数和径向位置确定。(2) 时间分辨反射光流量密度分布的后沿分布由混浊介质的吸收系数确定。(3) 当散射系数相同，双层混浊介质中的此类分布的后沿分布的初始部分由上层介质的吸收系数决定，其靠后部分由下层介质的吸收系数确定。所以从双层介质的时间分辨反射光流量密度分布的后沿分布可以确定每层介质的吸收系数，且这一结论适用于上层介质吸收系数较大的情况。

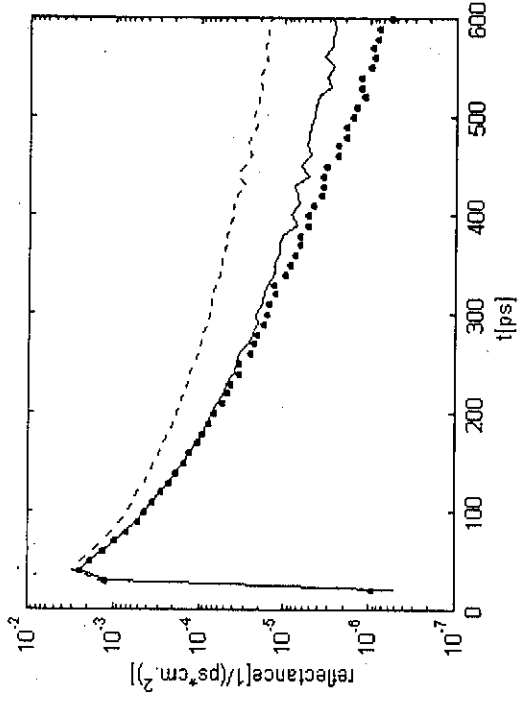


图9: 径向空间位置 $r=0.5$ 时三种混浊介质体系的时间分辨光流量密度对比。实线为双层介质的结果，虚线为混浊介质 2 的结果，点线为混浊介质 1 的结果。

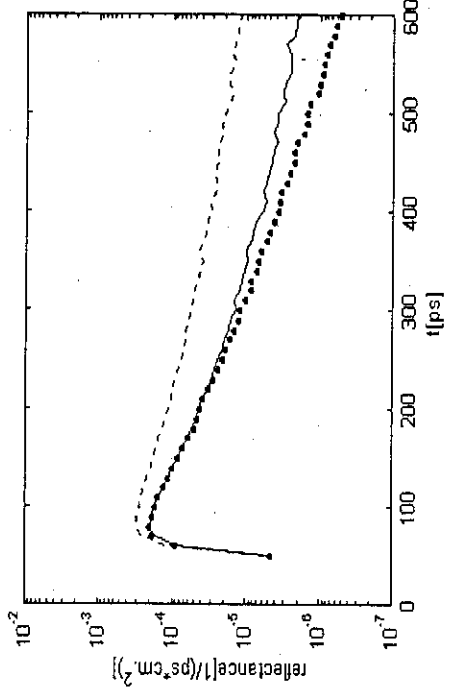


图10: 径向空间位置 $r=1$ 时三种混浊介质体系的时间分辨光流量密度对比。实线对应双层介质，虚线对应混浊介质 2，点线对应混浊介质 1。

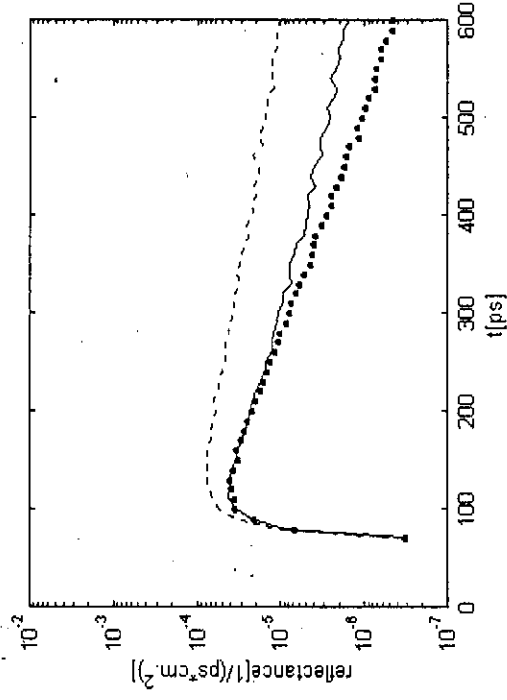


图11: 径向空间位置 $r=1.5$ 时三种混浊介质体系的时间分辨光流量密度对比。实线为双层介质的结果, 虚线为混浊介质 2 的结果, 点线为混浊介质 1 的结果。

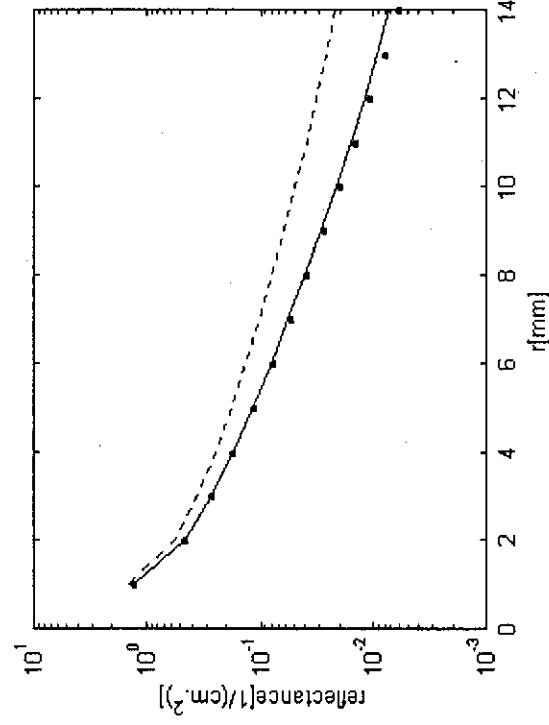


图12: 三种混浊介质的反射光通量分布。

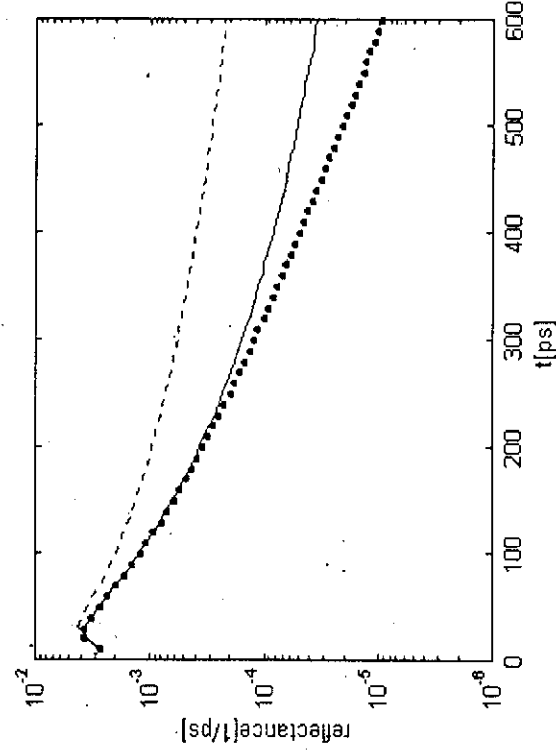


图13: 三种混浊介质的反射光流量分布。

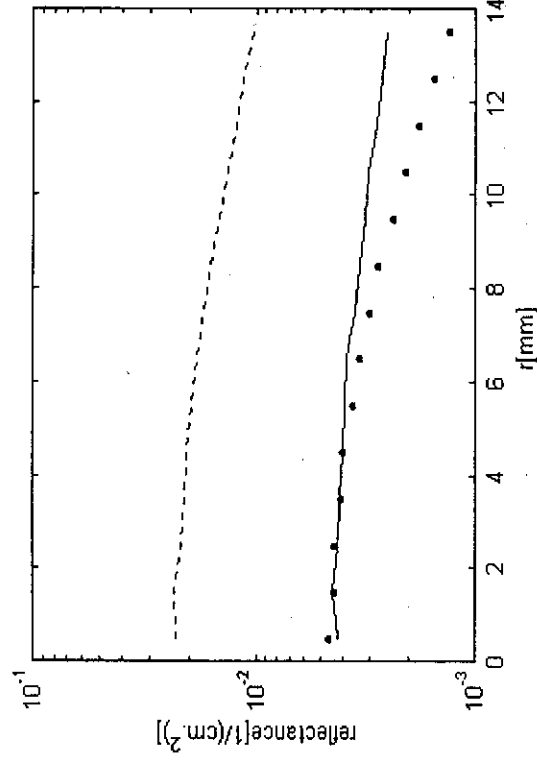


图14: 三种混浊介质的透射光通量分布。

为研究混浊介质的吸收系数对时间分辨反射流量密度分布的影响, 对两种单层混浊介质体系的时间分辨反射光通量分布、反射光流量密度及透射光通量分布也进行了模拟, 单层混浊介质 1 和 2 的结构参数和光学性质如表 5、表 6 所示, 模拟的径向分布的时间分辨物理量如图 12、图 13、图 14 所示。从结果可知, 当混浊介质的吸收系数相差较小时, 反射光通量径向分布的差别将无法分辨, 而反射光流量的时间分布却可以分辨得很好, 而且只要上层介质的吸收系

数较大,从反射光流量分布的特征就可以简单确定双层介质各层的吸收系数,这正是时间分辨方法在组织光学测量中广泛应用的原因。

表3: 双层混浊介质及周围环境介质的光学参数

介质名称	折射率	吸收系数	散射系数	各向异性因子	介质厚度
空气	1	0	0	0	
混浊介质 1	1.36	0.25/cm	40/cm	0.9	0.8cm
混浊介质 2	1.36	0.01/cm	40/cm	0.9	2.0cm
空气	1	0	0	0	

表4: 双层混浊介质的时间分辨率流量密度的 Monte carlo 模拟参数

光束 类型 (平行)	光源 起始 位置	横向空 间分辨 间隔	径向空 间分辨 间隔	时间 分辨 间隔	时间采 样点个 数	注入得 光子数目
无限细	0	15	1mm	10ps	100	1 000 000

表5: 单层混浊介质及周围环境介质得光学参数

介质名称	折射率	吸收系数	散射系数	各向异性因子	介质厚度
空气	1	0	0	0	
混浊介质 1	1.36	0.25/cm	40/cm	0.9	2.8cm
空气	1	0	0	0	

表6: 单层混浊介质及周围环境介质得光学参数

介质名称	折射率	吸收系数	散射系数	各向异性因子	介质厚度
空气	1	0	0	0	
混浊介质 2	1.36	0.01/cm	40/cm	0.9	2.8cm
空气	1	0	0	0	

模拟的结果表明,在有限厚度的混浊介质中,此分析方法比较有效的的条件是:上层介质的吸收较大。然而,时间分辨率透射光流量不具有此类特征可以用来简单确定双层介质的吸收系数。

2.4 小结

本章对多层混浊介质的 Monte Carlo 模拟进行了详细的阐述。对有限厚度双层介质的反射光流量密度、光流量和径向分布光通量进行了模拟研究。模拟结果表明:(1)时间分辨率反射光流量密度分布的前沿分布由混浊介质的归化散射系数和径向位置确定。(2)时间分辨率反射光流量密度分布的后沿分布由混浊介

质的吸收系数确定。(3) 当散射系数相同时, 双层混浊介质中的此类分布的后沿分布的初始部分由上层介质的吸收系数决定, 其靠后部分由下层介质的吸收系数确定。

3 光学相干层析成像

3.1 引言

医用成像技术一般用来鉴定、定位、诊断生物组织内部的物体,如肿瘤。自从维多利亚时代的医生用蜡烛的光来检查乳腺肿瘤的实验失败以来,研究人员认为光学方法不能成功地解决这一成像问题。但随着激光和成熟的图像处理技术的出现,这一方法又引起了人们的兴趣,人们对被称为胸部透析术的方法进行了研究,积累的实验数据表明光可以用来检测组织功能。本章将详细介绍光学相干层析成像的原理和一些性能参数的计算,并用 Monte Carlo 方法对 OCT 图像的形成以及影响 OCT 成像深度和对比度的参数进行了模拟。最后给出我们建立的一套 OCT 系统,它结合了共焦显微成像和光学相干域反射计的优点,具有较高的空间分辨率。低相干光源的使用使提取保留入射光相干性的弹道光子和部分蛇行光子参与形成 OCT 图像成为可能,抑制了经过多次散射的漫射光子。它已经在医学、材料科学、生物科学的研究中得到了大量的应用,现已成为一种新型的医用诊断和材料测量技术^{[9][79][10][105][11][115][128][129][132][148][150][155][159]}。自从麻省理工大学的 David Huang 博士等人首次把这一技术用于人眼视网膜微细结构和冠状动脉壁结构的成像^{[9][150]}以来,它在各种介质参数如折射率、组织衰减系数、双折射的测量和其它方面的应用也获得了成功。国际上在开展研究工作的同时,已经向产品化方向发展,国内也有一些科研小组开始进行有关的科研工作^{[147][152][154]}。

3.2 光学相干层析成像的基本原理

光学相干层析成像系统核心部分是一个光纤 Michelson 干涉仪,如图 15 所示。为取得高分辨率,通常使用半功率光谱带宽很宽的超辐射激光二极管 (SLD) 作光源。光源的近红外波段使得光路调节比较困难,所以 He-Ne 激光通过耦合器进入同一干涉仪用作光路的初始调节。完成光路的调节后,He-Ne 激光器关闭。SLD 光源的输出耦合进单模光纤,被 3dB 的耦合器等分成两路。一路经 PZT 调制后,由透镜共焦系统聚焦在样品上,另一路经透镜准直后照在高反射镜上作为

参考光。分别从样品臂和参考臂返回的两束光在耦合器中重新会合，并当两臂光程差在光源相干长度内时，样品臂的弹道光 and 蛇形光与参考光发生干涉。样品臂上的 PZT 移相器使两光束产生一个调制位相差，以便进行外差检测。干涉信号经内置隔直流电路的光电倍增放大和锁相放大器后，由计算机采集和处理。锁相放大器实现了外差检测功能，从而抑制了噪声，提高了系统灵敏度。为了提高系统分辨率，样品臂还采用了共焦系统。利用共焦系统的空间门作用，只有从焦点处返回的后向散射光才能被系统接收，有效地压制了多次散射光子。样品放在共焦系统的焦平面上，分别作沿入射光光轴方向和垂直入射光光轴方向的纵向和横向扫描。所获得的二维扫描数据直接记录下了组织对入射光的散射情况，它是关于样品内部各深度和横向位置的函数。根据数据阵列可作出反映组织内部结构的灰度图或伪彩色图。这样，有别于 x-射线计算成像和核磁共振成像，光学相干层析成像技术不需要进行大量图像重构的计算。

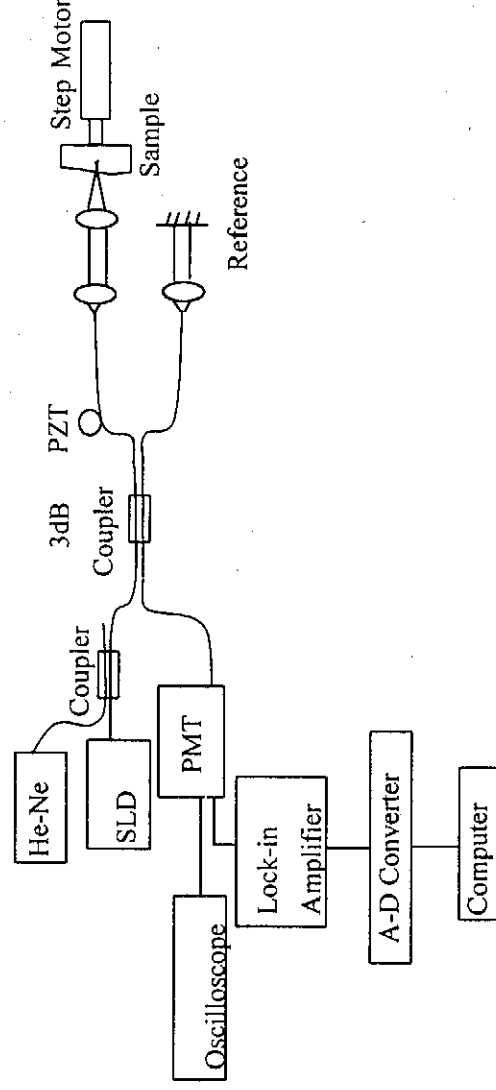


图15: OCT 的装置图。

SLD 发出的光经干涉仪和样品臂的透射系统照射在样品上，设其振幅为 E_0 ，参考臂的等效反射率为 R_r ，光在样品内受到散射和反射，假设样品内的等效反射率为 R_s ，那么对某一波矢为 K 的光波，到达探测器的总光振幅为两臂返回光振幅之和：

$$E_i = \sqrt{\gamma} E_0 \left\{ \sqrt{R_r} \exp(-i2kl_r) + \sqrt{R_s} \exp(-i2kl_s + \phi_{PZT} + \phi_0) \right\} \quad (3.1)$$

检测到的这一频率光波的相干信号为参考臂和样品臂的交叉相关：

$$i_i = \langle E_i^2 \rangle = \beta \gamma \langle E_0^2 \rangle [R_r + R_s + 2\sqrt{R_r R_s} \cos(2k\Delta l + \phi_{PZT} + \phi_0)] \quad (3.2)$$

其中, 括号表示探测器的积分效应, β 、 γ 分别是光电探测器响应系数和光路传输效率系数, ϕ_{PZT} 、 ϕ_0 分别由 PZT 和样品引起的相位差, $\Delta l = l_r - l_s$ 为单路光程差, $\langle E_0^2 \rangle$ 为光源的自相干强度, SLD 的自相干强度为:

$$\langle E_0^2 \rangle_{\text{SLD}} = \frac{2\sqrt{\ln 2} P_0}{\Delta k \sqrt{\pi}} \exp \left\{ - \left[\frac{(k - k_0) 2\sqrt{\ln 2}}{\Delta k} \right]^2 \right\} \quad (3.3)$$

干涉信号被探测器检测出来后滤去了直流分量, 只检测交流成分。

对于有一定光谱分布的光源, 检测到的交流干涉信号光强 I_t 应为各光频成分贡献的和, 即

$$I_t = \int I_i dk = 2\beta\gamma P_0 \sqrt{R_r R_s} \exp \left[- \left(\frac{2\Delta l \sqrt{\ln 2}}{l_{\text{coh}}} \right)^2 \right] \cos(2k_0 \Delta l + \phi_{\text{PZT}} + \phi_0) \quad (3.4)$$

式中 $l_{\text{coh}} = 2(\ln 2)\lambda^2/\pi\Delta\lambda$ 为入射光的相干长度, $\Delta\lambda$ 为入射光的线宽, λ 为入射光的中心波长, PZT 采用的是频率为 f_m 的正弦调制, 它的调制信号表示为:

$$\phi_{\text{PZT}} = 2kA \sin(2\pi f_m t) \quad (3.5)$$

将之代入(3.4)式, 并用 Bessel 函数展开, 得到:

$$I_t = 2\beta\gamma P_0 \sqrt{R_r R_s} \exp \left[- \left(\frac{2\Delta l \sqrt{\ln 2}}{l_{\text{coh}}} \right)^2 \right] \left[\cos(2k_0 \Delta l + \phi_0) \sum_0^{\infty} J_{2n}(2kA) \cos(4n\pi f_m t) + \dots \right. \\ \left. + \sin(2k_0 \Delta l + \phi_0) \sum_0^{\infty} J_{2n+1}(2kA) \cos[(2n+1)2\pi f_m t] \right] \quad (3.6)$$

由于生物组织的散射很强, 所以干涉信号往往被淹没在大量的背景噪声中。为了提取干涉信号, 成熟的方法是采用锁相放大器。锁相放大器输出的是基频信号, 它与样品内部的等效反射率成正比, 从而可以把介质内部的信息提取出来。探测器检测到的信号经过锁相放大器后为:

$$I_t = 2\alpha\beta\gamma P_0 \sqrt{R_r R_s} \exp \left[- \left(\frac{2\Delta l \sqrt{\ln 2}}{l_{\text{coh}}} \right)^2 \right] \cos(2k_0 \Delta l + \phi_0) \quad (3.7)$$

其中, α 为锁相放大系数。可以调节 $2kA$ 是一个较小的值, 一般接近于 0, 即 $A \ll \lambda/(4\pi)$, 此时 $J_0 \approx 1$, $J_n \approx 0 (n \geq 1)$, 用简单的余弦信号进行锁相放大检测, 就可以得到上式。当 $2kA$ 不是一个较小的值时, 锁相处理较为复杂。锁相放大所用的滤波带宽应接近等效噪声带宽 NEB^[103]:

$$\text{NEB} = \frac{2\Delta\lambda}{\lambda} f_m \quad (3.8)$$

从式(3.7)可看出, 当 $\Delta l=0$ 时, 包络信号最强。 Δl 增加时包络信号迅速下降, 并趋于零。这表明, 样品臂和参考臂的光程差不超过相干长度 l_{coh} 时, 两臂返回的反射光才能干涉, 从而实现相干门选通。为便于信号处理, 上式可改写为:

$$I_t = \sigma \sqrt{R_s(2l_s)} \exp \left[- \left(\frac{2(l_t - l_s) \sqrt{\ln 2}}{l_{\text{coh}}} \right)^2 \right] \cos[2k_0(l_t - l_s) + \phi_0] \quad (3.9)$$

其中 σ 为与系统有关的一个数值, $\sqrt{R_s(2l_s)}$ 中的 $R_s(2l_s)$ 为上一章 Monte Carlo 模拟研究中将要涉及的程长分辨反射率, 它是光在介质中经过总光程 $2l_s$ 处的反射率。一般地, 光学深度为:

$$I_s = \int_0^{\infty} n(t)I(t)dt \quad \text{当介质折射率连续变化} \quad (3.10)$$

$$I_s = \sum_i n(i)I(i) \quad \text{当介质折射率分立变化} \quad (3.11)$$

其中, t_0 为某一介质深度, i 为某一介质层数, n 为折射率。

3.3 相干层析成像系统性能参数的计算

SLD 光源的光谱通常为高斯函数, 其相干长度为^{[100][103]}:

$$\Delta L = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \quad (3.12)$$

可见, 在中心波长不变的情况下, 光源光谱带宽越宽, 相干长度越小。从 OCT 的工作原理可以得到系统纵向分辨率由光源相干长度决定, 所以随着光源光谱带宽增加, 系统纵向分辨率增加, 同时由于样品臂采用双透镜共焦系统, 可以实现空间门的作用, 排除不在焦点上的散射光的影响, 提高了系统的成像分辨率, 系统的横向分辨率由靠近介质的物镜的数值孔径决定, 可表示为:

$$\delta L \approx \frac{\lambda f}{D} = \frac{\lambda}{2NA} \quad (3.13)$$

D 为物镜的直径, NA 为数值孔径, 从上面的表达式可看出, 数值孔径越大横向分辨率越高。但是数值孔径太大会降低空间门的选通作用, 即利用空间门孔径限制大角度散射光通过的能力。所以, 物镜的尺度不能太大, 应该折衷选择。由计算纵向分辨率的公式(3.12), 可以得到这套 OCT 系统的纵向分辨率为 $25\mu\text{m}$ 。从式(3.13)可以看出横向分辨率由作为空间选通的共焦系统靠近样品的物镜的数值孔径决定, 我们使用的物镜数值孔径为 0.4 , 直径 2cm , 所以横向分辨率应为

1 μm 。但是,在获得三维层析成像的过程中,需要对样品进行纵向扫描和横向扫描,所以横向扫描的步长也限制了成像的横向分辨率。若横向扫描步长大于由共焦系统物镜决定的横向分辨率,则系统的横向分辨率实际为横向扫描步长。

OCT 系统一般采用外差检测技术,这一探测技术使得系统的测量动态范围很大,一般可达 100dB 左右。通过 PZT 移相器产生的频移或参考镜的移动产生的多普勒频移,使得探测光的调制频率高于探测电子系统的 $1/f$ 噪声的频率,可以使探测水平达到或接近量子噪声极限。此时,探测的信噪比为^[103]:

$$\text{SNR} = \frac{1}{2} \frac{\eta P_s R_s'}{h \nu \text{NEB}} \quad (3.14)$$

其中, R_s' 为介质深度 z 处的反射率经样品衰减和系统光路后的探测值, η 为探测器的量子效率, P_s 为照射在样品上的功率, $h\nu$ 为光子能量, NEB 为噪声等效带宽,达到最佳探测时, NEB 为^[103]:

$$\text{NEB} = \frac{2 \Delta \lambda}{\lambda} f_m \quad (3.15)$$

其中, f_m 为 PZT 的调制频率。从式(3.15)和式(3.14)可以得出这样的结论:如果探测带宽比 NEB 大时,信噪比会降低,如果探测带宽比 NEB 小,会因为光源线宽没有得到充分的利用而减小光源的有效线宽,从而减小 OCT 系统的有效纵向分辨率。从式(3.14)可估算出 OCT 系统的最小探测反射率。设最佳信噪比为 2, 这样得到可探测的最小反射率为:

$$R_{\min}' = \frac{2 h \nu \text{SNR}}{\eta P_s} \text{NEB} = \frac{8 h c \Delta \lambda f_m}{\eta P_s \lambda^2} \quad (3.16)$$

其中 $h=6.62559 \times 10^{-34} \text{J/s}$, 为普朗克常数。我假设光源为中心波长 850nm, 线宽 18nm 的超辐射激光二极管, PZT 调制频率 5kHz, 假设量子探测效率 η 为 0.8, 入射到样品的光功率 100 μW , 则算出最小探测反射率为 4.1267×10^{-12} 。即测量动态范围可以达到 114dB。

关于可成像深度将在下一节 Monte Carlo 方法模拟了 OCT 图像的形成机理以及影响 OCT 成像的最大深度和成像对比度的参数后给出。

3.4 光学相干层析成像的 Monte Carlo 模拟研究

本节将用 Monte Carlo 方法对多层混浊介质中的弹道光光子(其中包括单次背向散射光和直接从界面反射的非散射光)的程长分辨反射率^[127]进行模拟研究。

只对这两种光子进行追踪是因为 OCT 图像的形成主要是由这两种光子的强度决定的。研究这两种光子在混浊介质中传输的规律,可以弄清楚哪些介质参数可以

影响 OCT 混浊介质成像的最大深度和 OCT 图像的对比度。程长是光子在混浊介质中传输过程中所积累的总光程。

如前所述通常采用 Monte Carlo 方法来模拟光子在混浊介质中的迁徙, 这是因为它能模拟光迁徙的基本物理过程, 即使弹道光子、单次散射光子和扩散光子共存的复杂情况也可以进行很好的模拟。采用 Monte Carlo 模拟, 任意形状的介质和介质中粒子散射的任意相函数都可以在模拟过程中结合到光子的散射模型中。三维反射式成像系统, 如共焦显微成像系统、OCT 系统的图像都是利用从组织微小局部体积内反射回的光得到。当组织存在生理结构差别时, 会引起组织中不同区域返回的探测光强度变化, 那么就产生了图像的对比度。因而, 图像对比度是由混浊介质局部光学性质差异决定的, 这点可从式(3.9)得出, 然而在组织成像中, 如果要区分正常组织和变异组织, 需要解释从组织内部反射回来的光主要的是由混浊介质的哪种光学差异引起的。直观上讲, 混浊介质有三种光学性质的局部差异可以产生共焦或 OCT 图像的对比度。近些年来, 尽管许多 OCT 成像系统被用于进行组织的成像研究, 但是, 在混浊介质的光学性质如散射系数、吸收系数和单次散射各向异性因子中, 哪些对 OCT 的成像对比度的形成起决定作用呢? 此问题一直没有得到仔细而充分的研究。



(a) 双层介质与光源的关系;

(b) 混浊介质的折射率分布

图 16: 两层混浊介质模型。

本节将对这几种光学性质在 OCT 成像对比度的形成中所起的作用进行研究, 即: 考察它们在 OCT 成像机制中扮演的角色。在这些 Monte Carlo 模拟中, 大约 8 000 000 个光子从介质表面垂直入射, 然后, 这些光子在混浊介质中迁徙, 如果光子只在介质中经历一个界面的反射, 然后直接从多层介质的上表面透射出, 而不经过其它散射和反射过程, 称其为非散射光子; 如果光子只在混浊介质中的某点发生一次散射过程, 然后直接从多层介质的上表面透射出来, 而不经过其它散射和反射过程, 称其为单次散射光子, 追踪光子的出射角为 0.25 弧度, 出射半径 10 微米。选择如图 16(a)所示双层混浊介质作模型。折射率分布如图 16(b)。对于各次模拟, 上层介质和下层介质的吸收系数和各向异性因子相同, 分别为: 0.1/mm 和 0.85。两层介质的散射系数也相同, 在各次模拟中, 它们的散射系数分别为 5、6、7、8、9/mm。为了进行比较, 各次的模拟结果在一幅图中给出, 如图 17所示。第一层介质和上面环境介质的界面处的反射率在曲

线中没有画出。

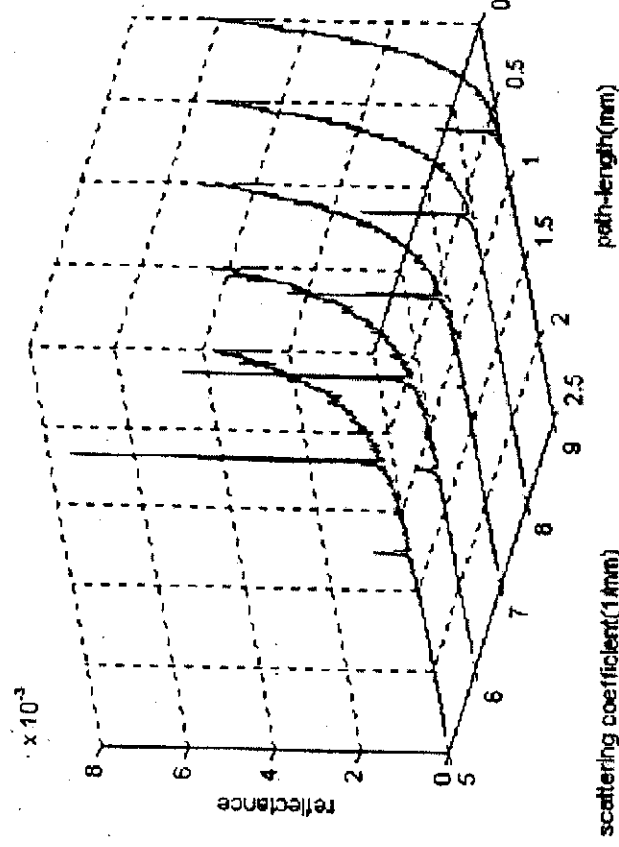


图17: 光在混浊介质中经过单次散射或单次界面反射的程长分辨率反射率。

从图中的结果可以看出: OCT 图像是由混浊介质的折射率分布变化引起的。当混浊介质的散射系数增加时, OCT 的可成像深度减小, 图像对比度减小, 光在双层介质中的后向散射效应也越来越明显。其它的模拟情况表明, 当介质的吸收系数进行小范围变化时, 上面的结论仍然成立, 即吸收系数的微小变化对 OCT 图像对比度的影响不大。当吸收系数的变化较大时, 图像的对比度会有些减小。此结论可以用弹道光子(单次散射光和非散射光)在介质中的衰减规律进行讨论, 弹道光子在介质中的衰减由以下式子来描述:

$$E_d = \gamma E_0 R_s \exp(-2\mu_t z) \quad (3.17)$$

其中, E_0 为入射到样品上的光能, E_d 为探测到的光能, R_s 为介质深度 z 处的反射率, γ 为系统的光能传输效率。假设光电倍增管的量子探测极限为 $E = nh\nu$, 即可探测到的最小光能为 E , 同时假设介质各处的衰减系数相同, 从而推出可探测到的弹道光子的最大理论深度为:

$$z_{\text{ballistic}} = -\frac{1}{2\mu_t} \ln\left(\frac{E}{\gamma P_s R_s}\right) = -\frac{1}{2\mu_t} \ln\left(\frac{nh\nu}{\gamma P_s R_s}\right) \quad (3.18)$$

由式(3.17)可知, $R'_s = \gamma R_s \exp(-2\mu_t z)$, R'_s 为系统探测反射率, 而 R_s 为样

品实际的反射率, 经过推导得到信噪比为:

$$\text{SNR} = \frac{1}{2} \frac{\eta P_s \gamma R_s \exp(-2\mu_z z)}{h\nu \text{NEB}} \quad (3.19)$$

上式中, μ_t 为混浊介质的衰减系数, $\mu_t = \mu_s + \mu_a$, n 为光电倍增管达到量子探测极限时的光子数, h 为普朗克常数, ν 为光子的频率。达到最佳检测时, NEB 由式(3.15)给出, 令 $\text{SNR}=2$, 此时得到 OCT 的最大成像深度为 1600 微米。当所要求的信噪比低一些时, 这一成像深度会大一些, 如 $\text{SNR}=1.5$ 时, 这一深度为 1624 微米。以通常实验中所用的牛奶乳浊液为例计算系统的可探测深度。光源中心波长 850nm, 线宽 18nm, PZT 调制频率 5kHz, 假设量子探测效率 η 为 0.8, 设衰减系数大约为 1/mm, 在 SNR 为 1.5, 假设 $\gamma=0.3$ 、 $R_s=0.03$, 得到此 OCT 系统对牛奶成像的最大深度为 9744 微米。因为这里只考虑介质散射的作用, 而不考虑系统光路的问题, 比如透镜的接收效率、透镜与样品臂光纤头的耦合效率、耦合器的作用、接收臂光纤头到探测器的耦合效率、参考臂的光能传输效率等, 我们令 $\gamma=1$ 。在我们的模拟中, 界面处的反射率与相邻介质的折射率差值有关, 如果折射率差值大, 反射率就较大。因上式括号中的数值远远小于 1, 从此式可以得出这样的结论: 如果光电倍增管的量子探测极限越小, 介质某层的折射率越高, 入射光能相对越大 (不能超过组织的安全阈值), 系统的光能传输效率越高, 混浊介质的散射系数越小, 那么 OCT 图像的对比值越高。其中介质的折射率是决定 OCT 图像对比度的决定因素, 如果介质没有折射率的局部对比分布, 那么可成像的后向反射光就只有单次散射光, 而单次散射光非常弱, 而且各介质层很大的散射系数差别产生的后向单次散射光的差别仍然很小, 这是因为一般混浊介质的各向异性因子很大, 即对于单次散射来说, 前向散射光较大。

3.5 光学相干层析成像的实验结果

通过生物组织一类强散射介质实现光学成像的关键, 是把信号从杂散光中提取出来。光在混浊介质中受到散射和吸收, 其中红外光所受到的吸收较小, 但散射会降低低介质图像的质量, 无法分辨出图像。OCT 就是利用低相干光的短相干长度, 采用相干门^[2]选通方法, 从介质后向散射光中选出受散射作用较小的弹道光子和蛇行光子进行外差检测, 在深度方向和垂直深度方向进行扫描成像, 再加以图像处理, 就可以得到较清晰的介质内部某一介质层的图像, 多个介质层图像构成三维层析成像图。

实验样机如图 18(a)所示, 实验装置如图 18(b)所示。由于光源 SLD 发光是红外波段, 为便于光路调节, 首先, 使用 He-Ne 激光作光路调节, 使信号探测器能分别接收到干涉仪参考臂、样品臂的后向出射光以及二者的干涉信号。随后关闭 He-Ne 激光器, 换上 SLD 光源, 探测器仍能接收到干涉仪两臂的返回光但无干

涉信号，这是因为 SLD 光源的相干长度仅有 $25\mu\text{m}$ ，此时干涉仪两臂的光程差大于 SLD 的相干长度，需要重新调节干涉仪两臂光程差，直到干涉现象再次发生，并继续微调直到从示波器上看到干涉信号最大为止，此时认为干涉仪两臂等光程。



图18(a): OCT 样机。

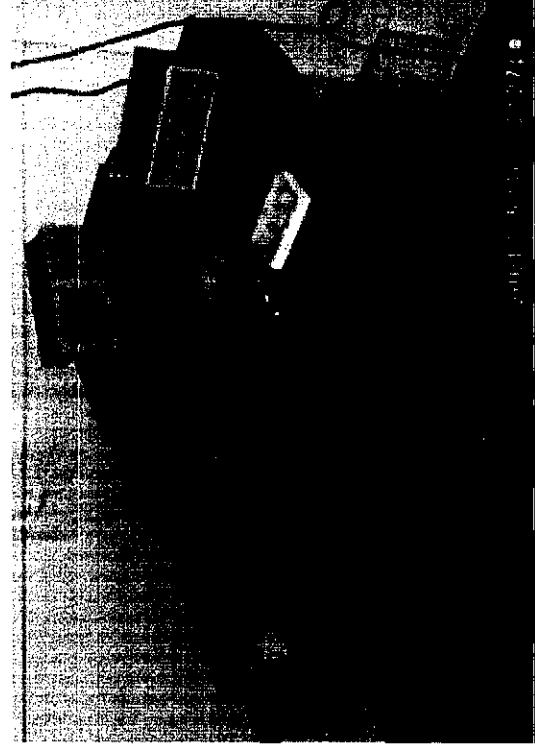


图19(b): OCT 实验装置。

我们用此 OCT 成像系统对牛奶乳浊液中的光刻板，进行了二维成像研究，因为牛奶具有与人体组织相近的光学参数和物理特性，所以以牛奶乳浊液作为样品

以检验我们的 OCT 系统对生物组织的层析成像能力。光刻板反射带宽 $50\mu\text{m}$, 间隙 $350\mu\text{m}$, 放入牛奶溶液中深度 1mm 的位置作为样品。实验中光刻板固定在三维步进马达上, 步进马达分别沿垂直和平行于光刻板反射带的方向运动, 记录观察到的信号。当光刻板放在空气中进行光路调整, 用示波器测量光电倍增管的输出, 可以观察到如图 20 所示的干涉信号波形。样品浸入牛奶溶液后, 如图 21 所示, 肉眼分辨不出光刻板的条纹。光电倍增管接收的弱干涉信号, 也不能显示在示波器上, 这是因为牛奶的强烈散射使大部分入射光子被多次散射, 弹道光子和蛇行光子的数量极少, 所以极弱的信号光子淹没在大量的背景噪声中, 未经过信号处理, 无法从示波器直接观察到。外差技术是广泛使用的微弱信号检测技术。在样品臂加上 PZT 调制器, 调制频率 5kHz 。被锁相放大器前置放大后的信号再通过锁相放大器内部的外差检测电路, 选出与调制频率一致的信号部分, 直接输出到函数记录仪记录下干涉信号的强度随纵向扫描位置的变化情况, 同时通过 12 位数据采集卡和 A/D 转换器输出到计算机内存储, 进行进一步的数据处理和图像重构。一维横向扫描时函数记录仪记录的干涉信号如图 22, 图 23 为经计算机数据采集并处理的结果, 以上两图结果一致, 均可明显地分辨出光刻板的强反射镀膜区及间隙部分, 只是经计算机处理后的图 23 信号噪声大大减小了。当参考臂沿光轴方向偏离焦平面约 25微米 左右时, 干涉信号消失, 如图 23 所示。这一结果验证了相干门的选通作用, 证明我们的实验系统纵向分辨率达到 25微米 。从垂直于反射带和沿反射带方向的扫描数据, 得到光刻板的平面图 25。

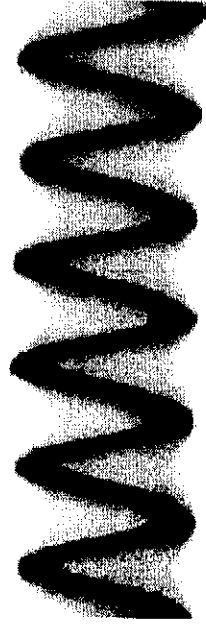


图 20: 示波器上的干涉信号。



图 21: 牛奶中的图片。

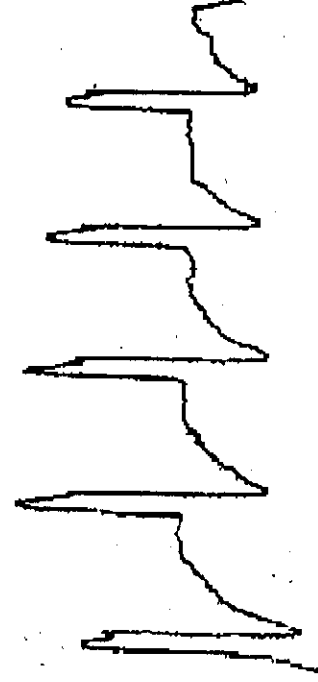


图22: 函数记录仪记录的光刻板的横向扫描图。

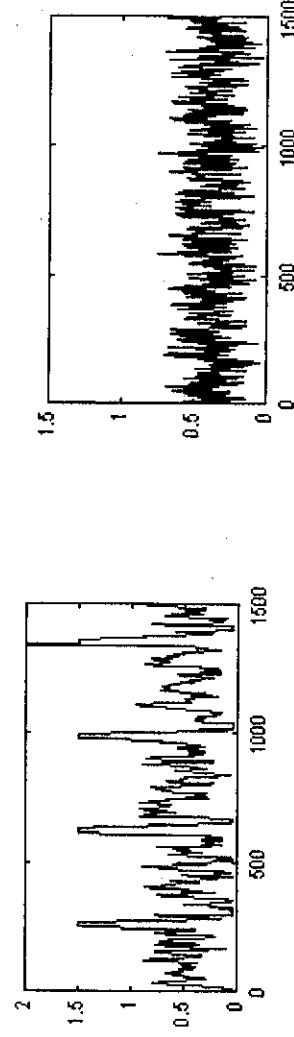


图23: 计算机重构的光刻板的横向扫描图 (30%牛奶乳液)。

图24: 光刻板偏离焦点25微米时的输出信号。

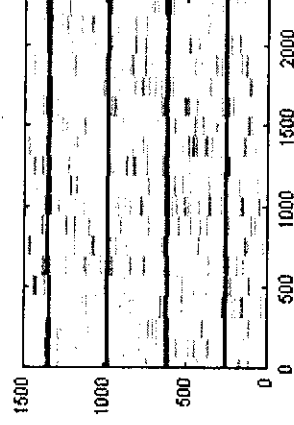


图25: 30%牛奶乳液中光刻板的二维成像结果。

对中空的藕切片进行了光学相干层析成像的三维研究, 藕切片形状及对它的光照射方式示意图如图 26 所示, 入射光沿垂直小孔方向照射, 图像列阵大小为

300×80, 横向扫描步长为 20 微米, 纵向扫描步长为 3 微米, 纵深方向扫描深度 1.2mm, 横向扫描范围 6mm。用 OCT 系统对藕切片进行层析扫描成像, 从干涉信号图形重构得到样品的包含深度方向的二维图像, 在样品内部 200μm 深处有 900μm 大小的空洞, 图 27 为记录下来的灰度图。沿无中空纵深方向, 由于深度的增加, 导致散射次数和吸收的增加, 所以焦平面上样品后向散射光在返回接收端时受到的衰减越来越大, 探测到的信号越来越弱, 直至完全探测不到。当焦平面位于中空部分时, 无后向散射光。随着焦平面纵深推移到中空部位的后表面, 再次到达组织部位, 此时尽管两侧实心部分已因为超过最大探测深度而探测不到后向散射光, 但由于中空部分对光传输的透明性, 空洞后表面更深部分的后向散射光还可以探测得到, 因而得到图 27 所示的灰度图。这一结果证明了 OCT 系统用于三维成像的能力。

将 OCT 系统用于生物组织的成像是 OCT 的应用目标之一, 图 28 展示了鸡小肠的 OCT 断层图, 其中灰度级高的部分对应小肠臂的毛细血管, 被大量的致密脂肪组织所掩埋。

3.6 OCT 系统干涉信号的处理

从信息光学的角度讲, OCT 系统得到的层析图像包含了系统的空间脉冲响应函数的卷积平滑作用, 具有平移不变性。我们以最简单情况进行讨论, 不考虑介质的散射和吸收, 仅从干涉信号的深度成像机制出发, 对 OCT 系统的成像机制进行讨论。从干涉信号的表达式看出, 此空间脉冲响应函数为:

$$h(l-l_s) = \sigma \exp \left[- \left(\frac{2(1-l_s)\sqrt{\ln 2}}{l_{\text{coh}}} \right)^2 \right] \cos[2k_0(1-l_s) + \phi_0] \quad (3.20)$$

其中, l 为 OCT 成像时不同扫描位置的介质光学深度, 在这个深度, 样品臂与参考臂的光程差为零, 即两臂相等。我们所要检测的介质图像为:

$$o(l_s) = \sqrt{R_s(2l_s)} \quad (3.21)$$

OCT 成像得到的深度分辨图像为:

$$i_{\text{OCT}}(l) = \int_0^l h(l-l_s) o(l_s) dl_s + n(l) \quad (3.22)$$

其中, $n(l)$ 为介质各处 OCT 图像的噪声。式 (3.22) 是 OCT 成像过程在空间域的表征式, 显然, 它是一个卷积式与噪声的加和的表示式, OCT 的成像机制可以理解为介质深度分布 $o(l_s)$ 与系统的空间点扩散函数 $h(1-l_s)$ 的卷积与噪声的加和, 即:

$$i_{\text{OCT}}(l) = h(l) \otimes o(l) + n(l) \quad (3.23)$$

在 OCT 图像处理过程中, 目的是从 $i_{\text{OCT}}(1)$ 中解出 $0(1)$ 。这个过程一般称之为解卷积, 在图像处理中经常遇到。若忽略噪声项, 由卷积定理, 得到 OCT 成像过程在空间频率域的表征式为:

$$I = HO \quad (3.24)$$

其中, I 为 OCT 图像的傅立叶变换, H 为系统的传递函数, 是系统空间点扩散函数的傅立叶变换, O 是我们所要检测图像的傅立叶变换。由 (3.24) 式和傅立叶定理可以得到 OCT 图像的重构式:

$$o(l_s) = \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{I}{H} \right) \quad (3.25)$$

其中, $\mathcal{F}^{-1}$ 表示傅立叶逆变换。式 (3.23) 和式 (3.24) 所表示的过程为傅立叶变换解卷积方法。M. D. Kulkarni、C. W. Thomas 和 J. A. Izatt 采用的就是这种方法 [127][155]。但是, 对有噪声项的 (3.23) 式所表达的信号采用这种方法进行解卷积处理, 效果不是很好。对这种信号进行解卷积处理, 可以采用维纳滤波的方法。采用维纳滤波方法进行解卷积处理的过程可以用下式表示:

$$o(l_s) = \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{I}{|H| + \langle N^2 \rangle / \langle O^2 \rangle} \right) = \mathcal{F}^{-1} \left(\frac{I}{|H| + \chi} \right) \quad (3.26)$$

其中, $\langle N^2 \rangle$ 为噪声的功率谱均值, $\langle O^2 \rangle$ 为介质图像的功率谱均值, 因为噪声和介质图像的功率谱均值未知, 所以计算中, 要选择 χ , 它为噪声功率谱均值与介质图像功率谱均值的比值。 χ 值的选取原则是: 当介质散射系数较大时, 趋近于 1, 因为此时噪声功率谱均值较大; 当介质散射系数较小时, 趋近于 0, 因为此时噪声功率谱均值较小。

实验所使用的超辐射管光源发光光谱为 Gauss 函数, 如图 29 所示, 其自相关函数也是 Gauss 形函数。由于光学相干层析成像系统深度方向的卷积特性, 光源光谱导致了干涉信号的平滑, 从而隐藏了样品细节, 因此有必要对实验记录的数据进行解卷积运算, 消除光源的影响, 获得样品的细微结构。图 30 的上图记录的是样品某一位置 (无空洞) 的一维纵向扫描结果, 解卷积后的结果显示在图 30 下图。很明显, 与原信号对比, 逆卷积后图形变得更加尖锐, 信号各峰值代表样品不同的强后向散射深度位置处的干涉信号。

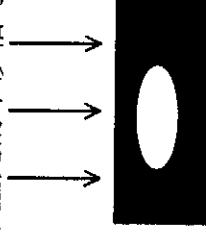


图 26: 藕切片的光照示意图。

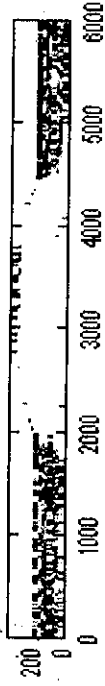


图27: 藕切片的二维纵深断面成像。图像列阵 大小为 300×80 , 横向扫描步长为 20 微米, 纵向扫描步长为 5 微米, 图像大小为 6 毫米 $\times$ 1.2 毫米。



图28: 鸡小肠的 OCT 断面成像图。

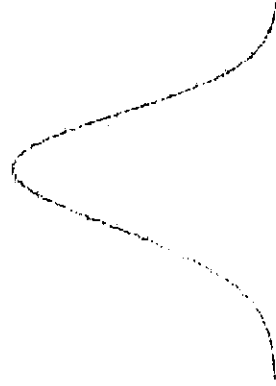


图29: 光源 SLD 的光谱图。

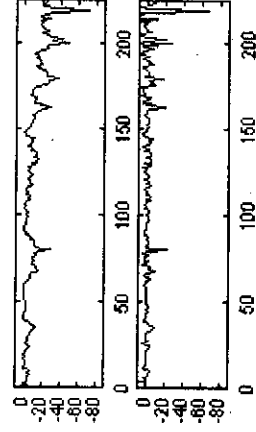


图30: 藕切片一维纵深断面扫描信号及解卷积结果。

3.7 小结

本章介绍了 OCT 系统的工作原理和技术参数, 它是具有高分辨率的弱信号检测系统, 特别适用于对薄组织的三维成像。并运用 Monte Carlo 方法对光学层

析成像的主要问题,如 OCT 成像机制、影响成像对比度、成像深度的因素等进行了研究。模拟结果表明, OCT 的对比度图像主要是由介质折射率分布的局部变化引起的。混浊介质的散射系数和吸收系数只会稍微降低 OCT 图像的对比度。本章还阐述了 OCT 成像系统用于散射介质成像的实验研究;以及 OCT 系统的平移不变性。给出浸泡在牛奶乳油液中的光刻板和藕切片样品的光学层析图像结果,证明了我们的 OCT 系统具有 $25\mu\text{m}$ 的分辨率和 90dB 动态范围的成像能力,动态范围实验值之所以比理论值低是因为所用光源的入射功率低于理论计算假设的 $100\mu\text{W}$ 。为了从噪声中提取微弱信号,并得到高信噪比,在提高光电倍增管的接收灵敏度的前提下,采用了外差检测技术,从而提高层析成像的动态范围。OCT 系统是平移不变系统,本章对藕切片的纵向扫描数据进行了解卷积算法,消除了光源的平滑作用,使细微结构更加清晰。

4 提高确定 OCT 成像位置准确性的方法

4.1 引言

OCT 是实现三维成像的低相干干涉技术, 成像对比度主要由被测组织的局部折射率变化决定, 因而组织内部成像位置的确定非常重要。OCT 系统作为干涉仪, 干涉信号的峰值位置对应于实际参数变化的位置, 所以 OCT 本身可以测量位置。但精确的位置测量依赖于准确地确定干涉信号的峰值位置^[171]。本章主要讨论提高 OCT 系统在位置测量时的分辨率、准确度和重复率。

由于对实验数据采样的不连续性, 干涉信号的峰值可能丢失, 因而位置的测量将存在一定的误差。许多曾经在低相干干涉仪中使用的如干涉条纹质心法能有效提高峰值位置的确定精度, 但它只适合于从宽带噪声中提取稳定的窄带信号。本章第二节提出将曲线拟合法应用在峰值位置的确定上, 可以有效地提高位置测量的重复率。

系统噪声的存在使得干涉信号峰值 (对应于干涉信号中心零级条纹) 的强度与相邻一级条纹的强度差很小以至于很难分辨^{[172]-[176]}。且由于低相干光源通常的多模输出, 将导致样品臂纵向扫描时干涉信号出现多个干涉区, 干涉区的间隔和强度由纵模间隔决定。若相邻干涉区的强度差不够明显, 噪声的存在将会使零级干涉区及零级干涉区中零级条纹的分辨率产生偏差, 进而影响成像位置的判断。本章第三节将讨论我们提出的一种信号处理方法, 它可以有效的扩大零级干涉区与高级干涉区, 以及零级干涉区内中心条纹与其相邻干涉条纹的强度差, 从而提高分辨率中心条纹的准确度, 也就提高了位置测量的准确性, 进而提高系统的准确度, 降低对系统信噪比的要求。

用两个或多个低相干光源构成的组合光源^{[177]-[184]}作为干涉仪光源, 各光源发出的光互不相干, 干涉信号非线形叠加, 导致干涉信号强度重新分布, 选择适合的波长组合, 可以使叠加后的干涉信号峰值位置与单光源干涉信号的峰值位置一致, 但次级条纹的信号强度由于重新分布而使得与峰值信号强度的差增大, 从而更有利于峰值位置的确定, 提高了系统分辨率, 并降低了对系统信噪比的要求。这部分的理论和实验将在第四节讨论。

本章研究结果见参考文献^{[185]-[187]}。

4.2 曲线拟合提高成像位置测量的准确性

4.2.1 曲线拟合方法

OCT 系统的建立基于单模光纤迈克尔逊干涉仪, 如图 15 所示, 通过低相干光的干涉有效地抑制多次散射光子。光源 SLD 的光谱为典型的 Gaussian 分布, 干涉信号的交流部分 I 表示为(4.1)式:

$$I = \exp\left[-\left(\frac{\pi\Delta L}{L_c}\right)^2\right] \cos [B \sin(\omega t) + k\Delta L] \quad (4.1)$$

其中 L_c 是光源相干长度, ΔL 是干涉仪的光程差, B 和 ω 分别是 PZT 的振动幅度和振动频率, t 是时间。干涉信号是强度被 Gaussian 函数调制的余弦函数。对干涉信号采样并转化为数字信号后, 以 $[X_m, I_m]$ 的形式存储在计算机中, X_m 表示纵向扫描位置的采样值, I_m 表示相应干涉信号的采样值。在存在系统噪声的情况下, (4.1)式经整理写成:

$$\Delta I = \exp\left[-\left(\frac{\pi\Delta L + n_p}{L_c}\right)^2\right] \cos [k\Delta L + n_p] + n_l \quad (4.2)$$

其中, n_p 和 n_l 分别是均方根值为 σ_p 和 σ_l 的相位噪声和强度噪声。实际的应用系统中, 相位噪声通常是由于干涉仪的振动、光源漂移和空气振荡引起。强度噪声主要由光源强度变化、探测器的热噪声和霰粒噪声引起。

我们的信号处理将进行以下两步。首先, 从干涉信号找出峰值位置 x_c , 作为精确峰值位置的粗值。在噪声存在的情况下, 由于采样间隔的存在, 峰值位置的确定会有一些误差, 下一步的曲线拟合方法将尽量减小这一误差。将包含信号峰值的余弦周期内的干涉信号拟合成余弦函数:

$$y(x) = a \cos[4\pi(x-x_0)/\lambda] + b \quad (4.3)$$

其中, a 是信号强度, b 是输出的直流成分, x_0 是峰值位置, 设它的初始值为 x_c 。通过调节 x_0 的值, 使得方差和 SSE 最小, SSE 可以表示为:

$$SSE = \sum_m [I_m - y(X_m)]^2 \quad (4.4)$$

若 x_0 被认为是使得 SSE 最小的 x_0 的值, 则最佳拟合曲线表示为:

$$y(x) = a \cos [4\pi(x-x_0)/\lambda] + b \quad (4.5)$$

x_0 是拟合曲线的新的中心位置坐标。采样后的具有噪声的信号可以表示为:

$$X_m = md,$$

$$I_m = a \cos [4\pi(md-X_0+n_p(m))/\lambda] + b + n_l(m) \quad (4.6)$$

其中, m 是整数, d 为扫描步长。 $n_p(m)$ 和 $n_l(m)$ 是第 m 个采样点位置处的相位噪

声和强度噪声, 它们的均方根值分别为 σ_p 和 σ_I 。为了决定干涉信号的中心位置, 参数选择如下: 波长 850nm, 线宽 18nm, 正好是我们 OCT 系统光源 SLD 的参数, 下面介绍曲线拟合的过程。方差和表示为:

$$\begin{aligned} \text{SSE} &= \sum_m (I_m - y(\text{md}))^2 \\ &= \sum_{m=1}^N \{ \text{acos}(4\pi(\text{md} - X_0 + n_p(m))/\lambda) - \text{acos}(4\pi(\text{md} - X_0)/\lambda_a) + n_p(m) \}^2 \end{aligned} \quad (4.7)$$

在 $\sigma_p \ll \lambda$ 和 $\Delta x \ll \lambda$ 的情况下, 式(4.7)可以改写为:

$$\text{SSE} = \sum_{m=1}^N \left\{ -\frac{4\pi a}{\lambda} \sin(4\pi(\text{md} - X_0)/\lambda_a) \times (\Delta x + n_p(m)) + n_p(m) \right\}^2 \quad (4.8)$$

$\Delta x = X_0 - X_0$ 是峰值位置的偏差, N 是拟合曲线包含的点数。使得 SSE 最小的 Δx 的值, 是当 SSE 对 Δx 的一阶导数为零时的值, 也就是说:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\text{SSE})}{\partial(\Delta x)} &= 2 \sum_{m=1}^N \left\{ \left(\frac{4\pi a}{\lambda} \right) \sin(4\pi(\text{md} - X_0)/\lambda) \times (\Delta x + n_p(m)) - n_p(m) \right\} \\ &\times \frac{4\pi a}{\lambda} \sin(4\pi(\text{md} - X_0)/\lambda) = 0 \end{aligned} \quad (4.9)$$

从这个方程解出, 第 i 次测量的中心位置的偏差量 Δx_i 为:

$$\Delta x_i = \frac{\lambda}{4\pi a} \frac{\sum_{m=1}^N n_p(m) \sin(4\pi(\text{md} - X_0)/\lambda)}{\sum_{m=1}^N \sin^2(4\pi(\text{md} - X_0)/\lambda)} - \frac{\sum_{m=1}^N n_p(m) \sin(4\pi(\text{md} - X_0)/\lambda)}{\sum_{m=1}^N \sin^2(4\pi(\text{md} - X_0)/\lambda)} \quad (4.10)$$

很显然, 这一偏差值是与波长有关的, 波长越长, 偏差越大。为分析方便, 假定 $X_0=0$, 方程(4.10)写成:

$$\Delta x_i = \frac{\lambda}{4\pi a} \frac{\sum_{m=1}^N n_p(m) \sin(4\pi \text{md}/\lambda)}{\sum_{m=1}^N \sin^2(4\pi \text{md}/\lambda)} - \frac{\sum_{m=1}^N n_p(m) \sin(4\pi \text{md}/\lambda)}{\sum_{m=1}^N \sin^2(4\pi \text{md}/\lambda)} \quad (4.11)$$

系统的理论分辨率 Δ 表示为:

$$\Delta = \left(\frac{1}{M} \sum_{m=1}^M (\Delta x_i)^2 \right)^{1/2} \quad (4.12)$$

其中 M 为实验测量次数。分辨率是与每次测量数据点数和干涉信号的信噪比 (SNR) 有关的。产生正确的理论分辨率值是很必要的, 所以这里选取 $M=20$, 相位噪声的 RMS 值 $\sigma_p=8$, SNR 等于中心条纹的峰峰值除以强度噪声的 RMS, 即 $2a/\sigma_I$, 计算结果如图 31 所示, 其中三角形、方框、圆点分别代表系统信噪比为 20dB、10dB 和 3dB 的情况。从图中可以看出, 随着曲线拟合点数的增加, 理论分辨率增加, 这是因为曲线拟合通过多次平均消除了随机噪声的影响。拟合点数越多, 噪声影响越小。取 $M=20$ 时, 对应信噪比 20dB, 10dB, 3dB 的分辨率分别为 $5\mu\text{m}$ 、 $6\mu\text{m}$ 、 $8\mu\text{m}$ 。

从式(4.12), 理论分辨率还可以写成:

$$\Delta = \sqrt{D(x)} = \left\{ \left(\frac{\lambda}{4\pi a} \right)^2 \frac{\sum_{n=1}^N \sigma_I^2 \sin^2(4\pi n d / \lambda)}{\left[\sum_{n=1}^N \sin^2(4\pi n d / \lambda) \right]^2} + \frac{\sigma_p^2 \sum_{n=1}^N \sin^2(4\pi n d / \lambda)}{\left[\sum_{n=1}^N \sin^2(4\pi n d / \lambda) \right]^2} \right\}^{1/2} \quad (4.13)$$

其中 $D(\Delta x)$ 是中心位置测量的方差。当采样间隔小于照明光源的平均波长时, 曲线拟合仅覆盖一个条纹, 方程(4.13)重写为:

$$\Delta = \left\{ \left(\frac{\lambda}{4\pi a} \right)^2 \frac{\sigma_I^2 d}{\int_{-\pi}^{\pi} \sin^2(y) dy} + \frac{4\pi d \sigma_p^2 \int_{-\pi}^{\pi} \sin^4(y) dy}{\lambda \left[\int_{-\pi}^{\pi} \sin^2(y) dy \right]^2} \right\}^{1/2} \quad (4.14)$$

所以

$$\Delta = \left(\frac{\lambda^2 \sigma_I^2}{8\pi^2 a^2 N} + \frac{3\sigma_p^2}{2N} \right)^{1/2} \quad (4.15)$$

上式给出了当曲线拟合只覆盖一个条纹时的理论分辨率, 可以很明显地看出, 它随着数据点数的增加而增加, 随相位和强度噪声的均方根值的增加而减小。

4.2.2 藕切片样品的拟合结果

将上一节的曲线拟合方法应用在 OCT 系统对藕切片测量的纵向扫描数据, 减小噪声的影响, 并增加确定样品散射或反射界面时的重复率。图 32 显示了曲线拟合的结果。弯曲是直接由实验数据画出来的, 光滑线是拟合成余弦函数的曲线。每次测量的重复率显示在表 7, D 表示被测位置的平均值, E 表示未进行曲线拟合仅根据最大可见度方法获得的重复率, E 表示进行曲线拟合数据处理过程的重复率。从表 7 可以看出, 未进行曲线拟合时的测量重复率为 $1.3\mu\text{m}$, 拟合后的测量重复率为 $0.4\mu\text{m}$, 有明显的改善。

从本节的理论分析和实际应用中,可以看出曲线拟合是有助于压低系统随机噪声, 提高测量的重复率。

表 7: 位移 D 的测量平均值及多次测量重复率 E 和经曲线拟合的重复率 E'

D(μm)	40.1	21.8	31.5	41.7	19.4
E(μm)	0.6	0.8	0.9	1.3	0.7
E'(μm)	0.2	0.4	0.3	0.4	0.2

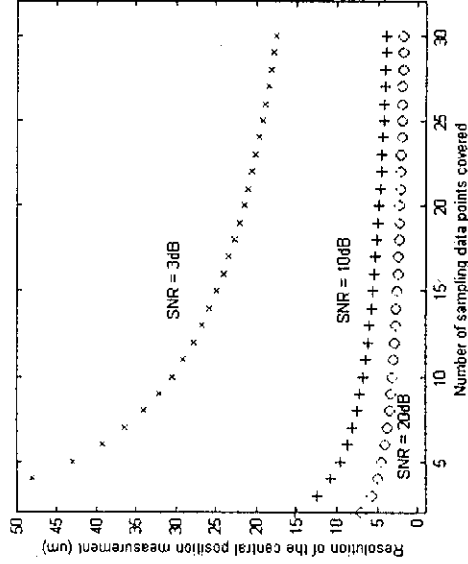


图 31: 系统理论分辨率与采样点数量的关系。

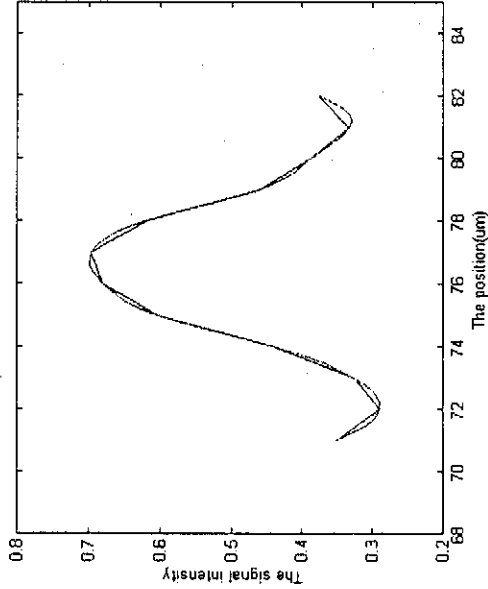


图 32: 藕切片一维扫描部分数据的拟合结果。

4.3 乘方法提高成像位置测量的准确性

4.3.1 乘方法增大干涉条纹强度差

低相干光源典型的功率谱如图 33 所示, 包络为 Gaussian 函数形式 (图 29 仅显示了包络), 纵模为 Lorentzian 形式, 以这种光源构成的干涉仪的干涉信号交流成分 I 为:

$$I = \exp\left(-\frac{\delta' \sigma L}{2}\right) \cdot \sum_{j=-m}^m \exp\left[-2\pi\left(j \frac{\Delta\sigma}{\delta\sigma}\right)^2\right] \cos 2\pi L \sigma_j \quad (4.16)$$

其中, σ_j 为第 j 个纵模的波数, $\delta' \sigma$ 为单纵模的谱宽, $\delta\sigma$ 为 Gaussian 光谱包络的半功率谱宽, $\Delta\sigma$ 为相邻纵模间的波数间隔, L 为干涉仪光程差。这个表达式说明周期性的干涉区将以间隔 $\frac{2\pi}{\Delta\sigma}$ 出现。Gaussian 函数包络决定了各干涉区的形状, 参考干涉臂扫描一个干涉区的范围为:

$$\Delta d = \frac{1}{2} c \frac{2\pi}{\Delta\sigma} = \frac{\lambda_0^2}{2\delta\lambda} \quad (4.17)$$

其中, $\delta\lambda$ 为相邻纵模的波长间隔, λ 为光源的中心波长, c 为自由空间的光速。

第 j 个干涉区的峰值强度为 $\exp\left(-\frac{\delta' \sigma L}{2} j\right) \cdot \exp\left[-2\pi\left(j \frac{\Delta\sigma}{\delta\sigma}\right)^2\right]$ 。可见, 纵模间隔越大, 相邻干涉区的强度差越小。所以在系统噪声存在的情况下, 随着纵模间隔的增大, 零级与次级干涉区的强度差将缩小, 给零级干涉区的分辨带来困难。而且高级干涉区的存在还将位移的测量范围限制在 Δd 内, 否则, 零级干涉区将移到一级干涉区的外面。零级干涉区确定后, 零级干涉区内中心条纹的确定就成为关键。

给归一化的输出信号加上一个单位强度的直流分量, 再乘方, 结果为:

$$I'' = \frac{1}{2^n} \{1 + \exp\left(-\frac{\delta' \sigma L}{2}\right) \cdot \sum_{j=-n}^n \exp\left[-2\pi\left(j \frac{\Delta\sigma}{\delta\sigma}\right)^2\right] \cos 2\pi L \sigma_j\}^n \quad (4.18)$$

其中, $n=1, 2, 3, \dots$ 。此时, 归一化的零级干涉区强度为:

$$I''_0 = \frac{1}{2^n} [1 + \exp\left(-\frac{\delta' \sigma L}{2}\right) \cos 2\pi L \sigma_j]^n \quad (4.19)$$

第 j 阶干涉区的强度为:

$$I''_j = \frac{1}{2^n} \{1 + \exp\left(-\frac{\delta' \sigma L}{2}\right) \cdot \exp\left[-2\pi\left(j \frac{\Delta\sigma}{\delta\sigma}\right)^2\right] \cos 2\pi L \sigma_j\}^n \quad (4.20)$$

每个干涉区的峰值出现在干涉仪光程差 $L=n\Delta d$ 的位置处。

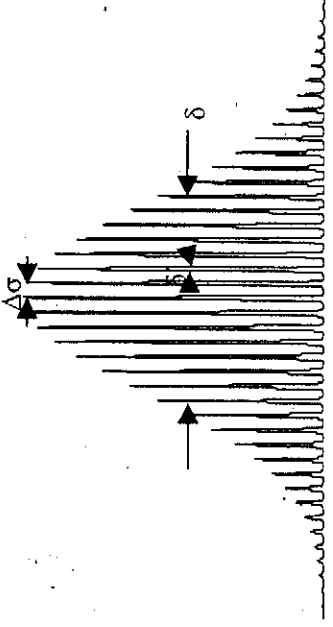


图 33: 典型低相干光源的光谱。
零级与一级干涉区的强度差 $\Delta I_{01}^{(1)}$ 为:

$$\Delta I_{01}^{(1)} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \exp[-2\pi(j \frac{\Delta\sigma}{\delta\sigma})^2] \quad (4.21)$$

这里用 $\Delta I_{0j}^{(n)}$ 表示干涉区的强度加上单位直流并乘方后零级与 j 级干涉区的差。当 $n=2$ 时, 零级与一级干涉区的强度差为:

$$\Delta I_{01}^{(2)} = \Delta I_{01}^{(1)} + \frac{1}{2} \{1 - \exp[-4\pi(j \frac{\Delta\sigma}{\delta\sigma})^2]\}. \quad (4.22)$$

很明显, $\Delta I_{01}^{(2)} > \Delta I_{01}^{(1)}$ 。同理,

$$\Delta I_{01}^{(n)} = \Delta I_{01}^{(n-1)} + \frac{1 - \exp[-2\pi(j \frac{\Delta\sigma}{\delta\sigma})^2]}{2} \cdot \left\{ \frac{1 + \exp[-2\pi(j \frac{\Delta\sigma}{\delta\sigma})^2]}{2} \right\}^{n-1} > \Delta I_{01}^{(n-1)} \quad (4.23)$$

所以有下面的不等式成立:

$$\Delta I_{01}^{(n)} > \Delta I_{01}^{(n-1)} > \dots > \Delta I_{01}^{(2)} > \Delta I_{01}^{(1)}. \quad (4.24)$$

从这个不等式, 可以看到随着 n 值的增加, 零级与高级干涉区的强度差在增加。

零级干涉区确定之后, 来讨论零级干涉区内零级中心条纹的确定。假设噪声的存在只是影响中心条纹和次级条纹的强度, 并未改变中心条纹大于次级条纹这一事实。中心条纹和最大次级条纹的强度分别为 I_c 和 I_s , 则它们归一化的强度差 $\Delta I_{cs}^{(n)}$ 为:

$$\Delta I_{cs}^{(n)} = \left[\frac{1}{2} (1 + I_c) \right]^n - \left[\frac{1}{2} (1 + I_s) \right]^n. \quad (4.25)$$

很明显, 下面的不等式成立:

$$\Delta I_{CS}^{(n)} > \Delta I_{CS}^{(n-1)} > \dots > \Delta I_{CS}^{(2)} > \Delta I_{CS}^{(1)} \quad (4.26)$$

所以零级条纹与边条纹的强度差也随着乘方次数的增加而增大。若噪声的存在改变中心条纹大于次级条纹这一事实, 则由于 $[\cos(2\pi L\sigma_j)]^2 = 2\cos(4\pi L\sigma_j) - 1$, 倍频信号产生, 使得次级条纹的极大值与倍频信号的极小值抵消, 使次级条纹的强度小于中心条纹, 并随着乘方次数的增加, 这一差异越来越大。

为了评估这种方法的效果, 定义判断中心条纹所需的最小系统信噪比为:

$$SNR_{\min} = -10 \log_{10}(\Delta I_{CS}) \quad (4.27)$$

经过信号处理后所需的最小系统信噪比为:

$$SNR_{\min} = -10 \log_{10}(\Delta I_{CS}^{(n)}) \quad (4.28)$$

4.3.2 模拟及实验结果

计算机模拟参数选择波长为波长 850nm, 线宽 18nm。模拟结果如图 34, 其中图 34(a)为初始干涉信号, 34(b)和 34(c)分别为 $n=2, 8$ 时的模拟结果。很明显, 图 34(c)的零级干涉区变得明显突出了。这一过程同样导致了零级干涉区内零级中心条纹与边条纹的差别变得明显, 结果如图 35 所示。其中图 35(a)为零级条纹初始信号强度, 图 35(b)和图 35(c)分别显示了经过 $n=4, 8$ 信号处理后中心零级条纹与次级条纹的差别。图 36 的*代表的曲线显示了系统确定零级条纹所需的最小信噪比随 n 的增加而减小的关系。

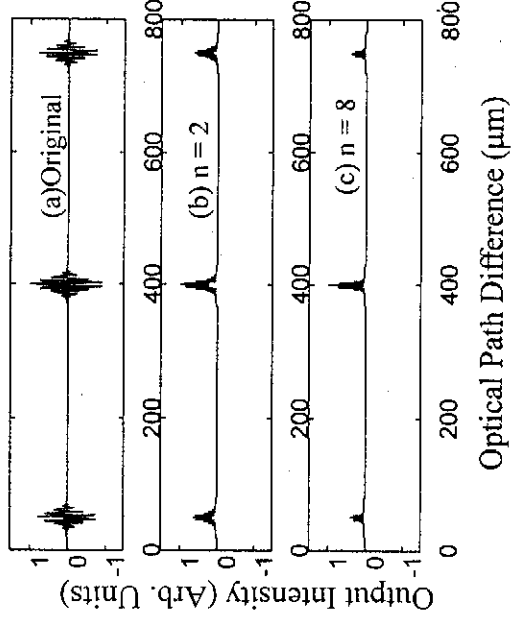


图 34: 模拟初始干涉信号及信号处理结果。
(a) 初始信号; (b) $n=2$; (c) $n=8$ 。

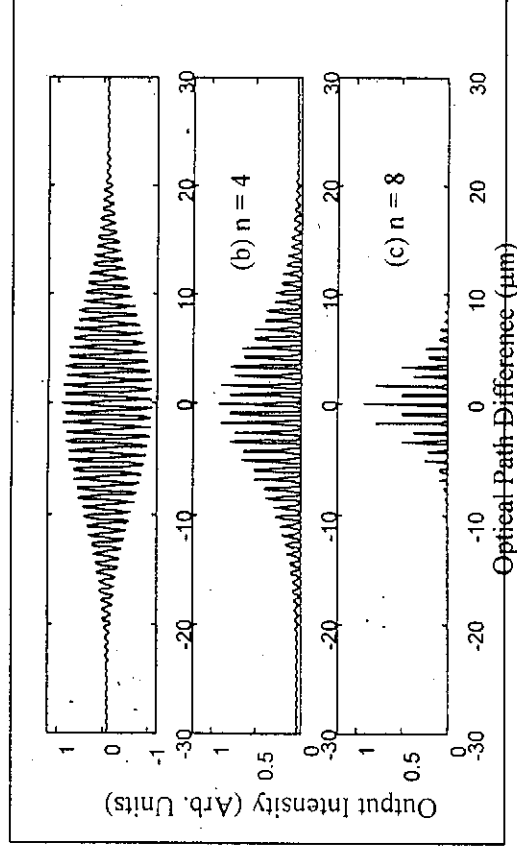
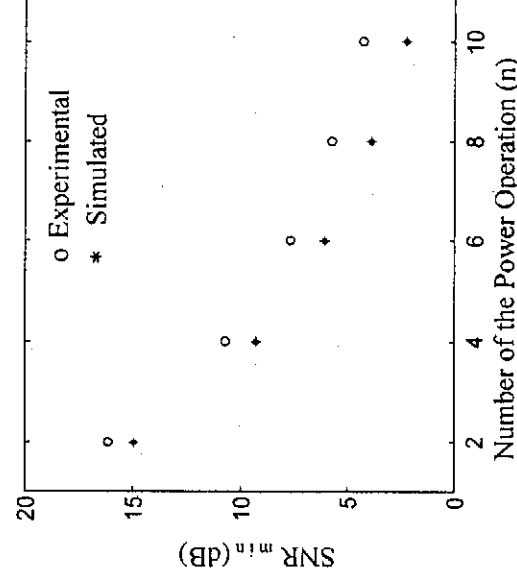


图 35: 零级干涉区的信号。

(a) 初始干涉信号; (b) 信号处理 $n=4$; (c) 信号处理 $n=8$ 。

采用第三章提到的 OCT 系统, 当扫描参考臂的光程时, 得到三个干涉区, 其中两个一级干涉区分别位于零级干涉区两侧 $350\mu\text{m}$ 的位置, 如图 37 (a) 所示, 一级干涉区的强度大约是零级干涉区的 70% 左右。干涉仪的交流信号经过加上单位强度直流再乘方的运算后, 结果如图 37 (b) 和 (c), 零级干涉区很明显。零级干涉区的中心条纹的处理如图 38 (a)、图 38 (b)、图 38 (c) 所示, 与模拟结果一致。随着乘方次数的增加, 确定零级条纹对需要的信噪比大大下降, 如图 36 中的小圆圈代表的曲线。

图 36: 确定零级中心条纹系统所需最小信噪比的值与 n 的关系。

o 代表实验值; * 代表理论值。

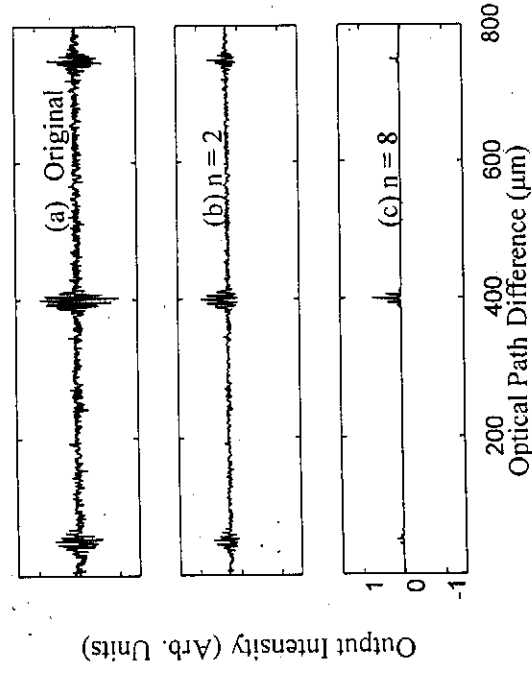


图 37: 实验得到干涉信号及信号处理结果。

(a) 初始信号; (b) $n=2$; (c) $n=8$ 。

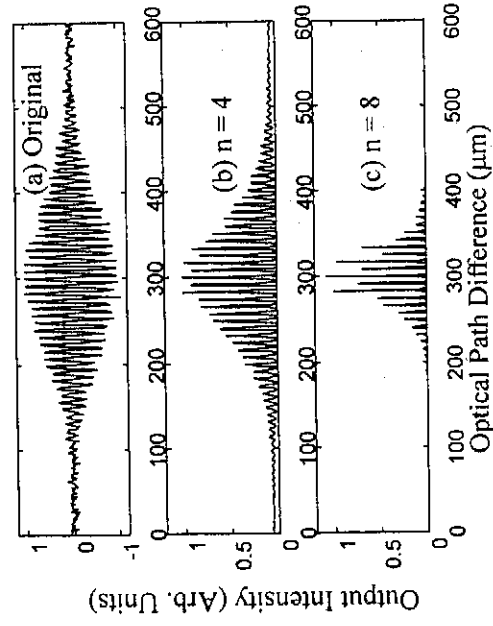


图 38: 实验获得零级干涉区的信号。

(a) 初始干涉信号; (b) $n=4$; (c) $n=8$;

4.4 多波长组合光源提高成像位置测量的准确性

4.4.1 最佳三波长组合光源干涉仪

在干涉仪系统中选用多个低相干光源构成的组合光源替代单光源可以更准确地区分干涉信号中心零级条纹和次级极大条纹。组合光源的使用使干涉信号成为幅度受 Gaussian 函数和慢变余弦函数双重调制的余弦波, 使确定零级条纹位置的最小误差可低于所使用光源的波长。

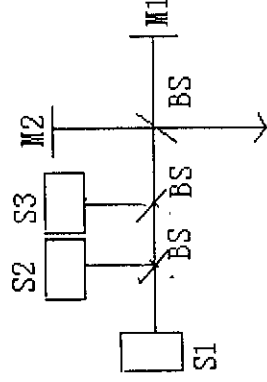


图 39: 三光源干涉仪。

如图 39 所示的普通干涉仪系统, 光源 S1 发出的光被分束器 BS 分成两束, 各自经反射镜 M1、M2 反射后, 在 BS 中重新会合。当干涉仪两臂的光程差在光源的相干长度内时, 发生干涉。设以波长 λ 、相干长度 L_c 的低相干光源 S1 作为输入时, 只考虑干涉信号中心一套条纹包络, 归一化的干涉信号强度交流分量为

$$I_{ac} = \exp[-(2x/L_c)^2] \cos(2\pi x/\lambda) \quad (4.29)$$

其中, x 是干涉仪两臂的光程差。

对两个或三个波长的组合光源, 开放图 39 中的光源 S2 或同时开放 S2 和 S3, 各光源中心波长不同, 互不相干, 组合光源干涉仪输出信号强度是单光源干涉信号强度的非相干叠加。下面就从两波长组合光源着手讨论波长选择的问题, 再延伸到三波长组合的情况。

两光源白光干涉仪输出信号强度为

$$I = I_1 \exp[-(2x/L_{c1})^2] \cos(2\pi x/\lambda_1) + I_2 \exp[-(2x/L_{c2})^2] \cos(2\pi x/\lambda_2) \quad (4.30)$$

其中 I_1 、 I_2 分别是两个光源的入射光强度, 假设 I_1 和 I_2 相等, 且等于单位强度的一半, λ_1 、 λ_2 和 L_{c1} 、 L_{c2} 分别是各低相干光源的中心波长和相干长度。假定两光源相干长度相同, 即 $L_c = L_{c1} = L_{c2}$, 则

$$I = \exp[-(2x/L_c)^2] \cos(2\pi x/\lambda_a) \cos(2\pi x/\lambda_m) \quad (4.31)$$

式中 λ_a 、 λ_m 为波长 λ_1 、 λ_2 的组合量,

$$\lambda_a = 2\lambda_1\lambda_2/(\lambda_1 + \lambda_2)$$

$$\lambda_m = 2\lambda_1\lambda_2/(\lambda_2 - \lambda_1) \quad (4.32)$$

假设两光源波长相差 $\Delta\lambda$, 分 $\lambda_1 > \lambda_2$ 和 $\lambda_1 < \lambda_2$ 两种情况考虑。首先考虑 $\lambda_1 < \lambda_2$, 即 $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, 则

$$\lambda_a = 2\lambda_1 [1 - \lambda_1 / (2\lambda_1 + \Delta\lambda)] \quad (4.33)$$

$$\lambda_m = 2\lambda_1 (1 + \lambda_1 / \Delta\lambda) \quad (4.34)$$

$$\lambda_m / \lambda_a = 1 + 2\lambda_1 / \Delta\lambda \quad (4.35)$$

干涉信号的处理要求找出零级极大条纹的位置, 所以只需比较零级条纹和一级极大条纹的强度。式(4.31)表述了周期为 λ_a 的余弦波, 其振幅受周期为 λ_m 的慢变余弦波调制, 信号强度再受 Gaussian 函数 $\exp[-(2x/L_c)^2]$ 调制。 λ_a 、 λ_m 分别称做振动波长和调制波长。组合光源干涉信号的极大条纹由快变余弦函数的极大值决定。

考虑条纹的峰值值, 零级包络的零级条纹强度为

$$\begin{aligned} I_{00} &= I(0) - I(\lambda_a/2) \\ &= 1 + \exp[-(\lambda_a/L_c)^2] \cos(\pi\lambda_a/\lambda_m) \end{aligned} \quad (4.36)$$

零级包络的一级条纹强度为

$$\begin{aligned} I_{01} &= I(\lambda_a) - I(\lambda_a/2) \\ &= \exp[-(2\lambda_a/L_c)^2] \cos(2\pi\lambda_a/\lambda_m) + \exp[-(\lambda_a/L_c)^2] \cos(\pi\lambda_a/\lambda_m) \end{aligned} \quad (4.37)$$

归一化的一级极强为

$$\begin{aligned} I_{01n} &= I_{01}/I_{00} = \\ &= \frac{\exp[-(2\lambda_a/L_c)^2] \cos(2\pi\lambda_a/\lambda_m) + \exp[-(\lambda_a/L_c)^2] \cos(\pi\lambda_a/\lambda_m)}{1 + \exp[-(\lambda_a/L_c)^2] \cos(\pi\lambda_a/\lambda_m)} \end{aligned} \quad (4.38)$$

I_{01n} 是 $\Delta\lambda$ 的单调递减函数。归一化的中心条纹强度与第一次极强之差为

$$\Delta I_{01n} = (I_{00} - I_{01}) / I_{00} = 1 - I_{01n} \quad (4.39)$$

在白光干涉仪中, 为了精确确定零级条纹位置, ΔI_{01n} 的值必须大于系统噪声, 换言之, 检测信号要求的系统最小信噪比为

$$\begin{aligned} \text{SNR}_{\min}(\text{dB}) &= -10 \lg(\Delta I_{01n}) \\ &= -10 \lg(1 - I_{01n}) \end{aligned} \quad (4.40)$$

它是 $\Delta\lambda$ 的递减函数。

另外, 当信号慢变调制的一级包络的极大条纹大于零级包络的一级极大条纹时, 中心条纹将与其相混淆, 从而提高对检测系统信噪比的要求, 所以此时应考虑一级包络的极大条纹。

假定 $\lambda_m/\lambda_a = n + \delta$, n 是整数, δ 是介于 0 和 1 之间的实数, 一般情况下 n 总是大于 3, 式(4.31)成为

$$I(x) = \exp[-(2x/L_c)^2] \cos(2\pi x/\lambda_a) \cos[2\pi x/(n+\delta)\lambda_a] \quad (4.41)$$

一级条纹包络的极大值为

$$I_{10} = [I(n\lambda_a/2) - I[(n+1)\lambda_a/2]] \\ = \exp[-(n\lambda_a/L_c)^2] \cos[\delta\pi/(n+\delta)] + \exp\{-[(n+1)\lambda_a/L_c]^2\} \cos[(1-\delta)\pi/(n+\delta)]. \quad (4.42)$$

同样, 归一化的 I_{10} 可表示为,

$$I_{10n} = I_{10}/I_{00} = \quad (4.43)$$

$$\exp[-(n\lambda_a/L_c)^2] \cos[\delta\pi/(n+\delta)] + \exp[-(n+1)(\lambda_a/L_c)^2] \cos[(1-\delta)\pi/(n+\delta)] \\ 1 + \exp[-(\lambda_a/L_c)^2] \cos(\pi\lambda_a/\lambda_m)$$

相应地归一化的 I_{10} 与零级条纹之差为

$$\Delta I_{10n} = (I_{00} - I_{10}) / I_{00} = 1 - I_{10n} \quad (4.44)$$

所需的最小信噪比为

$$\text{SNR}_{\min}(\text{dB}) = -10\lg(\Delta I_{10n}) = -10\lg(1 - I_{10n}) \quad (4.45)$$

可见, I_{10n} 也是 $\Delta\lambda$ 的函数。从关系式(4.38)和(4.43)可推得 $I_{10n}(\Delta\lambda)$ 与 $I_{01n}(\Delta\lambda)$ 仅有一个交点, 交点对应的 $\Delta\lambda$ 就是达到最佳分辨率时两光源的最佳波长差 $\Delta\lambda_{\text{opt}}$ 。也就是说, 当波长为 λ_1 和 $\lambda_1 + \Delta\lambda_{\text{opt}}$ 的光源同时照到干涉仪系统时, 在信号处理过程中, 分辨零级条纹将比使用单个光源以及 λ_1 与任何其它波长的光源组合具有更高准确度, 且对探测器信噪比的要求最低。改变初始波长 λ_1 , 同样地可得到与之对应的长波方向的最佳波长差。所以, 对任何波长的低相干光源, 都存在于一个中心波长比它大的另一低相干光源, 二者组成的组合光源作为干涉仪的光源时, 能更精确地确定零级条纹的位置。

同理, 当 $\lambda_1 > \lambda_2$ 时, 令 $\Delta\lambda' = \lambda_1 - \lambda_2$, 则

$$\lambda_a = 2\lambda_1\lambda_2/(\lambda_1 + \lambda_2) = 2\lambda_1 [1 - \lambda_1/(2\lambda_1 - \Delta\lambda')] \quad (4.46)$$

$$\lambda_m = 2\lambda_1\lambda_2/(\lambda_1 - \lambda_2) = 2\lambda_1 (\lambda_1/\Delta\lambda' - 1) \quad (4.47)$$

$$\lambda_m'/\lambda_a = 2\lambda_1/\Delta\lambda' - 1 \quad (4.48)$$

与上面同样的讨论可得出, 对任何低相干光源, 都存在另一个中心波长比它短的低相干光源, 二者同时照到干涉仪后能更精确地确定零级条纹位置。且通过计算机模拟发现, 若对于 $\lambda_1 < \lambda_2$ 的两个光源, 当 λ_2 作为 λ_1 的最佳长波长选择时, 即 $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda_{\text{opt}} |_{\lambda_1}$ 时, λ_1 同时就是 λ_2 的最佳短波长选择, 即 $\lambda_1 = \lambda_2 - \Delta\lambda_{\text{opt}} |_{\lambda_2}$ 。这样, 给定某一波长 λ_1 , 找出其相应的最佳长波长方向的光源波长 λ_{2L} 和最佳短波长方向的光源波长 λ_{2S} , 分别由 λ_1 、 λ_{1L} 和 λ_{1S} 或 λ_1 、 $\lambda_{1L} + (\text{long}) \Delta\lambda_{\text{opt}} |_{\lambda_{1L}}$ 或 λ_1 、 λ_{1S} 、 $\lambda_{1S} - (\text{short}) \Delta\lambda_{\text{opt}} |_{\lambda_{1S}}$ 三个光源构成的组合光源, 将使白光干涉仪系统更精确地确认零级条纹位置, 且比单光源和两光源及其它任何三光源组合对系统信噪比的要求都低, 关于这三个组合中的最佳, 将在下一部分讨论。

考虑条纹包络 $I_e(x) = \exp[-(2x/L_c)^2] \cos(2\pi x/\lambda_m)$, 并定义 $I_e(x)$ 下降到最大值的 $1/e$ 时的光程差的 2 倍为组合光源的等效相干长度 L_{ce} , 即方程

$$\exp[-(2x_0/L_c)^2] \cos(2\pi x_0/\lambda_m) = 1/e \quad (4.49)$$

的解 $2x_0$ 表示组合光源的等效相干长度。

4.4.2 模拟结果

图 40(a)、(b)、(c)、(d)描述了单个低相干光源或组合照明时干涉信号的模拟结果。其中(a)是单光源照明的输出, (b)、(c)是双光源的输出, (d)是三光源的输出。图 40(b)、(c)表明了在两光源系统中, 随着光源波长差 $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ 的增加, 归一化的一次极强 I_{01n} 减小, 但 I_{10n} 却增加, 所以一定存在一个最佳波长差 $\Delta\lambda_{opt}$ 使得组合光源输出 $I_{01n} = I_{10n}$, 此时对系统信噪比要求最低。从图 40 (d) 可以看出, 三波长组合对系统信噪比的要求低于两波长组合。

为了寻找波长 λ_1 的最佳组合 λ_2 , 对一系列 $\lambda_1 < \lambda_2$ 的两光源系统进行了计算, 发现随着波长差的增加, 组合光源的等效相干长度逐渐下降到很小, 如图 41 所示, 说明中心条纹的确定会由于组合光源的使用而更容易, 从而提高系统的分辨率, 但由于此时信号包络被调制, 据此所得的等效相干长度已不能唯一地作为分辨率的标准, 所以虽然从图 41 看出 $\Delta\lambda$ 越大, 等效相干长度越小, 但并不说明系统分辨率将无限提高, 这里存在一个最佳波长组合的问题。

寻找最佳波长差的过程如图 42。设各低相干光源的相干长度为 $60\mu\text{m}$, 对波长 $\lambda_1 = 635\text{nm}$, 在长波长方向, $I_{10n}(\Delta\lambda)$ 与 $I_{01n}(\Delta\lambda)$ 仅有一个交点, 如 (a) 曲线。交点对应的 $\Delta\lambda_{1F} = 80\text{nm}$ 就是两光源的最佳波长差。对波长 $\lambda_2 = 715\text{nm}$, 在短波长方向, I_{10n} 与 I_{01n} 也仅有一个交点, 如 (b) 曲线, 交点对应的 $\Delta\lambda_{1F} = 80\text{nm}$ 就是两光源的最佳波长差。从图中可看出, λ_1 在长波方向的最佳波长差, 正好是 λ_2 在短波长方向的最佳波长差。

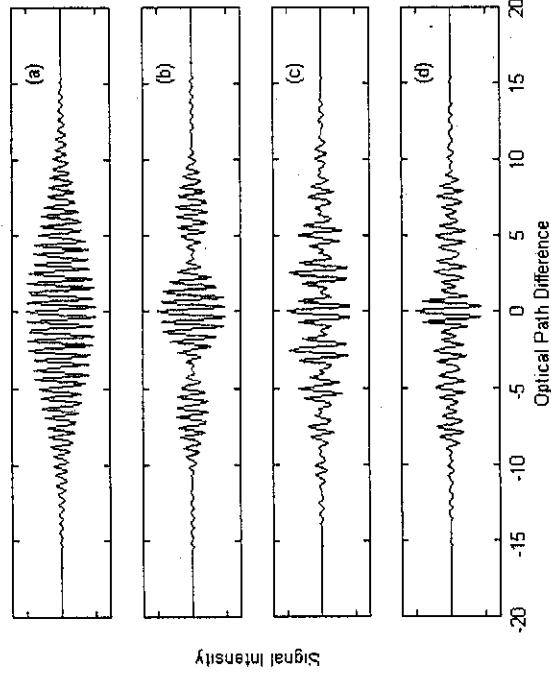


图 40: 单个或组合光源照明时干涉仪干涉信号的模拟结果。
(a) 单光源照明; (b)、(c) 双光源照明; (d) 三光源照明。

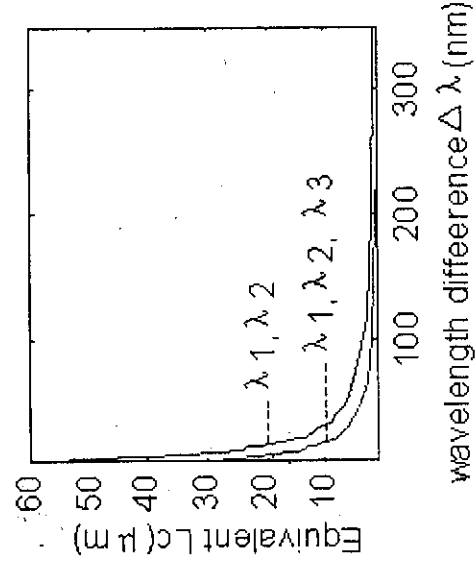


图41: 等效相干长度随波长差的变化。

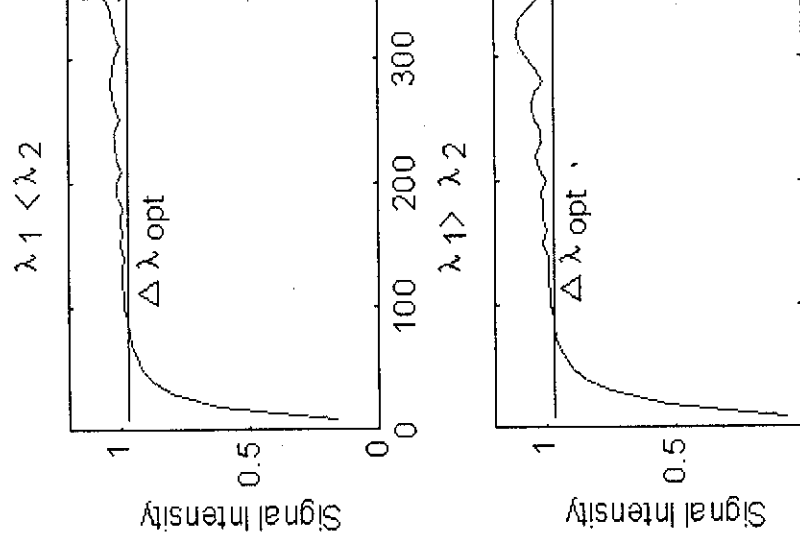


图42: 归一化条纹强度随波长差的变化。

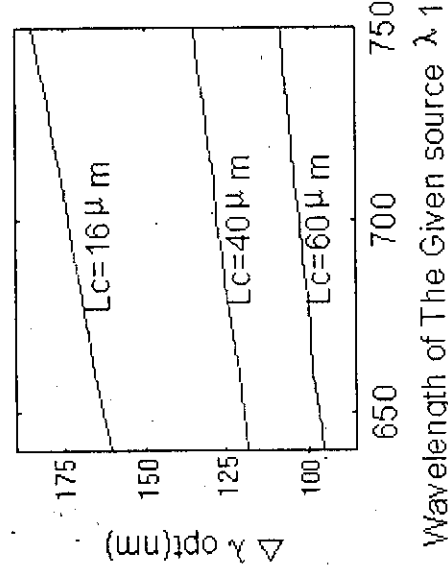


图 43: 最佳波长差随已知波长的变化。

对不同的波长,找出与其组成两光源组合的最佳波长差,并假定各光源有共同的相干长度,画出最佳波长差对波长的变化,如图 43所示。发现最佳波长差是随波长线性变化的。这样,对不同的波长,都可以方便地找出与其组合的最佳波长差。例如,对中心波长 $\lambda_1=635\text{nm}$, $L_c=16\mu\text{m}$ 光源,从图中可推得最佳波长差为 160nm 。改变各光源的共同相干长度,发现同样的波长,相干长度越短的光源,其相应的最佳波长差越大。

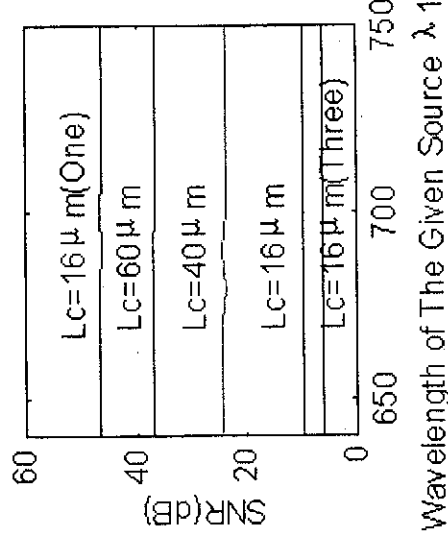


图 44: 最佳波长组合下最小信噪比随给定波长的变化。

图 44表明系统运转于两波长组合光源时,其所需最小信噪比 $\text{SNR}_{\min}$ 随波长的增加而下降。因此,上文提到的几种三光源组合中,由 λ_1 、 λ_{1L} 、 $\lambda_{1L} + (\text{long})\Delta\lambda_{\text{opt}}$ 构成的组合光源是最佳选择。此时,比起单光源系统、两光源系统和其它任何三光源系统,都能更精确地分辨出零级条纹的位置,从而对探测系统的信噪比要求大大降低。另外,相干长度的增加,也会导致 $\text{SNR}_{\min}$ 的增加。例如,对 $\lambda_1=680\text{nm}$, $L_c=16\mu\text{m}$,单光源时 $\text{SNR}_{\min}$ 的值约为 48dB ,两光源最佳组

合时降为 10dB, 最佳三光源的使用将使信噪比降到几个 dB。

4.5 小结

本章讨论了使用曲线拟合、信号处理及组合光源方法, 提高确定零级中心条纹位置的准确性, 也就是确定干涉仪零光程差位置的准确性, 从而提高系统分辨率和测量精度, 降低对检测系统信噪比的要求。

5 白光 OCT 的初步研究

5.1 引言

基于白光光源的干涉技术早已有之,在五六十年代就已用于位移及压强、温度、张力等可转化为位移的物理量的测量^[188]。但随着激光这个高强度的具有很好方向性、相干性光源的出现,逐渐替代了白光光源而在干涉技术中独领风骚。然而近年来,干涉技术的最新进展之一,又回到了过去—使用白光光源^{[189][192]}。白光光源干涉仪可避免数条纹及分辨零级条纹带来的误差,可用于全光纤的光纤传感技术,具有更高的分辨率且不受波长漂移、功率振荡的影响而倍受瞩目。以 SLD 作光源的 OCT 系统具有微米到几十微米级的高分辨率,因而适用于微小物体的检测和人体病变的早期诊断,但由于目前 OCT 系统普遍使用的 SLD 光源,通常带宽为几十 nm,不能获得散射介质的光学参数如散射系数、吸收系数与波长的关系。本文针对这一问题提出了将白光光源用作 OCT 系统光源的新思想。这样通过对干涉信号的分析,介质的反射、吸收、散射等特征参数的空间分布和与波长的关系就可以同时获得^{[193][195]}。特别对于光敏波段不清楚的散射介质,白光的宽光谱带宽,更有利于找出介质的散射波长。

本章介绍了我们使用白光作光源,具有分光特性的彩色层状结构的散射介质作样品,获得不同层次的干涉信号的光学相干层析成像方法,并模拟了具有不同反射波段的红色、蓝色双层介质在单一波长和白光作光源时的干涉信号,探索了使用这种方法测量介质参数的可行性。结论参见论文^[196]。

5.2 白光 OCT 的工作原理

考虑待测介质是对光波长具有选择吸收和散射的双层膜,并假定各层膜中的吸收仍满足比尔定律。以这种多层膜作为样品的迈克逊干涉仪如图 45 所示。白光光源发出的光被准直后照射到分束器上,被分束器反射的部分照射到参考反射镜上,透射部分入射到双层介质上,分别从参考反射镜和介质返回的光在分束器中重新会合,当干涉仪两臂光程差在光源相干长度内时,两束光干涉。假定介

质一次散射特性近似成立,即探测器受光面上接收到的光子仅仅经历了一次散射,之后穿过介质只受到吸收衰减,忽略二次及高次散射。这种一次近似成立的条件是单层散射介质中散射系数与介质最大深度的乘积是微小量,即在稀薄散射介质中近似成立^[208]。吸收和散射都是散射深度和入射波长的函数。采用光谱宽度很宽的白光作干涉仪的光源,并假设光源的频谱特性已知。入射光垂直照射在散射介质上,当介质内部的某一深度正好与参考臂光程匹配时,干涉信号反应这一层的信息。当参考臂沿光轴方向运动时,得到与移动位移(或时间)相关的一组干涉信号数据,分别对应于介质内不同深度的介质与参考镜的干涉。

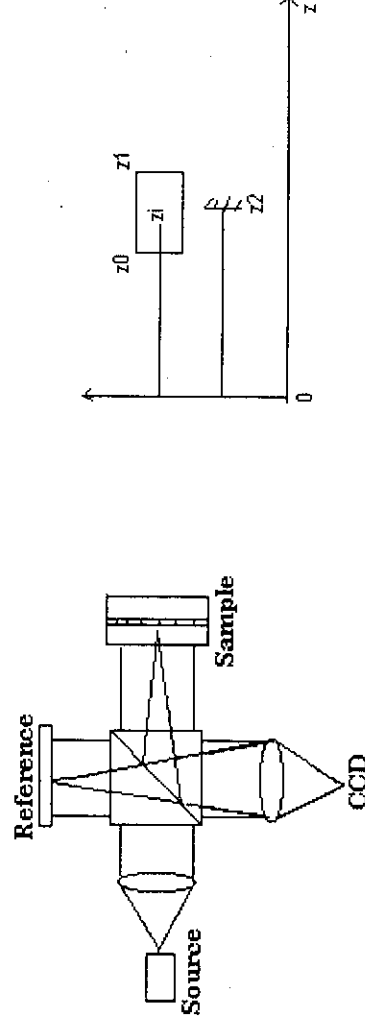


图 45: 白光干涉仪装置图。

图 46: 样品和参考镜的坐标位置示意图。

建立如图 46 所示的坐标系,参考镜的坐标为 z_2 ,样品前、后表面的坐标为 z_0 、 z_1 ,样品内部某散射面坐标 z_i 。如前所述,多层膜各层的散射和吸收是波数 k 和层面深度 z_i 的函数,设 $R(k, z_i)$ 、 $\mu(k, z_i)$ 、 $n(k, z_i)$ 分别是波数 k 的光在深度 z_i 的层面处的散射系数、吸收系数和折射率。则

$$z_0 \text{ 点的入射光} \quad \bar{E} = \beta_1 \bar{E}_0 e^{ikz_0} \quad (5.1)$$

$$z_2 \text{ 点的入射光} \quad \bar{E} = \beta_2 \bar{E}_0 e^{ikz_2} \quad (5.2)$$

其中 β_1 、 β_2 为分束比。样品内 z_i 点的入射光(+z 方向)

$$\bar{E} = \beta_1 \bar{E}_0 e^{ikz_0} e^{ink(z_i - z_0)} e^{(-\int_{z_0}^{z_i} \mu(s) ds)} \quad (5.3)$$

z_i 点的后向反射光为

$$\bar{E}_1 = \beta_1 R(z_i) \bar{E}_0 e^{ikz_0} e^{ink(z_i - z_0)} e^{(-\int_{z_0}^{z_i} \mu(s) ds)} \quad (5.4)$$

在 $0 \sim z_i$ 范围内向负 z 方向传输的反射光为

$z_0 < z < z_i$:

$$\bar{E}_1 = \beta_1 R(z_1) \bar{E}_0 e^{ikz_0} e^{ink(z_1 - z_0)} e^{(-\int_{z_0}^{z_1} \mu(s) ds)} e^{-ink(z - z_1)} e^{(\int_{z_1}^z \mu(s) ds)} \quad (5.5)$$

$0 < z < z_0$:

$$\bar{E}_1 = \beta_1 R(z_1) \bar{E}_0 e^{ikz_0} e^{ink(z - z_0)} e^{(-\int_{z_0}^{z_1} \mu(s) ds)} e^{-ink(z_0 - z_1)} e^{(\int_{z_1}^z \mu(s) ds)} e^{-ik(z - z_1)} e^{(\int_{z_1}^z \mu(s) ds)} e^{-ik(z - z_1)} \quad (5.6)$$

参考臂返回光

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \beta_2 R_2 \bar{E}_0 e^{ikz_2} e^{-ik(z - z_2)} \\ &= \beta_2 R_2 \bar{E}_0 e^{i2kz_2} e^{-ikz} \end{aligned} \quad (5.7)$$

在会合点上光振幅为两光路之和 $\bar{E} = \bar{E}_1 + \bar{E}_2$, 干涉光强为 $I = \bar{E} \bar{E}^*$ 。假定后向散

射包含相位变化, 令 $R(z_1) = \bar{R}(z_1) e^{i\varphi}$, 干涉信号交变成分为

$$\begin{aligned} \Delta I &= \text{Re}(\bar{E}_1 \bar{E}_2^*) \\ &= 2\beta_1 \beta_2 R_2 \bar{R}(z_1) E_0^2 \exp\left(-\int_{z_0}^{z_1} \mu(s) ds\right) \cos[2k(z_0 - z_2) + 2nk(z_1 - z_0) + \varphi] \end{aligned} \quad (5.8)$$

考虑样品的多个散射面, 但忽略各散射面之间的干涉, 因为它不会随参考面扫描位置的不同而改变, 仅提供干涉信号的直流成分, 所以只考虑各散射面与参考臂的干涉。设光源的功率谱密度为 $G(k)$, k 为波数。检测到的干涉信号为

$$i = 2\beta_1 \beta_2 R_2 E_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} G(k) dk \int_{z_0}^{z_1} \bar{R}(z_1) H(k) \exp\left(-\int_{z_0}^{z_1} \mu(s) ds\right) \cos[2k(z_0 - z_2) + 2nk(z_1 - z_0) + \varphi] \quad (5.9)$$

其中, $H(k)$ 是检测器的仪器函数。从(5.9)式可以看出, 干涉信号不仅包含了不同位置后向散射光的贡献, 而且包含了不同频率成分对散射的贡献。通过在光路中加中心波长连续可调的窄带滤波器, 相当于(5.9)式中的被积函数再乘上滤波器函数, 对应多层膜的物理参量及其光谱特性就可以得到。

5.3 模拟及实验结果

模拟实验采用图 45 所示的实验系统, 光源为波长从 400nm~900nm, 相干长度约 1 μ m 的灰体辐射光源, 以及中心波长 850nm、线宽 18nm、相干长度约 25 μ m 的普通 Gauss 型 SLD 作光源。样品采用红色、蓝色双层结构, 如图 45 所示, 假定各层膜仅有前表面和后表面散射, 吸收系数在整个光谱范围内较平滑, 且红、

蓝两层的折射率和厚度如表 8 所示, 各层的光谱透射特性如图 47 所示。当使用

表 8: 各层折射率和样品厚度

	Red sheet	Glued sheet	Blue sheet
Optical thickness	15.5 μm	19.2 μm	8 μm
Refractive index	1.55	1.42	1.48
Calculated thickness	10 μm	13.5 μm	5.4 μm

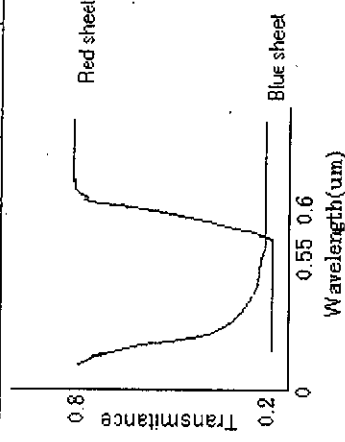
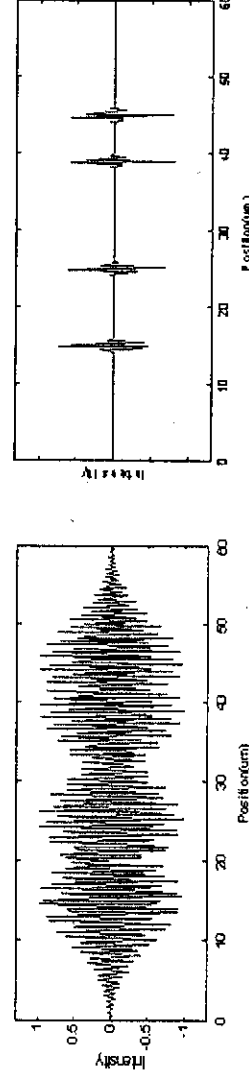


图 47: 样品的光谱透射率。



a. SLD 光源

b. 灰体辐射光源

图 48: 彩色双层样品的模拟干涉信号。

较窄带 Gauss 形光源时, 模拟接收面的干涉信号如图 48(a)所示, 使用宽带灰体辐射光谱作光源时, 模拟的接收面的干涉信号如图 48(b)所示, 各信号强度峰值对应于折射率局部变化的界面。可见 Gauss 波形光源的干涉信号包络比白光光源干涉信号包络平滑, 白光光源干涉信号更容易分辨出峰值, 这与实际情况相符合。白光光源包含了很宽的频率成分, 干涉长度极短, 因而干涉信号包络即光源的自相关函数比较尖锐, 所以在确定散射面位置时, 白光光源的干涉仪系统分辨率更高。假定在光路中加入通带 4nm 的 Gauss 形带通滤波器, 此时带通滤波器即作为(1)式中的仪器函数 $H(k)$, 得到的干涉信号如图 49, 与图 48(a)结果一致, 说明白光作光源可得到介质光学参数与波长的关系。从 0.4 μm 到 0.9 μm 连续变化滤波器的中心波长, 并扫描参考臂位置, 分别作为坐标系的 Y 轴和 X 轴, 干涉

信号如图 50 所示, 从图中可明显看出随波长变化并扫描参考臂时干涉信号的变化情况。

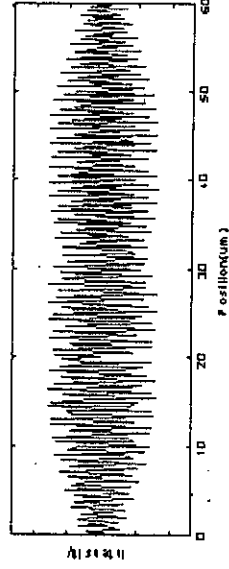


图 49: 加上滤光片后的干涉信号。

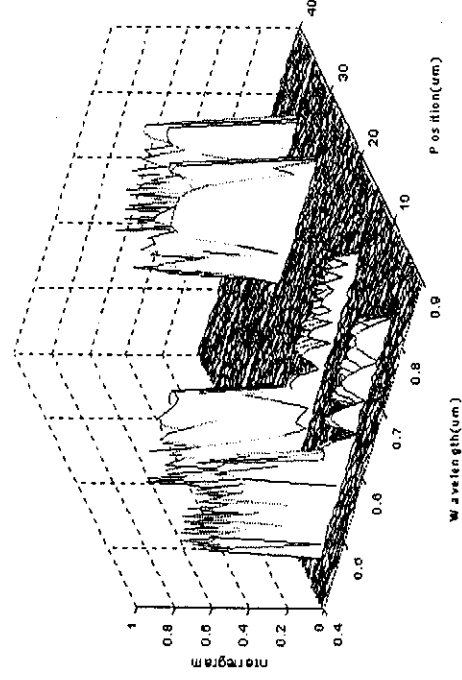


图 50: 干涉信号强度与纵向位置及波长的关系。

分别以镍和铜材料制作的硬币作为待测样品, 测出镍的散射系数与波长的关系如图 51(a) 曲线所示, 铜的散射系数与波长的关系如图 51(b) 曲线所示。

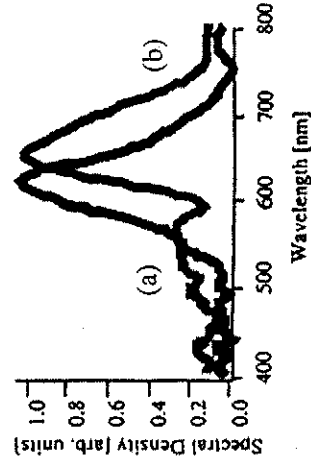


图 51: 散射系数与波长的关系。(a) 镍币; (b) 铜币。

5.4 小结

本章提出了用白光作为相干层析成像系统光源的新思想,计算机模拟结果表明与普通 SLD 作光源的 OCT 系统相比,由于白光具有很宽的光谱带宽,因而用作干涉仪的光源,将使系统具有更高的纵向分辨率。对于光灵敏波段不清楚的样品,白光的宽波段具有合适的符合介质散射和吸收的波段,从而有利于对样品成像,进一步了解样品特性。因而白光 OCT 不但可以得到散射、吸收等物理量的空间信息,更可以得到光学参数随波长的变化关系。为进一步了解介质的组成和结构提供了新的依据,这是普通 OCT 系统所不具有的优点。

6 散射介质折射率和物理厚度的同时测量

6.1 引言

用一种简单且非入侵的方法测量生物组织的折射率将对医学诊断和医疗有很大的帮助。如组织角质层的折射率反映了组织的水合作用。对组织折射率的了解是理解光在组织中传输的基本要求^[125], 而光在组织中传输的知识是更好地进行激光治疗和外科应用的基础。在 OCT 系统中, 折射率的局部差异是影响层析成像对比度的决定因素。

较早关于折射率研究的报道是测量掩埋在组织中的多模裸光纤出射光的角向分布^[208], 在这个研究中, 脱去包层的多模光纤侵入均匀组织中, 以组织作为其新的包层。波长 632.8nm 的红光耦合进光纤, 在光纤的输出端测量出射光强的角向分布。这种方法测得瘦肉折射率为 1.412, 脂肪组织折射率为 1.455。它的主要缺点是在折射率测量的同时破坏了被测组织的结构。其它传统的透明样品的折射率测量方法, 如白光干涉仪、棱镜色散、平面反射方法的应用受到组织散射多样性的影响, 不能准确获得测量结果。

Gahm 和 Witte 曾进行了活体透明组织折射率的测量。他们用共焦显微镜聚焦在薄的透明组织层, 样品沿着光轴方向移动使焦点位于不同的组织层时, 通过测量移动的位移, 应用折射率界面的折射条件, 折射率可以被计算出来, 但这种方法必需在已知样品厚度的情况下进行测量, 无法作到折射率和样品厚度的同时测量。使用光学相干层析成像系统则可以同时测量样品折射率和厚度^{[156]-[160]}。

光学方法通过光程测得的厚度多为光学厚度, 即折射率和物理厚度的乘积, 本章将描述使用光纤式 OCT 系统将折射率和物理厚度从光学厚度中分离出来, 而实现非入侵地进行样品折射率和厚度的同时测量。这是一种不同于以往的新测量方法, 它通过在样品的纵向扫描过程中追踪共焦系统物镜焦点的位置, 间接测得样品折射率, 并同时获得样品的物理厚度, 实验结果参考文献^{[161]-[168]}。

然而 OCT 用于三维层析成像和样品折射率和物理厚度的同时测量, 存在三个缺点:

1. 在测量过程中, 为了获得光程的数值, 必需扫描参考臂或样品臂; 在测量样品折射率的过程中, 为了使物镜聚焦在样品的各个折射率界面并调节参考臂和样品臂光程匹配, 必需扫描干涉臂。这将导致较长测量时间, 不可能作到快速

或实时测量,因而限制了这一技术在实际中的应用。

2. 在 OCT 技术中为了获得高空间分辨率而使用的宽带光源将导致样品色散,因而影响色散介质折射率测量结果的准确性。

3. 宽带光源的相对低的入射功率使得可探测深度小,限制了测量范围。

为了克服这些缺陷,我们提出了一种新的方法,它采用了波长扫描技术^[164]^[168]或者说用波长调制的连续光源替代 OCT 系统中的宽带光源。在这种方法中,光程的决定直接通过测量干涉信号的相移或拍频而获得,而相移或拍频产生于连续可调谐激光器的波长扫描。这种方法的优点是:(a)可以测量超过波长数值的绝对位移量。(b)无须任何扫描或移动部件就可实现三维成像和光程测量。这一技术有许多应用,如无扫描位移测量^[164]、面形或阶梯表面测量^[168]、透明介质的层析成像^[165]^[167]和折射率测量^[160]等。

广泛使用的可调谐激光器是激光二极管(LD)和染料激光。为获得高分辨率,要求激光器具有宽的调谐范围。通常,染料激光器要求光栅的机械移动或双折射滤波器,调制速度较低,经常达不到要求。LD 通过注入电流调制实现波长调谐,具有较高的调制速度,但通常的无跳模的波长调谐范围很小(大约 0.1nm),从而空间分辨率很低,可以与信号外差检测技术结合或给光源加入外腔形成外腔激光器增加波长扫描范围来提高分辨率。注入电流调制一般有正弦和线性两种,但正弦调制将涉及很多光学元件,且信号处理过程复杂。本章将描述我们使用线性调制 LD 无需任何扫描实现高分辨率三维成像的新方法,并将它应用到非入侵地测量样品厚度和折射率的研究中。

6.2 OCT 系统同时测量样品折射率和物理厚度

6.2.1 样品折射率和物理厚度同时测量的原理

以光纤式低相干 Michelson 干涉仪来介绍折射率和厚度同时测量的原理,低相干体光学干涉仪测量原理与此相同。折射率的测量通过焦点的追踪来实现。典型的低相干干涉仪如图 15 所示的 OCT 系统,从 SLD 发出的光被光纤传导、分束,其中样品臂的一束经共焦系统准直后聚焦在被测样品的表面,参考臂的一束经准直后照在反射镜上。首先遮挡住参考臂反射镜,调节样品使其前表面位于焦平面上,并使作为接收器的光电倍增管接收到从样品表面反射回来的光达到最强。再去除参考臂反射镜的遮挡,调节样品臂与参考臂的光程匹配,检测器接收到最大干涉信号,记录下参考臂反射镜的位置。再次遮挡住参考臂反射镜,并沿光轴方向向着物镜纵向移动样品,直到从光电倍增管观察到样品后表面的反射光,且达到最大值,则此时焦平面位于样品的后表面,记录下样品移动的位移 z 。去除参考臂反射镜的遮挡,此时样品臂与参考臂光程不再匹配,要再次发生干涉,必需重新调节参考臂光程。当参考臂移动到某一位置,重新满足光程匹配条件,再次发生于

涉并获得最大干涉信号,此时参考臂作了相应的位移 Δz 。这一过程如图 52 所示,其中虚线为样品前表面位于焦平面上时样品的位置,实线为焦平面位于样品后表面时样品的位置。考虑样品移动前后样品臂的光程变化,及与参考臂的光程匹配,各位移量存在下面的关系:

$$n_1 t = z + \Delta z \quad (6.1)$$

因为涉及到光传输,所以其中的 n_1 是样品的群折射率, t 是样品物理厚度。另外,入射光在两个不同的折射率界面会发生光的折射,满足斯涅尔定律,其中涉及到相位折射率,相位折射率与群折射率之间存在色散引起的微小差异,但对于通常的非色散样品,折射率随波长的变化很小,例如水的群折射率和相位折射率在波长 1300nm 处的变化只有 1.6%^[209],因而这里我们不区分群折射率和相位折射率,这样斯涅尔定律可以表示为:

$$\sin \theta = n_1 \sin \phi \quad (6.2)$$

其中, θ 、 ϕ 分别为折射率界面的入射角和折射角。在图 52 中由折射率界面、光轴分别与折射光线及入射光线的延长线构成的两个三角形中,存在如下的几何关系:

$$z \tan \theta = t \tan \phi \quad (6.3)$$

从表达式 (6.1)、(6.2) 和 (6.3), 就可以推导出包含样品折射率的表达式:

$$n_1 \sin \left\{ \tan^{-1} \left[\frac{n_1 z \tan \theta}{z + \Delta z} \right] \right\} = \sin \theta \quad (6.4)$$

即:

$$n_1 = \left[\sin^2 \theta + (1 - \sin^2 \theta) \left(\frac{t}{\Delta z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (6.5)$$

其中 $\sin \theta$ 即是共焦系统靠近样品的物镜的数值孔径。从上式可知,在已测得各位移量的情况下,样品折射率 n_1 就可以由式 (6.5) 求出。再利用 OCT 系统所测得的光学厚度 $n_1 \times t$ 和从式 (6.5) 求出的折射率 n_1 , 就可获得样品的实际厚度 t 。

对于多层介质,采用同样的方法,物镜逐步聚焦在样品的不同层次的界面,则各层折射率的表达式可以类推得到:

$$\begin{aligned} n_0 \sin \theta &= n_1 \sin \left\{ \tan^{-1} \left[\frac{n_1 z \tan \theta}{z + \Delta z} \right] \right\} \\ &= n_2 \sin \left\{ \tan^{-1} \left[\frac{n_2 z \tan \theta}{z + \Delta z} \right] \right\} \\ &= \dots \\ &= n_i \sin \left\{ \tan^{-1} \left[\frac{n_i z \tan \theta}{z + \Delta z} \right] \right\} \end{aligned} \quad (6.6)$$

对于有色散的样品,需要采用另外的方法先测得样品厚度的情况下,再区别群折射率和相位折射率,将在 6.3 节介绍。

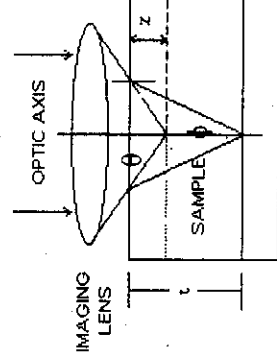


图 52: 焦点追踪图。

6.2.2 测量结果

使用上一节所描述的方法对多模光纤和新鲜藕切片样品的折射率和厚度进行了测量。首先,对样品进行纵向扫描,获得干涉信号,干涉信号的突变峰值对应于介质内部的折射率局部变化,依此确定折射率界面的大致位置。以多模光纤作样品,入射光按如图 53 的方式照射样品。多模光纤的纵向扫描干涉信号有四个峰值和两个峰谷两种情况,如图 54 (a)、(b) 所示,四个峰值对应四个折射率界面,依次分别为、包层芯层界面、包层芯层界面、包层外表面,两个峰谷对应两个光纤包层外表面与空气的界面。图 55 是多模光纤相对于物理厚度的灰度图。

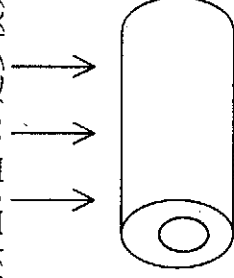


图 53: 光纤照明方式。

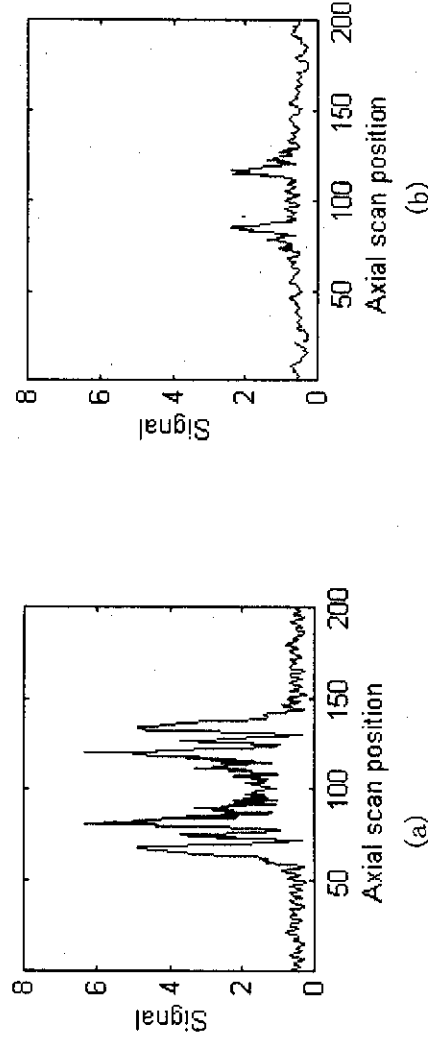


图 54: 纵向扫描得到的干涉信号。(a) 四次折射率突变。(b) 两次折射率突变。

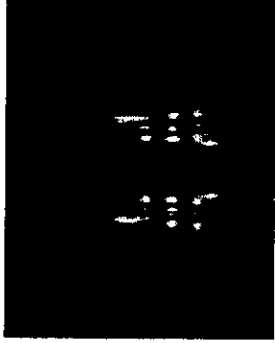


图 55: 多模光纤横断面对于物理厚度的 OCT 灰度图。

表 9: 折射率和厚度的同时测量 ($\lambda=850\text{nm}$)

Material	Compared values		Thickness (μm)			Measured values	
	n_i	n_o	t_1	t_2	t_3	n_i^*	n_o^*
Multitude fiber	1.453	1.462	35	54	35	1.455	1.462
Lotus root	1.410	1.000	200	900	300	1.410	1.025

n_i : 外层介质折射率; t_1 : 纵向扫描第一层的厚度; n_o : 内层介质折射率
 t_2 : 纵向扫描第二层的厚度; t_3 : 纵向扫描第三层的厚度

6.3 波长扫描干涉仪用于透明介质折射率和厚度的测量

6.3.1 波长扫描干涉仪

采用如图 56所示的体光学迈克逊干涉仪进行物理厚度与折射率的分别测量。从可调谐 LD 激光器发出的光被准直透镜 CL 准直后, 透过分束器 BS1 的部分照射在分束器 BS2 上被分成两束, 其中反射部分照射在反射镜 M1 上, 透射部分再透过分束器 BS3 照射在样品和反射镜 M2 上, 样品放置在反射镜 M2 的前面。分别从反射镜 M1 和 M2 以及样品前后表面反射回来的光在分束器 BS2 中重新会合产生干涉条纹, 信号被光电二极管 PD2 接收。从反射镜 M2 和样品前后表面反射回来的光被分束器 BS3 反射, 信号被光电二极管 PD1 接收。光电二极管接收的信号经 A/D 转换器转换成数字信号, 输入到个人计算机 PC 中进行数据处理。

具有调制幅度 I_m 、调制周期 T_s 的三角波调制信号注入到光源 LD 中。注入电流的调制产生光频或波长的调谐, 波长调谐范围可表示为:

$$\Delta\lambda = \alpha I_m \quad (6.7)$$

其中 α 是电流调谐率，是个常数。相应的光频调谐范围为 Δf 。设 LD 未调制时的输出中心波长为 λ ，参与干涉的干涉仪两臂有光程差 L ，干涉信号的相位随时间变化的关系可表示为方程(6.8)：

$$\phi(t) = \frac{2\pi L}{\lambda} - \frac{2\pi\beta L t}{\lambda^2} = \phi_0 + 2\pi f_s t \quad (6.8)$$

其中 $\phi_0 = 2\pi L/\lambda$ ， $\beta = \alpha I_m / cT_s$ 。拍频 f_s 与各个参数的关系见

图 57，可以表示为：

$$f_s = -\beta L / \lambda^2 \quad (6.9)$$

从以上的表达式可以看出线性波长扫描产生常数拍频 f_s ，且拍频正比于干涉仪光程差 L 。通过测量干涉信号的拍频 f_s 可以计算出光程差 L 。而干涉信号的拍频可以通过计算机傅立叶变换得到。

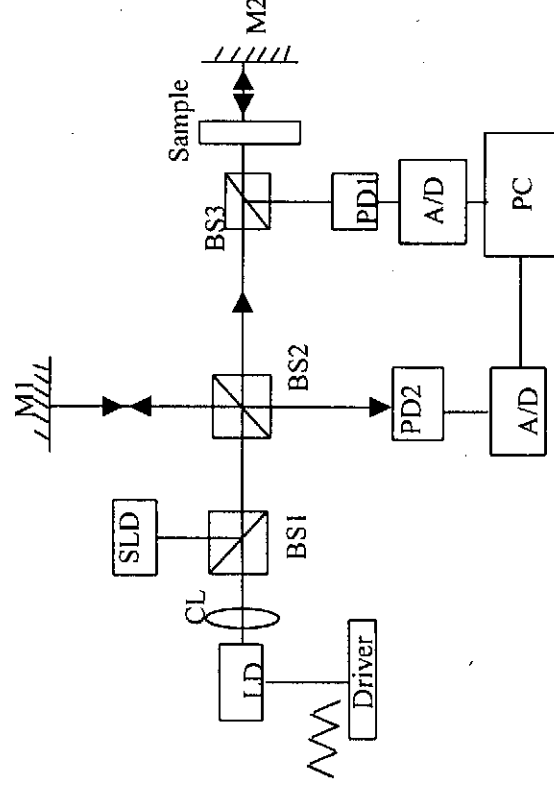


图 56: 用于测量厚度与折射率的体光学迈克尔逊干涉仪。

然而，调谐波长与注入电流的线性关系并不一定严格成立，它受外界温度、湿度等条件的影响，且随时间 t 变化，也就意味着 β 是随时间 t 变化的，将这个变化表示为：

$$\beta(t) = \beta_0 + \Delta\beta(t) \quad (6.10)$$

其中， β_0 为表达线性关系的常数项， $\Delta\beta(t)$ 定义了随时间 t 变化的非线性调谐关系的偏差。这将导致干涉信号的相位也随时间变化，设 $f_s = -\beta_0 L / \lambda^2$ ，相位可重新表示成：

$$\phi(t) = \phi_0 + 2\pi f_s t + \theta(t) \quad (6.11)$$

其中，

$$\theta(t) = -2\pi L \Delta\beta(t) t / \lambda^2 \quad (6.12)$$

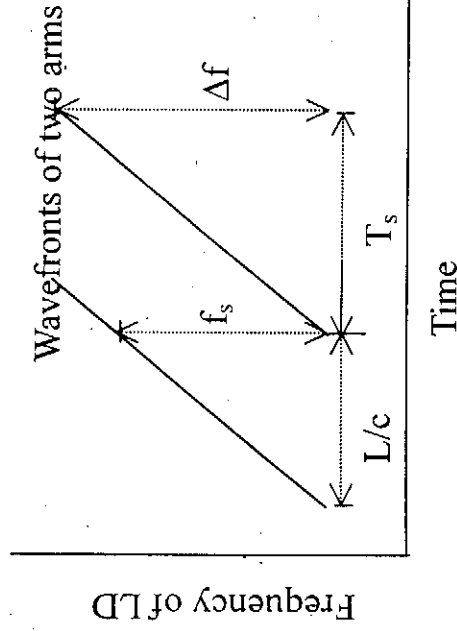


图 57: 拍频表达式与各参数的关系。

为了获得拍频的数值而对干涉信号进行傅立叶变换的方法将因为 β 和 λ 的值不能准确求得而导致测量结果的误差。为解决这个问题,我们采用参考技术。将 LD 光源用作两个干涉仪的光源,且其中一个干涉仪的光程差已知为 L_R 。参考干涉仪相移为:

$$\phi_R(t) = \phi_{R0} + 2\pi f_R t + \theta_R(t) \quad (6.13)$$

其中, $\phi_{R0} = 2\pi L_R / \lambda$, f_R 定义为 $-\beta_0 L_R / \lambda^2$, 且

$$\theta_R(t) = -2\pi L_R \Delta\beta(t) t / \lambda^2 \quad (6.14)$$

则待测干涉仪光程差表示为:

$$L = L_R f_s / f_R \quad (6.15)$$

这样可以消除 β 和 λ 值不能准确求得而导致的误差。但拍频与电流线性关系将因 β 和 λ 值随时间变化而遭到破坏,影响测量结果。下面用瞬时角频率计算光程来消除这一影响。对干涉信号的相移进行微分求得待测光程差和参考光程差分别对应的瞬时角频率:

$$\omega_s(t) = \frac{d\phi(t)}{dt} = -\frac{2\pi L}{\lambda^2} \left[\alpha_0 + \frac{d\Delta\alpha(t)}{dt} t \right] \quad (6.16)$$

$$\omega_R(t) = \frac{d\phi_R(t)}{dt} = -\frac{2\pi L_R}{\lambda^2} \left[\alpha_0 + \frac{d\Delta\alpha(t)}{dt} t \right] \quad (6.17)$$

两式相除可以得到:

$$L = \left[\frac{\omega_s(t)}{\omega_R(t)} \right] L_R \quad (6.18)$$

很明显,虽然非线性性的电流波长特性导致干涉信号瞬时角频率 $\omega_s(t)$ 和 $\omega_R(t)$ 随时间变化,但它们的商却不随时间变化。这样,光程差 L 就可以从已知的参考光程差

L_R 和瞬时角频率求出, 不受 β 和 λ 随时间变化的影响。

6.3.2 测量范围和分辨率

测量范围和分辨率与光源波长的调制范围有关^[168]。这里通过考虑干涉信号的一般特性来讨论分辨率和测量范围。随着激光波长变化, 干涉信号表现出周期性, 周期为

$$\Delta k = k_0 = \pi/L \quad (6.19)$$

其中 Δk 为波矢扫描范围。纵向分辨率 δL 就是当干涉信号周期 k_0 等于光源的最大调节范围 $\max(\Delta k)$ 时的光程差, 即

$$\begin{aligned} \delta L = \pi / \max(\Delta k) &= \lambda_{\max} \lambda_{\min} / 2 (\lambda_{\max} - \lambda_{\min}) \\ &= \lambda_{\min} (\lambda_{\min} + \Delta \lambda) / 2 \Delta \lambda \end{aligned} \quad (6.20)$$

其中, $\lambda_{\min}$ 是波长扫描的最小值, $\Delta \lambda$ 是整个波长调制范围。可见分辨率是随调制范围的增大而提高的。测量范围 $\max(L)$ 的限制主要来自于波数扫描的步长, 即当 k_0 等于波数扫描步长时的光程差, 即:

$$\max(L) = \pi / \delta k = \lambda^2 / 2 \delta \lambda \quad (6.21)$$

这里 $\delta \lambda$ 是波长扫描步长, 且通常 $\delta \lambda / \lambda \ll 1$, 所以利用波长扫描光源测量光程的技术的测量范围远远大于波长量级。

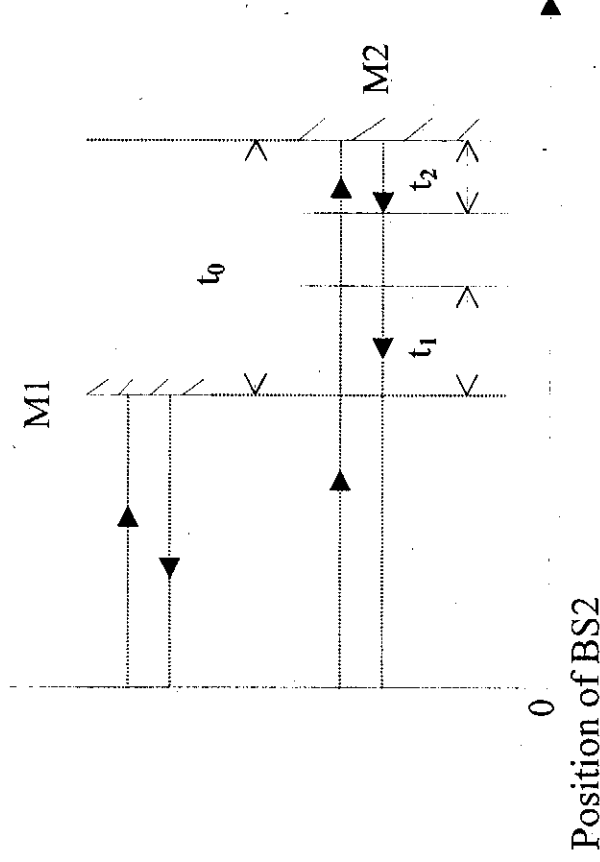


图 58: 反射镜和样品到分束器 2 的光程比较。

6.3.3 测量原理

前后表面标为 S1 和 S2 的样品放置在样品臂反射镜 M2 的前面,并确保样品到分束器 BS2 的光程介于反射镜 M1 和 M2 到分束器 BS2 的光程之间。为分析方便,将反射镜 M1、反射镜 M2 和样品到分束器 BS2 的光程差画在同一方向上,如图 58 所示。当样品未放置时, M1 和 M2 之间的介质只有空气,干涉仪两臂的光程差就等于 M1 和 M2 到 BS2 的实际长度差 t_0 ,这一长度作为参考光程差。当放上样品后, M1 与样品前表面 S1 到 BS2 之间的介质只有空气,二者到 BS2 的光程差就是它们实际的距离 t_1 。样品后表面 S2 与 M2 到 BS2 的光程差都两次经历了待测样品,二者的光程差对应着它们之间的实际长度差 t_2 。因而,样品的物理厚度 t 为:

$$t = t_0 - t_1 - t_2 = t_0 - (t_1 + t_2) \quad (6.22)$$

样品前后表面的光程差则包含了样品折射率的贡献,对应其光学厚度 L 。已知样品的光学厚度和实际厚度,折射率按(6.23)式计算:

$$n = L/t \quad (6.23)$$

它是体现光的传输的折射率,因而是群折射率。在已知样品厚度的情况下,利用 6.2.1 节的式(6.5),可以直接计算出相折射率。

6.3.4 折射率和厚度的同时测量

在进行测量前,先设定参考光程差。关闭可调谐光源,将另一束低相干多模激光器经 BS1 反射耦合进同一干涉仪,此时构成干涉仪的只有反射镜 M1 和 M2,通过调节反射镜 M1 和 M2 使二者到 BS2 等光程,干涉现象发生,然后通过 M2 所在调整架的千分尺往远离分束器 BS2 的方向调节 M2,使两反射镜 M1、M2 到 BS2 的光程差增加到一固定值,并以这一光程差为参考光程差,记录下此时的角频率,关闭多模激光器。在 M2 初始位置与 M2 之间的任意位置放上待测样品,打开可调谐光源,进行折射率和样品的测量。

从样品前后表面、反射镜 M1 和 M2 反射回来的光彼此发生干涉,产生包含六个拍频成分的干涉条纹:

$$g(t) = a(t) + \sum_{m < n} b_{mn}(t) \cos[2\pi f_{mn} t + \theta_{mn}(t) + \phi_{mn}] \quad (6.24)$$

其中, m 和 n 代表反射表面, $a(t)$ 是所有光束的强度和, $b_{mn}(t)$ 是从表面 m 和 n 反射回来的一对反射光的干涉信号幅度, $f_{mn} = \alpha L_{mn}/\lambda^2$ 是表面 m 和 n 干涉对应的拍频。 $\phi_{mn} = 2\pi L_{mn}/\lambda$ 是光程差引起的相移量, $\theta_{mn}(t)$ 是初始相移量和随机相移量的和。 L_{mn} 对应表面 m 和 n 反射回来的两束光的到 BS2 的光程差。

分辨干涉信号中各拍频成分与其相应的干涉光束是很重要的问题。检测器 PD1 输出包含三个角频率成分, PD2 输出包含六个角频率成分,下面来分辨它们。PD1 输出中最大的频率为 f_{S1M2} 。PD2 输出减去 PD1 输出剩下三个频率,其中最大

的一个对应于 M1 和 M2 间的干涉, 最小的拍频 f_{MIS1} 对应于 M1 和 S1 间的干涉, 另一个对应于 f_{MIS2} 。又由于

$$f_{M1S1} + f_{S1S2} = f_{MIS2} \quad (6.25)$$

所以 f_{S1S2} 可以被分辨出来。 f_{S2M2} 、 f_{S1M2} 可以被分辨出来; 因为满足

$$f_{S2M2} + f_{S1S2} = f_{S1M2} \quad (6.26)$$

再结合式(6.18)算出 t_1 和 t_2 的值, 从式(6.22)和(6.23)求出样品厚度和折射率。

6.3.5 测量结果

实验装置如图 56 所示。光源为单模 AlGaAs LD(型号 Hitachi HL7801E), 在 70mA 偏置电流时中心波长 785nm。激光器光频率被周期 110Hz、振幅 5mA 的三角波线性调制。调节好光路后, 关闭 LD 光源, 放置多模激光器, 它的相干长度为 60 μ m, 从多模激光器发出的光被分束器反射的部分进入干涉仪, 调节干涉仪的两臂光程差在光源相干长度内, 产生最大干涉信号, 使用最小移动位移 1 μ m 的千分尺往远离分束器的方向移动反射镜 M2, 移动距离为 31.0547mm。调节好位移量后, 关闭多模激光器, 打开 LD 光源, 从信号检测器获得干涉信号。样品采用 X 轴切割的 LiNbO₃ 晶体, 图 59 显示了检测器 PD2 检测到的部分干涉信号。对干涉信号进行傅立叶变换, 得到六个拍频的分布, 如检测器 PD1 接收的信号拍频图 60(a)所示。检测器 PD1 检测到干涉信号拍频的分布, 如检测器 PD1 接收的信号拍频图 60(b)所示。从六个拍频中分辨并计算出样品前后表面分别与反射镜 M1 和 M2 间隙的光程差, 也就是间隙的实际空间间隔, 再利用 M1 和 M2 间的物理光程差, 从而算出样品物理厚度。对 LiNbO₃ 晶体, 我们获得它与 M1 前表面的物理间隙为 5.5918mm, M2 与样品后表面的物理厚度为 7.3242mm, 所以 LiNbO₃ 晶体物理厚度为 2.0508mm。其光学厚度 4.5410mm, 算出群折射率为 2.2143, 这一结果与文献上报道的其它方法的测量结果符合得很好。在已知厚度的情况下, 以多模激光器作光源, 并在样品臂加上共焦系统, 按 6.2.1 节的方法, 测得相折射率。BK7 和 BK9 两种玻璃作样品的测量结果连同 LiNbO₃ 晶体的测量结果列在表 10 中。

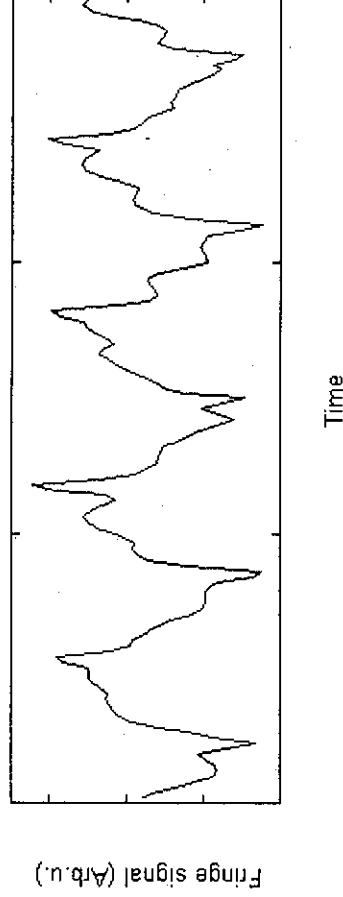


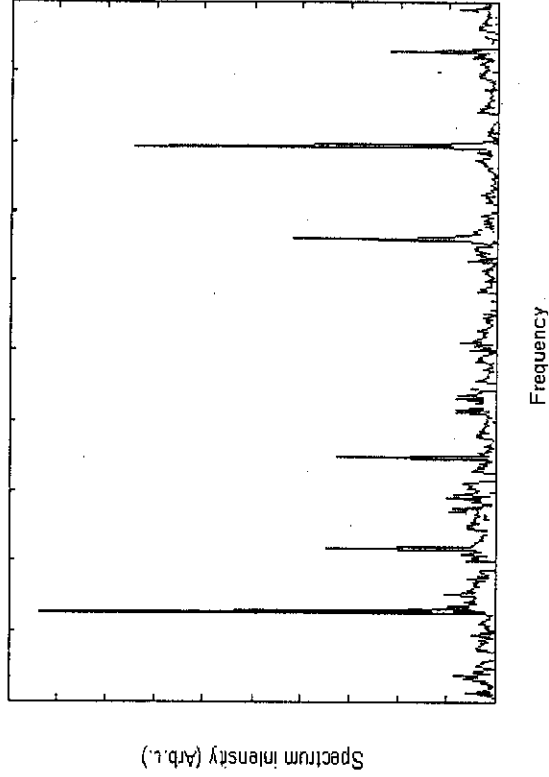
图 59: X 切割的 LiNbO₃ 晶体作样品的部分干涉信号。

表10: 折射率和厚度的测量结果

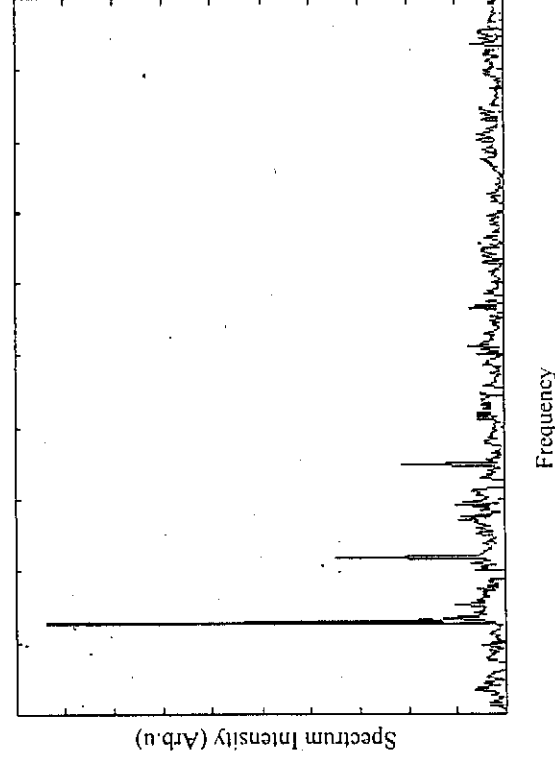
Material	Referenced values		Thickness(μm)		Measured values	
	n_g	n_p	Ot	pt	n_g^m	n_p^m
Fused glass Bk9	1.4525		3.003	4.3945	1.4619	1.4444
Fused glass Bk7	1.5130		1.5854	1.0578	1.4988	1.4970
x-cut LiNbO3	2.24942.3411		4.5410	2.0508	2.2143	2.3081

n_g : 群折射率的参考值
 O_i : 光学厚度
 n_{gm} : 群折射率的测量值
 n_p : 相折射率的参考值
 P_i : 物理厚度
 n_{pm} :相折射率的测量值

用锁相放大器作相位检测装置, 并对检测到的瞬时相位微分, 得到瞬时角频率。由于光源随外界温度或湿度以及其它环境因素的影响, 干涉仪本身的不稳定性导致瞬时角频率是随时间变化的, 如图 61 上图所示。但瞬时角频率的比却是稳定的, 如图 61 下图所示。所以参考技术可以很好地改善测量结果。



(a) 检测器 PD1 接收的信号拍频。



(b) 探测器 PD1 接收的信号拍频。

图 60: 干涉信号的各个拍频的强度。

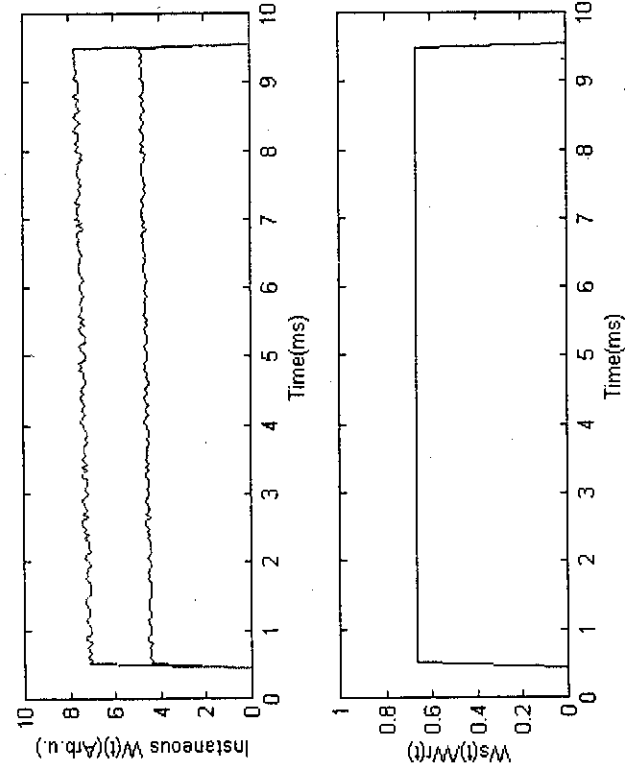


图 61: 瞬时角频率及瞬时角频率的商与时间的关系。

上图: 瞬时角频率随时间变化。下图: 瞬时角频率商不随时间变化。

6.4 小结

本章使用 OCT 系统进行了样品折射率和厚度的同时测量。提出了采用线性调制 LD 光源, 无需扫描干涉仪而实现光程测量的新技术。并将之应用在折射率和样品物理厚度的同时测量中。设计的双光束干涉仪, 通过巧妙地从六个干涉拍频信号中分辨其相应的干涉光束, 从而测得光程差, 求出折射率。它的明显的优点是: 由于线性调制光源的使用, 无须扫描干涉臂, 就可获得干涉仪的光程差。使用线性调制 LD 光源, 波长调制范围仅为零点零几纳米, 色散引起的折射率改变的数量级为 10^{-7} , 不会对折射率测量结果有影响, 从而使测量精度高。但同时光源的窄调谐范围使得测量厚度的分辨率为毫米量级, 要获得更大的分辨率, 需要使用波长扫描范围达纳米量级的外腔激光器。

7 结论

论文主要进行了生物光学成像技术中具有广泛应用前景的光学相干层析成像技术的研究。纵观以上各章的内容,总结如下:

1. 论文对组织光学发展中出现的各种检测技术和成像技术进行了分类和总结。通过文献调研,得出结论:

(1)组织血氧的光学监测和功能性成像,特别是在脑、胸和肌肉的生理状态监测中的应用一直是组织光学的中心研究课题,具有广泛的应用前景。

(2)组织光学领域比较有应用前景的技术有三种。一种是基于光子密度波的频域技术,因为此技术不需要超短脉冲作光源,只需要强度调制的激光,比较容易实用化。价格低廉的半导体激光器直接注入电流调制到几百 MHz 可以作为这一技术的光源。第二种是声光及光声成像技术,声波可以不受介质散射和吸收的影响而独立传输,这是用声波携带介质信息这一技术的独特优点。另一种是光学相干层析成像(OCT)技术,它在组织成像及眼科领域有实际的应用,特别是使用波长相扫描技术替代样品纵向扫描实现三维成像后,这一技术的实用性更强。

2. 论文用 Monte Carlo 方法模拟研究了有限厚度双层混浊介质的反射光流量密度、反射光流量及透射光流量,从模拟结果可知:时间分辨反射光流量密度分布的前沿分布由混浊介质的归化散射系数和径向位置确定。时间分辨反射光流量密度分布的后沿分布由混浊介质的吸收系数确定。当散射系数相同时,双层混浊介质中的此类分布的后沿分布的初始部分由上层介质的吸收系数决定,其靠后部分由下层介质的吸收系数确定。所以从双层介质的时间分辨反射光流量密度分布的后沿分布可以确定每层介质的吸收系数。

3. 论文描述了我们建立的 OCT 系统的工作原理,推导出最小可探测反射率,测量动态范围,系统信噪比等技术参数,指出它是具有高分辨率的弱信号检测系统,特别适用于对薄组织的三维成像。并用 Monte Carlo 方法对 OCT 系统进行了模拟,得出影响探测深度的是散射系数和吸收系数,影响成像对比度的决定因素是介质的局部折射率分布的结论。描述了 OCT 成像系统用于散射介质成像的实验,给出了浸泡在牛奶乳浊液中的光刻板,藕切片和鸡小肠样品的光学层析图像结果。为了从噪声中提取微弱信号,并得到高信噪比,在提高光电倍增管的接收灵敏度的前提下,系统采用了外差检测技术,从而提高了层析成像系统测量的

动态范围。根据系统的平移不变性对藕切片纵向扫描数据进行了解卷积算法,消除了光源的平滑作用,使细微结构更加清晰。

4. 论文讨论了使用曲线拟合、信号处理及组合光源的方法,提高零级中心条纹位置也就是 OCT 散射位置确定的准确度,从而改善系统的测量重复率和分辨率,降低了对检测系统信噪比的要求。

5. 论文介绍了使用白光作光源,具有分光特性的彩色层状结构的散射介质作样品,获得不同层次的干涉信号的白光相干层析成像方法。理论模拟获得了具有不同反射波段的红色、蓝色双层介质在 SLD 和白光作光源时的干涉信号,以及介质散射系数和吸收系数与波长的关系。

6. 论文将 OCT 技术应用于折射率和厚度的同时测量,测得藕切片和多模光纤样品的折射率和厚度。并采用线性调制 LD 光源,实现无需扫描干涉仪同时测量折射率和样品物理厚度。设计的双光束干涉仪,通过巧妙地分辨六个干涉拍频信号及其相应的干涉光束,测得光程差,并求出折射率。将拍频的分离和分辨通过光学设计来实现,并将光程的测量通过瞬时角频率的比率实现,消除了光源调制非线性性的影响。两种玻璃和 LiNbO_3 晶体的折射率和厚度的测量结果与其它方法测得的结果一致。

这一领域还有许多理论和实用技术有待于进一步深入研究,如:利用光子密度波,进行血氧和血糖的光学监测;组织癌变中的光谱学技术;测量血流速度的 OCT 多普勒技术等都是有价值的研究领域。

随着这些技术的发展,混浊介质光学必将在人们的生产生活中得到广泛的应用。