



Y1918671

摘 要

与激光光源相比,以白光为代表的宽光谱光源由于具有短相干长度的特点使得两光束只有在光程差极小的情况下才能发生干涉,因此不会产生干扰条纹。同时,由于白光干涉产生的干涉条纹具有明显的零光程差位置,避免了干涉级次不确定的问题。本文以白光干涉原理为理论基础,对单层透明薄膜厚度测量尤其对厚度小于光源相干长度的薄膜厚度测量进行了研究。

首先,从白光干涉测量薄膜厚度的原理出发,分别详细阐述了白光干涉原理和薄膜测厚原理。接着在金相显微镜的基础上构建了 Mirau 型垂直白光扫描系统作为实验中测试薄膜厚度的仪器并利用白光干涉原理对 PZT 的位移量进行了标定。

其次,利用 Matlab 软件模拟了薄膜白光干涉的光强曲线,并在此基础上提出了峰值匹配算法计算薄膜厚度。接着对于该算法进行了理论模拟并根据模拟中出现的缺陷进一步改进了算法。

最后,利用本教研室已有的实验条件,用真空镀膜机制备了实验所需的 ZrO_2 、 TiO_2 、 SiO_2 和 MgF_2 薄膜样品。对于每一块薄膜样品,利用 Mirau 干涉显微镜采集了 184 幅移相干涉图。用 Matlab 软件根据提出的算法求解薄膜厚度。同时将所得结果与由真空镀膜机、分光光度计得到的结果进行了对比,证实了该算法与理论值的最大偏差为 4%,与镀膜机显示结果的最大偏差为 4%,与分光光度计测得的结果的最大偏差为 2.7%。从实验仪器和算法两个方面分析了实验中的误差来源。

关键词: 白光干涉, 薄膜, Mirau 干涉显微镜, 峰值匹配

Abstract

Comparing with laser, the coherence length of a broadband light source, especially white-light source, is short because it owns large spectral bandwidth. Moreover, the high-contrast fringes only can be obtained when two path lengths of the interferometer are well matched in length. That's the reason why the spurious fringes are not easy to form. The main work of this thesis, based on the theory of white-light interferometry, contains the study of thin film thickness especially under the condition that the thickness is much less than the coherence length of the light source.

Firstly, the theory of white light interferometry and thin film testing theory have been well studied in this thesis. Besides, the Mirau type white-light interference vertical scanning system is built on the base of metallurgical microscopes. Furthermore, the elongation of PZT has been calibrated based on white light interferometry.

Secondly, the simulation of interferometric intensity formed by thin film is fulfilled by applying Matlab and the Peak Fit algorithm is proposed and simulated. According to the existing defects, an improved new Peak Fit algorithm comes into being.

Finally, the film samples concluding ZrO_2 , TiO_2 , SiO_2 and MgF_2 are prepared by using vacuum coating machine. For every one sample, 184 pieces interferograms are being collected and dealt by the proposed algorithm. Besides, the results of the thickness gaining from the algorithm are compared with theoretical values, results gaining from vacuum coating machine and spectrophotometer. And the maximum deviations comparing with the theoretical values, results gaining from vacuum coating machine and spectrophotometer are 4%, 4% and 2.7% respectively. The errors have been analyzed from the following two respects: the experimental instrument and the algorithm.

Key Word: White light interferometry, thin film, Mirau interference microscope, Peak Fit

目 录

摘要.....	I
Abstract.....	II
1 绪论.....	1
1.1 课题背景及意义.....	1
1.2 白光干涉的发展现状.....	2
1.3 薄膜厚度测量的研究现状.....	4
1.3.1 测量薄膜厚度的传统光学方法.....	4
1.3.2 白光迈克尔逊干涉仪和光纤光谱仪测量薄膜厚度.....	6
1.3.3 白光干涉原理测量薄膜厚度.....	7
1.4 本文的主要工作和内容安排.....	8
1.5 本章小结.....	9
2 白光干涉测量薄膜厚度的原理与实验装置.....	10
2.1 薄膜基本原理.....	10
2.1.1 光学薄膜中的多光束干涉.....	10
2.1.2 增透膜.....	11
2.1.3 增反膜.....	12
2.1.4 半波膜.....	12
2.2 白光干涉测量原理.....	12
2.2.1 激光光源与白光光源.....	12
2.2.2 白光干涉垂直扫描系统分类.....	13
2.2.3 白光干涉垂直扫描系统测量表面形貌的原理.....	15
2.3 改进的 Mirau 型白光干涉垂直扫描系统.....	16
2.3.1 实验装置简介.....	16
2.3.2 PZT 位移量的标定.....	18
2.4 薄膜测厚原理.....	23
2.5 本章小结.....	25
3 膜厚测试的算法.....	26
3.1 白光干涉光强的模拟.....	26
3.1.1 光谱带宽对光强分布的影响.....	26
3.1.2 改进的 Mirau 型白光干涉垂直扫描系统的理论光强.....	27
3.2 白光干涉测量薄膜厚度的光强曲线.....	28
3.3 峰值提取算法.....	29

3.3.1 峰值匹配算法	29
3.3.2 改进的峰值匹配算法	32
3.4 本章小结	34
4 实验过程及结果比对	35
4.1 样品准备	35
4.1.1 真空镀膜机工作原理	35
4.1.2 试验中使用的薄膜样品的制备	36
4.2 测试结果	38
4.2.1 峰值匹配算法的结果	38
4.2.1 改进的峰值匹配算法的结果	41
4.3 比对测试	44
4.4 误差分析	44
4.4.1 PZT 移相步长的大小造成的影响	44
4.4.2 移相器的误差	45
4.4.3 拉伸或压缩光强曲线引入的误差	45
4.5 本章小结	46
5 结束语	47
5.1 本文工作总结	47
5.2 不足和展望	47
致谢	49
参考文献	50
附录	54

1 绪论

1.1 课题背景及意义

现今的大多数干涉仪都使用激光作为光源, 主要的原因是激光有较长的相干长度, 易于获得干涉条纹。而使用白光这样短相干长度的光源时, 要获得对比度较好的干涉图, 干涉仪的两臂必须严格相等, 这样的机械调整较为困难。然而激光光源的优点也正是其缺点所在, 易于获得干涉条纹的特性使得其余的杂散光一并反射最终造成错误的干涉条纹信息并导致不准确的测量结果。

白光光源包含了整个可见光光谱区的光谱成分, 是由不同频率的单色光组成的连续光谱。发生干涉时, 只有相同频率的单色光之间才能干涉, 各波长将产生各自的一组干涉条纹。当光程差 $\Delta=0$ 时, 各波长的零级干涉条纹完全重合, 干涉条纹呈现出白色, 随着光程差和干涉级次的增加, 不同波长所对应的干涉条纹由于间距不同而逐渐彼此错开, 使得干涉条纹对比度逐渐下降直至消失。因此, 只有在零光程差位置时, 干涉条纹对比度最好。所以, 白光干涉条纹具有明显的特征, 不会出现单色激光干涉条纹出现的干涉级次错乱的问题。白光的同调性差, 干涉条纹不易找到, 相干长度短等缺点应用在微小元器件的表面轮廓测量上就会成为优点, 因为只有在光程差相近之处才会产生干涉条纹。在大范围、高精度、不连续表面尤其是阶梯面的测量时白光干涉将发挥重要的作用。

近几十年来, 薄膜技术发展迅猛, 从理论计算、设计测量和工艺各方面均已形成了完整的体系, 应用范围也涵盖了工业、农业、建筑、交通运输、医学、天文学、军事以及宇航等领域^[1-4]。时至今日, 可以毫不夸张的说, 几乎所有的光学系统、光电系统或光电仪器都离不开光学薄膜的应用。换言之, 只要有运用到光学元件之处, 都可以利用光学薄膜改善它的品质和技术, 使产品变得更完善。因此从精密光学设备、显示器设备到日常生活中使用的眼镜、数码相机、各式家电用品, 或者是钞票上的防伪技术, 都是光学薄膜技术的应用。如果没有光学薄膜技术作为发展基础, 近代光电、通讯或是激光技术, 将无法有所进展。光学薄膜在光通讯、光学测量等技术领域的作用尤其重要, 它具有改变介质的光学特性(如增透膜, 高反膜等), 优化物质表面性能, 进行微细加工, 产生新的功能特性等优点。由于光学薄膜的重要性不断上升, 检测薄膜的各项技术也随之迅速发展^[5]。薄膜的测量包括光学、机械、电学性能测量以及微观测量。其中光学性能的测量包括宏观测量、厚度测量和折射率测量。

薄膜厚度是否均匀一致是检测薄膜各项性能的基础^[6]。单层薄膜厚度不均匀, 不但会影响到薄膜各处的拉伸强度、阻隔性等, 更会影响薄膜的后续加工。对于复合薄

膜,厚度的均匀性更加重要,只有整体厚度均匀,每一层树脂的厚度才可能均匀。因此,薄膜厚度是否均匀,是否与预设值一致,厚度偏差是否在指定的范围内,这些都成为薄膜是否能够具有某些特性指标的前提^[7]。因此薄膜厚度测量是薄膜制造业的基础检测项目之一。

本论文根据薄膜厚度测量的要求,采用白光干涉的手段,搭建了实验装置,模拟了薄膜测厚的算法,利用真空镀膜机制备了薄膜样品,在此基础上实现了对实际薄膜样品的厚度测量。本论文得到了国家自然科学基金项目,江苏省自然科学基金项目,江苏省“六大人才高峰”项目以及教育部博士点基金项目的资助。

1.2 白光干涉的发展现状

白光光源与单色光源相比,白光干涉条纹具有明显的零光程差位置,不存在条纹级次不确定的问题,可以解决单色光源干涉测量时带来的杂光干扰的问题。因此,白光干涉在干涉测量领域中的发展日益迅速^[8-13],特别是近些年来发展出用来测量物体表面微观形貌的白光干涉轮廓仪,其中一部分已经形成商用仪器。

目前 Mirau 型的白光干涉轮廓仪是商用白光干涉轮廓仪的重要光路方案^[14]。图 1.1 为 Mirau 型白光干涉表面轮廓仪的光路原理图,白光光源发出的光线经分光棱镜反射至干涉光路, Mirau 干涉物镜和被测样品之间形成干涉腔,测试光线和参考光线被成像透镜会聚至 CCD,由 CCD 记录白光干涉条纹。压电陶瓷微位移器(Piezoelectric Transducer, PZT)与 Mirau 干涉物镜相连接, PZT 驱动干涉物镜纵向扫描,当被测样品表面某点达到和参考光路等光程时,干涉仪两臂光程差为零,此时 CCD 记录的对应点的白光干涉信号的光强达到峰值。PZT 完成一次垂直扫描的过程, CCD 记录下了样品表面各点的白光干涉信号,根据干涉图上记录的光强信号,绘制各点在 PZT 垂直扫描过程中的光强变化曲线,再根据各点光强曲线的包络峰值位置,即可获得高度值,将各点的高度值作相对的比较即可获得被测件的表面形貌信息。由于白光干涉信号的包络峰值位置是唯一的,因此不会出现单色光干涉时条纹级次不确定的问题,大大扩展了测量的深度范围。白光干涉光强信号中对包络峰值的定位算法将影响表面形貌的测量精度,目前已有的定位算法包括: Kino 和 Chim 在 1990 年提出的傅里叶变换提取方法^[15], De Groot 和 L.Deck 在 1995 年提出的空间频域算法^[16-18], Patrick Sandoz 在 1996 年提出的移相算法^[19], Recknagel R J 在 1998 年提出的小波变换提取方法^[20], Zehra Sarac 在 2008 年提出的 Stockwell 变换提取方法^[21],以及 Taylor-Hobson 公司提出的相干相关算法和重心分离法等^[22]。另外,中科院西安光机所、天津大学等单位也进行了相关算法的研究^[23-26]。

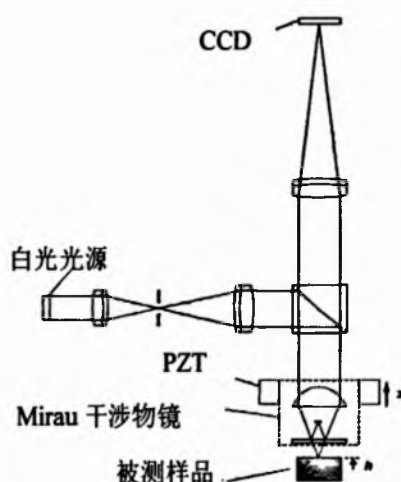


图 1.1 Mirau 型白光干涉轮廓仪光路

目前国外生产白光干涉微观轮廓仪的公司主要是 ZYGO 公司、Veeco 公司和 Taylor-Hobson 公司，在市场上占据主导地位的白光干涉轮廓仪分别是 ZYGO 的 NewView 7300、Veeco 的 NT 9080 和 Taylor-Hobson 的 CCI 3000A。这三种型号的白光干涉轮廓仪均采用 Mirau 型结构，只是它们根据采集的白光干涉信号获取被测件微观表面形貌的算法不一样。表 1.1 中对比了这三种型号的轮廓仪的主要性能和参数。

表 1.1 NewView 7300、NT 9080 和 CCI 3000A 轮廓仪性能参数

研制单位	ZYGO	Veeco	Taylor Hobson
型号	New View 7300	NT9080	Talysurf CCI 3000A
垂直测量范围	20mm	10mm	2.2mm, z 方向拼接 大于 10mm
垂直分辨率	0.1nm	小于 0.12nm	0.01nm
RMS 重复性	0.01nm	0.015nm	0.03nm
垂直扫描速度	135 μ m/s	28 μ m/s	扫描时间 5 至 40s
光学分辨率	0.36 μ m	最小 0.49 μ m (50 $\times$ 物镜)	0.4 至 0.6 μ m
CCD 分辨率	640 $\times$ 480	640 $\times$ 480	1024 $\times$ 1024
光源	长寿命 LED 灯	长寿命绿色、白光 LED	白光 LED
反射率	<1%至 100%	<1%至 100%	0.3%至 100%

对比国外，国内的白光干涉轮廓仪的发展仍处于研究阶段，还需进一步发展。华中科技大学的谢铁邦、常素萍、戴蓉等以及中国科学院上海光学精密机械研究所的韦春龙等均均以国产 6JA 型干涉显微镜 (Linnik 型) 为改进基础研制了白光干涉轮廓仪^[27]。其中，谢铁邦等通过加入垂直位移扫描工作台、图像采集处理系统等，研制了 WIS 型白光干涉三维轮廓测量仪^[28-33]。天津大学的张以谟、周革、张红霞等也在检测微观

形貌的白光干涉轮廓仪上做了深入的研究^[34-41]。包括白光相移干涉仪的整体光路设计、Mirau干涉物镜的优化设计和干涉系统的像差分析、白光相移干涉法的模拟研究、LED光源选择和驱动电路的设计,相移干涉软件的设计等工作,并自行设计研发出立式 Mirau 白光移相干涉仪。表 1.2 列出了上述仪器的性能参数。

表 1.2 国内白光干涉三维轮廓测量仪性能参数

研制单位	华中科技大学	天津大学
垂直测量范围	60 μm	5.3 μm
垂直分辨率	2nm	0.52nm
测量区域	0.25mm	12.5mm
垂直扫描速度	扫描时间 15 至 30s (40 $\times$ 物镜)	扫描时间 15 至 30s (40 $\times$ 物镜)
光学分辨率	0.52 μm	1.08 μm
CCD 分辨率	752 $\times$ 582	
光源	LED 灯	LED 灯
反射率	<0.3%至 100%	<1%至 100%

1.3 薄膜厚度测量的研究现状

1.3.1 测量薄膜厚度的传统光学方法

传统的测量薄膜厚度的光学方法主要有光度法和椭偏法两种。这两种测试方法分别有各自的优缺点。光度法是指根据薄膜的透射率曲线或是反射率曲线来计算薄膜物理厚度的一种方法。分光光度计就是根据光度法原理测试薄膜厚度常用的仪器之一。利用它,可以得到薄膜的透射率曲线。但是分光光度计也存在一定的局限性,由于测试过程是需要经过迭代计算的,因此只有当膜层较厚时,测量结果才会比较准确。而椭偏仪具有灵敏度高的优点,但是测试结果受外界影响较大,同时需要复杂的数学模型来求解厚度^[42]。

光度法其基本原理如图1.2所示。光源发出的光被分为两束,分别通过参比池和样品池,再经载波器后被光电倍增管接收而转化成电信号,经模拟或数字转换而进入计算机内由专用程序运算而得出样品的透射率、反射率及吸收率等光学特性参数。



图 1.2 光度法基本原理图

常用的光度法大多需要测量薄膜的反射率和透射率光谱曲线, 由于测量反射率需要加上附件^[43], 因此常用的分光光度计一般都是通过精确测量透射率来最终得到膜层厚度的。

椭圆偏振法的测量原理是利用偏振光束在薄膜上反射或透射时偏振态会发生相应的变化。它的测量范围非常广泛, 不仅仅是膜层参数, 金属、半导体、介质膜的相关参数均可以使用椭偏法测出。同时, 由于椭偏仪一般结合了计算机进行测量, 可以手动改变入射角, 实现实时测量。

当光波入射到样品表面时, 可以分解为两个互相垂直的线偏振的S波和P波, 若S波和P波的相位差不等于 $\pi/2$ 的整数倍, 合成的光波则为椭圆偏振光。当椭圆偏振光通过薄膜时, 其反射和透射的情况将发生变化。

以下为椭偏方程

$$\frac{r_p}{r_s} = \tan\psi e^{j\Delta} = f(d, n_f, n_s, n_a, \theta, \lambda) \quad (1.1)$$

式中, r_p 和 r_s 分别为薄膜对波长 λ 的光波反射率的平行分量和垂直分量, ψ 和 Δ 称为椭偏参量。由此易知, f 是薄膜厚度 d 、薄膜折射率 n_f 、基底折射率 n_s 、空气折射率 n_a 、入射角 θ 以及波长 λ 的函数。如果 n_s, n_a, θ 和 λ 已知, 只需要测得样品的 ψ 和 Δ , 就可以由迭代算法求得薄膜的厚度 d 和折射率 n_f 。

而测试样品 ψ 和 Δ 的主要方法有消光法和光度法。图1.3 (a)是消光型椭偏仪的典型结构, 这类椭圆偏振仪以寻求最小输出光强位置为主要操作步骤; 图1.3 (b)是光度型椭偏仪, 这类椭偏仪以测量、分析输出的光强变化为主要目^[44]。

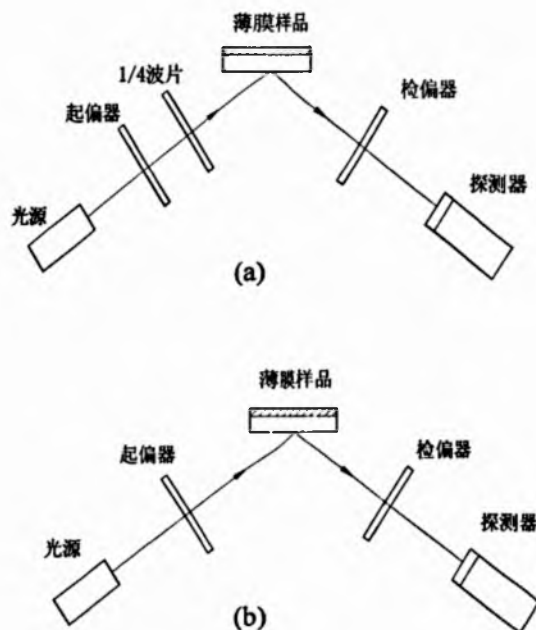


图 1.3 椭圆偏振测量仪

以图1.3 (a)消光型的结构为例来说明测试过程,激光光源发出的光,经过起偏器后成为线偏振光,然后经过1/4波片,形成椭圆偏振光入射到待测薄膜及基底上,椭圆偏振光的椭圆度和方位角可以利用起偏器与1/4波片的方位角的差异进行调整,使它经样品薄膜反射后成为线偏振光。通过检偏器和探测器可以测定线偏振的方位角,然后分别测定P波和S波的反射率。当1/4波片快轴方向的方位角为 45° ,反复调整起偏器和检偏器的方位角,当样品反射后得到的光强度最小时,记起偏器和检偏器的方位角分别为 P 和 A ,此时 $\psi = A$, $\Delta = 90^\circ - 2P$ 或 $270^\circ - 2P (P < 0)$,从而由此测得 n 和 d 。

椭圆偏振法存在一个膜厚周期,在此周期内,椭圆偏法测量膜厚有确定值。但是如果待测的膜厚超过一个周期,那么该膜厚有多个不确定值。虽然可采用其他方法诸如多入射角或多波长法确定该膜层的周期数,但实现起来很困难。所以在实际应用中一般采用其它方法,如干涉法、光度法或轮廓仪等配合完成膜层周期数的确定。因此,椭圆偏法适合于透明或弱吸收的各向同性且厚度小于一个周期的薄膜的测量,也可用于多个层膜的测量。

同时,还应该指出的是,椭圆偏法是将薄膜光学特性的检测转变为偏振光角度的检测,虽然具有很高的灵敏度,但同时受到的影响也很多,例如薄膜的折射率非均匀性对椭圆偏法的测试结果就有很大的影响。

1.3.2 白光迈克尔逊干涉仪和光纤光谱仪测薄膜厚度

浙江大学的严惠民、曹向群、杜艳丽等利用两个白光迈克尔逊干涉仪组成差分干涉系统,并在频谱域分析白光干涉信号,实现了快速、非接触地测量超薄金属带厚度的目的^[45-48]。

顾培夫、薛晖等将白光迈克尔逊干涉仪和光纤光谱仪相结合,在频域分析白光干涉信号,实现了光学薄膜厚度的测量^[7],测试误差小于1nm。

白光迈克尔逊干涉仪和光纤光谱仪相结合测量薄膜厚度的装置原理如图1.4所示,由光源发出的光线被光纤耦合进准直透镜,被准直后入射到分光棱镜中;光线被分光棱镜分成两路,一路经反射后入射至参考镜,另一路直接被透射然后入射至反射镜表面。反射镜表面镀铝膜,其相位的变化可忽略不计。当两束光线分别经过参考镜和反射镜反射再次通过分光棱镜后发生干涉,最后光线被耦合进光纤并被USB4000光纤光谱仪接收。

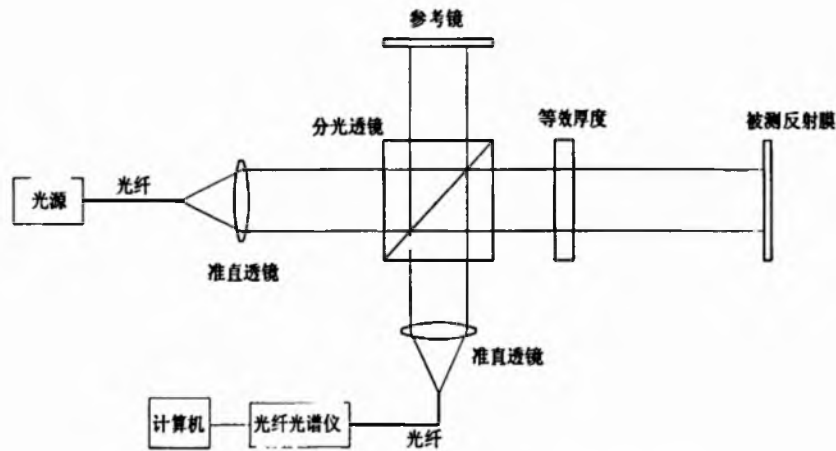


图 1.4 白光迈克尔逊干涉仪和光纤光谱仪测量薄膜厚度的装置

在实际的测量过程中，对于非平衡的迈克尔逊干涉系统，为了方便处理，引入了等效厚度 T_e 参数。由图 1.4 所示的整个光路结构可知，光谱仪测量的干涉强度信号中，包含了空气光程差 L 、分束镜等效厚度 T_e 和薄膜反射相位信息，因此用理论光谱值拟合测试量，就可以直接获得薄膜的物理厚度参数。

在进行上述拟合时，为了获得待测薄膜的物理厚度，定义评价函数：

$$X^2(L, T_e, d) = \sum_{i=1}^N [I(\lambda_i, L, T_e, d) - I'(\lambda_i)]^2 \quad (1.2)$$

用最小均方算法 Levenberg-Marquardt 拟合理论值 I 与实际测得值 I' ，使目标函数 X 最小，进而可以求解出待测薄膜的物理厚度 d 。

此方法适合于测量厚度较大、干涉较明显的薄膜样品。这种测试方法相比传统的光度法，两者之间的偏差小于 1%，而且无论是测量还是后续处理数据都比光度法要快得多。

1.3.3 白光干涉原理测量薄膜厚度

华中科技大学的常素萍和谢铁邦利用垂直扫描白光干涉仪测量薄膜厚度，得到了干涉相干图，针对干涉相干图中上表面与参考镜干涉和下表面与参考镜干涉形成的两个峰值，分别采用质心法和图像分离法进行分离，实现了薄膜厚度的非接触式的白光干涉测量。但该方法提出的峰值分离算法只适用与双峰分开的干涉相干图，也即只适用于测量膜层较厚的薄膜。

ZYGO 公司有专利^[49]发表了采用白光干涉原理测量薄膜厚度的方法，利用傅里叶变换的方法从干涉相光强图中提取两个峰值，该算法不受薄膜厚度的影响，既适用于测量厚度大于光源相干长度的薄膜，又适用于测量厚度小于光源相干长度的薄膜。

1.4 本文的主要工作和内容安排

围绕白光干涉原理,特别是利用白光干涉原理测量薄膜厚度这个主题,本文的研究工作分为以下三个部分:

(1) 从白光干涉测量原理出发,根据教研室现有的条件,在金相干涉显微镜的基础上构建 Mirau 型白光干涉垂直扫描系统,并对该系统的 PZT 的移动量进行标定。

(2) 利用真空镀膜机在光学玻璃上镀制多组光学薄膜,薄膜材料包括 ZrO_2 , TiO_2 , MgF_2 , SiO_2 , 镀制的膜层厚度分为大于、接近于和小于白光干涉相干长度三组。采用分光光度计测量薄膜的透过率曲线,用 Macleod 软件计算膜层的厚度。

(3) 将镀制的薄膜样品放置在构建的 Mirau 型白光干涉垂直扫描系统上进行测量。控制 PZT 驱动 Mirau 型干涉显微镜等间隔的移动,每个样品获得 184 幅干涉图。根据采集的干涉图获取薄膜的干涉光强图曲线,利用峰值分离算法获取薄膜上、下表面干涉的峰值位置,计算薄膜的厚度。将薄膜样品在真空镀膜机、分光光度计和设计的白光干涉测量薄膜厚度实验所得到的结果进行了对比,验证了所设计的实验以及算法的正确性。

本论文的内容安排如下:

第 1 章,绪论。介绍了课题的研究背景,白光干涉的应用领域,比对了国内外测量物体表面微观形貌的白光干涉轮廓仪的仪器设备或实验装置,分析了现有的测量薄膜厚度的方法。

第 2 章,白光干涉测量薄膜厚度的原理。利用白光干涉相干长度短,在零光程差位置可获得对比度较好的干涉条纹的特点,提出峰值匹配算法计算薄膜厚度。在金相干涉显微镜的基础上构建 Mirau 型白光干涉垂直扫描系统,并对该系统的 PZT 的移动量进行了标定。

第 3 章,薄膜厚度测量的算法。根据白光干涉理论,模拟了不同光源带宽下的白光干涉光强曲线。针对薄膜厚度大于、接近于和小于光源相干长度三种情况,利用 Matlab 软件模拟出白光干涉仪测量薄膜的干涉光强曲线。提出峰值匹配算法实现双峰峰值位置的提取。

第 4 章,实验过程及结果对比。利用真空镀膜机以 BK7 材料为基底,分别用 ZrO_2 , TiO_2 , MgF_2 , SiO_2 作为薄膜材料镀制光学薄膜,膜层厚度分为大于、接近于和小于白光干涉相干长度三种。将镀制的薄膜样品放置在构建的 Mirau 型白光干涉垂直扫描系统上进行测量。控制 PZT 驱动 Mirau 型干涉显微镜等间隔的移动,并同步采集移相干涉图。根据采集的干涉图绘制薄膜的干涉光强曲线,利用峰值匹配算法获取薄膜上、下表面干涉的峰值位置,计算薄膜的厚度。将薄膜样品的理论厚度和在真空镀膜机、分光光度计测得结果以及实验所得到的结果进行了对比。

第 5 章，对全文进行总结，指出本文的主要创新点，分析实验结构和测试算法可以改进之处。

1.5 本章小结

本章主要从白光干涉和膜厚测试两个方面介绍了本课题研究的背景和意义。同时提出了本文的主要工作和内容安排。

2 白光干涉测量薄膜厚度的原理与实验装置

2.1 薄膜基本原理

对薄膜的光学性质进行研究,是随着电磁学的发展而发展起来的,光的波动理论是它的基础。1873年麦克斯韦(James Clark. Maxwell)电磁理论的建立^[50],便完成了分析薄膜的光学性质的所必须的全部基础理论。光学薄膜是用物理或化学方法将透明介质膜镀制在玻璃或光滑金属表面,利用光线在薄膜中反射、折射、干涉等来达到分光、滤光、调整光束的偏振特性或相位状态等目的。以下根据多光束干涉原理介绍薄膜的基本原理。

2.1.1 光学薄膜中的多光束干涉

单层薄膜的反射与透射情况如图2.1所示^[51]。折射率为 n 的薄膜镀制在折射率为 n_G 的玻璃平板上,周围介质(薄膜的上表面和玻璃平板的下表面)的折射率为 n_0 。当光束入射到薄膜表面时,透射光将在薄膜的上表面和下表面发生多次反射,并且从薄膜的上、下表面出射一系列的平行光,类似于平行平板的多光束干涉。

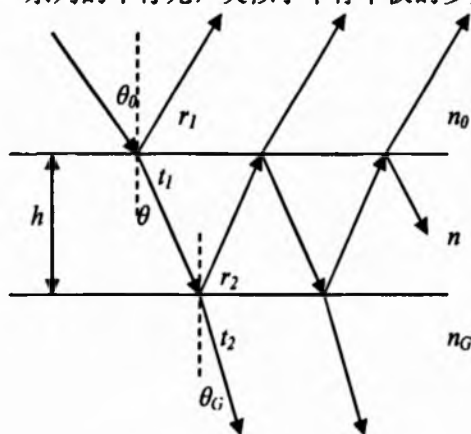


图 2.1 单层薄膜的反射与透射

根据多光束干涉原理,计算得到薄膜上表面反射光的复振幅为

$$A^{(r)} = \frac{r_1 + r_2 \exp(i\delta)}{1 + r_1 r_2 \exp(i\delta)} A^{(i)} \quad (2.1)$$

透射光的复振幅为

$$A^{(t)} = \frac{t_1 t_2}{1 + r_1 r_2 \exp(i\delta)} A^{(i)} \quad (2.2)$$

相邻两束光由光程差引起的相位差为

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} nh \cos \theta \quad (2.3)$$

则薄膜的反射系数和透射系数可根据以下公式计算得到

$$r = \frac{r_1 + r_2 \exp(i\delta)}{1 + r_1 r_2 \exp(i\delta)} \quad (2.4)$$

$$t = \frac{t_1 t_2}{1 + r_1 r_2 \exp(i\delta)} \quad (2.5)$$

由式(2.4)和(2.5)可得, 薄膜的反射比和透射比分别为

$$\rho = \frac{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \delta}{1 + r_1^2 r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \delta} \quad (2.6)$$

$$\tau = \frac{t_1^2 t_2^2}{1 + r_1^2 r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \delta} \cdot \frac{n_G \cos \theta_G}{n_o \cos \theta_o} \quad (2.7)$$

当光垂直入射到薄膜上时, 薄膜上表面和下表面的反射系数分别为

$r_1 = \frac{n_0 - n}{n_0 + n}$ 和 $r_2 = \frac{n - n_G}{n + n_G}$, 代入到式(2.6)可得垂直入射时薄膜的反射比

$$\rho = \frac{(n_0 - n_G)^2 \cos^2 \frac{\delta}{2} + \left(\frac{n_0 n_G}{n} - n\right)^2 \sin^2 \frac{\delta}{2}}{(n_0 + n_G)^2 \cos^2 \frac{\delta}{2} + \left(\frac{n_0 n_G}{n} + n\right)^2 \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (2.8)$$

对于薄膜, 基底材料的折射率 n_G 和周围介质材料的折射率 n_0 确定, 所以薄膜的反射比 ρ 是 n 和 δ 的函数, 也即是薄膜折射率和厚度的函数。图2.2给出在 $n_0=1.0$, $n_G=1.5$ 时, 不同的波长 λ_0 和不同折射率 n 的薄膜, 薄膜的反射比 ρ 随薄膜的光学厚度 nh 变化的曲线。

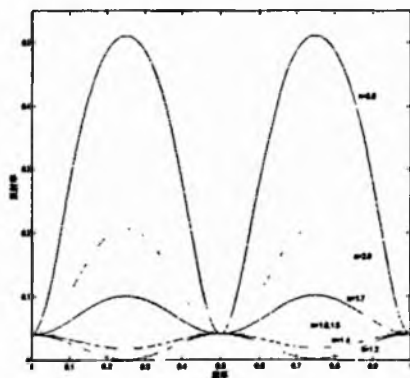


图 2.2 单层薄膜的反射比曲线

2.1.2 增透膜

由图2.1可知, 只要薄膜的折射率小于玻璃基板的折射率, 镀制薄膜后的反射比小

于光学玻璃基底的反射比,从而起到增透减反的作用,尤其是当薄膜的光学厚度 $nh = \lambda_0/4$ 时,增透效果最好,此时反射比 ρ 的表达式为

$$\rho = \left(\frac{n_0 - \frac{n^2}{n_G}}{n_0 + \frac{n^2}{n_G}} \right)^2 \quad (2.9)$$

因此,当薄膜的折射率 $n = \sqrt{n_0 n_G}$ 时,薄膜起到全增透的效果。值得注意的是,光学薄膜只对特定波长 λ_0 的光线起到全增透的效果。

2.1.3 增反膜

由图2.1可知,当薄膜的折射率大于玻璃基底的折射率时,镀制薄膜后的反射比大于光学玻璃基底的反射比,从而起到增反的作用,尤其是当薄膜的光学厚度 $nh = \lambda_0/4$ 时,增反效果最好,此时反射比 ρ 的表达式与(2.9)式相同。因此,镀制膜层的折射率 n 越大,薄膜的反射率越高。

2.1.4 半波膜

由图2.1可知,当镀制薄膜的光学厚度 $nh = \lambda_0/2$ 时,无论薄膜的折射率大于玻璃基底的折射率还是小于玻璃基底的折射率,薄膜对波长为 λ_0 的光线的反射比和不镀膜时的反射比一样,所以半波膜也称为虚膜。

2.2 白光干涉测量原理

2.2.1 激光光源与白光光源

在当今的光学测量领域中,基于干涉原理制作的干涉仪已经成为重要的测量仪器^[52-53]。目前市场上的商用干涉仪的测量精度已经能够达到PV值二十分之一的波长。用于测量面形的干涉仪主要采用激光作为光源,测量精度最高可达纳米级至亚纳米级量级。激光光源具有发散角小、相干性好的优点,非常易于产生干涉条纹。利用激光相干性好的特点,即使干涉腔长在米量级时,也可产生较好的测试精度。

白光干涉仪主要用于测量物体表面微观形貌,这类干涉仪的光源具有一定的光谱宽度,相干长度较短,一般为几微米至几十微米左右。由于光源的相干长度较短,所以干涉仪测量的范围也较小。

下面简单介绍单色激光光源和宽光谱白光光源产生干涉的原理。

根据传统的双光束干涉原理,单色激光光源干涉的光强 I 可以表示成

$$I = I_0(1 + V \cos(\phi + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta x)) \quad (2.10)$$

式中, I_0 为背景光强, V 为条纹对比度, ϕ 为初始相位, λ 为单色光波长, Δx 为光程差。相干光源干涉的光强图为一余弦曲线, 如图2.3所示。

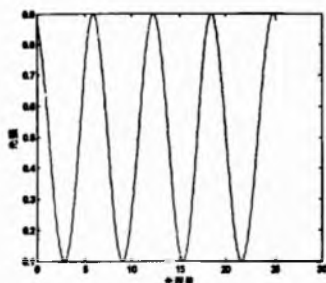


图 2.3 单色激光光源干涉光强曲线

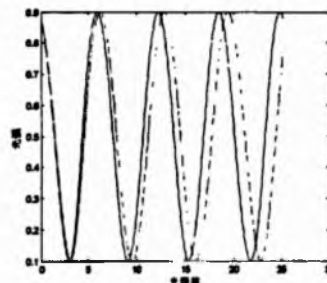


图 2.4 双波长干涉光强曲线

当在干涉测量中采用宽光谱白光光源时, 式(2.10)中的波长 λ 是光源光谱范围的一个函数, 同时由于光源光谱函数 $S(\lambda)$ 的存在, 对应的短相干光源中各波长的光强也不一样, 使得干涉条纹对比度 V 也是波长 λ 的函数。图2.4给出双波长干涉的光强图, 由此可知, 宽光谱白光光源干涉的光强曲线为各个波长分量干涉光强的叠加, 图2.5给出白光光源干涉光强曲线的示意图。

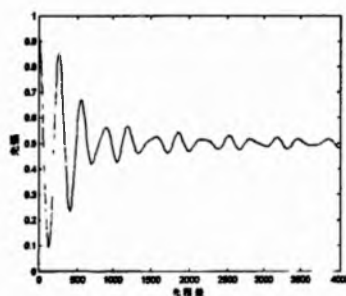


图 2.5 白光干涉光强曲线

由曲线可知, 白光干涉的光强最大值出现在光程差为零的位置, 光程差变大时, 干涉条纹的对比度变差。由于白光干涉条纹有一个固定的位置, 它对应于光程差为零的所谓的平衡位置, 在这个位置, 输出光强有一个相对最大值, 这一特征在干涉系统中可视为位置标记, 可据此来获取被测物理量的绝对值。短相干光源系统具有以下优点: (1)可测量绝对光程; (2)系统抗干扰能力强, 与光源的扰动等因素无关; (3)测量精度取决于干涉条纹中心位置的确定。

2.2.2 白光干涉垂直扫描系统分类

基于白光干涉原理的垂直扫描表面轮廓仪均是在干涉显微镜上构建的, 干涉显微镜分为 Michelson 型、Linnik 型、Mirau 型三种。

图 2.6 给出了 Michelson 型、Linnik 型、Mirau 型三种干涉显微镜的光路原理图,

它们的主要区别在于它们的分光方式不同,下面分别介绍上述三种干涉显微镜的工作原理。

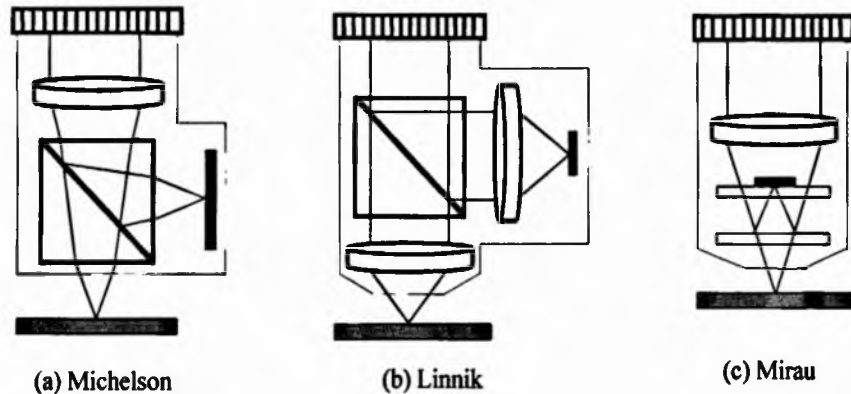


图 2.6 干涉显微镜的光路原理

Michelson 型干涉显微镜的光路如图 2.6(a)所示,由物镜、立方分光棱镜和参考平面组成。由于立方分光棱镜位于物镜和参考面和样品表面之间,而立方分光棱镜的大小将影响物镜的参数选择,因此 Michelson 型干涉显微镜的物镜放大倍率要低、数值孔径 NA 要小和工作距离要长。这样的光路结构最终将使得干涉显微镜可测量的范围变小。

Linnik 型干涉显微镜的光路如图 2.6(b)所示,由立方分光棱镜、两个完全相同的物镜以及参考平面组成。Linnik 型干涉显微镜中的物镜一般要求放大倍率高、工作距离短。该系统在参考光路和测试光路上分别设有物镜,为了平衡两个干涉臂之间的光程差,要求两个物镜相同以平衡像差,同时该系统与 Michelson 型干涉显微镜相比需要调整两个物镜的方位,因此系统调整比较困难。

Mirau 型干涉显微镜的光路如图 2.6(c)所示,由位于物镜和被测样品之间的两个玻璃平板组成,对其中的一个平板镀高反膜作为参考镜,另外一块平板镀半透半反膜作为分光板。由于物镜和样品表面之间需要放置两块分光板,因此 Mirau 型的干涉显微镜与 Michelson 型干涉显微镜类似,不适合使用放大倍率较大的物镜,一般当放大率超过 $50\times$ 时,物镜的工作距离就不够了。另一方面,当放大倍率较小时,例如小于 $10\times$ 时,参考镜就会遮挡通光口径,使视场变暗。因此, Mirau 显微干涉系统一般使用 $10\times$ 至 $50\times$ 之间的物镜。但 Mirau 型干涉显微镜将物镜置于共光路系统中,有利于平衡参考光路和测试光路之间的误差。

上述三种干涉显微镜的优缺点总结如表 2.1 所示^[54]。

表 2.1 Michelson, Linnik 和 Mirau 干涉物镜优缺点总结

物镜	优点	缺点
Michelson	视场大, 无中央遮拦	放大倍率低, 工作距离受分光棱镜限制
Linnik	数值孔径和放大率较大 工作距离不受限制	需要完全相同的物镜 系统调整困难
Mirau	近似共光路	中间有遮拦 数值孔径和放大倍率受限制

2.2.3 白光干涉垂直扫描系统测量表面形貌的原理

由于 Michelson、Linnik、Mirau 这三种干涉显微镜都是由 Michelson 型干涉仪的工作原理演变而来的, 下面以 Michelson 干涉仪的光路结构和工作原理为基础介绍白光干涉垂直扫描系统测量表面形貌的原理。

图 2.7 所示为白光干涉垂直扫描系统的原理图, 基本光路结构为 Michelson 干涉仪。测试光路上的载物台与移相器(PZT)相连接, 被测样品固定在载物台上, PZT 推动被测样品沿光轴轴向运动, 以改变测试臂的光程。被测样品返回的测试光线和参考镜 R 返回的参考光线被成像透镜会聚到 CCD 上形成干涉图。

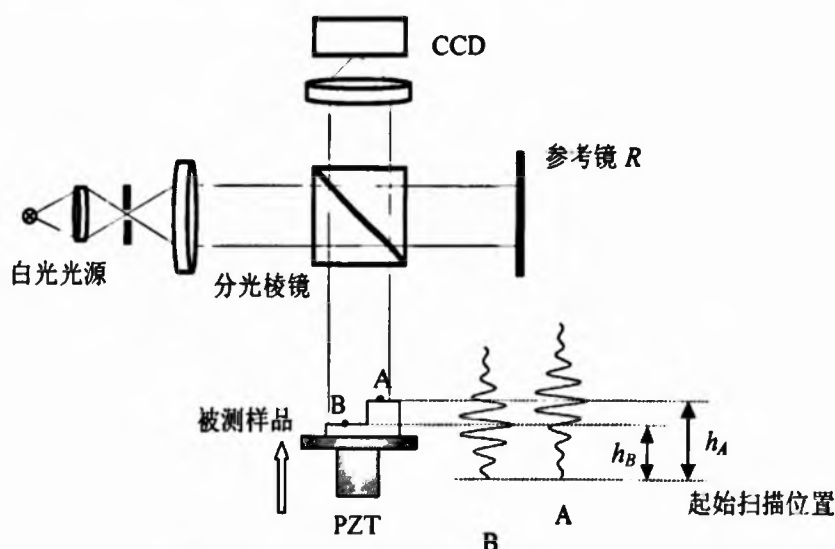


图 2.7 白光干涉垂直扫描系统图

在 PZT 推动被测样品沿光轴方向移动的过程中, 样品表面的 A、B 两点的测试光路光程依次达到和参考光路光程相同的状态, 即样品表面的 A、B 两点依次达到零光程差位置, 也即对应的 CCD 采集的干涉图上的 A、B 两点的光强依次达到最大值。设 A、B 两点对应的零光程差位置到起始扫描位置的高度分别为 h_A 、 h_B , 则可计算得到 A 点相对于 B 点的高度为

$$\Delta h_{AB} = h_A - h_B \quad (2.11)$$

在 PZT 推动被测样品沿光轴方向移动的过程中, CCD 采集的干涉图序列对应样品表面各点的干涉光强信号, 因此根据各点的光强变化曲线计算出其对应的零光程差位置到起始扫描点的高度 h , 如果所有点都以 B 点为基准计算相对的高度值, 就可以获得被测样品的表面形貌信息。

由于被测样品各点位置的白光干涉光强曲线的峰值位置是唯一的, 所以只要 PZT 的伸长量大于被测样品表面的最大高度差, 并且要求 PZT 的扫描范围包含各点的零光程差位置, 就可准确的获得被测样品表面的形貌。

Linnik 型干涉显微镜、Mirau 型干涉显微镜与 Michelson 型干涉显微镜的工作原理基本相同, 它们都是通过调节参考光路和测试光路达到等光程的状态, 以零光程差位置对应的白光干涉光强曲线的峰值判断来获取高度信息。在这三种干涉显微镜的基础上, 在参考臂或者测试臂加入移相器均可组成各自对应的垂直扫描系统, 从而获得被测样品的微观表面形貌。

2.3 改进的 Mirau 型白光干涉垂直扫描系统

2.3.1 实验装置简介

本文试验中所使用的 Mirau 干涉显微镜是经过以下改造而成的: 用 Mirau 干涉物镜替代金相显微物镜。由于金相显微镜的目镜和物镜要求齐焦, 因而其光学尺寸和基本参数必须按照国家标准和国际标注来进行相应的标准化。如图 2.8, 我国的国家标准规定金相显微镜物平面到像平面的共轭距有两种长度: 图中(a)为 195mm 的有限筒长系统; 图(b)为无穷远系统^[55]。

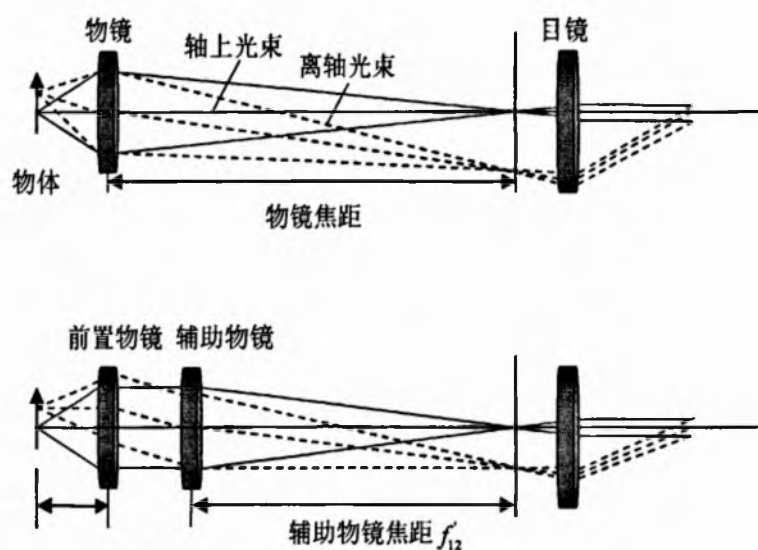


图 2.8 有限远与无限远显微镜的镜筒光路

本文实验中改造的金相显微镜是由南京江南光电股份有限公司生产的 XJX-200 型号的有限筒长结构的显微镜。由这种金相显微镜的特点易知,物体经过物镜直接成像在目镜的前焦点处,并且物面到前焦点的距离是固定不变的。然而需要经过我们改造形成的干涉显微镜,其物镜为国外某厂商生产的 Mirau 型干涉物镜,它的物平面到像平面的距离为无穷远。要做到这一点,必须在物镜的后面加上一个辅助物镜使得物体位于物方焦平面上时能够成像在 CCD 上。因此将金相显微镜的目镜替换成焦距 150mm 的胶合透镜并用一套机械装置将该胶合透镜和 CCD 封装在一起。该显微物镜的放大率由下式决定

$$\beta = -\frac{f_{12}}{f_{11}} \quad (2.12)$$

其中, f_{11} , f_{12} 分别为前置物镜和所增加的辅助物镜的焦距。

改装后的 Mirau 型干涉显微镜的光路如图 2.9 所示。光源钨卤素灯发出的光线经聚光镜组、孔径光阑、视场光阑和透反射镜入射到 Mirau 干涉物镜上,在 Mirau 干涉物镜内,光线被分光板分为两路,一路入射到参考面,另一路入射到待测样品表面,两路光再被透反射镜和聚光镜聚焦在 CCD 靶面上,最终形成干涉条纹。通过 XYZ 三维调整台可以调整待测样品表面的倾斜以及 XYZ 三个方向的位置。由计算机控制压电陶瓷电源驱动压电陶瓷推动待测样品做纵向运动。CCD 采集的干涉图像由图像采集卡记录在计算机中。

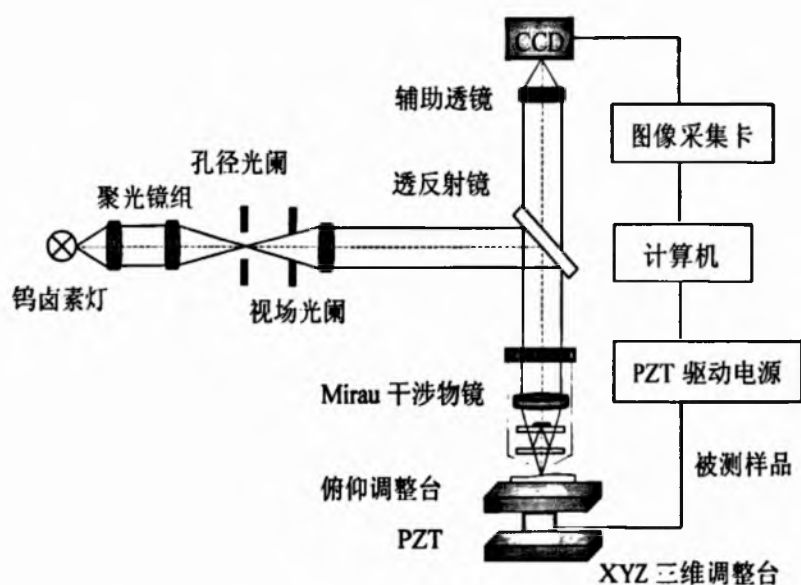


图 2.9 基于 Mirau 干涉显微镜的垂直扫描系统光路图



图 2.10 在金相显微镜基础上搭建的 Mirau 型白光垂直扫描系统

本文实验测量系统如图 2.10 所示。系统中使用的干涉物镜为国外某公司生产的 CF Plan DI 型 Mirau 干涉物镜，其主要参数如下表 2.2 所示：

表 2.2 Mirau 干涉物镜主要参数

放大倍率	数值孔径	工作距离	光源
20×	0.40	4.7mm	6w,20v 的钨卤素灯

2.3.2 PZT 位移量的标定

本文实验中的白光干涉垂直扫描系统使用 PZT 作为微位移器，推动待测样品沿着光轴方向移动。本文中所使用的算法依赖于 PZT 的移相步长，因此必须在测量薄膜样品的厚度之前，标定 PZT 的位移量。本节在立式接触式干涉仪的原理^[56]基础上提出了一种基于白光干涉原理来标定 PZT 位移量的方法。

2.3.2.1 利用白光干涉标定 PZT 位移量的方法

立式接触式干涉仪是一种常用的能够精确测量微位移量的仪器，它以迈克尔逊干涉仪为基本结构，将测试臂装上移动镜。当待测件有微小的沿光轴方向的纵向位移时，测头便带动反射动镜做上下移动，通过这个过程将位移的变化转化为白光干涉零级条纹的平移。

用于标定 PZT 位移量的测量系统如图 2.11(a)所示。由计算机控制 PZT 推动其上动镜做纵向移动，相应的测试光路的光程改变 Δy ，因而白光干涉条纹的位置就相应的发生 Δy 的横向位移，如图 2.11(b)所示。假设移动后白光干涉信号的零程差位置记为 y ，则 PZT 的位移量可以表示为

$$\Delta y_j = (y_j - y_{j-1}) \Delta l \quad (2.13)$$

其中, j 为 PZT 的步进次数, Δl 为 CCD 相邻像素间隔对应的光程差, 式中的单位为像素数。

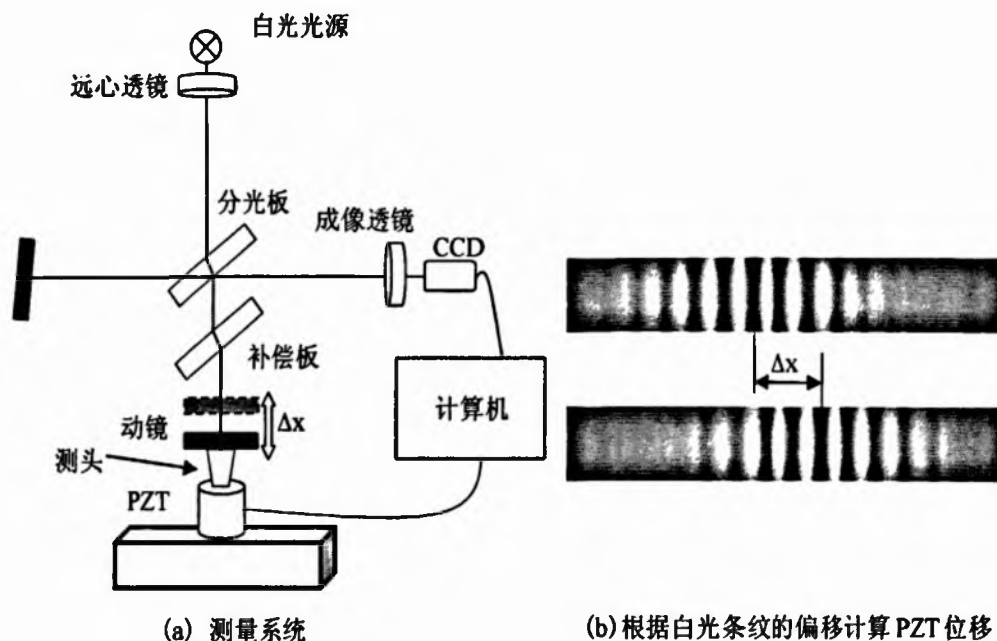


图 2.11 接触式干涉仪测量 PZT 位移的原理

由式(2.13)可知, 测量 PZT 的位移, 必须先测量出 CCD 相邻像素间隔对应的光程差大小。可以通过单色光干涉仪先标定 CCD 相邻像素间隔对应的光程差值, 然后在白光干涉条纹中确定零光程差位置, 从而能够根据其位置的位移量最终获取 PZT 的位移量。白光干涉条纹信号的零光程差位置可以使用空间频域算法来实现。

2.3.2.2 标定 PZT 位移量的实验

本节中将根据上述的方法来确定白光干涉垂直扫描系统中 PZT 的位移量。实验测量系统如图 2.12 所示。图中的干涉仪为上海光学仪器厂生产的 JDS-1 型接触式干涉仪, 光源为白炽灯, DA 卡为 12byte, 并利用计算机给定 DA 卡 0-5V 的电压信号, PZT 驱动电源将信号放大至 0-200V 驱动 PZT 伸长产生纵向位移, 用 CCD 采集干涉图。

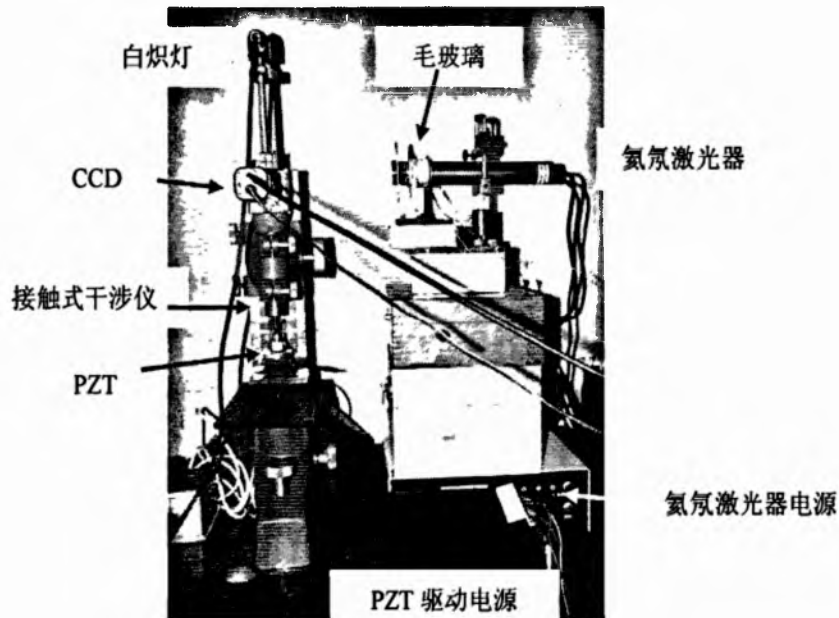


图 2.12 PZT 位移测量系统

根据上节中对于 PZT 标定的原理分析，其标定流程如图 2.13 所示。

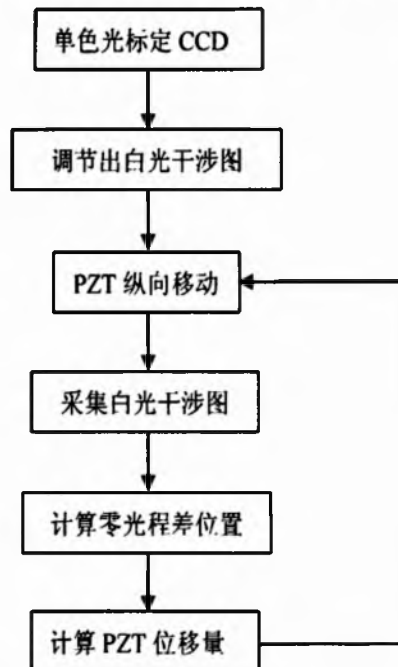


图 2.13 PZT 位移测量流程图

首先利用单色光干涉条纹计算出 CCD 靶面上每个像素所对应的光程差的值，也即实验中所要求的 CCD 相邻像素间隔对应的光程差值 Δl 。实验中使用波长为 632.8nm 的氦氖激光器作为单色光源，图 2.14 为 CCD 采集的单色光干涉图的一维干涉光强分布，可以发现呈明显的单色光双光束干涉时的余弦分布。光强分布曲线中共有 13

根干涉条纹, 也即 $N=13$ 个条纹间距, 共占据 $M=678$ 个像素。一个条纹间隔的变化对应 $\lambda=632.8\text{nm}$ 的光程差, 因此只要根据 CCD 靶面上条纹的间隔数 N 和这 N 个间隔占据的像素个数 M 即可计算出像素间隔对应的光程差

$$\Delta l = \frac{\lambda N}{M} = \frac{632.8 \times 13}{678} \quad (2.14)$$

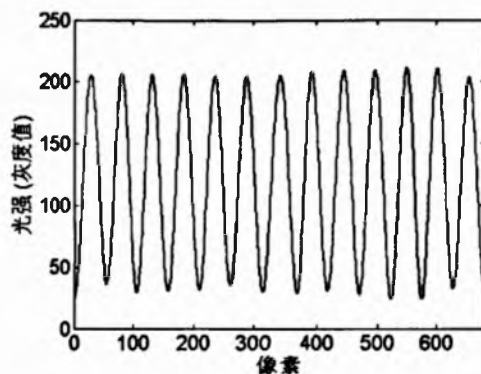


图 2.14 一维干涉光强分布

白光干涉光强是光源光谱范围内所有单色光干涉光强的叠加, 可以由积分式表示为

$$I(z) = \int_{\Delta k} S(k) \{1 + \cos[\phi(k)]\} dk \quad (2.15)$$

式中, Δk 为谱宽, 将相位在中心波数 k_0 处用泰勒级数展开

$$\phi(k) = \phi(k_0) + (k - k_0) \left. \frac{d\phi}{dk} \right|_{k_0} + \frac{(k - k_0)^2}{2} \left. \frac{d^2\phi}{dk^2} \right|_{k_0} + \dots \quad (2.16)$$

当干涉系统中不存在大量的二阶色散量时, 可以忽略 $d^2\phi/dk^2$ 等高次项, 则式(2.16)为

$$\phi(k) = \phi(k_0) + (k - k_0) \left. \frac{d\phi}{dk} \right|_{k_0} \quad (2.17)$$

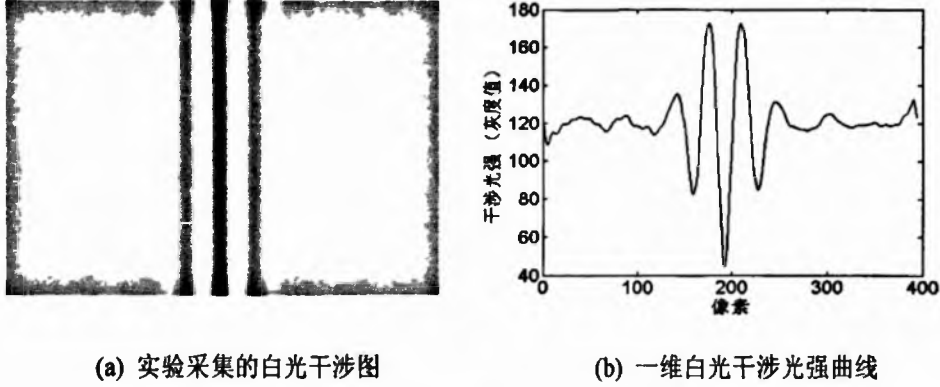
式(2.17)中, 假设 $\phi(k_0) = k_0 z_0$, $\left. \frac{d\phi}{dk} \right|_{k_0} = z_0 + k \left. \frac{dz}{dk} \right|_{k_0} = G_0$, z_0 为相速度光程差, G_0 为群速度光程差。因此上式可以写成

$$\begin{aligned} \phi &= k_0 z_0 + (k - k_0) G_0 \\ &= G_0 k + (k_0 z_0 - k_0 G_0) \end{aligned} \quad (2.18)$$

从式(2.18)可以看出, 利用一系列波数 k 对应的相位值 ϕ , 就可以计算出相位和波数之间的关系。

然后计算白光干涉信号所对应的零光程差位置, 利用了单幅干涉图 FFT 变换的空

间频域算法来处理这个干涉信号。图 2.15(a)为实验中 CCD 采集的一幅白光干涉图, 图 2.15(b)为白光干涉图对应的一维干涉光强曲线。



(a) 实验采集的白光干涉图

(b) 一维白光干涉光强曲线

图 2.15 实验采集的白光干涉图及其一维光强曲线

在一维干涉光强曲线(图 2.14)中等间隔的选取 64 个采样点, 对光强值进行离散的 Fourier 变换将其转换到频域,

$$P(k_j) = \sum_{i=1}^n I_i \exp(-ik_j z_i) \quad (2.19)$$

变换结果如图 2.16 所示, 一级旁瓣中包含着所需测量的相位信息, 不同波数 k_j 对应的相位值可以表示为

$$\phi(k_j) = \tan^{-1}(\text{Im}\{P(k_j)\} / \text{Re}\{P(k_j)\}) \quad (2.20)$$

对求得的相位值进行解包后的波数与相位的分布如图 2.17 所示。对解包后的波数和相位值做最小二乘拟合得到

$$\begin{aligned} \phi &= ax + b \\ &= -1931.3k + 28.1 \end{aligned} \quad (2.21)$$

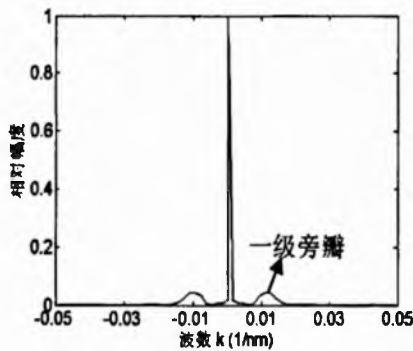


图 2.16 频域分布

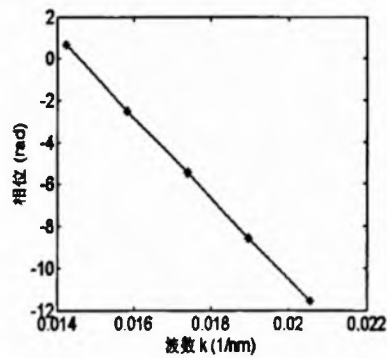


图 2.17 解包后的波数

其中, a , b 分别为拟合直线的斜率和常数项系数。根据式(2.18)可以计算出图 2.16 所示的白光干涉信号的群速度光程差 G_0

$$G_0 = a = -1931.3nm \quad (2.22)$$

一般可以将群速度光程差 G_0 作为零光程差位置。利用 PZT 纵向运动过程中采集的不同白光干涉信号的群速度光程差 $G_{0,j}$, j 为 PZT 的步进次数, 可以计算出 PZT 的位移量

$$\Delta x_j = G_{0,j} - G_{0,j-1} \quad (2.23)$$

$$= a_j - a_{j-1}$$

实验中, 计算机控制给 DA 卡输入 256 步 0-5V 的信号, PZT 驱动电源输入 PZT 的电压范围 0-200V, 计算出 PZT 每次步进时采集的白光干涉信号中零光程差的位置, 根据式(2.23)得到 PZT 的步进位移量。

根据上述方法测得的 PZT 的电压-位移曲线如图 2.18(a)所示, PZT 最大伸长量为 $20.03\mu m$ 。对图中电压-位移曲线进行二阶多项式拟合, 得到 PZT 伸长量的非线性度为 3.4%。利用白光干涉原理测量薄膜厚度时要求每步位移等间隔, 而当前 PZT 线性较差, 在 PZT 电压-位移曲线中选取线性最好的一段, 电压范围 53-99V, 其非线性度为 0.8%, 伸长量为 $5.85\mu m$, 如图 2.18(b)所示。记录该范围内的电压信号值, 白光干涉测量时利用该段的位移量测量薄膜厚度。

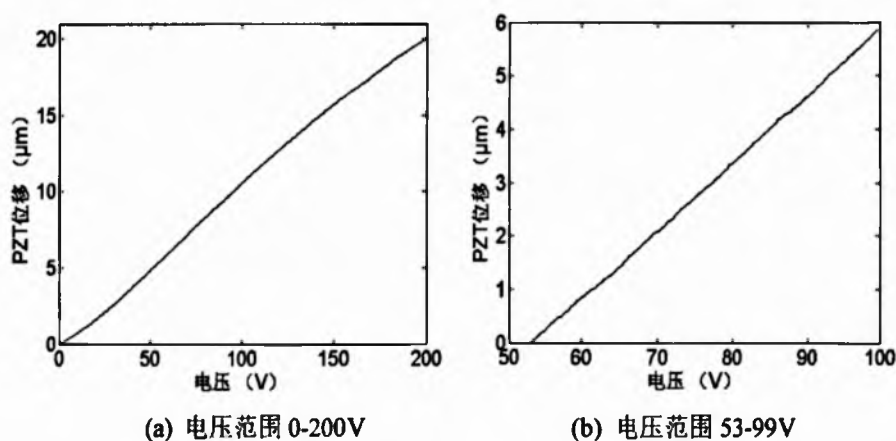


图 2.18 PZT 电压-位移曲线

2.4 薄膜测厚原理

试验中所使用的垂直白光扫描系统为 Mirau 型干涉显微镜^[54]。下面结合实验仪器对白光干涉薄膜测厚原理加以说明。



图 2.19 Mirau 干涉显微镜原理结构图

由光源钨卤素灯发出的光线经过物镜后透射过参考板入射到分光板 BS 上，分光板上的半透半反膜将光线分成两路：一路光线入射到待测薄膜样品表面，另一束光线反射至参考板上的标准面，这束光线经过标准面反射后再次回到 BS 上并再次被 BS 反射，同时在物镜视场中与由待测表面返回的光束发生干涉。

由于待测样品薄膜是透明的这一特殊性，下面详细分析之。

在实验过程中驱动 PZT 会使得 BS 与待测薄膜表面的光程差发生变化。当薄膜的上表面与 BS 的光程，标准面和 BS 的光程这两者相等时，薄膜的上表面与标准面发生干涉，形成干涉强度峰值；同理，继续驱动 PZT 会使得薄膜的下表面与标准面发生干涉，也会形成一个干涉强度峰值。具体的情形如图 2.20 所示，峰值 A 表示待测薄膜的上表面与 Mirau 干涉显微镜标准面发生干涉后得到的光强曲线，B 表示由待测薄膜的下表面干涉后得到的光强曲线。

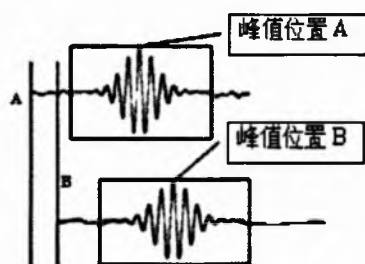


图 2.20 待测薄膜上下表面与标准表干涉得到的强度峰

薄膜引起的干涉场光强曲线是上表面干涉和下表面干涉的叠加，如图 2.21 所示。当薄膜的厚度大于光源钨卤素灯的相干长度时，此两峰值的位置在光强图上是分开的；而当薄膜的厚度接近或小于光源的相干长度时，此两峰值的位置是不分离而连在一起的。本文的目的就是找到合适的算法分离上述第二种情况中的相干峰值，从而得到薄膜的物理厚度参数。在下一章中将会详细阐述分离相干峰值的算法。

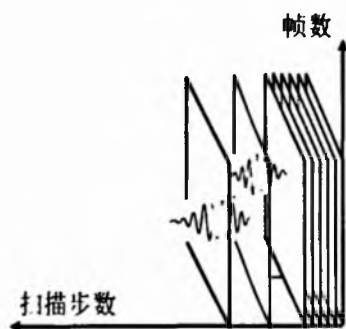


图 2.21 实验所得的干涉图经处理后的强度图模拟

2.5 本章小结

本章主要对白光干涉测量薄膜厚度的测量原理进行了系统介绍。首先从光学薄膜中的多光束干涉、增透膜、增反膜、半波膜这几个方面介绍了薄膜的基本原理，为后续章节的叙述奠定了基础。接着介绍了光源部分，将常用的激光光源和实验中使用的白光光源进行了较为全面的阐述和比较。在此基础上，介绍了实验中所使用的测量仪器：在金相显微镜基础上所搭建的 Mirau 型垂直白光扫描系统及具体参数。此外还介绍了 PZT 位移量的标定。最后叙述了白光干涉测薄膜厚度的测量原理。

以上内容仅为本文档的试下载部分，为可阅读页数的一半内容。如要下载或阅读全文，请访问：<https://d.book118.com/555112204242011110>