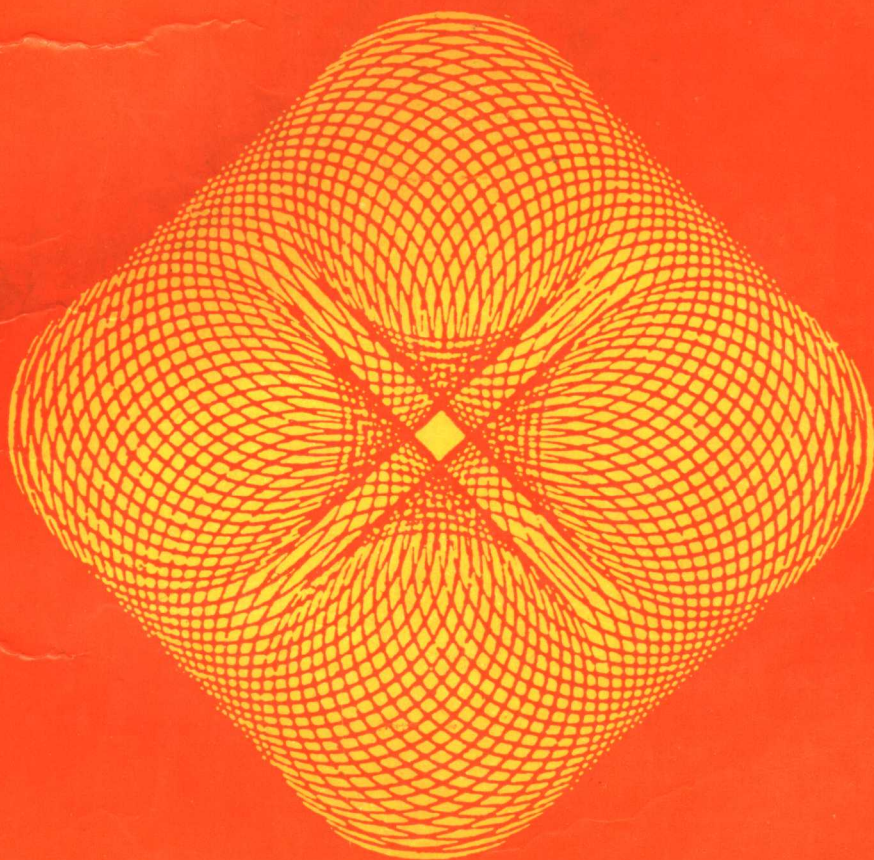


近代光学测试技术

杨国光 主编



机械工业出版社

近代光学测试技术

杨国光 主编



机械工业出版社

序 言

随着近代科学技术和工业技术的迅速发展, 传统的光学机械测试方法已日益不适应近代工业和科学技术提出的高精度、高效率与自动化的测试要求。在精密测试领域中, 必须注入新的活力, 激光和计算机技术的出现和二者的结合为新的测试技术开辟了一条新的途径。为促进精密测试技术和光学工业本身的现代化和便于各学科之间的相互促进和渗透, 结合我们的科研与教学工作的需要, 从近代光学的角度, 系统的编写了这本书。

利用光学进行精密测试, 一直是测试技术领域中的主要方法。由于光学测试方法的非接触性, 高灵敏度性, 高精度性以及光学图象的二维计量性, 在应用上十分有意义。但近代对测试技术提出了三维性, 相关性及时时性, 要求更高的灵敏度和精度。传统的普通光学方法已不能适应。为此, 七十年代以来国内外主要发展以激光为中心的精密测试技术; 特别是激光与计算机结合的近代光学测试技术, 这种技术是以近代光学为基础来实现精密计量与测试。近代光学测试技术的任务与手段主要是:

(1) 静态的三维测量 这主要是静态表面(包括粗糙表面、高温表面、柔性表面、液面)的三维形状与变形测量, 这方面发展的新方法主要是: 全息法、莫尔法、散斑法、光扫描法、光衍射法以及实时干涉法等。

(2) 动态的参数测量 这主要指时间变动下对物体的测量。例如, 测长、测振、测速、测微小变形等。发展的新方法有光学外差法、外差法以及激光多普勒法、光导纤维法等。

(3) 实时测量 这主要指空间与时间都变动下的测量, 新发展的方法是各种光电实时测试技术, 例如, 光扫描法、信息处理法、数字图象测试法等。

(4) 相关测试 从测试比较中找到物体相同点与不同点。这方面主要发展傅里叶频谱分析, 激光光谱技术等方法。

本书则以上内容为中心, 分十章以专题形式从十个方面来综述国内外自七十年代以来新发展的各种光学测试新技术。为使篇幅不致太多, 本书有选择的略去了一些方面, 例如, 高速摄影测试技术、散射测试技术、偏振、光度、色度测试技术等。而主要介绍发展比较成熟、技术比较先进而又有一定应用意义的方法。

本书主要是为光学、光学仪器、精密仪器仪表专业的高年级学生和研究生编写的一本专业参考书。为便于其他专业的技术人员学习阅读, 在每章中都有适当的入门基础介绍, 特别是第一章与第二章。另外, 每章附有参考书目与文献, 便于读者进一步深入, 从中找到有价值的材料。

本书编著及审校者虽都是直接从事这方面技术工作的专业人员, 但由于本书在技术上较新、涉及面又广, 经验不足, 因此在取材和编写上肯定有不妥和错误之处, 望读者及时指正。

编著者

1983年12月

于浙江大学

目 录

序言

第一章 干涉测试技术1

编著: 卓永模 审: 缪家鼎、董大年

绪言1

§ 1-1 光干涉的基础知识2

一、波动方程及基本量2

二、相干振动3

三、光干涉的实际条件4

四、光源的相干性5

五、干涉仪常用的光源及激光光源9

六、干涉条纹的间隔和形状10

§ 1-2 双光束干涉测试11

一、泰曼-格林干涉仪测试11

二、典型的双光束干涉图及其分析11

三、任意波前的干涉图分析15

四、共路干涉仪测试16

五、横向剪切干涉仪测试25

§ 1-3 多通道干涉仪测试33

一、双通道干涉仪33

二、多通道干涉仪36

§ 1-4 条纹扫描干涉测试37

一、条纹扫描的测量原理38

二、条纹扫描干涉系统40

三、绝对校正44

四、电子计算机及其外部设备45

§ 1-5 实时横向剪切干涉仪47

一、工作原理47

二、干涉仪的光学系统48

三、干涉仪的电子系统48

四、被测件的对准50

五、仪器测量精度的考虑50

§ 1-6 激光干涉仪测量长度50

一、激光干涉测长的工作原理51

二、激光干涉测长的应用52

§ 1-7 激光外差干涉测试56

一、双频激光外差干涉仪56

二、双频激光干涉仪的其它应用57

三、激光外差测量振动59

本章参考文献60

第二章 光全息技术61

编著: 杨国光 审: 董大年、董太和

§ 2-1 全息原理及全息图特性61

一、概述61

二、全息原理61

三、全息图的数学描述62

四、全息图的类型65

五、全息图的特性67

六、全息图的分辨率与衍射效率83

§ 2-2 全息测试技术85

一、全息干涉技术85

二、全息等高线技术89

三、全息相关技术94

§ 2-3 全息技术的应用99

一、缺陷检测99

二、尺寸和形状检测104

三、三维测量107

四、振动的测量与分析111

五、粒子与流场分布测定112

六、其他应用114

§ 2-4 计算全息技术120

一、概述120

二、计算全息原理120

三、制作步骤124

四、应用前景125

§ 2-5 全息实用技术125

一、基本设备125

二、精密工作台126

三、激光器126

四、光学系统127

五、全息底片129

六、曝光及暗室处理129

本章参考文献130

第三章 散斑技术131

编著: 龙槐生 审: 缪家鼎、董大年

§ 3-1 散斑及其性质	131
一、散斑的形成	131
二、散斑的大小	131
三、散斑的光强分布	132
§ 3-2 平移、转动及应变对散斑的影响	134
一、基本关系式	134
二、物体应变对散斑的影响	138
§ 3-3 散斑计量技术	140
一、概述	140
二、聚焦散斑照相法	141
三、离焦散斑照相法	149
四、不用透镜的散斑法——客观散斑法	154
五、散斑干涉术	156
六、散斑剪切干涉术	164
七、白光散斑技术	169
八、测量物体位移与变形的几种方法小结	170
§ 3-4 散斑的应用	171
一、用散斑测量振动	171
二、测量透明物质的一些性质	177
三、电子散斑干涉计量(ESPI)	177
四、其他方面的应用	184
§ 3-5 实用方面的一些考虑	187
一、感光材料	187
二、照明光源	187
三、物体	187
四、照相物镜	187
本章参考文献	188
第四章 莫尔条纹技术	189
编著: 曹向群 审: 董太和, 廖家鼎	
§ 4-1 条纹形成原理	189
一、概述	189
二、条纹的形成	189
三、莫尔条纹信号的特点	191
§ 4-2 光栅读数头	193
一、读数头的分类和组成	193
二、分光读数头	193
三、直接接收式读数头	194
四、镜象式读数头	195
五、反射式读数头	196
§ 4-3 读数头元件的特点和参数选择	196
一、照明系统	196
二、光栅付系统	199

三、光电转换	204
四、计数概述	206
§ 4-4 莫尔技术的应用	208
一、引言	208
二、数字式测长系统	209
三、扫描式粗光栅系统	209
四、伺服跟踪系统	211
五、角度测量仪系统	215
六、三坐标测量机的数显系统	219
§ 4-5 莫尔等高线技术	220
一、概述	220
二、照射型原理	220
三、投影型原理	223
四、莫尔条纹等高线的实用技术	224
五、应用举例	225
本章参考文献	228
第五章 光衍射技术	230
编著: 杨国光 审: 廖家鼎、董太和	
§ 5-1 激光衍射计量原理	230
一、概述	230
二、计量原理	230
三、基本公式	231
四、技术特点	233
§ 5-2 激光衍射计量技术	234
一、基本方案及其分析	234
二、间隙计量法	236
三、反射衍射法	239
四、分离间隙法	240
五、互补测定法	241
六、爱里圆测定法	243
七、测量精度与最大量程	244
八、实际的激光衍射测量系统	246
§ 5-3 实际的应用	249
一、间隙或间隙变化的测量	249
二、位移与间隙的远距测量	251
三、表面缺陷的自动检测	251
四、细丝及薄带尺寸的测量	254
五、角度的精密测量	257
六、全场测量	258
本章参考文献	260
第六章 光扫描技术	261
编著: 杨国光审: 廖家鼎、董大年	

§ 6-1 概述	261
§ 6-2 激光扫描计量技术	261
一、计量原理	261
二、 $f-\theta$ 扫描物镜	263
三、光学系统的匹配	265
四、球面镜扫描系统	268
五、应用	272
§ 6-3 位相调制扫描技术	277
一、光调制扫描法	277
二、外差扫描法	279
§ 6-4 光扫描定位技术	280
一、光电显微镜技术	280
二、激光扫描定位装置	282
§ 6-5 表面特征检测的扫描技术	283
一、反射光检测法	283
二、散射光检测法	284
三、扫描频谱分析法	286
§ 6-6 光扫描技术的其他应用	288
一、三维扫描技术	289
二、激光退火扫描技术	290
三、激光打印技术	291
四、无定向激光扫描	293
本章参考文献	294
第七章 光导纤维技术	295
编著: 张仲先 审: 董大年、董太和	
§ 7-1 概述	295
§ 7-2 光纤传光原理及传输特性	296
一、光纤的结构和种类	296
二、光纤的传输模式	297
三、光纤的传输损耗	301
四、光纤的色散	301
§ 7-3 光学纤维传感器工作原理	302
一、分类	302
二、工作原理	302
§ 7-4 光纤传感器的应用	306
一、功能型光纤传感器的应用	306
二、非功能型光纤传感器的应用	318
§ 7-5 光纤实用技术	329
一、光纤的选择	329
二、光纤的处理方法	330
三、光纤中的光耦合	330
四、光纤的分光与合光器	335
本章参考文献	335

第八章 激光多普勒技术	336
编著: 张仲先 审: 董太和、廖家鼎	
§ 8-1 激光多普勒效应	336
一、概述	336
二、多普勒频移	336
三、差动多普勒技术	338
§ 8-2 激光多普勒测速技术	339
一、激光多普勒测速的特点	339
二、激光多普勒测速原理	340
三、激光多普勒测速仪的基本光路	341
§ 8-3 流速方向判别和多维测量	346
一、方向判别和外差技术	346
二、多维激光多普勒测量技术	352
§ 8-4 激光多普勒信号处理系统	355
一、激光多普勒信号的特点	355
二、频谱分析法	356
三、频率跟踪法	357
四、计数型信号处理法	358
五、滤波器组分析法	359
六、光子计数相关法	360
七、扫描干涉法	361
八、信号处理技术的选择	362
§ 8-5 激光多普勒技术的应用	362
一、管道内水流的测量	363
二、激光测量二相流	363
三、血液流动的研究	364
四、激光多普勒显微镜和生物体研究	364
五、湍流的研究	365
六、丙烷气火焰流速的测量	366
七、转子动叶栅内部气流速度的测量	366
八、大气风速测量	367
九、超音速风洞中激光测速	367
十、固体表面速度的测量	367
十一、振动的测量	368
本章参考文献	369
第九章 激光光谱技术	371
编著: 张浚生、林中 审: 董太和、廖家鼎	
§ 9-1 激光光谱学和激光光谱技术	371
§ 9-2 可调谐激光器	371
一、可调谐染料激光器	371
二、可调谐半导体激光器	377
§ 9-3 激光喇曼光谱技术	378
一、基本原理	378

二、激光喇曼分光计	381
三、新实验技术	389
四、共振喇曼光谱技术	393
五、相干反斯托克斯喇曼光谱技术	399
§ 9-4 激光荧光光谱分析	403
一、基本原理及发展	403
二、检测激光原子荧光的装置	404
§ 9-5 激光原子吸收光谱分析	409
一、分析的原理	409
二、激光原子吸收光谱分析的特点及其装置	409
§ 9-6 激光微区光谱分析	411
一、原理及特点	411
二、激光微区分析的典型装置	412
§ 9-7 其他实用激光光谱技术和应用	417
一、大气污染监测	417
二、激光光声光谱技术	418
三、超短光脉冲光谱技术	420
四、光电流光谱技术	421
本章参考文献	423

第十章 信息与图象检测技术

编著: 杨国光 审: 董大年、董太和

§ 10-1 概述	425
§ 10-2 象传感检测技术	426
一、原理	426
二、应用	427
§ 10-3 图象扫描检测技术	430
一、基本型式	430
二、测试上的应用	432
§ 10-4 光信息处理检测技术	435
一、概况	435
二、取样法	435
三、滤波法	439
四、相关测量法	445
§ 10-5 数字图象检测技术	449
一、概述	449
二、数字图象处理基础	451
三、应用实例	465
本章参考文献	481

第一章 干涉测试技术

绪 言

干涉测试技术是以光波干涉原理为基础进行测试的一门技术,与一般的光学成像测试技术相比,干涉测试技术具有更高的测试灵敏度和精度;绝大部分的干涉测试都是非接触的,不会给被测件带来表面损伤和附加误差。

在干涉测试中,干涉仪以干涉条纹来反映被测件的信息。因为干涉条纹是光程差相同点联成的轨迹,而光程差 Δ 是干涉仪两支光路光程之差,可用下式表示

$$\Delta = \sum_{i=1}^N n_i l_i - \sum_{j=1}^M n_j l_j$$

式中 n_i, n_j ——分别为干涉仪两支光路的介质折射率;

l_i, l_j ——分别为干涉仪两支光路的几何路程差。

若把被测件放入干涉仪的一支光路中,干涉仪的光程差将随被测件的位置与形状而变,因此干涉条纹也将随之变化,测量干涉条纹的变化量,不仅可直接获得 l 或 n , 而且还可以间接获得与 n, l 有关的各种几何量和物理量,其应用范围是十分广泛的。现在,干涉测试技术几乎已被应用于所有的工业部门及科学研究上。在干涉测试技术中,双光束干涉技术特别有用,斐索干涉仪及泰曼-格林干涉仪已被广泛应用到各种测试中去。散射板干涉仪,点衍射干涉仪及各种共路干涉仪,由于其结构简单、抗震性好及不需要参考面等优点,正得到不断发展。近十年来,各种交流干涉仪的出现,标志着干涉技术进入了一个新的时代。

进入六十年代以来,有三个主要因素促进了干涉测试技术的进一步发展^[1],这三个因素是:(1)激光的出现及其在干涉测试中的应用;(2)隔震条件的改善;(3)干涉仪与计算机或微处理机的结合。由于激光具有特好的时间和空间相干性,高的亮度和好的方向性,使干涉技术不仅具有更高的灵敏度和精度,而且使测量的范围进一步扩大,测量速度进一步加快。激光引入干涉仪后,使各种大程差干涉测试成为可能,但大程差干涉仪也带来一些新的问题。就是对外界干扰特别是外界振动的干扰十分敏感,因此不得不研究各种隔震技术及隔震系统,早期的隔震系统是采用花岗岩隔震台,主要是靠隔震台本身的重量来吸收外界的振动,因此隔震台的体积往往很大。以后陆续出现了各种隔震器件,使隔震较为方便灵活,但对外界低频振动的干扰,隔震效果仍然不好。新近出现的蜂窝式隔震台是一种比花岗岩隔震台更轻便更能消震的隔震台,对外界的低频振动干扰也有较好的隔震性能。这种隔震台目前已有商品出售。

随着电子技术和电子计算机技术的发展,从七十年代开始,出现了激光干涉仪与电子计算机或微处理机的结合,且在近几年来得到不断的发展完善。干涉仪与电子计算机结合,对干涉图进行最小二乘处理,使外界漂移或扰动的影响大大减少,并能实现干涉条纹的实时自动分析。同时,计算机采用适当的存储方式来消除干涉仪本身的误差,因此对干涉系统各光学元件的质量要求可适当降低。

可以预料,干涉技术今后的发展趋势将是(1)干涉仪本身会变得更加简单、紧凑、稳定。在

这方面,新近出现的光纤干涉仪就是一个实例。(2)干涉仪的使用调整将越来越方便。(3)干涉仪与电子计算机的结合将达到更完善的程度,因而干涉测试的效率及测试精度将进一步提高。在八十年代中,干涉测试技术最重大的突破将是干涉仪与电子计算机结合用于现场加工的实时控制,这对于加工大型精密零件(包括光学球面和非球面)具有特别重要的意义。

本章主要叙述七十年代以来发展的各种干涉测试技术及其典型应用,为了便于读者阅读,开头简要介绍一些必备的基础知识,作为本章的入门。

§ 1-1 光干涉的基础知识

为了阐明干涉测试的原理,先简述干涉现象的一些基本知识。

一、波动方程及基本量

在图 1-1 中,设 o 点有一振动,其位移 U 为时间 t 的函数,即 $U=f(t)$ 。当此振动沿某一方向(如 ox 方向)传播时,在该方向上的所有点都重复 o 点的动作,只是在时间上落后了一个时间间隔,振动的这种传播就称为波动。

根据光的波动理论,在波传播方向上离 o 点为 x 的任意点 P 上的光波振动 U ,可由下式表示:

$$\begin{aligned} U &= A \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right) = A \cos \left(2\pi \nu t - \frac{2\pi x}{\lambda} \right) \\ &= A \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \right) \end{aligned} \quad (1-1)$$

式中 A ——振动的振幅;

T ——振动周期;

ν ——振动频率;圆频率 $\omega = 2\pi \nu$

t ——时间;

λ ——波长;

v ——波速。

在式(1-1)中,余弦符号后的量值 $\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \right)$ 称为振动位相,用符号 ϕ 表示。其中,坐

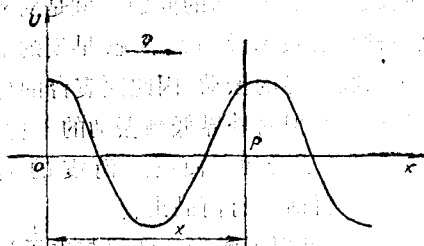


图 1-1 振动的传播

标原点 o 的振动位相 $\phi_0 = \omega t$ 称为初始位相。

振动的位相决定了在确定的时间 t 和空间点 x 上的振动大小。两点间的位相差表示两点间振动状态的差异。

在不同的介质中,波速并不相同,因此,需要引入介质折射率和光程的概念。光速是迄今已知的速度极限值,在真空中,光速用 c 表示: $c = 2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$ 。

在其它介质中,光速用 v 表示比真空中的光速 c 要小,其比值 n 称介质的绝对折射率,

$$n = \frac{c}{v} \quad (1-2)$$

光学上定义真空折射率 $n=1$ 。因为在不同介质中,光振动的频率或周期不会改变,所以不同介质中光的波长就要改变,设介质中波长为 λ' ,真空中的波长为 λ_0 ,于是有:

$$\lambda' = vT = \frac{c}{n} T = \frac{\lambda_0}{n} \quad (1-3)$$

即介质中的波长一定比真空中的波长短, 因此, 介质中的波动方程可表示为

$$U = A \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda'} x \right) = A \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} nx \right) \quad (1-4)$$

比较式(1-1)与式(1-4)可见, 对于同样的几何路程 x , 光在空气中传播与在其它介质中传播的振动位相是不同的, 差别在于介质中是以 nx 代替 x , 乘积 nx 称为光学长度, 简称光程。

振幅 A 表征振动的大小。振动的能量正比于振动加速度, 而振动加速度 $a = -A^2 \omega^2 \cos \omega t$, 所以振动的能量 E 也正比于振幅 A 的平方, 即

$$E \propto A^2 \quad (1-5)$$

上面叙述了波在一维空间的波动方程。波在二维及三维空间的传播在光学上遇到更多, 此时用波面来表示波动。所谓波面, 就是波在传播过程中的等位相面。若波源是一点, 则在均匀介质中传播的波面就是球面, 离波源无限远处的一部分波面可认为是平面。平面波的波动方程仍用式(1-4)表示。球面波中, 因振动能量随半径 r 的增加而扩散到整个球面 $4\pi r^2$ 上。离波源越远, 则波面上每一单元的振幅越小, 球面波的波动方程可表示为

$$U = \frac{A_0}{r} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \right) \quad (1-6)$$

式中 A_0 ——波源振幅。

为了运算方便, 常把波动方程表示成复数形式

$$U = A \exp i\phi \quad (1-7)$$

在光的干涉理论中, 振幅 A 的平方很重要, 因为 A^2 实际上决定着光强。要求得 A^2 , 实际上只需要以 U 的共轭复数 U^* 乘以 U , 即

$$U \times U^* = A \exp i\phi \cdot A \exp -i\phi = A^2 \propto I \quad (1-8)$$

式中 I ——光强。

因此可以说: 单色光振动的光强即是其共轭复数模的平方。

二、相干振动

考察两个点光源, 它们发出平行、单色的光振动, 若用这样的两个光源照明一个平面, 按照这两个光振动频率的异同, 从理论上说, 可以出现两种现象: 如果频率不同但相差很小, 则将发生“拍”的现象。若两光频率相同, 由于它们的传播速度相同, 则在空间某一给定点处, 它们的位相差不随时间而变化, 而只与考察点的位置有关。在观察平面上的某些区域, 两振动的位相相同, 因而其振幅相加, 出现光强极大值。而在观察平面的另一些区域, 两振动的位相反, 因而振幅相减, 出现了光强的极小值, 则称这两个光源所发出的单色振动是相干的, 它们产生干涉, 在观察屏上可看到干涉条纹。若设两光源的起始位相相同, 则观察平面任一点上的合成光强为

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \frac{2\pi \Delta}{\lambda} \quad (1-9)$$

式中 I_1, I_2 ——两相干光源的光强;

Δ ——观察面上任一点的光程差;

λ ——光源波长。

光程差 Δ 等于波长整数倍的区域, 得到光强极大, 称为亮纹。光程等于半波长的奇数倍的区域,

对应着光强极小值,称为暗纹。若 m 为任意整数,则对应于亮纹时

$$\Delta = m\lambda \quad (1-10)$$

对应于暗纹时

$$\Delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (1-11)$$

只要 m 变化 1, 就从一个条纹过渡到下一个条纹。比值 Δ/λ 称为干涉级。亮纹对应着干涉级的整数, 而暗纹则对应于一个整数加 $\frac{1}{2}$ 。

设 $I_{\max}$ 为亮纹的光强, $I_{\min}$ 为暗纹的光强, 则条纹的对比度可定义为

$$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1-12)$$

如果 $I_{\min}$ 为零, 即暗纹全黑, 则条纹的对比最大, $\gamma=1$ 。若 $I_{\max}=I_{\min}$, $\gamma=0$, 即条纹对比度为零, 不再有可见的条纹。

条纹对比度是衡量干涉仪质量的重要指标, 在干涉测试技术中, 要保证测试的精度, 先决条件是干涉条纹必须有好的对比度。不管采用何种接收条纹的方式(如目视、照相、光电接收)都是如此。

三、光干涉的实际条件

上面所述的理想光源, 是发出无限持续的平行振动, 这是时间相干光源, 这些光源彼此是相干的, 因而能够干涉。因为它们之间的振动具有相同的频率和传播速度。在空间任意一点处, 由两个光源发出的振动之间的位相差与时间无关, 又因为振动是无限持续的, 而观察是在振动的持续期间进行的, 所以能观察到干涉现象。

对热光源来说, 情况大不相同, 因为相干时间太短, 以致在观察所必需的时间内, 我们接受大量的振动, 接收器只能感受到由混杂一起的不同现象的快速交替而产生的平均效应, 因此, 两个热点光源不能产生可以观察的干涉, 我们说它是非相干的。要用热光源来观察干涉现象, 必须使相互叠加的振动来自同一点光源。所以, 实际的干涉仪象一个分束器, 它把一束入射波分成两束或几束波, 使它们在经过不同路程之后, 相互叠加而产生干涉。

两个频率相同但互相垂直的光振动, 产生一个椭圆振动, 合成振动的能量只等于分振动的能量之和, 而与分振动的程差无关, 所以不能观察到干涉现象。但应指出: 两个不平行的振动 A 和 B 能产生干涉现象, 这是因为两个振动之一, 例如 A , 可分解成两个分量 A_1 和 A_2 , A_1 平行于 B 而 A_2 垂直于 B 。振动 A_1 和 B 产生干涉, 而垂直振动 A_2 和 B 不产生干涉。振动 A_2 以强度附加到 A_1 与 B 的干涉中, 使干涉条纹的对比度降低。

图 1-2 与图 1-3 概括了上面的讨论, 图中 BS 是一个半透明分光板(或称分束器)。

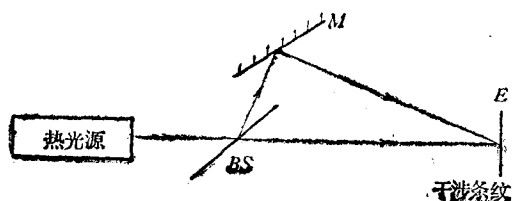
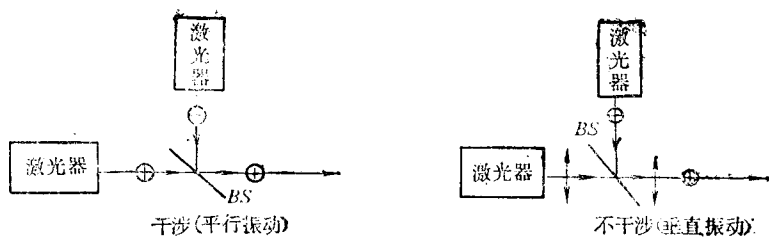


图 1-2 单一光源产生干涉

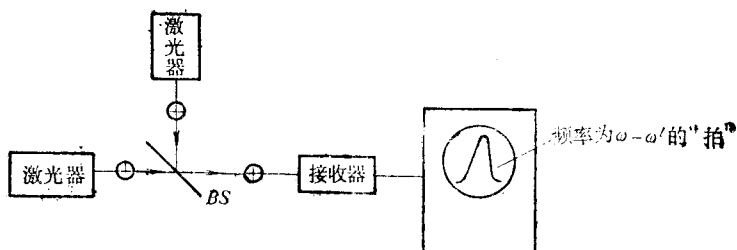
M —反射镜 BS —分束器 E —观察屏

在单一光源的情况下, 如果相干光线的相对倾角 θ 为零或很小(如图 1-4), 则无需指出振动方向。另外, 如果由光源发出的振动的方位和位相随时间而变化, 则这些变化以同样方式影响 P 处振动的干涉。当然, 分束器必须不受这些变化的影响, 或者说, 它应该以同样方式把这些变化传递给两个振动。

综上所述, 产生可观察的干涉的条件是:



a)



b)

图 1-3 两激光器的干涉条件

a) 两频率相同的激光器 b) 两频率不同的激光器

⊕—方向垂直于纸面的振动

- 1) 两光束振动的方向是平行的;
- 2) 用两个频率相同且其时间相干性足够好的分立光源(例如由两个氦—氖激光器), 但实验技术比较困难。
- 3) 用单一光源和分束器, 它所要求的时间相干性不必很好(例如热光源), 这是实际上常采用的方法。

四、光源的相干性

(一) 空间相干性

空间相干性是指在不同的两个空间点在同一时刻辐射场的相关性。如果在波前上任何两个选定之间的位相差是恒定的, 则认为该光束是空间相干的。由波面上这两点来的辐射在空间某处会合, 就会形成干涉。

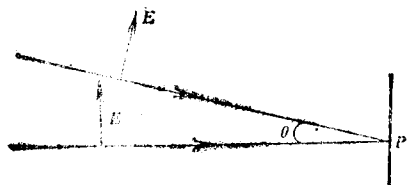
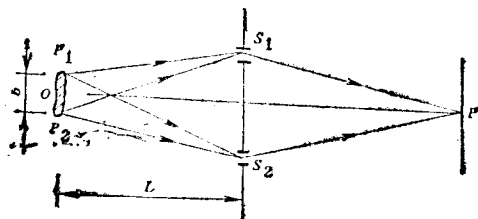
图 1-4 倾角为 θ 的两相干光线

图 1-5 杨氏双缝实验

空间相干性的概念可用杨氏双缝干涉实验来说明, 如图 1-5 所示, 令光源的宽度为 b , S_1P 和 S_2P 分别为狭缝 S_1 和 S_2 到观察点 P 的距离, 并且设 $S_1P = S_2P$, 光源到狭缝面的距离为 L , 两狭缝间的距离为 b , 而且 $b \ll L$ 。考察 S_1 和 S_2 两处辐射场在 P 点的相关性。普通光源是由许多独立的原子或原子团(辐射元)组成的, 每个

辐射元都向两狭缝 S_1, S_2 发出辐射。若每个辐射元都发出频率相同的单色光波, 且其初位相恒定, 则尽管各辐射元发出辐射的初位相互不相同, 这些单色光在 S_1 和 S_2 处所形成的总

场,仍然是频率相同,位相差恒定的单色光波,因而在 P 点能形成干涉,我们说 S_1 和 S_2 处的场是相干的。然而实际上各个独立的辐射元,只在寿命期间内发出近似的单色辐射,当下一次再发射时,其初位相发生了随机变化,因此,某辐射元在 S_1 处贡献的场与另一辐射元在 S_2 处贡献的场不会形成干涉,因为在时间上被平均掉了。不过,由同一辐射元在 S_1 和 S_2 处所贡献的场是能够形成干涉的,因而是相关的。若 S_1 和 S_2 处的场是来自同一群辐射元,只要它们所发出的辐射各自通过 S_1 和 S_2 的衍射而形成的干涉条纹不因互相重叠而相消,便表明 S_1 和 S_2 处的场是有一定相干性的,下面来分析发生这种情况的条件。

设光源中某一辐射点 P_1 , 在到达 S_1 和 S_2 的辐射之间有一程差 $(P_1S_1 - P_1S_2)$ 。若另一辐射点 P_2 的程差 $(P_2S_1 - P_2S_2)$ 不同于 P_1 的程差,则 P_1 和 P_2 所产生的两组干涉条纹就有相对位移。若 P_1 和 P_2 是光源的两个边缘点,则当 P_1 、 P_2 两辐射点到 S_1 、 S_2 的程差的差值为一个平均波长时,由于光源上各辐射点所产生的干涉条纹相互位移的结果,整个条纹刚好被抹平,此时就观察不到任何干涉条纹。由图 1-5 可见,由光源上 O 点发出的辐射其程差为零, P_1 辐射点的程差 $(P_1S_1 - P_1S_2)$ 可由下式求得

$$(P_1S_1)^2 = L^2 + (l-b)^2/4$$

$$(P_1S_2)^2 = L^2 + (l+b)^2/4$$

$$\text{故} \quad |P_1S_1 - P_1S_2| \doteq \frac{lb}{2L} \quad (1-13)$$

当 $|P_1S_1 - P_1S_2| < \frac{\bar{\lambda}}{2}$ 时 ($\bar{\lambda}$ 是光源各辐射点的平均波长), 条纹尚可看到, 但当 $|P_1S_1 - P_1S_2| = \lambda/2$ 时, 条纹就观察不到。所以对缝距为 l 的两狭缝之间的空间相干条件为

$$|P_1S_1 - P_1S_2| \doteq \frac{lb}{2L} \leq \frac{\bar{\lambda}}{2}$$

$$\text{即} \quad \frac{lb}{L} \leq \bar{\lambda} \quad (1-14)$$

由上式决定的光源宽度 b , 就是为获得 S_1 和 S_2 两处辐射场的空间相干光源所必须满足的条件。

激光器发射的光束与普通光源的情况不同, 由于是受激辐射, 而且辐射是在共振腔两端反射镜之间沿光轴方向来回反射, 多次反复地通过工作物质, 获得多次放大以后才形成激光输出, 这就使输出光束在其整个传播方向上任意截面内的两点都是空间相干的。

空间相干性的应用可用全息摄影术(第二章详述)为例来说明。在全息摄影术中, 为了形成全息图, 对光源相干性的要求, 是由被摄物体与系统中其它光学元件的相对位置来确定, 图 1-6 和图 1-7 表示由单一光源得到测量光束和参考光束的两种常用方法。在图 1-6 中, 它们是由波面分割得到的, 而图 1-7 中则是用振幅分割得到的。这两种情况都要求光源所张角度为 2θ , 也就是说, 光源必须具有超过 2θ 的空间相干性。

若以图 1-7 方法形成全息图, 并设 $2\theta = 30^\circ$, 则根据空间相干条件 $\frac{lb}{L} \leq \bar{\lambda}$, 此时 $\frac{l}{L} = 2\theta$, 此处 l 约等于被摄物体照明区域的边缘线距离, 而 L 为物体到光源的距离, 由此得 $b \leq \frac{\bar{\lambda}L}{l} = \frac{\bar{\lambda}}{2\theta}$, 当 $2\theta = 30^\circ$ 时, 可得

$$b \leq \frac{\bar{\lambda}}{0.52}$$

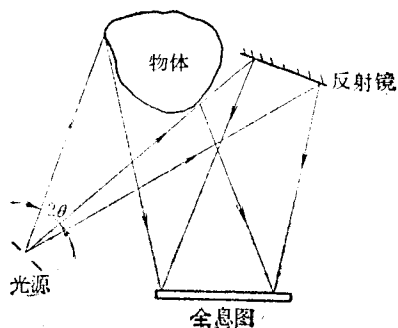


图 1-6 波面分割全息摄影

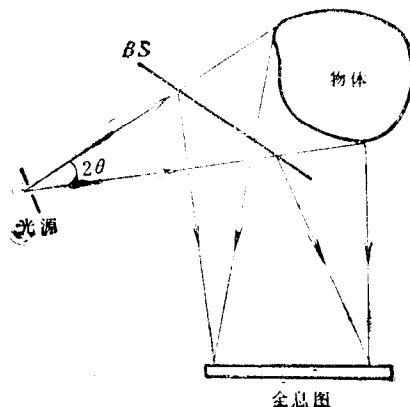


图 1-7 振幅分割全息摄影

如果采用 $\bar{\lambda}=0.5\mu\text{m}$ 的普通单色光源, 则允许的光源最大宽度 $b=1\mu\text{m}$ 。这意味着, 必须在光源后面置一直径为 $1\mu\text{m}$ 的小孔, 才能获得足够的空间相干性, 但这样势必大大降低普通单色光源的有效功率。如高压汞灯是一般单色光源中单位表面辐射功率最高的光源, 在 $\bar{\lambda}=5461\text{\AA}$ 处为 100 W/m^2 , 辐射波长的带宽 $\Delta\lambda=50\text{\AA}$, 若按上述在其后置直径为 $1\mu\text{m}$ 的小孔, 则所得的光源的有效功率仅为 $1\mu\text{W}$ 。若为了提高单色性, 在其后面再加置滤光片的话, 还将进一步降低有效功率。因此, 仅从空间相干性的要求来说, 普通单色光源是不能满足全息摄影术的要求。但若应用激光光源, 由于其光束截面上任意两点都是空间相干的, 因此不必采用任何光孔来限制光源大小, 由连续输出的激光器得到 100 mW 以上有效输出功率的激光器是不困难的。激光器由于有高度的空间相干性和时间相干性, 又有高度集中的输出能量密度, 使激光器成为全息摄影术的最理想光源。也只有在激光器出现以后, 全息摄影术才得到迅速的发展。

(二) 时间相干性

时间相干性是指在同一空间点上, 由同一光源分割出来的两光振动之间的位相差与时间无关的性质。因此, 上述两列光振动必须是属于同一辐射元在同一时刻所发射的, 只是经过一定的时间延迟, 经过不同的路径在不同时刻到达同一空间点上, 我们才能在这一空间点上观察到干涉效应。对这两列光振动之间所允许的相对时间延迟, 或者说, 它们之间到达同一空间点时允许的光程差, 是由光源所发射的光振动的波列长度所决定的。时间相干性可以通过图 1-8 所示的迈克尔逊干涉仪来说明。

当分束镜 BS 和两反射镜 M_1 和 M_2 之间距离相等时, 由分束镜分割产生的两列光振动各自经 M_1 和 M_2 反射后可同时到达观察点 P , 显然在 P 处可观察到干涉条纹。但如果分束镜 BS 和两反射镜之间的距离不相等时, 则此两列光振动不能同时到达 P 点, 它们之间有一

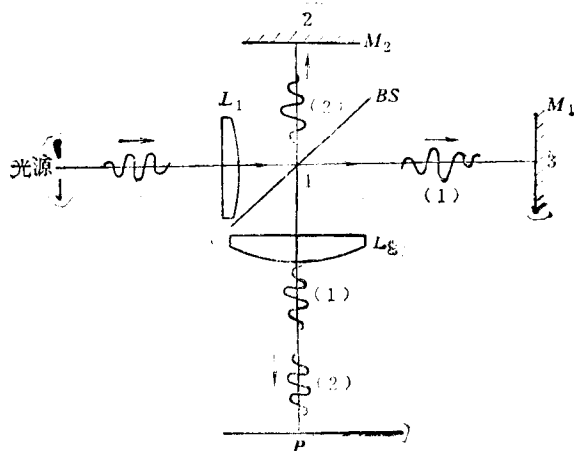


图 1-8 时间相干实验

时间延迟 Δt 。两列振动间有一光程差 $2(l_{12} - l_{13})$ (设仪器在空气中 $n=1$)。如果该光程差比振动波列本身的长度 L 小, 则这两波列在观察点 P 上还有一部分能相干, 因而还可以看到干涉条纹。如果这个程差大于波列自身的长度, 则两列振动完全不相干, 因而看不到干涉条纹。两相干振动波列间允许的最大光程差称为光源的相干长度, 它等于光振动的波列长度 L 。为了能观察到干涉条纹, 两列光振动到达观察点的时间延迟 Δt 必须小于某值, 即

$$|\Delta t| \leq \frac{L}{c} = \tau \quad (1-15)$$

式中 c ——光速;

τ ——光源的相干时间。

时间相干性也可以从光源的单色性(或者说光源的谱线宽度)来说明。

在观察屏上 P 点的干涉情况是由两列光振动在该点的位相差决定的, 而位相差与光程差 Δ 有如下关系

$$\phi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda_0} \quad (1-16)$$

式中 λ_0 ——光源波长。

对 P 点, 则有:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} [2(l_{12} - l_{13})] = \frac{2\pi}{\lambda_0} [\Delta t \times c]$$

因光频 $\nu = \frac{c}{\lambda_0}$, 故有

$$\phi = 2\pi\nu \Delta t$$

若

$$\phi = 2\pi\nu \Delta t = m\pi \quad (m = \pm 1, 2, 3 \dots)$$

则在 P 点出现干涉亮纹。

若

$$\phi = 2\pi\nu \Delta t = (2m+1)\pi$$

则在 P 点出现干涉暗纹。

若光源存在光谱宽度 $\Delta\nu$, 则光的总强度是从 ν 到 $(\nu + \Delta\nu)$ 范围内的各个频率分量之和。若

$$(\nu + \Delta\nu) \Delta t - \nu \Delta t \leq 1$$

则各个频率分量产生的干涉条纹虽有偏离, 但各个频率分量求和之后仍能出现干涉条纹。故可得到

$$\Delta\nu \Delta t \leq 1$$

$$\Delta t \leq \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1-17)$$

上式说明, 当光源的光谱宽度 $\Delta\nu$ 很小时, 允许两列光振动相对时间延迟 Δt 可很大, 也就是说光源单色性越好, 则相干时间越长。

综上所述, 光源的时间相干性存在着三种等价的表示形式:

(1) 相干时间 τ ;

(2) 相干长度或波列长度 L ;

(3) 光源频率分布范围或称谱线宽度 $\Delta\lambda$ 。

这些表示形式相互之间的关系归纳如下:

$$L = c \cdot \Delta t$$

(1-18)

$$\Delta \nu = \frac{1}{\Delta t} \quad (1-19)$$

$$I_i = \frac{c}{\Delta \nu} = \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \quad \left(\Delta \nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta \lambda \right) \quad (1-20)$$

五、干涉仪常用的光源及激光光源

干涉仪所用的光源,根据不同的使用要求应具有一定的时间相干性和空间相干性,同时也要具有足够的输出功率。衡量干涉仪光源选择是否正确的标志,是采用该光源后干涉仪能否在测量范围内获得清晰而明亮的干涉条纹。

在激光器出现以前,干涉仪常采用钠光灯、水银灯这一类所谓原子光谱灯作光源。这类光源辐射的光谱成份是由不连续的,分立的不同波长组成,用光谱分析仪器可以看到它们是由一条一条强度不同的谱线组成的线光谱。这些线光谱表现了该元素的特征。每一条谱线都有自然线宽和由于谱线加宽因素而引起的增宽,谱线宽度就决定了该光源的时间相干性。我们可根据干涉仪的设计要求来选择谱线,对其它不需要的谱线,可用滤光片滤去。表 1-1 是常用光谱灯谱线宽度和其相应的相干长度。

表 1-1 常用光谱灯的谱线宽度和相应的相干长度

元 素	化学符号	波长 $\lambda/\text{\AA}$	室温条件		低温条件	
			谱线宽度 $b/\text{\AA}$	相干长度 L/mm	谱线宽度 $b/\text{\AA}$	相干长度 L/mm
钠	Na	5896	0.1	35		
汞	Hg	5461	0.02~0.01	150~300		
镉	Cd	6438	0.013	310		
氪	Kr ⁸⁶	6057			0.00047	780
氪	Kr ⁸⁹	5570	0.0095	330	0.0059	530
氦	He	5876	0.045	80	0.025	140
氖	Ne	5852	0.018	190	0.012	300

必须指出,在激光出现以前,为了满足光源空间相干性的要求,在干涉仪光源后面,利用光孔(或光缝)来限制光源的大小是不可避免的,光孔(或光缝)的大小可由式(1-14)确定。普通的原子光谱灯是一种扩展光源,因此光源后面的小孔(有时是非常小的)将大大降低光源进入干涉仪的有效能量,使观察屏上无法观察到明亮的干涉条纹,影响干涉测量的最后结果。这一问题只有在激光器出现以后才得到彻底解决。激光的高度时间相干性,使它具有其它光源无法比拟的相干长度(可达几公里至几十公里)。激光的高度空间相干性,使它可以有很宽的空间相干区域,光源后面的光孔限制对激光来说已没有必要。激光高度集中的能量密度,使干涉条纹有足够的亮度。因此,激光器已成为干涉测试的最理想光源。

干涉仪中除采用单色光源外,有时还采用白光光源。这种光源的辐射,包括了整个可见光谱区域的光谱成份,是连续光谱。显然,它的时间相干性是很差的。它经分束器分割成的两相干波列之间的允许光程差极小,基本上要在等光程条件下才能观察到白光干涉条纹。白光条纹只有为数不多的几条,中央一条(白的或黑的)为零级条纹,是光程差为零的位置,零级条纹很容易与其它彩色条纹相区别。有些干涉测试中,也正是利用这一特点,以白光条纹的零级条纹来指示零光程差的位置。如在干涉显微镜、立式接触干涉仪及激光量块干涉仪中就应用白光条纹来定零位。

六、干涉条纹的间隔和形状

如图 1-9 所示, 相干光源 S_1 和 S_2 是借助于某一干涉仪得到的, 它们的位相差可具有任意值, 而且是常数, 在特殊情况下它们的位相差等于零。由此两相干光源发出的光波, 在空间某些点上相交, 在距 S_1 和 S_2 的距离之差相等或相差为波长整数倍的诸点上, 将具有相同的光强, 这些点的几何位置是一个以 S_1 和 S_2 为焦点的旋转双曲面族。当在任意平面上观察干涉图样时, 干涉条纹就是该平面与这些双曲面族的交线, 这时干涉条纹的形状、宽度及方向仅取决于观察面的方位, 而与光程差 Δ 无关。

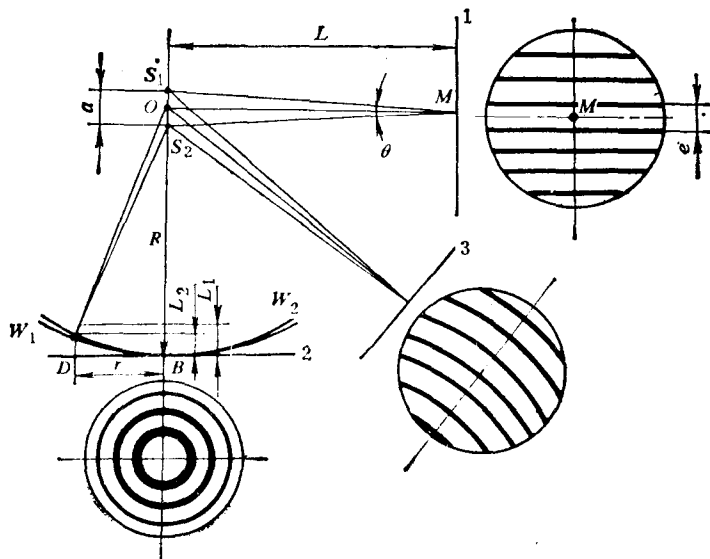


图 1-9 条纹的形状与间隔

S_1 和 S_2 上两振动的位相差。在垂直于图面并通过点 M 的直线上, 所有点上的程差都是相同的。如果 S_1 和 S_2 的位相差为零, 则零级亮纹在 M 点通过。分布在零级条纹两侧的干涉条纹, 也都可以近似地看作直线, 干涉条纹的间隔是相邻条纹中心之间的距离。从一个条纹过度到相邻条纹, 对应于光程差 Δ 变化为 λ 。显而易见, 条纹间隔与波长 λ 成正比, 而与 $\sin \theta$ 成反比, 即

$$e = \frac{\lambda}{\sin \theta} \approx \frac{\lambda}{\theta} \quad (1-21)$$

式中 e ——条纹间隔;

θ —— S_1 和 S_2 到 M 点的夹角。

在这种情况下, $\theta \approx \frac{a}{L}$, 所以有

$$e \approx \frac{\lambda L}{a} \quad (1-22)$$

因此, 条纹间隔与波长和距离 L 成正比, 而与距离 a 成反比。如果观察白光条纹, 则在通过 M 点的白光零级条纹的两侧, 可以看到 4~5 条对比逐渐降低的彩色条纹。

第二种情况是观察屏垂直于 S_1 和 S_2 的连线。从 S_1 和 S_2 发出的两球面波 W_1 和 W_2 的曲率半径分别为 $R+a=S_1B$ 和 $R=S_2B$ 。在两波面的共同切点 B 上, 程差 Δ_0 具有最大值, 且其值等于 a 。在屏上 D 点的程差与 Δ_0 相差 $d\Delta$, 其值近似地等于

$$d\Delta = L_1 - L_2$$

式中 L_1 和 L_2 ——波面 W_1 和 W_2 的弯曲度。

它们分别近似等于

$$L_1 \approx \frac{r^2}{2R} \quad L_2 \approx \frac{r^2}{2(R+a)}$$