

天津大学

---

博士学位论文

---

利用激光多普勒效应远距离目标切向位移测量技术的研究

---

姓名：张霄云

---

申请学位级别：博士

---

专业：测试计量技术仪器

---

指导教师：蒋诚志

---

2000. 7. 1

## 摘 要

随着近代工业技术的迅速发展,对测试计量技术的要求越来越高,位移或形变的测量日益受到诸多行业的关注。位移或形变的测量方法很多,但对任意表面特征的目标物体在远距离实现非接触位移或形变的高精度测量是测试技术领域中的难点之一,在国内外尚未见有文献报导。激光多普勒效应测试方法,具有精度高、动态响应快、测量范围大、非接触测量等特点,将它用于远距离目标的动态检测具有明显的优势。实现高精度远距离的位移检测在机械、航空、建筑等领域,都将具有广阔的应用前景。

本论文是国家教委博士点基金项目“动态位移场远距离测试技术研究”的研究内容之一。本文旨在研究固体散射体切向位移远距离测量的激光多普勒技术。研究光路结构对激光多普勒信号的影响,研究光路结构对测量精度的影响,研究微弱信号的检测技术,研究散射体激光多普勒信号的丢失机理及重构方法,以实现固体散射体远距离位移测量系统。

本文研究了激光光束直径变大对散射体激光多普勒效应位移测量所带来的影响,得出了多普勒效应频率出现展宽的结论。推导出计算多普勒效应频谱的公式。通过用谱分析方法对实验数据进行分析,验证了这一理论结果。从多普勒效应频谱公式出发,结合实验数据的谱分析结果,对远距离激光多普勒效应位移测量的光路设计进行了优化。

本文从泛函分析理论出发,提出了散射体激光多普勒效应信号强度的表示方法,并结合随机过程理论,借助散斑理论的一些结果,推导出了激光多普勒效应信号强度与散射面上光斑大小以及散射光接收透镜口径大小的关系,揭示了散射体激光多普勒信号丢失的机理。对其中信号强度与散射面上光斑大小的关系进行了实验验证,理论结果与实验结果相符。这一结果对我们进行散射体激光多普勒效应位移测量的光路设计有很重要的指导意义,可以使定量地预测所设计光路的激光多普勒效应信号强度。

本文针对差动多普勒系统的特点,提出了采用锁相放大器进行微弱信号处理的解决办法。自行设计和制造了锁相放大器,这样不仅从实践上解决了微弱信号处理的问题,而且使测量系统向实用化前进了一大步。

本文运用数字信号处理的理论和方法,编制了数字滤波器、频谱分析等数字信号处理软件,解决了数字滤波、降噪和谱分析等问题。采用自己编制的软件处理信号,为测量系统的实用化奠定了基础。

本文运用同态滤波的理论，设计出用于解决信号丢失问题的同态滤波系统，编制出信号处理软件，解决了散射体远距离激光多普勒效应位移测量中信号丢失的难题。

本文运用数字信号处理理论，对本系统中采用数字信号处理所引入的噪声进行了分析，得出了噪声影响可以忽略的结论。

本文根据理论分析结论和实验结果，设计了散射体远距离激光多普勒效应位移测量系统；实现了 100m 内任意距离处散射体激光多普勒效应切向位移的测量。利用纸面作为散射面，在距离 50m 时位移的相对测量精度为 $\pm 1\%$ ，在距离 100m 时，位移的相对测量精度为 $\pm 2\%$ 。

关键词：散射体，激光多普勒效应，远距离位移测量，微弱信号检测，  
数字信号处理，同态滤波，信号重构

## ABSTRACT

The development of modern industry technology draws much attention and interest from many fields to the measurement technique of displacement or deformation. It's one of the most difficult points in the modern measurement field to realize the precise measurement of the displacement of a moving subject with scattering surface at a long distance. With its many advantages, Laser Doppler effect is a better choice to measure the solid surface displacement at a long distance. Realizing high precise measurement of the displacement of the moving object at a long distance is important in the future in many field, such as aviation, mechanism, architecture etc..

The works of this dissertation is one part of the project, "Research on the measurement technique of dynamic displacement field at a long distance", which is financially supported by the Doctor Fund of National Education Ministry of China. The major object of this dissertation is to study the measurement technique of the displacement of moving object with scattering surface at a long distance, such as how the optical structure influencing measurement, the weak signal detecting technique, the mechanism of the signal lose of Laser Doppler effect of scattering surface and reconstruction technique of the signal lose, realizing the measurement system of the displacement of moving object with scattering surface.

Author studies the influence upon the measurement of the displacement by the increase of the diameter of the laser beam and proposes that there are many frequency of Doppler effect. The frequency response of the Doppler effect is derived. The theoretical result is verified by analyzing the experimental data utilizing digital signal processing technique. According to the frequency response of the Doppler effect, combined with the result of the analysis of the experimental data, the design of the optical structure of the measurement system is improved and the precise measurement of the displacement is realized.

Author proposes the expression of the intensity of the signal of the Laser Doppler effect of the scattering surface according to the theory of functional analysis. On the basis of the theory of stochastic process and the theory of laser speckle, the relation between the intensity of the signal and the diameter of the light spot on the scattering surface is

derived. This theoretical result is verified by experiment. This result is important to the design of the optic structure of the measurement system and the intensity of the signal can be predicted according to the design of the measurement system by this result.

In accordance with the characteristic of the differential Doppler system, author applies Lock-in Amplifier (LIA) as the method to detect weak signal. LIA has been designed and manufactured. Thus, it's in practice to have solved the weak signal detection successfully.

According to the theory of digital signal processing, author programs the software for digital filter and analysis of frequency response. Applying the software programmed by own hand to process the digital signal, the measurement system may be commercial in the recent future.

Author designs the homomorphic system to solve the signal loses problem, according to the theory of homomorphic signal processing. The software for homomorphic signal processing is programmed. The problem, signal loses in Laser Doppler effect of scattering surface, is solved.

Author analyzes the noise caused by digital signal processing in the system, according to the theory of digital signal processing. The conclusion is that the noise can be ignored.

According to the theoretical and experimental conclusion, author designs the optical structure of the measurement system of the displacement of scattering surface, applies LIA to improve the analogue signal and utilizes digital filter to process the digital signal. The measurement of lateral displacement of the scattering surface at any length within 100m can be realized. At 50m, the accuracy of the measurement of the tangential displacement of paper is up to  $\pm 1\%$  and at 100m, it is up to  $\pm 2\%$ .

Key words: scattering surface, laser Doppler effect, weak signal detection,  
long-distance displacement measurement, homomorphic signal processing,  
reconstruction of the signal lose

## 第一章 绪论

### 第一节 课题的意义

随着近代工业技术的迅速发展,对计量测试技术要求高精度、高效率 and 自动化,并向着动态、在线、实时、相关、三维发展。某些航空测试,是在特殊的条件下进行,如高温、高压、高速、放射、或腐蚀介质、小空间等。因此研究在特殊条件下的传感和相应的测试技术正在成为该领域的技术关键。在机械工业中,为提高精密加工机床的精度和结构的稳定性和可靠性,要求检测其在承载条件下工作机的动态形变,如机床导轨在工作过程中的形变,大型发电机或各种大型机主轴运转过程中的变形等;在建筑工程中,要求检测桥梁承载条件下的变形位移场,大型建筑物的变形等。这些在不同特定条件下的高难度检测内容,要求计量测试技术向着非接触、高灵敏度和智能化、远距离等方向发展。

本课题旨在研究远距离固体散射体位移的动态测量。固体散射体位移的高精度动态远距离测量,对航空、机械、建筑等工业都具有重要的理论意义和应用价值。在航空科学中,动态离面位移场的检测技术研究已被列为该学科的重点研究课题。

对位移或形变测量,方法很多,但要对任意表面特征的目标物体实现非接触的位移和形变场高精度测量,是测试技术领域中的难点之一;特别是对特殊条件下,要进行远距离的位移测量,在国内外尚未见有文献报导。

激光多普勒效应测量方法<sup>[1-5]</sup>,具有精度高、动态响应快、测量范围大、非接触测量等优点,将它用于远距离目标的动态检测具有明显优势。本课题采用激光束投射具有漫散射表面特征的固体被测目标,研究用其散射返回光束的多普勒效应,实现 100m 范围内任意距离处目标的位移的动态实时检测,因此要从理论上研究散射光的多普勒频移特性,研究光路结构参数对信噪比的影响,研究微弱信号的检测方法,要解决从微弱散射光中获取连续多普勒信号的理论依据和处理方法,以实现远距离位移的高精度测量。

激光多普勒测量在流体的流速测量方面已取得令人满意的效果。近年来,国内外也在发展其用于固体的运动速度或振动测量,如近几年,美国研究扫描式多普勒振动计用于测量二维速度和分析能流<sup>[6]</sup>;意大利研制光导纤维式激光多普勒振动计<sup>[7]</sup>;俄罗斯在研究振动计以及粗糙表面振动体散射相干辐射多普勒频移谱的统计特性等<sup>[8]</sup>。对于远距离位移的测量,迄今国内外均未见有关文

献的报导。利用激光多普勒技术对固体目标的位移实现遥测是一项高难度的研究课题。该课题涉及激光、测量信息处理、微弱信号检测等方面的技术，是物理学、机械学和仪器仪表科学的相关课题。一般固体运动的多普勒测量，其多普勒信号是从被测物表面的散射光中获得，具有信号弱信噪比低的缺点，因此还要解决微弱信号的处理技术，而用于位移测量，还会存在被测表面纹理因素引起的信号波动，有时甚至出现信号的淹没和不连续现象，因而影响测量精度，这也是要解决的一个难点。80年代初，美、德首先开始从事研究激光光栅多普勒测量。衍射光栅的多普勒信号，由光栅衍射主极大光束形成，它的信号强、信噪比高、抗干扰能力强，如将它用于实现机械位移测量，具有明显优点。但它使用时要将光栅和测量目标相连接，限制了它的使用范围。

本论文是国家教委博士点基金项目“动态位移场远距离测试技术研究”的研究内容之一。本论文的主要目标是从理论上研究散射体面内位移远距离测量时微弱信号的处理方法，实用的光学测量系统；从理论上分析散射光信号的淹没和不连续机理，利用同态滤波进行信号的恢复和补偿，完成散射体面内位移的远距离测量系统。

## 第二节 非接触测量位移方法综述

现代测试计量技术的高精度、高效率、无损伤等要求决定测试计量技术向着非接触测量方向发展<sup>[9-15]</sup>。本文研究线位移的非接触测量。根据研究问题的角度不同，位移测量可有不同的分类方法，按照位移的方向，可以分为面内位移测量和离面位移测量；按照测量范围可以分为微小位移测量和大位移测量。从测量原理上位移的测量方法还可以分为相干测量和非相干测量等。

### 1.2.1 相干测量

#### 1. 全息干涉计量术<sup>[16-17]</sup>

全息干涉计量术比普通干涉计量具有更高的灵敏度和精度，特别适用于物体微小变形、微振动的测量。它是利用全息照相可以记录和再现物体光波的能力，在干版上记录和比较物体两个状态产生的光波干涉，以得到的干涉条纹来实现测量的。全息干涉计量可以测量任意形状或表面状况的物体位移和变形。一个粗糙的机械零件或实物无需表面处理就可以直接进行测量。

二次曝光全息干涉术是在物体位移或变形测量中最常用的方法。它是在一张全息记录干版上对物体的两种不同状况（载荷、温度、压力等）进行记录，从而把物体在这两次曝光间的相对位置变化作为永久记录保存下来。由于全息照相可以把物体的光波记录下来，因此两次曝光便把同一物体在该两种状

态下不同空间位置的物体光波记录在同一张底片上，当处理完的底片用激光再现时，这两个光波同时再现，由于两次曝光间物体的位移或形变产生的光程差导致干涉现象，因而在空间产生干涉图案。

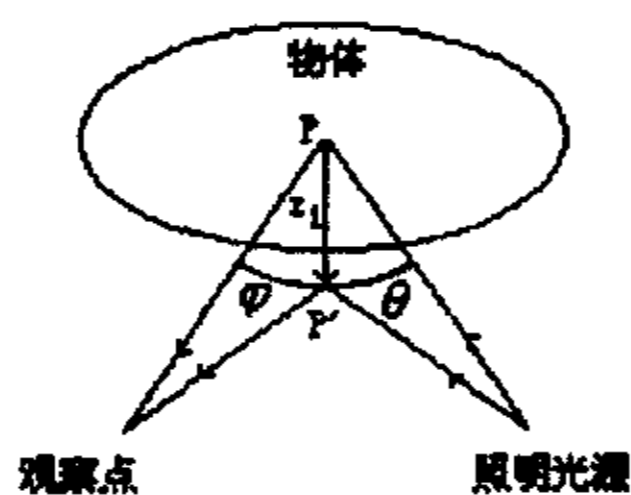


图1.1 表面形变二次曝光全息干涉原理示意图

二次曝光全息干涉法是比较两波面沿观察方向的相位变化  $\Delta\psi$ ，或光程差，故一张全息图只能观察到沿观察方向的形变分量。如图 1.1 所示，假定物体是在垂直于其表面的方向发生位移  $z_1$ ，若照明光和表面法向成  $\theta$  角，观察角为  $\varphi$ ，当  $z_1$  很小时，其光程差为：

$$\Delta s = s_2 - s_1 = z_1(\cos\theta + \cos\varphi)$$

相位差  $\Delta\psi$  为

$$\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta s = \frac{2\pi}{\lambda} z_1(\cos\theta + \cos\varphi)$$

则干涉图上的光强分布为：

$$I(x, y) = 2\Omega_0^2(x, y) \{1 + \cos[\frac{2\pi}{\lambda} z_1(\cos\theta + \cos\varphi)]\}$$

利用三角关系化简为：

$$I(x, y) = 4\Omega_0^2(x, y) \cos^2[\frac{\pi}{\lambda} z_1(\cos\theta + \cos\varphi)] \quad (1-1)$$

当  $\Delta\psi = \frac{2\pi}{\lambda} z_1(\cos\theta + \cos\varphi)$  改变  $2\pi$  时，变化一个条纹，即：

$$z_1(\cos\theta + \cos\varphi) = \lambda$$

$N$  个条纹变化相应的形变量为  $\frac{N\lambda}{\cos\theta + \cos\varphi}$ ，仅当  $\theta = \varphi = 0$  时，每个条纹相当

于  $\frac{\lambda}{2}$  的变化。

由(1-1)式可以得到一个二次曝光全息图的光强分布，它是一个由位移引起的余弦平方调制函数，用二次曝光全息干涉术测量位移或形变，可以在全息图再现时得到反映物体变形或位移的干涉条纹——等位移线。

二次曝光全息干涉法是把变形前后的波面都冻结在全息干版中，因而再现观察带有永久性冻结、记录的意义。而单次曝光法，要求先记录一张原始的物光波面的全息图，经处理后，将其精确复位于和记录时相同的位置，然后用参考光束和原物光束分别照明全息图和物体，观察者通过全息图进行观察时，将同时接收到全息图再现的物体虚象光波以及由物体散射的并透过全息图的光波。如果物体没有任何形变，这两个光波则完全相同，呈现零场干涉状态，如果使物体发生形变或微小位移，则形变的实时漫散射光将和未形变前的原始光波相干涉，形成反映物体形变与位移的干涉条纹图。单次曝光只冻结形变前的物体波面作为标准比较波，变形物体的波面则是实时产生，具有实时、连续观察全过程的特点。

## 2. 散斑干涉计量术<sup>[18-20]</sup>

用来测量面内位移的散斑双光束法的光路布置如图 1.2 所示，待测物体

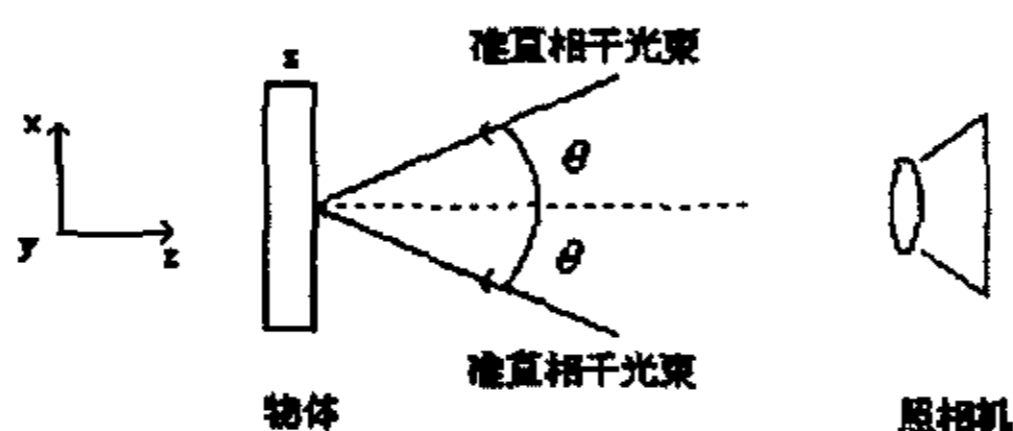


图1.2 散斑干涉测量面内位移

被两束准直相干光照明，并由照相机成像，两束光与  $yz$  平面成相等角  $\theta$  而入射到  $s$  上。每一束入射光产生一束散斑波前，故有两束散斑波前射到照相底片上。于是，针对每一物点，都存在两条相干于象平面的光线。综合整个物体，就获得一幅散斑图，由照相底片记录下来。当物体发生变形时，各点的位移使两散斑波前产生相对的相位变化。对两束光来说，沿观察方向位移所引起的光程变化，与沿  $y$  方向的面内位移所引起的光程变化都是相同的，因此，相对相位变化只是由沿  $x$  方向面内位移所致，即

$$\Delta(x, y) = \left[ \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta \right] u$$

其中  $\Delta(x, y)$  为相对相位差， $\lambda$  为光波波长， $\theta$  为照明角， $u$  为沿  $x$  方向的位移分量。利用实时技术，或两次曝光技术，就可以得到等相位差条纹图。这种条

纹图的形成基于相关性原理。相邻两条纹间对应的位移增量为  $\lambda/(2\sin\theta)$ ，因此该方法可以测量非常小的位移，调节  $\theta$  角可以改变灵敏度，但最小可测位移受散斑大小限制。

同时，散斑干涉术也可以测量离面位移，在这一应用中，它采用类似迈克尔逊干涉仪的结构，把其中一个反射镜换作待测物体，如果被测物体发生位移，两散斑波前间出现相对相位差是由于离面位移。

双光束散斑干涉计量要求有严格的机械防震设施，主要缺点是散斑条纹的像质较差。

### 3. 光栅位移激光多普勒技术<sup>[21-23]</sup>

多普勒效应的概念初出现在声学中，当发声源与接收器有相对运动时，接收器接收到的声音频率会发生变化，称为声的多普勒效应。

当光源与接收器有相对运动时，也有类似现象发生，称为光的多普勒效应。但光的情况比较复杂，因为光可以在真空中传播，这时没有传播介质，和声的情况不同，需要用完全不同的物理模型来解释。光的多普勒效应的理论基础是狭义相对论，参见第二章第一节《散射面激光多普勒频移的相对论基础》。

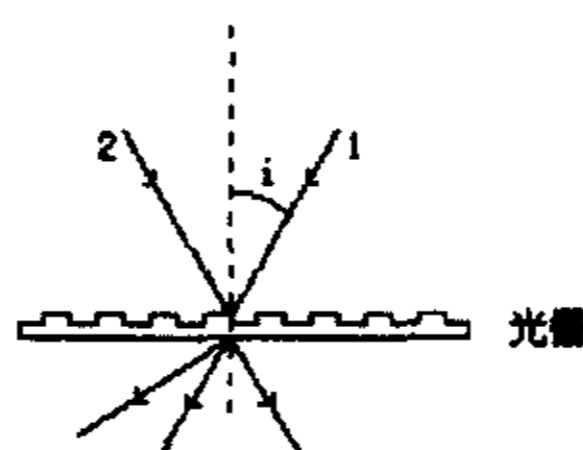


图1.3 光栅衍射示意图

光栅移动时衍射光束的多普勒效应如图 1.3 所示。设光的入射角为  $i$ ，光的频率为  $f_0$ ，波长为  $\lambda$ ，第  $k$  ( $k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) 级衍射光的衍射角为  $\alpha_k$ ，光栅的运动速度为  $V$ ，光栅常数为  $d$ 。则根据多普勒效应原理，第  $k$  级衍射光的频率  $f_k$  为：

$$f_k = f_0 + \Delta f_k = f_0 + k \frac{V}{d}$$

$$\Delta f_k = k \frac{V}{d}$$

式中， $\Delta f_k$  为衍射光栅的第  $k$  级衍射光束的多普勒频移，可见，光栅的多普勒频移只与栅距  $d$ ，衍射级次  $k$  和它的运动速度  $V$  有关，与光波长  $\lambda$  无关。衍射

级次越高则频移越大，零衍射级的频移值为零。光栅的位移测量就是通过差频的方法检测衍射光的多普勒频移值实现的。

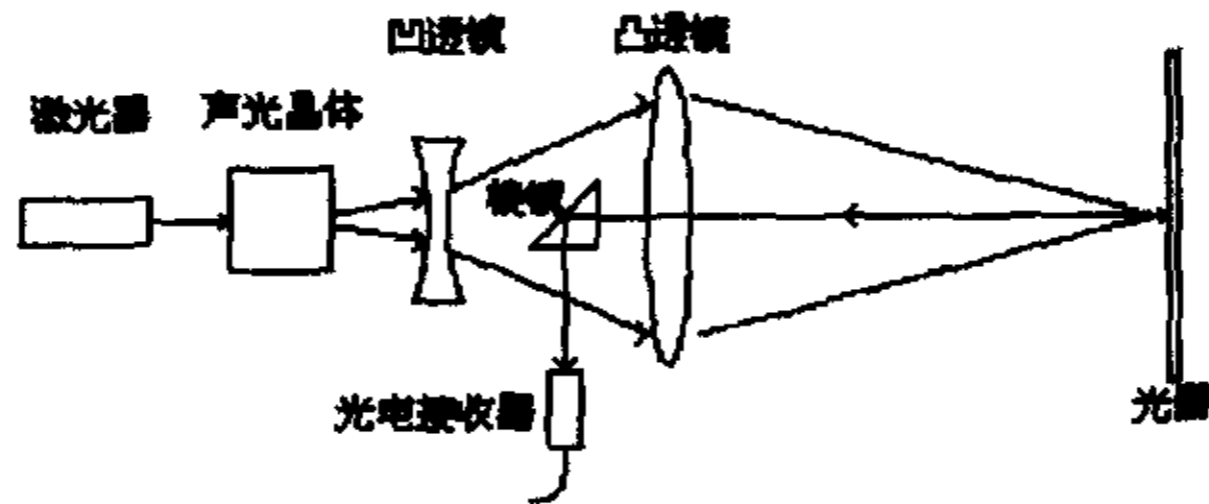


图1.4 光栅位移测量示意图

光栅多普勒效应横向位移测量光路如图 1.4 所示。激光入射到声光调制器上，形成 0 级和+1 级衍射光，经凹透镜扩展后，由发射透镜以特定的入射角会聚在光栅上。经运动光栅衍射之后，光束 1 的 0 级与光束 2 的+1 级主极大重合并沿光轴的方向返回，经棱镜转向，由光电接收器接收。

光电检测器为交流信号输出，频率是两束光的频差。经解调后可以得到频率为多普勒频移

$$\Delta f = \frac{V}{d}$$

的交流信号，对这一信号进行脉冲计数，就可以得到光栅的位移  $x$ ：

$$N = \int_0^x \Delta f dt = \frac{x}{d}$$

即

$$x = Nd$$

衍射光栅的多普勒信号具有信号强、信噪比高、抗干扰能力强等优点，而且它的多普勒频移与光的波长无关。因此光栅多普勒方法容易实现遥测，特别对于在车间条件下精密机械的横向位移遥测具有重要意义。但该方法需要将光栅附于运动体上，限制了它的应用范围。

### 1.2.2 非相干测量

#### 1. 激光三角法<sup>[24-25]</sup>

激光三角法位移测量的原理如图 1.5 所示。激光器发出的光经透镜  $L_1$  会聚到被测物表面上的 A 点。该被照明的 A 点作为物光点经透镜  $L_2$  成像于线阵 CCD 的光敏面上，产生像光点。当被测物体发生位移  $x$  时，物光点也发生位移  $x$ ，CCD 上的像光点产生位移  $x'$ 。通常为安装方便使 CCD 平面与透镜  $L_2$  的光轴垂直。利用透镜成像公式和图中各量的几何关系可以得出  $x$  和  $x'$  的关系为

$$x = \frac{ax'}{b \sin \beta + x' \cos \beta}$$

故测得 CCD 的光电输出即可求的物体的位移。

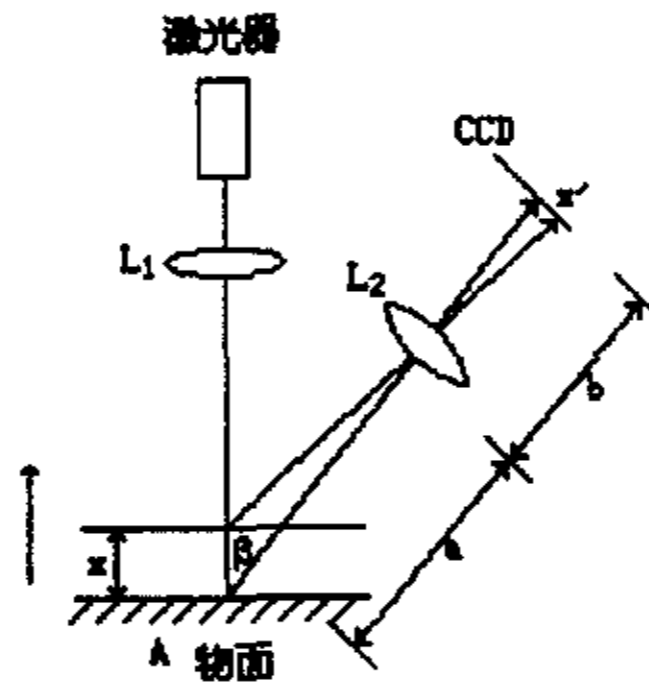


图1.5 激光三角法测量原理

激光三角位移测量法以它的高精度、小型化等优点在三坐标测量机等应用场合日益受到重视，它的主要缺点是测量精度受到入射光斑的尺寸、物表面的光学性质和倾斜等因素的影响，而且工作距离受焦距的限制。

### 第三节 激光多普勒技术与发展现状

#### 1.3.1 激光多普勒测量的优点

激光多普勒测量有以下的优点：

1. 激光多普勒测量是非接触测量，激光会聚的干涉体积即是测量探头，在通常情况下对被测的流场和物体等没有干扰。
2. 空间分辨率高。
3. 动态响应快，信号用光来传递，惯性极小，可以进行实时测量。
4. 测量精度高。
5. 量程大，多普勒频移与速度成线性关系。

#### 1.3.2 激光多普勒技术国内外发展概况：

自 1964 年 Yeh 和 Cummins<sup>[1]</sup>首次观察了水流中粒子的散射光频移，证实了可以利用激光多普勒频移技术来确定流体速度以来，激光多普勒技术以它精度高、动态响应快、测量范围大、非接触测量等特点得到了长足的发展。在 Yeh 和 Cummins 之后，Foreman 和 Georeg<sup>[26]</sup>，Golesfecion 和 Kreid<sup>[27]</sup>、Pike<sup>[28]</sup>、Huffaker<sup>[29]</sup>等人进一步论述了多普勒技术的原理、特点及其应用，

使该项技术初步得以实用化,不仅可以测量液体流速,还可以测量气体的流速。七十年代是激光多普勒技术发展最为活跃的一个时期, Durst 和 Whitelaw<sup>[30]</sup>提出的集成光学单元有了进一步的发展,使得该系统的光路结构更为紧凑,调整也大为方便,光束扩展、偏振分离、频率分离、光学移频等近代光学技术在激光多普勒技术中得到了广泛的应用,信号处理采用了频率跟踪、计数处理、光子相关及其它一些方法,同时设计和开发了相应的信号处理器,使 LDV 测量应用更为广泛。1975 年在丹麦首都哥本哈根举行的“激光多普勒测速仪国际讨论会”<sup>[31]</sup>标志着这一技术的成熟。

80 年代,激光多普勒技术进入了实际应用的新阶段。从 1982 年在葡萄牙首都里斯本召开的“激光多普勒测速在流体力学中的应用”国际讨论会发表的论文,可以看到复杂的流动,如:湍流、剪切流、管道内流、分离流、边界层流及流动稳定性是 LDV 应用研究的主要方向。同期, F.Durst 和 M.Zare<sup>[32]</sup>发现,球形粒子对两束相交光束散射时,在周围光场形成明暗相间的干涉条纹。当利用两个探测器接收多普勒信号时,两路信号之间存在一定相位差,与粒子的大小成正比,具体地说,是与散射点的曲率半径有关。随后, Bachalo<sup>[33]</sup>又将这一发现应用于粒子的大小测量中,即 PDA(相位多普勒法)。这一技术的产品化仪器有 DANTEC 公司的产品,可以测速近 500m/s,精度优于 2%,测粒子直径 0.5-10000um,精度优于 4%<sup>[34]</sup>。

激光多普勒技术在无干扰的液体和气体测量中是一种非常有利的工具。随着大量实际工程、机械测试的需要,目前,固体表面的激光多普勒技术也越来越受到重视: A.E.Smart, C.J.Moore 等把该项技术应用于航空发动机的研究上;清华大学利用激光多普勒技术分析磁头的运行姿态<sup>[35]</sup>。LDV 虽被证明对工业和工程是一种十分有用的技术,但它的仪器化产品实用到该领域主要受到所用的气体激光器、信号处理器体积庞大的限制。近年来,许多微光学元件已经商品化出现在市场上;激光二极管的应用也为实现仪器的小型化提供了便利条件;微小透镜取代了传统的透镜;半导体技术也使得信号处理器体积大大减小。这些技术的涌现,使得 LDV 正向着小型化、数字化、多维化<sup>[36-37]</sup>、实用化、商品化等方向发展<sup>[38-51]</sup>,归纳起来有以下几个方面: 1) 研究发展光纤式 LDV 测量仪<sup>[52-54]</sup>; 2) 采用半导体激光器作光源使之小型化<sup>[55-58]</sup>; 3) 集成 LDV 技术,得到小型高稳定性的测量仪; 4) 将微机技术应用于 LDV,提高自动化程度。90 年代以来, R.G.Brown 等介绍了“小型固态光子相关激光多普勒测速仪”; Jetink, Mul, Snichies<sup>[59]</sup>等人研制了“小型激光二极管多普勒测速仪”; Schnidt, Stork 等人发明了衍射分束器。Ross<sup>[60]</sup>采用参考光和差动光路相结合的办法提出了一种 LDV 三维测量的新方法,在保持结构紧

凑、使用方便的特点上，提高了信噪比，空间分辨率和测量精度也达到了工程要求。

#### 第四节 微弱信号处理技术概述<sup>[71-72]</sup>

无论是电传感器或者是其它传感器，在作信息转换时，或转换后作信息处理时，都不可避免的会带进些“噪声”。这些噪声包括：传感器本身的噪声；测量仪表系统的噪声；以及其它的随机误差。此外，被测对象本身在测量时间内的起伏，也应算作测量中的噪声。

按传统观念，若信号低于噪声是不可能进行测量的。故通常讲，各种噪声之和本质上决定了测量的精度，也就决定了测量的灵敏度，及可检测下限。因此要想降低测量下限，首先是设法降低各种噪声的水平，其中尤以降低传感器的噪声为关键。

降低噪声是提高测量精度的关键，但并不是唯一的方法。人们开创了几种从噪声中提取信息的方法，从而使测量下限可低于测量系统的噪声水平。这就是微弱信号检测与非微弱信号检测的关键差别。

各种微弱信号检测法，都是基于研究信号噪声的规律（如噪声幅度、频率、相位等），和分析信号特点（如信号频谱、相干性等）的基础上的，然后利用电子学、信息论和其它物理、数学方法来对被噪声覆盖的弱信息进行提取、测量。

##### 1.4.1 频域信号的窄带化及相干检测技术

单频正、余弦信号，或频带很窄的正、余弦信号，属于频域信号。由于信号频率固定，我们可以通过限制测量系统带宽的方法，把大量带宽外的噪声排除。此种技术称为窄带化技术。如果信号具有相干性，而噪声无相干性，则可以利用相干检测技术把相位不同于信号的噪声部分排除，即可以把与信号频率相同但相位不同的噪声也大量排除。

窄带化技术是利用相应的滤波器排除噪声。例如对光噪声可以采用滤色片，对电噪声可以利用带通滤波器（BPF）。传统的无源 BPF 有 LC 网络，双 T 网络等，有源 BPF 多数由运放构成。滤波器性能用带宽  $\Delta f$  及中心频率  $f_0$  来描述。由于 BPF 的频响曲线不可能是理想矩形， $\Delta f$  常用三分贝带宽。三分贝带宽是指响应等于峰值的 0.707 倍的两点的频率间隔。一般  $\Delta f$  不可能作得很窄，因此排除噪声是有限的，不能满足太弱信号的检测。

50年代后发展的锁相放大器，是以相敏检波（PSD）为基础的。是当前电频域信号相干检测的主要仪器。其基本原理是利用 PSD 既作变频，又作相干降噪，再用低频放大器作积分、滤波。它比选频放大器的测量灵敏度可以提高 3-4 个数量级。

#### 1.4.2 时域信号的平均处理

信号若是脉冲波列，则信号有很宽的频域，因此相干检测常无用武之地。这时，可以根据噪声是随机的，时大、时小、时正、时负，因此对信号多次测量的结果进行平均可以排除噪声的影响，接近信号的真实值。这种逐点多次采测求平均的方法称为平均处理。

Boxcar（积累平均器）是电信号时域处理的主要设备。50年代提出设想，1962年得以实现。目前用于频率较高的时域信号。对频率低的重复信号其时间效率较低。计算机发展后，出现数字平均器，它适用于较低的频率范围。

#### 1.4.3 离散量的计数统计

有些信号可以看成是一些极窄的脉冲信号，人们关心的是单位时间到达的脉冲数，而不是脉冲的形状。如光子流，宇宙射线流的测量。这些脉冲的计数统计方法要选择或设计传感器，使信号有尽量相近幅度的窄脉冲输出，再利用幅度甄别器排除噪声计数，利用信号的统计规律来决定测量参数和作数据修正。

目前比较成熟的离散量测量仪器是光子计数器。

#### 1.4.4 计算机数字处理

随着计算机的发展，数字信号处理技术也可用于提高信号的信噪比。我们可以利用曲线拟合（平滑）、逐点平均、数字滤波、快速傅立叶变换（FFT）及最大熵估计等方法，对含有噪声的信号进行处理，也可以提高信噪比。

如果模拟信号中混有较大的高频噪声，即在真实信号（变化较慢）上叠有变化很快的噪声，我们可以采用相邻多点移动平均法来进行处理：

$$y(n) = \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{N-1} x(n-m)$$

其中  $x(i)$  为采样所得的原始数据列， $y(n)$  为移动平均结果， $N$  为所取平均点数。 $N$  的值要根据信号和噪声的实际情况进行选择，点数太少噪声滤除不够，点数过多会使信号严重失真且计算机运算时间大大加长。

在一些测量中可能出现一些随机干扰,使测量曲线在某些点处有较大偏差。此时可以采用曲线拟合、或数据平滑,使偏差大大减小。在曲线拟合时,最小二乘法是拟合的有效手段。

上面是时域信号的直接处理。我们也可以对时域信号做傅立叶变换,对于窄带信号变换到频域后,用频域窄带化来提高信噪比。

## 第五节 数字信号处理技术简介<sup>[88-90]</sup>

### 1.5.1 数字信号处理系统的基本组成



图1.6 数字信号处理系统的基本组成

数字信号处理系统的组成是十分多样化的,但对于大多数实际系统来说,其基本组成和工作过程可以用图 1.6 所示的简化框图来说明。输入是模拟信号,采样及模数转换器把输入信号转换成时间上离散幅度上量化的序列。预处理滤波器是为了保证不会由于杂散信号频率过高而产生混叠现象,以便获得正确的处理效果。

### 1.5.2 数字信号处理技术的特点

数字信号处理有很多重要特点,其中最重要的有下列几点:

首先,数字信号处理具有高度的灵活性,这是它的最大特色。用数字或符号表示的信号波形,可以被看作是一个任意时基的序列,甚至可以是倒置时间的序列,因而能够实现时间的扩张或压缩,便于对信号数据进行重排和缓存,使系统具有多工处理和时分复用的能力,更好地发挥设备效能,降低成本和缩小体积。数字信号处理的灵活性还表现在可以灵活地改变系统参量和工作方式,以满足系统多功能化和自适应化的要求,这一点对于要求处理复杂任务和复杂环境的现代雷达和通讯系统是极为重要的。这种灵活性还可以用来对模拟信号处理系统进行仿真实验。在实现模拟硬件系统时,系统的特性常常以错综复杂的方式影响输出效果。因此在建立新的系统之前,往往希望先通过计算机仿真来调整该系统的特征,预先估价系统的质量指标,使系统达到最佳性能和最大经济效果。这种仿真实验对于实现复杂的和高性能的系统尤为重要,可以大大地节省研制成本和缩短研制周期。

其次，数字信号处理系统具有良好的重现性和稳定性。由于数字信号处理系统多由少数类型的标准组件所构成，宜于采用性能可靠一致的大规模集成电路，而且系统的工作完全由高稳定时钟控制。因而系统有完善的重现性，以及极高的稳定性和可靠性。在这样的系统中，只要有足够的字长位数，就能实现高精度和大动态范围的信号处理，它所能达到的准确度和分辨力有时在模拟处理系统中甚至是不可想象的。例如，在数字信号处理中可以顺利地把频谱分析和同态滤波应用于语音频带压缩，解卷积以及去混响等过程，其中傅立叶变换所能达到的准确度和分辨力，对于模拟处理系统来说是难以达到的。此外，采用大规模集成电路还有助于降低数字信号处理系统的成本。

第三，数字信号处理算法具有直接的可实现性。有些概念用于说明连续信号是很困难的，但如用来说明离散信号就变得十分简单。例如，一个信号可以被看作是由最小相位分量和最大相位分量所组成，对于连续信号来说，这仅具有理论上的意义，只能列出表示该两分量关系的一些表达式。但在数字信号处理中，这两个分量可以直接计算出来，并可以作为模式识别信号，或用作进一步处理。又如可实现性等理论问题，在数字处理系统中也变得简单了。这说明一些用来分析连续信号和系统的理论工具，在数字系统中已成为实现信号处理的实际手段。可以看到，在数字信号处理的理论算法与系统实现之间往往存在十分明显的直观对应。这表明了一种观念的转变，已不能再认为数字信号处理系统仅仅是对模拟信号处理的逼近而已。

第四，数字信号处理系统可以实现系统最佳化。完全的数字系统由于存在量化过程，本质上是一个非线性系统，这是数字系统本身的固有特点。利用这一特点，可以按数字系统所特有的方式实现信号处理的最佳化，有时甚至能达到一般模拟系统最佳化理论所达不到的目的。在实现非白色和非平稳干扰环境的自适应数字匹配滤波的研究中，这一点已逐渐被人们所发现。这将进一步加深观念上的转变，并使我们认识到，虽然模拟处理和数字处理有许多相似之处，它们之间存在一定的直观对应，但是应力求避免把模拟信号处理所引出的结论强行纳入数字信号处理体系，切不可让某些先入的直观概念妨碍我们对数字信号处理的全面深刻理解。

大规模集成电路技术是推动数字信号处理领域发展的重大因素。数字信号处理已不再限于在通用计算机上实现，而且可以用数字部件组成的专用硬件实现，这就使许多过去看来不切实际的信号算法已开始能用专用数字硬件来实时处理了。微处理机的问世，进一步使处理功能固件化或硬件通用化，它已迅速成为数字信号处理及其应用领域一个十分活跃的积极因素。所有这些情况对于

降低成本，减小体积及缩短研制设计周期都有重要意义。由于数字部件工作速度的提高，某些宽带信号的实时数字处理已成为可能。可以认为，模拟处理已越来越失去在成本，体积和工作速度等方面的传统优势。

## 第六节 本文的主要工作

本论文是国家教委博士点基金项目“动态位移场远距离测试技术研究”的研究内容之一。本文的主要工作是围绕着如何利用激光多普勒效应实现对固体表面散射体位移的远距离测量展开的，主要工作为：

一、从理论上分析了在远距离利用激光多普勒效应进行位移测量所遇到的实际问题，并从实验上对一些理论分析的结论进行了验证。

1. 从狭义相对论出发，对散射体激光多普勒效应的理论基础进行了探讨，利用狭义相对论中的时空变换关系——洛仑兹变换，推导出了散射体激光多普勒效应的表达式。

2. 在远距离测量情况下，激光光束直径变大。本文对激光光束直径变大对散射面激光多普勒效应位移测量所带来的影响进行了理论分析，得出了多普勒效应频率出现展宽的结论。推导出计算多普勒效应频谱的公式。通过用谱分析方法对实验数据进行分析，验证了这一理论结果。从多普勒效应频谱公式出发，结合实验数据的谱分析结果，对远距离激光多普勒效应位移测量的光路设计进行了调整，得到满意的位移测量结果。

3. 从泛函分析理论出发，提出了散射体激光多普勒效应信号强度的表示方法，并结合随机过程理论，借助散斑理论的一些结果，推导出了激光多普勒效应信号强度与散射面上光斑大小以及散射光接收透镜口径大小的关系。对其中信号强度与散射面上光斑大小的关系进行了实验验证，理论结果与实验结果相符。这一结果对我们进行散射体激光多普勒效应位移测量的光路设计有很大的指导意义，使我们能定量预测所设计光路的激光多普勒效应信号强度。

二、创造性地运用信号处理的理论和方法，解决了散射体远距离激光多普勒效应位移测量中微弱信号处理和信号丢失的难题。

1. 针对差动多普勒系统的特点，提出了采用锁相放大器进行微弱信号处理的解决办法。自行设计和制造了锁相放大器，这样不仅从实践上解决了微弱信号处理的问题，而且使测量系统向实用化前进了一大步。

2. 运用数字信号处理的理论和方法，编制了数字滤波器、频谱分析等数字信号处理软件，解决了数字滤波、降噪和谱分析等问题。采用自己编制的软件处理信号，为测量系统的实用化奠定了基础。

3. 运用同态滤波的理论，设计出用于解决信号丢失问题的同态滤波系统，编制出信号处理软件，解决了散射体远距离激光多普勒效应位移测量中信号丢失的难题。

4. 运用数字信号处理理论, 对本系统中采用数字信号处理所引入的噪声进行了分析, 得出了噪声影响可以忽略的结论。

三. 实现了固体散射体远距离激光多普勒效应切向位移测量系统。

1. 根据理论分析结论和实验结果, 设计实现了散射体远距离激光多普勒效应位移测量的光路系统。

2. 实现了 100m 内任意距离处散射体激光多普勒效应切向位移的测量。在距离 50m 时, 相对测量精度为 $\pm 1\%$ 。在距离 100m 时, 相对测量精度为 $\pm 2\%$ 。

## 第二章 散射面激光多普勒频移

### 第一节 散射面激光多普勒频移的相对论基础<sup>[61-63]</sup>

在狭义相对论中，相互之间作匀速运动的参照系之间的时空变换满足洛伦兹变换。如图 2.1 所示，参照系  $X'O'Y'$  相对于参照系  $XOY$  以速度  $V$  运动，方向为  $X$  轴正方向。

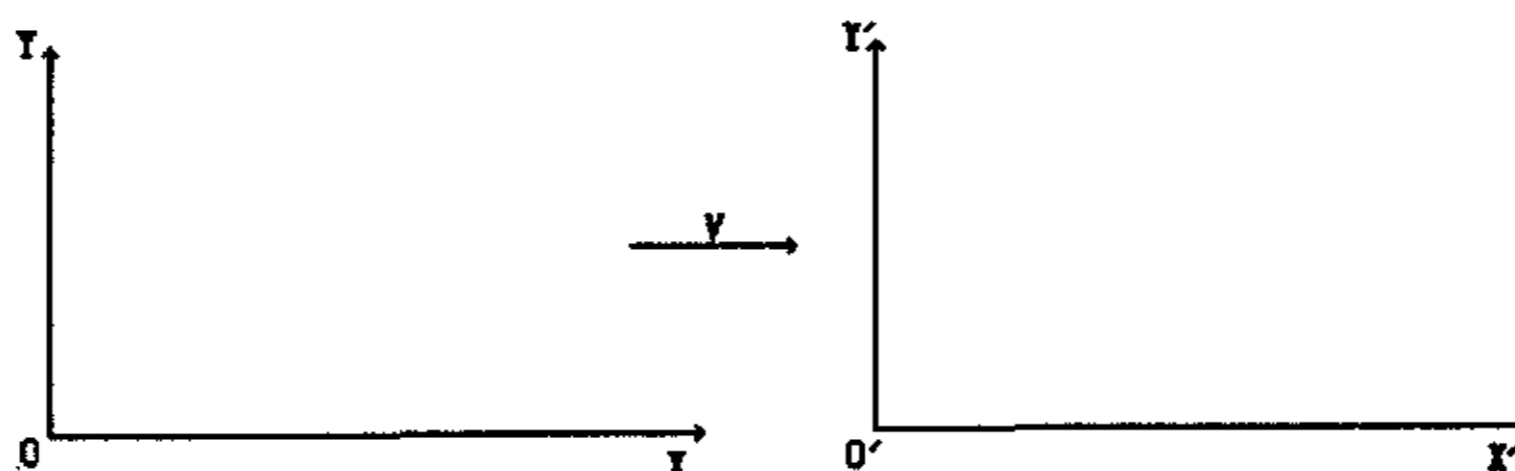


图2.1 两个作相对运动的参照系

设参照系  $X'O'Y'$  的空间坐标和时间坐标分别为  $x'$ 、 $y'$  和  $t'$ 。参照系  $XOY$  的空间坐标和时间坐标分别为  $x$ 、 $y$  和  $t$ 。

由  $X'O'Y' \rightarrow XOY$  的洛伦兹变换为

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ t' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} & 0 & \frac{-V}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \\ 0 & 1 & 0 \\ \frac{-V/c^2}{\sqrt{1-V^2/c^2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ t \end{bmatrix}$$

式中，变换矩阵为

$$T = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} & 0 & \frac{-V}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \\ \frac{-V/c^2}{\sqrt{1-V^2/c^2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

这是一个可逆变换，其逆变换是由  $X'O'Y' \rightarrow XOY$  的变换

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} & 0 & \frac{V}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \\ 0 & 1 & 0 \\ \frac{V/c^2}{\sqrt{1-V^2/c^2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x' \\ y' \\ t' \end{bmatrix}$$

其变换矩阵为

$$T^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} & 0 & \frac{V}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \\ 0 & 1 & 0 \\ \frac{V/c^2}{\sqrt{1-V^2/c^2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \end{bmatrix}$$

式中的  $c$  为光速。

将洛伦兹变换写为普通形式为

$$\begin{cases} x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \\ y' = y \\ t' = \frac{t - Vx/c}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \end{cases} \quad (2-1)$$

和

$$\begin{cases} x = \frac{x' + Vt'}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \\ y = y' \\ t = \frac{t' + Vx'/c}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \end{cases} \quad (2-2)$$

设有一束  $XOY$  参照系中的入射光，光线方向与  $X$  轴正方向夹角为  $\theta$ ，如图 2.2 所示。则此平面波可以表示为

$$E = E_0 \cos 2\pi f \left( t - \frac{x \cos \theta}{c} - \frac{y \sin \theta}{c} + \delta \right) \quad (2-3)$$

$f$  为光频率， $\delta$  是与初相有关的一个量。

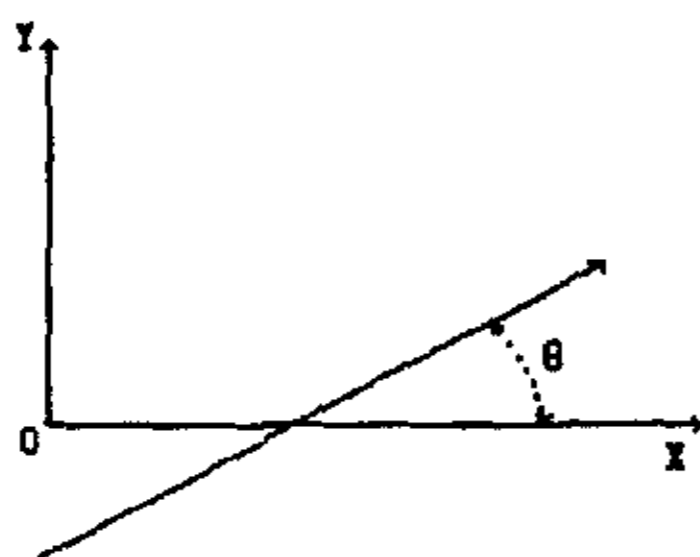


图2.2 XOY参照系中的入射光

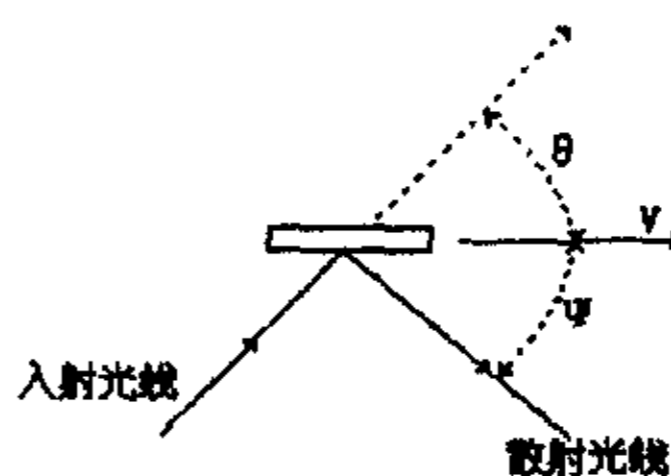


图2.3 运动散射体的激光多普勒频移

散射体沿 X 轴正方向运动，速度为  $V$ 。

建立相对于散射体静止的  $X'O'Y'$  参照系，则此参照系沿 X 轴正方向以速度  $V$  运动，在两个参照系上研究的物理现象满足上述的洛仑兹变换。

我们用洛仑兹变换将这一束光变换到  $X'O'Y'$  参照系，即在  $X'O'Y'$  参照系观察这束光。将(2-2)式代入到(2-3)式，得到

$$E = E_0 \cos 2\pi f \frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \left(1 - \frac{V \cos \theta}{c}\right) \left[t' - \frac{\cos \theta - \frac{V}{c} x'}{1 - \frac{V \cos \theta}{c}} - \frac{\sqrt{1-V^2/c^2} \sin \theta}{1 - \frac{V \cos \theta}{c}} \frac{y'}{c} + \delta\right]$$

根据狭义相对论，所有相互间作匀速运动的的参照系应该是等价的，它们的物理规律应该具有相同的形式，所以又应该有

$$E = E_0 \cos 2\pi f' \left(t' - \frac{x' \cos \theta'}{c} - \frac{y' \sin \theta'}{c} + \delta\right)$$

对照两个式子，可以得出

$$f' = f \frac{1 - \frac{V \cos \theta}{c}}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \quad (2-4)$$

$$\cos \theta' = \frac{\cos \theta - \frac{V}{c}}{1 - \frac{V \cos \theta}{c}} \quad (2-5)$$

$$\sin \theta' = \frac{\sqrt{1-V^2/c^2}}{1 - \frac{V \cos \theta}{c}} \sin \theta$$

其中  $f'$  为在  $X'O'Y'$  参照系中观察到的光频率， $\theta'$  为光在  $X'O'Y'$  参照系中相对于  $X'$  轴的夹角。

光频率发生了变化，这就是光的多普勒效应。

在  $X'O'Y'$  参照系中, 这束光在散射体上发生散射, 散射前后光频率不变; 仍然是

$$f' = f \frac{1 - \frac{V \cos \theta}{c}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}$$

但在实验中我们是在  $XOY$  参照系进行观察, 观察不到这个频率, 需要把光束用洛仑兹变换变回到  $XOY$  参照系。

设在  $X'O'Y'$  参照系中一束散射光, 光线方向与  $X'$  轴正方向夹角为  $\psi'$ , 表示为

$$E = E_0' \cos 2\pi f' \left( t' - \frac{x' \cos \psi'}{c} - \frac{y' \sin \psi'}{c} + \delta' \right)$$

将(2-1)式代入, 得到

$$E = E_0' \cos 2\pi f' \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \left( 1 + \frac{V \cos \psi'}{c} \right) \left[ t - \frac{\cos \psi' + \frac{V}{c}}{1 + \frac{V \cos \psi'}{c}} x - \frac{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \sin \psi'}{1 + \frac{V \cos \psi'}{c}} y + \delta' \right]$$

与  $XOY$  参照系中的标准式子

$$E = E_0' \cos 2\pi f'' \left( t - \frac{x \cos \psi}{c} - \frac{y \sin \psi}{c} + \delta' \right)$$

比较, 可知

$$f'' = f' \frac{1 + \frac{V \cos \psi'}{c}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (2-6)$$

$$\cos \psi = \frac{\cos \psi' + \frac{V}{c}}{1 + \frac{V \cos \psi'}{c}} \quad (2-7)$$

$$\sin \psi = \frac{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \sin \psi'}{1 + \frac{V \cos \psi'}{c}}$$

在实验中我们只能观察到  $\psi$ , 观察不到  $\psi'$ , 因此需要把  $f''$  表达式中的  $\psi'$  换成  $\psi$  由式(2-7)可得

$$\cos \psi + \frac{V}{c} \cos \psi \cos \psi' = \cos \psi' + \frac{V}{c}$$

所以

$$\cos \psi' = \frac{\cos \psi - \frac{V}{c}}{1 - \frac{V \cos \psi}{c}}$$

代入(2-6)式, 则

$$f'' = f' \frac{1 + \frac{V \cos \psi - \frac{V}{c}}{c} \frac{1 - \frac{V \cos \psi}{c}}{1 - \frac{V \cos \psi}{c}}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}$$

$$f'' = f' \frac{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 - \frac{V \cos \psi}{c}}$$

将(2-4)式代入, 则

$$f'' = f \frac{1 - \frac{V \cos \theta}{c} \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \left(1 - \frac{V \cos \psi}{c}\right)}$$

即

$$f'' = f \frac{1 - \frac{V \cos \theta}{c}}{1 - \frac{V \cos \psi}{c}} \quad (2-8)$$

在宏观低速情况下  $V/c \ll 1$ , 对上式作级数展开, 略去高次项, 可得

$$f'' = f \left(1 - \frac{V \cos \theta}{c} + \frac{V \cos \psi}{c}\right) \quad (2-9)$$

则多普勒频移等于

$$\Delta f = f \left(\frac{V \cos \psi}{c} - \frac{V \cos \theta}{c}\right) \quad (2-10)$$

这里  $\theta$  和  $\psi$  分别是入射光线和散射光线与  $XOY$  参照系  $X$  轴正方向的夹角, 因为散射体的运动方向和  $XOY$  参照系  $X$  轴正方向相同, 所以  $\theta$  和  $\psi$  也可以看作分别是入射光线和散射光线与散射体运动方向的夹角。如图 2.3 所示。

## 第二节 差动多普勒系统的多普勒频移

差动多普勒光路系统与参考光光路系统相比, 信号的信噪比高, 抗干扰能力强, 在激光多普勒测量系统中得到广泛应用。

## 2.2.1 差动多普勒系统的多普勒频移

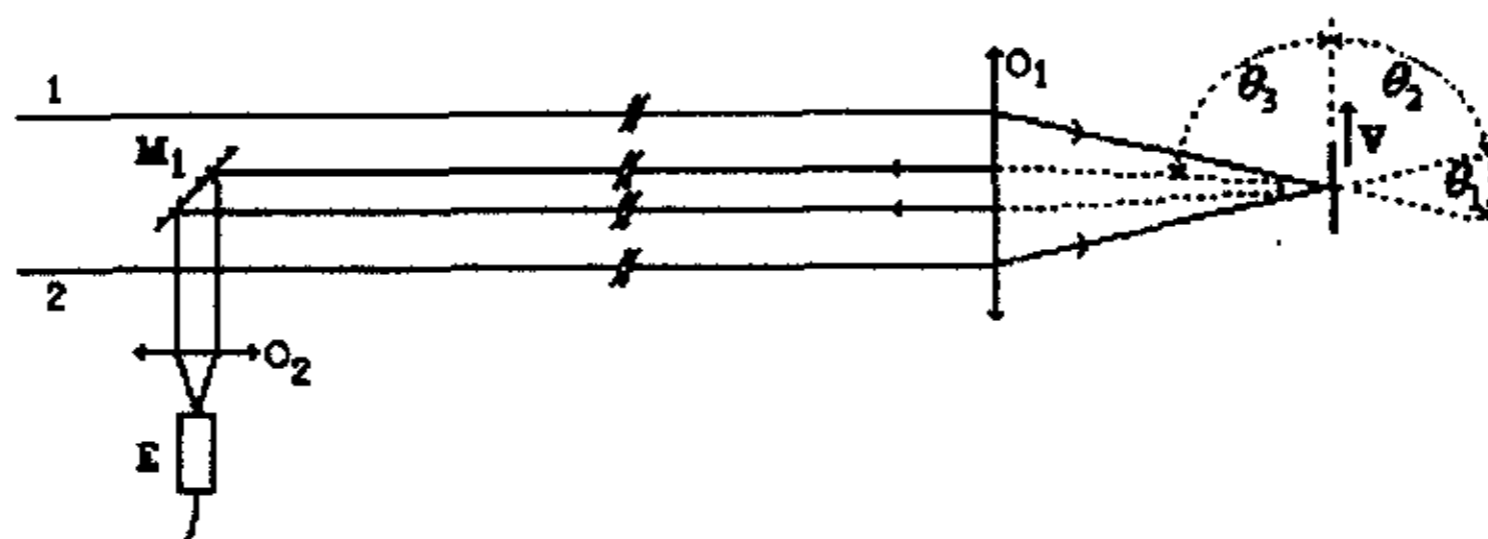


图2.4 差动光路系统

如图 2.4 所示是一差动多普勒系统的光路, 光束 1 和光束 2 两束光频率相差 40MHz, 两束光经透镜 O1 聚焦于散射面, 散射光再经 O1 收集, 穿过 O1 后散射光变为平行光, 再经 M1 反射, 用 O2 聚焦到光电接收器 E, 最后由光电接收器将光电信号传送给信号处理系统。散射面以速度 V 运动, 光束 1 和光束 2 与速度 V 的夹角分别为  $\theta_1, \theta_2$ , 散射光与速度 V 的夹角为  $\theta_3$ , 激光的频率为  $f_0$ 。则由(2-10)式, 光束 1 和光束 2 散射光的多普勒频移分别为

$$\Delta f_1 = \frac{f_0 V}{c} (\cos \theta_3 - \cos \theta_1) \quad (2-11)$$

$$\Delta f_2 = \frac{f_0 V}{c} (\cos \theta_3 - \cos \theta_2)$$

光束 1 和光束 2 散射光到达接收器的电场分别为

$$\begin{aligned} \hat{E}_1 &= E_1 \cos[2\pi(f_0 + f_c + \Delta f_1)t + \phi_1] \\ \hat{E}_2 &= E_2 \cos[2\pi(f_0 + \Delta f_2)t + \phi_2] \end{aligned} \quad (2-12)$$

其中  $f_c = 40\text{MHz}$ ,  $\phi_1, \phi_2$  为初相。

光电检测器输出  $i(t)$  正比于总电场的平方, 因此

$$\begin{aligned} i(t) &= B[\hat{E}_1 + \hat{E}_2]^2 \\ &= B\{E_1 \cos[2\pi(f_0 + f_c + \Delta f_1)t + \phi_1] + E_2 \cos[2\pi(f_0 + \Delta f_2)t + \phi_2]\}^2 \end{aligned}$$

其中 B 为常数。

对上式作三角变换, 略去光学频率项, 因为在检测器输出中不能观测到此频率, 可以得到

$$i(t) = B\left\{\frac{1}{2}(E_1^2 + E_2^2) + E_1 E_2 \cos[2\pi(f_c + \Delta f_1 - \Delta f_2)t + \phi_1 - \phi_2]\right\}$$

直流项可以滤掉。交流项的频率为

$$f = f_c + \Delta f_1 - \Delta f_2 = f_c + \Delta f \quad (2-13)$$

$$\Delta f = \Delta f_1 - \Delta f_2 = \frac{f_0 V}{c} (\cos \theta_2 - \cos \theta_1) \quad (2-14)$$

$\Delta f$  即为差动多普勒系统的多普勒频移, 与  $\theta_3$  角无关。这个频移是调制在载频  $f_c$  上的, 可以通过解调还原。

### 2.2.2 光束直径变大对多普勒频率的影响

在远距离测量情况下, 激光光束在接近被测物体时直径变大, 如图 2.5 所示。

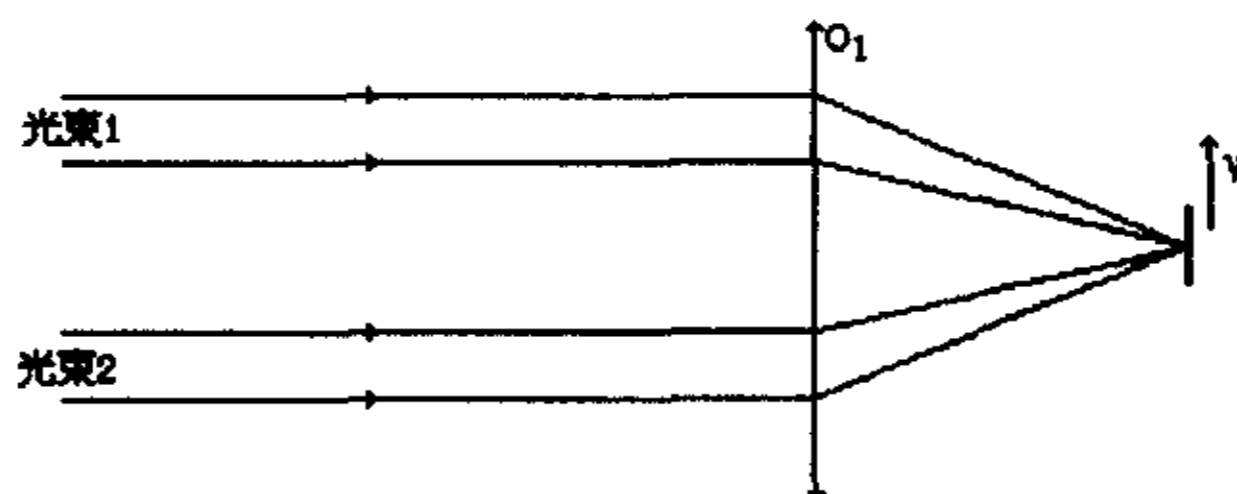


图 2.5 光束直径变大的情况

为了研究光束直径变大对多普勒频率的影响, 我们在光束 1 和光束 2 中分别选取两束窄光束, 窄光束 11 和窄光束 12, 窄光束 21 和窄光束 22, 它们与散射体运动速度  $V$  方向的夹角分别为  $\theta_1$ 、 $\theta_2$ 、 $\theta_3$ 、 $\theta_4$ , 设散射光与散射体运动速度  $V$  方向的夹角为  $\theta_5$ , 如图 2.6 所示, 则窄光束 11、12、21、22 形成的散射光的多普勒频移分别为

$$\begin{aligned} \Delta f_1 &= \frac{f_0 V}{c} (\cos \theta_5 - \cos \theta_1) \\ \Delta f_2 &= \frac{f_0 V}{c} (\cos \theta_5 - \cos \theta_2) \\ \Delta f_3 &= \frac{f_0 V}{c} (\cos \theta_5 - \cos \theta_3) \\ \Delta f_4 &= \frac{f_0 V}{c} (\cos \theta_5 - \cos \theta_4) \end{aligned} \quad (2-15)$$

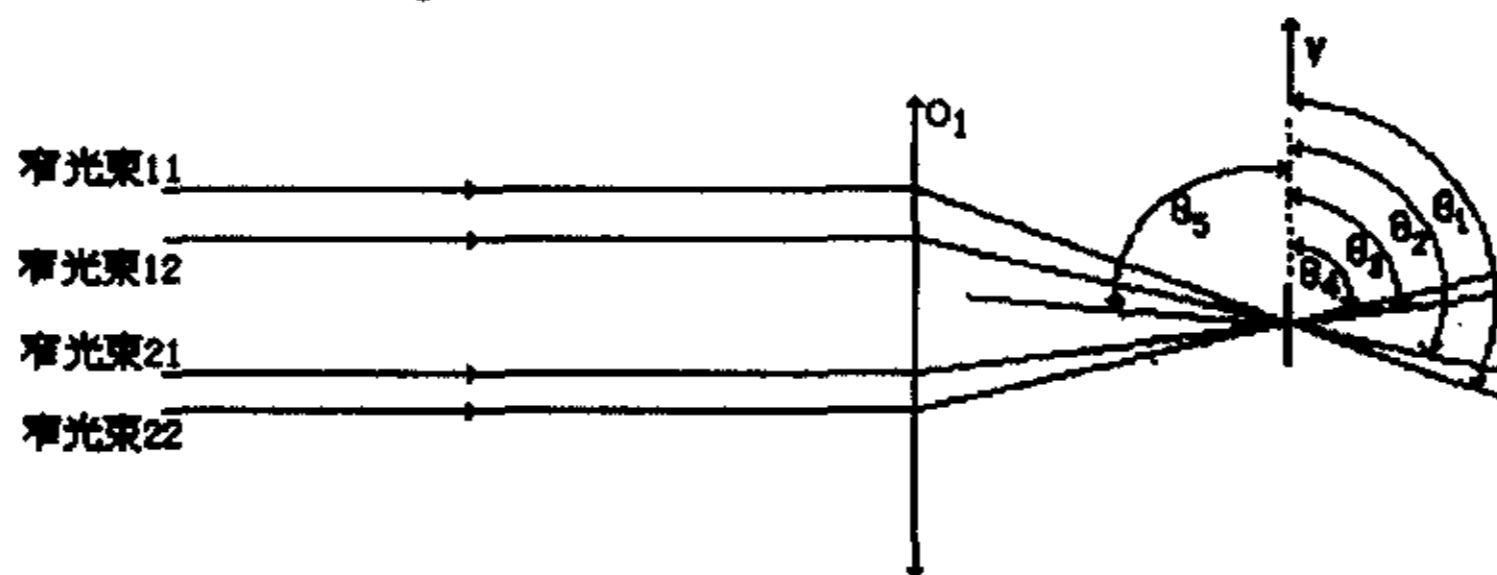


图 2.6 从光束 1 和光束 2 中分别取窄光束 11、12, 窄光束 21、22

窄光束 11、12、21、22 形成的散射光到达接收器的电场分别为

$$\begin{aligned}\hat{E}_1 &= E_1 \cos[2\pi(f_0 + f_c + \Delta f_1)t + \phi_1] \\ \hat{E}_2 &= E_2 \cos[2\pi(f_0 + f_c + \Delta f_2)t + \phi_1] \\ \hat{E}_3 &= E_3 \cos[2\pi(f_0 + \Delta f_3)t + \phi_2] \\ \hat{E}_4 &= E_4 \cos[2\pi(f_0 + \Delta f_4)t + \phi_2]\end{aligned}\quad (2-16)$$

其中  $f_c=40\text{MHz}$ 。到达接收器处光波的总电场是各个电场的和，检测器输出  $i(t)$  正比于总电场的平方，因此

$$i(t) = B[\hat{E}_1 + \hat{E}_2 + \hat{E}_3 + \hat{E}_4]^2$$

对上式作三角变换，略去光学频率项，可以得到

$$\begin{aligned}i(t) &= B\left\{\frac{1}{2}(E_1^2 + E_2^2 + E_3^2 + E_4^2)\right. \\ &\quad + E_1E_2 \cos[2\pi(\Delta f_1 - \Delta f_2)t] \\ &\quad + E_3E_4 \cos[2\pi(\Delta f_3 - \Delta f_4)t] \\ &\quad + E_1E_3 \cos[2\pi(f_c + \Delta f_1 - \Delta f_3)t + \phi_1 - \phi_2] \\ &\quad + E_1E_4 \cos[2\pi(f_c + \Delta f_1 - \Delta f_4)t + \phi_1 - \phi_2] \\ &\quad + E_2E_3 \cos[2\pi(f_c + \Delta f_2 - \Delta f_3)t + \phi_1 - \phi_2] \\ &\quad \left. + E_2E_4 \cos[2\pi(f_c + \Delta f_2 - \Delta f_4)t + \phi_1 - \phi_2]\right\}\end{aligned}$$

直流项和低频项可以用以载波为中心的带通滤波器滤掉，剩下的是调制在载波上的多普勒信号

$$\begin{aligned}i(t) &= B\{E_1E_3 \cos[2\pi(f_c + \Delta f_1 - \Delta f_3)t + \phi_1 - \phi_2] \\ &\quad + E_1E_4 \cos[2\pi(f_c + \Delta f_1 - \Delta f_4)t + \phi_1 - \phi_2] \\ &\quad + E_2E_3 \cos[2\pi(f_c + \Delta f_2 - \Delta f_3)t + \phi_1 - \phi_2] \\ &\quad \left. + E_2E_4 \cos[2\pi(f_c + \Delta f_2 - \Delta f_4)t + \phi_1 - \phi_2]\right\}\end{aligned}\quad (2-17)$$

这个调制在载波上的多普勒信号可以通过解调还原，解调后

$$\begin{aligned}i(t) &= \hat{B}\{E_1E_3 \cos[2\pi(\Delta f_1 - \Delta f_3)t + \phi_1 - \phi_2] \\ &\quad + E_1E_4 \cos[2\pi(\Delta f_1 - \Delta f_4)t + \phi_1 - \phi_2] \\ &\quad + E_2E_3 \cos[2\pi(\Delta f_2 - \Delta f_3)t + \phi_1 - \phi_2] \\ &\quad \left. + E_2E_4 \cos[2\pi(\Delta f_2 - \Delta f_4)t + \phi_1 - \phi_2]\right\}\end{aligned}\quad (2-18)$$

解调后的多普勒信号含有四种频率，分别为

$$\begin{aligned}\Delta\nu_1 &= \Delta f_1 - \Delta f_3 \\ \Delta\nu_2 &= \Delta f_1 - \Delta f_4 \\ \Delta\nu_3 &= \Delta f_2 - \Delta f_3 \\ \Delta\nu_4 &= \Delta f_2 - \Delta f_4\end{aligned}\quad (2-19)$$

而且某种频率成分信号的强度与引起这种频率的光强成正比。

这一结论给了我们两点启示：其一是由于光束直径不为零，多普勒信号中会出现多种频率成分；其二是这多种频率成分的形成有规律，是由光束 1 中的某一窄光束与光束 2 中的某一窄光束共同形成的。

根据上述规律，我们可以用积分的方法分析多普勒信号的频谱。

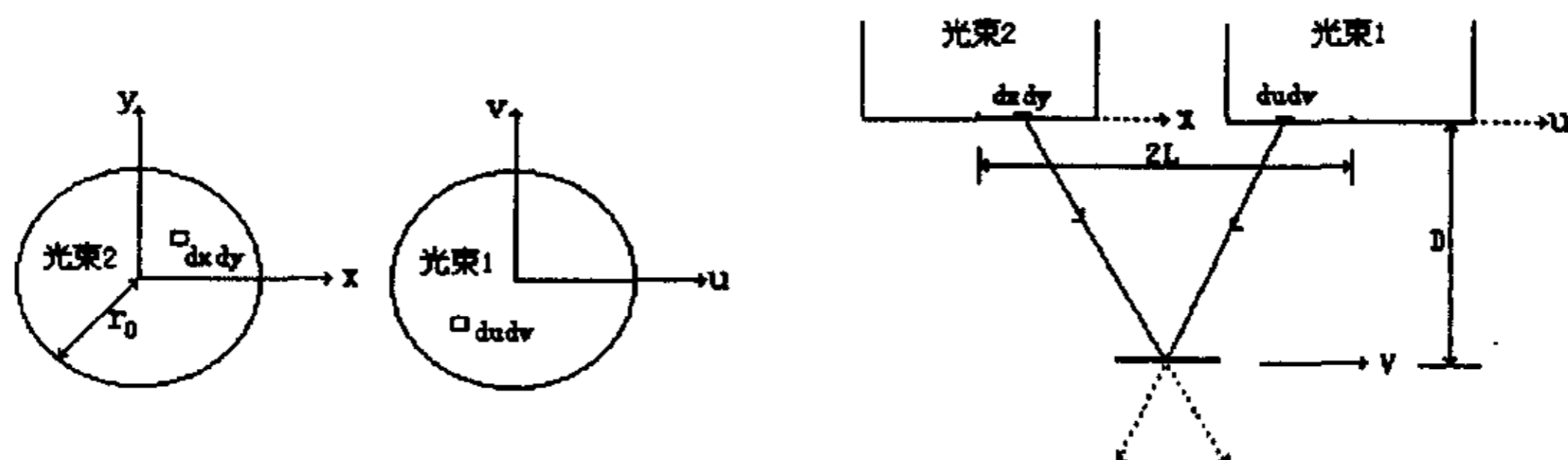


图 2.7 在光束 1 和光束 2 上取微元

如图 2.7 所示，光束中心取为坐标原点，在光束 1 中取窄光束微元  $du dv$ ，在光束 2 中取窄光束微元  $dx dy$ ，考虑两束光都为高斯光束，以  $r_0$  表示光束半径，则在  $du dv$  处入射光的振幅

$$E_1 = \frac{c}{r_0} e^{-\frac{u^2+v^2}{r_0^2}} \quad (2-20)$$

在  $dx dy$  处入射光的振幅

$$E_2 = \frac{c}{r_0} e^{-\frac{x^2+y^2}{r_0^2}} \quad (2-21)$$

$du dv$  窄光束和  $dx dy$  窄光束与速度的夹角分别为  $\theta_1$  和  $\theta_2$ ，

$$\begin{aligned} \cos\theta_1 &= \frac{L+u}{\sqrt{D^2+(L+u)^2+v^2}} \\ \cos\theta_2 &= \frac{L-x}{\sqrt{D^2+(L-x)^2+y^2}} \end{aligned} \quad (2-22)$$

所以由窄光束  $du dv$  和窄光束  $dx dy$  形成的多普勒频移为

$$\Delta f = \frac{f_0 V}{c} \left( \frac{L-x}{\sqrt{D^2+(L-x)^2+y^2}} + \frac{L+u}{\sqrt{D^2+(L+u)^2+v^2}} \right) \quad (2-23)$$

所以窄光束  $du dv$  和窄光束  $dx dy$  对信号的贡献为

$$di(t) = AE_1 E_2 \cos(2\pi\Delta ft + \phi_1 - \phi_2) du dv dx dy$$

求积分，得

$$i(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Ac^2}{r_0^2} e^{-\frac{u^2+v^2+x^2+y^2}{r_0^2}} \cos(2\pi\Delta ft + \phi_1 - \phi_2) du dv$$

信号的频谱等于对上式求傅立叶变换

$$S(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} i(t) e^{-j\omega t} dt$$

$$S(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Ac^2}{r_0^2} e^{-\frac{u^2+v^2+x^2+y^2}{r_0^2}} \cos(2\pi\Delta f t + \phi_1 - \phi_2) e^{-j\omega t} du dv \quad (2-24)$$

其中

$$\Delta f = \frac{f_0 V}{c} \left( \frac{L-x}{\sqrt{D^2 + (L-x)^2 + y^2}} + \frac{L+u}{\sqrt{D^2 + (L+u)^2 + v^2}} \right) \quad (2-25)$$

从式(2-24)我们可以看出:

(1) 当  $r_0 \rightarrow 0$  时, 由于负指数函数的强烈衰减作用, 使得对于高斯光束中任何  $u \neq 0$  或  $v \neq 0$  或  $x \neq 0$  或  $y \neq 0$  处引起的频率项的强度很小, 仅当  $u=v=x=y=0$  时强度有一定大小, 这时

$$\begin{aligned} S(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(2\pi\Delta f t + \phi_1 - \phi_2) e^{-j\omega t} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Ac^2}{r_0^2} e^{-\frac{u^2+v^2+x^2+y^2}{r_0^2}} du dv \right] dt \\ &= \frac{C}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(2\pi\Delta f t + \phi_1 - \phi_2) e^{-j\omega t} dt \\ &= \frac{C}{2\sqrt{2\pi}} [\delta(\omega - 2\pi\Delta f) e^{-j(\phi_1 - \phi_2)} + \delta(\omega + 2\pi\Delta f) e^{j(\phi_1 - \phi_2)}] \end{aligned}$$

$\delta$  函数后面的指数项是由于被积函数的初相不是零。

$$\text{式中 } C = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Ac^2}{r_0^2} e^{-\frac{u^2+v^2+x^2+y^2}{r_0^2}} du dv, \quad \Delta f = \frac{2f_0 VL}{c\sqrt{D^2 + L^2}} \text{ 是由(2-25)式}$$

令  $u=v=x=y=0$  后得到, 这一结果与窄光束结果(2-14)一致。

(2) 同样由于负指数项的衰减作用, 使得  $u$ 、 $v$ 、 $x$ 、 $y$  的取值只在 0 附近才有用, 使得  $u$ 、 $v$ 、 $x$ 、 $y$  的取值限制在 0 附近的一定范围。因此, 若增大  $L$ , 则  $\Delta f$  的变化范围变小, 信号频带变窄, 信号情况改善。第五章《多普勒信号的谱分析》中的谱分析结果验证了这一结论。

### 第三节 散射面激光多普勒信号强度与光路结构参数的关系<sup>[64-70]</sup>

#### 2.3.1 散射面激光多普勒信号强度

散射面激光多普勒信号是正弦信号，由于受散射表面不规则形状的调制，这一正弦信号的幅值呈现随机变化，如图 2.8 所示。

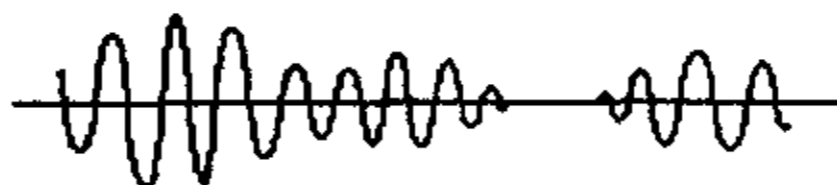


图 2.8 散射面激光多普勒正弦信号幅值呈现随机变化

截取某一区间考察这一信号，这一信号可以看成是  $C[a, b]$  函数空间（所有  $[a, b]$  上连续函数的全体组成的集合）中的一个点。 $C[a, b]$  函数空间按通常定义的度量是完备的度量空间。

在实验过程中，我们通过采样将这一区间的信号采集输入到计算机中。通过采样过程，将信号转化为  $n$  维数组空间的一个点（ $n$  会很大，每一个采样时刻的数据占一维）。 $n$  维数组空间是一个性质简单规范的  $n$  维线性空间，可以定义一种内积使其成为完备的希尔伯特空间。

将信号从  $C[a, b]$  转化到  $n$  维数组空间来讨论，会带来一些误差，分为两个方面。其一是重现性问题，由仙农的采样定理我们知道，只要保证采样频率是最高信号频率的两倍以上，就可以通过适当的方法用采样信号完全重现原信号。其二是采样结果有限字长表达带来得误差，只要字长足够，这一误差也可以忽略，具体讨论参见第六章《数字信号处理的有限字长效应》。

我们在  $n$  维数组空间上来讨论散射面激光多普勒信号强度。

设经采样后得到的激光多普勒信号可以表示为

$$s = (x_1, x_2, \dots, x_n)^T \quad (2-26)$$

可以定义  $n$  维数组空间上的泛函

$$f: R^n \rightarrow R$$

$$f(s) = \left( \frac{x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_n^2}{n} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-27)$$

可以用泛函  $f(s)$  表示激光多普勒信号的强度。

证明：

在此定义下的泛函  $f(s)$  是  $n$  维数组空间上的一个范数，下面我们利用范数的定义进行一下验证。

首先

$$f(s) = \left( \frac{x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_n^2}{n} \right)^{\frac{1}{2}} \geq 0$$

$$\text{当 } f(s) = 0 \text{ 时, } x_1 = x_2 = \dots = x_n = 0$$

其次 
$$f(as) = \left( \frac{a^2 x_1^2 + a^2 x_2^2 + \dots + a^2 x_n^2}{n} \right)^{\frac{1}{2}} = |a| f(s)$$

另外

$$f(s_1 + s_2) = \left[ \frac{(x_{11} + x_{21})^2 + (x_{12} + x_{22})^2 + \dots + (x_{1n} + x_{2n})^2}{n} \right]^{\frac{1}{2}}$$

由闵可夫斯基不等式知

$$\begin{aligned} & \left[ (x_{11} + x_{21})^2 + (x_{12} + x_{22})^2 + \dots + (x_{1n} + x_{2n})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ & \leq (x_{11}^2 + x_{12}^2 + \dots + x_{1n}^2)^{\frac{1}{2}} + (x_{21}^2 + x_{22}^2 + \dots + x_{2n}^2)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

所以

$$f(s_1 + s_2) \leq f(s_1) + f(s_2)$$

满足范数定义。因此我们也可以将其用范数记号记为

$$\|s\|_1 = f(s) \quad (2-28)$$

很明显，激光多普勒信号能达到的最大值反映了激光多普勒信号的强度。我们可以将激光多普勒信号的最大值定义为  $n$  维数组空间上的范数

$$\|s\|_2 = \text{Max}_{1 \leq i \leq n} \{ |x_i| \}$$

下面验证其满足范数的定义。

因为  $\|s\|_2 = \text{Max}_{1 \leq i \leq n} \{ |x_i| \} \geq 0$

$$\|s\|_2 = 0 \text{ 时, } s = \theta \text{ 是零元素}$$

$$\|as\|_2 = \text{Max}_{1 \leq i \leq n} \{ |ax_i| \} = |a| \text{Max}_{1 \leq i \leq n} \{ |x_i| \} = |a| \|s\|_2$$

$$\|s_1 + s_2\|_2 = \text{Max}_{1 \leq i \leq n} \{ |x_{1i} + x_{2i}| \} \leq \text{Max}_{1 \leq i \leq n} \{ |x_{1i}| \} + \text{Max}_{1 \leq i \leq n} \{ |x_{2i}| \} = \|s_1\|_2 + \|s_2\|_2$$

所以满足范数的定义。

在泛函分析理论中有定理：在有限维线性空间中，任何两个范数都是等价的。这对我们刚才讨论的两个范数来说含义是：存在正数  $a_1$  和  $b_1$ ， $a_2$  和  $b_2$ ，使得对于每一个

$$s \in R^n$$

都有

$$a_1 \|s\|_1 \leq \|s\|_2 \leq b_1 \|s\|_1$$

$$a_2 \|s\|_2 \leq \|s\|_1 \leq b_2 \|s\|_2$$

它们的大小变化呈现一致性，因此我们定义的泛函可以表示激光多普勒信号的强度。《证毕》

从而我们可以研究激光多普勒信号强度与光路结构参数的关系。

### 2.3.2 散斑理论的一些结论

从可见光波长这个尺度看，一般物体表面都很粗糙，这样的表面可以看作是由无规则分布的大量面元构成，当相干光照明这样的表面时，每一个面元就相当于一个衍射单元，而整个表面则相当于由无规分布的大量衍射单元构成的“位相光栅”。对比较粗糙的表面来说，不同衍射单元给入射光引入的附加位相差可以达到

$2\pi$  的若干倍。经由表面上不同面元反射的光振动在空间相遇时将发生干涉。由于诸面元无规分布而且数量极大，随着观察点的改变，干涉效果将急剧而无规地变化，从而形成具有无规分布颗粒状结构的衍射图样，这就是散斑。

物体表面结构的形成是由大量偶然因素综合作用的结果。因此，物体表面结构以及由其产生的散斑图样都具有或然性。或然性现象常常具有某种统计规律。

为了应用统计方法研究散斑现象，散斑理论建立了一个系综，这个系综由表面结构大体相似而细节迥异的散射面构成。在理论上，上述散射面系综应该包含无穷多个散射面。在实验研究中，则应该取足够数量的“样本”，以保证必要的精度要求。散斑现象的统计理论，就是从这样的系综出发讨论散斑现象的统计规律，建立散斑的统计模型。

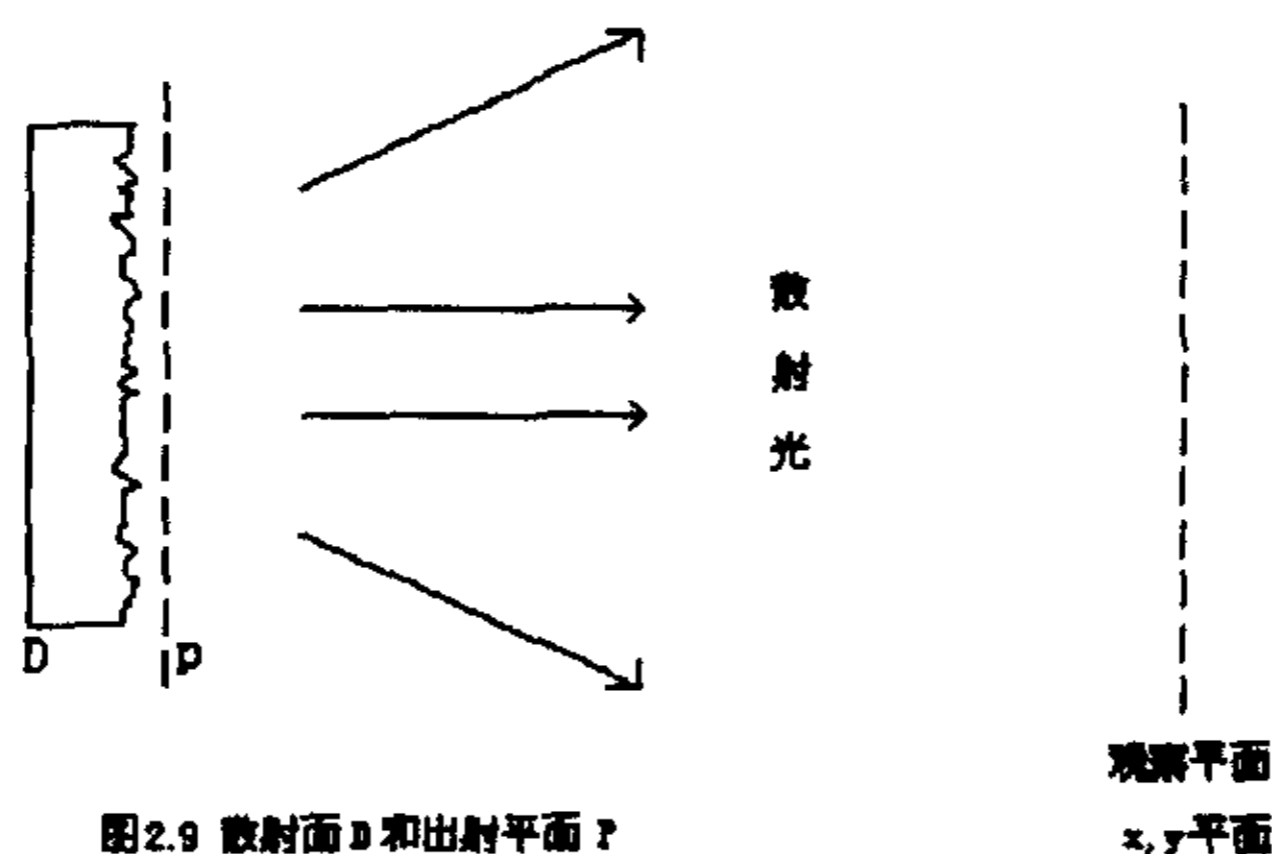


图2.9 散射面D和出射平面P

如图 2.9 显示了一个典型的散射面。D 为散射面，平面 P 与 D 的出射表面极为邻近且与 D 的平均平面平行，称平面 P 为散射面的出射平面。

散斑是由散射面产生的一种无规的衍射图样。散射面系综内不同的散射面将产生不同的衍射图样。如果我们把这些衍射图样看作是样本函数，散斑就可以看作是 与散射面系综联系着的空间随机过程。我们在与散射面出射平面平行的  $x, y$  平面上观察散斑，如图 2.9 所示，散斑这个空间随机过程在任一给定观察点  $r = (x, y)$  处都对应一个随机变量。

散斑理论关于观察面上散斑光强和位相的分布有一些结论：

(1) 正态散斑光强  $I(r)$  和位相  $\theta(r)$  其联合概率密度函数为

$$P_{I,\theta}[I(r), \theta(r)] = \frac{1}{4\pi\sigma^2} \exp\left[-\frac{I(r)}{2\sigma^2}\right] \quad (2-29)$$

位相的概率密度函数为

$$P_\theta[\theta(r)] = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} & -\pi \leq \theta < \pi \\ 0 & \text{其它} \end{cases} \quad (2-30)$$

光强的概率密度函数为

$$P_I[I(r)] = \begin{cases} \frac{1}{2\sigma^2} \exp\left[-\frac{I(r)}{2\sigma^2}\right] & I(r) \geq 0 \\ 0 & I(r) < 0 \end{cases} \quad (2-31)$$

正态散斑光强  $I(r)$  和位相  $\theta(r)$  是彼此独立的两个随机变量。

- (2) 正态散斑横向表观颗粒粗细程度与散射面出射平面通光孔径的关系为  
当通光孔径为  $L \times L$  的方形区域时, 我们用  $\delta x$  或  $\delta y$  表示散斑横向表观颗粒的平均大小, 则

$$\delta x = \delta y = \frac{\lambda z}{L} \quad (2-32)$$

式中  $\lambda$  为光的波长,  $z$  为观察平面到出射平面的距离。

当通光孔径为直径是  $D$  的圆形区域时, 我们用  $\delta r$  表示散斑横向表观颗粒的平均大小, 则

$$\delta r = 1.22 \frac{\lambda z}{D} \quad (2-33)$$

上两式表明, 对通过自由空间传播形成的正态散斑来说, 其表观颗粒平均大小与观察面到散射面出射平面的距离  $z$  成正比, 而与散射面出射平面通光孔径的  $L$  或  $D$  成反比, 即孔径越大散斑表观颗粒越细。

### 2.3.3 散射面激光多普勒信号强度与光路结构参数的关系

在我们的差动多普勒系统中, 用两束光照射散射面, 将透镜放在观察面上, 收

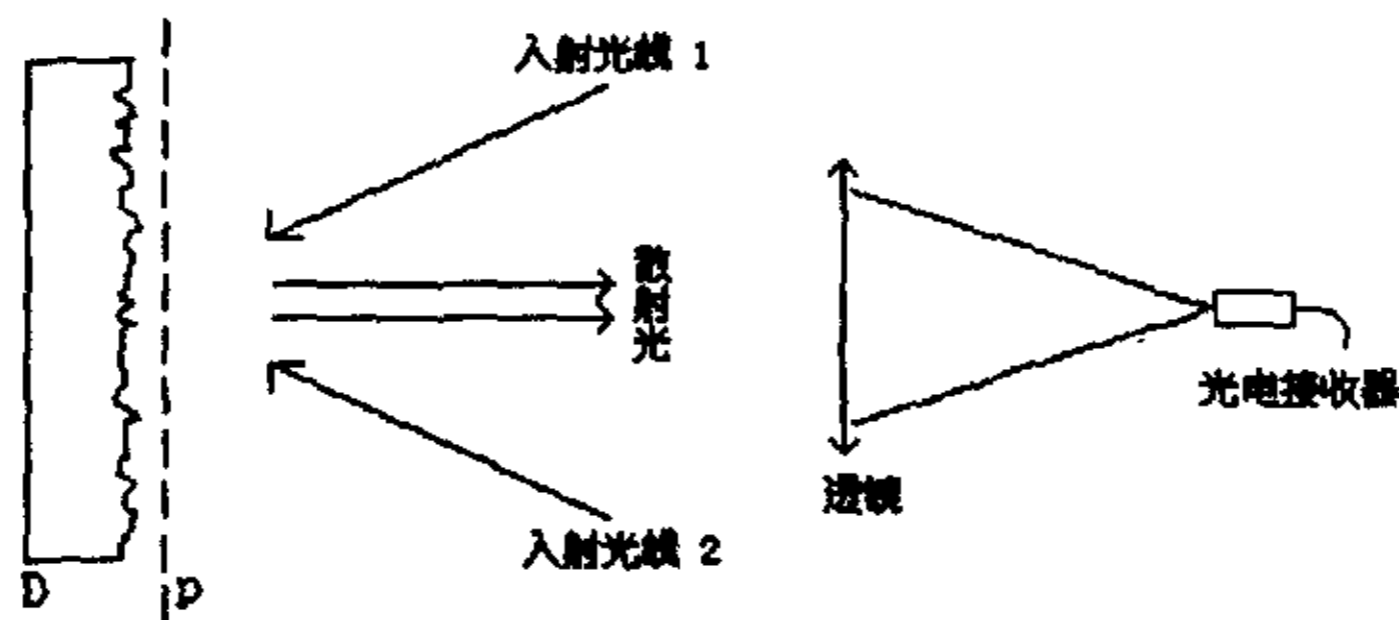


图2.10 用透镜收集、汇聚散斑图像

集散斑图像, 透镜将散斑图像汇聚到光电接收器的光敏面上, 如图 2.10 所示。

在差动多普勒光路系统条件下, 我们对观察面上的散斑作如下假设:

- (1) 在观察面上, 从大尺度来看平均光强相同, 每个表观颗粒上所携带的光功率和表观颗粒的面积成正比。
- (2) 在同一散斑颗粒上散射光的相位相同, 这一相位随散斑颗粒不同而变化, 是一个随机变量, 其概率密度函数为(2-30)式。

设透镜的面积为  $S$ , 分布在这一面积上的散斑颗粒数量在某一时刻为  $N$  个, 观察面上的平均光强为  $I$ 。第  $i$  个散斑颗粒的面积为  $S_i$ , 携带的平均光功率为  $P_i = S_i I$ , 散射光的相位为  $\theta_i$ 。则汇聚到光敏面上的总的光功率为

$$P = \sum_{i=1}^N \sqrt{2S_i I} \sin(\alpha x + \theta_i) \quad (2-34)$$

$\omega$  为多普勒频率。

光电检测器输出  $i(t)$  正比于输入的光功率, 因此

$$i(t) = kp = \sum_{i=1}^N \sqrt{2kS_i} I \sin(\omega t + \theta_i) \quad (2-35)$$

$i(t)$  是一个随机变量,  $k$  是比例常数。

若散射面上光斑的形状为圆形, 直径为  $D$ , 则由散斑理论的结论知: 均值

$$\begin{aligned} E\{S_i\} &= \frac{k_1}{D^2} \\ E\{S_i^2\} &= \frac{k_2}{D^4} \end{aligned} \quad (2-36)$$

$k_1$  和  $k_2$  为常数。

由于  $\theta_i$  是在  $-\pi \leq \theta_i \leq \pi$  区间上呈均匀分布, 所以均值

$$\begin{aligned} E\{\sin(\omega t + \theta_i)\} &= \int_{-\pi}^{\pi} \frac{1}{2\pi} \sin(\omega t + \theta_i) d\theta_i = 0 \\ E\{\sin^2(\omega t + \theta_i)\} &= \int_{-\pi}^{\pi} \frac{1}{2\pi} \sin^2(\omega t + \theta_i) d\theta_i = \frac{1}{2} \end{aligned}$$

$S_i$  和  $\theta_i$  是相互独立的随机变量, 所以均值

$$E\{S_i \sin(\omega t + \theta_i)\} = E\{S_i\} E\{\sin(\omega t + \theta_i)\} = 0$$

$$\begin{aligned} E\{i(t)\} &= E\left\{\sum_{i=1}^N \sqrt{2kS_i} I \sin(\omega t + \theta_i)\right\} \\ &= \sum_{i=1}^N \sqrt{2k} I E\{S_i \sin(\omega t + \theta_i)\} \\ &= \sum_{i=1}^N \sqrt{2k} I E\{S_i\} E\{\sin(\omega t + \theta_i)\} = 0 \end{aligned}$$

光电检测器输出的均值为零, 这就解释了散射面激光多普勒信号丢失的原因, 是由于各个散斑颗粒上的相位  $\theta_i$  是一个平均分布的随机变量。

光电检测器输出的均方值为

$$\begin{aligned} E\{i^2(t)\} &= E\left\{\left[\sum_{i=1}^N \sqrt{2kS_i} I \sin(\omega t + \theta_i)\right]^2\right\} \\ &= \sum_{i=1}^N 2k^2 I^2 E\{S_i^2 \sin^2(\omega t + \theta_i)\} + \sum_{i \neq j}^N \sum_{j=1}^N 2k^2 I^2 E\{S_i S_j \sin(\omega t + \theta_i) \sin(\omega t + \theta_j)\} \\ &= \sum_{i=1}^N 2k^2 I^2 E\{S_i^2\} E\{\sin^2(\omega t + \theta_i)\} \\ &= \sum_{i=1}^N k^2 I^2 \frac{k_2}{D^4} \\ &= \frac{k_2 k^2 I^2 N}{D^4} \end{aligned}$$

在接收散斑图像的透镜面积  $S$  上有很多散斑颗粒时, 散斑颗粒数

$$N = \frac{S}{E\{S_i\}}$$

将(2-36)式代入

$$N = \frac{SD^2}{k_1} \quad (2-37)$$

所以

$$E\{i^2(t)\} = \frac{k_2 k^2 I^2 S}{k_1 D^2}$$

设接受透镜的直径为  $d$ , 则

$$E\{i^2(t)\} = \frac{\pi k_2 k^2 I^2 d^2}{4k_1 D^2}$$

所以光电检测器输出的均方根值为

$$\sqrt{E\{i^2(t)\}} = \frac{kl}{2} \frac{d}{D} \sqrt{\frac{\pi k_2}{k_1}} \quad (2-38)$$

设  $i(t)$  这个随机过程是各态遍历的(在工程技术领域我们遇到的随机过程一般都是各态遍历的), 则  $i(t)$  的均方值可以用信号的时间平均值来计算,

$$E\{i^2(t)\} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T i^2(t) dt \quad (2-39)$$

若  $i(t)$  经采样变为离散值, 则上式变为

$$E\{i^2(t)\} = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} (i_1^2 + i_2^2 + \dots + i_n^2) \quad (2-40)$$

在实际计算时,  $n$  不可能取为无穷大, 是取一个很大的数, 此时

$$E\{i^2(t)\} = \frac{1}{n} (i_1^2 + i_2^2 + \dots + i_n^2) \quad (2-41)$$

此时  $i(t)$  的均方根值为

$$\sqrt{E\{i^2(t)\}} = \left( \frac{i_1^2 + i_2^2 + \dots + i_n^2}{n} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-42)$$

这正是式(2-27)所表示的用泛函表示的激光多普勒信号强度。

结合(2-38)式可知, 差动多普勒系统信号强度  $A$  和光路结构参数的关系是

$$A = \sqrt{E\{i^2(t)\}} = \frac{kl}{2} \frac{d}{D} \sqrt{\frac{\pi k_2}{k_1}} \quad (2-43)$$

即信号强度与接收透镜的直径成正比, 与光斑的直径成反比。

根据这一理论结果我们在实验中采用大口径接收, 尽量缩小光斑直径, 可以有效地提高信号强度和输出信号的信噪比。

#### 2.3.4 散射面激光多普勒信号强度与光斑直径关系的实验验证

在图 2.10 所示差动光路结构下, 保持其它光路结构参数不变, 仅改变散射面上的光斑大小, 实验信号经光电检测器检测输出, 再经锁相放大器放大, 锁相放大器的输出为电压信号, 再经采样输入到计算机中。实验结果如下:

表 2.1 散射面激光多普勒信号强度与光斑直径关系

光斑直径 (mm)	1	2	3	4	6
信号强度 (V)	1.093	0.619	0.383	0.369	0.337

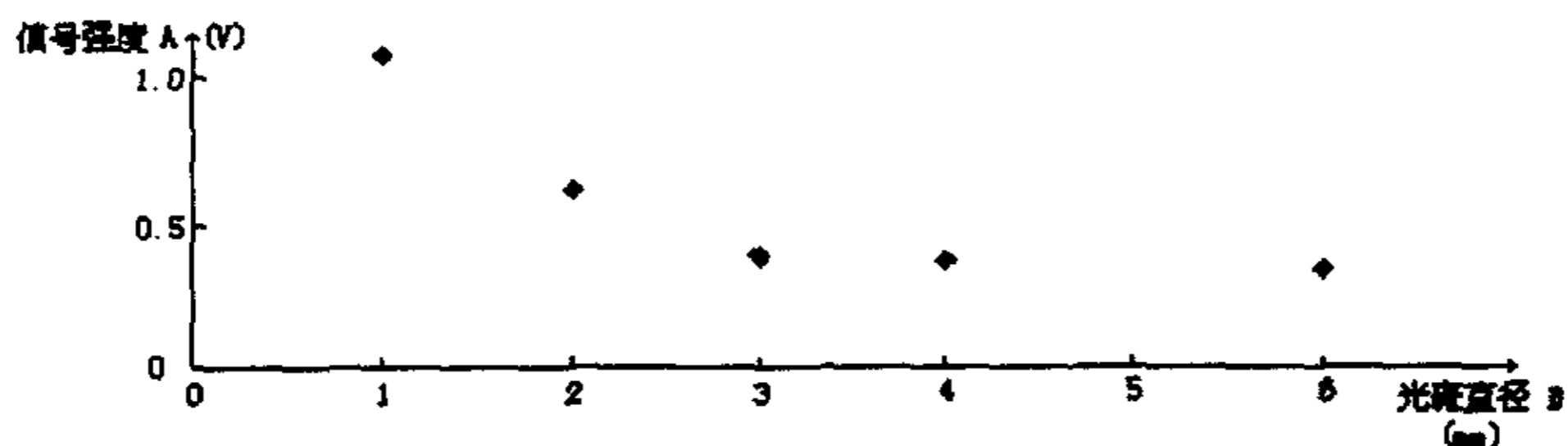


图2.11 信号强度和光斑直径的关系

图 2.11 将上述实验数据绘制成曲线。由式(2-43)可知这一曲线应该是双曲线。从图 2.11 可以看出其双曲线的形状。

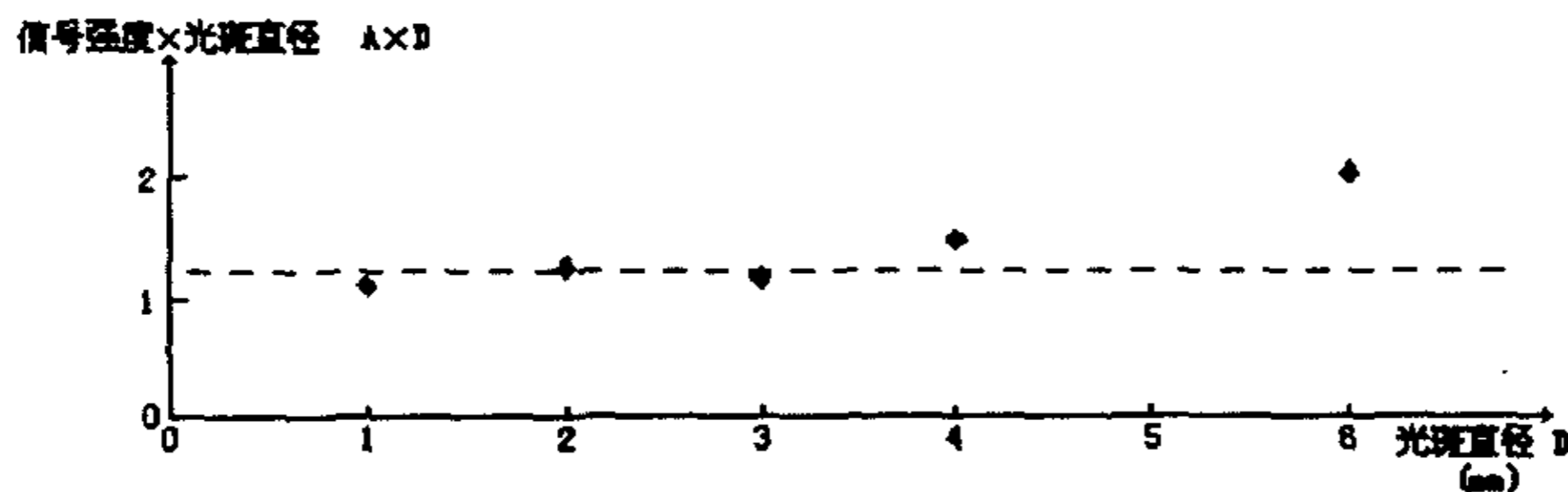


图2.12 信号强度与光斑直径之积与光斑直径的关系

为了更清楚地看出信号强度和光斑直径的反比关系，我们绘制了图 2.12，其以信号强度和光斑直径之积为纵坐标，以光斑直径为横坐标。按(2-43)式这一乘积是一个常数。从图 2.12 我们可以看出信号强度和光斑直径之积在光斑直径变化下保持为一个常数。在光斑直径等于 6mm 时曲线有些微微上翘，这是由于此时信号太弱，噪声和干扰在输出中占了较大比重，使得输出强度和光斑直径之积变大。

## 第三章 微弱信号检测

第一节 测量系统中的噪声<sup>[71-72]</sup>

噪声无处不在，总与信号共存。微弱信号检测技术总是首先尽量抑制噪声，然后再进行噪声中的信号提取。

噪声是真实信息之外测量所得的值，往往也称为有害信号。广义的讲，噪声是扣除被测信号真实值以后的各种测量值，不论这些非零测值的来源是外界环境、测量系统、测量人员，还是被测对象。广义的噪声可以分为两类：一是干扰，另一被称为噪声(狭义)。

干扰是指非被测信号或非测量系统所引起的噪声，是来自于外界的影响造成的非信号测量值。这些外界干扰可能来自于宇宙，如宇宙射线、宇宙电磁干扰，也可能是人为的其它器件，如开关的电火花、强电视信号、计算机的高频辐射等等。最通常的是市电的干扰和附近的有强电的外部器件。

从理论上讲，干扰是属于理想上可排除的噪声。不少干扰源发出的干扰是有规律的，因此我们可以通过屏蔽、工作时间错开、电源净化器等手段，对这些干扰加以排除或削弱。

狭义的噪声是指来自于被测对象、传感器的噪声。其特点是：不可能彻底排除，只能设法减少，这些噪声是随机的。如果最终测量是电信息，主要噪声也是电噪声，常称这类噪声为电子噪声。它们最常见的是热噪声、散粒噪声和低频噪声。

## 1. 热噪声

热噪声也常称为约翰逊噪声，是1928年约翰逊首先发现的。任何电子器件，其中总有电传导载流子，当处于一定温度环境下，这些载流子必作无规运动。这种热运动，将使器件中载流子的定向流动有起伏变化，这就形成器件闭路时的热噪声电流。即使器件开路，热运动也会形成开路噪声电压(热运动使体内电荷分布出现起伏)。奈奎斯特从热力学出发，获得了与实验一致的规律。热噪声电压有效值为

$$V_N = (4kTR\Delta f)^{\frac{1}{2}}$$

式中： $k$  是玻尔兹曼常数， $T$  是绝对温度， $R$  是器件的等效负载电阻， $\Delta f$  是系统的频带宽度。其热噪声电流有效值为

$$I_N = \left(\frac{4kT\Delta f}{R}\right)^{\frac{1}{2}}$$

它们说明热噪声有效值与系统允许通过的电信号的频宽的平方根成正比。带宽越宽，噪声越大。因此可以认为热噪声有各种频率，其低频、高频的热噪声幅度(只要带宽相同)是相同的。所以我们称热噪声是白噪声。可以用减窄系统允许通过的带宽的办法来降低热噪声。

## 2. 散粒噪声

即使进入探测器的光强宏观上是稳定的，但从光的量子特性可知，相等测量时间内进入探测器的光子数是有涨落的，这在测量中就会形成散粒噪声。另外，光电传感器作光电转换时，有转换效率(量子效率)问题。我们所说的量子效率只是一

平均值，实际也是变化起伏的。这也构成一种散粒噪声。同理，宏观上恒定的电流实际上在相等的测量时间内，载流子数目也必定起伏，也会出现散粒噪声。各种散粒噪声都是白噪声，遵守下述规律

$$I_N = (2eI_{\bar{I}}\Delta f)^{\frac{1}{2}}$$

$$V_N = (2eI_{\bar{I}}\Delta f)^{\frac{1}{2}}$$

式中： $I_{\bar{I}}$ 为平均转换电流， $e$ 为电子电量。

也可以通过减小系统带宽来减小散粒噪声。

### 3. 低频噪声

低频噪声又称闪烁噪声，其产生的原因比较复杂，它与材料的表面状态，PN结的漏电流等多种因素有关。例如，表面的污染与损伤，材料中的晶体缺陷，重金属离子的沉积等都会影响低频噪声。闪烁噪声服从下述经验公式：

$$I_N = \frac{AI^{\alpha}\Delta f}{f^{\beta}}$$

式中： $A$ 是一个实验常数， $\alpha$ 是一系数，在1与2之间； $\beta$ 为一系数，约在0.9与1.35之间；它们视条件不同而不同。一般情况下 $\beta$ 取1，故低频噪声又称为 $1/f$ 噪声。工作频率越低， $1/f$ 噪声越大，在一千赫以下有相当量级。

为了衡量信号与噪声的相对比例，以判断噪声对测量精度的影响，人们常定义信噪比

$$SNR = \frac{S}{N}$$

用其来度量噪声相对于信号的大小。信噪比越大，信号测量越容易精确。

一个测量系统有输入的信噪比

$$SNR_{in} = \frac{S_{in}}{N_{in}}$$

输出的信噪比

$$SNR_{out} = \frac{S_{out}}{N_{out}}$$

定义两者的比值为系统的信噪比改善

$$SNIR = \frac{SNR_{out}}{SNR_{in}}$$

用以衡量系统本身的噪声引入情况，及对信号的提取与放大情况。在我们的信号处理系统中，在对信号有放大能力的同时，对噪声有抑制能力，所以我们的信号处理系统的SNIR是大于一的。

第二节 微弱信号检测<sup>[71-84]</sup>

由前面的讨论可知,光电接收器中存在各种各样的噪声。在远距离测量时,光电接受器的输出中 useful 信号十分微弱,被噪声淹没。

在我们设计的系统中,信号和噪声都是有特点的,这样使我们可以根据他们各自的特点,抑制噪声,放大信号。

光电接收器输出中的有用信号是差动光路中两束光差频的结果,这两束光的频差为 40MHz,考虑到多普勒效应,则光电接收器输出的有用信号可以表示为

$$v_1 = V_1 \cos[2\pi(f_c + \Delta f)t + \phi]$$

其中  $f_c = 40\text{MHz}$ ,  $\Delta f$  是多普勒频移,在我们的系统进行测量时  $\Delta f \leq 1\text{k}$ 。由上式可以看出,  $f_c$  相当于载频,输出信号是一个调频信号,是一带宽  $\Delta f \leq 1\text{k}$  的窄带信号。

光电接收器输出中的噪声,在  $f_c = 40\text{MHz}$  这样高的频率处,主要是热噪声、散粒噪声在起作用,表现出白噪声的性质,即噪声功率和频带宽度成正比。系统的频带宽度越小,噪声功率越小。

结合光电接收器输出中有用信号和噪声的特点,可以看出我们能利用窄带化技术对他们进行有效的处理。

在电子技术中,窄带化技术所采取的方法之一是采用带通滤波器,如无源 LC 滤波器,有源滤波器等。一般带通滤波器的选频能力不高, Q 值为 10-100,这远远不能满足我们的要求。在这里我们计算一下我们所需要的带通滤波器的 Q 值,带通滤波器的 Q 值定义为中心频率除以带宽,即

$$Q = \frac{f_c}{\Delta f} = \frac{40 \times 10^6}{1 \times 10^3} = 4 \times 10^4$$

这是普通的带通滤波器所无法达到的。

锁相放大器可以完成这样的窄带化任务,锁相放大器的等效 Q 值最高可以达到  $Q = 10^8$ ,噪声几乎抑制殆尽。

锁相放大器的结构如图 3.1 所示。

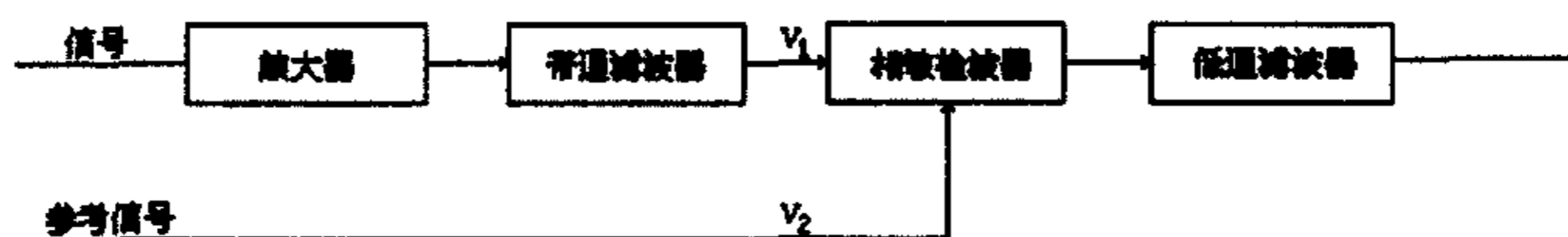


图3.1 锁相放大器

锁相放大器实现窄带化的关键环节是相敏检波器。如图 3.1 所示,设相敏检波器的输入分别为

$$v_1 = V_1 \cos[2\pi(f_c + \Delta f)t + \phi]$$

$$v_2 = V_2 \cos[2\pi f_c t]$$

相敏检波器是一个相乘器，因此相敏检波器的输出为

$$\begin{aligned} v_3 &= V_1 V_2 \cos[2\pi(f_c + \Delta f)t + \phi] \cos[2\pi f_c t] \\ &= \frac{1}{2} V_1 V_2 \cos[2\pi \Delta f t + \phi] + \frac{1}{2} V_1 V_2 \cos[2\pi(2f_c + \Delta f)t + \phi] \end{aligned}$$

结果为两项之和，前项为信号与参考的差频分量，后项则为和频分量。它的物理意义表示信号经过相敏检波器以后，其频谱相对于频率轴作了相对位移，即从原频  $f_c + \Delta f$  迁移到  $\Delta f$  和  $2f_c + \Delta f$ ，如图 3.2。频谱迁移后仍保持原谱的形状和相对幅度。这种频率位移的概念是窄带化检测的依据。

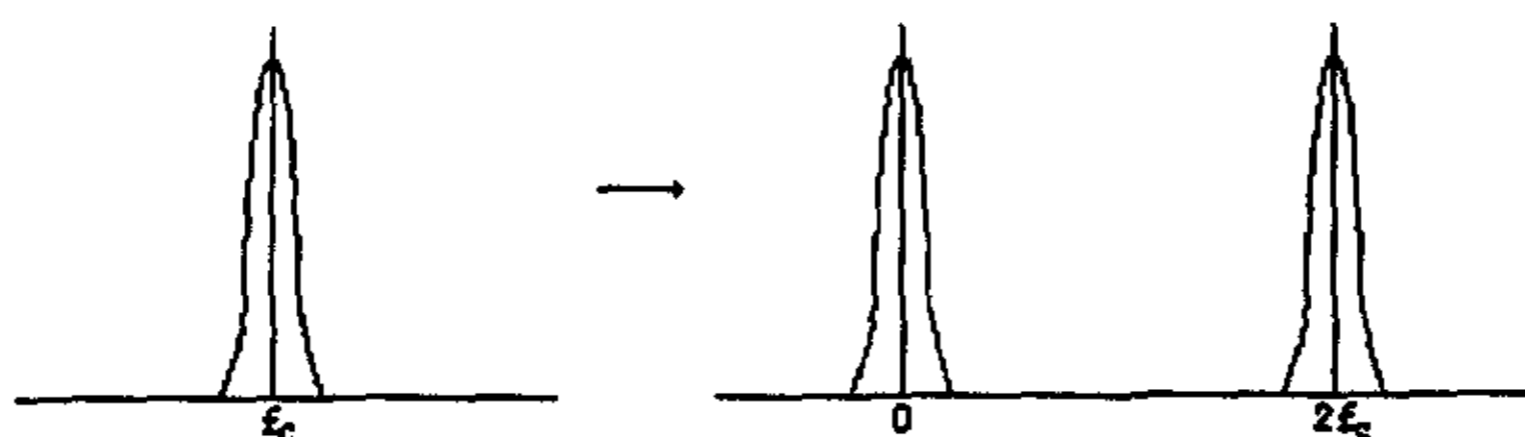


图3.2 相敏检波器的频谱迁移

通过相敏检波器后，中心频率为  $f_c$  的信号，变成了中心频率为 0 和  $2f_c$  的两部分。要完成窄带化的全部功能，还必须在相敏检波器后联结一个低通滤波器。此低通滤波器的目的是使中心频率为 0 的信号通过，滤除信号频带之外的噪声。象这样在零频附近提供一个窄通带的滤波器是很容易实现的，例如可以选用巴特沃斯有源低通滤波器。

采用这样的结构，只有处于信号频带内的噪声能通过，而在信号频带外的噪声被滤除干净了。如此看来，相敏检波器和低通滤波器配合相当于一个 Q 值很高的窄带滤波器。

若低通滤波器的带宽为 B，处理前信号的中心频率为  $f_c$ ，则锁相放大器的等效 Q 值

$$Q = \frac{f_c}{B}$$

在相敏检波器前面的放大器和带通滤波器，是为了对信号加以放大和对噪声进行预处理，使相敏检波器处于最佳工作状态，这样可以充分发挥相敏检波器抑制噪声的能力。

### 3.2.1 放大器

放大器用 2 片高速运放 AD8001 构成，光电接收器输出信号的中心频率为 40MHz，因而放大电路必须采用特殊的高速运放器件。AD8001 的主要性能参数如下，其管脚和频率特性如图 3.3 所示。

AD8001 主要性能指标：

增益  $G=1$ ，-3 db 带宽  $B=880$  MHz (小信号)

增益  $G=2$ ，-3 db 带宽  $B=440$  MHz (小信号)

转换速率 1200 V/us  
电源电压 ±5 V

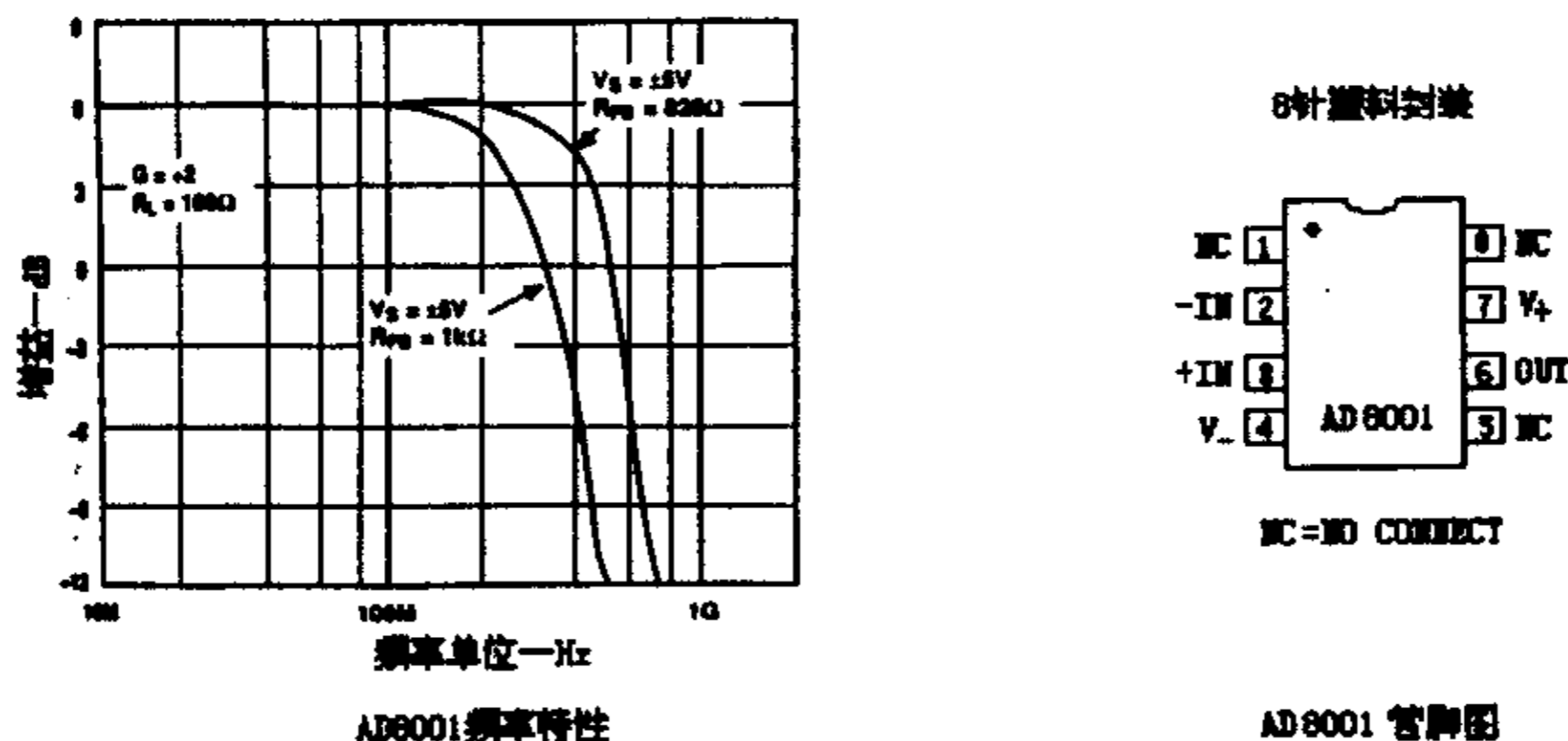


图3.3 AD8001 频率特性及引脚分布

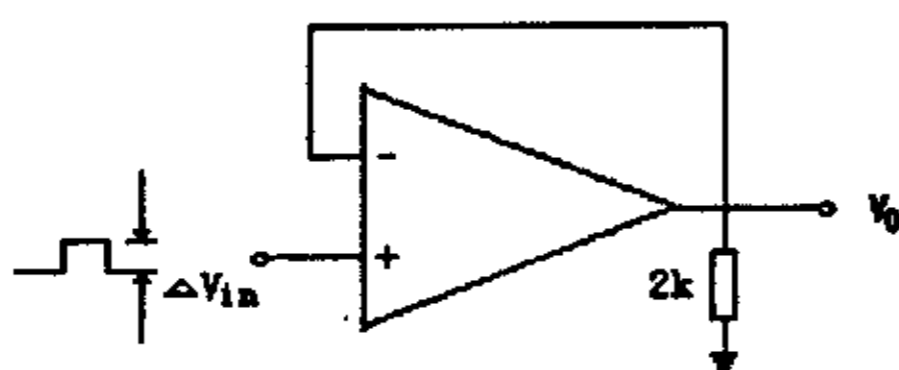


图3.4 转换速率的测试电路

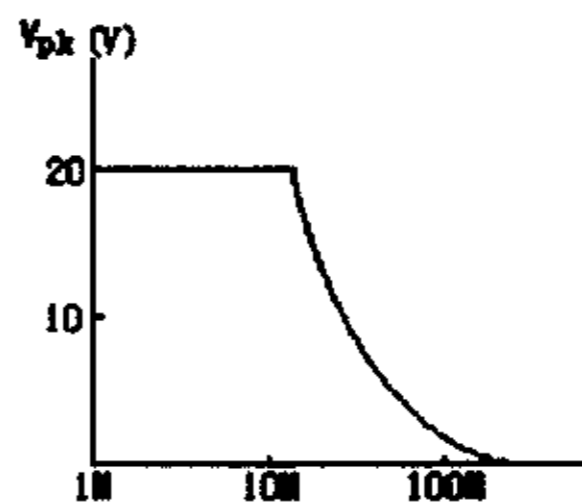


图3.5 运算放大器输出电压摆动范围随频率的变化

在大信号工作条件下，闭环运算放大器的输出电压随时间的变化率称为转换速率 (slew rate)。转换速率的测试电路如图 3.4 所示。转换速率高意味着运算放大器可以作高速型运用或高频运用。

转换速率的限制要影响所有的放大器。在电压电平改变的时候，在内部接点处的电容，或者作为外部负载的一部分，必须要充电或放电，这种充放电限制了上升时间和下降时间。在运算放大器中这一点是重要的，它使小信号带宽和功率带宽有差别。在大多数运算放大器中，其内部电路对于补偿电容网络的充放电能力决定了转换速率限制。

正弦波的响应受转换速率的影响使得仅在  $F_{max}$  以下的频率能够达到输出的峰值电压  $V_{pk}$ ，在频率超过  $F_{max}$  以后，正弦波的最大  $dV/dt$  超过了转换速率，转换速率， $F_{max}$ ， $V_{pk}$  满足下列关系

$$\text{转换速率 } (V/s) = 2\pi F_{max} V_{pk}$$

因此在超过一定频率后，运算放大器输出电压摆动范围随频率的上升而下降，如图 3.5 所示。

制作工作频率高达 40MHz 的放大器，一定注意引线，而且输入端和输出端的引线要保持一定距离，并且要加装屏蔽，否则容易产生自激震荡。由 AD8001 构成的放大器如图 3.6 所示。

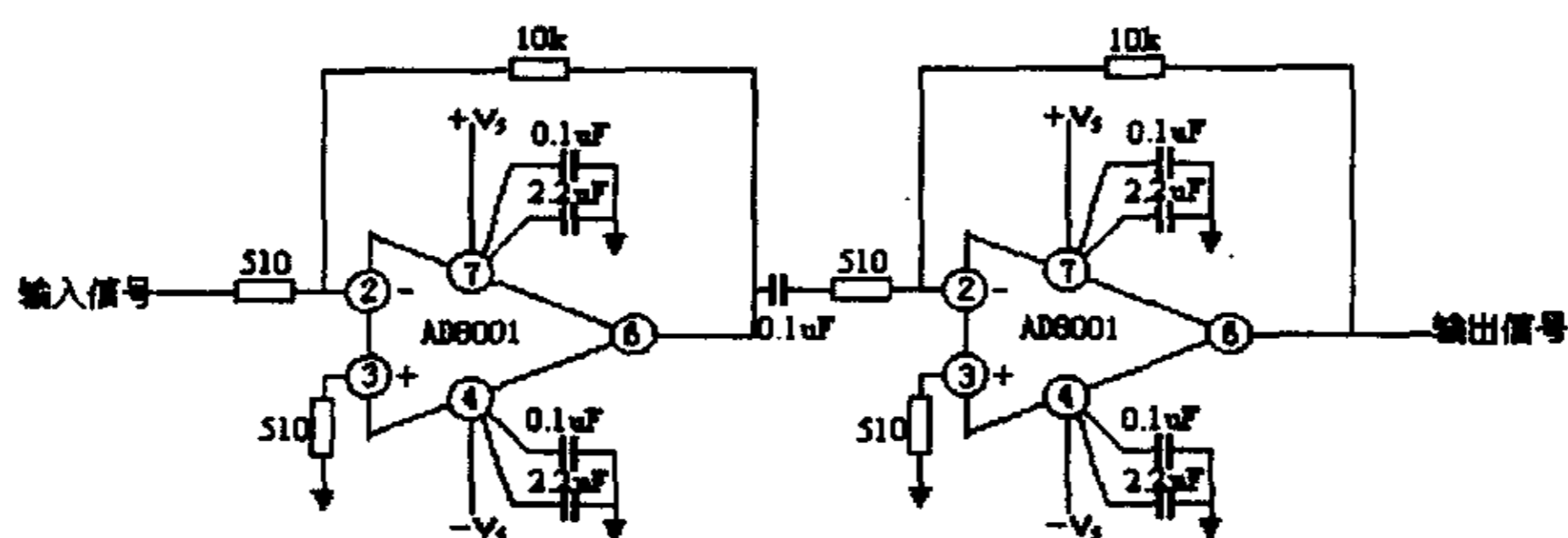


图3.6 由AD8001构成的放大器

40MHz 属于射频范围，在这个频率下电路元件的集总参数模型已经不适用了，要更多地考虑电磁波的性质。在这个频率下，长距离的电能量传输要用射频电缆，电器连接要考虑特性阻抗的匹配。放大器也是电能的传输通路，特性阻抗的匹配与否会影响到放大器的性能。在设计放大器时，由于只能借用通用集成块，所以对阻抗的考虑是使输入阻抗高，输出阻抗低，达到在现有条件下的较佳状态。

如果可以降低对放大率的要求，也可以采用 AD840 构成放大器，AD840 也是高速器件，它的主要性能参数如下，其管脚和频率特性如图 3.7 所示。

#### AD840 主要性能指标：

增益带宽积 400 MHz (增益  $G \geq 10$ )

压摆率 1200 V/us

电源电压  $\pm 15$  V

在共射极电路中，当所使用的测试频率  $f$  远远高于被测管的  $f_{\beta}$  时，晶体管的交流短路电流放大倍数  $\beta$  以 -6 分贝/倍频程的规律下降， $\beta$  和  $f$  的乘积是一个常数，这就是该管的特征频率  $f_T$  ( $\beta \cdot f = f_T$ )。  $f_T$  又叫做“增益带宽积”。它不仅反映了晶体管的频率特性，也反映了其放大特性，是高频晶体管的重要参数之一。

在线性集成电路运算放大器中，一般说来把 10MHz 以上看成宽频带，把转换速率在 10V/us 以上看成是高转换速率。主要问题不是电路设计，而是在级间耦合等的电路的某一个地方采用什么高速 pnp 晶体管。普通的 pnp 晶体管性能不好，其增益带宽积大约为 3MHz (横向 pnp 晶体管) 和 50MHz (衬底 pnp 晶体管)。采用场效应晶体管可以解决问题，通常用介质隔离制造方法可以明显提高其性能，所得到的 pnp 晶体管的增益带宽积高达 500MHz。这种运算放大器的转换速率可以高达 600-1000V/us，而且其它的运行参数并没有因此而下降。

AD840 与 AD8001 相比，在 40MHz 高频时放大率小一些，由 AD840 构成的放大器如图 3.8 所示。

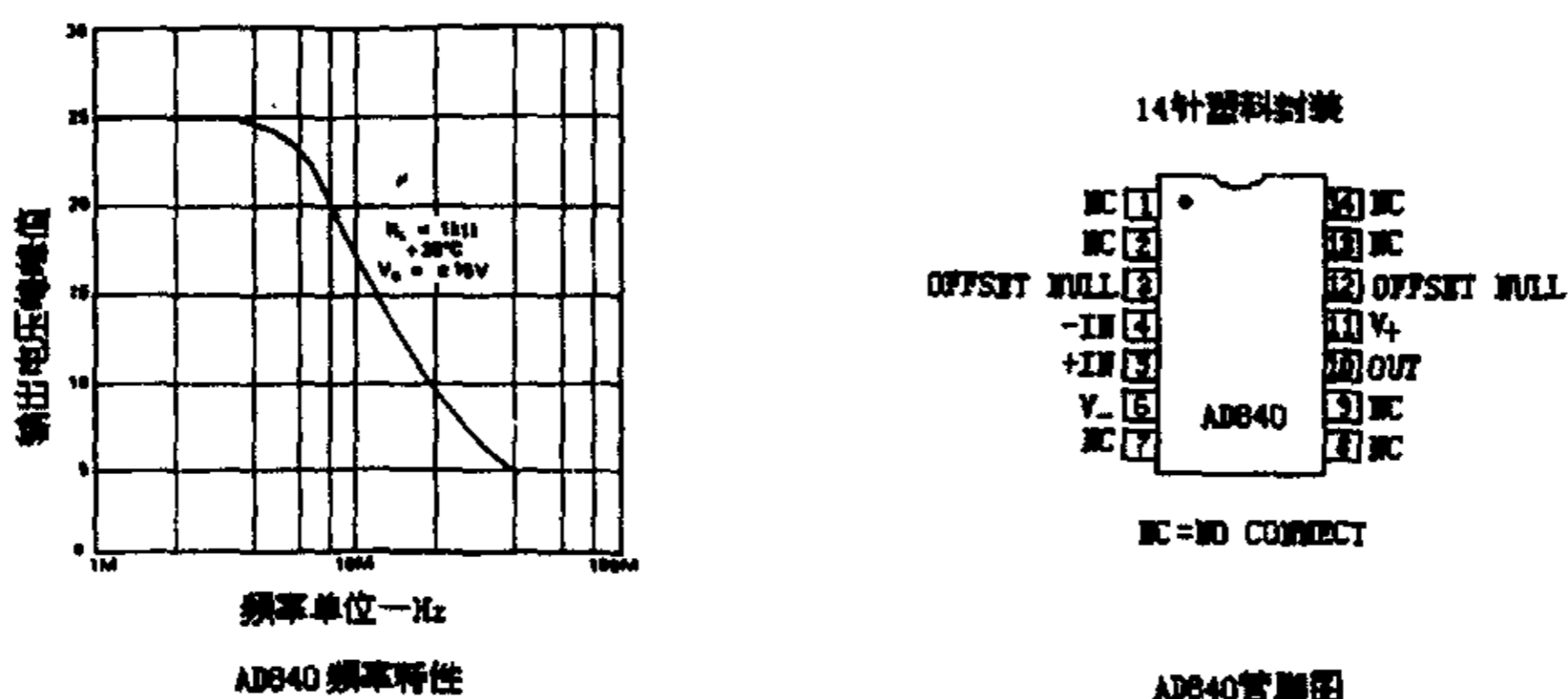


图3.7 AD840 频率特性及管脚分布

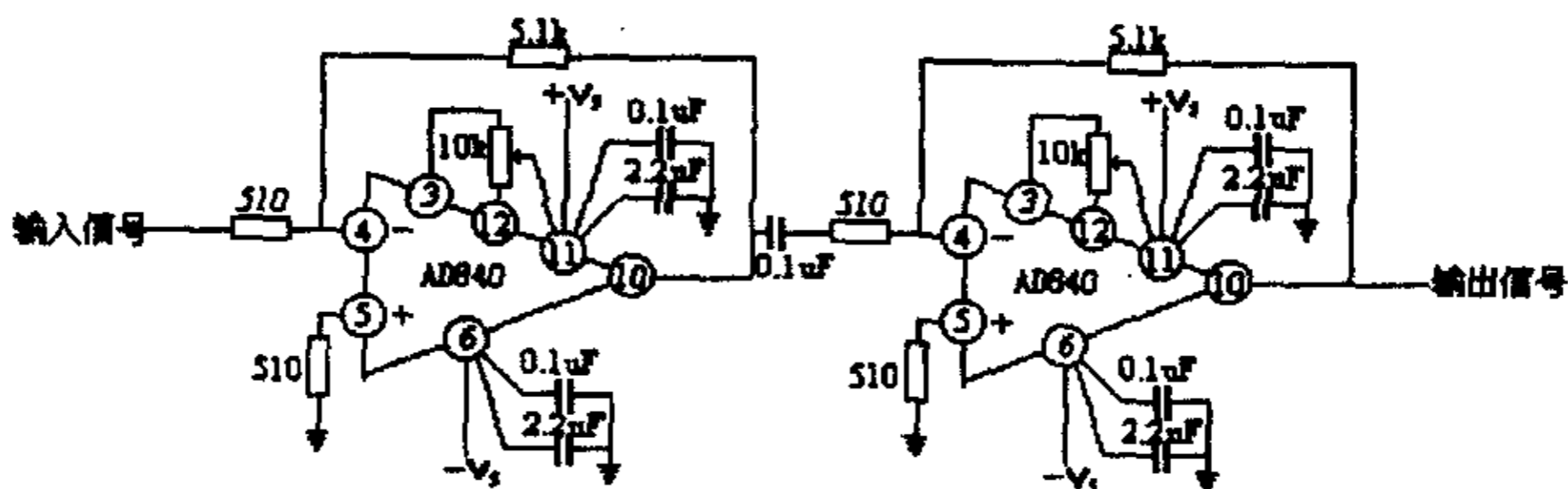


图3.8 由AD840构成的放大器

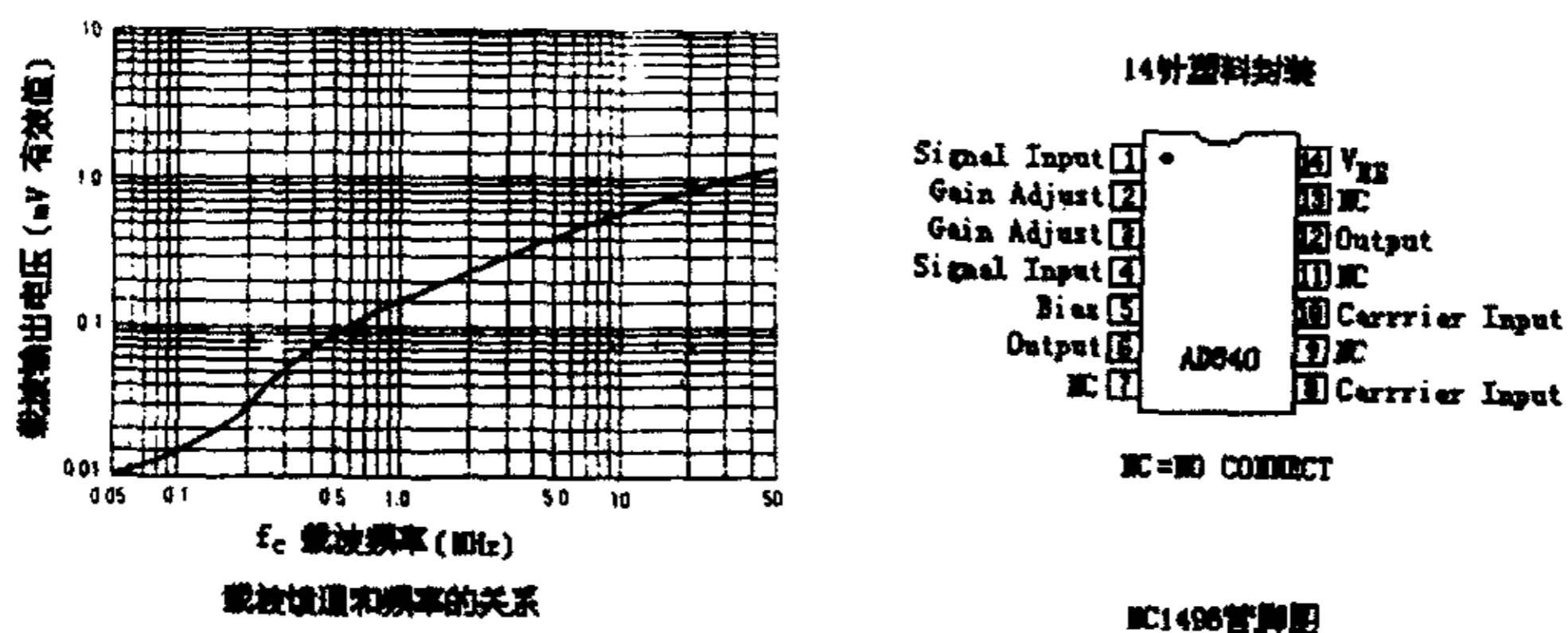


图3.9 MC1496的载波响应和管脚分布

### 3.2.2 相敏检波器

相敏检波器采用双平衡模拟相乘器 MC1496 作为中心器件构成。与 MC1496 同一系列的还有 MC1596。MC1496/MC1596 双平衡模拟相乘器习惯上又称为平衡调制解调器，它是单片集成双平衡模拟相乘器中有代表性的产品之一。MC1496 是  $0^{\circ}\text{C} \sim +70^{\circ}\text{C}$

℃民用温度范围产品，MC1596 是-55℃—+125℃军用温度范围产品。图 3.9 显示了 1496 的载波馈通和管脚分布。

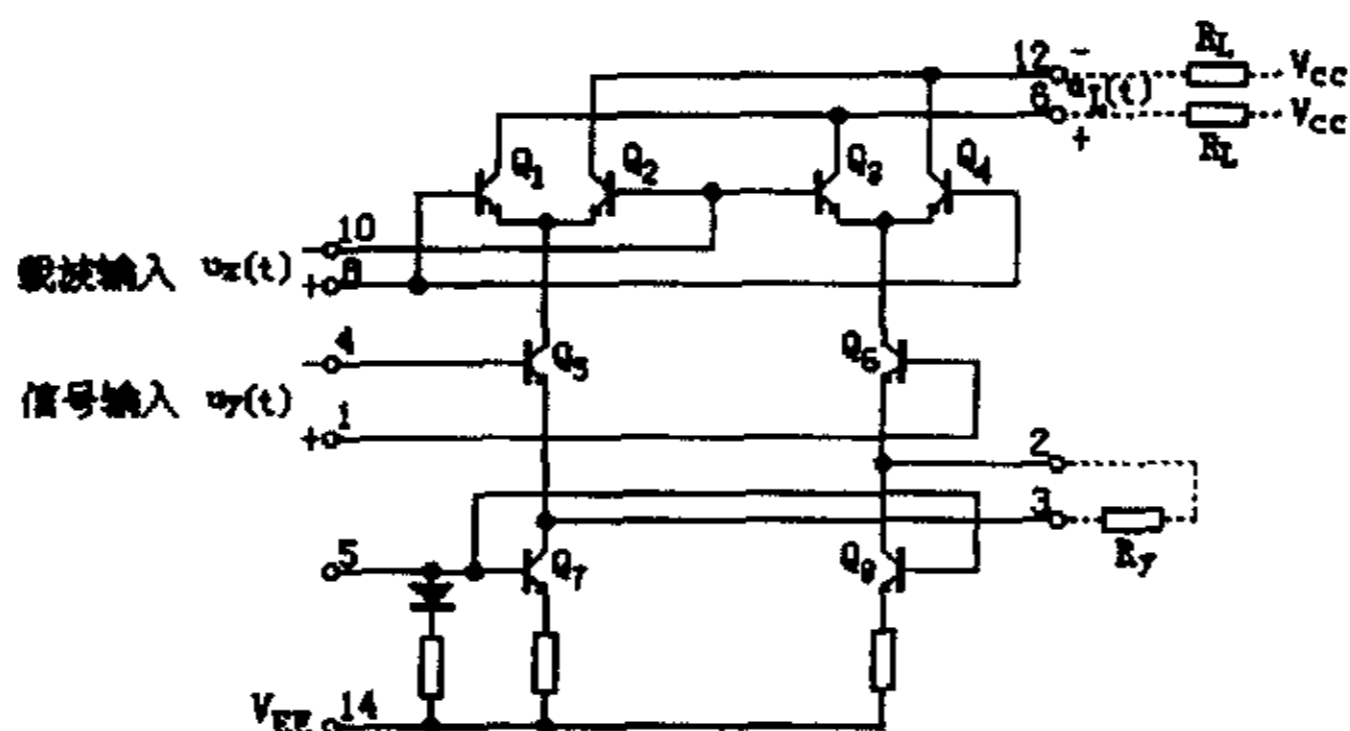


图3.10 MC1496内部电路

载波馈通的定义是当只加载波时（信号电压=0），在载波频率下的输出电压。载波馈通的存在表明了器件的实际工作状态与理想的（用数学表达式表示的工作状态，下面给出这样的数学表达式）工作状态间的距离。

如图 3.10 所示，当管脚 6、12 两端接负载电阻  $R_L$ ，管脚 2、3 两端接增益调整电阻  $R_y$  时输出电压和两个输入电压的关系为

$$u_L(t) = \frac{2R_L}{R_y} u_y(t) \tanh \frac{u_x(t)}{2U_T}$$

其中

$$U_T = \frac{kT}{q}$$

$k = 1.38 \times 10^{-23}$  为波耳兹曼常数

$q = 1.602 \times 10^{-19}$  为电子电荷量

$T$  是绝对温度

$$\text{在常温下 } U_T = \frac{1.38 \times 10^{-23} \times 298}{1.602 \times 10^{-19}} \approx 26mV$$

从上式可以看出输出与信号输入端是线性关系；与载波输入端是双曲正切关系。这样在载波输入端为小信号时，输出与信号输入端和载波输入端都是线性关系；在载波输入端为大信号时，输出与载波输入端的关系是非线性关系，会出现饱和现象。

对于两个端口的小信号工作，输出信号将包含两个信号的和频及差频分量，其幅度是输入信号乘积的函数。

如果在载波输入端是大信号工作而在信号输入端为线性工作，则输出信号将包含信号频率与载波频率的和频与差频分量，以及信号频率与载波频率的奇次谐波的和频与差频分量。其输出幅度为一个常数乘以信号端口的输入幅度，载波端口输入幅度的任何变化不会出现在输出中。

由 MC1496 构成的相敏检波器如图 3.11 所示。

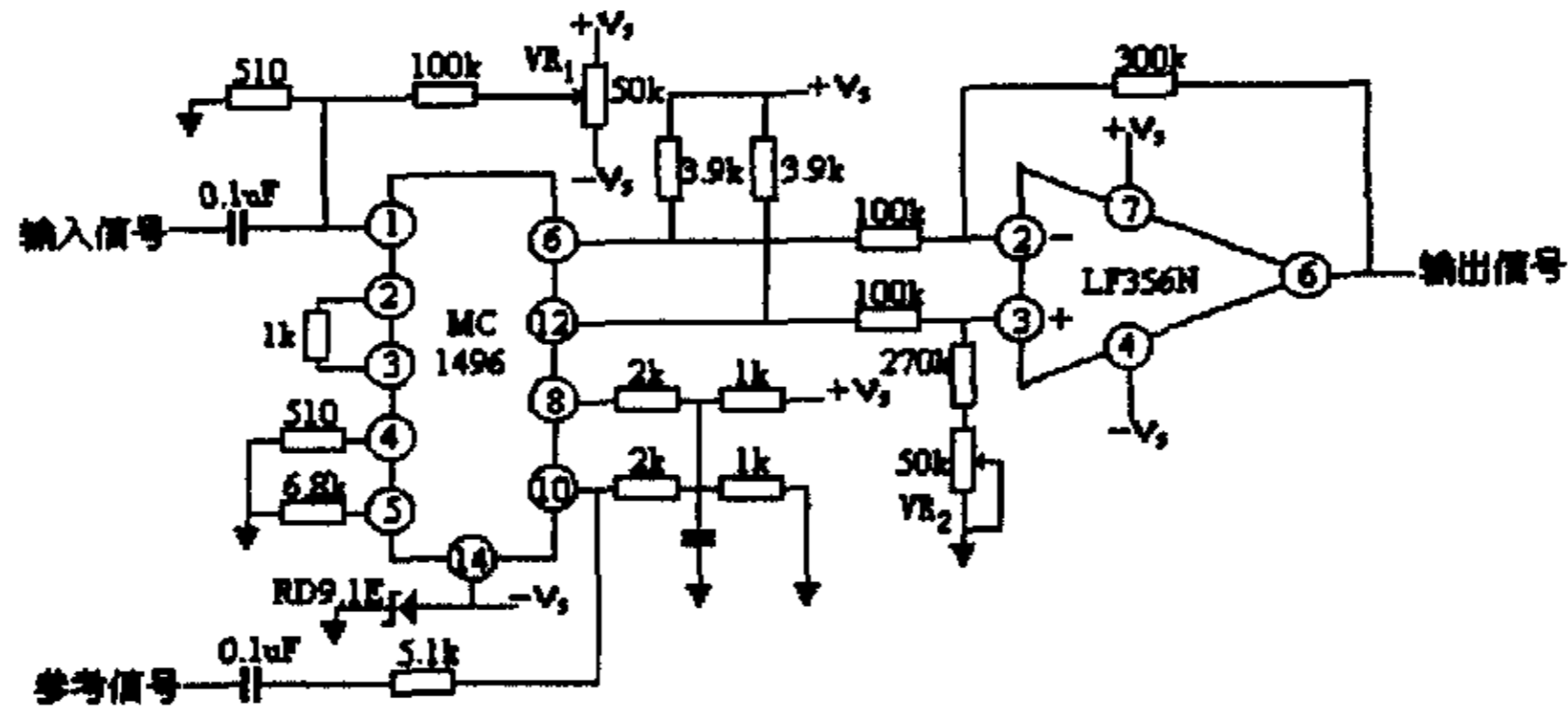


图3.11 相敏检波器

MC1496 由双晶体管差动电路组成，输出为开路集电极式，使用时要外接集电极电阻。由 LF356N 构成的后续电路可以起到将双端输出变为单端输出的目的，同时由于 LF356N 的低频特性，使得 LF356N 构成的后续电路兼具低通滤波器的作用。输出失调调节会破坏差动平衡，所以串联了  $50k\Omega$  的可变电阻  $VR_2$  进行调节。

此电路的调整过程如下：准备两个能够产生数十千赫兹信号的信号源，先从参考信号端输入频率为  $50kHz$ ，电压为  $2V(V_{p,p})$  的固定电平。当输入信号为零时，输出端无任何信号输出是最理想的，但由于 MC1496 本身的误差使载波馈通不为零，有一部分信号泄漏到输出端，一边观察输出波形，一边调整  $VR_1$ ，把输出调到最小。

用  $VR_2$  进行输出的直流失调调节，把输出调到相对于零值对称的状态，如  $VR_2$  的调节范围不够，可以检查一下看元件参数是否准确。

最后进行综合检查，从信号输入端输入偏离参考端频率的信号，产生差拍。在输出端加适当的低通滤波器，可以观察到输出波形是整齐的正弦波，其频率是两个输入信号频率的差。

### 3.2.3 带通滤波器

在锁相放大器中，需要在相敏检波器之前加一个带通滤波器，对信号进行预处理，使相敏检波器处于最佳工作状态。

我们采用无源滤波器解决这个问题。有许多种类的无源滤波器，如 LC 滤波器、陶瓷滤波器、机械滤波器，单片石英晶体滤波器等等。它们的性能以及适用的频段范围如表 3.1 所示。

我们要处理的是中心频率为  $40MHz$  的信号，选用单片石英晶体滤波器，它的频率范围、相对带宽、选频功能都能满足我们的要求。

石英晶体是一种典型的压电晶体。当在石英晶体某一方向上施加压力或拉力时，因晶体发生形变，在另外表面便会产生电荷。若将外力去掉，它又重新恢复到不带电状态。与此相反，若在某一方向上施加交变电压，石英晶体会产生机械振动即伸缩现象。前者称为压电效应，后者称为逆压电效应。石英晶体滤波器是石英压电特性的一种应用。

石英晶体的频率特性与石英晶体的切割方式有关。

由石英晶体本身的对称结构, 规定了 X 轴和 Y 轴, Z 轴是光轴, 沿光轴方向没有压电效应。

晶体的切割方式可以分为两组: X 组和 Y 组。

在 X 组中, 晶体片的厚度方向与 X 轴平行。在 Y 组中, 厚度方向平行于 Y 轴。所切的晶体片可以与 Z 轴成不同角度, 按角度来分类叫做 AT 切割、BT 切割、MT 切割等等。各种切割所得晶片的相关频率范围如表 3.2 所示。

图 3.12 显示了晶体的等效电路以及阻抗特性。用石英晶体作为滤波器, 其 Q 值是很高的, 可以达到 10000 以上。与此相比, 大多数线圈的 Q 值只有 10—500。从阻抗曲线可以看出石英晶体有两个谐振频率, 一个串联谐振频率和一个并联谐振频率。在串联谐振频率处, 阻抗呈现电阻性且值为 0; 在并联谐振频率处, 阻抗也呈现电阻性但值为  $\infty$ 。

我们选用的晶体滤波器型号为 9N322—40MHz, 为两个管脚的器件, 其在电路中的连接方法如图 3.13 所示。

表 3.1 无源滤波器的分类及其应用频段

类型	应用频段	相对带宽 (%)	选频功能
LC	100Hz—100MHz	5—100	低通、高通、带通、带阻
晶体	10kHz—30MHz	0.4—10	带通、带阻
陶瓷	50kHz—20MHz	1—3.7	带通、带阻
机械	100Hz—600kHz	0.1—20	带通、带阻
螺旋	10MHz—500MHz	0.5—40	带通
单片石英晶体	5MHz—200MHz	0.001—0.3	带通
声表面波	10MHz—2GHz	最大 50—100	带通、带阻

表 3.2 不同切割方式的频率范围

组别	切割方式	频率
X	X	40kHz—20MHz
	5° X	0.9kHz—500kHz
	MT	50kHz—100kHz
	NT	4kHz—50kHz
Y	Y	1MHz—20MHz
	AT	500kHz—100MHz
	BT	1MHz—75MHz
	CT	300kHz—1.1MHz
	DT	60kHz—500kHz
	ET	600kHz—1.8MHz
	FT	150kHz—1.5MHz
	GT	100kHz—550kHz

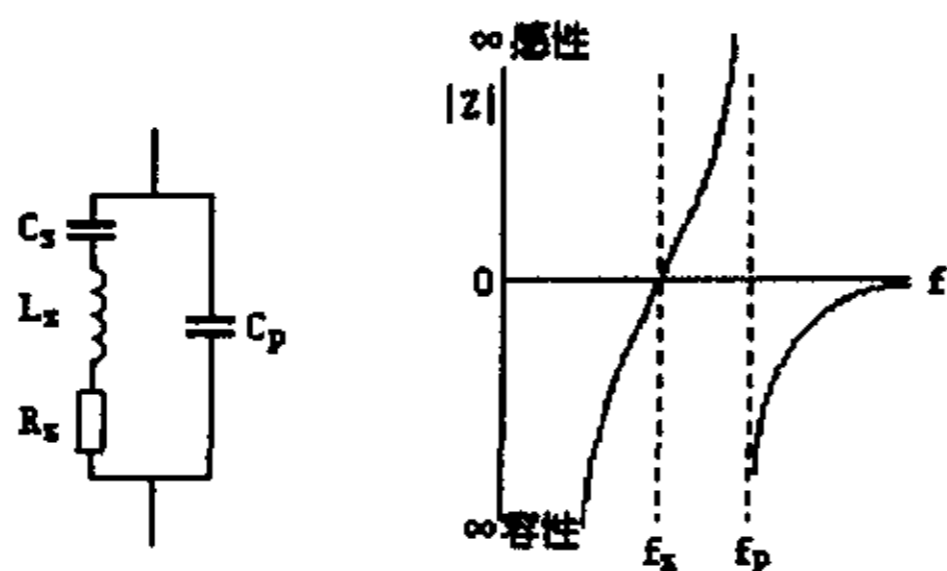


图3.12 石英晶体的等效电路和阻抗特性

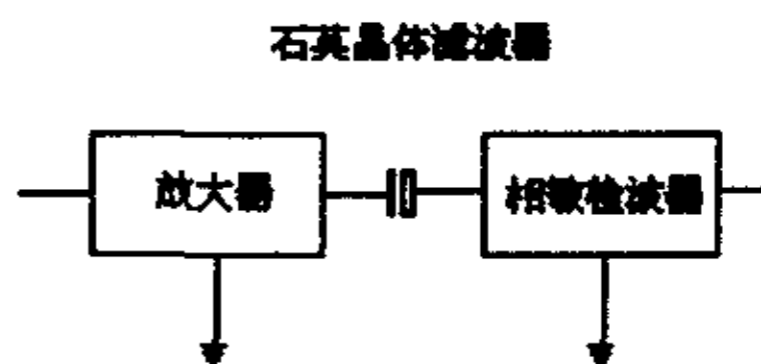


图3.13 石英晶体滤波器在电路中的连接

### 3.2.4 低通滤波器

锁相放大器中的低通滤波器我们采用二阶压控电压源切比雪夫型低通滤波器。二阶低通滤波器的传递函数为

$$H(s) = \frac{K_p b_0}{s^2 + b_1 s + b_0}$$

二阶压控电压源切比雪夫型低通滤波器的具体电路结构如图 3.14 所示。运算放大器与电阻  $R_3$ 、 $R_4$  构成压控电压源。元件参数和传递函数系数的关系为

$$b_0 = \frac{1}{R_1 R_2 C C_1}$$

$$b_1 = \frac{1}{R_2 C_1} (1 - K_{\infty}) + \frac{1}{R_1 C} + \frac{1}{R_2 C}$$

$$K_p = K_{\infty} = 1 + \frac{R_4}{R_3}$$

我们选用 0.5dB 的切比雪夫型低通滤波器，增益取  $K_p=2$ ，截止频率  $f_c=1\text{kHz}$ 。

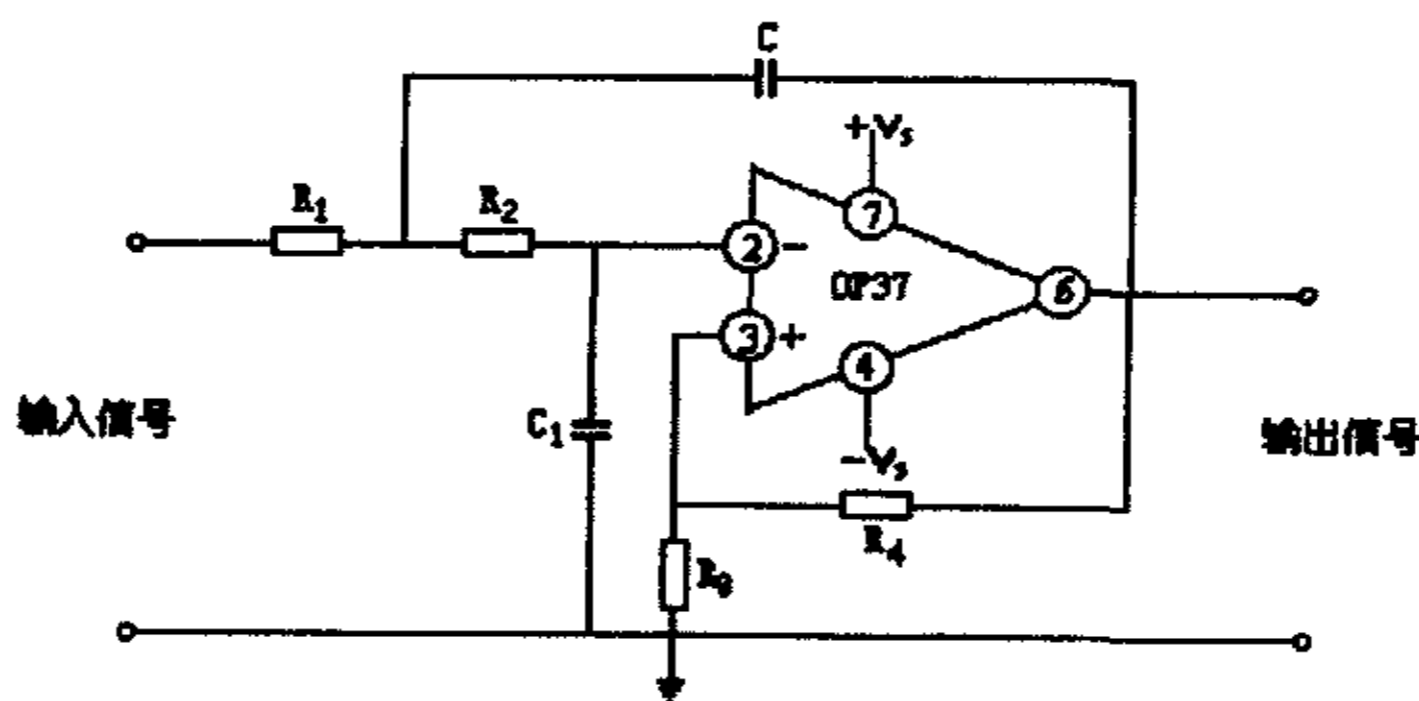


图3.14 二阶压控电压源低通滤波器

我们采用查表归一的设计方法。

按照截止频率  $f_c=1\text{kHz}$ ，应取  $C=0.01\mu\text{F}$ ，则归一化系数

$$k = \frac{100}{f_c C} = \frac{100}{1000 \times 0.01} = 10$$

为计算归一化系数，式中  $f_c$  的取值应该用 Hz 作单位，C 的取值应该用  $\mu\text{F}$  作单位。

针对 0.5dB 的切比雪夫型低通滤波器以及增益  $K_p=2$ ，查表得到归一化的元件参数

$$R_1=1.116 \text{ k}\Omega \quad R_2=1.497 \text{ k}\Omega \quad R_3=5.226 \text{ k}\Omega \quad R_4=5.226 \text{ k}\Omega \quad C_1=0.01\mu\text{F}$$

电阻需要乘以归一化系数，因此

$$R_1=11.16 \text{ k}\Omega \quad R_2=14.97 \text{ k}\Omega \quad R_3=52.26 \text{ k}\Omega \quad R_4=52.26 \text{ k}\Omega \quad C_1=0.01\mu\text{F}$$

应该选用相近的标称电阻值，所以最后取

$$R_1=11 \text{ k}\Omega \quad R_2=15 \text{ k}\Omega \quad R_3=51 \text{ k}\Omega \quad R_4=51 \text{ k}\Omega \quad C_1=0.01\mu\text{F}$$

压控电压源滤波器具有同相增益，它的优点是所需网络元件少，调整容易，输出阻抗低，如果需要的话滤波器增益可以用一个电位器进行精确调整。

按照上述元件参数设计所得的二阶低通滤波器

$$b_0 = \frac{1}{11 \times 15 \times 0.01 \times 0.01 \times 10^{-6}} = 6.061 \times 10^7$$

$$b_1 = \frac{1}{15 \times 0.01 \times 10^{-3}} (1-2) + \frac{1}{11 \times 0.01 \times 10^{-3}} + \frac{1}{15 \times 0.01 \times 10^{-3}} = 9.091 \times 10^3$$

$$K_p = 2$$

因此这个二阶低通滤波器的传递函数为

$$H(s) = \frac{6.601 \times 10^7 K_p}{s^2 + 9.901 \times 10^3 s + 6.601 \times 10^7}$$

频率特性为

$$H(j\omega) = \frac{K_p}{1 - \frac{\omega^2}{6.601 \times 10^7} + j \frac{\omega}{6.667 \times 10^3}}$$

幅频特性

$$|H(j\omega)| = \frac{K_p}{\sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{6.601 \times 10^7}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{6.667 \times 10^3}\right)^2}}$$

相频特性

$$\angle H(j\omega) = -\text{tg}^{-1} \frac{\frac{\omega}{6.667 \times 10^3}}{1 - \frac{\omega^2}{6.601 \times 10^7}}$$

频率特性如图 3.15 所示。

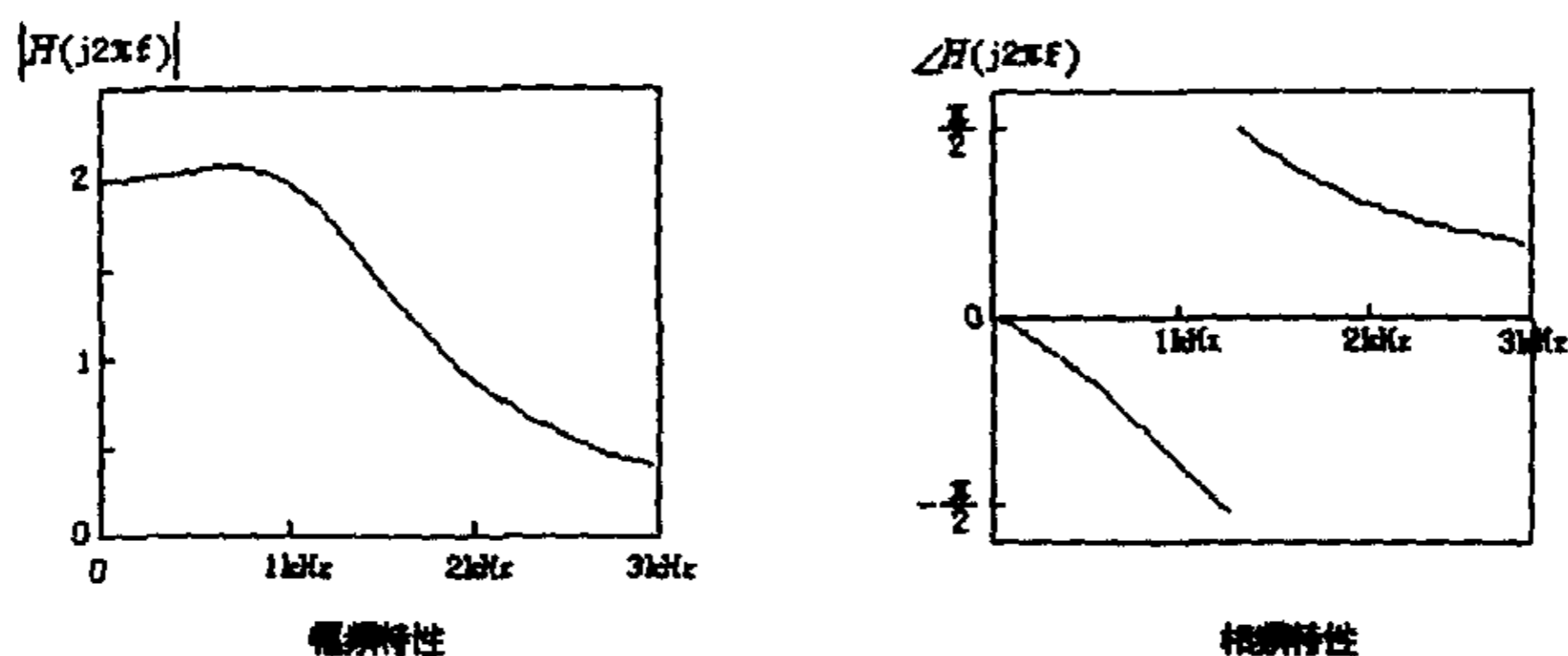


图3.15 二阶低通滤波器的频率特性

### 第三节 锁相放大器的抗干扰设计<sup>[85-87]</sup>

在微弱信号检测过程中，除了前面所提到的狭义的噪声会影响到信号的检测，还有干扰的影响。

在我们的测量过程中，主要的干扰源有两个：市电电源的 50Hz 干扰和声光调制电源的 40MHz 干扰。

干扰耦合和传播主要通过下列途径：

- (1) 传导：噪声通过电源线或输入输出信号处理线路进行传播，这是一种有线的方式。
- (2) 静电感应：干扰信号通过分布电容的耦合，传播到信号处理电路。分布电容包括元件内部的分布电容，元件之间，端子、插座的引线间的分布电容。
- (3) 电磁感应：它是由电磁器件的漏磁通，以及元件引线间和电缆间等的互感作用而产生的。这种感应电磁场的衰减与距离的平方成反比，如果距离远，则感应电磁场就会很快地衰减。

干扰的这几种传播途径有时是结合起来的。例如，由于电磁感应和静电感应，各个设备所用的电源线以及连接各个设备的信号线会感应上干扰，这些干扰再通过这些导线传导进信号处理电路。

针对这些干扰我们采取了以下措施：

- (1) 将所有模拟信号处理电路作在一个机箱内，利用铁制机箱实现电磁屏蔽，对信号处理的重要部分进行双层电磁屏蔽（外部机箱和内部屏蔽盒双层电磁屏蔽，外部机箱和内部屏蔽盒电磁相通，在电磁上是一个整体）切断电磁干扰的空间通路。
- (2) 自制信号处理的直流供电电源，放置在电磁屏蔽的机箱内，杜绝由于电源引线的空间电磁感应传导进来的干扰。
- (3) 对于必要的信号引线和电源引线采用屏蔽双绞线或同轴电缆，减弱由于电磁感应和静电感应在这些引线中形成的干扰。

在消除电磁感应上，双绞线的作用很明显，在双绞线中干扰的感应电流方向前后相反，从整体上来看感应相互抵消了。

- (4) 在信号传输线路中设计带通滤波器，让有用信号通过，把干扰滤除。

通过这些措施，取得了很好的抑制干扰的效果。  
 图 3.16 显示了电磁屏蔽机箱外型图。  
 图 3.17 显示了内部信号处理电路的分布图。

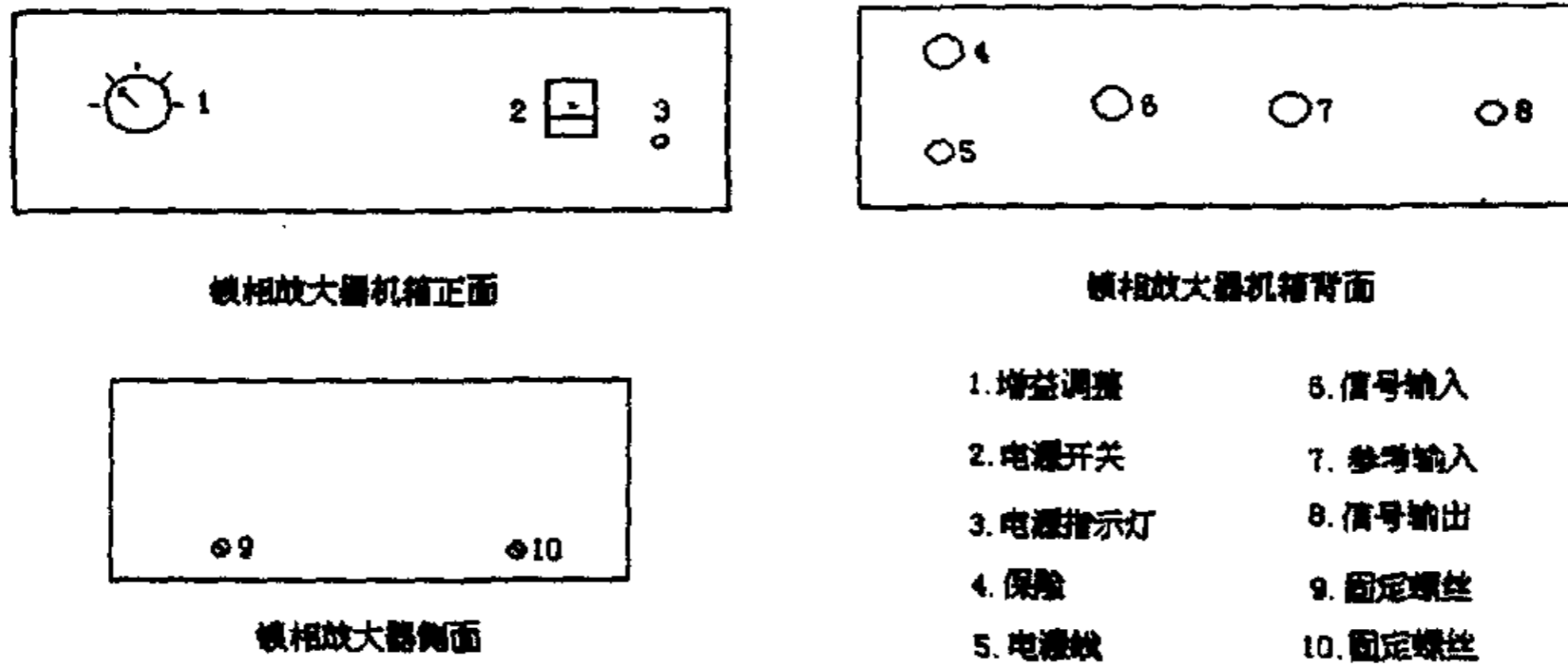


图3.16 锁相放大器机箱外观图

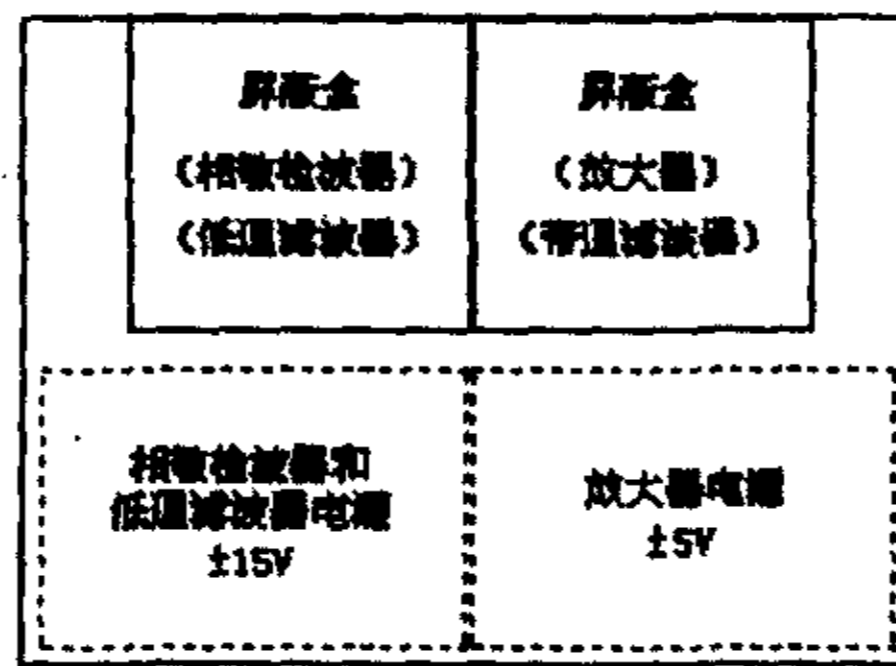


图3.17 锁相放大器内部分布图

## 第四章 激光多普勒信号的数字滤波与重构

第一节 激光多普勒信号的数字滤波<sup>[88-96]</sup>

数字滤波器的传递函数经常可用多种方法来实现。任何实际数字滤波器的噪声和量化误差在很大程度上取决于数字滤波器的具体结构。广义地讲,实现的方法可以分成两类,递归的和非递归的。对于递归的实现,滤波器的输入序列与输出序列间的关系可以表示为

$$y(n) = F[y(n-1), y(n-2), \dots, x(n), x(n-1), \dots]$$

即现时的输出样本是以前的各输出及现在和以前各输入样本的函数。对于非递归的实现,输入和输出序列间的关系变成

$$y(n) = F[x(n), x(n-1), \dots]$$

即现时的输出样本仅是现在和以前各输入样本的函数。

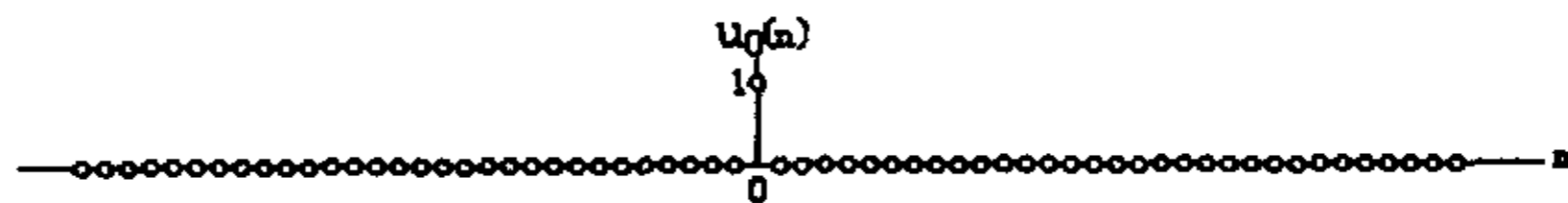


图4.1 单位脉冲

图 4.1 表示一个数字脉冲或称为单位样本的  $u_0(n)$ , 用下面的关系式定义为

$$u_0(n) = \begin{cases} 1 & n = 0 \\ 0 & n \neq 0 \end{cases}$$

这个序列在离散时间系统中所起的作用同模拟脉冲狄拉克  $\delta$  (Dirac delta) 函数  $\delta(t)$  在连续时间系统中所起的作用差不多一样。它们的一个重要差别在于数字脉冲是一个可以解释的通的信号, 而模拟脉冲  $\delta(t)$  仅在广义函数的意义上存在, 在广义函数论里  $\delta(t)$  可以解释为是一普通函数列的的极限。

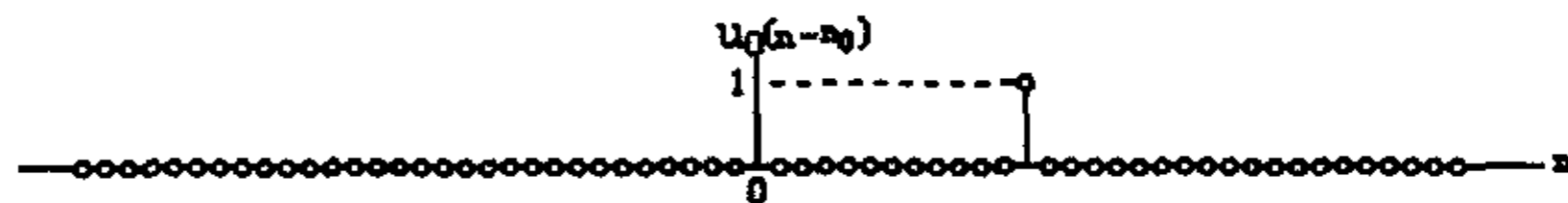


图4.2 延迟的单位脉冲

图 4.2 表示延迟了  $n_0$  个样本的数字脉冲  $u_0(n-n_0)$ , 定义为

$$u_0(n-n_0) = \begin{cases} 1 & n = n_0 \\ 0 & n \neq n_0 \end{cases}$$

利用延迟基本数字脉冲可以很容易地表示任意的序列。如单位阶跃序列

$$u_{-1}(n) = \begin{cases} 1 & n \geq 0 \\ 0 & n < 0 \end{cases}$$

就可以表示为

$$u_{-1}(n) = \sum_{l=-\infty}^n u_0(l)$$

一个由数  $x(0)$ ,  $x(1)$ ,  $x(2)$ ,  $\dots$  构成的序列, 用  $x(n)$  表示第  $n$  个元, 则此序列可以简单地表示为

$$x(n) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} x(m)u_0(n-m) \quad (4-1)$$

离散时间系统对数字脉冲  $u_0(n)$  的响应称为系统的脉冲响应, 用序列  $h(n)$  表示, 这是反映离散时间系统性质的一个很重要的序列, 有了它我们可以对于任意的输入求出对应的输出, 数字滤波器是一个离散时间系统, 我们设计数字滤波器就是要求出它的脉冲响应。

一个离散时间系统, 若输入为  $x(n)$ , 脉冲响应为  $h(n)$ , 输出为  $y(n)$ , 则它们满足关系

$$y(n) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} x(m)h(n-m) \quad (4-2)$$

这一关系称为卷积关系, 经过简单的变量置换可以得到与之等价的

$$y(n) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} h(m)x(n-m) \quad (4-3)$$

数字滤波器设计完成, 求出了数字滤波器的脉冲响应后, 就可以利用这个卷积关系, 进行数字滤波。

如果一个离散时间系统在  $n=n_0$  时的输出仅取决于  $n \leq n_0$  时的输入值, 则此系统称为因果性的或可实现的。对于离散时间系统来讲这意味着当  $n < 0$  时脉冲响应为零。有几种重要的系统是不可实现的, 例如, 理想低通滤波器和理想微分器。滤波器理论中的一大部分是有关如何用一些可实现的系统去逼近一个不可实现系统的方法的。

如果一个离散时间系统对每一有界输入产生一有界输出, 则称此系统是稳定的, 可以证明系统稳定的充分必要条件是它的脉冲响应满足关系

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} |h(n)| < \infty$$

这是一个数项级数的形式, 这个条件可以用数学分析的极限论中一些成熟的方法来判别, 例如达朗贝尔判别法和柯西判别法, 这就为我们设计数字滤波器提供了方便, 我们可以对设计出的数字滤波器先用这一条件作一个初步判断, 以保证数字滤波器的稳定性。

数字滤波器设计的出发点往往是一些对频率特性的要求, 如低通、高通、带通等。因而我们需要对离散时间系统的频率特性作一下介绍。

假定有一个形式为

$$x(n) = e^{j\omega n} \quad -\infty < n < \infty$$

的输入序列, 将此输入序列加至一离散时间系统, 其脉冲响应为

$$h(n) \quad -\infty < n < \infty$$

则此离散时间系统的输出

$$\begin{aligned}
 y(n) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} h(m)e^{j\omega(n-m)} \\
 &= e^{j\omega n} \sum_{m=-\infty}^{\infty} h(m)e^{-j\omega m} \\
 &= x(n)H(e^{j\omega})
 \end{aligned}$$

对于这种特殊类型的输入序列，从上式我们可以看出输出序列等于输入序列乘以复数因子  $H(e^{j\omega})$ ，该因子用脉冲响应定义为

$$H(e^{j\omega}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h(n)e^{-j\omega n} \quad (4-4)$$

因为  $e^{j\omega n}$  形式的输入序列在作用上等效于对频率为  $\omega$  的正弦波的抽样，又由于  $H(e^{j\omega})$  给出了离散时间系统对每个  $\omega$  值的传输性能，所以称它为系统的频率响应。

离散时间系统的频率响应有几个重要性质对我们进行数字滤波器设计非常有用。首先，它的频率响应是以  $2\pi$  为周期的  $\omega$  的周期函数，因为频率为  $(\omega + 2m\pi)$ ， $(m = \pm 1, \pm 2, \dots)$  的输入序列与频率为  $\omega$  的输入序列是一样的，即

$$\hat{x}(n) = e^{j(\omega + 2m\pi)n} = e^{j\omega n} = x(n)$$

由于  $H(e^{j\omega})$  是周期性的，因此在任何  $2\pi$  区间内都足以完整地描述此函数，通常取  $0 \leq \omega \leq 2\pi$  的区间。图 4.3 显示了一个离散时间系统的频率特性。

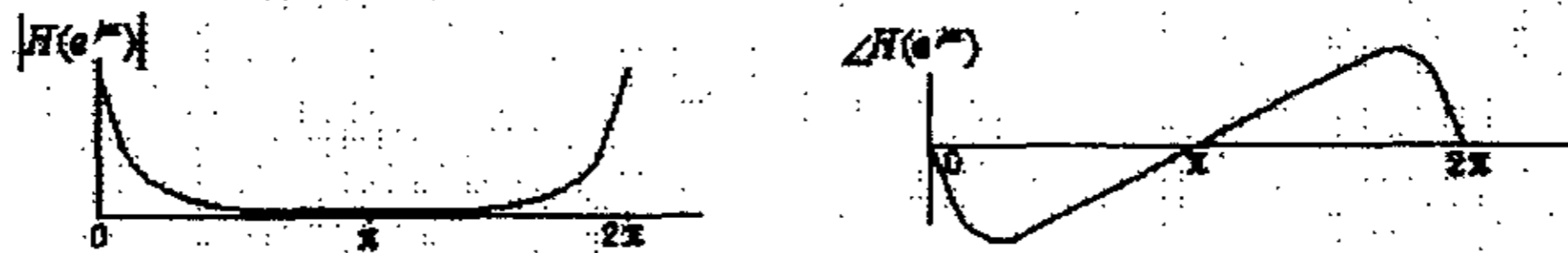


图 4.3 离散时间系统频率特性

离散时间系统频率响应的另一个重要性质是当  $h(n)$  为实数时， $H(e^{j\omega})$  的幅值在  $0 \leq \omega \leq 2\pi$  区间内是偶对称的，它的相位在这个区间内是奇对称的。同样地在该区间它的实数部分是偶对称的，它的虚数部分是奇对称的。因此对脉冲响应为实数的系统来说感兴趣的  $\omega$  区间通常可以进一步减至  $0 \leq \omega \leq \pi$ 。我们讨论离散时间系统频率响应的性质就是在这一个区间来进行，注意这一个区间的下界 0 对应于频率等于 0，这一个区间的上界  $\pi$  对应于一个最大频率，离散时间系统的频率特性存在这样一个最大频率，这与仙农的采样定理是一致的，当然这个上界  $\pi$  对应的最大频率和离散时间系统的采样频率有关，是采样频率的二分之一，这也是与采样定理一致的，关系  $f_s = \frac{1}{2T}$  ( $f_s$  为  $\pi$  对应的频率， $T$  为采样周期) 很重要，我们可以根据这一关系估算数字滤波器的参数。

#### 4.1.1 数字滤波器的设计

我们采用 FIR(有限脉冲响应)来实现对数字滤波的要求。FIR 是相对与 IIR(无限脉冲响应)来说的，在 FIR 情况下系统的脉冲响应由有限长度的序列构成

(IIR 的脉冲响应为无限长度的序列)，这类有限长度的序列，就滤波器的设计而言具有某些合乎需要的性质。举例来说，由于 FIR 序列是有限的因此按照我们刚才介绍的关于滤波器系统稳定性的结论，由 FIR 序列构成的滤波器系统总是稳定的；另外，由于其脉冲响应序列是有限的，因此总可以通过对序列进行适当的延迟使条件

$$h(n) = \begin{cases} h(n) & n \geq 0 \\ 0 & n < 0 \end{cases}$$

得到满足，因此总是能够使之成为可实现的。

在出现快速傅立叶变换 (FFT) 算法以前，一般曾认为 FIR 滤波器在计算上是不行的，因为需要用非常长的序列来充分逼近锐截止的滤波器。但是 FFT 的计算效率使得快速卷积成为可行的方法，现有的 FIR 滤波器事实上甚至已同锐截止的 IIR 滤波器不相上下了。

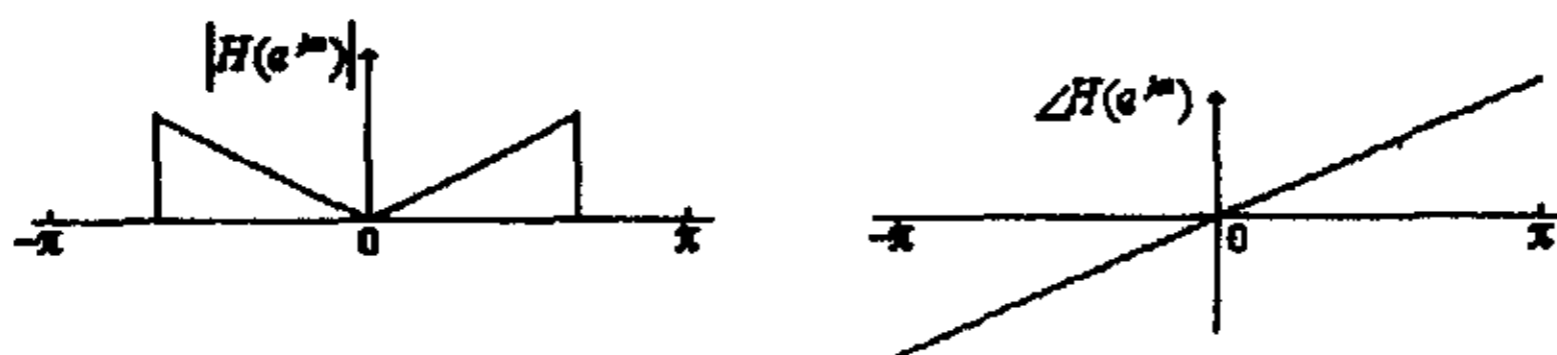


图4.4 数字滤波器频率特性

激光多普勒信号的频带从零开始，在我们的实验中最大频率为 1kHz。我们在实验中使用的模拟电路频率特性不均匀，低频段增益大，希望在数字滤波器中进行一下均衡。另外希望通过数字滤波器把信号中高于 1kHz 的高频噪声滤掉。因此我们设计的数字滤波器采用图 4.4 所示的频率特性，其解析表达式如下

$$H(e^{j\omega}) = \begin{cases} 0 & -\pi \leq \omega < -\frac{2\pi}{15} \\ \frac{15|\omega|}{2\pi} e^{-j\frac{N+1}{2}\omega} & -\frac{2\pi}{15} \leq \omega \leq \frac{2\pi}{15} \\ 0 & \frac{2\pi}{15} < \omega \leq \pi \end{cases} \quad (4-5)$$

表达式中采用数  $\frac{2\pi}{15}$  是因为信号采样频率为 15kHz，7.5kHz 对应于  $\omega = \pi$ ，则 1kHz

对应于  $\frac{2\pi}{15}$ 。表达式中的相位因子  $e^{-j\frac{N+1}{2}\omega}$  的作用是使脉冲序列进行适当的延迟，以

保证可实现性，N 是相应的脉冲响应序列的长度。解析表达式采用区间  $-\pi \leq \omega \leq \pi$  是为了下面积分的方便，由于其频率特性的周期性，这是一致的。

利用此解析表达式求出数字滤波器的脉冲响应，就可以完成数字滤波器设计的主要工作，从 (4-4) 式出发利用反变换关系，可得

$$\begin{aligned} h(n) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} H(e^{j\omega}) e^{j\omega n} d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} H(e^{j\omega}) e^{j\omega n} d\omega + \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^0 H(e^{j\omega}) e^{j\omega n} d\omega \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} (H(e^{j\omega})e^{j\omega n} + H(e^{-j\omega})e^{-j\omega n})d\omega \\
&= \frac{15}{4\pi^2} \int_0^{\frac{2\pi}{15}} (\omega e^{-j\frac{N-1}{2}\omega} e^{j\omega n} + \omega e^{j\frac{N-1}{2}\omega} e^{-j\omega n})d\omega \\
&= \frac{15}{4\pi^2} \int_0^{\frac{2\pi}{15}} \omega (e^{-j\frac{N-1}{2}\omega} e^{j\omega n} + e^{j\frac{N-1}{2}\omega} e^{-j\omega n})d\omega \\
&= \frac{15}{2\pi^2} \int_0^{\frac{2\pi}{15}} \omega \cos(n - \frac{N-1}{2})\omega d\omega
\end{aligned}$$

当  $n = \frac{N-1}{2}$  时

$$h(n) = \frac{15}{2\pi^2} \int_0^{\frac{2\pi}{15}} \omega d\omega = \frac{1}{15}$$

当  $n \neq \frac{N-1}{2}$  时

$$\begin{aligned}
h(n) &= \frac{15}{2\pi^2} \int_0^{\frac{2\pi}{15}} \omega \cos(n - \frac{N-1}{2})\omega d\omega \\
&= \frac{1}{\pi(n - \frac{N-1}{2})} \sin(n - \frac{N-1}{2})\frac{2\pi}{15} + \frac{15}{2\pi^2(n - \frac{N-1}{2})^2} [\cos(n - \frac{N-1}{2})\frac{2\pi}{15} - 1]
\end{aligned}$$

我们采用窗口加权法进行设计。取  $n=0, 1, 2, \dots, N-1$ ；组成脉冲响应序列

$$h(n) = \begin{cases} \frac{1}{15} & n = \frac{N-1}{2} \\ \frac{1}{\pi(n - \frac{N-1}{2})} \sin(n - \frac{N-1}{2})\frac{2\pi}{15} + \frac{15}{2\pi^2(n - \frac{N-1}{2})^2} [\cos(n - \frac{N-1}{2})\frac{2\pi}{15} - 1] & 0 \leq n \leq N-1 \quad n \neq \frac{N-1}{2} \\ 0 & n = \text{其它} \end{cases}$$

式 (4-6)

这相当于在无限长的序列上开了一个窗口，在无限长的序列中直接截取  $N$  项构成脉冲响应，会对系统的性质有一定影响，导致一种所谓的吉布斯 (Gibbs) 现象，这种现象以一定百分比的过冲和纹波的形式出现在所逼近的脉冲响应不连续点前后，在逼近理想低通或带通这类标准的滤波器时，频率响应的最大纹波大约是不连续点幅值的 9%，而且纹波的幅值并不随着脉冲响应持续时间的增长而减小，也就是说一再增多傅立叶级数所包含的项数并不能使最大纹波的幅值降低。事实上，随着  $N$  的增大过冲将限制在愈来愈小的频率范围内。由于任何合理的设计方法必须能够用来设计出性能充分逼近理想的低通滤波器，所以需要在这种直接截断的方式进行一下修正。

窗孔加权法采用一种有限加权序列  $w(n)$  去修改 (4-6) 式中的各个傅立叶系数  $h(n)$ ，从而控制傅立叶级数的收敛，汉明窗孔加权函数为

$$w_H(n) = \begin{cases} 0.54 + 0.46 \cos\left[\frac{2\pi}{N}\left(n - \frac{N-1}{2}\right)\right] & 0 \leq n \leq N-1 \\ 0 & n = \text{其它} \end{cases} \quad (4-7)$$

最后，脉冲响应序列

$$\hat{h}(n) = w(n)h(n) \quad (4-8)$$

这个经过修正的序列就是我们设计的数字滤波器的脉冲响应序列的最后结果。

有了这个脉冲序列，就可以通过直接卷积用数字滤波器对激光多普勒信号进行滤波了

$$y(n) = \sum_{m=0}^{N-1} \hat{h}(m)x(n-m)$$

下面 `direct_convolution()` 是利用这种直接卷积方法编写的数字滤波器函数。

```
float function1(int i, int n)
{
    float y;
    if(i==(n-1)/2)
        y=1.0/15.0;
    else
        y=(sin(2*3.1415926*(i-(n-1)/2)/15.0)/(3.1415926*(i-(n-1)/2))
            +15.0*(cos(2*3.1415926*(i-(n-1)/2)/15.0)-1.0)
            /(2*(3.1415926*(i-(n-1)/2)*3.1415926*(i-(n-1)/2)))*
            (0.54+0.46*cos(2*3.1415926*(i-(n-1)/2)/n));
    return(y);
}

void direct_convolution(FILE *fp1, FILE *fp2, int n)
{
    int i, k;
    long j=0;
    float value[2], y;
    float x[2000];
    for(i=0; i<n-1; i++)
    {
        y=0;
        fread(value, 4, 2, fp1);
        x[i]=value[1];
        for(k=0; k<=i; k++)
            y=y+x[i-k]*function1(k, n);
        value[1]=y;
        fwrite(value, 4, 2, fp2);
    }
    while(!feof(fp1))
    {
        fread(value, 4, 2, fp1);
        x[n-1]=value[1];
        y=0; j=j+1; printf("%ld\r", j);
        for(i=0; i<n-1; i++)
```

```

        y=y+x[n-1-i]*function1(i,n);
    for(i=0;i<n-1;i++)
        x[i]=x[i+1];
    value[1]=y;
    fwrite(value,4,2,fp2);
}
}

```

运用这个数字滤波器对信号进行处理，处理前后的信号如图 4.5 所示，信号的情况得到很大改善。

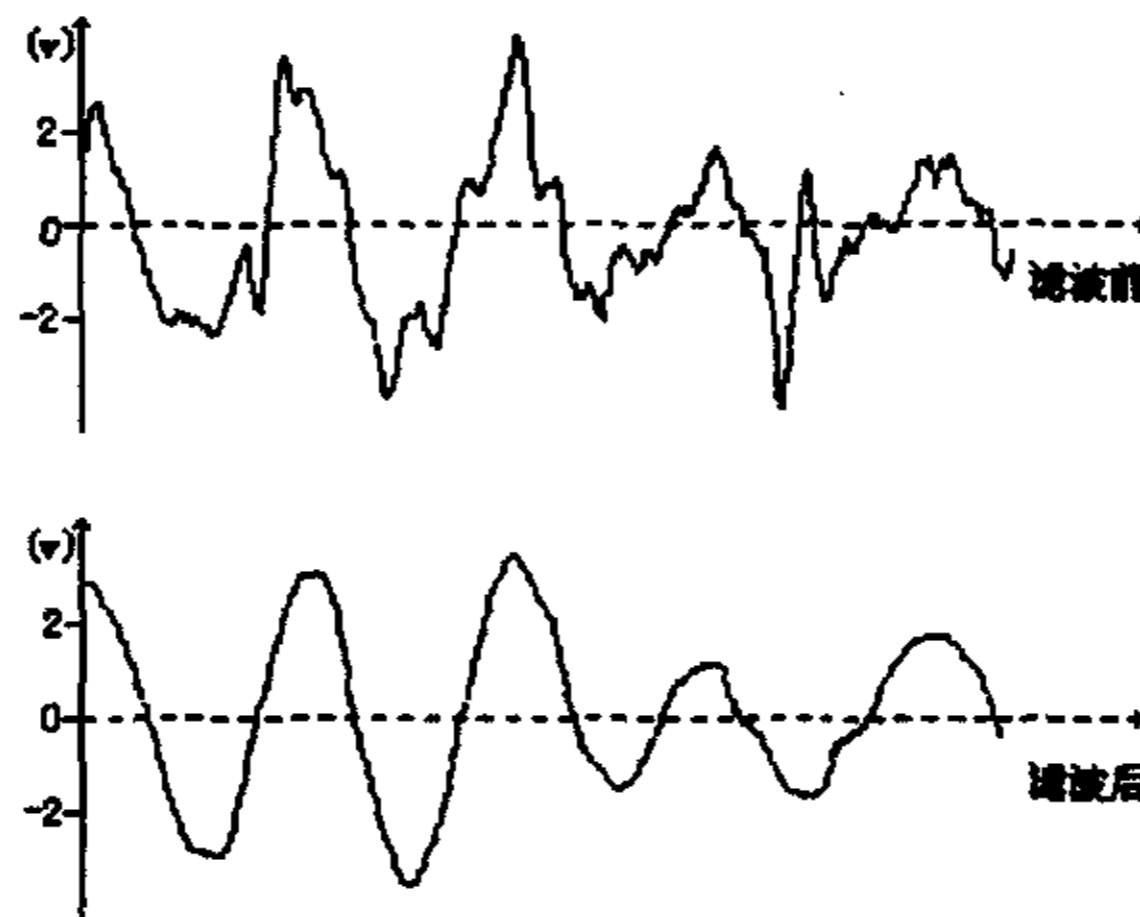


图4.5 数字滤波器的滤波效果

这种采用直接卷积方法的数字滤波器，如果需要处理的数据量不大，或仅仅是进行实验室的数据处理，还勉强能用，其缺点是数据处理的速度太慢。为了得到性质理想的滤波器，选用的脉冲响应序列长度  $N$  就要很大，这样每输出一个时刻的数据用直接卷积法所需要进行的运算量都是很大的。为了提高数据处理速度，使激光多普勒位移测量进入实用化阶段，需要引入快速卷积法——快速傅立叶变换 (FFT)。

#### 4.1.2 快速傅立叶变换

(4-4)式定义了数字滤波器的频率特性

$$H(e^{j\omega}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h(n)e^{-j\omega n}$$

$H(e^{j\omega})$ 是频率特性， $h(n)$ 是脉冲响应。

在 FIR 情况下

$$h(n) = \begin{cases} h(n) & 0 \leq n < N \\ 0 & n = \text{其它} \end{cases}$$

此时(4-4)式变为

$$H(e^{j\omega}) = \sum_{n=0}^{N-1} h(n)e^{-j\omega n} \quad (4-9)$$

对上式令  $\omega = \frac{2k}{N}\pi$ ,  $k = 0, 1, \dots, N-1$ . 则可得  $N$  个等式

$$H_k(e^{j\frac{2k}{N}\pi}) = \sum_{n=0}^{N-1} h(n)e^{-j\frac{2k}{N}\pi n}$$

计算

$$\begin{aligned} \sum_{k=0}^{N-1} H_k e^{j\frac{2k}{N}\pi m} &= \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} h(n) e^{-j\frac{2k}{N}\pi(n-m)} \\ &= \sum_{n=0}^{N-1} h(n) \sum_{k=0}^{N-1} e^{-j\frac{2k}{N}\pi(n-m)} \\ &= Nh(m) \end{aligned}$$

即

$$\begin{cases} h(n) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} H_k e^{j\frac{2k}{N}\pi n} \\ H_k = \sum_{n=0}^{N-1} h(n) e^{-j\frac{2k}{N}\pi n} \end{cases} \quad (4-10)$$

也就是说  $h(n)$  可以完全由  $N$  个离散的值  $H_k$  来表达和决定, 这样就使时域和频域的关系对称了, 这一组对称的关系称为离散傅立叶变换 (DFT)。

(4-10) 式表明, 在  $h(n)$  为复数序列的情况下, 完全直接计算  $N$  点 DFT 需要  $(N-1)^2$  次复数乘法和  $N(N-1)$  次复数加法, 这对于一些相当大的  $N$  值来说, 直接计算的计算量很大。FFT 的基本思想是, 将原有的  $N$  点序列分成两个较短的序列, 例如两个  $N/2$ , 这些序列的 DFT 组合起来给出原序列的 DFT。这样一来, 若  $N$  为偶数且原有的  $N$  点序列被分成两个  $N/2$  点序列, 那么为计算所期望的  $N$  点 DFT 将需要约  $[(N/2)(N/2)2] = N^2/2$  次复数乘法, 即比直接计算节省乘法约  $1/2$ 。若最初的  $N$  值是 2 的乘方数, 即  $N=2^q$ , 则上述分解过程可以一直进行下去, 直到需要计算  $N/2$  个两点 DFT。当然这时的数据运算减少量没有那么大, 因为此时为得到  $N$  点 DFT 还有一些附加运算。象这样取  $N$  为 2 的乘方数的 FFT 称为基 2FFT。图 4.6 显示了  $N=8$  时基 2FFT 的计算过程。

首先, 计算  $l=1$  列, 并从结点  $k=0$  开始顺序向下。对于每一个结点  $k$ , 进行蝶形运算:

$$\begin{aligned} x_l(k) &= x_{l-1}(k) + W^p x_{l-1}(k + \frac{N}{2^l}) \\ x_l(k + \frac{N}{2^l}) &= x_{l-1}(k) - W^p x_{l-1}(k + \frac{N}{2^l}) \end{aligned} \quad (4-11)$$

其中  $W = e^{-j\frac{2\pi}{N}}$ ,  $p$  用下述方法确定:

- (1) 把结点序号写成  $M$  位的二进制数, 其中  $M$  应满足:  $M = \log_2 N$ ,  $N$  为处理点数;
- (2) 把这个二进制数右移  $M-1$  位, 并把左边的位置补零;
- (3) 把右移后的  $M$  位二进制数进行位序颠倒, 其结果就是  $p$  值。

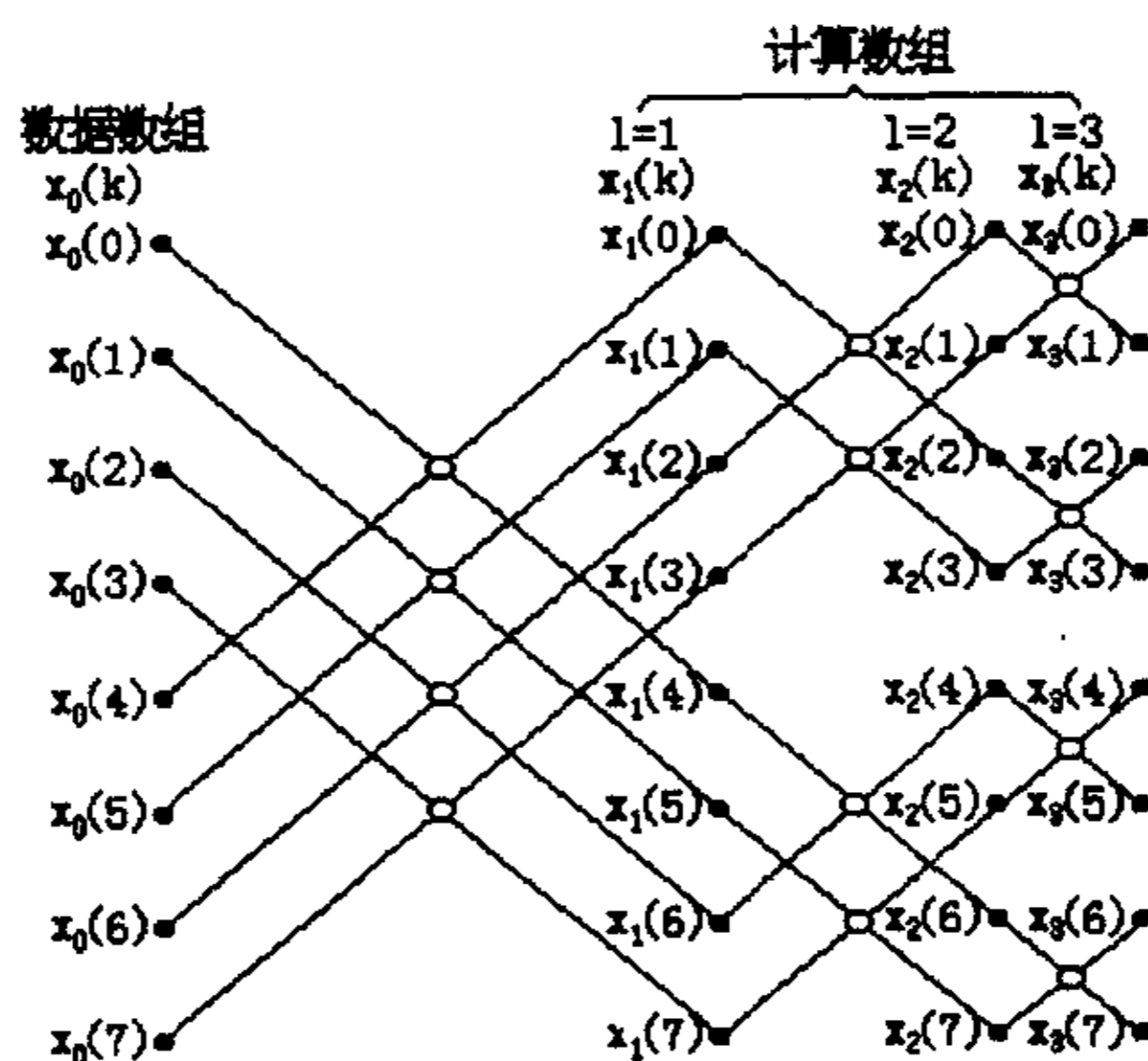


图4.6 基2FFT计算示意图

沿着这一列继续向下计算，直到整个纵列计算完。但是，对于前面相对偶的那些结果应当跳过，不能重复计算。然后用相同的方法计算其它列。到最后一列计算完后要进行整序，以得到自然顺序的输出。根据以上思路，可以画出实现FFT算法的计算机程序流程图，如图4.7所示。

计算流程的最后一步是整序，这里简单说明一下。如果变换时输入的数据是自然顺序的，即  $x(0), x(1), \dots, x(N-1)$ ；则计算完后的数据是混序的，为了说明混序的含义，请看表4.1

表4.1 自然顺序和混序示意 (N=8)

自然序号	二进制表示	码位倒置表示	混序结果
0	000	000	0
1	001	100	4
2	010	010	2
3	011	110	6
4	100	001	1
5	101	101	5
6	110	011	3
7	111	111	7

要把一列自然顺序的数变为混序，先把这列数的二进制码写出，然后把这些二进制码码位倒置，倒置后的二进制码对应着一列数，这列数就是自然顺序的混序，例如上表所示：数列 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7；的混序为 0, 4, 2, 6, 1, 5, 3, 7。明白了混序和自然顺序的关系，就容易把混序重新排列成自然顺序了。下面是根据计算机流程图编写的快速傅立叶变换函数，其中函数 `int ibr()` 就是由一个数求它的对应混序数的。

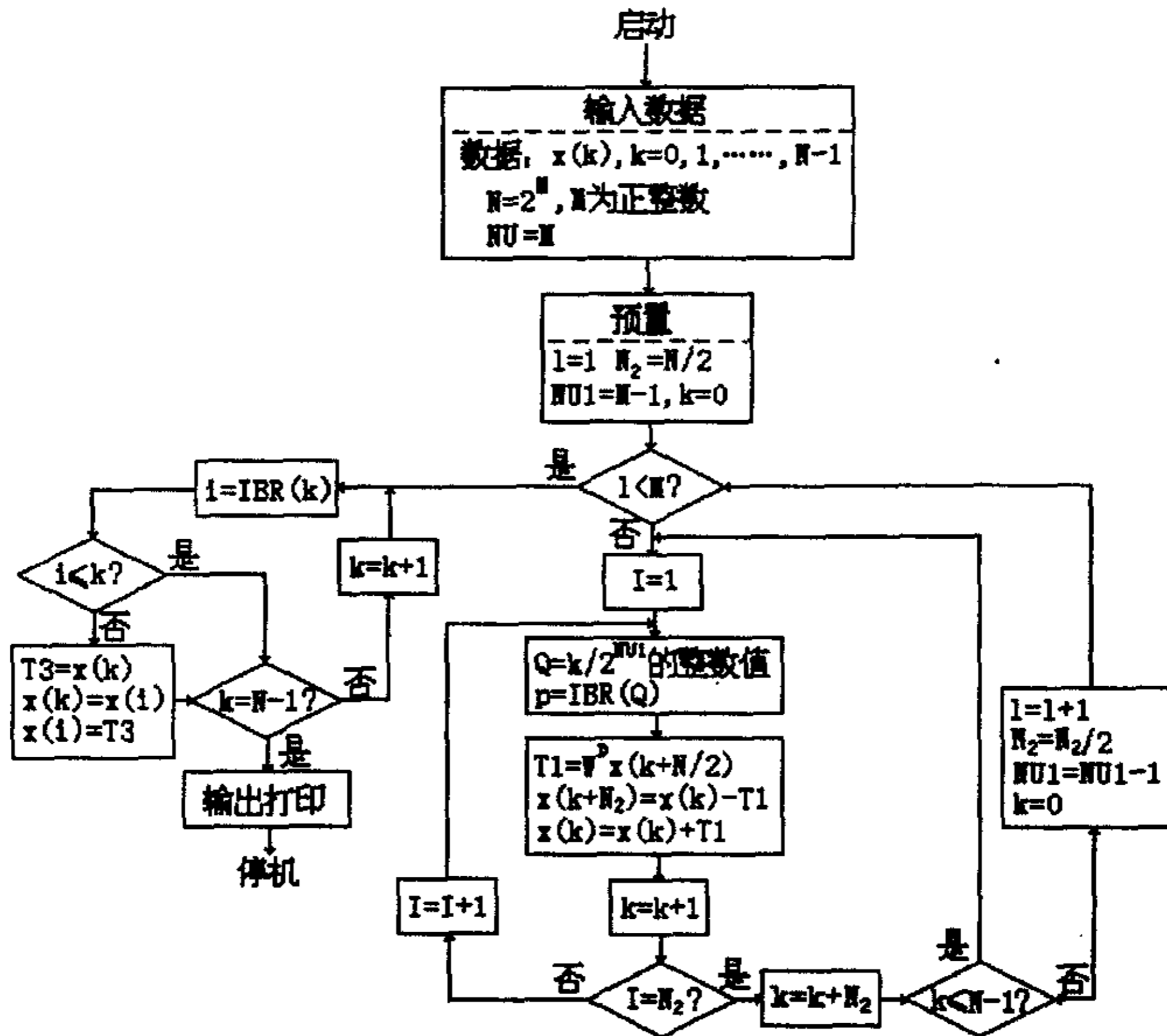


图4.7 基2FFT计算机程序方框图

```

int ibr(int x,int n)      /* 求一个数对应的混序数
                           或求一个数的二进制码位倒置后对应的数*/
{
    int j2,ib=0,m=x,i=0;
    do
        {j2=m/2;
         ib=2*ib+(m-2*j2);
         m=j2;
         i=i+1;
        } while(i<n);
    return(ib);
}

void fft(float *array1,float *array2,int n,int m) /*基2快速傅立叶变换
                                                    n为点数*/
{
    float t1,t2,w=3.1415926,w1,w2;
    int l=1,n2=n/2,nu1=m-1,k=0,i,q,p;
}
    
```

```

while(l<=m)
  {while(k<=n-1)
    {i=1;
    do
      {q=k/ldexp(1, n1);
      p=ibr(q, m);
      w1=cos(2*w*p/n);
      w2=-sin(2*w*p/n);
      t1=w1*array1[k+n2]-w2*array2[k+n2];
      t2=w1*array2[k+n2]+w2*array1[k+n2];
      array1[k+n2]=array1[k]-t1;
      array2[k+n2]=array2[k]-t2;
      array1[k]=array1[k]+t1;
      array2[k]=array2[k]+t2;
      k=k+1; i=i+1;
    } while(i<=n2);
    k=k+n2;
  }
  l=l+1;
  n2=n2/2;
  n1=n1-1;
  k=0;
}
do
  {i=ibr(k, m);
  if(i>k)
    {t1=array1[k]; t2=array2[k];
    array1[k]=array1[i]; array2[k]=array2[i];
    array1[i]=t1; array2[i]=t2;
    }
  k=k+1;
} while(k<n);
}

```

#### 4.1.3 分段卷积

有了快速傅立叶变换，数字滤波可以进入实用。但在实际应用中，需要进行数字滤波的信号序列是很长的，比 FIR 数字滤波器的脉冲响应序列长得多。当然此时仍然可以直接对两个序列（输入信号序列，长度为  $N_1$ ；脉冲响应序列，长度为  $N_2$ ）作快速卷积，但是这样做通常不是有效的也是不实际的。首先这意味着整个较长的序列必须在进行卷积以前完全出现，但实际的波形不总是这种情况。此外，由于在整个序列完全出现之前不进行处理，这意味着在得到输出之前有长的延迟。最后，如果  $N_1+N_2-1$  太大，因为需要大量的存储单元以及与快速傅立叶变换算法有关

的其它实际考虑使得计算离散傅立叶变换成为不实际的。为了缓和这些问题，可以用分段卷积的方法来分割较长的序列并计算各部分的结果，这些结果综合起来便形成所需要的输出序列。

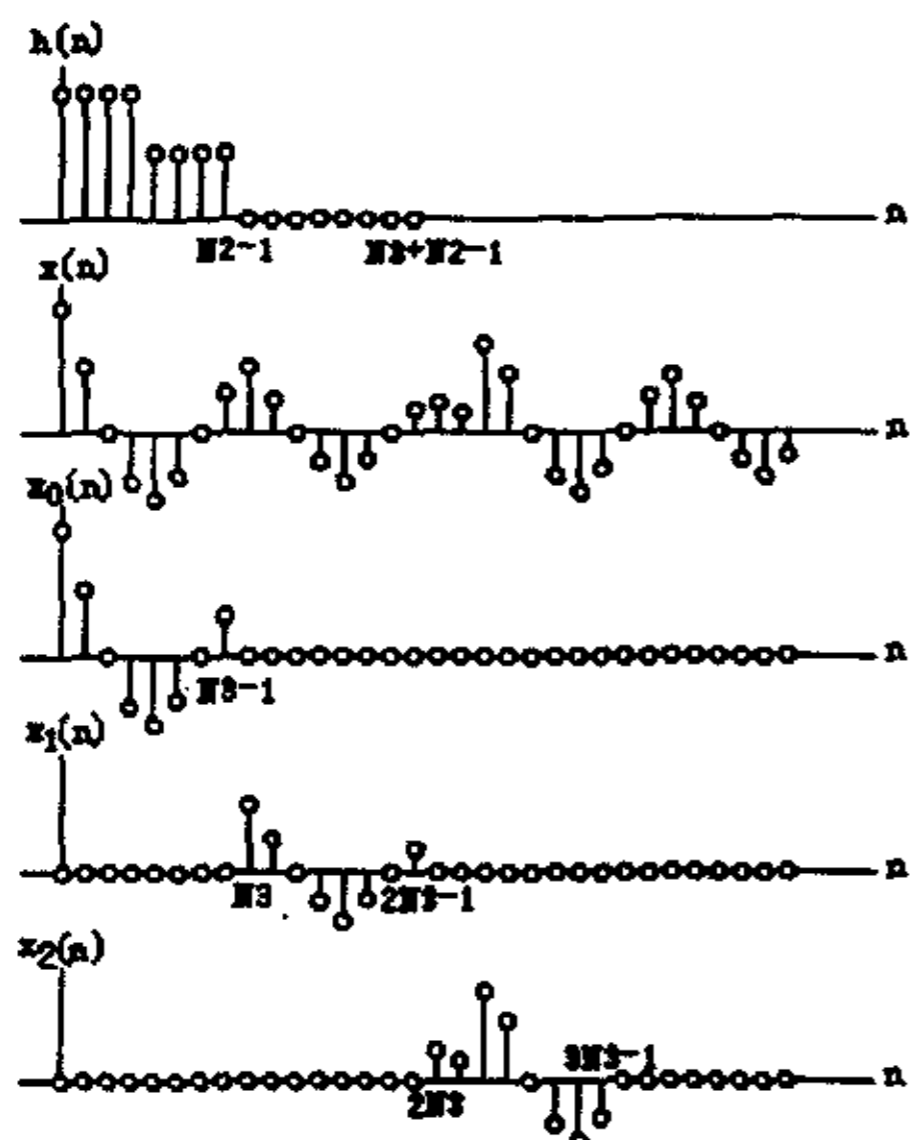


图4.8 重叠-相加法

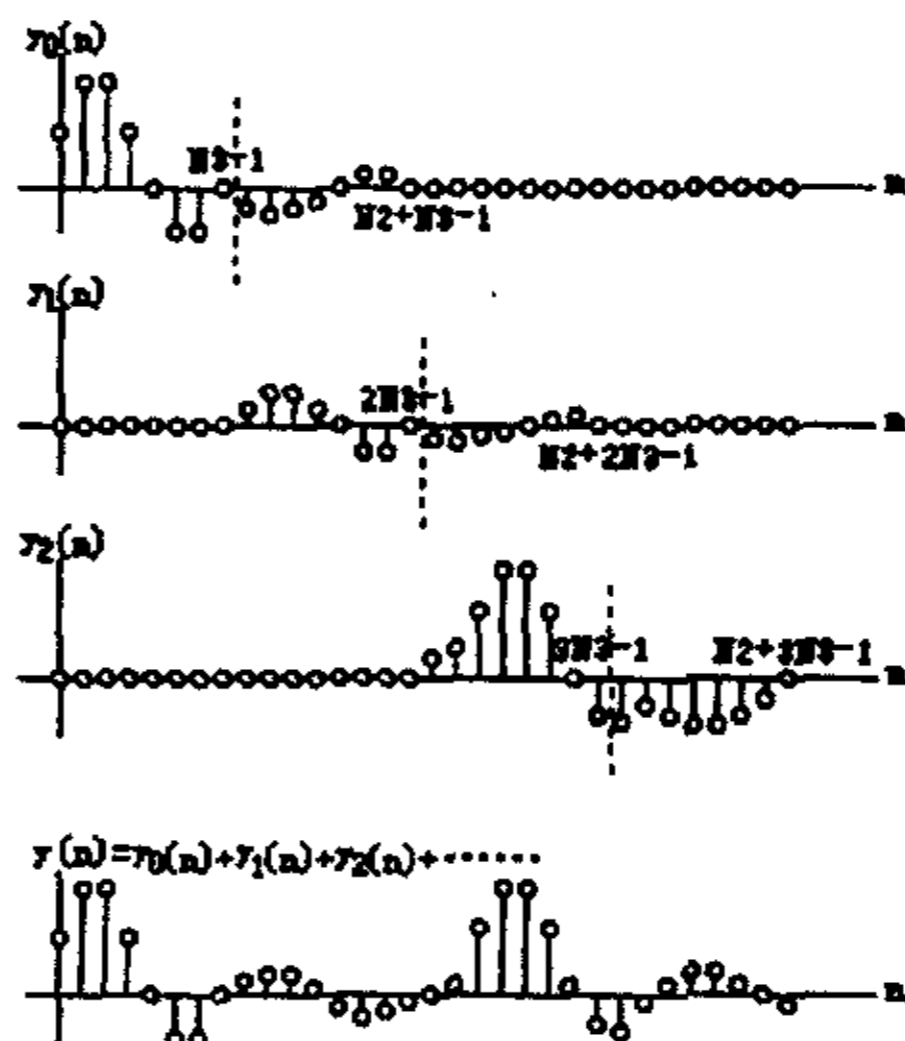


图4.9 重叠-相加法的输出

我们采用的方法称为重叠-相加法，如图 4.8 所示。为叙述方便，我们假定  $x(n)$  的长度是无限长的，而  $h(n)$  的长度为  $N_2$  个样本。序列  $x(n)$  被分成若干段，每段长度为  $N_3$  个样本（一般选择  $N_3$  与  $N_2$  有相同数量级），于是输入序列  $x(n)$  可以表示为

$$x(n) = \sum_{k=0}^{\infty} x_k(n) \tag{4-12}$$

式中

$$x_k(n) = \begin{cases} x(n) & kN_3 \leq n \leq (k+1)N_3 - 1 \\ 0 & n = \text{其它} \end{cases} \tag{4-13}$$

$x(n)$  与  $h(n)$  的卷积于是能够写为

$$\begin{aligned} y(n) &= \sum_{m=0}^n h(m) \sum_{k=0}^{\infty} x_k(n-m) \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} h(n) * x_k(n) \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} y_k(n) \end{aligned} \tag{4-14}$$

(4-14) 式中每个卷积的长度都是  $(N_3+N_2-1)$  个样本，于是第  $k$  个卷积与第  $(k+1)$  个卷积有  $(N_2-1)$  个样本范围的重叠，因而需要把这些重叠部分加起来。图 4.9 示出各个输出项  $y_k(n)$  以及怎样把它们加起来。(4-14) 式中的每个卷积都利用前面所述的快速卷积法进行计算。这种方法之所以称为重叠-相加法是因为输出的各个序

列重叠必须加起来以得到正确的结果。采用重叠-相加法很容易计算短序列与由许多小段以适当方式结合起来的很长序列的卷积。

下面是采用分段卷积方法编写的数字滤波器函数,其中 fp1 为输入信号文件,fp2 为输出信号文件。这里取  $N_2=801$ ,  $N_3=1248$ ,即每次处理的输入信号和输出信号序列长度都为 1248。

$N_2+N_3-1=2048$ ,是基 2FFT 的适合数字。

```
Void digital_filter(FILE *fp1,FILE *fp2)
```

```
{  int i,k;
    int n=2048;
    int m=11;
    long j2=0;
    float value[2],y1,y2;
    float x0[800],x1[2048],x2[2048],x3[2048],x4[2048];
    for(i=0;i<800;i++)
        x0[i]=0;
    for(i=0;i<801;i++)
    {
        x1[i]=function1(i);    /*function1()为数字滤波器脉冲响应函数*/
        x2[i]=0;
    }
    for(i=801;i<NUME1;i++)
    {
        x1[i]=0;
        x2[i]=0;
    }
    transformation(x1,x2,n,m);
    while(!feof(fp1))
    {
        for(i=0;i<1248;i++)
        {fread(value,4,2,fp1);
            x3[i]=value[1];
            x4[i]=0;
        }
        for(i=1248;i<n;i++)
        {
            x3[i]=0;
            x4[i]=0;
        }
        transformation(x3,x4,n,m);
        for(i=0;i<n;i++)
        {
```

```
    y1=x1[i]*x3[i]-x2[i]*x4[i];
    y2=x1[i]*x4[i]+x2[i]*x3[i];
    x3[i]=y1;
    x4[i]=y2;
}
retransformation(x3, x4, n, m);
for(i=0; i<800; i++)
{
    value[0]=j2;
    value[1]=x3[i]+x0[i];
    fwrite(value, 4, 2, fp2);
    j2=j2+1;
    printf("%ld\r", j2);
}
for(i=800; i<1248; i++)
{
    value[0]=j2;
    value[1]=x3[i];
    fwrite(value, 4, 2, fp2);
    j2=j2+1;
    printf("%ld\r", j2);
}
for(i=0; i<800; i++)
{
    x0[i]=x3[i+1248];
}
}
}
```

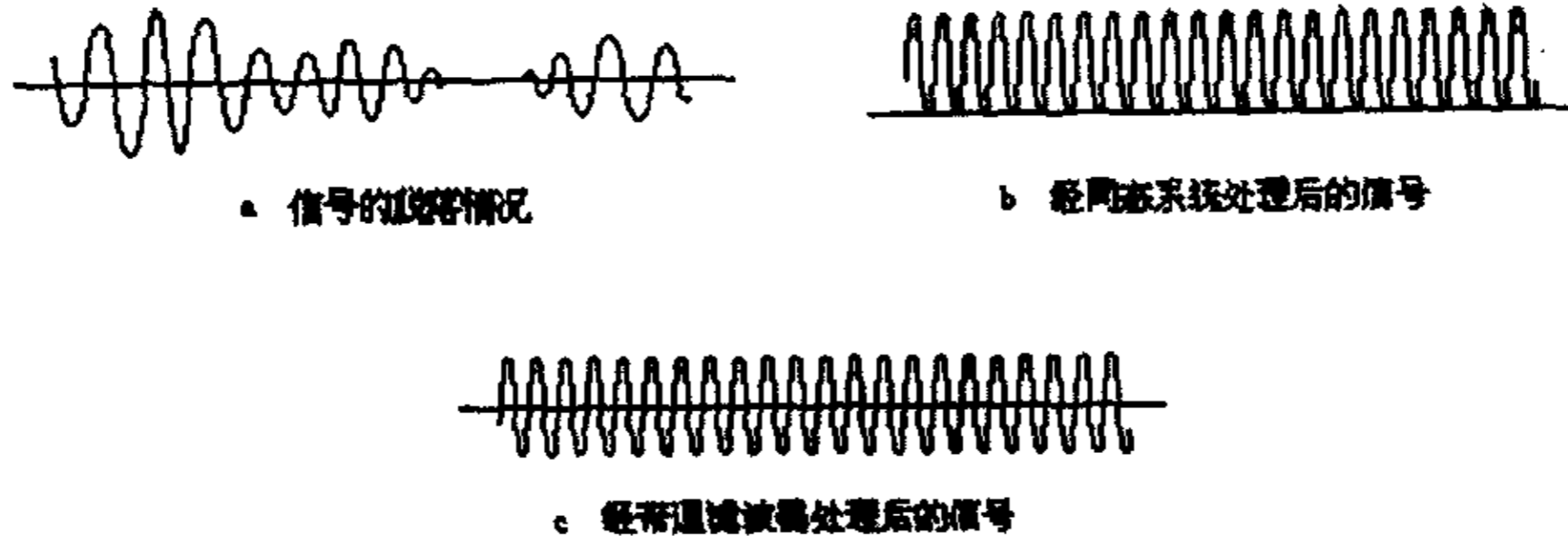
第二节 同态滤波<sup>[97-99]</sup>

图4.10 对信号畸变的重构

在散射面激光多普勒效应中接收到的光电信号会出现信号丢失现象，如图4.10.a所示。位移测量需要连续的信号，需要对丢失的信号进行重构，以提高测量精度。可以用同态滤波的方法有效地解决这一问题。

前面我们曾讨论过利用线性数字滤波器对信号进行处理，对高低频特性进行均衡，对夹杂在信号中的干扰滤除。对于相加性组合的信号，如果有用信号和干扰处于不同的频带，采用线性数字滤波器可以很有效地滤除干扰。但在实际应用中还经常遇到不属于相加性组合的信号，譬如相乘性或卷积性组合的信号，这时单纯靠线性滤波器来分离或处理这样的信号分量是无法达到预期效果的，这时必须求助于非线性滤波。其中，有一类特殊的非线性系统，遵从广义的叠加原理，称为同态系统。

我们都熟知线性输入输出系统的叠加原理：在线性输入输出系统中，若用  $L$  表示系统的输入输出间的变换，即

$$y(n) = L[x(n)]$$

则对于任意两个输入  $x_1(n)$  和  $x_2(n)$  以及任意标量  $c$ ，有

$$L[x_1(n) + x_2(n)] = L[x_1(n)] + L[x_2(n)]$$

$$L[cx(n)] = cL[x(n)] \quad (4-15)$$

对线性系统的叠加原理进行推广可以得到广义的叠加原理。

在一个输入输出系统中，令  $\square$  表示输入信号分量的矢量彼此广义相加（即组合）的一种运算规则（具体如相加，相乘或相互卷积等运算），令  $\diamond$  表示输入信号与标量  $c$  之间的一种广义乘法规则（如乘以  $c$ ，除以  $c$ ， $c$  次乘方或开方等具体运算）；同样，用  $\bigcirc$  和  $\bigodot$  分别表示输出信号矢量空间的广义的矢量相加和标乘的运算规则。用  $H$  表示系统输入输出间的变换，即

$$y(n) = H[x(n)] \quad (4-16)$$

则若下列关系满足

$$\begin{aligned} H[x_1(n) \square x_2(n)] &= H[x_1(n)] \circ H[x_2(n)] \\ H[c \diamond x(n)] &= c \odot H[x(n)] \end{aligned} \quad (4-17)$$

称此系统满足广义叠加原理。

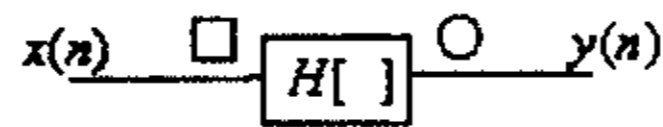


图4.11 输入运算为  $\square$ ，输出运算为  $\circ$ ，且系统变换为  $H[ ]$  的同态系统表示

这样以输入运算和输出运算规则分别为  $\square \diamond$  和  $\circ \odot$  形式，且遵从广义叠加原理的系统称为同态系统。显然，线性系统  $L$  是同态系统在  $\square$  和  $\circ$  具体都是加 (+)， $\diamond$  和  $\odot$  具体都是数乘 ( $\cdot$ ) 情况下的一种特例。

线性矢量空间的理论为这类系统的表示法提供了数学的表达语言，如果把输入和输出信号看成是矢量空间的矢量，这两个矢量空间的矢量相加规则分别是  $\square$  和  $\circ$ ，这两个矢量空间标量对矢量的相乘规则分别是  $\diamond$  和  $\odot$ ，那么系统变换  $H$  就是一种从输入矢量空间到输出矢量空间的代数线性变换。如图 4.11 所示。

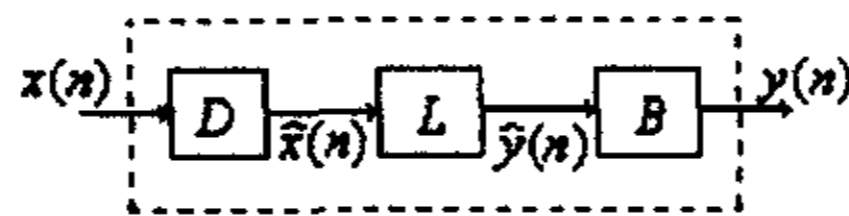


图4.12 同态系统的组成

同态系统一般由三部分组成，如图 4.12 所示。它们的输入输出的关系为

$$\begin{aligned} D[x(n)] &= \hat{x}(n) \\ L[\hat{x}(n)] &= \hat{y}(n) \\ B[\hat{y}(n)] &= y(n) \end{aligned} \quad (4-18)$$

系统  $D$  遵从广义叠加原理，它把输入矢量广义相加  $\square$  的运算转换为输出为一般加法 (+) 的运算，把输入的广义标乘  $\diamond$  运算转换为一般乘法 ( $\cdot$ ) 的运算。即，它把输入按  $\square$  规则组合的信号转换为相应的输出按一般线性相加组合的信号。

系统  $L$  为一般的线性系统，满足叠加原理。

系统  $B$  遵从广义叠加原理，它把输入的一般加法 (+) 运算转换为输出的广义相加  $\circ$  的运算，把输入的一般相乘 ( $\cdot$ ) 的运算转换为输出的广义标乘  $\odot$  的运算。即，它把输入按一般线性相加组合的信号转换为相应的按  $\circ$  规则组合的信号。

按照同态系统的定义， $D, L, B$  都是同态系统，不过是最简单的同态系统。

由于系统 D 由运算  $\square$  和  $\diamond$  确定, 它是这类系统的表征, 因此称为运算  $\square$  的特征系统。同样, B 是运算  $\circ$  的特征系统。有结论, 输入和输出运算相同的一切同态系统彼此间的差异仅仅在于线性部分。这个结论极为重要, 因为这意味着特征系统一旦确定, 剩下的便仅仅是线性滤波问题了。特征系统 D 和 B 仅仅完成运算  $\square$  和  $\circ$  对线性系统 L 的输入端和输出端相加运算的匹配作用, 滤波作用主要靠线性系统来完成。

有了同态系统, 进行数字信号处理就多了一种方法。

对信号进行同态滤波关键是能针对信号特点构造出相应的同态系统。如图 4.10a 所示信号的特点是, 信号可以看作由两部分组成: 正弦部分和包络部分, 正弦部分变化快频率高, 包络部分变化慢频率低, 表达成解析式可以写成

$$x(n) = f(n)\sin \omega n \quad (4-19)$$

其中  $f(n)$  作缓慢变化。因为是进行数字滤波, 所以这里将表达式写成离散形式。

这里信号是由两个组成部分相乘。如果可以将信号变为两个组成部分相加, 而这两个组成部分又处于不同频段, 就可以用线性滤波有效地解决问题。

设计一个同态系统要设计 D, L, B 三个部分, 按照上面所述信号特点, 我们取

$$\begin{aligned} D[x(n)] &= \ln|x(n)| \\ L[\hat{x}(n)] &= H[\hat{x}(n)] \\ B[\hat{y}(n)] &= e^{\hat{y}(n)} \end{aligned} \quad (4-20)$$

其中  $H[\hat{x}(n)]$  是一个线性滤波器。可以验证  $D[x(n)]$ ,  $L[\hat{x}(n)]$ ,  $B[\hat{y}(n)]$  都满足广义叠加原理, 因而都是同态的, 因此由它们构造的级联系统也是一个同态系统。

这一同态系统可以简单地解释为: 将不同频率成分相乘的信号, 通过变换变为不同频率成分相加的信号, 对这一相加组成用线性滤波器滤掉缓慢变化成分, 最后再通过变换变回到我们熟悉的信号形式。

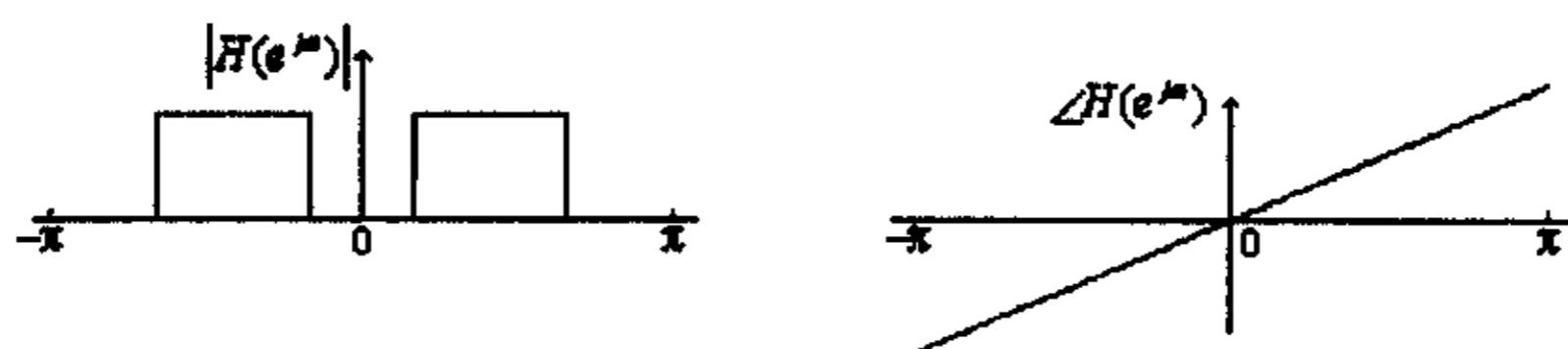


图4.13 带通数字滤波器频率特性

线性滤波器 L 用一个带通滤波器实现, 其频率特性如图 4.13 所示, 解析表达式如下

$$H(e^{j\omega}) = \begin{cases} 0 & 0 \leq |\omega| < \frac{2\pi}{75} \\ e^{-j\frac{N-1}{2}\omega} & \frac{2\pi}{75} \leq |\omega| \leq \frac{2\pi}{15} \\ 0 & \frac{2\pi}{15} < |\omega| \leq \pi \end{cases} \quad (4-21)$$

采用窗孔加权法, 选用汉明窗孔, 得到数字滤波器的脉冲响应函数为

$$\hat{h}(n) = w(n)h(n) \quad (4-22)$$

其中

$$h(n) = \begin{cases} \frac{8}{75} & n = \frac{N-1}{2} \\ \frac{1}{\pi(n - \frac{N-1}{2})} \left[ \sin\left(n - \frac{N-1}{2}\right) \frac{2\pi}{15} - \sin\left(n - \frac{N-1}{2}\right) \frac{2\pi}{75} \right] & 0 \leq n \leq N-1, n \neq \frac{N-1}{2} \\ 0 & n = \text{其它} \end{cases}$$

$$w(n) = \begin{cases} 0.54 + 0.46 \cos\left[\frac{2\pi}{N}\left(n - \frac{N-1}{2}\right)\right] & 0 \leq n \leq N-1 \\ 0 & n = \text{其它} \end{cases}$$

利用如上设计的同态系统处理图 4.10.a 所示信号, 处理后的结果如图 4.10.b 所示, 其中含有直流成分, 用带通滤波器 L 再对其进行滤波, 得出信号如图 4.10.c 所示。经过这一同态系统后, 相当于对信号进行了倍频。就我们的测量系统而言, 相当于进行了二细分。

综合上述考虑, 可以写出同态滤波的函数如下

```
void homomorphic_signal_processing(FILE *fp1, FILE *fp2)
{
    FILE *fp3, *fp4;
    float value[2];
    fp3=fopen("templ.dat", "wb");
    while(!feof(fp1))
    { fread(value, 4, 2, fp1);
      value[1]=fabs(value[1]);
      value[1]=log(value[1]+0.0001); /*加上 0.0001 目的是避免信号为零
      值时出了函数的定义域, 同时加上一个小量对运算影响不大*/
      fwrite(value, 4, 2, fp3);
    }
    fclose(fp3);
    fp3=fopen("templ.dat", "rb");
    fp4=fopen("temp2.dat", "wb");
    digital_filter(fp3, fp4); /*线性滤波器*/
    fclose(fp3);
    fclose(fp4);
}
```

```

fp3=fopen("temp2.dat","rb");
fp4=fopen("temp1.dat","wb");
while(!feof(fp3))
{ fread(value,4,2,fp3);
  value[1]=exp(value[1]);
  fwrite(value,4,2,fp3);
}
fclose(fp3);
fclose(fp4);
fp3=fopen("temp1.dat","rb");
digital_filter(fp3,fp2);
fclose(fp3);
}

```

### 第三节 多普勒信号丢失的其它重构方法

#### 4.3.1 丢失情况下激光多普勒信号的特点

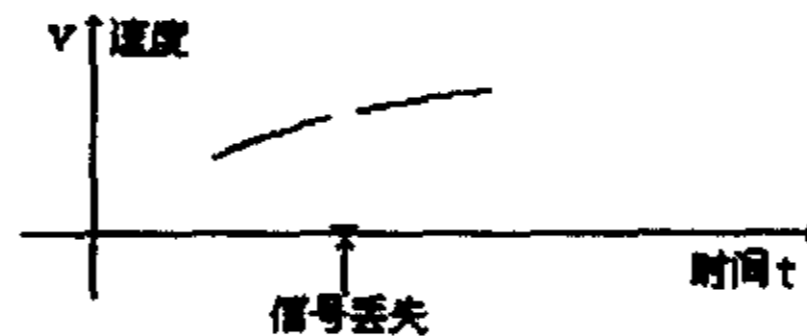


图4.14 信号丢失对应的速度情况

图 4.10. a 绘出了散射多普勒效应接收到的光电信号的丢失现象。图 4.10. a 显示的是多普勒信号的不连续情况，若我们从多普勒信号中提取运动对象的速度信息，则其对应的速度信号情况应该如图 4.14 所示。多普勒信号的丢失对应于速度信号的不连续，因此我们只要能重构出连续的速度信号，再对此速度信号积分，就可完成对信号的重构。

#### 4.3.2 速度信号的获得

不同时刻，相同时间长度的位移脉冲计数值可以反映各个时刻速度的大小，我们通过记录这一数值将速度记录下来，以备重构时使用。下面是用 C++ 编写的获得速度的函数：

```

void get_velocity(FILE *fp)

{  extern long t;           /* 时间 */
   extern int count;       /* 位移计数器 */
   extern int velocity_count; /* 速度计数器 */
   long t1=10;            /* 计数时间间隔 */
   float t2=10.0

```

```

if(t/t1==t/t2)
    {velocity_count=coun-velocity_count;
    fprintf(fp, "%ld\t%d\n", t, velocity_count);
    velocity_count=count;
    }
}

```

函数中的计数时间间隔  $t1$  可以根据需要进行调整。

#### 4.3.3 速度函数的重构

如图 4.14 所示, 速度函数在信号丢失点呈现不连续情况, 需要对这些不连续点进行重构, 我们采用最小二乘法进行曲线拟合的方法来进行。

设有一系列的点:

$$(y_1, a_1), (y_2, a_2), \dots, (y_j, a_j), \dots$$

欲将此关系拟合成一  $n$  次多项式:

$$\bar{a} = \sum_{i=0}^n A_i \bar{y}^i$$

则每一点的偏差:  $\delta_j = \sum_{i=0}^n A_i \bar{y}_j^i - \bar{a}_j$

所有点偏差的平方和:  $\delta = \sum_{j=1}^p \delta_j^2 = \sum_{j=1}^p \left( \sum_{i=0}^n A_i \bar{y}_j^i - \bar{a}_j \right)^2$

综合性质最好的拟合, 应当满足

$$\frac{\partial \delta}{\partial A_k} = 0 \quad k=0, 1, 2, \dots, n$$

即  $\sum_{j=1}^p \left( \sum_{i=0}^n A_i \bar{y}_j^i - \bar{a}_j \right) \bar{y}_j^k = 0$

$$\sum_{j=1}^p \sum_{i=0}^n A_i \bar{y}_j^{i+k} = \sum_{j=1}^p \bar{a}_j \bar{y}_j^k$$

由此可以得到  $n+1$  元一次线性方程组的第  $k$  个方程

$$\sum_{i=0}^n C_{ki} A_i = b_k \quad k=0, 1, 2, \dots, n$$

其中  $C_{ki} = \sum_{j=1}^p \bar{y}_j^{i+k}$

$$b_k = \sum_{j=1}^p \bar{a}_j \bar{y}_j^k$$

解此线性方程组就可以得到拟合多项式系数

$$A_i \quad i=0, 1, 2, \dots, n$$

下面是用 C++ 编写的建立方程的函数:

```
void get_equation(int n, int l)
{
    extern double matrix[50][50];    /* 系数矩阵 */
    extern double b[50];             /* 方程非齐次项 */
    extern float a[50];              /* 速度 */
    extern float y[50];              /* 时间 */
    int i, j, k;
    double x;
    for(i=0; i<n+1; i++)
    {
        x=0;
        for(j=1; j<l+1; j++)
            x=x+a[j]*p_equ(y[j], i);
        b[i]=x;
    }
    for(i=0; i<n+1; i++)
    {
        for(j=0; j<n+1; j++)
        {
            x=0;
            for(k=1; k<l+1; k++)
                x=x+p_equ(y[k], j+i);
            matrix[i][j]=x;
        }
    }
}
```

其中  $p\_equ(y, i)$  为求  $y$  的  $i$  次方的函数。

这样建立的方程如果直接用高斯消去法求解, 有可能因为系数差别大影响求解精度, 进而直接影响拟合精度, 因此需要对方程重新排列, 使方程呈现对角占优的状态。对方程重新排列的函数如下:

```
void max_abs(int n, int i, int *s)    /* 寻找最大值 */
{
    extern double matrix[50][50];
    int j, k;
    double x;
    x=fabs(matrix[i][i]);
    s[0]=i; s[1]=i;
    for(j=i; j<n+1; j++)
```

```

        for(k=i;k<n+1;k++)
            if(x<fabs(matrix[j][k]))
                {s[0]=j;s[1]=k;
                 x=fabs(matrix[j][k]);
                }
    }
void swap1(int n,int i,int *s,int l)           /* 行列交换 */
{
    extern double matrix[50][50];
    int j;
    double x;
    if(l==1)
        for(j=0;j<n+1;j++)
            {x=matrix[i][j];
             matrix[i][j]=matrix[s[0]][j];
             matrix[s[0]][j]=x;
            }
    else
        for(j=0;j<n+1;j++)
            {x=matrix[j][i];
             matrix[j][i]=matrix[j][s[1]];
             matrix[j][s[1]]=x;
            }
}
void swap2(double *d,int i,int *s,int l)      /* 非齐次项位置交换 */
{
    extern double b[50];
    double x;
    if(l==1)
        {x=d[i];
         b[i]=d[s[0]];
         d[s[0]]=x;
        }
    else
        {x=d[i];
         d[i]=d[s[1]];
         d[s[1]]=x;
        }
}
void arrang_equation(double *y1,int n)
{
    int i,j,k,s[2];
    for(i=0;i<n+1;i++)
        {max_abs(n,i,s);

```

```

    swap1(n, i, s, 1);
    swap2(b, i, s, 1);
    swap1(n, i, s, 2);
    swap2(y1, i, s, 2);
}
}

```

对方程重新排列后, 就可以利用高斯消去法对方程进行求解了, 求解方程的函数如下:

```

void solve_equ(int n)
{
    extern double matrix[50][50];
    extern double b[50];
    extern double c[50];          /* 方程组的根 */
    int i, j, k;
    double r[50][50], l[50][50], f1[50];
    for(i=0; i<n+1; i++)
        {for(j=i; j<n+1; j++)
            {r[i][j]=matrix[i][j];
                for(k=0; k<i; k++)
                    r[i][j]=r[i][j]-l[i][k]*r[k][j];
            }
        }
    for(j=i+1; j<n+1; j++)
        {l[j][i]=matrix[j][i]/r[i][i];
            for(k=0; k<i; k++)
                l[j][i]=l[j][i]-l[j][k]*r[k][i]/r[i][i];
        }
    }
    for(i=0; i<n+1; i++)
        {f1[i]=b[i];
            for(j=0; j<i; j++)
                f1[i]=f1[i]-l[i][j]*f1[j];
        }
    for(i=n; i>=0; i--)
        {c[i]=f1[i]/r[i][i];
            for(j=i+1; j<n+1; j++)
                c[i]=c[i]-r[i][j]*c[j]/r[i][i];
        }
}

```

有了上述种种考虑后, 利用高斯消去法解方程可以达到  $1.0 \times 10^{-16}$  的精度, 从而使曲线拟合的精度提高, 图 4.15 展示了一段曲线拟合的结果。

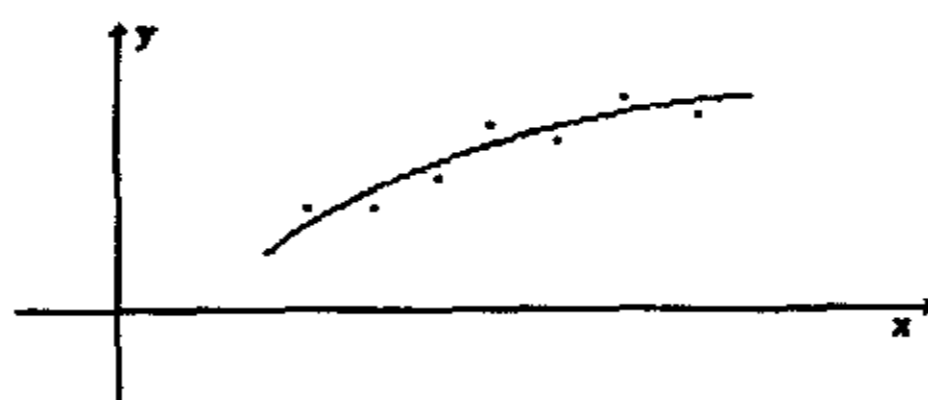


图4.15 最小二乘法曲线拟合示意图

方程组求解完后，需对方程组的解进行重新排列，使得它的顺序恢复到以前的顺序，排序采用起泡法算法，通过对标识数组  $y1$  的重新排列达到方程组解重新排列的目的，下面是重新排列的函数：

```
void rearrange(double *y1, int n)
{
    int i, j;
    double h;
    for(j=0; j<n; j++)
        for(i=0; i<n-j; i++)
            if(y1[i+1]<y1[i])
                {h=y1[i]; y1[i]=y1[i+1]; y1[i+1]=h;
                 h=c[i]; c[i]=c[i+1]; c[i+1]=h;
                }
}
```



图4.16 对起点的重构

对起点和终点的重构涉及到求解速度零点的问题，如图 4.16 所示。我们采用牛顿速降法来求解速度零点。

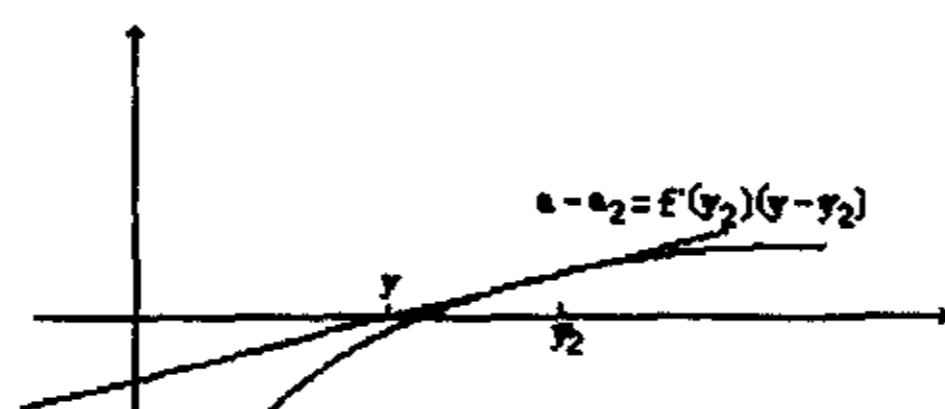


图4.17 牛顿速降法求零点示意图

如图4.17所示一函数  $a = f(y)$  在  $y = y_1$  处有零点，我们从  $y = y_2$  处开始计算，函数  $a = f(y)$  在  $y = y_2$  点的导数为  $f'(y_2)$ ，则在  $y = y_2$  点的切线为

$$a - a_2 = f'(y_2)(y - y_2)$$

因此可以求出此切线与横轴的交点

$$y = \frac{(a - a_2)}{f'(y_2)} + y_2$$

以此为新起点重新计算切线以及与横轴的交点，这样重复下去就可以无限逼近零点，这种方法就称为牛顿速降法。下面是利用牛顿速降法编写的求零点函数。

```
Double void newton_slope(double y1, int n)
{
    extern c[50];
    int i, k=0;
    double fly, fy=1;
    while((fabs(fy)>0.00001)&&(k<5000))
    {
        fly=0;
        for(i=0; i<n+1; i++)
            fly=fly+i*c[i]*p_equ(y1, i-1);
        fy=0;
        for(i=0; i<n+1; i++)
            fy=fy+c[i]*p_equ(y1, i);
        y1=y1-fy/fly;
        k=k+1;
    }
    return(y1);
}
```

重构完后，将丢失点用重构点代替，将各段速度连接起来重新计数，就可以得到位移的计数值。

## 第五章 多普勒信号的谱分析

谱分析是信号分析和信号处理中的重要概念。它一方面反映了信号本身的特征，另一方面也是分析和处理信号的重要手段。“谱”，是指信号的某些特征在频域随频率的分布，如幅度谱，相位谱，能量谱，功率谱等。由于离散傅立叶变换（DFT）的快速算法（FFT）的出现，使得信号频谱的计算变得容易实现。因此谱分析技术在现代科学的很多领域都获得了广泛的应用。

不同类型的信号，其相关函数和谱有着不同的定义方式。对于在工程实际中所遇到的物理信号，可以从不同的角度予以分类：

- (1) 确定性信号和随机信号；
- (2) 连续时间信号和离散时间信号；
- (3) 周期信号和非周期信号；

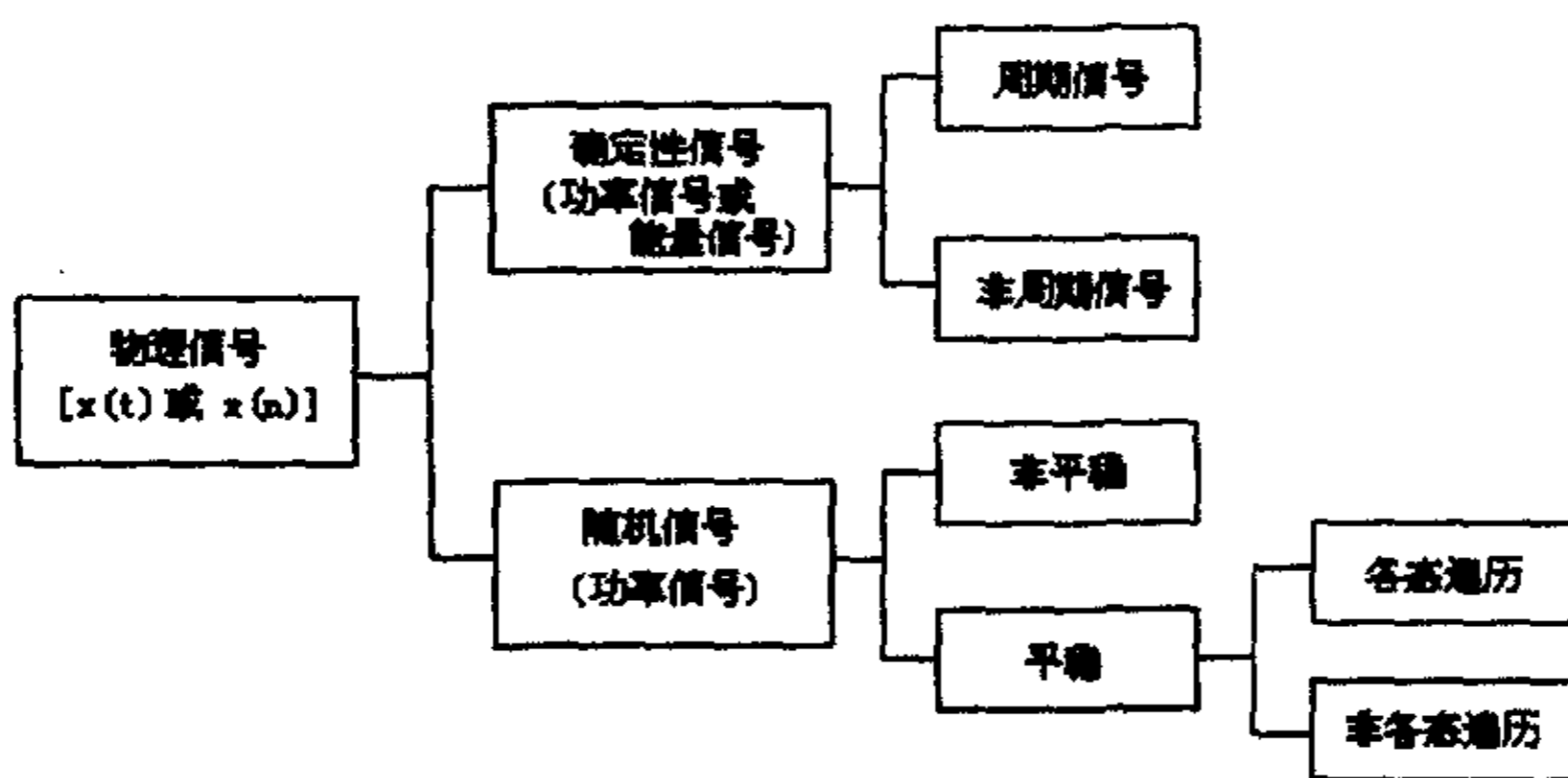


图5.1 信号的分类

### 第一节 谱分析方法<sup>[100-105]</sup>

#### 5.1.1 能量信号和功率信号

如果信号  $x(t)$  的总能量为  $E$ ，且

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^2 dt < \infty \quad (5-1)$$

则称  $x(t)$  是能量有限信号。 $x(t)$  的能量  $E$  可以理解为一个大小等于  $x(t)$  的电压（或电流）加在 1 欧姆的电阻上所消耗的能量。

如果上式不满足，也就是说信号  $x(t)$  的能量为无限大，例如  $x(t)$  为周期信号，阶跃信号，随机信号等等。这时，一般不再研究信号的能量，而是研究其平均功率。信号  $x(t)$  的平均功率  $P$  定义为

$$P = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T |x(t)|^2 dt \quad (5-2)$$

式中  $T$  是在  $x(t)$  上所截取的时间区间。若  $P$  是有限值，则称  $x(t)$  为功率有限信号，简称为功率信号。对于离散信号，上面二式的积分由求和代替，区间  $T$  由整数  $N$  代替，即

$$E = \sum_{n=-\infty}^{\infty} |x(n)|^2 \quad (5-3)$$

$$P = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N+1} \sum_{n=-N}^N |x(n)|^2 \quad (5-4)$$

### 5.1.2 随机信号的功率谱

散射体激光多普勒信号的幅度受散射面纹理调制，呈现随机变化，所以散射体激光多普勒信号是随机信号。

随机信号和确定性信号不同，它不能通过一个确切的数学公式来描述，也不能准确地予以预测。因此对随机信号一般只能在统计的意义上进行研究，这就决定了其分析和处理的方法不同于确定性信号。

平稳随机信号是工程上应用最多的一种随机信号。所谓平稳，是指其统计特性不随时间的平移而变化，即和时间原点的选取无关。

对于一平稳信号  $x(t)$ ，如果它的所有样本函数在某一固定时刻的统计特性和单一样本函数在长时间内的统计特性一致，我们则称  $x(t)$  为各态遍历信号，其意义是单一样本函数随时间变化的过程可以包括该信号所有样本函数的取值经历。这样我们就可以仿照确定性功率信号那样定义各态遍历信号的各种数学特征。

随机信号是功率信号，不满足绝对可积条件，为了求平稳随机信号的功率谱，我们可以设想随机信号  $x(t)$  截短为一个长度为  $2T$  的有限长信号  $x_{2T}(t)$ ，这样  $x_{2T}(t)$  就是绝对可积的，如果它也满足狄里赫利条件中的其它条件，则  $x_{2T}(t)$  的傅立叶变换存在，其傅立叶变换为

$$\begin{aligned} P_{2T}(j\Omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} X_{2T}(t) e^{-j\Omega t} dt \\ &= \int_{-T}^T X(t) e^{-j\Omega t} dt \end{aligned}$$

则定义信号  $x(t)$  的功率谱为

$$S(\Omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{E\{|P_{2T}(j\Omega)|^2\}}{2T} \quad (5-5)$$

是一个实偶函数，且是非负的。它和自相关函数构成一对傅立叶变换

$$\begin{aligned} S(\Omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{-j\Omega \tau} d\tau \\ R(\tau) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\Omega) e^{j\Omega \tau} d\Omega \end{aligned}$$

对于离散随机信号，关系为

$$\begin{aligned} S(e^{j\omega}) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} R(m) e^{-j\omega m} \\ R(m) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} S(e^{j\omega}) e^{j\omega m} d\omega \end{aligned} \quad (5-6)$$

## 5.1.3 自相关函数的估计

广义平稳随机信号自相关函数定义为

$$R(m) = E\{X^*(n)X(n+m)\} \quad (5-7)$$

如果  $X(n)$  是各态遍历的, 则上式的集总平均可以由单一样本  $x(n)$  的时间平均来实现

$$R(m) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N+1} \sum_{n=-N}^N x^*(n)x(n+m) \quad (5-8)$$

在实际应用中, 我们所遇到的物理信号都是因果性的, 即当  $n < 0$  时,  $x(n) = 0$ , 且  $x(n)$  是实的, 这样

$$R(m) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x(n)x(n+m) \quad (5-9)$$

如果观测值的点数  $N$  为有限值, 则求  $R(m)$  的估计值的一种方法是

$$\hat{R}(m) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_N(n)x_N(n+m) \quad (5-10)$$

由于  $x(n)$  只有  $N$  个观测值, 因此对于每一个固定的延迟  $m$  可以利用的数据只有  $N-1-|m|$  个, 且在  $0-N-1$  的范围内,

$$x_N(n) = x(n)$$

所以在实际计算时, 上式变为

$$\hat{R}(m) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1-|m|} x(n)x(n+m) \quad (5-11)$$

对应于  $N$  点数据, 自相关函数估计值的长度为  $2N-1$ 。

这样的结果可以借助第三章涉及的 FFT 来进行, 步骤是

(1) 对  $N$  点数据补  $N$  个零, 求这  $2N$  个数据的 FFT, 然后计算

$$\hat{S}_{PBR}^{2N}(k) = \frac{1}{2N} |X_{2N}(k)|^2 \quad (5-12)$$

(2) 对 (5-12) 式结果做傅立叶逆变换, 即可得自相关函数的估计值。

## 5.1.4 功率谱估计

由有限长的数据求自相关函数的估计, 要对无限长的信号序列截短。当对一个信号截短时, 就是对该数据施加了一个矩形窗口, 由此矩形窗口导致了加在自相关函数上的三角窗口, 该三角窗口影响了自相关函数估计值的估计质量。加在数据上的窗口称为数据窗口, 加在自相关函数上的窗口称为延迟窗口。这些窗函数直接影响了谱估计的质量。

为了改善谱估计的质量, 可以对自相关函数的估计值再一次用窗函数修正, 在这里我们加余弦窗

$$w(m) = \cos\left(\frac{m}{2M}\pi\right) \quad m = -M, \dots, -1, 0, 1, \dots, M \quad (5-13)$$

经过修正, 就可以利用傅立叶变换关系求出谱估计

$$\hat{S}_{BT}(e^{j\omega}) = \sum_{m=-M}^M \hat{R}(m)w(m)e^{-j\omega m}$$

$$= \sum_{m=-M}^M \hat{R}_M(m) e^{-j\omega m} \quad (5-14)$$

这可以用 FFT 来实现。式中  $\hat{R}_M(m) = \hat{R}(m)w(m)$ 。

下面是用 C++ 编写的谱分析函数 `frequency_response_analysis()`。

`void frequency_response_analysis(float *value1)/*value1 为要处理的数组  
指针*/`

```
{
    int i;
    float value2[4096], w;
    w=3.1415926;
    for(i=0; i<2048; i++)
    {
        value2[i]=0;
    }
    for(i=2048; i<4096; i++)
    {
        value1[i]=0;
        value2[i]=0;
    }
    transformation(value1, value2, 4096, 12);
    for(i=0; i<4096; i++)
    {
        value1[i]=(value1[i]*value1[i]+value2[i]*value2[i])/4096.0;
        value2[i]=0;
    }
    retransformation(value1, value2, 4096, 12);
    for(i=0; i<512; i++)
    {
        value1[i]=value1[i]*cos(w*i/1024.0);
        value2[i]=0;
    }
    for(i=512; i<1024; i++)
    {
        value1[i]=value1[3072+i]*cos(w*(i-1024)/1024.0);
        value2[i]=0;
    }
    transformation(value1, value2, 1024, 10);
}
```

## 第二节 多普勒信号的谱分析结果

利用谱分析方法对实验中的多普勒信号进行分析，可以发现实验中存在的问题，找到解决的办法。在距离为 100 米的位移测量实验中，我们发现多普勒信号有了畸变，不再是正弦波形，这是由于在 100 米处光束直径达到 4 厘米，使得不同方向的光形成多个频率，在两束光线中心相距为 4 厘米时，测量得到的多普勒信号的谱分析结果列于表 5.1 中，如图 5.2 所示。

表 5.1 以及下面的表 5.2、表 5.3、表 5.4 中的频率值应该是  $n \times \Delta f$ ，这里  $\Delta f = \frac{7500}{512}$  Hz，采用 1024 点分析，512 点对应于 7.5kHz。

图 5.3 显示的是距离为 5 米时多普勒信号的功率谱，数据列于表 5.2 中，距离为 5 米时光束直径很小，因此多普勒频率的频带很窄，功率谱上呈现一个窄带有三个原因，其一是由于运动速度有变化，使得多普勒频率随之变化，其二是由于这种谱分析方法有一定的分辨带宽，其三是由于光束直径不为零。从两个结果的比较可以看出，光束直径变大对多普勒信号影响很大，最直接的后果就是使测量精度降低。针对这种问题，在测量距离为 100 米时我们加大两束光之间的距离，这样可以改善多普勒信号，使多频率现象减弱，在两束光线中心距离为 6 厘米时，测量得到多普勒信号的谱分析结果列于表 5.3 中，如图 5.4 所示。

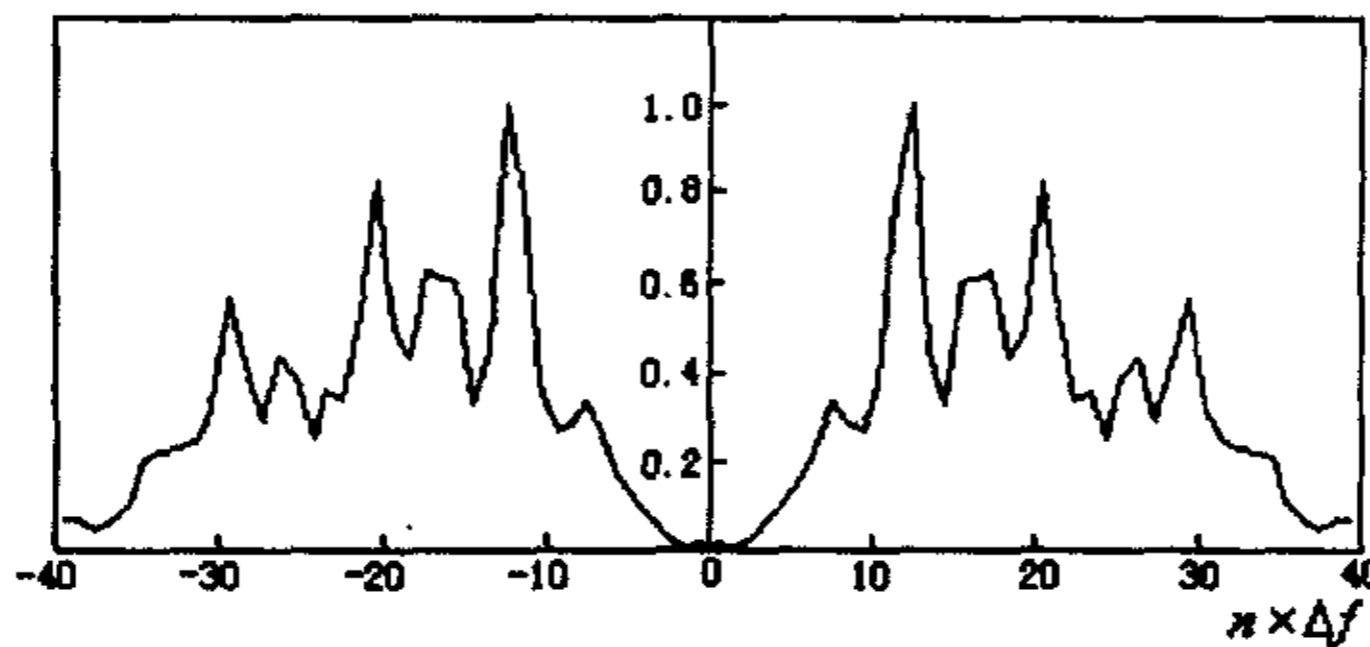


图5.2 多普勒信号的功率谱

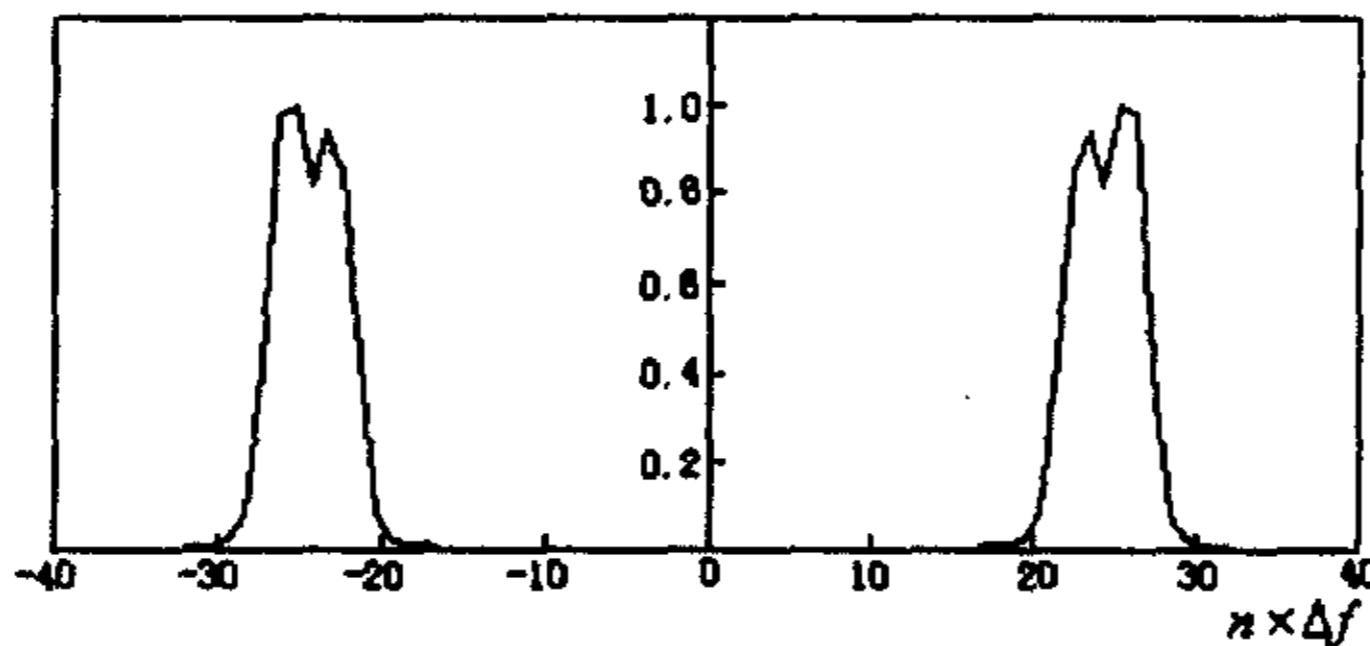


图5.3 测量距离5米时多普勒信号的功率谱

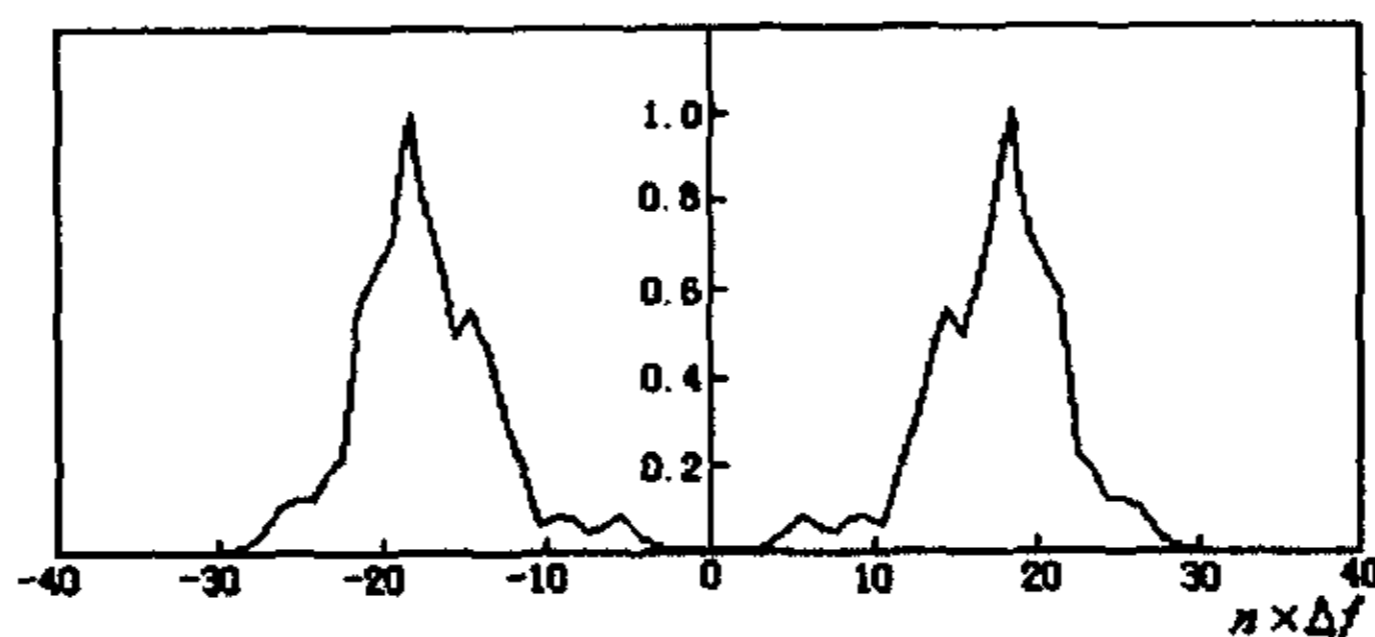


图5.4 测量距离100米时多普勒信号的功率谱

表 5.1 多普勒信号的功率谱  
(测量距离 100m, 光束直径 4cm, 光束中心距离 4cm)

n	功率谱	n	功率谱	n	功率谱	n	功率谱
1	0.02	11	0.37	21	0.83	31	0.32
2	0.01	12	0.79	22	0.53	32	0.24
3	0.03	13	1.00	23	0.34	33	0.23
4	0.07	14	0.45	24	0.36	34	0.22
5	0.11	15	0.33	25	0.25	35	0.21
6	0.16	16	0.60	26	0.39	36	0.11
7	0.22	17	0.61	27	0.43	37	0.07
8	0.34	18	0.62	28	0.29	38	0.05
9	0.29	19	0.43	29	0.42	39	0.07
10	0.27	20	0.49	30	0.56	40	0.07

表 5.2 多普勒信号的功率谱  
(测量距离 5m, 光束直径 2mm, 光束中心距离 4cm)

n	功率谱	n	功率谱	n	功率谱	n	功率谱
1	0.00	11	0.00	21	0.09	31	0.01
2	0.00	12	0.00	22	0.43	32	0.01
3	0.00	13	0.00	23	0.85	33	0.00
4	0.00	14	0.00	24	0.94	34	0.00
5	0.00	15	0.00	25	0.82	35	0.00
6	0.00	16	0.00	26	1.00	36	0.00
7	0.00	17	0.00	27	0.98	37	0.00
8	0.00	18	0.02	28	0.41	38	0.00
9	0.00	19	0.02	29	0.08	39	0.00
10	0.00	20	0.03	30	0.03	40	0.00

表 5.3 多普勒信号的功率谱  
(测量距离 100m, 光束直径 4cm, 光束中心距离 6cm)

n	功率谱	n	功率谱	n	功率谱	n	功率谱
1	0.01	11	0.06	21	0.65	31	0.00
2	0.01	12	0.18	22	0.58	32	0.00
3	0.01	13	0.30	23	0.22	33	0.00
4	0.02	14	0.45	24	0.18	34	0.00
5	0.05	15	0.55	25	0.12	35	0.00
6	0.09	16	0.49	26	0.12	36	0.00
7	0.06	17	0.62	27	0.10	37	0.00
8	0.05	18	0.78	28	0.05	38	0.00
9	0.08	19	1.00	29	0.02	39	0.00
10	0.09	20	0.73	30	0.01	40	0.00

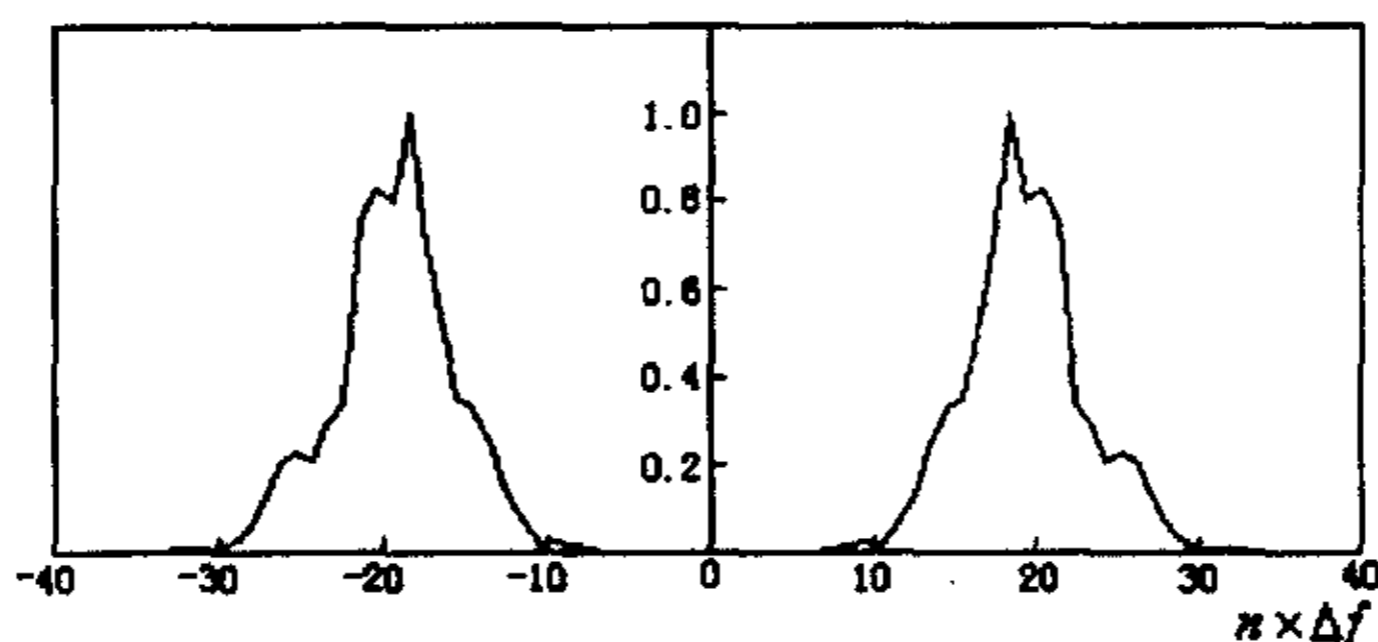


图5.5 测量距离100米时多普勒信号经数字滤波后的功率谱

表 5.4 多普勒信号的功率谱  
(表 5.3 信号经数字滤波器处理后)

n	功率谱	n	功率谱	n	功率谱	n	功率谱
1	0.00	11	0.02	21	0.83	31	0.01
2	0.00	12	0.07	22	0.76	32	0.01
3	0.00	13	0.13	23	0.34	33	0.01
4	0.00	14	0.25	24	0.29	34	0.00
5	0.00	15	0.33	25	0.21	35	0.00
6	0.01	16	0.35	26	0.23	36	0.00
7	0.00	17	0.50	27	0.20	37	0.00
8	0.01	18	0.70	28	0.11	38	0.00
9	0.02	19	1.00	29	0.05	39	0.00
10	0.03	20	0.80	30	0.02	40	0.00

图 5.4 所示的功率谱相对于图 5.2 来说有很大改善, 但是与图 5.3 相比多频率现象比较严重, 可以通过数字滤波对多频率现象进行抑制。在这里, 对数字滤波器的选择需要有特殊的考虑, 因为多普勒频率随速度变化, 所以不能采用带通滤波器。我们采用的数字滤波器的频率特性解析式如下, 其频率特性图如图 5.6, 图 5.7, 图 5.8 所示。

$$H(e^{j\omega}) = e^{-j\frac{N-1}{2}\omega} - \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{N-1} e^{-j\omega m}$$

$$= \frac{N(e^{-j\frac{N-1}{2}\omega} - e^{-j\frac{N+1}{2}\omega}) + e^{-j\omega N} - 1}{N(1 - e^{-j\omega})} \quad (5-16)$$

它的幅频特性为

$$|H(e^{j\omega})| = \frac{\{[N(\cos \frac{N-1}{2}\omega - \cos \frac{N+1}{2}\omega) + \cos \omega N - 1]^2 + [N(\sin \frac{N-1}{2}\omega - \sin \frac{N+1}{2}\omega) + \sin \omega N]^2\}}{N(2 - 2\cos \omega)^{1/2}}$$

相频特性为

$$\angle H(e^{j\omega}) = \text{tg}^{-1} \frac{N(\sin \frac{N+1}{2}\omega - \sin \frac{N-1}{2}\omega) - \sin \omega N}{N(\cos \frac{N-1}{2}\omega - \cos \frac{N+1}{2}\omega) + \cos \omega N - 1} - \text{tg}^{-1} \frac{\sin \omega}{1 - \cos \omega}$$

它的脉冲响应为

$$h(n) = \begin{cases} -\frac{1}{N} & 0 \leq n \leq N-1 \quad n \neq \frac{N-1}{2} \\ \frac{N-1}{N} & n = \frac{N-1}{2} \\ 0 & n = \text{其他} \end{cases} \quad (5-17)$$

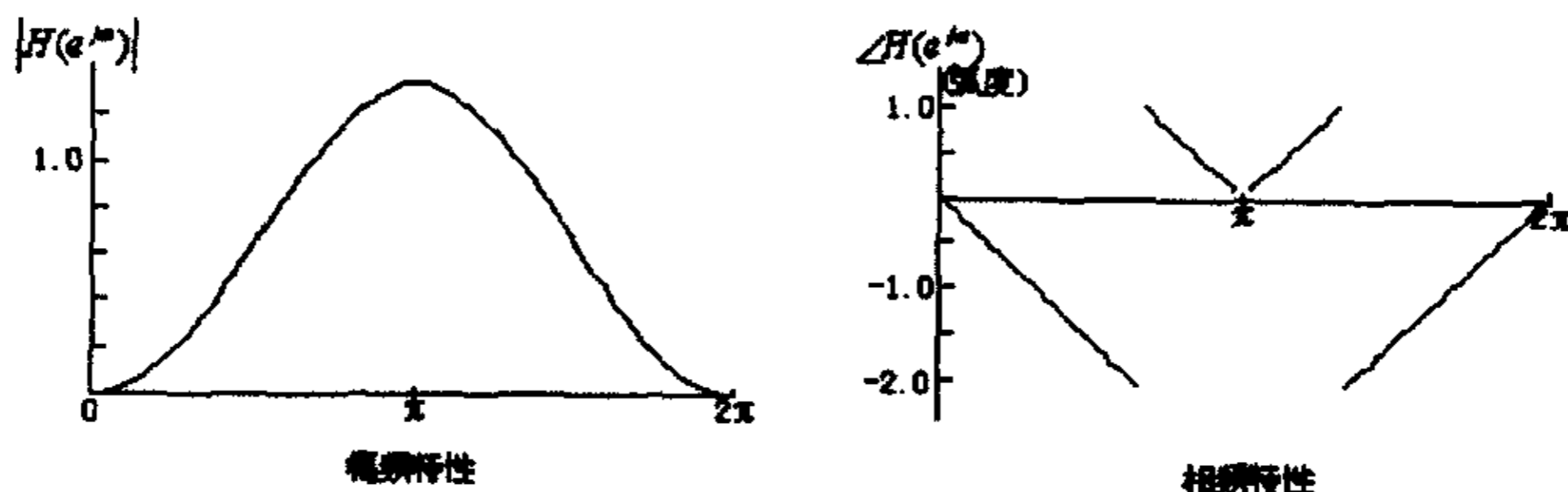


图 5.6  $N=3$  时的频率特性

在作信号处理时，我们取  $N=3$ 。经过这个数字滤波器的处理，对多频率现象有一定抑制，多普勒信号有一些改善，处理后多普勒信号的功率谱列于表 5.4 中，如图 5.5 所示。

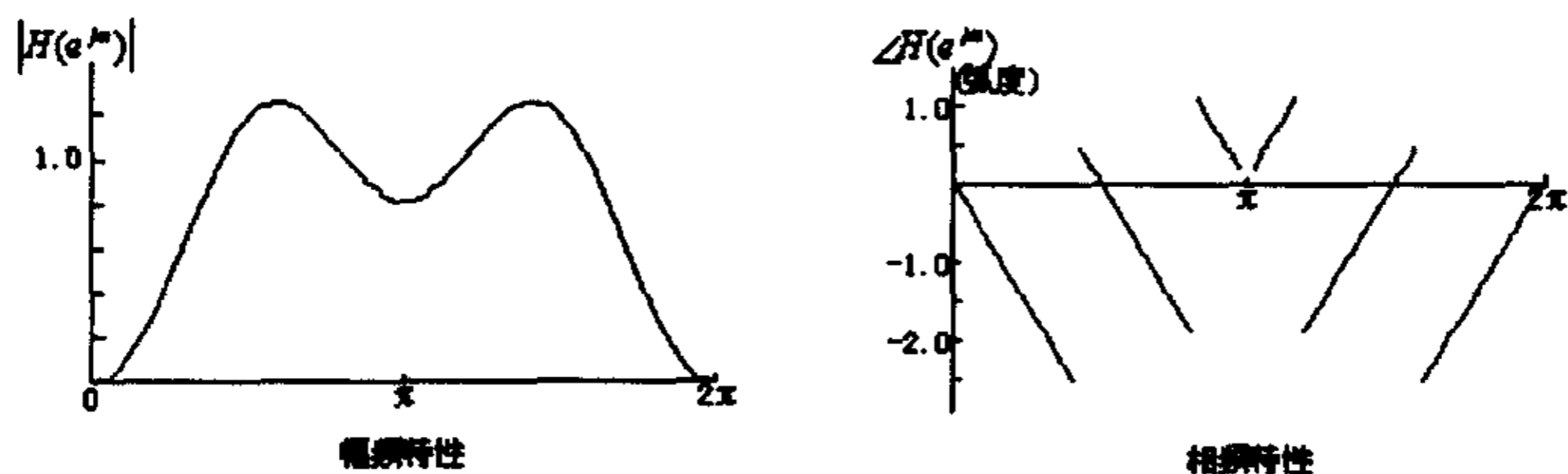


图5.7  $N=5$ 时的频率特性

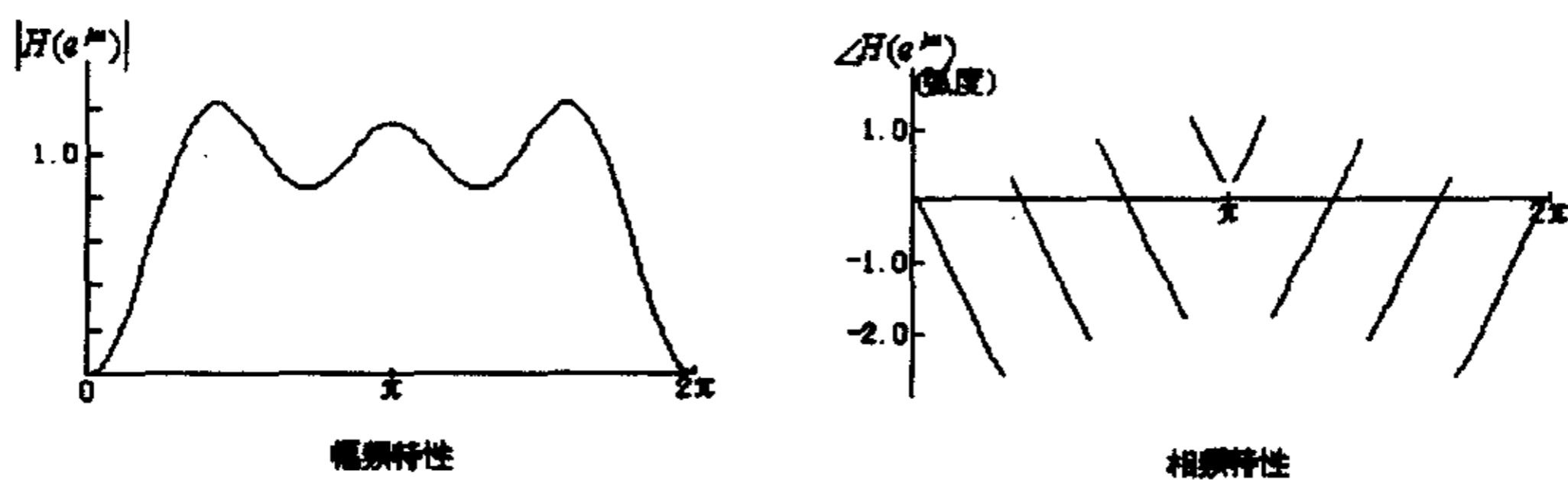


图5.8  $N=7$ 时的频率特性

## 第六章 数字信号处理的有限字长效应

数字信号处理既可以用专用数字硬件系统实现，也可以用通用计算机软件实现。在两种情况下，都要求以有限位数来表示信号数据和系统参数，从而使它们的精度受到了固有限制。

由有限字长引起的误差有三个主要来源，它们是

- (1) 由于模数转换器只有有限位数，使量化后的输入序列只能取有限数目的离散电平。
- (2) 用有限位数表示数字信号处理系统参数而产生的不准确性。
- (3) 运算过程中为限制位数扩展而进行舍入或截尾，以及为防止溢出而压缩信号电平所产生的累积误差。

### 第一节 数的表示方式

系统的字长效应与数的表示方式有密切关系。数的表示方式主要包括：小数点位置的处理方式，负数的表示方法，以及限制运算数据位数的方式。

通用数字计算机和专用数字处理机一般采用二进制表示法，它用一个二进制序列来表示一个数，并用小数点把一个数的整数部分和小数部分隔开。在进行运算时，必须按一定方式确定小数点的位置。针对小数点位置的处理方式，有两种数的表示方式：定点表示法和浮点表示法。此外，为了适当简化浮点系统的结构，提出了成组浮点表示法，它是一种特殊的浮点法，在数字信号处理系统中已获得了较广泛的应用。

在数字系统中，随着负数的表示方式不同有不同的数的表示法。目前有三种最通行的定点负数表示：原码、补码和反码。对于浮点负数，通常是把它的位数表示成为带符号的定点小数，而浮点数的符号由其尾数的符号位来确定。当然，带符号的尾数仍可采用原码、补码和反码表示。

假设系统采用  $b$  位（不包括符号位），则数据的量化间隔（即分层间隔）为

$$\Delta = 2^{-b}$$

当用有限位数长来逼近实际数据时将引入误差，这种误差与所采用的量化逼近方式有关。最常用的量化逼近方式是舍入和截尾。

当作截尾处理时，是直接数据中超过  $b$  位有效位的位数丢弃。当作舍入处理时，也是把  $b$  位有效位之后的位舍弃，但是它所保留下的第  $b$  位数码取决于原数据的第  $b+1$  位数码，如第  $b+1$  位数码是 0，则第  $b$  位不变，反之则加 1。

我们的数字信号处理系统，采用通用计算机，用软件实现数字信号处理。用通用计算机，相对来讲数据位数较长，精度较高，因此整个数字信号处理系统的误差来源主要是 A/D 转换器。我们选用的 A/D 转换器，数的表示方式采用定点表示法，负数表示采用补码。在这一章我们主要考虑由 A/D 转换器引入的误差。

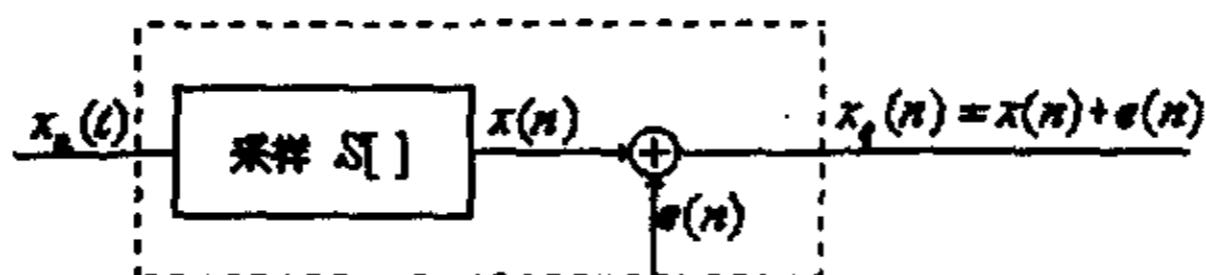
第二节 输入数据的量化误差分析<sup>[88-90,106]</sup>

图6.1 模数转换器的统计模型

模数转换的量化效应可以利用统计模型进行分析，图 6.1 给出了 A/D 转换器的统计模型，它把实际 A/D 转换器看成是一个具有加性内部噪声源  $e(n)$  的线性系统，这时量化采样可以表示为

$$x_q(n) = Q[x(n)] = x(n) + e(n) \quad (6-1)$$

式中， $e(n)$  是量化误差，对于舍入情况，如取量化间隔

$$q = 2^{-b}$$

则有

$$-\frac{q}{2} < e(n) \leq \frac{q}{2} \quad (6-2)$$

为了建立统计模型并简化分析，需要对量化误差的统计特性作出合理的假设。通常采用下列假设：

- (1) 误差序列  $\{e(n)\}$  与输入序列  $\{x(n)\}$  不相关；
- (2) 误差序列各采样之间不相关，是白噪声过程；
- (3) 误差序列是平稳随机过程的一个实现；
- (4) 误差过程的概率分布在其取值范围内是均匀的。

有些情况并不符合这些假定，例如当输入是阶跃函数时，上述假定不成立。但是实验验证和计算机模拟证明，只要信号波形足够复杂，它以某种不可预测的方式快速起伏，且量化间隔足够小，上述假定是成立的。因为随着信号的复杂化，信号与误差之间以及误差采样之间的相关大为减弱，如进一步减小量化间隔，以致在一个采样周期内信号幅度已经历了若干量化间隔，这将使相关程度更加减弱。经验表明，在模数转换不少于 8 位时，对于大多数情况上述统计假定是十分满意的。

图 6.2 绘出了舍入和补码截尾时的量化误差概率密度函数，其中假定误差与信号是相互独立的。对于舍入情况，量化噪声的平均值和方差分别为

$$\text{平均值} = M_e = 0$$

$$\text{方差} = \sigma_e^2 = \frac{q^2}{12} = \frac{2^{-2b}}{12} \quad (6-3)$$

对于补码截尾，则分别为

$$\text{平均值} = M_e = -\frac{2^{-b}}{2}$$



图 2 量化误差的概率密度函数

$$\text{方差} = \sigma_e^2 = \frac{2^{-2b}}{12} \quad (6-4)$$

对于舍入和补码截尾都假设置化误差的自协方差序列为

$$Y_{ee}(n) = \sigma_e^2 \delta(n) \quad (6-5)$$

在对模拟采样信号作数字处理时，通常把量化误差看成是加性噪声序列，这时利用功率信噪比作为信号对噪声的相对强度的度量是适宜的。

我们采用的 A/D 转换器采用补码表示，所以功率信噪比为

$$\frac{\sigma_x^2}{\sigma_e^2} = \frac{\sigma_x^2}{\frac{2^{-2b}}{12}} = (12 \times 2^{2b}) \sigma_x^2 \quad (6-6)$$

当按分贝表示时，有

$$\text{信噪比} = \frac{S}{N} = 10 \lg \left( \frac{\sigma_x^2}{\sigma_e^2} \right) = 6.02b + 10.79 + 10 \lg(\sigma_x^2) \quad (6-7)$$

可见每当字长增加 1 位，S/N 约增加 6 分贝。

当输入信号幅度超过 A/D 转换器的动态范围时，必须压缩输入信号幅度，因而待量化的信号是  $ax(n)$  ( $0 < a < 1$ ) 而不是  $x(n)$ ，因为  $ax(n)$  的方差是  $a^2 \sigma_x^2$ ，所以

$$\frac{S}{N} = 10 \lg \left( \frac{a^2 \sigma_x^2}{\sigma_e^2} \right) = 6.02b + 10.79 + 10 \lg(\sigma_x^2) + 20 \lg(a) \quad (6-8)$$

从式 (6-7) 与式 (6-8) 可见，压缩信号幅度将使信噪比受到损失。

散射体激光多普勒信号本身可以看成是随机过程，它的概率密度分布的峰值处在零幅度处，幅度增加时概率密度迅速减小。因此，一个给定信号采样的绝对值超过均方根值 3 到 4 倍的出现概率很低。对于这种信号，只要令

$$a = \frac{1}{4\sigma_x} \quad (6-9)$$

则输入信号幅度超过 A/D 转换器量化范围的概率是极低的。在这种情况下，从式 (6-8) 得到

$$\frac{S}{N} = 6.02b - 1.25 \quad (6-10)$$

我们采用的 A/D 转换器的位数  $b=12$  位，按 (6-10) 式计算，A/D 转换器的输出信噪比=70 分贝，这个信噪比与输入信号的信噪比相比要高的多。因此由 A/D 转换器引入的噪声可以忽略。

A/D 转换器的输入信号本身常常含有输入噪声，因此采用大的 A/D 转换器位数也许并不能改善量化信噪比，在选择位数时应考虑到这一点。否则盲目提高  $b$  值只能提高表示输入噪声的精度。

## 第七章 实验结果和误差分析

### 第一节 切向位移测量的差动光路结构

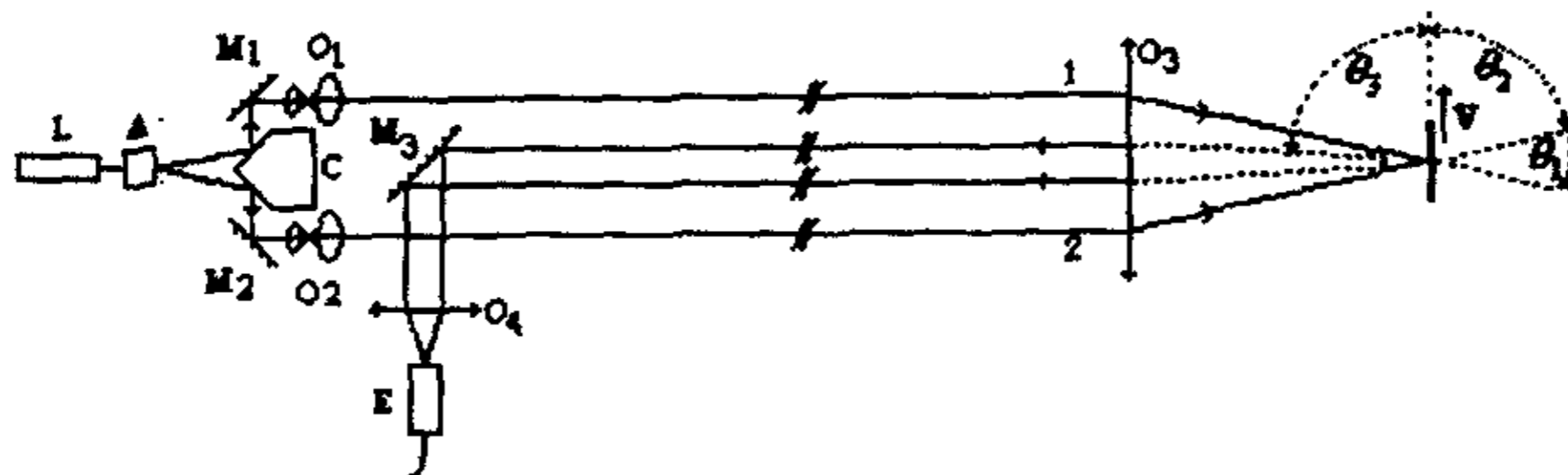


图7.1 测量系统的光路结构图

测量系统原理图如图 7.1，采用差动多普勒系统。激光由激光器 L 发出，经声光晶体 A 进行分光并调制，得到两束频率相差 40MHz 的光，再经五角棱镜 C，两反射镜 M1、M2，准直透镜组 O1、O2，经透镜 O3 聚焦于散射面，散射光再经 O3 收集，穿过 O3 后散射光变为平行光，再经 M3 反射，用 O4 聚焦到光电接收器，由光电接收器 E 接收。散射面以速度 V 运动，光束 1 和光束 2 与速度 V 的夹角分别为  $\theta_1$ 、 $\theta_2$ ，散射光与速度 V 的夹角为  $\theta_3$ ，激光的频率为  $f_0$ 。在第二章第二节我们曾得出结论，若不计光束直径变大带来的影响，此时光电接收器输出信号频率为

$$f = f_0 + \Delta f$$

$$\Delta f = \frac{f_0 V}{c} (\cos \theta_2 - \cos \theta_1) \quad (7-1)$$

$\Delta f$ 即为差动多普勒系统的多普勒频移，与  $\theta_3$ 角无关。

在光束直径变大情况下，由第二章第二节的理论分析和第五章实验数据的谱分析结果我们知道，此时会出现多个多普勒频率，将使位移测量的误差变大，不过我们可以利用第二章和第五章的结论调整光路，减小测量误差。

进一步利用三角变换可以得到

$$\Delta f = \frac{2f_0 V_{\perp}}{c} \sin \frac{\theta_1 - \theta_2}{2} = \frac{2f_0 V_{\perp}}{c} \sin \frac{\theta}{2} \quad (7-2)$$

其中  $V_{\perp} = V \sin \frac{\theta_1 + \theta_2}{2}$  是速度在两光束夹角平分线垂线上的投影。

我们测量的位移

$$s = \int_0^t V_{\perp} dt = \int_0^t \frac{c \Delta f}{2f_0 \sin \frac{\theta}{2}} dt = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \int_0^t \Delta f dt \quad (7-3)$$

通过对信号解调，对波形整形，细分，计数，就可以实现对位移的测量。

## 第二节 信号处理

### 7.2.1 模拟信号处理

在远距离测量时，光电接收器的输出信号十分微弱，有时甚至被噪声淹没，这对信号处理提出很高要求。我们采用自制的锁相放大器解决这一问题。如图 7.2 所示。锁相放大器的参考信号取自声光调制电源的 40M 信号。锁相放大器输出信号的频率为

$$\Delta f = \frac{2f_0 V_{\perp}}{c} \sin \frac{\theta}{2}$$

经过锁相放大器去掉了 40M 载频。利用这一信号就可以进行位移测量

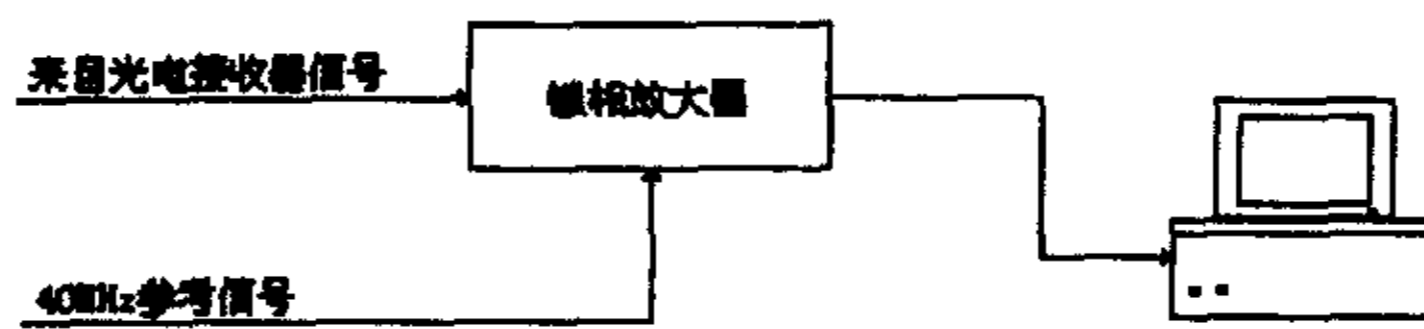


图7.2 信号处理系统图

### 7.2.2 数字滤波和同态滤波

锁相放大器的输出经采样输入到计算机中。锁相放大器和采样板间的连接采用双绞线，这样可以抑制电磁干扰。

输入的数字信号首先采用数字滤波器滤掉高频噪声，然后用第四章设计的同态系统进行同态滤波，对丢失信号进行重构。如图 7.3 所示。



图7.3 数字信号处理系统图

### 7.2.3 波形的细分和计数

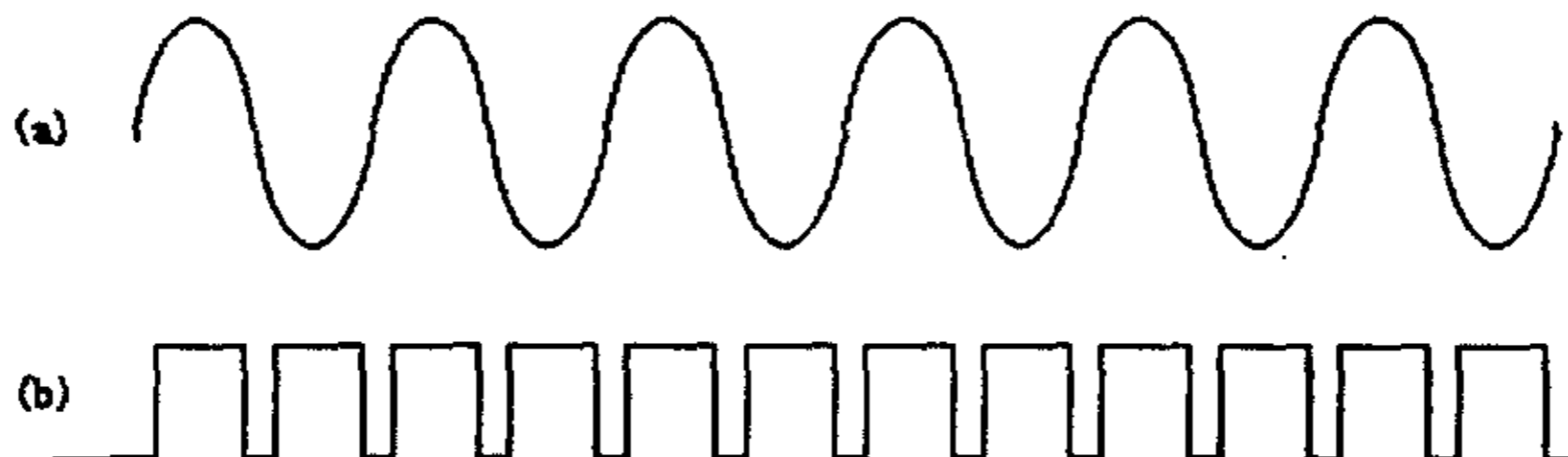


图7.4 波形、细分和计数

在第四章讨论同态滤波系统的设计时，我们曾谈到我们设计的同态系统在对丢失信号重构的同时实现了波形的二细分。在此基础上我们再进行一次二细分。

如图 7.4 所示。图 7.4a 所示是同态滤波后的输出波形。图 7.4. b 所示的是整形细分后的波形。在此基础上就可以进行计数了。下面是用 C++ 编写的整形、细分和计数的函数

```
void counting(float x)    /* x 是输入波形 */
{
    extern int label[2];
    extern int *coun;    /* 计数器 */
    int j1, j5;
    if(x<0.5)
    {
        if(j3<=-0.5)
            {j5=-2;}
        else
            {j5=0;}
    }
    else
        {j5=2;}
    label[0]=label[1];
    label[1]=j5;
    j1=(label[0]+label[1])/2;
    if(j1!=label[1])
    {
        if(j1<label[1])
        {
            if(j1<=0)
                {*coun=*coun+1;}
        }
        else
        {
            if(j1>=0)
                {*coun=*coun+1;}
        }
    }
}
}
```

#### 7.2.4 测量系统的标定

在 50m 和 100m 距离进行横向位移测量时，光束直径变大，无法按多普勒频率公式计算当量。为此我们在正式测量之前进行一次标定测量。

标定过程是这样的：

(1) 对测量显微镜的千分尺进行一次全程测量，将测量显微镜千分尺的示数和脉冲计数值同时记录下来。

(2) 利用最小二乘法对脉冲计数值和测量显微镜千分尺示数间的函数关系进行拟合，得到一条直线

$$y = ax$$

$y$ 是位移， $x$ 是脉冲计数值

(3) 在进行正式测量时，测量中得到脉冲计数值后，将脉冲计数值代入这个关系就可以得到位移测量结果

### 第三节 实验结果及误差分析

#### 7.3.1 距离 50m 时的两组测量结果

在距离 50m 时取两组测量结果列表，每组 3 次。一组测量是在同一天进行的。采用复印纸作为散射体。采用 QJH-T1800 型单模 He-Ne 激光器，输出功率 15mW。

第 1 组的测量数据和误差曲线如下：

表 7.1 散射体横向位移的测量数据 (mm) (测量距离 50m)  
(第 1 组第 1 次测量结果)

测量值	比对值	误差	测量值	比对值	误差
5.136	5.110	0.026	30.075	30.100	-0.025
10.080	10.130	-0.050	35.088	35.060	0.028
15.038	15.130	-0.092	40.286	40.150	0.136
20.030	20.120	-0.090	45.366	45.180	0.186
24.891	25.080	-0.189	50.400	50.130	0.270

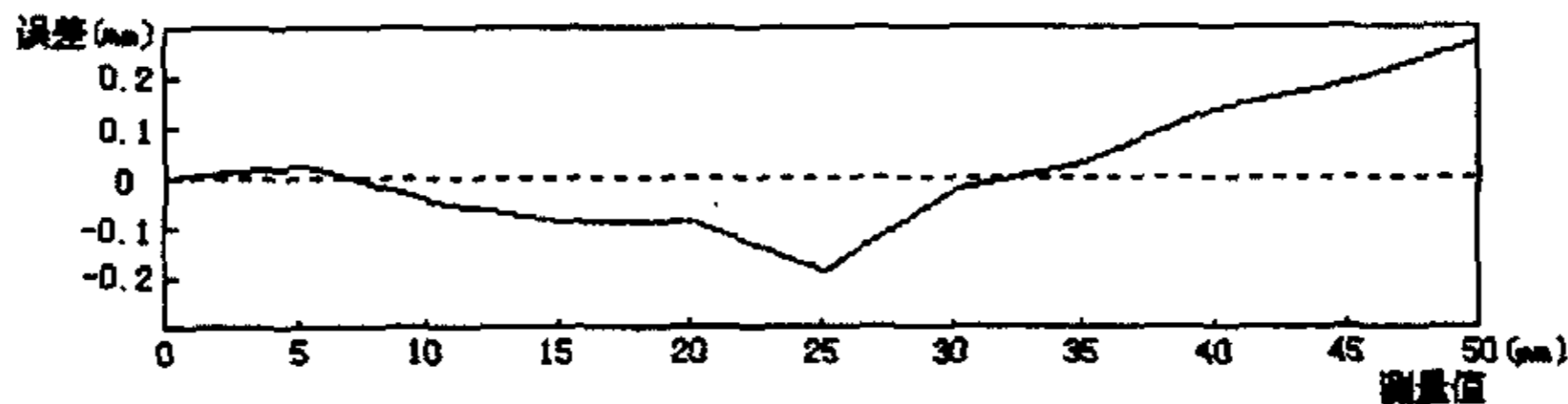


图7.5 距离50m第1组第1次测量误差曲线

表 7.2 散射体横向位移的测量数据 (mm) (测量距离 50m)  
(第 1 组第 2 次测量结果)

测量值	比对值	误差	测量值	比对值	误差
5.012	5.090	-0.078	30.480	30.100	0.380
10.092	10.060	0.032	35.362	35.010	0.352
15.152	15.080	0.072	40.609	40.120	0.489
20.108	20.050	0.058	45.591	45.070	0.521
25.463	25.060	0.403	50.531	50.030	0.501

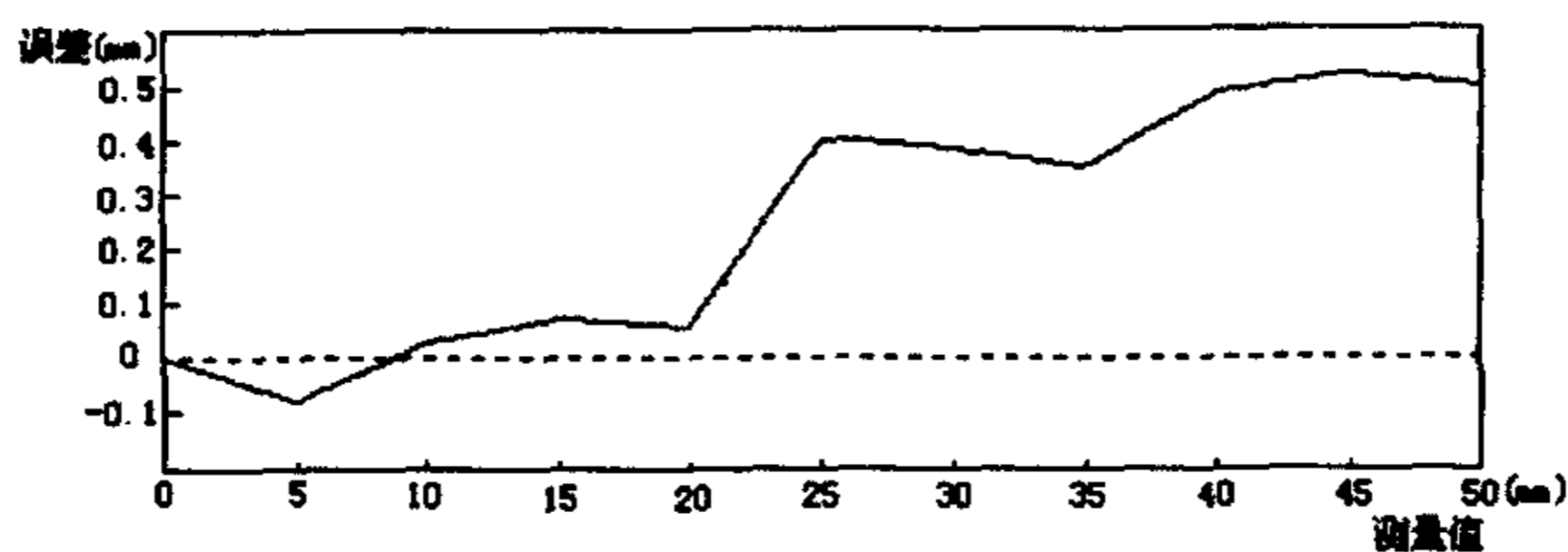


图7.6 距离50m第1组第2次测量误差曲线

表 7.3 散射体横向位移的测量数据 (mm) (测量距离 50m)  
(第1组第3次测量结果)

测量值	比对值	误差	测量值	比对值	误差
5.060	5.120	-0.060	30.048	30.130	-0.082
10.027	10.080	-0.053	34.958	35.090	-0.132
15.084	15.130	-0.046	40.039	40.130	-0.091
20.106	20.120	-0.014	45.090	45.100	-0.010
25.070	25.100	-0.030	50.159	50.110	0.049

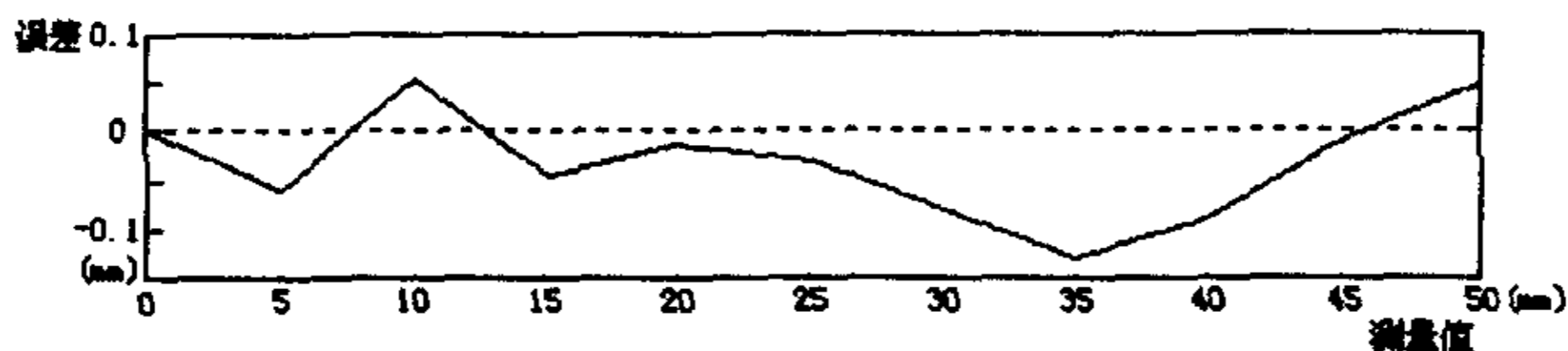


图7.7 距离50m第1组第3次测量误差曲线

第2组的测量数据和误差曲线如下：

表 6.4 散射体横向位移的测量数据 (mm) (测量距离 50m)  
(第2组第1次测量结果)

测量值	比对值	误差	测量值	比对值	误差
5.174	5.230	-0.056	30.600	30.230	0.370
10.240	10.200	0.040	35.336	35.110	0.226
15.209	15.130	0.079	40.414	40.170	0.244
20.434	20.190	0.244	45.376	45.140	0.236
25.565	25.150	0.415	50.348	50.130	0.218

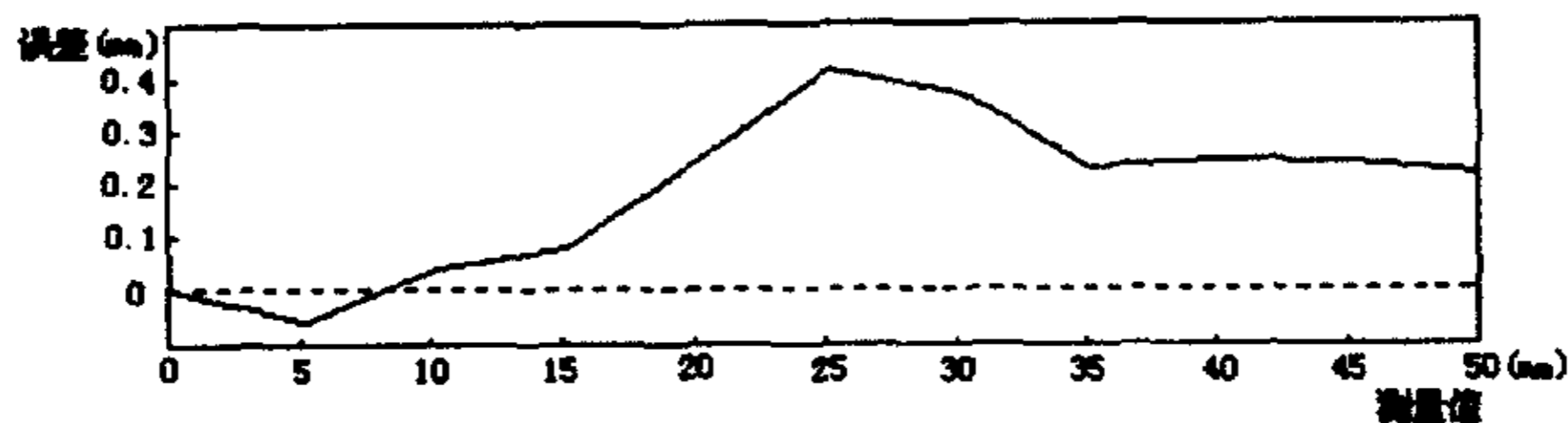


图7.8 距离50m第2组第1次测量误差曲线

表 7.5 散射体横向位移的测量数据 (mm) (测量距离 50m)  
(第2组第2次测量结果)

测量值	比对值	误差	测量值	比对值	误差
5.163	5.200	-0.037	30.413	30.100	0.313
10.192	10.180	0.012	35.367	35.150	0.217
15.320	15.120	0.200	40.351	40.150	0.201
20.395	20.160	0.235	45.298	45.120	0.178
25.643	25.150	0.493	50.401	50.090	0.311

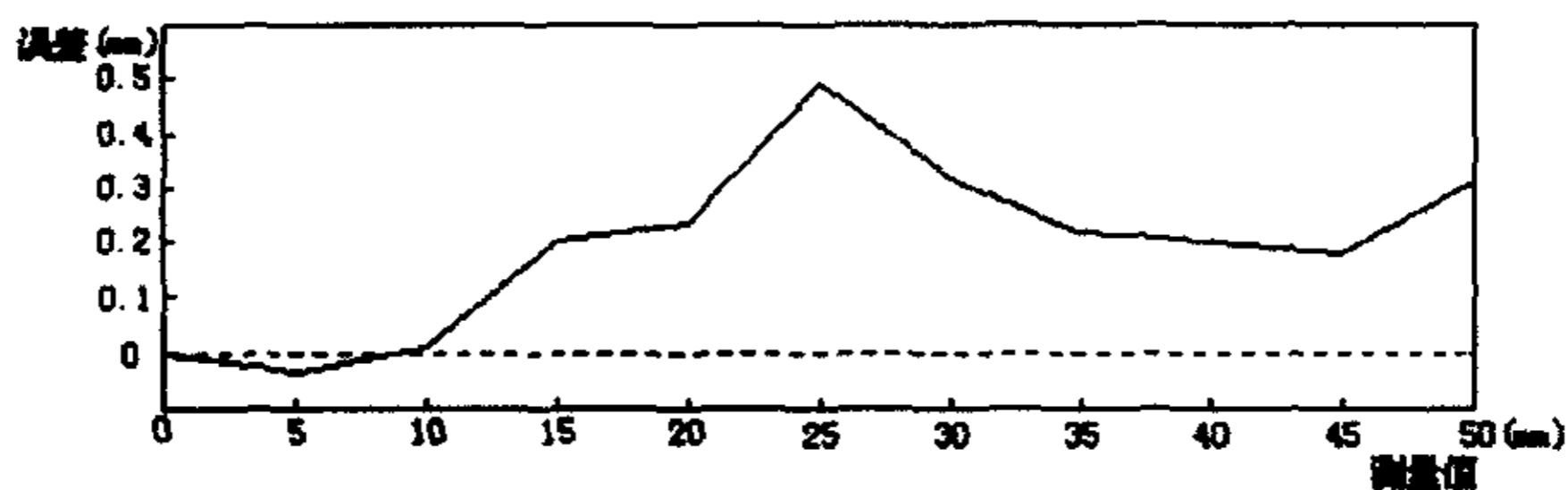


图7.9 距离50m第2组第2次测量误差曲线

表 7.6 散射体横向位移的测量数据 (mm) (测量距离 50m)  
(第2组第3次测量结果)

测量值	比对值	误差	测量值	比对值	误差
4.978	5.200	-0.222	30.170	30.160	0.010
9.861	10.080	-0.219	35.236	35.170	0.066
15.053	15.140	-0.087	39.963	40.150	-0.187
20.139	20.180	-0.041	45.042	45.120	-0.078
25.184	25.160	0.024	50.174	50.000	0.174

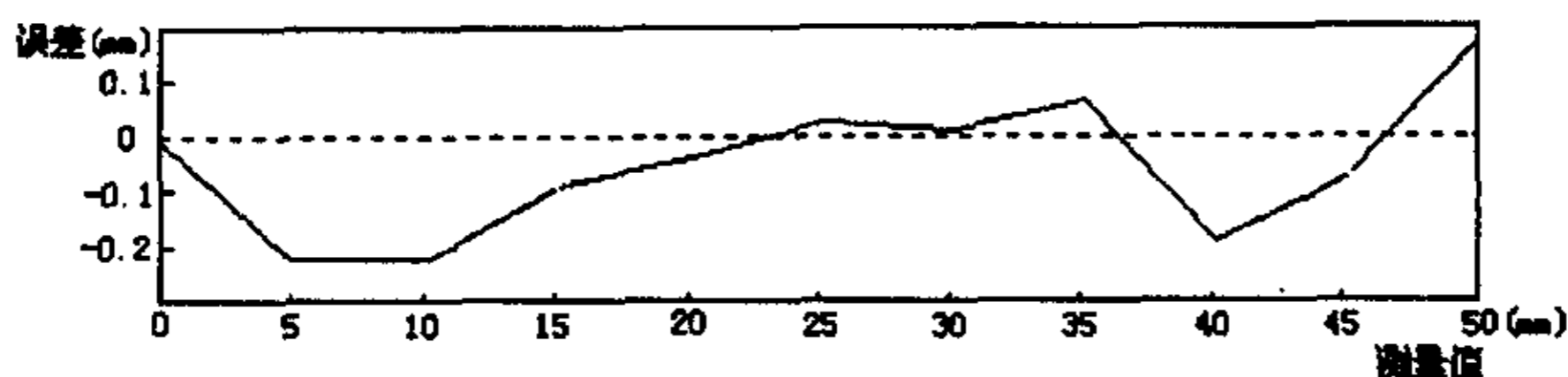


图7.10 距离50m第2组第3次测量误差曲线

从两组距离 50m 的测量结果来看，在每组内部，各次测量结果误差不同，测量误差最小 约为±0.3%，最大约为±1%，且误差小时基本呈对称分布，误差大时偏向一个方向。从这个结果来看，误差应该由两类因素引起：一是小时间尺度变化因素，所说的小时间尺度是相对于测量时间而言时间比较短，呈现瞬时变化，变化特点是纯随机量，这种变化在两组测量结果中的小误差情况是显著因素，具体表现可能是光路结构受外界干扰产生的快速随机振动，引起两光束间的距离等参数发生变化，因此影响测量结果；二是大时间尺度变化因素，这里的大时间尺度也是相对于测量时间来说时间比较长，呈现缓慢变化，具体表现可能是光路结构在平衡点周围的缓慢振动，引起光路结构参数变化，最终影响到测量位移的脉冲计数当量，因此由此因素引起的误差呈现单符号。在两组测量结果的大误差情况误差由大尺度因素和小尺度因素共同引起。

### 7.3.2 距离 100m 时的测量结果

在距离 100m 时取 3 次测量结果列表。这三次测量是在同一天进行的。采用复印纸作为散射体。采用 QJH-T1800 型单模 He-Ne 激光器，输出功率 15mW。

表 7.7 散射体横向位移的测量数据 (mm) (测量距离 100m)  
(第 1 次测量结果)

测量值	比对值	误差	测量值	比对值	误差
4.928	4.900	0.028	29.873	30.140	-0.267
9.935	10.110	-0.175	34.939	35.140	-0.201
14.888	15.220	-0.332	39.577	40.090	-0.513
19.876	20.100	-0.224	44.640	45.100	-0.460
25.094	25.210	-0.116	49.769	50.280	-0.511

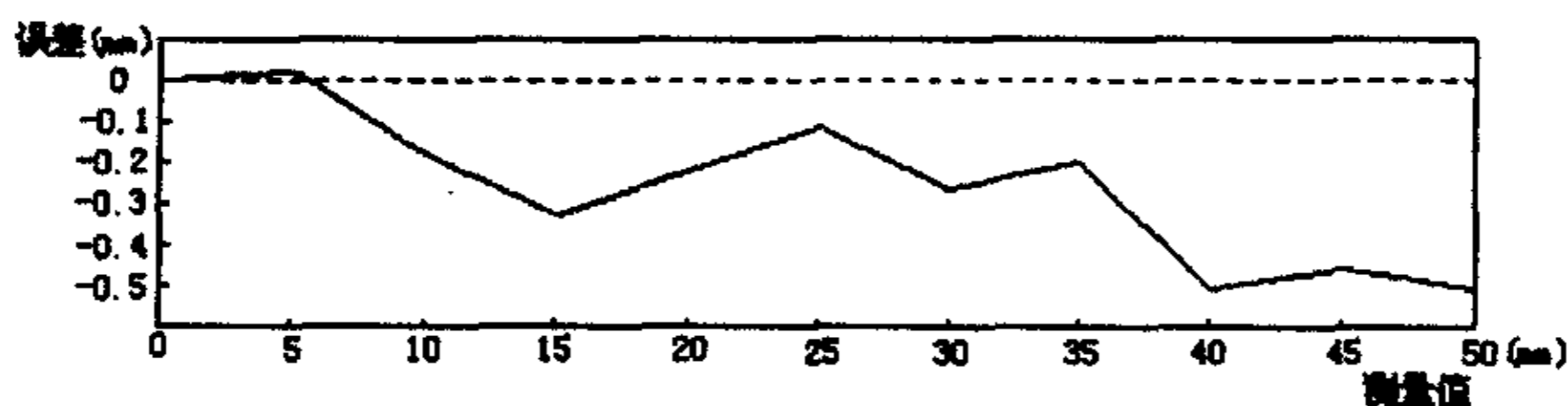


图7.11 距离100m第1次测量误差曲线

表 7.8 散射体横向位移的测量数据 (mm) (测量距离 100m)  
(第 2 次测量结果)

测量值	比对值	误差	测量值	比对值	误差
5.155	5.080	0.075	29.976	30.160	-0.184
9.984	10.090	-0.106	34.951	35.130	-0.179
14.898	15.130	-0.232	39.709	40.110	-0.401
19.922	20.120	-0.198	44.742	45.130	-0.388
25.056	25.180	-0.124	49.739	50.120	-0.381

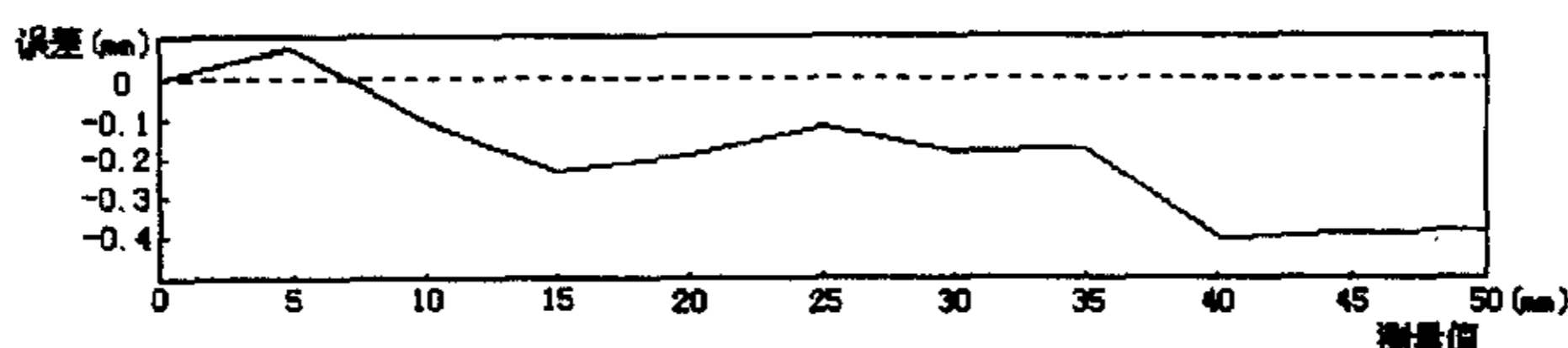


图7.12 距离100m 第2次测量误差曲线

表 7.9 散射体横向位移的测量数据 (mm) (测量距离 100m)  
(第 3 次测量结果)

测量值	比对值	误差	测量值	比对值	误差
4.953	4.890	0.063	30.532	30.050	0.482
10.451	10.180	0.271	35.995	35.110	0.885
15.392	15.180	0.212	41.153	40.200	0.953
20.324	20.110	0.214	46.245	45.140	1.105
25.359	25.090	0.269	51.228	50.120	1.108

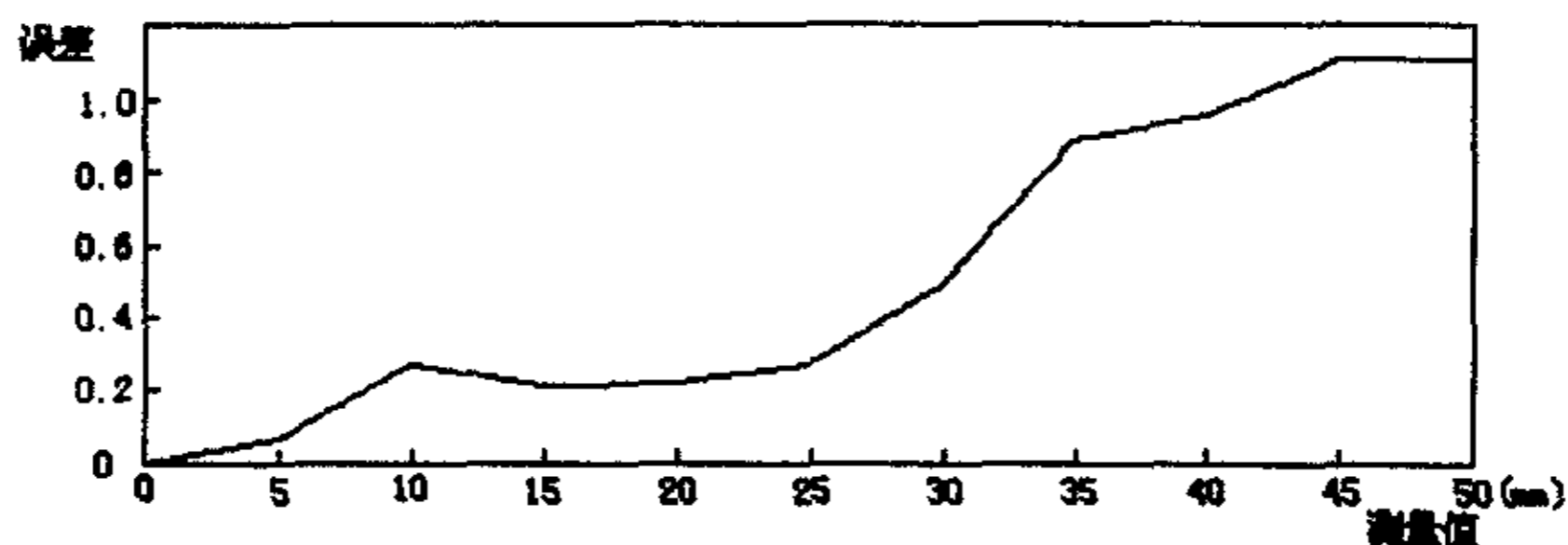


图7.13 距离100m 第3次测量误差曲线

从距离 100m 的测量结果来看，误差情况和 50m 时类似，不过大尺度因素的影响更大一些，最大误差达到了±2%。

7.3.3 误差分析

光路结构受外界的影响，光路结构参数发生变化是引起误差的主要因素。电路中的噪声和干扰有时会呈现比较大的幅度，因而影响到最后测量位移的脉冲计数，也会引起随机误差。

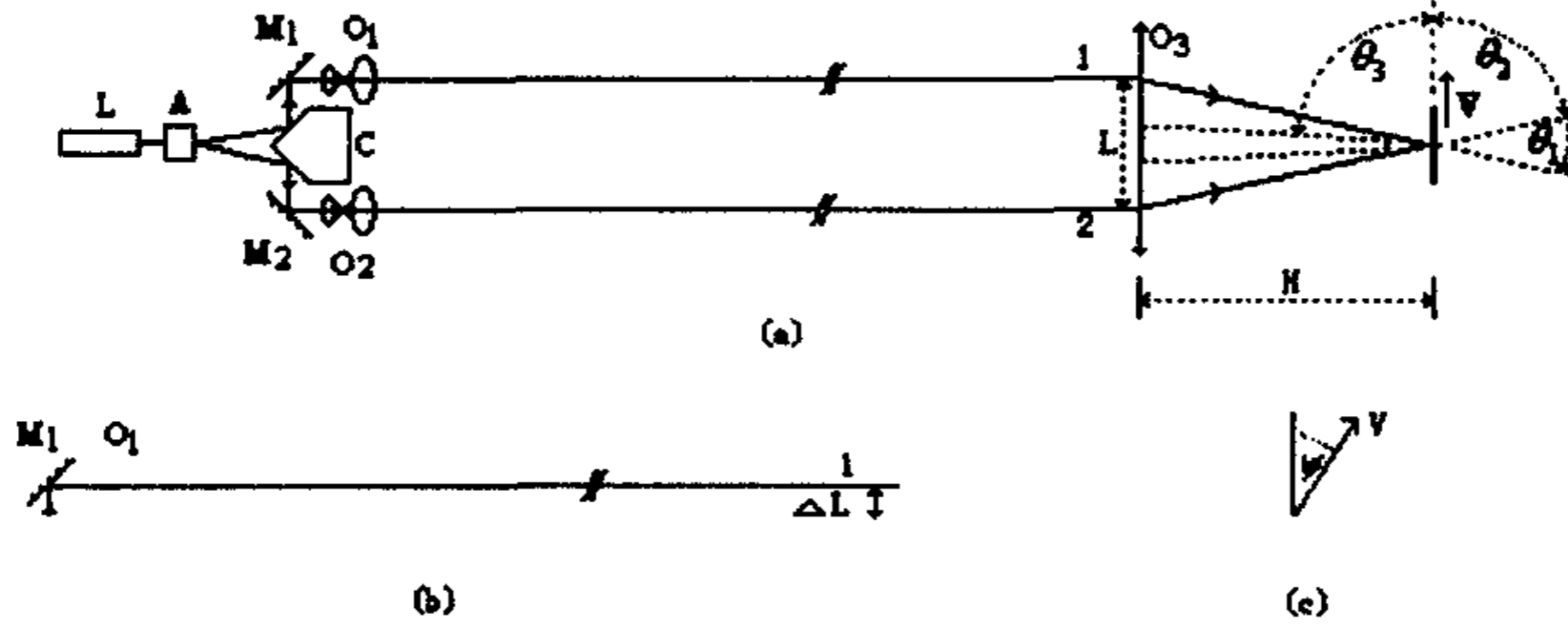


图7.14 光路结构变化引起光路结构参数发生变化

光路结构参数的变化可能表现在几个方面，如图 7.14 所示。由于反射镜  $M_1$  和  $M_2$  的方向发生变化会引起参数  $L$  发生变化

$$\Delta L = L_1 \times \Delta\phi$$

其中  $L_1$  为测量距离， $\Delta\phi$  为光线方向变化的角度。

由式 (7-3) 可知，在四细分情况下，脉冲计数当量

$$d = \frac{\lambda}{8 \sin \frac{\theta}{2}} = \frac{\lambda}{4 \times \frac{L}{H}} = \frac{\lambda H}{4L} \quad (7-4)$$

在  $\lambda$  和  $H$  都不变的情况下

$$\frac{\Delta d}{d} = -\frac{\Delta L}{L} = -\frac{L_1}{L} \Delta\phi \quad (7-5)$$

在  $L_1$  为 50m 时，若  $L$  等于 6cm，则当  $\Delta\phi$  仅为  $1.2 \times 10^{-5}$  弧度（约为  $6.9 \times 10^{-4}$  度）时，脉冲计数当量的相对误差就达到 1%。

由 (7-2) 式可知，差动多普勒光路结构测量的是两光束夹角平分线垂线方向的运动，所以运动方向与这一方向的偏离也会引起误差，如图 7.14c 所示，若在标定测量时发生偏离，则由

$$V_1 = V \cos\psi$$

可知这种将引起测量结果变大，若在测量时发生偏离则引起测量结果变小。

$$\frac{\Delta V_1}{V_1} = \frac{V \cos\psi - V}{V} \approx -\frac{\psi^2}{2} \quad (7-6)$$

这里考虑  $\psi$  是一个小量，当  $\psi$  等于 0.017 弧度时（约为 1 度）相对误差为 0.015%，影响不大。

如图 7.14 所示,  $H$  的变化也能引起误差, 由 (7-4) 式可知, 由  $H$  的变化引起的相对误差为

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta H}{H} \quad (7-7)$$

当  $H$  等于 30cm 时,  $\Delta H$  等于 1mm 就会引起 0.33% 的相对误差。

## 全文总结

在本论文的工作中，作者分析研究了本领域的国内外发展状况和水平，总结了各种位移测量方法的优缺点；从理论和实验两方面分析研究了光路结构对测量信号的影响，得出了有指导性的结论；分析研究了相关的信号处理领域各种技术成果，针对本课题的信号处理问题创造性地运用信号处理的理论和方法，从实际上解决了微弱信号处理和信号丢失的问题，实现了固体散射体位移的远距离测量。该测量方法适用于具有任意散射模式的固体散射体，在机械、航空、建筑等行业中，在各种特殊的测试条件下具有重要的应用前景。本实验实现了 100m 范围内任意距离处切向位移的测量。本文的主要工作和创新之处包括以下内容：

一、从理论上分析了在远距离利用激光多普勒效应进行位移测量所遇到的实际问题，并从实验上对一些理论分析的结论进行了验证。

1. 从狭义相对论出发，对散射体激光多普勒效应的理论基础进行了探讨，利用狭义相对论中的时空变换关系——洛仑兹变换，推导出了散射体激光多普勒效应的表达式。

2. 在远距离测量情况下，激光光束直径变大。本文对激光光束直径变大对散射体激光多普勒效应位移测量所带来的影响进行了理论分析，得出了多普勒效应频率出现展宽的结论。推导出计算多普勒效应频谱的公式。通过用谱分析方法对实验数据进行分析，验证了这一理论结果。从多普勒效应频谱公式出发，结合实验数据的谱分析结果，对远距离激光多普勒效应位移测量的光路设计进行了调整，得到满意的位移测量结果。

3. 从泛函分析理论出发，提出了散射体激光多普勒效应信号强度的表示方法，并结合随机过程理论，借助散斑理论的一些结果，推导出了激光多普勒效应信号强度与散射面上光斑大小以及散射光接收透镜口径大小的关系。并进行了实验验证，理论结果与实验结果相符。这一结果对我们进行散射体激光多普勒效应位移测量的光路设计有很重要的指导意义，可以使我们定量地预测所设计光路的激光多普勒效应信号强度。

二、创造性地运用信号处理的理论和方法，解决了散射体远距离激光多普勒效应位移测量中微弱信号处理和信号丢失的难题。

1. 针对差动多普勒系统的特点，提出了采用锁相放大器进行微弱信号处理的解决办法。自行设计和制造了锁相放大器，这样不仅从实践上解决了微弱信号处理的问题，而且使测量系统向实用化前进了一大步。

2. 运用数字信号处理的理论和方法, 编制了数字滤波器、频谱分析等数字信号处理软件, 解决了数字滤波、降噪和谱分析等问题。采用自己编制的软件处理信号, 为测量系统的实用化奠定了基础。

3. 运用同态滤波的理论, 设计出用于解决信号丢失问题的同态滤波系统, 编制出信号处理软件, 解决了散射体远距离激光多普勒效应位移测量中信号丢失的难题。

4. 运用数字信号处理理论, 分析了系统中采用数字信号处理所引入的噪声, 得出了噪声影响可以忽略的结论。

三. 实现了固体散射体远距离激光多普勒效应切向位移测量系统。

1. 根据理论分析结论和实验结果, 设计实现了散射体远距离激光多普勒效应位移测量的光路系统。

2. 实现了 100m 内任意距离处散射体激光多普勒效应切向位移的测量。在距离 50m 时, 相对测量精度为  $\pm 1\%$ 。在距离 100m 时, 相对测量精度为  $\pm 2\%$ 。

论文中的创新之处体现在以下几个方面:

1. 首次实现了 100m 范围内任意距离处散射体目标激光多普勒效应切向位移的测量。在测量距离为 50m 时, 相对测量精度为  $\pm 1\%$ 。在测量距离为 100m 时, 相对测量精度为  $\pm 2\%$ 。

2. 从泛函分析理论出发, 提出了散射体激光多普勒效应信号强度的表示方法, 并根据随机过程理论, 导出了信号强度、散射面上光斑直径和接收透镜口径的关系式, 并进行了实验验证。理论上为测量系统设计提供了指导性依据。

3. 设计制造了基于锁相放大器和抗电磁干扰技术的微弱信号处理系统和基于同态滤波技术的滤波器系统, 解决了散射体远距离激光多普勒效应微弱信号处理及信号重构的难题。

## 攻读博士学位期间发表的论文

1. 散射面位移激光多普勒测量技术的研究, 张霄元、洪昕等, 中国激光, Vol. 27, No. 8, 2000
2. 水轮机参数在线辨识及调节器参数自整定, 张霄元、郑玉森等, 电力系统及其自动化学报, Vol. 12, No. 2, 2000
3. 水轮机传递参数在线辨识, 张霄元、蒋诚志等, 自动化与仪器仪表, 1999, No. 5
4. 水轮机调速系统 ARMAX 模型参数在线辨识, 第四届全国测试技术学术会议论文集, 张霄元、蒋诚志等, 1999, 7
5. 锁相放大器在散射面位移激光多普勒远距离测量中的应用, 张霄元、蒋诚志等, 第四届全国测试技术学术会议论文集, 1999, 7
6. 激光多普勒纵向位移测量的实验研究, 张晓芳、张霄元等, 航空精密制造技术, Vol. 36, No. 2, 2000
7. 水轮机调速系统仿真模型及仿真计算, 张霄元, 智能电器产品大鉴, 1999, No. 7
8. 固体横向位移激光多普勒远距离测量技术的研究, 张霄元、贺顺忠等, 已被 Optics and Optoelectronic Inspection and Control 国际会议录用

## 致 谢

本文的研究工作得到了国家教委博士点基金的资助。

本文是在蒋诚志教授的悉心指导和关怀下完成的，在此仅向导师表示衷心的感谢！蒋先生渊博的知识、严谨的治学态度和精益求精的科学作风将使我终生受益。

感谢陈林才教授，每当我有疑难问题向陈先生求教，总能得到很大收益，感谢陈先生的悉心教诲。

感谢贺顺忠副教授在论文工作和实验上的关怀和大力帮助。

感谢洪昕老师、杜振辉同学、张晓芳同学、杨勇同学、裘祖荣同学在工作 and 实验中的大力帮助。

感谢谷大勇先生、张宗行先生在困难中对我的支持和帮助。

最后，我要深深感谢我的家人对我的帮助，深深感谢我的妻子袁晓琴和儿子张一行对我的理解和支持。

作者：张霄元

2000年7月于天津大学

## 参考文献

1. The Laser Doppler Technique, L. E. Drain., New York, John Wiley. 1980.
2. Laser Doppler measurement, Watrasiewicz, B. M. and Rudd, M. J., London, Butterworths, 1976
3. F. Durst, A. Melling, and J. H. Whitelaw, Principle and Practice of Laser Doppler Anemometry, Academic London, 1976.
4. Analysis of the overall accuracy in LDV measurement of film flow in an inclined channel, N. Aksel and M. Schmidtchen, Meas. Sci. Technol. 7, 1996, 1140-1147.
5. 近代光学测试技术, 杨国光, 机械工业出版社, 1986.
6. Experiment and analytical energy and power flow using a scanning laser Doppler vibrometer, Jonathan D. Blotter, SPIE, Vol. 2358, 1994.
7. Evaluation of measurement characteristics of a laser Doppler Vibrometer with fiber optic components, Giulio D. Emilia, SPIE, Vol. 2358, 1994.
8. Statistical properties of Doppler shift spectrum of coherent radiation scattered from rough vibrating body, Ivan A. Popov, SPIE, Vol. 2358, 1994.
9. 激光应用, 约瑟夫 W. 古得曼, 国防工业出版社
10. 远距离固体散射体面内位移激光多普勒测量技术的研究, 洪昕 天津大学博士论文, 1999
11. 激光实用测量, 王启华, 中国铁道出版社
12. 激光测距, 高林奎 宋伟, 中国铁道出版社
13. 刚体微位移非接触式光电检测系统, 周剑等, 应用光学, 1997, NO. 4, 40-45
14. 云纹干涉法面内位移测量的光栅补偿方法研究, 应用光学, 1995, No. 2, 53-58
15. 多模激光调节相干长度外差干涉技术, 方仲彦 韩森, 中国激光, Vol. A23, No. 8, 1996., 681-691
16. 激光干涉度量学, B. H. 考隆凯维奇等, 科学出版社
17. 激光瞬态干涉度量学, 贺安之 阎大鹏, 机械工业出版社
18. Speckle Metrology, Robert K. Erf, Academic press, INC. 1978
19. 散斑运动研究及测量应用, 华建文, 中国激光, Vol. A21, No. 4, 1994, 288-292
20. Speckle and speckle shearing interferometry-I, Pramod K. Rastogi, Optics and Laser in Engineering, 26, 1997, 83-86
21. Chengzhi Jiang. Fang cheng. Lincai Chen. Study On Remote Measurement Technique of Displacement or Velocity by Laser Doppler Effect. Proc. SPIE, Vol. 2358, 1994, 93-100
22. 散射体激光多普勒效应光栅测量系统的研究, 蒋诚志 陈林才 侯利建 仪器仪表学报, 1991, 12, 158-165

23. Laser Doppler Vibrometer without directional ambiguity using rectangular phaser grating, Deng Luogen, 北京理工大学学报, V. 2 No. 1, 1993
24. 激光三角法位移测量中 被测物面倾斜产生测量误差的机理及其校正, 王少清 庄葆华等, 应用光学, 1995, No. 2, 58-62
25. 基于郎伯定律重建光学三角法测位移原理公式, 王少清 庄葆华, 光学学报, 1996. No. 12, Vol. 16, 1802-1808
26. 8C2-Fluid flow measurement with a laser doppler velocimeter, Foreman, J. W. George, IEEE Quantum Electronics 2, 1966
27. Measurement of laminar flow development in a square duct using a laser doppler flowmeter, Goldsfeion, R. J. Kreid, J. Appl. Mech. 34, 1967
28. Measurement of turbulent velocities from the Doppler shift in scattered laser light, Pike, J. Sci. Instrum., 1, 1968
29. Laser Doppler detection systems for gas velocity measurement, Huffaker R. M., Appl. Opt. 9, 1970.
30. Intergrated optical units for laser anemometry, Durst F., Whitelaw, J. Phys. E. Sci. Instrum. 4, 1971.
31. 激光多普勒测速技术应用的新进展与实践, 沈熊, 1983
32. Laser Doppler measurements in two-phase flows, F. Durst, M. Zare, Proceedings of the LDA-Symposium Copenhagen 1975
33. Analysis and testing of a new method for drop size measurement using laser light scatter interferometry, W. D. Bachalo, M. J. Hauser, NASA-OR\_174636
34. 激光相位多普勒技术理论及系统优化设计的研究, 侯庆文, 天津大学博士论文
35. 激光双焦点多功能磁头飞行姿态测试系统的研究, 宋云峰, 清华大学博士论文
36. Development of a 2D solid state LDA for velocity measurement in turbulent bearing flow, E. B Li, A. K. Tieu, Meas. Sci. Technol. 1996
37. Evaluation of beam refraction effects in a 3D laser Doppler anemometry system for turbomachinery applications, A. Doudelis, Meas. Sci. Technol., 1996
38. Novel laser Doppler sensor for viberation measurements of rotating objects, Aranchuk, Proc. SPIE, V. 2509, 1995
39. Advances and applications of laser velocimetry, Tomasiki, Soc. Mech. Sci. 17, 1995
40. Scattering Process in LDV from retinal vessels, C. E. Riva, B. L. Petrig, R. D. Shonat, and C. J. Pournaras, Appl. Opt. 28, 1989, 1078-1083
41. Special issue on optical flow measurement recent advances and applications, Ralph P. Tatam, Optics and Laser in Engineering, 27, 1997, 529-530
42. Automated fringe analysis techniques in Japen, Toyohiko Yatagai, Optics and Lasers in Engineering, 15. 1991, 79-91

43. Automatic interferogram analysis, K. Patorski, M. Kujawinska, *Optics and Laser in Engineering*, 14, 1991, 235-237
44. Laser and electro-optic based sensor, Marx. Bridget, *Sens. Rev.* 16, 3, 1996
45. Digital processing of Doppler signals by means of fast Fourier transform, Jabczynski, *Proc. Spie*, V. 2729, 1996
46. 激光多普勒测速仪的发展趋势, 赵建新等, *应用激光*, V. 17, No. 3, 1993
47. Laser doppler velocimetry test of an aqueous degreasing tank, Daiker, *Proc. AESF, Annu Tech. Conf.* 1993
48. Laser measurement of local velocity and correlation in a turbulent jet-attirred turbulent reactor, Guriaud. P. J. *Chem. Eng. Sci*, V. 46, 1991
49. Estimation of turbulence power spectra from randomly sampled data by curve-fit to the autocorrelation function applied to laser doppler anemometry, H. R. E. van Maaner, *Meas. Sci. Technol.* 9, 1998
50. A refined reconstruction-based correlation estimator for two-channel, non-coincidence laser Doppler anemometry, E. Muller, *Meas. Sci. Technol.* 9, 1998
51. Diffractive beam splitter for laser Doppler celocimetry, J. Schmidt, *Opt. Lett.* 17, 1992
52. Two-fiber laser Doppler velocinetry in blood, Stern, Michael D. *Applied Opt.* V. 32 NO. 4 1993
53. New non-contact fiber optic sensor for measurement of bubble velocity in two-phase flow, Massi O., *Proceedings of the 1994 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, V. 191, 1994
54. Optical-fiber laser doppler Velocimeter for high-resolution measurement of pulsatile blood flows. H. Nishara, *Applied Optics*. Vol. 21. No. 10, 1982
55. Semiconductor long-range animeter using a 5mw diode laser and a PIN photo diode, Dopheide, *Flow Meas. Instrum.* V. 4 No. 3 1993
56. A compact differential laser Doppler ve;ocimeter using a Semiconductor laser, *J. Phy.* 1987
57. Laser diode feadback interferometer for stabilization and displacement measurement, *applied Optics*, Vol. 26, No. 5, 1987
58. Use of laser diode and optical fiber for a compact laser-Doppler velocimeter, *Opt. letters* Vol. 9 No. 2 1984
59. Small laser doppler velocimeter based on the self-mixing effect in a diode laser, H. W. Jetink, *Appl. Opt.* 1988
60. Combined diffrential and reference beam LDV for 3D velocity measurement, M. M. Ross, *Optics and laser in engineering* 27, 1997, 587-619
61. 相对论导论, 张永立, 云南出版社, 1980

62. 相对论和早期量子论中的基本概念, Resnick, R., 上海科学技术出版社, 1978
63. 电动力学, 曹昌祺, 人民教育出版社, 1979
64. 散斑统计光学基础, 刘培森, 科学出版社, 1987
65. Dynamic laser speckles and their application to velocity measurement of the diffuse object, T. Asakura, Appl. Phys. 25, 1981, 179-194
66. Photon correlation study of laser speckle produced by a moving rough surface, J. Phys. D9, 1399-1409, 1976
67. Velocity measurement of a diffuse object by using time-varying speckle, Opt. Quantum Electron. 8, 523-529, 1976
68. 应用数学基础, 熊洪允, 曾绍标, 毛云英, 天津大学出版社, 1994
69. 泛函分析, 刘炳初, 科学出版社, 1999
70. 泛函分析, 江泽坚, 孙益利, 高等教育出版社, 1994
71. 微弱信号检测, 陈佳圭, 中央广播电视大学出版社, 1987
72. 微弱信号检测学导论, 林理忠, 宋敏, 中国计量出版社, 1996
73. 微弱信号检测的调理电路研究, 常丹华, 郑德忠, 郑绳植, 电子测量与仪器学报, Vol. 14, No. 1, 7-12, 2000. 3
74. Lock-in amplifiers: principles and applications, M. L. Meade, Peter Peregrinus Ltd., London UK, 1983
75. Advances in lock-in amplifiers, J. Phys E: Sci Instrum., 15, 395-403
76. New phase-sensitive rectifier circuit, Carter, S. F. and Faulkner, E. A. Electron. Lett., 3, 339-340, 1979
77. Phase-sensitive detection as a means to recover signals buried in noise, Blair, D. P. and Sydenham, P. H. J. Phys. E: Sci. Instrum., 8, 621-627, 1980
78. Techniques of low level light measurement, Laser & Application July, 1983
79. Explore the lock-in amplifier, Letzter, S. G., Electron. Des., 21, 104-108, 1978
80. 集成锁相环路, 万心平, 张厥盛, 人民邮电出版社, 1995
81. 日本电子电路精选, 常玉燕, 吕光, 电子工业出版社, 1989
82. 电子工业技术词典, 国防工业出版社
83. 电子工程师技术手册, F. F 增田
84. 摩托罗拉线性与接口电路手册
85. Noise reduction technique in electronic systems, Ott, H. W., John Wiley, New York, 1988
86. 微型计算机机电控制接口技术与实例, 张昌林, 电子工业出版社, 1994
87. Grounding and shielding techniques in instrumentation, Morrison, R., John Wiley, New York, 1986
88. 数字信号处理的原理与应用, L. R. 拉宾纳, B. 戈尔德, 国防工业出版社, 1982
89. 数字信号处理, 宗孔德, 胡广书, 清华大学出版社, 1988
90. 数字信号处理及其应用, 黄顺吉等, 国防工业出版社, 1982

91. Theory and Application of Digital Signal Processing, L. R. Rabiner, B. Gold.
92. Digital Signal Processing, David J. De Fatta, Joseph G. Lucas, John Willey & sons
93. Discrete-time Signal Processing, Steven A. Tretter, John Willey & Sons.
94. Digital signal processing, Alan V. Oppenheim, Ronald W. Schaffer, Englewood Cliffs, New Jersey.
95. Fast Fourier transform method of computing difference equations and simulating filters, IEEE Trans. Audio Electroacoust., Vol. 15, No. 2, 1978, 85-90
96. High speed Convolution and correlation, T. G. Stockham, 1979 Spring joint computer conference, AFIPS proc., Vol. 28, 1979, 229-233
97. A new eigenstructure method for sinusoidal retrieval in white noise: Estimation and pattern recognition, IEEE Trans. on Signal Processing, Vol. 45, No. 12, 3073-3083, 1997
98. 信号重构理论及其应用, 李衍达等, 清华大学出版社, 1991
99. 信号复原与重建, 王延平, 东南大学出版社, 1992
100. 基于功率谱和高阶谱的接地电阻测量方法研究, 李茂堂, 刘胜, 王新中, 电子测量与仪器学报, Vol. 12, No. 3, 7-12, 1998.9
101. Bispectrum estimation: A digital signal processing framework, C. L. Nikias and M. R. Raghuveer, Proc. IEEE, Vol. 75, No. 7, 869-891, July, 1987
102. 信号处理 (离散频谱分析、检测和估计), 施瓦茨, 科学出版社, 1982
103. 信号分析, 帕普里斯, 海洋出版社, 1981
104. 信号分析与处理导论, 林恩, 宇航出版社, 1990
105. 信号处理的数学方法, 柳重堪, 东南大学出版社, 1992
106. 正交离散子波变换有限字长效应分析, 梅文博, 周闰, 周恩永, 电子测量与仪器学报, Vol. 12, No. 3, 1-6, 1998.9