信息光学基础

XINXIGUANGXUEJICHU

朱伟利　盛嘉茂/著

中央民族大学出版社

信息光学基础

朱伟利　盛嘉茂　编著

中央民族大学出版社

责任编辑：凌　弘
封面设计：赵秀琴
责任印制：陈立彬
责任校对：徐桂红

图书在版编目（CIP）数据

信息光学基础/朱伟利　盛嘉茂著.-北京：中央民族大学出版社，1997.11

ISBN 7-81001-794-2

Ⅰ.信…　Ⅱ.朱…　Ⅲ.信息光学-基础理论

Ⅳ.0438

中国版本图书馆 CIP 数据核字（97）第 10149 号

信 息 光 学 基 础

朱伟利　盛嘉茂　著

※

中央民族大学出版社出版发行

（北京白石桥路 27 号）

（邮编：100081　电话：68472815）

新华书店北京发行所经销

中国伊协大厂[illegible]华胶印厂

787×1092 毫米　32 开　10 印张　214 千字

1997 年 11 月第 1 版　　1997 年 11 月第 1 次印刷

印数：01—3000 册

ISBN 7-81001-794-2 /C・38

定价：13.00 元

前　言

信息光学作为近代光学的一个分支学科，30 多年来发展极其迅速，从事该专业的科技队伍也日趋壮大。尤其是近十年，该学科已经发展为一项高技术并走出实验室向国民经济的各个领域渗透，不断获得应用成果。有机会接触信息光学技术的人员已延伸到各个领域，甚至一批企业也纷纷上马生产这一类高技术产品，众多的科技人员和管理人员迫切需要学习和了解信息光学知识。

本书是在作者多年从事教学和科研工作、并积累了大量资料的基础上编著而成的，其中包括许多国内外学者近年来取得的成就，有些就是作者本人的科研成果。作为信息光学的基础，本书力求达到一定深度和广度，注重对物理概念的理解，并重点介绍具有前景的应用方面。本书还力求做到循序渐进、由浅入深，可供从事现代光学研究的科技人员及大专院校有关专业的师生阅读，也可供非全息专业的科技人员和管理人员参考。

本书共分 11 章，第 1～6 章介绍傅里叶光学基础理论知识，第 7 章介绍光学信息处理的原理和应用，第 8～10 章介绍全息原理和应用，第 11 章概述了信息光学的新进展，重点介绍近年来新兴的光计算、光互连、光学神经网络、二元光学等内容，以便读者对当今前沿学科的研究内容有所了解。

本书在编写过程中曾得到苏州大学凌德洪教授、北京理

工大学于美文教授、北京邮电大学徐大雄教授、中科院物理所陈岩松研究员和中国大恒公司宋菲君研究员的悉心指导和帮助，在此深表谢意！河北理工学院孙正云、张景娇老师参与了本书的部分编写工作，中央民族大学物理系激光全息实验室和唐山荣晖图像有限公司对本书的出版给予了大力支持，在此一并表示感谢！

最后感谢于美文教授对全书作了细致的审阅！

由于作者水平有限，不当之处请读者批评指正！

作　者

1996 年 11 月

目　录

概　述

光学是物理学的基础学科之一，它几乎和力学一样古老。从本世纪 40 年代末开始，光学在理论方法和实际应用上都有重大突破和进展。1948 年，Gabor 提出了波前再现的思想（全息术），1955 年，作为像质评价的传递函数的兴起，直至 1960 年激光器的诞生，这三件大事在发展现代光学这门新学科中具有特殊重要的意义。60 年代以后，借助于新型光源——激光，又发展了许多新学科，如非线性光学、薄膜光学、纤维光学、集成光学、全息及光学信息处理等，使光学这门古老的学科又焕发了青春，成为现代物理学和现代科学技术中的活跃学科。

现代光学（也称近代光学）的重大进展之一是引入了“傅里叶变换”的概念，也就是运用傅里叶变换这一数学工具来分析和处理近代光学问题，因而也可称该学科为“傅里叶光学”。在此基础上，实用的全息术和光学信息处理等技术便广泛地应用到各个领域中，因此傅里叶光学便随之发展成一门用途广泛的新学科。我们在研究全息及光学信息处理时，必须首先掌握傅里叶光学基础，本书也就开始于此。

第一章　数学基础

§1.1　傅里叶变换（Fourier Transform）

一、傅里叶级数　傅里叶积分

1. 傅里叶级数：

一个随时间变化的量可以分解为它的简谐分量。例如：这个量可以是某点因声波的通过而变化着的压强；也可以是某点因光波或无线电波通过而变化着的电场强度；也可以是电路中某处的电压或电流，不管其变化多么复杂，只要这种变化是周期性的，都可以这样来处理。

设函数 $f(t)$ 表示一个随时间变化的量，其周期为 τ，则称 $\omega=2\pi/\tau$ 为体系的基频，$\left(\frac{1}{\tau}=\nu\text{ 为频率}\right)$。$f(t)$ 可分解为无穷多个频率为基频整数倍的谐分量之和：

$$f(t)=a_0+\sum_{n=1}^{\infty}\{a_n\cos n\omega t+b_n\sin n\omega t\} \tag{1-1}$$

$$=\sum_{n=0}^{\infty}\{a_n\cos n\omega t+b_n\sin n\omega t\} \tag{1-2}$$

$$=a_0+\sum_{n=1}^{\infty}c_n\cos(n\omega t+\phi_n) \tag{1-3}$$

$$=a_0+\sum_{n=1}^{\infty}d_n\sin(n\omega t+\theta_n) \tag{1-4}$$

$$=\sum_{n=-\infty}^{\infty}g_n\cdot\exp[jn\omega t] \tag{1-5}$$

其中 a_0、a_n、b_n、c_n、d_n、g_n 均称为傅里叶系数，可由 $f(t)$ 求出：

$$a_0=\frac{1}{\tau}\int_{-\tau/2}^{\tau/2}f(t)\mathrm{d}t \tag{1-6}$$

$$a_n=\frac{1}{\tau}\int_{-\tau/2}^{\tau/2}f(t)\cos n\omega t\mathrm{d}t \tag{1-7}$$

$$\vdots$$

$$g_n=\frac{1}{\tau}\int_{-\tau/2}^{\tau/2}f(t)\cdot\exp[-jn\omega t]\mathrm{d}t \tag{1-8}$$

注意:(1-1)式—(1-5)式均为等价。

2. 傅里叶积分：

若 $f(t)$ 是一个非周期函数，则上述级数将演变为积分形式，例如（1-5）式将变为如下形式：

$$f(t)=\int_{-\infty}^{\infty}G(\nu)\cdot\exp[j2\pi\nu t]\mathrm{d}\nu \tag{1-9}$$

也可将 $f(t)$ 与 $G(\nu)$ 的关系写成：

$$G(\nu)=\int_{-\infty}^{\infty}f(t)\cdot\exp[-j2\pi\nu t]\mathrm{d}t \tag{1-10}$$

$G(\nu)$ 被称为函数 $f(t)$ 的频谱。

二、傅里叶变换、频谱、空间频率

1. 傅里叶变换、逆变换：

傅里叶变换的定义：由（1-9）式确定了函数 $f(t)$ 与 $G(\nu)$ 的关系，它们是一一对应的，其中 $G(\nu)$ 便称为 $f(t)$ 的傅里叶变换，也称频谱。

若有一个空间坐标函数 $f(x)$，它的傅里叶变换同样可由下式定义：

$$F(u)=\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\cdot\exp[-j2\pi ux]\mathrm{d}x \qquad (1\text{-}11)$$

其中 u 称为空间频率，$F(u)$ 称为 $f(x)$ 的频谱。

傅里叶变换的记法：

一般可有两种记法，如以下两式所示：

$$f(x)\xrightarrow{\text{F. T.}}F(u) \text{ 或}$$

$$\mathscr{F}[f(x)]=F(u)$$

傅里叶逆变换：

若将（1-11）式称为傅里叶正变换，则由下式所确定的关系称为傅里叶逆变换：

$$f(x)=\int_{-\infty}^{\infty} F(u)\cdot\exp[j2\pi ux]\mathrm{d}u \qquad (1\text{-}12)$$

记为：　$\mathscr{F}^{-1}[F(u)]=f(x)$

2. 空间频率：

波动力学中的频率概念人们不难理解，它表示单位时间里振动的次数。那么，对于空间函数而言，空间频率作何解释呢？

让我们首先考察（1-12）式中因子 $\exp[j2\pi ux]$ 的物理意义：

我们知道，单位振幅平面波矢可用指数形式表示为 $\exp[\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}]$，（此处忽略了与本讨论关系不大的时间因子 $\exp[j\omega t]$），其等相面为平面，即 $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}$ 是一个常数。（其中 $\boldsymbol{k}$ 为波矢，$k=\frac{2\pi}{\lambda}$，其方向为相面法向；$\boldsymbol{r}$ 为空间位置矢量。）当只考虑一维情况时，平面波矢表达式改写为 $\exp[jk_x\cdot x]$（见图 1.1）。

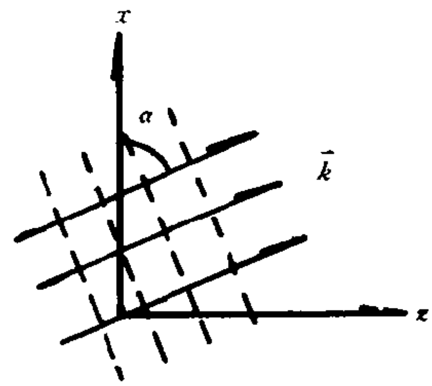

图 1.1

设 $\boldsymbol{k}$ 与 x 轴的夹角为 α，则上述平面波表达式可表述为下面的形式：

$$\exp[jk_x\cdot x]=\exp[jkx\cos\alpha]$$
$$=\exp\left[j2\pi\cdot\frac{\cos\alpha}{\lambda}\cdot x\right] \qquad (1\text{-}13)$$

与（1-12）式的积分因子 $\exp[j2\pi ux]$ 相对照可知：

$$u=\frac{\cos\alpha}{\lambda} \qquad (1\text{-}14)$$

可见，空间频率与平面波有一定联系：

（1）对于一列单色平面波而言，它的空间频率是一个常数，其大小由平面波的传播方向决定［见（1-14）式］。于是，“单频信号”与一列平面波相联系。

（2）“多频信号”代表各个方向不同的平面波的组合，当 λ 相同时，空间频率 u 与平面波的方向余弦 $\cos\alpha$ 是一一对应的，因而多频信号可视为方向不同的多个平面波的迭加。

由于空间频率与平面波传播方向相联系，即与角度 α 有十分密切的关系，所以空间频率也可称为“角频率”。当 $u=$

0 时，$\alpha=90°$，称为“零频”，即沿 Z 轴方向传播；α 越大，意味着 u 越小，称为“低频”；α 越小，u 越大，称为“高频”；当 $\alpha=0$ 时，即沿 x 轴方向传播，此时 $u=\frac{1}{\lambda}$，称为“极限高频”（见图 1.2）。

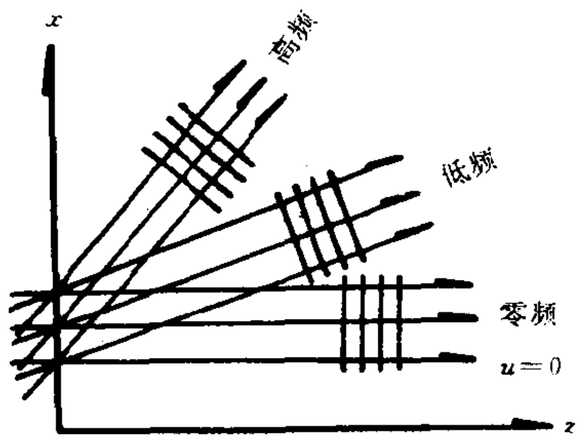

图 1.2

空间频率还有其引伸意义。先让我们研究光栅的衍射现象：当平面波垂直入射到平面光栅上时便产生多级平面衍射波，其传播方向是不同的。根据光栅方程 $d\sin\theta=K\lambda$ 可知，对于同样波长而言，光栅常数 d 越大则衍射角 θ 越小，而 d 与光栅的线密度 f_0 又有反比例关系 $d=\frac{1}{f_0}$，由此可知光栅线密度越小则一级衍射平面波的空间频率越低，因而人们也常把线密度 f_0 称为“光栅的空间频率”，或“光栅频率”。经简单推导可知，它与光栅一级衍射波的空间频率 u_1 是相同的，即 $f_0=u_1$。

一个普通光学图像可视为由多种空间频率的光信号组合而成，低频分量反映图像的宏观结构，高频分量反映图像的精细结构，也就是图像的细节。

空间频率的量纲是长度单位的倒数，通常取 cm^{-1} 或 mm^{-1}。

3. 频谱（角谱）：

我们可以这样来定义：复合光波的频谱是其所含空间频

率分量的振幅分布函数，可用复合波函数的傅里叶变换来表征。

为便于读者理解，我们先考虑分立情况。

设：一维余弦光栅线密度为 f_0，其振幅透过率可用函数形式表示为：

$$t(x) = 1 + \cos 2\pi f_0 x \tag{1-15}$$

当用单位振幅平面波（波长为 λ_0）垂直照明时，光栅后的衍射场为：

$$\begin{aligned} U(x) &= 1 \cdot t(x) \\ &= 1 + \cos 2\pi f_0 x \end{aligned} \tag{1-16}$$

根据前面介绍的空间频率与平面波的关系，也可将光栅后的光场用其各级衍射光的线性迭加来表征：

$$\begin{aligned} U'(x) = {} & a_0 \exp[j2\pi u_0 x] + a_{+1}\exp[j2\pi u_{+1} x] \\ & + a_{-1}\exp[j2\pi u_{-1} x] \end{aligned} \tag{1-17}$$

其中 a_0，a_{+1}，a_{-1}分别是光栅零级和正、负一级衍射平面波的振幅，u_0，u_{+1}，u_{-1}分别是它们的空间频率。根据定义，由图 1.3 所示关系可推出它们与光栅频率 f_0 的关系分别为：

$$\left.\begin{aligned} &\text{零级：} u_0 = 0 \\ &\text{正一级：} u_{+1} = \frac{\cos\alpha_{+1}}{\lambda} = \frac{\sin\theta}{\lambda} = f_0 \\ &\text{负一级：} u_{-1} = \frac{\cos\alpha_{-1}}{\lambda} = -\frac{\sin\theta}{\lambda} = -f_0 \end{aligned}\right\} \tag{1-18}$$

因而（1-17）式可改写为

$$U'(x) = a_0 + a_{+1}\exp[j2\pi f_0 x] + a_{-1}\exp[-j2\pi f_0 x] \tag{1-19}$$

事实上（1-19）和（1-16）式应该是一致的，即

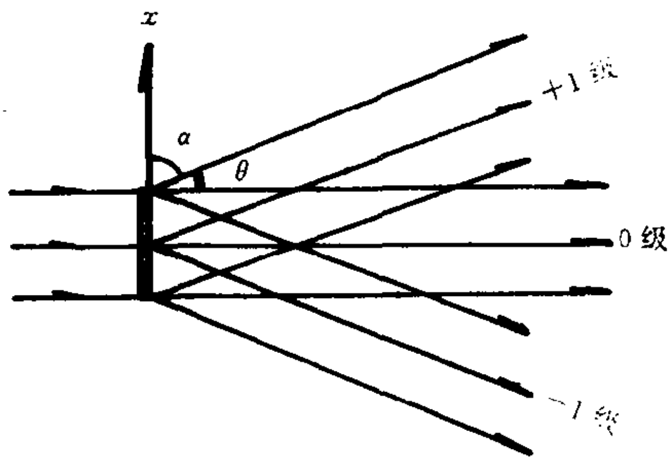

图 1.3

$$U(x) = U'(x) \tag{1-20}$$

根据尤拉公式，经简单求解即可得到 $a_0=1$，$a_{\pm 1}=\frac{1}{2}$。若用函数形式可表达为

$$F(u) = \begin{cases} 1 & u = 0 \\ \frac{1}{2} & u = f_0 \\ \frac{1}{2} & u = -f_0 \end{cases} \tag{1-21}$$

(1-21) 式即为光栅的频谱，它是各平面波分量的振幅分布函数，形式上是分立的。

对于一个任意的衍射孔 $f(x)$，衍射场可视为平面波的迭加。由于其空间频率不是分立的，而是连续的，因而线性迭加表现为积分形式，可写成：

$$f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(u) \cdot \exp[j2\pi ux] \mathrm{d}u \tag{1-22}$$

其中 $\exp[j2\pi ux]$ 称为基元函数，表示空间频率为 u 的平面

波，$F(u)\mathrm{d}u$ 是相应的振幅，也可视作权重。这样，$F(u)$ 就是各基元的振幅分布函数。一般情况下，空间频率越高振幅衰减越大。图 1.4 是 $F(u)$ 函数分布示意图。

图 1.4

不难看出，(1-22)式与(1-12)式具有完全相同的形式，用傅里叶变换的语言，称 $f(x)$ 为原函数，$\exp[j2\pi ux]$ 为 $f(x)$ 的傅里叶分量，$F(u)$ 是 $f(x)$ 的频谱，也称傅里叶谱，实质上它是各傅里叶分量在相干迭加时的权重。

根据上述分析，可以将一个物函数看成是空间频率连续变化的无穷多个平面波的加权的线性组合。

由于频谱 $F(u)$ 是空间频率 u 的分布函数，而 u 与波矢量的方向余弦 $\cos\alpha$ 有关，因而频谱也称为角谱，记为 $F\left(\dfrac{\cos\alpha}{\lambda}\right)$。

三、二维傅里叶变换

考虑一个二维物函数 $f(x,y)$，其傅里叶变换也是二维函数，记为 $F(u,v)$，其中 u、v 为空间频率的两个正交分量：

$$u=\frac{\cos\alpha}{\lambda},\quad v=\frac{\cos\beta}{\lambda} \tag{1-23}$$

其中 $\cos\alpha$、$\cos\beta$ 为基元平面波的方向余弦。

傅里叶正变换表达为：