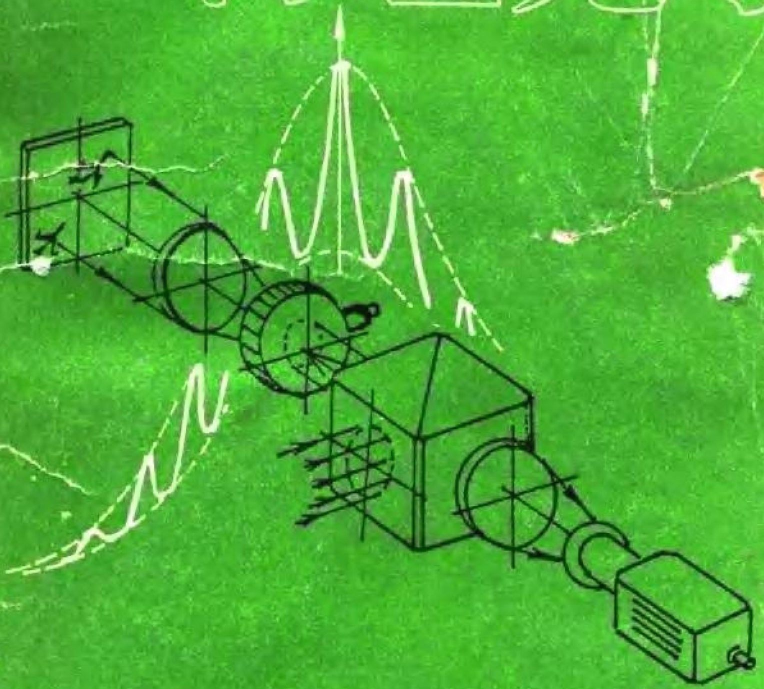
高等物理光学



羊国光
宋菲君 编著

中国科学技术大学出版社

高等物理光学

羊国光　宋菲君　编著

中国科学技术大学出版社

1991

内容简介

本书是作者在多年讲授高等光学、傅里叶光学等课程讲稿的基础上编辑成书的。和国内外已出版的同类教材相比，本书的显著特点在于：力求以现代光学的观念和方法来讨论物理光学的基本问题。对现代物理光学的各领域，诸如傅里叶光学、部分相干光、晶体光学、导波光学、统计光学等，均有较全面而深入的阐述。本书还用较大篇幅介绍电光、磁光和声光效应的理论基础和应用。在有关章节介绍了现代光学中重要的数学处理方法。在讲解基础理论的同时，力求反映光学各领域的最新成果。

本书适用于光学专业的研究生和大学高年级学生，也可作为有关专业科研人员的参考书。

高等物理光学

羊国光　宋菲君　编著

责任编辑：韩瑞金　　封面设计：宋菲君

*

中国科学技术大学出版社出版

（安徽省合肥市金寨路 96 号　邮政编码：230026）

一二〇二印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行　　各地新华书店经售

*

开本：850×1168／32　　印张：14.5　字数：370 千

1991 年 7 月　第一版　1991 年 7 月第一次印刷

印数：1—3000

ISBN7-312-00278-1／O·93

（皖）第 08 号　　定价：7.50 元

作者的话

高等物理光学是综合性大学和高等师范学院近代光学、激光、光电子等专业研究生和大学高年级学生的必修课程，也是高等工业院校有关专业研究生的选修课程。同时，它又是从事光学和光电子领域科学研究和产品开发的科技人员必需的理论基础。本书的主要读者对象正是需要掌握物理光学理论的研究生，经摘选后本书可用作大学高年级有关课程的教材，也可供科技工作者参考。

在编著过程中，我们力求以现代光学的基本观念和处理方法来讨论传统的光学现象。例如本书用平面波展开法来研究光的衍射现象，用平面波角谱观念来处理各种光学课题等。还用系统理论来分析光学成像过程，而不局限于用光波衍射理论。而且本书一开始就引入傅里叶分析方法，以使傅里叶光学即信息光学的基本概念贯穿全书有关章节。

在选材方面，除了与傅里叶光学有关的内容外，还对部分相干光理论、导波光学及统计光学基础作了较为详细的论述，将有助于读者了解近代光学中这些领域的基本理论和处理方法。晶体光学过去曾是高等光学的主要内容，近年来一般院校重点讲授傅里叶光学，晶体光学只在普通物理课程中作介绍。我们认为这部分内容仍然是许多光学课题的理论基础，因此本书对晶体光学的理论作了较为深入的分析。近年来，电光、磁光和声光效应已在科学技术的各个领域获得了广泛的应用，本书对这些效应的理论基础及典型应用也作了较详细的介绍。

物理光学课程中常常用到一些数学—物理的处理方法，学习、掌握这些方法，无疑对于加深物理概念的理解是有益的，对于科技人员解决科研和开发中的物理光学课题也会有所帮助。因

此，本书在各有关章节中除傅里叶分析以外，还介绍了稳相法、最速下降法、在零级本征函数空间求近似本征函数法（即简并态微扰方法）、希尔伯特变换、求解耦合模方程的常数变易法、折射率渐变波导内波动方程的W.K.B解法、求解散斑效应一阶统计的近独立子系最可几分布法等。

本书著者之一曾长期在中国科技大学研究生院讲授“高等光学”课程；著者之二曾在北京大学、北京邮电学院、北京联合大学和中国科技大学研究生院开设“傅里叶光学”、“近代光学”课程。本书正是在这些课程讲义的基础上，经较大幅度的改编和扩展而成。为了反映物理光学、信息光学和光电子学的新进展，还参考了近年来国内外发表的经典著作和文献，包括著者撰写的论文。羊国光编著了第一、二、三、四、五、六、八、十二章及附录；宋菲君编著了第七、九、十、十一章及§1.4、§12.5，并对全书作了最后的校勘。由于著者水平有限，书中一定有错误及不妥之处，希望读者批评指正。

羊国光　宋菲君

1989年8月

目　次

第一章　光场的表示 …………………………………………… (1)
§1.1　麦克斯韦方程及标量波 …………………………… (1)
§1.2　平面波 ……………………………………………… (4)
§1.3　球面波 ……………………………………………… (6)
§1.4　光波偏振态的琼斯矩阵表象和庞加莱球表象 ………………………………………………………… (8)
第二章　光场的傅里叶分析 ……………………………… (17)
§2.1　时间信号的傅里叶分析 …………………………… (17)
§2.2　空间频率 …………………………………………… (21)
§2.3　平面波的角谱 ……………………………………… (24)
§2.4　倏逝波 ……………………………………………… (28)
第三章　干涉理论基础 …………………………………… (33)
§3.1　两个单色波的干涉 ………………………………… (34)
§3.2　多色光的干涉 ……………………………………… (40)
§3.3　扩展光源的干涉 …………………………………… (50)
§3.4　干涉条纹的定域 …………………………………… (57)
§3.5　相干条件 …………………………………………… (62)
第四章　标量衍射理论 …………………………………… (65)
§4.1　引言 ………………………………………………… (65)
§4.2　平面波角谱的衍射理论 …………………………… (67)
§4.3　稳相法和最快速下降法 …………………………… (71)
§4.4　由基于平面波的衍射积分推导基于球面波的基尔霍夫衍射积分 ………………………………… (76)
§4.5　巴比涅原理 ………………………………………… (79)
§4.6　菲涅耳近似与夫琅和费近似 ……………………… (80)

第五章　夫琅和费衍射和菲涅耳衍射 …………………… (85)
§5.1　透镜的位相变换与夫琅和费衍射的观察 …… (85)
§5.2　各种简单形状孔径的夫琅和费衍射 ………… (89)
§5.3　光栅的夫琅和费衍射 ……………………………… (98)
§5.4　菲涅耳衍射……………………………………… (111)
第六章　衍射特论 ……………………………………… (127)
§6.1　菲涅耳近似下角谱传播的传递函数………… (127)
§6.2　干涉与衍射……………………………………… (128)
§6.3　焦点附近的光场分布…………………………… (132)
§6.4　泰保效应和劳效应……………………………… (138)
§6.5　全息照相术……………………………………… (145)
第七章　光学成像系统的频谱分析 ……………………… (155)
§7.1　线性空间不变系统的脉冲响应和传递函数… (155)
§7.2　成像系统的一般分析…………………………… (164)
§7.3　衍射受限光学系统的频谱分析……………… (173)
§7.4　像差光学系统的频谱分析…………………… (179)
§7.5　有限视场光学系统的频谱分析……………… (182)
§7.6　光学成像系统的像质评价…………………… (188)
§7.7　光学信息处理…………………………………… (197)
第八章　部分相干光理论 ……………………………… (215)
§8.1　相干性的基本概念……………………………… (215)
§8.2　多色场的解析信号表示………………………… (218)
§8.3　互相干函数……………………………………… (223)
§8.4　互相干函数的极限形式………………………… (230)
§8.5　时间相干性……………………………………… (237)
§8.6　互相干函数的传播……………………………… (243)
§8.7　空间相干性和范西特-泽尼克定理 ………… (249)
§8.8　部分相干光照明的孔径的衍射……………… (258)
§8.9　部分相干光的成像……………………………… (262)

第九章　晶体光学 …………………………………… (269)
§9.1　各向异性介质中的介电张量 ……………… (269)
§9.2　平面波在各向异性介质中的传播 ………… (273)
§9.3　几何表象 ……………………………………… (280)
§9.4　相速度、群速度和能流速度 ……………… (284)
§9.5　单轴晶体和双轴晶体中光波的传播 ……… (287)
§9.6　双折射现象 …………………………………… (294)
§9.7　自然旋光性 …………………………………… (297)
第十章　电光、磁光和声光效应 ………………… (305)
§10.1　线性电光效应 ……………………………… (305)
§10.2　线性电光效应的应用 ……………………… (314)
§10.3　二次电光效应 ……………………………… (324)
§10.4　磁光效应 …………………………………… (326)
§10.5　声光效应 …………………………………… (332)
§10.6　用耦合模理论来分析布喇格衍射 ………… (345)
§10.7　声光器件及其应用 ………………………… (351)
第十一章　导波光学 ……………………………… (361)
§11.1　引言 ………………………………………… (361)
§11.2　平板形光波导 ……………………………… (362)
§11.3　几何光学处理 ……………………………… (378)
§11.4　圆柱形光波导和光纤 ……………………… (381)
§11.5　具有渐变折射率分布的平面波导 ………… (391)
§11.6　耦合模方程 ………………………………… (400)
§11.7　导波光学的典型器件 ……………………… (405)
第十二章　统计光学基础 ………………………… (413)
§12.1　引言 ………………………………………… (413)
§12.2　热光的一阶统计 …………………………… (415)
§12.3　激光的一阶统计 …………………………… (419)
§12.4　高阶统计和强度干涉仪 …………………… (425)

§ 12.5 激光散斑效应的统计性质及其应用…………（428）
附录　傅里叶变换,卷积和相关…………………………（441）

第一章　光场的表示

§1.1　麦克斯韦方程及标量波

我们知道，光场是在一定频率范围内的电磁场。因此，光学现象可以用麦克斯韦方程来描述。对于通常遇到的光学问题，例如光学仪器中的干涉和衍射等问题，用这种经典理论来处理是足够的。除了一些特殊的研究课题以外(如量子光学中的问题)，在一般情况下并不需要采用量子力学方法来处理。因此，本书以麦克斯韦方程作为讨论的出发点。

众所周知，麦克斯韦方程可表为:

$$\left.\begin{aligned} &\nabla\times\mathbf{H}=\mathbf{J}+\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t},\\ &\nabla\times\mathbf{E}=-\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t},\\ &\nabla\cdot\mathbf{D}=4\pi\rho,\\ &\nabla\cdot\mathbf{B}=0;\end{aligned}\right\}\tag{1.1-1}$$

物质方程则可表为

$$\left.\begin{aligned} &\mathbf{D}=\varepsilon\mathbf{E},\\ &\mathbf{B}=\mu\mathbf{H},\\ &\mathbf{J}=\sigma\mathbf{E},\end{aligned}\right\}\tag{1.1-2}$$

其中 ε 为介电常数，μ 为磁导率。σ 为电导率。

在涉及电磁波遇到宏观物体的传播行为时，或光场通过的媒质的光学参数在一个或多个面处有突变的情况，还需要利用边界条件来求解。

麦克斯韦方程组以联立微分方程关联了各个场矢量。通过消元，可以得到每个矢量所必须单独满足的微分方程。我们只

注意场中不含电荷和电流，即 $\mathbf{J}=0$ 和 $\rho=0$ 的那些区域。对于各向同性介质，通过推导可得到波动方程

$$\left.\begin{aligned}\nabla^2\mathbf{E}-\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathbf{E}=0,\\ \nabla^2\mathbf{H}-\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathbf{H}=0,\end{aligned}\right\}\qquad(1.1-3)$$

式中 $\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$，$c$ 为真空中的光速，光在媒质中的传播速度为

$$v=c/\sqrt{\varepsilon\mu}.\qquad(1.1-4)$$

(1.1－3)式可以写成分量形式，即

$$\left.\begin{aligned}\nabla^2E_i-\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}E_i=0,\\ \nabla^2H_i-\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial t^2}H_i=0,\end{aligned}\right\}\qquad(1.1-5)$$

其中 $i=1, 2, 3$。因此，往往把波动方程写成算符形式

$$\nabla^2U-\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial t^2}U=0,\qquad(1.1-6)$$

这时，应把 U 理解为电场或磁场的一个分量。有时称(1.1－6)式为标量波动方程。

以上方程用于光频段时，需要指出几点：

1. 光从真空折射到某一介质中时的折射率为 $n=c/v$。将它与(1.1－4)式比较可得

$$n=\sqrt{\varepsilon\mu},\qquad(1.1-7)$$

在光频段所涉及的介质磁导率 μ 大约等于真空中的磁导率 $\mu_0=1$。而考虑到原子具有结构，构成介质的粒子在电场中将发生极化，这一效应与电场的频率有关，即介电常数 ε 是频率的函数。所以，折射率随电磁场的频率而变，这将导致色散。

2. 在各向同性介质中，ε 是标量。而对于各向异性介质（晶

体），ε 可以是张量，这时 ε 用 9 个分量来描写。ε 和 $\mathbf{E}$ 的运算为矩阵相乘。因此，$\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{E}$ 不再是同方向的。这将在第九章中进行详细的讨论。当然，μ 也可以是张量，但在光学中很少遇到这种情况。

3. 物质方程中 $\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{E}$、$\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{E}$ 以及 $\mathbf{J}$ 和 $\mathbf{E}$ 均为线性关系，只有当场强不太强时才满足这种关系。当辐射很强（如强激光辐射）时，$\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{E}$ 不再呈线性关系，这时 D（矢量 $\mathbf{D}$ 的模）可表为

$$D = \varepsilon_1 E + \varepsilon_2 E^2 + \cdots,$$

这种关系导致非线性光学效应。本书中将不涉及非线性光学的内容。

4. 联立方程 (1.1－5) 并不表明矢量场完全可按照一个标量来处理。尽管 (1.1－5) 是由三个标量波动方程组成，但是其中每一个方程的解并不能表示矢量场 $\mathbf{E}$，只有将 E_x、E_y 和 E_z 都解出来，才能由它们构成 $\mathbf{E}$。假设在所讨论的问题中，$\mathbf{E}$ 只含有一个分量（如线偏振光的情况）。那么，矢量场的问题就可以完全化成标量波来处理了，实际上，在仪器光学中标量理论往往可以给出足够精确的结果，也就是说，可以近似地只对电场 $\mathbf{E}$ 的一个分量进行处理。在什么条件下可以取这种近似，我们将在衍射一章中再进行讨论。

这样，如描述一个光场，可以用标量函数 $U(x,y,z;t)$ 来表示在地点 (x,y,z) 和时刻 t 的光扰动。我们先只限于讨论单色波即定频的情形，这时场可写为

$$U(x,y,z;t) = \tilde{U}(x,y,z)\cos[2\pi\nu t + \Phi(x,y,z)], \tag{1.1-8}$$

其中 $\tilde{U}$ 和 Φ 分别是在 (x,y,z) 点的波动的振幅和位相，ν 为光的振动频率。可以把它表为复数形式

$$u(x,y,z;t) = U(x,y,z)\exp[-\mathrm{j}2\pi\nu t], \tag{1.1-9}$$

其中

$$U(x,y,z) = \tilde{U}(x,y,z)\exp[-\mathrm{j}\Phi(x,y,z)], \tag{1.1-10}$$

并有关系

$$U(x,y,z;t)=\mathrm{Re}[u(x,y,z;t)]. \tag{1.1-11}$$

$U(x,y,z)$ 是位置坐标的复值函数，称为复振幅，或称为相幅矢量 (phaser)。这里“矢量”指的是复平面上的矢量。其大小为$\tilde{U}(x,y,z)$，而幅角为 $\Phi(x,y,z)$。在定频的情况下随时间变化部分的函数关系是已知的，故实际上今后只要用复振幅$\tilde{U}(x,y,z)$来描述光场即可。

我们把 (1.1－9) 式代入方程 (1.1－6)，则随时间变化的波动方程可以化简为

$$(\nabla^2+k^2)U=0, \tag{1.1-12}$$

其中 $k=2\pi/\lambda$ 称为波数．此方程为亥姆霍兹 (Helmholtz) 方程。在自由空间传播的任何单色光扰动的复振幅都必须满足这个方程。换句话说，由亥姆霍兹方程确定的 $U(x,y,z)$ 完全描述了在该点的光场分布。

应指出，(1.1－8) 和 (1.1－9) 式所描写的纯单色光振动，要求这光波在时间的持续性上是无限的。也就是波场从 $-\infty$ 到 $+\infty$ 的时间范围内始终存在。如果光振动不是无限的，则将导致非严格单色光的情况，这个问题将在下一章中讨论．

§ 1.2 平面波

首先让我们讨论最简单的一种光波——平面波——的表示方法。如令 $\mathbf{r}(x,y,z)$为空间某点 P 的位置矢量，$\mathbf{n}(n_x, n_y, n_z)$为某一固定方向上的单位矢量，则任何具有

$$U=U(\mathbf{r}\cdot\mathbf{n},t) \tag{1.2-1}$$

形式的函数是方程 (1.1－6) 的解，式中“·”表示两个矢量的标量积。我们说这种波是平面波，如图 1.1 所示。因为在各个时刻，在与单位矢量 $\mathbf{n}$ 相垂直的各个平面上，$\mathbf{r}\cdot\mathbf{n}=$ 常数，即 U

为一常数。就是说，该光波的振幅和位相在任意瞬间在某一平面上总是常数。即其等相位面为平面的波为平面波。

这样,平面波可写为

$$U(x,y,z;t)=A\exp(jk\mathbf{r}\cdot\mathbf{n})\exp(-j2\pi\nu t),\qquad(1.2-2)$$

或用复振幅表示为

$$U(x,y,z)=A\exp(jk\mathbf{r}\cdot\mathbf{n})。\qquad(1.2-3)$$

由图 1.1 可见，垂直于等相位面的方向 $\mathbf{n}$ 为光的传播方向。若 $\mathbf{n}$ 的方向余弦为 $\cos\alpha$，$\cos\beta$，$\cos\gamma$，则

$$U(x,y,z)=A\exp[jk(x\cos\alpha+y\cos\beta+z\cos\gamma)]。\qquad(1.2-4)$$

把这个解代入亥姆霍兹方程(1.1－12)，可以求得 $k=2\pi/\lambda$。

定义 $\mathbf{k}=k\mathbf{n}=\frac{2\pi}{\lambda}\mathbf{n}$ 为波矢，则平面波可写为

$$\begin{aligned}U(x,y,z)&=A\exp(j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})\\&=A\exp\left[j2\pi\left(x\frac{\cos\alpha}{\lambda}+y\frac{\cos\beta}{\lambda}+z\frac{\cos\gamma}{\lambda}\right)\right]\\&=A\exp[j2\pi(xf_x+yf_y+zf_z)],\end{aligned}\qquad(1.2-5)$$

其中，$f_x=\frac{\cos\alpha}{\lambda}$，$f_y=\frac{\cos\beta}{\lambda}$，$f_z=\frac{\cos\gamma}{\lambda}$，我们称 f_x,f_y,f_z 为空间频率。在光学中这是一个十分重要的概念，将在第二章中再作仔细的讨论。

由于 $\cos^2\alpha+\cos^2\beta+\cos^2\gamma=1$，故

$$\cos\gamma=\sqrt{1-\cos^2\alpha-\cos^2\beta}。$$

这样，(1.2－5)式可表为

$$\begin{aligned}U(x,y,z)=&A\exp\left(j\frac{2\pi z}{\lambda}\sqrt{1-\cos^2\alpha-\cos^2\beta}\right)\\&\cdot\exp\left[j2\pi\left(x\frac{\cos\alpha}{\lambda}+y\frac{\cos\beta}{\lambda}\right)\right]。\end{aligned}\qquad(1.2-6)$$

应指出，原则上在 $z=z_1$ 平面上的波为平面波，当它在自由空间中传播后，在 $z=z_2$ 平面也应是平面波，差别仅在于两

波的位相有所不同。因此，平面波场描述的波在空间上应是无限的。若在 $z<z_0$ 的空间沿 z 轴传播的平面波 U，受在 $z=z_0$ 处的一个孔径限制（如图 1.2 所示），该孔径为沿 y 轴的无限长的缝，缝宽位于区间 $x_1<x<x_2$，则在 $z=z_0$ 处出射的波场为

$$U(x,y,z;t)|_{z=z_0}=\begin{cases}A\exp[\mathrm{j}(kz_0+\varphi_0)]\exp(-\mathrm{j}2\pi\nu t), & x_1<x<x_2,\\ 0, & \text{其他}。\end{cases}\qquad(1.2-7)$$

这个扰动已不再是平面波了，因为它在空间上是有限的。在下一章中可以看到，它可以按空间频率分解为许多平面波的迭加。

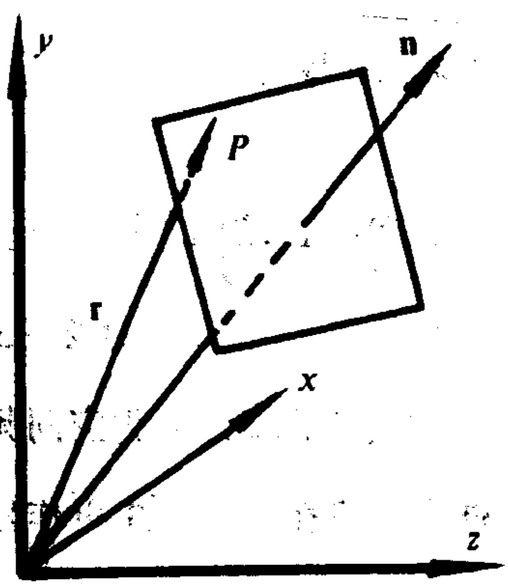


图 1.1

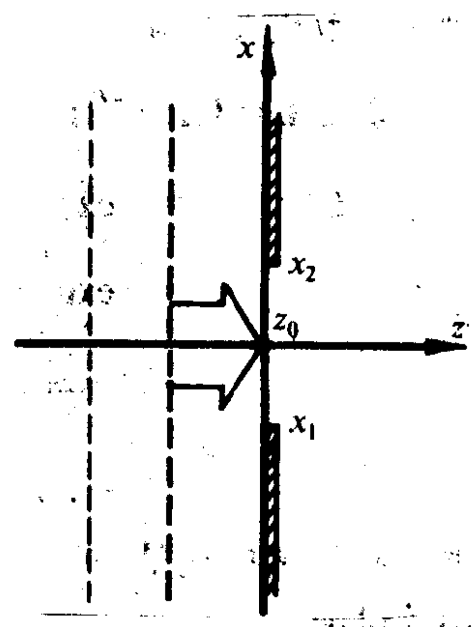


图 1.2 平面波在传播中受到光阑的限制

§1.3 球面波

另一种典型而重要的光波是球面波，它是具有球对称形式的波动方程的解。在球坐标中的波动方程为

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}(rU)-\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(rU)=0。\qquad(1.3-1)$$

容易证明，对于任意的函数形式 U，表达式

$$U(r,t)=\frac{1}{r}U_1(r-vt)+\frac{1}{r}U_2(r+vt) \qquad (1.3-2)$$

为方程(1.3－1)的解。(1.3－2)式中第一项为会聚波，第二项为发散波。其中最简单的特解是如下形式的单色球面波

$$U(r,t)=\frac{A}{r}\exp[\pm \mathrm{j}(kr+\varphi_0)]\cdot\exp(-\mathrm{j}2\pi\nu t), \qquad (1.3-3)$$

其中，＋号相应于发散球面波，－号相应于会聚球面波。由此不难看出，在某一瞬间 t_0，位相 $\varphi=kr-2\pi\nu t_0+\varphi_0=\text{const.}$ 的面（即等相位面）为一球面。

以上是用球坐标表示的球面波。在光学问题中，我们所关心的往往是在某个选定平面上的光场分布，如衍射场中的孔径平面，观察平面，成像系统中的物平面和像平面等。因此，在光学中经常用直角坐标来表示球面波。下面给出这种表达式。

如图 1.3，在 (x,y,z) 处观察由 $(x_0,y_0,0)$ 点发出的球面波。由图可见，

$$r=\sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)+z^2}$$
$$=z\left[1+\left(\frac{x-x_0}{z}\right)^2+\left(\frac{y-y_0}{z}\right)^2\right]^{1/2}。$$

如取初始位相 $\varphi_0=0$，则

$$U(x,y,z)=\frac{A}{r}\exp(\mathrm{j}kr)$$

$$=\frac{A\exp\left\{\mathrm{j}kz\left[1+\left(\frac{x-x_0}{z}\right)^2+\left(\frac{y-y_0}{z}\right)^2\right]^{1/2}\right\}}{z\left[1+\left(\frac{x-x_0}{z}\right)^2+\left(\frac{y-y_0}{z}\right)^2\right]^{1/2}}。 \qquad (1.3-4)$$

上式是球面波在直角坐标系中的表达式。但(1.3－4)式在计算时很不方便，在光学中经常讨论所谓近轴问题，可取近轴近似，即 $z\gg x-x_0, z\gg y-y_0$，这时

$$r \approx z\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_0}{z}\right)^2+\frac{1}{2}\left(\frac{y-y_0}{z}\right)^2\right]. \qquad (1.3-5)$$

在 (1.3－4) 式的分母中可取 $r \approx z$；而在分子中必须将 (1.3－5) 式代入，可得

$$U(x,y,z)=\frac{A_0\exp(\mathrm{j}kz)}{z}\exp\left\{\mathrm{j}\frac{k}{2z}[(x-x_0)^2+(y-y_0)^2]\right\}。 \qquad (1.3-6)$$

(1.3－6) 式是在近轴近似下在直角坐标系中的球面波表达式。当 $z>0$ 时，上式表示一个发散球面波。当 $z<0$ 时，上式可以用来表示一个会聚球面波，或直接写为

$$U(x,y,z)=\frac{A_0\exp(\mathrm{j}k|z|)}{|z|}\exp\left(-\mathrm{j}k\ \frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2|z|}\right),$$

它表示经过 xy 平面向距离为$|z|$处会聚的球面波在该平面上的复振幅分布。实际上，(1.3–6)式所表示的等相位面是用抛物面代替了球面，这显然只有在近轴区域才成立。以后将看到，取了这种近似将在计算上带来很大的方便。

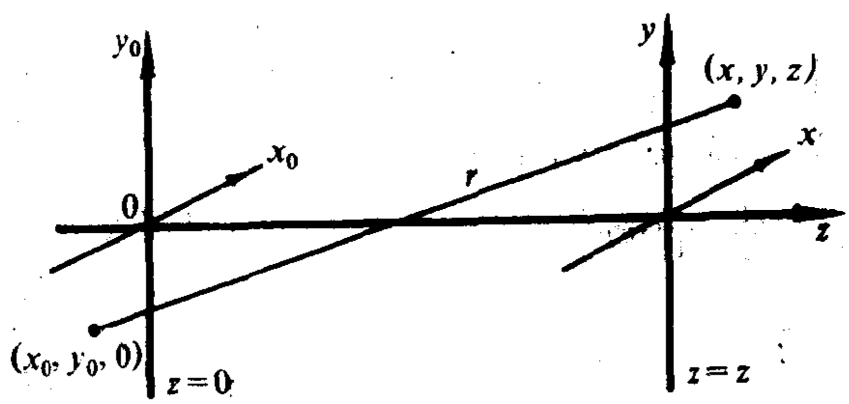


图 1.3

§1.4 光波偏振态的琼斯矩阵表象和庞加莱球表象

1.4.1 琼斯矩阵表象