



普通高等教育“十五”国家级规划教材

近代光学基础

Fundamental of
Advanced
Optics

谢建平 明海 王沛 编著



高等教育出版社

普通高等教育“十五”国家级规划教材

近代光学基础

谢建平 明 海 王 沛 编著



高等教育出版社

内容简介

激光的出现和发展使光学的面貌发生了极其深刻的变化,相继出现了许多新的学科分支和新兴技术,为了适应光学学科这样的变化和发展,作者在多年教学和研究的基础上,精选了部分相干光理论、标量衍射、傅里叶光学、全息术、晶体光学、导波光学和非线性光学等内容编辑成该书,主要对基本概念和物理图像进行了较系统和深入的分析,论述浅显易懂。

由于光学与现代科学技术和现代工程技术联系密切,所以书中编入了一些重要实验和应用技术。

该书适用于高等院校有关专业的教材或教学参考书,也可供光学科技工作者参考。

图书在版编目(CIP)数据

近代光学基础/谢建平,明海,王沛编著. —北京:
高等教育出版社,2006.5

ISBN 7-04-018703-5

I. 近... II. ①谢...②明...③王... III. 光学-
高等学校-教材 IV. O43

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2006)第 017587 号

策划编辑 庞永江 责任编辑 王文颖 封面设计 刘晓翔 责任绘图 朱 静
版式设计 胡志萍 责任校对 王 雨 责任印制 朱学忠

出版发行	高等教育出版社	购书热线	010-58581118
社 址	北京市西城区德外大街 4 号	免费咨询	800-810-0598
邮政编码	100011	网 址	http://www.hep.edu.cn
总 机	010-58581000		http://www.hep.com.cn
经 销	蓝色畅想图书发行有限公司	网上订购	http://www.landaco.com
印 刷	人民教育出版社印刷厂		http://www.landaco.com.cn
		畅想教育	http://www.widedu.com
开 本	787×960 1/16	版 次	2006 年 5 月第 1 版
印 张	20.5	印 次	2006 年 5 月第 1 次印刷
字 数	380 000	定 价	31.90 元

本书如有缺页、倒页、脱页等质量问题,请到所购图书销售部门联系调换。

版权所有 侵权必究

物料号 18703-00

前 言

20 世纪 60 年代以来,激光的出现和发展使光学的面貌发生了极其深刻的变化,相继出现和形成了非线性光学、傅里叶光学和光学信息处理、全息术、光纤通信、集成光学、量子光学等新的学科分支和新兴技术。近代光学已经成为一些新兴高新技术产业的基础,与现代科学技术以及现代工程技术有密切的联系。本书是为了光学专业的教学能够适应这种变化和发展情况而编写的。

在多年教学的基础上,我们精选了部分相干光理论、标量衍射、傅里叶光学、全息术、晶体光学、导波光学和非线性光学等内容编辑成该书。书中对各章所涵盖的基本概念和物理图像进行了较系统和深入的分析,以深化读者对光学基础知识理解;有关章节编入了一些重要的实验和应用技术,希望对读者思考 and 解决问题能力的提升有所帮助。

本书的编写大纲和各章修改定稿由谢建平负责,第一章、第二章、第三章、第五章是谢建平编写的,第四章、第六章是明海编写的,第七章是王沛编写的。由于学识和经验的限制,书中难免存在疏漏和不足,衷心欢迎读者批评指正。

谢建平 明 海 王 沛

2005 年 5 月于合肥

郑 重 声 明

高等教育出版社依法对本书享有专有出版权。任何未经许可的复制、销售行为均违反《中华人民共和国著作权法》，其为人将承担相应的民事责任和行政责任，构成犯罪的，将被依法追究刑事责任。为了维护市场秩序，保护读者的合法权益，避免读者误用盗版书造成不良后果，我社将配合行政执法部门和司法机关对违法犯罪的单位和个人给予严厉打击。社会各界人士如发现上述侵权行为，希望及时举报，本社将奖励举报有功人员。

反盗版举报电话：(010) 58581897/58581896/58581879

传 真：(010) 82086060

E - mail：dd@hep.com.cn

通信地址：北京市西城区德外大街 4 号

高等教育出版社打击盗版办公室

邮 编：100011

购书请拨打电话：(010)58581118

目 录

第一章 部分相干光理论	1
§ 1.1 非单色光的干涉条纹	2
§ 1.2 光源线度对于干涉条纹的影响	7
§ 1.3 干涉条纹清晰程度的表述	11
§ 1.4 互相干函数	18
1.4.1 干涉现象的进一步讨论	18
1.4.2 互相干函数	22
§ 1.5 准单色光的干涉	26
§ 1.6 扩展准单色光源光场的互强度和相干度 锡突耳特-柴尔尼克 定理	29
§ 1.7 互相干函数的传播	33
§ 1.8 互相干函数的测量	35
1.8.1 杨氏干涉法	35
1.8.2 剪切干涉法	39
1.8.3 像面法	44
§ 1.9 强度干涉仪和光场的高阶相干性	45
§ 1.10 光场的偏振特性	48
习题一	55
第二章 标量衍射理论	58
§ 2.1 瑞利-索末菲的衍射理论	58
2.1.1 相幅矢量	58
2.1.2 亥姆霍兹方程	59
2.1.3 格林定理	59
2.1.4 平面屏幕衍射的瑞利-索末菲理论	59
2.1.5 菲涅耳衍射公式	64
2.1.6 惠更斯-菲涅耳原理	64
§ 2.2 非单色波的瑞利-索末菲衍射理论	64
§ 2.3 菲涅耳衍射和夫琅禾费衍射	67
2.3.1 菲涅耳近似	67
2.3.2 夫琅禾费近似	69

II 目 录

§2.4 夫琅禾费衍射图样的例子	70
§2.5 菲涅耳衍射图样的例子	79
§2.6 边界衍射理论	83
§2.7 衍射的角谱处理	85
§2.8 光被超声波衍射	89
§2.9 近场衍射	94
习题二	99
第三章 傅里叶光学	102
§3.1 薄透镜的相位变换作用	102
§3.2 透镜的傅里叶变换性质	105
3.2.1 物体紧贴透镜放置	105
3.2.2 物体放在透镜前方 d_0 处	106
3.2.3 物体位于透镜右方 $f'-d$ 处	108
3.2.4 光学傅里叶变换的性质	109
§3.3 光学系统的物像关系	116
§3.4 光学成像系统的物像频谱关系	121
3.4.1 相干频率传递函数	122
3.4.2 光学传递函数	125
3.4.3 成像系统的 OTF 检验	131
§3.5 空间滤波	134
3.5.1 相干系统的空间滤波技术	134
3.5.2 全息术滤波器	137
习题三	140
第四章 光全息术	142
§4.1 光全息术原理	142
4.1.1 光的波前记录和再现	142
4.1.2 全息图的几何分析	146
4.1.3 平面全息图的衍射效率	152
4.1.4 体积全息图的衍射效率	154
§4.2 全息术中若干实验问题	158
4.2.1 光源的相干性	158
4.2.2 分辨率与记录视场的关系	161
4.2.3 稳定性的考虑	162
§4.3 全息记录介质	164
4.3.1 卤化银乳胶	164

4.3.2 重铬酸盐明胶	167
4.3.3 光导热塑料	168
4.3.4 光致聚合物	169
4.3.5 光折变晶体与光致抗蚀剂	170
§4.4 全息干涉计量	171
4.4.1 一般的全息干涉法	172
4.4.2 全息波面剪切干涉计量	175
4.4.3 外差全息干涉术	177
4.4.4 其他全息干涉技术	179
§4.5 全息显示和信息存储	181
4.5.1 透射全息和反射全息	181
4.5.2 像全息和彩虹全息	183
4.5.3 合成全息图和印刷复制全息	186
4.5.4 数字像素全息技术	187
4.5.5 全息光存储	188
§4.6 计算全息	189
4.6.1 抽样定理	189
4.6.2 计算全息图的制作	191
4.6.3 相息图	194
习题四	196
第五章 晶体光学	198
§5.1 双折射现象的实验规律	198
§5.2 各向异性介质的折射率椭球	200
§5.3 晶体中的光线和波法线 波面和法线面	205
§5.4 单轴晶体和双轴晶体的双折射	213
5.4.1 单轴晶体的双折射	213
5.4.2 双轴晶体的双折射	217
§5.5 偏振光的干涉	219
5.5.1 平行偏振光的干涉	219
5.5.2 会聚偏振光的干涉	221
§5.6 偏振器、补偿器及波片	225
§5.7 电光效应	228
§5.8 磁光效应和声光效应	239
§5.9 液晶的光学双折射性质	241
习题五	243

第六章 导波光学	246
§ 6.1 平板波导中的射线光学	246
6.1.1 波导模式的基本概念	246
6.1.2 导模的色散方程	247
6.1.3 截止频率和模式数量	250
6.1.4 Goos - Hänchen 位移和波导有效厚度	250
6.1.5 波导损耗	252
§ 6.2 二维均匀平面波导的电磁场分析	253
6.2.1 三层平板波导	254
6.2.2 四层非对称平板波导	258
6.2.3 五层对称平板波导理论	260
§ 6.3 渐变折射率波导	263
6.3.1 抛物线型渐变折射率波导	264
6.3.2 指数型分布折射率波导	266
§ 6.4 矩形介质波导	267
6.4.1 有效折射率法	268
6.4.2 脊形波导和条形波导	270
§ 6.5 波导耦合器与调制器	271
6.5.1 波导耦合器	271
6.5.2 电光波导调制器	273
6.5.3 声光波导调制器	277
§ 6.6 光纤波导	278
6.6.1 光纤的光线理论	278
6.6.2 阶跃光纤的模式	280
习题六	284
第七章 非线性光学	286
§ 7.1 非线性光学效应的起源	286
§ 7.2 非线性光学极化率	290
7.2.1 非线性极化率	290
7.2.2 非线性极化率张量的对称性	295
§ 7.3 光波在非线性介质内传播的基本方程	298
7.3.1 非线性波动方程	298
7.3.2 耦合波方程	299
§ 7.4 二阶非线性光学效应	301
7.4.1 二次谐波的产生	301

7.4.2 相位匹配技术	304
7.4.3 有效非线性系数	307
§ 7.5 三阶非线性光学效应	309
7.5.1 简并四波混频	310
7.5.2 非线性折射率	313
习题七	314
参考文献	315

第一章 部分相干光理论

经典电磁场的处理不涉及场的相干、非相干或者部分相干的概念。经典电磁场服从麦克斯韦方程,人们是把电场 E 和磁场 H 当作位置和时间的可测量函数。在原理上,不管边界条件多么复杂,我们都可以跟随电场和磁场的变化细节。

在许多情况下,这个过程是极端困难的。例如对大量的彼此独立的辐射子所产生的辐射场或衍射图样,要得到详细的严格解非常困难。这种详细的严格解只有对辐射子的特定集合才能计算得出。很清楚,对这样辐射子的系统需要用平均过程,因而用统计的方法来描写这些物理现象比较方便。在光学中更是如此。任一光场在性质上(电磁场的振幅、相位、频率等)都存在着涨落,其频率很高。现有的光探测器如人眼、光电管等,其响应速度远远赶不上光波电磁场的变化和涨落。因此,我们不能测量表征电磁场的物理量中任一个瞬时值,即不能确切知道光场的瞬时状态。我们所测量的只是光场某一段时间内物理量的平均值,时间间隔比光的周期长得多。例如,光强度、与非相干有关的强度线性叠加的概念,只有借助于时间平均过程才有意义。所以,相干光理论(或部分相干光理论)是处理光场统计性质的理论,是与光场涨落的统计描述有关的,或者说,部分相干光理论是描述电磁场中物理量的平均值行为的理论。相干性的概念贯穿于统计光学的整个领域中。

当然,电磁场中有许多可以被研究的平均量,一般是研究光场中不同时空点上的复振幅的乘积的平均值行为,称为互相干函数 $\Gamma_{12}(\tau)$ 。1955 年 E. Wolf 定义为

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle V_1(t+\tau)V_2^*(t) \rangle$$

其中,尖括号 $\langle \rangle$ 表示时间平均作用;下标 1,2 表示空间上的两点;* 号表示复共轭; $V_1(t+\tau)$ 和 $V_2^*(t)$ 分别为 1,2 两点在 $t+\tau$ 和 t 时刻上的复振幅。互相干函数能够处理大多数相干和偏振现象。

利用近代的先进光学探测器和极短分辨时间的电子线路,20 世纪 50 年代中期已开始其他类型相关的研究,如四阶或更高阶的相关效应。与光场的统计性质描述平行发展的,是光场的量子力学描述,即量子光学,已建立了量子相关函数,光场的相关矩阵表示等。因而部分相干性理论目前仍是光学学科中较活跃的方面。

本章仅限于介绍部分相干光理论的基本概念和一些应用,只采用对光场的统计描述,很少涉及光场的量子描述。

§ 1.1 非单色光的干涉条纹

当两束或两束以上的光波叠加时,在叠加区域内强度不是均匀分布,而是在极大与极小之间逐点变化,极大超过两光束强度之和,极小可能是零.这种现象称为光的干涉.我们已经知道,严格单色光场的振幅在空间各点都为—个常量,其相位与位置、时间成线性关系.严格单色光的叠加总能产生干涉,但是实际的物理光源所发出的光不可能是严格单色的,总有一定的谱线宽度,其光场的振幅和相位都有极迅速的不规则的涨落.可以想到,严格单色光波只是谱线极窄(即准单色光, $\Delta\nu \ll \bar{\nu}$, 其中 $\Delta\nu$ 为谱线宽度, $\bar{\nu}$ 为平均频率)光波的理想化.非单色光叠加时所产生的干涉条纹比严格单色光所产生的要复杂得多,它可以看成是谱线中各频率成分(ν 或波长 λ)的严格单色光的条纹组合.下面以杨氏干涉装置为例来讨论.为了简便,假定 S_1 和 S_2 为宽度极窄的狭缝,相互平行; S 为线光源(如图 1.1 所示),它发射的光波具有 $\bar{\lambda} - \frac{\Delta\lambda}{2}$

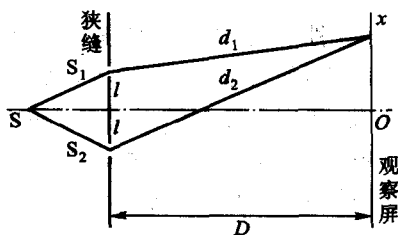


图 1.1 杨氏干涉实验装置示意图

到 $\bar{\lambda} + \frac{\Delta\lambda}{2}$ 之间的光谱宽度,在各个波长 λ

上辐射同样的强度(即为平顶光谱线

型);同时忽略狭缝 S_1 和 S_2 所发出的次级光波随方向的变化(参见第二章).每一波长为 λ 的单色成分都在观察屏上形成一套干涉条纹,它们平行于狭缝(至少在观察区域不太大时是这样),条纹间距 $\Delta x = \frac{D\lambda}{2l}$. 波长 λ 较短的光谱成分形成的条纹间距较小,波长 λ 较长的光谱成分形成的条纹间距也较大.所有单色条纹的中央极大值(距 S_1 和 S_2 路程相等)都位于观察屏原点相互重合.但在其他地方,各套条纹之间要相互错开.在观察面内, m 级干涉条纹各极大之间错开的距离为

$$\Delta x' = \frac{|m|D}{2l} \Delta\lambda \quad (1.1)$$

若考虑波长范围 $\Delta\lambda$ 比平均波长 $\bar{\lambda}$ 小得多的情况,即

$$\frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}} \ll 1 \quad \text{或} \quad \frac{\Delta\omega}{\bar{\omega}} \ll 1 \quad (1.2)$$

这里 $\Delta\omega$ 为频率范围, $\bar{\omega}$ 为平均频率.满足上述条件的光称为准单色光.在观察场范围内如果 m 满足下列条件:

$$|m| \ll \frac{\bar{\lambda}}{\Delta\lambda} \quad \text{或} \quad \text{程差} |\Delta L| \ll \frac{\bar{\lambda}^2}{\Delta\lambda} \quad (1.3)$$

则 $\Delta x'$ 与相邻极大的平均间距 $\frac{D\bar{\lambda}}{2l}$ 相比可以忽略, 因而可以认为各频率成分的干涉条纹在这样的观察区域内是重合的. 这时观察面上条纹的情景同波长为 $\bar{\lambda}$ 的严格单色光源所给出的一样 (如图 1.2 所示). 如果是准单色光, 但观察区域较大, 不满足 (1.3) 式, 由于相同干涉级的各极大之间错开的距离 $\Delta x'$ 增大, 观察面上的背景加强, 则条纹没有单色光条纹那样清晰. 在 $|m| \approx \frac{\bar{\lambda}}{\Delta\lambda}$ 的那些远离观察屏中心 O 的区域上, 从 $\bar{\lambda} - \frac{\Delta\lambda}{2}$ 成分的第 m 级到第 $m+1$ 级极大之间, 相继分布着由 $\bar{\lambda} - \frac{\Delta\lambda}{2}$ 到 $\bar{\lambda} + \frac{\Delta\lambda}{2}$ 各成分的第 m 级极大, 也就是说, 观察面上每一点都落有某一光谱成分的极大值, 又落有另一光谱成分的极小值, 因而各点条纹强度趋于一个平均值, 即背景条纹消失 (图 1.3). 这时所对应的最大光程差 $\Delta L_c \approx \frac{\bar{\lambda}^2}{\Delta\lambda}$ 称为相干长度.

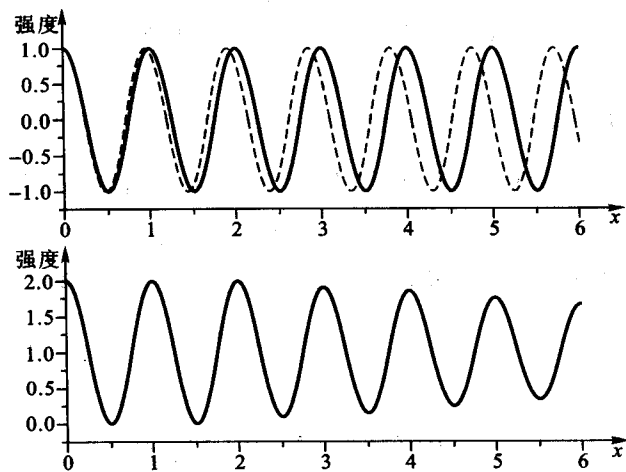


图 1.2 准单色光源在 $|m| \ll \frac{\bar{\lambda}}{\Delta\lambda}$ 区域内的干涉条纹

如果光源为白光, 观察为目视. 这时波长范围大约从 400 nm 到 700 nm, $\frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}} \approx \frac{1}{2}$, 在零级单色条纹位置上有一个白色的中央条纹, 两边各有几个彩色的极大和极小, 再往外, 眼睛看起来是均匀的白光照明. 白色条纹在干涉度量学中是有用的, 可用它来辨认出程差为零的单色条纹极大值的位置.

为了使读者熟悉光学中的数学分析方法, 我们用复数来表示光波, 对上述物理过程进行较详细的分析.

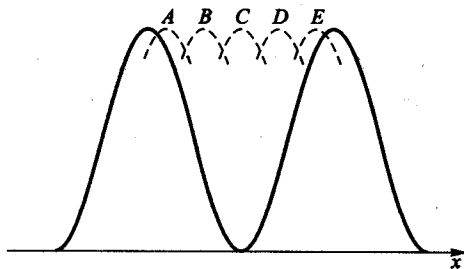


图 1.3 准单色光 (从 $\bar{\lambda} - \frac{\Delta\lambda}{2}$ 到 $\bar{\lambda} + \frac{\Delta\lambda}{2}$) 的各个干

涉极大在 $\Delta L \sim \frac{\bar{\lambda}^2}{\Delta\lambda}$ 区域上的分布. 实线表示 $\bar{\lambda} - \frac{\Delta\lambda}{2}$

的第 m 级到第 $m+1$ 级的条纹分布, 虚线 A, B, C, D 和 E 是对应于各成分的第 m 级极大值

狭缝 S_1 和 S_2 发射到屏上某点 x 的次级光波的振幅, 由惠更斯原理可以写成: $\frac{A'_0}{d_1} e^{ikd_1}$ 和 $\frac{A'_0}{d_2} e^{ikd_2}$, 其中 A'_0 是距狭缝为单位距离处的振幅, d_1 和 d_2 是由 S_1 和 S_2 到观察点 x 的距离, k 为波数, j 是虚数单位.

在杨氏干涉装置中 $D \gg 2l$, 观察点 x 一般距屏中心也较近, 因此 $d_1 \approx d_2$, 振幅 $\frac{A'_0}{d_1}$ 和 $\frac{A'_0}{d_2}$ 也可认为近似相等, 令为 A_0 . 但在两项柱面波的指数项中, 不能用 $d_1 \approx d_2$ 这个近似条件, 因为 $d_2 - d_1$ 会比波长 λ 大得多.

在 x 点, 接收到 S_1 和 S_2 发来的波长为 λ 次级光波的振幅为

$$A = A_0 e^{ikd_1} + A_0 e^{ikd_2} \quad (1.4)$$

由图 1.1 可知

$$d_1 = \sqrt{D^2 + (x-l)^2} \approx D + \frac{(x-l)^2}{2D}$$

则

$$A_0 e^{ikd_1} \approx A_0 e^{ikD} \cdot e^{j\frac{k}{2D}(x-l)^2}$$

同理,

$$A_0 e^{ikd_2} \approx A_0 e^{ikD} \cdot e^{j\frac{k}{2D}(x+l)^2}$$

x 点接收到的光强度为

$$I(x) = AA^* = |A|^2 = 2A_0^2 \left\{ 1 + \cos \left[\frac{k}{2D}(4xl) \right] \right\} \quad (1.5)$$

上式是我们所熟悉的结果, 是严格单色光产生的干涉条纹强度分布, 其中 A_0^2 是单个狭缝 S_1 或 S_2 在观察点 x 所造成的光强度.

当线光源 S 所发射的光是非单色的, 光谱范围从 $\bar{\omega} - \frac{1}{2}\Delta\omega$ 到 $\bar{\omega} + \frac{1}{2}\Delta\omega$ (或从 $\bar{\lambda} - \frac{1}{2}\Delta\lambda$ 到 $\bar{\lambda} + \frac{1}{2}\Delta\lambda$), 并假定各频率具有同等的强度 (如图 1.4 所示). 已知不同频率之间的光波叠加, 不能产生稳定的干涉条纹, 它们是不相干的. 所以, x 点所观察到的强度应是各频率光波形成的干涉条纹强度的叠加. 由 (1.5) 式, 中心频率为 $\bar{\omega}$, 在 $d\omega$ 宽度内光波的强度为 $I_0 d\omega$, 在 x 点产生的干涉条纹为

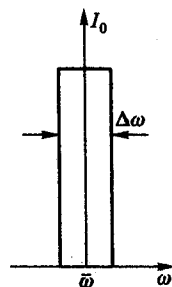


图 1.4 光谱分布为平顶型

$$2I_0 d\omega \left[1 + \cos \frac{k}{2D} (4xl) \right] \quad (1.5')$$

则 x 点的总强度分布为

$$I(x) = \int_{\bar{\omega} - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\bar{\omega} + \frac{\Delta\omega}{2}} 2I_0 \left[1 + \cos \frac{k}{2D} (4xl) \right] d\omega$$

用 $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{\omega}{c}$ 代入, 经积分后得到

$$I(x) = 2I_0 \Delta\omega \left[1 + \frac{\sin \Delta\omega \frac{xl}{Dc}}{\Delta\omega \frac{xl}{Dc}} \cos \bar{\omega} \frac{2xl}{Dc} \right] \quad (1.6)$$

上式是本节分析得到的重要结果. 其中 $\sin \left(\Delta\omega \frac{xl}{Dc} \right) / \left(\Delta\omega \frac{xl}{Dc} \right)$ 是 $\frac{\sin \pi\mu}{\pi\mu}$ 的函数形式, $\mu = \frac{\Delta\omega xl}{\pi Dc}$. 在 $x=0$ 处, 即观察面中心其值为 1, 条纹最清晰. 当 $\Delta\omega \frac{xl}{Dc} = n\pi$ 或 $\mu = n$ 时, 其值为零, 干涉条纹消失. 条纹第一次消失时, $n=1$,

$$\begin{aligned} x &= \frac{Dc\pi}{\Delta\omega l} = \frac{D\bar{\lambda}^2}{2l\Delta\lambda} \\ \Delta\lambda &= \bar{\lambda}^2 / \left(\frac{2xl}{D} \right) = \bar{\lambda}/m \end{aligned} \quad (1.7)$$

这与前面分析的结果相同.

干涉条纹的位置仍由 $\cos \bar{\omega} \frac{2xl}{Dc}$ 决定, 即由平均频率 $\bar{\omega}$ 所决定, $2I_0 \Delta\omega$ 是常量, 表示平均光强度, 其条纹分布如图 1.5 所示.

在上面的分析中, 假定了光谱分布为平顶型, 这是过分简单化了. 实际上, 光谱分布有高斯线型、洛伦兹线型和双线型等. 可以用 $I_1(\omega)$ 来表示光强度随频率的变化, 叫做光谱分布. 频率以 $\bar{\omega}$ 为中心、宽度为 $d\omega$ 的光谱成分所产生的干涉条纹由 (1.5') 式给出, 因为不同光谱成分叠加是不相干的, 所以干涉图样中的总强度分布

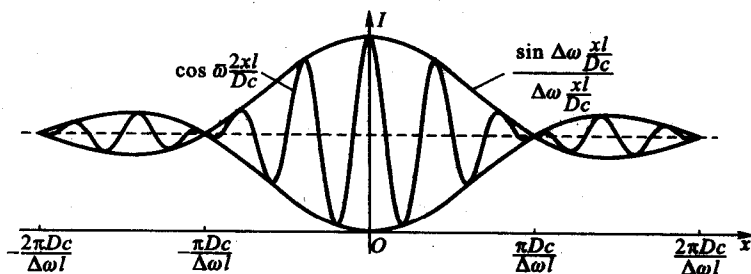


图 1.5 光源单色性对干涉条纹清晰度的影响

$$I(x) = 2 \int I_1(\omega) \left[1 + \cos \frac{k}{2D} (4xl) \right] d\omega$$

用 $k = \frac{\omega}{c}$ 代入

$$I(x) = 2 \int I_1(\omega) \left[1 + \cos \left(\frac{2\omega xl}{Dc} \right) \right] d\omega \quad (1.8)$$

对于光谱成分较窄的光来说,除去在平均频率 $\bar{\omega}$ 附近很小的 $\Delta\omega$ 范围以外, $I_1(\omega)$ 的值很小,可以忽略. 如果令

$$y = \omega - \bar{\omega}, \quad I_1(\omega) = I_1(\bar{\omega} + y) \quad (1.9)$$

我们可以把(1.8)式改写成

$$\begin{aligned} I(x) &= 2 \int I_1(y) \left\{ 1 + \cos \left[(\bar{\omega} + y) \frac{2xl}{Dc} \right] \right\} dy \\ &= 2 \int I_1(y) dy + 2 \int I_1(y) \cos \bar{\omega} \frac{2xl}{Dc} \cos y \frac{2xl}{Dc} dy - 2 \int I_1(y) \sin \bar{\omega} \frac{2xl}{Dc} \sin y \frac{2xl}{Dc} dy \\ &= P + C(x) \cos \bar{\omega} \frac{2xl}{Dc} - S(x) \sin \bar{\omega} \frac{2xl}{Dc} \end{aligned} \quad (1.10)$$

$$\text{其中} \quad \left. \begin{aligned} P &= 2 \int I_1(y) dy \\ C(x) &= 2 \int I_1(y) \cos \left(y \frac{2xl}{Dc} \right) dy \\ S(x) &= 2 \int I_1(y) \sin \left(y \frac{2xl}{Dc} \right) dy \end{aligned} \right\} \quad (1.11)$$

dy 在 $-\frac{\Delta\omega}{2} \leq y \leq \frac{\Delta\omega}{2}$ 区域内积分. 由于 $I_1(y)$ 仅仅在 $|y| \ll \bar{\omega}$ 时才不为零, 所以 $C(x)$ 和 $S(x)$ 与 $\cos \bar{\omega} \frac{2xl}{Dc}$ 和 $\sin \bar{\omega} \frac{2xl}{Dc}$ 相比较, 变化缓慢, 其变化可以忽略. 因此, 在良好的近似程度上, $I(x)$ 的极值位置主要由 $\cos \bar{\omega} \frac{2xl}{Dc}$ 和 $\sin \bar{\omega} \frac{2xl}{Dc}$ 来决定, 由下式给出:

$$\frac{dI(x)}{dx} = -\frac{2\bar{\omega}l}{Dc} \left[C(x) \sin \bar{\omega} \frac{2xl}{Dc} + S(x) \cos \bar{\omega} \frac{2xl}{Dc} \right] = 0$$

即发生在

$$\tan \omega \frac{2xl}{Dc} = -\frac{S(x)}{C(x)} \quad (1.12)$$

(1.10)式可以写成

$$\begin{aligned} I(x) &= P + \sqrt{C^2(x) + S^2(x)} \left[\frac{C(x)}{\sqrt{C^2(x) + S^2(x)}} \cos \omega \frac{2xl}{Dc} - \frac{S(x)}{\sqrt{C^2(x) + S^2(x)}} \sin \omega \frac{2xl}{Dc} \right] \\ &= P \left[1 + \frac{\sqrt{C^2(x) + S^2(x)}}{P} \cos \left(\phi + \omega \frac{2xl}{Dc} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.13)$$

式中 $\tan \phi = S(x)/C(x)$. 所以, $I(x)$ 的极值为

$$I(x) = P \pm \sqrt{C^2(x) + S^2(x)} \quad (1.14)$$

用平顶型光谱线型代入(1.13)式, 由于 $I_1(y)$ 是对称的, 所以 $S(x)$ 积分为零, 就有

$$I(x) = P + C(x) \cos \omega \frac{2xl}{Dc}$$

可获得与(1.6)式相同的结果.

上述分析表明, 条纹的清晰程度不仅与光谱线宽有关, 而且还与光谱的强度分布有关.

§ 1.2 光源线度对于干涉条纹的影响

在光的相干现象处理中, 往往把光源作为点光源, 但是实际的物理光源总有一定的线度. 所谓点光源只是数学上的理想化. 在杨氏干涉实验中, 要使干涉花样得到更多的光, 就必须增加线光源的宽度. 这样一来干涉条纹却要变得不太清晰了. 为了简便起见, 我们假定光源发射单色谱线 λ . 有一定宽度的狭缝光源 S 可以设想成是由许多线光源所组成. 每一条线光源发出光波, 经过 S_1 和 S_2 狭缝, 在观察面上都产生各自相应的一套条纹, 各套条纹间距 Δx 都相同, 只是相互有了错动. 当 S 光源上的上、下边缘处的两线元 (见图 1.6) 形成的两套条纹相互位移了一个条纹间距时, 观察面上的条纹就模糊不清, 形成了均匀的照明光场.

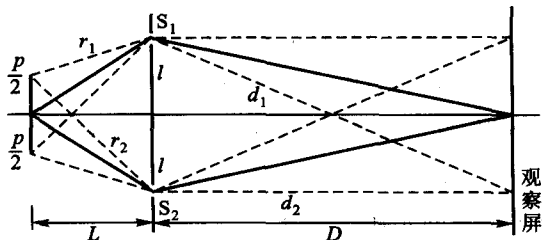


图 1.6 缝光源 S 有一定宽度 p 的杨氏干涉实验