

X I A N D A I G U A N G X U E D A O L U

是度芳 李承芳 张国平 陈韶华 编

现代 光学导论



湖北科学技术出版社

043/36

XIANDAI
GUANGXUE
DAOLUN

现代 光学 导论



夏度美 李海英 张匡平 陈韶华 编

湖北科学技术出版社 437860

图书在版编目 (CIP) 数据

现代光学导论 / 是度芳编著. — 武汉: 湖北科学技术出版社, 2002. 12

ISBN 7-5352-2895-X

I. 现… II. 是… III. 光学 IV. 043

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2002) 第 083409 号

现代光学导论

© 是度芳 李承芳 编
张国平 陈韶华

责任编辑: 王连弟 赵襄玲

封面设计: 张浩

出版发行: 湖北科学技术出版社

电话: 86782508

地 址: 武汉市武昌黄鹂路 75 号

邮编: 430077

印 刷: 鄂州市第一印刷厂

邮编: 436000

督 印: 刘春尧

880 毫米 × 1230 毫米

32 开

14.25 印张

1 插页

405 千字

2003 年 1 月第 1 版

2003 年 1 月第 1 次印刷

印数: 0 001 - 1 000

ISBN 7-5352-2895-X/O·39

定价: 30.00 元

本书如有印装质量问题 可找承印厂更换

前 言

自从 1960 年第一台激光器——红宝石激光器问世以来,光科学进入了一个新的历史时期——现代光学时期。现代光学可以用三个特征来表征:激光理论和激光技术、现代光学信息处理、光电子技术。现代光学的发展可以用日新月异、突飞猛进来形容。它已渗透到各个学科领域和各种技术中,其渗透范围也是前所未有,而且形成了许多交叉学科。激光等离子体、激光核聚变、激光超声波谱、激光化学、激光生物学、激光医学……应运而生。至于激光及光学信息处理、光纤传感、光纤通信、激光光谱和散射等在各个领域中的技术应用是不胜枚举。因此,作为物理系的学生掌握一定现代光学理论和技术已是十分迫切,与固体物理学同步开设一门现代光学导论已是十分必要,这正是本书编写的宗旨,本书也可作为相关专业人士和研究生的参考书。

本书也是武汉地区高校从事光学教学的物理教师大合作的成果。第一、六章由武汉大学李承芳教授编写,第二、四章由华中师范大学教授张国平博士编写,第五、八章由湖北大学副教授陈韶华博士编写,第三、七章由华中科技大学是度芳教授编写。全书由是度芳教授统稿。由于十分匆忙,加上水平与知识的局限,书中不妥之处,敬请读者指正,并致感谢。

我的一批研究生申世安、张新峰、潘金虎等为本书的出版作出了诸多贡献,我衷心地谢谢他们。

是度芳

2002 年 4 月 12 日于华中科技大学

目 录

第一章 部分相干光理论	1
§ 1-1 光场相干性的一般概念	2
§ 1-2 互相干函数和复相干度	13
§ 1-3 准单色光的干涉	16
§ 1-4 范西特-泽尼克定理	19
§ 1-5 准单色光的传播	26
§ 1-6 相干度的测量	29
§ 1-7 强度干涉仪和光场的高阶相干性	31
习题	33
第二章 标量衍射理论	35
§ 2-1 惠更斯-菲涅耳原理	35
§ 2-2 基尔霍夫积分定理	36
§ 2-3 基尔霍夫衍射理论	40
§ 2-4 衍射的角谱理论	44
§ 2-5 菲涅耳衍射	48
§ 2-6 夫朗和费衍射	51
习题	52
第三章 晶体光学	54
§ 3-1 晶体的介电张量和折射率椭球	54
§ 3-2 光波在晶体中的传播	61
§ 3-3 光波在晶体表面上的反射与折射	76
§ 3-4 晶体光学器件	80
§ 3-5 偏振光的干涉	87

2 目 录

§ 3-6 电光效应	94
§ 3-7 磁光效应	103
§ 3-8 弹光效应	104
习题	110
第四章 光电子·激光	112
§ 4-1 激光的基本原理	113
§ 4-2 光学谐振腔	123
§ 4-3 激光振荡理论	139
§ 4-4 脉冲激光原理	164
§ 4-5 典型激光器	174
习题	195
第五章 信息光学	198
§ 5-1 光学全息	198
§ 5-2 计算全息	227
§ 5-3 相干光学处理	243
§ 5-4 非相干光学处理	250
§ 5-5 白光光学信息处理	254
§ 5-6 光学小波变换	261
习题	270
第六章 波导光学	272
§ 6-1 基本方程的推导	272
§ 6-2 一维平面波导中的光波	276
§ 6-3 二维矩形光波导中的光波	282
§ 6-4 均匀纤芯光纤中的光波	286
§ 6-5 均匀纤芯光纤性质	295
§ 6-6 均匀纤芯光纤的色散	298
§ 6-7 非均匀纤芯光纤的基本方程和模的概念	302
§ 6-8 波导纵向非均匀性与模式耦合方程	311
第七章 非线性光学	322
§ 7-1 光学介质的非线性极化效应	323

§7-2 光学介质与强光相互作用的耦合波方程·····	327
§7-3 光学二次谐波、混频、光学参量效应·····	333
§7-4 光学三次谐波、四波混频·····	370
§7-5 光学相位共扼·····	376
§7-6 强光束自聚焦和自调制效应·····	382
§7-7 光学双稳态·····	386
§7-8 受激散射效应·····	390
习题·····	397
第八章 光计算机·····	399
§8-1 空间光调制器·····	399
§8-2 光学数字计算·····	417
§8-3 光学互连·····	428
§8-4 光学矩阵运算·····	430
§8-5 光学神经网络·····	435
习题·····	448
参考文献·····	450

第一章 部分相干光理论

经典光学中在讨论光的传播、衍射等现象时,常常假定照明光是点光源产生的单色光。但实际的光源总是由大量的独立辐射子(如原子)组成的,每一辐射子产生光辐射时是随机的,光源发出的光场正是所有这些辐射子发出光的组合。所以,实际的光源并不是单色点光源,而是具有有限谱宽的在空间有限扩展的光源。

正因如此,任一光场在性质上(场的振幅、位相、频率等)都存在着随机涨落,其变化频率非常高。现有的光探测器其响应速度还远远赶不上光波电磁场的变化和涨落。因此,我们无法测量表征电磁场的某一物理量的瞬时值,即不能确切知道光场的瞬时状态,所测量的只是光场某一物理量的统计平均值。所以,光的相干性理论(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光场中物理量的平均值行为的理论。相干性的概念贯串于统计光学的整个领域中。

考察光场相干性,本质上是考察光场中两个不同点处光振动的相关程度。对于相对时间延迟为 τ 的空间两点 P_1 和 P_2 的光振动 $U_1(t + \tau)$ 和 $U_2(t)$,其相关程度用互相干函数 $\Gamma_{12}(\tau)$ 描述,即

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle U_1(t + \tau) \cdot U_2^*(t) \rangle$$

其中,尖括号 $\langle \rangle$ 表示时间平均值, * 号表示复共轭。

互相干函数能够处理大多数的相干现象。

光场相干性的好坏,亦可通过光波迭加时是否产生干涉现象显示出来。因而可用实验方法,测量来自 P_1 和 P_2 的两束光所产生干涉条纹的清晰程度来量度光场的相干性。当干涉条纹很清晰时, P_1 和 P_2

两点的光振动是高度相关的,或者说是“相干”的;完全观察不到干涉条纹时,则 P_1 和 P_2 两点的光振动之间没有相关性,或者说是“非相干”的。“相干”和“非相干”是两种极端情况,更普遍的则是介于两者之间的“部分相干”。

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,很少涉及到光场的量子描述。

§ 1-1 光场相干性的一般概念

光场的相干性,既然关系到不同时空的两点光振动之间的相关程度,它就既包含时间效应,又包括空间效应。前者是指时间相干性,源于光源的有限谱宽;后者是指空间相干性,源于光源的有限大小。

一、时间相干性

我们已经知道,严格单色光场的振幅在空间各点为一常量,其位相与位置、时间成线性关系。严格单色光的迭加总能产生干涉。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,其光场的振幅和位相都有极迅速的不规则涨落。严格单色光波只是谱线极窄光波(即准单色光)的理想化。非单色光迭加时所产生的干涉条纹比严格单色光所产生的条纹要复杂得多,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。

下面以杨氏双缝干涉实验来讨论。如图 1-1 所示, S_1 和 S_2 为间距为 d 的两相互平行的狭缝,观察屏距两狭缝所在平面的距离为 L 。平行于狭缝的线光源 S 具有有限光谱宽度 $\Delta\lambda$ (或频谱宽度 $\Delta\nu$),其平均波长为 $\bar{\lambda}$ (或平均频率为 $\bar{\nu}$),并假设具有均匀的光谱强度分布。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,第 m 级条纹极大值的位置 x 为

$$x = m \frac{\lambda L}{d} \quad (1-1)$$

条纹间距 Δl 为

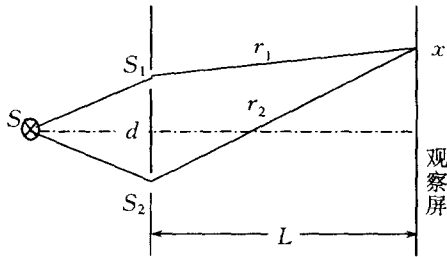


图 1-1 杨氏双缝干涉实验装置示意图

$$\Delta l = \frac{\lambda L}{d} \quad (1-2)$$

所有单色条纹的中央极大值都与观察屏的原点重合,但在其他地方,各套条纹之间相互错开。在观察面内,第 m 级干涉条纹各极大之间错开的距离 Δx 为

$$\Delta x = \frac{mL}{d} \Delta \lambda \quad (1-3)$$

对于准单色光的情况,即 $\Delta \lambda / \bar{\lambda} \ll 1$ 或 $\Delta \nu / \bar{\nu} \ll 1$,在观察场范围内如果 m 满足

$$m \ll \bar{\lambda} / \Delta \lambda \quad (1-4)$$

或者光程差 ΔL 满足

$$\Delta L \ll \bar{\lambda}^2 / \Delta \lambda \quad (1-5)$$

则 Δx 与条纹间距 Δl 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与波长为 $\bar{\lambda}$ 的严格单色光源所给出的一样(如图 1-2 所示)。

仍然是准单色光,但如果观察区域较大,不满足式(1-4)或(1-5)时,由于相同干涉级的各极大之间错开的距离 Δx 增大,观察面上的背景增强,则条纹没有单色光条纹那样清晰。当错开的距离 Δx 达到一个条纹间距 Δl ,即

$$m = \bar{\lambda} / \Delta \lambda \quad (1-6)$$

此时波长 $\left(\bar{\lambda} - \frac{\Delta \lambda}{2} \right)$ 的第 $m+1$ 级极大与波长 $\left(\bar{\lambda} + \frac{\Delta \lambda}{2} \right)$ 的第 m 级

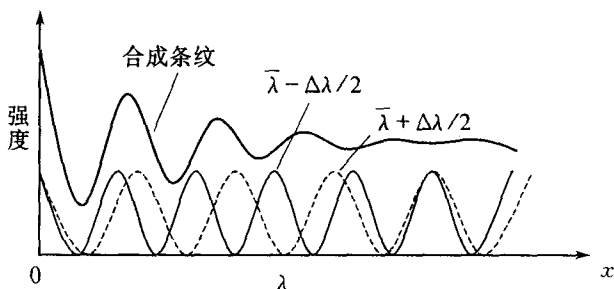


图 1-2 准单色光的干涉条纹

极大重合,也就是说,波长 $\left(\bar{\lambda} - \frac{\Delta\lambda}{2}\right)$ 的第 m 级到第 $m+1$ 级极大之间,相继分布着从 $\left(\bar{\lambda} - \frac{\Delta\lambda}{2}\right)$ 到 $\left(\bar{\lambda} + \frac{\Delta\lambda}{2}\right)$ 各波长成分的第 m 级极大,因而各点条纹强度趋于一个平均值(即背景),条纹消失。这时所对应的最大光程差 ΔL_c 称为相干长度

$$\Delta L_c = \bar{\lambda}^2 / \Delta\lambda \quad (1-7)$$

光通过相干长度所需的时间称为相干时间 Δt_c , 则

$$\Delta t_c = \frac{\Delta L_c}{c} = \frac{\bar{\lambda}^2}{c \Delta\lambda} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1-8)$$

上式表明光的时间相干性取决于光源的光谱范围。光源的谱宽愈窄(即单色性愈好),则光的相干时间就愈长,其时间相干性就愈好。

下面用光场的复数表示法对上述物理过程进行较详细的分析。由惠更斯原理可知,狭缝 S_1 和 S_2 发射到观察屏上某点 x 的次级光波的复振幅可分别写为

$$U_1 = \frac{A}{r_1} \exp\{jkr_1\}, \quad U_2 = \frac{A}{r_2} \exp\{jkr_2\}$$

其中 A 为距狭缝单位距离处的振幅, r_1 和 r_2 分别为由 S_1 和 S_2 到 x 点的距离, k 为波数。

在杨氏实验中,一般 $L \gg d$, 观察点 x 距屏中心也较近,因此 $r_1 \approx r_2$, 可认为振幅 $A/r_1 \approx A/r_2 = A_0$ 。则 x 点处光场的复振幅为

$$U = U_1 + U_2 = A_0 \exp\{jkr_1\} + A_0 \exp\{jkr_2\} \quad (1-9)$$

x 点处的光强度为

$$I = |U|^2 = 2A_0^2 [1 + \cos k(r_2 - r_1)] \quad (1-10)$$

令 $I_0 = A_0^2$, 代表单个狭缝 (S_1 或 S_2) 在观察点 x 所造成的光强度。同时, 对位相因子中的 r_1 和 r_2 作如下近似:

$$\begin{cases} r_1 = \sqrt{L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2} \approx L + \frac{(x - d/2)^2}{2L} \\ r_2 = \sqrt{L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2} \approx L + \frac{(x + d/2)^2}{2L} \end{cases} \quad (1-11)$$

则 x 点处的光强度可写为

$$I = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{kdx}{L}\right) = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi dx}{\lambda L}\right) \quad (1-12)$$

上式就是严格单色光产生的干涉条纹强度分布。

若光源 S 为非单色光, 光谱范围为 $\left[\bar{\lambda} - \frac{\Delta\lambda}{2}, \bar{\lambda} + \frac{\Delta\lambda}{2}\right]$ 或者 $\left[\bar{\nu} - \frac{\Delta\nu}{2}, \bar{\nu} + \frac{\Delta\nu}{2}\right]$, 并假定光谱分布是均匀的, 各频率具有相同强度。由于不同频率之间的光波迭加是非相干的, 因此 x 点所观察到的光强度应是各频率光波形成的干涉强度的迭加, 即

$$I(x) = \int_{\bar{\nu} - \Delta\nu/2}^{\bar{\nu} + \Delta\nu/2} 2I_0 \left(1 + \cos \frac{kdx}{L}\right) d\nu \quad (1-13)$$

定义函数 $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$, 并令 $u = \frac{d}{Lc}x$, 用 $k = \frac{2\pi\nu}{c}$ 代入上式, 经积分后得到

$$I(x) = 2I_0 \Delta\nu [1 + \text{sinc}(u\Delta\nu) \cos(2\pi u\bar{\nu})] \quad (1-14)$$

上式是本节分析得到的重要结果。干涉条纹的强度分布如图 1-3 所示, 可见条纹的位置仍由 $\cos(2\pi u\bar{\nu})$ 决定, 即由平均频率 $\bar{\nu}$ 所决定。 $2I_0 \Delta\nu$ 是常量, 代表平均强度。条纹的强度还受到 $\text{sinc}(u\Delta\nu)$ 的包络调制。在观察屏的中心 (即 $x=0$ 或 $u=0$ 处) $\text{sinc}(u\Delta\nu) = 1$, 条纹最清晰。当 $u\Delta\nu = n$ (n 为不等于零的整数) 时, $\text{sinc}(u\Delta\nu) = 0$, 干涉条纹消失。条纹第一次消失时 $n=1$, 即

$$\Delta\nu = \frac{Lc}{d}x \quad \text{或} \quad \Delta\lambda = \frac{\bar{\lambda}^2}{xd/L} = \frac{\bar{\lambda}}{m} \quad (1-15)$$

这与前面分析的结果相同。

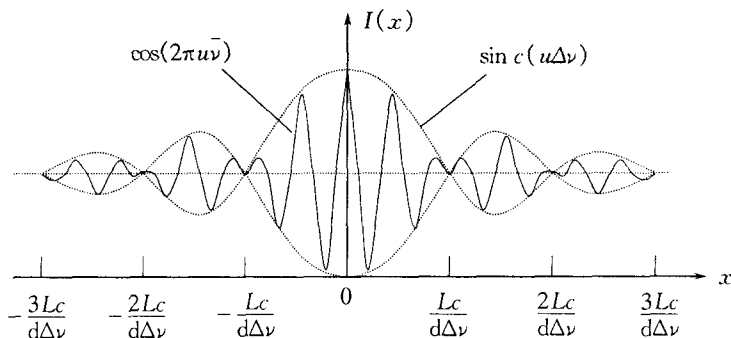


图 1-3 光源单色性对条纹清晰度的影响

在上面的分析中,假定了光谱分布为均匀型,这是简化了的模型。实际上,光谱分布有高斯线型、洛仑兹线型及双线型等,可以用光谱分布函数 $I(\nu)$ 来表示光强度随频率的变化。类似地,干涉图样中的总强度分布为

$$I(x) = \int_{\bar{\nu}-\Delta\nu/2}^{\bar{\nu}+\Delta\nu/2} 2I(\nu)[1 + \cos 2\pi u\nu] d\nu \quad (1-16)$$

分析表明,干涉条纹的清晰程度不仅与光源的光谱线宽有关,而且还与其光谱强度分布有关。

二、空间相干性

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限度。所谓点光源只是数学上的理想化。在杨氏干涉实验中,要使干涉图样具有足够的亮度,就必须增加线光源的宽度,则干涉条纹的清晰度就会变差。

为了简便起见,假定扩展光源 S 发射单色谱线 λ , 光源限度(或宽度)为 b (见图 1-4)。扩展狭缝光源可以看成是由许多线光源组成,每一线光源发出的光波经过狭缝 S_1 和 S_2 后,在观察面上产生各自相应

的一套条纹,各套条纹间距 Δl 都相同,只是相互有了错位。当光源 S 上的 B_1 、 B_2 两线元形成的两套条纹相互位移一个条纹间距时,观察面上的条纹将变模糊,形成均匀的照明光场。此时对应的光源宽度 b_c 称为临界宽度,即

$$b_c = \frac{D}{L} \Delta l = \frac{D\lambda}{d} = \frac{\lambda}{\beta} \quad (1-17)$$

式中, $\beta = d/D$, 是两狭缝对光源中心的张角,称为干涉孔径角。光源的临界宽度 b_c 表示单色扩展光源能够产生干涉条纹的最大宽度,它取决于光波长 λ 、双缝间距 d 和双缝与光源间的距离 D 。

如果要获得可见的干涉条纹,应使光源宽度 $b < b_c$ 。实际上,为了获得较清晰的干涉条纹,光源宽度应进一步减小,如 $b < b_c/4$ 。

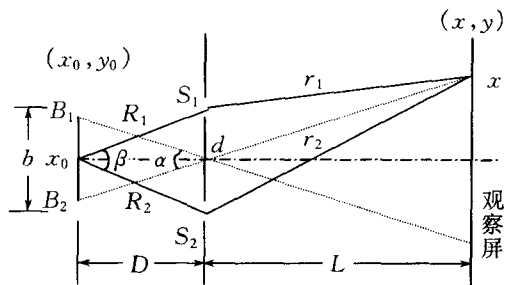


图 1-4 光源具有一定宽度的杨氏干涉实验

光源临界宽度随双缝间距 d 的增加而减小。对于某一光源宽度 b , 为了获得干涉条纹, d 也不应超过一个临界值 d_c ,

$$d_c = \frac{D\lambda}{b} = \frac{\lambda}{\alpha} \quad (1-18)$$

式中, $\alpha = b/D$, 是光源宽度对双狭缝连线中心的张角。 d_c 称为光源在距离 D 处的横向空间相干长度, 它反映了光源相干性的空间特性。

光源的空间相干性取决于光源限度, 光源的宽度愈小, 其光场的空间相干性就愈好。显然, 点光源 ($b \rightarrow 0$) 的光场具有最大的空间相干性。

仿效时间相干性的做法, 下面给出必要的数学分析。

光源 S 上某点 x_0 的线元 dx_0 , 在狭缝 S_1 和 S_2 上产生的光场分

别为 $\frac{A}{R_1} \exp\{jkR_1\}$ 和 $\frac{A}{R_2} \exp\{jkR_2\}$, R_1 和 R_2 分别为点 x_0 到 S_1 和 S_2 的距离。 S_1 和 S_2 发出的次级光波传播到观察屏 x 点的光振幅为

$$U(x, x_0) = \frac{A}{R_1} \exp\{jkR_1\} \frac{\exp\{jkr_1\}}{r_1} + \frac{A}{R_2} \exp\{jkR_2\} \frac{\exp\{jkr_2\}}{r_2}$$

$$\approx A_0 \exp\{jk(R_1 + r_1)\} + A_0 \exp\{jk(R_2 + r_2)\} \quad (1-19)$$

式中假定 $\frac{A}{R_1 r_1} \approx \frac{A}{R_2 r_2} = A_0$ 。则线元 dx_0 在屏上形成的光强分布为

$$I(x, x_0) = |U(x, x_0)|^2 = 2A_0^2 [1 + \cos k(R_2 + r_2 - R_1 - r_1)] \quad (1-20)$$

对上式的位相因子作类似于(1-11)式的近似:

$$R_2 - R_1 \approx \frac{d}{D} x_0, \quad r_2 - r_1 \approx \frac{d}{L} x$$

同时,令 $I_0 = A_0^2$, 则(1-20)式可写为

$$I(x, x_0) = 2I_0 \left[1 + \cos kd \left(\frac{x_0}{D} + \frac{x}{L} \right) \right] \quad (1-21)$$

因此整个光源 S 在 x 点所形成的光强度可用下列积分表示

$$I(x) = \int_{-b/2}^{b/2} I(x, x_0) dx_0 = 2I_0 b \left[1 + \sin c \left(\frac{bd}{D\lambda} \right) \cos \frac{kdx}{L} \right] \quad (1-22)$$

上式即为扩展光源所产生的干涉条纹的强度分布。干涉条纹的位置由 $\cos \frac{kdx}{L}$ 决定, 条纹的强度要受到函数 $\sin c \frac{bd}{D\lambda}$ 的限制, 它反映了光源限度对于干涉条纹的影响, 如图 1-5 所示。

由图 1-5 可见, 当光源限度 $b = D\lambda/d$ 时, 条纹第一次消失, 这与(1-17)式结果一致。在 $b \approx 1.5D\lambda/d$, $2.5D\lambda/d$ 等处, 干涉条纹又复现, 但清晰程度已越来越差。当光源限度 $b \approx 0$ 时, 即为理想的线光源或点光源, 条纹清晰度最好。

上面的讨论实际上假定了扩展光源的各个线元辐射的光强度都相等。如果光源的强度分布不均匀, 而是随光源上各点的位置变化时, 应

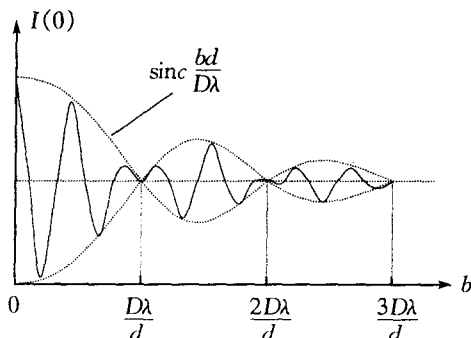


图 1-5 观察屏中心($x=0$)干涉条纹强度随光源限度 b 的变化情况

该用 $I_0(x_0)$ 代替(1-21)式中的 I_0 , 进行类同于(1-16)式那样的计算,

$$I(x) = \int_{-b/2}^{b/2} 2I_0(x_0) \left[1 + \cos kd \left(\frac{x_0}{D} + \frac{x}{L} \right) \right] dx_0 \quad (1-23)$$

分析表明,光源的大小、形状及其强度分布,直接影响着干涉条纹的清晰程度。

三、干涉条纹清晰程度的描述

从上述分析可以看到,光源单色性的好坏、光源限度的大小对于干涉条纹的清晰程度有很大的影响。为了定量地描述条纹的清晰程度,迈克尔逊定义了条纹的可见度,用 $V(x)$ 表示

$$V(x) = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m} \quad (1-24)$$

其中 I_M 和 I_m 分别表示干涉场某观察点 x 附近的极大和极小强度。通常各个区域的可见度是不相同的。显然,当 $I_m = 0$ 时, $V(x)$ 有极大值 1,干涉条纹清晰度最高,我们把在整个干涉场中能产生 $V(x) = 1$ 条纹的两选加光束称为完全相干光。当 $I_M = I_m$ 时, $V(x)$ 为零,条纹消失,形成均匀照明,在整个干涉场中产生 $V(x) = 0$ 条纹的两选加光束称为完全非相干光。除这两种极限情况以外, $V(x)$ 都在 0 与 1 之间,此时对应的两选加光束称为部分相干光。

非单色点光源干涉条纹的强度分布已由(1-14)式给出,即

$$I(x) = 2I_0\Delta\nu[1 + \sin c(u\Delta\nu)\cos(2\pi u\bar{\nu})]$$

对于准单色光源来说, $\Delta\nu \ll \bar{\nu}$, 式中 $\sin c(u\Delta\nu)$ 与 $\cos(2\pi u\bar{\nu})$ 相比变化很缓慢, 后者决定着条纹的位置, 前者是条纹强度受谱宽 $\Delta\nu$ 的调制包络。观察点 x 附近的强度极大和极小值分别为

$$I_M = 2I_0\Delta\nu[1 + |\sin c(u\Delta\nu)|], \quad I_m = 2I_0\Delta\nu[1 - |\sin c(u\Delta\nu)|]$$

则条纹的可见度为

$$V(x) = |\sin c(u\Delta\nu)| \quad (1-25)$$

式中 $u = \frac{d}{Lc}x$ 。

这样, 准单色光源的干涉条纹可见度是光源谱线宽度 $\Delta\nu$ 、双狭缝间距 d (即光场中两点的位置)、观察屏的距离 L 、观察点离屏中心的距离 x 的函数。如果固定杨氏装置中的 d 、 L 和 x , 仅变更 $\Delta\nu$, 可见度函数 $V(x)$ 的变化如图 1-6 所示。在观察面上各区域的可见度随 $\Delta\nu$ 的增宽而变坏, 在 $\Delta\nu = 1/u$, $2/u$ 等的区域上, 可见度 $V(x)$ 下降为零, 将无条纹可见。

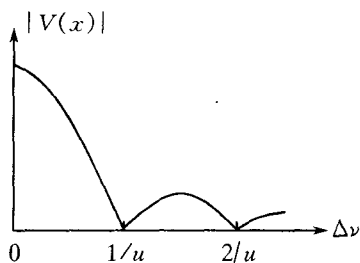


图 1-6 条纹可见度随光源谱线宽度的变化

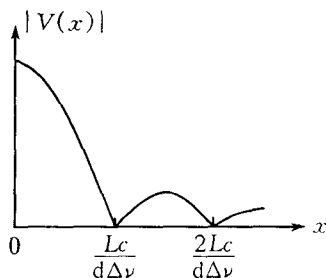


图 1-7 条纹可见度随观察位置 x 的变化

同样, 当单独变更观察点位置 x (即改变光程差) 时, 可见度在屏中心区域最好, 随远离屏中心而逐渐下降, 在 $x = Lc/d\Delta\nu$, $2Lc/d\Delta\nu$ 等区域上, 可见度下降至零。但在其他区域的条纹又可重新出现, 不过可见度比屏中心低得多, 见图 1-7。单独变更 d 时, 也有类似的情况。