

近代光学基础

谢建平 明 海 编

中国科学技术大学出版社

1990 • 合肥

前 言

本世纪 60 年代以来,激光的出现和发展使光学学科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、光纤通讯、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技术产业的基础。本书是为专业光学的教学能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、全息术和晶体光学等章节编著成册。书中着重叙述基本概念和物理图象,以深化对光学基础的理解;在内容上采用较系统、较深入的分析,希望对读者的思考和解决问题能力的提高有所裨益;由于光学是与现代科学技术以及现代工程有密切联系的一门学科,所以文中有关章节编入了一些重要实验和应用技术,这对教与学都会有益的。

本书的编写工作由谢建平负责,第一、二、三、五章是谢建平编写的,第四章是明海编写的。由于我们的学识和经验的限制,所以书中一定有不少缺点或错误,衷心欢迎读者批评指正。在本书编写过程中得到了中国科学技术大学激光教研室不少同志的指教和帮助,编者谨向他们表示诚挚的谢意。

谢建平 明 海

1989年3月

于中国科学技术大学

目 次

前言	(i)
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 光源限度对于干涉条纹的影响	(10)
§ 1.3 干涉条纹清晰程度的表述	(15)
§ 1.4 互相干函数	(27)
§ 1.4.1 干涉现象的进一步讨论	(27)
§ 1.4.2 互相干函数	(33)
§ 1.5 准单色光的干涉	(38)
§ 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	(42)
§ 1.7 互相干函数的传播	(48)
§ 1.8 互相干函数的测量	(52)
§ 1.8.1 杨氏干涉法	(53)
§ 1.8.2 剪切干涉法	(57)
§ 1.8.3 像面法	(65)
§ 1.9 强度干涉仪和光场的高阶相干性	(65)
§ 1.10 光场的偏振特性	(70)
习题一	(80)
第二章 标量衍射理论	(85)
§ 2.1 瑞利-索末菲的衍射理论	(85)

§ 2.1.1	相幅矢量	(85)
§ 2.1.2	亥姆霍兹方程	(86)
§ 2.1.3	格林定理	(87)
§ 2.1.4	平面屏幕衍射的瑞利-索末菲理论	(87)
§ 2.1.5	菲涅耳衍射公式	(93)
§ 2.1.6	惠更斯-菲涅耳原理	(94)
§ 2.2	非单色波的瑞利-索末菲衍射理论	(95)
§ 2.3	菲涅耳衍射和夫琅和费衍射	(98)
§ 2.3.1	菲涅耳近似	(99)
§ 2.3.2	夫琅和费近似	(101)
§ 2.4	夫琅和费衍射图样的例子	(102)
§ 2.5	菲涅耳衍射图样的例子	(116)
§ 2.6	边界衍射理论	(121)
§ 2.7	衍射的角谱处理	(125)
§ 2.8	光被超声波衍射	(130)
习题二		(137)

第三章 傅里叶光学 (141)

§ 3.1	薄透镜的位相变换作用	(141)
§ 3.2	透镜的傅里叶变换性质	(145)
§ 3.2.1	物体紧贴透镜放置	(145)
§ 3.2.2	物体放在透镜前方 d_0 处	(148)
§ 3.2.3	物体位于透镜右方 $f' - d$ 处	(150)
§ 3.2.4	光学傅里叶变换的性质	(152)
§ 3.3	光学系统的物像关系	(161)
§ 3.4	光学成像系统的物像频谱关系	(170)
§ 3.4.1	相干频率传递函数	(170)
§ 3.4.2	光学传递函数	(175)
§ 3.4.3	成像系统的 OTF 检验	(184)

§ 3.5 空间滤波.....	(187)
§ 3.5.1 相干系统的空间滤波技术.....	(187)
§ 3.5.2 全息术滤波器.....	(192)
习题三	(196)
第四章 全息术	(200)
§ 4.1 全息术原理.....	(201)
§ 4.1.1 光的波前记录和再现.....	(201)
§ 4.1.2 全息图的几何分析.....	(206)
§ 4.1.3 平面全息图的衍射效率.....	(214)
§ 4.1.4 体积全息图的衍射效率.....	(217)
§ 4.2 全息术中若干实验问题.....	(222)
§ 4.2.1 光源的相干性.....	(222)
§ 4.2.2 分辨率与记录视场的关系.....	(226)
§ 4.2.3 稳定性的考虑.....	(228)
§ 4.3 全息记录介质.....	(230)
§ 4.3.1 卤化银乳胶.....	(231)
§ 4.3.2 重铬酸盐明胶.....	(235)
§ 4.3.3 光导热塑料.....	(236)
§ 4.3.4 其它记录材料.....	(238)
§ 4.4 全息干涉计量.....	(241)
§ 4.4.1 一般的全息干涉法.....	(242)
§ 4.4.2 双参考光全息和夹层全息.....	(246)
§ 4.4.3 全息波面剪切干涉计量.....	(251)
§ 4.4.4 其它全息干涉技术.....	(254)
§ 4.5 全息显示和信息存储.....	(257)
§ 4.5.1 透射全息和反射全息.....	(257)
§ 4.5.2 像全息和彩虹全息.....	(260)
§ 4.5.3 合成全息图和印刷复制全息.....	(264)

§ 4.5.4 全息信息存储.....	(266)
§ 4.6 计算全息.....	(269)
§ 4.6.1 抽样定理.....	(269)
§ 4.6.2 计算全息图的制作.....	(272)
§ 4.6.3 相息图.....	(276)
习题四	(279)
第五章 晶体光学	(283)
§ 5.1 双折射现象的实验规律.....	(283)
§ 5.2 各向异性介质的折射率椭球.....	(287)
§ 5.3 晶体中的光线和波法线, 波面和法线面.....	(295)
§ 5.4 单轴晶体和双轴晶体的双折射.....	(306)
§ 5.4.1 单轴晶体的双折射.....	(307)
§ 5.4.2 双轴晶体的双折射.....	(312)
§ 5.5 偏振光的干涉.....	(316)
§ 5.5.1 平行偏振光的干涉.....	(316)
§ 5.5.2 会聚偏振光的干涉.....	(319)
§ 5.6 偏振器、补偿器及波片.....	(324)
§ 5.7 电光效应.....	(330)
§ 5.8 磁光效应和声光效应.....	(344)
§ 5.9 非线性光学.....	(347)
习题五	(353)
参考文献	(356)

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，详细的严格解是困难的。这种详细的严格解只有对辐射子的特定集合才能计算。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是方便的。在光学中更是如此。任一光场在性质上（电磁场的振幅、位相、频率等）都存在着涨落，其频率是十分高的。现有的光探测器如人眼、光电管等，其响应速度还远远赶不上光波电磁场的变化和涨落。因此，我们不能测量表征电磁场的物理量中任一个的瞬时值，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物理量的时间平均值，平均时间比光的周期长得多。例如，光强度、与非相干有关的强度线性迭加的概念，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。相干性的概念贯串于统计光学的整个领域中。

当然，电磁场中有许多可以被当作研究的平均量，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, 本世纪 50 年代中期已开始其它类型相关的研究, 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, 很少涉及到光场的量子描述。

§ 1.1 非单色光的干涉条纹

当两束或两束以上的光波迭加时, 我们发现在迭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。非单色光迭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 $\bar{\lambda} - \frac{\Delta\lambda}{2}$ 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，它们是平行于狭缝（至少在观察区域不太大时是这样），条纹间距 $\Delta d = \frac{D\lambda}{2l}$ 。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

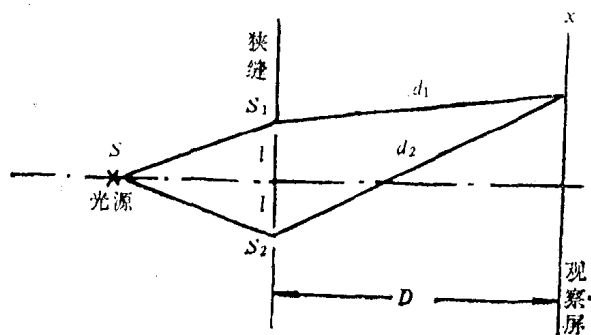


图 1.1 杨氏干涉实验装置示意图

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。满足上述条件的光我们称为准单色光。在观察场范围内如果 m 满足下列条件

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

则 Δx 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)

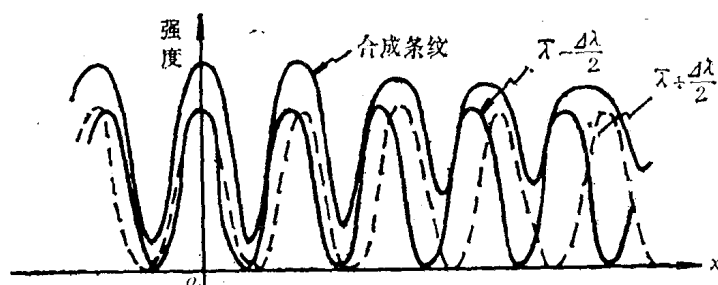


图 1.2 准单色光源在 $|m| < \frac{\bar{\lambda}}{\Delta\lambda}$ 区域内的干涉条纹

式, 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.

如果光源为白光, 观察为目视. 这时波长范围大约从 $4000 \text{ \AA}$

到 $7000\text{\AA}$, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{1}{2}$, 在零级单色条纹位置上有一个白色的中央

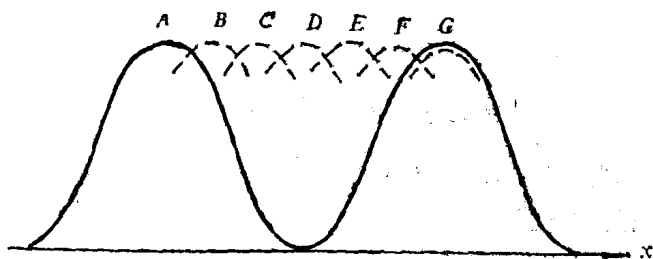


图 1.3 准单色光 (从 $\bar{\lambda} - \frac{\Delta\lambda}{2}$ 到 $\bar{\lambda} + \frac{\Delta\lambda}{2}$) 的各个干涉极大在 $\Delta L \sim \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$ 区域上的分布。实线表示 $\bar{\lambda} - \frac{\Delta\lambda}{2}$ 的 m 到 $m+1$ 级的条纹强度分布,

A, B, C, D 是对应于光谱各成分的第 m 级极大值

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。白色条纹在干涉量度学中是有用的, 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。

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: $\frac{A'_0}{d_1} e^{i k d_1}$ 和 $\frac{A'_0}{d_2} e^{i k d_2}$, 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 x 点的距离, 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

$$A = A_0 e^{i k d_1} + A_0 e^{i k d_2}. \quad (1.4)$$

由图 1.1 知道,

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

则

$$A_0 e^{i k d_1} \approx A_0 e^{i k D} \cdot e^{i \frac{k}{2D} (x-l)^2}.$$

同理, $A_0 e^{i k d_2} \approx A_0 e^{i k D} \cdot e^{i \frac{k}{2D} (x+l)^2}.$

x 点接收到的光强度为

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

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 S 线光源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

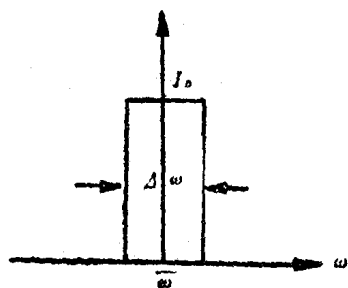


图 1.4 光谱分布为平顶型

等的强度 (如图 1.4 所示)。我们已经知道, 不同频率之间的光波迭加, 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迭加。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

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

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 $\frac{\sin \pi u}{\pi u}$ 的函数形式, $u = \frac{\Delta\omega xl}{\pi Dc}$ 。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 $u = n$ 时, 其值为零, 干涉条纹消失。条纹第一次消失时为 $n=1$,

$$x = \frac{Dc\pi}{\Delta\omega l} = \frac{D\bar{\lambda}^2}{2l\Delta\lambda},$$

及
$$\Delta\lambda = \bar{\lambda}^2 / \left(\frac{2xl}{D} \right) = \bar{\lambda} / m. \quad (1.7)$$

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, 表示平均强度的。其条纹强度分布如图 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、洛仑兹线型及双线型等。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 ω 为中心的、宽度为 $d\omega$ 的光谱成分所产生的干涉条

纹由 (1.5') 式给出。因为已经说明过，不同光谱成分迭加是不相干的，所以干涉图样中的总强度分布

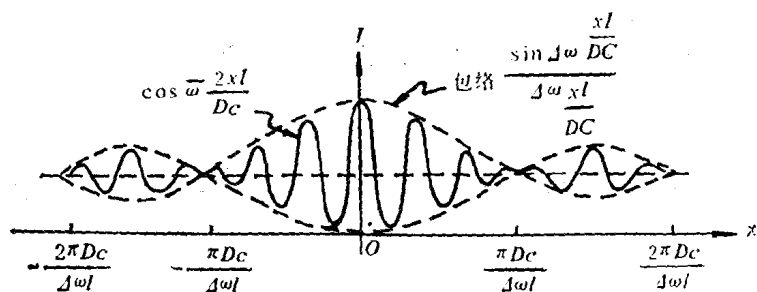


图 1.5 光源单色性对干涉条纹清晰度的影响

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

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

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

其中，

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

dy 在 $-\frac{\Delta\omega}{2} \leq y \leq \frac{\Delta\omega}{2}$ 区域中积分. 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, $I(x)$ 的极限位置主要由 $\cos \bar{\omega} \frac{2xl}{Dc}$ 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

$$\operatorname{tg} \bar{\omega} \frac{2xl}{Dc} = -\frac{S(x)}{C(x)}. \quad (1.12)$$

(1.10) 式可以写成简式

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

式中 $\operatorname{tg} \phi = S(x)/C(x)$. 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 (1.3) 式, 由于 $I_1(y)$ 是对称的, 所以

$S(x)$ 积分为零, 就有

$$I(x) = P + C(x) \cos \bar{\omega} \frac{2\pi l}{Dc},$$

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 光源限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 Δd 都相同, 只是相互有了错动。当 S 光源上的 B, B' 两

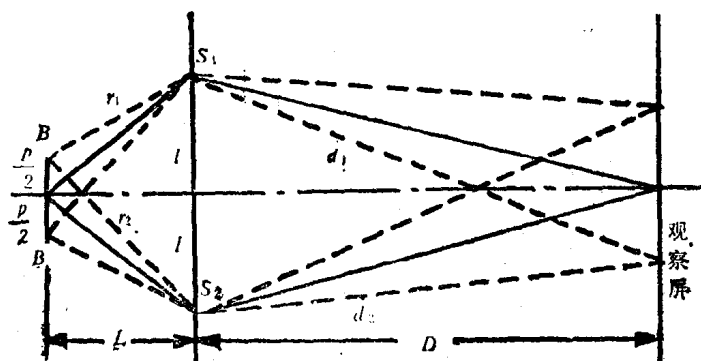


图 1.6 缝光源 S 有一定宽度 P 的杨氏干涉实验

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。

如果要获得可观察的干涉条纹，光源 S 的宽度应满足下式

$$p < \Delta d = \frac{D\lambda}{2l},$$

而且
$$\frac{p}{L} = \alpha < \frac{\Delta d}{D} = \frac{\lambda}{2l},$$

所以

$$p < \frac{L\lambda}{2l}. \quad (1.15)$$

式中 α 是光源限度 p 对双狭缝平面中心的张角。欲使干涉条纹有较好的清晰程度，光源的宽度应进一步变小到

$$p < \frac{1}{4} \frac{L\lambda}{2l}. \quad (1.16)$$

当然，这一条件带有近似的性质，却可以当作计算光源许可宽度的基础。

以上的分析同样适用于费涅耳双面镜、费涅耳双棱镜、比累对切透镜等干涉装置。这是因为它们的干涉光路都可以简化成杨氏干涉光路。也就是说，在这些干涉装置中光源宽度变大使干涉条纹变模糊的原因是和杨氏干涉的一样。对于洛埃镜而言，情况则不相同。因为在那里光源 S 如果垂直于反射镜面移动时，它的像会向相反方向移动。因此，当采用有限宽度的缝光源时，光源上各线元及其虚像线元所产生的杨氏干涉条纹的间距彼此不相同，除去中央极小值都重合在镜平面上以外，条纹都要相互错开。越远离镜平面这种错开的距离越大，条纹就越模糊以致于趋向消失。

仿效 § 1.1，下面给出必要的数学分析。

S 光源上某点 x_0 的线元 dx_0 ，在 S_1 和 S_2 狭缝上产生的光