

第 40 讲 光的相干性 杨氏双缝干涉实验 光程与光程差

教学要求:

理解光源、单色光、相干光、相干光获得的方法——分波阵面法，分振幅法；杨氏双缝实验、干涉明暗条纹的位置；了解菲涅耳双棱镜实验、菲涅耳双镜实验、洛埃德实验；光程、光程差、等光程性、反射光的相位突变和附加光程差。

重点与难点:

重点: 杨氏双缝实验、干涉明暗条纹的位置。

难点: 反射光的相位突变和附加光程差。

14.1 光源 光的相干性

14.1.1 光源

1 光源的发光机理

凡能发光的物体称为光源。常用的光源有两类：普通光源和激光光源。普通光源有热光源（由热能激发，如白炽灯、碳火、太阳等）、冷光源（由化学能、电能或光能激发，如萤火、磷火、日光灯等）。各种光源的激发方式不同，辐射机理也不同。在热光源中，大量分子和原子在热能的激发下处于高能量的激发态，当它从激发态返回到低能量状态时，就把多余的能量以光波的形式辐射出来，这便是热光源的发光。这些分子或原子，间歇地向外发光，发光时间极短，仅持续时间约为 10^{-8} s，因而它们发出的光波是在时间上很短、在空间中为有限长的一串串波列，如图 14-1 所示。由于各个分子或原子的发光参差不齐，彼此完全独立，互不相关，因而在同一时刻，各个分子或原子发出波列的频率、振动方向和相位都不相同。即使是同一个分子或原子，在不同时刻所发出的波列的频率、振动方向和相位也不尽相同。作为光学的光源是热光源。

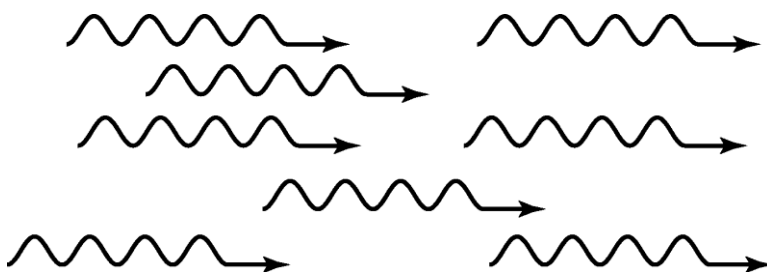


图 14-1 普通光源的各原子或分子所发出的光

波是持续时间约为 10^{-8} s 的波列，彼此完全独立

2 光的颜色和光谱

光属于电磁波，简称**光波**。光波在整个电磁波中只占很窄的波段，能为人类的眼睛所感受的可见光在真空中的波长是在 $4 \times 10^{-7} \text{ m} \sim 7.6 \times 10^{-7} \text{ m}$ 之间，对应的频率范围是 $7.5 \times 10^{14} \text{ Hz} \sim 3.9 \times 10^{14} \text{ Hz}$ 。不同波长的可见光给人以不同颜色的感觉，波长与颜色的对应关系如表一所示。

在电磁波谱中与可见光段衔接的短

表一 光的颜色与频率、波长对照表

波一侧是紫外线 ($4 \times 10^{-7} \text{ m} \sim 5 \times 10^{-9} \text{ m}$)，长波一侧是 ($7.6 \times 10^{-7} \text{ m} \sim 10^{-4} \text{ m}$)，一般讨论的光波是指从紫外到红外波段的电磁波。

光色	波长范围(\AA)	频率范围(Hz)
红	7 600~6 220	$3.9 \times 10^{14} \sim 4.7 \times 10^{14}$
橙	6 220~5 970	$4.7 \times 10^{14} \sim 5.0 \times 10^{14}$
黄	5 970~5 770	$5.0 \times 10^{14} \sim 5.5 \times 10^{14}$
绿	5 770~4 920	$5.5 \times 10^{14} \sim 6.3 \times 10^{14}$
青	4 920~4 500	$6.3 \times 10^{14} \sim 6.7 \times 10^{14}$
蓝	4 500~4 350	$6.7 \times 10^{14} \sim 6.9 \times 10^{14}$
紫	4 350~3 900	$6.9 \times 10^{14} \sim 7.7 \times 10^{14}$

在光学中常用的波长单位是米(m)、微米(μm)、纳米(nm)、埃(\AA)，它们的换算关系如下：

$$1\text{\AA} = 10^{-10} \text{ m}, 1\text{nm} = 10^{-9} \text{ m}, 1\mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m}$$

具有单一频率(或波长)的光称为**单色光**。包含有多个频率(或波长)的光称为**复色光**。严格的单色光是不存在的。普通光源所发出的光都有一定的频率(或波长)范围，都是复色光，如白光。

3 光强

对于光波来说，振动的是电场强度 \vec{E} 和磁感应强度 \vec{B} ，其中能引起人眼视觉和底片感光的是 \vec{E} ，故通常把 \vec{E} 矢量叫做**光矢量**。光强与光矢量 \vec{E} 的振幅成正比，即： $I \propto E_0^2$

通常我们关心的是光强度的相对分布，可设比例系数为 1，故在传播光的空间内任一点光的强度，可用该点光矢量振幅的平方表示，即

$$I = E_0^2 \quad (14-1)$$

14.1.2 光的相干性

我们已经知道，波动具有叠加性，两个相干波源发出的两列相干波，在相遇的区间将产

生干涉现象，如机械波或无线电波的干涉现象。对于两列光波，在它们的相遇区域满足什么条件才能观察到干涉现象呢？

设两个频率相同、光矢量 \vec{E} 方向相同的光源所发出的光振幅和光强分别为 E_{10} 、 E_{20} 和 I_1 、 I_2 ，它们在空间 P 点相遇，根据式 (6-34) 和式 (14-1)， P 点合成光矢量 \vec{E} 的振幅和光强 I 分别表示为

$$E = \sqrt{E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos \Delta\phi} \quad (14-2)$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi \quad (14-3)$$

式中 $\Delta\phi$ 为光振动在 P 点的相位差。由于分子或原子每次发光持续的时间极短，人眼和感光仪器还不可能在这极短的时间内对两波列之间的干涉作出响应。我们所观察到的光强是在较长时间 τ 内的平均值。

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} (I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi) dt \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \cos \Delta\phi dt \end{aligned} \quad (14-4)$$

对式 (14-4) 分两种情况讨论：

1 非相干叠加

由于分子或原子发光的间断性和独立性，在 τ 时间内，在 P 点随着光波列的大量更替，来自同一光源的不同部位所发出的光，或是来自两个独立光源的两束光的相位差 $\Delta\phi$ ，它可以取 0 到 2π 之间的一切数值，且机会均等，因而 $\cos \Delta\phi$ 对时间的平均值为零，故

$$I = I_1 + I_2 \quad (14-5)$$

上式表明来自同一光源的不同部位所发出的光，或是来自两个独立光源的两束光，叠加后的光强等于两光束单独照射时的光强 I_1 、 I_2 之和，故观察不到干涉现象。

2 相干叠加

因两列光波的相干条件是频率相同、振动方向相同、相位相同或相位差保持恒定。我们只需利用某些方法使得两束光在光场中相遇的各点 $\Delta\phi$ 各有恒定值，则在空间 P 点相遇处合成的光强为

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi$$

因相位差 $\Delta\phi$ 恒定，所以 P 点的光强始终不变。对于两波相遇区域的不同位置，其光强的大小将由这些位置的相位差决定，即空间各处光强分布将由干涉项 $2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi$ 决定，将会出现有些地方始终加强 ($I > I_1 + I_2$)，有些地方始终减弱 ($I < I_1 + I_2$)。若 $I_1 = I_2$ ，则合成后的光强为

$$I = 2I_1(1 + \cos \Delta\phi) = 4I_1 \cos^2 \frac{\Delta\phi}{2} \quad (14-6)$$

当 $\Delta\phi = \pm 2k\pi$ 时，这些位置的光强最大 ($I_{\max} = 4I_1$)，称为干涉相长，即亮纹中心；当 $\Delta\phi = \pm(2k+1)\pi$ 时，这些位置的光强最小 ($I_{\min} = 0$)，称为干涉相消。

3 相干光的获取方法

综上所述，只有满足相干条件的两束光叠加才能观察到光的干涉现象。怎样才能获得两束相干光呢？从普通光源获取相干光的基本方法是把由光源上同一点发出的光设法“一分为二”，沿不同的路径传播并相遇。由于这两部分的光实际上都来自同一发光原子的同一次发光，即每一个光波列都分成两个频率相同、振动方向相同、相位差恒定的波列，因而这两部分光是满足相干条件的相干光。具体方法有两种：一种叫**分波阵面法**，即从普通光源发出的某一波阵面上，取出两个子光源作为相干光源，如杨氏双缝干涉；另一种叫**分振幅法**，让光波入射到两种介质界面，使入射光波分成反射光波和折射光波，它们分别继续传播，然后再相遇而产生干涉，如薄膜干涉。

上面讨论的是普通光源的相干性，由于激光的问世，使光源的相干性大大提高。现代技术已能实现两个独立的激光光束的干涉。

14.2 杨氏双缝干涉实验

14.2.1 杨氏双缝干涉

1801 年，托马斯·杨最早利用双缝实验从单一光源形成两束相干光，从而获得干涉现象，实验结果为光的“波动说”提供了重要的依据。杨氏双缝实验装置如图 14-3 所示，在普通单色光源（如钠光灯）前放一狭缝 S ，狭缝相当于一个线光源， S 前放置两个相距很近的平行狭缝 S_1 、 S_2 ， S_1 、 S_2 与 S 之间的距离相等。 S_1 、 S_2 处在 S 发出光波的同一波阵面上，构成一对初相相同的等光强的相干光源。从 S_1 、 S_2 传出的相干光将在相遇区域发生干涉。

显然，在杨氏双缝实验中是采用分波阵面法产生相干光的。

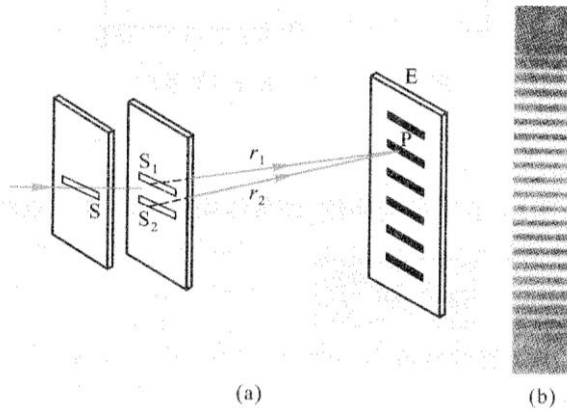


图 14-3 杨氏双缝干涉

在双缝的前方放置观察屏，可在屏幕上观察到明暗相间、对称的干涉条纹，这些条纹都与狭缝平行，条纹间的距离相等[图 14-3(b)]。

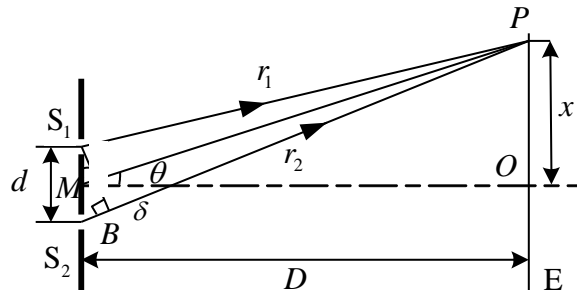


图 14-4 干涉条纹的计算

现在对双缝干涉条纹的位置作定量分析。如图 14-4 所示， S_1 与 S_2 之间的距离为 d ，到屏幕 E 的距离为 D ， MO 是 S_1 、 S_2 的中垂线，且与屏幕 E 交点于 O 。在屏幕 E 上任取一点 P ，设 P 点与 O 点的距离为 x ，点 P 与 S_1 、 S_2 的距离为 r_1 、 r_2 ， $\angle PMO = \theta$ 。在实验中，一般 $D \gg d, D \gg x$ ， θ 很小，所以由 S_1 、 S_2 传出的光在点 P 相遇时，产生的波程差为

$$\delta = r_2 - r_1 \approx d \sin \theta \approx d \tan \theta = d \frac{x}{D}$$

即
$$\delta = d \frac{x}{D} \quad (14-7)$$

由式 (6-40) 和式 (6-41) 干涉加强或干涉减弱的条件，有

$$\delta = r_2 - r_1 = \begin{cases} \pm k\lambda, & k = 0, 1, 2, \dots \text{干涉加强} \\ \pm(2k-1)\frac{\lambda}{2}, & k = 1, 2, 3, \dots \text{干涉减弱} \end{cases} \quad (14-8)$$

由上式表明, P 点到双缝的波程差 δ 等于零或半波长偶数倍各点, 强度最大, 点 P 为明纹中心。其中 k 称为干涉级, $k=0$ 对应 O 级, 称为中央明纹中心或零级明纹中心, $k = 1, 2, \dots$ 依次为一级明纹、二级明纹..., 各级明纹关于中央明纹对称。若波程差 δ 等于半波长奇数倍各点, 强度最小, 点 P 为暗纹中心, $k = 1, 2, \dots$ 依次为一级暗纹、二级暗纹..., 波程差为其它值的各点, 光强介于明与暗之间。因此, 可以在屏幕 E 上看到明暗相间的稳定的干涉条纹。

将式 (14-8) 代入式 (14-7), 可得明纹中心在屏幕 E 上的位置为

$$x = \pm k \frac{D\lambda}{d} \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (14-9)$$

暗纹中心在屏幕 E 上的位置为

$$x = \pm(2k-1)\frac{D\lambda}{2d} \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (14-10)$$

两相邻明(暗)纹的间距均相等且为

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = \frac{D\lambda}{d} \quad (14-11)$$

实验上常根据测得的 Δx 、 D 和 d 的值求出光的波长。

从上面三式分析, 双缝干涉条纹有如下特点:

1. 屏上明暗条纹的位置, 是对称分布于屏幕中心 O 点两侧且平行于狭缝的直条纹, 明暗条纹交替排列。

2. 两相邻明纹和相邻暗纹的间距相等, 与干涉级 k 无关。由式 (14-11) 可以看出, 若 D 和 d 的值一定, 相邻条纹间的距离 Δx 与入射光的波长 λ 成正比, 波长越小, 条纹间距越小, 因此用白光照射双缝时, 则中央明纹(白色)的两侧将出现各级彩色明条纹(内紫外红)。此外, 还可由 Δx 的精确测量而推算出单色光的波长 λ 。

例 14-1 用单色光照射相距 0.4mm 的双缝, 缝屏间距为 1m 。(1) 从第 1 级明纹到同侧第 5 级明纹的距离为 6mm , 求此单色光的波长; (2) 若入射的单色光波长为 4000\AA 的紫光, 求相邻两明纹间的距离; (3) 上述两种波长的光同时照射时, 求两种波长的明条纹第 1 次重合在屏幕上的位置, 以及这两种波长的光从双缝到该位置的波程差。

解 (1) 明纹中心位置坐标为 $x = \pm k \frac{D\lambda}{d}$, 可得

由题意有： $\Delta x_{1-5} = x_5 - x_1 = \frac{D}{d}(k_5 - k_1)\lambda$

$$\lambda = \frac{d}{D} \frac{\Delta x_{1-5}}{(k_5 - k_1)} = \frac{4 \times 10^{-4} \times 6 \times 10^{-3}}{1 \times (5-1)} = 6.0 \times 10^{-7} \text{ m (橙色)}$$

(2) 当 $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ 时，相邻明纹间距为

$$\Delta x = \frac{D}{d} \lambda = \frac{1 \times 4 \times 10^{-7}}{4 \times 10^{-4}} = 1 \times 10^{-3} = 1.0 \text{ mm}$$

(3) 设两种波长的光的明条纹重合处离中央明纹的距离为 x ，则有

$$x = k_1 \frac{D}{d} \lambda_1 = k_2 \frac{D}{d} \lambda_2 \quad \frac{k_1}{k_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{4000}{6000} = \frac{2}{3}$$

由此可见，波长为 4000 \AA 的紫光的第 3 级明条纹与波长为 6000 \AA 的橙光的第 2 级明条纹第 1 次重合。重合的位置为

$$x = k_1 \frac{D}{d} \lambda_1 = \frac{2 \times 1 \times 6 \times 10^{-7}}{4 \times 10^{-4}} = 3 \times 10^{-3} \text{ m} = 3 \text{ mm}$$

双缝到重合处的波程差为

$$\delta = k_1 \lambda_1 = k_2 \lambda_2 = 1.2 \times 10^{-6} \text{ m}$$

例 14-2 用白光作双缝干涉实验时，能观察到几级清晰可辨的彩色光谱？

解 用白光照射时，除中央明纹为白光外，两侧形成内紫外红的对称彩色光谱。

当 k 级红色明纹位置 $x_{k\text{红}}$ 大于 $k+1$ 级紫色明纹位置 $x_{(k+1)\text{紫}}$ 时，光谱就发生重叠。

由式 (14-2) 有
$$x_{k\text{红}} = k \frac{D}{d} \lambda_{\text{红}}$$

由 $x_{k\text{红}} = x_{(k+1)\text{紫}}$ 的临界情况可得
$$k \lambda_{\text{红}} = (k+1) \lambda_{\text{紫}}$$

将 $\lambda_{\text{红}} = 7600 \text{ \AA}$ ， $\lambda_{\text{紫}} = 4000 \text{ \AA}$ 代入得 $k = 1.1$ ，由于 k 只能取整数，所以应取 $k = 1$ 。

结果表明：在中央白色明纹两侧，只有第一级彩色光谱是清晰可见的。

14.2.2 其它分波阵面干涉装置

1 洛埃德镜

洛埃德镜 (1834 年) 实验装置如图 14-5 所示。MM' 为一块下表面镀银的反射镜，用作

反射镜。从狭缝 S_1 射出的光一部分[图中(1)表示]直接射到屏 E 上, 另一部分光掠射(即入射角接近 90°) 到 MM' 上经反射后[图中以(2)表示]到达 E 上, 反射光可看作是由虚光源 S_2 发出的, S_1 、 S_2 构成一对相干光源。

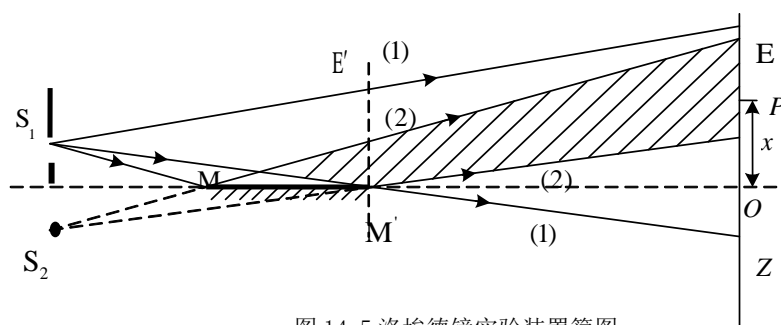


图 14-5 洛埃德镜实验装置简图

洛埃德镜干涉仍属于分波阵面法, 相应的干涉条纹分布与杨氏双缝实验相同; 图中画有阴影的区域表示相干光在空间叠加的区域, 在屏上出现明暗相间的干涉条纹。

若把屏幕移近到和镜面边缘 M' 相接触, 即在 $E'M'$ 位置, 在屏与镜交点 M' 处似应出现明纹(因为从 S_1 、 S_2 发出的光到达交点 M' 时, 波程相等), 但实验上观测到的却是暗纹, 这表明直接射到屏上的光与由镜面反射的光在 M' 处位相相反, 即位相差为 π 。由于直射光不可能有位相突变, 所以只能是由空气经镜面反射的光有位相突变 π 。

进一步的实验表明: 光从光疏媒质(光速较大即折射率较小)射到光密媒质(光速较小即折射率较大)反射时, 在掠射(入射角 $i \approx 90^\circ$) 或正入射($i \approx 0$) 的情况下, 反射光的相位较之入射光的相位有 π 的突变。这一相位突变相当于反射光与入射光之间附加了半个波长($\frac{\lambda}{2}$) 的波程差, 故常称为**半波损失**。在处理光波的叠加时, 必须考虑半波损失, 否则会得出与实验情况不同的结果。

“半波损失”仅可能发生于反射光, 在任何情况下, 折射光均没有“半波损失”。

2 菲涅耳双面镜

菲涅耳双面镜如图 14-7 所示。一对紧靠在一起的夹角 ϵ 很小的镀银反射镜 M 和 M' 构成菲涅耳双面镜。线光源 S 与两镜面的交线 C 平行, 于是从光源 S 发出的光, 经 M 和 M' 反射后成为两束相干光波, 在它们的重叠区域内的屏幕上就会出现等距的平行干涉条纹。设 S_1 和 S_2 为 S 对 M 和 M' 所成的两个虚像, 则屏幕上的干涉条纹就可以看作是两个虚光源 S_1 和 S_2

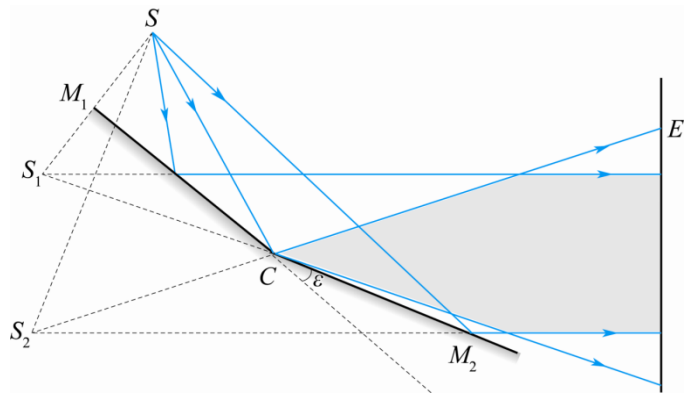


图 14-7 菲涅耳双面镜实验

发出的光波所产生的一样,因此可直接利用杨氏双缝干涉的结果计算这里的明暗纹位置及条纹间距。

14.3 光程与光程差

我们知道,干涉现象的产生,决定于两束相干光波的相位差。当两相干光都在同一均匀媒质中传播时,它们在相遇处叠加时的相位差,仅决定于两光之间的几何路程之差。但是,当两束相干光通过不同的媒质时,两相干光间的相位差就不能单纯由它们的几何路程之差来决定。为此,需要介绍光程与光程差的概念。

1 光程

单色光的频率不论在何种媒质中传播都恒定不变,始终等于光源的频率。以 λ' 表示光在介质中的波长,以 λ 表示光在真空中的波长,以 n 表示介质折射率。由于 $n = c/v$, 而 $\lambda'/\lambda = \lambda'v/\lambda v = v/c = 1/n$, 所以有

$$\lambda' = \frac{\lambda}{n} \quad (14-12)$$

这表明,光在折射率为 n 的介质中传播时,其波长只有真空中波长的 $\frac{1}{n}$ 倍。由于每传过一个波长的距离,相位变化为 2π ,若光在媒质中通过路程 r 时,那么相应的相位变化为 $\Delta\phi = 2\pi \frac{r}{\lambda'} = 2\pi \frac{nr}{\lambda}$ 。由此可见,当光在不同的媒质中传播时,即使传播的几何路程相同,但相位的变化是不同的。也即光在折射率为 n 的介质中传播时,通过几何路径为 r 时发生的相位变化,相当于光在真空中通过 nr 的路程所发生的相位变化。

我们把光在某一媒质中所经过的几何路径 r 和该介质的折射率 n 的乘积 nr 称为光程,

用 L 表示。当光经历几种介质时

$$\text{光程} = L = \sum n_i r_i \quad (14-13)$$

光在介质中走过 r 路程所用的时间为 $\Delta t = \frac{r}{v}$ ，在 Δt 时间内，光在真空中走过路程 $= c \cdot \Delta t = c \frac{r}{v} = nr$ ，因此光程可认为是在相同时间 Δt 内，光波在真空中传播的路程。引进光程的概念后，我们就可把光在介质中通过的路程按相位变化相同折合到光在真空中的路程。这样便可以统一地用光在真空中的波长 λ 来计算光的相位变化。

2 光程差

如图 14-8 所示，假设从同相位的相干光源 S_1 、 S_2 发出的两相干光，分别在折射率为 n_1 和 n_2 的媒质中传播，经路程 r_1 、 r_2 到达空间点 P 相遇，如用 Δ 表示光程差，则

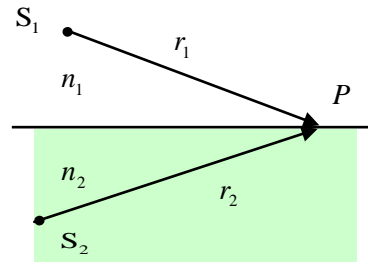


图 14-8 光程差的计算

$$\Delta = n_1 r_1 - n_2 r_2$$

则两光束到达点 P 的相位差为

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 r_1 - n_2 r_2) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \quad (14-14)$$

这是考虑光的干涉问题时常用的一个基本关系式。应该注意，在使用式 (14-14) 时，不论光在什么介质中传播， λ 为真空中的波长。此外，式 (14-14) 仅考虑两束光经历不同介质不同路程引起的相位差，如果两相干光源不是同相位的，则还应加上两相干光源的相位差才是两束光在点 P 的相位差。

这样，对于两同相的相干光源发出的两相干光，其干涉条纹的明暗条件便可由两光的光程差 Δ 决定，即

$$\Delta = \begin{cases} \pm k\lambda & k = 0, 1, 2, \dots \text{加强 (明)} \\ \pm (2k+1)\frac{\lambda}{2}, & k = 0, 1, 2, \dots \text{减弱 (暗)} \end{cases} \quad (14-15)$$

例 14-3 一双缝装置的一个缝为一折射率为 1.40 的玻片遮盖，另一缝为一折射率为 1.70 玻片遮盖，设两玻片厚度均为 l 。在玻片插入后，屏上原来的中央明纹处，变为第 5 级明纹位置，如图 14-9。已知入射光的波长 $\lambda = 480\text{nm}$ ，求 l 的值。

解 两束光到达点 O 的光程是：

$$L_1 = 1.0 \times (r_1 - l) + n_1 l,$$

$$L_2 = 1.0 \times (r_2 - l) + n_2 l$$

光程差为

$$\Delta = L_2 - L_1 = (n_2 - n_1)l + (r_2 - r_1)$$

由题意有 $r_1 = r_2$, $\Delta = L_2 - L_1 = 5\lambda$

可得: $(n_2 - n_1)l = 5\lambda$

$$l = \frac{5}{n_2 - n_1} \lambda = \frac{5 \times 480}{1.7 - 1.4} = 8000 \text{ nm} = 8.0 \mu\text{m}$$

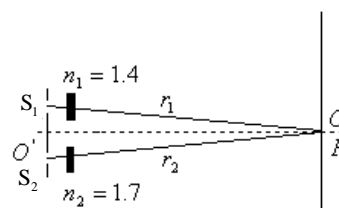


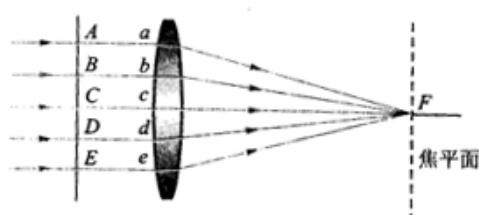
图 14-9 例 14-3 图

3 透镜的物像之间的等光程性

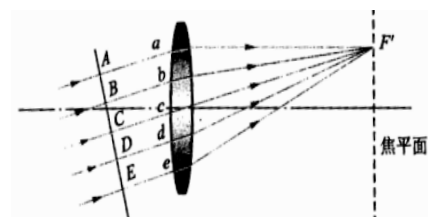
在光的干涉和衍射实验中，常常需要用薄透镜将平行光会聚成一点，使用透镜后会不会使平行光线的光程差引起变化呢？下面就此作简要的分析。

我们知道，平行光通过透镜后，将会聚于焦平面上一点。这是由于某时刻平行光束波前上的各点 [如图 14-10(a) 中 A 、 B 、 C 、 D 、 E 等点] 的相位相同，到达焦平面后相位仍然相同，因而干涉加强。可见这些点到点 F 的光程都相等。

这个事实还可这样来理解：如图 14-10 (a) 所示，虽然光 AaF 比光 CcF 经过的几何路程长，但是光 CcF 在透镜中经过的路程比光 AaF 长，因此折合成光程，两者的光程相等。对



(a) 平行光垂直入射



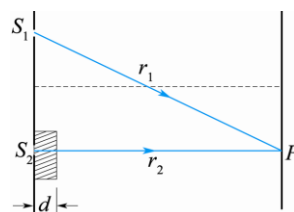
(b) 平行光斜入射

图 14-10 薄透镜的等光程性

于斜入射的平行光，会聚于焦平面上 F' ，类似的讨论可知， AaF' 、 BbF' 、... 的光程均相等 [图 14-10 (b)]。因此使用透镜不会引起附加的光程差，只是改变了光线方向。上述结论称为薄透镜的等光程性。

课堂训练：在杨氏双缝干涉实验中，入射光的波长为 λ ，现在缝上放置一片厚度为 d ，折射率为 n 的透明介质，试问原来的零级明纹将如何移动？如果观测到零级明纹移到了原来

的 k 级明纹处, 求该透明介质的厚度 d .



解 如图所示, 有透明介质时, 从 S_1 和 S_2 到观测点 P 的光程差为

$$\Delta = (r_2 - d + nd) - r_1$$

零级明纹相应的 $\Delta = 0$, 其位置应满足 $r_2 - r_1 = -(n-1)d < 0$

原来没有介质时 k 级明纹的位置满足 $r_2 - r_1 = k\lambda \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

$$\therefore d = \frac{-k\lambda}{n-1}$$

其中 k 为负整数. 上式也可理解为: 插入透明介质使屏幕上的干涉条纹移动了 $|k| = (n-1)d/\lambda$ 条. 这也提供了一种测量透明介质折射率的方法.

作业: 5、7、8