

— 高等学校教材 —

物 理 学

第 三 册

王 謨 显 改 编

人 民 教 育 出 版 社

本书系浙江大学王謨显教授以1956年出版的高等工业学校物理学編写組所編物理学(初稿)为藍本,按照1962年5月审訂的高等工业学校本科五年制各类专业适用的普通物理学教学大綱(試行草案)的要求进行改編的。

全书分三册:第一册包括緒論和力学的物理基础、机械振动与机械波、分子物理学和热力学基础三編,第二册为电学和磁学一編,第三册包括光学和近代物理学基础两編。

本书适用于高等工业学校本科各类专业供作普通物理学課程(230学时,其中讲课占120学时)的試用教科书;也可作为綜合性大学、高等师范和农林等院校的参考书。

本书曾經高等工业学校普通物理課程教材編审委员会徐亦庄、程守洙等編审委員审閱。

物 理 学

第三册

王謨显改編

北京市书刊出版业营业許可証出字第2号

人民教育出版社出版(北京景山东街)

中华书局上海印刷厂印装

新华书店上海发行所发行

各地新华书店經售

統一书号 K 13010·127 开本 850×1168 1/32 印张 5 12/16

字数 145,000 印数 410,001—425,000 定价 (6) 0.60

1956年4月第1版 1963年9月第2版

1964年4月上海第21次印刷

第三册 目录

第五編 光学

§ 5-0-1 关于光的本性的認識	1
第一章 波动光学基础	4
§ 5-1-1 光綫的相干性 相干光的获得法	4
§ 5-1-2 光程和光程差	9
§ 5-1-3 薄膜的干涉	12
§ 5-1-4 劈尖的干涉 牛頓环	14
§ 5-1-5 干涉仪 干涉現象在技术上的应用	19
§ 5-1-6 光的繞射現象	22
§ 5-1-7 惠更斯-菲涅耳原理 菲涅耳半周期带	23
§ 5-1-8 单縫繞射	30
§ 5-1-9 繞射光柵 繞射光譜	35
§ 5-1-10 光学仪器的鉴别率	41
§ 5-1-11 倫琴射綫的繞射 烏利弗-布喇格公式	42
§ 5-1-12 天然光和偏振光	47
§ 5-1-13 反射和折射时光的	

偏振	49
§ 5-1-14 光的双折射現象	53
§ 5-1-15 起偏振棱鏡和起偏振片	55

第二章 光的量子性

§ 5-2-1 热輻射 发射本领 吸收系数和反射系数	60
§ 5-2-2 基尔霍夫輻射定律	62
§ 5-2-3 绝对黑体的輻射定律 普朗克的量子假設	65
§ 5-2-4 光測高温学	68
§ 5-2-5 光电效应	72
§ 5-2-6 爱因斯坦方程 光子 光的二象性	76
§ 5-2-7 光电效应的实际应用 内光电效应	79
§ 5-2-8 倫琴射綫的散射 康普頓效应	82

第六編 近代物理学基础

§ 6-0-1 近代物理学发展簡述	85
第一章 原子的量子理論	90
§ 6-1-1 原子的核模型及其实验基础	90
§ 6-1-2 原子光譜的規律	96
§ 6-1-3 氫原子理論	98
§ 6-1-4 索末菲的橢圓軌道 量子条件和量子数	104
§ 6-1-5 电子的自旋 玻尔	

理論的缺陷和量子力学对量子条件的修正	106
§ 6-1-6 原子的壳层結構 門捷列夫元素周期表	109
§ 6-1-7 綫光譜的起源和倫琴綫状光譜 光譜分析	118

§ 6-1-8	德布罗意假說 电子的繞射 实物粒子的二象性.....123	§ 6-3-1	原子核的結構和基 本性质.....143
§ 6-1-9	量子力学的基本 概念.....127	§ 6-3-2	天然放射性及放射 性的研究方法.....149
第二章 半导体簡介.....131		§ 6-3-3	放射性衰变定律.....153
§ 6-2-1	晶体中电子的能級、 能带 导体、絕緣体 和半导体.....131	§ 6-3-4	人工的原子核轉变 核反应.....157
§ 6-2-2	固体的导电机构 n 型和 p 型半导体.....135	§ 6-3-5	正电子 人为放射 性.....159
§ 6-2-3	半导体的边界現象 $p-n$ 結.....138	§ 6-3-6	获得高能粒子的現 代方法.....162
§ 6-2-4	半导体的光电、热电 导效应及其应用.....140	§ 6-3-7	重核的裂变.....164
第三章 原子核物理簡介.....143		§ 6-3-8	核能及其应用.....169
		§ 6-3-9	基本粒子及其相互 轉換.....175

第五編 光学

§ 5-0-1 关于光的本性的認識

光是电磁波。光的波长或頻率在一定范围之內，能引起人們的视觉。本編包括两部分，其一是討論光在傳播过程中所表現的波动性质及其基本規律，称为波动光学基础，其二是討論光和物体相互作用时所显示的微粒性质，称为光的量子性。

光学是物理学的重要組成部分。由于光学的研究，使人类对自然現象和自然規律的認識不断深入和扩大，諸如物质結構理論、相对論和量子理論等現代学科的发展是和光学的研究分不开的。在近代技术科学中，光学又是重要的理論基础，特别是在高精度測量技术中，光学現象及其理論的应用是十分突出的。因此，我們对这門学科应予以充分的重視。下面，首先对于光的本性的認識发展史作簡要的叙述。

早在远古时代，人类对于光的現象，就累积了許多知識，使光学成为物理学中发展最早的一个部門。

在我們祖国里，古代人民对光現象的研究，有文字記載者首推墨經。現在摘录其中两条原文如下：“景倒。在午有端。景、光之人、煦若射；下之人也高，高之人也下。足蔽下光，故成景于上，首蔽上光，故成景于下。”这一条简单地总结了光綫直进的原理。原文中虽然没有明确指出針孔成像的實驗，但实际上已經包括了这一實驗的內容。又：“鉴洼，景一小而易，一大而正。說在中之外內。”这一条記載了凹鏡成像的實驗。其次是淮南子关于用凹鏡取火的記載：“阳燧見日則燃而为火。注曰：取金杯无緣者……，日中时以当日，以艾承之，則燃得火。”再次是梦溪笔談关于針孔成像、

球面鏡成像的性质和位置、虹的观察、月蝕、月的盈亏等現象都有詳尽的叙述和精辟的見解。

墨經成书于公元前約五世紀到三世紀，比希腊欧几里德的光的反射定律的記載約早一百余年。英国培根 (Bacon) 于十三世紀始用金屬磨成凹鏡，比中国淮南子时代約晚一千三百余年。由此可見，墨經及其他古书中有关光学的記載，在世界科学史上应占崇高的地位。

除了反射、折射、成像等現象外，关于光的本性和傳播等問題，也很早引起人們的注意。古希腊的哲学家們曾經提出下面的看法：太阳和其他一切发光与发热的物体都发出微小的粒子，这些粒子接触到眼睛或皮肤上，就引起光和热的感觉。在十七世紀，有关光的本性問題，就形成两派不同的学說。一派是牛頓所主張的，叫做光的微粒說，认为光是从发光体发出来的而且以一定速度向空間傳播的微粒。另外一派是惠更斯所倡議的，叫做光的波动說，认为光是某种振动，通过媒质，以波动形式向周圍傳播的。微粒說与波动說都能够解釋光的反射与折射。但是，在解釋折射时，微粒說与波动說之間存在着严重的分歧。实验指出，当光綫从光疏的媒质折入光密的媒质时，例如从空气到水，光綫是折向法綫的。解釋这一事实时，微粒說需要假設水中的光速大于空气中的光速，而波动說則需要假設水中的光速小于空气中的光速。在十七十八两世紀中，人們还不能准确地用实验来測定光速，因而无法从折射現象去判断两种学說的优劣。微粒說因为能够自然地說明光綫的直进現象，当时較为人們所接受。

到十九世紀初，人們发现光有干涉、繞射和偏振等現象，这些現象是波动的特征，与微粒說是不相容的。后来在 1850 年，佛科 (Foucault) 用实验方法測定了光在水中傳播的速度，证明光在水中的速度小于光在空气中的速度，这是波动說的一个重要的实验

論證。虽然如此，在光的波动說中仍然存在着一个問題，就是傳播光波的媒質問題。当时光的波动論者，把光振动看成連續媒質中某种机械的彈性振动，因此不得不臆造一种媒質，叫作“以太”或“宇宙以太”，以傳播光波。为了符合光的各种性质，“以太”必須具有弥漫宇宙、密度极小而切变彈性系数比鋼还大等种种特性，而且一切天体在这种媒質中运动时又要不受到任何阻力。显然，这样神秘的物质，实际上是很难想像的。用“以太”作为傳播光波的媒質，給波动說本身带来了不可克服的困难。

麦克斯韦在十九世紀七十年代发展了光的波动說，創造了光的电磁波理論以代替光的机械波理論。麦克斯韦认为光波是电磁波的一种。麦克斯韦的理論，从本质上证明了光和电磁現象的統一性，并对辯证唯物主义的普遍原理，即一切自然現象都是相互联系着的，提供了新的证据。光的电磁波理論还指出，光波照射到物体表面时，表面要受到压力。1901年俄国物理学家列別捷夫用实验方法测定了光压，其結果与理論十分符合，因此巩固了光的电磁波理論。光压的存在也证明了光的物质性，运动与物质的不可分割性和电磁場的物质性。

麦克斯韦以后，光的波动理論可以圓滿地解釋光的一切傳播現象，波动說达到登峰造极的境界。但是，从十九世紀末叶起，为了解釋一系列新发现的現象，必須假定光是具有一定质量、能量和动量的粒子所組成的粒子流，这种粒子称为光子。上述假定是1905年爱因斯坦提出的，称为光子假設。

應該指出，关于光的本性的理論，現在仍在发展中，将来亦将继续发展，更新的、更完善的理論尚有待于科学家的努力。

由上面的简单叙述，可見人类对光的本性的認識过程和辯证唯物主义的認識論是完全一致的。

第一章 波动光学基础

本章討論光在傳播过程中所表现的干涉、繞射和偏振等波动性质及其基本理論。在干涉部分,着重叙述光的相干性、相干光源的获得和光程差的意义及其計算方法。在繞射部分,着重叙述惠更斯-菲涅耳原理和单縫繞射。在偏振部分,着重叙述自然光和偏振光的性质,偏振光的获得和檢驗方法。

§ 5-1-1 光綫的相干性 相干光的获得法

干涉現象是波动过程基本特征之一,光的波动性质可以从光的干涉現象获得证实。在波动学中指出过,只有相干波,即頻率相同、振动方向相同、周相相等或周相差保持恒定的波源所发射的波才能相互干涉。对于机械波来說,上述条件比較易于滿足。例如,利用两个完全相等的音叉就可以表演干涉現象。但是对于光波,即使两个发光体或光源的强度、形状、大小等完全相同,相干条件仍然不可能获得。这是由于光源发光本质的复杂性所决定的。按近代的研究,光波是由熾热物体中大量分子和原子的运动状态发生变化(見原子物理)而輻射出来的。在同一時間,各个分子或原子的变化不相同,因而它們所发的光的振幅、周相、振动方向亦不相同。另一方面,分子或原子的发光是間歇的,即发出一列光波之后,要停留若干時間,再发出第二列光波。因此,每一个分子或原子发出光波的性质也是随时在改变的。由此可見,要使两个发光体滿足相干的条件显然是不可能的,即使利用同一发光体上两个不同的部分也是不可能的。

然而我們可以用人为的方法,将同一点光源发出来的光綫,分

成两个細窄的光束，并使这两光束在空間經過不同的路程而会聚于同一点，由于点光源的振动在任一时刻有确定的周相；所以在相交点上，两相交的光束将保持恒定的周相差，因此可以产生干涉現象。将点光源发出的光綫分成两个光束的办法，相当于获取两个周相相等或周相差恒定的光源，这样的光源称为相干光源。相干光源发出来的光綫称为相干光綫。下面先介紹在實驗室中获得相干光源的两种方法，即菲涅耳双鏡法和洛埃鏡法。

菲涅耳双鏡 菲涅耳采用从一个点光源发出而分別地在两个平面鏡上反射出来的两个光束，作为相干光束，并通过干涉現象的實驗，证实了光的波动性质。菲涅耳的實驗裝置如图 5-1-1 所示。

图中 M_1 与 M_2 是两个平面鏡，两鏡之間的夹角 ε 是很小的。 S 是一个点光源，凡从 S 点发出再分別地被 M_1 和 M_2 反射以后的

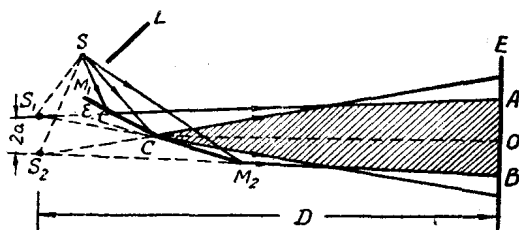


图 5-1-1 菲涅耳双鏡实验图

两条光綫都是相干光。設 S_1 和 S_2 分別为 S 在 M_1 和 M_2 中所成的虛像，則从 S 点发出經 M_1 (或 M_2) 反射出来的光綫到达空間任一点所經過的路程，与假定这光綫直接从 S_1 (或 S_2) 发出到达同一点所經過的路程相等。所以要計算从 M_1 和 M_2 反射出来的任何两条光綫到达某一点时的周相差，与假定这两条光綫从 S_1 和 S_2 发出的一样，所以可把 S_1 和 S_2 看作两个相干光源。图中画有斜綫的部分，表示从 S_1 和 S_2 发出的相干光綫在空間重疊的区域。在这区域内，放置一个适当的幕 E ，幕上就出現干涉条紋。为了避免 S 的光綫直接射到幕上，用屏 L 将 S 与 E 隔开。 S 通常是一个单色光源。用单色光源产生的干涉条紋是明暗相間的条紋。

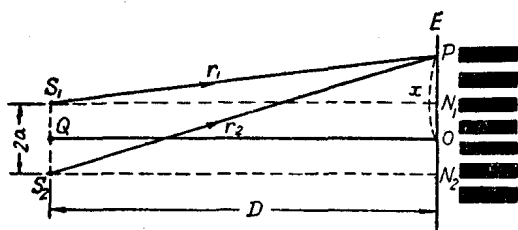


图 5-1-2 菲涅耳双缝产生干涉条纹计算图

下面我们根据波动学中的干涉条件，来讨论虚光源 S_1 和 S_2 在 E 幕上产生的干涉条纹的分布情况。如图

5-1-2 所示，设 S_1 与 S_2 的距离为 $2a$ ， D 是 S_1 或 S_2 到 E 幕的距离。令 P 为幕上一任意点， r_1 和 r_2 分别为从 S_1 和 S_2 到 P 点的距离，则由 S_1 和 S_2 发出的光线到达 P 点的波程差是：

$$\delta = r_2 - r_1.$$

令 N_1 和 N_2 分别为 S_1 和 S_2 在幕上的投影， O 为 N_1 和 N_2 的中点，并以 $OP = x$ ，则从三角形 S_1N_1P 及 S_2N_2P 得

$$r_1^2 = D^2 + (x - a)^2,$$

$$r_2^2 = D^2 + (x + a)^2.$$

两式相减，得

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = \delta(r_2 + r_1) = 4ax.$$

通常 D 较 $2a$ 大得很多，所以 $r_2 + r_1$ 可看作等于 $2D$ ，因得波程差为

$$\delta = \frac{2ax}{D}.$$

在波动学中讲过，干涉条件决定于波程差与波长之间的关系。如果以 λ 为光源 S 发出的光波的波长，则当

$$\delta = \frac{2ax}{D} = k\lambda,$$

$$\text{或} \quad x = k \frac{D}{a} \frac{\lambda}{2}, \quad k=0, \pm 1, \pm 2 \dots \quad (5-1-1)$$

时，两光波在 P 点相互加强，形成明条纹。在 O 点， $x=0$ ，即 $k=0$ ，因此 O 点出现明条纹，称为中央条纹。其他与 $k=\pm 1$ ， $k=\pm 2 \dots$

相对应的明条紋称为第一級、第二級…明条紋。

$$\text{如果} \quad \delta = \frac{2ax}{D} = (2k+1) \frac{\lambda}{2},$$

$$\text{或} \quad x = (2k+1) \frac{D}{2a} \frac{\lambda}{2}, \quad k=0, \pm 1, \pm 2 \dots \quad (5-1-2)$$

时,两光波在 P 点相互削弱,形成暗条紋。

从公式(5-1-1)和(5-1-2),得出下述結論: 第一,幕上出現的明暗条紋是以 O 点为对称中心上下交錯地配置的,如图 5-1-2 右边所示。第二,如果已知 a 、 D 各量,則測定第 k 級干涉条紋到 O 点的距离 x ,代入上式,即可算出单色光的波长。第三,用不同的单色光源做实验时,各明暗条紋間的相互距离也不同。波长愈小的单色光例如紫光,条紋愈密;波长愈大的单色光例如紅光,条紋愈稀(见图 5-1-3)。由此可見,如果用白光做实验,則幕上只有中央条紋是白色的。其它条紋,由于各单色光的明暗条紋的位置不相同(从图 5-1-3 可以看出),形成彩色条紋。

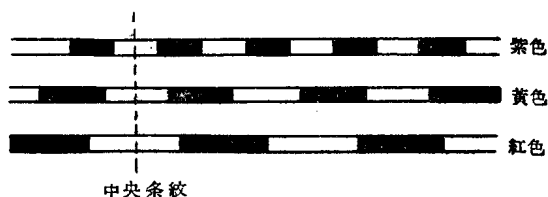


图 5-1-3 几种不同单色光的干涉条紋

洛埃鏡 洛埃

(Lloyd)应用从一个光源直接发出的光綫与它在一个平面鏡上的反射光綫以构成相干光綫。图 5-1-4 表示洛埃鏡实验簡图。

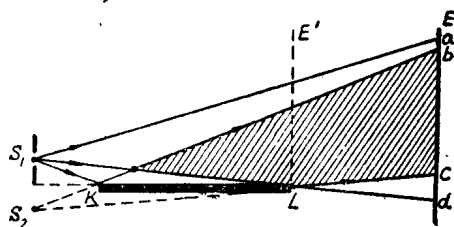


图 5-1-4 洛埃鏡实验簡图

图中 S_1 是光源, 经过小孔的约束, 有一部分光线直接射到 E 幕上, 另一部分经 KL 平面镜反射后也射到幕上。设 S_2 为 S_1 在镜中的虚像, 则曾经反射过的光线到达空间任一点所经过的路程, 与假定这光线直接从 S_2 发出时, 是一样的。所以 S_2 可以看作反射光的光源, 而且和 S_1 构成一对相干光源。图中画有斜线的部分就表示相干光在空间重叠的区域。把幕放在这个区域内时, 显然幕上也会出现明暗干涉条纹。

洛埃镜实验和非涅耳双镜实验不但证实了光的波动性质, 而且还可以测定光波的波长。

洛埃镜实验的另一重要意义, 是用实验证明了光波由光疏媒质射向光密媒质而反射出来时受到半波损失这一事实, 当幕放到与镜端接触时, 即图中 E' 的位置, 幕上和镜面接触处出现暗条纹。这表示直接射到幕上的光线和从镜面上反射出来的光线, 两者之一有了周相的变化 π 。因为直接射到幕上的光线不可能有这个变化, 所以我们可以肯定, 当光线从光密媒质反射出来时, 有数值为 π 的周相突变。

[例题] 设非涅耳双镜的夹角是 $\varepsilon = 10^{-3}$ [弧度], 有单色点光源 S 距两镜交叉处的距离 $r = 0.5$ [米], 单色光的波长 $\lambda = 5 \times 10^{-5}$ [厘米], 在距两镜交叉处的距离为 $L = 1.5$ [米] 的屏上出现明暗干涉条纹 (图 5-1-5)。(a) 求屏上两明条纹间的距离, (b) 屏上最多可以看到多少条明条纹?

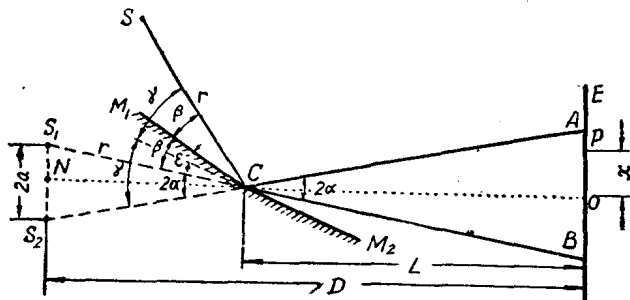


图 5-1-5 计算非涅耳双镜中的干涉条纹用图

[解] (a) 从光源 S 发出经 M_1 和 M_2 反射出来的光线在 P 点产生明条纹的条件是

$$\frac{2ax}{D} = k\lambda,$$

式中 $2a$ 是 S_1 和 S_2 间的距离, D 是 S_1 或 S_2 到屏幕的距离。 O 点显然是一个明条纹。距 O 点最近的明条纹可由上式中 $k=1$ 决定之, 即

$$\frac{2ax}{D} = \lambda. \quad (*)$$

如果求出 $2a$ 与 D 的数值, 然后代入上式, 即可求得 x 之值, 即两明条纹间的距离。

S_1 与 S_2 既是 S 分别在 M_1 和 M_2 中的虚像, 则根据几何光学, S 与 S_1 对 M_1 是对称的, 而 S 与 S_2 对 M_2 也是对称的, 因此 $SC = S_1C = S_2C = r$, 从图可以看出 $2\alpha, \beta, \gamma$ 以及 ε 诸角之间的关系为

$$2\alpha = 2\gamma - 2\beta, \quad \gamma = \beta + \varepsilon,$$

解上列两式, 得

$$2\alpha = 2(\beta + \varepsilon) - 2\beta = 2\varepsilon,$$

即

$$\alpha = \varepsilon.$$

因此得

$$D = NO = NC + CO = r \cos \varepsilon + L,$$

$$2a = 2r \sin \varepsilon.$$

将 $2a$ 及 D 代入式 (*) 并解出 x , 得

$$x = \frac{D\lambda}{2a} = \frac{\lambda(L + r \cos \varepsilon)}{2r \sin \varepsilon},$$

以 $\lambda = 5 \times 10^{-5}$ [厘米], $L = 150$ [厘米], $r = 50$ [厘米] 代入上式, 并注意因 ε 很小, 故 $\cos \varepsilon \approx 1$, $\sin \varepsilon \approx \varepsilon = 10^{-3}$ [弧度], 得

$$x = \frac{5 \times 10^{-5}(150 + 50)}{2 \times 50 \times 10^{-3}} = 10^{-1} \text{ [厘米]} = 1 \text{ [毫米]}.$$

(b) E 屏上明条纹可能出现的最多条数决定于自虚光源 S_1 和 S_2 发出的光线在屏上相互重叠的范围。如果延长 S_1C 线到屏上 B 点, 延长 S_2C 线到屏上 A 点, 则在 M_2 足够长的条件下, 可以看出 AB 就是这个范围。从图得

$$AB = 2AO = 2CO \tan \varepsilon = 2CO\varepsilon = 2 \times 150 \times 10^{-3} = 0.3 \text{ [厘米]} = 3 \text{ [毫米]}.$$

由此可见在屏上最多出现三条明条纹。

§ 5-1-2 光程和光程差

上面我们所讨论的, 是两条光线经过均匀媒质时所产生的干

涉现象。现在讨论光线经过不均匀的媒质时所产生的干涉现象。

实验指出,单色光波经过不同媒质时,频率 ν 不变,而速度则不同。设 c 和 v_1 为给定的单色光在真空中和某媒质中的速度, n_1 为这媒质对真空的绝对折射率,则

$$v_1 = \frac{c}{n_1}.$$

设 λ 和 λ_1 分别为该单色光在真空中和这媒质中的波长,则

$$c = \nu\lambda, \quad v_1 = \nu\lambda_1,$$

所以,代入上式,得

$$\lambda_1 = \frac{\lambda}{n_1}.$$

因 n_1 恒大于1,由此可见,光经过较密的媒质时,它的波长要缩短。在折射率为 n_1 的媒质中,平面光的波动方程应为

$$x = A \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{r}{\lambda_1} \right) = A \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{n_1 r}{\lambda} \right),$$

式中 r 为光波所经过几何路程, $2\pi \left(\nu t - \frac{n_1 r}{\lambda} \right)$ 为光波的周相。

在一种均匀媒质中,对给定的单色光说, ν 和 λ 都是恒量,所以由上式可知,在媒质中决定光波周相的,不是几何路程 r ,而是 $n_1 r$, $n_1 r$ 称为光程。在任何一种均匀媒质中,给定的单色光波经过同一光程所需要的时间是相同的,改变的周相也是相同的。并由此可见,当两条相干光线通过不同的媒质后,相遇于空间某一点时,所产生的干涉现象,应决定于光程差,而不是决定于几何路程差。现举下例说明之。

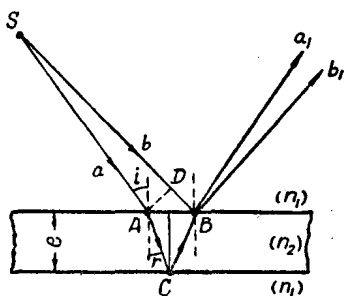


图 5-1-6 光程及光程差的计算举例

设在折射率为 n_1 的均匀媒

质中, 放入折射率为 $n_2 (> n_1)$ 的具有平行平面的另一种均匀媒质, 如图 5-1-6 所示。設在媒质 n_1 中有单色光源 S , 发出一束細窄光束, 射到媒质 n_2 的表面上。我們来研究这光束中的 a 和 b 两条光綫分别在媒质 n_2 的上下两表面上折射和反射后的情形。光綫 a 在 A 点折射后, 进入媒质 n_2 内, 再在 C 点反射后, 傳到 B 点, 再折入媒质 n_1 中, 成为光綫 a_1 。光綫 b 直接射到 B 点, 反射后, 成为 b_1 。作 AD 直綫, 并令 $SA = SD$, 則 AD 为由 S 发出的光波的波陣面。光綫 a 由 A 經 C 到 B , 根据波动方程, B 点的振动可写作

$$x_a = A \cos 2\pi \left[\nu t - \frac{n_2(AC + CB)}{\lambda} \right].$$

式中 λ 为該单色光在真空中的波长, 光綫 b 从 D 到 B 而反射时, 由于有半波损失 (因为 $n_2 > n_1$) 即周相有 π 角的变化, B 点的振动可写作

$$x_b = A \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{n_1 DB}{\lambda} - \frac{1}{2} \right).$$

所以 a_1 和 b_1 两光波在 B 点的周相差是

$$2\pi \left[\frac{n_2(AC + CB)}{\lambda} - \frac{n_1 DB}{\lambda} - \frac{1}{2} \right].$$

按照波动的干涉条件, 显然, 当

$$2\pi \left[\frac{n_2(AC + CB)}{\lambda} - \frac{n_1 DB}{\lambda} - \frac{1}{2} \right] = 2k\pi,$$

$$\text{或} \quad n_2(AC + CB) - n_1 DB - \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

时, 两光波在 B 点永远相互加强, 因而形成亮点。

$$\text{当} \quad n_2(AC + CB) - n_1 DB - \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$$

$$k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

时, 两光波永远相互削弱, 因而形成暗点。

由此可見, 干涉条件是决定于两条相干光綫的光程差。上述

結論推广到光綫經過一系列的媒质时也是正确的。

空气的绝对折射率 $n_1 \simeq 1$, 所以光波在空气中的波长 $\lambda_1 \simeq \lambda$ (以后同)。现在再设一块厚度为 e 的薄膜放入空气中, 薄膜的折射率为 n , 光綫的入射角为 i , 折射角为 r , 则由图 5-1-6 可见

$$AC = CB = \frac{e}{\cos r}, \quad DB = AB \sin i = 2e \tan r \sin i.$$

又由上面可以看出光程差 δ 为 $n(AC + CB) - DB - \frac{\lambda}{2}$, 即

$$\begin{aligned} \delta &= 2n \frac{e}{\cos r} - 2e \frac{\sin r}{\cos r} \sin i - \frac{\lambda}{2} = \\ &= \frac{2e}{\cos r} (n - \sin r \sin i) - \frac{\lambda}{2}. \end{aligned}$$

但 $\sin i = n \sin r, \cos r = \sqrt{1 - \sin^2 r} = \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}{n},$

故 $\delta = 2ne \cos r - \frac{\lambda}{2} = 2e \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2}.$

干涉条件为:

$$\left. \begin{aligned} \delta &= 2e \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad \text{明条纹} \\ \delta &= 2e \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = (2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad \text{暗条纹} \end{aligned} \right\} \quad (5-1-3)$$

式中 $k=0, \pm 1, \pm 2 \dots$ 。

如果点光源 S 与薄膜表面相距很远, 则 SA 与 SB 可以近似地认为是平行的, 所以上述干涉条件亦适用于平行入射光綫。

§ 5-1-3 薄膜的干涉

观察透明的薄膜, 例如水面上的油膜、肥皂泡等, 我们常发现在薄膜的表面上有许多美丽的彩色条纹。这些条纹就是天然光在薄膜两表面上反射后相互干涉的结果。一般地说, 薄膜的厚度是

不均匀的,因此这类现象的研究是比较复杂的,下面我们先研究一种较简单的情况,即假定薄膜的表面是完全平行的平面。

设有平行光线以入射角 i 照射一平行平面薄膜,我们来研究反射光和折射光的干涉现象。假定薄膜的折射率 $n > 1$, 放在空气中,空气折射率是 1。如图 5-1-7 所示,设 a, b 为平行光束中的两条光线,这光束射到薄膜的上表面时,分成两部分,一部分直接由上表面反射出来形成平行光束 $a_1 b_1$, 再经过透镜会聚于 P 点。另一部分折入薄膜里面,经下表面反射后,再经上表面折入薄膜的上空,形成平行光束 $a_2 b_2$, 而后经过透镜也会聚于 P 点。 $a_1 b_1$ 中各条光线会聚于 P 点时没有光程差, $a_2 b_2$ 中各条光线会聚于 P 点时,也没有光程差;但 $a_1 b_1$ 与 $a_2 b_2$ 两光束到达 P 点时相互间有光程差,这光程差就是 a_1 和 a_2 两条光线之间的光程差,

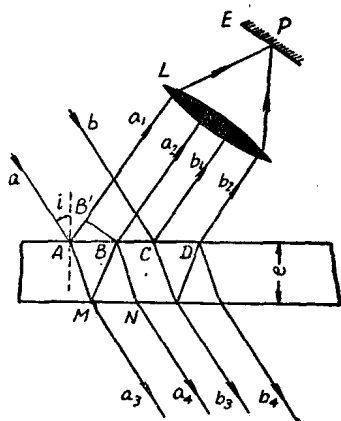


图 5-1-7 薄膜反射光和透射光的干涉

$$\delta = n(AM + MB) - AB' - \frac{\lambda}{2} = 2nAM - AB' - \frac{\lambda}{2},$$

式中 $\frac{\lambda}{2}$ 一项表示光线 a_1 在 A 点的半波损失。

由以上所推得的结果与式(5-1-3)相同,即

$$\delta = 2e\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2}.$$

当

$$\delta = 2e\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = k\lambda$$