

高等学校教学参考书

物理学

第三册

王谟显改编

人民教育出版社

高等学校教学参考书



物 理 学

第 三 册

王 漠 显 改 编

人 民 教 育 出 版 社

全书分三册，第一册包括力学、机械振动与机械波、分子物理和热力学，第二册为电磁学，第三册包括光学和近代物理。

本书系 1963 年改编版。为了满足学校教学急需，未经修改，予以重印，供高等工业学校各类专业普通物理学课程教学参考。

简装本说明

目前 850×1168 毫米规格纸张较少，本书暂以 787×1092 毫米规格纸张印刷，定价相应减少 20%。希鉴谅。

物 理 学

第三册

王谟显改编

人民教育出版社(北京沙滩后街)

上海中华印刷厂印装

新华书店上海发行所发行

各地新华书店经售

统一书号 13012·086 开本 787×1092 1/32 印张 5 12/16
字数 145,000 印数 495,001—595,000 定价(0) ¥ 0.48

1956 年 4 月第 1 版 1963 年 9 月第 2 版

1977 年 12 月上海第 25 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 牛顿环	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	光的双折射现象	53
§ 5-1-15	起偏振棱镜和起偏振片	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	光测高温学	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狀光譜 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、能帶 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範圍之內，能引起人們的視覺。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组成部分。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，我們对這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敘述。

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。原文中虽然沒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。”再次是夢溪筆談关于針孔成像、

球面鏡成像的性質和位置、虹的觀察、月蝕、月的盈虧等現象都有詳盡的敘述和精辟的見解。

墨經成書於公元前約五世紀到三世紀，比希臘歐几里德的光的反射定律的記載約早一百余年。英國培根（Bacon）於十三世紀始用金屬磨成凹鏡，比中國淮南子時代約晚一千三百余年。由此可見，墨經及其他古書中有关光學的記載，在世界科學史上應占崇高的地位。

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。古希臘的哲學家們曾經提出下面的看法：太陽和其他一切發光與發熱的物體都發出微小的粒子，這些粒子接觸到眼睛或皮膚上，就引起光和熱的感覺。在十七世紀，有关光的本性問題，就形成兩派不同的學說。一派是牛頓所主張的，叫做光的微粒說，認為光是從發光體發出來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，叫做光的波動說，認為光是某種振動，通過媒質，以波動形式向周圍傳播的。微粒說與波動說都能夠解釋光的反射與折射。但是，在解釋折射時，微粒說與波動說之間存在着嚴重的分歧。實驗指出，當光綫從光疏的媒質折入光密的媒質時，例如從空氣到水，光綫是折向法綫的。解釋這一事實時，微粒說需要假設水中的光速大於空氣中的光速，而波動說則需要假設水中的光速小於空氣中的光速。在十七十八兩世紀中，人們還不能準確地用實驗來測定光速，因而無法從折射現象去判斷兩種學說的優劣。微粒說因為能夠自然地說明光綫的直進現象，當時較為人們所接受。

到十九世紀初，人們發現光有干涉、繞射和偏振等現象，這些現象是波動的特徵，與微粒說是不相容的。後來在1850年，佛科（Foucault）用實驗方法測定了光在水中傳播的速度，證明光在水中的速度小於光在空氣中的速度，這是波動說的一個重要的實驗

論证。虽然如此，在光的波动說中仍然存在着一个問題，就是傳播光波的媒质問題。当时光的波动論者，把光振动看成連續媒质中某种机械的彈性振动，因此不得不臆造一种媒质，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质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”作为傳播光波的媒质，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。

应该指出，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。

由上面的簡單叙述，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現的干涉、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。对于机械波來說,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，两鏡之间的夹角 θ 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

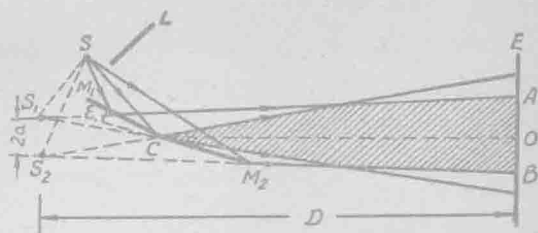


图 5-1-1 菲涅耳双鏡實驗图

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。

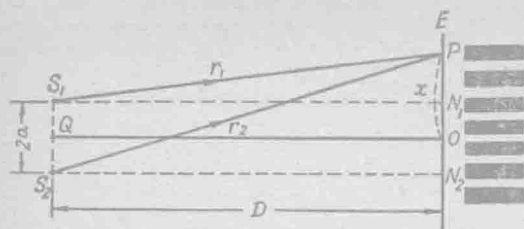


图 5-1-2 菲涅耳双缝产生干涉条纹计算图

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

相對應的明條紋稱為第一級、第二級……明條紋。

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

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

時，兩光波在 P 點相互削弱，形成暗條紋。

從公式(5-1-1)和(5-1-2)，得出下述結論：第一，幕上出現的明暗條紋是以 O 點為對稱中心上下交錯地配置的，如圖 5-1-2 右邊所示。第二，如果已知 a 、 D 各量，則測定第 k 級干涉條紋到 O 點的距離 x ，代入上式，即可算出單色光的波長。第三，用不同的單色光源做實驗時，各明暗條紋間的相互距離也不同。波長愈小的單色光例如紫光，條紋愈密；波長愈大的單色光例如紅光，條紋愈稀（見圖 5-1-3）。由此可見，如果用白光做實驗，則幕上只有中央條紋是白色的。其它條紋，由於各單色光的明暗條紋的位置不相同（從圖 5-1-3 可以看出），形成彩色條紋。

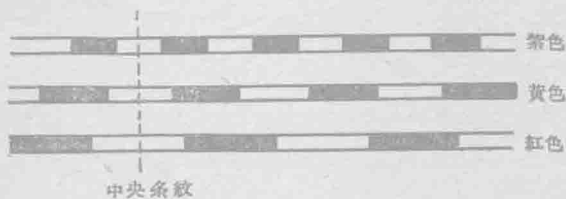


圖 5-1-3 幾種不同單色光的干涉條紋

洛埃鏡 洛埃

(Lloyd) 應用從一個光源直接發出的光線與它在一個平面鏡上的反射光線以構成相干光線。圖 5-1-4 表示洛埃鏡實驗簡圖。

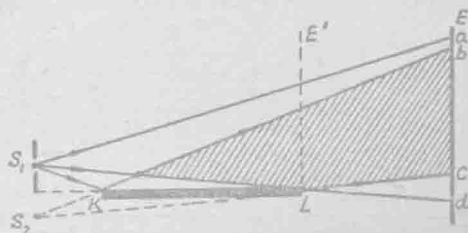


圖 5-1-4 洛埃鏡實驗簡圖

图中 S_1 是光源, 经过小孔的约束, 有一部分光线直接射到屏幕上, 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 $\lambda = 5 \times 10^{-7}$ [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?

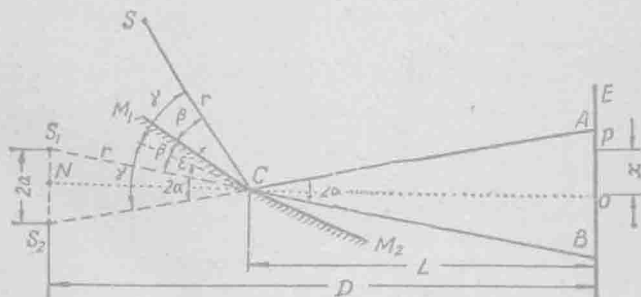


图 5-1-5 计算非涅耳双镜中的干涉条纹用图

[解] (a) 从光源 S 发出經 M_1 和 M_2 反射出来的光綫在 P 点产生明条紋的条件是

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

式中 $2a$ 是 S_1 和 S_2 間的距离, D 是 S_1 或 S_2 到屏幕的距离。 O 点显然是一个明条紋。距 O 点最近的明条紋可由上式中 $k=1$ 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, 即两明条紋間的距离。

S_1 与 S_2 既是 S 分別在 M_1 和 M_2 中的虚像, 則根据几何光学, 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 諸角之間的关系为

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

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 $\cos \varepsilon \simeq 1$, $\sin \varepsilon \simeq \varepsilon = 10^{-3}$ [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 屏上明条紋可能出現的最多条数决定于自虚光源 S_1 和 S_2 发出的光綫在屏上相互重叠的范围。如果延长 S_1C 綫到屏上 B 点, 延长 S_2C 綫到屏上 A 点, 則在 M_2 足够长的条件下, 可以看出 AB 就是这个范围。从图得

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

由此可見在屏上最多出現三条明条紋。

§ 5-1-2 光程和光程差

上面我們所討論的, 是两条光綫經過均匀媒质时所产生的干

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 中有单色点光源 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 两条光綫分別在媒质 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 內, 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, 由于有半波損失(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

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

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

时, 两光波在 B 点永远相互加强, 因而形成亮点。

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

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

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。

空气的絕對折射率 $n_1 \simeq 1$, 所以光波在空气中的波长 $\lambda_1 \simeq \lambda$ (以后同)。現在再設一块厚度为 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 , 則由图 5-1-6 可見

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

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:

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

式中 $k=0, \pm 1, \pm 2 \cdots$ 。

如果点光源 S 与薄膜表面相距很远, 則 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, 我們常发现在薄膜的表面上有許多美丽的彩色条紋。这些条紋就是天然光在薄膜两表面上反射后相互干涉的結果。一般地說, 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

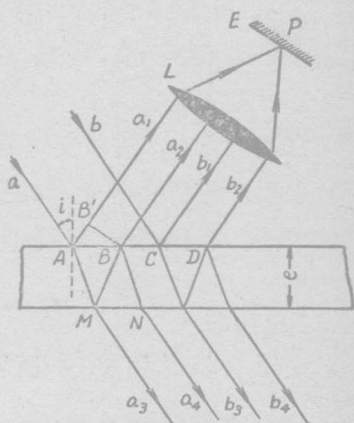


图 5-1-7 薄膜反射光和透射光的干涉

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,

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

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

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