

高等學校交流講義

普通物理學

光學部分

北京師範大學張阜權編

(內部交流 * 僅供參考)

中央人民政府高等教育部教材編審處

普通物理學——光學

（附彩色圖）

華書店上海發行所總經售

商務印書館上海廠印刷

一九五四年十一月上海第一次印刷

印數 1—2,750

字數 110,000

定價 10.00

普通物理學

(光學部份)

目 錄

引 言	1
第一章 光的干涉	4
第二章 光的衍射	23
第三章 光的反射和折射	45
第四章 光學儀器	107
第五章 光度學	136
第六章 偏振光	144
第七章 光的速度	167
第八章 光的散射和色散	176
第九章 熒光、磷光和光化學	183
附錄 I	187
附錄 II	190
附錄 III	194

普通物理學

光學部份

引言

1.1 古代的發現

人們對於光學現象的發現甚早。我國古代學者，在這方面的貢獻是有光輝成就的。周朝的時候，已經能利用銅和錫的合金製造凹鏡來會聚日光取火。至於對光學現象能作深入的研究，並加以系統整理而刊載書籍上的，當首推我國古代科學家墨翟（生於紀元前486年，卒於紀元前382年）。在墨翟所著的墨經上對於光的基本性質，例如光的直進和光的反射定律等都有詳細的記載。但是由於我國長期受封建社會的統制，和在歷代專制帝王的反對科學政策的壓迫下，不僅對我們上古的成就，不能繼續加以發揚光大，反而使這些在科學上有重大價值的寶貴收穫，幾于埋沒不聞了。

光的直進是光的一個基本性質。它的意義就是光在均勻介質中要沿直線方向進行的。在墨經上有“景倒，在午有端”的記述，很明確地說明了光依直線傳播的原理。到了十一世紀的時候，宋朝的沈括在他所著的夢溪筆談上對這個光的基本性質，也有詳盡的敘述。下面的一段話是從夢溪筆談上摘錄下來的。

“若鸛飛空中，其影隨鸛而移，或中間為窻隙所束，則影與鸛隨相連，鸛東則影西，鸛西則影東。又如窻隙中樓塔之影，中間為窻所束，亦皆倒垂。”

曲面鏡造像是由於光在另一介質面上的反射。對同一個曲面鏡，像的位置和大小是因物的位置和大小改變而改變的。物和像間的關係究竟怎樣來確定呢？這是一個簡單的問題，學者在中學讀書的時候，已經充分的掌握住這個關係了。但是在二千四百年前，墨翟對於常用的兩種面鏡：凹面鏡（下簡稱凹鏡）和凸面鏡（下簡稱凸鏡），已經作過了概括的敘述。例如，“鑑洼，景一小而易，一大而正，說在中

之外內 ”說明了凹鏡的物像關係，又如“鑑圖，景一 ”是闡述了凸鏡的物像關係。

古代對於光學的發現，可以說是僅限於光的直進和光的反射現象兩方面，古羅馬和希臘的學者們，對於光學的收穫，大致是和我們中國學者們的發現是相同的，並且在時間方面都比我們晚一些，所以就不再另行介紹了。唯一例外的，就是紀元後五十年克力歐米得斯曾經根據木棍一部分置入水中後，木棍視位置改變的道理，來說明太陽剛落後，由於大氣層的折射，人們能看到太陽的原因。於是光的折射現象，才被人注意。

1.2 光的本性

紀元以後，光學的發展是非常緩慢的。除了十三世紀的開始流行眼鏡和十七世紀初期發明望遠鏡外，可以說在這段漫長的歲月裡，並沒有甚麼特殊的貢獻。但是到了十七世紀後半葉，各種新的光學現象相繼發現，如葛瑞姆第對衍射的觀察，婁莫對光速的測定，牛頓對稜鏡色散和薄片呈現彩色的研究等，都引起一般學者的重視。當時對於光的本性的解釋可分兩派：其一，認光源射出無數微粒，微粒之運動，仍遵守力學諸定律，曰光的微粒說派，其二認光取波浪方式而傳播者，曰光的波動說派，前者多為牛頓門徒尊牛頓為首；後者為惠更斯所倡導。牛頓對微粒說與波動說皆潛心探討，認為如依波動說，光之本性與聲相似，應沿障碍物之邊緣而傳達於後方，但光波較聲波為短，致未能察覺。因之牛頓乃放棄波動說而採納微粒說，至十八世紀初葉，楊氏及菲涅耳二人先後用實驗方法，証實牛頓的理念。即光可延障碍物的邊緣而傳達於後方。終因牛頓門徒徇於積習，不肯輕意取信，致兩派學者各持己見，爭執不讓。

兩派學者對於折射現象的解釋互相矛盾。依微粒說，當光綫由光疎入射光密介質時，例如由空氣進入水內，各微粒間的相互吸力增大，因之光在水內進行的速度 C_m 應較在空氣中的速度 C_0 為大；反之，依波動說， C_m 應較 C_0 為小。果能用實驗方法測出 C_m 究大於 C_0 ？抑小

於 C_0 時？則兩者誰是？誰非？當易判明。奈當時對於光在介質中速度的測量尚無辦法。直至1850年傅科始能直接量出光在水內的速度確較在空氣中為小。至此微粒說派，方肯屈服。傅科實驗以前，光的干涉、偏振和雙折射等現象已相繼發現。凡此種種，皆為波動說的特徵，而非微粒說所能解釋者。當時除少數之固執的微粒說信徒外，多數學者早已傾服于波動說了。

根據光的波動說，認為光是在彈性媒介——以太——中由發光體以球形波向外傳播的。由於光的巨大頻率，必須認為以太的彈性極大；但是，在另一方面，由於天體在這以太中運動，並不減小速度，所以又必須認為以太的密度極小。對同一物質來說，要它具有極大的彈性而且密度極小，這是難以想像的。這也就是波動說的一個內在的矛盾。

在1873年麥克斯韋排除了這種矛盾。他認為一個振盪電路發出的電場強度和磁場強度的振動應該是波狀的向外傳播。這種電磁波應以光速傳播，並且應該和光波同樣地發生反射、折射、干涉、衍射和偏振等現象。這種光的電磁說創立的二十年後，赫芝和列別捷夫分別用實驗方法証實了麥克斯韋的預言。此外，麥克斯韋更確定了物質折射率和介電常數間的關係。因之，光的振動就不再被認為某種彈性物質的機械振動了。而認為各種光現象是具有振動特性並以波狀傳播的電磁強度的變化所引起的。光和電磁的區別，可以說僅是波長（頻率）的不同，各種光現象，可以用眼睛來直接觀察，而電磁波的各種現象必須藉助於特殊的儀器方能察知。

十九世紀末，莫斯科大學教授斯托列托夫發現當光綫（適宜的波長）入射金屬面時，將有光電子因激動而由金屬射出，此種現象，當非波動說所能解釋者，反而頗近于微粒說的性格。因之數十年來消聲斂跡的微粒說派，又趨於復活的姿態，因有新的量子說的產生。光的量子說和波動說，雖彼此不容，但二者各有其實驗的基礎。誰去？誰取？為廿世紀初葉，物理學上最難解決的問題。自有德布羅意（1923年）薛定諤（1925年）及狄喇克（1926年）等的理論工作及戴維孫和

苟謙（1925年）湯姆孫（1926年）丹布斯特和蔣孫（1928年）等的實驗結果以後，吾人對於光的微粒說和波動說認為全等重要，不應視為互不相容者。因為這些人的結論皆表示光具有微粒和波動的双重性格。

根據上面所談光的本性一事，我們可以認識科學思想的發展是合乎辯證過程的。例如光的微粒說不能解釋干涉、衍射、偏振等現象，就被否定，而採用新興的波動說，因為它能解決了已經發現的矛盾事實。但是當波動說也不能解決新發現的矛盾事實時，也就被否定了。這個第二次的否定，卻又回到了光的微粒說，但是新的微粒說（即量子說）却不是形式上的復活了舊的微粒說，而是加以改善提高的。最後又因為量子說不能解釋干涉等現象，所以光的學說必須是波動說和量子說的綜合。

第一章 光的干涉

光的干涉現象是證實光的波動本性的一種重要根據。由於光波甚短，光的干涉現象是不能夠像聲的干涉現象那樣容易被人們觀察到。要想觀察到光的干涉，光源必須是相干的，並且還須有特殊的儀器，這是我們在本章首先談到的問題；其次，就多束光線的干涉現象的說明，進而解釋薄膜顏色的成因；最後，還要扼要地講述干涉儀的原理和干涉的應用。

1.1 基本原理

圖1—1a S_1 和 S_2 表強度、波長和周期皆相等的二光源，用實線表二者前進時的波峰，虛線表波谷。令 S_1, S_2 的中點為 M ， CC 為一白屏。因 MP_0 為 S_1, S_2 的垂直平分線，故由 S_1 和 S_2 發出的光波到達 MP_0 線上各點時，必為同位相。圖中 MP_0 線為峯與峯遇谷與谷遇諸點的軌跡。同理， S_1P_{-1} 和 S_2P_1 二曲線為峯與谷或谷與峯相遇諸點的軌跡，此二曲線上各點與 S_1 和 S_2 的距離差應為半波長，換言之，由 S_1 和 S_2 發出光波到達 S_1P_{-1} 或 S_2P_1 線上各點時，其位相差為 π 。再根據解析幾何原理，一變點與二定點的距離差為一常數時，其軌跡為一雙曲線。通

常光源的波長甚短， MP_0 的距離較大，故實用時 S_1P_{-1} 和 S_2P_1 雙曲線可視為二直線。

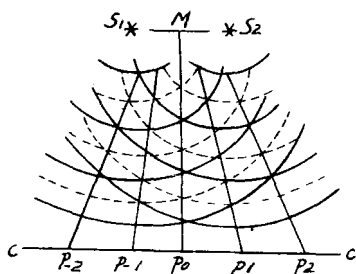


圖1-1a

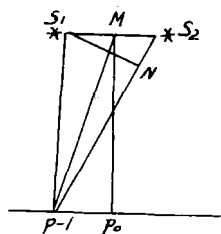


圖1-1b

今令 $S_1S_2 = d$ ， $P_0P_{-1} = \chi$ ， $P_{-1}M = D$ ，再以 P_{-1} 為心， $P_{-1}S_1$ 為半徑作弧交 S_2P_1 於 N （圖1-1b）得 $S_2N = \frac{\lambda}{2}$ ，在二相似直角三角形 S_1S_2N 和 $P_{-1}P_0M$ 內

$$\frac{P_0P_{-1}}{P_{-1}M} = \frac{S_2N}{S_1S_2}, \text{ 或 } \frac{\chi}{D} = \frac{\lambda/2}{d}, \text{ 即 } \chi = \frac{D}{d} \frac{1}{2} \lambda,$$

屏與 M 之距離較 χ 的長度甚大， $P_{-1}M$ （或其他各點，如 $P_{-2}M$ ， $P_{-3}M$ 等）與 P_0M 可視為等值。故 D 值常用以表示屏與 M 的距離。

由 S_1 和 S_2 發出的光波行抵 P_{-1} 或 P_1 時，二者之位相差為 π ，已如上述。故光強為零。若二光源皆為細縫， CC 屏上將出現暗綫於 P_{-1} 和 P_1 處。依此類推， P_{-2} 和 P_2 與二光源之距離差為一波長，此二處將出現明綫二條，即於 P_{-1} ， P_{-3} --- P_1 ， P_3 各處，屏上出現暗綫。故 P_{-2n+1} 或 P_{2n+1} ---與 P_0 的距離為

$$\chi_m = \frac{D}{d} \left(n + \frac{1}{2} \right) \lambda, \quad n = 0, 1, 2, \dots; \quad (1)$$

反之於 P_{-2} ， P_{-4} --- P_2 ， P_4 ---各處，屏上出現明綫，故 P_{2n} 與 P_0 的距離為

$$\chi_m = \frac{D}{d} n \lambda, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2)$$

式(1)的標記 m ，表示結果強度為最小；式(2)標記 M ，表示結果強度為最大。此種光的強度重行分佈而有明暗（或黑）的現象，叫做光的干涉。 P_0 處出現的明綫，曰中央明綫； P_1 和 P_{-1} 處出現的暗綫，曰第一條暗綫； P_2 和 P_{-2} 處出現的明綫，曰第一條明綫，以後依此類推。

由式(2)得第 n 條和第 $n+1$ 條明綫離 P_0 的距離分為 $\frac{D}{d} n \lambda$ 和 $\frac{D}{d} (n+1) \lambda$ ，因知二者間的距離為

$$B = \frac{D}{d} \lambda, \quad (3)$$

同理得各暗綫間的距離亦為 β ，即各明綫間和各暗綫間的距離，恒為等值，故屏上呈現明暗相間等距的干涉條紋。

現在讓我們再用數學方法來分析光的干涉作用於下：設用

$$y_1 = r \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \text{ 和 } y_2 = r \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x+\Delta}{\lambda} \right)$$

分別表示等振幅、等波長和同周期的二光波，它們沿同方向進行，二者的光程差（詳下）是 Δ ，按波動合成的方法得出合運動方程為

$$y = y_1 + y_2 = 2r \cos \pi \frac{\Delta}{\lambda} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x+\frac{\Delta}{2}}{\lambda} \right) \quad (4)$$

即此二光波將合成一新光波，新光波的波長和周期，仍與原二光波一致，但其振幅變為 $2r \cos \pi \frac{\Delta}{\lambda}$ ，此值因 Δ 而變，為周期性者，由 $2r$ 經 0 變至 $-2r$ ，因之新光波的強度亦為變值。其最大值为 $4r^2$ ，最小值為 0 ，光強為 0 之意義，乃指二光源同時照及某處使對該處的照度為 0 ，即該處仍為黑暗，如無光源照及者。

在上式內當 $\pi \frac{\Delta}{\lambda} = n\pi$ ， $n=0, 1, 2, \dots$ ——即 $\Delta = n\lambda =$ 偶數 $\times \frac{\lambda}{2}$ ，光強的值為最大 $= 4r^2$ ；當 $\pi \frac{\Delta}{\lambda} = (n + \frac{1}{2})\pi$ ，即 $\Delta = (n + \frac{1}{2})\lambda =$ 奇數 $\times \frac{\lambda}{2}$ ，光強的值為最小 $= 0$ 。

當光波從一種介質進入另一種介質時，由於彈性和密度的改變，光的速度就要發生變化。光在真空中的速度 C 和光在物質中速度 v 之比叫做該物質的折射率，並用符號 μ 來表示。

即
$$\mu = \frac{c}{v} \quad (5)$$

由速度 c 波長 λ 和周期 T (或頻率 ν) 間的關係式

$$c = \frac{\lambda}{T} = \nu \lambda \quad (6)$$

可知當速度因介質的不同而有改變時，則波長或頻率二者之一必有改變。根據實際測量的結果，在介質中光的波長是要減小的，並且波長的減小又恰和速度的減小成比例。習慣上，我們常用波長來表示光的顏色，這時的波長 λ 是指光在空氣 (或真空) 中的波長。如果光波進入折射率為 μ 的介質，它的波長 λ_m 雖然減小 μ 倍，但是它的顏色並不改變，這是因為在折射率為 μ 的介質中光的速度 v 也相應地減小了 μ 倍。即

$$\lambda = \mu \lambda_m, \quad c = \mu v$$

$$\therefore \mu = \frac{\lambda}{\lambda_m} = \frac{c}{v}$$

對照 (6) 式可得

$$v = \frac{c}{\mu} = \frac{v_m}{\lambda_m} \quad (7)$$

這也就是說光的波長雖然因介質的不同而有改變，但是光的頻率則並不因介質的不同而有改變，所以嚴格的說來，光的顏色是用頻率來表示，至於用波長來表示顏色實是一個習慣上的錯誤，或者是專指真空中的波長而言。

光的速度既然因介質而異，所以對同一距離的不同介質，光的行程是不相等。我們特規定光在真空所行的距離，叫做光程，對這段距離來說當然有一定的波數。設 λ 表真空中的波長， ℓ 表光所行的距離，那麼在這段距離內光的波數應為 $\frac{\ell}{\lambda}$ 。如果光在折射率為 μ 的介質內進行，並且仍然維持和在真空中進行 ℓ 距離時相等的波數 (即相等的時間)，那麼由於在介質中波長的減短，光所行的距離也必相應地減短，因而

$$\frac{\ell}{\lambda} = \frac{\ell_m}{\lambda_m} \quad (8)$$

式中 λ_m 為介質中的波長， ℓ_m 為光在介質中所行的距離。由 (7) 式

得 $\frac{\lambda}{\lambda_m} = \frac{c}{v} = \mu$ ，將此式代入(8)式得

$$\frac{\ell_m}{\lambda_m} = \frac{\ell_m}{\lambda} \frac{c}{v} = \frac{\mu \ell_m}{\lambda} = \frac{\ell}{\lambda}$$

或

$$\ell = \mu \ell_m \quad (9)$$

即光在折射率為 μ 的介質中進行 ℓ_m 距離時相當於光在真空中時行 $\ell = \mu \ell_m$ 的距離。根據(9)式可得光程的定義如下：光所行的距離(幾何長度)乘以光所在的介質的折射率，叫做光程。在真空中，光所行的距離，就是光程。

光程的意義既明，現在再來說明(4)式中光程差 Δ 的意義：設由二光源發出的二光波射達某一點時(參攷 1-1a 和 b)，則其光程差應為

$$\Delta = \mu(x_2 - x_1). \quad (10)$$

式中 μ 為二光源所在的介質(空氣的 μ 值幾近於 1)， x_1 和 x_2 分別為二光源至該點的距離。

因為干涉現象是具有周期性的，所以除了用光程差的概念來表示二光源重疊後的合成強度外，也可以用位相差 δ 的概念，光程差 Δ 和位相差 δ 間的關係可以用下列關係式來表示：

$$\Delta : \delta = \lambda : 2\pi$$

即

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \quad (11)$$

將此式代入(4)式得二光波的合成振幅為 $2r \cos \frac{\delta}{2}$ ，於是合成強度為 $4r^2 \cos^2 \frac{\delta}{2}$ 。這也就是說二光源所發生的干涉現象，其強度值由二光源發出的二光波抵達所觀察之點時二者之位相差的半值來決定。

我們知道強度是與振幅的平方成比例，但是在我們的上面討論中確沒有把比例係數攷慮在內，這是因為在干涉的討論中我們永遠是用光的相對強度(即所有各種強度和最大強度的比值)，而不是計算光的絕對強度。

要想觀察到干涉現象，我們必須採用完全相同的二光源。這樣一來，觀察屏上出現黑的各位置是由於二光源抵達這些點的位相差維持

几的奇数倍的关系，因而二者的合成强度永远维持相消的作用；至於觀察屏上出現亮的各位置是由於二光源抵達這些點的位相差維持几的偶数倍的关系，因而二者的合成强度永远维持相助的作用，很明顯地，在這個相助的過程中，合成位移等於 $0+0$ 的情形也要出現，但是由於光的頻率很大，相助這些點的強弱變化過快，因而使我們的眼睛只能感覺這些點永远是亮點。這就是說，完全相同的二光源能够維持亮點恆為亮點，黑點恆為黑點的穩定性，我們把這樣能够產生穩定的干涉現象的二光源，叫做相干光源。

二完全相同的光源（例如牌號相同的二光源）是不是真能使我們觀察到干涉現象呢？這個問題的答案是不能的。我們知道光源的輻射能量是由於光源的原子或分子的外圍電子由一較高的能級跳回一較低的能級的作用，所需的時間甚短約為 10^{-8} 秒。雖然我們感覺光源是在連續的輻射中，其實光源乃是在那斷續的輻射中，也就是說先有一批的原子或分子輻射出來，隨後又另有一批的原子或分子輻射出來。這樣一來我們可以瞭解縱令完全相同的二光源在路程中不發生位相差的變化，仍能維持常數，但是二光源的初位相是在那毫無規律的變化着，因而穩定性的要求是不能滿足的。由是可知二完全相同的光源並不是相干光源，只有一個光源用光學方法分開得到的二光源才是相干光源。更嚴格點說，較大的一個光源雖然用光學方法分開得到的二光源，由於光源各部分的干擾過甚，也要破壞穩定性的。總之，只有由同一光源的同一部分發出的光波，經過光學方法分開後的二光源，才能滿足相干光源的要求。至於怎樣用光學方法來把一個光源分成兩個相干光源，將在下面各節討論之。

1.2 楊氏實驗

楊氏首先發現干涉現象，其所設的儀器如圖1-2。令太陽光由一小窟孔射入暗室，離窟孔較近處，另置一屏，其上鑽二小孔，使透射窟孔的光線再透射屏上二小孔，而達屏的對面牆壁上，如是壁上即能顯出干涉作用。若用細縫代替小孔，彩色條紋，立即出現。

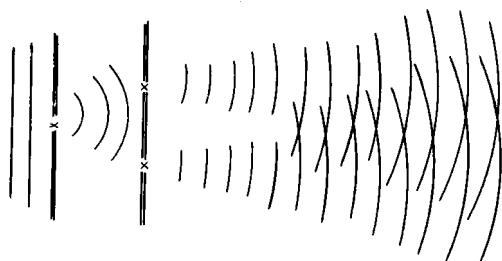


圖 1-2

1.3 菲涅耳雙鏡

楊氏的實驗對面壁上除出現干涉現象外，還有衍射現象發生。為避免此種衍射現象，菲涅耳創造一種儀器，叫做菲涅耳雙鏡（圖1-3）。其主要部份為二平面鏡 M 和 M' ，二者微相傾斜夾成一較小角度 α ，其值約為數分。如置一與二鏡交線 O 平行的細縫光源於 S ，細縫將因 M 和 M' 的反射作用分成二虛像 S_1 和 S_2 。若觀者位於 E 處用目鏡觀察，即可視得與細縫平行的干涉條紋。

菲涅耳雙鏡，常用以測量光的波長。設由 S 發出光線的波長為 λ ， S 至 O 的距離為 a ， O 至 E 的距離為 b 。今因 S 與其二虛像 S_1 和 S_2 同在以 O 為心，以 a 為半徑的圓周上，故 $\angle S_1 S S_2 = \alpha$ ， $\angle S_1 O S_2 = 2\alpha$ ， $S_1 S_2 = 2a\alpha$ ，相隣二明線的間隔應為

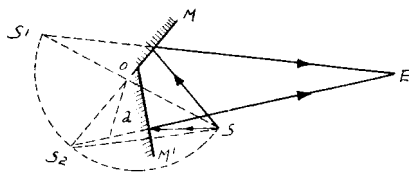


圖 1-3

$$\beta = \frac{D}{d} \lambda = \frac{a+b}{2a\lambda} \lambda,$$

即

$$\lambda = \frac{2a\alpha\beta}{a+b}. \quad (12)$$

1.4 菲涅耳雙稜鏡

菲涅耳雙稜鏡乃由稜角甚小的二稜鏡合成者。稜鏡的二底面相互接連。雙稜鏡常由一塊玻璃磨成之，如圖1-4中的B。由光源S發出的光綫，經雙稜鏡而折射，向後延長之，得發生干涉作用的二虛光源 S_1 和 S_2 。若 S_1P_0 和 S_2P_0 的光程差為0，所用的光源為細縫，且細縫為與雙稜鏡二斜面交稜平行時， P_0 處即可出現中央明綫。同理，若 S_1P_1 和 S_2P_1 的光程差為 λ ， P_1 處將出現第一條明綫。用雙稜鏡得干涉現象，較用雙鏡為易。雙稜鏡利用透射光束產生干涉作用，當較雙鏡利用反射光束所生的條紋明亮。

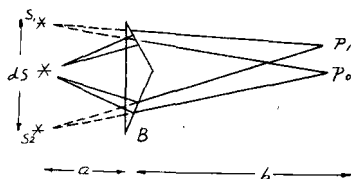


圖 1-4

1.5 羅埃鏡

羅埃在1839年，設計一發生干涉作用的新法，其構造甚為簡單，且干涉條紋，不用目鏡之助，即能直接觀察之。圖1-5，光綫透射細縫S，射至平面鏡MM上（入射方向，近于掠入射角），致反射光綫如由S的虛像 S' 發出者。如置屏於P，即可觀得干涉條紋，為避免由鏡後面反射光束的混淆，鏡的前面常鍍以銀層或塗黑其後面。今反射光綫不能透射鏡的下方，故僅於屏上現出半部干涉條紋（在鏡的上方）。

用羅埃鏡現出的中央條紋恒為暗綫，與用雙鏡或稜鏡所得明綫的結果，恰好相反。因而得一結論，即光綫被光密介質反射時，能使其位相驟然改變 π 值。

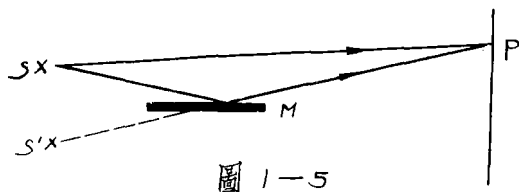


圖 1-5

1-6 薄膜的干涉

肥皂水吹成的泡，或水面上的油層，被太陽光照射時，其上常呈現色彩。色彩的成因是由於複光的干涉。在大多數複光干涉的情形下，反射條紋和透射條紋常同時發生。本節先說明因薄膜反射作用所發生的複光干涉現象，下節再行說明透射薄膜的複光干涉現象。

圖 1-6 示一折射率為 μ ，厚度為 t 的薄膜。光綫 SA 射至其上端，將分為反射光綫 $1, 2, 3, \dots$ 和透射光綫 $I, II, III, \dots$ ，若膜的上下兩面為平行者，反射諸光綫和透射諸光綫，分別構成二組平行光綫。如 $\mu > 1$ ，光綫 1 是由光密介質反回空氣中者，其位相在 A 點時要改變 π 值。光綫 2 經過的路程內 ($AB'C'D'$)，位相驟然改

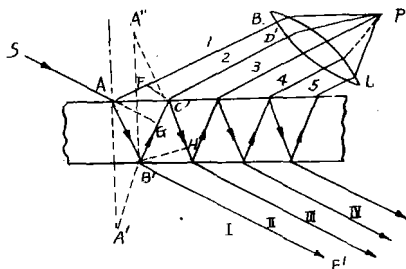


圖 1-6

變 π 值的情形，不能發生。今光綫 2 較 1 多行一段落路程 $AB'C'$ ，若延長 $B'C'$ 至 A' ，取 $B'A' = B'A$ ，聯 AA' ，則 AA' 必垂直於薄膜的兩面，其值應為 $2t$ 。作 $CF \perp AB$ ，則 CF 為 $1, 2$ 兩光綫的波前。 $\angle AAC'$ 角為入射角，用 i 表之。再作 $AG \perp B'C'$ ，得折射角 $r = \angle A'AB' = \angle GAC'$ ，應用史耐耳折射定律：

$$\mu = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{AF}{GC'}$$

即 $AF = \mu \cdot GC'$ 。

由圖得 $1, 2$ 兩光綫的光程差為

$$\Delta = \mu(A'G + GC') - AF = M A'G.$$

$$A'G = 2t \cos r.$$

$$\Delta = 2\mu t \cos r = 2t\sqrt{\mu^2 - \sin^2 i} \quad (13)$$

因光線 1 的位相在 A 點改變 π 值，故當 Δ 為半波長的偶數倍，即

$$2\mu t \cos r = n\lambda, \quad (14)$$

1, 2 兩光線照射各點的位相差，皆為 π 的整數倍，故該各點的強度減弱；反之，當 Δ 為半波長的奇數倍，即

$$2\mu t \cos r = (n + \frac{1}{2})\lambda. \quad (15)$$

1, 2 兩光線照射各點時，皆為同位相，故該各點的強度增強。比與 1.1 所述的關係，恰為相反者。

若 $\mu < 1$ ，光線 1 在 A 點反射時，位相雖不改變，但光線 2 在 B' 點反射時，其位相改變 π 值。故前面兩式仍可適用。

反射光線，除上述的 1, 2 兩條外，尚有 3, 4, 5 ---- 諸光線。因諸線在膜內所行的路程皆為前一線之倍數，故式 $\Delta = 2t\sqrt{\mu^2 - \sin^2 i}$ 可適用於任二隣線。若式 $\Delta = n\lambda$ 的關係應用於 2, 3 兩線，則光強為相助而非相消者。因光線 3 的位相，不能驟然改變 π 值（當 $\mu > 1$ ），或連續改變 π 值二次（當 $\mu < 1$ ）。此後，3 與 4, 4 與 5 ----，皆知 2, 3 二光線的關係完全一致。總上所述，得一結論：諸反射線射至某點時，除光線之外，其餘諸線抵該點的位相，皆為同值。此種關係，為形成暗條紋的重要因素。根據深入地分析（見附錄 I）得出全部反射光線的結果強度公式為

$$I_r = \frac{4a^2 r^2 \sin^2 \frac{\delta}{2}}{(1-r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (16)$$

即複光干涉時，強度的變化可由此式定之。前面講述雙光干涉時，強度的值為 $4r^2 \cos^2 \frac{\delta}{2}$ ，較諸此式，頗為簡單。

若 $\delta = 2n\pi$ ，即 $\Delta = n\lambda$ ，則 $I_r = 0$ 。

即在複光干涉情形下，當任二相隣的二反射光線的位相差等於 π 的偶數倍時，這些光線的合成強度為零。根據深入地分析可知此時強度為

零的原因是由於 2, 3, 4, -----, 諸反射光線的合成振幅等於 $-ar$ (見附錄 I)。這個數值恰和光線 1 的振幅大小相等, 但方向相反, 以致 $\Delta = n\lambda$ 時, 不僅合成強度減弱, 且為完全相消者, 因而得到的強度為完全黑暗者。再將 (16) 式化為:

$$I_r = \frac{4a^2 r^2}{(1-r^2)^2 + 4r^2 \frac{\sin^2 \frac{\delta}{2}}{\frac{\delta}{2}}} \quad (16')$$

若 $\delta = (2n+1)\pi$, 即 $\Delta = (n+\frac{1}{2})\lambda$

則 I_r 為一最大值, 亦即合成強度為最大。此時如對全部光線來論, 光線可分為二組: 1, 2, 4, -----, 諸光線為一同位相組: 3, 5, 7, -----, 諸光線為另一同位相組。此二組雖互相抵消, 但由於多次反射時, 強度遞減之故, 所以光線 1, 2 為同位相時, 結果強度為最大值的簡便解釋法, 也是合理的。

光線透射薄膜發生的干涉作用, 仍可用圖 1-6 說明之:

作 $B'H \perp C'F'$ 和 $F'M \perp B'E'$ 。延長 $C'F'$ 至 A' , 取 $A'C' = B'C'$, 再聯 $B'A'$, 由史耐且折射定律又得

$$B'M = \mu \cdot HF'$$

故 I, II 兩透射光線的光程差為

$$\Delta = \mu(A'H + HF') - B'M = \mu A'H = 2\mu t \cos r, \quad (13')$$

如 $\mu > 1$, 光線 II 在 B' , C' 兩處反射時, 其位相皆不改變; 如 $\mu < 1$, 在 D , E 兩處反射時, 其位相皆改變 π 值, 故當

$$2\mu t \cos r = (n + \frac{1}{2})\lambda, \quad (14')$$

I, II 兩光線所照射各點的強度相消; 當

$$2\mu t \cos r = n\lambda \quad (15')$$

I, II 兩光線所照射各點之強度增強。根據深入地分析 (見附錄 I) 得出全部透射光線的結果強度為

$$I_t = a^2 \frac{(1-r^2)^2}{(1-r^2)^2 + 4r^2 \frac{\sin^2 \frac{\delta}{2}}{\frac{\delta}{2}}} = \frac{a^2}{1 + \frac{4r^2 \sin^2 \frac{\delta}{2}}{(1-r^2)^2}} \quad (17)$$