

苏联高等学校教学用书

结晶光学

Д. С. 别梁金 著
В. П. 彼得罗夫

地质出版社

結 晶 光 学

Д. С. 別 梁 金 著
В. П. 彼 得 罗 夫

張 樹 叶 譯
王 德 滋

苏联高等教育部審定作为高等学校教学用書

地 質 出 版 社

1956·北 京

Д. С. БЕЛЯНИН И В. П. ПЕТРОВ

КРИСТАЛЛООПТИКА

издание четвертое

исправленное и дополненное

ГОСГЕОЛИЗДАТ

МОСКВА, 1951

本書敘述了初學者必要的 optics 知識、結晶 optics 研究的方法，曾經蘇聯高等教育部審定作為高等學校教材。

本書 1—10 節由張樹叶譯，王德滋校，11—15 節由王德滋譯，全部譯稿曾經黃蘊慧同志看過。

結 晶 光 學

著 者 Д. С. 別梁金 В. П. 彼得羅夫

譯 者 張 樹 叶 王 德 滋

出版者 地 質 出 版 社

北京宣武門外永光寺西街3号

北京市書刊出版業營業許可證出字第050号

發行者 新 華 書 店

印刷者 地 質 印 刷 厂

北京廣安門內教子胡同甲32号

編輯：徐幼先 技術編輯：李璧如 校對：金伯庵

印數(京)1—6,800册 1956年12月北京第1版

開本31"×43¹¹/₂₅ 1956年12月第1次印刷

字數100,000字 印張5³/₂₅ 插頁4

定價(10)1.10元

目 錄

第四版序言	5
第二版序言（部分）	6
§1. 光的基本概念	7
§2. 測定折光率的方法	14
§3. 光通过晶体	22
§4. 光通过晶体的理論	31
§5. 偏光顯微鏡、研究晶体的方法	43
§6. 顯微鏡正交偏光鏡下晶体的双折射	49
§7. 晶体的光学性質 双折射率	59
§8. 聚斂光下晶体的研究	69
§9. 应用于双折射物質的油浸法	81
§10. 光性異常。旋轉偏光面	83
費多罗夫法	
§11. 旋轉台的原理和構造	93
§12. 光率体的研究	98
§13. 双折射的測定	107
§14. 光率体解理和双晶	112
結束語	
§15. 顯微鏡下研究晶体的程序	125

第 四 版 序 言

本書第三版曾作了一些重要的更動與補充，以使其更快地接近于年青專家的認識水平，這一點承蒙 Б. П. 彼得羅夫教授的幫助。後來他曾專門繼續研究了本書的內容及其所涉及的实际工作。第四版又重新作了修正和補充，它是作為我們二人共同的作品問世的。

Д. С. 別桑金

第二版序言(部分)

我們現在有許多結晶光学方面的指導書，一部分是單獨出版的；另一部分是普通結晶学教程的个别章節。它們大部分都很簡短，并且也比較簡單。相反的，有些結晶学却比較充實、嚴整，然而唯不全面：不是單純敘述結晶光学的內容，就是只敘述費多罗夫法。尼基金所著闡明此問題的一書，則因篇幅过大而使學生感到驚駭。由于这种情况，作者首要任务就是力圖寫出一本过渡型式的教科書，即短小又勿过簡：初學者用結晶光学原理。該書以冰洲石內折光現象和双折射現象为基础。从对这些現象的觀察中，用歸納法引出光率体。在尼科尔鏡和偏光顯微鏡之前，所用的仪器中只是一个折射計。一切方法，包括費多罗夫法在內，都是尽可能扼要而不过于詳細的敘述。关于这些方法，我介紹各位讀者參看尼基金、烏索夫、洛多奇尼科夫等人著的參考書。

П. С. 別梁金

§ 1. 光的基本概念

光的本質 光是輻射能的一種，為由一發光體以波的形式向各方傳播的某種和諧的振擺運動^①。

光的振擺運動可以分為：（1）振擺的方向，（2）振擺傳播的方向。通過這兩個方向的平面叫作振擺面。振擺傳播的方向我們常常叫作光綫，並且認為振擺方向與光綫正巧垂直橫切。後來我們了解到只有在均質介質中這種光的傳播概念才是正確的。均質介質我們在下面就要討論。

通常光和偏光 光可分為常光和偏光。在第一种情況下，振擺面連續不斷的很快的改變着，好像圍繞着光綫旋轉一樣，在第二種情況下，振擺面是固定的。與振擺面相垂直的面叫作偏光面。

最簡單的偏光可以從某些透明體如玻璃的表面反射而獲得。此種反射光綫的偏光面垂直於反射面。

為了對光的振擺運動特性有某些概念，設想一個補助的沿着圓周的均勻運動，並將這一運動投影到垂直於光綫的直線上。

使M點沿着半徑為A的圓周作等速運動（圖1），並將其運動投影到直綫XX'上。

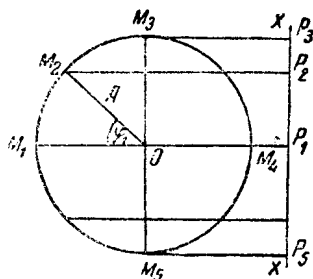


圖 1. 光的振擺運動

^①現在我們認為光是一種具有一定波長的電磁振動。它和短波的紫外射綫以及組成近代無線電工學基礎的凱爾茨（Герц）綫都不相同。

光的性質是雙重的。一方面，它是能量微粒——光子所組成的光束，而另一面它又是一種波動。光作為光子束的這一結論首先是從某些現象而提出的（光電效應，發光等）；然而相反，另有一些現象又清楚地顯示出了光的波動性質（光的折射、干涉、光的反射、光透過透明物質等）。實際上，結晶光學乃是光學的一部分，弗林涅爾首先在結晶光學中確定了光的波動性並且擬定了理論，這一理論非常令人信服地解釋了一切所看到的現象。

1. M 点在开始时的位置处于 M_1 。它的投影为 P_1 。

2. 当 M 点轉移到 M_2 时, $\angle M_1OM_2 = \varphi_1$ 。

M_2 之投影为 P_2 ; $P_1P_2 = A \sin \varphi_1$ 。

3. M 点移动到 M_3 时; $\varphi = \frac{\pi}{2}$ 。其投影为 P_3 也就是离最初位置最远处: $P_1P_3 = A$ 。

4. M_4 ; $\varphi = \pi$ 。投影通过最初位置 P_1 。

5. M_5 ; $\varphi = \frac{3\pi}{2}$ 。投影在最低的位置 P_5 。

6. $M_6 = M_1$; $\varphi = 2\pi$ 。投影在 P_1 ——即最初的位置, 而且具有与开始时相同的运动方向。

φ 角叫作振擺运动的相角。 P 点的相应位置: $P_1, P_2, P_3, \dots$ 等也可以叫作相位。

我們采用如下的記号:

T — P 点振擺一周的时间, 称为振擺运动的周期。 T 相当于補助点 M 沿全圓周 (2π) 运行的。

A — P 点离开最初位置的最大距离, 等于補助运动的半径; 它表示振幅。振幅决定光的强度 I , 后者与振幅的平方成正比。

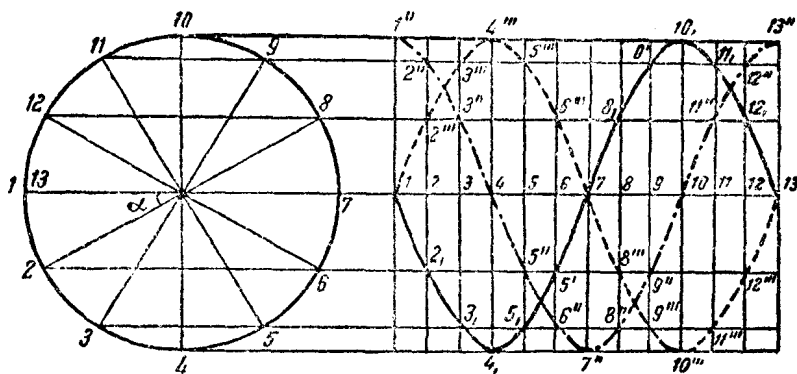


圖 2. 光波正弦曲綫的構造

振擺运动从 P 点（称它为点 1）轉移到点 2，再轉移到点 3 等等。当点 1 完成一个完全振擺而返回到 1 的位置时（圖 2），相随着点 1 而其振擺运动落在点 1 后一單位相角 $q\pi$ 的点 2 就占据 2_1 的位置。同时，落在点 1 后 $2q\pi$ 的点 3 轉至 3_1 的位置等等。結果所有的点子分布成波形，即在圖 2 中以黑綫表示的所謂正弦曲綫上。顯然，当点 1 完成整数（ n ）次完全振擺时，此时相角 $q=2\pi n$ ，这些点会出现同样的分布。

当 $q=2\pi n + \frac{\pi}{2}$ 时，正弦曲綫以一点一划的虛綫来表示（圖 2），当 $q=2\pi n + \pi$ 时，正弦曲綫以虛綫表示。 n 均为整数。

波形振擺运动在一个周期 T 內傳播的距离叫作波長，以符号 λ 表示之。 T 和 λ 决定着光綫的顏色。可見光中振擺最快和光波最短的为紫光（ $\lambda_{\text{紫}}=393m\mu$ ， $m\mu$ 代表百万分之一公厘， $1m\mu=10\text{\AA}$ ），而振擺最慢和光波最長的是紅光（ $\lambda_{\text{紅}}=760m\mu$ ）。

圖 3 表示太陽光譜，其上註有最重要的吸收綫和以毫微米表示的波長。

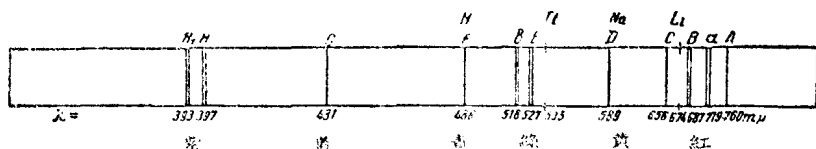


圖 3. 可見光光譜上面列有太陽光譜的主要吸收綫，并且指明各种金屬蒸汽所發出之主要光譜綫的波長

光的干涉 假如两个振擺运动沿同一方向傳播并且具有相同的波長，它們將互相作用，叠合，也就是說彼此之間發生干涉。当两个干涉光是偏振光，且其偏光面相同时，可以看到最簡單的干涉情形。

干涉的結果視两个干涉光的振擺相遇于那一相位而定。

几种可能情形如下：

(1) 两个光綫的对应点的振擺相遇于相同的相位（圖 4, α ）：

$\varphi_2 = \varphi_1$ 或者 $\varphi_2 = 2\pi n + \varphi_1$; $\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi n$, 式中 $n=0$ 或整数; 光程差 $\Delta = n\lambda$ (光波的整数) 或 $2n\frac{\lambda}{2}$ (半波的偶数)。合成振擺运动的振幅等于原兩振幅之和: $A = A_1 + A_2$ 。如果 $A_1 = A_2$, 那末 $A = 2A_1$, 即振幅增到兩倍, 光的强度則增到四倍: $I = 4I_1$ 。

(2) 兩干涉光綫相对对应点的振擺 相遇于相反的相位 (圖4,6

): $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi$, 或 $2\pi n + \pi$, 或 $(2n+1)\pi$; $\Delta = n\lambda + \frac{\lambda}{2} = (2n+1)\frac{\lambda}{2}$ (半波的奇数)。合成振擺运动的振幅等于原兩振擺运动的振幅之差: $A = A_1 - A_2$ 。發生光的削弱, 如果原兩振幅彼此相等, 那末即全消光: $A = 0$ 和 $I = 0$ 。

(3) 振擺原有兩個运动的相差介乎上述兩種情形之間 (圖4,8): $\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi n + \frac{2\pi}{P}$ 和 $\Delta = n\lambda + \frac{\lambda}{P}$, 式中 P 等于1和2以外的任何整数。因此合成运动的振幅 A 亦介于 $(A_1 + A_2)$ 和 $(A_1 - A_2)$ 之間, 差 $A_1 = A_2$, 則介于 $2A_1$ 和 0 之間。合成的正弦曲綫对于原兩正弦曲綫發生位置的移动。

光的傳播 如观察所示, 光能由光源傳播到各个方向。为了簡單起見, 設想这光源为一發光点。自發光点向各方向引直綫, 其長度与該方向的光速成正比, 联結各直綫的末端就成一連續的面。这一曲面称为光綫速度曲面, 也叫作光綫曲面, 但亦常称它为光波曲面。如果光是在均質介質中傳播, 則光波曲面便成球形, 因为光在均質介質中的速度与方向无关。

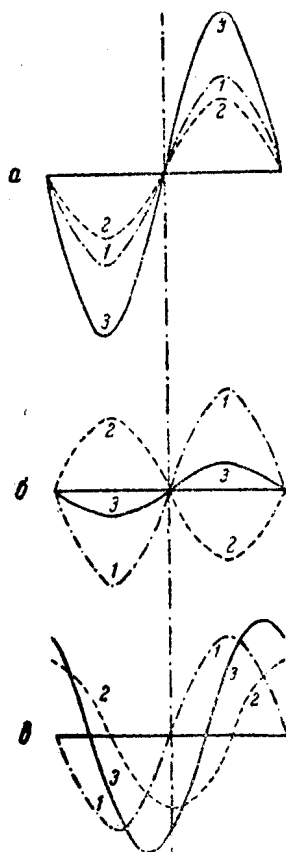


圖 4. 兩光波处于不同相位的干涉

(a) $\Delta = 0$; (b) $\Delta = \frac{1}{2}\lambda$;
(c) $\Delta = \frac{1}{4}\lambda$; 1 和 2 为原来光綫; 3 为干涉后之光綫

光的各方向傳播和直線傳播之間的互相關系，可由下列圖形來了解，這一圖形是惠更斯（Huygens）所提出的，以後弗林涅爾修正成為理論。

設（圖5） O 點表示某一均質介質中振擺運動的中心。 t 表示振擺運動的開始， t_1 ——表示該振擺運動開始後的某一瞬間。假設在 $t_1 - t$ 之過程中，振擺運動向各方傳播到達以 OA 為半徑的曲面上；此面以 II_1 表示。按照惠更斯的意見，此曲面上之每一點可以視為一新的獨立的振擺中心。這樣如果以 O 點開始的振擺運動又經過一段（ $t_2 - t_1$ ）時間而到達第二個以 $OB = OA + AB$ 為半徑的曲面 II_2 ，那末，這與振擺運動從 II_1 面上每一點到達許多以 AB 為半徑的小球面的情形完全一樣。與這些單位球面或單位光波之關係， II_2 曲面為與它們相切的球面。

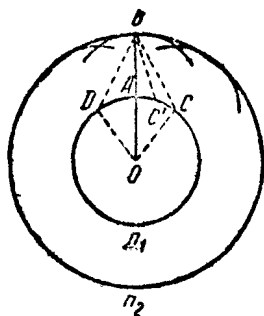


圖 5. 惠更斯所繪的球形光波圖

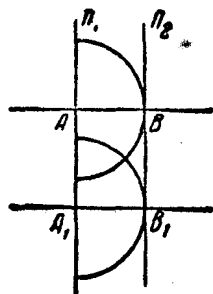


圖 6. 惠更斯所繪的平面光波圖

設觀察者的眼睛處於 B 點，他一定感覺到光能不僅是從 A 點出來，而且也從 II_1 曲面上的 C 點和 D 點以及無數的其他點發出來。各對應光綫即綜合形成一系列以 AB 為軸的錐形面。這些圓錐的底面在 II_1 面上形成很多小的同心圓。由於光錐極多，很顯然對於任一光錐中的每一光綫我們可以从另一光錐中選擇另一條鄰近的光綫，以便使它們的光程差等於 $\frac{\lambda}{2}$ 。根據以前的說明，這樣一對光綫的干涉，必然是互相

抵消。嚴格的說，它們并非依干涉所必須的同一方向傳播，但它們之間的角度很小，實際上可以認為是同一個方向。所有這些光綫中，只有中央光綫 AB 為例外，沒有其他光綫與它成對因此僅它一個保存下來。這樣擺于 B 點的觀察者的眼睛，只有沿着 OAB 綫才覺察到光能。

如圖 5 所見，光綫 OAB 從 A 到 B 的方向中定于 B 點， B 是介于主波 Π_2 （以 O 為中心）和單位波（以 A 為中心）之間的一點。這樣，可以得出下列規律：假如我們想知道光綫通過 A 點後的方向，則將 A 與切點 B 聯接， AB 綫便為所求方向。

當光綫為平行，即光源離我們無限遠時。主波面 Π_2 具有無限大的半徑，因此就變成垂直于光綫的平面。因為該平面可用來尋找平行光的方向，因此該面就叫做方向面。

假設任意兩個平行的光綫（圖 6）在一瞬間 t 到達某一面 Π_1 的 A 和 A_1 。圍繞着 A 和 A_1 作兩個單位波其半徑相當于 $t_2 - t_1$ 時間的間隔。在 B 和 B_1 點作該二單位波的切面；顯然，該切面將為方向面 Π_2 ，而 AB 和 A_1B_1 則為 Π_1 面發出光之方向。

光的折射 當光綫通過一介質進入到另一介質時（如由空氣到水，由水到玻璃等），如所周知，光在兩個介質交界處發生折射，依照惠更斯原理對於此種情況不難定出光綫的方向。設 TT_1 表示兩個介質的分界面，它和紙面相垂直（圖 7）； SS_1 一入射光綫； RR_1 一折射光綫。 v_1 ——光綫在入射介質中的速度； v_2 ——光綫在折射介質中的速度。

假設在 t_1 瞬間時，光綫 S 和 S_1 到達 TT_1 面上，從此面開始，光綫 S_1 繼續在入射介質中傳播，而光綫 S 已經在折射介質中傳播了。到 t_2 瞬間時光綫 S_1 也剛剛到達兩介質的交界面 TT_1 上，而 S 光綫將已經相當于一單位光波，其半徑 $AB = v_2 (t_2 - t_1)$ 。也可以說在 t_2 時光綫 S_1 在折射介質中也同樣相當于一單位光波，而僅僅是光波半徑等于 O ，也就是 B_1 點本身，這樣我們即得到折射介質的二個單位光波並且用它們構成折射光綫。實際上兩個單位光波即確定了與它們共同相切的方向面。

因为按照以上所說的， S_1 光綫的單位光波在 t_2 時与 B_1 点相重合，故实际上仍为通过 B_1 到半徑为 $v_r(t_2 - t_1)$ 的圓上所引的切綫。連結 A 与切点 B 作出切綫；直綫 AB 即表示折射光綫的方向。

$\angle SAP = i$ 叫作入射角，为入射光綫和在入射点垂直于分界面的垂綫間之夾角。

$\angle RAP = r$ 由同一垂綫和折射綫所成之類似的折射角。

三角形 AA_1B_1 中 $\angle A_1AB_1 = i$;

$$A_1B_1 = AB_1 \sin i.$$

在三角形 ABB_1 中 $\angle AB_1B = r$; $AB = AB_1 \sin r$ 。

$$\text{用第二式除第一式: } \frac{A_1B_1}{AB} = \frac{\sin i}{\sin r}.$$

但 $A_1B_1 = v_1(t_2 - t_1)$ 和 $AB = v_r(t_2 - t_1)$ 。

$$\text{因而我們可以寫为: } \frac{v_1}{v_r} = \frac{\sin i}{\sin r} N.$$

N 值系第二介質对于第一介質的折光率。当 $v_1 > v_r$ 时 N 大于一；当 $v_1 < v_r$ 时则相反， N 小于一。在这兩種情形中之后一种中，其 r 大于 i 依次增大 i 值。最后我們可以到达这样的位置：即 r 等于 90° ，而后大于 90° 。顯然，在此想象的 r 位置时光綫完全不能由第一介質傳播到第二介質，此时它便全部从分界面上返回到第一介質中，產生所謂全反射。当 r 角等于 90° 时的最大 i 角叫全反射角（臨界角）。

为了更好地來比較各种物質的折光率，第一种介質（入射介質）通常用真空或空气（空气与真空比較之折光率为 1.00029，亦即几乎是 1）。任意物質与真空或空气比較而得的折光率 N 叫作绝对折光率，而与其余别的介質比較而得的折光率 n 数是相对折光率。

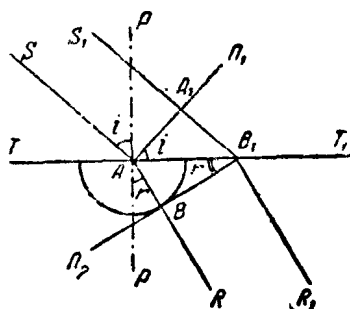


圖 7. 光的折射

SA 和 S_1B_1 —入射綫;

AR 和 R_1B_1 —折射綫;

Π_1 —入射綫的波前;

Π_2 —折射綫的波前

$$\frac{A_1B_1}{AB} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_r} = N$$

借下列符号表示:

N ——某一物体的绝对折光率;

n ——与绝对折光率为 N_1 的介质相比较的折光率;

v_0 ——光在空气中之速度;

v ——光在某折射物体(介质)中的速度;

v_1 ——光在入射介质中的速度。

$$\frac{v_0}{v} = N; \quad \frac{v_0}{v_1} = N_1; \quad \frac{v_1}{v} = n.$$

使第二等式乘以第三式: $\frac{v_0}{v} = n N_1$ 或

$N = n N_1$, 亦即該物体的绝对折光率等于入射介质绝对折光率乘以相对折光率。

折光率的色散 用折光率来鑑定物質, 只有在这种情况下才准确和完备, 即如果这个折光率是由某一波長的光(所謂單色光)确定的。随着波長的变化, 折光率也在改变着。通常对于短的光波(藍和紫)它常常高一些, 而对于長的光波(紅和橙)常常低一些。这种現象称为折光率的色散。色散数值(常常是 $N_F - N_C$, 圖 3)同样也可視為物質的一种特性。

当鑑定折光率时常常使用鈉的灼热蒸汽所生的黃光。它是純粹的單色光(波長 $589.3 \text{ m}\mu$), 在气体火焰上加進任何一种鈉鹽都很容易得到。同样, 用一种在鈉的空气中產生电荷的特殊电灯也很方便。鈉光的波長落在人眼的最大的感觉范围之內, 同时接近日光的平均波長($550 \text{ m}\mu$)。

§ 2. 測定折光率的方法

折光率是一种很重要的物理性質, 它表明某一种物質的物理-化学特性。現有各种不同的測定折光率的方法。

用稜鏡法測定折光率 稜鏡法是最精確的方法。該法是在于当光

綫通过由一定物体所制成之稜鏡时測定光綫物質差方向所產生的偏差。这里所指的稜鏡由兩相交的面組合而成。圖8是該稜鏡的橫断面；它的稜通过角 A 的頂并垂直于紙面。 $\angle i$ 是稜鏡的折射角； $\angle \delta$ 表示稜鏡中光綫的偏角。从圖中直接得出， $A = r + r_1$ 和

$$\delta = (i - r) + (i_1 - r_1).$$

假如， $i = i_1$ 和 $r = r_1$ ，則光綫通过稜鏡后的偏角具有最小数值。同时得到下列比例关系：

$$(1) A = 2r, \quad \delta = 2i - 2r;$$

$$(2) r = \frac{A}{2}; \quad i = \frac{A + \delta}{2};$$

$$(3) N = \frac{\sin \frac{A + \delta}{2}}{\sin \frac{A}{2}}.$$

A 和 δ 可以用測角仪量出： A 用一般方法求得，而 δ 用以下方法求得：(1)面对面的裝置准直仪和观察筒（它們之間为 180° ）并观察入射光綫通过稜鏡所造成的准直仪的符号的象（圖9， AB 方向）；(2)

轉动观察筒直至在視域內出現折射光（ PC ）所成的符号的象；(3)轉动稜鏡同时用观察筒跟随着折射光綫的符号，直至 $\angle BPC = \delta$ 为第三公式所需要的最小数值。

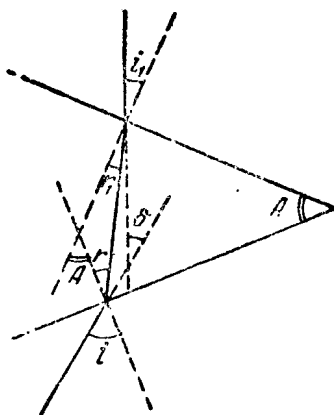


圖 8. 稜鏡法測定折光率
r—稜鏡的折射角； δ —光
綫在稜鏡中的偏角

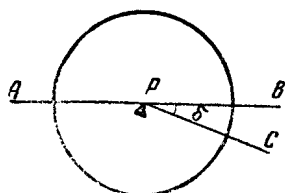


圖 9. 用稜鏡測量光綫偏
角的圖解

用稜鏡和最小偏角法來測定折光率可以準確到小数第四位。

為欲獲知 i 和 r 值，稜鏡用天然晶面構成或用人工鋸磨而成。

用這種方法可以測量液體的折光率。為此，須要在測角儀上放置一由扁平玻璃所製成之中空稜鏡，液體放置于稜鏡中。

稜鏡法比其他所有方法之優越性在於，藉其能測出任何高折射物質的折光率。

折光儀測定法 第二種測定折光率的方法雖然不象剛才所述的方法來得常用，但也是相當準確的。該法是基于兩介質面間發生內部全反射的現象。觀察這種現象的專門儀器叫折光儀。在結晶光學中常用晶體折光儀，在折光儀中附有用高折光率玻璃製成的半球：折光率(N) $\approx 1.8-1.9$ 。在半球的上部平面上滴一滴液體，在它的上邊設置要研究的物質薄片，薄片下面的一滴液體散開成為兩壁平行的薄層。如果所

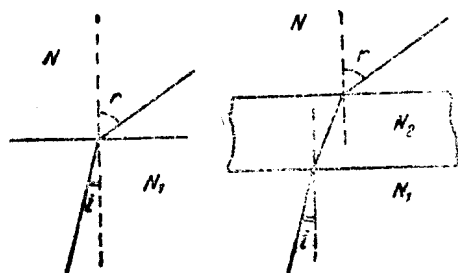


圖 10. 光通過扁平薄片的路程
位于 N 和 N 的介質之間的 N_2 的扁平薄片
并不影响后一介質中折射角的數值

求的折光率用 N 表示，而玻璃和液體的折光為 N_1 和 N_2 時則必須合乎 $N < N_2 < N_1$ 之條件。液體是用來擠出薄片和半球間之空氣層；同時由于扁平的關係液體層不會影響半球與薄片的 i 和 r （圖 10）。

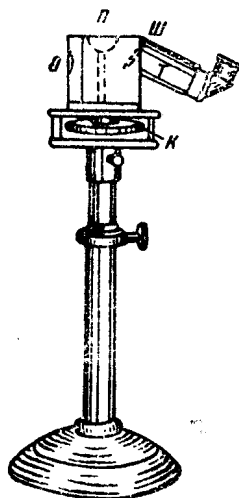


圖 11. 簡單晶體折光儀
 N —高折光率玻璃製成之半球； O —單色光照明孔； K —半圓轉動環； T —觀察筒； M —折光率標尺