

# 实验晶体物理学

W. A. 伍斯德著

科学出版社

# 实验晶体物理学

W. A. 伍斯德 著

王 守 璩 译

陆 学 善 校

科 学 出 版 社

1959 北京

W. A. WOOSTER  
EXPERIMENTAL CRYSTAL PHYSICS  
THE CLARENDON PRESS  
OXFORD · 1957

### 內 容 簡 介

本书敘述晶体的各种物理性質及其量度的方法,包括晶体的光学性質、磁学性質、热学性質、范性形变、压电性質、热电性質和弹性。实验都是一些比較简单易行的,主要在通过这些实验获得原理的闡述。

正如作者自己所指出的,晶体物理学现在已經牽涉到純粹和应用科学的許多部門。但是这还是第一本系統地敘述实验晶体学方面的书。本书可作晶体学、固体物理学以及相关科学的参考书。

### 实验晶体物理学

W. A. 伍斯德著

王守璣譯

\*

科学出版社出版 (北京朝陽門大街 117 号)

北京市書刊出版业營業許可證出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

\*

1959 年 5 月第 一 版

書号: 1637 字数: 95,000

1959 年 5 月第一次印刷

开本: 850×1168 1/32

(京) 0001—8,500

印张: 3 9/16

定价: (10) 0.65 元

## 序 言

晶体物理学的研究在过去很多年以来主要只停留在学术本身的兴趣上，但是现在它却已牵涉到纯粹和应用科学的许多部门。在晶体结构的测定工作中，物理性质的研究往往有很大的价值，特别在探测它是否有对称中心存在这一点上。由长形或扁形因而是高度各向异性的分子所组成的晶体，我们可以从它们的光学性质和磁学性质得到关于晶体结构的宝贵知识。更直接的是关于用来制造晶体振荡器和共振器的这些晶体的热学性质、介电性质、压电性质和弹性，制造者必须准确地知道这些性质，永磁体材料的磁各向异性也同样重要。

晶体物理学不是一门容易的科学，不了解的人往往对它有不正确的看法。单凭理论的研究是完全不可能获得可靠的知识的。对于学生来说，不论他将来用得着实验晶体物理学课程中所应用的特殊技术与否，由于处理实在晶体和直接弄明白限制着某一方法所能获得的准确度的种种因素所得来的经验，总是非常有价值的。

本书所叙述的实验都是根据三十年来作者在剑桥大学矿物岩石学系所讲授的题材编写的。但并没有把晶体物理学的所有部门都包括在内，因为某些实验所需要的晶体实际上是无从获得的。还有，所包括的只是些两小时左右就能做完的实验。

所用的仪器都是简单的，设计时处处先照顾到实验原理的说明，不在求得准确度较高的结果。

我愿趁这机会对系中诸同仁在晶体物理实验室中在试验及改进实验装置方面所作的可贵帮助表示感谢。我也感谢我的妻子在编写本书时所给予的帮助。

W. A. 伍斯德

剑桥，1956年3月

# 目 录

## 序言

### I. 晶体的光学性质

1.1 引 言 .....	1
1.2 透明晶体的研究 .....	1
1.2.1 貝克法 .....	1
1.2.2 范德科尔克法 .....	2
1.2.3 稜鏡折射計 .....	3
1.2.4 全反射折射計 .....	4
1.2.5 从有带光譜測定双折射率 .....	8
1.2.6 从单軸会聚光干涉图形測定双折射率 .....	13
1.2.7 从双軸会聚光干涉图形測定双折射率 .....	17
1.2.8 旋光現象的研究 .....	20
1.3 应用反射光測定透明物质和不透明物质的光性常数 .....	22
1.3.1 正入射时反射強度的量度 .....	24
1.3.2 不透明晶体的折射率和吸收系数的測定 .....	26
1.3.3 反射时相的变化 .....	27
1.3.4 折射率和吸收系数的直接量度 .....	28

### II. 晶体的抗磁性和順磁性

2.1 确定第二阶张量性质的常数 .....	32
2.2 抗磁及順磁晶体中絕對磁化率的測定 .....	33
2.3 相对主磁化率的量度 .....	36
2.4 磁各向異性率的量度 .....	36
2.5 联合主各向異性率和平均磁化率的量度以測定絕對主磁化率 .....	40

### III. 晶体的热学性质

3.1 传导-等温面 .....	42
3.1.1 用平板量度热导率 .....	42
3.1.2 传导的各向異性率的量度 .....	46
3.2 温差电动势的量度 .....	50
3.3 应用 X 射綫量度热膨胀系数 .....	51

IV. 范性形变	
4.1 范性形变的基本知識	55
4.2 均匀形变	55
4.3 方解石中的人为滑移孿生	57
4.4 錳单晶中滑移的研究	58
V. 压电現象	
5.1 确定第三阶张量性质的常数和它們对晶体对称的关系	60
5.2 量度压电模数的靜力法	60
5.2.1 施用靜压缩	61
5.2.2 电系統	61
5.2.3 实验过程	62
5.2.4 压电模数的計算	63
5.2.5 标准电容器电容的計算	65
5.2.6 施用靜轉矩	66
5.3 石英片振动频率的測定	67
5.4 石英片频率温度系数的測定	70
5.5 用基伯和夏伯法深測晶体中是否有压电現象存在	72
VI. 热电現象	
6.1 热电的性质	75
6.2 探测热电的方法	75
6.2.1 烟尘法	76
6.2.2 液态空气法	76
6.2.3 叩击靜电計——果庚法	76
6.2.4 馬丁法	77
6.3 量度热电矩的冲击法——毛利斯法	78
VII. 晶体的弹性	
7.1 确定第四阶张量性质的常数和它們对晶体对称的关系	81
7.2 由板的挠曲来量度楊氏模数	82
VIII. 晶体的放射性質	
8.1 所要研究的輻射类型	88
8.2 把金箔驗电器作为 $\alpha$ 射綫或 $\beta$ 射綫的探测器	88
附录 錳单晶的生长	90
参考文献	92

原始文献目录 .....	93
补充 从现象学观点来看张量晶体物理学的一些问题 .....	94
1. 晶体的对称 .....	94
2. 张量的定义 .....	95
3. 张量方程式 .....	96
4. 晶体的独立常数数目的决定 .....	99
5. 晶体的物理性质和方向的关系 .....	100
6. 晶体对称和晶体物理性质对称二者间的关系 .....	102
补充参考文献 .....	104
内容索引 .....	106
人名对照表 .....	109

# I. 晶体的光学性質

## 1.1. 引言

初步研究一块各向同性的透明晶体的光学特性，只要测定它的折射率就够了。但是对于其它的透明晶体，如果是单轴的，就是说，如果属于四方晶系、菱形晶系或六角晶系的，那就得测定它的双折射符号和两个主折射率的值。在一双轴晶体中，也就是说，在属于正交晶系、单斜晶系或三斜晶系的晶体中，我们就得测定三个主折射率，并测定它的光性符号和光轴角。某些物质的光学性质是随着光的波长而变化很大的，对于这些物质，我们就得特别研究它们的色散。至于晶体的旋光性，在立方晶体，我们可以在任何一个截面量度它的旋光率，单轴晶体可以在和光轴正交的截面上量度它的旋光率。至于双轴晶体，那末除开确定它是否有旋光性存在之外，就很难对它再作什么事情了。对于不透明晶体，我们必须量度它的各个主折射率和吸收系数。透明物质可以用折射光来研究，也可以用反射光来研究，但是，对于不透明物质除了极薄的切片以外，只能用反射光来研究。

## 1.2. 透明晶体的研究

### 1.2.1. 貝克法

把浸在某种液体中的一些晶体碎屑放在显微镜的载片上，当你把显微镜调焦在这些碎屑上而观察时，只有在固体的折射率和液体的折射率有一定差别的情形，你才能清晰地看见这些晶体碎屑。如果晶体和液体的折射率相同，晶体的边界是看不见的。

如把显微镜调焦到碎屑上，再把镜筒稍为提高一些，则晶粒边界处在折射率较高的媒质那一面将会出现一白光带。这白光带叫作貝克綫。把镜筒继续提升，貝克綫进入折射率较高的媒质中的距



离也繼續增大。当晶体浸在折射率較低的液体中时，貝克綫將出現在晶体边界的里面。如用光闌使入射光綫近乎平行，可以增加貝克綫的可見度。如果具备一套标准的液体，我們就可利用这个現象來測定晶体的折射率。只要用各种不同液体反复試驗，直到尋得一种折射率和晶体的折射率相同的液体为止。

### 1.2.2. 范德科尔克法

这个方法也是把晶粒浸入一种折射率和它不同的液体中而用显微鏡来观察。范德科尔克法和貝克法的不同点在于，在这个方法中，当显微鏡已調焦在晶粒上后，鏡筒并不需要再行移开聚焦位置，而是使进入試品的光綫从一面进入而不是沿軸进入。要达到这个目的，可以把聚光鏡下面的反光鏡移向一旁而把聚光鏡取下，也可以用一不透光屏把进入聚光鏡的光綫除开从一面进入的以外統統隔絕。在这样的斜向照明情形下，晶粒的一面往往显着影子，或者在光綫进入的一面，或者在相反的一面。只有当晶体的折射率和液体的折射率相等时才沒有影子。一般而論，这只能对一种波长实现，因为液体的色散率往往要比固体的色散率高。如果把反光鏡移至右边而把聚光鏡取下，那末在晶体的折射率比液体的折射率低的情形，显微鏡中所看到的影子将在每一晶粒的右面。如果晶体的折射率比液体的折射率高，影子将在每一晶粒的左面。如果反光鏡不能移动而用一不透光屏插在右面，那末，在晶体的折射率比液体的折射率高的情形，影子將出現在每一晶粒的右面。要用这个方法求得准确的結果，主要要靠聚光鏡位置的适当。必須使从聚光鏡出来的光綫会聚到晶粒所在的平面上去。如果把聚光鏡拉到这个正常位置以下，影子就出現在相反的一面了。

晶体可能显出双折射現象，因此，晶体的折射率和液体的折射率相等这个条件只有对于入射光的某一特定振动方向才能成立。选择一些对光性橢球的主軸处在一定方位上的晶粒，我們常常可能測定双軸晶体的所有三个主折射率。測定单軸晶体的两个主折射率是往往沒有困难的。在这些量度中所能达到的准确度要看晶体的質地而定，但如果所用晶体的質地是滿意的，那末，無論

用具克法或范德科尔克法，折射率求到±0.01 是并没有什么困难的。

### 1.2.3. 稜鏡折射計

当晶体生长着足够好的晶面而天然形成一块面角并不太大的稜柱，或者可以人工地形成一稜柱时，这一晶体就可用来测定一个或两个折射率。把晶体装在测角計或分光計上，使組成稜柱的二平面和望遠鏡的轉动軸平行。在望遠鏡中观察折射象，把晶体轉动，使折射象在最小偏向位置。很容易看出，在这一系列的条件下，折射率  $n$  可由下列方程式获得：

$$n = \sin \frac{A + D}{2} / \sin \frac{A}{2},$$

这里  $A$  是稜柱面所成的(銳)角，而  $D$  是最小偏向角。如果晶体是双折射晶体，因而有两个折射象，那末，每一个象应该分别放在最小偏向位置而量度其相应的角  $D_1$  和  $D_2$ 。

以单軸晶体而言，如果光綫通过稜柱时进行的方向和光軸垂直，我們就可求得它的两个主折射率。在最小偏向位置，光綫经过稜柱的方向是和平分稜柱面所成銳角的平面垂直的，因此，只有当光軸在这个平面内时才有求得主折射率的可能。以双軸晶体而言，如果光綫通过稜柱时是沿着光性椭球的主軸之一进行的，那末我們可求得两个主折射率。要是需要求得三个主折射率，那末就得应用另一个稜柱，使光性椭球的另一主軸和这个稜柱面所成銳角的平分面垂直。

除上述这些条件外，应用这个方法还受着另一些条件的限制。譬如，要是稜柱角太大，那末对于某个  $n$  值  $\sin \frac{(A + D)}{2}$  将大于1。

这是不可能的， $A$  的极限值在当  $n = \csc A / 2$  时使  $\sin \frac{(A + D)}{2} = 1$ 。

在另一方面，如果  $A$  角很小，那末  $D$  也将很小，因此  $n$  就不可能测得很准确。但是只要  $n$  和  $A$  配合适当，使光綫和稜柱面所成的掠射角不小于  $10^\circ$ ，那末  $n$  值所能达到的准确度可到  $\pm 0.001$ 。

## 舉 例

用的是一块显着偏三角面体晶面 $\{21\bar{3}1\}$ 的方解石晶体。把它装在测角計上,使 $(31\bar{2}1)$  $(\bar{3}211)$ 二晶面的交綫豎直并和测角計的軸平行。經測定,这两个晶面的法綫所成的角是 $132^{\circ}58'$ 。

因此,稜柱的  $A$  角是  $47^{\circ}2'$ 。

用鈉光作光源,測定了一道折射光的最小偏向位置。光綫的振动方向是用人造偏振片来測定的,偏振片上記着所透过光綫的振动方向。經測定,这道光綫的振动方向和晶体的光軸平行,因而是一道非常光綫。最小偏向位置的讀数如下:

$$\begin{aligned} \text{直接光綫} &= 56^{\circ}10', \\ \text{偏向光綫} &= 81^{\circ}52', \\ \text{最小偏向角 } D &= 25^{\circ}42'. \end{aligned}$$

由此可得 
$$\mu_e = \frac{\sin(A+D)/2}{\sin A/2} = 1.486.$$

第二个折射象的振动方向是和三重軸垂直的,因此相当于尋常光綫。最小偏向位置的相应讀数是:

$$\begin{aligned} \text{直接光綫} &= 56^{\circ}10', \\ \text{偏向光綫} &= 92^{\circ}0', \\ \text{最小偏向角 } D &= 35^{\circ}50'. \end{aligned}$$

由此可得 
$$\mu_0 = 1.659.$$

(凱和拉貝,物理及化学常数:  $\mu_0=1.658$ ,  $\mu_e=1.486$ )

### 1.2.4. 全反射折射計

图 1 所示是科尔劳西全反射折射計的一种类型。一块磨光的晶片  $X$  固住在軸  $A$  上。和  $A$  同軸的有一带着两个游标的刻度圓盘  $B$ 。晶体浸在液体中,液体的盛器  $C$  上装有平玻璃窗  $W$ 。一具总放大本領約为 2 倍的望遠鏡  $D$  插在通过仪器架的套管中,它的目鏡中装有叉絲。光源必須是单色的,如鈉光灯,或者是經滤色器  $E$  后只透过单色部分的多色光源,如水銀灯。其次,光源必須是寬广的,在晶体处要对成  $5^{\circ}-10^{\circ}$  的角,至少要和望遠鏡的角視場一般大。

全反射折射計的第二类型見图 2(a)和 2(b)。这是一架由单

圓測角計改裝的儀器。玻璃盛器  $C$  是裝在從望遠鏡裝置上延伸出來的臂上的，因此盛器的平面窗  $W$  將永遠和望遠鏡的軸垂直。晶体  $X$  放在心軸上的一個臂上，這個心軸就是當這架儀器用作單圓

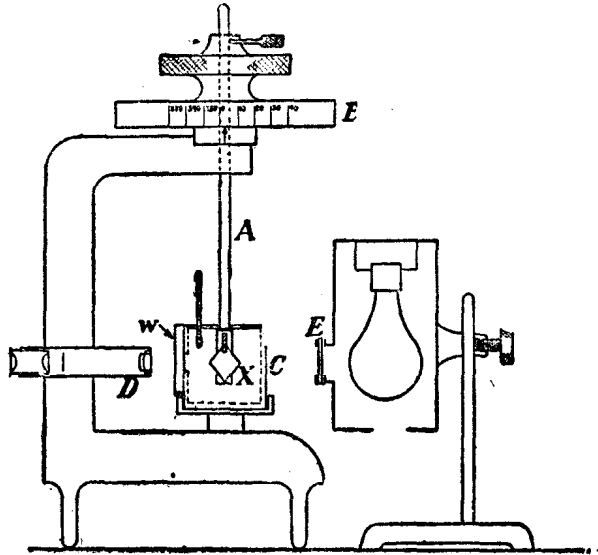


图1 光源可移动而望远镜固定的科尔劳西全反射折射计。

測角計時安裝測角計頭用的。图2(b)所示的儀器備有一玻璃刻度標，可在顯微鏡  $H$  中讀數，顯微鏡目鏡中裝有游標，角度可讀到1分。准直管可移到一旁或整個拆下，以便利用寬廣的光源。用這儀器進行實驗基本上是和用科尔劳西型折射計的情形一樣的。

假定  $n_c$  和  $n_l$  分別是晶体和液体的折射率，那末全反射角  $I_c$  (图3) 是

$$\sin I_c = \frac{n_c}{n_l}$$

#### 实验步骤

把晶体装上晶体架，再下移使它全部浸入液体中，液体的折射率比晶体本身的折射率高。液体的温度可在盛器中的温度计上读得。转动晶体，使入射光的法线和望远镜的轴成角  $I_c$  (图3)，然后移

动光源,使从晶体反射出来的光线进入望远镜中。当这些条件满足时,望远镜的视场将由一清晰的线分成两部分,一部分较亮,一部分较暗。这一特殊位置必须经过反复试验才能获得。较亮的一半视场相应于光线入射到晶体时它的入射角大于  $I_c$  的那些方向。其余的一半视场相应于入射角小于  $I_c$  的那些方向。把视场的这一分界线对准在叉丝上而把分度标上的读数记录下来。为了毋须知道当晶体平行于望远镜轴时相应于晶体法线的读数,可把光源转到仪器的另一面去重复这个实验,使晶体的法线仍旧和望远镜的轴成角  $I_c$ ,可是这一次却在轴的另一面了(图3)。把视场的这一明晰分界线再对准在叉丝上而把分度标上的读数记录下来。很明显,这两个读数的差值就等于  $2I_c$ ,可参看图 3。

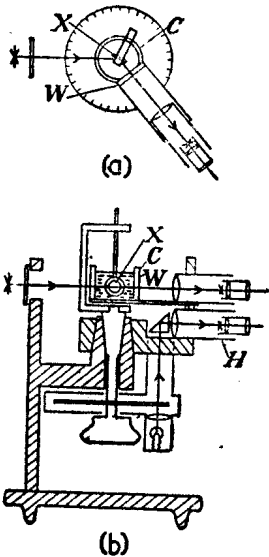


图2 光源固定而望远镜可移动的科尔劳西全反射折射计,(a)平面图;(b)立面图。

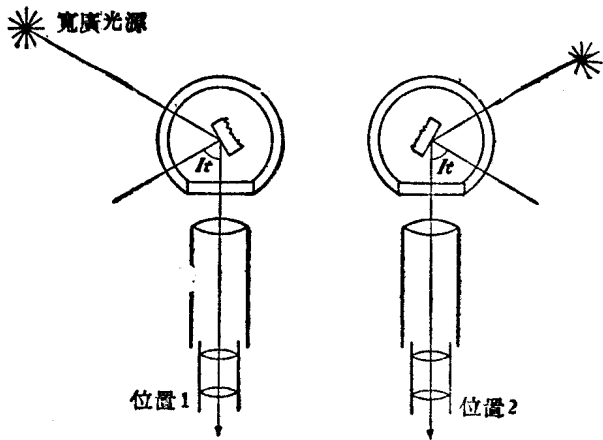


图3 科尔劳西折射计中光源和望远镜的相对位置。

如果晶体是立方晶体，那末視場中較明和較暗部分之間只有一条分界綫，晶片的任何取向將只能給出標識这个晶体的单一折射率。如果是双折射晶体，那末一般而論，視場中将看到  $I_r$  值不同的两条分界綫。要从这两条分界綫得到主折射率，所用晶片的取向必須恰当。决定分界綫位置的是刚好沒有被全反射的光綫，这光綫折射入晶体后，它的进行方向和晶体的表面平行而在一水平面上。要得到单軸晶体的两个主折射率，这个方向必須和光軸垂直。因此，光軸的方向可以是在和晶体表面正交的豎直平面內的任何方向。要得到双軸晶体三个主折射率中的两个主折射率，光性椭球的一个軸必須水平地处在晶片平面內。对于分界綫的位置而言，其它两个軸的取向是不相干的。如果用另一晶片，它的光性椭球的另一个軸在水平方向并且和晶体表面平行，那末就可求得第三个主折射率和其它两个主折射率中的一个。

实现这个实验的可能性主要是要看能否获得一个磨得很好的試品而定的。如果晶体的表面不是天然平滑的，或是磨得不好，那末分界綫就会很弱而难以判別。液体的温度也很重要，因为大多数液体的折射率随着温度变化得很大。仔細地进行实验，这个方法的准确度大約可达  $\pm 0.001$ 。

下表是甲-溴化萘在不同温度对鈉光和水銀灯中三条強譜綫的折射率，在作这类观察时是常常要用到的。

表 1. 甲-溴化萘在某一温度范围内对光的某些波长的折射率

温 度 °C	NaD 5,890Å	Hg(橙) 5,780Å	Hg(綠) 5,461Å	Hg(藍) 4,358Å
15	1.6605	1.6619	1.6676	1.7057
16	1.6601	1.6615	1.6672	1.7053
17	1.6596	1.6610	1.6667	1.7048
18	1.6592	1.6606	1.6663	1.7044
19	1.6587	1.6601	1.6658	1.7039
20	1.6582	1.6596	1.6653	1.7034
21	1.6578	1.6592	1.6649	1.7030
22	1.6573	1.6587	1.6644	1.7025
23	1.6569	1.6583	1.6640	1.7021
24	1.6564	1.6578	1.6635	1.7016
25	1.6559	1.6573	1.6630	1.7011

## 舉 例

試品是有解理面平行于(001)的硬石膏  $\text{CaSO}_4$ , 用科尔劳西折射計在两个取向进行实验。在这两个取向, 晶片的面总是豎直的, 但在 (a) 和 (b) 的观察中  $x$  軸在豎直方向而在 (c) 和 (d) 的观察中  $y$  軸在豎直方向。

(a) 放在目鏡和眼睛之間的偏振片, 其取向只能透射在豎直方向振动的光綫。

在  $20^\circ\text{C}$  用  $\lambda=5,780\text{\AA}$ , 望遠鏡中所观察到的亮場和暗場的分界綫在入射綫相对两边的相应讀数之差是

$$2I_t = 152^\circ 38'.$$

利用公式

$$n_e = n_i \sin I_t,$$

得

$$n_e = 1.613.$$

相应的振动方向是和  $x$  軸平行的。

(b) 偏振片的取向只能透射在水平面內振动的光綫。

在入射綫相对两边的分界綫的相应讀数之差是  $141^\circ 54'$ 。

因此, 它的相应的折射率 1.569 是指平行于  $x$  軸的振动方向而言的。

(c) 使硬石膏片在它自己的平面內轉动  $90^\circ$ 。偏振片的取向只能透射在豎直平面內振动的光綫, 也就是平行于  $y$  軸振动的光綫。

在入射綫相对两边的分界綫的相应讀数之差是  $143^\circ 10'$ , 相应的折射率是 1.575。相应的振动方向是和  $y$  軸平行的。

(d) 当偏振片的取向只能透射在水平面內振动的光綫时, 所得結果和 (b) 相同。

因此, 主折射率  $\alpha$ 、 $\beta$  和  $\gamma$  的值分別是 1.569、1.575 和 1.613。相应于  $\alpha$ 、 $\beta$  和  $\gamma$  的振动方向分別是  $x$ 、 $y$  和  $x$ 。由此可知, 光性符号是正的, 而銳等分綫和  $x$  軸平行。

### 1.2.5. 从有帶光譜測定双折射率

光从起偏振鏡出来而通过双折射晶体的晶片时是以两道互相垂直的平面偏振光进行的。由于这两道光的前进速度不同, 所以就形成了光程差  $t(n_1 - n_2)$ , 这里  $n_1$  和  $n_2$  是在这个特殊进行方向的折射率, 而  $t$  是晶片的厚度。如果这光程差等于波长的整倍数  $p$ , 那末这两道光綫从晶体出来后将复合成一道和入射光在同一方位偏振的平面偏振光。因此, 如果把晶片放在正交尼科耳稜鏡或正

交偏振片中間：任何波長  $\lambda_0$ ，只要滿足方程式

$$p\lambda_0 = \epsilon(n_1 - n_2) = \epsilon\Delta, \quad (1)$$

是要被消光的。在這方程式中， $p$  是整數， $\Delta$  代表  $(n_1 - n_2)$ 。一般而論， $(n_1 - n_2)$  值和波長是略有關係的，但是我們可以暫且不管這種變化。如果白光通過晶片，那末將有一系列的波長  $\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2 \dots$  滿足

$$p\lambda_0 = (p+1)\lambda_1 = (p+2)\lambda_2. \quad (2)$$

所有這些波長是都要被消光的。如果用光柵或稜鏡把出射光分析成光譜，那將會出現一系列的暗帶，相當於方程式 (2) 中的波長  $\lambda_0, \lambda_1 \dots$  等等。觀察相當於每一暗帶的光的偏向角，並校準分光計，就可測定  $\lambda_0, \lambda_1 \dots$  的值。選擇相當於  $\lambda_0$  和  $\lambda_n$  的兩條暗帶，我們得：

$$p\lambda_0 = (p+n)\lambda_n, \quad (3)$$

因此

$$p = n\lambda_n / (\lambda_0 - \lambda_n). \quad (4)$$

這數值通常卻不一定是整數，這是部分地由於測定波長時的實驗誤差，部分地由於雙折射隨波長的變化即雙折射的色散的影響。如果把最近的整數作為  $p$ ，那末從方程式 (1) 可得雙折射率的近似值如下：

$$\Delta = p\lambda_0 / \epsilon. \quad (5)$$

色散對於這樣量得的  $p$  和  $(n_1 - n_2)$  的值的影響可以從下面的分析看出來。假設雙折射率的變化和波長的變化成正比，因而可寫成

$$(p+n)\lambda_n = \epsilon\{\Delta + \epsilon(\lambda_0 - \lambda_n)\}, \quad (6)$$

這裡  $\epsilon$  是一常數。聯合方程式 (6) 和 (1) 得

$$p(\lambda_0 - \lambda_n) - n\lambda_n = -\epsilon\epsilon(\lambda_0 - \lambda_n),$$

簡化後可得

$$n = \frac{1}{\lambda_n} \lambda_0 (p + \epsilon\epsilon) - (p + \epsilon\epsilon). \quad (7)$$

由此可見，如果把  $n$  對  $\frac{1}{\lambda_n}$  的關係標繪出來，這一直線的斜度就是  $\lambda_0 (p + \epsilon\epsilon)$ ，而這一直線和豎直軸的交點是  $(p + \epsilon\epsilon)$ 。所以從這



个实验求得  $p$  和  $\epsilon$  的独立值是不可能的。但是,如果  $\Delta$  的值已知,例如已从稜鏡分光計或全反射折射計的测量中求得,那末从方程式(1)可求得  $p$  的值,而从标繪方程式(7)所得的  $(p + \epsilon)$  值可求得  $\epsilon$ 。

### 实验步骤

可以用一架分光計,上面装有每厘米所含划綫数已知的光柵,如果不能做到的話,分光計的讀数可用几个单色光波长(例如水銀放电灯光譜中的单色光波长)来定标。下面所叙述的步骤主要是有关备有前一种装置的分光計而言的,光綫在正入射的方向射到平面光柵。从光源  $S$  来的白光先进入狭縫,通过尼科耳稜鏡或偏振片  $B_1$  后成为平面偏振光(图4)。准直管  $C$  是对无穷远調焦的,光綫通过准直管后出来的是平行光綫。晶片  $E$  装在准直管的末端。在进行实验之前,分光計必須經過下列的初步調准手續:

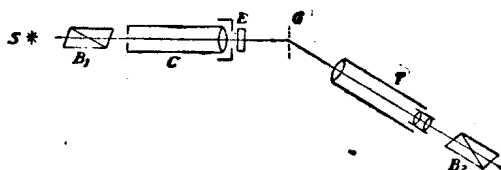


图4 观察有带光譜的光柵分光計平面图。

1. 調准望遠鏡  $T$  的目鏡,要使眼睛在不用力时就可以看清楚叉絲。
2. 把望遠鏡調焦到无穷远,使一个远物的象在和叉絲重合时是清晰的。
3. 要准直管給出平行光綫,可在望遠鏡中观察狭縫的象而調准准直管直到象清晰为止。
4. 把光柵  $G$  装在测角計头上或带有調准装置的台上,这些調准装置是为調准光柵的位置而設的,光柵平面要和入射光垂直而划綫要和分光計的轉动軸平行。
5. 要光柵的平面豎直,可在望遠鏡中观察从光柵面上反射出来的狭縫的象。当象的位置对水平叉絲来說是对称时,光柵的平