

A. C. 托 波 列 兹 著

单 色 仪



机 械 工 业 出 版 社

单 色 仪

A. C. 托 波 列 兹 著

沃 耕 能 译



机械工业出版社

1959

內 容 介 紹

本書系根据苏联国立技术理論書籍出版社出版的托波列茲所著“單色仪”1955年版譯出。本書共分八章：第一章介紹單色光的概念；第二、三、四章叙述單色仪的光学零件、色散系統及投影系統的基本知識；最后，在五、六、七、八章中詳細地介紹了各种單色仪的理論知識和各种类型單色仪的結構原理。

本書可供光学仪器制造者、科学研究工作者以及使用光譜仪器的工作者参考之用。本書亦是高等学校光学仪器制造专业必备的参考書籍之一。

苏联A. C. Топорев著‘Монохроматоры’(Государственное
издательство технико-теоретической литературы 1955
年第一版)

*

*

*

NO. 3074

1959年11月第一版 1959年11月第一版第一次印刷

787×1092¹/₂₅ 字数 175 千字 印張 8²⁰/₂₅ 0,001— 1,650 册

机械工业出版社(北京阜成門外百万庄)出版

机械工业出版社印刷厂印刷 新华書店發行

北京市書刊出版业营业許可証出字第 008 号 定价(11) 1.65 元

目 录

前言	5
第一章 緒論	6
§1 “單色光”的概念	6
§2 光的單色化方法	10
§3 單色光的应用	12
文献	15
第二章 制造光学系統的材料	16
§4 光学玻璃	17
§5 石英	24
§6 螢石	31
§7 鹼-鹵盐晶体	34
§8 金屬鍍膜	40
文献	45
第三章 色散系統(棱鏡)	46
§9 最小偏向角	46
§10 棱鏡的色散	48
§11 光綫在棱鏡中的損失	50
§12 色散系統的各种类型	53
文献	63
第四章 投影系統	64
§13 理想的光学系統	64
§14 像差	67
§15 球差	68
§16 傾斜光束的像差	72
§17 色像差	80
§18 点的衍射像	81
§19 光学系統的像差校正	84
文献	98
第五章 棱鏡式光譜仪器	99

§ 20 光譜儀器的基本类型	99
§ 21 綫色散	101
§ 22 狹縫的衍射像	102
§ 23 光譜儀器的分辨本领	107
§ 24 光譜儀器的放大率	112
§ 25 复色和單色光綫的光流量	114
§ 26 狹縫像由于棱鏡而产生的弯曲	120
§ 27 光譜儀器中狹縫的照明	123
文献	131
第六章 單色仪	132
§ 28 單色仪的基本特征	132
§ 29 單色仪所分解的光譜寬度	133
§ 30 單色仪的透光率及其分解出的光束强度	144
§ 31 單色仪的类型	152
§ 32 單色仪的主要机械部件	163
§ 33 單色仪的校正和分度	170
文献	179
第七章 复式單色仪	180
§ 34 一般特性	180
§ 35 复式單色仪所分解的光譜寬度	184
§ 36 在出射狹縫上的能量分布情形及光流量	186
§ 37 复式單色仪的各种結構	190
§ 38 多狹縫單色仪	201
文献	205
第八章 聚焦式單色仪	206
§ 39 聚焦式單色仪的原理	206
§ 40 聚焦式單色仪所分解的光譜寬度	207
§ 41 光流量	213
§ 42 聚焦式單色仪的类型	215
文献	220

前 言

光学單色仪大約已有半世紀的历史。它比分光鏡与攝譜仪出現为晚，并且在其初期它的应用范围不甚广泛。現在單色仪的应用范围已大为扩大。这主要是由于設計成了客观輻射接受器，特别是設計了光电池的緣故所促成的。現在單色仪不仅用在科学研究的实验室内，而且还用在檢驗生产过程的工厂設備中。

無論在本国的或是国外的文献中，都不曾系統地介紹过單色仪。就是根据这种情况作者写了这本书。

本書共有八章。第一章是緒論，其次三章为輔助知識：其中討論了光学系統的材料性質以及光学系統本身——色散系統和投影系統。在第五章中介紹了有关光譜仪器理論方面的某些一般性的問題，最后三章是敘述單色仪本身。

本書中所介紹的关于單色仪的知識确非詳尽无遺，作者只給自己提出了一个簡單的任务——介紹关于应用最广的基于色散現象的單色仪工作所必需的基本知識。本書中沒有討論帶有衍射光柵的光譜仪器，因为关于这方面的工作經驗还非常少。

本書为第一次試圖系統地敘述單色仪的第一本著作，显然缺点是不可避免的。作者欢迎所有的意見和批評。

作者向校閱了本書个别章节并提出批評意見的苏联科学院通訊院士 T. П. 克拉維夫茲、B. K. 浦洛考非也夫教授、Г. Г. 斯留薩列夫教授，和校閱了全部手稿的Э. В. 史波尔斯基教授致以謝忱。

作 者

第一章 緒論

§1 “单色光”的概念

像所有的电磁辐射一样，光是具有两重性质的。一方面，它显示着某种周期的（或波动的）过程，由于这种过程能量才能由空间一处传递到另一处。光的波动性质在众所周知的干涉和衍射现象中表示出来。

另一方面，光具有电磁辐射的另一现象——它的量子特性。属于这种特性的首先是电磁辐射的发射过程与吸收过程。

按照电磁辐射的这两种现象，光可以用波动的概念或者用量子的概念来解释。这样，我们就可以用波动光学的辞彙——周期（ T ）或光的振动频率（ ν ），波长（ λ ）以及传播速度（ c ）。这些量值之间的相互关系为：

$$\nu \cdot \lambda = c. \quad (1.1)$$

同时每一电磁辐射可以用纯粹量子概念——能的量子量值来叙述。

$$\varepsilon = h\nu \quad (1.2)$$

在两种学说的基本概念之间有着这样的关系：电磁辐射能（光能）的量子量值与振动频率成正比。

振动频率与波长可以作为辐射的两个单独的特征。前者表征电磁辐射的时间周期性，后者表征电磁辐射的空间周期性。辐射的时间特征（频率）不决定于辐射是在哪一种介质中传播。仅仅是在辐射系统与接受辐射的观察者所处相对运动的速度相当大的情形下，被观察者所接受的辐射频率才会发生改变（都卜勒现象）。

电磁辐射的第二种特征——波长的情形与此完全不同。众所

周知，当輻射由一种介質轉移到另一介質中时，波長就要改变。这种改变是輻射和介質間存在着相互作用的一种証明。物理光学的基本量之一——折射率——就是这种互相作用的最普通的定量表示方法。假如在真空中輻射波長为 λ_0 ，則在其他不同于真空的介質中，它将为 $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ ，此处 n 为这种介質的折射率。

关系式 (1.1) 是普遍适用的，并且不論电磁輻射在哪种介質中傳播，都具有同样的形式。因此，随着波長的改变应该發生傳播速度的改变。即

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{c}{c'} = n. \quad (1.3)$$

与光学有关的电磁輻射的頻率是非常大的，因此，直接測量这种頻率是特別困难的，并且实际上暫且还是不可能的。

在光学方面，研究出了非常精确地測量波長的方法。与此同时，光的速度也可以測量得很精确。因此通常就可以根据关系式 (1.1) 由已知的波長和傳播速度求得頻率。

用現代的光学方法来研究电磁輻射光譜大約已經可以由 3×10^{17} 秒⁻¹ 到 1.5×10^{12} 秒⁻¹。此光譜的波長範圍由 10×10^{-8} 厘米到 2×10^{-2} 厘米[⊙]。

輻射的頻率与波長可以用不同的單位来度量。例如水銀的綠色譜綫的波長可用下面各种方式表示：

$$5461 \text{ 埃} = 546.1 \text{ 毫微米} = 0.5461 \text{ 微米} = 546.1 \times 10^{-7} \text{ 厘米}。$$

所有这些單位：埃、毫微米、微米和厘米用来表示波長时，都是同样正确的，至于其中哪一种單位最好，那就要根据它是否使用方便来决定了。因此，通常在紫外光譜和可見光譜範圍內的波長常以埃和毫微米来表示，而在紅外光譜部分常以微米来表示。

至于頻率的單位，則決定于測量時間时所用的單位。測量時間所用的單位为秒，則即得到上述的光学光譜頻率。假如時間單位取 10^{-12} 秒，則頻率將用所謂弗兰涅尔 (ν_f) 為單位来表示。

⊙ 以下凡遇“光”字均理解为这种範圍。

此外，在光譜學中也應用波數表示。波數是真空中波長倒數的量值($\nu = \frac{1}{\lambda_0}$)，並以厘米的倒數來表示(厘米 $^{-1}$)。容易看出，波數就是在真空中一厘米長度內含有的波長數目，並且與用秒的倒數(秒 $^{-1}$)來表示的頻率不同，即與乘常數 $3 \cdot 10^{10}$ 厘米/秒所表示的單位不同。我們以可見光譜電磁振動的頻率為例來說明表示的單位如下：

$$7.5 \times 10^{14} \text{ 秒}^{-1} \text{ 或 } 750 \text{ 弗蘭涅爾或 } 25000 \text{ 厘米}^{-1}$$

$$4.0 \times 10^{14} \text{ 秒}^{-1} \text{ 或 } 400 \text{ 弗蘭涅爾或 } 13300 \text{ 厘米}^{-1}$$

各種不同頻率單位的簡單關係如下：

$$\nu_{\text{秒}^{-1}} = \nu_{\text{厘米}^{-1}} \cdot 3 \times 10^{10} \text{ 厘米/秒。}$$

某一固定頻率或某一固定波長所表征的電磁輻射稱為“單色輻射”。理論上可以把它想像為某一週期函數，此函數滿足條件

$$f(t + mT) = f(t),$$

m 為任意的整數； T 為函數 $f(t)$ 的週期。從這一定義來看，週期函數 $f(t)$ 應該用無頭無尾的無界曲線來描敘，即輻射過程應該是無限延續的。其實由大程差光的干涉實驗中知道，在單元輻射中波不是無限連續的，而是有限連續的。假如設想這種連續性為具有完全有規則週期的正弦函數，則根據福里哀理論這種在時間上有限的正弦函數，應該與整個光譜，即具有不同週期、振幅和相位的正弦函數的總合相符合。

由量子概念的观点討論輻射過程，我們也得出同樣的結論。

根據量子理論，要想產生嚴格的單色輻射，必須使得能級間距(隨着輻射在該能級間距之間發生能位的轉移)達到理想的窄的程度。但是，甚至在個別的情況下(不受外部原子的影響)，能級間距仍然是有寬度的，該寬度不等於零，而且在某一 $\Delta\lambda$ 界限內的原子輻射在一有限的瞬間內即已被破壞。

通常將天然的半寬度作為光譜綫的寬度。天然的半寬度是這樣一個光譜間隔，即在其界限之內譜綫的強度等於最大值強度的一半。古典光學把這一間隔值規定為

$$\Delta\lambda \approx 1.2 \times 10^{-4} \text{ \AA}.$$

这个值可以認為是單元輻射的光譜間隔寬度的極限值。但是还存在其他原因影响着光譜綫的寬度和决定着輻射物体存在的条件。首先，由于都卜勒效应，譜綫的寬度将增寬，其次，輻射的原子間的相互作用导致原子能位的少許破坏，即导致譜綫的增寬。

光譜分为綫光譜与連續光譜两种。这种区分不仅在輻射性質的不同上表現出来，而且还在輻射体本身的性質不同上表現出来。大家都知道，綫光譜仅仅是由于光源处于气体状态或蒸汽状态而产生的。在这种情况下，每一單元輻射系統——原子或分子——受到其他原子或分子的作用較弱，同时輻射的个别动作还保持着自己独有的特点：輻射聚集在比較窄（仅仅約为輻射連續标尺的几点）的光譜間隔內。相反，外部的作用在輻射系統上的加强使譜綫寬度增大，甚至使連續譜綫出現。这一点特別从不同压力的气体光源中可以很好地观察到。当气体处于小压力时，光譜——純綫性的光譜和光譜綫是足够窄的；而在大压力时，譜綫增寬并且出現連續背景。此时可以观察到一种有趣的現象：某些譜綫产生自变。自变往往只發生在譜綫的中部，譜綫的边緣不变。这一实验事实就明显的說明了光譜綫是有結構的，并且不是單元的單色組成的。

因此，無論是理論的推导，或是实验的数据皆使我們相信了輻射按其本質來說不能是單色的（按照这个字的严格意义來講）。

但是，假使不存在單独的單色輻射，則就發生問題了：能不能用相应的仪器把單色輻射从連續光譜中分解出来。看来根据同样的原因这亦是不可能的，因为由連續光譜中分出来的單色輻射的光譜寬度是一个无穷小，那末，它的能量應該为零，因而就不可能測量。

甚至鑒別率很高的光譜仪器也只能分解开光譜寬度为有限窄的輻射。因此，“單色光”的概念在实验的实际应用上，是假定的

而且是相对的。在实验的实际中所付予这一概念的意义远比其严格的理论定义的内容要丰富得多。常常将具有某一光谱宽度的光束称为单色光，因此就必须规定出度量单色光的标准，借以定量地表示所谓之单色光束的光谱的纯度，同时也用来表征借以获得单色辐射仪器的单色本领。

现在还没有规定出度量单色程度的标准。用来表征摄谱仪特性的鉴别率的概念是不能作为单色性的度量标准的，因为这一概念仅仅是表征仪器的特性，而不是表征辐射的特性。以频率或波长为单位的光谱间隔的宽度，亦不能精确地表征光的单色性的程度，因为在不同的光谱区间内，这种光谱间隔的宽度虽然绝对值相等但其相对值各不相同。因此，我们认为应用相对光谱宽度的概念是恰当的，光谱间隔无限窄的相对光谱宽度用下面关系式表示：

$$\frac{d\lambda}{\lambda}。$$

有限宽度的光谱间隔可表示为：

$$\mu = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda} = \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}。 \quad (1.4)$$

理想的情形为 $\lambda_1 = \lambda_2$ ， $\mu = 0$ 。由此可以看到， μ 表示与理想单色性之间的偏差，这个值越小，则该光束的单色性越接近理想的情况。

假如用频率来测定光谱间隔，则 μ 可用下式表示：

$$\mu = \ln \frac{\nu_1}{\nu_2}。 \quad (1.5)$$

对照 (1.4) 与 (1.5) 式可以看到，频率标尺与用波长标尺所表示的 μ 是一样的[●]。

§ 2 光的单色化方法

鉴于“单色光”在实践中的这种假定性我们来研究一下能够

● 我们引入的“光的单色程度”的概念可在一些最新的著作中找到根据，在这些新的著作中提出了按照光谱表示辐射能分布的新方法（例如见[17]）。

由輻射底寬光譜中分解出个別的比較窄的光譜区的方法。

此种准單色光束的获得可以用不同的方法实现，所有这些方法都基于光和物質的相互作用，并可归結于下面的众所周知的現象：а) 色散；б) 衍射；в) 干涉；г) 選擇吸收；д) 選擇反射。

上述的光單色化方法各有不同并且其应用范围亦各异。

最普遍的單色化方法是以物質的光色散性为基础的，这种方法的历史早起源于牛頓时代。属于这一类的有所有棱鏡式的光譜仪器：光譜鏡、攝譜仪、單色仪。

以紧密接触的两种色散不同的物質，使光束分开成为單色光束的方式，如赫利斯基昂逊及勃魯姆別尔格濾光片^[1,2]，也应该属于物質色散性方式之类。

衍射單色化的方法亦較早地被应用了，但由于許多原因，直到現在还没有被广泛应用。

表 1

單色化的方法及仪器	μ	应用的光譜区域			
		紫外	可見光	近紅外	紅外
色散式:					
1. 棱鏡式單色仪	$10^{-4} \sim 10^{-3}$	+	+	+	+
2. 聚焦式單色仪	$10^{-2} \sim 10^{-1}$	+	+	-	+
3. 勃魯姆別尔格濾光器	3×10^{-2}	+			
4. 赫利斯基昂逊濾光器	5×10^{-2}		+	-	+
衍射式:					
衍射光柵單色仪	$10^{-4} \sim 10^{-3}$	+	+	+	+
干涉式:					
1. 高璧別率仪器	到 10^{-6}	+	+	+	-
2. 干涉濾光器	$10^{-2} \sim 5 \times 10^{-2}$	-	+	+	-
3. 干涉偏光濾光器	$8 \times 10^{-5} \sim 5 \times 10^{-3}$		+		
選擇透过式:					
吸收濾光器	10^{-1}	+	+	-	-
選擇反射式:					
剩余輻射方法	10^{-1}	-	-	-	+

在高鑒別率的儀器中，利用干涉現象以分開互相靠得很近的輻射，例如，研究光譜綫的精細結構。通常這類干涉儀與單色儀聯用，單色儀給干涉儀預先分開輻射。

干涉濾光器與干涉-偏光濾光器是這種方法的另一種形式，這些濾光器出現不很久，但在解決各種問題中已得到了應用。

基於選擇透射（吸收）的單色化方法中應用最廣的是各種固體和液體的吸收濾光器。

用選擇反射來取得單色光的方法是很少採用的，這裡所指的主要是用在紅外區中的所謂“剩餘輻射方法”。

表1中列舉了根據單色化能力分類的各種方法，並且指出了他們在光譜中的應用的區域。

§3 單色光的應用

單色光應用在各種各樣借助於光學方法來解決的問題上。所有這些問題可以分為兩種主要類別：1）與光的輻射過程相關的；2）對與光和物質相互作用時所發生的相關的問題。研究這些過程不僅具有科學的意義，而且還具有實用的意義，因為可以應用已找到的規律來分析物質，並在物質的加工時去進行檢查。我們來分析一些與單色輻射的應用有關的最普遍的問題。

與研究光的輻射過程有關的問題 這裡首先應該提出單元輻射體（原子或分子）的輻射的問題。屬於這一領域內的問題為：旨在研究輻射中心的結構的光譜分析，以及物質的原子和分子發射的光譜分析^[3,4]（檢驗用）。

這些問題中要求單色化的程度極不相同。在一些情況中，要求同時研究某些光譜，而且這些光譜的頻率常在極寬的區間內。這樣的要求可借攝譜儀來做到，而該攝譜儀能使得到所要求的頻率區間。

在另一些問題中，光譜區間分開得不大亦就足夠了，例如在解決分析的問題時是根據被分析化學元素的個別特征譜綫來判

断的。在这种情况下，可以采用合适的單色器甚至滤光器就可以了。

目前日益發展着的天文物理学問題是这一領域内的一些特殊問題。

除用各种攝譜儀的普通分析方法之外，在天文物理研究中开始采用了非常有前途的單元素（如氫元素^[5]）輻射的天体攝影法。在这类問題中，相当簡單而又方便的單色化方法是使用滤光片。例如在攝取太陽輻射中氫譜綫 H_{α} 时，对單色化程度的要求很高，因为太陽圓盤輻射是連續的光譜。利用干涉偏光滤光器完全能够滿足这种要求。

此类滤光鏡本身就是很复杂的仪器，它們在天文观察中使用的時間还不長，但已經使我們获得了一系列有价值的科学成果。例如应用能够分出光譜間隔寬度为 $2 \text{ \AA}$ 的滤光器已經照得許多照片，这些照片証明在太陽表面上太陽面紅焰^[6]是連續擴展的。另一种更完善的滤光器，可分开光譜間隔寬度总共只有 $0.5 \text{ \AA}$ ^[7]，它不仅在研究如前所述的太陽邊緣时成功地应用着，而且在研究太陽的整个圓盤中亦成功地应用了它。

在某些問題中，要求單色化的程度比較不高。例如，上面 H_{α} 綫輻射中霧氣的照相，用較簡單的由干涉滤光片与吸收滤光片組合而成的滤光器^[8]就足够了。

在与研究連續光譜能量有关的問題中無論是直射的輻射或者是散射的輻射对單色化系統的要求都各不相同。在度量性質的任务中，不仅要求有足够的單色化程度，并且要求不存在附生輻射（паразитное излучение）。通常用复式單色儀^[9]来滿足这种要求。相反，在另一种極端情形下，只須概略地判断輻射能量分布的相对光譜变化时（例如研究白晝光的光譜成分随着大气条件而变化的大气透明性时），采用光譜帶稍寬些的滤光器^[10]就足够了。

光学高溫計亦是屬於这一类的問題——例如根据黑体輻射定

律測量光源溫度和在已知溫度和所需溫度的兩種不同情形下測量黑體的光譜亮度。在輻射定律的公式內包括波長，因此測量應該在單色光中進行。為此目的可應用許多方法，其中之一如下：由每個被比較的光源發出的光分解成光譜，並且由此光譜中分出介於兩已知波長之間的狹窄的光譜區域。用於此目的的儀器中包括單色儀並且把它叫做光譜光學高溫計^[11]。

除了這些精密的光學高溫計外，還有較簡單的光學高溫計，在這類光學高溫計中，被比較的輻射通過吸收濾光器，這種吸收濾光器的透明區域是足夠寬的。

研究光和物質互相作用過程的有關問題 與光的吸收有關的問題包括：第一，吸收光譜的分析，其目的在於研究吸收中心的結構及吸收過程的性質；第二，吸收光譜的光譜分析^[12]，其中又包括兩個任務：a) 吸收物質的結構分析，б) 物質的溶液濃度的測定。

無論是研究性的或是分析性的上述之任務，均須用測量吸收係數或者用測量不同光譜區間的擴散性反射的方法來解決。因為在所有光譜區間內，具有選擇吸收作用的物體是各種各樣的，所以要求單色化的程度也極為不同。例如，在濃度分析中，可以用比較寬的光譜間隔；相反，在物質的光譜光度學中，由於其吸收係數的光譜路程的斜率很大，故要求單色化的程度應該是相當高的。因此，除了精密光譜光度計外，尚可利用簡單的帶有吸收性濾光器的儀器。

當不能直接在實驗室中研究物體的情況下，則應採用在個別的光譜區間（光譜帶）中，進行照相的方法。此方法可以顯露出擴散性反射在光譜路程中的區別，因而顯示出物體吸收的不同。

眾所周知，在國民經濟和科學的各部門中（各種地形的航空照相^[13]、考古學以及其他部門等等），應用着光譜帶的照相方法；由於使用了紫外線顯微鏡和顏色變換器^[14]的原理，此法在組織學中得到了尤其廣泛的發展。

光度学及光效应现象与光的吸收也有着紧密的联系, 其重要的研究问题之一是确定这些过程来由的光谱关系。此时在研究光度学的情况下, 不仅应当研究激发辐射光谱, 而且也应当研究被激发的辐射光谱。激发性辐射的单色化通常利用单色仪或滤光器来实现, 而被激发辐射的光谱分解则应用摄谱仪^[15]来获得。

最后, 还应该提出光化现象的广泛应用范围。研究光化现象亦必须使用单色光。这里, 除了要求高度的单色性外, 在许多情形下还要求高强度的单色辐射。目前只能暂时用汞灯和经过适当选择的滤光片^[16]来满足这些难以达到的要求。

由上面这种非常不全面的关于用单色光来解决任务的介绍中可知显示出单色光的应用是如何的广泛以及对单色化程度的要求是如何多种多样。

文 献

1. Стронг Д. Техника физического эксперимента. Перевод с английского под ред. Б. А. Остроумова, Лениздат, 1948.
2. Брумберг Е. М. ДАН 2, 464 (1935). Авторское свидетельство СССР № 43750, класс 42, 34.
3. Прокофьев В. К. Фотографические методы количественного спектрального анализа металлов и сплавов, ч. I и II. Гостехиздат, 1951.
4. Чечик Н. О. УФН 37, 74 (1949).
5. Доброправин Н. И. Природа № 9, 83 (1950).
6. Северный А. Б. и Гильварг А. Б. ЖТФ 19, 997 (1949); Изв. Крымской астроф. обсерв. 4, 3 (1949); 6, 45 (1951).
7. Йоффе С. Б., Прокофьева И. А. и Эйгенсон М. С. ДАН 75, 629 (1950); Труды сессии, посвященной памяти С. И. Вавилова. Оборонгиз, 1952, стр. 348.
8. Шайн Г. А. и Газе В. Ф. Изв. Крымской астроф. обсерв. 6, 3 (1951).
9. Карташевская В. Е. Труды ВНИИМ, вып. 8 (68), 1949, стр. 3.
10. Никитинская Н. И. Труды Главной геофиз. обсерв., вып. 28 (88), 1951.
11. Рибо Г. Оптическая пирометрия. ГТТИ, 1931.
12. Чулановский В. М. Введение в молекулярный спектральный анализ. Гостехиздат, 1951.
13. Пронин А. К. Труды лаб. аэрометодов АН СССР, т. 1 (1949).
14. Брумберг Е. М. ДАН 25, 473 (1939); Изв. АН СССР, сер. физич. 6, 32 (1942).
15. Левшин В. Л. Фотолюминесценция жидких и твердых веществ. Гостехиздат, 1951.
16. Нойес В. и Бекельхайд В. Метод фотохимического синтеза органических веществ. ИЛ, 1951.
17. Гуревич М. М. УФН 56, 417 (1955).

第二章 制造光学系统的材料

用于制造光谱仪器中的光学系统的材料有玻璃、天然的与人造矿物：石英、螢石、岩盐、鉀石盐和其他碱性鹵素盐化合物的巨形單晶体。对所有这些材料的基本要求由光谱仪器所解决的问题来决定。

用任何一种材料，在光学频率的所有范围内，得到高度單色性是不可能的，因为前面例举的材料中的任何一种材料均是仅仅对频率的有限范围具有良好的光学性质。所用各种材料的光谱范围首先决定于该材料在此范围内的透明度，其次决定于材料的色散。良好的透明度和大色散——是很难同时满足的两种要求，因为在吸收较显著的光谱区域内色散曲线的斜率亦大。相反，在材料最大透明度的区域内，其色散亦小。

因此对各光谱区间应采用具有最良好的光学特性的材料。如玻璃适用于光谱范围由350毫微米到2微米；石英——由185毫微米到4微米，螢石适用于远紫外区域(到1300埃)和在近红外区域。最后，碱性鹵盐單晶体在光谱的紫外红外区域内均可应用。

表2中列有各种材料最好的光谱区域。

表 2

材 料	应 用 范 围
氟化鋰	1100~2000 Å
氟化鈉, 螢石	1300~2000 Å
晶体石英, 氯化鈉, 氯化鉀	2000~4000 Å
玻璃	3500~20000 Å
石英, 氟化鋰	2~4 μ
螢石, 氟化鈉	3~10 μ
氯化鈉, 氯化鉀	5~20 μ
溴化鉀	10~25 μ