

波动过程光学按物理学

A. A. 希楚林 著

万山 译

波动过程、光学、核物理学

[苏联] A. A. 齐楚林 著

万 山 苏 耀 中 译

上海科学技术出版社

內 容 提 要

本書是根據 А. А. 齊楚林所著 “Волновые Процессы Оптика Ядерная Физика” 而譯出。書中闡述波動過程、聲學、電磁振蕩、光學和原子物理以及原子核物理學基礎。

本書為蘇聯高等學校物理教程的第三部分，可供高等學校學生作教科書、教學參考用書，或工程技術人員進修物理學之用。

波動過程、光學、核物理學

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ОПТИКА ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

原 著 者 (蘇聯) А. А. Чогузин

原出版者 Гостехиздат 1954 年 版

譯 者 萬 山 亦 錄 中

上海科學技術出版社出版

(上海瑞金一路 450 號)

上海市書刊出版業營業許可証出 093 號

新華書店上海發行所發行 各地新華書店經售

上海市印刷五廠印刷

開本 850×1168 1/32 印張 11 28/32 字數 293,000

1959 年 3 月第 1 版 1961 年 5 月第 4 次印刷

印數 9,001—13,000

統一書號：13119 · 261

定 價：(十二)1.60 元

采用的符号

<p>A—功</p> <p>A, a—振幅</p> <p>a_{xr}—吸收系数</p> <p>\AA—埃 = 10^{-8} 厘米</p> <p>B—声音的响度 (以分贝 尔为單位)</p> <p>β—初周相</p> <p>C—电容</p> <p>c—振动的傳播速度</p> <p>c—光速</p> <p>δ—阻尼系数</p> <p>E—照度</p> <p>E—伸長彈性模量</p> <p>$e = 4.8025 \times 10^{-10} \text{CGSE}_q$ 电子的电荷</p> <p>e—自然对数的底</p> <p>$e\theta$—电子伏</p> <p>ϵ—介电恒量</p> <p>F, f—力</p> <p>φ—电場的电势</p>	<p>$h = 6.62 \times 10^{-27}$ 尔格·秒— 普朗克恒量</p> <p>I—發光强度</p> <p>I—声强</p> <p>I_s—單色輻射本領</p> <p>$I_{0\lambda}$—絕對黑体的單色輻射 本領^①</p> <p>J—轉动慣量</p> <p>$k = 1.88 \times 10^{-10}$ 尔格/度 —玻耳茲曼恒量</p> <p>k—任意整数</p> <p>k, k_1—綫位移模量</p> <p>k_2—角位移模量</p> <p>γ—电極化率</p> <p>λ—波長</p> <p>λ_0—对应于固有振動頻率 的波長</p> <p>λ—放射衰变恒量</p> <p>M—旋轉矩</p> <p>m—質量</p>
--	---

① 这里原書將 $I_{0\lambda}$ 誤为 I_0 , 依 § 14, I_0 系絕對黑体的积分輻射本領。一般物体的积分輻射本領以 I 表示。—譯者。

$m_0 = 9.1 \times 10^{-28}$ 克 - 电子 的静止质量	t - 时间
n - 折射率	q - 电量
n - 任意整数	r - 电阻
ν - 振动的频率	U - 电势, 电压
$N = \frac{1}{\lambda}$ - 波数	U_i - 电离电势
P - 功率	v - 速度
P_s - 有效声压	w - 加速度
ρ - 媒质密度	W - 能量
S - 烏莫夫-坡印亭矢量	W_{pot} - 势能, 位能
T - 振动的周期	W_{kin} - 动能
T - 绝对温度	ω - 角频率

CGSE 下注一角碼——电学量在 CGSE 單位制中的單位。下注的角碼为相应物理量的符号。例如, 电量在 CGSE 制中的單位用 CGSE_q 来表示。

CGSM 下注一角碼——电学量在 CGSM 單位制中的單位。

不帶角碼的化学元素符号表示天然的混有各种同位素的元素。在帶有角碼时, 上边的角碼表示所述同位素的质量数, 即与該同位素的原子量相近的整数; 下边的角碼表示元素的原子序数。

目 录

采用的符号

第一章 波动过程	1
§ 1. 諧振动	1
§ 2. 阻尼振动	12
§ 3. 受迫振动、共振和自动振动的概念	15
§ 4. 彈性振动沿着直綫的傳播	20
A. 振动傳播的一般情形	20
B. 波長与振动傳播速度	22
B. 波动方程	24
Г. 駐波	27
§ 5. 波在空間中的傳播	31
A. 惠更斯原理	31
B. 波的反射与折射定律	33
B. 波的道綫傳播	37
Г. 多普勒現象与多普勒原理	41
第二章 声学	43
§ 6. 声振动的分类和声波的傳播速度	43
§ 7. 声强和音色	47
§ 8. 声音在大气中及在房屋內的傳播、超声	58
第三章 电磁振荡	63
§ 9. 电磁振荡以及电磁波的激發、傳播与接收	63
§ 10. 电磁波譜	92
第四章 光学	96
§ 11. 光学發展史概述	96
§ 12. 光速的測定方法	106
§ 13. 光的色散和吸收	113
§ 14. 輻射	121
A. 連續光譜与輻射定律	124
B. 热輻射的技术应用	133
B. 光学量及其單位	134
§ 15. 光的反射和光压	136
§ 16. 几何光学(或射綫光学)	142
§ 17. 光的干涉	165

A. 楊格实验	165	Д. 繞射对光学仪器的分	
B. 相干性与菲涅耳双鏡		辨本领的影响	200
和双棱鏡中的干涉·167		§ 19. 光的偏振	207
B. 薄膜中的干涉. 等厚		A. 天然光与偏振光	207
条纹	169	B. 利用反射与折射获得	
Г. 等倾条纹与干涉仪·176		偏振光	210
§ 18. 光的繞射	186	B. 光的双折射	213
A. 会聚光的繞射	186	Г. 偏振棱鏡. 轉动檢偏	
B. 平行光的單縫繞射·189		振器时光强的变化·217	
B. 繞射光柵	192	Д. 偏振光的干涉与克尔	
Г. Д. С. 罗日捷文斯基		现象	219
关于研究反常色散的		Е. 偏振面的旋轉	224
实验	197	§ 20. 相对論概念	230
第五章 原子物理和原子核物理基础	240	A. 核物理中常用的一些	
§ 21. 綫光谱的發生和复原子		物理量的基本概念与	
理論	240	單位	294
§ 22. 倫琴射綫	259	B. 原子核的人为轉变·296	
§ 23. 能量交换的基本过程·269		B. 人为放射现象	301
A. 用电子撞击来激發原		Г. 核的分裂与超铀元素	
子	269	304
B. 荧光和某些形式的微		Д. 原子核的結構及其轉	
光	271	变的机构。核能·306	
B. 光的并合散射	275	Е. 帶电粒子加速的方法	
Г. 光电效应	277	310
Д. 康普頓現象	283	§ 26. 宇宙射綫	330
§ 24. 放射性	285	§ 27. 粒子与波	336
§ 25. 原子核的人为轉变与原			
子核的結構	294		
某些物理恒量的数值	351		
索引	363		

第一章 波动过程

§ 1. 諧振动

在普通力学課程所研究的各种不同形式的运动中,对于闡明本書中所述的許多現象來說,諧振动是非常重要的一种。

我們先來回忆一下这种运动的一些定义,以及根据它的理論而导出的一些重要的結論。

質点、物体或物体系,在使它返回平衡位置的力的作用下所做的周期运动,如果力是和它离开平衡位置的距離成正比的話,叫做諧振动。属于这种力的,首先有彈性物体变形时所产生的力——彈性力,例如,变形了的彈簧、拉紧了了的弦,以及弯曲了的小树枝等,都处于这种力的作用下。本質不是彈性力,但是也与振动物体离开平衡位置的距離成正比的力,称为“与彈性力等价的力”或准彈性力。

浮在水面上的立方形木塊,当它高于或低于它平衡的位置时,它所受的浮力与重力的合力,可以作为准彈性力的例子。

根据諧振动的定义和力学中众所周知的力、質量及加速度之間的关系式,可以得出下列的微分方程:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = -ky, \quad (1-1)$$

式中 y 为离开平衡位置的距離, m 为振动物体(或質点、物体系)的質量, t 为時間, k 为位移模量,亦即力与对应于此力的位移的比值。量 m 与 k 都是恒量。

方程(1-1)的解描述諧振动,称为諧振动方程式,这一方程所

采取的形式視起始条件而定。

如果从物体沿着位移軸的正方向运动而达于平衡位置时开始計算时间,則运动方程將具有下面的形式:

$$y = a \sin\left(\sqrt{\frac{k}{m}} \cdot t\right), \quad (1-2)$$

此处 a 为振动的振幅,即离开平衡位置的最大距离; $\sqrt{\frac{k}{m}} \cdot t$ 为振动的周相。在一个振动周期 T 内,亦即在运动准确地重复一次所經過的时间之内,周相变化了 2π 。由此可見:

$$\sqrt{\frac{k}{m}} T = 2\pi,$$

亦即:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}. \quad (1-3)$$

由公式(1-3)所确定的周期称为固有振动周期,如果除了上面所說的力以外,沒有别的力作用在物体(或質点、物体系)上,則它將以此周期做諧振动。

如果在式(1-2)中將 $\sqrt{\frac{k}{m}}$ 換为与其相等的 $\frac{2\pi}{T}$,則諧振动方程可以写为下列形式:

$$y = a \sin 2\pi \frac{t}{T}. \quad (1-4)$$

假如取任意的一个时刻做为計算时间的起点,則方程式(1-1)的解將不再是(1-2)那样,而是下面的形式:

$$y = a \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + \beta\right). \quad (1-5)$$

在此情况下,振动的周相將为 $\frac{2\pi t}{T} + \beta$, 此处 β 为一恒量,它决定振动在开始計算时间的时刻(即 $t=0$ 时)的周相。量 β 叫做初周相。

在特殊情形下,如果取初周相等于 $\frac{\pi}{2}$, 亦即从振动物体达于位移轴正向方面的最大距离时开始计算时间, 则谐振动方程将成为

$$y = a \cos 2\pi \frac{t}{T} \quad (1-6)$$

根据公式(1-5), 可以推得确定谐振动其它各个物理量的方程如下:

确定速度的方程为:

$$v = \frac{dy}{dt} = \frac{2\pi a}{T} \cos\left(2\pi \frac{t}{T} + \beta\right) \quad (1-7)$$

确定加速度的方程为:

$$w = \frac{dv}{dt} = -\frac{4\pi^2 a}{T^2} \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + \beta\right) \quad (1-8)$$

或者, 根据(1-5), 用 y 来代替 $a \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + \beta\right)$, 得:

$$w = -\frac{4\pi^2}{T^2} y \quad (1-9)$$

作用在谐振动着的物体上的力为:

$$f = mw = -m \frac{4\pi^2 a}{T^2} \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + \beta\right) = -m \frac{4\pi^2}{T^2} y \quad (1-10)$$

位移、速度以及加速度随着时间的改变, 可以用图 1 所示的图解很清楚地显示出来; 先看左边的图: 这里从坐标原点引出了三个矢量: $y = a$, $v = \frac{2\pi a}{T}$ 和 $w = \frac{4\pi^2 a}{T^2}$, 它们的长短以某种比例尺 (每

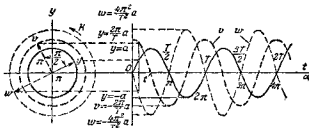


图 1. 位移、速度与加速度的矢量和图解曲线

个矢量有它自己的比例尺)相应地确定位移、速度以及加速度的最大值。矢量 y 与 X 轴正向所夹的角, 等于对应于某一时刻 t 之振动的周相 $2\pi \frac{t}{T} + \beta$ (或者, 当 $\beta = 0$ 时, 等于 $2\pi \frac{t}{T}$)。矢量 v , 相对于矢量 y , 在箭头 K 所示的方向上转过了 $\frac{\pi}{2}$, 矢量 w 转过了 π 。如果想像这些矢量一起沿着箭头 K 所示的方向, 以周期 T 绕坐标原点旋转, 则它们在 Y 轴上的投影可以依次由方程 (1-5), (1-7) 和 (1-8) 确定。这就是说, 它们给出了位移、速度与加速度随着时间变化的图示。

在圖 1 的右边, 表示出上述各量依赖于时间 t , 或周相 $\alpha = 2\pi \frac{t}{T}$ 的圖綫。

做諧振动的物体的位能, 等于將物体从平衡位置移到指定位置所需耗费的功, 亦即由与力 f 大小相等、方向相反的力所做的功来确定。因而,

$$\begin{aligned} W_{\text{пот}} &= \int_0^y -f \, dy = \int_0^y m \frac{4\pi^2}{T^2} y \, dy = m \frac{2\pi^2 y^2}{T^2} = \\ &= m \frac{2\pi^2 a^2}{T^2} \sin^2 \left(2\pi \frac{t}{T} + \beta \right). \end{aligned} \quad (1-11)$$

动能等于:

$$W_{\text{кин}} = m \frac{2\pi^2 a^2}{T^2} \cos^2 \left(2\pi \frac{t}{T} + \beta \right). \quad (1-12)$$

总能量为:

$$\begin{aligned} W = W_{\text{пот}} + W_{\text{кин}} &= m \frac{2\pi^2 a^2}{T^2} \left[\sin^2 \left(2\pi \frac{t}{T} + \beta \right) + \right. \\ &\left. + \cos^2 \left(2\pi \frac{t}{T} + \beta \right) \right] = m \frac{2\pi^2 a^2}{T^2}. \end{aligned} \quad (1-13)$$

从式中可以明显地看到: 做諧振动的物体(質点或物体系)的总能量, 与振幅的平方成正比, 而与时间无关。

在圖 2 上画出了位能(黑綫)和动能(虛綫)随着时间变化的曲

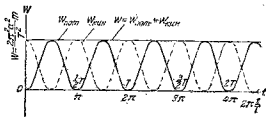


图2. 位能、动能与总能量的图解曲线

线。从图解中可以清楚地看到，这些量变化的周期等于谐振动周期的二分之一。图中的细线表示出总能量。

总而言之，谐振动的特征表现为：位移、速度、加速度和力，都由相应的公式来确定，这些公式的每一个，都等于与其相应的量的最大值（亦即，一个恒量）与一个角（周相）的正弦或余弦的乘积，而这个角线性地依赖于时间。

以后我们会看到：某些非力学的量，也按照这个规律变化。做为这种量的例子，可以举出电流强度、电压、密度、压力等。在这样的情况下，我们也把这些量的振动称为谐振动。

不论是那一个上述的量振动时，我们都可以设想，它的振动不是由一个，而是由若干个原因引起的，其中的每一个原因都单独地引起谐振动。在任何时刻，振动着的量将等于诸分量的几何和，如果此量是矢量的话；倘若是标量，将等于诸分量的代数和。这就是“叠加原理”的内容。

现在我们利用叠加原理来研究下述问题：若质点同时参与两个周期相等，且方向沿着同一直线的谐振动时，此质点的合位移方程如何？

设所述二分振动由下列方程

$$y_1 = a_1 \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + \beta_1\right), \quad y_2 = a_2 \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + \beta_2\right) \quad (1-14)$$

给定。

由坐标原点 O 引出两个矢量 OD 及 OE (图3)，使它们与 Ox

軸的夾角分別為二分振動的初相 β_1 及 β_2 ，并使它們的長短，按照

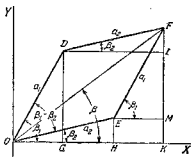


圖 3. 諧振合成之向量方法

某種比例尺，依次等於二分振動的振幅： $OD = a_1$ ， $OE = a_2$ ，當此二向量以周期 T 繞 O 點旋轉時，它們的相對位置保持不變，二者間的夾角始終等於兩個分振動的初相之差 $\beta_1 - \beta_2$ 。二分振動之振幅在垂直軸上的投影的代數

和，將等於以 OD 和 OE 為鄰邊所做之平行四邊形的對角綫 OF 在此軸上的投影。由此可見，質點的合成運動仍是諧振動，其周期與分振動相同，振幅 $A = OF$ ，初相 β 等於向量 OF 與 OX 軸的夾角。從圖 3 中可以明顯地看到， $OF^2 = OE^2 + EF^2 - 2 \cdot OE \cdot EF \cos[\pi - (\beta_1 - \beta_2)]$ ，或者：

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\beta_1 - \beta_2)。 \quad (1-15)$$

還有：

$$\operatorname{tg} FOK = \frac{FK}{OK} = \frac{LK + FL}{OG + GK} = \frac{a_1 \sin \beta_1 + a_2 \sin \beta_2}{a_1 \cos \beta_1 + a_2 \cos \beta_2}。 \quad (1-16)$$

由(1-15)式可知：當二分振動的初相差為 π 的偶數倍時，亦即當 $\beta_1 - \beta_2 = 2k\pi$ (二分振動周相相同) 時，合振動的振幅等於二分振動振幅之和；而當二者初相差為 π 的奇數倍時，亦即 $\beta_1 - \beta_2 = (2k+1)\pi$ (二分振動周相反) 時，合振動的振幅等於二分振動振幅之差。在後一種情形下，如果二分振動之振幅相等，則合振動的振幅將等於零，這就是說，二分諧振動中一個抵銷了另一個。從這裡可以知道：兩個周期及振幅相等，而周相反反的諧振動在疊加時將互相抵銷，如果二者的方向是沿着同一直綫的話。

向量法可以用於任意多少個諧振動的合成，只要它們周期相等，方向沿着同一直綫。

对于两个方向沿着同一直线,但周期不相等的谐振动的合成,必须对各个时刻求出离开平衡位置的位移之和。在图解上,这表现为对应于同一时刻的坐标的相加。在此情况下,合成的运动将仍是振动,但已不是谐振动了。

然而,如果分振动的周期可通约的话,则此运动将为周期性的。其周期 T 等于分振动周期的最小公倍数。设 $T = kT_1 = nT_2$, 此处 k 与 n 为整数,则在时间 T 内,第一个振动经过 k 个完整的周期,第二个振动经过 n 个完整的周期。这样,每经过 T 秒,同时参与两个振动的质点之运动,将完全重复一次。

因为分振动的周相差随着时间连续地改变,所以这种合振动的图线有时具有非常奇怪的形状。要想确定同时参与两个谐振动的质点的位移,可以利用图 3 所示的矢量图:质点的位移等于矢量 OF 在 Y 轴上的投影。当两个分振动的周期一样的时候,由于二者之周相差(即角 $\beta_1 - \beta_2$) 保持一定,故矢量 OF 的长度不随时间改变。如果分振动的周期不一样,则矢量 OD 与 OE 以不同的速度旋转,周相差 $(\beta_1 - \beta_2)$ 连续地改变,因而,矢量 OF 的长度也将随时而变。做为一个例子,我们在图 4 上输出了两个谐振动 $y_1 =$

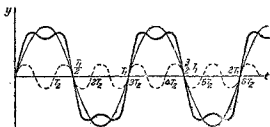


图 4. 周期分别为 T 与 $3T$ 的两个分振动相合成时所得到的图解

$a_1 \sin 2\pi \frac{t}{T_1}$ (虚线) 与 $y_2 = a_2 \sin 2\pi \frac{t}{T_2}$ (细黑线), 以及它们的和 (粗黑线) 的图线。其中第二个分振动的振幅 $a_2 = 0.25a_1$, 周期 $T_2 = \frac{1}{3} T_1$ 。

如果两个分振动的周期 T_1 与 T_2 彼此相差很少, 则当二者相合成时, 周相差, 亦即角 $\left(\frac{2\pi t}{T_1} + \beta_1\right) - \left(\frac{2\pi t}{T_2} + \beta_2\right)$ (圖 3) 將極慢地改变, 因而每轉一周 矢量 OF 的長度將变得很少。在此情況下, 合振动与諧振动的区别將在于: 其振幅已不再保持恒定, 而將很慢地、周期性地改变。振幅的这种周期性变化称为拍。由此可见, 分振动彼此間的周相差相对地來說很慢的, 周期性的改变乃是形成拍的原因。

如果在某一时刻, 被叠加的振动的矢量彼此間的相对位置以及对 Y 轴的相对位置都与圖 3 符合, 則再经过一段时间 θ 后, 各矢量就又回到这些位置上; 在時間 θ 內, 一个矢量在周相上比另一个落后了 2π ①。这一段时间 θ 就是拍的周期。在这一段时间內, 一个矢量比另一个矢量多轉了一周。由此可见:

$$\frac{\theta}{T_1} = \frac{\theta}{T_2} + 1,$$

亦即:

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = \frac{1}{\theta}, \text{ 或者 } \nu_1 - \nu_2 = \nu, \quad (1-17)$$

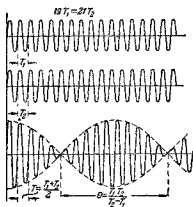


圖 5. 拍的圖解

此处 ν 为拍的周期的倒数, 叫做拍的频率, 等于 1 秒鐘內所形成的拍的数目。由此可知, 拍的频率等于二分振动的频率之差, 而拍的周期为:

$$\theta = \frac{T_1 \cdot T_2}{T_2 - T_1}. \quad (1-18)$$

在圖 5 上画出了两个振幅相等、周期相差很少的諧振动的圖解, 下面的曲线为合成振动的圖解。

① 这里的意思是: “在这一段时间 θ 內, 一个矢量比另一个矢量多轉了一周”, 即二者之周相差由 $\beta_1 - \beta_2$ 变为 $\beta_1 - \beta_2 \pm 2\pi$ 。并不是說二振动的周相差为 2π ——譯者。

設有由下列二方程

$$x = a_x \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \beta_x\right),$$

$$y = a_y \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \beta_y\right)$$

所描述的两个相互垂直的谐振动，其周期相等，振幅为 a_x 与 a_y 。当此二振动合成时，合成运动的轨迹应当在侧边长为 $2a_x$ 及 $2a_y$ 的矩形之内（圖 6）。

从分振动的方程消去变量 $\frac{2\pi t}{T}$ ，就得到这一轨迹的方程：

$$\frac{x^2}{a_x^2} + \frac{y^2}{a_y^2} - \frac{2xy}{a_x a_y} \cos(\beta_x - \beta_y) = \sin^2(\beta_x - \beta_y)。 \quad (1-19)$$

由解析几何知道，这个方程在一般情况下，是一个以坐标原点为心的椭圆的方程。当 $\beta_x - \beta_y$ 为某些数值时，这个方程变为一直线方程。由此可见，如果质点同时参与两个周期相等且相互垂直的谐振动，则它将或者沿着椭圆，或者沿着圆，或者沿着直线而运动。

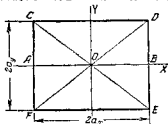


圖 6. 周相差为 $k\pi$ 的相互垂直的振动的合成

現在我們利用方程 (1-19) 到

几个特殊情况上，这些情况对我们今后是有用的。

1) 如果周相差 $\beta_x - \beta_y$ 等于 π 的偶数倍，亦即如果周相相同，则点 P 的轨迹将为圖 6 上的矩形 $FCDE$ 的对角线 FD 。

2) 如果周相差等于 π 的奇数倍，亦即如果 $\beta_x - \beta_y = (2k + 1)\pi$ ，因而周相相反的话，则点 P 将沿着圖 6 上矩形 $CDEF$ 的对角线 CE 运动。

3) 如果周相差等于 $\frac{\pi}{2}$ 的奇数倍，亦即如果 $\beta_x - \beta_y = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$ 的话，则点 P 将沿着以坐标原点为心，而轴与坐标轴重合的椭圆运动。

在最后一情况中, 当分振动的振幅相等时, 质点将沿着圆运动。由此可见, 两个周期相同、振幅相等、周相差为 $\frac{\pi}{2}$ 的奇数倍的谐振动, 彼此叠加时给出圆运动。这一运动将是匀速的, 因合成速度

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = \frac{2\pi a}{T}$$

为一恒量。

这一运动的方向取决于周相差的符号, 或者说, 取决于那一个振动超前: 是沿着 x 轴的还是沿着 y 轴的。

设在某一时刻, 点 P 沿逆时针方向循圆周运动到图 7 所示的位置上。速度在 x 轴上的投影 v_x 表明: 此时沿 x 轴的运动对应于第二个四分之一周期。速度在 y 轴上的投影 v_y 对应于沿 y 轴之振动的第一个四分之一周期。由此可见: 周相差 $\beta_x - \beta_y > 0$ 。如果点 P 是沿顺时针方向运动像第 8 图所示的那样, 则经同样的讨论可知, 在给定的时刻, 沿 x 轴的运动尚在第一个四分之一周期, 而沿 y 轴的运动已达第二个四分之一周期。因而, 周相差 $\beta_x - \beta_y < 0$ 。

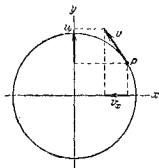


图 7. 周相差为 $\frac{\pi}{2}$ 的两个相互垂直的振动之合成

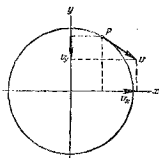


图 8. 周相差为 $-\frac{\pi}{2}$ 的两个相互垂直的振动之合成

由此可见,如果周相差为正的,则质点将沿逆时针方向运动,如果周相差为负的,则质点将沿顺时针方向运动。

为了表示出彼此叠加的两个相互垂直的振动的周相差对轨迹的影响,在图9上绘出了当周相差 $\beta_x - \beta_y$ 从0变到 2π 时,每隔 $\frac{\pi}{6}$ 的合运动轨迹;这里还有一个条件,就是分振动的振幅相等,亦即, $a_1 = a_2 = a$ 。

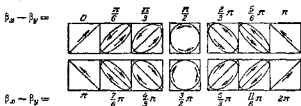


图9. 同时参与两个周期相同、振幅相等,且相互垂直的振动的点的轨迹

如果质点同时参与两个具有不同周期的、相互垂直的谐振动,则一般说来,质点的运动轨迹将非常复杂;分振动的周期之比愈为简单的数,质点的运动轨迹就愈简单。

在图10中表示出了两个振幅相等的振动彼此叠加时合运动的轨迹,二者周期之比为: a) 2:1, b) 3:2, a) 6:5; 周相差为0, $\frac{\pi}{4}$, $\frac{\pi}{2}$, $\frac{3}{4}\pi$, 和 π 。

这些图形叫做“利萨如图形”。

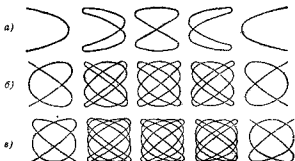


图10. 同时参与两个具有不同周期的、相互垂直的谐振动之质点的轨迹

§ 2. 阻尼振动

在前一节中，我們所研究的是無阻尼振动，这种振动沒有消耗在克服摩擦和介質阻力上的能量損失，因而具有一定的振幅。要激發起这样的振动，只要將物体从平衡位置引开一次，給它一些能量儲存就可以了。如果沒有摩擦和介質阻力所引起的損耗，此能量在全部振动時間內都保持一定。在实际的情况中，振动时总伴有能量的不断耗散。在帶有重錘的时鐘的摆振动时，能量的这种損耗依靠提起了的重錘的势能来补充；在有彈簧發条的鐘里，这种能量損耗靠变形了的發条的能量来补充，等等。如果能量的耗散得不到补偿，則振动物体的能量將逐渐减少，因而其振动的振幅也要减小。这样的振动称为阻尼振动。

在大多数实际情况下，当运动的速度不大，阻力又很小时，可以認為，在运动物体上作用着一个指向与速度相反的力，其大小与速度的数值成正比：

$$f = -bv = -b \frac{dy}{dt}, \quad (2-1)$$

此处 b 为阻力系数。

做諧振动的物体的总能量，与振幅的平方成正比。由于阻力的存在，这一能量不断减少，因而振幅也不断减小，經過一个周期后能量的减少等于周期开始时与終了时的能量之差：

$$\Delta W = \frac{m2\pi^2 a_0^2}{T^2} - \frac{m2\pi^2 a_1^2}{T^2}. \quad (2-2)$$

从另一方面看，这一能量的减少应该等于阻力在一个周期内所做的功，亦即应有：

$$\Delta W = \int_0^T -fv dt = \int_0^T bv^2 dt = \frac{bv_0^2}{2} T = \frac{b2\pi^2 a_0^2}{T^2} T, \quad (2-3)$$

所以能得到这个結果，是因为当阻力很小时，可以采用下式：

$$v = \frac{2\pi a_0}{T} \cos 2\pi \frac{t}{T} = v_0 \cos 2\pi \frac{t}{T}.$$

比较(2-2)式与(2-3)式, 可以导出一个周期起始与末了时振幅之间的相互关系:

$$\frac{m2\pi^2 a_0^2}{T^2} - \frac{m2\pi^2 a_1^2}{T^2} = b \frac{2\pi^2 a_0^2}{T^2} T, \quad a_0^2 - a_1^2 = -\frac{ba_0^2 T}{m};$$

$$a_1^2 = a_0^2 \left(1 - \frac{bT}{m}\right);$$

$$a_1 = a_0 \sqrt{1 - \frac{bT}{m}} \approx a_0 \left(1 - \frac{bT}{2m}\right) \quad (2-4)$$

这样改写实际上不引起什么误差, 因为根号内的第二项比1小得多。

由(2-4)式可以求出在一个周期内振幅的相对减小为:

$$\frac{a_1}{a_0} = 1 - \frac{bT}{2m}; \quad \frac{a_1 - a_0}{a_0} = -\frac{bT}{2m} \quad \text{或} \quad -\frac{\Delta a}{a} = \frac{bT}{2m}. \quad (2-5)$$

考虑到由于阻力而引起的能量损失和振幅减小过程是连续进行的, 我们用下列微分方程

$$-\frac{da}{a} = \delta dt \quad (2-6)$$

来代替式(2-5)。这里引入了一个符号:

$$\delta = \frac{b}{2m}. \quad (2-7)$$

数 δ 称为阻尼系数, 它表示出振幅在单位时间内减小了百分之几。由(2-7)显然可见, 阻尼系数的数值, 取决于阻力系数 b [参看(2-1)] 与运动物体的质量。

将方程(2-6)积分, 我们得到:

$$\int \frac{da}{a} = \delta \int -dt = -\delta t + \ln C, \quad (2-8)$$

此处 $\ln C$ 为某一常数。由此可见:

$$\ln a = -\delta t + \ln C,$$

故有:

$$\ln \frac{a}{O} = -\delta t, \text{ 或 } \frac{a}{O} = e^{-\delta t}. \quad (2-9)$$

此处 e 为自然对数的底。

设振幅 a 在 $t=0$ 时等于 a_0 , 以 $a=a_0$ 代入方程(2-9), 即可求得常数 O 的值, 并得到:

$$a_t = a_0 e^{-\delta t}. \quad (2-10)$$

通常用相隔一个全周期的二振幅的比值的对数来表征阻尼, 亦即用数

$$\ln \frac{a_t}{a_{t+T}} = \ln \frac{a_0 e^{-\delta t}}{a_0 e^{-\delta(t+T)}} = \ln e^{\delta T} = \delta T \quad (2-11)$$

来表征阻尼。这个数称为阻尼对数减缩。

由(2-11)可知, 经过相等的时间间隔 T 的振幅之比是一个常数, 等于 $e^{\delta T}$, 这就是说, 阻尼振动的振幅按指数律减小。对数减缩表征一个振动周期 T 内的阻尼, 而阻尼系数 δ 表征单位时间内的阻尼。

根据以上所述, 对阻尼谱振动, 我们有:

$$y = a_0 e^{-\delta t} \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + \beta\right) \textcircled{1}. \quad (2-12)$$

阻尼振动的固有周期 T_0 , 亦即运动物体连续两次以同一方向通过平衡位置所需的时间间隔, 与阻尼系数有关系, 因为摩擦和媒质阻力将减慢物体的运动。这一个周期 T_0 , 将比同一物体在无阻尼时的振动周期 T 为大。理论给出, 当阻尼系数为 δ 时, 固有振动周期 T_0 的表示式如下:

$$T_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{4\pi^2 - (\delta T)^2}} T. \quad (2-13)$$

我们顺便指出: 当阻力太大时, 分母中根号内为一负数, 而周期 T_0 成为虚数, 这表示: 被引离稳定平衡位置的物体将不振动。在这种情况下, 物体的运动为非周期性运动。

① 原文误排为 $y = a_0 e^{-\delta t} \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + \beta\right)$ ——译者。

举例来说,放在粘滞性很大的媒质中的摆,如果被引离平衡位置,其运动就是这样的。

§ 3. 受迫振动、共振和自动振动的概念

现在我们来研究物体除弹性力和阻力外,还连续地受到以某一周期 T 按正弦律变化着的外力作用时的情形^①。在此情况下,物体将以外力的周期 T 做受迫振动。振动的周相与振幅将取决于固有振动和受迫振动的周期以及阻尼系数。在振动刚开始时,亦即在所谓变定周期时,物体的振动将不是谐振动;因为在这个时候,物体的振动是受迫振动叠加于固有振动的结果,受迫振动是无阻尼的,其周期为 T ,角频率为 $\omega = \frac{2\pi}{T}$;固有振动是阻尼的,具有另一个周期 T_0 和角频率 $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}$ 。在变定期間,固有振动阻尼而停止,只剩下周期为 T 的受迫振动。

这一振动的振幅和周相,取决于周期(或角频率)与阻尼系数;它们之间的关系可以根据下面的考虑求出:在受迫振动变定以后的任何时刻,物体都受有下列诸力的作用:

1. 按正弦律变化的外来激發力

$$F_1 = F_m \sin 2\pi \frac{t}{T} = F_m \sin \omega t, \quad (3-1)$$

式中 F_m 为外力的最大值。

2. 阻止物体运动的力,它与物体运动速度有关,且指向永远与速度相反。

我们来研究下述的最简单情况[(参看(2-1)],这时,阻力在实际上可以足够正确地视为与速度的一次方成正比。

这样一来,有

$$F_2 = -bv = -b \frac{dy}{dt}, \quad (3-2)$$

^① 此句中“除弹性力和阻力外,还……”为译者所加。

此处 b 为阻力系数, 在数值上它等于速度为一个单位时的阻力。

我們已經知道[參看 (2-6) 与 (2-8)], 这个系数与阻尼系数 δ 以及振动物体的質量 m 之間有下列关系:

$$\delta = \frac{b}{2m}。 \quad (3-3)$$

3. 力圖使振动物体返回平衡位置的彈性恢复力

$$F_3 = -ky, \quad (3-4)$$

这里 k 是綫位移模量, 数值上等于位移为一个单位时的恢复力。

这三个力的合力使物体得到加速度 $\frac{d^2y}{dt^2}$, 因而有下列运动方程:

$$F_1 + F_2 + F_3 = m \frac{d^2y}{dt^2}。$$

將(3-1)、(3-2)和(3-4)所示的力的值代入, 得:

$$F_0 \sin \omega t - b \frac{dy}{dt} - ky = m \frac{d^2y}{dt^2}。 \quad (3-5)$$

对振动已变定的特殊情况解此微分方程的結果, 得出:

$$y = A \sin(\omega t + \varphi)。 \quad (3-6)$$

这一运动的参量——振幅 A 和初相 φ , 由下列公式确定:

$$A = \frac{F_0}{\sqrt{(m\omega^2 - k)^2 + b^2\omega^2}}, \quad (3-7)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\delta\omega}{\omega^2 - \omega_0^2}。 \quad (3-8)$$

当作用为靜定的时候, 設力 F_0 引起的位移为 L , 由于力 F_0 应与彈性力相平衡, 故有^①

$$F_0 = kL。$$

將这一数值代入(3-7), 并将 m 提出于根号外面, 再以 L 除等式两端, 就得到:

^① 这虽依原文直譯为: 当作用为靜定作用的时候, 力 F_0 在任何时刻都与彈性力相平衡, 因而它引起由式 $F_0 = kL$ 所决定的位移 L 。

$$\frac{A}{L} = \frac{k}{m \sqrt{(\omega^2 - \frac{k}{m})^2 + \frac{\delta^2}{m^2} \omega^2}} \quad (3-9)$$

將阻尼系数 $\delta = \frac{b}{2m}$ 和角频率 ω_0

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} = \sqrt{\frac{k}{m}}, \quad \frac{k}{m} = \omega_0^2, \quad (3-10)$$

代入式(3-9)得出:

$$\frac{A}{L} = \frac{1}{\sqrt{[\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 - 1]^2 + 4\delta^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} \frac{1}{\omega_0^2}} \quad (3-11)$$

这一等式的左边是已变定的振动的振幅与激發力最大值所能够引起的靜定位移之比。

分析这个公式,可以看到受迫振动的振幅,与受迫振动和固有振动的角频率以及阻尼系数,有着什么样的关系。对于 $\omega < \omega_0$ 的情况来说,从公式(3-11)可以明显地看到,当激發力的频率 ω 很小,亦即 T 很大时,振幅 A 与 L 相差不多。 ω 增大时,振幅 A 随着增大。当

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \sqrt{1 - \frac{2\delta^2}{\omega_0^2}} \quad (3-12)$$

时达到最大值。

$\frac{A}{L}$ 的最大值为:

$$\left(\frac{A}{L}\right)_{\max} = \frac{1}{\frac{2\delta}{\omega_0} \sqrt{1 - \frac{\delta^2}{\omega_0^2}}} \quad (3-13)$$

在阻尼很小时,振幅 A 可以达到非常大的值,而当 $\delta=0$ 时,依(3-13)公式,振幅应该是無穷大;当然,实际上不存在这种情况。

受迫振动振幅的这种当外力频率接近固有振动频率时的剧烈增长,就是共振现象。阻尼系数愈小,共振现象就表现得愈显著。圖 11 上按照 (3-11) 公式, 輸出了对应于不同的阻尼系数 δ 的曲

线，其横坐标为 $\frac{\omega}{\omega_0}$ 的值，纵坐标为量 $\frac{A}{I}$ 。

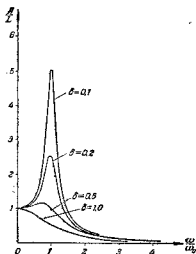


图 11. 受迫振动振幅与阻尼系数以及激势力的关系图解

上的图解中可以清楚地看到这一点。

方程 (3-5) 的解的分析导致下述结论：角 φ 在任何情况下都限于从 0 到 $-\pi$ 的范围之内。当 $\omega > \omega_0$ 的时候，受迫振动在周相上比外力落后一个角度，从 $\frac{\pi}{2}$ 到 π 。当外力的角频率趋向无穷大时，落后角趋向于 π ，而振动与外力周相相反。在共振的情况下，亦即当 $\omega \approx \omega_0$ 时，周相的落后近于 $\frac{\pi}{2}$ 。在外力的角频率非常小的时候，振动的周相将与外力的周相相近，亦即 $\varphi \approx 0$ 。

在图 12 中，对于不同的阻尼系数的值，表示出了周相相差的角度与外力频率对固有振动频率的比值之间的关系。从公式 (3-8) 和图 12 中可以明显地看到，阻尼系数愈小和固有振动的角频率愈大，曲线通过共振频率时就愈陡峭。

共振时的最大振幅并不能一下子建立起来，因为在这种情形

从图解及公式 (3-13) 显然可见，当 $\delta=0.1$ ， $\frac{\omega}{\omega_0} = 1$ 及 $\omega_0=1$ 时，受迫振动的振幅最大值，比外力在静定作用时所引起的位移超过五倍之多。

由此可见，当频率接近于共振频率时，受迫振动的最大振幅，近似地与固有振动的角频率成正比，而与阻尼系数成反比。

外力的频率进一步增加时，受迫振动的振幅减小，逐渐趋向于零，从公式 (3-11) 和图 11

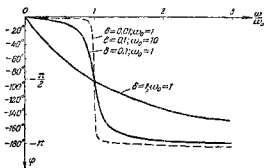


圖 12. 周相的差角与阻尼系数, 以及激發力和固有振動頻率之比值間的关系

下, 能量是以不大的一分分地傳遞过去的。共振物体的最大振幅愈大, 为达到最大可能的能量儲存, 物体所須完成的振動次数就愈多。

共振現象在許多物理过程和技术应用中占着重要的地位。在某些情况下, 共振現象是有害的。例如, 如果由于裝在船只上的任何一个平衡得不好的机器的工作而引起的振動頻率, 与固結船体的任一根梁的固有振動頻率相符合的話, 則因为發生共振, 这个梁的結合处的应力可能超过許可数值而开始損坏。在每一次振動中, 梁得到不大的一分能量, 但因为这些能量是按固有振動的节拍傳遞过去的, 所以后者的振幅和能量可以达到非常大的数值, 以至引起破坏。

公元 1904 年, 一队騎兵从埃及式的鏈桥上通过彼得堡的一道小河, 結果桥陷落了。事后知道, 这件惨案的發生是因为馬蹄对于桥的敲击恰恰和桥的固有振動合了拍, 由于共振, 使得桥的振幅增大到了破坏桥的程度。从这件惨案發生以后, 在軍事条例上就增訂了一条: 軍隊在通过桥的时候不走“齐步”。

工程師們都知道, 在初次开动渦輪机时, 由于渦輪机轉动的頻率与某些零件的固有頻率之間的共振, 可能引起毀坏。現代在設計强力的裝置时, 都要考虑到这种共振。在开动渦輪机时, 要使它

尽可能快地通过可以引起这种共振的频率，它等于在这方面有危险的涡轮机零件的固有振动频率。

在§1中我們研究了無阻尼振动，那里我們認為在振动过程中沒有能量的損耗。再进一步我們知道，任何振动的物体都要消耗能量在克服摩擦上面。但無阻尼振动还是可以得到的，只要由另外的能源补充所損耗的能量就可以了。例如，假若按照摆的固有振动的节拍不停地对摆加以冲击，摆就可以做無阻尼振动。

可以設想一种机构，其中外来作用是依靠一个稳定的能源来进行的。例如，在古式时鐘里，利用一个悬起的重錘的势能作为这种能源；在演奏提琴时，用琴弓均匀地摩擦琴弦，这个运动着的弓就是能源。如果振动物体本身能够調节傳入的能量和傳給它能量的時間，則这种振动就称为自动振动。这种振动不是諧振动。表在这种振动的量彼此間的数学关系是非綫性的微分方程，比起——例如——方程(3-1)來說，要复杂得多。

自动振动在自然界很难看到。在近代的技术中，特别是在無綫电技术中，这种振动具有極重大的意义。

鐘表可以作为自动振动系統的例子。鐘表的运轉由摆（或摆輪）来調节，其能源是悬起的重錘或旋紧了的发条。

§4. 彈性振动沿着直綫的傳播

A. 振动傳播的一般情形

相互間有彈性力連系着的微粒所組成的媒質，叫做彈性媒質。这种媒質的任何一个質点如果离开了平衡位置，就發生使它回到平衡位置的力；因而質点將做諧振动。因为在这个質点与其鄰近的質点間有相互作用力連系着，所以它的振动將傳遞給与之相鄰的質点，使此質点也發生振动；然后，振动又傳給下一質点，如此类推。这样一来，在媒質中一点所引起的振动，將沿着各个方向傳播开去。

振动传播的速度与媒质的性质有关,因而,当振动从一种媒质传入另一种媒质时,速度将发生改变。

媒质的各个质点以不同的周相做同样的振动的过程,称为波动过程。波,就是振动在媒质中的传播。显然,振动传播的速度同时也就是波的传播速度。振动沿着它而传播的空间中的线,我们称之为射线。

质点的振动可能沿着射线的方向,也可能与射线的方向垂直。前一种叫做纵振动,后一种叫做横振动。纵振动在固体、液体和气体中都可以传播,因为这些媒质在压缩或扩张形变时都产生企图恢复原形的弹性力。

横的机械振动只能发生在固体中,因为要激横振动,必须存在弹性的切变形变。在液体和气体中,当一层相对于另一层发生平移(切变)时,并不产生企图消除这一切变的弹性力。因此,在气体中和液体内部,不能发生横振动。

顺便指出,液体表面上的波,并不是由于弹性力产生的,这种波的产生是由于重力。在液面的凸出部分上,作用着重力(即突出部分液体的重量);而在液面的凹入部分上,作用着浮力(即指向向上,大小等于液面凹入部分所排开的液体重量的力)。当液体表面发生的波纹非常微弱时,起主要作用的不再是重力,而是表面张力。

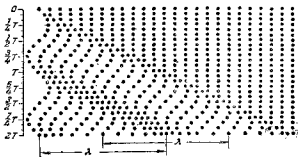


圖 18. 傳遞縱波的質點的位置

現在我們來考察一下：當在彈性媒質中某一點激發起來振動時，在振動傳播的直線上，各質點的位置分布如何，前面已經說過，我們將這一直線稱為射綫。

圖 13 中繪出了縱波的傳播情形。從圖中可以清楚地看到，密集區域與稀疏區域沿着射綫交替地排列着。圖中就二十四個不同時刻，從點 O 開始振動的時刻 $t=0$ 到時刻 $t=2T$ ，表示出了各質點的位置分布。

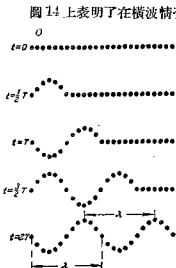


圖 14. 傳遞橫波的質點的位置

由圖中顯然可見，沿着射綫，交替地排列着質點上移的區域和下移的區域，也就是說，交替地排列着峰和谷。在這兩個圖中，振動傳播的速度是這樣選取的：在這個速度下，每一個周期內振動傳播的距離，十二倍於二相鄰質點間之間隔。

B. 波長與振動傳播速度

振動在一個周期中所傳播的距離，叫做波長。波長通常用 λ 表示，它與振動的周期 T 以及振

動的傳播速度 c ，有着下列關係：

$$cT = \lambda. \quad (4-1)$$

因而與振動的頻率 $\nu = \frac{1}{T}$ 間的關係為：

$$\nu\lambda = c \quad (4-2)$$

波長還可以定義為任何兩個以相同的周相振動的，相鄰近的質點間的距離。在特殊情況下，當波為縱波時，可以說波長就是二相鄰密集中心或者二相鄰稀疏中心間的距離。當波為橫波時，可以說波長就是二相鄰波峰（或波谷）間的距離。

显然，由周期相同的振动所形成的波，在不同的媒質中，將具有不同的波長，而且，波長与振动的傳播速度成正比。

正如前面已經講过的，振动的傳播速度，亦即波的傳播速度，只与媒質的性質有关。在縱波傳播时，密集和稀疏以波的傳播速度移动；在橫波傳播时，峰和谷以波的速度移动。此速度与媒質質点的振动的速度、頻率以及振幅都沒有关系。由此可見，質点繞着它而振动的中心在波的射綫方向上的位置，始終都不改变。也就是說，在射綫方向上的質点的平均位置保持恒定。

振动的傳播速度取决于媒質的密度和彈性：对于縱振动來說，取决于伸張或者壓縮彈性模量；对于橫振动來說，取决于切变彈性模量。

縱振动沿着無限長的、粗細均勻的棒的傳播速度，可以根据下面的考虑推算出来。

假定棒的一端受到一个槌子的打击，結果，棒上靠近打击的地方就被压紧，产生彈性的壓縮形变；这时出現力圖恢复原来密度的彈性力，又引起鄰近区域的压缩。这样下去，被压紧的部位將沿着棒以某一速度 c 傳播，我們所要确定的就是这个速度。

棒所受到的冲量 (ft) ，應該等于 $F \cdot \Delta t$ ，即 $(ft) = F \cdot \Delta t$ ，而引起棒彈性形变的力 F ，依赖于相对形变 $\frac{\Delta L}{L}$ ，压缩彈性模量 E ，以及棒的横截面面积 S 。我們將認為面积 S 在棒發生形变时保持一定。按照胡克定律，有下列等式：

$$F = E \frac{\Delta L}{L} S。$$

在時間 Δt 內，变形傳播的距离为 $c \cdot \Delta t$ 。对应于这一距离的一小段棒的质量，由于密度增加了 $\Delta \rho$ 而增加了 Δm 。在棒的横截面不变时，密度的增加等于 $\Delta \rho = \frac{\Delta L}{L} \rho$ ，而质量的增加由量 $\Delta \rho$ 与这一小段棒的体积的乘积来确定，亦即，

$$\Delta m = \Delta \rho S c \Delta t = \frac{\Delta L}{L} \rho S c \Delta t。$$

被压紧部分所得到的动量为

$$\Delta(m c) = \Delta m \cdot c = \frac{\Delta L}{L} \rho S c^2 \Delta t。$$

因为冲量等于动量的增量,故有

$$E \frac{\Delta L}{L} S \Delta t = \frac{\Delta L}{L} S \rho c^2 \Delta t;$$

从而得到:

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}。 \quad (4-3)$$

由此可见,纵振动的传播速度,等于线性伸长(或压缩)弹性模量与媒质密度的比值的平方根。

横振动传播速度的表示式也与此类似,为:

$$c = \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \quad (4-4)$$

此处 G 为切变弹性模量。

在固体中,纵振动和横振动都能够传播,纵振动的传播速度比横振动大些,因为压缩或伸长弹性模量数值上要比切变弹性模量大,亦即 $E > G$ 。

B. 波动方程

现在我们来推导描述波沿着射线传播的公式——所谓射线方程或波动方程。这个方程确定在射线方向上的任何一个振动质点,在任一时刻的位移。

设波以不变的振幅 a 沿着直线(图 15),以速度 c 从 O 向 N 传播;且在点 O , 振动方程为

$$y_0 = a \sin 2\pi \frac{t}{T},$$

此处 y_0 是点 O 在时刻 t 的位移。这样,我们就是选了点 O 沿正方向运动通过平衡位置的时刻做为开始计算时间的起点。现在要问

的是：射线方向上距 O 点为 x_1 远的 A 点，振动方程如何？点 A 在振动过程中要比点 O 迟一段时间 τ ，这段时间就是波从 O 传到 A 所需的

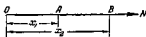


图 15. 推导波动方程用图

时间，因为 A 点到 O 点的距离为 x_1 ，而波的传播速度为 c ，故 $\tau = \frac{x_1}{c}$ 。由此可见，从点 A 沿正方向通过平衡位置的时刻开始到时刻 t ，所经时间为 $t - \tau = t - \frac{x_1}{c}$ ，故点 A 的振动方程为：

$$y_A = a \sin 2\pi \frac{t - \tau}{T} = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_1}{cT} \right).$$

依(4-1)式， $cT = \lambda$ ，故有

$$y_A = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_1}{\lambda} \right), \quad (4-5)$$

或者写为：

$$y_A = a \sin \left(2\pi \frac{t}{T} - 2\pi \frac{x_1}{\lambda} \right). \quad (4-6)$$

可见，点 A 的振动方程与点 O 的振动方程，仅仅在初周相上有所不同。

利用同样的方法可以求得，位于距 O 点 x_2 远处的点 B ，振动方程为：

$$y_B = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_2}{\lambda} \right) = a \sin \left(2\pi \frac{t}{T} - 2\pi \frac{x_2}{\lambda} \right).$$

由此可见，在点 A 和点 B 的振动的区别也仅在于初周相不同。在点 A ，初周相 $\beta_1 = -2\pi \frac{x_1}{\lambda}$ ；在点 B ，初周相 $\beta_2 = -2\pi \frac{x_2}{\lambda}$ 。二者之差为

$$\beta_1 - \beta_2 = 2\pi \frac{x_2 - x_1}{\lambda}. \quad (4-7)$$

如果在点 A 和点 B 的振动的周相之差为 π 的偶数倍，则这两个点在同一时刻向着同一侧运动，且同时改变运动方向，二者的运

动基本量——位移、速度、加速度等在时间上恰相符合。因而，在这种情形下，我们说在点 A 和点 B ，振动的周相是同样的。

对于这种情况，有

$$\beta_1 - \beta_2 = 2\pi \frac{x_2 - x_1}{\lambda} = 2k\pi,$$

以及

$$x_2 - x_1 = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (4-8)$$

此处 k 为任意整数。

由此可见，如果点 A 与点 B 间的距离为半波长的偶数倍，则此二点将以相同的周相振动。

如果在点 A 和点 B 的振动周相之差为 π 的奇数倍，亦即，如果

$$\beta_1 - \beta_2 = 2\pi \frac{x_2 - x_1}{\lambda} = (2k+1)\pi,$$

则此二点间的距离将为

$$x_2 - x_1 = (2k+1) \frac{\lambda}{2},$$

亦即等于半波长的奇数倍。

在这种情形下，点 A 和点 B 的一切运动基本量数值虽然相同，但它们的符号却是相反的。举例来说，当振动为横振动时，如果在某一时刻，某一质点位移向上，则另一质点在同一时刻将向下位移同样的距离。在这种场合下，我们说，在点 A 和点 B 的振动周相相反。

如果振动源点 O 在两种媒质的界面上，而振动传播速度在二者中不相等，则比较分别位于这两种媒质中的点 A 与点 B 的振动时，应该以波数来表示点 A 和点 B 距 O 点的距离。若这两个波数之差为二分之一的偶数倍，则点 A 与点 B 以相同的周相振动；若二波数之差为二分之一的奇数倍，则两点的振动周相相反。

在这时，应当注意到，按公式(4-1)，在不同的媒质中波长不相

等,它正比于波的传播速度。

由此可见,如果

$$\frac{x_2}{\lambda_2} - \frac{x_1}{\lambda_1} = \frac{x_2}{c_2 T} - \frac{x_1}{c_1 T} = 2k \cdot \frac{1}{2}, \quad (4-9)$$

则点 A 与点 B 的振动周相相同。如果

$$\frac{x_2}{\lambda_2} - \frac{x_1}{\lambda_1} = \frac{x_2}{c_2 T} - \frac{x_1}{c_1 T} = (2k+1) \cdot \frac{1}{2}, \quad (4-10)$$

则点 A 与点 B 的振动周相相反。

从波动方程 (4-5) 中可以得出重要的关系:先求出位移 $y = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$ 对于时间 t 的二级偏微商和对于坐标 x 的二级偏微商,再以后者除前者,并以 $\lambda = cT$ 代入,就得到:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \div \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{4\pi^2 a}{T^2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \div \left[-\frac{4\pi^2 a}{c^2 T^2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \right] = c^2. \quad (4-11)$$

这就是说:位移对时间的二级偏微商与对坐标的二级偏微商之比,等于波的传播速度的平方。

Γ. 驻波

如果在均匀媒质中沿直线传播着的波遇到了另一种媒质,且二媒质的交界面为垂直于射线的平面,则波将部分地进入第二种媒质,部分从交界面反射回来;在完全反射时,形成入射波与反射波的振动的振幅保持不变。振动的周相反射时是否改变则视媒质的性质而定:如果波从密度较小的媒质反射回来(亦即如果波在这种媒质中的传播速度比在第一种媒质中大时),则振动的周相保持不变。如果波从密度较大的媒质反射回来(即如果波在这种媒质中的传播速度比在第一种媒质中小时),则振动的周相改变 π 。这个结论是由弹性理论中推导出来的,并且已被实验所证实。

现在我们来研究,当两个周期相同的波以相反的方向同时沿着一条直线传播时,线上各点的振动如何。举个例子来说,由圆

16的 O 点的無阻尼振动所激發起来的波沿着直綫 OC 傳播时, 情形就是这样。在点 C , 波从垂直于射綫的平面(第二种媒質的界面)上反射回来, 然后沿着同一直綫傳播, 但方向是从 C 到 O 。在此情况下, 直綫 OC 上

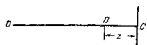


圖 16. 研究前进的波与反射波的叠加用图

所有的点, 將参与两个振动, 一个是由 O 向 C 傳播的原来的波所引起的振动, 一个是沿相反方向从 C 向 O 傳播的反射波所引起的振动。

假定: 直綫上各点的振动是在圖紙的平面内进行的; 且無論是在原来的波中还是在反射波中, 振动的振幅在直綫 OC 的整个长度上都保持同样; 并且在反射时, 振动的周相不發生改变, 亦即波是从較疏的媒質中反射回来的。現在要問, 直綫 OC 上的各个点的合振动振幅如何呢? 这一个問題可以用下述方法得到解答: 在直綫 OC 上任选的一点 D (圖 16), 將两个振动叠加起来。取点 D 至波源点 O 的距离等于 x , 至反射点 C 的距离等于 z 。这时, 根据(4-6)式, 原来的波在点 D 所引起的振动的方程式为

$$y_1 = a \sin\left(2\pi \frac{t}{T} - 2\pi \frac{x}{\lambda}\right),$$

而反射波在点 D 所引起的振动的方程式为

$$y_2 = a \sin\left(2\pi \frac{t}{T} - 2\pi \frac{x+z}{\lambda}\right)。$$

由此可见, 二分振动的初周相將分别为 $\beta_1 = -2\pi \frac{x}{\lambda}$ 与 $\beta_2 = -2\pi \frac{x+z}{\lambda}$ 。引用(1-15)式和(4-7)式, 我們得到:

$$\begin{aligned} A^2 &= 2a^2 + 2a^2 \cos\left(-2\pi \frac{x}{\lambda} + 2\pi \frac{x+z}{\lambda}\right) = \\ &= 2a^2 \left(1 + \cos 2\pi \frac{z}{\lambda}\right) = 4a^2 \cos^2 \frac{2\pi z}{\lambda}, \end{aligned}$$

故

$$A = 2a \cos 2\pi \frac{z}{\lambda}. \quad (4-12)$$

利用公式(1-16)①, 可以求得在点 D 合振动的初相:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \beta &= \frac{a \sin\left(-2\pi \frac{x}{\lambda}\right) + a \sin\left(-2\pi \frac{x+z}{\lambda}\right)}{a \cos\left(-2\pi \frac{x}{\lambda}\right) + a \cos\left(-2\pi \frac{x+z}{\lambda}\right)} = \\ &= \operatorname{tg}\left(-2\pi \frac{x+z}{\lambda}\right), \end{aligned}$$

因而,

$$\beta = -2\pi \frac{x+z}{\lambda}. \quad (4-13)$$

由(4-12)显然可见, 在直线 OC 上的不同各点, 合振动的振幅互不相同。当 $\cos 2\pi \frac{z}{\lambda} = \pm 1$, 或者说当 $2\pi \frac{z}{\lambda} = 2k \frac{\pi}{2}$, $z = 2k \frac{\lambda}{4}$ 时, 振幅将为最大值。也就是说, 在离开反射点的距离为四分之一波长的偶数倍那些点, 振幅最大。

在 $\cos 2\pi \frac{z}{\lambda} = 0$, 或者说 $2\pi \frac{z}{\lambda} = (2k+1) \frac{\pi}{2}$, 即 $z = (2k+1) \frac{\lambda}{4}$ 的那些点, 亦即在离开点 C 的距离为四分之一波长的奇数倍那些点, 振动的振幅将等于零。对于这些点, 原来的波引起的位移, 在任何时刻都为反射波引起的位移所抵消。

在一般情况下, 同周期的波的相互叠加称为波的干涉。在特殊情形下, 两个波沿相反方向传播, 这时发生的叠加现象称为驻波。在驻波中, 振幅最大的那些点叫做驻波的波腹, 振幅最小的那些点叫做驻波的波节。图 17 所表示的就是上述的驻波。图中标出了直线 OC 上各个点振动范围的边界。实线所示的极端位置经过半个周期, 就为虚线表示的位置所代替。在点 C 和诸点 P 处是波腹, 在各 Q 点处是波节。相邻两个波腹或相邻两个波节间的距离等于 $2 \cdot \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2}$, 亦即等于半波长。

① 原文误印为(4-6)——译者。

依(4-13)式可知,驻波中所有各点,振动的初周相相同;这是



圖 17. 波从較疏的媒質中反射時所產生的駐波

因为 $x+z=OC$ 是一个恒量。但是,就振幅來說,依照(4-12)式,对于直綫 OC 上位于任一波节兩側的点,得到不同的符号。考虑到这个,应得出下述結論:在两个波节之間的所有各点,振动的周相相同,而在由波节分开的两个

相鄰区段上,振动的周相相差 π 。

以上所研究的駐波形成的例子对应于波从較疏媒質的界面上反射回到較密媒質中的情形。在这种情形下,振动的周相在反射时不發生改变。前面曾經說过,如

果波是从較密的媒質反射回来的,則振动的周相在反射时改变数值 π (圖 18)。在此情况下,原来的波在反射点(圖 18 中 C 点)所引起的

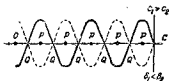


圖 18. 波从較密的媒質中反射回来时所形成的駐波

引起的,与其等值而反向的位移所抵銷。結果,在此点形成駐波的波节。圖 18 所表示的就是这种情况下的駐波圖象,它与圖 17 所示情形的不同仅仅是:波节与波腹在 OC 綫上,相对于反射点(即点 C)移动了四分之一波長。

在結束本节时我們指出,在彈性綫狀物体——例如彈性棒或彈性帶子中的某些点引起彈性压缩、伸長或切变的短暫的冲击,也要沿着物体傳播,在它后边留下的是已不再有形变的区域。

設圖 19 上的虛綫表示在上述綫上某点激起切变变形后的某一时刻 t_1 沿綫各質点的位置分布。如果形变依箭头所示方向向右傳播,則在以后的某一时刻 t_2 , 各点將占据圖中实綫所示的位置。在時間間隔 t_2-t_1 內,質点 A 以向上的某一速度 v 和动量 mv

回到位置 A_1 。这时,在点 A 上作用着从移到下面去了的点 B 那里来的力。此力的冲量使点 A 停止下来。在时刻 t_2 时静止着的质点 C ,受到由已经移动了的点 D 那方面来的力 f_1 的作用,开始向上运动。

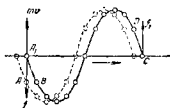


圖 19. 單个脉冲所成的波过去后留下平滑的外表

§ 5. 波在空間中的傳播

A. 惠更斯原理

在所有各方向性質完全相同的媒質称为各向同性媒質。在不同方向性質不同的媒質称为各向异性媒質。

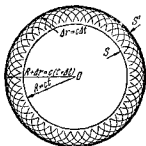


圖 20. 按照惠更斯原理作出球面波的波陣面

現在我們來研究振盪在各向同性的彈性媒質中的傳播情形。設在圖 20 上, 点 O 为振盪中心, 亦即振盪發源的点。由于媒質是彈性的, 故振盪將傳遞給鄰近的質点, 然后再从这些質点一个接一个地傳下去, 这样, 波就在空間中傳播起来了。

由波所同时达到的各个点的几何位置所构成的面, 或者說, 以相同周相振盪的各个点所联成的面, 叫做波陣面或者波前。

显然, 在各向同性媒質中, 当波源为一点时, 波陣面將为球面。其橫断面为圓, 如圖 20 所示。在各向异性媒質中, 由于波的傳播速度与方向有关, 波面將成为別的样子, 比如說, 成为橢球面。如果源点离开無穷远, 則波陣面表现为平面; 这时, 波被称为平面波。在各向同性媒質中, 波陣面在任何时候都与波的傳播方向相垂直, 也就是說, 与射綫相垂直。

位于波的路程上的所有各点都要振动，因而，它们中的任一个都可以看做是次级振动的中心。如果媒质是各向同性的，从它们那里传播出球面波；如果媒质是各向异性的，则传出其他样子的波。以这些次级振动中心为源点的波，我们将称其为次级波。

荷兰物理学家惠更斯从这样的想法出发，在十七世纪末叶，提出了一个方法，利用这个方法，可以根据前一时刻的一个波阵面，作出对应于任一时刻的波阵面。这一个方法是以所谓惠更斯原理为基础的。此原理可叙述如下：“波所传播到的每一个点，都可以看做是次级波的波源。如果这些点位于对某一时刻 t 所作出的波阵面 S 上，则以这些点为波源对于时间 Δt 所作出的波阵面的外包面，就是对应于时刻 $t + \Delta t$ 的波阵面 S' ”。

在图 20 上表明了怎样作出球面波的波阵面，在图 21 上表明了怎样作出复杂形状的波的波阵面。

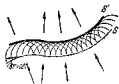


图 21. 按照惠更斯原理作出复杂形式的波的波阵面

在这两个图中， S 为位置已知的波阵面， S' 为根据惠更斯的方法所作出的波阵面。

在根据惠更斯原理来作波阵面的时候，可以只画出球形次级波的一部分，即对于作出在原来的波传播的那一侧的包面为必需的那一部分。这一包面我们在前边曾称之为外包面。

惠更斯将光波看做假想媒质——宇宙以太中的弹性波，他曾利用自己的方法来解释光波的传播。又经过 160 年，菲涅耳对惠更斯原理做了补充，他指出：次级波彼此相互重叠而发生干涉，只有在它们的波阵面的外包面上，才能显现出来，而在其余的点，它们互相抵销。如果有障碍物阻止了次级波源所在的波阵面的一部分，破坏了波阵面的完整性，则在其几何阴影的边界附近各点，次级波重叠时也可能不相互抵销，而进入几何阴影区域之内。由此可见，波原来能够绕过障碍物，并不是沿着直线传播的。但是这种现象只有在波长可以与障碍物的尺寸相比较时才能显露出来。这

种现象叫做绕射。以后我们将熟悉光波的绕射现象。

B. 波的反射与折射定律

惠更斯原理可以用来解释波的反射与折射定律。

设有以平行射线 AC 及 BD (图 22) 为界限的平面波, 以速度 C 在一种均匀媒质中传播, 行进途中遇到另一种媒质的界面, 从那里反射回来。因为波是平面波, 所以射线束是平行的, 且对任何时刻所作出的波阵面都是与射线束相垂直的平面, 对应于射线 AC 到达媒质分界面上点 C 的这—时刻的波阵面当然也是这样。在图上以线段 CE 表示此波阵面。

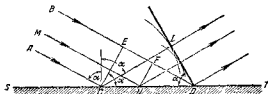


图 22. 根据惠更斯原理推导反射定律

为了确定波在反射以后的传播方向, 只需对任一时刻, 作出射线束的波阵面来。我们选择边上的射线 BD 到达点 D 的时刻来作这个波阵面, 这时射线束中全部射线都已发生反射。对应于这一时刻的波阵面是诸次级半球形波的包迹, 这些次级波是从相应于射线束中诸射线的反射点作出的。因为波是以一个角度射到媒质分界面 (ST 平面) 上的, 故各射线不能同时反射, 因而, 上述诸半球形次级波的半径互不相等。每一个半径的长度, 等于在相应的射线反射时, 入射波的波阵面离开 D 点的距离。对于边上的射线 AC 来说, 次级波的半径等于 ED 。对于另一边上的射线 BD 来说, 次级波的半径等于零。对于中间的射线, 比如对 MN 来说, 次级波的半径将等于 FD , 因为在射线 MN 反射的时候, 入射波的波阵面位于 NF 处。此二半球的球心 O 与 N 离 D 点的距离, 正比于在射线 AC 及 MN 反射时波阵面距点 D 的距离, 也就是说, 正

比于二半球的半径。由此可见，过点 D 所引以 C 为心的半球的切面，将也是以 N 为心，或以各射线的任一反射点为心的半球的切面。可见这一个切平面（在图中，由直线 DL 表示）就是诸次级波的包面，也就是反射后的平面波的波阵面。

入射线与反射平面的法线间的夹角称为射线的入射角。在图 22 中，显然，入射角等于入射平面波的波阵面与反射平面所夹的角 α ；并且（由于三角形 CED 与 CLD 全等）等于反射的平面波的波阵面与反射平面间的夹角。由此可见，反射角等于入射角。

如果波从一种媒质进入另一种媒质，则一般说来，其传播方向要发生改变，也就是说，波发生折射。

设有由平行射线 AC 与 BD 所范围的平面波（图 23），在第一种媒质中以速度 c_1 传播，

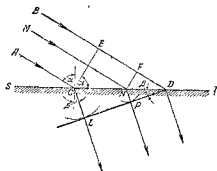


图 23. 由惠更斯原理推导折射定律

到达第二种媒质，在此媒质中波以另一个速度传播，比如说，以速度 c_2 传播，且 $c_1 > c_2$ 。假定媒质的界面为平面（图中 ST ），入射角为 α ，即媒质界面与波阵面的夹角（或者说射线与界面在入射点的法线间的夹角）为 α ， α 不等于零。为了要确定波在第二种媒质中的传播方向，我们再利用惠更斯的方法，对应于射线 BD 到达媒质界面上点 D 的时刻，作出诸次级半球形波。

在前一时刻，当射线的另一边线 AC 到达点 C 时，波阵面位于位置 CE ，距点 D 的距离为 ED 。波在第一种媒质内以速度 c_1 通过这段距离，所需时间为 $\frac{ED}{c_1}$ 。在这一段时间内，从 C 点出发的次级波，以速度 c_2 在第二种媒质中传播，形成半径等于 $c_2 \frac{ED}{c_1}$ 的半

在前一时刻，当射线的另一边线 AC 到达点 C 时，波阵面位于位置 CE ，距点 D 的距离为 ED 。波在第一种媒质内以速度 c_1 通过这段距离，所需时间为 $\frac{ED}{c_1}$ 。在这一段时间内，从 C 点出发的次级波，以速度 c_2 在第二种媒质中传播，形成半径等于 $c_2 \frac{ED}{c_1}$ 的半

球。由 D 点引至此半球的切面，与平面 ST 交成角 β ，这个角由下式确定：

$$\sin \beta = \frac{CL}{CD} = \frac{c_2}{c_1} \frac{FD}{CD} = \frac{c_2}{c_1} \sin \alpha, \quad (5-1)$$

这是因为，根据圖 23，比值 $\frac{ED}{CD}$ 等于入射角的正弦。

由射綫 MN 到达媒質界面之点 N 作同样的半球形波，可以看到，此半球的半徑將为 $\frac{FD}{c_1} \cdot c_2$ ，而由点 D 引至此半球的切面与媒質界面間的夾角 β （參看圖 23），与 (5-1) 式所給出的角 β 数值相等：

$$\sin \beta = \frac{NP}{ND} = \frac{c_2}{c_1} \frac{FD}{ND} = \frac{c_2}{c_1} \sin \alpha,$$

盖因比值 $\frac{FD}{ND}$ 等于入射角的正弦。由此可見，以 N 为心的半球的切面 PD ，与切面 LD 恰相重合，因而，这一切面就是諸次級波的包面。这样一来，在第二媒質中，波陣面就是平面 LD ，波的傳播方向就是这一平面的法綫方向；也就是說，折射角为角 β 。

根据 (5-1) 式，有下列等式：

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2} = n, \quad (5-2)$$

这就是說：入射角正弦与折射角正弦之比，等于波在第一种媒質中的傳播速度与波在第二种媒質中的傳播速度之比。这一比值称为第二种媒質对第一种媒質的折射率。公式 (5-2) 就是波从一种均匀的各向同性媒質进入另一种均匀的各向同性媒質时的折射定律。

波的反射定律和折射定律也可以由另一个原理出發而推导出来。这一原理就是：“射綫从一点傳到另一点所循的路徑是需要時間最少（或者，在某些特殊情況下，是最大）的路徑”。这个原理是費馬在十七世紀时，作为几何光学的基本原理而提出的。

我們現在利用費馬原理來导出折射定律。設：在均勻的各向

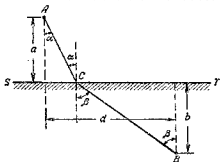


圖 24. 根據費馬原理來推導折射定律

同性媒質中的點 A (圖 24) 激發起了波, 波在這種媒質中的傳播速度為 c_1 。此波傳播到位於另一種均勻的各向同性媒質中的 B 點, 在這種媒質中的波速為另一數值 c_2 。媒質的界面為平面

ST 。點 A 與點 B 到此平面的距離依次為 a 及 b 。 A 和 B 在平面 ST 上的投影彼此距離為 d 。

如果射線由 A 點出發, 以入射角 α 投射於 ST 平面上的 C 點, 然後射到點 B , 折射角為 β ; 則射線通過這一段路程 ACB 所需的時間應等於

$$t = \frac{AC}{c_1} + \frac{CB}{c_2} = \frac{a}{c_1 \cos \alpha} + \frac{b}{c_2 \cos \beta} \quad (5-3)$$

由圖 24 中可以清楚地看到, 確定 A 點和 B 點位置的各個量, 相互間有着下列關係:

$$a \operatorname{tg} \alpha + b \operatorname{tg} \beta = d. \quad (5-4)$$

按照費馬原理, 射線由 A 射達平面 ST 的入射角 α 應該符合下述條件: 在這一入射角下, 時間 t [式 (5-3)] 為最小值 (或者, 在特殊情況下, 為最大值)。當入射角 α 的值能夠使

$$\frac{dt}{d\alpha} = 0$$

時, 這一條件將可滿足。

將等式 (5-3) 對 α 求微商, 得:

$$\frac{a \sin \alpha}{c_1 \cos^2 \alpha} + \frac{b \sin \beta}{c_2 \cos^2 \beta} \frac{d\beta}{d\alpha} = 0. \quad (5-5)$$

將等式 (5-4) 對 α 求微商, 得:

$$\frac{a}{\cos^2 \alpha} + \frac{b}{\cos^2 \beta} \frac{d\beta}{d\alpha} = 0, \quad (5-6)$$

由(5-6)解出 $\frac{d\beta}{d\alpha}$ ，并将得到的值代入(5-5)，就得到：

$$\frac{a \sin \alpha}{c_1 \cos^2 \alpha} - \frac{b \sin \beta}{c_2 \cos^2 \beta} \frac{a \cos^2 \beta}{\cos^2 \alpha \cdot b} = 0,$$

再经过简单的化简，就得出折射定律(5-2)：

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2} = n_0$$

B. 波的直线传播

波在均匀的各向同性媒质中的直线传播，也可以利用惠更斯原理来加以解释。这个解释是在十九世纪初，由菲涅耳以他自己的方法为基础所首先给出的。菲涅耳将波阵面分成许多“带”，并计算由波阵面上的各个点(次级波的波源)所发出的次级波的周相、振幅和能量，这些次级波在相互重叠时发生干涉。这种“分带法”不仅能够解释光波在均匀的各向同性媒质中直线传播，而且使人们有可能简单地解释各种各样的绕射现象。

设有从点源 S 向各个方向传播开来的一个球形波阵面 PQ (图 25)。按照惠更斯原理，这个波阵面上的每一个点，都可以作为次级波的中心；这些次级波彼此重叠，只有在它们的球形波阵面的外包面上，它们才相互加强，而在空间中其它的点，它们由于干涉而相互抵消。现在我们来考察所有这些次级波在点 K 彼此叠加的结果。首先我们将波阵面分划成许多所谓“菲涅耳”带：以 K 为心，并依次以 $d + \frac{\lambda}{2}$ 、 $d + 2 \cdot \frac{\lambda}{2}$ 、 $d + 3 \cdot \frac{\lambda}{2}$ ……等为半径在球形波阵面上划出一系列的圆，这里 $d = KB$ 。这些圆将波阵面分割成一系列环形带状区域。由相邻的带上的相应各点传到点 K 的次级波，周相将相差 π ，这是因为这些点(次级波的中心)距点 K 的距离相差 $\frac{\lambda}{2}$ 。这里我们所说的相应的点是指那些相对于环带的边缘占

有同样位置的点。由半径最小的圆所范围起来的带（图 25 左边）称为第零个带，与其相邻的称第一个带，再下去是第二个带，依此类推。可以证明，这些带的表面随着其排号的增大而减小，形成算术级数。因此可以认为：每一个带的面积等于与其相邻的两个带的算术平均值。

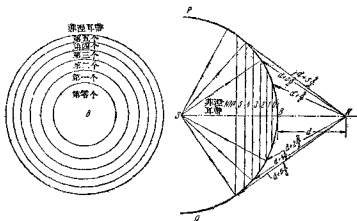


图 25. 将球形波阵面分成非涅耳带

每一个带上的每一个点，都有波传至点 K 。由任何一个带上的全部的点（次级波的中心）传来的振动的振幅，与由其相邻的带上的全部的点传来的振动振幅不相等；因为，上面已经说过，带的面积是随着带的编号渐次减小的，而且点 K 距各个带的距离也不相等，带的排号愈大，这一距离就愈远。

由离开点 K 较近的带上各点传来的波，其能量与振幅要比较大些。而由离点 K 较远的带，亦即由编号较高的带上各点传来的波，能量与振幅则比较小些。

我们来说明这点：如果在某一点有一个波源，则其能量将按球面平均分配给媒质中与其相联系各个质点。随着时间的进行，波将愈传愈远，球面愈来愈大，而单位面积上所得到的能量将愈来

愈小。若波源每單位時間發射出的能量为 W ①，則在与波源相距 r_1 远的地方，1 厘米² 球面每單位時間所得到的能量將为 $E_1 = \frac{W}{4\pi r_1^2}$ ，而在距离 r_2 处，这一能量將为 $E_2 = \frac{W}{4\pi r_2^2}$ 。由此可見，單位面积在單位時間內所得到的能量，与該面积离开波源的距离平方成反比：

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2} \quad (5-7)$$

振动的能量与振幅的平方成正比，因而，

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{ka_1^2}{ka_2^2} = \frac{r_2^2}{r_1^2}, \quad \frac{a_1}{a_2} = \frac{r_2}{r_1} \quad (5-8)$$

也就是說：从波源向空間中傳播着的波的振幅，与波离开波源的距离成反比地减弱。从这里可以知道，由次級波源傳到点 K 的波，在該点引起的振动振幅大小，要看該次級波源所在的那一个菲涅耳帶的排号而定；帶的排号愈大，它在 K 点引起的振动振幅就愈小。除此以外，帶的排号愈大，帶的表面的法綫与向点 K 傳播的波的傳播方向間的夾角就也愈大，因而，到达該点的波的振幅及能量也就愈小。

总之，由第 n 个菲涅耳帶上所有的点傳到点 K 的波，在該点引起的合振动的振幅，比由第 $n+1$ 个帶上的点傳到 K 点的波在該点所引起的振动振幅要大些，而比起由第 $n-1$ 个帶上的点傳来的波所引起的振动振幅要小一些。也就是說， $a_{n+1} < a_n < a_{n-1}$

由任何一个帶上所有的点傳到 K 点的波在該点所引起的振动的振幅，近似地說，可以認為等于由与其相鄰的兩個帶上的点傳来的波在該点所引起的振动振幅的算术平均值：

$$a_n = \frac{a_{n+1} + a_{n-1}}{2} \quad (5-9)$$

此外，因为由相鄰的帶上的点到点 K 的距离相差半个波長，故由相鄰二帶傳来的波在点 K 所引起的振动的周相將相差 π 。

① “每單位時間發射出……”諸字为譯者所加，下同。

因此，要确定由波陣面 PQ 上全部的点傳来的波在点 K 所引起的合振动的振幅，必須把由奇数帶与偶数帶傳来的波所引起的振动的振幅，冠以不同的符号，然后求和。

这样，在点 K 的合振动的振幅將为

$$A = a_0 - a_1 + a_2 - a_3 + a_4 - a_5 + \dots$$

或者写成：

$$A = \frac{a_0}{2} + \frac{a_0}{2} - a_1 + \frac{a_2}{2} + \frac{a_2}{2} - a_3 + \frac{a_4}{2} + \frac{a_4}{2} - a_5 + \dots \quad (5-10)$$

然而根据公式(5-9)， $\frac{a_0}{2} - a_1 + \frac{a_2}{2} = 0$ ， $\frac{a_2}{2} - a_3 + \frac{a_4}{2} = 0$ ，等等。这就是說，所有(5-10)式右边的項，除第一項和末一項外，都被抵銷；而末一項的值与第一項比較起来，小得可以略而不計。

由此可見，如果波陣面的完整性不受到损坏，亦即如果在波的傳播途徑上没有什么障碍物的話，則在点 K 的合振动的振幅，將等于由第零个菲涅耳帶上各点傳到点 K 的波在此点所引起的振动振幅的一半，也就是說 $A = \frac{a_0}{2}$ 。由波陣面上其余各点来到 K 点的波相互抵銷。

分帶法按其本質來說是一种近似的方法，对于由次級波所形成的振动的周相，这一方法导致不正确的結論。从第零号帶的边緣附近各点傳到点 K 的波，与从其中心附近各点傳到点 K 的波，所經過的距离相差 $\frac{\lambda}{2}$ ，因而，它們所引起的振动周相相差 π 。对于来自零号帶上所有各点的波所形成的合振动說来，周相將具有中間值，亦即，此合振动的周相將与由点 B 傳来的波(因而，或者說由点 S 傳来的直綫波也一样)所引起的振动周相相差 $\frac{\pi}{2}$ 。

这样，由于次級波相互干涉的結果，在点 K 看到的將只有从波陣面上非常小的一部分傳来的波，这一部分波陣面位于連接波源——点 S 与点 K 的直綫附近。这就是說，在均匀的各向同性媒

質中，波將直線傳播。在 § 5A 未曾提到过的与波的直線傳播不符的繞射現象，也可以利用波帶法加以解釋。

以上我們用來研究球面波的討論也可以应用于平面波(圖 26)。

Г. 多普勒現象与多普勒原理

布拉格的数学教授多普勒在 1842 年發現了一个原理，此原理后来被称为

多普勒原理，可以叙述如下：如果波源或接收波的观察者相对于傳播振动的媒質而运动，則观察者所測出的頻率將不仅取决于波源所發出的振动的頻率，而且还取决于波源或观察者运动速度的大小及方向。

現在我們就下述情况来研究这一現象的理論：設波源的速度 v_1 及观察者的速度 v_2 的方向，都与振动的傳播方向在一条直線上。假若速度的方向彼此相迎着，我們將它算做正的。

如果观察者与波源相对于傳播振动的媒質来说是靜止的，則显然，观察者所測得的振动頻率 ν' 应与波源發出的振动頻率 ν 相符，亦即， $\nu' = \nu$ 。

如果观察者不动，而波源以速度 v_1 向着观察者运动，則相邻两个以相同周相振动着的質点間的距离——亦即波長 λ_1 ，將比波源不动时的波長 λ 小了一个量 $\Delta\lambda$ ，这一量值就是波源在一个周期中，亦即在時間 T 中所移动的距离。由此可见，

$$\lambda_1 = \lambda - \Delta\lambda = \lambda - v_1 T = \lambda - \frac{v_1 \lambda}{c} = \lambda \left(1 - \frac{v_1}{c} \right),$$

盖因

$$\lambda = cT。$$

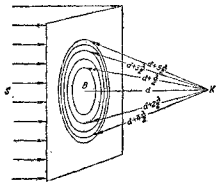


圖 26. 將平面波陣面分成菲涅耳帶

其中 c 为振动在媒质中传播的速度。

在此情况下, 观察者所测得的振动频率 ν_1 应为:

$$\nu_1 = \frac{c}{\lambda_1} = \frac{c}{\lambda \left(1 - \frac{v_1}{c}\right)} = \frac{\nu}{1 - \frac{v_1}{c}} \quad (5-11)$$

此处 ν 为波源所发出的振动的频率。

如果波源不动, 而观察者以速度 v_2 趋向于波源, 则在 1 秒钟内, 越过观察者的波, 将不仅有波源在这一段时间中所发出的 ν 个, 还多出 $\Delta\nu$ 个, 这些波是位于观察者在这一段时间所经过的路程上的。这样, 观察者在此情况下所测得的频率结果应为:

$$\nu_2 = \nu + \Delta\nu = \nu + \frac{v_2}{\lambda} = \nu + \frac{v_2 \nu}{c} = \nu \left(1 + \frac{v_2}{c}\right) \quad (5-12)$$

如果波源和观察者同时对于媒质运动, 其速度依次为 v_1 及 v_2 , 则观察者所感觉到的以及所测得的频率将为:

$$\nu' = \nu \frac{1 + \frac{v_2}{c}}{1 - \frac{v_1}{c}}$$

用观察者对波源的相对速度 $u = v_2 + v_1$ 来代换 v_1 与 v_2 中的一个, 就得到:

$$\nu' = \nu \left(1 + \frac{u}{c - v_1}\right) \text{ 或 } \nu' = \frac{\nu}{1 + \frac{u}{c + v_2}} \quad (5-13)$$

从这些公式中可以明显地看到, 观察者所测得的频率不仅有赖于观察者与波源彼此的相对速度, 而且还有赖于它们相对于传波媒质的运动速度。

对于自然界中所遇到的各种各样的振动的观察, 已确证了多普勒现象的存在。振动频率在波源与观察者相互趋近时的增大以及在二者相互离开时的减小, 都和上面所导出的公式相符合。

第二章 声 学

§ 6. 声振动的分类和声波的传播速度

作机械振动的物体，在一般的情况下，將把振动傳遞給它周圍的媒質（例如空气、水或者固态物質）的質点，然后振动又从这些質点傳播开去，这样就形成声波。当振动傳到我們的耳朵中时，如果振动的頻率 and 能量在人耳所能感到的範圍之內，我們就感觉到声音。媒質質点的机械振动也可以用各种專制的仪器来察知，这些仪器还可以觉察到人耳所不能听見的振动。因此，我們將把声振动了解为在媒質中傳播着的机械振动，并認為媒質的質点与質点之間有彈性力相互連系着。

在本章中所討論的，主要是人耳所能听到的振动。

我們將人耳所能听到的声音分为噪音和乐音兩种，噪音是这样的声音，它含有非常多的各种各样的頻率，在这些頻率中选不出任何一个占絕對优势的。而或多或少明显表示出頻率的聲音，我們就称它为乐音。这种区分到某种程度上就成为有条件的，因为个别听觉發达的人能够在一般人認為是噪音的声音中区别出优势的音調。

声音的頻率决定所謂音調的“高度”。頻率愈大，音調就愈高。頻率用“赫茲”作为單位，1赫茲就是每秒振动1次的頻率。人耳所能听到的声音頻率約为16~20000赫茲。这个数值只是中間数值，对于不同的人，可以听到的頻率范围稍有不同。

頻率大于20000赫茲的声振动，称为超声振动。頻率低于16

赫兹的声振动,称为低声振动。

在人耳所能听到的频率范围内的声波,不论在固态、液态或气态媒质中的传播速度都与频率无关。

从实际的观点看来,最重要的是关于声波在气体,特别是空气和液体中传播的问题。这两种媒质只能够传递纵振动。

在 § 4, B 中,我们曾经导出了确定纵振动在固体棒中传播速度的公式 (4-3)。这个公式也可以用来计算声音在液体和气体中的传播速度,但需要用媒质的各向压缩弹性模量 e 来代替公式中的单向压缩弹性模量 E 。这样,代替公式 (4-3),我们得到:

$$c = \sqrt{\frac{e}{\rho}}. \quad (6-1)$$

各向压缩弹性模量就是压缩系数 k 的倒数。从分子物理学教科书中知道,压缩系数由下式所定义:

$$k = -\frac{dv}{dp} \frac{1}{v}. \quad (6-2)$$

对于气体来说,其体积和压强在过程为等温过程(即温度不变)时的关系由波意耳-马略特定律来确定:

$$pv = \text{恒量}. \quad (6-3)$$

微分这一等式,就得到:

$$p \cdot dv + dp \cdot v = 0,$$

由此得:

$$-\frac{dv}{dp} \frac{1}{v} = \frac{1}{p} = k, \quad (6-4)$$

弹性模量 e 等于:

$$e = \frac{1}{k} = p. \quad (6-5)$$

由此可见,按照 (6-1) 式,声音在空气中的传播速度由下列公式确定:

$$c = \sqrt{\frac{e}{\rho}} = \sqrt{\frac{p}{\rho}}. \quad (6-6)$$

这一个公式叫做牛顿公式，将标准情况下的空气数据代入此式，就求得声音在空气中的速度为：

$$c = \sqrt{\frac{1.013 \times 10^6 \text{ 达因} \cdot \text{厘米}^2}{0.0018 \text{ 克} \cdot \text{厘米}^3}} =$$

$$= \sqrt{7.8 \times 10^8 \frac{\text{厘米}^2}{\text{秒}^2}} \approx 2.8 \times 10^4 \frac{\text{厘米}}{\text{秒}} = 280 \frac{\text{米}}{\text{秒}}。$$

实验所测得的声速数值为 $c = 331$ 米/秒。如何来解释实验与理论的这个差别呢？

从分子物理学上知道，气体在迅速压缩时就要变热，而在迅速膨胀时就要变冷。因为当声音在空气中传播的时候，压缩过程和膨胀过程交替变化得非常快，所以空气中压缩区域和膨胀区域的温度来不及平衡。由此可见，这一过程不是等温过程而是绝热过程。显然，在这种情况下，压强和体积间的关系应该由泊松定律来确定：

$$pv^\alpha = \text{恒量}, \quad (6-7)$$

此处 $\alpha = 1.41$ ，为空气的定压热容量与定容热容量的比值。这里我们将空气看做是由 99% 的双原子分子组成的。

微分等式 (6-7)，我们得到：

$$pxv^{\alpha-1}dv + v^\alpha dp = 0。 \quad (6-8)$$

约去 $v^{\alpha-1}$ ，再变换一下，就得到过程为绝热过程时的压缩系数为

$$-\frac{dv}{dp} \frac{1}{v} = \frac{1}{px} = k。$$

因此，当过程为绝热时，弹性模量应为

$$e = \frac{1}{k} = px, \quad (6-9)$$

故声音的速度不是由 (6-6) 式确定，而是由下式确定：

$$c = \sqrt{\frac{px}{\rho}}。 \quad (6-10)$$

公式(6-10)是由拉普拉斯引入的。根据这一公式来计算标准情况下声音在空气中的传播速度,得到的数值为

$$c = \sqrt{\frac{1.013 \times 10^5 \times 1.41}{0.0013} \frac{\text{厘米}^2}{\text{秒}^2}} = 332 \frac{\text{米}}{\text{秒}}。$$

这个数值和实验很好的符合。这样,对于处在标准情况下的干燥空气来说,在人耳所能听到的频率范围内,声速的数值为332米/秒。对于频率低于1赫兹的低声波来说,传播速度将要小些,因为这时空气的膨胀和压缩将为多方过程,即遵守方程 $p v^m = \text{恒量}$ 的过程,这里 $1 < m < \infty$ 。频率愈低,压缩和膨胀的交替变化就愈慢,多方指数 m 的值也就愈小。

对于高频率的超声波来说,波长将相当小,以至于相邻的密集和稀疏区域的温度能够趋向平衡。这里,最主要的原因就是这些区域间的距离太近。在这种情况下,超声波的传播速度也将比人耳所能听到的声波速度为小;因为这时空气的压缩和膨胀过程也是多方过程,而不是绝热过程。

当压强不变而温度升高时,声速的数值增加,根据气体密度与温度间的关系,声速的数值应等于

$$\begin{aligned} c_t &= \sqrt{\frac{p_t}{\rho_t}} = \sqrt{\frac{p_t}{\rho_0} \frac{\rho_0}{\rho_t}} = \sqrt{\frac{p_t}{\rho_0} \left(1 + \frac{1}{273} t\right)} = \\ &= c_0 \sqrt{1 + \frac{1}{273} t} = c_0 \sqrt{\frac{T}{273^\circ}}, \end{aligned} \quad (6-11)$$

这里 c_t 代表声速, ρ_t 是空气在温度为 $t^\circ\text{C}$ 时的密度, ρ_0 是空气在 0°C 时的密度, T 为空气的绝对温度 ($T = t + 273$)。

声速与密度的平方根 $\sqrt{\rho}$ 成反比,因此,如果在空气中混有较轻的气体,则声速就要增加。最常见到的是空气中含有水蒸汽,计算指出,如果空气中的蒸汽压强增加1毫米汞高,声音的速度将增加0.07米/秒。

压强实际上对于声速没有影响。因为压强增加时，公式(6-10)中根号内的分数的分子分母都增加同样的倍数。

声波在水中的传播速度也可以由公式(6-1)来决定。水的各向压缩模量(压缩系数的倒数)等于：

$$e = \frac{1}{4.8 \times 10^{-11} \frac{\text{厘米}^2}{\text{达因}}} = 2.09 \times 10^{10} \frac{\text{达因}}{\text{厘米}^2}.$$

将这个数值代入公式(6-1)，并取水的密度等于1克/厘米³，就得到声音在水中的速度为

$$c = \sqrt{\frac{2.09 \times 10^{10} \frac{\text{达因}}{\text{厘米}^2}}{1 \text{ 克/厘米}^3}} = 1.44 \times 10^5 \frac{\text{厘米}}{\text{秒}} = 1440 \frac{\text{米}}{\text{秒}}.$$

这个结果与实验相符合。

声音的速度在实验上可以用不同的方法测定。最方便的方法之一是在一个玻璃管中产生声波的驻波，根据驻波波节间的距离来决定声速。在玻璃管中充以被试验的气体，并装入一些石松子粉或别的粉末，管子的一端用塞子塞起来，另一端用一个活塞堵住，这个活塞可以被迫以预定的频率振动。这时如果逐渐移动塞子，就可以找到一个位置，当塞子移到这个位置上时，管内就形成驻波，在驻波的波节处有粉末堆聚起来。测量出相邻两个波节间的距离(这个距离等于波长的一半)，再根据已知的活塞振动频率，就可以计算出声音的速度。这个方法也可以用来测量声音在液体中的速度；在此情况下，在玻璃管中放入金属碎屑来代替石松子粉。

§ 7. 声强和音色

在媒质中某点处，每秒通过垂直于声波传播方向的每平方厘米面积的(媒质质点的)振动能，称为该点处的声强。声强以尔格/厘米²·秒为单位。声强的数值等于声波的传播速度与每1

厘米³媒質內的振动能——即能量体密度的乘积。能量的体密度可以根据公式(1-13)确定,只要把公式中質点質量 m 換成單位体积的媒質的質量 ρ (即媒質的密度),并注意到 $\frac{2\pi a}{T} = v_m$ 是媒質質点振动的最大速度。这样,声强就等于:

$$I = \frac{\rho v_m^2 c}{2} \quad (7-1)$$

常常应用有效声压 P 来代替声强。有效声压就是由于質点的声振动在媒質中所造成的附加压强的均方根值。因为当声波在媒質中傳播时,在媒質中的任一点,密集和稀疏是周期性地相互交替的,其交变的頻率等于声音的頻率,所以在这些点,压强也以同样的頻率在 $p + \Delta p_m$ 和 $p - \Delta p_m$ 之間作周期性地改变。量 Δp_m 为交变着的声压 Δp 的振幅。声压 Δp 在一个周期內的均方根值就叫做有效声压。

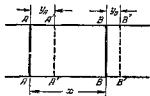


圖 27. 推导有效声压与声强关系式所用的圖

現在我們就平面声波沿着一个截面均匀的管子在空中傳播的情况,来导出可以將有效声压与声强速系起来的公式。

我們来考察当声波尚未傳到时位于截面 AA 和 BB 处的質点的振动, AA 与 BB 二截面間的距离为 x (圖 27), 它和声波的波長 λ 比較起来要小得多。如果声波傳到后,在截面 AA 处質点的振动方程为:

$$y_A = a \sin 2\pi \frac{t}{T}, \quad (7-2)$$

則根据(4-6)式,在截面 BB 处質点的振动方程將为:

$$y_B = a \sin \left(2\pi \frac{t}{T} - 2\pi \frac{x}{\lambda} \right). \quad (7-3)$$

因为在时刻 t , 原来在 AA 处的質点移到了 $A'A'$, 原来在 BB 处的

質点移到了 $B'B'$ ，可見原長为 x 的空气柱的二截面間的距离，將按照下列方程周期性地变化：

$$\begin{aligned} x + y_B - y_A &= x + a \sin\left(2\pi \frac{t}{T} - 2\pi \frac{x}{\lambda}\right) - a \sin 2\pi \frac{t}{T} = \\ &= x + a \sin 2\pi \frac{t}{T} \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} - a \cos 2\pi \frac{t}{T} \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} - \\ &\quad - a \sin 2\pi \frac{t}{T}, \end{aligned} \quad (7-4)$$

这就是說，空气將周期性地压缩和膨胀，其压强比起声波尚未傳到吋管中空气原有的压强來說，也將周期性地增加和减小。

因为長度 x 比波長 λ 小得多，所以可以近似地認為 $\cos 2\pi \frac{x}{\lambda} = 1$ ， $\sin 2\pi \frac{x}{\lambda} = 2\pi \frac{x}{\lambda}$ ，这样方程(7-4)就为下式所代替：

$$x + y_B - y_A = x - \frac{2\pi ax}{\lambda} \cos 2\pi \frac{t}{T}. \quad (7-5)$$

由此可見，原位于 AA 与 BB 間的空气柱長度的相对变化应为：

$$\frac{y_B - y_A}{x} = -\frac{2\pi a}{\lambda} \cos 2\pi \frac{t}{T}.$$

又因为管的截面到处一样，所以这一式子也就等于空气柱的体积的相对变化，亦即：

$$\frac{\Delta v}{v} = -\frac{2\pi a}{\lambda} \cos 2\pi \frac{t}{T}. \quad (7-6)$$

質点振动的速度由下式决定：

$$u = \frac{dy}{dt} = \frac{2\pi a}{T} \cos 2\pi \frac{t}{T}, \text{ 或 } u = u_m \cos 2\pi \frac{t}{T}, \quad (7-7)$$

此处 u_m 是速度的最大值，这时 $\cos 2\pi \frac{t}{T} = 1$ 。以 $\lambda = cT$ 代入 (7-6) 式(这里 c 是声波的傳播速度)，我們得到：

$$\frac{\Delta v}{v} = -\frac{u_m}{c} \cos 2\pi \frac{t}{T}. \quad (7-8)$$

另一方面，声波在气体中傳播时， Δ 气体体积的相对变化也可以从(6-8)式决定，將該式除以 v^{r-1} ，再变换一下，就得到：

$$\frac{dv}{v} = -\frac{dp}{\rho x} \quad (7-9)$$

再根据 (6-10) 式, 以 $c^2\rho$ 来代替此式中的 ρx , 将所得到的式子和 (7-8) 式比较一下, 由于这两个式子都是表示气体体积的相对变化的, 故二式的右端应该相等:

$$-\frac{u_x \cos 2\pi \frac{t}{T}}{c} = -\frac{dp}{c^2\rho}, \quad (7-10)$$

由此就得到决定声压的公式:

$$dp = \rho u_x \cos 2\pi \frac{t}{T}. \quad (7-11)$$

这就是在气体中有声振动传播时所产生的交变的附加压强。前面说过, 这个量在一个周期内的均方根值就是有效声压。要想求出有效声压, 必须将声压的平方在一个周期的时间内求积分, 再以周期 T 除所得结果, 然后再开方。这样,

$$\begin{aligned} p_0^2 &= \frac{\int_0^T c^2 \rho^2 u_x^2 \cos^2 2\pi \frac{t}{T} dt}{T} = c^2 \rho^2 u_x^2 \frac{\int_0^T \cos^2 2\pi \frac{t}{T} dt}{T} = \\ &= c^2 \rho^2 u_x^2 \frac{\int_0^T \left(1 + \cos 4\pi \frac{t}{T}\right) dt}{2T} = \\ &= c^2 \rho^2 u_x^2 \left[\frac{\int_0^T dt}{2T} + \frac{\int_0^T \cos 4\pi \frac{t}{T} dt}{2T} \right] = \frac{c^2 \rho^2 u_x^2}{2}, \quad (7-12) \end{aligned}$$

最后一步是因为括号内的第二个积分等于零。

按照 (7-1) 式将声强 I 代入上式, 就得到有效声压与声强的关系式如下:

$$p_0 = \rho c I, \quad (7-13)$$

其中 c 是声速, ρ 是空气密度, I 是声强。由此,

$$p_0 = \sqrt{\rho c} \sqrt{I}. \quad (7-14)$$

人耳对于声波的听觉, 不仅如上节所说过的, 在频率方面有一

定的范围，而且在声强方面也有一定的限制。只有声强不小于某一所谓“可闻阈”的声音才能为人耳所听到。可闻阈对于不同的频率各不相同，对于不同的人也略有不同。当频率为 2500 赫兹时，亦即在人耳最敏感的频率区域内，可闻阈的数量级为 $10^{-8} \sim 10^{-9}$ 尔格/厘米²·秒。当频率为 16 赫兹和 16000 赫兹时，可闻阈显著增大，约为 10^{-3} 尔格/厘米²·秒。对于疲倦的耳朵，可闻阈比较大一些。对于年纪大的人，可闻阈也要增加，较高的音调尤其显著。

过强的声音在人耳中引起“声音触觉”(压力的感觉)和痛觉。开始引起压力感觉和痛觉的声音强度称为痛觉阈。痛觉阈也像可闻阈一样，与频率有关。对于 500~700 赫兹的频率，痛觉阈的数量级约为 $10^5 \sim 10^6$ 尔格/厘米²·秒。

在图 28 上画出了表示可闻阈与痛觉阈量值的曲线。纵坐标以对数比例尺表示声强和有效声压，声强的单位为尔格/厘米²·秒，声压的单位为达因/厘米²(巴)；横坐标表示频率的赫兹数，也是对数比例尺。由图中可以明显地看到对于人耳最敏感的频率来说，人耳所能听到的声音，强度可以相差 10^{13} 倍。

为比较声音的强度，常常利用这样一个数：这个数正比于二声

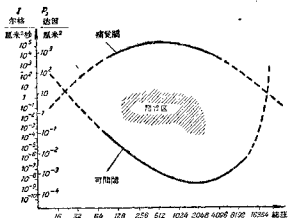


图 28. 人耳所能听到的声强范围

强的常用对数之差，或者换句话说，正比于二声强的比值的对数。这一个数称为二声音的强度级差或声强级差。这样构成的数的标度的单位采用分贝耳。如果有两个声音，声强各为 I_1 和 I_2 ，而

$$L = 10 \lg \frac{I_2}{I_1}, \quad (7-15)$$

则此二声音的声强级差就是 L 分贝耳。此式中 I_1 和 I_2 可以用任意的单位表示，但二者的单位必须一样。由式(7-15)可知，如果一个声音的声强是另一个声音的 $\sqrt[10]{10} = 1.26$ 倍，则二者的声强级差就等于 1 分贝耳。如果利用有效声压来标志声强时，声强级差(以分贝耳为单位)就由下式所确定：

$$L = 20 \lg \frac{P_{\text{eff}}}{P_{\text{ref}}}. \quad (7-16)$$

这是因为，根据公式(7-13)，声强是与其有效声压的平方成正比的。

在可闻阈上的声音，声强级被取作零。如果某一声音的声强为 I ，而

$$L = 10 \lg \frac{I}{I_0}, \quad (7-17)$$

则此声音的声强级就是 L 分贝耳，式中 I_0 表示可闻阈上的声强。

由声强所决定的主观感觉称为声音的响度。对于频率为 1000 赫兹的声音来说，响度可以用其分贝耳数来估定。对于其它频率的声音，响度的主观估定与具有同样强度而频率为 1000 赫兹的声音不相符合。例如，频率为 100 赫兹、声强级超过可闻阈 65 分贝耳的声音，与频率为 1000 赫兹、声强级为 100 分贝耳的声音，听起来响度相同。因此，对于不同频率的声音响度的主观估定，采用特殊的单位——方。倘若一个声音听起来与频率为 1000 赫兹、声强级为 N 分贝耳的声音具有同样的响度，其响度就等于 N 方。由此可见，响度以方来估量与以分贝耳来估量，所得的结果只有对于频率为 1000 赫兹的声音才相符合。

声强可以用不同的方法测量出来。

我们现在来讨论一种方法，这种方法可以直接以力学单位测量出声压。此方法的基本原理是根据下面所说的现象。

设想有液流（圖 29）在一个平板 MN 的周圍流过，这个平板可以繞垂直于圖平面的軸 O 翻轉。当液流趨近于平板的上部时，液流的速度减小，而在液流繞到平板的右侧以后，液流的速度重又增加。因此，在圖中点 A 处，来自平板左边的压力將大于来自右边的压力。在板的下部（点 B 附近），情形恰好相反：液流在接近于平板时，其速度增加，液体中压力降低，而在繞到平板的右侧之后，流速重新减小，压力則重新增大。液体中压力与液体流速的这种关系由柏努利方程决定；此方程为 $p + \frac{\rho v^2}{2} = \text{恒量}$ ，其中 p 为压强， v 为液流速度， ρ 为液体密度。

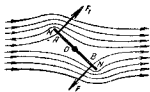


圖 29. 液流中的平板所受到的旋轉矩

这样一来，在平板的上部，平板左侧所受的压力將比右侧为大；而在平板的下部，則恰恰相反。結果就有力 F 与 F_1 作用在平板上，構成一个旋轉矩，此旋轉矩力圖使平板轉到与液流垂直的位置。如果液流的流动方向变为相反方向，則由圖中显然可見，旋轉矩的方向仍与以前一样。

气体的流动以及声波在媒質中傳播时媒質質点的动蕩，也会对平板發生同样的作用。在后一种情况下，媒質中將产生交变的气流：半个周期內，气体向一个方向流动，另半个周期，气体向相反的方向流动。在此情况下，如我們已經知道的，作用于平板上的旋轉矩的方向并不改变。

上述現象就是利用瑞利圓盤来测量声压的实验室法的基础。

在空气中用这种方法来測定声压时所用的仪器，主要部分是一个很薄的云母小圓盤，圓盤的直徑应显著地小于声波的波長，通

常其大小约为 7~8 毫米。此圆盘用细石英丝悬挂在一个可以转动的旋钮上。在圆盘的中心处粘有一个很小的镜子。用光线照在镜子上,反射后光线射到安放在离圆盘一定距离处的一个标尺上,形成一个光斑。在没有声音之前,先旋动旋钮使圆盘转到与将来声波传来的方向夹 45° 角的位置上。声波传到圆盘处以后,圆盘将扭转一个角度,当圆盘重新静止时,由声压所产生的旋转矩恰与石英丝的扭力矩相平衡。圆盘转过的角度可以根据光斑在标度的位移确定;知道了圆盘转过的角度,就可以计算出声压和声强。

声强还可以根据声音的辐射压强计算出来。当声流落到物体的表面上时,就给与表面一个恒定的压力。这个压力也叫做声音的辐射压力。此压力的强度与声强之间有着下列关系:

$$P = \frac{I(\chi+1)}{c} \quad (7-18)$$

这个公式只适用于表面不吸收声波的情况。

比较(7-14)式与(7-18)式就可以明显地看到,声音的辐射压强显著地小于有效声压。因此,根据声音的辐射压强来确定声音的强度,只有在声强很大时才可能。

声音的辐射压强是由 П. Н. 列别捷夫的学生 В. Я. 阿特别尔格首先从实验上发现的。阿特别尔格仪器称为声辐射计 (звукo-вый радиометр), 它的主要部分是悬在石英丝上的一根很轻的小杆,杆的一端附有一个活塞,另一端装着一个与活塞平衡的小平衡锤。活塞可以沿着一个通道移动,在通道的壁和活塞的边缘之间有很小的空隙。在小杆上装一个小镜子来测量小杆转过的角度,像前述的瑞利圆盘仪器一样。在声音的辐射压力作用之下,活塞沿着声波传来的方向移动,并扭转悬线。根据小杆扭转的角度,就可以计算出声音的辐射压强和声强。

在技术上测量声压时,通常利用各种形式的微音器,微音器与放大系统相连接,和无线电技术中所用的一样。声波传到微音器

时,就引起微音器的薄膜振动,此振动与声音在其中传播的空气中的质点的振动相一致。薄膜的振动引起交变的电流,然后再将此电流放大到一定程度,使得可以利用电学测量仪器来进行测量。

最简单的微音器是炭粉微音器,其中有一层小炭粉,薄膜就轻轻地压在这一层炭粉上。将这个微音器接在电路中,电路中有直流电流流过电阻 r 。当薄膜振动时,它对于炭粉的压力随时改变,这就引起炭粉层的电阻发生变化,因而也就改变了电路中的电流和电阻 r 上的电压降。

在动线圈式微音器中,振动薄膜和一个线圈连在一起。当薄膜振动时,线圈随着它在一稳定的磁场中运动,这时在线圈中感应出交变电压,再将此电压引向放大器。

还有一种电容器微音器,它的主要部分是一个电容器,这个电容器的一个极板就是振动薄膜。将电容器接到具有稳定电压和电阻 r 的电路中。薄膜振动时,电容器的电容随时变化,在电路中就引起了由于电容器电荷改变而产生的交变电流。此电流在电阻 r 两端形成交变电压,再由放大系统进行放大。

除音调 and 声强以外,表征声音性质的量还有音色。根据音色,可以区分具有同样音调和声强,但是由不同声源所发出的声音,例如由不同乐器所发出的声音。除开极少的例外,每一个声源在发声时,都不仅发出基本频率的声波,而且发出频率若干倍于基频的声波。这些伴随着基本音调的附加音调称为泛音。因此,在绝大多数的情况下,从各种声源所发出的声振动,并不是谐振动,而是时间的复杂的周期函数。这一个函数可以分解为若干谐振动,其数目可能非常多。相应于声音的基频的谐振动,称为基音(基音);其余的谐振动,叫做高次音。声音的音色取决于高次音的数目以及它们的振幅与基音振幅之比,但与高次音的周相无关。

利用一套亥姆霍兹共鸣器,可以直接将复杂的声音加以分析。每一个亥姆霍兹共鸣器是一个球形的容器,上面有两个开口,一大

一小。使用时大口朝着声源，小口靠近耳孔。共鸣器中的空气只与某一定高度的音调共鸣；此音调究应多高，取决于共鸣器的容积。如果在声源所发出的复杂的声音中有这一个音调，则可以听到共鸣器中有响声，此响声在声源停止发音后还持续一段时间。如果有一套共鸣器，就可以确定伴随着基音的谐音。

声音分析的较现代化的方法是对扩音器的输出作电压的谱分析。此电压按其特征来说，应和作用于微音器薄膜的声音准确地相对应。为了分析此电压，应将它输入示波器，利用这种示波器可以得到波形图——描绘电压随时间的变化的曲线。图 30 就是波形图的一个例子。这个波形图是用带有照像记录装置的迴线示波器得到的。

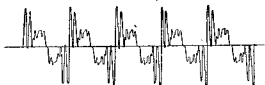


图 30. 复声波形图举例

迴线示波器的主要部分是一个由导线 P 构成的振动器(图 31)，导线 P 用磷铜做成，绕过小滑轮 Q ，两端固定在 A 和 B 两个端钮上。



图 31. 迴线示波器的振动器

此导线所构成的迴线平面，和永久磁铁的磁极 NS 的磁场平行。与小滑轮相连接着的弹簧 G 把迴线拉展。当和所观察的电压成正比的电流通过迴线的时候，迴线就随着电压的振动面做相似的振动。这时附在迴线上的小镜 Z 也做同样的振动。用电弧发出的光照在小镜上面，反射后，再使光射到一个带有照像胶卷的转动圆筒上，

圆筒转动的方向与光线在它上面所形成的光斑移动方向相垂直(亦即圆筒的轴平行于光斑移动的方向——译者)。这时，光线就在胶卷上描绘出波形图——所观察的电压随着时间变化的曲线，

亦即作用于微音器薄膜上的声振动的時間曲綫。

用諧分析的办法来研究所得到的波形圖，將分析的結果在坐標圖上画成圖解。沿着橫軸画上頻率的標度，沿着縱軸画上諧音的振幅。取基音（一次諧音）的振幅作為 1 个單位。这样，就得到所研究的聲音的聲譜。

在圖 32 上表示出鋼琴所發的、音調由 128 赫茲的頻率所確定的聲音的聲譜。由圖中可以明顯地看到，第 2 个和第 6 个諧音在聲譜中最突出，而第 15 个与第 16 个諧音完全显不出来。

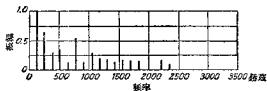


圖 32. 頻率 128 赫茲音調的鋼琴音的聲譜

圖 33 表示小提琴的聲音（頻率 396 赫茲的音調）的聲譜，圖 34 表示喇叭所發聲音（頻率 275 赫茲的音調）的聲譜。由圖中可以看到，在小提琴的聲譜中，僅僅顯露出与基音相鄰近的几个諧音，它們的振幅依次遞減。在喇叭的聲譜中，沒有第 2 个和第 4 个諧音，

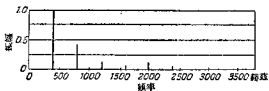


圖 33 小提琴所發聲音（頻率 396 赫茲）的聲譜

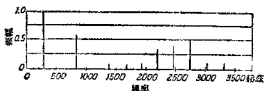


圖 34 喇叭的聲譜（頻率 275 赫茲的聲音）

而第 3 个、第 8 个、第 9 个和第 10 个諧音比較突出。以上所說的声譜都是綫型声譜。

噪音通常給出这样的声譜：它上面的某些区域存在着的具有不同頻率的音調数目非常之多，致使这些部分的声譜类似于連續光譜，因而称之为連續声譜。

在下一章中我們將要講到电子示波器的構造和工作原理，这种示波器也可以用来研究交变的电压，因而也可以用来研究声振动。

§ 8. 声音在大气中及在房屋內的傳播、超声

由点声源所輻射出的声波（能量），只有当媒質是均匀的各向同性媒質，并且与声源相对静止时，才均匀地向着各个方向傳播。如果声波不为媒質所吸收而减弱，則某一地方的声强將和該处离开声源的距离平方成反比，因为被輻射出的能量是均匀地分布在球形的波陣面上的。若声源的功率为 P ，在距离 R 处的声强將为：

$$I = \frac{P}{4\pi R^2}。 \quad (8-1)$$

然而声波在大气中的傳播条件差不多总是使得这一关系不能适用。在地球表面上到处都有着树木、山岳、建筑物以及其它的不均匀性，声波在遇到这些东西时，便会發生反射以及部分地或全部地被吸收。空气的冷热不均也造成这种不均匀性，这种冷热不均还引起对流，因而在空气中形成局部的密集和稀疏区域，这就加大了声波的吸收。除此以外，風也有影响，沿着風的方向，声波的速度增大，而逆着風的方向，声波的速度减小。風还促成旋風的生成，旋風也使得声波的吸收增大。

大气高处的气層通常具有較低的温度，声波傳到那里时，就發生折射而向上弯曲。在寒冷的日子里，尤其是在夜里，大气上層的

温度会高于地面，有时，在夏季日出之前，也有这种情形。在此情况下，声波的射线将向下弯曲。这时在离开声源很远的地方，还能听到声音。

也可能有这样的情况：大气下层的空气温度随高度增加而减低，而在较高的气层中，空气的温度又随高度的增加而升高。在这样的条件下，声波的射线开始时向上弯曲，而后发生全反射现象，又向下射回地面。这时，在离开声源不太远的地方，会形成静寂地带，而在更远的地方，却又能听到声音。

如果在大气中形成了大规模的旋风（通常发生在炎热的日子里，暴风雨之前——由于强烈的对流所致），则声波将在旋风中反射和折射，因而被大气强烈地吸收和散射。在这种情况下，声波只能传到不远的地方。

在声波的传播中，绕射现象起着重要的作用。这种现象将在光学中详细的研究；目前我们只指出，绕射现象就是波能绕过障碍物，只要障碍物的线度比波长为小或者和波长有同样的数量级。因为人耳所能听到的声波波长约从 1.5 厘米到 20 米，所以声音在任何时候也不会产生界限分明的影子（即听不到声音的地方——译者）。设在声源和听者之间有着——例如，线度 20~25 米的建筑物，由于绕射作用，即使附近不存在反射表面，声波也能够越过建筑物。

当声波在关闭的房屋中传播时，墙壁和天花板对声音的反射起着重大的影响。人耳对声音的印象可以保持 0.07~0.1 秒钟的时间。因此，如果反射回来的声音到达人耳的时刻，比直接传来的声音所晚的时间较上述时间为短，则反射声音将加强原来的声音。如果反射声音的滞后大于这一段时间，则将听到回声。这时由反射声音所产生的印象可能与后来的声音重叠起来，在此情况下，音乐或演讲者的语言将受到歪曲而很难听清楚。为了消除回声，在大礼堂等建筑物中，用吸收声音很强烈的物质将反射表面复盖起

来,如利用柔軟的呢、棉織品等。

总的說来,在一个关闭的房屋中,声音要在牆壁和天花板上反复多次反射,因而它不是馬上消失,而是逐漸消失的。这种在声源停止發声以后殘余下来的声音,称为交混回响。交混回响延續的时间可以作为交混回响的量度,延續时间是指声音的强度减小到声源剛停止發声时音强的百万分之一所需的时间。交混回响延續时间过長的“洞声的”礼堂,和交混回响过短的“啞的”礼堂,从声学的观点看来都是有缺点的。最合适的交混回响时间,对于講演來說,应为 0.7 秒;对于音乐演奏來說,应为 1.3 秒。在理論上,可以根据房屋的大小及其内表面的吸音系数,計算出交混回响的延續时间。

吸音系数就是表面所吸收的声能与落在表面上的声能的比值,它决定物質的隔音性質。吸音系数的大小与声振动的頻率有关,例如,由草和棉花制成的隔音物質,吸音系数由对于頻率 250 赫茲的 0.09,变到对于頻率 1200 赫茲的 0.92。

吸音系数还依賴于吸音物質、表面状态,以及填塞在隔音物質層周圍的媒質。多孔物質和輕度损坏的物質,以及各种各样的柔軟物質,强烈地吸收声音。光滑坚硬的表面,对声音的吸收很微弱。厚度 2.5 厘米的氈毯,悬在离牆 8 厘米处,当頻率为 512 赫茲时,可以吸收声能的 78%;而同样的氈毯,如果直接附在牆壁上,則只能吸收声能的 40%。塗抹在磚上的灰泥,吸音系数为 2.5%,而塗在木料、輕度损坏的物質上的灰泥,吸音系数則为 3.4%。

在气体中,特别是在空气中,声音的吸收主要是由于内摩擦或粘滯性,在很小的程度上是由于内部热傳导。無論那一种原因,归根到底都是分子的有秩序的振动运动轉变为分子無秩序的热运动。这时声音的能量轉变为分子动能,亦即升高了媒質的温度。隔音物質吸收声音也是由于同样的原因。在多孔物質中,起主要作用的是空隙中所藏的空气对声音的吸收。苏联發明的新的建筑

材料——泡沫水泥之所以具有良好的隔音性質，就是这个緣故。

在結束这一章的时候，我們稍微講一下現代已广泛应用在技术上的超声。它的应用范围正与日俱增。超声波可以用来測量海洋的深度。超声波回声探测器比起声波回声探测器来具有显著的优点。利用超声波發射器，可以容易地获得較大的發射功率，并且可以获得方向性較强的波束，因为超声波的波長很短，繞射現象在其傳播中不起多大的作用。

除此以外，艦船上机器在工作时所發的语音的有害影响也可以消除，它不会影响到超声波回声探测器的指数。

在 C. Я. 索科洛夫發明了超声波探伤法以后，超声波得到了最重要的应用。利用超声波探伤器，可以發現金屬鑄件和机器零件内部的缺陷，如裂縫、气孔、斑疵等。

超声波还用来混和不相混合的液体，例如水和油，制造乳剂。

为了获得超声波，通常都利用所谓逆压电效应。逆压电效应就是，某些晶体在放入電場中时，会产生机械形变。如果用一定的方法从石英晶体或酒石酸鉀鈉晶体上切下一塊平板，并在其上加以交变电压，則平板的綫度將以与电压相同的頻率周期性地改变，亦即，平板將不停的一伸一縮。当交变电压的頻率与平板的固有振动頻率或其高次諧音的頻率相符合时，二者之間發生共振，平板伸縮的振幅將非常显著。在此情況下，与平板相接触的媒質中便激發起超声波，其频率和加在平板上的交变电压頻率相符合，而在厚的平板中形成駐波。和預定的交变电压頻率共振的平板厚度的选择，与这个頻率有关，并依超声波在平板材料中的傳播速度和在平板中所形成的駐波数目而定。

超声波探伤的方法之一如下所述。

將交变电压加在压电石英振动器上，当振动器直接与要研究的零件接触，或者通过液体（水銀或油）与零件接触（这样接触得更好）时，就有超声波射到这个零件中。振动器以相等的时间間隔向

零件内发射很短的超声波脉冲。脉冲的长短和脉冲之间的时间间隔由所研究的物体的尺寸和所使用的超声的频率来确定。由振动源——所谓探头(изл)发出的超声振动,穿过所研究的物体,从物体对面的表面上或者物体内部的缺陷上反射回来,到达用来接收振动的第二个探头,接收到的振动被转变为电振荡而导至示波器。发射的振动也直接导到示波器上。根据波形图可以断定物体内部有没有缺陷存在。

图 35 表示在考察一个大直径的轴时探头的位置。图 36 是在考察中所得到的两个波形图。上一个图表示没有缺陷。在这个波形图上很清楚地有两个突起,左边的突起是原来发射的振动的波形,右边是反射回来的振动的波形;二者之间的距离与振动通过轴的时间成正比。下一个波形图表示:超声波束在其中途遇到了缝隙,从那里反射回来,并比另一部分从轴的下面反射回来的波,早一些到达了接收探头。根据中间那个突起在波形图上的位置,可以确定缝隙距轴表面的距离。

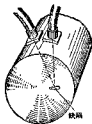


图 35. 用超声波探伤法考察金属内部缺陷时探头的位置

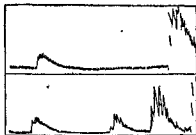


图 36. 探头的位置如图 35 所示时得到的波形图

用来接收超声波的接收探头,也是由一个压电石英的平板构成的。来到的波在其中激起机械振动——收缩和伸长。由于正压电效应,这种形变就引起压电石英的相对两个面上出现交变的电势差。此交变电压在经过放大之后导至示波器。

第三章 电磁振荡

§ 9. 电磁振荡以及电磁波的激发、传播与接收

设有两个导体 M 与 N (圖 37)。

如果这两个导体上的电量与它们的电势都保持不变, 则当导体 M 带正电荷, 导体 N 带等量的负电荷时, 导体周围空间中的电场, 将具有圖 37 所示的样子。在此情况下, 磁场不存在。

我們进一步设导体 M 和 N 的电量与电势周期性地改变, 例如按正弦律改变 (后面将要谈到, 这是可以实现的)。这时, 在周围空间中的每一点, 电场强度也将依同样的正弦律而改变。只是在离

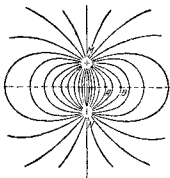


圖 37. 帶有异种电荷的两个导体的电场

开場源較远的那些点上, 电场强度的改变将在周相上落后于离开場源較近的那些点。所以, 例如, 在圖 37 中的 B 点, 电场强度达到最大值的时刻就要比 A 点晚一些。这是因为, 电场从 A 点传到 B 点, 需要一定的時間。所需時間的長短决定于电场的傳播速度, 以及場源距二点的距离之差。

在电学中曾經講过, 当电场改变时, 沿着电力綫的方向 (亦即沿着电场的方向), 产生位移电流。如果电场周期性地改变, 则位移电流也将同样地周期性地改变, 并且在周圍的空间中, 产生交变

的磁場，其方向与电場的方向相垂直。

磁場的变化周期，与导体 M 、 N 間的电势差、电場强度以及位移电流强度等的变化周期都相符合。而磁場的方向由螺旋法則决定。如果用金屬导綫將导体 M 和 N 連接起来，則在导綫中就产生交变的傳导电流，而在周圍的空間中，产生交变的磁場。由此可知，在任何一种形式的交变电流周圍的空間中，都存在着交变的磁場。

电力綫的形狀这时將怎样改变呢？

可以把电流設想成两个异号的电荷在相反的方向运动。这个設想对于位移电流与气体中的离子电流來說是真实的，而对于金屬导体中的电流來說，則是有条件的；因为在金屬导体中，移动着的是电子——負电荷。如果回想一下在靜电場中，电力綫可以看做是由正电荷出發，而于負电荷收尾的話，則当导体 M 和 N 的电势差周期性变化时，可以認為电力綫的兩端沿着电流以相反的方向移动，就像圖 38 所表示的那樣。圖中繪出的是一條电力綫，从 $t = \frac{T}{4}$ 这一时刻开始，每隔時間 $\frac{T}{8}$ 的情形。当 $t = \frac{T}{2}$ 时，导体 M 和 N 間的电势差等于零；电力綫閉合，但并不消失。以后又形成了新的电力綫，当 $t = \frac{3}{4}T$ 时，这新的电力綫从 N 通到 M 。 $t = \frac{5}{4}T$ 时也將有同样的情形，但新的电力綫是从 M 到 N 。

在这种情况下，我們看到了一种新型的電場，其中电力綫是閉合的，電場具有渦旋的性質——电力綫好像脫离了原来的場源（亦即位于导体 M 和 N 上，并沿着它們之間的电流而移动的电荷）。

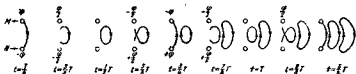


圖 38. 当产生電場的导体电势改变时，电力綫形狀的变化

当导体 M 与 N 之间的空间中开始出现任何一种电流时, 磁场也同时产生, 其磁力线环绕着电流线。由此可见, 磁力线垂直于电力线, 而磁力线的方向, 正如我们曾经提到的, 由右手螺旋法则加以确定。

显然, 这样得到的磁场将是交变的。但是, 根据麦克斯韦第二原理, 交变的磁场产生与其相垂直的交变的电场。并且按照电磁感应定律, 在任何一个回路中 (凡可以想像它包围着磁感通量的回路), 必感应出电场。此电场的强度与穿过回路的磁通量的变化率成正比。

沿着电场的方向 (就上述的涡旋电场来说, 其力线是闭合的), 将有交变的位移电流流过, 此位移电流本身也将产生交变的磁通。而这磁通的变化又产生电场和新的位移电流, 依此类推。这样一来, 在任何一种型式的振子 (例如由两个电势与电荷周期性改变的导体所组成的系统) 周围的真空中, 电磁场将沿着各个方向传播, 其中电场强度矢量垂直于磁感应矢量, 并且电场的改变将再产生磁场, 磁场的改变又将再产生电场。换句话说, 在真空中将传播着电磁波; 其传播速度等于光速: 在真空中 $c = 3 \times 10^{10}$ 厘米/秒, 在各向同性的电介质中 $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ 。

伴随着电磁波的传播, 表征电磁场的能量也发生传递。在垂直于波速的每 1 平方厘米面积上, 1 秒钟内电磁波所带过去的能量, 由乌莫夫-坡印亭矢量确定。这一矢量等于能量体密度与波的传播速度的乘积, 亦即, 对于真空来说:

$$S = Wc,$$

对于各向同性的电介质来说:

$$S = W \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}},$$

式中的电磁场能的体密度, 正如电学教程中所已经讲过的, 由下列表示式中的任何一个来确定:

$$W = \frac{ED}{4\pi} = \frac{HB}{4\pi} = \frac{DB}{4\pi\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{EH\sqrt{\epsilon\mu}}{4\pi}。$$

由此可見，如果对烏莫夫-坡印亭矢量的表达式中的各个量，采用同一种單位制（绝对静电制或绝对电磁制）的單位，則烏莫夫-坡印亭矢量

$$S = \frac{DB}{4\pi\epsilon\mu} = \frac{EH}{4\pi}。$$

关于能量在空間中的傳播問題，以及描述这一过程的量（即矢量 S ）的意义問題，是由俄国学者 H. A. 烏莫夫于公元 1874 年，在研究彈性和热傳導理論时，同时研究出来的。公元 1884 年，坡印亭將 H. A. 烏莫夫的这个概念应用于电磁場能量的傳播上面。

正如赫茲的實驗所指出的：电磁波在导体面上反射，并且在从一种电介質进入另一种电介質的时候，按照光的折射定律而折射。

圖 39 給出电磁波在空間中傳播的某些概念。圖中所示的，乃是下列不同时刻的电場的电力綫：

$$t=0, t=\frac{T}{6}, t=\frac{T}{3},$$

$$t=\frac{T}{2}, t=\frac{2}{3}T, t=T,$$

$$t=\frac{3}{2}T, t=2T。$$

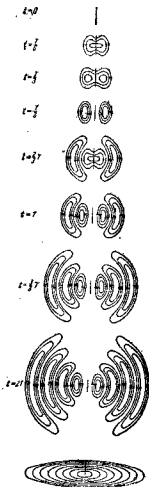


圖 39 电磁場的傳播

圖 39 的下部是一張透視圖，表示当时刻 $t=2T$ 时，在通过振子中間，且垂直

于振子的平面内的磁力线。

如果由振子辐射于空间中的电磁功率保持恒定，则在空间的不同各点，电磁能的体密度与该点距振子的距离平方成反比，而电场强度及磁场强度的振幅，则与该点距振子的距离一次方成反比。除了与振子直接毗连的不大的区域之外，在空间的各点，电场强度与磁场强度的振动周相符合。后面我们将看到，在与振子相毗连的区域内各点，二振动周相之差将从 $\frac{\pi}{2}$ 到 0；差值随各该点距振子的距离而定。

图 40 表示由振子 M 、 N 发出而沿着 X 轴传播的电磁波，磁场强度矢量设在 Y 轴方向，电场强度矢量设在 Z 轴方向。在这个图上，没有表示出在与振子毗连的区域（即 E 与 H 的周相不相符合的区域）内的矢量分布。此图相当于电磁波由振子向空间所有各个方向传播的情况。利用现代的技术，人们可以发射出射线平行而且波长很短（数米以下）的电磁波束。

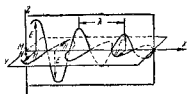


图 40. E 和 H 的振幅，随着离开振子的距离增加而减小

在某些频率范围内，频率较高的电磁波，传播距离比频率较低的电磁波为远，尽管二者消耗于激发振荡上的能量相等；甚至于前者所消耗的能量较少时也是这样。用于无线电通讯的电磁振荡，具有从 $10^7 \sim 10^8$ 赫兹到 10^4 赫兹的频率，亦即：其波长在数米到数十千米的范围内。

现在我们来研究，在一个最简单的振荡电路中，电磁振荡是怎样激发起来的。这个电路由电容器 C 和一个具有自感 L 的线圈相联接而组成（图 41），电键 K 用来使电路闭合。假定电路的有效电阻非常小，以至可以忽略不计。如果电容器充电到电势差为 U_m ，则其电荷为 $q_m = CU_m$ 。当电键 K 闭合时，电容器将放电，电

流沿箭头 1 所示的方向流过电路。这时在线圈 L 中出现磁通。这

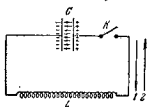


图 41. 振荡电路

磁通的增加引起自感电动势 $\mathcal{E}_L = -L \frac{di}{dt}$, 此电动势反抗电流的增大, 而且在任何时刻都等于电容器两板间的电势差。

当电容器两板的电势相等时, 就没有了使电流进一步增加的原因, 自感线圈中的电流及其所产生的磁通都达到最大值。从这时起, 电流应该变小。这时磁通也将减小, 因此, 在自感线圈中又产生自感电动势, 此电动势力图阻止电流和磁通的减小。这样一来, 虽然电容器已经放完了电, 电流却在电路中继续流过, 使得电容器在相反的方向充电; 在电容器左边的板上出现正电荷, 而在右边的板上出现负电荷。当电流减小到零时, 电容器停止充电。如果在电路中没有能量损失, 且电路的有效电阻小得觉察不到, 亦即可以近似地采用 $r=0$ 的话, 则电容器两板上的电荷与电势差都应该和起初相等, 只是正电荷在左板上, 而负电荷在右板上。

从这时起, 电容器又开始放电, 电流沿图 41 上箭头 2 所示的方向流过电路。

再以后, 全部过程将重复下去; 在电路中产生电磁振荡。如果没有能量损失, 且电路的有效电阻可以看做等于零的话, 振荡将是无阻尼的。采用任何一种方法将能量输入电路, 使损失的能量得到补充, 也可以使振荡成为无阻尼的。主要地是: 电容器所积储的最大能量 $\frac{CU_n^2}{2}$, 在振荡过程中, 转变为自感线圈中磁场的能量 $\frac{LI_n^2}{2}$ 。后者在开始放电后经过四分之一周期时, 亦即当电路中电流最大时达到最大值。在下一个四分之一周期中, 电流逐渐减小, 这一能量渐渐变回为电容器静电场的能量。当电流在电路中振荡时, 能量从一种形式转变为另一种形式的这种过程一直重复

下去。

現在我們來確定這一振蕩的週期。根據前面所講的條件，在任何時刻，電容器兩板間的交变电勢差都應該等於自感電動勢，亦即：

$$u = -L \frac{di}{dt} \quad (9-1)$$

電流強度決定於 1 秒鐘內通過導體橫截面的電量，或者說：

$$i = \frac{dq}{dt},$$

但 $q = Cu$, $dq = Cdu$, 故

$$i = C \cdot \frac{du}{dt},$$

將電流強度的這一表达式代入(9-1)式，我們得到：

$$u = -LC \frac{d^2u}{dt^2} \quad (9-2)$$

方程式(9-2)的解(我們略去證明而直接將它引進來)給出下列交变电勢差對時間的關係：

$$u = U_m \cos \omega t,$$

此處 U_m 為電容器兩板最初的(最大的)電勢差。

將 u 的值和 u 對時間的二階導數的值

$$\frac{d^2u}{dt^2} = -U_m \omega^2 \cos \omega t$$

代入(9-2)式，我們得到：

$$U_m \cos \omega t = \omega^2 LC U_m \cos \omega t,$$

由此可見， $\omega^2 LC = 1$ 。用等於 ω 的量 $\frac{2\pi}{T}$ 來代替 ω ，即得：

$$T = 2\pi \sqrt{LC} \quad (9-3)$$

同樣的公式也可以從能量的關係式中得到：充好電的電容器的能量等於 $\frac{CU_m^2}{2}$ 。電容器放電完畢時，在線圈中流過最大的電

流 I_m ，且全部能量采取自感线圈中的磁场的形式，这一能量等于 $\frac{LI_m^2}{2}$ 。如果在电路中没有能量损失，则：

$$\frac{CU_m^2}{2} = \frac{LI_m^2}{2} \quad (9-4)$$

当电路上通过的电流最大的时候，自感线圈中的电势降落，亦即量 $i\omega L$ ，应该等于自感电动势的最大值 $I_m\omega L$ ；而后一个量与电容器两板间电势差的最大值相等。

由此可见：

$$I_m\omega L = U_m$$

将 U_m 的这个值代入(9-4)式，并以 $\omega = \frac{2\pi}{T}$ 代入，变换后就得到公式(9-8)。

公式(9-3)决定着由自感、电容以及觉察不到的有效电阻所组成的电路中电磁振荡的周期。此公式称为汤姆孙公式。

这个公式广泛地应用在无线电技术中。利用公式(9-3)来计算振荡周期时，电容与自感系数的值应该用同一单位制中的单位表示。在此情况下，采用实用单位制比较方便，因为 CGSE 制不适用于量度磁学的量，特别是不适用于电感的量度；而 CGSM 制不适用于量度电学的量，因而也不适用于电容的量度。

如果有效电阻 r 不能忽略不计，则计算振荡周期时应采用下面的公式：

$$T = 2\pi \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{r^2}{4L^2}}} \quad (9-5)$$

这样一来，当用自感线圈将充了电的电容器连接起来时，在所形成的电路中就会产生交变电流，在电容器的电介质中产生交变的位移电流，而在电路所有元件周围的空腔里，产生交变的磁场。如果电路的有效电阻小到可以忽略不计，并且附近没有导体(在其中可以发生感应电流)存在，则实际上，全部能量只是与电路相速系着

的,且周期性地从电场能变为磁场能,或者相反。

如果在电路中造成一个縫隙使电阻增大,并且用减小自感和电容的办法使频率增加,则能量的很大一部分將向空間輻射出去,像前面所講的一样。圖 42 表示圖 41 所繪出的振蕩电路逐漸“轉變”为所謂开放的赫茲振子,在这种振子中,能量向空間的輻射非常显著。电容器的两个板分离开来,并且被两个球形导体 k 和 l 所代替;自感綫圈被一条具有电火花間隙 mn 的直綫导体所代替。这时,自感和电容都减小了,电路的振蕩周期也就减小。当导体 l 和 k 之間的电压达到相当值,电火花通过 mn 間的間隙时,就發生了电磁振蕩。火花放电就是振蕩放电,实际上这是一系列的許多电火花与导体 k 、 l 周期性的交替充放电。

圖 42 的下边表示一个由蓄電池組通过电磁替續器 P 供电的电磁振蕩發生器綫路。

連于导体振子 l 極的天綫和連于另一个極 k 上的地綫,就像是占据了空間(电磁波激發于其中)比較大的部分似的,促进电磁能的大量輻射。

火花放电是振蕩过程,这一事实,可以用实验显示出来。实验时,使来頓瓶放电所生电火花的光反射到屏上。反射光的鏡子为一个迅速轉动着的鏡面筒。

在屏上所看到的是数目很多的光斑,一个接着一个,而不是一条連續的光帶。由此可見,放电时的火花实际上是由数目很多的一系列火花所組成的。曾經有人發現,如果使来頓瓶通过螺綫管

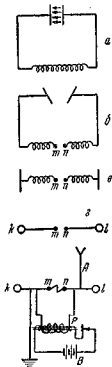


圖 42. 振蕩电路轉变为开放的赫茲振子

放电，则虽然每次放电时，螺线管都以同样的一端接来瓶的正极，另一端接负极，但螺线管中产生的磁场，其方向却有时朝向这边，有时朝向那边。放在螺线管中的钢针，有时沿着这一个方向磁化，有时沿着那一个方向磁化。

由此可见，火花放电可以用来激发电磁波。用这种方法得到的电磁波是逐渐减幅的波。这种获得电磁波的方法很早就已经应用在老式的火花电报上了。

在近代的无线电通讯中，都采用电子管振荡发生器来激发电磁振荡，其最简单的线路如图 43a。当屏极电路的电键 K 闭合的时候，电子就射到屏极上，并通过屏极电路组进入振荡回路 LC 。一部分电子使电容器 C 充电，另一部分电子则通过自感线圈 L 而到达阴极。线圈 L 中逐渐增长的电流产生逐渐增大的磁通。这磁通穿过线圈 L_1 ，在其中感应出电动势，使栅极上产生正电势，这又促进了屏极电流的增加。当屏极电流达到最大值后，线圈 L 中的电流停止增强。线圈 L_2 中的感应改变趋势，因此，栅极上的正电势将逐渐下降，这就引起屏极电流的减小。因而就又在线圈 L_1 中感应出反方向的电动势。这样一来，栅极上的电势将逐渐降低到负值，使得屏极电流减弱到零。在这一瞬间，线圈 L_1 中电动势的感应停止。栅极的电势又开始升高，全部过程将完全重复下去。在此情况下，电容器 C 将周期性地充电和放电，而在电路 LC 中发生电磁振荡。

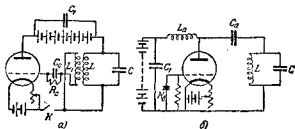


图 43. 电子管振荡发生器的线路图

电路 LC 中电磁振荡的周期, 决定于这一电路的元件, 改变电容 C 或自感 L , 可以调节电路的振荡频率。这振荡可以利用电子管系统加以放大, 并借天线的帮助辐射于空间。

上面所说的振荡发生器可以做为自动振荡系统的一个例子。振荡发生器所激发的振荡是无阻尼的, 因为振荡器所消耗的能量, 从接在电子管屏极电路中的直流电源组那儿得到供给。屏极电路中的振荡, 借助于产生“反馈”的变压器 LL_1 , 对控制屏极电流的栅极发生作用。变压器的绕组 L_1 必须这样联接: 使屏极电势振荡和栅极电势振荡的周相反, 这是振荡发生的必要条件。

为了使振荡近似地成为正弦振荡, 电子管应该在其特性曲线的直线段上工作(参看电学教程), 而为此目的, 必须给与栅极一个不大的负电势。要达到这一要求, 只要在栅极电路中接一个数万欧姆的电阻 R_0 , 做为电容器 C_0 的分路就行了。栅极电流的直流成分沿这一电阻通过, 并在栅极上形成所必须的负偏压。从变压器绕组 L_1 而来的交变电势通过电容器 C_0 落到栅极上。

要得到具有严格一定不变的频率的振荡, 可以在振荡器中装置一个石英稳频器, 它的作用是以压电效应为基础。

稳频器是由一块压电石英片, 放在两块金属板之间做成的; 金属板上连有接头, 以便接入电路中。有时, 为了接触得更好一些, 在石英片两面镀上很薄的一层银来作为金属板。石英片的大小, 要选择得使它在所需要的频率共振。

图 486 表示一个振荡发生器的线路, 其中反馈是通过屏极-栅极电容来实现的。图中栅极与阴极之间, 连有石英稳频器 K 。稳定器的作用如下所述: 屏极电路中的电流振荡, 引起屏极本身的电势振荡及周相反的栅极电势振荡。因为屏-栅电容非常小, 所以栅极电势振荡的振幅将也非常小; 结果, 组成电容器的石英片盖板上的电势与电荷, 也将发生同样的振幅很小的振动。由于逆压电效应, 这一振荡引起石英片的机械振动——伸长与缩短。

当加于石英片盖板上的电振荡频率与石英片的固有机械振动频率之间发生共振时，石英片机械振动的振幅增大到某一限度。而由于正压电效应，石英片的机械振动本身，又在其盖板上引起电荷的出现。机械振动振幅的增大，使得金属盖板上电荷振荡的振幅也增大，因而，控制屏极电流的栅极电势振荡的振幅也就增大起来。振荡迴路的频率，必须调整得使它接近于石英片的固有振动频率或其高次谐波的频率，否则将不发生振荡。借助于石英稳频器，可以使所产生的振荡的频率保持一定，并准确到百万分之一。

线路中所使用的各个零件作用如下：与屏极电池组并联的电容器 C_1 ，是为了让屏极电流中的交流成分通过；电池组的电阻，对于此交流成分来说是非常大的。电容器 C_2 是为了防止屏极电池组短路。抗流线圈（自感线圈） L_2 的接入，是为了减弱供电电路对于振荡迴路的调谐的影响。

使用上述振荡发生器所得到的振荡，是无阻尼的高频率振荡；要利用它传递无线电电话，必须将它加以调制，亦即在高频率振荡发射出去之前，用特殊的方法将声频振荡载于高频率振荡之上。利用接收器（收音机）可以将声频振荡从所接收到的已调制了的高频振荡中分离出来。调制时，可以用改变高频振荡的振幅的方法，也可以用改变高频振荡的频率的方法。后者目前只应用在伴随着电

视的声频传递上，并且是用波长为 7~8 米左右的超短波来实现的。通常使用的振幅调制方法如下所述。

在电子管振荡发生器的栅极电路中（图 44），接有一个振荡迴路 L_1C_1 （在图 43a 中，它是在屏极电路中接着的），和一个以电容器 C_2 为分路的变压器（ T ）的副

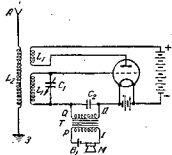


图 44. 传声器接于无线电电话发射机中

绕组 Q 。在变压器的原绕组中串联有电池 B_2 和传声器 M 。

当传声器薄膜随着作用于其上的声波而振动时，传声器的电阻发生变化，因而栅极的电势也发生变化。栅极电势的这种变化就改变了被发射的高频振荡的振幅。

在图 45 上绘出了未调幅振荡和已调幅振荡的曲线。

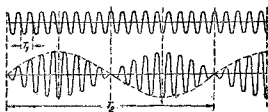


图 45. 未调幅振荡与已调幅振荡的图解：
 T_1 —高频振荡的周期， T_2 —用未调幅的音频振荡的周期

从图上可以直接看到：能够听得见的低频振荡（下面的曲线上的虚线）是载于未调幅的高频振荡（上面的曲线）之上的。低频振荡仿佛是变成了高频振荡振幅的振荡似的。

赫兹第一次用实验获得了并且接收了电磁波，他的实验是在公元 1888 年完成的。在赫兹实验中，做为电磁波源的是一个振子 A （图 46），这是一个火花放电器，放在金属抛物柱面镜 M 的焦点上。在它的对面，装有一个同样的抛物柱面镜 N ，其焦点处

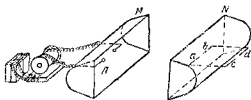


图 46. 电磁波发射器和接收器（天线装置）

放有两段粗导线的两个端头 a 和 b ，二者稍稍离开一点距离。导线的另两个端头 c 和 d 引到抛物镜后面，并加以弯曲，使它们彼此相对着。在这两个端头之间也留有不大的间隙。当联接在感应圈副绕组上的振子电路中被激起振荡时，就会有电火花通过 c 、 d 两端间的间隙。但只有在振子的电路与共振器的电路调整到共振时，

亦即只有在这两个电路的频率相同时,才能够观察到这种现象。

无线电发明人 A. C. 波波夫第一次将电磁振荡用于无线电通讯。在他的装置中,电磁波是用“金属屑检波器”来接收的。

金属屑检波器的作用,是以金属粉末在高频率电磁振荡作用下就粘在一起的性质为基础的。金属屑检波器是一个装有电阻很大的金属粉末的玻璃管子 A (图 47), 这个仪器通过电磁铁 C 的

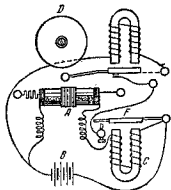


图 47. A. C. 波波夫的天雷指示器线路图

绕组, 联于电池组 B 的电路中。当电磁波到达金属屑检波器时, 检波器的电阻急剧地减小, 电磁铁的衔铁 F 就被吸引。这时电铃 D 的电路闭合, 电铃发声。金属屑检波器的电阻所以减小, 是因为金属粉末由于其中感应出的闭合电流而粘在一起的缘故。此电流是被到达检波器的电磁波感应出来的。电铃的小锤在运动时敲

击检波器, 使它震动变松而恢复到原来的状态。

A. C. 波波夫的第一个无线电接收器——雷暴指示器, 是于公元 1895 年 5 月 7 日 (旧俄历 4 月 25 日), 在俄国物理——化学学会的大会上表演的, 它用电铃表明了雷电的放电。在后来的仪器中, 波波夫用电报装置代替了电铃, 并于公元 1896 年 3 月 24 日 (旧俄历 3 月 12 日), 在物理——化学学会的大会上做了表演, 傳遞了由“Генрих герц” (金利·赫兹) 两个字组成的世界上第一个无线电电报。后来, 当铁甲舰“海軍上將阿普拉克新号” (Генерал-адмирал Апраксин) 在芬蘭海灣触礁遇險时, A. C. 波波夫建立了艦上与岸上的第一个无线电通讯。从铁甲艦上發出的第一个无线电电报中, 包括給与泊在铁甲艦附近的破冰艦“愛尔馬克号” (Ермак) 的命令, 要它帮助被碎冰帶入海中的数十个漁人。漁人脱險了, 这

标志着 A. C. 波波夫的偉大發明已經进入了人們的日常生活。

現代用来接收無線电台所發射的电磁波的接收器，具有許多种不同的式样。其中最簡單的是晶体接收器。圖 48 所示的是晶体接收器的一种型式，其構造如下所述：

由一个可变电容器和一个自感綫圈組成一个振荡迴路，于 A 点和天綫相接，B 点接地。傳来的电磁波在天綫与迴路中引起感应电流。如果利用可变电容器調节迴路的頻率，使迴路与所要接收的振荡共振，則甚至当傳

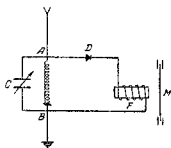


圖 48. 最簡單的晶体接收器綫路圖

来的振荡非常微弱时，在点 A 和点 B 間也产生显著的交变电势差。乍一看来，似乎只要把受話器的电磁鉄繞組接在这兩点之間，就可以期待傳来的振荡引起受話器薄膜相应的振动；但实际上并不是这样：因为傳来的振荡是高频率的振荡，在一个要将薄膜引向电磁鉄的脉冲之后，紧接着就是一个相反的脉冲，由于薄膜具有相当大的惯性，所以它不能随着傳来的高频振荡而振动，为了使受話器电磁鉄繞組中的电流强度振荡能够对薄膜起作用，必須將电流变成虽然强度不断改变，但流向始終不变的电流。利用檢波器可以达到这个目的。檢波器的型式有許多种，其中之一是一支鋼針，尖端触到一塊方鉛矿晶体(这是半导体)上。电流只能够沿着一个方向通过这个檢波器，因为电子只能够从針尖上过过渡到晶体上去，却不能做相反的过渡。如果將受話器的电磁鉄繞組 F 通过檢波器 D 接入 A、B 兩点之間，則薄膜 M 在第一个脉冲时移动一極小的距离，在第二个脉冲时，移动距离就稍大一些，依此类推。如果振荡是由声頻調制过的，則薄膜就重复这一頻率的振动。实验指出，如果在受話器上并联一个电容为 4×10^{-2} CGSE 左右的电容器，受話器就工作得較好一些，这一个电容器讓高频率的振荡通过，使它們不

經過受話器。

比較現代化的接收器(电子管接收器),有时是按照着非常复杂的綫路裝置起来的,电子管在其中不仅仅担负着檢波的任务,而且还担负着高频振荡以及低频(声頻)振荡的放大任务。

圖 49 是利用双極电子管(兩極管)檢波的綫路圖。振荡迴路

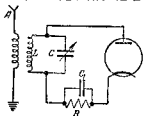


圖 49. 兩極管檢波器綫路圖

所接收到的高頻振荡(迴路是被調整到这个頻率上的),造成同样的屏極电势振荡。这就引起以同样頻率漸續着的屏極电流。屏極电流脉冲的幅度和高頻率振荡的振幅成正比。在屏極电路中接有一个与电容器 C_1 并联着的电阻 R ,屏極电流在这个电阻上产生以調制頻率脉动着的电压。这是因为:电容器 C_1 的容抗,对于屏極电流中的高频成分來說,要比电阻 R 小得多,因而屏極电流的高频成分就被电容器 C_1 分离了出去。电阻 R 上的以低頻率(声頻)脉动着的电压,可以輸至低频放大器,或直接輸至受話器。

三極电子管(三極管)也可以用作檢波器。如果要檢波的訊号較强,就采用屏極檢波綫路;如果訊号較弱,就采用栅極檢波綫路。

三極管在这些綫路中的工作情况,可以由圖 50 中所繪出的三極管栅極特性曲綫(曲綫 a)来加以說明。此曲綫表示出屏極电流强度对栅極电势的依賴关系。如果栅極电势比陰極低出量 u'_c (量 u'_c 对应于特性曲綫下边的扭轉点),則

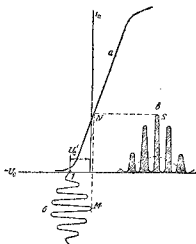


圖 50. 三極管的栅極特性曲綫

則

屏極电流將非常小。在此情况下,加在柵極上的、以声頻調制过的高頻交变电压(曲綫 5),造成脉动的屏極电流(曲綫 6)。由圖中虛綫所表示的屏極电流平均值,和給予柵極上的电压的調制曲綫相似。圖中的虛綫 MNS ,就相对应的兩点 M 与 S ,表示出曲綫 6 依曲綫 5 而構成的情形。

圖 51 是屏極檢波的綫路,高頻率振蕩进入振蕩迴路 LC ,柵極的恒定負电势由電池 U_c 产生, U_c 是与振蕩迴路相串联于柵極电路中的。脉动的屏極电流的高頻成分,通过电容器 C_1 ; 而低頻成分(对于它,这个电容器的容抗是非常大的)沿着电阻 R_0 流过。以調制頻率脉动着屏極电流在这个电阻 R_0 上所生成的电压降,可以輸到受話器,或輸到低頻放大器去。

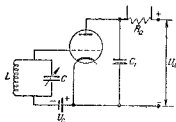


圖 51. 三極管檢波器的綫路

采用圖 51 所示的綫路檢波时,如果要接收的訊号很弱,或者柵偏压的选择不恰当,就会使原来的訊号受到歪曲。

接收弱訊号时采用柵極檢波,其綫路如圖 52 所示。它与屏極檢波的区别,就在于:其柵極与振蕩迴路之間,串联着一个电容器 C_0 ,与 C_1 并联着的还有一个高电阻 R_0 ,其电阻为百万欧姆左右,或者更高一些。当柵極檢波时,电子管工作于其特性曲綫的直綫段上,柵偏压由柵極电流形成。高頻率振蕩通过电容器 C_0 到达柵極之上。結集于柵極上的电子。一部分使这个电容器充电,另一部分通过电阻 R_0 ,形成柵極电流。在高頻振蕩的半个周期內,电容器 C_0 充电,与柵極相連的电容器極板上出現負电荷;在后半个周期中,由于电容器通过电阻 R_0 放电,此負电荷减少。在此情况下,柵極电流强度圍繞着某一个平均值而振蕩。这振蕩的振幅是不大的,因为,在高頻振蕩的半个周期中,电容器来不及通过高电阻放电

完畢。如果接收到的振蕩是沒有調制過的，則柵極電流強度在高頻振蕩每個周期中的平均值保持一定。如果所接收到的振蕩是調制過的，則這個平均值就以調制頻率振蕩，並且形成同樣的柵極電勢振蕩，這就引起屏極電流的脈動。此脈動的曲線與調制振蕩的曲線相似，但是在它上面，載有微弱的（即振幅很小的）高頻率脈沖，後者形成屏極電流的高頻成分。

柵極檢波綫路（圖 52）中的屏極電路，與屏極檢波綫路（圖 51）

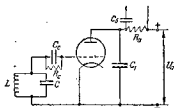


圖 52. 訊號很弱時的
柵極檢波綫路

中的屏極電路之不同，僅僅在於：在柵極檢波綫路中，從電阻 R_0 取得的低頻電壓，是通過電容器 C_0 輸至受話器的， C_0 用來防止屏極電流的直流成分流過受話器。電容器 C_1 將屏極電流的高頻成分從電阻 R_0 分離出來。

關於更現代化的、利用多極電子管檢波的綫路，在無線電學教程中研究。

無線電接收器所收到的訊號，在輸入檢波器之前，可以用高頻放大器加以放大；而由檢波器取得的電壓，還可以輸到低頻放大器加以放大。放大器中的三極管是要在其特性曲線的直線段上工作的，為此必須借助於柵極電池，在柵極上形成負偏壓。要放大的電壓輸送到柵極上。當柵極的電勢增加一個不大的增量 ΔU_0 時，屏極電流增加 Δi_0 。如果在屏極電路中聯入一個相當大的阻抗 z ——它可以是有效電阻（變阻器），也可以是感抗（自感綫圈）或容抗（電容器——，則阻抗上的電壓降的增量 $\Delta i_0 \cdot z$ ，可以超過量 ΔU_0 好多倍。這個電壓同樣地可以輸到下一級電子管再加以放大，依此類推。

在圖 53 上繪出了最簡單的放大器中的一個環節。其中在前一級電子管的屏極電路內，接有一個有效電阻 R_0 （圖中左

方)。它上边的交变电压降 U_1 ，经过电容器 C_0 输至下一级电子管的栅极。 C_0 让振荡电流通过，而不让直流通。利用这个方法可以保护电子管的栅极不受到高电压。为了使电容器上所聚集的负电荷不至于封锁了电子管，故通过一个高电阻 R_0 （百万欧姆左右）将它引向加热灯丝的电路。

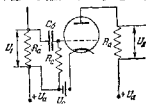


图 53. 电阻耦合放大器的一个环节

放大的电压 U_2 由连接在屏极电路中的电阻 R_a （图中右方）上取得。

本世纪三十年代末，曾发明了一种方法，利用这种方法，人们就有可能去观察那些直接用目力以及使用光学仪器所不易观察到的目标，例如在浓雾隐蔽下的，或者是夜行的飞机或船舶。这种方法叫做无线电定位。

无线电定位的概念如下所述：用无线电定位仪器，以非常短的脉冲，发射出波长为数米或数分米，甚至数厘米的短电磁波；脉冲与脉冲之间所隔的时间相等，这时间非常短，但还是远远地超过脉冲持续的时间。此电磁波在前进途中遇到障碍物（飞机、轮船等），一部分被这些物体所散射，而一部分被反射回来——虽然已经大大减弱了。

反射回来的波由同一个无线电定位仪器接收到，经过显著的放大之后被送至示波器，根据脉冲发出到电磁波由目标返回的时间，可以确定目标离仪器的距离。在这里需要测量非常短的、以百万分之一秒来计算的时间，这一测量是利用上面提到的电子示波器（电子射线管）来完成的。现在我们来研究一下它的构造和作用原理。

在一个如图 54 所示的玻璃管子中，有一个灼热的灯丝 K 发出电子流，这电子流穿过栅（图中未给出）以后，被热灯丝与屏极 A 之间的电压 U_a 加速，从小孔射出，最后再从电容器 $C_1C'_1$ 和 $C_2C'_2$ 的

極板中間穿过，以細綫束的形式射向玻璃管寬大的底面，此底面上

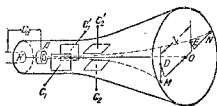


圖 54. 电子示波器(电子射线管)

塗有一層熒光物質。如果沒有电压加在电容器上，則电子射线(电子束)將射到熒光屏的中心点 O ，在这里显出一个光斑。

当無綫电定位站工作的时候，在电容器 C_1C_1' 上加以交变电压，其变化周期 T 与相鄰两个被發出的脉冲之間的时间間隔相等。圖 55 所表示的是此电压的圖綫。在周期的前

一段(較長的)时间 a 中，电压綫性地增加，它使得电子前进的方向由 AM 变到 AN ，这时屏上的光斑匀速

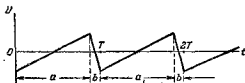


圖 55. “鋸齒”形交变电压的圖綫

地从 M 移到 N (参看圖 54)。在周期的后一段(較短的)时间 b 中，电子的發射自动停止。这样一来，屏上的光斑就周期性地从 M 移动到 N 。因为这一过程每隔極短的时间就重复一次，所以眼睛在屏上所看到的是一条不間断的光帶 MN 。

在發射脉冲的極短時間內，給第二个电容器 C_2C_2' 的極板加以电压，这电压使得电子射线在垂直的方向移动，屏上的光斑也向上躍起。因为这个过程每發射一次脉冲就重复一次，所以在屏上显現出一个小凸峰 D (参看圖 54)。当由目标反射回来的脉冲被接收装置收到的时候，电容器 C_2C_2' 的两个極板之間，又被加以使电子射线以及屏上的光斑向上移动的电压。这时在屏上显出第二个小凸峰 E 。根据二凸峰 D 和 E 之間的距离，可以确定目标的远近。

圖 55 所表示的鋸齒形交变电压，以及某些其它形式的交变电

压，可以借助于张弛振荡发生器来得到。这种振荡器中的振荡周期决定于电容器的充电或放电时间。这样的振荡器的线路在专门书籍中研究，但它工作的概念可以用氖气管张弛振荡器的线路来加以阐述，图 56 所表示的就是这种线路。

氖气管 N 联接在电路中，电路由具有恒定电压 U 的电源供电。电阻 R 与氖气管串联，而电容器 C 与氖气管并联。电压 U 应该比氖气管的点火电压 U_1 高一些。

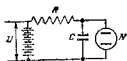


图 56. 氖气管张弛振荡器

当电路闭合时，电容器充电，电容器与氖气管上的电压增加。当电压增至“点火电压”时，氖气管的电阻骤然减小，电容器开始迅速放电，电容器与氖气管上的电压也迅速降低。当电压降到“熄火电压” U_2 时，氖气管的电阻又增大，电容器又重新充电。电容器和氖气管上的电压的变化曲线，与图 55 所示曲线的不同之处，就在于：图 55 中所示曲线的直线部分，将被与直线稍有不同的曲线所代替。张弛振荡的周期，可以用 C (电容器的电容) 与 R (电阻的数值) 的一个复杂函数表示出来。

在今天，人们使用着非常复杂的、现代化的无线电定位系统，例如示景雷达 (панорамный радиолокатор)。它向着所要探测的地方发射出间断地周期性变化着的电磁波 (即脉冲——译者)，结果在雷达的映示屏上就可看到该地方的圆形。这种雷达具有很大的用途，例如，它可以装在飞机上用来考察地面和海洋表面，也可以装在船上，使人们能够在浓雾或黑夜中确定航行的道路。

作为例子，我们在书末的图 I 上刊印了同一地区的两张图片，上面的一张是从飞机上用照像的方法得到的，下面的一张是从示景雷达的映示屏上看到的情况，这个雷达装在同一架飞机上。在第二个图片中显示出的有第一个图片中所没有的细节：在最里边的那个圆形标线边缘处可以看到一些点，这些点是一个舰队的映像，它们的金属甲板反射雷达所发出的电磁波。在上边的照像片中看

不到这个艦队。

無線电定位术的發明与發展在很大的程度上是与苏維埃学者的的工作分不开的。超短波的傳播是B. A. 夫維金士基(Введенски)院士所首先研究清楚的。Л. A. 罗仁士柯(Рожанек)三十年代的工作,对适用于超短波的电磁振蕩的获得与放大的新型电真空仪器的制造工作,起着奠基的作用。Ю. Б. 柯卜查列夫(Кобзарев)、П. A. 波高列柯(Погорелк)和Н. Я. 齐尔涅楚夫(Чернецов)由于發明了“飞机察覺器”曾荣获了斯大林獎金。

超短波在現代的电视技术中获得重要的应用。所謂电视,就是用無線电来傳遞形象。

現在我們来概略地介紹一下电视的基本原理和电视裝置中主要器件的工作原理。一个电视系統包括着三个部分,即發送机、接收机和將二者联系起来的联系裝置。

發送机的任务就是將要观察的客体(景象)分解成一个个的小單元,并將小單元的光学特征轉变为电流,即对应于每一个小單元,形成与其亮度成正比的电流。此电流引入联系裝置。

接收机的任务是將其所接收到的电流轉变为相应于該电流的形象單元的光学像,并將所得到的像構成一个整个的象。

联系裝置可以是导綫,它將电流从發送机引到接收机中去;也可以利用無線电来联系,以發送机输出的电流將电波調幅,然后把已調幅的波發射出去,由接收机的天綫收到电波以后,再进行檢波并將它轉变为电流。

在發送机中应用着A. P. 斯托列托夫在1888年所研究的一种現象,这种現象称为外光电效应。在§23中我們將对此現象加以研究,这里仅限于指出,外光电效应就是說金屬在受到光的照射时,会丧失負电荷(即放出电子)。对于电视來說,重要的是一种特殊情形,即由可見光所引起的外光电效应。这种現象并不是对所有金屬都能观察到的,能观察到这种現象的只有某几种金屬。發

射机中最重要的器件——所谓光电像管，就是根据外光电效应的原理来工作的。

光电像管是在 20 年代末由 B. K. 兹涅雷克所发明的。1931 年，苏维埃学者 C. H. 卡塔耶夫也独立地创造出了这种仪器。苏联学者 J. A. 库别茨基、C. H. 卡塔耶夫、H. B. 什马可夫和 H. B. 季莫非耶夫等人对光电像管作了重大的改善。

图 57 所表示的是光电像管的一种最简单的型式。K 是人们要将其形象发射出去的对象，由物镜 O 将它成像于对可见光很敏感的镶嵌感光层 1 上。感光层沉积在很薄的云母片 2 上，云母片的另一面复盖着一层厚薄均匀的金属 3，作为输出讯号的极板。感光层是由许多极小的用铯处理过的银质微粒组合而成的。每一个或者好几个相互连接着的小银粒形成电容器的一个极板，电容器的另一个极板就是金属片 3。这样，整个感光层就成为许多相互绝缘的小极板，每一个小极板都与讯号板 3 构成一个电容器。在感光层上所形成的像，由于光电效应，致使小银粒放出电子而带正电。每一个小银粒所带的正电荷多少取决于该处的光照强度，而这一强度又正比于对象 K 上成像于此银粒上的那一部分表面的亮度^①。这样一来，镶嵌感光层上的不同各点，电势将互不相同，亦

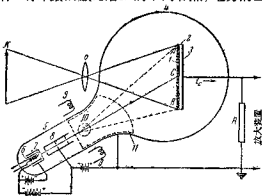


图 57. 最简单的光电像管

① 关于照度(光照强度)和亮度的定义见§14——译者注。

即，在感光層上，形成了一个电势的“浮雕”。

上述的带有感光层的云母片装置在抽空了的玻璃容器 4 中，这个容器具有一个圆柱形的部分 5，在这一部分中装有“电子枪”作为电子源的是一个旁热式的阴极 6，由阴极所发出的电子“射线”，通过圆筒 7 上的圆孔和阳极 8 上面的三个圆孔，射向镶嵌感光层。圆孔的作用是限制电子射线成为纤细的一束，并将其聚焦于感光层上。圆筒 7 称为控制极，改变它的电势，就可以调整电子射线的强度，亦即电子流的强度。

在玻璃管 5 的外面装着四个线圈，这四个线圈两两共轴。其中两个线圈 9, 9 的公共轴线和圆面相合，另两个线圈的公共轴线与圆平面垂直，图中画出了其中一个 10。在线圈 9, 9 中的电流所产生的磁场平行于圆平面，它使电子射线向着与圆面相垂直的方向偏转。线圈 10, 10 中的电流所产生的磁场垂直于圆平面，这个磁场使电子射线在和圆面平行的平面内偏转，亦即，这个磁场可以使电子射线射到感光层的边缘 A 或者 B。由此可见，调整通过这几个线圈的电流，就能够使电子射线射到镶嵌感光层上面的任何一点。

当电子射线射到感光层上某个银粒的时候（这些银粒由于光电效应而带有正电荷），由这个银粒和信号极板所组成的细微电容器就要放电，结果就有一短时的电流从信号极板流过电阻 R。这一电流在电阻 R 上所形成的电压由放大装置放大以后，用来对发送机所发射的无线电波进行调幅。

从镶嵌感光层上飞出的电子，由收集电极 11 收集起来，这个收集电极是复盖在玻璃管一部分内壁上的金属层，在图 57 中用虚线表示出了它的边界。为了将感光层上所形成的景像传递出去，或者，更正确地說，为了把感光层上的电势起伏传递出去，必需将它分割成许多行，再将每一行分成微小的单元。这个任务是由电子射线所担负的，电子射线每 $\frac{1}{25}$ 秒将整个画面上的全部微元扫描

一遍,方法如下所述。

为了將画面的每一行分成微元,在綫圈 $9,9$ 上加以和圖 55 所示形式相类似的鋸齒形交变电压,在它的的一个周期中,射綫將扫过画面的一行,并重新回到它原来出發的那一边。如果整个画面被分作 z 行,則交变电压的周期等于 $\frac{1}{25z}$ 秒。在圖 58 上表示出画面被分为許多行的情形。在周期的前一阶段(这一阶段時間較長)中,电压均匀地增長,电子射綫匀速地扫过一行,即从点 A 扫射到 L 。在周期的后一阶段(很短)中,电压迅速地下降,电子射綫重回到画面的 AB 一边;在这一段時間中景像的播送自动停止。在下一个周期中,过程也是这样。

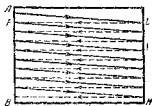


圖 58. 画面被分成許多行的情况

为了將画面分成行,在另一对綫圈(圖 57 中的 10)上也加上同样的鋸齒形电压,但这个电压的周期等于 $\frac{1}{25}$ 秒。在周期的很長的前一阶段中,由于全部四个綫圈所生磁場的影响,电子射綫扫射过画面上的所有各个点,从画面的上边緣逐行地移动到下边緣,即由 A 点到 M 点。在周期的后一阶段(很短)中,电压迅速的下降,电子射綫重新返回到 A 点;在这一段時間中,景像的播送自动截止;如果所进行的是电视的电影播送,則在这段時間内,电影机中实现镜头的更換工作。管理景像分割的电脉冲,也像訊号極板所輸出的景像訊号(电视訊号)一样,用来对發送机所發射出的無線电波进行調幅。

上面所描述的光电發像管具有一系列缺点,其中之一就是它的灵敏度很小,从訊号極板上得到的电流 i_c 非常小,它在电阻 R 上所产生的电压需要多級的放大,这就影响了电视播送的質量。

在改进了的电视發送管中,上述缺点已被消除。消除的方法各有不同。

在 A. A. 庫別茨基所設計的管子中，采用了他在 1934 年所發明的电子倍增器。这个仪器的作用是基于次級發射現象。次級發射就是物質表面在受到电子撞擊時射出电子的現象，这时，每一个撞擊到發射物(靶子)的电子，可以从其中“打出来”好几个电子。在电子倍增器中，从第一个發射物飞出的电子，被電場加速以后就射到第二个發射物上，于是就有較多的电子飞射出来，这些电子同样再經由電場加速，射到第三个發射物上，依此类推。由此可見，裝有若干个發射物体的电子倍增器，可以使电子流增大到好多倍。圖 59 是电子倍增器的原理圖，其中 1, 2, 3, 4 是發射物体，連附在分压器 AB 上，使得其中每一个發射物的电势都比前一个为高。这样就在各發射物之間造成了加速电子的電場。电子流 i_1 由倍增器放大到值 i_2 。电流 i_2 流过电阻 R，在 R 上产生电压，此电压再被引至放大器。

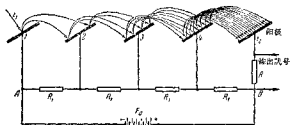


圖 59. 电子倍增器的工作原理

另一个提高电视發送管灵敏度的办法是 C. H. 卡塔耶夫在 1932 年所建議的。这个方法就是把鑲嵌感光層的职能分給两个零件，圖像从一个零件上傳遞到另一个上。这种管子由 H. B. 什馬柯夫和 H. B. 季莫菲耶夫所制造出来，圖 60 就是它的草圖。

物体的形像成像于感光層 1 上，感光層是塗在一个帶有分枝 5 的玻璃管 4 的末端內表面上的。由于光电效应，从感光層中放射出电子，其方向如圖中箭头所示。从感光層不同部位所射出的电子数目，正比于該处的光照强度。由綫圈 6 中的电流所形成的

磁場，將光电子束聚焦于被称做靶子的云母薄板 2 上。落在 2 上各个地方的电子数目，仍保持着与感光層各部分的照度間的正比关系（意即，从感光層上某一点所發出的电子，仍落于云母片上对应的一点——譯者）。在从感光層 1 到靶子 2 的途中，电子受到電場的加速，当电子撞击到靶子上时，引起次級發射，亦即放出更多的电子。結果，在靶子上就形成和要發射的景象相对应的电势起伏。然后和在前面所講的光电發像管中一样，利用电子射綫射到靶子上，扫描所得到的圖象。这时就有电流从裝于靶子背面的訊号極板 3 上流过电阻 R ，在这个电阻上所形成的电压降引向放大器。这个电流比光电發像管的訊号極板上流出的电流要大，因为在現在所講的这种管子中，电势起伏是由于放出了更多的电子而形成的。在圖 60 中沒有画出收集电極和控制电子射綫的机构。

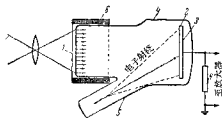


圖 60. 帶景像傳遞的电视發送管

現代的高度灵敏的电视發送管可以对亮度并不太大的对象，例如劇場、运动場等，利用电视来进行广播。

接收用的电视管和無線电定位裝置中的电子射綫管（参看圖 54）相差不多。在电视管中，也要利用磁場来进行景像的扫描，就像光电發像管中的情形一样（参看圖 57）。电子射綫在荧光屏上描繪出景像。射綫强度的調整利用下述办法来进行：为电视訊号所調幅的电磁波由接收机的天綫收到以后，在接收机中經過放大和檢波，相应的电磁振荡就被引到控制电極，这个电極的作用相当于三極管中的栅極。控制电極电势的变化改变着电子射綫的强度，当电子射綫到达荧光屏上时，屏上光点的亮度就是由射綫的强度所决定的。控制电極的構造和光电發像管中的控制圓筒 7（参看圖

57)一样。为了得到亮度较大且清晰的景像,为了防止由于管中残余气体的负离子而使景像的清晰遭到破坏,在荧光屏的内侧表面上,复盖有极薄的一层铝,这铝层可以使电子射线通过,并将管内荧光层所发出的可见光反射向观众。

用电子射线进行景像扫描的电视系统是在1907年,由彼得堡工业学院教授B. J. 罗津格(Розинг)所发明的。在同一年,罗津格第一次用实验验证了他的方法,他用导线把景像从工业学院实验室的一个房间中传递到另一个房间中。

在无线电报中所应用的电磁波,从波长为数千米的长波到数厘米的短波都有。在无线电广播中应用波长2000米到11米的电磁波。在电视中应用波长为数米的电磁波。在无线电定位术中应用数厘米长的电磁波。

这些电磁波的传播情形,与电磁波的波长,地球表面的电学性质,以及大气上层的导电性等有关。在大气上层中有气体离子和自由电子存在。这种带电的气层有好几个,对无线电波传播影响最大的是位于100~180千米高度处的那一层和位于200~500千米高度的第二层。第一个气层叫做D电离层,第二个叫做E层。E层中离子的浓度白天增加而夜间减少,因为在这层里,离子是由于太阳光的作用而形成的。在E层中,起作用的除太阳光外还有宇宙射线。这一电离层的高度不定,与太阳在黑子形成的过程中(这时黑子发射带电粒子流)出现的活动性以及一年四季和昼夜的时间有关。这些电离层的电学性质取决于离子的浓度,并且对于不同波长的波,亦有所不同。

无线电波从波源传到接收机有两条途径:1)绕着地球表面传播。2)在电离层中反射和折射。第一种被称为地面波,而第二种被称为空间波。

最长的无线电波(3000米以上)主要是绕着地球表面传播的。由于绕射作用,它可以绕过地面上突起的山脉,不会有传不到的地

方(無線电陰影)。电波在水面上方傳播时,要比在陆地上方傳播时被吸收得少些,这是因为水的导电性較大的緣故。在数千公里的距离上,这种波就以空間波的形式傳播,依靠 E 电离層的反射而环绕地球表面。利用这种最長波的無線电通訊最为可靠,但需要很大的發射功率。这种波用于报时信号。

波長在 3000 米到 200 米範圍內的無線电波,傳播的距离比長波近一些。因为这种波被 E 層强烈地吸收,而 E 層中的电子濃度在白天又比夜間大,所以在白晝,这种波的傳播距离更短。地面波由于陆地和水(程度較小)的吸收显著地减弱,在所述波長範圍內,这种吸收对于短波要比長波强烈。这种波的傳播距离不会超过 1500 千米。繞射作用对長波傳播的影响要比对短波傳播的影响大些。由于空間波和地面波的干扰作用,有时会观察到“衰落”(замирание)——收到的强度减弱,过了 1~3 分鐘以后,又重新恢复。这种现象对較短的波比較显著。在所述波長範圍內,从 2000 米到 712 米和从 500 米到 200 米的波用于無線电广播,其余的波長用于服务性的無線电通訊。

波長 200 米到 50 米的波,只是在不大的距离(数十千米)內,才能进行可靠的通訊,因为在这个波長範圍內,地面波被地球表面强烈地吸收,而空間波將穿过 E 層,那里的离子濃度不足以反射这样的波。波从 F 电离層反射以后再通过 E 層射回地面,但在兩次穿过 E 層中,較長的波几乎全部被吸收。在夜間, E 層中电离减弱,这个波長範圍內的較短的波有时可以傳播到較远的距离。繞射现象对于波長 200 米到 50 米的波的傳播影响不大,并不能消除無線电陰影区的产生,在这些区域就收不到电波。这样的波長的波仅用于服务性的無線电通訊。

波長 50 米到 10 米的波是以空間波的形式傳播的,因为在这一波長範圍內,地面波在数十千米的距离內就完全被吸收了。空間波从电离層 F 处反射回来,在 E 層中被吸收而减弱。减弱的程

度,在这个波長範圍內,对于較長的波來說比較短的波为大,且与 E 層中的离子濃度有关。由于多次从 F 層反射的緣故,这个波長範圍內所有的波,傳播的距离都很大;它可以繞过整个地球,形成無綫电回波現象。由于 F 層的变化無常,接收裝置可能因为从 F 層不同地方反射来的波相互干扰而不能工作。在某些地方,反射波既傳不到,地面波又因被吸收的緣故而不能达到这里,于是这些地方就成为“寂靜地帶”。繞射現象在这个波長範圍內实际上不起作用,这种波能够以有向綫束發射出去。这个波長範圍內的波用于無綫电广播和远距离的服务性無綫电通訊。在后一种情形中,發射机根据电离層的構成情况使用不同波長的波:在白天用較短的波,而在夜間則用較長的波。

數米長(10~1米)的波沿着地面傳播時只能傳到很短的距离,因为它显著地被吸收。这种波又能穿过电离層,而不会在那里遭到反射。因此,它只能在直綫的可以望得見的距离之內用来連系。它所傳播的远近依賴于發送裝置天綫的高度。这种波長的波用于电视。

更短的波——厘米波在性質上和米波相似,它适用于無綫电定位,以及發射裝置功率很小时的近距离通訊。

§ 10. 电磁波譜

在前一节中我們介紹了获得与接收电磁波的某些方法,以及电磁波在技术上的应用。我們所談到的电磁波的波長限于从若干千米到数厘米的範圍之內。这并不能全部包括在自然界中所遇到的各种各样的电磁波。正如我們以后所將要看到的,光綫(紅外光、可見光及紫外光)和借助于特殊仪器而得到的倫琴射綫,以及放射性物質所放射出来的 γ 射綫,也都是电磁波,不过它們的波長比起我們前面所考察过的波要短得多。这些更短的波的电磁性質是在不太久以前才确定下来的。

由麦克斯韦所创立的电磁理论导至了下列结论：光是电磁波。对于人眼所能看到的光波来说，波长局限于从 7.6×10^{-5} 厘米（红色边缘的光的波长）到 3.8×10^{-5} 厘米（紫色边缘的光的波长），或者说从 7600 \AA 到 3800 \AA 的范围之内。波长再长一些的波——红外线，可以由它的热作用觉察出来。关于波长较紫色光更短的射线，后面将要谈到。

从实验上证明光的电磁性质，是赫兹在 1888 年首先作到的：他表明，电磁波以光的速度传播，并且像光波一样地反射和折射。

1895 年，著名的俄国实验物理学家、莫斯科大学教授 H. H. 列别捷夫更进一步证实了光波的电磁性质。列别捷夫利用细微的振子，获得了波长 6 毫米的、在当时说来是最短的电磁波。振子是由两个直径 0.5 毫米、长 1.3 毫米的小铂圆柱组成的；铂柱嵌在玻璃管中，由列别捷夫所制造的精微的感应圈来给它供电。

H. H. 列别捷夫的实验表明：他所得到的电磁波从金属镜面上反射；并在通过胶木三棱镜时发生偏折，亦即当它由一种绝缘媒质进入另一种媒质时，发生折射；在菱形晶系的晶体中，还发生双折射现象。这就是说，列别捷夫所得到的电磁波，本身就像是光一样。

1923 年，M. A. 列维特士卡娅教授在塔什干曾利用振子获得更短的波。她所用的振子由一串 25 个小球组成，在小球之间放着 24 段导线。小球的直径为 0.8 毫米，它们之间的间隔为 1.6 毫米；导线的长为 0.5 毫米，粗 0.3 毫米。小球和导线段都用加拿大树脂粘在玻璃板上，在玻璃板上预先以金刚石刻好了小沟。用感应圈经过两条黄铜带供给此振子以电压，黄铜带安放得垂直于小球和导线的系列。其振器是用其中混杂有雾状铜的石蜡来充当的。振子所发射出的能量被石蜡所吸收，这样就可以根据石蜡的温度上升，用热电偶来发现它。在 M. A. 列维特士卡娅的实验中，激发出并且接收到了波长为数十分之一毫米的电磁波。

在同一年中，A. A. 格拉涅列娃·阿尔卡基也娃教授在莫斯科也得到了一些波長更短的波。她所用的振子是很薄一層由銅屑和机油合成的紙漿狀物質，銅屑均勻分布在机油中，其綫度約为数十分之一毫米。为了消除这些銅屑在放电时燃燒和分散的影响，在供应高压电的端鈕处不断地輸入新的油漿層。这种振子所輻射的波長，依銅粒的大小和它們之間的相互距离而定。所得到的波用抛物鏡聚焦在热电偶上，就可以觉察到。由此可見，这里也是根据它的热效应来察觉它的。

这样，在 M. A. 列維特士卡娅和 A. A. 格拉涅列娃·阿尔卡基也娃的实验中，电磁波是用电学方法激發起的，而檢察它所用的方法，却是用来觉察紅外綫的方法。但紅外綫乃是波長較可見光綫長些的光綫。这样一来，就表明了波長一样的电磁波和光波間的等同性，也就是証實了光綫的电磁本質。

波長比紫光更短的光綫叫做紫外綫。它和可見光綫一样，是利用光学方法来获得，并利用照相方法——即根据其化学作用来记录的。除此以外，它还能引起某些鹽类的微光(發光)，引起气体的电离，并能引起光电效应，即某些物体在光照下喪失負电荷的現象(前面已經說过)，这些現象都將在以后研究。

由于下列两个原因，研究紫外綫是相当困难的：第一，紫外綫不能通过玻璃，因此如棱鏡、透鏡等光学仪器必須采用水晶来制造。第二，紫外綫中除与可見光接鄰接的一部分以外，其余部分被空气强烈地吸收，甚至在空气很稀薄时也是如此。

被研究过的紫外綫領域已延伸到数量級为 90\AA 的波長。

更短的波是倫琴射綫，其波長範圍約从 120\AA 到 0.08\AA 。倫琴射綫是利用特制的倫琴射綫管产生的，并根据它穿过晶体时的散射和在晶体表面上的反射来研究它。这种射綫也可以用探查紫外綫的方法察觉出来。在后面，我們將較詳細地来討論倫琴射綫。

在所有存在于自然界的电磁波中，最短的波就是所謂 γ 射綫。

这种射线是在放射性物质的原子衰变时产生的。 γ 射线最长的波长为 0.2\AA ，在短的一侧还没有确立起它的界限，已被测出的 γ 射线波长有短达 0.001\AA 的。 γ 射线的探查和测量其波长所用的方法，与研究伦琴射线时相同。

这样，全部被研究过的电磁波总合，波长范围就从数十千米直到千分之一埃；与此对应的振荡频率约从 10^3 赫兹到 10^{22} 赫兹。



图 61. 以对数比例尺表示出的电磁波波谱

在图 61 中以对数比例尺表示出电磁波的整个波谱。波长以厘米和埃表示，频率用赫兹表示。从图中可以明显地看到，各个相邻的波长领域在它们的交界处是相互交叉着的。

第四章 光 学

§ 11. 光学發展史概述

光学是物理学的一个部門。在光学中研究的是光（包括可見光和不可見光——波長較長的紅外線与波長較短的紫外綫）所引起的物理現象。

直到十七世紀以前，人們关于这一科学領域的知識还是非常不够的。

大概，古希臘的学者已經知道了光在均匀媒質中直綫傳播的規律。透視理論就是建基于这一規律之上的。古希臘学者在公元前所写的許多著作中都提到了透視理論。

光的反射現象也同樣是在远古就己知道的了。荷馬（公元前十世紀）就曾提到过人造的鏡子，在古埃及的陵墓中也积存有人造鏡子。著名的欧几里德（公元前三世紀）几何学給出了反射定律的确实表述，入射角和反射角的相等即导源于此。

古希臘人还曾知道凹面鏡会聚光綫的性質。希臘历史学家普洛圖（公元前一世紀）在他的一本著作中，曾提到人們利用一个大杯子，以“最聖潔的火”——太陽火来点燃羅士塔庙內長明灯的事情。應該測想为：这个杯子一定像一个能將光綫会聚于其焦点上的凹面鏡一样。

在一个著名的傳說中，阿基米德（公元前三世紀人）曾用一个凹面鏡在西洛庫扎燒毀了敌人的軍艦。可以肯定这个傳說是后人臆造的。因为計算指出，当軍艦距鏡子1千米时，要达到这个目

的，所用的鏡子必須大得近乎荒誕——直徑1~2千米。

光的折射也是古代人們就已知道了的。生活在公元一世紀時的普里尼曾在一本著作中提到太陽光通過一個玻璃球後，能夠燒傷皮膚。公元二世紀時的普圖勞姆曾用實驗研究過光從空氣進入水中時的折射，並得出下列結論：入射角和折射角成正比。

對於人何以能見到物體這個問題，也曾有不少古代學者考慮過。畢法哥拉學派（公元前六世紀）的信徒們用從人眼發出的“視線”來解釋這個問題。柏拉圖（公元前四世紀）也有著同樣的看法。這個問題的另一種解釋是柏拉圖的學生、著名的哲學家亞里士多德所給出的。亞里士多德認為，物體的可見性是由人眼與物體之間的媒質的透明性所決定的，而且人眼的性質不是“火性的”而是“水性的”，因為眼睛在黑暗中就看不見東西。他說：“視覺的存在是人眼和被看見的物體之間的居間者運動的結果”也就是透明媒質運動的結果。但為了使可見性顯露出來，必須有火或者“天上的物體”（太陽），借助於它們，透明性才從媒質的隱蔽的性質變成為現實的性質。亞里士多德把物體的顏色解釋為黑和白兩種顏色的不同比例的混合，他認為黑色與白色相反，是最基本的顏色。

阿托密斯特·魯柯利茲（公元一世紀）對物體的可見性所作的解釋為：從物體的表面不斷地放出許多“微小的東西”，組成很薄的薄膜——“幻影”，它們向各個方向飛出，且保持物體表面的“外貌與形狀”不變。這些“幻影”推動空氣，使它穿過眼睛，並且“刺激瞳孔”，造成視覺。

上述的古代學者的“理論”，都是想當然的，很少能促進科學的進步。

在物理學史的史料上沒有記述中世紀在光學上的重大發現與發明。在十三世紀發明了眼鏡，發明人是誰不能肯定。有一種說法說是薩維諾·阿爾馬奇，另一種說法說是僧侶阿列柯散·德·史皮那。

大約在1600年，在荷蘭（眼鏡就是由這裡傳入別的地方的）發

明了由会聚透镜和发散透镜组成的显微镜和望远镜。显微镜是依恩山发明的。望远镜的发明人不知道是谁。当关于“荷兰式”望远镜的消息传到伽利略那兒以后，他就制造了一个这种望远镜，并且利用它来进行天文观察，完成了一系列卓越的发现。这种望远镜就称为伽利略望远镜。

伽利略望远镜的放大率不大。开普勒制成了更强的望远镜，这种望远镜由两个会聚透镜组成，具有更大的放大率。用这种望远镜所看到的像是倒立的，但这不影响它在天文观察方面的应用。这种望远镜称为天文望远镜或开普勒望远镜。

在十七世纪初叶，荷兰学者斯奈耳发现了折射定律并将其叙述如下：“在同一种媒质中，入射角余割与折射角余割的比是一个恒量。”折射定律的现代形式，是笛卡兒在1637年（斯奈耳逝世后十一年）所给出的。

笛卡兒提出了他自己的光学理论。按照笛卡兒的看法，光由光源向外传播，是借助于作用在组成光源与人眼之间的媒质的“小球”上的压力的。这些小球将压力瞬时地（即不需时间地——译者）传给眼睛而引起视觉。笛卡兒认为，眼睛也能够给予这些小球以压力，并且像摸索物体似的，在黑暗中感到它。笛卡兒将光的反射解释为镜子对媒质小球的推斥；而对于光的折射，则解释为第二种媒质影响媒质小球的速度使之发生了改变。在这里笛卡兒陷入了自相矛盾，因为前面说过，他认为引起光感觉的压力的传播，是瞬时地完成的。

在十七世纪中叶发现了三种光学现象：布拉格医学教授马尔茨发现了色散现象；意大利人哥利马里发现了绕射现象；丹麦人巴尔托里努斯发现了双折射现象。关于这些现象，以后我们将较详细地讨论。

马尔茨于1648年在布拉格出版的著作中提到，由于光线在棱镜中的各种各样的折射，形成了各种各样的有颜色的光；并且指出

了这些光的顏色在进一步折射时保持不变。馬尔茨認為光綫的各种顏色是由于光綫的“濃縮”程度不同；在他的著作中的另一个地方，他發表了下述的假設：所有的顏色都可借助于濃縮變成另一种。这样，他就陷入了矛盾。

十七世紀六十年代，牛頓对光的色散現象作了实验上的研究。他的工作結果曾刺激了第一个以凹面鏡作为物鏡的反射式望远镜的制造，并刺激了他的光的“微粒”学說的研究。

牛頓对光的色散研究得到的結果是他在1669~1671年的講課中發表的，但只是在牛頓以“光和顏色的新理論”为題，在倫敦皇家学会（相当于别的国家的科学院）發表了講演以后，他的研究結果才广泛地为大家所知晓。牛頓的这个講演是在1672年2月發表的，这是他在皇家学会的第一次講演，当时他才被选为皇家学会的會員祇25天。

牛頓在他的講演的結論中第一次談到关于光的本質的基本假定問題，他說：“……我們有充分的根据認為光是实体……。”在以后的工作中，牛頓發展了自己的理論，并談到关于从發光物体所射出的光的質点——微粒。牛頓認為，最大的光微粒在到达人眼时引起紅光的感覺，最小的光微粒引起紫光的感覺。白光是所有各种顏色的混合。当光从較稀的媒質进入較密的媒質中时，光綫向着由入射点所作的媒質交界面的法綫偏折，这是因为第二种媒質的質点对于光微粒的吸引力比第一种媒質强的緣故。由此可見，牛頓的理論可以解釋光的折射定律，但这样的解釋导致下面的結論：光在較密的媒質中，速度要比在較稀的媒質中大。現在我們知道，这个結論是錯誤的。

按照牛頓的理論，光的色散是由于折射媒質的質点对各种大小的光微粒吸引力不同而产生的。較大的光微粒，飞行方向改变的角度要小于較小的微粒。光的反射是由于光微粒在鏡子上的反射，此反射遵守着彈性球在彈性壁上反射的定律。

为了解释光线在遇到媒质交界面时, 何以会一部分遭到反射而另一部分进入第二种媒质发生折射, 牛顿说: “所有的光线在通过任何一个折射表面时, 都具有一定的暂时结构或状态, 随着光线的通过, 这种状态每隔相等时间恢复一次; 当这种状态恢复时, 光线就可以通过折射表面; 在这种状态恢复之间的时间内, 光线反射……”。牛顿将这些状态称为“容易通过的发作”和“容易反射的发作”。对于双折射现象, 牛顿所给出的解释很不足以令人信服, 并导致错误的结论。

牛顿的理论遭到了一些与他同时代的人的反对。荷兰科学家惠更斯于 1678 年, 在法国科学院发表讲演, 批判了微粒理论, 并提出了自己的光的波动理论。12 年以后, 他发表了他的著作“论光”。从这一著作中可以看到, 惠更斯反对微粒学说的基本根据是, 光线可以相互交叉地通过, 彼此互不影响。如果光线是由物质的粒子流所组成的, 则微粒间的相互冲撞应引起光线方向的改变, 但任何时候都没有观察到这种现象。在“论光”中, 惠更斯写道: “……光线从发光物体到达我们的眼睛, 是利用传给发光体和我們之间的物质的某种运动而达到的”……, 这种运动“像声音的情况一样, 以球面和波的形式传播……”。由此可见, 按照惠更斯的观点, 光是一种假想的媒质中的波动过程, 这种媒质充满所有空间。这一种媒质称为宇宙以太。根据惠更斯的看法, 光波的传播是由于以太微粒的弹性纵振动。

惠更斯的理论可以解释光线的反射和折射, 并导致下列结论: 在较密的媒质中, 光的速度比在较稀的媒质中为小。这个结论和根据微粒学说而得出的结论相反。用实验来比较光在不同媒质中的速度在当时还不能做到。波动理论对于双折射的解释也导致与实验相符合的结果。对于光线的颜色, 惠更斯没有给出解释。

大体上说来, 两种理论都可以令人满意地解释当时已知的光学现象。光的直线传播问题用微粒学说解释很容易, 波动学说当

时没有涉及这个问题。

波动学说的最本质的缺点，是需要假设以太既具有某些固态物质的特性，而又不阻碍天体的运动。天文观察丝毫看不到这种阻力存在的迹象。在该世纪七十年代，罗蒙诺索夫根据木星的卫星蚀现象算出了光的速度，光速的巨大数值，用微粒学说来解释比用波动学说容易接受一些。

总的来说，微粒学说与波动学说比较起来，并没有那一个具有特别显著的优越性。但因为牛顿在科学界的威望极高，以致使波动学说几乎被遗忘到十九世纪。

在十八世纪，光的波动学说只有不多几个拥护者，其中有俄国科学院院士 M. B. 罗蒙诺索夫和欧拉。欧拉并且发展了波动学说，用波长的不同来解释光的颜色，并驳斥了牛顿关于透镜中色像差不可能消除的断言。欧拉从理论上指出，只要将用不同玻璃做成的透镜组合起来，就可以制造出消色差的光学系统。英国光学家杜隆以欧拉的研究为基础，制成了消色差透镜。

M. B. 罗蒙诺索夫于 1756 年 7 月 1 日，在科学院的一次隆重的大会上，发表了他的“关于光的起源的讲话，提供关于颜色的新理论”，发展了他自己对以太和光的本性的看法，并导致下述结论：“以太的振动运动……应当是光的原因”。

在 M. B. 罗蒙诺索夫关于光学的工作之中，应当指出的还有下列各项：对于牛顿望远镜和一系列航海用光学仪器的改进；“夜间”望远镜——即用来在黄昏时进行观察的望远镜的发明；关于三种基本色的概念，将这三种基本色以不同比例配合起来就可以得到任何一种颜色。

法蘭西科学院院士布格在 1729 年，发表了他在光度学方面的研究工作。这是最早的对光度学的研究。光度学即关于光的量的测量的科学。布格发明了第一个光度计，比较了由不同光源所发出的光的强度，并研究了当光在不同镜面上反射时和穿过透明媒

質时光的損耗。十八世紀中叶，拉姆别尔特發展了光度学的理論，这一理論到現在还保持着它的价值。在这个科学领域中，罗蒙諾索夫也做出了一定的貢獻，他發明了新型的測量星体亮度的光度計。

1801年，楊格研究了光的干涉現象，并且，作为波动学說的拥护者，他用光波的彼此叠加來解釋这种現象。他还用干涉的方法第一次測量了相应于可見光綫的光波波長。楊格的工作引起了光的微粒学說的拥护者們猛烈地抨击。

1808年，馬呂斯發現了光在反射时的偏振現象。1811年，他和畢奧又在同一天通知法国科学院，他們發現了光在折射时的偏振現象。同一年中，阿拉果發現了偏振面的旋轉現象。所有这些現象都表明，在垂直于光綫的方向上，光的性質具有着方向性。这种情形不能应用惠更斯对波动学說的观点來解釋，惠更斯認為，光的傳播是由于以太質点的縱振动。

波动学說获得科学界公認，是在菲涅耳發表了关于他在1815~1821年所做的工作的回忆录之后。在这个回忆录中，菲涅耳根据自己的实验研究和当时别的学者已經得到的資料，建立了波动学說的数学論証。对于光的傳播，菲涅耳是用以太質点的橫振动來解釋的。菲涅耳解釋了光的干涉、繞射和光在均匀媒質中的直綫傳播，以及当时所知道的一切光学現象。然而，对于光的負載者以太，必須勉强引入一些矛盾的性質。根据公式(4-4)，以太必須具有極大的切变模量，亦即像固体一样，但同时它却又必須具有小到觉察不出来的密度。

1833年發現了一种新的現象——錐形折射，这种現象是菲涅耳理論曾預言了的。1862年，測量出了光在水中的傳播速度，結果証明光在水中的速度小于在空气中的速度。这个結果与波动学說的結論相符合，而与微粒学說的結論相反。

在这一世紀的中叶，斯托克斯研究了發光現象(物体在光照的

影响下發光的現象) 并建立了以太的名字为名的定律。当时还有德萊彼尔和爱德蒙特·貝克勒耳等人研究了磷光現象(某些物体在預先照到光照之后延續發光的現象)。这种現象的特例可以在氟石矿上观察到, B. B. 彼得洛夫在这一世紀初就曾研究过。

夫琅和費在这一世紀的前二十五年的工作, 以及基尔霍夫和本生在这一世紀五十年代的工作, 导致了光譜分析的建立。利用光譜分析, 在六十年代發現了一系列新的化学元素: 鈾、鋇、銻、錒等。在同一时期內, 对于輻射与温度的关系也进行了初步的研究。

1873年, 麦克斯韋發表了电磁場理論, 其内容在电学教程中已經講过。根据麦克斯韋的理論, 得出了电磁波存在的可能性。电磁波在真空中傳播的速度应等于电量的电磁制單位与靜电制單位的比值。許多学者用不同的方法量度了这个比值, 其中包括 A. T. 斯托列托夫在莫斯科所做的实验和 A. P. 庫利在喀山所做的实验。实验結果指出, 这个比值与光在真空中的速度很准确地符合。由此应得出下列結論: 电磁波和光波是同一种性質的波。这一結論已为許多科学家的工作所证实。

洛倫茲在 1896 年, 根据光的电磁理論和他自己所研究的物質的电結構理論, 解釋了媒質对于光波傳播的影响。洛倫茲指出: 光的色散(折射率与波長有关) 是由于不同頻率的光波在电介質中的傳播速度具有不大的差別。選擇吸收, 是由于光振动的頻率与組成吸光媒質原子和分子的帶电質点的固有振动頻率發生了共振。

在十九世紀后半期, 曾發明了准确性和灵敏性非常高的干涉仪(參閱 § 17)。其中的迈克尔孙干涉仪显著的扩大了物理观察的可能性, 利用这种仪器所进行的研究結果, 导致了本世紀初相对論的誕生。

十九世紀八十年代, 第一个俄罗斯物理学派的建立者 A. I. 斯托列托夫, 研究了当光照射在一个断开的电迴路的电極上时, 电路

中产生电流的现象。他并且发现了这个现象的一些规律性。以后知道了，斯托列托夫所发现的规律性可以用当物质表面受到光照时就放射出电子（所谓光电效应）来解释。A. T. 斯托列托夫的工作，促进了前面提到的物质结构的电理论的发生。

1887年，俄国学者 B. A. 米哈里孙第一次给出绝对黑体辐射函数的近似形式（参阅 § 14）。十九世纪末，维恩得出了一个表示式，这个公式令人满意地与实验测量相符合，但只是在短波范围之内才如此。瑞利和金斯找出了另一个表示式，仅在长波范围内适用。单单利用光的电磁理论来寻求对于各种波长都适用的统一的辐射函数的形式，始终没有能够成功。

1900年，著名的俄罗斯物理学家 П. Н. 列别捷夫第一次以实验发现并量度了光压，光压的存在是光的电磁理论所预言了的。

由此可见，直到二十世纪初，许多与光的传播相关联的现象都可以用光的电磁理论来加以解释。光的电磁理论还预言了这个领域中的新的现象，并已为实验所证实。但是，还存在着另外一些光学现象，对于它们的解释，光的电磁理论是无能为力的。与光的吸收和辐射有关的现象以及光电效应，光的电磁理论就不能解释。

1900年，普朗克引进一个假设，导出了绝对黑体的辐射定律（参阅 § 14）。他假设光的辐射是以某种确定的“分量”进行的；这种“分量”称为量子。量子的能量正比于和量子相联系的振动的频率，而由下式所确定：

$$\varepsilon = h\nu \quad (11-1)$$

此处 $h = 6.62 \cdot 10^{-27}$ 尔格·秒，是一个恒量，称为普朗克恒量。由此可见，不同波长的电磁波对应于能量不同的量子。在科学中引入了关于量子的概念之后，就可以解释光电效应的定律。波尔在1913年，根据辐射能量量化的假设，建立了一个理论，这个理论将氢的光谱和他的原子结构连系了起来。后来，这一理论还可以解释某些其他元素和化合物的可见光谱和伦琴射线谱的结构与起

源。

倫琴射綫量子的存在，已由 A. Ф. 約飞院士和 И. И. 都卜朗拉伏夫院士在 1924 年以實驗直接証實。而 С. И. 瓦維洛夫院士在本世紀三十年代所做的觀察非常微弱的光源的實驗，更証實了可見光的量子性質。

由此可見，量子理論補充了光的電磁理論，它表明了光，除了波動性質之外，還具有着某種微粒性質。

在進入二十世紀以來，人們完成了許多重要的光學發現與發明。光學在這一段時期中的發展，在很大的程度上是和俄羅斯與蘇維埃科學家的工作分不開的。後面我們將要講到這些工作中的某些部分。

在二十世紀中誕生了兩種理論，這兩種理論在物理學的許多領域內都給予我們的知識發展以很大的影響。它們在現代關於光的本性的學說中也占有極其重要的地位。

在 1905 年，A. 愛因斯坦發表了他的相對論。這一理論指出，在自然界中並不存在着什麼“宇宙以太”，對於解釋在自然界中所觀察到的現象來說，關於以太的假設根本就沒有必要。

1924 年，法國科學家德布羅意發表了一個假設，認為物質微粒具有某種波動性質。這個假設很快就為實驗所証實。在 1927 年就發現了電子的繞射，而 1929 年又發現了分子的繞射。德布羅意概念的進一步發展以及對上述實驗事實的分析，導致了微觀過程與微觀粒子理論的建立。這個理論說明了以前弄不明白的某些光學現象的詳細情節。這一新的理論稱為量子力學。作為理論物理一個部門的這個新理論，現在已經在許多科學領域中得到了應用。這個理論的本質在於：每個運動着的粒子都具有兩種屬性——波動性和微粒性，它不僅可以用質量、動量、能量等來表征，而且可以用某個波長來表征，這個波長取決於粒子的質量和速度。粒子的質量愈小，它的波動性質就表現得愈明顯。

另一方面，正如前面所已說到的，光也具有微粒性。光子不仅能够以能量、频率、波长来表征，并且能够——像我們以后将要明显地看到的——以动量和質量来表征。C. H. 瓦維洛夫院士在他的著作“眼睛和太陽”中写道：

“不应当把实物波与光波看做同样的东西。……光波具有电磁的性质，对于实物波决不能这样说。实物波与实物本身与它的粒子有机地相符合，而光波却是被实物所辐射、所發出的，它具有完全异样的性质”（参閱 § 5, B）。

“……实物与光，同时具有波的性质和微粒的性质，但整个地说，它既不是波，也不是微粒，也不是这样或那样的混合物。我們的机械的概念沒有能力完全理解现实，对于这种现实我們缺乏一目了然的形象（参閱 § 5, B）。

§ 12. 光速的測定方法

光速的第一次測定是天文学家罗麦在 1675 年完成的。罗麦在观察木星的一个衛星蝕时，注意到当地球向着木星运动时，相繼兩次衛星蝕之間的时间变短，而当地球离开木星运动时，相繼兩次衛星蝕之間的时间就变長些。每經過 898 天，地球、太陽和木星的相对位置恢复到原来情形，而木星的衛星相繼兩次蝕之时间在 898 天中的平均值总保持一定。罗麦認為这一現象的产生是由于光的傳播具有有限的速度，而不是立刻地（即不需要时间的——譯者）。

圖 62 可以用來說明兩次蝕之間的时间不同是怎样發生的。圖中大致地表示出了地球、木星及其衛星的軌道。从圖中可以明显地看到，

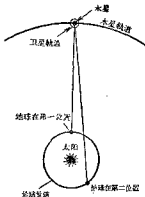


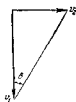
圖 62. 根據木星的衛星蝕來測定光速

当地球位于第一个位置时，则光从木星到地球经过的距离较小，而当地球在第二位置上时，这一距离较大。

所观察到的相继两次蚀之间的时间间隔与它们的平均值，只相差很小的值；但罗麦求得，在地球趋向于（离开也一样）木星运动的 199 天中，这个差值的绝对值的总和等于 16.5 分。在这一段时间中，正如罗麦所测想的，光走过的路程等于地球与木星的最大距离与最小距离之差，亦即等于地球轨道的直径。以 16.5 分除地球轨道直径，罗麦就求得了光的速度，所得到的结果与真正的光速非常接近。如果在罗麦所得到的结果中引入现代的天文学数据加以修正，则此值等于 800,870 千米/秒。

公元 1728 年，天文学家布莱德雷注意到，在一年时间内，所有星球都在天球上画出一椭圆，从地球上看此椭圆的半长轴所张的角为 $20.5''$ 。这一现象称为光行差现象，可以解释如下：

设想有雨滴以速度 v_1 铅垂地落下，并有火车以速度 v_2 行进（图 63）。雨滴在车厢的玻璃窗上所形成的痕迹应为倾斜的，其与铅垂方向之夹角 δ 的正切等于 $\frac{v_2}{v_1}$ ；这是因为，雨滴和车厢的相对



速度应为二者对地面速度的几何差。这就是说，依火车上的人看来，雨滴就好像是斜着落下来似的，其与铅垂线的夹角由式

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{v_2}{v_1}$$

图 63. 光行差现象所决定。

的解释。

由于地球沿着自己的轨道以速度 $v = 29.8$ 千米/秒运动着，故当光从遥远的恒星传到地球上时，也应该观察到与上述雨滴和类似的现象。这时，光源（即恒星）看起来将仿佛向运动方向移动了角度 δ 。测量出角 δ ，就可以确定光速，因为地球沿轨道的运动速度是已知的。

现在我们利用图 64 来解释光行差现象，在图 64 上画出了地

球轨道的示意图。设光从恒星 S 以速度 C 传播开来，此恒星 S 位于地球轨道的轴的方向上；又地球沿轨道以速度 v (指向为轨道的切线方向) 运动着。

如果地球静止不动，位于 C_1 或 C_2 ，则光将沿着方向 SC_1 或 SC_2 从恒星射到地球上。然而地球是依图中箭头方向沿轨道运动着的，由于光行差，光线沿方向 S_1C_1 或 S_2C_2 从恒星射到地球。换句话说，恒星在地球运动的方向上移动了角 δ ，这个角由下式确定：

$$\delta = \text{arc tg } \frac{v}{c}$$

这样一来，位于地球轨道的轴向上的恒星，在一年内将在天球上描画出一个圆。其直径从地球上看来，所张角度为 2δ ；位于地球轨道平面内的恒星，将在天球上描出一个弧段，从地球上看出此弧段所张的角为 2δ ；位于其它方向上的恒星，一年内将在天球上描画出一个椭圆，在地球上看出此椭圆的长轴，所张之角等于 2δ 。

角 δ 可以直接测量出来，其值为 $20.5''$ ；又因为地球沿轨道运动的平均速度为 29.8 千米/秒，故得光速的值为：

$$c = \frac{29.8}{\text{tg } 20.5''} \approx 3 \times 10^5 \text{ 千米/秒。}$$

到 1849 年，菲左完成了在地面上的条件下测定光速的实验，这就是说，他所利用的光源是在地面上的。光束由光源 S 发出 (图 65)，射到半镀银的平玻璃板 A 上，一部分从那里反射后，通过齿轮 B 的齿间空隙射到反射镜 C 上，镜 C 距齿轮的距离为 $L=8.68$ 千米。从镜 C 反射回来的光沿原路回到 A ，并透过 A 到达观察者的眼睛 D 。在图 65 中的透镜，像通常一样，是用来会聚光线或使光线变为平行光的。

使齿轮 B 转动起来并逐渐增加其转速，在转动频率到达某一

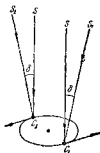


图 64. 根据光行差确定光速

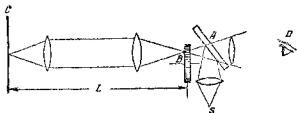


圖 65. 菲索用來測定光速的裝置簡圖

数值 ν_1 时, 观察者不再能看到光; 而当频率继续增加到一更大的频率 ν_2 时, 观察者就重又能看到光了。显而易见, 这是因为在转动频率 ν_1 下, 当光由齿輪 B 出發到了鏡 C 再返回来到达 B 处的时候, 原来为齿間空隙的地方现在被輪齿所占据, 因而遮断了反射回来的光; 在转动频率 ν_2 下, 当光返回时, 原为齿間空隙的地方为相邻的齿間空隙所占据, 故反射光能被看到。由实验定出数据 ν_1 、 ν_2 , 就可以依下式算出光速:

$$c = \frac{2L}{\frac{1}{2n\nu_1}} = \frac{2L}{\frac{1}{n\nu_2}}$$

这里 n 为齿輪的齿数; $2L$ 为光在齿輪与反射鏡 C 往返一次所走的距离; 整个分母 $\frac{1}{2n\nu_1}$ 或 $\frac{1}{n\nu_2}$ 就是光往返一次所需的时间。

又过了十三年, 佛科制成了一种装置, 利用这个装置, 他不仅测定了光在空气中的速度, 而且还测定了光在水中的速度。这个方法的价值正在于此, 因为比较光在空气中的速度和在水中的速度, 就可以肯定光的波动学說比起光的微粒学說来较为优越。测量的結果指明, 光在水中的速度小于光在空气中的速度。

佛科用来测定光速的方法, 关键在于利用一个旋轉鏡子来确定光通过某一定距离所需的时间。

圖 66 为佛科裝置的示意图。圖中仅画出一条光綫来代替光束, 而用来聚集光束的透鏡則根本没有画出。由光源 S 發出的光, 通过平玻璃板 A 后, 射到鏡 B 上, 在点 O 处反射, 再到达鏡 C 。

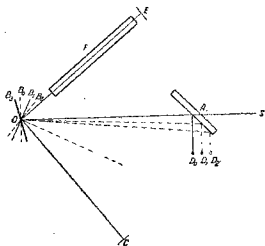


圖 66. 佛科用來測定光速的裝置簡圖

由鏡 C 反射后，沿原路回轉至 A ，一部分光由 A 反射在點 D ，生成光源的像。然后，令鏡 B 繞垂直于圖面的 O 軸做很快的勻速轉動。若當光線第一次由鏡 B 反射時，鏡 B 位於位置 B_1 ，則當光線由 C 返回，第二次由鏡 B 反射時，它已轉到另一個位置 B_2 。故第二次反射后的光線將沿另一條路進行，並成像于 D_1 ，相對於原來鏡不轉動時在 D_0 所成的像有些移動。根據像的位移 D_0D_1 可以確定旋轉鏡的兩個位置 B_1 及 B_2 間所夾的角，再根據鏡的旋轉速度，即可求得旋轉鏡由位置 B_1 到位置 B_2 所經過的時間，以這個時間去除光線從第一次由鏡 B 反射到重返至 B 所經過的路程（即 OC 長的二倍——譯者），即可定出光的速度。總之，根據像的位移 D_0D_1 與鏡 B 的轉動速度，就可以算出光的速度。

為了比較光在水中的速度和在空氣中的速度，可以再裝上一個固定的反射鏡 E 。光線在旋轉鏡位於位置 B_2 處時，由旋轉鏡反射后射至 E 。在 B 與 E 間裝有一個充滿水的管子 F ，光線在 B 與 E 間往返時經過水中。由 E 反射后，光線重射到旋轉鏡 B ，這

时鏡已轉至位置 B_1 。在鏡 B 上經過第二次反射以后的光，再射到 A 并反射成像于 D_2 。光綫由旋轉鏡 B 到固定的反射鏡 E 再返回來所需的时间愈長，鏡 B 所轉过的角度就愈大，而所得到的像点 D_2 离开原来的像点 D_0 也就愈远。实验表明：光在水中進行一段路程所需要的时间，大于在空气中進行同样長的路程所需要的时间。由此可見，光在水中的速度要比在空气中的速度小。这样一来，在水中的光速的測定結果，就与根据光的波动說所得到的結論相符合，而与根据微粒說所做出的結論相反。

1926年，迈克尔孙改进了佛科的方法，以非常高的准确度測定了光的速度。迈克尔孙所測得的光速数值： $c = 299,796 (\pm 18)$ 千米/秒，应该算是至今为止最准确的数字。这一数值为光在真空中的速度，其最大誤差为 18 千米/秒，这就是說，根据迈克尔孙的測量，真正的光速应界于 299,778 与 299,814 千米/秒之間，但其最可能的值为 $c = 299,796$ 千米/秒。

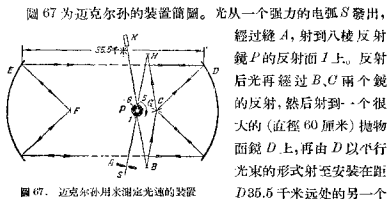


圖 67. 迈克尔孙用来測定光速的裝置

圖 67 为迈克尔孙的裝置簡圖。光从一个強力的电弧 S 發出，經過鏡 A ，射到八棱鏡 P 的反射面 I 上。反射后光再經過 B, C 两个鏡的反射，然后射到一个很大的（直徑 60 厘米）拋物面鏡 D 上，再由 D 以平行光束的形式射至安装在距 D 35.5 千米远处的另一个拋物面鏡 E 。鏡 E 將光反射到它的焦点，在这里安装有一面小鏡 F ，重將光反射至鏡 E 。光在鏡 N 上經過第二次反射之后，仍以平行光束的形式射回到鏡 D 上，并再度由鏡 D 反射，到达圖 67 中虛綫所示的鏡 G 。經過鏡 G 与鏡 H 的反射后，光綫射到八棱鏡 P 的反射面 δ 上，并由此射至观察望遠鏡 K ，形成小星狀的光源的

像。如果使棱鏡轉动起来，則只有当在光第一次由棱鏡面 I 上遭到反射再回至棱鏡的期間内，棱鏡准确地轉过八分之一周的时候（即反射面 6 轉到原来面 5 所在的地方时）才能在望遠鏡 K 中看到光。知道了棱鏡轉过这一角度所需的时间及光綫在这一段时间内所經過的距离，就可以定出光的速度。

在上述迈克尔孙的光速測定之后，又多次以不同的、准确度更高的方法測量了光速。1949年，別尔哥川德（Бергшtrand）达到了空前的准确度，他得到在真空中的光速数值为 $c = 299,793$ 千米/秒，其誤差范围仅約为 1 千米/秒。

圖 68 为別尔哥川德实验的示意图。光源 S 放在抛物面鏡 A 的焦点，由 S 發出的光，經鏡 A 反射后成为平行光束，射至安放在距 A 約 7 千米远处的鏡 C 上，再由 C 反射到另一个抛物面鏡 B 。

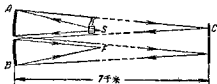


圖 68. 別尔哥川德測定光速的裝置示意图

B 。鏡 B 將光綫会聚到它的焦点，在这里放有一个光电管 F 。利用一个特殊的裝置 K 使由 A 到 C 的光綫强度以 8.3×10^6 赫兹的頻率做周期性的变化（裝置 K 是利用克尔現象做成的，关于这个現象在 § 19 中將要談到），光电管的灵敏度也以同样的頻率自动地改变。用一个慣性頗大的仪器来測量光电流，它来不及随着光电流的振荡而变动讀数，故只能讀出光电流的某种平均值。显然，这一仪器的讀数有賴于射到光电管上的光强度的振动与光电管灵敏度的振动之間的周相差，而这个周相差則有賴于光从光源到光电管所經過的距离，亦即有賴于鏡 C 的位置。設当鏡 C 在某一位置时，仪器指出光电流的最大值，这时上述周相差应等于零。如果使鏡 C 从这一位置上再繼續移向（或离开）光源，仪器的讀数就又减少，当上述周相差等于 π 时减到最小值，然后重又增加。在鏡 C 移动了某个距离 x 时，周相差重变为零，而仪器的讀数又达到最大

值。显然可见，在光的强度振动的一个周期内，光所进行的距离为 2ω 。根据这些数据就可以计算出光的速度；但是，这样得到的结果并不准确，因为仪器读数的最大值并不鲜明的表示出来，因而很难严格地确定最大值出现的时刻^①。别尔哥川德在其 1949 年的实验中，采用了特殊的电路，用这个电路可以根据一个灵敏的电流计的零读数确定光电流的最大值或最小值的出现（意即，只有在光电流达最大值或最小值的时候，此灵敏电流计的指针才指到零点——译者）。利用这个“零读数方法”，别尔哥川德以高度的准确性测定了光的速度。

把用各种不同方法测得的光速以及其所得结果的最大误差做一个比较是很有好处的。这些结果在下表中列出。其中所列利用天文方法的测量结果，是按照现代的天文数据求得的。

测量方法	年代	光速的可能值(千米/秒)	最大误差(千米/秒)
罗麦法.....	1675	300670	2700
布米德雷法.....	1727	299640	750
菲左法.....	1849	300400	?
佛科法.....	1862	299000	2200
菲左法.....	1902	299870	220
佛科法.....	1902	299890	270
迈克尔孙法.....	1926	299796	18
别尔哥川德法...	1949	299792.7	1.1

§ 13. 光的色散和吸收

光在不同媒质中的速度也不相同，且还与组成光波的电磁振动的频率有关，因而亦与其波长有关。这个现象称为光的色散。

如果使白光通过一个狭缝射到一个玻璃棱镜上，棱镜的棱安放得与缝相平行，则可以在棱镜另一边的屏上看到一系列光谱——即由全部所谓纯光谱色的光线所组成的彩色光带。靠折光棱镜的

^① “因而……”。为译者所加。

頂角一側的邊緣為紅色光綫，然後依次為橙、黃、綠、青、藍靑色，最後，靠稜鏡的底面一側，為紫色光綫。如果把所有這些光綫重新會聚在一個地方，我們就又得到白光。這是可以做到的，例如，使由稜鏡中穿出的光綫再射到第二個稜鏡上，此稜鏡安放得與第一個相平行，但底與頂角的位置同第一個稜鏡相反。光綫通過第二個稜鏡以後成為平行光束，利用一個柱形透鏡就可以將此光束會聚起來。這個光的分析及合成的實驗是牛頓第一次完成的，他指出：白光可以由各種顏色的光混合而成。

我們將光綫析成光譜(圖 69)時在玻璃稜鏡中的行程與根據惠

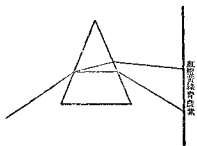


圖 69. 白光通過稜鏡時的分散

更斯原理對光的折射定律所做的解釋比較一下。顯然，白光的分散可以解釋為頻率及波長各不相同的波在玻璃中傳播速度不同的結果，也就是說，是玻璃對於這些波的折射率各不相同的結果。在經過射入稜鏡與射出稜鏡時的兩次折射之後，

各色光綫偏折的角度不同。光的分散現象可以在光通過由任何一種透明物質所做的稜鏡時觀察到。更一般地說，在光從一種媒質射入折射率與此媒質不相同的另一種媒質時，就發生光的分散現象。這個現象就叫做光的色散。

由此可見，光在媒質中的速度以及媒質的折射率，乃是光振動的頻率的某種函數，因而也是光波的波長的某種函數。

作為例子，我們列出一種上等的光學玻璃對於某些可見光綫的折射率的值(右表)。

由表中所舉出的數據可以明顯地看到，對於波長不同的光波，折射率的差別是非常小

波長, 埃 λ ($1\text{Å} = 10^{-8}$ 厘米)	折射率
6563	1.5139
5890	1.5163
4860	1.5220

的。

順便指出，定性地說，在談到光譜的顏色時，通常只說光譜有上面說到的由紅到紫的七種顏色；眼睛可以分辨出近 150 種不同的光譜色，而實際上，光譜的顏色有無窮多種，亦即，光振動可以有許多種不同的頻率，光譜就可以有許多種不同的顏色。要定量地確定“色”，可以採用光振動的周期，或頻率，或波長，或所謂波數；波數就是波長的倒數：

$$N = \frac{1}{\lambda}。$$

除真空外，在所有的媒質中都有色散。在真空中，任何波長的光波都具有相同的傳播速度。觀察變星的“蝕”可以証實這個結論。這種星的亮度周期性地改變，其原因是由於它的不發光的行星周期性地遮蔽由它射向地球的光綫。

舉例來說，我們觀察皮爾沙(Персей)星座中的阿高里(Альгол)星。在 4 小時又 37.5 分的時間內，它的亮度減弱到近於原來的三分之一。然後其亮度又逐漸增加，在同樣的時間內恢復到原來的值，在其後 2 晝夜 $11\frac{1}{2}$ 小時內，其亮度保持不變。這個星球到地球的距離為 120 光年亦即光從此星球射到地球上來，需要 120 年。如果光在真空中的速度因波長而異，比方說，如果紅光的速度大於紫光，那末，當我們感到此星的亮度開始增加時，在到達地球的光綫中，紅光應占絕大部分，而當此星的亮度將要減至最小值時，在射到地球的光綫中，絕大部分應該是紫光。然而，事實上根本觀察不到任何光色的改變。因此應該得出結論，在由上述星球到地球的空間中，各種波長的光的傳播速度完全相同。

光在各種媒質中的色散應如何解釋呢？

這一現象的簡單解釋如下所述：透明物質一般說來是電介質。通過電介質的光波，迫使組成電介質原子的某些質點作受迫振動（如此振動主要是輕質點——電子，重質點——原子核實際上不

参与振动)。因此,在介质中产生垂直于光线的位移电流,亦即,介质交替地在垂直于光线的两个方向上周期性地极化。这些质点的运动就成为次级波的波源,此次级波叠加于原来的波上。由于质点的惯性,次级波在时间上比起原来的波要延迟一些,它叠加在原来的波上,就形成周相上落后于原波的合成波。在同样长的光路内,波长愈短的波,这种周相上的落后就愈多。因而,比起长波来,短波的速度就要减小得多些。

根据电子论及电磁理论可以对色散现象作出更严整的解释。电子论还考虑到介质质点的固有振动。从电学教程中大家知道,电介质在电场中要极化,极化的程度由极化矢量

$$P = Ne_y \quad (13-1)$$

来量度;此处 N 为单位体积内的电偶极子数目, e 为电子的电荷, y 为偶极子电荷的臂。

极化矢量与电场强度以及介质的电极化率有下列关系:

$$P = \chi E, \quad (13-2)$$

而电介质的电极化率与介电系数由下列方程联系起来(此方程的导出见电学教程):

$$\epsilon = 1 + 4\pi\chi, \quad (13-3)$$

麦克斯韦的理论给出了确定电磁波在媒质中传播速度的公式:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}.$$

由公式可知,传播速度取决于媒质的介电系数 ϵ 及导磁系数 μ 。

因为折射率 n 等于光在真空中的速度与在媒质中的速度之比,故有:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (13-4)$$

如果注意到所有透明媒质(电介质)的导磁系数都与 1 相差无几,则可把等式(13-4)改写如下:

$$n^2 = \epsilon_0 \quad (13-5)$$

再由关系式(13-1)、(13-2)及(13-3),我們得到:

$$n^2 = 1 + 4\pi \frac{P}{E} = 1 + \frac{4\pi N e y}{E} \quad (13-6)$$

根据洛伦兹的理论,在某一时刻离开平衡位置一个距离 y 的媒质质点——电子,作用着下述的力:

1. 由通过该处的电磁波的电场强度矢量而产生的力。这个力等于

$$f_1 = eE = eE_n \sin \omega t, \quad (13-7)$$

式中 E_n 为电场强度的振幅, ω 为角频率。

2. 力图使电子回到平衡位置的力 f_2 。这个力被假定为“准弹性的”[亦即,假定它像弹性力一样,遵守着方程(1-10)],

这样,

$$f_2 = -m \frac{4\pi^2}{T_0^2} y = -m\omega_0^2 y, \quad (13-8)$$

其中 m 为电子的质量, T_0 为电子的固有振动周期, ω_0 为电子固有振动的角频率。

3. 耗散力,此力决定媒质对光的吸收。一般说来,这个力非常小,因此,为简单起见,我们将它略去。

4. 由邻近的偶极子而来的力。这个力也可略而不计。

这样一来,对媒质质点应用古典力学的定律,我们就得到下列的微分方程式:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = eE_n \sin \omega t - m\omega_0^2 y, \quad (13-9)$$

即质量与加速度的乘积等于作用力。

此方程的解为:

$$y = \frac{eE_n}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \sin \omega t, \quad (13-10)$$

将所求得的 y 值代入式(13-6),并约去 $E = E_n \sin \omega t$,就得到:

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi N e^2 E_{\pi} \sin \omega t}{m(\omega_0^2 - \omega^2) E} = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (13-11)$$

但是,

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} = \frac{2\pi c}{\lambda_0},$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi c}{\lambda}.$$

將这些值代入等式(13-11), 我們得到:

$$n^2 = 1 + \frac{N e^2 \lambda_0^2}{m \pi c^2} \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \quad (13-12)$$

对于給定的媒質來說, $\frac{N e^2 \lambda_0^2}{m \pi c^2}$ 为一常数, 引入符号 K 来表示它:

$$\frac{N e^2 \lambda_0^2}{m \pi c^2} = K, \quad (13-13)$$

我們得到关于媒質折射率的公式:

$$n^2 = 1 + \frac{K \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \quad (13-14)$$

如果电介質中存在若若干質点組, 其固有振動角頻率各为 $\omega_{01}, \omega_{02}, \omega_{03}, \dots$, 与其相应的波長为 $\lambda_{01}, \lambda_{02}, \lambda_{03}, \dots$, 则在公式(13-6), (13-11) 及(13-14) 的右端, 1 后面所附加的將不是一项, 而是有多少質点組, 就有多少項。例如, 在兩种質点的情况下, 折射率的公式为:

$$n^2 = 1 + \frac{K_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{01}^2} + \frac{K_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{02}^2}, \quad (13-15)$$

这里 K_1 及 K_2 的值取决于單位体积中每一种質点的数目 N_1 及 N_2 , 以及对应于其固有振動頻率的波長 λ_{01} 及 λ_{02} 。对于給定的电介質來說, K_1 及 K_2 为常数。

以电磁波波長平方 λ^2 除式(13-15) 右端每一分数項的分子和分母, 就得到:

$$n^2 = 1 + \frac{K_1}{1 - \frac{\lambda_{01}^2}{\lambda^2}} + \frac{K_2}{1 - \frac{\lambda_{02}^2}{\lambda^2}} \quad (13-16)$$

在圖 70 上，輸出了 n^2 与 λ 对应于函数 (13-16) 的关系曲綫。

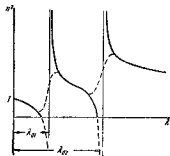


圖 70. 吸收区内折射率与波长的关系

由圖綫以及公式 (13-16) 中可以看到，随着波长 λ 的增加，折射率的平方 n^2 逐渐减小，但不連續点 $\lambda = \lambda_{01}$ 及 $\lambda = \lambda_{02}$ 除外。在断点附近的区域内，电磁波频率与质点固有振动频率之间的共振显示出影响。这时质点的振幅强烈地增加，因而，在公式 (13-16) 中未曾計及的耗散（“摩擦”）力的影响也就增大。在光谱中，对于这样的公式 (13-16) 不能适用的区間，观察到的是吸收区域，在这里，电磁波所带来的能量大半转变为分子的动能。

在吸收条紋与吸收条紋之間，我們看到正常的色散，这就是，波長較長的波对应于較小的折射率。当靠近吸收条紋时，折射率的值急剧地改变，在波長較長的方面，折射率变得很大，而在波長較短的方面，折射率减小。除对应于质点固有振动的波長附近的区間以外，波長与折射率的这个关系被实验很好地证实。作为例子，在圖 71 上輸出了石英的色散曲綫，此曲綫左边陡峭的向上弯曲，表明在光谱的紫外区域中，存在着吸收条紋，其相当的波長稍短于 2000 \AA 。在紅外区域中的吸收条紋位于圖中未包括的部位，其相当的波長約为 25000 \AA 。

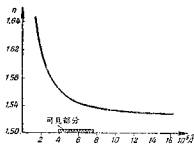


圖 71. 石英的折射率与光波波长的关系

对于無線电技术中采用的、非常長的波，可以認為 $\frac{\lambda_{01}^2}{\lambda^2} \approx 0$ ， $\frac{\lambda_{02}^2}{\lambda^2} \approx 0$ 。在此情況下，根据 (13-16) 可得 $n^2 = 1 + K_1 + K_2$ 。亦即，

折射率大于1且在实际上与波长无关。

对于那些非常短的、可以近似地认为 $\frac{\lambda_{01}^2}{\lambda^2} = \infty$, $\frac{\lambda_{02}^2}{\lambda^2} = \infty$ 的波, 折射率将等于1, 因为 $n^2 = 1$ 。由此可见, 非常短的波在任何电介质中, 都是以光在真空中的速度传播的, 并且在通过一种电介质与另一种电介质的交界面时, 不发生折射。前一结论已由对于伦琴射线和 γ 射线的实验所证实。

可见光线的正常色散在任何一种透明的无色电介质(石英、玻璃、水等)中都观察得到。色散的程度, 亦即光线折射而形成光谱时的分散程度, 用所谓色散中值来表示。色散中值就是相当于氦光谱蓝线 ($\lambda_F = 4861 \text{ \AA}$) 和红线 ($\lambda_C = 6563 \text{ \AA}$) 的两种波长的折射率之差。有时用相对色散来估量色散。所谓相对色散, 即色散中值除以相当于钠光谱黄线 ($\lambda_D = 5890 \text{ \AA}$) 的波长的折射率与1之差所得的比值。相对色散的倒数, 称为色散指数。

举例来说, 对于本节开头时所提到的那种优等玻璃, 色散中值为

$$n_F - n_C = 1.5220 - 1.5139 = 0.0081,$$

相对色散等于

$$\frac{n_F - n_C}{n_D - 1} = \frac{0.0081}{1.5163 - 1} = 0.0157,$$

色散指数则等于

$$\frac{n_D - 1}{n_F - n_C} = 64.$$

显然, 较大的色散对应于较小的指数。

正如前面讲过的, 频率接近于媒质质点固有振动频率的电磁波, 将引起这些质点的共振, 而电磁波的能量将有颇大的一部分转变为分子的动能, 结果使得媒质变热。由此可见, 波总要或多或少地被媒质所吸收。吸收的程度取决于波长以及波通过的媒质层的厚度与密度。吸收层的厚度和密度愈大, 以及电磁波长和相当于

媒質質點固有振動的波長相差愈少，吸收就愈顯著。在所謂“選擇吸收”的情況下，關於色散的公式(18-15)不能適用，因為在它的推導中，沒有計算“耗散力”和附近偶極子的影響。如果注意到這些，則折射率平方與波長在吸收區間的關係，將與圖 70 中的虛綫相合。在此情況下，較長的波將對應於較大的折射率，亦即將觀察到所謂反常色散。在吸收條紋以外， n^2 與 λ 的關係符合於圖 70 中的實綫，因為“耗散力”與周圍質點的影響小得顯不出來。比較位於吸收條紋兩側，與吸收條紋直接毗鄰的波的折射率，可以看到，較長的波對應於較大的折射率。

Л. С. 羅日捷文斯基院士發明了一種特殊的方法（這個方法以後再講），利用這個方法，反常色散的理論對於鈉蒸汽已得到証實。Л. С. 羅日捷文斯基和他的學生們對吸收區內的折射率所作的測定，証實了上述理論的正確性。

上面說到的選擇吸收，是物體具有顏色的基本原因之一。在固體和液體中，構成分子和原子的質點的固有振動頻率非常複雜，有時包括電磁波譜相當寬的一部分。如果這些頻率位於可見光譜上而不包括整個可見光譜，則物體看起來就成為有顏色的。

設白色光綫通過某種媒質，這種媒質對於光譜上由綠到紫的藍色部分光綫是透明的，但吸收其餘的光綫，則通過媒質的光將為藍色的，其色彩取決於其中各種波長光綫的比例。如果使通過上述媒質的光再通過另一種媒質，這種媒質吸收連續光譜上從青到紫的各色光，但允許由紅到綠的各色光綫通過，則由媒質中穿出的光將是綠色的，因為只有綠光能通過兩種媒質而不被吸收，其餘的光不是被第一種媒質吸收了，就是被第二種媒質吸收了。

塗色物體的顏色，由它所不吸收的光色來決定。例如，倘若我們將許多物體分別塗以不同的單光譜色，而用鈉焰的光來照明它們，則由於鈉焰只發出黃色光綫，致使所有物體，除塗成黃色的以外，都表現為黑色的。

物体的颜色除了起因于选择吸收之外，还可能由于选择反射而引起^①。这种颜色称为“金属色”或“表面色”。金属以及某些由晶体中得到的颜料的颜色就是属于这一类的。作为例子，可以举出苯胺染料，其晶体具有带金属光泽的绿色。使白光穿过这种颜料的溶液，透出的光线颜色是其补色——紫红色。金子的颜色是金黄的“表面色”，这种颜色的补色——绿色光线可被金子所吸收。很薄的金箔（厚度为千分之一毫米左右的），对住光源看时，就成为绿色的。在此情况下，没有被金箔反射的光线，并没被完全吸收（亦即通过薄金箔），呈现模糊的绿色。

无色的透明媒质，如石英、玻璃、水等，在可见光区之外，都具有选择吸收，而对于所有可见光线，则具有某种程度的普遍的吸收。单位时间内所吸收的可见光的能量，亦即光通量的减少 dI ，正比于穿过媒质的光通量 I ，以及光所穿过的媒质层厚度 dx ；也就是说， $dI = -kI dx$ 。其中的负号表示，当 dx 为正时， dI 为负的（光通量减少）。解出这个微分方程，我们得到：

$$I = I_0 e^{-kx} \quad (13-17)$$

这一公式就表示光的吸收定律。此处 I_0 是进入媒质的光通量； I 是透过厚度为 x 的媒质层后的光通量； k 为媒质的吸收系数，其数值等于穿过厚度 $x=1$ 的媒质层的光通量与原来光通量的比值的自然对数。在单位时间内，媒质质点在电磁波的作用下受迫振动而消耗于“摩擦”的能量，等于 I_0 与 I 之差 $I_0 - I$ 。

作为例子，我们举出几个数字：玻璃对可见光的吸收系数为 $0.01 \sim 0.08$ 厘米⁻¹（依玻璃种类而异），水对可见光的吸收系数为 0.001 厘米⁻¹。而空气则为 $2 \times 10^{-5} \sim 4 \times 10^{-5}$ 厘米⁻¹（视空气的湿度而定）。

顺便指出，透过很厚的水层的光所以成为淡青色，乃是因为水

^① 一般说来，水彩画颜色是由选择吸收形成的，而油画的颜色就是由选择反射形成的——译者。

对光谱紅色部分的吸收稍大于对藍色部分的吸收所引起的。

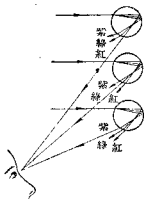


圖 72. 虹的生成

至于虹的生成可以解释如下：太阳光射入了小水滴之后，就如圖 72 所示那样，折射并分散成为光谱色；然后在水滴的背面发生全反射，再重新折射而穿出水滴。结果正如图中所示那样，紫光在下面而红光在上。若光线经过两次全反射，就形成二次虹（霓——译者），其光色的排列相反。

在结束本节的时候，我们来谈一下关于光谱分类的问题。

灼热固体或液体所发出的光，分散后成为一个完整的光谱，其形式为一彩色的光带，各个不同颜色之间没有鲜明的界限，一种颜色连续地转变为另一种颜色。

由发光气体和蒸汽所发出的光，分散后所得到的光谱是由彼此分离的若干条线组成的，这些线分别位于光谱的不同部分。这样的光谱称为线状光谱；按其结构来说，这是最简单的光谱。已经知道，形成线状光谱的光线的发生，是由原子内部所进行的过程所引起的（以后将要讲到）。每一种化学元素的光谱都有其自己的特点。如果在一个线状光谱中发现了某种元素的光谱线，那么在生成此光谱的气态光源中，必定含有这种元素的原子。任何一种元素的光谱线，都可以分为若干组，每一组称为一个光谱系。同一个光谱系中的谱线，在波长较短的一侧愈来愈互相接近，并具有某一边界，靠近这一边界的谱线排列极密，最后彼此重叠起来。作为例子，在圖 73 上画出了氢的一个光谱系中谱线的排列。在这些谱线中，有五条位于光谱的可见部分，其相当的波长分别为 6565、4863、4342、4103 以及 8971 Å；其余的谱线位于光谱的紫外部分。此光谱系的边界在图中以虚线表示，与其相应的波长为 3647 Å。

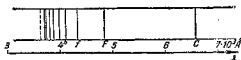


圖 73. 氫光譜的一部分

可以用不同的方法得到給出綫光譜的光。這些方法有：使電流通過裝有稀薄氣體的管子；或者將要研究的物質的鹽放在具有無色火焰的酒精燈燈芯上；或者，將電弧的碳極蘸以要研究的物質，然後使電弧發生。

在使用最後一種方法時，應設法遮住灼熱碳極所發出的光，不使它進入光譜儀的隙縫，因為碳極所發出的光給出連續光譜。

分子的光譜完全不像組成它的原子的光譜。在分子的光譜中，許多獨立的譜綫組成特有的集合；在每一個集合中，靠近一個邊緣的譜綫排列得非常密。光譜成為分離的帶的形式，每一條帶都有一個明顯的邊緣。因此，分子的光譜稱為帶光譜。

利用下述的方法可以得到吸收光譜。使由光源發出的白光（其光譜是連續的），通過待研究的媒質，射入分光儀或其它觀察光譜的儀器，這時，在連續光譜的背景上，可看到若干黑暗的綫或帶。根據它們的排列情況，可以推斷是什麼物質吸收了光。太陽光譜就是吸收光譜的例子，其中的暗綫稱為夫琅和費綫，這些綫的產生是太陽附近和地球附近的大氣吸收了太陽光中某些射綫的結果。

對發射光譜和吸收光譜的研究，可以作為極靈敏的定性分析方法。對光譜綫亮度的研究，使我們可以運用這個方法到定量分析上去。

§ 14. 輻射

A. 連續光譜與輻射定律

在前一節中曾經提到：從灼熱的固體或液體所得到的光，在分解時呈現出的光譜是連續的。無論發光時的溫度如何，在所發出

的光中都存在着各种可能波長的波。然而，相应于光谱各个部分的能量所占的比例却与辐射物体的温度有关。这样的辐射称为热辐射，因为它在量上和質上都取决于温度。对于大多数不透明的物体，如金屬和碳，在温度为 $600\sim 700^{\circ}\text{C}$ 时，絕大部分的辐射能分布于光谱的紅外部分和紅色部分(赤热)。在此情形下所發出的較短的波能量極小，以至于我們的眼睛感觉不到它們。当进一步加热时，可見光的能量增加，物体所發出来的光成为白色的(白热)。由此可見，温度的升高不仅一般地增加了辐射能的数量，而且还改变了各种波長的辐射能之間的比例关系。当温度低于 800°K 时，甚至由辐射物体發出的紅色光綫，能量也小得不足以为人們的眼睛感觉出来。在这样的温度下，只有紅外綫可以用專門的仪器察觉出来。

由此可見，在辐射的光谱中，能量在各种波長間并不是均匀分布的。不同的物体，这种分布也不相同，比較透明物体表面和不透明物体表面的辐射就可以証明这一点。例如，当温度为 800°K 时，在石英表面所辐射的光流中，用眼睛就感觉不到可見光。

为了描述各种物体的辐射，我們引入下面两个量：1) 积分辐射本领，2) 單色辐射本领。

积分辐射本领 I ，就是物体 1 秒鐘内所辐射的各种波長的光流总能量 Φ (以功率單位，如尔格·秒⁻¹、瓦特等来量度)，与辐射物体的表面 S 的比值，即

$$I = \frac{\Phi}{S}.$$

对应于波長 λ 的單色辐射本领 I_{λ} ，就是物体 1 秒鐘内所辐射的光流中，波長在 λ 与 $\lambda + d\lambda$ 之間的一部分光波的能量 $d\Phi$ ，与波長間隔 $d\lambda$ 及辐射表面 S 的比值，亦即

$$I_{\lambda} = \frac{d\Phi}{d\lambda \cdot S}.$$

积分辐射本领与單色辐射本领的关系如下：

$$I = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} I_{\lambda} d\lambda。$$

理論和实验的研究都指出，熾热物体的單色輻射本領是波長与温度的某种函数。对于不同的物体，此函数也不相同。

除單色輻射本領外，用来表征輻射物体表面性質的还有單色吸收系数。單色吸收系数就是射到物体表面上的單色光流的能量中被吸收的百分数。这个系数也依赖于波長与温度，是它們的某种函数，对于不同的物体，函数不同。

基尔霍夫在上一世紀中叶得出了一个定律，这个定律是热輻射的基本定律之一，称为基尔霍夫定律，其内容可以陈述如下：“在同样的温度之下，所有各种物体对相同波長的單色輻射本領与單色吸收系数之比都相等；这一比值的大小取决于波長与温度”。

这样，我們有

$$\frac{I_{\lambda}}{a_{\lambda}} = f(\lambda, T), \quad (14-1)$$

式中 a_{λ} 为單色吸收系数。

为了导出这个定律，我們設想有一个容器，与周圍的媒質热絕緣；比方說容器由既不导热，又不透明的壁封閉起来。設容器壁的温度为 T ，如果把任何一个温度不等于 T 的物体放入容器内，則經過若干時間后，容器壁与物体之間就达到热平衡，亦即，物体和容器壁將具有同样的温度，比如說是 T_1 。从容器壁射到物体上的輻射綫，在一般情况下，將有一部分被吸收，一部分被反射。除此而外，这个物体也將發射出与其單色輻射本領相适应的輻射能。在达到热平衡后，因为物体的温度保持不变，故物体發射的功率与其吸收的功率應該相等。由此可知，此物体的單色輻射本領应正比于其單色吸收系数；因为否則的話，物体的温度將發生改变，这与热平衡相違背。

可以設想这样一种物体，它吸收落在它上面的所有輻射，既不透过也不反射任何射綫。这样的物体称为絕對黑体，或称完全輻

射体。对于绝对黑体，应该认为

$$a_{\lambda} = 1 \quad (14-2)$$

在自然界中并不存在着性质完全相同于绝对黑体的物体。但用人工方法可以制造这样的辐射体，它的辐射近似于绝对黑体的辐射。为达此目的，应设法使物体能完全吸收落于它上面的全部射线。开在一个封闭的容器上的小孔（图 74），就可以作为这样的“物体”。凡射入小孔 S 的射线，只有在经过许许多多次的反射之后，才能够再射出来。如果将容器加热到某一温度，小孔 S 就成为辐射源，其辐射与绝对黑体的辐射非常近似。改变容器加热的程度，就可以研究各种不同温度下的辐射。

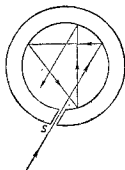


图 74. 绝对黑体

研究上述小孔 S 的辐射，可以确定绝对黑体的单色辐射本领。我们知道，任何一个物体的单色辐射本领 I_{λ} 都是波长与温度的某种函数，绝对黑体的单色辐射本领——我们用 $I_{\lambda 0}$ 来表示它——也是这样。在性质上与绝对黑体相似的物体有烟盒，它对于各种波长的吸收系数都约等于 0.98。

将基尔霍夫定律应用于绝对黑体，我们得到：

$$\frac{I_{\lambda}}{a_{\lambda}} = \frac{I_{0\lambda}}{1} = f(\lambda, T) = I_{0\lambda} \quad (14-3)$$

知道了函数 $f(\lambda, T)$ ，或者（同样地）说知道了函数 $I_{0\lambda}$ ，再用实验测出物体的吸收系数 a_{λ} （这是容易作到的），就可以求出该物体的辐射本领 I_{λ} 。

在上一世纪，有许多学者致力于上述函数的确定，特别应提到莫斯科的教授 B. A. 米哈里孙，他首先求得这一函数的近似形式。

绝对黑体的单色辐射本领与温度之间的关系，已由斯忒藩和玻耳兹曼从理论上推导出来，这一关系就称为斯忒藩-玻耳兹曼定

律。此外，維恩也根据理論，求得了对应于最大的單色輻射本領的波長依賴于温度的关系。这个关系就叫做維恩位移定律。从数学分析上来确定函数 $I_{0\lambda}$ 却很久沒有做到。直到 1900 年，普朗克才根据他所引入的假設，导出了絕對黑体單色輻射本領（即函数 $I_{0\lambda}$ ）的表示式。普朗克的假設就是：輻射能的發射和吸收都不是連續地，而是一分一分地进行的，每一分能量称为一个量子。函数 $I_{0\lambda}$ 就叫做普朗克函数，其形式如下：

$$I_{0\lambda} = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}, \quad (14-4)$$

其中 e 为自然对数的底； c_1 及 c_2 为恒量， $c_1 = 2\pi hc^2 = 3.74 \times 10^{-5}$ 尔格·厘米²/秒， $c_2 = \frac{hc}{k} = 1.438$ 厘米·度； $c = 3 \times 10^{10}$ 厘米/秒为光速， $k = 1.38 \times 10^{-16}$ 尔格/度是玻耳茲曼恒量，最后， $h = 6.62 \times 10^{-27}$ 尔格·秒是普朗克恒量。

求普朗克函数(14-4)从 $\lambda = 0$ 到 $\lambda = \infty$ 的积分，就得到絕對黑体的积分輻射本領，亦即斯忒藩-玻耳茲曼定律的表示式：

$$I_0 = \int_0^{\infty} I_{0\lambda} d\lambda = \sigma T^4, \quad (14-5)$$

此处 σ 是一个恒量，其值为 $\sigma = \frac{1}{15} \frac{\pi^4 c_1}{c_2^4} = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^3 h^3} = 5.67 \times 10^{-5}$ 尔格/厘米²·秒·度⁴。

斯忒藩-玻耳茲曼定律說明：絕對黑体每 1 厘米² 所發射的所有各种波長的波的总功率，与絕對温度的四次方成正比。

如果求出普朗克函数(14-4)对 λ 的微商，并令其等于零，求得确定此函数極大值的条件，就得到維恩第一定律，亦即維恩“位移定律”的表示式：

$$\lambda_u T = C, \quad (14-6)$$

此处 C 为一恒量，等于 $C = \frac{c_2}{4.9651} = 0.2897$ 厘米·度，其中的

4.9651 是超越方程 $e^{-x} + \frac{x}{5} - 1 = 0$ 的根; 这个方程是函数 $I_{0\lambda}$ 为极大值的条件, 其中 $x = \frac{c_2}{\lambda T}$ ①; λ_m 就是对应于单色辐射本领最大值的波长。

维恩第一位移定律可以陈述如下: 绝对黑体的具有最大单色辐射本领的波长, 反比于绝对温度。

如果以 $\lambda_m = \frac{C}{T}$ 代入普朗克函数, 作为 λ 的值, 就得到表明绝对黑体的最大单色辐射本领与温度间关系的公式, 这就是维恩第二定律:

$$(I_{0\lambda})_{\text{最大}} = C'' T^5. \quad (14-7)$$

这里 $C'' = \frac{C_1}{C^5(e^{4.965} - 1)} = 1.29 \times 10^{-4}$ 尔格/厘米³·秒·度⁵, 为一恒量。

这样, 维恩第二位移定律就是说: 绝对黑体的最大单色辐射本领, 与绝对温度的五次方成正比。

在图 75 上给出了普朗克函数在不同温度下的曲线, 其纵坐标分别表示在温度为 2000°K, 1600°K, 1200°K 和 800°K 时, 绝对黑体的单色辐射本领。曲线下面所围的面积表示积分辐射本领; 正如斯忒藩-玻耳

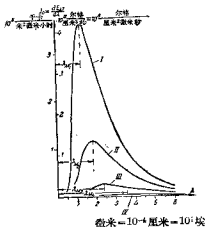


图 75. 不同温度下的普朗克函数曲线

- I. $T = 2000^\circ\text{K}$, II. $T = 1600^\circ\text{K}$,
III. $T = 1200^\circ\text{K}$ IV. $T = 800^\circ\text{K}$.

① “这个方程是……, 其中 $x = \frac{c_2}{\lambda T}$ 。等字为译者所加。以 x 代(14-4)中的 $\frac{c_2}{\lambda T}$,

求其对 x 的微商, 再令此微商等于零, 就得到上述超越方程。

茲曼定律所給出的，第一条曲綫下的面积是第四条曲綫下面积的 $2.5^4 \approx 39$ 倍，第二条曲綫下的面积是第四条曲綫下面积的 $2^4 = 16$ 倍。第一条曲綫的最大縱坐标和第二条曲綫的最大縱坐标依次为第四条曲綫的 $2.5^2 \approx 97.7$ 倍和 $2^2 = 32$ 倍，正如維恩第二定律的結論一样。而第一条曲綫和第二条曲綫的对应于最大縱坐标的横坐标，依次是第四条曲綫的 $\frac{1}{2.5}$ 和 $\frac{1}{2}$ ，这是維恩第一定律的結論。

根据辐射定律，可以建立测定高温的光学方法。

对于绝对黑体来说，只要测出它每 1 厘米² 表面 1 秒鐘内所發射出的辐射通量，就可以根据斯忒藩-玻耳茲曼定律計算出它的温度。

將同样的方法应用于非绝对黑体，所测得的温度称为物体的辐射温度。非绝对黑体的辐射温度低于它的实际温度；要确定它的实际温度，須以 $\sqrt[4]{K_1}$ 除其辐射温度，此处 K_1 是一个真分数，就是在所量温度下，物体的积分辐射本领 I 与绝对黑体的积分辐射本领 I_0 之比。在下表中列出了几种物質在 $T = 1500^\circ\text{K}$ 时，系

物質	K_1
銀	0.04
鉄	0.11
鎊	0.15
銅	0.18
氧化鋁	0.54
氧化鉄	0.80
碳	0.82

数 $K_1 = \frac{I}{I_0}$ 的值。

在不同的温度下，系数 K_1 的值也不相同。例如，对于鎊来说，在 $T = 2500^\circ\text{K}$ 时， $K_1 = 0.29$ ；而在 $T = 3500^\circ\text{K}$ 时， $K_1 = 0.84$ 。

也可以用另一种办法来测量绝对黑体的温度。这个办法就是研究其辐射譜中的能量分布，找出相当于最大單色辐射本领的波長，再根据維恩第一定律求出其温度。

这一种测量温度的方法只适用于辐射譜中能量分布与绝对黑体辐射譜中的能量分布一样的物体。这样的物体称为“灰色”物体。属于这类物体的有炭、金屬的氧化物以及某些合金，例如鎳鉻合金等。用这种方法所测定的非绝对黑体的温度，称为色温度。

在工業上常常利用光測高溫計來測定高溫。光測高溫計有各種不同的類型，其中之一如圖 76 所示。此儀器的主要部分是一個望遠鏡筒，在它的焦面處裝有一個白熾燈。將鏡筒對住輻射源，例如對住爐門上的小孔，從目鏡中看去，在爐門小孔的背景上；看到白熾燈的燈絲，此燈絲是由蓄電池的電流來燒熱的。利用變阻器調整電流的強度，可以使燈絲成為看不見的。在此情況下，燈絲的亮度與爐門小孔的亮度相同。儀器的刻度工作要預先做好，亦即，要預先確定相當於在不同絕對黑體溫度下看不見燈絲時的電流強度^①。

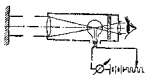


圖 76. 光學溫度計

顯然，這樣一來，根據白熾燈電路中安培計的讀數就可以確定輻射源的溫度。

使用這種儀器時，通常是就波長為 6600 \AA 的單色光來比較燈絲與輻射源的亮度的^②，但有時也應用其它波長。用這種方法所測得的溫度，稱為比亮溫度。

如果需要測定溫度的輻射源不能夠看做絕對黑體，則所量得的結果必須加以修正，修正的程度取決於該物體在該溫度下對波長 6600 \AA 的波的輻射本領。

非絕對黑體的單色輻射本領 I_λ 普遍地小於絕對黑體的單色輻射本領 $I_{0\lambda}$ ，它們的比值依賴於溫度、波長以及物體的性質。此比值永遠是真分數，並稱為物體的黑度。

在下表中列出了某幾種物質對波長 6600 \AA 的波的單色輻射本領與絕對黑體對同樣波長的單色輻射本領的比值 K 。

① 這里的意思就是：先用其它方法確定絕對黑體的溫度，再用此儀器來觀察絕對黑體，記下燈絲消失時的電流強度，這一電流強度就相當於已知的絕對黑體溫度，重復若干次後，就完成了儀器的刻度——譯者。

② 這是容易做到的，只要在目鏡前面裝上一個只容許所選波長通過的濾光鏡就可以了。圖中已經畫出了這個濾光鏡——譯者。

物 質	溫度 $T^{\circ}\text{K}^*$	K_2 (黑度)	物 質	溫度 $T^{\circ}\text{K}^{**}$	K_2 (黑度)
氧化鐵	1500	0.92	鎳鎘合金	1500	0.80
	1300	0.95		1200	0.90
	1100	0.98		900	0.95
氧化鎳	1500	0.85	固 体 鉑	熔点(1774) 附近	0.33
	1100	0.96			液 体 鉑
鈦	熔点	0.86	銀	熔点(960.5)	0.05
炭	2500	0.84	固 体 金	1000	0.18
	1500	0.89	陶 瓷	700~1000	0.25~0.50

* 原書此處為 $T^{\circ}\text{C}$, 似誤 --- 譯者。

** 同上

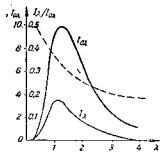
知道了物体的比亮溫度以後, 可以根据普朗克公式計算出它的实际溫度。为簡單計, 我們將公式(14-4)分母中的 1 略去不計, 結果就得到:

$$\ln K_2 = \frac{c_2}{6.6 \times 10^{-3}} \left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T_{6000}} \right), \quad (14-8)$$

其中 T_{6000} 为光測高溫計所量得的比亮溫度。

显然, 对于絕對黑体來說, 輻射溫度、色溫度以及比亮溫度, 都等于它的真正溫度。

为了比較起見, 在圖 77 上繪出了溫度为 2450°K 时, 絕對黑



(以微米为單位)

圖 77. $T=2450^{\circ}\text{K}$ 时的絕對黑体与鎳的輻射本領曲綫

体和鎳的單色輻射本領的圖綫, 圖中單位是任意的。上面的曲綫屬於絕對黑体, 下面的曲綫屬於鎳。虛綫所表示的是同一溫度下, 鎳的單色輻射本領 $I_{\lambda t}$ 与絕對黑体單色輻射本領 I_{λ} 的比值, 即鎳的黑度。由曲綫可以看到: 随着波長的减小, 亦即随着向光譜可見部分的趋近, 鎳的單色輻射本領逐渐增加。再注意

鎳的熔点很高, 就可看到, 这种金屬适合于用来制造白熾灯中的灯

絲。

Б 热輻射的技术应用

热輻射的最重要的应用之一就是利用它来做人工光源：电弧和白熾灯。这两种光源都是在俄罗斯發明的。电弧是由 B. B. 彼得洛夫在十九世紀初所發明的，他还指出这一现象可以用于照明。但用电弧来照明的办法只是在俄国工程师 П. H. 雅卜洛奇柯夫的下列發明完成之后才得到較普遍的采用。雅氏的發明是：1) 变压器，利用它可以將由同一电源所得到的电能分配給各个用电器具。2) 一种新的方法，可不必再不断地調节电弧兩極間的距离。在“雅卜洛奇柯夫燭”中，电弧的兩個碳極平行的安置着，在二者之間夾有一層絕緣体——白瓷土，它隨着电弧的燃燒而蒸發。在自动調节碳極間距离的方法發明之后，雅卜洛奇柯夫燭曾得到相当广泛的傳播和应用，直到白熾灯出現。

电弧(更正确地說，陽極噴火口)是具有很小發射表面的強烈光源，因此被广泛地用来作为探照灯和投影裝置的光源。对于日常生活中的照明來說，除特別寬廣的房間或街道、廣場外，电弧不大适合，因为它的光过于強烈。

在日常生活中用来照明的几乎全部是白熾灯。

白熾灯是俄罗斯科学家 A. H. 罗德金在 1872 年所發明的。第一次用做光源的白熾灯模型是一段很精細的碳棒，放在一个玻璃圓筒的軸綫处，圓筒的兩端用金屬盖封起来。用来关灯的裝置是一根金屬条，它可以使电灯的綫路在兩個金屬盖之間短路。进一步的改良是在一个玻璃筒內裝入兩根碳棒，其中一个燒坏之后，筒中的氧气就消耗掉了，第二根碳棒就在剩下的氮气中来工作。

在后来的模型中，罗德金采用了球形的玻璃泡，在其中裝入好几条碳棒，并抽去其中的空气。在一根碳棒燒坏之后，可以換用其中另一根。这种型式的白熾灯已能工作数十小时，然后再將它拆开，把燒坏的碳棒換成新的。在建筑彼得堡的里杰桥 (Литейный

moer)时,曾采用这样的灯为水底工作来照明。罗德金灯第一次用于街道照明是在1873年的秋季。

罗德金白熾灯的实际应用証明它基本上适用于照明。在1874年,科学院为了这个“可能引起照明技术巨大变革的”發明,授予了A. H. 罗德金以罗蒙諾索夫命名的獎金。

在第一批工業化了的白熾灯中,是由熾热的碳絲来發光的,碳絲的温度約为 $T = 2100^\circ\text{K}$ 。温度的提高会使碳絲迅速蒸發而燒坏。

白熾灯的进一步改良是利用难熔金屬——鎢、鉬等来做灯絲,这样就可以提高灯絲灼热的温度,因而也就增强了灯所發出的光。

用金屬来做灯絲的白熾灯也是A. H. 罗德金所發明的。在1890年,罗德金就取得了这种灯的專利証。

最經濟的白熾灯是用鎢来做灯絲,封入玻璃泡內,其中充以与金屬絲不發生化学作用的气体,如氩气或氮气。这种白熾灯的灯絲温度可以热到 $T = 2900^\circ\text{K}$, 而其所發出的光,較碳絲白熾灯亮达6~7倍。所以在灯泡中充以气体,是因为这样可以减弱金屬的蒸發,增長灯絲的工作期限。

B. 光学量及其單位

在結束这一节的时候,我們来討論一下最主要的光学量以及它們的量度單位,因为它們与绝对黑体的輻射有着量的联系。

首先,讓我們強調指出:所有的光学量都只是对于人眼所能感觉到的光綫而說的。眼睛最敏感的波長約为 5560 \AA , 此波長在光譜上位于黄色部分和綠色部分的交界处。波長为 4000 \AA 的光綫和波長为 7340 \AA 的光綫,对于人眼所引起的感觉强度如果与波長 5560 \AA 的光綫相同时,它們的輻射功率必須是后者的2500倍左右。不同的人所能看到的波長界限不尽相同,普通为 3800 \AA 到 7600 \AA , 但已經知道,有人可以看到波長在 9000 \AA 以上的光。

由光源傳播出来的輻射的功率就是光通量 Φ 。由点光源所發

出的，在單位立体角內的光通量，称为光源的平均發光强度 I ，亦即：

$$\Phi = \frac{dL}{dt}, \text{ 及 } I = \frac{\Phi}{4\pi},$$

此处 L 为光的能量。

被取做基本光学單位的是光流量的單位，称为流明。1流明就是由面积为 $\frac{1}{60\pi}$ 厘米² 的绝对黑体在铂的凝固温度下所發出的光通量。

光的能量等于以流明計算的光通量与時間(以秒或小时計算)的乘积。由此可見，光能的單位为流明·秒、流明·小时、千流明·小时等。

光源的發光强度取决于它所發出的光通量。發光强度的單位为燭光：点光源在某个方向的發光强度为 1 燭光，就是說在此方向，光源所發出的每單位立体角內光通量等于 1 流明。

射到物体表面上每單位面积的光通量，称为該表面的照度。通常采用的照度單位有兩種，一种叫勒克司，一种叫輻透。1勒克司等于 1 流明的光通量均匀地射到 1 平方米的面积上所产生的照度。1輻透等于 10^4 勒克司。

發光平面在与它垂直的方向上的發光强度与平面面积的比，称为發光平面在此方向(即与平面垂直的方向)上的亮度。亮度的單位为熙提：若發光面 1 厘米² 面积在与它垂直的方向上的發光强度为 1 燭光，此發光面的亮度就是 1 熙提。

波長为 5560 Å 的單色光，每 1 流明的光通量約相当于 16000 尔格/秒的功率。1 流明的白光的光通量則相当于 46000 尔格/秒的輻射功率。

要看得見道路需要 0.1 勒克司的照度。讀書則需要 20~30 勒克司的照度。在夏季晴天太陽下的露天里，照度的数量級达 100000 勒克司。滿月所产生的照度約 0.2 勒克司，無月的星空所

产生的照度约 3×10^{-3} 勒克司, 天狼星所产生的照度约 9×10^{-6} 勒克司。

我们再举出一些光源的亮度来作为例子。

黑暗中, 在完全黑的背景上, 能够看得见的最小亮度	10^{-10} 熙提
硬脂燭燭	0.5 熙提
真空白熾灯的鎢絲在标准温度下的亮度	150 熙提
充氬白熾灯中的螺旋形鎢絲	500 熙提
碳極电弧的噴火口	15000 熙提
超照探照灯的电弧噴火口的中心部分	145000 熙提
太陽	150000 熙提

各种辐射物质作为人工光源的经济性, 应根据其发光效率, 即它每一瓦特的辐射功率发出多少流明的可见光来评价。正如维思定律所指出的, 光源的温度愈高, 其发光效率也就愈高。最大能量愈靠近光谱的可见部分, 光源的发光效率就愈高。在下表中列出了几种辐射体在温度为 1700°K 时和 2160°K 时的发光效率数值。

辐射物体	1700°K	2160°K
绝对黑体	0.33 流明/瓦特	2.8 流明/瓦特
碳	0.41 流明/瓦特	3.5 流明/瓦特
钨	0.59 流明/瓦特	4.4 流明/瓦特

光源的经济性决定于它每消耗 1 瓦特功率发出多少流明的可见光, 这就是光源的发光效率。例如, 50 瓦特的碳丝白炽灯的发光效率为 2.5 流明/瓦特, 而钨丝白炽灯则为 10 流明/瓦特。

§ 15. 光的反射和光压

射在物体的光, 有一部分既没有被物体吸收, 也没有通过物体, 而是在物体表面上遭到了反射。如果物体表面是理想的光滑, 则发生镜面反射, 这时反射角与入射角相等。如果表面是粗糙的, 则光线被反射到各个方向上去, 亦即发生漫反射。也可能发生中间

的情况，即一部分光线被鏡反射，而另一部分被漫反射。

鏡反射的程度可以用反射系数 R 来表征。反射系数就是反射光强度与入射光强度的比值。当反射是發生在两种無色透明媒質（玻璃、水、石英等）的交界面上时，反射系数的数值，取决于这两种媒質的折射率。

反射系数的值在从 0 到 1 的范围内，对于完全吸收光的表面来说，反射系数为 0，对于完全反射光的表面，反射系数为 1。

菲涅耳从光的波动理論出發，导出了一个公式，根据这个公式可以算出两种介質分界面的反射系数，只要知道了这两种介質的折射率。这一公式將在 § 19 中表述。

如果光线射到磨光的金屬表面上，則反射將不遵守菲涅耳公式，因为金屬实际上，甚至在厚度只有 1 微米时，也是不透明的。当反射是“金屬的”的时候，反射系数达到很大的数值。例如，对于鎳，反射系数为 0.6；对于錫汞齐，为 0.7；对于銀，为 0.92。当反射面的状态發生改变时，反射系数的值也显著的变化。除此以外，正如我們已經講过的，金屬的反射具有选择性，金屬表面的顏色就是这样形成的。

用来复蓋鏡子反射面的汞齐和銀的反射系数，对可見光来说，与波長的关系很小，但波長增加时，反射系数也还是有些增加的。对于不可見的紫外綫来说，反射系数显著地随着波長的減短而減小，直减少到原来的百分之几。金屬表面的反射系数差不多与入射角無关。

当光线照射到無光澤的表面上时，若表面的不平滑的程度显著地超过了波長，則鏡反射实际上观察不到。在此情况下，光线从这个表面的面元上反射到各个方向去而形成漫反射。漫反射的光的强度与入射光强度的比值，称为表面的反照率。

目前我們不討論关于全反射現象的問題，這個問題將在下一节中研究。这里我們只指出，当反射为全反射时，反射系数的值等

于 1。

当光流射到吸收光的表面或反射光的表面上时，将给予表面以压力。

我们记得，根据光的电磁理论，光是电磁波，其中电场强度矢量 E (图 78) 与磁场强度矢量 H 相垂直，二者又都垂直于光线 SO 。

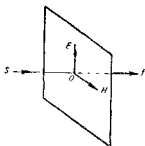


图 78. 矢量 E 、 H 和光压的方向

例如，若在某一时刻，电矢量 E 铅直向上，则在这一时刻的磁矢量 H 将水平地指向右方，如图 78 上所示的那样。当光线射到某一表面上时，电场就在这个表面上引起位移电流。此电流是由组成表面分子的带电微粒的位移形成的。带正电的微粒将沿着电场 E 的方向(向上)发生位移，而带负电的微粒将沿着相反的方向(向下)发生位移。

根据电学中著名的洛伦兹公式，磁场对这两种微粒都有作用力(图中的 f)，这个力垂直于磁场和微粒的速度，力的方向可以用“左手三指定则”确定。很容易看出来，由于带正电的微粒和带负电的微粒运动方向相反，所以它们受到的力沿着同一个方向，此方向即光线的方向。这样，当光线射到表面上时，表面就要受到沿光线方向的压力。

从量子论的观点看来，光流就是量子流；或者，照现代的说法，光流是光子流。光子具有动量。每一个光子，当它撞击到与其速度垂直的壁上时，它或者被吸收，或者被反射；吸收时光子损失了它的动量 L ，而反射时光子的动量改变了 $L - (-L) = 2L$ 。由此可见，当光子射到完全吸收光的壁上时，它得到的冲量为 L ；而当光子射到完全反射光的壁上时，它所得到的冲量则为 $2L$ 。光通量 Φ 垂直射到一面积为 S 的壁上时，将给予壁一个压力，这个力的大小等于 1 秒内落于壁上的光子数 N 乘上量 L 或者 $2L$ ，视壁完全

吸收光或完全反射光而定。設壁为完全吸收光的^①，若每一光量子的能量为 ε ，則

$$F = \frac{\Phi}{\varepsilon} J_0. \quad (15-1)$$

光对壁的压强应等于总压力与壁面积 S 的比值。故当壁完全吸收光时，压强为

$$P = \frac{\Phi \cdot L}{S \cdot \varepsilon}.$$

如果壁完全反射光，則有，

$$P = \frac{2\Phi \cdot L}{S \cdot \varepsilon}.$$

如果壁的反射系数为 R ($1 > R > 0$)，則

$$P = \frac{\Phi \cdot L}{S \cdot \varepsilon} (1 + R). \quad (15-2)$$

在此式中出现了光子动量与它的能量的比，这个比值可以确定如下。

运动物体的动能的增量与其动量的增量有着下述关系： $d\left(\frac{mv^2}{2}\right) = v d(mv)$ ，亦即 $dW = v dL$ 。將这个关系式应用于行进着的光子，并注意光子的速度为一恒量——光速 c ，我們就得到微分方程 $d\varepsilon = c dL$ ；积分它，得 $\varepsilon = cL + C$ ，此处 C 为积分常数。因为当动能 $\varepsilon = 0$ 时，动量 L 也等于零，故知 $C = 0$ 。由此可見，

$$\varepsilon = cL. \quad (15-3)$$

代入(15-2)，就得出光压为

$$P = \frac{\Phi}{S \cdot c} (1 + R) = \frac{I}{c} (1 + R), \quad (15-4)$$

其中 I 为光通量密度，即射到单位表面上的光通量。

把(15-3)式中的光子的能量的值代入(15-2)，我們就求得光子的动量为：

① “觀壁完全吸收光……。設壁为完全吸收光的，”等字为譯者所加。

$$L = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} \quad (15-5)$$

根据这个公式可以确定光子的质量为:

$$m = \frac{L}{c} = \frac{h\nu}{c^2} \quad (15-6)$$

作为例子, 我们来计算一下太阳光对地球的压力。实际观测指出, 在垂直于太阳光的每平方厘米面积上, 每分钟受到的热量为 1.933 卡, 这表示功率为 1.35×10^6 尔格/秒。将地球表面看做完全吸收光的, 亦即, 取 $R=0$, 我们得出光压的数值为:

$$P = \frac{1.35 \times 10^6 \text{ 尔格/秒}}{1 \text{ 厘米}^2 \times 3 \times 10^{10} \text{ 厘米/秒}} = 4.5 \times 10^{-9} \text{ 巴。}$$

整个被太阳光射到的表面 (地球半径取作 6.36×10^8 厘米) 所受的总压力等于 5.5×10^{13} 达因, 即约为 5.6×10^7 千克力。这个力与太阳给予地球的引力—— 3.6×10^{21} 千克力比较起来, 是小得微不足道。但是, 对于那些很小的微粒 (宇宙尘) 来说, 光的压力可能超过万有引力, 因为光的压力是与微粒线度的平方成正比的, 而万有引力则与微粒线度的立方成正比。

在上一世纪末, 有许多学者希望以实验显示出光的压力, 但未能获得成功。

他们使光照在如图 79 所示的仪器上, 这种仪器称为辐射计。



它的样子很像一个小风车, 上面装有很薄的金属叶片, 叶片的一面涂成黑色, 另一面则磨成光滑的镜面。

按照理论所预言的, 光对于镜面的压力应二倍于对涂黑表面的压力, 因而应该观察到镜面向后转动。但是, 实际观察到的转动方向相反。这是因为,

小风车的转动不是由于光的压力, 而是由于所谓辐射计作用。在光的照射之下, 涂黑的表面由于吸收光的关系, 变得比磨光表面热。因此, 如果空气分子撞到涂黑表面上时, 就从那兒

得到一些能量，以較大的速度反射回来。从鏡面上反射回来的空气分子保持原来的速度不变，因为鏡面由于其反射光綫的緣故，实际上不会被光綫加热。由此可見，空气对于塗黑表面的压力（不是光的压力）要大于它对磨光表面的压力。在这样的实验中光的压力比空气的压力小得多，因而显示不出来。

1900年，著名的俄罗斯物理学家 П. Н. 列別捷夫第一次以实验不仅显示出了，而且还测量了光的压力。测出的光压数值与理論所求得的光压数值相符合。列別捷夫的光压实验，特别是确定光对气体的压力的实验，曾被全世界一致公認是实验技术的突出成就。

П. Н. 列別捷夫在他的实验中，是用由电弧發出的光照在各种物質所制成的直径5毫米的小圓片上，来观察光的压力的。有一些小圓片用鉛黑复盖起来，另一些則磨成光滑表面。塗黑了的小圓片几乎全部吸收光，而磨光了的小圓片則几乎全部反射光。圖80中所示的就是列別捷夫仪器之一：1与2是不同厚度的圓形鉛片，兩面都用鉛黑塗黑；3和4也是同样的圓片，但不是塗黑，而是磨光的。这件仪器悬挂在一条玻璃綫上，为观察它的偏轉起見，上面还装有一个小鏡子，圖中沒有画出来。仪器装在一个玻璃容器中，并将其中空气抽去。

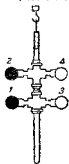


图80. 列別捷夫用来测量光压的仪器中的可动部分

每一个小圓片都可以受到光的照射，或者照在这一侧，或者照在另一侧。光綫照射的方向可以利用圖81所示的装置来加以改变，詳情这里从略。

光由电弧B發出，經過棱鏡后成为平行光束，射到鏡 S_1 上，再从 S_1 及鏡 S_2 和 S_3 反射之后，就由棱鏡聚集起来，射到小圓片R的右侧面上。与 S_1 联結在一起的还有一个鏡 S_4 ，二者相互垂直，并可作为一个整体向右移动。在这两个鏡子移动了以后，光綫就由鏡 S_4 反射至 S_5 ，再反射到 S_6 ，然

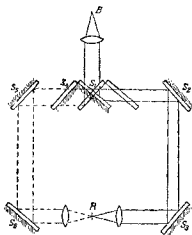


圖 81. 列別捷夫用來量度光壓的裝置簡圖

后再由透鏡會聚起來，射到圓片 R 的左側面上（圖中用虛線表示這個光路）。觀察了儀器的振動，根據光照射到各個圓片的這一側和另一側時“零位置”的移動，И. И. 列別捷夫就量度出了光壓。

在另一次實驗中，列別捷夫使光綫射向一狹窄管道中的氣體，在光的壓力下，氣體轉移到與此管道相連通着的另一個管道中去，並推壓裝在那裏的

一個很輕的活塞。根據活塞的偏移，就可以確定光對氣體的壓力。

按照現代的天體演化學說，光壓在天體的進化中起着重要的作用。由於光壓的作用，綫度超過某一臨界值的星體就不可能形成。當星體的質量增加時，組成星體的物質將受到更大的指向星體中心的萬有引力，星體的壓縮就要加強，因此溫度也就升高。這時，由星體內所發的光的輻射密度及其對於星體表面物質的壓力就要增大。當星體的綫度達到某一限度時，作用於星體表面物質的萬有引力和光的壓力相平衡；如果星體的綫度大於這一限度，則光的壓力將勝過萬有引力，星體的表面部分就要脫離星體。理論計算可以給出星體質量限度的近似數值，計算的結果已由天文觀測所証實。

Ф. А. 卜列吉赫曾根據太陽光的推斥力解釋了彗星尾巴的形成和它的形狀。

§ 16. 幾何光學(或射綫光學)

人們對於客觀世界，對於各種自然現象，對於自己周圍的各種

物体性質的概念，首先是依靠視覺得來的。因此，在技術領域中擴展視覺的可能性的進步，在任何時候，對於深刻地認識客觀世界來說，都具有重要的意義。

當觀察了這一個或那一個物体之後，我們可以估計它的尺寸，指明它的顏色，而且有時候，依靠我們已經積累起來的知識，可以得到關於該物体的詳盡的概念。關於物体的尺寸，我們是根據看到該物体時的視角大小來估計的，所謂視角，就是由物体邊緣各點上發出而射入眼的光線所夾的角。關於物体的顏色和物体表面上的詳情細節，我們是根據物体表面各點的顏色和亮度來判斷的；亦即，歸根到底，是根據從這些點射入眼，在網膜上形成物像的光線的顏色與強弱來判斷的。

視覺本身具有一定的範圍限制，眼睛的角分辨率數量級約為 1 分左右，也就是說，如果兩個點的距離對人眼所張的視角小於 1 分的話，則眼睛就分不清這兩個點，兩個點看起來就像一個似的。

眼睛所能感受到的光的強度具有極大的範圍，這一範圍的上限比起它的下限來，高出達 10^{23} 倍。在合適的大氣條件下，使眼睛對微弱的光經過長時間的適應以後，可以看到距離達 27 千米處的點著的蠟燭。另一方面，眼睛也能夠直視太陽，但只能在很短的時間之內這樣做。

光學儀器的基本目的就是擴大觀察物体時的視角，以及增加射入眼睛中的光的強度。

改變從觀察對象所發出的光線的方向，就可以達到上述目的。為此，人們使用者各種不同的光學儀器：反射鏡、透鏡、稜鏡等。光線在這些儀器中的行程可以利用某些幾何作圖方法來確定。因此，在光學中，以射線概念為基礎研究光的傳播現象的這一部分，稱為幾何光學或射線光學。

幾何光學是以由實驗所確立的某些原理為基礎的，這些原理的一部分在 §5 中講述任意形式的振動時，已根據惠更斯原理和費

馬原理做了推导。

几何光学所根据的原理可以归结如下：

1. 光的直线传播定律：光在均匀媒质中沿直线传播。

然而，如果在点光源和光屏之间放一个障碍物，则在光屏上，在障碍物的几何阴影边缘附近，可以发现有光线绕过障碍物的现象，这一现象在，例如，小圆屏的阴影处就非常显著。这种现象称为光的绕射，它与在某种条件下所观察到的光的直线传播相违背。由此可见，只有在绕射现象可以忽略时，才能应用光的直线传播定律。

2. 光的反射定律：入射光线和反射光线以及由反射点所引反射面的法线在同一个平面上；反射角等于入射角。这个定律只适用光线由光滑表面上反射的情形。如果表面是粗糙的或凹凸不平的，其混乱排列着的凸起和凹入的尺度超过了波长，则光线将向着各个方向反射，亦即发生漫反射。

3. 光的折射定律：a) 入射光线和折射光线与从入射点所引的媒质分界面的法线在同一个平面上； b) 对于给定的两种均匀且各向同性的媒质来说，入射角正弦与折射角正弦的比是一个恒量。这一个恒量等于第二种媒质（光线由界面射向其中的媒质）的折射率与第一种媒质（光由其中射出的媒质）的折射率之比，也等于光在第一种媒质中的速度与光在第二种媒质中的速度之比。

这一种形式的折射定律只适用于光从一种各向同性媒质射入另一种各向同性媒质时的情形。

4. 光的独立传播定律：光线与光线之间，彼此没有影响。这说明各个光线关系的定律没有例外情形。

现在我们来应用这些定律于光线传播的几种特殊情形。我们注意，如果从某一个点散射出的光线射入人眼，则眼睛就看见了这个点。在中学物理中已经熟知的问题，我们将只简单地提一提。

1°. 平面镜 由点 A 射至平面镜上的光线（图 82），在反射后

看来就好像从点 A' 射来的一样,点 A' 就是点 A 在平面镜中的虚像。这个虚像位于镜子后面,在从点 A 向镜面(或如图所示,向镜面的延展面)所作垂线的延長线上,距镜面的距离等于点 A 与镜面的距离 d 。由此可知,平面镜改变射到它上面的光线的方向并给出虚像。所谓虚像,就是由光线的延長线所形成的像,而不是由光线本身所形成的像。平面镜所生成的像的几何大小与物体相同。

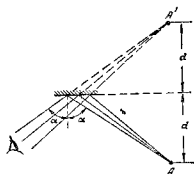


图 82. 点在平面镜中的成像

如果光线是以角度 α 射到镜面上的,则根据反射定律,它将同样地以角度 α 反射回来,可见在此情形下,光线的方向改变了角度 $\pi - 2\alpha$ ①。

2°. 球面镜 球面镜可以用来得到位于其轴线方向上的物体的像(反射镜式望远镜),也可以用来将落于其表面上任何部分的光线聚集起来(照明装置,探照灯)。

设有以 O 为中心的球面的一部分 Q (图 83)。如果球面的内表面是反射面,像图中所示那样,就叫做凹面镜;如果反射面是球面的外表面,就叫做凸面镜。穿过镜面顶点(即对称中心) C 和曲率中心 O 的直线,称为主光轴。其它穿过曲率中心 O 及镜面上任一点的直线称为副光轴。穿过中心 O 的光线在反射之后仍然通过 O 点。与主光轴相交于任一点 S_1 的光线在反射后,将与光轴相交于另一点 S_2 。设 S_1 与顶点的距离为 P_1 , S_2 与顶点的距

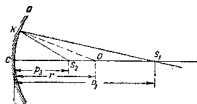


图 83. 推导球面镜公式用图

① 此处原书误为 2α 。译者。

离为 p_2 , 则 p_1 与 p_2 之间的关系可以根据几何学由三角形 S_1KS_2 求出; 注意 KO 为角 S_1KS_2 的分角线, 就得到:

$$\frac{p_1 - r}{r - p_2} = \frac{KS_1}{KS_2}.$$

对于靠近于光轴的光线来说, 可以认为, $KS_1 \approx p_1$, $KS_2 \approx p_2$ 。

这样就得到 $\frac{p_1 - r}{r - p_2} = \frac{p_1}{p_2}$, 变换以后即得球面镜的近似公式如下:

$$\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} = \frac{2}{r}. \quad (16-1)$$

分析这个公式可以导出下述结论。

当 $p_1 = \infty$ 时, $p_2 = \frac{r}{2}$ 。这就是说, 平行于主光轴的光线束, 在镜面上反射之后, 与光轴相交于一点, 此点距镜面顶点的距离为 $\frac{r}{2}$ 。这个点称为**主焦点**。

当 $p_1 = r$ 时, $p_2 = r$, 这就是说, 从中心发出的光线, 在反射后仍然会聚于中心。

当 $p_1 = \frac{r}{2}$ 时, $p_2 = \infty$ 。这就是说, 由主焦点所射出的光线, 反射以后成为平行于主光轴的光束传播出去。

当 $p_1 < \frac{r}{2}$ 时, $p_2 < 0$ 。这就是说, 从顶点和主焦点之间的一点所射出的光线, 反射以后成为发散的光束; 它们的延长线在镜面后相交, 形成光源的**虚像**①。

公式(16-1)也可以应用于凸面镜, 但这时曲率半径应取负号。在此情况下, 我们有:

当 $p_1 = \infty$ 时, $p_2 = -\frac{r}{2} < 0$ 。这就是说, 凸面镜的主焦点是在镜子后面光轴上的一点。反射光线的延长线交于这一点, 光线本身并不通过它。

① 此处原书为虚焦点, 似误——译者。

当 $p_1 < \infty$ 时, $p_2 < 0$, 其绝对值在 0 与 $\frac{r}{2}$ 之間。

要想作出球面鏡中所成的像, 需从物体上的每一个点引出兩条光綫, 它們反射后的方向应当是已經知道的。这两条光綫相交的地方或它們的延長綫相交的地方, 就是物体上該点的像的位置。

作为例子, 我們在圖 84 a、b、和 c 上画出了凹面鏡成像的作圖, 这里物体用一个垂直于光軸的箭头代表。在三个圖中, 物体离开鏡面的距离各不相同。光路方向以細箭头表示。

在圖 84 a 上, 物体 A 位于曲率中心外面。像 B 是实像, 比物体小, 位置在主焦点与曲率中心之間。圖 84 b 上, 物体 A 在主焦点与曲率中心之間, 像 B 是放大的实像, 位于曲率中心外面。在圖 84 c 上, 物体 A 在鏡面与主焦点之間, 像 B 为虚像, 放大, 位置在鏡子后面。

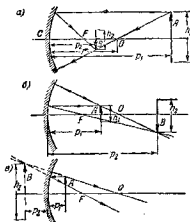


圖 84. 凹球面鏡成像的作圖

像的綫度与物体比起来, 像的放大率 (或縮小倍数) 等于像的長度 h_2 与物体長度 h_1 之比。对上述各种情况來說, 根据具有公共頂点 O 的兩個三角形的相似, 很容易得出下列等式:

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{r - p_2}{p_1 - r}; \quad (16-2)$$

由 (16-1) 式中解出 r , 代入上式, 即得:

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{p_2}{p_1}. \quad (16-3)$$

对于虚像 (圖 84c) 來說, 比值 $\frac{h_2}{h_1}$ 为負值。

在凸面鏡 (圖 85) 中, 物体 (A) 的像 (B) 永远是縮小的虚像。

前面说过,公式(16-1)只是近似的。因此,由这一公式所导出的结果并不能和实验事实完全符合。

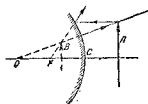


图 85. 凸球面镜成像的作图

事实上,由一点所发出的光束,在球面镜上反射以后,并不严格地交于一点,这就破坏了由球面镜所得到的像的清晰性。如此形成的像的缺陷称为球面像差;这是由于参加成像的光线不仅

仅是那些射到镜面顶点附近的光线。为了消除球面像差,应使光线通过光阑再射到镜上,这样,像的清晰程度可得以改善,然而同时,像的亮度却要减弱。

对于某些特殊情况来说,改变镜面的形状,就可以消除球面像差。例如,采用抛物形镜面,可以将平行光束会聚于一点;如果将点光源放在抛物镜面的焦点处,可以得到近乎平行的光束。绝对平行的光束不可能得到,因为所有通常称之为“点”光源的光源,例如电弧极棒的喷火口,实际上都有一定的大小,而不是一点。

3°. 平行平板 将一块表面平行的透明板放在光线的通路中时,并不改变光的进行方向,而只使光线发生一些平行的移动。

从图 86 上可以清楚地看到,光线 SA 以角度 α 射到板面上,折射角为 β , 并以角 β 射到平板的下表面 NN 上 (NN 平行于 MM), 再经过折射后,光线仍以角 α 射出平板,这个角度和光线射达上表面时的入射角相同。光线的位移 d 可以根据三角形 AGB

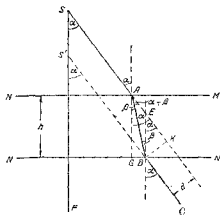


图 86. 置于光路上的平行平板

和三角形 ABK 确定如下:

$$d = BK = AB \sin(\alpha - \beta),$$

但 $AB = \frac{h}{\cos \beta}$, 因而得,

$$d = h \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\cos \beta}. \quad (16-4)$$

当平板的厚度 h 很小时, 这一位移将非常不显著。

现在我们来确定由光源 S 发出而穿过平板的两条光线的延长线交点的位置。设其中一条垂直地穿过平板, 另一条以角度 α 射到平板上 (采用图 86 中的符号)。穿过平板以后的这两条光线的延长线交于 S' , S' 与 S 的距离为:

$$SS' = EB = \frac{d}{\sin \alpha} = h \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin \alpha \cdot \cos \beta} = h \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha} \right). \quad (16-5)$$

从这一公式中可以看到, 以不同的角度射到平板上的光线, 在穿过平板之后, 其延长线与平板法线 (由光源 S 引至平板的那一条) 的交点, 距平板的距离各不相同。由此可见, 复心射线束, 亦即由同一点所发出的射线, 在穿过平板之后, 就不再是复心的了。只有对于那些充分接近法线的光线, 当可以认为 $\frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha} \approx \frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = n$ 时, 复心性才能保持不变。由此可见, 例如, 当从旁边穿过厚玻璃壁看东西时, 我们将看到物体的像不太清楚。

4°. 棱镜 (侧面不平行的透明板)。使光线穿过棱镜时, 光线将向着棱镜的底部偏折, 偏折的角度取决于棱镜的顶角、光线投射的角度, 以及构成棱镜的物质的折射率。理论指出, 如果光线向棱镜的一个侧面投射时的入射角与光线从另一个侧面射出来时的折射角相等, 则光线所偏折的角度将最小。在此条件下, 光线穿过棱镜内部时, 垂直于棱镜顶角的分角线。如果安置棱镜使光线以最小偏向角通过它, 并量出这一角度的大小及棱镜的顶角大小, 就可以算出构成棱镜的物质的折射率。这一计算所需的公式可以导出如下: 由图 87 可知,

$$\varphi = 2(\alpha - \beta), \theta + 2\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right) = \pi。$$

根据第一个等式，我們有 $\alpha = \frac{\varphi + 2\beta}{2}$ ；根据第二个等式，有 $\theta = 2\beta$ 。將 θ 的值代入 α 的表示式中，我們得到： $\alpha = \frac{\varphi + \theta}{2}$ 。由此可見，折射率等于

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \frac{\varphi + \theta}{2}}{\sin \frac{\theta}{2}}。$$

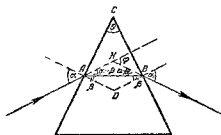


圖 87. 光綫通过棱鏡

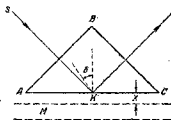


圖 88. 全反射棱鏡

在某些光学装置和仪器中，利用棱鏡来造成全反射现象。当光綫从折射率較大的媒質射达另一种折射率較小的媒質的界面上时，就可以观察到这种现象。在一般情况下，当光綫穿入較稀的媒質中时，光綫折向离开由入射点所引的法綫。若第一种媒質对于第二种媒質的相对折射率 $n > 1$ ，则折射角 α 由下式所决定： $n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$ ，故 $\alpha = \arcsin(n \sin \beta)$ 。如果 $n \sin \beta > 1$ ，则光綫不能进入第二种媒質（較稀的媒質），而全部由媒質分界面反射回来。这就是内部全反射现象。由此可見，如果光綫的入射角大于正弦等于 $\frac{1}{n}$ 的角时，就要發生全反射现象。这个正弦等于 $\frac{1}{n}$ 的角称为全反射的临界角。如果入射角小于临界角，光綫就进入折射率較小的媒質。

圖 88 上表示將光綫方向折轉 90° 的全反射棱鏡。光綫 SK

沿垂直于棱镜侧面 AB 的方向,从空气中射入棱镜,并以 45° 角射达 AC 面上。这个角大于全反射临界角 δ ; 因为,取玻璃的折射率为 1.54,可求出临界角的值为 $\delta = \arcsin \frac{1}{1.54} = 40^\circ 30'$ 。因而,光线将全部由 AC 界面上反射回来,以垂直于 SK 的方向穿过 AB 面,由棱镜中射出。

有趣的是,遭到“全反射”的光振动,部分地能够通过反射面不大距离。如果在离界面 AC 不远的地方放上一块玻璃板 M , 就可以发现这个现象。在图 87 中用虚线表示这块玻璃板。当棱镜与玻璃板之间的空气层厚度不超过几个波长时,光线就部分地穿过这层空气射入玻璃板。透过的光线的强度随空气层的厚度增加而迅速减小。当空气层的厚度等于一个波长时,透过的光线的强度为棱镜中光线强度的百分之一;当空气层的厚度等于三个波长时,透过的光线强度则减弱到为棱镜中光线的一百万分之一。

图 89 表示利用全反射棱镜来使倒立像变成正立像(或相反)的情形。从图中可以清楚地看到,在进入棱镜之前,光线 1 在光线 2 上面,而从棱镜中透过之后,光线 2 移到了光线 1 的上面。



图 89. 倒像的棱镜

5°. 球面透镜 球面透镜与球面反射镜一样,可以用来得到物体的像或使光线聚集起来。但后面将看到,比起反射镜来,透镜具有显著的优越性。

现在我们来推导适用于薄球面透镜的基本公式。所谓薄透镜,就是其厚度比其表面的曲率半径小得多的透镜。

设双凸透镜的两个表面的曲率半径各为 r_1 和 r_2 (图 90), 曲率中心依次为 O_1 和 O_2 。在图 90 上,为了看起来方便,我们故意把

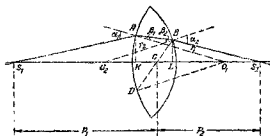


图 90. 推导球面透镜公式用图

透镜画得很厚，而把曲率半径画得很短。每一个透镜有一个定点，凡穿过这个点的光线在通过透镜之后不改变方向，这一个点称为此透镜的光心。光心的位置应该在通过两个曲率中心 O_1 和 O_2 的直线上，因为这条直线穿过透镜表面的两个相平行的面元。为了确定光心的位置，需再引一条连接透镜表面上两平行面元的直线。由曲率中心 O_1 和 O_2 各向相应的透镜表面引出一条半径，并使此二半径相平行，就找得了一对上述的平行面元。在图 90 上， C 点就是光心。任何一条通过光心的直线，称为透镜的光轴，其中通过曲率中心的那条直线，称为主光轴。通过光心而垂直于主光轴的平面，称为透镜的主平面。

设光线与主光轴交于 S_1 点，至 A 点折射进入透镜，再射到点 B ，经第二次折射后射出透镜，与主光轴相交于点 S_2 ，根据图 90，很容易确定下列各角（利用图中的符号）间的关系：

$$\beta_1 + \beta_2 = \angle BO_2L + \angle AO_1K, \quad (16-6)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \angle AS_1K + \angle AO_1K, \\ \alpha_2 &= \angle BS_2L + \angle BO_2L. \end{aligned} \right\} \quad (16-6a)$$

因为我们只研究贴近主光轴通过透镜的光线，所以式 (16-6) 和式 (16-6a) 中所有的角都很小，而对于每一个角，都可以认为其正弦和正切，与角本身相等。由此可得，

$$\beta_1 + \beta_2 = \frac{AK}{r_1} + \frac{BL}{r_2}, \quad (16-7)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{AK}{p_1} + \frac{AK}{r_1}, \\ \alpha_2 &= \frac{BL}{p_2} + \frac{BL}{r_2}. \end{aligned} \right\} \quad (16-7a)$$

以入射角正弦与折射角正弦的比值来表示构成透镜的物质的折射率,再进一步用角本身来代替角的正弦,我們得到:

$$\begin{aligned} n &= \frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} \approx \frac{\alpha_1}{\beta_1}, \quad n = \frac{\sin \alpha_2}{\sin \beta_2} \approx \frac{\alpha_2}{\beta_2}, \\ \beta_1 &= \frac{\alpha_1}{n}, \quad \beta_2 = \frac{\alpha_2}{n}. \end{aligned}$$

將(16-7a)式中的 α_1 与 α_2 的值代入,得:

$$\beta_1 = \frac{AK}{np_1} + \frac{AK}{nr_1}, \quad \beta_2 = \frac{BL}{np_2} + \frac{BL}{nr_2}.$$

將所求得的 β_1 与 β_2 的值代入式(16-7),我們得到:

$$\frac{AK}{np_1} + \frac{AK}{nr_1} + \frac{BL}{np_2} + \frac{BL}{nr_2} = \frac{AK}{r_1} + \frac{BL}{r_2}. \quad (16-8)$$

因为光线是贴近光轴的,所以可以認為 $AK = BL$, 代入上式,消去公因子,結果得到,

$$\frac{1}{np_1} + \frac{1}{nr_1} + \frac{1}{np_2} + \frac{1}{nr_2} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}, \quad (16-9)$$

再經過簡單的变换以后,我們就得到了薄双凸透镜的基本公式如下:

$$\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right). \quad (16-10)$$

如果將平面的曲率半徑看做 $r \rightarrow \infty$, 將凹面的曲率半徑看做負的,即認為 $r < 0$, 則公式(16-10)就可以适用于任何一种型式的薄透镜。

圖 91 上分別表示出了全部六种型式的透镜。上面一列的三个透镜依次为双凸透镜、平凸透镜和月凸透镜。它們都是会聚透镜,可以將光线向着主光轴聚集起来。圖中下面一列依次为双凹透镜、平凹透镜和月凹透镜。这三种都是發散透镜,光线通过它們

后，將离开主光轴而發散开来。

在圖 91 中还指出了透鏡的光心，以及确定光心位置的作圖。

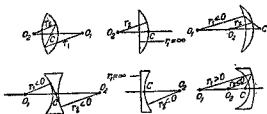


圖 91. 球面透鏡的型式。圖中指出了各个不同型式的透鏡的光心位置

在公式(16-10)中，取 $p_1 = \infty$ ，定出 p_2 的值 $p_2 = f$ ，我們就求出了透鏡的主焦点的位置。所謂透鏡的主焦点，就是平行于透鏡主光轴的光綫在通过透鏡之后，与主光轴相交的那一点。主焦点与透鏡光心之間的距离——主焦距，是透鏡的主要特征。主焦距与構成透鏡的物質的折射率以及透鏡的曲率半徑之間，有着下列关系：

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right). \quad (16-11)$$

对于会聚透鏡來說，主焦距为正值；对于發散透鏡來說，主焦距为負值。有时不直接用主焦距，而用主焦距(以米計算)的倒数来表征透鏡的特性，这个数称为透鏡的屈光度。

用(16-11)式中的 $\frac{1}{f}$ 来代替公式(16-10)的右端，我們得到球面透鏡公式的另一种形式：

$$\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} = \frac{1}{f}. \quad (16-12)$$

像分析球面反射鏡公式(16-1)那样来分析公式(16-12)，对于会聚透鏡，可得出下列結論：

当 $p_1 = \infty$ 时， $p_2 = f$ ；亦即，平行于主光轴的光束，在經過透鏡折射之后，会聚于透鏡另一側的主焦点上。

当 $p_1 = 2f$ 时, $p_2 = 2f$; 这就是說, 与主光軸相交于距透鏡二倍于主焦距远的那一点發出的光束, 通过透鏡之后, 会聚于透鏡另一側同样距离的地方。

当 $p_1 = f$ 时, $p_2 = \infty$; 这就是說, 由主焦点所發出的光束, 在經過透鏡折射以后就成为平行于主光軸的光束, 向透鏡的另一側傳播出去。

当 $p_1 < f$ 时, $p_2 < 0$ 且其絕對值大于 p_1 ①; 这就是說, 与主光軸的交点在于主焦点和光心之間的光綫束, 通过透鏡以后將仍为發散光束。这些光綫的延長綫与透鏡主光軸的交点、位置和光綫原来的出發点在透鏡的同一側, 其距透鏡的距离則大于原出發点距透鏡的距离。

对于發散透鏡來說, 主焦点是虛的, 它是光綫延長綫的交点, 而不是光綫本身的交点; 因为, 根据公式(16-11), $f < 0$ 。由此可知, 無論 p_1 的值如何, p_2 总是小于零, 且其絕對值小于 f 。这就是說, 由主光軸上任一点所發出的光束, 在通过發散透鏡以后, 將成为更發散的光綫束, 其延長綫与主光軸的交点, 和光綫的原出發点位于透鏡的同側, 且在主焦点与光心之間。

关于透鏡成像的作圖方法与前面已講的球面鏡成像的作圖相似。从物体的每一点, 应引出兩条光路已知的光綫, 它們的交点(或其延長綫的交点)即物体上該点的像的位置。

光路已知的光綫如下所述:

1. 平行于主光軸的光綫, 折射以后將通过主焦点。
2. 通过主焦点的光綫在折射以后平行于光軸。
3. 通过光心的光綫不發出折射, 仍沿原方向前进。
4. 与光軸相交于距光心二倍焦距远处的光綫, 折射之后將通过透鏡另一側同样距离的那一点。

圖 92 为会聚透鏡成像的作圖。物体(箭头)在透鏡的左邊, 距

① 这里原書为“且絕對值大于 f ”, 似誤。本段末句作了相应的更正——譯者。

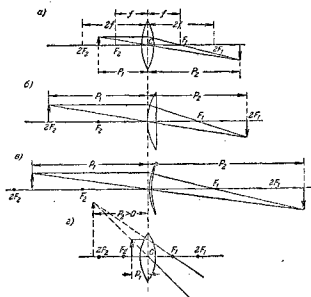


圖 92. 各种凸透镜成像的作图

透镜的距离各不相同。圖 93 上所表示的为發散透镜成像的作图。在这两个图中, 我們將光綫画得是在它通过透镜的主平面时折射的。实际上, 光綫是經過两次折射: 进入透镜时折射一次, 从透镜中出来时再折射一次。諸圖中脚碼为 1 的各符号属于从左边来的

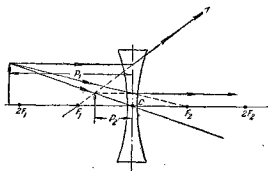


圖 93. 凹透镜成像的作图

光綫。点 F_1 及 $2F_1$ 在透鏡的右边时为实点，在透鏡的左边时为虚点。在透鏡右边的像为实像，在透鏡左边的像为虚像。像到透鏡(主平面)的距离为 p_2 。由这些圖中可以明显地看到。

当透鏡为会聚透鏡时，如果物体离开透鏡的距离大于 f 而小于 $2f$ ，則像为倒立、放大的实像，其距透鏡的距离大于 $2f$ (圖 92a, 双凸透鏡; 圖 92b, 月凸透鏡)。

如果物体距透鏡的距离为 $2f$ (圖 92c)，則像距透鏡的距离也是 $2f$ 。像为倒立实像，大小与物体相同。

如果物体距透鏡的距离小于 f (圖 92d)，則像將为正立、放大的虚像，与物体位于透鏡的同側。

如果物体距透鏡的距离大于 $2f$ (圖中未繪出)，則像將为倒立縮小的实像，像与透鏡的距离大于 f 而小于 $2f$ 。

当透鏡为發散透鏡时，則無論物体距透鏡多远，它的像將总是与物体在透鏡的同一側，且为正立、縮小的虚像，离开透鏡的距离小于 f (圖 93)。

像的綫度与物体的綫度之比，称为透鏡的綫放大率。由圖 92 和 93，根据頂点在光心的相似三角形，可以确定薄透鏡的放大率。無論在那一种情况下，放大率总等于像到光心的距离与物体到光心的距离的比值，亦即，

$$Y = \frac{p_2}{p_1} \quad (16-13)$$

至此为止，我們对光綫通过透鏡的光路研究，只限于傍軸的光束，即与光軸間夾角很小的光綫。在这种情况下，物体上的每一点所給出的像足够好地近似于一个点。然而，在实际上对允許与光軸夾一大角度的光綫通过透鏡(亦即放弃光綫的傍軸性的研究)，是很有好处的。这时，所得到的像將具有一系列的缺陷，即所謂像差。

像差按其性質來說，分球面像差和色像差两种^①。球面像差

① 这一句話为譯者所加——譯者。

是由从远离光轴的地方通过透镜的光线所形成的。当透镜为会聚透镜时,这些光线通过透镜后与光轴的交点,距透镜的距离比根据公式(16-12)所算出的要近一些。图94所表示的就是这种情形。在 S_2 处放一个垂直于光轴的光屏,在屏上得到的将不是一个像点,而是一个圆斑。要减小球面像差,可以在光路中装上一个光阑,遮住那些使像产生畸变的光线,或者采用组合透镜。

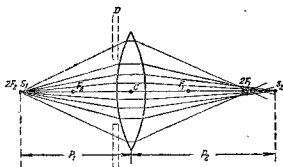


图94. 会聚透镜的球面像差

色像差是由于构成透镜的物质对各种不同颜色的光的折射率不同而引起的,也就是由于色散现象而引起的。例如,当透镜为会聚透镜时,紫光所形成的像就比红光所形成的像,离透镜要近一些,如图95所示。结果,一个位于光轴上的发白光点光源,在光屏上所给出的像将不是一个白色的光点,而是由一系列彩色环所组成的圆形光斑。光斑中各种颜色的顺序与光屏的位置有关。要减弱色像差,可以采用组合透镜,其中各个透镜由材料不同的玻璃制

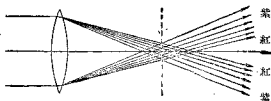


图95. 会聚透镜的色像差

成, 这些玻璃的折射率和色散率互不相同。这样, 在一个透镜, 比方说, 凸透镜中所产生的色散, 和在另一个凹透镜中所产生的色散相互抵消。这样的组合透镜称为消色差透镜。要完全消除色差(亦即使透镜对所有各种颜色的光焦距都一样)是不可能的, 但对于两种、甚至三种位于光谱不同区域的波长是可以做到的, 这是因为, 玻璃品种的选择有着广泛的可能。

图 96 表示如何对于蓝、红两种颜色的光, 消除色差现象。

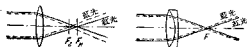


图 96. 消色差透镜

当光线与光轴构成相当大的角度穿过透镜成像时, 可以观察到像散现象。这时, 从一点, 比方说图 97 上的 S 点所发出的光线, 不能够重新聚于一点。在一个平面(可理解为通过光束的轴线与透镜光轴的平面, 即所谓子午平面——译者)上传播的光线, 焦聚在距透镜光心某一距离的地方; 而在另一个与上述平面垂直的平面上传播的光线, 则焦聚在距光心另一距离的地方。如图 97 所示, 若在距离 p_2 处放一个光屏, 在屏上将看到一条竖直的线; 如把光屏放在距离 p_2' 处, 则在屏上看到的将是一条水平的线; 若把光屏放在这两个位置的中间, 则看到的像将为一个模糊的光斑。



图 97. 倾斜光束的像散现象

物体表面的像的畸变(变形)可以如下显示出来: 把一个方格网(图 98a)放在透镜前而, 在透镜后面的光屏上将看到一个变形的像, 如图 98b 或 98c 所示。畸变产生的原因是由于, 对于位在同一个与光轴垂直的平面上, 但距轴远近不同的各点, 放大率的值也

互不相同。

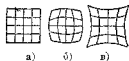


圖 98. 像的畸變

以上所指出的透鏡所成的像的缺陷，在某種限度內可以借助于採用組合透鏡與透鏡系統完全消除。在現代的光學儀器中，物鏡和目鏡都是由若干透鏡組成的複雜的系統，它可以把各種像差縮小到最小限度。

誠如前面所說，光學儀器的基本任務就是擴大觀察物體時的視角。這一問題的解決，就選擇透鏡方面來說，在顯微鏡（要觀察的物體很近）和望遠鏡（物體距離很遠）中是不相同的。

借助於光學儀器來觀察物體時的視角也有賴於眼睛的光學系統的性質。簡單說來，可以把眼睛的水晶體看做是一個雙凸透鏡，它能將物體成像於眼睛的網膜上；在網膜上分布着視神經的末梢，由視神經將視感覺傳入大腦。眼睛所以能看清楚遠近不同的物體，是因為水晶體的曲率能夠自動調節的緣故。正常眼睛的水晶體，在完全鬆弛時，能將位於“無窮遠”處——即極遠處的物體成像於網膜上。由於運用肌肉調節可使水晶體的曲率增加，故也能看到清距離眼睛較近，直到所謂“近點”為止的物體。近點的位置因人的年齡而不同，對正常的眼睛來說，在 20 歲左右時，約為 12 厘米，到 50 歲後，則增至 40 厘米。

應該注意，近點的距離並不就是明視距離，後者是觀察物體時最合適的距離。明視距離按工作（例如閱讀）時的方便和個人習慣而確定，一般公認為 25 厘米；對於 40~45 歲的人，明視距離與近點距離相合。使用光學儀器時，我們總力圖使物體的像成於近點或明視距離（如果這一距離大於近點距離的話）。

當穿過會聚透鏡觀察物體時，亦即把透鏡當做放大鏡使用時，我們總要安排放大鏡和眼睛的位置，使得所得到的物體的虛像與眼睛的距離為明視距離。這時，根據公式 (16-18)，像對物體的綫放大率應等於：

$$Y = \frac{y_2}{y_1} = \frac{p_2}{p_1},$$

此处 y_2 和 y_1 依次为像与物体的线度, p_2 和 p_1 为像与物体距透镜光心的距离。依 (16-12) 式解出 $\frac{1}{p_1}$, 再代入上式, 有:

$$\frac{1}{p_1} = \frac{1}{f} - \frac{1}{p_2}, \quad Y = \frac{p_2}{f} - 1,$$

此处 p_2 为负值, 因为像是虚像。

如果取透镜离开眼睛的距离为 x , 以 p 表示眼睛到像处的距离, 即明视距离, 我们就得到放大镜的放大率公式如下:

$$Y = \frac{p-x}{f} + 1. \quad (16-14)$$

使用放大镜时视角的放大可以认为等于线放大率, 因为我们不用放大镜观察物体时, 物体也是放在明视距离上, 和使用放大镜时像的位置一样。

放大镜成像时的光路如图 92 所示。

放大镜通常——但不是永远——制成放大两倍到五倍, 因为放大率太大的放大镜, 各种像差都太大, 或者视场太小。要得到放大倍数更大的像, 需要使用显微镜。

显微镜在原理上来说, 由两个透镜组成: 一个物镜, 利用它来得到物体的放大实像; 一个目镜, 眼睛通过这个放大镜来看上述实像。图 99 就是显微镜的原理图。因为在目镜中所看到的是物体的像, 而这个像是已经由物镜放大过的, 所以显微镜的放大率等于物镜和目镜的放大率的乘积。

现在我们来近似地计算一下使用显微镜时的角放大率; 采用图 99 中的符号, 并引入下列假设:

1. 在观察时, 眼睛直接贴近显微镜的目镜。这样, 可以认为 $p_2' = p$ ——即明视距离。

2. 由物镜所得到的像, 位于目镜的主焦点附近, 因而, 可以认为 $p_1' = f_{02}$ 。

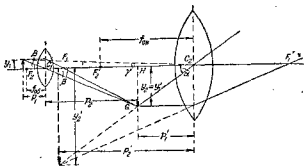


圖 99. 顯微鏡簡圖

3. 所要觀察的物體放在焦距很短的物鏡的焦點附近，因此可以認為 $p_1 \approx f_{0\alpha}$ 。

4. 角 2α 可以看做是在明視距離觀察像時的視角。

5. 角 2γ 為不用顯微鏡直接觀察物體時的視角。

6. 因為在顯微鏡中所觀察的物體都是很小的，所以可以認為角 α, β 和 γ 的正切和對應角本身相等。

從圖 99 中可以清楚地看到， $y_1 = p_1 \operatorname{tg} \beta \approx f_{0\alpha} \approx p\gamma$ ，由此可得：

$$\gamma = \frac{f_{0\alpha}\beta}{p} \quad (16-15)$$

還有， $HG = p_2 \operatorname{tg} \beta \approx p_2\beta$ ，以及 $HG = p_2' \operatorname{tg} \alpha = f_{0\alpha}\alpha$ 。

比較這兩個近似等式，即得：

$$\alpha = \frac{p_2\beta}{f_{0\alpha}} \quad (16-16)$$

顯微鏡的角放大率近似地等於角 α 對 γ 的比值，依式 (16-15) 與 (16-16) 二式，我們求得角放大率為

$$A = \frac{\alpha}{\gamma} = \frac{p_2 p}{f_{0\alpha} f_{0\alpha}} \quad (16-17)$$

取明視距離為 $p = 25$ 厘米， $p_2 = A$ 為顯微鏡的管長（其值通常等於 16 厘米），我們得到：

$$A = \frac{25A}{f_{0\alpha} f_{0\alpha}}$$

式中 $f_{0\alpha}$ 与 $f_{0\alpha}$ 以厘米表示。

在观察远处的物体时,要使用望远镜。望远镜像显微镜一样,也是由物镜与目镜所组成的,但望远镜的物镜与显微镜相反,应为长焦距的。

图 100 为开普勒望远镜的原理图。由物镜所得的远处物体的像位于物镜的主焦点附近,再通过目镜来观察它。目镜作为放大镜用。由这种望远镜所得到的像是倒立的,但这种现象对于天文观察并无妨害。当观察地面上的物体时,采用带有附加透镜的特殊目镜,这种目镜可以将物镜所成的像再颠倒过来。

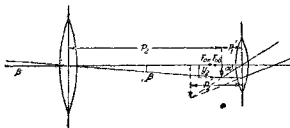


图 100. 开普勒望远镜简图

望远镜的角放大率可以根据下列考虑来决定。远处的物体对物镜光心所张的角为 2β 。因为物体很远,所以这个角也就是不用望远镜而直接观察物体时的视角。像对目镜光心所张的角为 2α , 当用眼睛直接贴近目镜来观察时,这个角也就是看到像的视角。根据图 100 中那两个以由物镜所得实像 (y_2) 为公共边的三角形, 有

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} = \frac{\frac{y_2}{p_1'}}{\frac{y_2}{p_2}} = \frac{p_2}{p_1'} \quad (16-18)$$

由于角 α 和 β 都很小,所以可以用角本身来代替它的正切;此外,还可以取 $p_1' = f_{0\alpha}$, $p_2 = f_{0\alpha}$, 因为由物镜所得的实像位于物镜

与目镜的焦点附近。考虑到这些，我們得到：

$$A = \frac{\alpha}{\beta} = \frac{f_{\text{物}}}{f_{\text{目}}} \quad (16-19)$$

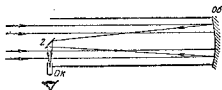


圖 101. 牛頓反射望遠鏡簡圖

在圖 101 上所繪的是牛頓所發明的反射式望遠鏡簡圖。它的特点是有一個凹面鏡來代替透鏡做物鏡。這樣做是為了消除色像差。在鏡筒的軸上，亦即凹面鏡的光軸上放有一個反射鏡 Z，將由凹面鏡而來的光線反射到目鏡中去。

圖 102 上所繪的是 M. B. 羅蒙諾索夫反射望遠鏡；其中做為物鏡的球面鏡的光軸與望遠鏡鏡筒的

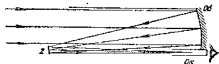


圖 102. 羅蒙諾索夫反射望遠鏡

幾何軸綫構成一個角度，這樣就可以將反射鏡 Z 移到鏡筒外面。羅蒙諾索夫的這種設計增加了射到物鏡上面的光流。

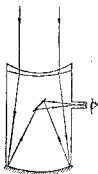


圖 103. 馬克蘇塔夫的弯月式望遠鏡

反射式望遠鏡的缺點是太笨重，並且很難維護，清除落到鏡面上的灰塵很不容易。這些缺點在不久前 А. А. 馬克蘇塔夫所發明的弯月式望遠鏡中得到完全消除。

А. А. 馬克蘇塔夫弯月式望遠鏡的構造如圖 103 所示。光線通過一個弯月凹透鏡（弯月名稱的由來）以後再射到球面反射物鏡上。透鏡的直徑與球面鏡相同。弯月凹透鏡是按照這樣的計算制成的；使得它的球面像差恰和反射鏡的球面像差相抵消。發散透鏡與凹面鏡的這種

配合使我們可以增加後者的曲率，這樣就可以減小鏡筒的長度。反射鏡完全與灰塵隔絕。И. А. 馬克蘇塔夫的這種望遠鏡有着廣泛的前途。

由公式(16-17)與(16-19)似乎可以得出這樣的結論：只要選擇透鏡的焦距，就可以使顯微鏡和望遠鏡的放大率無限地增加。然而這是不可能的。繞射現象(後面將要講到)給了儀器的放大率以一定的限度，當放大率超過這個限度時，像就要變得模糊不清。

§ 17. 光的干涉

A. 楊格實驗

現在我們來研究光振動——或者說光射線的干涉現象，“射線”這個字的意思不僅像§4中所說的那樣是指“振動在空間中傳播所沿着的那條線”，而且它還意味着光波的通量或者說是沿着射線傳播的光流。

楊格在1815年所進行的實驗是證實一些光振動可能與另一些光振動互相抵消的最先的實驗。

設有一個很小的單色光源 S ，照射到屏 A 上的兩個很小的並且彼此靠得很近的小孔 S_1 和 S_2 上(圖104)，根據惠更斯原理，這兩個小孔可以當作獨立的光振動的源。如果點 S_1 與 S_2 離開光源 S 的距離都相等，則光波到達這兩點的振動的周相相同。由 S_1 與 S_2 發出的光波射到第二個屏 B 上的

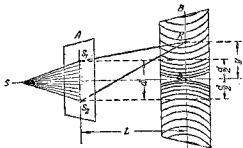


圖 104. 楊格實驗

某一指定點處時，互相疊加的两个振動的周相差取決於 $S_2K - S_1K$ 。這個差值稱為程差。當程差等於半波長的偶數倍時，這兩個

振动的周相相同，因而光束 S_2K 与 S_1K 在 K 点叠加时就互相加强，也就是说屏 B 上的 K 点比在 OK 直线上 K 点邻近的那些点亮些。如果程差等于半波长的奇数倍，则从 S_1 与 S_2 传出的振动在 K 点的周相相反，光束 S_2K 与 S_1K 叠加时就互相抵消，因而 K 点成为黑暗的。我们现在来说明屏 B 上那些点会满足这些亮暗条件，这些点的位置可以用 O 点到该点的距离来决定， O 点就是从小孔 S_1 与 S_2 间的距离 d 的中点引向屏 B 的垂足。取 L 比 d 大得多。从图 104 应有：

$$(S_2K)^2 = L^2 + \left(y + \frac{d}{2}\right)^2 \quad \text{和} \quad (S_1K)^2 = L^2 + \left(y - \frac{d}{2}\right)^2。$$

以第一式减去第二式得

$$(S_2K)^2 - (S_1K)^2 = 2yd, \quad S_2K - S_1K = \frac{2yd}{S_2K + S_1K}。$$

因为 $L \gg d$ ，就可以认为右面的分母等于 $2L$ 。在这种情况下，误差比 $2L$ 小得多。因此，

$$S_2K - S_1K = \frac{2yd}{2L} = \frac{yd}{L}。$$

如果

$$\frac{yd}{L} = (2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (17-1)$$

则相应的那些点就是黑暗的，如果

$$\frac{yd}{L} = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (17-2)$$

则相应的那些点就是亮的。

对于屏上直线 KO 以外的点来说，要决定类似的亮暗条件并不困难。因为那些到达 S_1 与 S_2 的距离差相等的点在空间的轨迹是旋转抛物面，所以在屏 B 上看到交替地亮暗条纹。在屏 B 上通过 O 点而垂直 OK 与 OS 的直线是从 S_1 和 S_2 到屏上的程差都等于零的那些点的轨迹，这条直线是亮线。杨格在他的实验中观察到类似于屏 B 上所示的图案。

当用白色光照射小孔 S_1 与 S_2 时，在屏上得到的是彩色条纹，

而不是如上述实验中的亮暗条纹。这是因为，颜色不同的光线具有不同的波长，因此，某种波长的光线，譬如说红光，在某一点完全抵消，而其他波长的光线，譬如说绿光，在这一点可能是互相加强的。通过 O 点而垂直于 OS 与 OK 的条纹，在这种情况下是无色差的，也就是白色的，因为各种波长的光线都互相加强。

B. 相干性与菲涅耳双镜和双棱镜中的干涉

如果以两个发出波长相同的振动的光源来代替一个光源照射在两个小孔 S_1 与 S_2 ，是否也能够观察到干涉现象呢？是否能从两个同样的单色光源观察到光的干涉呢？看来类似的现象对声振动和机械振动是很容易达到的，然而对光振动来说却不可能。其原因可以归结如下。

以后我们会看到，在每一个光源中，原子内的电子是光振动的直接的激发者。即使在光源的极小的表面上，原子的数目也是非常巨大的，从每一个原子发出的一个光脉冲的时间的长短的数量级为 10^{-8} 秒。这样一来，在某一时刻，每一个光脉冲的通量中都有各种可能周相的振动。因此，不同光源发出的光通量之间不可能有固定的周相差，因而就不可能观察到干涉。要观察到光的干涉，就必须使一个光源发出的光分解，再使它们经过不同的路程会聚到某一点上，这样，它们之间就有了程差，因而也就有了周相差。

可以干涉的光称为相干光，它们的振动之间存在着不随时间变化的恒定的周相差。

可以用各种方法来获得相干光并使它们发生干涉：

菲涅耳用一个光源在两面平面镜中的像作为两个相干光源，这两面镜子所作的角度近于 180° 。从这两面镜子反射的光束叠加时就发生干涉。

图 105 为这个实验的简图。 AB 与 AC 是镜子， S 是单色光源。为了单色性，用灯泡发出的光线经过滤光器而照亮的狭缝作为光源。 S_1 和 S_2 是 S 在两面镜子中的虚像， PQ 是屏，在这屏上可以

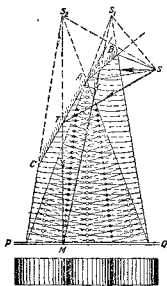


圖 105. 利用双鏡来获得干涉条纹

互相加强，在虚线与实践相遇的各点(圖上的黑点)互相抵消。屏 PQ 上的干涉图样就如圖下面部分所示。在屏上看到交替的暗纹与亮纹。

利用菲涅耳双棱鏡(两个頂角很小的棱鏡，它們的底部合在一起)用类似的方法，也可以观察到光的干涉。圖 106 表示这实验中光程的簡圖。从光源 S 發出的光束，一部分通过上面的棱鏡，向其底部的那一面折射(向下面)，然后再傳播出去，好像是从 S_1 点(S

观察到干涉图样。

干涉的結果决定于光线相遇之点到光源 S 的程差，或者說到光源在兩面鏡子中的虚像的程差。如果这程差等于半波長的偶数倍，相干涉的光线就互相加强，如果是奇数倍，就互相抵消。例如，对 M 点來說，程差等于 $(SR + RM) - (ST + TM) = S_1M - S_2M$ 。

圖上实弧线与虚弧线都表示振动周相相同的各点的軌迹，但实弧线与虚弧线的周相相反。光线在同种弧线相遇的各点(圖上的白圆圈)

互相加强，在虚线与实践相遇的各点

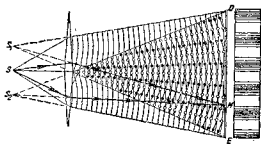


圖 106. 利用菲涅耳双棱鏡来获得干涉条纹

点的虚像)传播出来的一样。

射到下面那个棱镜的光束,折射后向上偏折。可以把 S_2 点(也是 S 点的虚像)当作点光源,认为这束光线是从这点发射出来的。

这些光束互相叠加,在屏 DE 上产生干涉图样。在屏上每一点(例如在 M 点),干涉的结果与射到这点的光线的程差有关,也就是说与这点到相干光源 S_1 和 S_2 的距离差有关。如果 $S_2M - S_1M = 2k \cdot \frac{\lambda}{2}$,那么在 M 点上,这两束光线互相加强达到最大。如果 $S_2M - S_1M = (2k+1) \cdot \frac{\lambda}{2}$,那么屏上相应的点就是黑暗的。如果光源 S 是用单色光照射的狭缝,则屏上就出现一系列交替的、平行的暗条纹与亮条纹。在白色光源的情况下,屏上的条纹除了中央条纹以外都是彩色的。因为在中央条纹处,对任何波长的光线来说,程差都等于零。这中央亮条纹是白色的(无色差的)。与中央条纹相邻的亮条纹是虹彩色的,其紫色的一边朝着白色条纹。较远的条纹的颜色很复杂,因为它们是由强度不同的各种颜色的光线互相叠加而成的。

B. 薄膜中的干涉。等厚条纹

在天然的情况下,很容易观察到薄膜的干涉。在一层煤油或脂油附着的水面上,好像是着上了虹彩的“氧化”色。这种彩色是光在薄层脂油或煤油中干涉的结果。在被照亮的竖放着的肥皂膜上(它是尖劈形的,尖端向上),可以看到平行于劈棱的虹彩条纹。这是光在薄劈(肥皂膜)中干涉的结果。

我们现在来研究光在薄膜中干涉的现象。

设有厚度 h 完全相同的薄膜(图107)。从离得较远的光源以单色光照射到膜上,光源要远到可以认为从它射来的光线是平行的。让膜的厚度的数量级不大于几个波长。光线 I 射到 A 点时,一部分反射,一部分折射而进入膜内。这部分光线在射到膜的反面的 B 点时,又部分折射而从膜中射出,另一部分则反射到 C

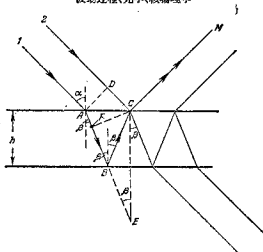


图 107. 推导在薄膜中反射光的干涉条件用图

点。光线在 C 点再一部分反射，一部分折射而从膜中射出，以 CM 方向进行。不可避免地，还有另外的第二条光线（是与第一条光线相干的）从光源射到 C 点上，这条光线在 C 点一部分反射，反射后沿着与第一条光线相同的方向进行，亦即沿着 CM 的方向进行。

这两条光线是和干的，因为它们是从同一个光源发出的，在 C 点，它们的振动有了周相差。首先，因为光线 1 从公共波面 AD 经过薄膜进行了路程 ABC ，而光线 2 经过空气进行了路程 DC ，因而就有了程差；其次是反射条件不同：光线 1 在 B 点从光疏媒质（空气）反射，光线 2 在 C 点从光密媒质（薄膜）反射，在这种情况下（参考 § 4.1），周相要变为相反；这两点就是产生周相差的原因。

我们现在来说明光线 1 与 2 的程差如何。从 C 点作垂线到膜的下一面，再将它延长，和折射线的延长线相交于 E 点。从 C 点作垂线到 AB 。当光线 2 到达 C 点时，光线 1 到达 F 点——垂线 CF 的垂足。这样一来，这两条光线的程差就决定于线段 FB 与 BC 之和。但三角形 BCE 是等边的，因为角 BCE 与 BEC 都等于折射角 β 。因此，在薄膜中的几何程差为：

$$FB + BC = FB + BE = FE = CE \cos \beta = 2h \cos \beta,$$

因为 $CE = 2h$, 也就是等于薄膜厚度的两倍。这程差在 C 点引起周相差。如果光线 I 在空气中进行的一段路程是它在折射率为 n 的膜中(光在膜中的速度是它在空气中的速度的 n 分之一)进行的路程的 n 倍的话, 那么, 也应该得到同样的周相差。因此, 光线 I 与 2 在空气中的程差, 亦即程差应为:

$$x_1 - x_2 = 2hn \cos \beta. \quad (17-3)$$

如果考虑到光线 2 在 C 点从光密媒质反射时周相变为相反, 那么, 对于沿 CM 方向进行的那两条光线来说, 它们干涉的结果决定于量

$$\Delta = x_1 - x_2 + \frac{\lambda}{2} = 2hn \cos \beta + \frac{\lambda}{2}, \quad (17-4)$$

式中 λ 是光在空气中的波长。

从公式(4-7), (4-8)与(17-4)得出, 如果量 $\Delta = x_1 - x_2 + \frac{\lambda}{2}$ 等于半波长的偶数倍, 即程差等于半波长的奇数倍时, 则反射光中光束叠加时就互相加强。如果量 $\Delta = x_1 - x_2 + \frac{\lambda}{2}$ 等于半波长的奇数倍, 即程差 $(x_1 - x_2)$ 等于半波长的偶数倍时, 则这些光束就互相减弱。这样一来, 这个被单色光照射着的薄膜, 看起来或者是亮的, 或者是暗的。如果用白光照射它, 那么, 某种颜色的光因干涉而抵消了, 而在薄膜上看到的颜色是与由干涉所抵消的光成补色的那种颜色。

在透射光中也可以观察到同样的现象, 但光的加强与减弱的条件改变了, 光线 I (图 108) 在 C 点可以部分地反射而

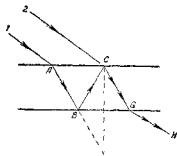


图 108. 推导在薄膜中透射光的干涉条件用图

且射到薄膜的另一面的 G 点。光线 2 在 G 点部分地折射而且以与光线 1 相同的方向进行。在 G 点两条光线都折射，从薄膜中射出而沿着 GH 方向进行。它们的光程差与反射光的情况中的光程差相同，但在干涉时决定周相差的量 Δ 却与反射光的情况不同，其值就等于光程差，因为无论那一条光线都没有由于反射而改变周相。光线 1 两次从光疏媒质反射，而光线 2 根本没有反射过。因此，干涉光的光程差就等于量 Δ ：

$$x_1 - x_2 = \Delta = 2hn \cos \beta. \quad (17-5)$$

如果这个量在空气中等于半波长的偶数倍，那么，在透射光中沿着光线 1 与 2 的方向传播的光束就互相加强。如果这个量等于半波长的奇数倍，那么，这些光束就互相减弱。

因此，在薄膜中干涉的结果由下列的以光程差表示的条件来决定。

在反射光的情况中：

$$\text{最加强的为：} \quad 2hn \cos \beta = (2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (17-6)$$

$$\text{最减弱的为：} \quad 2hn \cos \beta = 2k \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (17-7)$$

在透射光的情况中：

$$\text{最加强的为：} \quad 2hn \cos \beta = 2k \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad (17-8)$$

$$\text{最减弱的为：} \quad 2hn \cos \beta = (2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (17-9)$$

式中 k 是从零开始的任意整数。

如果在薄膜的一边是折射率较薄膜大的媒质，而另一边是折射率较薄膜小的媒质，这些条件会变成怎样呢？建议读者作为习题加以阐明。

比较公式 (17-6)、(17-7)、(17-8) 和 (17-9) 得出：同一薄膜，用白色光照射，以同一角度观察它，在反射光与透射光中看到互补的颜色，也就是当它们混合时成为白色的那两种颜色。那些在透射光

中因干涉而抵消的光线在反射光中可以看到，而那些在反射光中因干涉而抵消的光线在透射光中可以看到。

如果膜并不很薄，那么就不能观察到这种现象。光源通常并不是一点的，从光源表面的不同点发出的光线以各种角度射到膜上，这些角度彼此相差无几。因此，图 107 与 108 上的 C 点不仅是那些折射角为 β 的光线相遇之点，而且还是那些折射角与 β 相差无几的光线相遇之点。如果膜并不很薄，那么，对于不同的各对相干光线来说，干涉条件可以彼此有很显著的区别^①，因而某一对光线的干涉图样将被另一对光线的干涉图样所掩盖。例如，当用白色光照射厚度为 0.1 毫米的薄膜时，就已经不能观察到干涉了。

如果膜很薄——数量级为百分之一微米，也就是说比可见光的波长 ($0.4 \sim 0.8\mu$) 还要小得多的话，那么，在反射白色光时，因为对任何颜色的光线来说，程差实际上都等于零，而从光密媒质反射时，两条相干光线之间造成周相相差一个角度 π ，所以在反射光中看来，薄膜是黑暗的。在透射光中，这薄膜是透明的。

现在我们来研究在薄尖劈中的干涉。干涉的结果取决于相干光线的程差。显然，在单色光的情况下，在劈上会观察到暗与亮的干涉条纹，而在白色光的情况下，会观察到虹彩条纹。每一条“等厚条纹”都是尖劈内厚度相同各点连成的轨迹。如果尖劈是合乎常规的，那么，这些条纹就平行于尖劈的棱。有趣的是，这些“等厚条纹”是定义于尖劈的表面上的，也就是说好像是被描绘在尖劈表面一样。我们来阐明这一点。

每一个光源都有一定的宽度。因此，任何光源的每一点都发出光线以不同的角度射到尖劈的表面上（图 109）。例如，有一条光线 SA 从 S 点射到尖劈的上表面的 A 点，部分从这表面反射。另

① 假光源上某一点 S 发出的光线在薄膜某点 A 的折射角为 β ，与其邻近的一点 S' 在 A 点的折射角为 $\beta + d\beta$ ，因而引起 Δ 量的改变量 $d\Delta = -2h \sin \beta d\beta$ 。由式可见 $d\Delta \propto h$ 。即由光源的不同点发出的光线的干涉条件的改变随 h 增加而变大——译者。

一条与第一条光线相干的光线 SD 射到 D 点，部分折射，又从尖劈

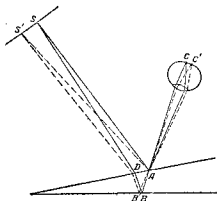


图 109. 薄尖劈中的干涉①

下表面的 B 点反射而到达 A 点。然后，这些以很小角度分散的光线射到调视在 A 点的眼球的水晶体上，并被它聚焦在网膜的某点 C 上。当这些光线的几何程差满足条件 (17-6) 时，在 A 点将看到亮条纹，而当满足条件 (17-7) 时，就看到暗条纹。

从光源的其他点（例如很近的 S' 点）射到尖劈上的许多对相于光线也从 A 点射出，这并不会使图样发生改变，因为尖劈很薄，对这些光线来说，其程差实际上是与第一对光线的程差相同的。如果 S' 点离 S 点并不很近，那么，调视在尖劈的 A 点的眼睛就不能看到它们②——它们不会射到水晶体上。当尖劈的厚度超过波长几十倍时，在白色光的情况中也不能看到等厚条纹。在这种情况下，甚至对光源上靠得很近的各点发出的光线而言，干涉条件就已经不同了，各种干涉条纹互相叠加，因而看起来尖劈的表面是被均匀地照亮着。

因此，等厚条纹是定域于表面，而且是由公式 (17-6) 与 (17-7) 把 $h = \text{常数}$ 的各点连接起来的条纹。不同的条纹， h 也不同。

我们还要研究一种干涉的情形，就是所谓“牛顿环”。

设有曲率很小的透镜（图 110），放在磨得很平的玻璃板上。在透镜与平板之间，在它们接触点周围，形成薄层空气尖劈。在这

① 图 109 中 C' 点应与 C 点重合，因为从同一点 A 发散的光线经调焦的凸透镜后必定会聚于一点——译者。

② 指自 S' 发出的光线——译者。

个尖劈中，等厚条纹是一些圆环——以 C 点为中心的圆周。我们现在来确定，用垂直于空气尖劈的表面的光线照射透镜时，这些环的半径彼此间有着怎样的关系。因为只有有在邻近 C 点的区域才能观察到干涉，所以实际上这些光线都是平行的。对于这种情况说来，在公式(17-6)与(17-7)中，可以取 $\cos \beta = 1$ 与 $n = 1$ (因为是空气尖劈)。如果以 ρ 表示环的半径， R 表示透镜的曲率半径，那么，空气层相应的厚度 h 决定于关系式

$$\rho^2 = h(2R - h)$$

或 $\rho^2 = 2Rh - h^2$ ，因为 h^2 项远较 $2Rh$ 项为小，因此可以把它略去，我们得到：

$$h = \frac{\rho^2}{2R}。$$

把这个 h 值代入公式(17-6)与(17-7)中，我们得到在反射光的情况中的暗环有：

$$2 \frac{\rho^2}{2R} + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}。$$

因为相干光线中有一条光线从光密媒质反射，因而周相变为相反，所以上式的左边加上了 $\frac{\lambda}{2}$ 。从上式求出在反射光的情况中暗环的半径：

$$\rho = \sqrt{2kR \frac{\lambda}{2}}, \quad (17-10)$$

式中 k 是从 1 开始的任意整数。

在反射光中，亮环的半径可从下面的关系式求出：

$$2 \frac{\rho^2}{2R} + \frac{\lambda}{2} = 2k \cdot \frac{\lambda}{2},$$

因此

$$\rho = \sqrt{(2k - 1)R \frac{\lambda}{2}},$$

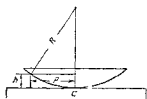


图 110. 推导牛顿环的半径之应用图

或者同样地，

$$\rho = \sqrt{(2k+1)R \frac{\lambda}{2}}, \quad (17-11)$$

式中 k 是从零开始的任意整数。

这样一来，在反射光的情况中，亮环的半径正比于一连串的奇数的平方根，而暗环的半径正比于一连串的偶数的平方根。对于透射光的干涉现象来说，结果是相反地，暗环的半径正比于奇数的平方根，因为相干的光线中有一条光线经两次反射都将周相变为相反，而另一条光线却无反射地通过空气尖劈。在中心处，也就是在 $k=0$ 的情况下，在反射光的情况中出现暗斑，而在透射光中是亮斑，这可以作为光从光密媒质反射时周相变为相反这件事情的实验证明。

图 II (在本书之末) 表示用单色光照射时由反射光获得的牛顿环的照片。在两个环上看到有一些扭曲，这表示透镜或平板的琢磨有缺陷。

从公式 (17-10) 与 (17-11) 看出，如果观察牛顿环时所用的光线的波长愈短，那么牛顿环的半径就愈小，因此，在白色光的情况中，就要看到虹彩的环，紫色的靠里面。在反射光的情况中，中心斑点是黑暗的，因为在中心处所有光线都因干涉而抵消了。在透射光的情况中，中心斑点是白色的。

G. 等倾条纹与干涉仪

我们还要研究一种干涉现象，就是等倾干涉条纹的形成。设有一块两面严格平行的平板 (图 111)。这块板可以比较厚些，它的厚度可以达到好几个厘米。用光源照射这块平板，这个光源并不是点状的，而是具有一定开阔度的，因此从这个光源的不同点发出的光束，例如光束 S_1 与光束 S_2 ，一般说来并不平行，虽然在光源离得足够远的情况下，每一束光的光线 (1, 2, 3) 都可以认为是平行的。某一束平行光线一部分从板面反射，另一部分进入板中，在

板的下一面反射后，又从板中射出；第三部分进入板中，在板的下一面反射后，从上一面反射，又从下一面反射，最后从板中射出；第四部分——經過五次反射以后从板中射出，依此类推。

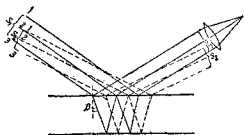


圖 111. 說明产生等傾條紋用圖

光束 S_1 的各部分光

綫之間有程差，如同(17-4)一样，这程差与 β 角有关。对某一光束的所有光綫來說，这程差的值是相同的，而对不同光束的光綫是不同的，因为 β 角对不同光束有不同的值。如果在光綫进行的途徑中放一个透鏡，那么，同一光束的光綫就在透鏡的焦面的某些点上發生干涉。由于不同光束干涉的結果不同，而且与光綫射到板上的入射角和折射角 β 有关，因此，在透鏡的焦面上就出現一定的干涉圖样。在置于透鏡焦面处的屏上可以看到等傾條紋。如果用眼睛調視無限远，也可以直接地观察到这些条紋。因此，等傾條紋定域于無限远，它們是那些入射角相同，因而折射角也相同的光綫形成的，也就是那些 $\beta = \text{常数}$ 的光綫形成的[参考(17-4)]。不同的条紋 β 不同。

112 圖表示观察等傾條紋的裝置簡圖。这时，从点光源 S 射出的光綫束通过半透明鏡 B 而射在一塊兩面平行的平板 A 上。鏡 B 与板面作 45° 角。

我們随着光綫 SD 的行程来进行研究，这条光綫在圖 112 的平面上，而且射到 A 板的 D 点上。光綫 SD 在 D 点分成兩条光綫——反射綫 DP 与折射綫 DE 。后者在 E 点又分成兩条光綫——反射綫 EHI 与折射綫 EX ，这折射綫与光綫 SD 平行而在板的那一边傳播。光綫 EH 在 H 点又分成兩条——折射綫 HQ 与射到 G 点的反射綫 HG ，它在 G 点所發生的一切与光綫 DE 在 E 点所

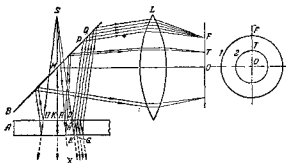


圖 112. 观察等傾條紋的裝置簡圖

發生的完全一樣。

光線在 A 板的兩個面上反射與折射時的分解的過程多次地進行着。結果光線 SD 就形成了兩束強度依次遞減的平行光線。其中一束按照圖 112 那樣指向鏡 B ，另一束（圖中虛線所示的）光線，在 A 板的另一邊平行於光線 SD 而傳播。第一束光線從鏡 B 反射後被透鏡 L 聚焦在它的焦平面上的 F 點，組成光束的那些光線就在這一點發生干涉。圖上畫出其中五條光線。干涉的結果與這些光線的程差有關，而程差又與光線 SD 射到板上的入射角有關。這個結果對形成以 MK 為軸的圓錐面的那些光線都是相同的。這樣一來，所有這些光線形成了一條等傾干涉條紋。如果透鏡的焦面垂直於透鏡的軸 MO ，而 MO 又垂直於圓錐的軸 SK ，那麼，條紋就是一些以 O 點為中心的圓周，通過圓錐體的軸的光線就射到這個 O 點。圖 112 右邊部分表示兩個圓周。第一個圓周是通過 F 點的干涉條紋，它是那些光線所形成的，這些光線入射到 A 板的角度的等於光線 SD 的入射角，也等於和 SD 對稱的光線 SU 的入射角，而第二個圓周是以較小的角度入射的光線所形成的。圖中畫出這些入射角較小的光線中的某一條光線 (SR) 的行程。這條光線分解為兩束光線，其中一束光線被透鏡聚焦在 T 點，在這點看到了干涉。

如果那些以接近 90° 角 (圖 111) 入射到板上的光綫所形成的等傾干涉條紋被觀察到, 那麼, 這些條紋的形狀就是曲率很小的雙曲綫——幾乎是一些互相平行的直綫。

理論的計算指出 (我們不來推導), 單色光所形成的干涉條紋之間的距離正比於波長的平方根而反比於平板厚度的平方根。由此可見, 從波長不同的光綫組成的光束所獲得的干涉圖樣是好多組條紋組成的, 這束光中有多少不同的波長, 就有多少組的條紋。因此, 在白色光的情況中, 只有當相干光綫之間的程差是幾個波長時, 也就是在厚度為幾個微米的薄板時, 才能觀察到等傾條紋。在較厚的板的情況中, 不同波長的光波所形成的條紋互相重疊, 以致把干涉圖樣掩蓋了, 因為在這種情況中, 條紋間的距離非常小, 而不同顏色的光所形成的暗條紋與亮條紋都擠在一起, 就變得混淆不清了。

在厚板的情況中, 只有用單色光才能觀察到等傾條紋。然而當板的厚度大於某一個極限厚度時, 就看不到干涉了。這個極限厚度的數值與光源的單色性程度 (決定於光源輻射的波長的範圍) 有關, 並與相干光綫在它們相遇的點的強度差有關。

在任何“單色”光源的光流中, 都有著不同波長的光波。例如, 在鈉光譜中有兩條相近的黃綫, 其波長為 5890 \AA 與 5896 \AA , 除此以外, 每條譜綫都具有一定的寬度, 約為幾千分之一埃。光譜中只有一條譜綫的光源也輻射出寬度約為幾千分之一或幾百分之一埃的範圍內的所有可能的波長。發射光的原子的熱運動是譜綫“擴張”的一個原因。由於多普勒現象, 移近觀察者的原子發出的光振動的頻率較高, 而離開觀察者的原子發出的光振動的頻率較低。除此以外, 還應該考慮到同一種元素的原子的變種的存在。這些變種稱為同位素 (參考原子物理部分)。同一種元素的各种同位素的原子輻射出來的光譜綫彼此相差無幾。因此, 從幾種同位素的混合物發出的光的譜綫的寬度比純淨的同位素發出的光的譜綫的

宽度来得大些。

正如已经提到过的，每一波长的光形成自己的一系列的等倾条纹。举例来说，如果使波长为 5890 \AA 的钠光所形成的暗条纹叠加在相应于波长 5896 \AA 的亮条纹上，那么干涉条纹就要混淆不清。在谱线宽度范围内的各种波长的波所形成的条纹叠加时，也发生同样的现象。当条纹间的距离很小时，亦即当相干光之间的程差较大时，亦即当板的厚度较大时，这种现象也表现出来。因此，在干涉的测量上都采用谱线宽度尽可能小的单色光。

在一般的情况下，相干光线从它分解之点到再相遇之点要经过不同次数的反射与折射。在每一次反射与折射时，光线强度的减弱与反射系数有关。除此以外，光线通过均匀媒质的路程愈长，由于媒质对光的吸收的缘故，光的强度就愈小。由此可见，两条在分解时强度彼此相同的光线，当它们再相遇时，其强度就可以有很大的不同。程差较大时，其中一条光线的强度可以比另一条光线的强度小若干倍，因而在它们叠加时就看不出干涉条纹。在这种情况下，眼睛的灵敏度不足以发现亮条纹中光的强度（相干光的强度相加）与暗条纹中光的强度（相干光的强度相减）的差别。因此，人们常把补偿器放在干涉仪中某一条相干光线的路程上，用这补偿器来使相干光相遇时强度变成一样。

在作干涉的测量时，人们一般是观察当相干光的程差或光程差改变时条纹的移动。每一条纹移动到相邻条纹的地方，也就是说移动了一个条纹，就相应于相干光线的程差准确地改变了一个波长。这个移动只有在程差改变的过程中才能观察到。在条纹移动的前后，干涉图样实际上是一样的。因此，发现程差改变几分之一波长要比发现程差改变好几个波长来得容易，这是作干涉的测量的特征。

顺便指出，聚光透镜并不引起光束的附加的程差。靠近透镜边缘通过的那些光线，从物到像所经过的几何路程要比通过透镜

光心附近的那些光綫所經過的几何路程長些，但是因為透鏡的邊緣比中心薄些，因此，前者經過玻璃的路程比后者短些，而光在玻璃中的傳播速度較小。

技術上應用的某些測量儀器的機構就是以干涉現象為基礎的。其中最著名的有沙敏干涉折射儀、Л. С. 羅日捷文斯基院士的干涉儀、邁克耳孫干涉儀以及 В. И. 林尼克院士的干涉儀。

沙敏干涉儀(圖 118)由兩塊厚度完全相同而且經過精密琢磨的面平行的玻璃厚板 M 與 N 組成，它們被裝置成互相平行。從光源 S 發出的光綫射到 M 板的 A 點，部分反射到 N 板的 B 點，部分折射且進行至 C 點。這部分光綫在 C 點反射，然後又在 E 點折射而射出 M 板，再射到 N 板的 F 點上，再反射而射向 G 。

從 A 點反射的那部分光綫在 B 點折射，又在 D 點反射，再在 F 點折射後，射出 N 板，沿着方向 G 進行，這個方向就是在 A 點折射的那部分光綫從 N 板射出的那個方向。顯然，如果板是嚴格平行的，那麼，在 F 點相遇且沿 FG 方向進行的那兩條光綫之間就沒有任何的程差。

如果以稍微擴展的光束照射 M 板，那麼，在迎着從 N 板射來的光綫的方向的望遠鏡中，將觀察到等傾干涉條紋。如果在光綫 AB 與 EF 之中的某一條光綫的路程上放置其他氣體來代替空氣，或是把空氣加熱來改變其折射率，因而在光綫 AB 與 EF 之間造成了程差，那麼，干涉圖樣就要發生變化。根據干涉圖樣的改變，不僅可以比較不同氣體的折射率，甚至還能決定氣體的折射率隨溫度改變而變化的關係。

Л. С. 羅日捷文斯基院士的干涉儀是沙敏干涉儀的變樣，他用它來研究反常色散。這儀器以及 Л. С. 羅日捷文斯基的工作將在

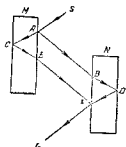


圖 118. 沙敏干涉折射儀簡圖

下一节中描述。

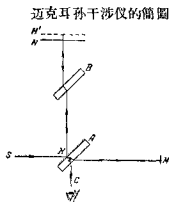


圖 114. 迈克耳孙干涉仪簡圖

迈克耳孙干涉仪的簡圖如圖 114 所示。从光源 S 發出的光束射到兩面平行的平玻璃板 A 上, A 板的一面鍍了一薄層的銀。这块板裝置得与入射光綫的方向成 45° 角。約有 50% 的光綫从鍍銀面反射, 另外 50% 的光綫通过平板而射向鏡 M 。这些光綫反射后又回到 A 板, 再从鍍銀面反射而向 C 点进行。在 K 点反射的光綫通过 B 板, 它与 A 板相同, 但不鍍銀層。 B 板与 A 板

平行。光綫通过 B 板, 射向鏡 N , 被它反射后再通过 B 板与 A 板而射向 C 点。这些从光源發出而經過不同路程的光綫之間有着程差, 它与 M 鏡和 N 鏡到 A 板的 K 点的距离差有关。这程差等于从 A 板鍍銀面反射所获得的 M 鏡的虛像(圖上用虛綫和 M' 表示)到 N 鏡的距离的兩倍^①。这虛像 M' 的平面称为参考平面。在置于 C 点处的望遠鏡中观察时, 如果 N 鏡的平面与参考平面 M' 严格地平行, 則看到的干涉圖样是等傾条紋(一些圓环)。利用特制的調整螺旋使 N 鏡沿光綫方向移动, 使得相干光綫之間的程差增加, 这些环就向視場的边緣散开, 而当使程差减小时, 它們就向中心聚集。一个条紋的消失或者新的条紋的出現, 都相应于 N 鏡移动了 $\frac{\lambda}{2}$ 的距离, 也就是說程差增加了 $2 \frac{\lambda}{2} = \lambda$ 。

利用 N 鏡上的螺旋裝置, 可以使 N 鏡轉过一个很小的角度。在这种情况下, N 鏡与参考平面之間形成空气尖劈。这时在視場中看到等厚条紋。 B 板称为补偿器, 用来使光綫 KM 与 KN 傳播的条件变为一样。如果没有这块板, 那么在这兩条光綫之中, 就有

① 原文沒有“兩倍”, 应加上——譯者。

一条要通过玻璃板三次,而另一条仅通过一次。除此以外, B 板可以轉过一个很小的角度, 这样能使相干光綫的程差有一微小的改变。想要测定位移到条紋的几分之一, 也就是想要提高测量的准确度, 就必须使相干光綫的程差有微小的改变。

迈克耳孙干涉仪能够非常精确地测定长度——可以和規塊相提并論, 而且可以测定光波的波長, 例如测定鎊蒸汽的光譜中的紅綫的波長已經能够准确到 8 位有效数字。这样的准确度是近代測量技术中的記錄。

B. II. 林尼克院士的干涉仪是用来研究表面加工的质量。我們来研究这类仪器中的二种类型: 用来研究小区域的不平表面的显微干涉仪以及用来研究较大平面的干涉仪。

显微干涉仪装在显微鏡的目鏡与物鏡 O_1 (圖 115) 之間的鏡筒上。放在側面的光源 S 所發出的光綫, 射到由两个棱鏡組成的玻璃立方体上, 这两个棱鏡以对角綫边互相紧接着。其中一个的对角綫边鍍了一層半透明的銀層, 它的作用和迈克耳孙干涉仪中的 A 板的鍍銀面一样——把一部分光綫反射, 經過物鏡 O_1 而射到要研究的表面 L 上, 而讓另一部分光綫透过, 再經過第二个物鏡 O_2 而射到鏡 M 上。这面鏡子放在几乎与入射光的方向成 90° 角的位置。因此, 从 M 鏡反射, 然后又从鍍銀面反射的光綫就形成了参考平面 M_1 , 它与要研究的表面 L 成一个微小的角度。这样一来, M_1 与 L 之間就形成薄空气尖劈, 而在显微鏡的視場中就看到平行于劈棱的干涉条紋。如果这些条紋扭曲, 就表明在所研究的表面上有隆起或凹陷的地方。

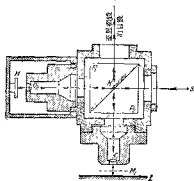


圖 115. B. II. 林尼克的显微干涉仪

在研究较大的平表面的干涉仪中 (如图 116 所示), 光源 S 发

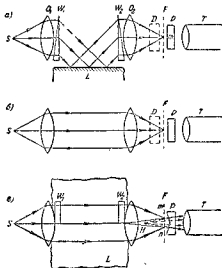


图 116. B. II. 林尼克研究大平面的干涉仪

出的光线射向透镜 O_1 。光线的一半——在光路左边的一半 (纵截面图 116 a) ——被棱镜 W_1 所偏折而射到所研究的表面上, 这些光线从欲研究的表面反射, 通过棱镜 W_2 与透镜 O_2 而会聚于焦面 F 上。从透镜射来的光线靠右边的一半 (纵截面图 116 b) 直接射到透镜 O_2 而会聚于同一焦面 F 上。如果所研究的表面与仪器的轴线稍微不

平行, 则在焦面 F 上, 形成光源 S 的两个像在 m 点及 n 点 (水平截面图 116 c)。这两个像是次级的相干光源。如果利用双棱镜 P 使光源的像 m 与 n 聚于一点 H , 那么在镜筒 T 中可以看到干涉图样——一系列铅直的条纹。如果被研究的表面是不平的, 那么这些条纹将是弯曲的。根据条纹的弯曲可以发现所加工的表面的缺陷, 并能决定凹陷的深度或表面上其它的凹凸情况。为了使相干光线的光程和传播的条件都一样, 应用如图 117 所示的补偿器 D 。这个补偿器由四个棱镜 D_1, D_2, D_3 和 D_4 组成。从图中可以看出光

表面与仪器的轴线稍微不

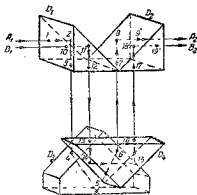


图 117. B. II. 林尼克干涉仪中的补偿器

在补偿器中的行程。靠左边的光线沿着路程 $A_1, 1, 2 \dots, 8, 9, A_2$ 进行, 在点 2, 5 与 8 受到三次反射。靠右边的光线沿着路程 $B_1, 10, 11, \dots, 18, 19, B_2$ 进行, 在点 11, 14, 15 与 18 受到四次反射, 也就是说多了一次反射。

沿着在棱镜 D_1 与 D_4 或在 D_1 与 D_3 之间进行的光线的方向移动棱镜 D_3 或 D_4 , 可以改变且补偿通过仪器右半边的光线与左半边的光线的空气程差。用这种仪器可以研究长度超过一米的平面, 而且能够确定表面加工的缺陷准确到一个微米。

在 B. II. 林尼克院士所设计的另一些类型的干涉仪中, 有着能够研究圆锥表面与圆柱表面的装置。

利用光的干涉现象, 借助于所谓“光学的变明朗”就可能改进透镜的质量。光线射到透镜时, 部分被反射, 因而光线的强度减弱了。当光束垂直射到折射率 $n=1.54$ 的玻璃表面时, 有 4.5% 的能量被反射。由此可见, 在光学仪器中, 由于光线从透镜表面反射, 而使它所得到的像的亮度减弱, 这种反射在某些情况中特别有害。例如, 在潜水艇的某些潜望镜中, 光线在行程中遇到的表面超过 40 个以上, 由于反射的结果损失了很大分数的能量。这时在光束中剩下 $(1-0.045)^{40}=0.158$ 的能量。如果再考虑到光在玻璃中的吸收(参阅 § 13), 那么, 光线通过潜望镜后约减弱 10~15 倍。

近年来, 由于苏联学者(包括 H. B. 格列布斯奇科夫, A. A. 列别捷夫, A. H. 捷列宁以及其他一些学者在内)一系列的工作, 已经发现在光学系统中减少光线由于从玻璃表面反射而损失的某些方法。其中一种方法可归结如下。在玻璃面上, 镀上一层薄膜, 它的厚度仅为对眼睛最灵敏波长的四分之一, 也就是说它的厚度为 $\frac{5560}{4n} = \frac{1}{n} 1390 \text{ \AA}$, 此处 n 为薄膜的折射率。折射率的大小应当这样选定: 使得从薄膜的两个表面反射的光线强度相同, 而且在这两种情况中, 光线都是从光密媒质反射。因为这两束光线的程差等

于 $2 \cdot \frac{\lambda}{4}$ ，而且每一束光线反射时周相都变为相反，因此它们干涉时就互相抵消。这样一来，就不会有光从镀着薄膜的玻璃表面反射了。当然，这个条件不可能对所有波长同时满足。因此，所谓明暗透镜在反射光中的薄膜的颜色常常是紫色的。

精密机械的发展与检验公差很小的零件的尺寸的需要，导致广泛地应用“规板”——准确度达到 10^{-5} 厘米的规块。这些规块可以用干涉法来检验。图 III（本书之末）表示磨得不好的规块表面上产生的干涉条纹的照片。条纹的扭曲表示在规块表面上有窟窿。每一窟窿的深度都可以根据相应的凸出部分的大小来确定。可以用相邻条纹之间的距离来确定比例尺，条纹之间的距离对应于深度为可见光谱中部的波长的一半，亦即对应于深度为 3×10^{-5} 厘米。

§ 18. 光的绕射

A. 会聚光的绕射

在 § 5 中我们已经熟悉了惠更斯原理，并利用它导出了振动的反射与折射定律。在惠更斯原理的基础上，阐明了振动在均匀的各向同性的媒质中的直线传播。这种阐明是以同一节中所研究的菲涅耳“分带法”为基础的。分带法也能够解释各式各样的波的绕射现象，这些绕射现象是波绕过放在它们传播路程上的障碍物的结果。§ 5 中所引入的，用来研究机械振动的全部材料可以推广到各种可能波长的电磁振荡。

我们来研究光的绕射的某些特殊情况，并假定采用单色光源。

假设光从光源 S （图 118）向屏 E 的方向传播。以 S 点①为中心作球面。这球面就是波面。依下列作法把它分为若干个带，如同在 § 5, B 中所描述的一样：作一系列中心在直线 SA 上的圆周，

① 原文为 A 点，应改为 S 点——译者。

这些圆周是以 A 点为顶点的一系列圆锥的底。这些圆锥的母线的长度分别等于 $d + \frac{\lambda}{2}$, $d + 2\frac{\lambda}{2}$... 等等, d 是 A 点到 C 点的距离。

设在光的行程中如圖上所示的那样放置着一个有小孔 MN 的不透明的屏 D 。如果屏上小孔恰好被分成两个带, 四个带, 或一般说来, 被分成偶数个带的話, 那么, 在屏 E 的 A 点处, 是不会有光亮的, 因为从相鄰的带的对应点到 A 点的距离都相差半波

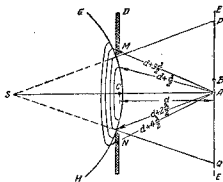


圖 118. 闡明小孔繞射用圖

長, 因此, 从未被遮沒的帶發出的振動都成對地互相抵消了。如果屏上的小孔 M 可以分成奇数个帶, 那么, 只有从波面未被遮沒部分的某一个帶發出的振動沒有被抵消, 而从其余各点發出的振動都要互相抵消。这个結論只有当孔比較小, 而波面未被遮沒部分是由少数的帶構成的情况下才是正确的。孔愈小, 这种現象愈显著。有趣的是, 当未被遮沒的帶只有一个的时候, 在 A 点的亮度要比波面完全开敞的情况来得亮些。在完全开敞的情况中, 如同在 § 5 中指出的, 从波面上所有的点發出到 A 点的合振動的振幅等于仅仅从零帶的各点發出到这点的振動的振幅的一半。

小孔內的帶的数目不仅与孔的大小有关, 而且还与孔到 A 点的距离有关。当这段距离改变时, A 点的亮度就發生改变: 它将依次地一亮一暗。屏 E 上的其余各点也將一亮一暗, 因为由屏上其余的点 (例如由 B 点) 在小孔內所造成的帶的数目与由 A 点在小孔內所造成的帶的数目并不相同。这样一来, 在屏上 A 点与几何影区的边缘 (是以 A 点为中心而以 PQ 为直径的圓周) 之間就有交替的亮环与暗环。

使單色“点”光源發出的光束，通过不透明的屏上的小圓孔，然后照射到照相底片上时所得到的三張照片如圖 IV 所示（在本書之末）。左边那張照片是从直徑为 3.8 毫米的小孔得到的，这个小孔放在离开照相底片 2 米的地方。在这种情况下，小孔被分成 4 个帶，因而在圓周的中心处看到暗点。右边那張照片是从直徑为 6.4 毫米的小孔得到的，这时照相底片到小孔的距离为 3.4 米。在这种情况下，小孔被分成 7 个帶，因而在圓周中心处看到亮点。中間那張照片是从直徑为 5.3 毫米的小孔得到的，这时照相底片到小孔的距离为 2.8 米。这个小孔被分成 5.8 个帶，因而在圓周的中心处看到影深較弱的暗点，因为有 0.2 个帶發出到这点的光振动沒有被抵消。

如果像圖 119 那样的在光的行程中放置一塊不透明的小圓屏

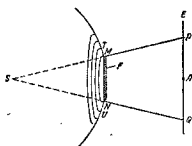


圖 119. 說明小圓屏繞射用圖

来代替有小孔的屏的話，那么，屏 E 上的几何影区將被限制在以 A 点为中心， PQ 为直徑的圓周以內。 A 点是亮的，因为从波面未被屏 F 遮沒的部分發出的光波在 A 点的总的作用可以归結为一定振幅的振动，这振幅等于从波面未被遮沒的

第一个帶發出到 A 点的合振动的振幅的一半。第一个帶就是与屏 F 紧接的那个圓环。在圖 119 上，它以字母 $MTUN$ 表示。在靠近几何影区的边緣以外的区域里，將看到以 A 点为中心的暗环及亮环，如圖 V（在本書之末）所示；圖 V 是由直徑各为 1.2 毫米及 8.2 毫米的小圓屏在离开它們 3 米处的照相底板上所形成的影像的兩張照片。左边那張是較小圓屏的影像的照片，在这張照片上，影像中心的亮点比較明显些。

圖 V1（在本書之末）表示細針的尖端与中部的影像的放大照

片。照亮細針的單色光束，从与針平行的狹縫發出。这个光源附近的波面是柱面形的。要說明这种情况下的繞射現象，就应当把波面分成帶，但这些帶的边必須是平行于細針及綫狀光源的直綫。

第三圖表示針尖的影像的实际大小，而且印紋制得非常精細，以致可以看出几何影区內的細致結構。

圖 IV, V 与 VI 所示的照片都是在 $\lambda = 4.858 \times 10^{-5}$ 厘米 = 4858 埃的單色光照射之下得到的，使水銀弧的光綫經過不讓其他波長通过的濾波片，就得到这种單色光。如果用白色光，那么，在屏上就出現一些彩色环或彩色条紋来代替亮、暗环或亮、暗条紋。光波在观察繞射的屏上每一点叠加的結果与光的波長有关。与某一波長相对应的那种顏色的光綫抵消了，而与另一波長相对应的別种顏色的光却加强了，因而在屏上被照亮的每一点处，就看到混合色的光，这些混合的顏色是和互相叠加結果沒有被抵消的光綫相对应的。在小圓屏的影像中心，將看到白色光点，因为所有波長都遵守着在这点是亮底的条件。

有趣的是，在玻璃上或透明紙上面一些圓周把平面波的波面分为若干个帶，而且把所有偶数的帶或所有奇数的帶塗黑，就得到所謂“波帶片”。这种波帶片在某一点 K 产生非常明亮的光点，这光点的位置可以由圖 26 来决定，這張圖是說明平面波的波面分帶的圖。透鏡可以把平行光綫聚焦在主焦点，波帶片在这方面与透鏡相类似。

这种“波帶片”的照片如圖 VII (在本書之末) 所示。

上面所研究的繞射現象都屬於会聚光的繞射現象的一类。这些現象表面上看来是光繞过障碍物，而本質是从許多次級中心發出的振动的叠加，这些中心就是同一波面上的那些点。

B. 平行光的單縫繞射

第二类繞射現象称为平行光的繞射現象，只有利用透鏡才能

观察到,透镜的作用是把光线会聚在焦面上。

设有一个狭缝,用平行光束照射它(图120)。让缝的宽度

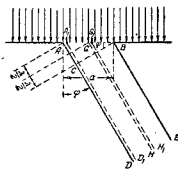


图 120. 单缝衍射

$AB = a$ 。根据惠更斯原理,振动从这光束的波面 AB 上的每一点向各方向传播。选定某一方向,例如与法线作 φ 角的方向,再决定:如果利用透镜使光线会聚在一起时,这些光线叠加的结果是怎样的。这个结果与从所有的振动次级中心的各点发出的那些光线的程差有关,这些振动中心对

波面(也就是缝 AB) 上的所有的光线来说是公有的^①。在这种情况下,我们还记得,透镜并不引起任何的程差(参考 § 17. I)。

边缘的光线 AD 与 BE 的程差等于线段 $AC = a \sin \varphi$ 。如果这程差等于半波长的偶数倍,例如两倍,那么整个光束就可以分为两束 $ADHG$ 与 $GHEB$, 在这两束光中,每两条相应的光线,例如 AD 与 GH 或 A_1D_1 与 G_1H_1 , 程差都是半波长,因而就互相抵消了。这样一来,与法线作 φ 角发出的所有的光线都抵消了。如果边缘的光线的程差等于半波长的奇数倍,例如半波长的三倍,那么,整个光束就可以分为三束,这些光束有许多对应的光线,它们之间的程差都等于半波长。有两束光的光线在叠加时抵消了,而第三束光在透镜的焦面上产生亮条纹。

由此可见,从缝发出而与法线成 φ 角的平行光线互相叠加的结果与边缘的两条光线的程差有关。

对满足方程

$$a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (18-1)$$

① 意即波面上每点的振动都向各个方向发出光线——译者。

的角度 φ 來說，在透鏡的焦面上可以觀察到亮條紋（亦即強度最大），式中 k 是大于零的整數。

對滿足方程

$$a \sin \varphi = 2k \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad (18-2)$$

的角度來說，可以觀察到暗條紋（亦即亮度最小）。如果角 φ 是 $a \sin \varphi$ 等于半波長的非整數倍時的角，那麼，在透鏡焦面上觀察到的光的強度是在最靠近的極大與極小的強度之間的某一個中間強度。角 φ 不同，而且形成亮條紋（極大）于透鏡的焦面的那些光束的邊緣光線的行程如圖 121 所示。強度分布圖也在这圖上表示出來。

M_0 點是中央極大，是垂直于縫（ $\varphi = 0; a \sin \varphi = 0$ ）發出的光線形成的。這光束的全部光線以相同的周相到達透鏡的焦面，而且互相加強。 M_1 點與 M'_1 點對應于光束的兩條邊緣光線之間的程差等于半波長的三倍，亦即 $a \sin \varphi = 3 \cdot \frac{\lambda}{2}$ 。在這兩點上得到第一級極大（中央極大稱為零級極大）。 M_2 與 M'_2 點是第二級極大；對它們說來， $a \sin \varphi = 5 \cdot \frac{\lambda}{2}$ 。 m_1 點與 m'_1 點是第一級極小；對它們說來， $a \sin \varphi = 2 \cdot \frac{\lambda}{2}$ 。第二級極小相應于兩條邊緣光線之間的程差 $a \sin \varphi = 4 \cdot \frac{\lambda}{2}$ 。它們在 m_2 點與 m'_2 點，余类推。

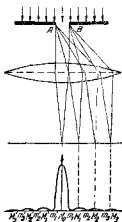


圖 121. 單縫繞射條紋的形成

上圖表明，當用單色光照射狹縫時，在透鏡焦面的屏上可以看到平行的亮條紋，它們被黑暗的間隙所分開。如果用白色光照射狹縫，那麼，顯然屏上的中央極大也是白色的。在這裡，各種顏色的光線都互相加強。對於不同顏色的光線（亦即不同波長的光線，

說來，在中央條紋兩旁的極大并不互相重合。因此，在中央的全色條紋（亦即白色條紋）的兩旁，將觀察到彩色條紋，但它們的亮度遠較中央白色條紋的亮度為小。

B. 繞射光柵

用金剛石在玻璃上刻劃許多相等的，而彼此距離很小的直線刻紋，就制成了繞射光柵。通常刻制利用特制的刻度機來進行的。在光柵的每厘米上，這種刻紋的數目可以到達 15000~16000 條。這種光柵的斷截面的多倍放大的形狀簡略地如圖 122 所示。

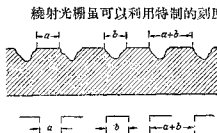


圖 122. 繞射光柵的斷截面圖

花費很大的代價。現在已經有方法來大量製造刻制的光柵的廉價的透明膠的拷貝，這種光柵勝利地代替了刻制的光柵。

如果用平行光照射繞射光柵，那麼，光線就通過玻璃板未被刻劃的部分，那些刻紋使光散射而成為光柵的不透明部分。通常簡略地用短劃線來表示繞射光柵，如圖 122 下面部分所示。黑短劃線表示不透明部分（刻紋），而短劃線間的間隙表示透明部分。光柵用“紋距”或光柵常數來表徵，光柵常數等於間隙的寬度 a 加上刻紋的寬度 b ，亦即 $a+b$ 。

設以垂直於光柵平面的平行光線照射繞射光柵。每一個狹縫（間隙）都有光線向各方向傳播，因為根據惠更斯原理，每一個狹縫的每一點都可以當作次級振動中心。如果在光的行程中放一個透鏡，在透鏡的焦面上放置一屏，那麼，從繞射光柵的許多狹縫發出的，與法線成某一角度 φ 的全部光束的所有平行光線，將會聚在屏上的某一點。對於屏上的不同點來說， φ 角是不同的。屏上每一點的亮度與被透鏡聚焦的每一光束的強度有關，而且還與這些光束互相疊加時的干涉結果有關。

如同在研究單縫繞射時說明過的一樣，一束光的總強度取決於光綫和光柵法綫所成的角 φ 。這一強度值對於從不同的縫以同一角度 φ 發出的光束來說是一樣的。在這些光束中，合振動的振幅也是相同的，因為強度正比於振幅的平方。

這些光束干涉的結果與它們在透鏡焦面互相疊加時的周相差有關。用單色光源時，在相鄰光束相遇之點，周相差取決於和它們相應的光綫（例如相應的兩條邊緣光綫）的程差以及光波的波長。

從圖 123 可以看出，這程差 AB 等於光柵常數 $a+b$ 乘上角 φ 的正弦。如果這個量等於半波長的

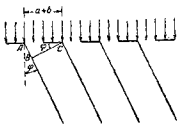


圖 123. 說明光柵的繞射用圖

偶數倍，亦即波長的整數倍，那麼，相鄰的光束以相同的周相互疊加，而在光柵所有的縫發出的光束會聚的屏上，合振動的振幅等於每一狹縫所造成的振動的振幅的總和。若有 N 個縫，在屏上該處的合振動的振幅是一束光的光綫（亦即由一個縫傳出的光綫）所造成的光振動的振幅的 N 倍，因為強度正比於振幅的平方，所以射到該處的光綫的強度是一束光的強度的 N^2 倍。因此，在屏上指定的地方形成明亮的亮條紋。

如果相鄰光束中相應的光綫的程差 [亦即 $(a+b)\sin\varphi$] 等於半波長的奇數倍，那麼這些光束以相反的周相在屏上相遇，因而互相抵消。

如果從相鄰狹縫發出的光束的相應的光綫的程差 [亦即量 $(a+b)\sin\varphi$] 等於半波長的分數倍，那麼，要決定在這些光束互相疊加的屏上的合振動的振幅，就應當把所有光束所造成的振動的振幅幾何地求和。在這種情況下，相鄰光束所造成的光振動之間有一定的周相差 δ ，它與光束的程差有關。要把振幅幾何地求和，可以利用矢量圖解法。在好幾個振幅求和時，以作矢量多角形代替

作平行四边形是比较便利的, 矢量多角形是由分矢量组成的曲折线, 这些矢量都以 δ 角一个接一个地衔接在一起, 如图 124 所示。

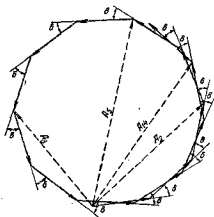


图 124. 从多狭缝发出的光束的振幅的几何加法

几何和以多角形的封闭的一边来表示。在这图上, A_3, A_5, A_8 与 A_{14} 就是相应于 3 个, 5 个, 8 个与 14 个矢量的几何和。由图可见, 随着分矢量数目的增加, 几何和就在某一个范围内改变 (这个范围与 δ 角有关), 而不是像在 $\delta=0$ 时那样不断地增加。由此可见, 当绕射光栅的缝数很多时, 在不等零

的 δ 角的情况下, 射到屏上的光的强度, 比起 $\delta=0$, 且由相邻狭缝发出的光束的程差等于半波长的偶数倍的地方的强度来, 可以忽略不计。

因此, 当用单色光照射光栅时, 在透镜焦面的屏上, 只有在从光栅发出的与法线成 φ 角的光线会聚之处才能看到亮条纹, φ 角必须满足方程

$$(a+b) \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda. \quad (18-3)$$

这些条纹的数目决定于条件

$$\sin \varphi = \frac{k\lambda}{a+b} < 1. \quad (18-4)$$

例如, 对于波长为 6000 \AA 的光线来说, 在光栅 1 厘米有 5000 条缝的情况下, 亦即当 $a+b = \frac{1 \text{ 厘米}}{5000} = 2 \times 10^{-4} \text{ 厘米} = 2 \times 10^4 \text{ \AA}$ 时, 可以看到下列的几条亮纹: 相应于 $k=0$ 的中央亮纹; 对称分布

在中央亮綫兩旁,由与法綫成角 $\varphi_1 = \arcsin \frac{6000}{20000} = 17^\circ 27.5'$ 的那些光綫形成的兩条第一級亮綫; 相应于角 $\varphi_2 = \arcsin \frac{2 \times 6000}{20000} = 36^\circ 52'$ 的兩条第二級亮綫以及相应于角 $\varphi_3 = \arcsin \frac{3 \times 6000}{20000} = 60^\circ 9.5'$ 的兩条第三級亮綫, 这七条亮綫是与 $k=0, 1, 2$ 与 3 相对应的。当 $k=4$ 或更大时, 根据 (18-4) 就要得到 $\sin \varphi$ 的值大于 1, 这是不可能的。

如果从每一狭縫發出的光綫, 滿足方程 (18-3) 的角度, 而且还滿足 (18-2) $a \sin \varphi = 2k_1 \frac{\lambda}{2}$, 因而就如單縫繞射理論得出的那样被抵消了, 那么, 上面所列举的綫, 除了中央綫以外, 就有一些綫消灭了^①。

当用白色平行光照射光柵时, 在透鏡焦面的屏上, 可以看到由暗区隔开的光譜代替了單色条紋。波長較大的光綫比波長較小的光綫偏离大些, 这是从方程 (18-3) 得到的結論。这样一来, 繞射光譜中的顏色的排列与光通过棱鏡时获得的光譜的顏色的排列恰好相反。相应于 $k=0$ 的中央条紋是全色的——因为在任何波長 λ 的情况下, $\sin \varphi = 0$, 因此各种顏色的光綫都互相加强。兩列第一級光譜代替在單色光源时看到的兩条第一級条紋, 它們对称地排列在中央条紋的兩旁, 而紫色的一边向着中央条紋。其次是兩列第二級光譜, 余类推。級数較高的光譜可能部分地与相鄰的級数較低的光譜相重叠。可以看到的完整的光譜的数目由波長最大的光綫(紅色)所遵从的条件 (18-4) 来决定。

圖 125 簡略地表示屏上繞射光譜的分布: A 是中央白色条紋或“零級光譜”, $\varphi_1 K_1$ 与 $\varphi'_1 K'_1$ 是第一級光譜, $\varphi_2 K_2$ 与 $\varphi'_2 K'_2$ 是

^① 例: 若 $a = 10^4 \text{Å}$, 当 $k_1 = 1$ 时, $\varphi = \arcsin \frac{6000}{10000} = 36^\circ 52' = \varphi_2$, 第二級綫消灭了, 又若 $a = \frac{4}{3} \times 10^4 \text{Å}$, 当 $k = 2$ 时, $\varphi = \arcsin \frac{2 \times 6000}{\frac{4}{3} \times 10^4} = 60^\circ 9.5'$, 第三級綫消灭了。

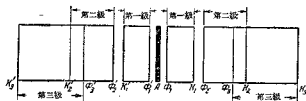


圖 125. 繞射光譜的排列

第二級光譜，它們部分地和第三級光譜 $\phi_3 K_3$ 与 $\phi_4 K_4$ 重叠。

光栅常数愈大，可以看到的光譜愈多，但它們比較不明亮而且還比較狹窄，因而不大适用于光譜分析。

分开兩条波長相差很少的光譜綫的能力，也就是在光譜中看到它們是兩条而不是一條的能力由所謂光栅的分辨本領来决定。一般說來，用来測量波長的任何儀器的分辨本領是欲測量的波長与儀器所能够察覺及測量出来的最小的波長范围的比值。正如理論指出的，光栅的分辨本領等于光譜的級數[即公式(18-3)中的數 n]与光栅的刻紋數目的乘积。因为寬栅格的光栅应用起來較不方便，而且高級次的光譜还不能产生足够的亮度，所以要想增大分辨本領，就必須力求减小光栅常数，也就是說必須减小量 $(a+b)$ 。

作为攝譜儀(供拍攝光譜用的儀器)基本部分的光栅与稜鏡比較起來有一系列的优点。

要根据繞射的照片来决定波長，知道光栅常数(紋距)与光栅到照相板(或照相軟片)的距离就足够了，倘若根据稜鏡攝譜儀获得的光譜来决定波長，就应当根据已知的光譜来确定每一波長的譜綫是与攝譜儀标度尺的那一个刻度相对应的。繞射光栅攝譜儀的分辨本領比稜鏡攝譜儀的分辨本領高，但稜鏡攝譜儀的灵敏度却比較高些。因此，研究弱光源时(例如作天文研究时)，通常采用稜鏡攝譜儀。

А. С. 罗日捷文斯基在研究反常色散时(反常色散在 § 18 中曾提到过)就曾采用了繞射光栅攝譜儀。

Г. Д. С. 罗日捷文斯基关于研究反常色散的实验

設有白色光束,从被光源 S 照射的鉛直狹縫 A 發出,如圖 126 所示。在光束的行程中,有一个豎放的稜鏡 I 。如果屏 P 像圖上所示那样放置着,那么,在屏上就可以看到光譜帶,紫色的一边向着稜鏡的底边,而紅色向着稜鏡的棱边,然而在光束

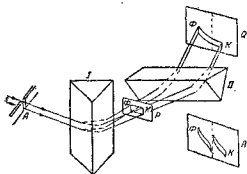


圖 126. 正交稜鏡法

的行程上,又放置着一个与第一个稜鏡垂直的稜鏡 II 。这个稜鏡使光綫向上偏折,而且紫光比紅光偏折得厉害。在第二个稜鏡后面的屏 Q 上,形成弯曲的光譜帶,它的形状好像正常色散圖(圖 70)上的曲綫。如果稜鏡 II 是由吸收物質(例如吸收相应于屏 Q 上画出的虛綫的那一部分光譜的物質)制成的,那么,在吸收条紋附近的光譜区就观察到反常色散。因为在吸收条紋的某一边,折射率反常的小,而在另一边却反常的大,所以在这种情况下,就看到如屏 B 所示的圖样。

Г. С. 罗日捷文斯基致力于測量靠近吸收条紋波的折射率之值,并在实验中来檢驗理論上导出的公式(13-14)及(13-15)。

在 Г. С. 罗日捷文斯基的装置中(这装置簡略地表示于圖 127),形成水平光譜的第一个稜鏡是由特种結構的干涉仪来担任,它是沙敏折射仪的进一步的改良。罗日捷文斯基的干涉仪能使相干光綫显著地比沙敏折射仪分得开些,这就能够获得相干光綫的較大的程差。

放在透鏡 L_1 焦点处的电弧 S 發出的光束,通过透鏡后,就变成一束平行光綫而射到半透明的板 A 上。光綫一部分从这板反

射，一部分通过它射到鏡 B 上。从 A 反射的光线，通过管 E ，被鏡

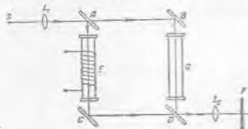


圖 127. J. C. 罗日捷文斯基观察
反常色散的干涉仪简图

C 所反射，再通过半透明板 D 和透镜 L_2 ，然后会聚在繞射光栅攝譜儀的狭縫 F 上。通过板 A 后的光线被鏡 B 反射，通过管 G ，再从板 D 反射后，也被透镜 L_2 会聚在攝

譜儀的狭縫上。因此，这两部分光线从光源经过不同的路程射到攝譜儀的狭縫：一部分沿路程 $AEC'D$ ，而另一部分沿路程 $ABGD$ 。当有程差存在时（把鏡 B 或 C 轉一个很小的角度就可以造成程差），这两部分光线將發生干涉，而在攝譜儀的狭縫上形成干涉条纹（“等厚的”）。把縫放得使干涉条纹与它垂直，如图 128, a 所示。

如果 OO' （圖 128）是程差为零的“零級的”（全色的）条纹，那么，第 k 級亮条纹就位于离开零級条纹距离为 y_k 的地方。在罗日捷文斯基的干涉仪中，这段距离正比于程差 Δ ，而程差又正比于波長及条纹的級数 k ，亦即

$$y_k = p\Delta = pk\lambda$$

式中 p 是比例系数。由此可见，干涉条纹是一些狭窄的光譜，它們的短波边（圖上的 K ）向着零級的（全色的）条纹。这些条纹被暗条纹（極小）隔开。为了使它們更加清晰而使光譜不致合并起来，可以使电弧發出的光线通过濾波片，它不讓連續光譜的短波部分通过。圖 127 上没有把濾波片画出来。

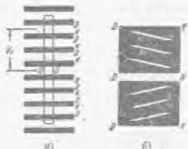


圖 128. J. C. 罗日捷文斯基
干涉仪中的干涉条纹

在繞射光柵攝譜儀中，長波的光綫比短波的光綫偏折的角度大些，這是公式 (18-3) 得出的結論。因為攝譜儀的狹縫平行於繞射光柵的刻紋（刻綫），所以，光綫就垂直於狹縫偏折。全色的“零級的”干涉條紋分解為光譜，它是水平帶狀的，其一端，如圖 128, 6 的左端，相應於光譜的長波邊 D ，而另一端（右端）相應於短波邊 K 。其餘的干涉條紋也分解為光譜帶，稍與水平傾斜。這些條紋從短波部分向長波部分散開。

如果在干涉儀的某一臂上放入玻璃片，因而產生附加的程差，那麼，干涉條紋就發生移動。當板的厚度為 d 而玻璃的折射率為 n 時，因為同樣的波在玻璃中長為 d ，在空氣中則長為 nd ，所以對於空氣（或更準確些，對於真空）的附加程差等於 $nd - d = (n-1)d$ 。這程差使零級條紋移動距離 $y'_0 = p(n-1)d$ 。

因為折射率與波長有關，因此從零級干涉條紋發出的光綫在攝譜儀中所形成的光譜帶就與玻璃的色散曲綫的形狀一樣。圖 126 已經表明，利用正交的稜鏡可以得到類似的曲綫。

在 J. C. 羅日捷文斯基的某一個實驗中，他在干涉儀的一臂上放入鈉蒸汽，得到附加的程差。為此，他把金屬鈉放在 E 管中（圖 127）通電流將管加熱，使鈉汽化。因為鈉蒸汽在連續光譜的黃色部分產生兩條很靠近的吸收條紋，在吸收條紋附近的光譜區中的色散的過程可以在實驗上來檢驗反常色散的理論以及公式 (18-4) 與 (18-5)。J. C. 羅日捷文斯基在上述實驗中得到的照片如圖 VIII（在本書之末）所示。上面已經闡述了零級干涉條紋發出的光綫。在攝譜儀中所描繪出的曲綫；但也可以根據其他干涉條紋發出的光綫所形成的光譜條紋來測量波長近於吸收條紋的光綫的折射率。圖 VIII 的右邊與短波相對應，左邊與長波相對應，由圖可見，向吸收條紋靠近時，光譜條紋就向下彎曲，而折射率急劇地減小。靠近吸收條紋長波的一邊，折射率反常的大，當波長增加時，它迅速地減小，而接近條紋時，折射率是增大的。圖的上部

和下部表示黄色光谱区，可以根据光谱上面的谱线来测定波长。在圖上可以看到四条水平的线，这是为了便于测量而在狭缝上张紧的细丝的像。

在另一个实验中，И. С. 罗日捷文斯基在干涉仪的一臂上放入玻璃片，而在另一臂上放入欲研究反常色散的蒸汽。只有玻璃片时，摄谱仪中看到的条纹的样子如图 129, a 所示。这些条纹的斜率正比于玻璃片的厚度。如果把玻璃片放入另一臂内，那么，条纹就向相反的一面倾斜。如果在一臂内放着玻璃片，而在另一臂内放着媒质（是在被观察的光谱区内有吸收条纹的媒质），由于玻璃与媒质所引起的条纹的倾斜，在某种程度上是互相抵消的。在靠近吸收条纹的区域内，折射率剧烈地改变，条纹成为“钩形”，如图 129, b 所示。在两边的钩形之间的区域内，折射率的测量可以达到很高的准确度。

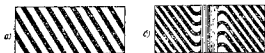


圖 129. “鉤形”的形成

И. С. 罗日捷文斯基除了研究钠光谱以外，还研究了其他碱金属的光谱，从而导出重要的结论，使人们能够理解辐射光时在原子中进行的过程。

“钩形”法使 И. С. 罗日捷文斯基举世闻名。

И. 繞射对光学仪器的分辨本领的影响

作为这一节的结束，我们来研究繞射对最小分辨角的数值的影响（最小分辨角就是在望远镜中可以看到靠得很近的两个目的物之间的距离所张的角），并研究繞射对显微镜中的最小分辨距离的影响。

前面已经指出，由于繞射现象，通过小圆孔的光线产生的光斑是一系列同心的亮环与暗环。用放大率较大的任何光学仪器来使

物点成像时，也观察到类似的现象。使用这仪器所能得到的放大率的极限就是根据绕射现象使目的物的像发生畸变时而确定的。

每一光点在透镜焦面上所得到的像都是明亮的小圆形，这个小圆形被一些同心的彼此交替的暗环与亮环包围着。小圆的亮度从中心向边缘逐渐减小，这个边缘又是小圆外圈的环形暗带的中央。接着，随离开中心的距离的增大，亮度又逐渐增大，直到中心亮圆外圈的第一个亮环的中央为止，当离开中心的距离再增加时，亮度又逐渐减小，直到第二暗带的中央为止，余类推。因此，在每一个环形亮带中，亮度从中央向边缘减小，这边缘又成为暗环的中央。我们记得，通过小圆孔的光线在屏上所形成的图样的中心可能是亮斑（雷末的圆IV），或是暗斑，这与孔的大小以及从屏到孔的距离有关。在所述情况下，通过物镜的光线所形成的光点的像中心将永远是亮斑，因为物镜把所有平行于主轴的光线会聚在主焦点处，正如前面讲过的，这并不引起附加的程差。由此可见，在主焦点处，对所有会聚的光线来说，振动的周相是相同的，因而振动的振幅就要加起来。

如果两个靠得很近的点（例如两颗星）的像是两系列亮暗环组成的系统，那么，正如实验所知道的，要“分辨”这两点，也就是说要它们看起来是两点，只有在某一个亮圆的中心离开相邻亮圆的中心不小于第一个暗环的半径 ρ 的情况下才可能。

这样一来，如果看到两个星球作 β 角度（参考图100），则分辨这个角度的条件决定于不等式

$$\beta > \frac{\rho}{f \cos \theta} \quad (18-5)$$

图180左边简略地表示从物镜中得到的一个光点的像，右边是相距为 ρ 的两点的像。如果两个光点之间的距离很小，那么这两点就不能分辨，也就是说它们看来是一点。在这图上，暗环以及亮环都分别地用同一色调来表示，但实际上亮环的亮度以及暗环



图 130. 从一个光点以及从两个邻近的光点发出的光线在物镜的焦面上所形成的绕射环图案

的影深都是从每个环形带的中央向边缘逐渐减小的。

为了近似地决定第一暗环的半径, 我们研究在图 131 的平面

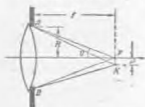


图 131. 推导第一个暗的绕射环的半径用图

上传播的光线的绕射。如果物镜被光圈 AB 所限制, 光圈的半径为 B , 物镜的主焦点在 F 点 (图 131), 那么, 中央光斑的边缘的半径 ρ (也就是第一暗环的半径), 决定于下述条件: 通过光圈到 K 点的两条边缘光线的程差等于一个波长, 亦即

$$AK - BK = \lambda_0 \quad (18-6)$$

在这种情况下, 小孔 AB 被分成两个带, 从这两个带发出的光线成对的抵消, 这与单缝绕射 [参考 (18-2)] 时所发生的情况相类似。

从条件 (18-6) 出发, 作类似于描述栅格实验 (§ 17. A) 时那样的推导, 并利用图 131 我们得到:

$$AK^2 = f^2 + (R + \rho)^2,$$

$$BK^2 = f^2 + (R - \rho)^2,$$

$$AK^2 - BK^2 = (AK + BK)(AK - BK) = 4R\rho.$$

因为 $f \gg \rho$, 可以取 $AK + BK = 2f$, 我们得到:

$$AK - BK = \frac{2R\rho}{f} = \lambda_0.$$

因此, 我们得到第一暗环的半径

$$\rho = \frac{f\lambda}{2R} = \frac{f\lambda}{D}, \quad (18-7)$$

式中 D 是光欄的直徑。

更準確的計算(我們不來推導它)得出

$$\rho = 1.22 \frac{f\lambda}{D}. \quad (18-8)$$

這樣一來,根據(18-5)與(18-6),用望遠鏡分辨兩個星球的條件為:

$$\beta \geq 1.22 \frac{\lambda}{D}, \quad (18-9)$$

式中 λ 與 D 以同一單位進行量度, β 以弧度來量度。

如果取 $\lambda = 0.000056$ 厘米,也就是計算對人眼最靈敏的光波,角度以秒來量度,直徑以厘米來量度,從(18-9)得到

$$\beta \geq \frac{14.1}{D}. \quad (18-10)$$

望遠鏡所能達到的最大放大率決定於它的分辨本領及人眼的分辨本領。如同在 § 16 中講過的一樣,人眼的分辨本領等於 $1'$ 。

因為望遠鏡的角放大率 $A = \frac{\alpha}{\beta}$, $\alpha = 1' = 60''$, 而 $\beta = \frac{14.1}{D}$, 所以

$$A = \frac{D}{0.235} = 4.26D. \quad (18-11)$$

因此,當望遠鏡中的像清晰時,最大放大率正比於物鏡的直徑,且由式(18-11)決定。當放大率再大時,得到的像是不清晰的(畸變的)。

為了說明繞射對顯微鏡的分辨本領的影響,我們假設以光柵常數(紋距)為 $a+b=d$ 的繞射光柵 S_1 (圖 132) 作為觀察的目的物。

假設從左邊以白色光束照射光柵,這束光綫平行於物鏡的主光軸射在光柵上,以主焦點在 F 的會聚透鏡 L 作為物鏡。

在這種情況下,根據(18-8),應該有許多單色光束從光柵的每一個狹縫(透光間隙)向物鏡傳播,這些光綫與光軸形成角度: $\varphi_1 =$

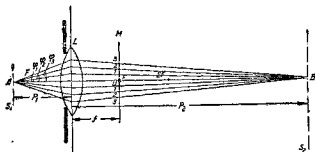


图 132. 推导显微镜的分辨本领用图

$\arcsin \frac{\lambda}{d}$, $\varphi_2 = \arcsin \frac{2\lambda}{d}$, $\varphi_3 = \arcsin \frac{3\lambda}{d}$ 等等。对每一个波长 λ 来说, 都有两束光线 (在光轴上面的与下面的两束光线) 从光栅的每一个狭缝发出, 它们满足上述角度 φ 的某一个值。图 132 表示相应于某一波长的某些光线, 只画出从光栅的中央狭缝发出的那些光束, 中央狭缝在图上用字母 A 来表示。

如果把屏 M 放在物镜的焦面上, 那么, 从光栅所有的狭缝发出的各方向的平行光线将会聚在屏的不同点上。在与物镜的主焦点 F 重合的 O 点处看到金色的条纹, 在点 I 处看到第一级光谱, 在点 2 处看到第二级光谱, 在点 3 处看到第三级光谱等等。这样一来, 在屏上就看到与图 125 相似的图样。如果把屏放在 B 点—— A 点的焦点, 那么, 在屏上就看到光栅的像 S_2 , 它放大了 $\frac{p_2}{p_1}$ 倍 (参阅图 132)。这个像是由那些平行于光轴传播的光束以及与光栅的狭缝作各种角度 φ 而传播的许多单色光束所形成的。如果在平面 M 上形成光谱的光线, 那怕只有第一级光谱的光线参与像 S_2 的构成, 那么, 因为这些光线对平行于光轴的光线来说是相干的, 所以它们就要和平行于光轴的光线发生干涉, 而且在像 S_2 中, 光栅的狭缝可以分辨, 虽然像并不很清晰。这样一来, 对分辨距离 d 来说, 应当使得从目的物射到物镜的边缘光线构成一个角度不小于

$2u = 2 \arcsin \frac{\lambda}{d}$, 式中 $u \approx \varphi_1$ 。由此可見, 分辨距离决定于不等式

$$d \geq \frac{\lambda}{\sin u} \quad (18-12)$$

由于目的物不是被平行光照射的, 而是被發散光照射的, 因此甚至可以假設

$$d \geq \frac{\lambda}{2 \sin u}, \quad (18-13)$$

从(18-13)可以得出, 由目的物射到物鏡的邊緣光綫所構成的角度愈大, 則物鏡的分辨本領也愈大, 因为有意多的光綫造成目的物的像。

如果在目的物与物鏡之間是折射率为 n 的媒質, 那么, 因为在媒質中波長縮短为 n 分之一, 則分辨距离决定于不等式

$$d \geq \frac{\lambda}{2n \sin u} \quad (18-14)$$

在(18-14)中, 量 $n \sin u$ 称为数值孔径, 角 u 称为孔径角。

显然, 用折射率为 n 的液体充滿于目的物的复盖玻璃与物鏡之間的空間, 可以使数值孔径增大为 n 倍, 最小分辨距离也就减小了同样的倍数。为了达到这个目的, 通常采用折射率 $n=1.515$ 的松节油。这样的物鏡系統称为浸沒物鏡。这种系統还有其他的优点, 特别是使像的亮度增大, 因为甚至以很大的角度射到复盖玻璃的上表面的那些光綫也不会發生內全反射, 这可以从圖 133

看到, 圖中表示出光綫射到沒有浸沒的顯微鏡的物鏡时的光路(左圖), 以及射到浸沒的物鏡时的光路(右圖)。

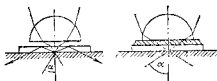


圖 133. 顯微鏡的“干的”物鏡系統与浸沒物鏡系統

可以粗略地估計一下顯微鏡在分辨距离 $d = \frac{\lambda}{2n \sin u}$ 时的放

大率，取人眼的最小角分辨本领为一分，而且还认为总放大率就等于角放大率，而视角（肉眼观察大小为 d 的目的物时所张的角）等于这个数值与明视距离 $p=25$ 厘米的比值。因此

$$Y \approx A \approx \frac{1'}{\frac{d}{p}} = \frac{1}{\frac{360 \times 60}{\lambda} \cdot \frac{1}{25 \times 2n \sin u}}$$

或者取 $\lambda = 0.00005$ 厘米，则

$$Y \approx \frac{50n \sin u}{21600 \times 0.00005} \approx 50n \sin u. \quad (18-15)$$

更准确的计算可以得到数值较大的 Y 。一般说来，如果对像

的质量不提出过分严格的要求的话，那么，可以采用比公式(18-15)所给的放大率大五倍的放大率。

在现代较好的显微镜中，数值孔径可以达到 $n \sin u = 1.5$ ，因而这些显微镜可以达到的放大率的数量级约为 400。

采用更短的波长，可以使显微镜所能分辨的距离减小好几倍，但是不能观察到小于 $1/3$ 波长的目的物。这是(18-14)式得出的结论。

不久以前发明的电子显微镜，为研究微小的物体开辟了巨大的可能性。

在电子显微镜中，采用电子流来成像。

从白热的灯丝发射出的电子，通过被研究的样品而射到屏上，屏在电子作用下发出荧光。用电场或磁场来控制电子的行程，这电场或磁场就形成所谓“电透镜或磁透镜”。电子显微镜的简图与

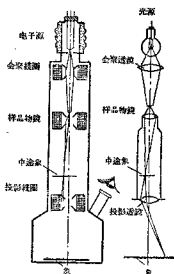


图 134. 电子显微镜与投影光学显微镜简图

投影光学显微镜相类似,如图 134 所示。

在我们的祖国^①里,电子显微镜的结构已由 A. A. 列别捷夫院士和他的同事们一起制定了。

利用电子显微镜可以看到大小至 10^{-7} 厘米的样品,而得到放大率 10^5 倍,但还没有达到这种仪器的可能限度。

§ 19 光的偏振

A. 天然光与偏振光

在 § 9 中已经指出,电磁波不仅用它所带的能量及波长或频率来表征,而且还用交变的电场强度矢量及磁场强度矢量的方向来表征,或者说用 E 矢量及 H 矢量所在的那些互相垂直的平面的方向来表征。从图 40 看出, E 矢量平行于谐振子(电磁波源)的轴,而 H 矢量则和它垂直。如果不知道谐振子的轴的方向,那么,对波作下述的研究也可以确定矢量 E 及 H 的方向。

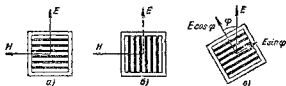


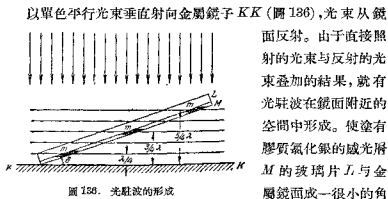
图 135. 用金属丝制成的栅网来确定电磁波的电矢量的方向

假设电磁波从图 135 的平面向着观察者传播,而且射到金属丝制成的栅网上。实验指出,通过栅网的电磁波的能量有赖于矢量 E 或 H 的方向与栅网金属丝的方向之间的夹角。如果金属丝垂直于 E 矢量(图 135, a) 则波的能量最大。如果 E 矢量平行于金属丝(图 135, b) 那么,波就被栅网吸收,因为在金属丝中将诱导出电流,因而消耗波的能量。如果 E 矢量的方向和栅网金属丝垂直的方向成一角度 φ , 则仅有 E 矢量在金属丝垂直方向的分量

① 指苏联。

$E \cos \varphi$ 那一部分的波可以通过栅网。因此，用电的方法所获得的电磁波的矢量 E 与 H 的方向可以用实验来确定。

现在来说明，是否能够确定光波的电场强度矢量及磁场强度矢量所在的平面的方向，并确定是那一个矢量 (E 还是 H) 直接对眼睛，感光层或其他能与光反应的物体或仪器发生作用？上面谈到的第二个问题，可以从 1889 年，首先由维涅耳所作的光驻波的研究得到回答。



以單色平行光束垂直射向金屬鏡子 KK (圖 136)，光束從鏡面反射。由於直接照射的光束與反射的光束疊加的結果，就有光駐波在鏡面附近的空間中形成。使塗有膠質氯化銀的感光層 M 的玻璃片 L 與金屬鏡面成一很小的角度 δ (數量級為 1)。這感光層的厚度約為入射光波長的 0.03 倍。在感光層顯影後，可以看到在離金屬鏡面的距離為四分之一波長的奇數倍的感光層上有黑色條紋形成。圖 136 上看到的是這些條紋的斷截面，以字母 m 表示之。因為我們已經知道，當電磁波從金屬反射時，交變的電場強度的周相變為相反，所以從維涅耳實驗可以得出結論：具有靈敏的光化學作用的是交變電場，而不是交變磁場。但這時不應當忘記，在電磁場中，電場與磁場是永遠互相伴隨着的。

正如已經提過的，光波是由在原子與分子系統中進行的某些過程產生的，這些系統起着“諧振子”的作用，這些在前面都已經講過。在一個光源中，即使是非常小的光源，都包含着巨大數目的這種“諧振子”，它們是光脈沖的源，它們的軸在空間中無規則地取向。

由此可見，在天然光中，有着与光綫相垂直的，有方向的振動。正如實驗指出的，用某些方法不仅可以使得任一方向的振動減弱，甚至可以使它完全消滅。後面這種情況中得到的是僅在一個平面上振動的光綫。這種光綫稱為偏振光，它用振動面來表征，也就是用 E 矢量所在的平面來表征，或者用與 E 矢量垂直而與 H 矢量的方向重合的平面（稱為偏振面）來表征。顯然，在偏振光中，振動面決定於電場強度矢量的方向，而偏振面與磁場強度矢量的平面一致。以後我們將優先地應用振動面來表征偏振光。不論那一個方向的振動減弱了的光綫都稱為部分偏振光或該方向不完全偏振的光。圖 137 簡略地表示光綫中振動的截面及方向：在自然光中—— a ，偏振光中—— b 以及部分偏振光中—— c 。

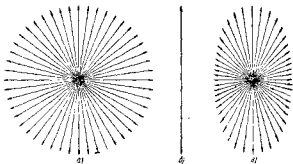


圖 137. 天然光、偏振光及部分偏振光中振動的方向

我們還記得，如果兩個互相垂直的，同周期的諧振動周相差等於零或 $\pm\pi$ ，那麼它們將合成為一個同樣周期的直綫諧振動。

可以應用作矢量圖解法（如圖 138 所示）來求出這些情況中的合成振動的振幅及振動方向。

利用同一張矢量圖，可以使任何沿直綫的諧振動（例如圖 138 中的 OP ）都分解為兩個互相垂直的諧振動

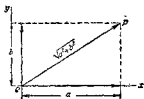


圖 138. 振動的振幅分解為兩個垂直分量

(沿 Ox 与 Oy 方向)。由此可见,若使天然光通过某种媒质,这种媒质只让与光线方向垂直的某一个振动通过,而不让与上述振动垂直的另一个振动通过,就可以获得完全偏振光。

平行于光轴(参阅 §19.6)切割的电气石薄片是具有这种特性的媒质的一个例子。这薄片对白色天然光来说是半透明的。在透射光中它是浑濁的綠色的。使薄片绕着与入射光方向一致的轴转动时,并没有发现通过的光的强度有任何的改变。这就证明天然光对于垂直入射光的所有方向都是对称的。如果拿两片由电气石晶体同样切割出来的薄片,把它们如图 139 a 那样地放在一起,那

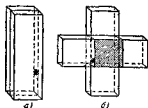


图 139. 通过两片电气石的光的强度与它们的相对位置有关

么,由于在两片大量吸收的结果,透射光的强度要小些。如果使其中一片绕着与入射光方向一致的轴转动,那么,虽然这两片的总厚度仍旧不变,但透过这两片的光又减弱了,当两片互相垂直时(如图 139, b 所示),射到两片上的光线就完全不能通过了。

这种现象可以解释如下:电气石薄片仅让某一个方向的振动(例如与长边平行的那个方向的振动)通过。这些振动却被与第一薄片垂直的第二薄片阻止住了。这个现象表明,在通过某一片后的光束中的振动都在同一个平面上,也就是说这束光线是偏振的。

B. 利用反射与折射获得偏振光

现在我们来研究用什么方法可以获得偏振光。

正如许多研究所指出的反射光与折射光都是部分偏振的。然而,在某一个入射角,当反射线与折射线垂直时,反射线是完全偏振的。在这种情况下,折射线仍旧是部分偏振的。显然,在这种情况下,使光线反射的媒质的折射率 n 与入射角(图 140)之间有着下列的关系:

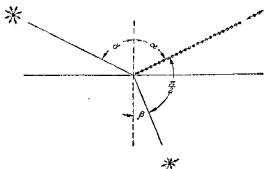


图 140. 推导反射时的偏振的定律用图

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha}{\sin \left(\frac{\pi}{2} - \alpha \right)} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \operatorname{tg} \alpha. \quad (19-1)$$

这个等式就是反射时全偏振的条件。

如果光线从媒质界面反射时，入射角的正切等于该媒质的折射率，那么，反射光就完全偏振。这个入射角称为全偏振角（布儒斯特定律）。

后来还确定，这个定律不能应用于从金属面反射的情况，而只有当光线从电介质（玻璃、石英、水等等）表面反射时，才完全与实验符合。

一系列的实验都确定了：在入射角为全偏振角的情况下，反射光中电场强度矢量的方向，亦即振动的方向，与入射面相垂直。在图 140 中，用一些黑点表示全偏振反射光；图上还用振动方向的矢量来表示入射光与反射光的截面。

菲涅耳从光的波动理论出发，推导出一些公式，这些公式能够说明：垂直入射面的振动与平行入射面的振动的能量有多少分数被反射与折射（这些公式也可以从电磁理论导出）。我们把这些公式引入，式中以 ρ 表示反射系数。这个量表示射到面上的光线被反射了多少分数。

对垂直射到面上的天然光来说：

$$\rho_0 = \left(\frac{n - n_0}{n + n_0} \right)^2, \quad (19-2)$$

式中 n_0 是光线传播所在的媒质的折射率，而 n 是使光线反射的媒质的折射率。例如，若光线从空气中射来，而从磨光的玻璃面反射，那么，取空气的 $n_0 = 1$ 而玻璃的 $n = 1.54$ ，就得到反射系数

$$\rho_0 = \left(\frac{0.54}{2.54} \right)^2 = 0.045。$$

若偏振光射到反射面时与法线成一角度，则反射系数亦有赖于入射角 α ，折射角 β 以及光线的振动对入射面的方向。因为天然光可以分解为振动在入射面及垂直于入射面的两种偏振光，所以就应当分别地研究每一种偏振光的反射系数。菲涅耳为这两个系数导出如下的公式。

振动垂直于入射面的偏振光的反射系数

$$\rho_1 = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)} \quad (19-3)$$

而振动在入射面上的偏振光的反射系数

$$\rho_2 = \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)}。 \quad (19-4)$$

如果 $\alpha + \beta = \frac{\pi}{2}$ ，那么 $\rho_2 = 0$ 而当 $n = 1.54$ 时， $\rho_1 = 0.165$ 。

这样一来，按菲涅耳公式的计算指出，当光线作全偏振角射到折射率 $n = 1.54$ 的玻璃片上时，垂直入射面的振动的能量 16.5% 被反射，而平行入射面的振动的能量的反射为 0%（反射光完全偏振）。在这种情况下，平行入射面的振动的能量 100% 被折射，而垂直入射面的振动的能量 83.5% 被折射。从这些数据看出，如果以全偏振角射到这玻璃片的光的强度为 I_0 ，那么，从玻璃反射的全偏振光的强度仅为 I_0 的 8.25%。这个结论是由于在天然光中，平行入射面的振动与垂直入射面的振动的能量都相同的缘故。

当天然光以全偏振角射到某块玻璃片上，从它反射出的是偏

振光,这时,若以 k 块玻璃片堆来代替这块玻璃片,则垂直入射面的振动有 16.5% 的能量从每一片反射,因而折射光中这种振动的能量只剩下了 83.5%。当 k 很大时,折射光线就几乎是全偏振了。例如,当 $k=20$ 时,在折射光中,垂直入射面的振动的能量与平行入射面的振动的能量的比值为 $0.835^{20}=0.027$ 。因此,利用光在玻璃片堆中的折射可以获得偏振光。俄国物理学派的奠基者,莫斯科的教授 A. Г. 斯托列托夫首先用这种方法获得偏振光。

有趣地指出,如果偏振光以全偏振角射到镜面,而且这时偏振光中的振动面平行于入射面,那么,偏振光就完全不反射了。这个事实可以用图 141 来说明。天然光 SA 以全偏振角 ($\operatorname{tg} \alpha = n$), 射到镜 1 而上反射到与第一面镜平行的镜 2。反射光中的振动垂直于入射面,因此它们可以从第二面镜反射。使镜 2 转过 $\frac{\pi}{2}$ 的角度(图 141 6), 这时从镜 1 中反射的光线的振动在镜 2 的入射面内,因而就不可能从镜 2 反射。射到镜 2 的偏振光中并没有与入射光线的入射面垂直的振动,但只有这种振动才可能从镜 2 反射。

B. 光的双折射

获得偏振光的第三种方法是以光的双折射现象为基础的,双折射现象在各向不同性质的媒质中可以观察到。这种媒质称为各向异性的媒质。例如冰洲石和石英的晶体就是各向异性的媒质。

由两种弹性模量不同的弹簧组成的网可以作为各向异性物体的粗略的模型。其中一种弹簧装在某一个方向,另一种弹簧装在

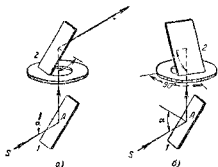


图 141. 如果光线射到这两面镜子的入射面是互相垂直的,那么第二面镜子就不反射光线

与它垂直的方向,如图 142 所示。假设把较硬的弹簧,亦即弹性模

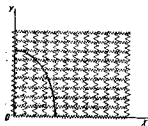


图 142. 各向异性平面的模型

量较大的弹簧,装在 Y 轴的方向上,而较软的弹簧装在 X 轴的方向上。如果在 O 点激起波的振动,它们就以不同的速度向各方向传播,在 Y 轴方向速度最大,在 X 轴方向速度最小,而在其他任何方向的速度介乎两者之间,其量值与方向有关。可以证明,在这种情况下,波线就是长轴在 Y 轴方向的椭圆。图 142 画出这波线的一部分。

设有一个平行六面体状的各向异性的物体(图 143),它在 x 轴的方向的切变模量等于 G_1 ,在 y 轴方向等于 G_2 ,而且 $G_1 > G_2$ 。如果在这物体的 O 点上,加一个在 SOA 平面上周期性变化的,并引起弹性切变的力,那么,这个力可以分解为平行于 Ox 轴及平行于 Oy 轴的两个分量。这两个分量决定在 Ox 轴及 Oy 轴方向的弹性切变。切变将以切变机械波的形式在物体中传播。平行 x 轴的切变波的速度大于平行 y 轴的切变波的速度,因为 $G_1 > G_2$ 。由此可见,若有振幅为 A 的波,在各向异性物体周围的各向同性的媒质中传播,当它以入射角 α 射到各向异性物体的表面,被物体折射并进入物体时就分裂成两列折射角依次为 β_1 及 β_2 的波,这是因为这两列波在各向异性物体中传播的速度不同。图 143 对应于各向异性

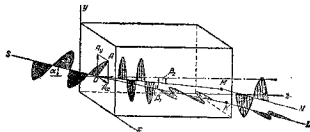


图 143. 在各向异性媒质中弹性切变的传播

物体的密度比它周围的各向同性媒质的密度大时的情况。因此，入射角 α 大于折射角 β_1 及 β_2 。这两列波从物体出来时，它们又在 K 点与 M 点折射，同样以 α 角射出，并在各向同性的媒质中形成两条平行的“射线” KL 与 MN ，它们的振动在互相垂直的平面内，这可以从图 143 看出。

当光线进入有双折射的晶体时，也发现类似的现象；不过这时是电磁波在晶体中传播。

很容易发现冰洲石晶体的双折射。优质的冰洲石晶体，对可见光来说，是与无色玻璃一样透明的。

冰洲石晶体是斜角平行六面体状的，它所有的界面都是钝角为 $101^\circ 52'$ ，锐角为 $78^\circ 08'$ 的平行四边形。冰洲石晶体很容易形成菱体状——六个菱形面的多面体，这种晶体的菱形面的天然的锐角与钝角如上所述。这种晶体如图 144 所示。

O_1 与 O_2 是晶体的八个立体角中的两个，它们都是由三个钝角组成的。通过它们的顶点的直线 O_1O_2 称为晶体的晶轴。晶体中所有平行于晶轴的方向，都称为晶体的光轴。包含光轴与晶体面的法线的截面称为晶体的主截面。沿晶体的光轴方向射入的光线不受到双折射。应当指出，晶体面的法线（它通过主截面）通过光线射到晶体上的那一点。

天然光 AB ，进入晶体时，在 B 点被折射。这时它被分解为两条光线 BD 及 BC 。这两条光线分别在 D 点及 C 点折射，从晶体射出时沿着平行于光线 AB 的方向进行。光线 BDE 与 BCF 是在两个互相垂直的平面内偏振的光线。折射较小的光线 BDE 中的振动在晶体的主截面内，而光线 BCF 中的振动却在垂直于主

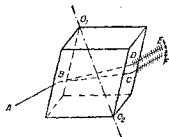


图 144. 光线通过冰洲石
(菱体) 的行程

截面的方向上。主截面与光线 AB , BDE 及 BCF 一起在圖 145 上表示出来。从圖中看出,这时光线 AB 的入射面与主截面重合。光线 BDE 上划了许多短横线,表示这光线中的振动是在主截面内进行的。光线 BCF 上画了许多黑点,表示光线中的振动在垂直于主截面的方向进行。光线 BC 称为寻常光线。它进入和射出晶体时都服从折射定律。冰洲石对这种光线的折射率等于 1.659。冰洲石对于光线 BD 的折射率与光线的方向有关,且由 1.659 (在光轴方向)变到 1.486 (在垂直于光轴的方向)。除此以外,如果这光线的入射面与主截面不重合,则它折射时必定不在入射面内,同

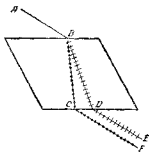


圖 145. 光在冰洲石晶体的主截面内的行程

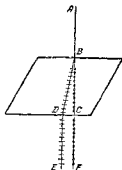


圖 146. 沿着冰洲石晶体的法线射入的光线的双折射

时也就离开了主截面。对这种光线来说,像圖 146 所示的情况也是可能的。天然光 AB 垂直地射到晶体面上。一进入晶体就被分解。一部分——寻常光线——通过晶体并不折射,这是当入射角为零时由折射定律得出的结论。另一部分被折射,也就不垂直了。在这圖中,表示这种光线的字母与圖 144 及 145 相同。

总之,在双折射时观察到的光线中,有一条光线具有一系列的“非常的”性质。因而把它称为非常光线。应该着重指出,这种光线的“非常的”性质只有在光线进入和射出晶体时,以及光线在晶体中传播时才出现的。当它射出晶体以后,就不再是“非常的”了,

而是和寻常光线一样的偏振光，只不过这种光线的振动面与寻常光线的振动面相垂直。

还应该指出，非常光线的波面是旋转椭圆面，它的一根轴（短轴）沿着晶体的光轴取向，而另一根轴与光轴垂直。在图 146 上，表示非常光线的振动方向的那些短划都沿着上述椭圆波面的切线方向，因此，在一般的情况下，它们可以不与非常光线的方向垂直。

F. 偏振棱镜。转动检偏振器时光强的变化

从图 144、145 与 146 可以看出，通过晶体的两条偏振光线，射出晶体之后，无论是寻常光线还是非常光线都是平行地、互相紧靠地进行着。为了科学技术上的目的，要应用这些偏振光，就必须把它们之中的一条光线与另一条光线分开。在尼科耳棱镜中这是可以实现的。通常简称这种棱镜为“尼科耳”。现在来研究它的构造。

使天然冰洲石的长的棱为短的棱的 3.75 倍。这样的晶体如图 147 所示。它的上下是两个底面 $KNML$ 与 $PQRS$ 。天然晶体的对角截面的锐角 MKP 与 MRP 等于 71° 。磨去晶体上用字母 $KNMLL_1M_1N_1K$ 与 $RQPSS_1P_1Q_1R$ 表示的那两部分，使这两个角减小到 68° 。晶体磨

好后的对角截面如图 148 所示。图中标示的字母与图 147 一致。这个截面就是晶体的主截面。然后把晶体沿着截面 M_1HP_1G 作一定的角度而切开，再用“加拿大树胶”把切开的两半粘合起来。以 AB 方向射入的天然光，在 B 点

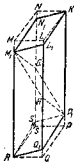


图 147. 为要制造尼科耳棱镜而切割冰洲石晶体

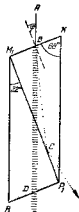


图 148. 尼科耳棱镜的主截面

折射而分解为两条偏振光线——寻常光线 BC 与非常光线 BD 。寻常光线进行到加拿大树胶层时发生全反射，因为冰洲石对寻常光线的折射率为 $n_o=1.659$ ，大于加拿大树胶的折射率 ($n_{c,g}=1.549$)，而且由于切开的角度选择得当，以及磨去了 KMM_1 与 RPP_2 两部分的缘故，因此射到树胶层的角度大于全反射的临界角。这样一来，寻常光线就被引到一边而被支持尼科耳的框子所吸收。非常光线通过加拿大树胶并不折射，因为冰洲石对于以 BD 方向射来的非常光线的折射率 $n_{no}=1.515$ ，小于加拿大树胶的折射率 $n_{c,g}=1.549$ 。

因此，使天然光射到尼科耳，从它射出的是在主截面内振动的偏振光。因为晶体对可见光几乎是完全透明的，因此从尼科耳射出的偏振光的强度差不多等于射到尼科耳的天然光的强度的 50%。

沿透过的光线的方向来看，尼科耳的样子如图 149 所示。通

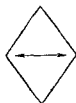


图 149. 沿轴方向看时的尼科耳的形状

过尼科耳的光线的振动沿着菱形的短对角线的方向，在图中以双箭头表示。

利用尼科耳可以获得偏振光并决定偏振光中振动的方向。在第一种情况中，尼科耳用作起偏振器，而在第二种情况中用作检偏振器。两个尼科耳前后放置着，如果它们是正交的，亦即它们的主截面（图 149 上菱形的短对角线）是垂直的，那么，光线就不能通过。如果它们的主截面是平行的，那么，从下面的讨论就能够决定通过检偏振器的光的强度。

假设射到检偏振器的偏振光的振动的振幅的大小及方向在图 150 上由矢量 OP 来决定。检偏振器仅让在与 OP 作 φ 角的平面 AB 内的振动通过。把振幅 OP 分解为两个分量： $OC=OP \cos \varphi$ ，它在平面 AB 的方向上以及 $OD=OP \sin \varphi$ ，它与 OC 垂直。振幅为 OC 的振动通过了检偏振器，而振幅为 OD 的振动，尼科耳检偏

振器不讓它通过。已經知道,光的强度正比于电矢量的振幅的平方。因此,通过檢偏振器的光的强度 I 与射到檢偏振器的光的强度 I_0 之比等于振幅 OC 的平方与振幅 OP 的平方之比,亦即

$$\frac{I}{I_0} = \frac{OP^2 \cos^2 \varphi}{OP^2}$$

或 $I = I_0 \cos^2 \varphi$ 。 (19-5)

从公式 (19-5) 得出:通过檢偏振器的光綫的强度正比于起偏振器与檢偏振器的主截面之間的夾角的余弦的平方(馬呂斯定律)。

为了获得偏振光,除所研究的尼科耳偏振棱鏡以外,在近代技术中,还应用一系列別种結構的棱鏡,关于它們的研究已經不是本教程的任务了。

在三十年代,还發現获得人工的偏振光材料的方法。这些材料称为偏振片。要制造偏振片,必須采用那些对寻常光吸收較强而对非常光的吸收显著小的双折射晶体。这种性質称为二色性,例如电气石就显示出这种性質,寻常光綫在厚度为 1 毫米的电气石薄片中就完全被吸收。二色性在海拉伯斯晶体(碘与奎宁的化合物)中表现得特別突出,在薄片厚度为 0.3 毫米时,它几乎完全吸收寻常光綫。为了制造偏振片,把許多細小的海拉伯斯晶体鋪在賽璐珞片上,精制膠片上或塑膠片上,用特殊的方法使所有的晶体的光軸在指定方向取向。偏振片可以制成很大塊板的形狀(可以大到好几个平方分米)。

I. 偏振光的干涉与克尔現象

兩条偏振光互相叠加时,只有在服从下列条件的情况下才可以發生干涉:

1. 光綫是相干的,也就是說相加的光波之間存在着一定的周相差。

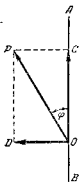
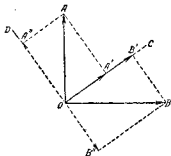


图 150. 推导偏振光通过檢偏振器前后的振幅的关系用图

2. 两条光线的振动面重合。

如果第二个条件不能满足,那么,使这些光线通过尼科耳或其他起偏振器,也可以观察到它们的干涉。

假设在互相叠加的偏振光中,振动的振幅和方向在图 151 上



由矢量 OA 与 OB 来决定。把尼科耳放在这些光线的行程上。如果尼科耳的主截面在平面 OC 的方向,那么就有振幅为 OA' 与 OB' 的光波通过尼科耳, OA' 与 OB' 是振幅 OA 与 OB 分解在 OC 方向的分量。显然,振动的振幅为 OA' 与 OB' 的波已经可以发生干涉了,因为它们的振动面是同一个平面——尼科耳的主截面。合振动的振幅就等于 $OA' + OB'$,而通过尼科耳的单色光的强度正比于振幅和的平方。如果把尼科耳旋转 90° ,其主截面与平面 OD 重合,那么合振动的振幅差就等于 $OA'' - OB''$,而强度正比于这振幅差的平方。如果尼科耳的主截面垂直于矢量 OA 或矢量 OB ,那么,就不能观察到干涉,因为振幅为 OB 或 OA 的波中,有一个不能通过尼科耳。

利用下述的方法,可以发现光在物体中的双折射,也就是说可以研究物体各向异性的存在。现在来看一看这是怎样达到的。

白色平行光束射到起偏振器 P (图 152),射出后,又射到双折射晶片 K 。如果晶片是垂直于光轴切割的,也就是说光线是沿着光轴的方向通过的;那么,正如前面讲过的,就不发现双折射。假设晶片并非垂直光轴切割的,而且晶片放置得

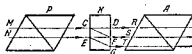


图 152. 观察偏振光的干涉的装置

使寻常光线与非常光线在晶片中的振动面不与射到晶片的偏振光

的振動面平行，也就是說不與起偏振器的主截面平行。在這種情況下，射到晶片的偏振光分解為兩條在互相垂直的平面內振動的光綫（尋常光綫與非常光綫），這與圖 151 所示的相類似。尋常光綫與非常光綫在晶片中的速度是不同的。因此，它們射出晶片時就有一定的周相差，它決定於：1) 尋常光綫與非常光綫在晶片中的折射率，也就是說與晶片的物質有關，2) 晶片的厚度，3) 光綫對晶片的光軸的方向與 4) 波長。

在上述的情況中，當光綫從晶片射出時，非常光與尋常光相結合，而且由於它們是和干的，它們之間存在着一定的周相差，所以，在通過檢偏振器時就要發生干涉。例如，圖 152 上的光綫 MC 在 C 點分解為兩條：尋常光綫 CDR 與非常光綫 CFS ，而光綫 NE 在 E 點分解為尋常光綫 EFS 與非常光綫 EGT 。非常光綫 CFS 與尋常光綫 EFS 在 F 點互相疊加；然後沿着同樣的路程進行。這時並不發生干涉，因為這兩條光綫的振動面並不重合（它們互相垂直）。通過檢偏振器時，它們就要發生干涉了。尋常光綫 CDR 和非常光綫 EGT 也要分別地與其他的光綫結合，這些光綫在圖上沒有畫出。

因此，在檢偏振器的視場中可以觀察到干涉。如果用白色平行光照射起偏振器，並且以嚴格等厚的且與光軸垂直切割出來的晶片作為雙折射晶片，那麼，由於所有光綫的干涉條件都相同，則視場將呈現某一種顏色。

現在我們利用矢量圖解法（圖 153）來說明顏色怎樣隨着晶片與尼科耳的轉動而改變。

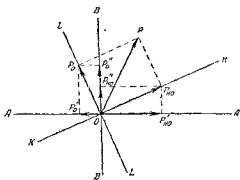


圖 153. 圖 152 的矢量圖解

以矢量 OP 表示射到晶片 K 的偏振光的振动的振幅及方向。这样一来，这个矢量的方向就表示起偏振器的主截面的方向。假设晶片的主截面的方向为平面 KK 。把矢量 OP 分解为两个分量：在 KK 平面上的分量和在与它垂直的 LL 平面上的分量。矢量 P_{no} 决定通过晶片的非常光线的振动的方向及振幅，而矢量 P_o 决定寻常光线的振动的方向及振幅。如果检偏振器的主截面为 AA 平面，那么，所有对晶片来说是非常光的光线，通过检偏振器后的振幅为 P'_{no} ，而所有寻常光线的振幅为 P'_o 。这些光线互相叠加时就发生干涉。如果把检偏振器旋转 90° ，使它的主截面的方向沿着 BB 方向，那么，干涉的光线的振幅变为 P''_{no} 与 P''_o 。如果振幅在 AA 平面是指向不同的两边，那么在 BB 平面就指向同一边了。由此可见，检偏振器旋转 90° ，对每一波长来说都好像是建立了附加光程差 $\frac{\lambda}{2}$ 。因此，如果当检偏振器的主截面在 AA 面时，某些光线是减弱的，那么当检偏振器旋转 90° 时，这些光线就是加强的了。由此可见，检偏振器旋转 90° 使某种颜色转变为它的补色。再把起偏振器旋转 90° ，又变为本来的颜色。如果检偏振器或起偏振器的主截面与晶片中的寻常光线或非常光线的振动面重合，那么就不能观察到干涉。因此，检偏振器的视场就没有颜色。

当用非平行光照射起偏振器时，干涉图样是非常复杂的，因为对那些以不同角度射到晶片的光线来说，干涉的结果是不同的。在这种情况下，视场中观察到不同颜色的条纹，它们的形状、颜色以及宽度与晶片的物质以及光线与晶片的光轴所夹的角度有关。

利用上述的方法来观察偏振光的干涉，可以研究用人工造成的透明的各向同性物体形变时的机械张力，因为这些物体中的机械张力造成了各向异性，也就使它们发生双折射。

利用电场和磁场，可以在某些物体中造成人工的各向异性。1875年，发现用电场在透明媒质中造成的双折射，称为克尔现象。

利用下面的装置(圖 154)来观察这个现象是很便利的。

在两个正交的尼科耳
 P 与 A 之間放置着电容
器 K , 电容器的电介質是
各向同性的有極分子的液
体, 例如硝基苯。射到起

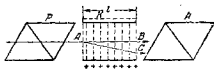


圖 154. 观察克尔现象的装置簡图

偏振器的光綫不能通过檢偏振器。如果在电容器上加电压, 因而就在电介質中建立电場。那么在檢偏振器的視場中將观察到偏振光的干涉圖样, 由此可見, 电容器中的电介質在电場作用下变为双折射的媒質。正如实验指出的, 在电介質中寻常光綫与非常光綫的折射率之差正比于电場强度的平方, 而在这些光綫射出电介質时, 周相差正比于場强的平方及光綫在电場中通过的路程, 而反比于波長。

克尔現象可以用电介質的極化来解释。在电場作用下, 分子以一定方向相对于电場的方向排列, 这就造成了各向异性, 因而就造成双折射。

某些物質在强磁場的作用下也观察到类似的现象。

在研究光速測定法时已經提到, 在类似于菲左实验中, 可以利用克尔现象来使光間断。这些实验經過許多学者做过。在特制的电容器中(称为克尔电容器), 利用电子管振荡器来建立高频的变化电場, 这电場使得光从光源出發經過尼科耳, 电容器, 另一个尼科耳再射至鏡子以及返回的路程中發生了間断。由于电場的振荡是高频的, 因此可以把鏡子放在离光源不太远的地方, 而求得很准确的光速的数值。

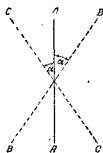
在別尔哥川德測定光速的实验中(这实验已于1949年实现, 在 § 12 末曾經提起过), 光束的强度的周期性变化是利用克尔电容器来实现的。

克尔电容器广泛地应用于有声电影与傳真电报的声迹帶的光

調变上。

E. 偏振面的旋轉

某些晶体与有机化合物的溶液具有使通过它們的光綫的偏振面旋轉的性質。这种现象称为偏振面的旋轉。能使偏振面旋轉的物質称为旋光物質。例如，振动面为 AA 的偏振光（圖 155），进入



垂直于光軸切割的石英晶片，从晶片射出时，振动面向右（順时針向）旋轉了 α 角。也有一些晶体，振动面在晶体中向相反的方向旋轉：当光綫进入晶体时，振动在 AA 平面，而射出晶体时，振动在 CC 平面。第一种晶体称为右旋晶体，第二种晶体称为左旋晶体，或者簡称为“右”晶体与“左”晶体，左或右是从观察者这一边来判定的。

圖 155. 偏振面旋轉时
振幅矢量的旋轉

在某些有机化合物的溶液中，也有右旋的与左旋的变种（Равновидность），例如甜菜糖与蔗糖的溶液是右旋的，而果糖溶液是左旋的。

畢奥研究石英中偏振面的旋轉时确定：

1. 偏振面的旋轉角正比于晶片的厚度。
2. 当右旋石英与左旋石英厚度相等时，其偏振面的旋轉角是相同的。
3. 通过右旋石英与左旋石英晶片堆的光綫的偏振面的旋轉角等于每一晶片的旋轉角的代数和。
4. 偏振面的旋轉角近似地反比于波長的平方。

对于那些能使偏振面旋轉的溶液來說，畢奥确定：偏振面的旋轉角正比于溶液層的厚度以及溶液的濃度，而近似地反比于波長的平方。

在正交的尼科耳之間，放置一塊能使偏振面旋轉的晶片，就可以观察到偏振面旋轉的現象。这时，單色光可以通过正交的尼科

耳,而当沒有晶片时,光綫是不能通过正交的尼科耳的。

轉动尼科耳,可以补偿偏振面的旋轉而又重新达到黑暗。这样一来,就可以测定偏振面的旋轉角。如果用白色光照射起偏振器,那么,在尼科耳之間放置着晶片时,就可以看到有顏色的視場。当起偏振器的主截面与檢偏振器的主截面之間的夾角不同时,顏色也不同,因为檢偏振器把振动面垂直于其主截面的光綫去除了。因此,当旋轉檢偏振器或起偏振器时,顏色都要發生变化,不管檢偏振器或起偏振器是在怎样的位置,光綫都不可能像在單色光的情况下那样完全吸收。

为了解釋偏振面旋轉的現象,我們回忆一下(參閱 §1),若使一个質点同时参与兩個互相垂直的同周期,同振幅而初周相差 $\frac{\pi}{2}$ 的奇数倍的諧振动,結果这个質点就沿着圓周运动。

設有兩束偏振光,其振动在互相垂直的平面內,它們具有相同的周期与振幅,而且周相相差 $\frac{\pi}{2}$ 的奇数倍。如果这两束光綫互相叠加,則其电場强度的合矢量將均匀地旋轉,而大小保持不变。这种光綫称为圓偏振光。

另一方面,显然,任意的直綫諧振动都可以分解为兩個运动方向相反的圓周运动,这两个圓周的半徑都等于振幅的一半。我們现在来証明它。

讓直綫諧振动方程为:

$$x = a \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

根据前面 (§1) 的証明,沿着半徑为 $\frac{a}{2}$ 的圓周的运动方程的形式是兩個互相垂直的直綫諧振动方程,它們的周期相同,振幅都等于 $\frac{a}{2}$,而周相相差 $\frac{\pi}{2}$ 。其中一个圓周运动的两个方程式为:

$$x_1 = \frac{a}{2} \sin 2\pi \frac{t}{T} \quad \text{与} \quad y_1 = \frac{a}{2} \sin \left(2\pi \frac{t}{T} + \frac{\pi}{2} \right);$$

另一个圆周运动的两个方程式为：

$$x_2 = \frac{a}{2} \sin 2\pi \frac{t}{T} \quad \text{及} \quad y_2 = \frac{a}{2} \sin \left(2\pi \frac{t}{T} - \frac{\pi}{2} \right);$$

沿 X 轴的合成运动为：

$$x = x_1 + x_2 = a \sin 2\pi \frac{t}{T},$$

而沿 Y 轴的合成运动为：

$$y = y_1 + y_2 = 0。$$

这样一来，振幅为 a ，而周期一样的，沿着 X 轴的直线谐振动就是合成的运动。

由此得出结论，平面偏振光（即电矢量在一定平面内振动的射线）可以分解为两束圆偏振光，它们的电场强度矢量 E 以相反的方向旋转。

非涅耳用下述的方法来解释偏振面的旋转。平面偏振光在进入能使偏振面旋转的媒质时，分解为两束方向相反的圆偏振光。射出媒质时，这两束光又叠加而重新形成平面偏振光。如果这两束圆偏振光传播的速度相同，那么，射出媒质时它们所形成的光的振动面就与进入媒质时的光的振动面一致。但是这两束圆偏振光在媒质中传播的速度并不相同。因此，进入能使偏振面旋转的媒质的平面偏振光的振动面与射出媒质的平面偏振光的振动面也就旋转了某一个角度。这个角度与这两束圆偏振光的速度差以及它们所通过的媒质的厚度有关。

把这种解释用电磁理论的话来讲时，可以叙述为：光线进入能使偏振面旋转的媒质时，其电场强度矢量分解为两个振幅为一半的矢量。这两个矢量不断地以相反的方向旋转，同时以不同的速度在光传播的方向移动。这两个矢量的末端仿佛向右和向左作螺旋线运动，但它们的螺距不同。当从媒质射出时，这两个矢量又叠加，重新形成一个合矢量。以后，这合矢量的方向就保持不变了，因为合矢量处在由媒质（使偏振面旋转的媒质）射出的平面偏振光的振

动面内。

偏振面在晶体中的旋轉与晶体的結構有关,某些晶体有鏡对称的两种形状,在这些晶体中可以观察到偏振面的旋轉。其中一种形状晶体使偏振面向右旋轉,而另一种形状的晶体使它向左旋轉。在溶液中,偏振面的旋轉与溶質的分子結構有关,当溶質是由原子排列不同而化学組成相同的分子構成时,就可以观察到偏振面的旋轉。

偏振面旋轉的現象可以很明显地用 H. A. 烏莫夫發明并作成的实验来演示。

烏莫夫实验归結如下。使通过狭縫的偏振光束沿着玻璃圓筒通过,这圓筒充滿松香与酒精混合物的水溶液。这种混合物成为混濁的媒質,通过的光束在其中散射。只有在垂直于偏振光的振动面的方向才能看到散射光。如果光束沿圓筒的徑平面通过,而且这束偏振光的振动与这平面垂直,那么,沿这平面的方向来观察时,就可以看到通过圓筒的母綫的直綫亮条紋。如果把一些能使偏振而旋轉的物質加入溶液内,那么,亮条紋就变成螺旋綫形。

法拉第确定,某些物質,例如玻璃、二硫化碳等,如果在平行于入射光的方向建立磁場,那么,它們就具有能使偏振面旋轉的性質。偏振面旋轉的方向与磁場的方向有关,但与光綫的方向無关。这种現象称为法拉第現象,在这現象中,偏振面的旋轉角决定于下式:

$$\alpha = \left(\frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^4} \right) LH,$$

式中 H 是磁場强度, L 是光束在磁場中通过的路程的長度, A 与 B 是与物質有关的恒量, λ 为波長。

在法拉第現象中,如果沿磁場方向来观察,那么,对大多数的物体來說,偏振面是向右旋轉的,亦即順时針向旋轉的。

可以像菲涅耳解释在石英、糖溶液等之中观察到的偏振面的旋轉那样地来解释法拉第现象。与光线平行的磁场，使光线中沿某一方向圆偏振的那部分光线传播的速度增加，而使沿相反方向圆偏振的那部分光线的传播的速度减小。这些光线从处在磁场中的媒质射出以后，又构成普通的平面偏振光，但振动面已经和光线进入媒质时的振动面不同了。

有趣地指出，法拉第现象是第一个显示出磁场与光之间的联系的现象。

偏振面旋轉的现象被用来测定能使偏振面旋轉的物质的溶液的浓度。偏振仪就是为测定溶液浓度而设计的仪器，其中特别是为决定糖的含量的仪器——糖量计。

我们来研究某一种糖量计的結構。这种糖量计如图 156 所示，是由两个尼科耳（起偏振器 P 与检偏振器 A ），双石英片 MN ，石英补偿器以及充满待测溶液的玻璃管等组成。在玻璃管的两端盖上两块磨光的玻璃片。

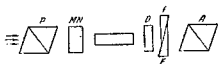


图 156. 糖量计简图



图 157. 双石英片

双石英片由右旋石英晶片 M 与左旋石英晶片 N 胶合而成，如图 157 所示。它们都是垂直于光轴切割的，因此，通过它们的光线不发生双折射。

石英补偿器由右旋石英片 D 与两片左旋石英的尖劈 E 及 F (图 158) 组成，它们也与双石英片一样，是垂直于光轴切割的。把两个尖劈移开或移开，就可以改变通过左旋石英的光线的路程的长度。用白色光照射起

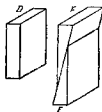


图 158. 石英补偿器

偏振器。光线从起偏振器射出后,就成为偏振光,再射到双石英片 MN 。右旋与左旋石英片胶合的平面与图 153 的平面一致。在图 159 的矢量图解上,这个平面以 PP 表示。起偏振器的主截面也在这个平面上。从毕奥的第四定律(参考本小节前面)得出结论:通过双石英片的各种颜色的光的振动面取不同的方向。选择双石英片的厚度恰能使得黄色光的振动面垂直于 PP 面。这样一来,各种颜色的光线通过双石英片以后的振动面由图 159 所示的那些方向来决定。在右边部分视场是通过右旋石英的那些

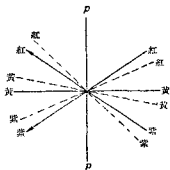


图 159. 糖量计的矢量图解

光线,因此它们的振动面是向右旋转的,而左边部分恰好相反。各种颜色的光线的振动面都与平面 PP 对称。因此,在与起偏振器平行而垂直黄色光的振动面的检偏振器中,视场的两半的颜色都是一样的——都是淡紫色的,因为黄色光不能通过检偏振器。这个颜色称为“灵敏”色。

如果在双石英片后面的光程上放置着右旋糖溶液,那么,所有的光的振动面都向右旋转。这些振动面的新的位置在图 159 上以虚线表示。从图上看出,对称性已经破坏,因而视场的右半与左半出现不同的颜色。要重新建立对称性,就应当把石英补偿器的尖劈移动一些,使所有的光线的振动面都回复到原来的位置。眼睛对于视场右半与左半颜色稍微不同,能非常灵敏的感觉出来。因此,在溶液中那怕偏振面有很微小的旋转也很容易用糖量计观察到。

补偿器的尖劈的移动是用微米螺旋来达到的,因而很容易测量。比较螺旋对已知浓度的溶液以及待测浓度的溶液所转过的角度,很容易计算出待测溶液的浓度。

§ 20. 相对论概念

在前一章里，我們提到过相对论。現在我們来介绍一下作为相对论基础的某些概念以及由相对论导出的一些重要的推论。

如同在普通力学教程中所熟知的，在十七世纪，著名的英国学者依萨克·牛顿就已经把当时所知道的机械运动在形式上概括为三个力学的基本定律，称为牛顿定律。这些定律是牛顿力学或古典力学的基础。一个系统相对于另一个系统作等速直线运动，这种计算系统称为惯性系统。任何物体在惯性计算系统中的运动方程都具有同样的形式，亦即是不变式。因此，所有惯性计算系统都是不变的和等价的，也就是说没有一个系统比另一个系统优越些。

如果不假设在自然界中存在着一个“主要的”唯一的计算系统，在这系统中，运动方程具有特别的形式，它与在所有其余的惯性计算系统中的运动方程不同，那么，上述的从古典力学导出的概念是不会遭到反对的。

但是，到廿世纪初，还假设这个“主要的”计算系统存在，而且把它与绝对空间联系起来。相对于这个系统的运动称为“绝对的”运动。

然而不能找到静止于这个系统中的，可以与这个系统联系的任何具体的物体，也不能得到任何的力学现象，可以用它们来研究或甚至仅用它们来发现在这个“主要的”计算系统中的运动。由此可见，像前面那样理解的“绝对的”运动的概念是毫无物理意义的。

然而，从光是在绝对不动的以太中的电磁波的概念出发，并利用一些光学现象，似乎可以确定和对于以太运动的系统的速度的方向及大小，这时，假设以太就是那个与“主要的”计算系统相联系的“物体”。如果认为以太不被运动的物体所带动，那么，就可以把这个运动作为在宇宙空间中的系统的“绝对的”运动。另一种可能

的假設是以太局部地或全部地被运动物体所帶动,但从一些專門設置的實驗及§12中提到的光行差現象的存在,就能無容怀疑地指出:以太并不被运动的物体所帶动,因此,这种假設是不能成立的。

1881年,迈克耳孙利用他發明的干涉仪,企图确定地球在宇宙空間中的绝对运动。他認為以太是不动的,同时假設:只要比較沿着不同方向(是相对于地球在空間中运动方向而言的)的光速,就可以确定地球相对于以太的运动。比較对地球运动方向取向不同的干涉仪中的干涉圖象,就可以發現当光的傳播方向改变时,光速的改变。迈克耳孙实验的理論是以下述的概念为基础的。

假設干涉仪(参考圖 114)裝置得使光从 K 点向鏡 M 傳播的方向与地球在靜止的以太中运动的方向一致,而向鏡 N 傳播的方向垂直于地球运动的方向(圖 160)。讓 K 到 M 及 N 的距离都等于 L 。当光向鏡 M 方向傳播时,它在時間間隔 t_1' 中通过了这段距离,而 t_1' 决定于方程式

$$ct_1' = L + vt_1', \quad (20-1)$$

因为在这段时间内,与速度为 v 的地球一起运动的鏡子从位置 M 移动了距离 vt_1' 而到达位置 M_1 。在这段时间内, K 点也移动了同样的距离而到达 K_1 。光从鏡 M_1 返回 K_1 点的路程中通过了距离 $L - vt_1''$,因为在 t_1'' 时间内, K 点迎着光綫从 K_1 移动到 K_2 。時間間隔 t_1'' 由方程式

$$ct_1'' = L - vt_1'' \quad (20-2)$$

来决定。

这样一来,在光从 K 到鏡 M 及返回的整个路程中,花費了時間

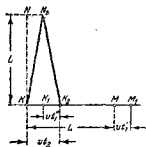


圖 160. 說明迈克耳孙
实验用圖

$$t_1 = t'_1 + t''_1 = \frac{L}{c-v} + \frac{L}{c+v} = L \frac{2c}{c^2 - v^2} = \frac{2L}{c} \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

考虑到地球沿轨道运动的速度为 30 千米/秒，而光速为 300000 千米/秒，则分数 $\frac{v^2}{c^2} = 10^{-8}$ ，因此，我們得到时间 t_1 的表式为

$$t_1 = \frac{2L}{c} \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{2L}{c} \left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right). \quad (20-3)$$

从圖 160 得出，光从 K 点到鏡 N 及返回的路程中花费的时间間隔 t_2 决定于方程式

$$ct_2 = 2\sqrt{L^2 + \left(\frac{vt_2}{2}\right)^2},$$

解之得

$$t_2 = \frac{2L}{c} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right). \quad (20-4)$$

这样一来，通过路程 KMK_2 及 KNK_2 的兩条光綫就有周相差了，它决定于通过这两段路程所花费的时间差

$$t = t_1 - t_2 = \frac{Lv^2}{c^3}, \quad (20-5)$$

因此，在干涉仪中应该观察到干涉圖样，当仪器旋轉 90° 时，干涉圖样就要发生变化。这个变化应该表现为干涉条紋的移动，而且条紋的移动是与地球相对于以太运动的速度有关的。然而，甚至在仪器的灵敏度达到能够观察比地球沿轨道运动的速度（30 千米/秒）小得多的速度的情况下，也不能观察到条紋有任何的移动。用更完善的仪器重复地实验也得出同样的結果。这就使得許多学者感到困惑不解。为了解释迈克耳孙实验結果的各种假設都帶有人为的特征，而且由于一系列的原因，这些假設都不能令人满意的承認。例如，洛伦茲曾假設，所有的物体在运动的方向上都要按一定的比例縮短，这个比值取决于物体相对于靜止的以太而运动的速度，而且他还得出能够解释迈克耳孙实验的否定結果的变换方

程式。然而这个假設既不能从实验上發現，也不能用古典力学导出的任何概念来証实。

一直到1905年，爱因斯坦才对迈克耳孙的实验結果作出解釋。爱因斯坦断言，迈克耳孙实验得不到正面的結果是因为：1)“宇宙是这样構成的，用任何方法都不可能确定絕對运动”，2)“在真空中，光速与光源的运动無关”。換句話說，按照爱因斯坦的假設，絕對运动的概念是毫無意义的。

爱因斯坦从这两个假設出發，研究了相对性理論，并从它导出相对論力学。用来使慣性系統从某一种坐标轉变为同一系統的另一种坐标的变换方程式，在相对論力学中的形式与在牛頓-伽里略的古典力学中的形式不同，但与洛侖茲变换式相同。从这些变换式可以导出似乎是难以置信的結論，因为初看起来它們是与我們所習慣的古典力学导出的結論相矛盾的。然而从相对論导出的結論，对于速度大到与光速可相比拟的运动說来，是完全被实验所証实了。对于在工程技术上所能观察到的宏观物体的速度而言，相对論对古典力学导出的規律所作的修正是非常微小的，以致实际上連近代的精密仪器也不能觉察到。如果忽略这种修正，相对論力学的方程式的形式就与牛頓-伽里略力学的方程式的形式完全一样。因此，古典力学是近似地描写运动，而相对論力学是比较准确地描写运动。

在古典力学中，有一些物理量，按其本質來說是相对的。速度就是这种量的一个例子。可以把一个物体相对于另一个物体的运动与速度的概念相联系。但自然界中的万物都在运动，並沒有絕對靜止的物体。因此也就不可能談到絕對速度。动量与动能，由于它們与速度有关，因而也是相对的量，但在古典力学中，質量、物体的大小和時間却是絕對的量。在相对論力学中，如果質量、物体在运动方向的長度以及在某一慣性系統中發生的現象所經的時時間隔，都是用在其他系統的仪器来測量的話，那么，它們就是相对

的了。这些量测量的结果与这两个系统之间的相对速度有关。从下面举出的,以相对论的推论为基础的例子中,我们就能够确信这一点。除此以外,机械运动本身是与物体或物体系相对于其他物体或物体系的移动的概念有联系的。我们还要再一次强调这一点。

1°. 假设用相对于某一棒为静止的仪器来测量这根棒的长度时,测得长度的值为 l 。当用速度为 v 的,沿平行于棒的方向运动的仪器(亦即处在另一个惯性系统中的仪器)来测量这根棒的长度时,测量的结果是另一个值。棒缩短了,缩短的比值为 $1:\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ 。它的长度不再是 l , 而是 $l\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ 。知道一个系统对于另一个系统(即仪器对于棒)的速度,就可以计算出棒的“真实的”长度,也就是说可以计算出用对棒为静止的仪器测量出来的棒的长度。

当棒相对于在另一惯性系统中的测量仪器的运动速度趋近光速时,在理论上棒的长度减小到趋近于零。

当测量仪器与待测目标相对运动的速度为“工程技术上的”速度时,长度的缩短是微不足道的。例如,对于速度为 72 千米/小时 $= 2 \times 10^3$ 厘米/秒的旅客,从列宁格勒到莫斯科的距离 (651 千米) 缩短了

$$6.51 \times 10^7 \sqrt{1 - \frac{4 \times 10^8}{9 \times 10^{10}}} = 6.51 \times 10^7 = 1.4 \times 10^{-7} \text{ 厘米} = 14 \text{ 埃}。$$

2°. 物体的质量与速度有关。物体相对于测量仪器的速度愈大,物体的质量就愈大。如果测量相对于仪器静止的物体的质量为 m_0 , 那么,这物体以速度 v 运动时的质量就等于:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (20-6)$$

当物体的速度趋近光速时,物体的质量增加,在理论上它可以趋近无限大。

如果运动着的物体的質量 m 以及运动的速度 v 为已知,那么,根据(20-6)就可以计算出物体的静止質量。

在宏观物体可以观察到的速度时,質量的改变是微乎其微的。例如,静止質量为 10 克的子彈,以 800 米/秒的速度飞行,質量增大了 8.5×10^{-11} 克。然而,对于放射衰变时放射出的,以接近光速飞行的 β 粒子(电子)來說,質量的改变是可以發現的,并且能够測量出来,例如用測电子荷質比的方法来測量。測量的結果与公式(20-6)所示的結果准确地符合。

3°. 相对論可以得出結論:時間不是絕對的。如果我們根据均匀流逝的物理过程(例如光振动)来測定時間流逝,那么,它与測量仪器所在的系統相对于欲測其久暫的現象所在的系統的速度有关。为了解释这个結論,我們假定來測定氖气灯兩次閃光之間的時間間隔,这氖气灯的电压是由圖 56 所示的張弛振荡器来供給的。相对于光源(氖气灯)静止的光电管,經過時間間隔 T ,记录下兩次閃光。如果光源以速度 v 相对于光电管运动,或者光电管以速度 v 相对于光源运动,由于多普勒現象 (§5),光电管记录下的兩次閃光之間的時間間隔就改变了。把公式(5-11)及(5-12)应用到这个例子上,就得出結論:当光源与观察者互相靠近时,時間間隔的记录为:

$$T_1 = \frac{1}{v_1} = T \left(1 - \frac{v}{c} \right),$$

当它們互相离开时为:

$$T_2 = \frac{1}{v_2} = T \left(1 + \frac{v}{c} \right)。$$

这两个式子是从古典力学推导出来的。相对論导出不同的結果:

$$T_1 = \frac{T \left(1 - \frac{v}{c} \right)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{与} \quad T_2 = \frac{T \left(1 + \frac{v}{c} \right)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}。 \quad (20-7)$$

由此可見,在相对于仪器运动的系統中,時間要比古典力学定

律得出的时间过得慢些。以后(参阅 § 26)我们会看到证实这个结论的实验事实。

4°. 根据相对论的推论,以速度 v 运动的物体的动能决定于公式

$$W_{\text{кин}} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right), \quad (20-8)$$

式中 m_0 是物体的“静止质量”。把 m_0 放到括号中,并利用关系式(20-6),我们发现动能等于光速的平方与物体质量的增量 Δm 的乘积:

$$W_{\text{кин}} = c^2 (m - m_0) = c^2 \Delta m. \quad (20-9)$$

以后我们还会碰到这个对近代物理非常重要的关系式。

将量 $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ 展为级数,并把(20-8)式改变形式,我们得到:

$$W_{\text{кин}} = \frac{1}{2} m_0 v^2 \left(1 + \frac{3}{4} \frac{v^2}{c^2} + \frac{5}{8} \frac{v^4}{c^4} + \frac{35}{64} \frac{v^6}{c^6} + \dots \right) \quad (20-10)$$

或

$$W_{\text{кин}} = \frac{1}{2} m v^2 \left(1 + \frac{1}{4} \frac{v^2}{c^2} + \frac{1}{8} \frac{v^4}{c^4} + \frac{5}{64} \frac{v^6}{c^6} + \dots \right). \quad (20-11)$$

当速度比较小时,这两个式子都变成古典力学所得的结果: $W_{\text{кин}} = \frac{1}{2} m_0 v^2 = \frac{1}{2} m v^2$ 。当速度比较大时,根据(20-8)看来,动能是很大的,而当物体的速度接近光速时,在理论上动能也要趋近于无限大。

在地球上可以观察到的宏观物体的速度时,由(20-8)式得出的动能的值和古典力学得出的动能的值 $\left(\frac{1}{2} m_0 v^2 \right)$ 之间的区别,是非常微小的。例如,质量为10克,以800米/秒的速度飞行的子弹的动能不是 $\frac{10 \times 64 \times 10^8}{2}$ 尔格 $= 3.2 \times 10^{10}$ 尔格,而是比它大0.17尔格。

5°. 設有三个慣性系統:第一个系統放着測量儀器,第二个系統以速度 v_1 相對於第一个系統運動,而第三个系統又以速度 v_2 相對於第二个系統運動。速度 v_1 与 v_2 的方向相同。根据古典力学定律,第三个系統相對於第一个系統的速度等于 $v = v_1 + v_2$, 而这个量在相对論中却是另一个表式:

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}} \quad (20-12)$$

例如,測量儀器在車站上(第一个系統),速度为 20 米/秒的火車(第二个系統)从車站旁边駛过,有一乘客(第三个系統)以 2 米/秒的速度沿若火車朝着火車頭行走,根据古典力学定律,乘客相對於車站的速度为 22 米/秒,而按照相对論力学的定律,乘客的速度比 22 米/秒要小 10^{-14} 米/秒。

从公式 (20-12) 可以得出結論:“在真空中的光速是自然界可能达到的速度的極限,”这个結論和近代所知的实验事实都没有矛盾。如果每一个分速度都小于光速,那么,合速度也小于光速。例如,有两个方向相同的速度,它們都等于光速的 0.9, 当它們相加时,根据 (20-12) 求得合速度等于光速的 0.9945。如果某一个分速度等于光速,那么,不管第二个速度是多少,合速度都等于光速。

6°. 公式 (20-9) 不仅可以看作是一种論断,即动能正比于質量的增量,而且可以当作質量与任何形式的能量这两个物理量之間的关系式,可以用这两个物理量从量的方面来表征物質的各种形式。

根据 B. И. 列宁的定义“…物質是作用于我們的感覺器官而引起感覺的东西:物質是在感覺中給予我們的客觀的实在,…”由此可見,任何物理的物体,任何实在的場,例如引力場、电磁場(能量子的場,亦即光子的場)等等,都是运动的物質的不同形式。运动

是物質存在的形式。沒有运动的物質是毫無意义的，沒有物質的运动也是毫無意义的。能量是实物 (Материальное тело) 与任何实在的場的运动在量方面的表征。質量也是实物与場的量的表征，但它还表征物質的任何形式所固有的一种特性——反抗其运动状态改变的特性。

公式(20-9)指出表征物質的不同的性質的質量与能量之間的联系，而且1克質量与 9×10^{20} 尔格的能量相联系；而1尔格与 $\frac{1}{9 \times 10^{20}}$ 克的質量相联系。因此

$$W = c^2 m \quad \text{或} \quad m = \frac{W}{c^2}, \quad (20-13)$$

式中 W 为任何形式的能量而 m 是与它联系的質量。

質量与能量之間的相互联系被核转变时观察到的某些現象正确地証实了，这些实验以后还会談到的；这个关系式是核物理学中許多計算的基础，但研究宏观世界中的現象时，由于速度比光速小得多，因此，应用这些定律就沒有多大的意义了。例如，一吨水，当从 0°C 加热到 100°C 时，其質量增加了0.005毫克，这对于測量与一吨水同数量級的質量的現代仪器來說是無法觉察的。

从上面的例子可以看出，有些物理量，我們好像觉得它們是絕對的，也就是觉得它們是与研究的客体相对于測量这些量的仪器的运动無关的，現在却都成为相对的了。特別是長度、質量及時間都是与客体相对于与仪器相連的計算系統的运动速度有关的。

相对論的进一步發展使愛因斯坦研究引力理論，B. A. 傅克院士的工作大大地促进了这个理論的發展。引力理論把空間和時間的性質与物質的性質联系起来，而这种联系証实了辯証唯物主义的一个基本概念：空間与時間是物質存在的客觀的实在的形式。

因此，相对論使我們对外界的認識大大地扩展与明确化了。

它能够解释许多以前所不能解释的现象。它导出了相对論力学，当运动以接近光速的速度进行时，应用相对論力学是完全必要的。

应当指出，相对論也和其他任何物理理論一样，有它的应用范围，超出这个范围就不能正确地反映真实的过程了。

第五章 原子物理和原子核物理基础

§ 21. 綫光譜的發生和氫原子理論

在 § 18 中研究光的色散現象時已經指出，氣體或蒸汽的光譜是由大量譜綫組成的，這些譜綫可以分為好幾組，這些譜綫組稱為光譜系。在每一光譜系中，在波長較短的一面，譜綫逐漸變密，靠近光譜系的邊界處，譜綫分布得如此密集，以至於彼此合併在一起。

在同一節里還提到，對於每一種氣體或蒸汽來說，都有特征綫光譜和它相對應。在上一世紀，這個事實就給人們以充分的根據，來假定光的發生是在原子和分子內部進行的現象，並假定任一種化學元素的原子結構與它相應的綫光譜的形式之間，應該有着聯繫。然而當時並沒有任何的實驗事實，可以作為建立原子結構的嚴密的假說的基礎。只有在 1869 年 Д. И. 門捷列夫發表他所發現的“周期律”，以及上一世紀末叶放射性現象和某些証實物質的電性的現象發現以後，才提出最初的幾種原子結構的假說。稍後，我們就要研究相應於這些假說的原子模型。

1885 年，巴耳末利用氫光譜可見部分的四條譜綫的波長數據表，找出聯繫這些譜綫的公式如下：

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (21-1)$$

式中 B 為一常數。以 $n=3, 4, 5, 6$ 代入，且當常數 B 為某一數值時，根據這個公式，可以很準確地計算出氫光譜四根可見譜綫的波

長，這些譜綫在圖 7B 上以字母 C, F, f 和 h 表示。以 $n=7, 8, 9, \dots$ 等數值代入公式後，就可以決定在可見光譜和紫外光譜交界處附近的一些譜綫的波長。以光譜中任一譜綫的波長 λ 和相應的 n 值代入公式 (21-1)，就能根據它來決定常數 B 。

根據這個公式計算的波長數值，和實驗測得的結果相符合，其符合的程度是如此之高，以至完全不能設想這種符合是偶然的；然而，當時的科學水平，並不能從物理上來論證這個公式。當時認為原子是彈性的，不帶電的中性球，其直徑的數量級為 10^{-8} 厘米。

電解定律，以及上一世紀所研究的有關氣體導電的各種現象，和二十世紀初葉所研究的放射性、光電效應、熱電子發射等一系列現象，都指出電子是原子組成的一部分。因為原子在電的方面是中性的，所以就必須承認帶正電的粒子也是原子組成的一部分。

本世紀初葉，曾測定電子荷質比的湯姆孫，提出一個原子模型，按照這個模型，原子是半徑約為 10^{-8} 厘米的小球體。這個尺寸是從分子物理的數據中求出的。正電荷均勻地分布在整個球體之內。電子處在球體的內部，它們的位置決定於把它們吸向中心的引力與電子彼此相互的斥力之間的平衡條件。光的輻射可以用電子在平衡位置附近作彈性振動來解釋，但用這個模型來解釋綫光譜的規律性並沒有成功。

1912 年，盧瑟福和他的學生研究 α 射綫束通過氣體和金屬薄箔的情況。 α 射綫是放射衰變時所放射的帶正電的粒子流。當這些粒子射到熒光屏上時，就能使熒光屏發光。已經發現，通過氣體而射向熒光屏的細束 α 射綫，在屏上形成光點，其大小與氣體的性質和密度以及 α 射綫源到屏的距離有關。氣體愈密，則 α 射綫散射愈烈，屏上光點也散得愈開。當 α 射綫通過薄金屬板時，雖然一部分無散射地通過了，但另一部分卻強烈地散射。某些 α 粒子在其飛行中竟偏轉了 90° 以上的角。這個現象的數學分析以及偏轉角度較大的粒子所占的分數的計算，都得出這樣的結論，就是使 α

粒子散射的力源集中在一个非常小的体积内，也就是半径为 $10^{-13} \sim 10^{-12}$ 厘米的球的体积。只有正电荷才能作为这个力源。在以后的一些研究中，已经能够测定这个电荷的数值，若以电子的电荷为单位，则这个电荷的数值等于门捷列夫周期系中的元素的序数，而且实验还确定了，原子的全部质量，几乎都是和这正电荷相联系的。这样一来， α 粒子散射的研究就给我们描绘出一幅如下所述的原子结构的图画。

原子由带正电的核和带负电的电子壳层构成，而壳层中的电荷等于核的电荷。原子所有的质量几乎都集中在核上。这样的电荷系统，只有当构成原子的电子壳层中的电子绕核转动时，才可能处于稳定平衡。在这种情况下，电子以加速度运动着。如果电子的运动遵从古典电动力学的规律，则电子应当辐射能量，且沿螺旋线运动，最后将落在核上。然而，卢瑟福的实验完全可靠地指出，这件事是不可能发生的，原子可以长久地存在着，而不辐射能量。因此，就得到这样的结论，即古典力学和古典电动力学的规律，不能像它们应用于宏观物体那样地应用到原子的系统上。

玻尔从这个结论出发，并以卢瑟福的模型为基础，而提出氢原子理论，这个理论能够解释氢光谱的发生和公式 (21-1)。这个理论进一步的发展，大体上就能解释其他的光谱以及由 Д. И. 门捷列夫“周期系”所决定的元素的周期性。为此就必须假设：构成原子的电子壳层的电子，并不是都沿着一些圆形轨道而转动，而是分布在若干层上。原子的原子价决定于它的最外层的电子的数目；这些电子称为价电子。价电子又称为光学电子，因为在原子辐射光时，它们起着主要的作用。

按照玻尔-卢瑟福的模型，原子中最简单的氢原子是由带正电的核和一个绕核转动的电子组成的，核电荷等于电子的电荷。氢原子核称为质子。质子的质量比电子的静止质量大 1837 倍，这就是说原子所有的质量几乎都集中在核上。氢光谱的理论是由玻

尔的三个假设构成的,其内容可归结如下:

1. 电子只能沿着这样一些轨道绕核转动,在这些轨道上电子的动量矩等于某一个数 $\frac{h}{2\pi}$ 的整数倍。这个数可以了解为元动量矩。因此,

$$m v_k r_k = k \frac{h}{2\pi}, \quad (21-2)$$

式中 m 是电子的质量, v_k 是它在第一个假设所许可的第 k 个轨道上的速度, r_k 是这个轨道的半径, 而 $h = 6.62 \times 10^{-27}$ 尔格·秒 (普朗克恒量), k 是任意的正整数 ($k=0, 1, 2, 3, \dots$ 等)。这个数称为量子数。

从古典力学的观点看来, 无法证明氢原子理论的第一个假设是正确的。

2. 凡电子沿着第一个假设所许可的任一轨道运动者, 不辐射能量。

这个假设是和古典电动力学的规律相矛盾的。从电学课程中已经知道, 以加速度运动的电荷 (沿圆形轨道运动的电子具有加速度 $\frac{v^2}{r}$) 必定要损耗能量于电磁场的辐射。

3. 当电子从某一较远的轨道过渡到较近于核的轨道时, 原子辐射出一个光子。这个假设可以用下式表示出来:

$$W_n - W_k = h\nu_{nk}, \quad (21-3)$$

式中 n 和 k 是第一个假设所许可的轨道的序数, 而且 $n > k$, W_n 和 W_k 是电子在这些轨道上的总能量, 而 ν_{nk} 是电子从第 n 个轨道过渡到第 k 个轨道时原子所辐射的光的频率。

由此可见, 根据第三个假设, 原子不能有任何的能值, 而仅能有一些不连续的能值。

当原子中的电子处在除第一个轨道 (相应于量子数 $n=1$) 以外的任何轨道时, 这个原子就称为受激原子, 如果电子已从原子中

离去，则这种失去电子的原子称为离子化原子。

我们将应用玻尔的假设来推导计算氢光谱线波长的公式。

如果保持电子在轨道上转动的向心力等于核吸引电子的库仑力时，也就是

$$\frac{mv_k^2}{r_k} = \frac{qe}{r_k^2}, \quad (21-4)$$

那么氢原子中的电子就要沿着半径为 r_k 的轨道转动，上式中 q 是核的电荷，而 e 是电子的电荷。虽然，对氢原子来说，这两个量的绝对值都是相同的，但为了以后讨论便利起见，我们仍将采用不同的符号。

联解方程式 (21-2) 和 (21-4)，很容易求出第 k 个轨道的半径和电子在这轨道上的速度 v_k 。

以 (21-2) 式除以 (21-4) 式，得到：

$$v_k = \frac{qe2\pi}{k\hbar}. \quad (21-5)$$

再把求得的速度 v_k 代入 (21-2) 式，就得到：

$$r_k = \frac{k^2\hbar^2}{4\pi^2mqe}. \quad (21-6)$$

从电学课程中已经知道，电荷在电场中某一点的势能等于这电荷的电量与电场在该点的电势的乘积。核的正电荷建立一个电场，在离核为 r_k 处（电子所在处）其电势为 $U = \frac{q}{r_k}$ 。电子的电荷 e 是一个负量。所以，它的电势能也是负的：

$$W_{\text{pot}} = U(-e) = -\frac{qe}{r_k} \quad (21-7)$$

电子的势能的最大值等于零，相应于电子离核无限远的位置，也就是相应于离子化原子的情况。

电子在第 k 个轨道的动能可从 (21-4) 式决定：

$$W_{\text{kin}} = \frac{mv_k^2}{2} = \frac{qe}{2r_k}. \quad (21-8)$$

电子在第 k 个轨道的总能量等于:

$$W_k = W_{\text{pot}} + W_{\text{kin}} = -\frac{qe}{r_k} + \frac{qe}{2r_k} = -\frac{qe}{2r_k} = -\frac{2\pi^2mq^2e^2}{k^2h^2}, \quad (21-9)$$

式中 r_k 已以 (21-6) 式代入。

按照 (21-8) 式, 当电子从第 n 个轨道过渡到第 k 个轨道时, 原子辐射的光量子等于:

$$\begin{aligned} h\nu_{nk} &= W_n - W_k = -\frac{2\pi^2mq^2e^2}{n^2h^2} + \frac{2\pi^2mq^2e^2}{k^2h^2} = \\ &= \frac{2\pi^2mq^2e^2}{h^2} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right). \end{aligned} \quad (21-10)$$

波数 N 是波长的倒数, 考虑到 $\lambda\nu = c$, 就可以求出:

$$N = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu_{nk}}{c} = \frac{W_n - W_k}{hc} = \frac{2\pi^2mq^2e^2}{h^3c} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (21-11)$$

以 R 表示 (21-11) 式中括号前面的因子, 我们得到:

$$N = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) = \frac{R}{k^2} - \frac{R}{n^2}, \quad (21-12)$$

式中

$$R = \frac{2\pi^2mq^2e^2}{h^3c} \quad (21-13)$$

称为里德伯恒量。

如果以 $m = 9.1 \times 10^{-25}$ 克, $q = e = 4.8 \times 10^{-10}$ CGSE_q, $h = 6.62 \times 10^{-27}$ 尔格·秒, $c = 3 \times 10^{10}$ 厘米/秒代入 (21-13) 式, 就很容易求得里德伯恒量的数值。若计算的结果准确到 0.5%, 所得出的 $R = 110000$ 1/厘米。这个恒量准确的数值列在本书之末。

从公式 (21-12) 得出结论: 电子在两个轨道间过渡时, 辐射光的波数等于两个数之差, 这两个数分别与两个轨道的序数的平方成反比, 这两个数称为光谱项。对于比较复杂的原子辐射光来说, 计算波数的公式仍然保持着这种形式。

把公式(21-1)改变形式,使它便于计算波数,我們得到:

$$\frac{1}{\lambda} = N = \frac{1}{B} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (21-14)$$

比較公式(21-12)和(21-14),可以看出,这两个公式是同一公式(21-12)的两种形式,只不过公式(21-14)相应于特定的值 $k=2$ 而已。以后我們把公式(21-12)称为譜綫系公式。

必須指出,公式(21-12)最初是由改变公式(21-1)的形式而得到的。里德伯在公式(21-12)的分母上引进一个分数的修正項,并将里德伯恒量乘以表征每一种元素的特征的某个数量,再把所得到的公式应用到铯金屬的光譜上,結果很合适。

因此,按照玻尔的理论,当电子从某一轨道过渡到较近于核的另一轨道时,原子就辐射出光来。当电子从第二,第三,第四...等轨道过渡到第一轨道时所得到的全部譜綫,都是同一个綫系的譜綫,这个綫系相应于 $k=1$ 。这个綫系的全部譜綫都在光譜的紫外部分。

当电子由較远的轨道过渡到第二个轨道时,所得到的許多譜綫構成可見的綫系。这个被研究得最多的綫系包括全部可見的譜綫,而波長最短的譜綫却在光譜的紫外部分。这个綫系有29条譜綫已被發現和測量出来,这些譜綫相应于从 $n=3$ 到 $n=31$ 而 $k=2$ 。

在光譜的近紅外線区的綫系的譜綫,相应于 $k=3$, 而 $n=4, 5$...等。

相应于 $k=4$, 而 $n=5, 6$...等的第二紅外線系的譜綫和 $k=5$, $n=6, 7, 8$...等的第三紅外線系的譜綫都已發現。这两个綫系都在光譜的远紅外線区。

一个綫系的所有的譜綫在波長較短的一方面有着界限,它决定于 $n=\infty$ 。这个界限是某一綫系的譜綫密集时所趋向的極限。

圖 161 表示氫原子中近核的一些电子轨道的簡圖。这些轨道

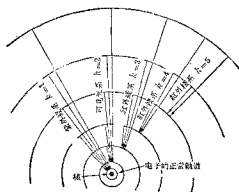


图 161. 氢原子的电子轨道简图(不按比例)

都是玻尔第一个假设所许可的。用弧线表示电子的过渡,这些过渡相应于氢光谱五个线系中一些波长最长的谱线。

从实验得到的全部谱线的波长,和按巴耳末公式计算的结果准确地符合到六位有效数字。这是这个光谱理论

很好的考验,并且证明了作为这个光谱理论的基础的那些假设的正确性。

从这个理论也可以推出其他的一些结果,这些结果都为实验所证实。

例如,可以采取氢原子的半径等于原子中电子正常轨道($k=1$)的半径。这个原子的半径也可以用其他实验方法来测定。未受激原子的电子轨道半径可按公式(21-6)在 $k=1$ 时计算出来。这两种结果符合得很好。回想起氢原子直径的数量级是 10^{-8} 厘米,就很容易相信这一点。

氢的电离电势可以用实验方法来测定。电离电势和电子电荷的乘积,决定着使电子离开原子所需消耗的功,或者使原子电离时所需消耗的功。显然,这个功也等于电子从无限远移到原子中电子的正常轨道时所辐射的能量,也就是与紫外线系边界的谱线相对应的量子的能量。因此,如果电离电势 U ,以伏特表示(参考261页),则

$$\frac{eU}{300} = W_{\infty} - W_1 = h\nu_c,$$

由此

$$U_i = \frac{Rhc}{e} 300 \approx \frac{1.1 \times 10^7 \times 6.62 \times 10^{-27} \times 3 \times 10^{10} \times 300}{4.8 \times 10^{-19}} = 13.65 \text{ 伏特。} \quad (21-15)$$

根据实验数据, 氢的电离电势是 13.5 伏特, 与从公式 (21-15) 得到的数值符合得很好。

要把玻尔理论用到较氫原子复杂的那些元素的光谱上, 就必须将公式加以一系列的复杂化。这个理论的基本假设——即任何原子辐射的光量子等于电子在不同轨道上能值之差——仍然有效。困难在于计算壳层上其余电子对于受激原子的光学电子的能量影响, 而且困难又在于决定电子的能级, 因为要决定能级, 必须再引用三个量子数, 这些量子数所起的作用详述于下。

电子不仅沿圆形轨道运动, 而且也沿着椭圆轨道运动, 正如理论所指出的, 这些轨道的离心率不能有任意的数值, 而是决定于第二个量子数 l 。在这种情况下, 不仅要把玻尔理论的第一个假设应用到动量矩的切向分量上去, 而且还要把它应用到动量矩的径向分量上。在主量子数 n 为一定时, 第二个量子数可以取从 $l=0$ (相应于圆形轨道) 至 $l=n-1$ (相应于离心率最大的轨道) 等数值。氢原子中电子轨道是椭圆并不影响能级的值, 但在比较复杂的原子中, 当轨道的离心率比较大时, 光学电子就可能穿入离核较近的内层, 因而这个电子的能级就发生变化。因此, 光谱中就看到大量的谱线。

为了解释光谱中那些由于磁场和电场所引起的变化, 还要再引用两个量子数。其中一个叫做磁量子数, 它决定电子轨道的平面对某一方向 (例如外磁场方向) 可能取的方位。电子的动量矩矢量在这个方向的投影以及绕核运动的电子产生的磁矩矢量在这方向的投影, 都不能取任意的数值, 而只能取一些不连续的数值, 这些数值决定于磁量子数。沿着主量子数 n 相同而对外磁场所取的方位不同的那些轨道运动的电子, 具有不同的能量, 所以, 如果光

源放置在磁場之中，那麼就能在光譜中觀察到譜綫的分裂，也就是可以看到原來一根譜綫為好幾根靠得很近的譜綫所代替。當第二個量子數 l 的值相同時，磁量子數 m 可以取 $2l+1$ 個不同的數值。

不僅用電荷和質量來表述電子，而且還用“自旋的”固有動量矩以及和它有關的固有磁矩來表述電子。這個固有動量矩矢量的方向或者平行於軌道矩矢量，或者和軌道矩矢量反向。因此，引入第四個量子數，即自旋量子數，對於磁量子數 m 的每一個數值來說，自旋量子數可以取兩個不同的值。

在解釋帶光譜（分子光譜）時，不僅應當考慮處在量子條件所許可的任一軌道的電子的能量，而且還要考慮分子振動和轉動的能。這些能量也服從一定的量子條件。由此可見分子能級的多种多样，因此，分子光譜中應該有大量的譜綫。

我們大体上已熟悉了的光譜理論，已經能夠解釋綫光譜和帶光譜的發生以及那些由於磁場和電場在光譜中所引起的變化，但譜綫的強度問題和光譜的某些細節，只有應用新的理論才能得到闡明。這個新理論把波動和粒子的概念結合起來。我們在 §11 中已經提到過它，而且在 §27 中還要談到。

可以用電子按原子中電子壳層的分布來解釋門捷列夫所發現的原子性質的周期性，這個周期性被他作為元素周期系的基礎。一方面用泡利原理來確定電子的分布，泡利原理敘述為：“一個原子內，不可能有兩個電子，它們所有的四個量子數都相同”，另一方面，也要根據每個電子都企圖佔據原子內未被佔據的最低能級的特性，來確定它們的分布。由泡利原理所得出的結論，完全為實驗所証實。研究原子的光學光譜和倫琴光譜，就能確定處在任一壳層的電子數目。

通常採用字母 $K, L, M, N \dots$ 等來表示電子壳層（從第一壳層開始）。從泡利原理得出結論，即在未受激原子的 $K, L, M, N \dots$

等壳层中,电子最大的数目不能超过一系列整数的平方的两倍(即电子数目不超过 $2n^2$, 对 $K, L, M, N \dots$ 等壳层来说 $n=1, 2, 3, 4 \dots$ 等——译者)。从表征原子中每一个电子的那些量子数之间的关系也应当得出上述的结论。例如,在 N 壳层中(离核的第四壳层),以相应于主量子数 $n=4$ 的能级来表征基本的能级,与这个能级相对应的是四个离心率不同的轨道,这些轨道的第二个量子数是从 $l=0$ (圆形轨道)到 $l=3$ (离心率最大的轨道)。每一轨道在空间中可能取向的数目如下。在 $l=0$ 时, $m=2l+1=1$, 在 $l=1$ 时, $m=2l+1=3$, 在 $l=2$ 时, $m=2l+1=5$, 而 $l=3$ 时, $m=2l+1=7$ 。每一轨道都有它相对应地电子“自旋的”矢量的两个取向,也就是“自旋”量子数的两个可能的值。这样一来,电子能够处在 N 壳层(离核第四壳层)的最大的数目等于: $2(1+3+5+7) = 32 = 2 \times 4^2$ 。因此,在离核的第一壳层中,电子的数目不可能大于 $2 \times 1^2 = 2$, 在第二壳层中,电子的数目不可能大于 $2 \times 2^2 = 8$, 而在第三壳层中不可能大于 $2 \times 3^2 = 18$, 余类推。这些数目只是内层的情况。在最外层不能多于 8 个电子,这一层的电子数决定元素的原子价。如果最外层恰好就是原子的唯一的电子壳层,那么在这一壳层中不可能多于两个电子。

我们将把电子按壳层分布的明显的周期性和 И. И. 门捷列夫元素周期系作一比较。元素周期表的最新的形式列在后面。所有天然的化学元素和现代利用核反应得到的人造元素都包含在这个表内。在这些元素的原子的电子壳层中,所包含的电子数目是从 1 个开始到 100 个为止。在周期表中原子量是以化学的标度单位表示出来的(参考 § 25), 除了第 43, 61, 87 和 89 号元素以及所有的超铀元素(原子序数超过 92 的元素)采用非常接近于整数的一种同位素的原子量以外,其他的每一种元素的原子量都是其几种同位素的天然混合物的原子量。第 99 号和 100 号元素的名称还没有最后确定下来(这两种元素的名称已确定为 鈹及 鈹——译

者)。

只有氢和氦在元素周期系的第一周期中,这两种原子内都仅有一个电子壳层—— K 壳层。氢原子内有一个电子,而氦原子内有两个电子。 K 壳层为两个电子所填满,因此氦是惰性气体。

第二周期表征出当 K 壳层填满时,原子内还存在着第二个电子壳层—— L 层。这个周期开始于锂,它的 L 壳层中有一个电子,而结束于惰性气体氖,它的外层有着8个电子。

第三周期开始于钠,它的原子的最外层(M 壳层)有一个电子,而结束于惰性气体氩。氩原子的 M 壳层中有八个电子。在第三周期全部八个元素的原子内, K 壳层和 L 壳层都是填满的。

第四周期不仅表征出这个周期的元素的原子有最外层,即第四壳层(N 壳层),而且还要把 M 壳层逐渐填满,在这一壳层中可以容纳的电子不能多于 $2 \times 3^2 = 18$ 个。这个周期结束于惰性气体氙,它的原子的最外层有八个电子。 K , L 和 M 这三个内壳层全部填满。氙的原子序数以及它的原子的电子壳层中电子的数目都是: $Z = 2 + 2 \times 2^2 + 2 \times 3^2 + 8 = 86$ 。

第五周期开始于铯,它的 O 壳层(离核第五壳层)中有一个电子,而结束于惰性气体氙,它的原子序数为54。在氙原子内,电子首先填满 K , L 和 M 等三个壳层,在第四壳层中虽然可以容纳 $2 \times 4^2 = 32$ 个电子,但它只填入了18个电子。氙原子的 O 壳层中有八个电子。

第六周期开始于铯,它的原子序数 $Z = 55$ 。在铯原子的 P 壳层中(离核第六壳层),有一个电子。第六周期结束于氙,它的原子的最外层有八个电子。氙也是惰性气体。从镧($Z = 57$)后面的镧到铷($Z = 71$)的稀土族元素也在第六周期之内。“镧”族元素在 O 壳层中都有九个电子,而在 P 壳层中都有两个电子。这些元素的原子是以它们在 N 壳层中的电子数目的不同来区别的,这个壳层将逐渐“被填满”,而填入这壳层的电子是从第19个填到第32个

I. H. 門捷列夫

周期	系	元 素				
		I —R ₂ O	II —RO	III —R ₂ O ₃	IV RH ₂ RO ₂	V RH ₃ R ₂ O ₅
I	1	H 1 氢 1.0080				
II	2	Li 3 锂 6.940	Be 4 铍 9.013	5 B 硼 10.82	6 C 碳 12.011	7 N 氮 14.008
III	3	Na 11 钠 22.991	Mg 12 镁 24.32	13 Al 铝 26.98	14 Si 硅 28.09	15 P 磷 30.98
IV	4	K 19 钾 39.100	Ca 20 钙 40.08	Sc 21 钪 44.96	Ti 22 钛 47.88	V 23 钒 50.93
	5	29 Cu 铜 63.54	30 Zn 锌 65.38	31 Ga 镓 69.72	32 Ge 锗 72.60	33 As 砷 74.91
V	6	Rb 37 铷 85.48	Sr 88 锶 87.63	Y 39 钇 88.92	Zr 40 锆 91.22	Nb 41 铌(钶) 92.91
	7	47 Ag 银 107.880	48 Cd 镉 112.41	49 In 铟 114.76	50 Sn 锡 118.70	51 Sb 锑 121.76
VI	8	Cs 55 铯 132.91	Ba 56 钡 137.36	La 57 [58-71] 镧 138.92	Hf 72 铪 178.6	Ta 73 钽 180.95
	9	79 Au 金 197.0	80 Hg 汞 200.61	81 Tl 铊 204.39	82 Pb 铅 207.21	83 Bi 铋 209.00
VII	10	Fr 87 钫 (223)	Ra 88 镭 226.05	Ac 89 [90-108] 锕 227		

镧系	Ce 58 铈 140.13	Pr 59 镨 140.92	Nd 60 钕 144.27	Pm 61 钷 (146)
	Tb 65 铽 158.93	Dy 66 镝 162.46	Ho 67 铥 164.94	Er 68 铒 167.2

锕系	Th 90 钍 232.12	Pa 91 镤 231	U 92 铀 238.07	Np 93 镎 237
	Rf 97 钨 243	Cf 98 锔 244	Ath 99 砹 ?	Ct 100 钷 ?

元素周期系

群					
VI RH ₂ RO ₃	VII RHR ₂ O ₇	VIII			0 — —
					2 He 氦 4.003
8 O 氧 16.0000	9 F 氟 19.00				10 Ne 氖 20.183
16 S 硫 32.066	17 Cl 氯 35.457				18 Ar 氩 39.944
Cr 24 铬 52.01	Mn 25 锰 54.94	26 Fe 铁 55.85	27 Co 钴 58.94	28 Ni 镍 58.69	
34 Se 硒 78.96	35 Br 溴 79.916				36 Kr 氪 83.80
Mo 42 钼 95.95	Tc 43 锝 (99)	44 Ru 钌 101.7	45 Rh 铑 102.91	46 Pd 钯 106.7	
52 Te 碲 127.61	53 I 碘 126.91				50 Xe 氙 131.3
W 74 钨 183.02	Re 75 铼 186.31	76 Os 锇 196.2	77 Ir 铱 192.2	78 Pt 铂 195.23	
84 Po 钋 (210.0)	85 At 砹 (211)				86 Rn 氡 222

Sm 62 钐 150.43	Ru 63 钌 152.0	Gd 64 钆 156.9
Ta 69 钽 183.04	Yb 70 镱 173.04	Lu 71 镥 174.69

Pu 94 钚 242	Am 95 镅 (243)	Cm 96 锔 (242)
101	102	108

为止。因为第六周期较后面的那些元素在 O 壳层中只有 18 个电子，而 O 壳层却可以容纳 $2 \times 5^2 = 50$ 个电子，因此， O 壳层仍未填满。

Д. И. 門捷列夫周期表的第七周期（最后的周期）开始于非常罕见的元素釷（ $Z = 87$ ），它的最外层 Q 壳层（第七壳层）有一个电子。在鐳（ $Z = 88$ ）后面的一个元素（指錒——譯者）以及更后面的所有其他已經知道的元素的原子，在 Q 壳层中都有两个电子。这些元素的原子是以填入 P 壳层的电子数目的不同来区别的。这些元素称为錒系元素，它們把 P 壳层逐渐填满。

由前面的研究可以看出，在研究原子的电子壳层的结构时，Д. И. 門捷列夫的元素周期系的作用是何等巨大。以后我們会了解到，在解释原子核的结构时，周期系也同样地起着巨大的作用。

圖 162 表示氫、鐵和鈾等原子中电子按壳层分布的簡圖。假定以圓周表示每一壳层，圓周上的点表示該壳层中的电子数。

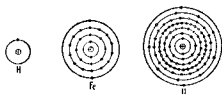


圖 162. 氫、鐵和鈾原子中电子壳层簡圖

必須指出，电子壳层相同而核电荷相等的原子，因而也就具有同样的

化学性質的原子，它們的原子核的質量是可以不同的。这些原子的变种，称为同位素，也就是它們在周期表中“占着同一位置”，大多数元素都有同位素。例如，氫是由原子量为 85 和 87 的两种同位素組成的，汞是由原子量为 196, 198, 199, 200, 201, 202 和 204 等七种同位素組成的。用化学方法測定的原子量是这个元素的各种同位素的原子量的某种平均值，这个原子量和各种同位素混合的比例有关。

J. J. 湯姆孙在測定离子的荷質比的实验中，确定了同位素的存在。湯姆孙利用电場和磁場使正离子流的細束射綫偏轉來測定

这个比值。

圖 163a 表示湯姆孫的儀器的一種式樣。這種儀器由兩個相連通的容器 P 和 Q 組成。電荷在容器 P 的陽極 A 和陰極 K 之

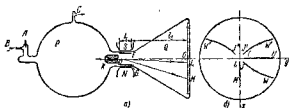


圖 163. 湯姆孫儀器簡圖，利用它來確定同位素的存在

間產生，陰極是一個重金屬的圓筒，有一條細縫通過圓筒的軸綫。被研究的氣體經過毛細管 B 進入容器 P 內。 C 管和抽氣機相連通，可以利用抽氣機使容器中的氣體適當的稀薄，當陽極與陰極間的電壓的數量級為 $30 \sim 50$ 千伏時，這個稀薄度對氣體放電恰好合適。放電時，在這個容器中形成正離子，以巨大的速度向陰極運動，通過細縫 D 而進入錐形容器 Q 。在圓錐的底部裝置着照相底片或者就把熒光層塗在底部上。離子束綫從細縫射出後，在電容器的兩板 F 和 G 以及電磁鐵的 N 極和 S 極之間通過，在電容器的兩板和電磁鐵的兩極之間可以產生互相平行的電場和磁場。

沒有電場和磁場時，離子束綫沿圓錐體的軸綫進行，在圓錐體底部的照相底片或熒光層的中心處 (O 點) 形成光點。如果在電容器的兩板上加上電壓，那麼，電容器的電場使離子束綫偏轉，并使光點在圖 163a 的平面上移動。光點的位移的大小由下式決定

$$x = k_1 E \frac{q}{m v^2}, \quad (21-16)$$

式中 E 是電容器的電場的場強， q 是離子的電荷， m 是離子的質量， v 是離子在電場中飛行的速度，而 k_1 是一個係數，它的數值與在離子飛行的那個方向上的電容器極板大小有關，又與電容器離開照相底片的距離有關。(21-16) 式是從電荷在電場中運動的理

論推导出来的,这个理論我們已經在电学課程中研究过了。

在容器 P 中,由于离子是在离陰極不同的距离处产生的,因而它們以不同速度进入細縫 D ,而当它們从細縫飞出后,就以不同的角度偏轉。由于电場对离子流作用的結果,光点就拉开成为条紋 LM ,如圖 1636 所示。飞入电容器的电場中的那些速度最大的离子,射到 L 点,而那些速度最小的离子則射到 M 点。

如果利用电磁鉄 SN 形成磁場以代替电場,那么,正如电学課程中所講过的,必有洛倫茲力作用在飞行于磁場中的每个离子之上,这个力由下式决定

$$f = Bq'v = \frac{1}{c} Bqv, \quad (21-17)$$

式中 B 是磁感应强度, q' 是离子的电荷,它以电磁系單位来表示,而 c 是电动力学常数,它的数值等于光速,也是电量的电磁系單位和靜电系單位的比值。

因为洛倫茲力垂直于离子的速度,所以离子在磁場中就要沿着圓弧运动,它的半徑可由下式决定

$$\frac{mv^2}{\rho} = \frac{Bqv}{c}, \quad (21-18)$$

則有

$$\rho = \frac{mvc}{Bq}. \quad (21-19)$$

这样一来,在磁場中飞行的离子就要偏轉,它們偏轉的方向垂直于 163a 圖的平面,因而在照相底片上,光点就拉开成为条紋 TU (参考圖 1636)。如果离子以速度 v 飞入磁場中,那么,它們并不射到照相底片的 O 点上,而是射到离 O 点距离为 y 的一点上, y 的数值由下式决定:

$$y = \frac{k_2 B}{c} \frac{q}{m} \frac{1}{v}, \quad (21-20)$$

式中 k_2 是与 I_1 和 I_2 有关的数系 (参考圖 1636)。(21-20) 式是从这样的基本假設推导出来的,即假設 $\frac{I_1^2}{\rho^2}$ 是比 1 小得多的量。

同时用电場和磁場来使离子流偏轉时,在照相底片上就形成曲綫 JW (参考圖 1636), 如果从公式 (21-16) 和 (21-20) 中消去速度 v , 就可以求得 JW 綫的方程式:

$$\frac{y^2}{x} = \frac{k_2^2 B^2}{k_1 e^2 E} \frac{q}{m} \quad (21-21)$$

从 (21-21) 式看出, 荷質比相同, 但在电場和磁場中以不同速度飞行的离子, 在照相底片上形成一条抛物綫。当改变电場(原文为磁場, 与圖 1636 中的 $J'W'$ 綫不合, 应改为电場——譯者) 至相反的方向时, 则形成抛物綫 $J'W'$ 代替抛物綫 JW , 而当电場和磁場都改变方向时, 就形成了抛物綫 $J''W''$ 。

圖 IX (在本書之末) 是湯姆孙在 1913 年得到的許多照片中的一張。在照片上可以看出一些荷質比不同的离子流所形成的抛物綫。照片的中心处可以看到不偏轉的光点, 这是在没有加上电場和磁場以前得到的。在右下方的象限內, 原子量为 20 的氦离子形成非常明显的抛物綫, 在它的旁边勉强可以看到原子量为 22 的氦离子所形成的抛物綫。因为天然的氦是这两种同位素的混合物, 所以用化学方法测定的氦的原子量等于 20.2。在那張圖片上还可以看到 CO , CO_2 所形成的抛物綫, 以及汞所形成的兩条抛物綫, 其中較弱的一条是由兩次电离的汞原子所形成的, 也就是由失去两个电子的汞原子所形成的。因为汞的原子量很大, 而这个元素的各种同位素的荷質比 $\frac{q}{m}$ 区别很小, 所以这两条抛物綫都不分开为好几条抛物綫。这就說明这个方法的灵敏度是不够的, 但是改变場强仍然可以用它来找出汞的同位素的存在。

右上方的象限內的那些抛物綫, 也是由上述的那些离子所形成的, 但电場(原文为磁場, 系电場之誤——譯者) 的方向变为相反。圖 IX 中这一部分和前述的一部分相对称。当磁場强度(原文为电場强度, 系磁場强度之誤——譯者) 也反向时, 就得到左上方的象限內的那些抛物綫。在这一部分中可以看到一次电离和兩

次电离的氦原子、氢原子以及氢离子等等所形成的抛物线。

应用 1919 年阿斯頓所采用的方法，可以准确地测量各种同位素的原子量。这个方法和抛物线法的区别在于：电场和磁场使离子以相反的方向偏转，而所有荷质比相同的离子都聚焦在照相底片的同一点上，荷质比不同的离子聚焦在照相底片的不同点上，并留下了痕迹。这些痕迹比起汤姆孙方法中的抛物线要清晰得多，因为这些痕迹是由落在照相底片的同一点上的大量离子所构成的。如果把离子的荷质比为已知的一定量气体渗入要研究的气体中，就可以很准确地测定所研究的气体的离子的荷质比。因为离子的电荷只能等于电子电荷或它的整数倍，因此，就可以根据荷质比 $\frac{q}{m}$ 来确定离子的质量。

图 164 表示离子流分裂的情况和那些荷质比 $\frac{q}{m}$ 相同的离子在照相底片上聚焦的简图。屏 A 和 B 使离子成为一束束，这束离子

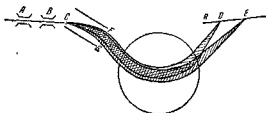


图 164. 阿斯頓質譜儀簡圖

子在 C 点进入平板 F 和 G 构成的电容器的电场中。在这电场中，以不同速度运动的离子与荷质比 $\frac{q}{m}$ 不同的离子，都以不同的方向偏转。离子束从电容器飞出之后，就进入磁场内，这磁场的方向是由观察者垂直地指向图平面（在图上可以看到电磁铁的南极）。这个磁场使离子束以相反的方向偏转，并使荷质比不同的离子在照相底片的不同点上聚焦。如图所示，D 和 E 就表示两个这样的点。

阿斯顿的仪器称为质谱仪,由这仪器拍摄而得的照片称为质谱。

圖 X 中(在本書之末)以 1920 年阿斯顿得到的两个质谱作为例子。荷质比相同的离子在照相底片上形成黑色的条纹,这些条纹旁边的数目表示离子的 $\frac{m}{q}$ 的数值。

在本节将要结束时,我們还要提一下光谱线的宽度问题。从光谱理论得出这样的结论,即光学电子从一个能级过渡到另一个能级时,原子应严格地辐射出单色光,也就是说光谱线应当无限的狭窄。但实际上观察到的光谱线都有一定的宽度。光谱线“扩张”的一个原因是由于在同一元素的各种同位素的光谱中,相应的谱线的波长有微小的差别。另一个原因是由于产生多普勒现象,这现象在 § 5, r 中已经讲过。原子永远处在热运动的状态,如果原子辐射频率为 ν 的光,当原子接近记录仪器时,那么为它所接收的光的频率就稍大于 ν ,如果原子离开记录仪器时,那么为它所接收的频率就稍小于 ν 。因此,甚至在光源的距离不变的情况下,光谱线仍然有一定的宽度。

A. A. 别洛普利斯基(Белополюский)和 B. B. 高里欽(Голлицын)院士曾用不同的实验方法证实了多普勒原理可以应用于光学的现象。

多普勒现象能够决定各种天体接近和离开的速度。在接近时,可以观察到所有光谱线都向短波方面移动,在离开时,光谱线则向长波方面移动,也就是向光谱的紅的一边移动。

把多普勒现象的理论(41 頁)应用到光学现象时,要考虑到相对论的假设(233 頁)。

§ 22. 倫琴射綫

1895 年,倫琴發現一种当时未知的射綫,称它为 X 射綫。后来,这种射綫称为倫琴射綫。这种射綫是从被电子流轟击的物質

辐射出来的。当电子流轰击物质时，电子的能量，或者由于它们在原子的电场中受到阻碍而直接转变为伦琴辐射的能量，或者是消耗于使被轰击物质的原子发生电离。在第一种情况中，发现伦琴射线中包含了某一个范围内的全部波长，也就是说，如果把伦琴射线分解为光谱时，就得到连续光谱。习惯上把这些射线称为“白色的”伦琴射线。在第二种情况中，伦琴辐射是当离子化原子中的电子过渡到较低的能级时发生的。在这种情况下，发现伦琴射线的光谱中，在连续光谱的背景上有着几条分开的、强度很大的谱线，这些谱线是辐射伦琴射线的物质的特征谱线，称为标识伦琴射线。

在 § 10 中已经指出，伦琴射线是电磁波，其波长在 120 \AA 到 0.08 \AA 的范围内。这个界限只是近似的，因为，借助于获得伦琴射线的方法，可以使这个范围扩大。例如，1924 年，И. И. 鲁基尔斯基院士就得到波长为 154 \AA 的伦琴辐射。伦琴辐射在长波方面的界限与紫外线重叠，亦即与光学方法激发的射线重叠，而在短波方面，则和 γ 射线重叠， γ 射线是放射衰变时放射出来的射线。

可以应用各种构造不同的伦琴管来获得伦琴射线。由于获得电子的方法不同，伦琴管可以分为两种基本的式样：电子式伦琴管和离子式伦琴管。图 165 简略地表示电子式的伦琴管。将两个电极 K 和 A 焊入玻璃泡内，抽出泡内的空气（达压强为 $10^{-6} \sim 10^{-8}$ 毫米汞柱高。电极 K 是阴极，作为电子源，从阴极射出的电子轰击第二个电极 A ——辐射伦琴射线的对阴极。电子式伦琴管的阴极是一根钨

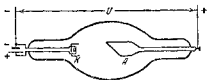


图 165. 电子式伦琴管

丝，通电流把它烧得炽热，由于热电子发射现象，钨丝就发射出电子。与阴极对面的对阴极，或者用重金属——钨、钼、钨制成的，或者用较轻的金属——钨、铁、铜等制成的，这全要看伦琴管的用途而定。在阴极和对阴极之间加上高电压 U ，使得向对阴极运

动的电子加速。调节此电压，可以改变轰击对阴极的电子的能量。

图 166 为离子式伦琴管的简图。管内阴极成凹面碗形。管中气压约为 10^{-3} 毫米汞高。加在管上的电压，不仅能使向着对阴极运动的电子加速，而且也使得在管中形成的正离子向着阴极运动。阴极在正离子撞击下放出电子，这些电子从阴极表面垂直飞出，并聚焦在对阴极表面的一个小区域上。

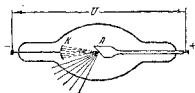


图 166. 离子式伦琴管

射到对阴极的电子的能量，只有很少的一部分（约 1~2% 或更少些）转变为伦琴辐射的能量。管的有效作用系数近似地正比于加在管上的电压和制成对阴极的元素的原子序数。

伦琴射线能够通过对可见光不透明的物体，这是最能表征伦琴射线的性质的。伦琴射线能对照相底片发生作用，能激发某些物体的荧光，并能使空气电离。

波长不同的伦琴射线它的贯穿本领也不相同。波长愈短，贯穿本领愈大。贯穿本领较大的射线称为硬伦琴射线，贯穿本领较小的射线称为软伦琴射线。硬伦琴射线和软伦琴射线之间并没有明显的界限，用这两个术语来评定伦琴射线是相对的。

伦琴射线的波长（或贯穿本领）与射到对阴极的电子的能量有多少分数转变为与伦琴辐射的能量有关。如果加在管上的电势差等于 U 伏特，那么，电子撞击对阴极时，就具有能量 $e \frac{U}{300}$ ，^① 但只有一小部分电子立刻将它们的能量转变为伦琴辐射的能量。

因为辐射出来的量子的能量等于电子的能量 $e \frac{U(\text{伏特})}{800} = h\nu$ ，所以，这些电子满足关系式

① 若要把以伏特表示的电势差转换为 CGSE 单位，就要除以 300。

$$h\nu = e \frac{U}{300}; \quad (22-1)$$

从这个式子出发，以 $\frac{c}{\lambda}$ 替换 ν ，我们就得到联系电势差与伦琴射线谱中的最短波长的关系式，

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{min}} &= \frac{h}{e} \frac{c \cdot 300}{U} = \frac{6.62 \times 10^{-27}}{4.8 \times 10^{-10}} \cdot \frac{3 \times 10^{10} \times 300}{U} \text{厘米} = \\ &= \frac{12430}{U} \text{埃。} \end{aligned} \quad (22-2)$$

其余的电子，由于连续地与对阴极的原子碰撞而消耗能量。这些能量转变为分子的动能（变为热）或转变为频率较小（亦即波长较长）的辐射的量子。这样一来，用上述公式决定的波长就是伦琴光谱中短波的边界。以不同的电压加于伦琴管时，从钨制对阴极射出的“白色的”伦琴辐射的强度分布曲线如图 167 所示。纵坐标表示辐射强度，采用任意的（Условный）单位。

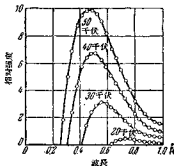


图 167. “白色的”伦琴射线谱中的强度分布

对伦琴射线而言，各种物体的透明性与这些物体的密度有关，并且以该物体使入射线的强度减弱至一半的厚度来表征它的透明性。各种物体对不同波长的伦琴射线的“半减弱层”的厚度如下表所示：

从表中看出，各种物质的透明性随波长的增大而减低。波长为几十埃的伦琴射线，几乎全部被薄层的稀薄空气所吸收。因此，长波的辐射的研究遇到很大的困难；所以在技术上不应用它。技术和医疗上应用的伦琴射线的波长的数量级约为一埃或更短些，利用铅屏可以防止伦琴射线穿过。

波長以 \AA 为單位	“半波弱層”的厚度(以毫米为單位)				
	标准状况下的空气	水	鋁	鈉	鉛
0.1	—	43	16	2.3	0.18
0.7	4100	4.6	0.5	0.016	0.0044
2.5	140	0.14	0.013	0.004	
10.0	5.1	0.003	0.005		

倫琴射線的波長的測定是以对这种射線的繞射的研究为基础的。因为倫琴射線的波長和原子的大小为同数量級,因此,如果要利用普通的光柵来測定倫琴射線的波長,那么,只有在倫琴射線射到光柵时,与光柵平面成很小的角度的情况下才可能实现。可以用晶体作为倫琴射線的繞射光柵,因为晶体中的原子或离子(如果是离子晶体的話)在整个晶体内都是以一定的次序严格地重复地排列着。

例如,在岩鹽的晶体中,鈉离子和氯离子互相交替地排列成行,如圖 168 所示。圖上黑点和白圈分別代表鈉离子和氯离子。

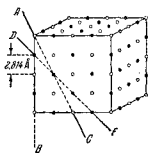


圖 168. 岩鹽晶体中鈉离子与氯离子的排列

立方体的側面相鄰的兩列間的距离等于 2.814\AA 。在其他方向上,如 AC 或 DF 方向上,离子也排成有規則的行列。离子的排列相同的行列所在的平面形成二維点陣,这些彼此距离相等而互相平行的層的集合就形成空間点陣。

如果以單色的射線射到晶体上,那么,这些射線就要受到离子的散射,在某些方向上,散射線干涉的結果互相加强。如果在光程中放置一塊照相底片或熒光板,就可以發現这种現象,在照相底片或熒光板上可以看出光斑,这是射線作用的結果。光斑的分布与倫琴射

綫的波長及晶体中离子的排列有关,而且还与入射綫的方向和晶体的散射平面所成的角度有关,亦即与晶体对入射綫束的方向的取向有关。

我們簡略地研究一下倫琴射綫在晶体中的繞射現象的理論。

假定平行的倫琴射綫束 A, B, C 以某一角度 φ 射到晶体面上(圖 169)。这些射綫一部分被第一列离子所“反射”,一部分通过第一列后,又被第二列离子所“反射”,另一部分通过前二列后再被第三列离子所“反射”……等等。在与圖面平行的平面内,也有同样的現象。这些射綫反射以后,还是平行地进行,

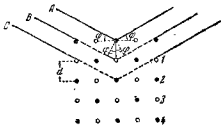


圖 169. 推导烏利夫-布喇格公式用圖

反射綫与晶体面也成同样的角度 φ 。从圖 169 可以看出,从相鄰兩列的离子反射的射綫之間,例如射綫 A 与 B 或 B 与 C 之間,程差皆为 $2d \sin \varphi$ 。反射綫的強度最大处是与程差为半波長的偶数倍的角度 φ 相对应的,或者說是与程差为波長的整数倍的角度相对应的,即

$$2d \sin \varphi = n\lambda。 \quad (22-3)$$

公式 (22-3) 首先由俄国学者 Г. В. 烏利夫推导出来, 1913 年英国的布喇格与他彼此独立地推导出同样的公式, 因此公式 (22-3) 称为烏利夫-布喇格公式。这个公式可以用来解释被晶体反射的倫琴射綫所形成的繞射圖样, 或是通过晶体并被晶体散射的倫琴射綫所形成的繞射圖样。利用倫琴射綫, 对它們形成的繞射圖样加以分析, 如果知道所用射綫的波長, 就能够确定晶体的結構, 反之, 如果知道晶体的結構, 就能够确定射綫的波長。可以应用各种方法来进行研究, 而我們只能夠簡略地研究其中的兩种方法: 劳厄法和布喇格法。

圖 170 簡略地表示用勞厄法進行研究的裝置，在這個方法中，

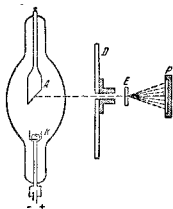


圖 170. 用勞厄法觀察倫琴射線的繞射的裝置簡圖

應用“白色的”倫琴射線。A 和 K 是倫琴管的陽極和陰極，D 是屏，它使倫琴射線成一細束，E 是被研究的晶体，P 是照相底片。圖 171 表示倫琴射線束通過岩鹽晶片時獲得的照片，這束倫琴射線與晶体的某一根對稱軸平行。因此，圖上看到的所有的光點，對中心光斑來說，都是對稱分布的，中心光斑是沒有受到散射就通過晶体的倫琴射線形成的。在照片上中心光斑的周圍，得到一些光點，

這些光點所在之處，射線的波長及晶体對射線的散射角都滿足方程(22-8)。如果入射線與晶体軸的方向成一角度，那麼，照片上的光點就是與前述情況波長不同的射線形成的，而且這些光點的分布是不對稱的。勞厄法主要是用來確定晶体的對稱軸。

布喇格法用於研究標識倫琴輻射。從輻射“白色的”倫琴射線的倫琴管也可以得到標識倫琴輻射。但是這時必須在倫琴管上加上較高的電壓。作為例子，在圖 172 上表示出了具有鉍制對陰極的倫琴管，在加以 35000 伏特的電壓時所獲得的倫琴射線譜。橫軸表示波長，以 \AA 為單位。縱軸表示相應於這些波長的射線的相對強度。在連續光譜的背景上，看到兩個尖峰，表示在這個區域內，有着一定波長的鉍的標識射線譜，這兩個波長可以由圖上的兩個尖峰的橫坐標來決定。

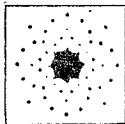


圖 171. 從岩鹽晶体獲得的倫琴射線照片

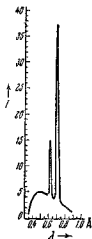


圖 172. 用布喇格法获得的倫琴射綫譜

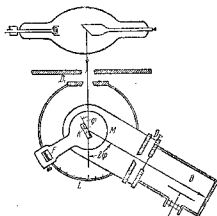


圖 173. 布喇格研究晶体结构的装置簡圖

圖 173 簡略地表示用布喇格法研究晶体所用的裝置。射綫从倫琴管通过屏 D_1 ，再射到晶体 K 的表面。晶体裝置在小平台 M 上，它可以繞着垂直軸轉动。平台的位置由分度盤 L 上的指标 F 决定。与晶体面成 φ 角的入射綫被晶体以同样的角度反射，因而在反射时，射綫的方向改变了 2φ 角。反射后，射綫通过狭縫 D_2 ，再进入电离室 B ，并使气体电离而形成离子。單位時間內在电离室中形成的离子数与射綫的强度有关，而通过电离室的电流强度又与离子数有关。因此，根据这个电流强度，就可以判断电离室中被晶体散射的射綫的强度。因为电离室可以繞着放置晶体的平台的軸綫轉动，所以將电离室放在几个不同的位置，就可以研究被晶体散射在不同方向上的射綫的强度，然后根据已知的标識射綫的波長来决定晶体的結構。满足方程式(22-3)的角度入射的标識射綫，被晶体所反射，它的强度与“白色的”倫琴射綫有显著的区别，这种“白色的”倫琴射綫是永远伴随着标識射綫存在的。

在某些裝置中，用照相底片代替电离室，那么，“白色的”倫琴

射綫就在底片上形成一片微暗的背景,而在背景上可以看到標識射綫形成的黑暗條紋。測量底片上各處的黑暗程度,就可以決定在不同方向上散射的射綫的強度。

1913年,英國學者莫塞萊發現,不同元素的標識射綫譜彼此非常相似。他確定:相對於光譜中相似譜綫的振動頻率的平方根與元素在 A. H. 門捷列夫周期表中的原子序數成綫性關係。頻率與元素的序數間的這種聯系用下式表示:

$$\sqrt{\nu} = a(Z - b), \quad (22-4)$$

式中 a 和 b 都是數字的係數,而 Z 是元素的原子序數。

圖 174 表示在 A. H. 門捷列夫周期表中從鈣 ($Z=20$) 依次至銅 ($Z=29$) 等元素的標識倫琴射綫譜的相似部分。橫軸表示波長,以埃為單位。

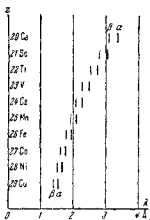


圖 174. 原子序數從 20 至 29 的元素的倫琴射綫譜的相似部分

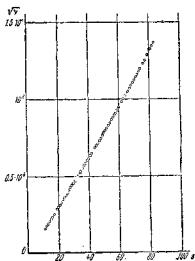


圖 175. 莫塞萊公式的圖解

圖 175 表示由莫塞萊公式 (22-4) 決定的關係圖,這圖是對圖 174 所示的倫琴譜中的某一條譜綫而言的。以元素的序數為橫軸,頻率的平方根為縱軸。

可以利用公式(21-10)来计算辐射的量子能量,因而也就能够计算与标识光谱的一些谱线相对应的频率,计算时要把相应于终能级和始能级的量子数 k 和 n 代入(21-10)中,并且以核电荷的“有效的”值代替核电荷 q ,这个有效值可以根据下述的见解来确定。核电荷等于元素的原子序数 Z 与电子电荷 e 的乘积。从较远的壳层向较近的壳层过渡的电子,不仅受到带正电的核的引力作用,而且还受到内层电子的排斥力的作用,内层电子是指比电子开始过渡的壳层更为内层的电子。这些电子把核屏蔽了,因此,核的有效电荷就不是 $q=Ze$,而是 $q=(Z-b)e$ 了。系数 b 称为屏蔽常数。不同线系的谱线,屏蔽常数也不相同。 K 线系的 $b=1$,因为在 K 层中只剩下一个电子,而在原子电离前, K 层中有两个电子。如果把在 L 层中的电子从原子内轰击出来,那么,应该有九个电子屏蔽着核:七个在 L 层,两个在 K 层。然而,对于从 M 层向 L 层过渡的电子来说,屏蔽常数却小于九,因为这九个电子是分布在空间,而不是集中在原子的中心。计算指出,这个值等于 7.4。对于从更远的壳层过渡的电子来说,屏蔽常数是其他的数值。

根据前述的见解,就能够从公式(21-10)得到计算不同元素的不同谱系的标识伦琴射线的频率的平方根的公式:

$$\begin{aligned}\sqrt{\nu} &= \sqrt{\frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) (Z-b)} = \\ &= \sqrt{Rc \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) (Z-b)}.\end{aligned}\quad (22-5)$$

所得到的公式就是莫塞莱公式(22-4),其中常数

$$a = \sqrt{Rc \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)}.$$

前面所示的图 174 表示不同元素的 K 系的两条谱线的光谱区,这两条谱线相应于电子从 L 层和 M 层过渡到 K 层时所辐射的标识射线。图 175 表示这两条谱线中的第一条谱线的 $\sqrt{\nu}$ 与 Z 的关系图。

倫琴射綫在技術上廣泛地應用於結構分析及鑄件的“透視”，能借以發現鑄件中的各種缺陷：例如有氣泡、裂縫等等。利用很硬的倫琴射綫，可以穿透厚達 20 厘米的鋼鑄件。

倫琴射綫在醫學上也得到巨大的應用：用它們來透視——例如利用倫琴射綫可以發現骨頭的裂痕——以及用它們來治療惡性毒瘤。

§ 23. 能量交換的基本過程

A. 用電子撞擊來激發原子

當原子或分子從相應於能量較大的激發狀態過渡到另一個相應於能級較低的激發狀態或不激發狀態時，就放出光量子。在 § 21 已經闡明，這個過程是由於光學電子從某一個軌道過渡到相應於能級較低的另一個軌道而實現的。是什麼過程引起光學電子過渡到較高的能級呢？是什麼過程使原子或分子轉變為激發狀態呢？深入地研究原子、電子和光量子之間的能量的交換就能夠回答這個問題。

§ 21 中談到的原子理論建立之後，不久，弗蘭克和赫茲以及與他們毫不相關的俄國學者巴甫洛夫都分別地完成了如下的實驗。氣體的原子被具有一定動能的電子所轟擊，改變使電子加速的電場的電勢差就能夠調節這些電子的動能。讓這些電子飛入盛着待研究的氣體的容器內。在飛入的電子的能量 $W = \frac{mv^2}{2}$ 仍舊小於氣體原子中的光學電子處在第二條軌道與第一條軌道時的能量差以前，它們與氣體原子都是作彈性碰撞，因而氣體中看不出任何特別的現象。我們還記得，在不激發的原子中，光學電子處在第一條軌道上，亦即處在相應於最低能級 W_1 的軌道上。電子處在第二條軌道是與較大的能量 W_2 相對應的，同時，原子也被激發了。如果光學電子處在第三條軌道，那麼，原子的能量還要大些，其餘類推。當飛入的電子的能量等於或大於 $W_2 - W_1$ ，而小於 $W_3 - W_1$

时，亦即当 $W_2 - W_1 \leq W < W_3 - W_1$ 时，气体就辐射出光来，其光谱中只有一条谱线，就是与气体原子中的光学电子从第二条轨道过渡到第一条轨道时相对应的谱线。在这种情况下，轰击气体的电子受到非弹性碰撞，因而消耗能量于激发原子，使原子中的光学电子从第一条轨道迁移到第二条轨道。当原子中的光学电子再回到第一条轨道时，这些能量又被原子以光量子的形式辐射出来，这个光子与观察到的光谱线相对应。如果轰击气体的电子的能量满足 $W_3 - W_1 \leq W < W_4 - W_1$ 的条件，那么，它们一面受到非弹性碰撞，一面使原子激发，使原子中的光学电子从第一条轨道迁移到第三条轨道。在这种情况下，光谱中可以看到三条谱线，就是：相应于光学电子从第三条轨道过渡到第一条轨道的谱线，从第三条轨道过渡到第二条轨道的谱线以及从第二条轨道过渡到第一条轨道的谱线。继续增大轰击气体的电子的能量，在光谱中就可以看到愈来愈多的谱线，当电子的能量不小于电离的能量 W_i 时，整个光谱都出现了。

根据能量守恒定律，原子所辐射的量子能量应该等于消耗于激发原子的能量或者等于轰击的电子在非弹性碰撞时给予原子的能量，其大小等于电子电荷 e 与电势差 $\frac{U}{300}$ 的乘积，这个电势差就是轰击的电子在非弹性碰撞前飞过的电势差，即有：

$$h\nu = e \frac{U}{300} \quad (23-1)$$

根据公式(22-2) (这一公式也适用于可见光线)，当电子对气体原子作非弹性碰撞时，观察到的最短的波长是

$$\lambda_{\text{min}} = \frac{12430}{U} \text{ \AA} \quad (23-2)$$

公式(23-2)中的量 U 称为中肯电势。

B. H. 巴甫洛夫用来测定水银中肯电势的装置的基本部分和含有水银蒸汽的双栅极电子管相类似。在阴极和靠近阴极的第一

柵極之間加上电压 U_1 ，用来加速陰極放出的电子。在第二柵極与屏極 A （与电子管的陽極相似）之間加上电压 U_2 ，这个电压使通过第二柵極的电子减速，因此，只有一部分电子射到屏極 A 上，在电路中形成电流。两个柵極都接地，因此它們之間沒有電場。B. H. 巴甫洛夫使电压 U_1 逐渐增加并用灵敏电流計測量屏極 A 的电路中的电流。屏極电流逐渐增大，但当穿过第一柵極的电子为某些特定的速度时，由于它們以非彈性碰撞來激發水銀原子而消耗了能量，因而电流减小。根据这时的电压 U_1 的值以及測得的电流的减小，不仅可以确定中肯电势，而且还能对用来激發原子的电子与原子碰撞的相对几率作出某些結論。

B. H. 巴甫洛夫在實驗中發現，中肯电势除了 4.9 伏特和 6.7 伏特（与波長为 2537 \AA 及 1850 \AA 的兩条譜綫相对应的）以外，还有这两个电势的复合电势： 2×4.9 伏特， 2×6.7 伏特， $4.9 + 6.7$ 伏特等等。由此得出結論：轟击气体的电子，当它的能量还没有消耗完时，可以連續地激發好几个原子。

B. 熒光和某些形式的微光

用光子轟击气体的原子，可以使气体發光。換句話說，可以用光照射來使气体發光。某些固体和液体在光的照射下，也可以發光。如果照射停止以后，所激發的光立刻消失，那么，这种發光称为熒光。如果照射停止以后，所激發的光仍旧保持一段時間，那么，它就称为磷光。在气体只能观察到熒光。

如果在光的照射下，气体所發射的光之中，只有与引起發光的照射光相同的譜綫，那么，气体所發射的这种輻射，称为共振輻射。

研究在單色光照射下，获得的熒光現象指出，熒光的波長永远大于激發熒光的光的波長。这就是斯托克斯定律。它的原因是很清楚的——显然不能够依靠能量較小的量子來获得能量較大的量子。然而，在某些情況下，已經發現与斯托克斯定律不符合的情

形。这种不符合现在已经得到完满的解释，但我们不能来讨论。

通常任何气体的荧光只有在相应于这种气体第一谱线系的谱线的光照射下才能观察到，也就是在电子过渡到第一条轨道时获得的谱线照射下才能观察到，第一条轨道就是相应于原子未受激态的轨道。在氩光谱中，这些谱线属于紫外线系。其他谱线系不能激发荧光，因为在未受激的原子内，光学电子只处在正常轨道上。光被原子吸收（使原子变为激发状态）只能是一些确定的分量——与电子处在任一个较高的轨道和正常轨道（未受激原子的第一条轨道）的能量差相对应的那些量子。因此，用铊蒸汽发出的光来激发水银蒸汽的荧光似乎是不可能的，反过来也似乎不可能。然而，铊蒸汽在水银灯的照射下，仍然可以观察到它的荧光。把水银蒸汽掺入铊蒸汽中是这个现象的必要条件。

图 176 所示的装置，可以用来观察上述的现象。铊和水银分别装在容器 A 与 B 内。把这两个容器放在电炉内。用管把容器 A 和 B 与石英的容器 C 联通起来，C 也放在电炉内。把装铊的容器加热

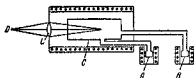


图 176. 观察敏化荧光的装置简图

到 750° ，而装水银的容器加热到 100° 时，铊和水银的蒸汽就沿着管子进入容器 C 内相混合。从水银电弧 D 获得的波长为 $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ 的单色紫外线，经过石英透镜 L 而射到容器 C 时，蒸汽就发生荧光。在荧光的光谱中，观察到波长 $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ 的水银谱线，亦即水银的共振辐射的谱线，除此以外，还观察到一些铊的谱线，而其中有一条谱线的波长比激发荧光的水银谱线的波长还要短些。这条谱线在容器 C 加热到超过 800° 时就可以观察到。如果容器 C 内没有水银蒸汽，那么，荧光光谱中铊的谱线也就消失了。因此，在这种情况下，水银蒸汽的存在是铊发生荧光的必要条件，这个现象称为敏化荧光。

敏化熒光的解釋如下：容器 C 內的水銀原子，從它所吸收的水銀輻射的量子處獲得激發的能量。這能量相對於激發電勢（等於 4.9 伏特）的能量。如果水銀原子和鈦原子碰撞時，還來不及以其振輻射的方式消耗激發的能量的話，那麼，水銀原子就把能量傳給鈦原子。因為激發鈦原子所需的能量為另一個數值，譬如說為相對於激發電勢為 5.5 伏特的能量，因此，不足的 0.6 伏特就必須依靠消耗分子的热運動能來獲得。如果輻射的鈦譜綫的激發電勢較小，譬如說是 4.6 伏特，那麼，與其差 $4.9 - 4.6 = 0.3$ 伏特相對應的能量就轉變為原子的热運動能。

在其他元素的蒸汽中，例如和水銀蒸汽混在一起的銅和鎘的蒸汽中，也觀察到類似的現象。激起敏化熒光的非彈性碰撞稱為第二類非彈性碰撞。

利用碰撞而把受激原子的激發能量傳給未受激原子就是第二類碰撞的特征。

光致電離現象，亦即用光量子使氣體電離的現象，對於解釋原子和分子的結構有着巨大的意義。許多學者（其中也有蘇聯學者）研究過這個現象。A. H. 捷列寧院士和他的同事們的工作對這個現象的機構以及它所遵循的規律的闡明起了相當大的作用。特別是 A. H. 捷列寧用某些金屬的鹵化物的蒸汽的各種弧光源所發出的光來照射，這時，不僅觀察到這種鹽類的分子的電離，而且由於原子再次的電離，還觀察到它們的離解（光致離解）。在離子復合時，亦即在正離子和負離子（在某些情況下是正離子和電子）合併在一起時，所觀察到的輻射的連續光譜中，有一個不大的區域是與綫光譜的短波邊界相連接。這個區域的存在解釋如下：電子由於熱運動具有不同的速度，在復合時，可能輻射出具有附加了電子動能的激發能量。在光譜中出現頻率比相對於電離電勢的頻率大的輻射就說明了這一點。

在液體和固體中，通常熒光總伴隨着磷光。這兩種現象統稱

为光致微光。C. M. 瓦維洛夫已經把各种形式的微光加以精确地分类。

微光的形式决定于停止激發后發光的久暫和衰减的規律。荧光服从規律

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (23-8)$$

式中 I 是 t 时刻發光的强度, I_0 是起始时刻的發光强度, 而 τ 是發光的平均寿命, 也就是光强减弱为 $\frac{1}{e} = \frac{1}{2.718}$ 的时间間隔。經過确定, 荧光的 τ 值是很短暫的, 其数量級为 10^{-8} 秒, 但在某些情况中, τ 值可以达到 10^{-3} 秒。磷光服从規律

$$I = I_1 t^{-a}, \quad (23-4)$$

式中 I_1 是激發后 1 秒鐘时的發光强度, a 是表征磷光物質的常数。这个常数的值从 1.0 到 1.5。不同的磷光体 (即能發生磷光的物質) 的磷光的平均寿命有很大的区别: 从几分之一秒到好几小时。

荧光和磷光的机构簡略地归結如下。磷光体是由許多小塊的晶体構成的, 在这些晶体的原子内的光学电子, 不仅处在自己的核的場与电子壳層的場之中, 而且还处在晶体的其他的原子的場之中。因此, 相应于未受激态和受激态的能級, 分裂为大量紧靠着的能級, 这些能級形成能帶。在圖 177 中, 簡略地用一些平行的綫来表示能帶。在原子未受激时, 所有的光学电子都处在能帶 A 。如果原子吸收光子时, 电子从能帶 A 过渡到能帶 B , 那么, 当这个电子再回到能帶 A 时, 就輻射出荧光的量子。如果磷光体内混有杂质 (激活剂) 的原子, 那么就形成一些附加的能級, 圖 177 中的綫 C 就表示附加能級之一。电子可以長期駐留的能級, 称为亞穩能級, 虽然它并不是与最小的能值相对应的。能級 C 就是亞穩能級, 电子可以从能帶 B 过渡到能級 C , 但不能直接从能級 C 过渡到能帶 A , 在电子沒有因为消耗热运动能而返回能帶 B



圖 177. 能級圖

圖 177 中的綫 C 就表示附加能級之一。电子可以長期駐留的能級, 称为亞穩能級, 虽然它并不是与最小的能值相对应的。能級 C 就是亞穩能級, 电子可以从能帶 B 过渡到能級 C , 但不能直接从能級 C 过渡到能帶 A , 在电子沒有因为消耗热运动能而返回能帶 B

以前,它一直是处在能級 O ,从磷光体的吸收光譜与基本物質有关,而發射光譜主要地与加到基本物質內的激活剂(份量很少,从 $0.1\sim 1\%$)有关,就証 實了磷光的机构是如上所述那样的。

还在十九世紀初叶,彼得洛夫院士就曾研究过磷光現象,現在,磷光現象仍是許多学者研究的对象。С. И. 瓦維洛夫院士的同事們的一系列工作,在很大程度上促进了对磷光的机构的了解。然而直到現在,磷光現象的理論还没有完成。

磷光体广泛地应用于微光灯,它是一种新的發射光源。近年来,这种光源已开始深入到工業和日常生活的領域中了。它們比白熾灯經濟 $2.5\sim 3$ 倍,而且可以輻射出与太陽光譜相近的光綫。这种灯是裝有水銀蒸汽(气压为 3×10^{-5} 大气压)和氬气(气压为 3×10^{-3} 大气压)的混合物的气体放电管。管的內壁塗上薄层的微光物質(磷光物質),硫化鋅或硫化鋅-鎘是常用的微光物質,它們的激活剂是重金属、銅或銀。管内放电时,所消耗的能暈有 50% 以上轉变为紫外輻射。这种紫外輻射就激起微光物質發光。

微光分析是以光致微光現象为基础的,它能够發現物質中影响微光的微量杂质,而在化学分析中是无法做到的。特別是在探测石油时常应用到微光分析。近年来,微光分析已經在許多技术部門中得到了应用。

1934年,苏联学者 П. А. 齐林柯夫在 С. И. 瓦維洛夫的领导下发现了微光的新形式,这种微光称为齐林柯夫光。当电子在媒質中运动的速度大于光在这种媒質中的速度时,就出現齐林柯夫光。在这种情况下,电子赶过了它所建立的場,在場中受到减速而輻射出光来,齐林柯夫光与电子运动的方向成一定的角度傳播。这个角度决定于电子的速度与媒質的折射率。

齐林柯夫光提供了巨大的理論的兴趣,而且在核物理中所謂齐林柯夫計数器中已得到了实际的应用。

B. 光的并合散射

从 §5 中谈过的惠更斯-菲涅耳原理应该得出：在均匀媒质中传播的平行光束，从旁边不应该看到，因为从次级中心发出的波，在与光束传播的方向不一致的方向上，都因干涉而互相抵消了。然而，从旁边仍然看到光。这个事实被解释为：在这种情况下，媒质并不是完全均匀的。例如，在大气中，探照灯的光束在有薄雾时可以很明显地看到。雾的微粒的折射率与空气的折射率不同，因而雾滴周围的媒质的均匀性遭到破坏。在和原始光束的方向不一致的方向上，次级子波的干涉不能使光线完全抵消，因而就观察到散射光线。散射光的强度与散射质点的大小有关，空气分子的热运动引起空气偶然的密集（即所谓密度的起伏）也起着散射质点的作用。短波比长波散射得强烈些，而散射质点愈大，散射也愈厉害。特别值得指出的是，可以应用这些结论来说明天空的蔚蓝色。直射光线与散射光线的光谱的区别仅在于：光谱的不同区域的相对强度不相同。在散射时，光在短波区比在长波区减弱得少些。

1928 年，苏联物理学家兰德斯贝尔格和曼秩史塔姆以及与他们互不相关的印度物理学家拉曼都发现：在某些晶体和液体的散射光谱中，有一些谱线在直射光谱中是没有的。这些谱线称为卫星线（Спутыкая линия 或 Сателлитная линия）这种现象称为光的并合散射，它的特征是：在原始光线和散射光线的光谱中所观察到的每一条谱线的两旁，有着若干条卫星线，它们按频率的标尺对称地分布着。图 178 简略地表示散射光谱中谱线的分布。谱线 A, B 与 C 在原始光线的光谱与散射

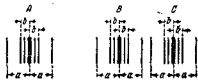


图 178. 光并合散射时的谱线简图

出，卫星线与基谱线的频率差（图 178 上以 a 和 b 来表示）等于散射媒质的分子的振动频率与转动频率。确定这些频率就能够判断分子中各个原子之间的联系，

分子的結構以及散射晶体中原子的联系。在合并散射發現以前，只能根据紅外綫的吸收譜来測定振動頻率与轉動頻率，而吸收譜的研究在实验上有很大的困难。

散射光譜中出現衛星綫可以解釋如下。原始光綫的量子，能量为 $h\nu$ ，它与分子發生碰撞，立即被分子所散射而改变飞行的方向。当散射时，在有些情况中，由于分子的振動能量或轉動能量减少，因而散射量子的能量增加；在另一些情况中，散射量子的能量却减少了同样的数量，因而分子就获得这部分能量，但在大多数的情况中，量子受到散射并不改变頻率，亦即量子不与分子交換能量。因此，光譜中的衛星綫要比基綫弱得多。在短波方面的衛星綫的亮度随着散射媒質溫度的升高而增加，因为在这种情况下，具有振動能量或轉動能量的分子的数目增加了。

在書末的圖 XI 中，上面那張照片是直接由水銀灯光得到的光譜区的照片，下面那張照片是經四氯化碳散射后的水銀的光譜区的照片。

I. 光电效应

在所謂光电效应的現象中，光量子要与固体和液体的电子發生作用。如果量子把自由电子从导体中拉出，那么，就發生外光电效应。如果光量子与非导体或半导体的束縛电子發生作用，使束縛电子变为自由电子态或半自由电子态，因而增加了物体的导电性，那么，就發生内光电效应。

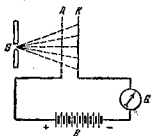


圖 179. 斯托列托夫研究光电效应的实际裝置

莫斯科大学教授 A. T. 斯托列托夫首先对外光电效应进行研究。他的实验裝置如圖 179 所示。电池 B，电流計 G，鋅板 K 和銅絲網 A 所組成的电路，由銅絲網和鋅板之間的空气層联成閉路。在空气天然电离的情况下，电路中的电流是非常小

的。在空气天然电离的情况下，电路中的电流是非常小

的。用电弧 S 照射锌板 K 时, 电流就急剧地增加。这种现象只有在锌板带负电, 而且用紫外线来照射时才能观察到。

进一步的研究指出, 用紫外线、可见光线或红外线照射金属时, 它们也失去电子。每一种金属都有一个极限的波长: 就是用光线照射金属而看不到光电效应时的最长的波长。

爱因斯坦以光的量子性为基础, 把能量守恒定律应用于光电效应, 并提出一个方程, 确立了引起光电效应的量子的能量, 使电子从金属中逸出所须作的功以及逸出的电子的动能三者之间的联系。这个方程的形式如下:

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2}, \quad (23-5)$$

式中 A 是自由电子从金属中逸出的功; 我们在电学课程中研究接触电势差以及热电子发射现象时, 已经谈到过这个量; m 是电子的质量; v 是电子逸出的最大速度。这里所指的是最大的速度, 而电子在飞行的路程中, 由于要克服阻力 (例如与剩余的气体原子发生碰撞), 就可能消耗掉一部分能量。

从爱因斯坦方程 (23-5) 得出: 只有当射到金属表面的光量子的能量不小于逸出功时, 才能观察到光电效应。因此, 如果用不同振动频率表征的光线来照射金属, 而且使光线的频率自低频逐渐地向高频方面移动, 也就是从波长较长的方面向波长较短的方面移动, 那么, 在某一个频率 ν_k 时, 开始观察到光电效应。这个频率称为光电效应的红限。显然。在这种情况下, 引起光电效应的光量子的能量等于电子从金属中逸出的功, 亦即

$$h\nu_k = A. \quad (23-6)$$

把这个逸出功的值代入方程 (23-5), 并加以整理, 就得到非常便于确定普朗克恒量的表式:

$$h = \frac{mv^2}{\nu - \nu_k}. \quad (23-7)$$

显然,要确定 h , 就应当测量用不同频率的光线照射金属时逸出的电子的能量。利用测得的 $\frac{mv^2}{2}$ 和 ν 的值, 根据(23-7)式, 就可以计算出普朗克恒量。П. Н. 茹吉尔斯基院士曾经建议用这种方法来确定普朗克恒量。

图 180 是与表式 (23-7) 相对应的图。横轴上是单色光的频率, 纵轴是在相应的频率的光线作用下从光电层逸出的电子的动能。

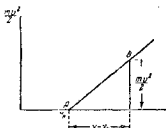


图 180. 说明 П. Н. 茹吉尔斯基确定普朗克恒量的方法用图

h 的大小正比于直线 AB 对横轴的倾斜角的正切。

从方程 (23-5) 得出: 电子的速度与引起光电效应的光的频率有关, 而与光的强度无关。

光电子从金属中逸出的数目正比于光的强度, 而且相对来说只有很少的一部分逸出, 约为入射的光量子数的千分之一。其余的光量子被自由电子所吸收, 它们不能把这些电子从金属中拉出。正如实验指出的, 逸出的电子数与激发光的频率有关。而且随着频率的增大, 逸出的电子数达到某一个最大值, 以后又再减小了。能量较大的光量子可以穿入金属较深些, 因为它们能够克服较大的阻力。表征光电物质的光电子逸出数有一个最大值存在 [就是所谓选择 (Селективный 或 избирательный) 光电效应] 到目前还没有得到彻底的阐明。用具有电矢量方向的偏振光 (亦即振动方向接近于金属表面的法线的偏振光) 照射金属时, 就可以明显地观察到选择光电效应。当振动与金属表面平行时, 就看不到选择光电效应了。

作为例子, 在下表中列出某些金属相应于光电效应的红限的波长值以及相应于选择光电效应的灵敏度最大时的波长值 (以埃为单位)。

光电效应的红限, 在很大的程度上是与掺在光电层内的杂质

	钾	钠	铯
红限.....	5500	5400	5000
灵敏度的最大值.....	4350	3400	2800

有关的,因为在这种情况下,电子从金属中逸出的功改变了。

有某些类型的光电管的机构是以外光电效应为基础的,它们广泛地应用于各种技术的领域。图 181 简略地表示这类光电管中的一种,而且把它画在闭合电路中。

在玻璃泡的内表面的某一部分上,涂着一薄层金属 K , 这层金属是对可见光灵敏的光电层,借通过玻璃泡的导线,从电池 B 把负极接到光电层上。电池的正极经过电流计 G 或替

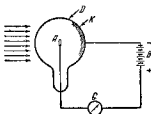


图 181. 外光电效应的光电管的闭合电路简图

续器而接到导体 A 上,这个导体称为阳极,位于玻璃泡的中心,经泡的脚座有接头引出。当光沿着图上箭号的方向照亮光电管时,电子就从光电层逸出,它们在阳极和光电层之间的电场作用下,飞到阳极上,就有电流沿电路流通。当加于光电管的电压增加时,电流强度也增大,但电压自某一个值开始,从光电层逸出的全部电子都飞到阳极上,因而光电流就达到饱

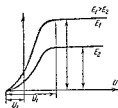


图 182. 光电流 i 及外加电压 U 及照度 E 的关系 (光电管的特性曲线)

和。随着照度的增加,饱和电流也增大。

图 182 表示具有外光电效应的光电管的两条特性曲线,它们表示在一定的照度下,光电流与外加电压的关系。上面那条曲线相应于照度比下面那条曲线大的情况,即 $E_1 > E_2$ 的情况。实际上,在同一电压 U_1 的情况下,电流都达到了饱和,但照度较大时,饱和电流也较大。当外加反向电压 U_2 时,光电管就被“关闭”了,这时不管照度怎样,光电流都变

为零。

刚才已经提到,内光电效应表现出当非导体和半导体在光的照明下,导电性要增加。这个现象的机构可以用阐明磷光现象时所用的图 177 来解释。在理想的绝缘的晶体中,相应于未受激态的带 A 充满了电子。因此,这个晶体是不导电的。在半导体中,这个带内还有一些空的能级,用外电场可以使电子过渡到这些能级上,在电子移动时就形成电流。温度升高或吸收光量子时,电子也可能从带 A 过渡到相应于受激态的带 B 。这个带的全部能级都是空的,因此,可以让大量电子过渡到这些能级上,这就大大地增加了半导体晶体的导电性。杂质的存在同样地促进导电性的增加,掺入的杂质是一些别的原子,它们在禁带中形成附加的能级,例如图 177 中的能级 C 。在硒和其他的某些元素中,可以观察到内光电效应。硒光电池是最普通的一种,它们具有很大的灵敏度,可以达到每流明几个微安培。

有闭塞层的光电池特别引起我们的注意,例如氧化亚铜(一氧化铜)光电池,它的机构如图 183 所示。让铜片 M 在大气中加热,

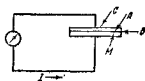


图 183. 具有内光电效应的
光电池线路

受到氧的作用,就复盖着一层氧化亚铜 A (Cu_2O), 它是非常不良的导体。在氧化亚铜与纯铜之间的边界处,形成一层闭塞层 B , 当用光照射光电池而且没有加电压于光电池的情况下,电子只可能沿氧化亚铜到纯铜的方向

通过闭塞层。用一层很薄的半透明金属层 C 复盖在氧化亚铜上(这层金属在空气中应不会氧化例如金就可以)。如果让金属层经过电流计再与铜片联接起来,而且用光照射氧化亚铜,那么,光量子就把电子从氧化亚铜中拉出,让它们通过闭塞层而进入铜片,结果电流计就指示出电路中有电流存在,电流的方向如图 183 的箭头所示。在这种光电池中,入射的光能直接转变为电流的能量。这

种光电池(可以作为电流發生器)的光能的利用系数达到2%。

氧化亞銅光電池也可以用作交流整流器。实验指出,接在交流电路中的氧化亞銅光電池,只讓电流沿一个方向通过,即沿氧化亞銅到純銅的方向通过,也就是說这时电子从銅通过閉塞層进入氧化亞銅。这就是說,用光激發的电流的方向与外加于光電池的电压所产生的电流的方向恰好相反。近年来,氧化亞銅光電池广泛地用作功率較小的裝置中的整流器。

各种类型的光电管应用在各个技术领域中:例如在遙控力学(远距离操縱机器的工作)、电视机、有线傳真的裝置、海軍工程技术的某些领域中等等。

苏联物理学家 A. Ф. 約飞与 H. И. 都卜朗拉伏夫以光电效应为基础,作出了关于輻射是以許多独立的、定向的脉冲傳播(亦即輻射的量子性)的無可爭辯的实验証明。

他們的实验归結如下。在一个有膠木支架的特殊的倫琴管中,用鉍鎳的針尖作为陰極,并用强度較小的紫外綫照射它。由于光电效应,一秒鐘內約有 10^7 个电子从尖端飞出,它們被外加电場所加速,而射到作为对陰極的薄鋁箔上,当每个电子射到鋁箔上时,就輻射出倫琴脉冲。鋁箔同时作为电容器的極板,在电容器的电場中悬浮着鋇的微塵。观察这些微塵指出:微塵的电荷平均每30分鐘改变一次,因为鋁箔輻射出的倫琴脉冲引起光电效应,电子就从微塵中逸出。可以从脉冲發出的那点作一个数量級为 10^{-6} 球面度的立体角內看到微塵。如果假設倫琴脉冲是以球面波傳播的,那么,要从鋇的微塵中拉出电子所需要的能量就应当依靠积蓄,一直到积蓄的能量等于逸出功的数值为止。在脉冲很稀少(如同实验中所做的那样)的情况下,要积蓄这些能量是不可能的。由此得出結論:微塵是在由对陰極輻射出的量子恰好沿着微塵的方向飞行时才失去电子的。

可以認為这个实验是倫琴射綫与物質互相作用的量子性的有

力的証明。

C. II. 瓦維洛夫观察弱光源的亮度起伏的实验証实了可見光的量子性。起伏就是：一个物理量与它的某种平均值的偶然的偏离。用光源辐射的光脉冲的方向性，也就是辐射的量子性，已經能够解释亮度的起伏。

1. 康普頓現象

用單色倫琴射綫照射薄金屬片、炭、石蠟以及某些其他的物体时，除了观察到电子从这些物体逸出以外，还观察到射綫的散射。这时发现散射綫的頻率較小，而且頻率的减小与散射物質無關，只与射綫散射时所作的角度有关。这个現象，以发现者的名字命名，称为康普頓現象。

利用光的波动理論来解释康普頓現象是不可能的，只有利用量子(光子)的概念才能得到闡明，与其它粒子(如电子、原子、分子等)一样，把光子認為不仅是具有能量，而且还具有动量的粒子，同时还要假設光子可以作彈性碰撞。康普頓現象的本質也是射綫的散射，这种散射是由于光子与散射物質中的自由电子或联系微弱的电子之間的彈性碰撞而产生的。这种現象只有在光子的能量超过电子的逸出功好几千倍的情况下才能观察到。因此，用光学的射綫^①照射各种物体时，并不能观察到康普頓現象。

我們現在以比較簡單的形式来研究康普頓現象的理論，同时应用能量守恒定律和动量守恒定律。§ 15 中研究光压現象时导出的公式(15-5)可以用来确定光子的动量。

頻率為 ν ，能量為 $h\nu$ 而動量为 $\frac{h\nu}{c}$ 的倫琴射綫的量子，成一細束射到圖 184 上的薄片 M 的 O 点。电子从 O 点飞出，譬如說与入射量子 $h\nu$ 的方向作 φ 角飞出。讓飞出的电子的速度为 v 。与电子同时从同一点 O 飞出的还有能量为 $h\nu'$ 的散射量子，它与

^① 光学的射綫是指光学电子激發后所發出的光綫，包括紅外綫、可見光和紫外綫——譯者。

入射量子的方向成 θ 角。

由能量守恒定律得出

$$h\nu = h\nu' + \frac{mv^2}{2} \quad (23-8)$$

把 (23-8) 变换形式,并在等式两边各乘以 m 后,我們得到:

$$m^2 v^2 = 2h \Delta\nu \cdot m, \quad (23-9)$$

式中 $\Delta\nu = \nu - \nu'$ ^①, 是散射时频率的改变。

由动量守恒定律得出,飞出的电子的动量等于入射量子的动量与散射量子的动量的几何差,亦即

$$\vec{mv} = \frac{h\nu}{c} - \frac{h\nu'}{c}$$

从圖 184 得出

$$(mv)^2 = \frac{h^2\nu^2}{c^2} + \frac{h^2\nu'^2}{c^2} - \frac{2h^2\nu\nu'}{c^2} \cos\theta \quad (23-10)$$

把量 ν' 等于 $\nu - \Delta\nu$ 代入上式得:

$$m^2 v^2 = \frac{h^2}{c^2} (\nu^2 - 2\nu \Delta\nu + \Delta\nu^2 + \nu^2 - 2\nu^2 \cos\theta + 2\nu \Delta\nu \cos\theta) \quad (23-11)$$

上式右边包含 $\Delta\nu$ 的各项可以忽略不计,因为这些项比包含 ν^2 的各项小得多。結果我們得到:

$$m^2 v^2 = \frac{h^2}{c^2} 2\nu^2 (1 - \cos\theta) \quad (23-12)$$

(23-9)式与(23-12)式的左边相等,把这两个式子的右边也相等起来,并以 $2 \sin^2 \frac{\theta}{2}$ 替换 $1 - \cos\theta$,再变换形式后,就得到确定散射时频率损失的公式:

$$\Delta\nu = \frac{2h\nu^2}{mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (23-13)$$

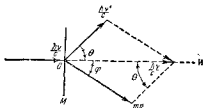


圖 184. 康普頓現象的理論用圖

① 原文为 ν_1 , 系 ν' 之誤——譯者。

倘若在 (28-13) 式中, 以 $\frac{c}{\lambda}$ 代替 ν , $\frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2}$ 代替 $\Delta\nu$, 就求得康普頓現象的波長改變為:

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (28-14)$$

從 (28-14) 看出, 散射時波長的改變與散射物質的種類無關, 同時, 也與入射線的波長無關。

(28-14) 式已在實驗上得到很準確的証實, 這就証實了輻射的量子性。

§ 24. 放射性

1896 年初, 法國物理學家安尼·貝克勒耳發現, 鈾及其化合物會不斷地放出射線, 這些射線可以通過某些對可見光是不透明的物體。這些射線能對照和底片發生作用, 能激發某些物體的熒光, 並能使空氣電離。在這些性質上, 它們和 1895 年末發現的倫琴射線和類似, 不同的是這些射線不需要消耗任何能量來激發, 顯然, 不要消耗能量就能產生射線是這個現象引起人們巨大興趣的主要原因之一。

全世界許多學者立刻致力於尋找那些放出類似的射線的物體, 並對這些射線進行研究。法國學者皮爾·居里和他的妻子瑪麗亞·居里·斯克拉萊芙斯卡雅的工作特別富有成果。他們發現兩種放射同樣射線的新元素, 但射線的強度勝過鈾的射線許多倍。這兩種元素中有一種稱為鐳, 它的放射性比鈾的放射性大百萬倍。他們還發現, 在弱磁場作用下, 這些射線部分發生偏轉, 根據偏轉的情況表明, 這部分射線是由帶負電的粒子組成的。

盧瑟福發現, 在居里的實驗中, 不被弱磁場偏轉的那部分射線, 在強磁場作用下, 又分解為兩部分, 一部分射線仍舊保持原來的方向, 而另一部分卻發生偏轉。從偏轉的方向表明, 這些射線是由帶正電的粒子組成的。

这就说明放射性物体放出的射线流是由三种类型的射线组成的，它们分别称为 α 射线， β 射线和 γ 射线。

图 185 简略地表明这些射线流在磁场中进行的情况，磁场的方向从观察者指向画面。放射质 R 放在铅块凿出的小沟的底部。射线不能通过厚层的铅。从小沟发出的射线流被分解为如前所述的三部分。

对这些射线的研究指出， α 射线是质量为氦原子核的质量的四倍，所带正电为电子电荷的两倍的粒子（即氦原子核）流； β 射线是电子流，它们以各种速度飞行着，有时达到光速的 0.99。因此， β 射线与阴极射线的区别仅在于粒子的速度不同。 γ 射线是波长很短的电磁波，其波长在几十分之一埃到几千分之一埃的范围内。 γ 射线的最软部分的性质与硬伦琴射线相同。

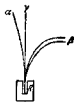


图 185. 放射性
辐射被磁场分
解为三部分

可以用各种方法来研究放射质的辐射。

放射性辐射对照相底片发生作用。根据放在样品附近的照相底片的变黑，可以判断样品有放射性存在。

照相底片可以用来计数 α 粒子。射到底片上的每个粒子使光敏层的溴化银分解，因而在底片上留下痕迹（一点）。

放射性辐射能使空气电离。因此，放射性物体出现时，带电的验电器就要失去电荷。根据电荷减少的速度，可以测定这些物体的放射性。

α 粒子激发硫化锌的荧光。每个粒子，射到涂着硫化锌的屏的表面时，就产生一点闪光。这样一来，就可以数出从放射性物体飞来的粒子数。这些闪光称为闪烁（Сцинтилляція）。改变屏到放射质的距离，就能确定粒子在空气中的径迹的长度，因为飞行的粒子在途中使许多空气分子电离，在电离过程中要消耗能量，因此就能近似地计算出粒子的能量。

利用圖 186 所示的威耳孫云室，可以測量粒子徑迹的長度，因而就能測定它們的能量。

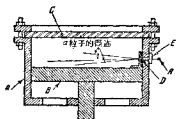


圖 186. 威耳孫云室的剖面圖：

A—圓柱體，B—活塞，C—玻璃板，
R—放射質，D—放射質放出的射綫
通入的小縫

云室的內壁與活塞上都塗着一層潤濕的明膠，因此，室中的空氣就被水汽所飽和。迅速地拉下活塞，由於絕熱膨脹而引起冷卻，室中的水汽變為過飽和狀態。如果打開小縫 D（平常是用活動蓋 E 蓋住的），那麼，在 α 粒子與 β 粒子飛行的路程上，空氣分子受到電離。這些離子可以作為過飽和蒸汽的凝結中心，因此，在云室中，飛入的粒子的徑迹（След）就成霧狀條紋〔這種由霧滴形成的綫有時稱為徑迹（Трек）^①〕。可以通過玻璃板 C 把它們拍成照片。根據徑迹的形狀可以確定徑迹是由什麼粒子形成的，根據徑迹的長度可以判斷飛入的粒子的能量。

粗而連續的綫是 α 粒子形成的，而細的、彎曲而斷續的綫是 β 粒子形成的。在書末引入的圖 XII 中，可以看到這兩種粒子的徑迹。在表示 α 粒子的徑迹的圖 XIII 中，看到“分支”——徑迹的分叉，這表示一個 α 粒子與氮的原子核發生彈性碰撞，因為這些徑迹的粗細都是相同的。

圖 XIII 表示放射鈾與派生（Производный）鈾^②放出的 α 粒子所形成的徑迹。在照片中有六條長度不同的徑迹。由此可以作出結論：在這些放射質放出的 α 粒子流中，有六種 α 粒子，它們飛行的能值各不相同。

II. J. 卡比察院士與 Д. В. 斯科貝爾琴院士在威耳孫云室中應用磁場，這是他們所作的最重要的改進。正如電學中所熟知的，

II. J. 卡比察院士與 Д. В. 斯科貝爾琴院士在威耳孫云室中應用磁場，這是他們所作的最重要的改進。正如電學中所熟知的，

① След 與 Трек 都譯為徑迹。

② 派生鈾是放射性鈾經放射後轉變而成的一一譯者。

带电粒子在方向与其速度垂直的磁场中会沿着圆周运动。圆周的半径决定于粒子的电荷、质量以及速度。根据粒子径迹的照片来测定径迹的曲率半径，因而可以计算这些量中的任何一个量，只要其余的量为已知。

盖革-弥勒计数器是一种较好的计数 α 粒子与 β 粒子的仪器，它简略地如图 187 所示。计数室是一个金属圆筒，它的两个底部是由绝缘体 E 制成的。有导线 D 沿圆筒的轴穿过。在导线与圆筒的器壁之间建立电场。如果计数器用来计数 α 粒子，那么，就在板 E 上开个小窗，贴上一薄片云母箔， α 粒子可以从这里通过。如果板 E 够薄的话，那么，对于快速的

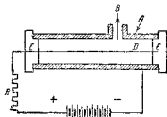


图 187. 盖革-弥勒计数器线路图

β 粒子来说，小窗是不需要的，因为它们可以直接通过板 E 。室内的小孔 B 与抽气机连通，利用抽气机可以使室内的气压恰好是带电粒子穿入室中时能够引起离子崩 (Лавины ионов) 所必需的压强。这些粒子射入室中时，就在室内产生初级的电离。所形成的离子在自由程内受到电场的加速，以致中性分子被碰撞电离，因而在室中形成离子崩。在这种情况下，电池组、电阻 R 、导线 D 、室中电离的气体以及圆筒 A 所构成的电路中就有电流通过。当电路中有电流时，把电阻 R 两端产生的电压引入放大器，再使放大的电压作用于记录粒子的计数机构上。

γ 射线可以用研究伦琴射线的方法来进行研究。

对天然放射性元素的研究指出，无论是在实验室所能达到的最高温度和最低温度的情况下，不管压强达到多么高，或是这种元素以什么形式化合，都不会影响放射性辐射的强度与性质。

已经确定，放射性元素的原子的自发衰变是放射性辐射的原因。有一些放射性元素只放射 α 粒子，而另一些元素只放射 β 粒

子。在某些情况下,既放射 α 粒子,又放射 β 粒子。在大多数情况下,也同时放出 γ 射线。由于 α 粒子与 β 粒子飞出,一种元素的原子转变为另一种放射性元素的原子,这样就形成放射性元素连续转变的整个系列。到不久以前还只知道三个放射系:一个是铀系,其次是钍系,第三个是釷系。每一系的终结的元素都是铅的无放射性同位素。最近又发现了第四个放射系——镎系。这个系开始于人造的超铀元素釷而结束于铋的同位素。镎是这个系中寿命最长的元素。

放射衰变时,在每一段非常短促的时间内,未衰变的原子中有一定分数的原子发生衰变,衰变的分数正比于这段时间间隔,亦即

$$dN = -\lambda N dt, \quad (24-1)$$

式中 N 是该放射性元素的原子数,亦即未衰变的原子数; dN 是在时间 dt 内衰变的原子数,亦即在这段时间内, N 中减少的原子数; λ 是衰变恒量,表征该元素衰变的速度。衰变恒量对大多数放射质来说都是很小的分数。

负号表示,负的 dN 与正的 dt 相对应^①。

从方程式(24-1)得出

$$\frac{dN}{N} = d(-\lambda t) \quad (24-2)$$

或
$$d \ln N = d \ln e^{-\lambda t}.$$

解此方程得

$$N = C e^{-\lambda t}. \quad (24-3)$$

常数 C 可由下面的条件决定,当 $t=0$ 时,未衰变的原子数为 N_0 ,因此得到 $C=N_0$ 。将此值代入(24-3),就得到放射衰变定律

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (24-4)$$

式中 N 是在 t 时刻的未衰变的原子数, N_0 是 $t=0$ 时的未衰变的原子数。

① 意即:时间增加时(dt 为正),未衰变的原子数减少(dN 为负)——译者。

假设一秒鐘内衰变了 N_1 个原子，衰变后剩下 $N_0 - N_1$ 个未衰变的原子。把 $N = N_0 - N_1$ 代入 (24-4)，得到：

$$N_0 - N_1 = N_0 e^{-\lambda},$$

因此，

$$e^{-\lambda} = 1 - \frac{N_1}{N_0}. \quad (24-5)$$

对上式取对数，并把右边展为级数，我們得到：

$$-\lambda = \ln\left(1 - \frac{N_1}{N_0}\right) = -\frac{N_1}{N_0} - \frac{1}{2}\left(\frac{N_1}{N_0}\right)^2 - \frac{1}{3}\left(\frac{N_1}{N_0}\right)^3 - \dots$$

对大多数放射質說来， $\frac{N_1}{N_0}$ 都是一个很小的量，因此，等式右边的第二項以及后面的各項都可以忽略不計，我們就得到：

$$\lambda = \frac{N_1}{N_0}. \quad (24-6)$$

因此，衰变恒量定义为：一秒鐘内衰变的原子数与衰变前的原子数的比值。对于衰变很快的物質来说，这个公式是不适用的。这时，还应该考虑上述级数的序数較大的各項。

为了估計放射質衰变的速度，有时也利用衰变恒量的倒数，这个量称为放射質的平均寿命。因此，平均寿命

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (24-7)$$

人們也常用半衰期来表征衰变的速度，半衰期就是放射質的原子衰变了一半所需的时间。当 $N = \frac{1}{2} N_0$ 时，把 (24-4) 式对时间求解，就可以确定半衰期。因此，半衰期 T 决定于方程

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda T}.$$

从这方程的解得出半衰期与衰变恒量的关系如下：

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (24-8)$$

例如，从实验确定，一克的镭在一秒鐘内有 3.71×10^{10} 个原

子衰变。氫原子的質量为 $\frac{1}{6.02 \times 10^{23}}$ 克。鐳的原子量为 226, 因此, 鐳的原子質量是氫原子的質量的 226 倍。因此, 一克鐳中的原子数为 $\frac{6.02 \times 10^{23}}{226}$ 个。

从(24-6)得出, 鐳的衰变恒量

$$\lambda = \frac{3.71 \times 10^{10} \times 226}{6.02 \times 10^{23}} = 1.39 \times 10^{-11} \text{ 1/秒}.$$

鐳的平均寿命

$$\tau = 7.19 \times 10^{10} \text{ 秒} = 2.28 \times 10^3 \text{ 年}$$

半衰期 $T = \frac{0.6931}{1.39 \times 10^{-11}} = 4.98 \times 10^{10} \text{ 秒} \approx 1580 \text{ 年}.$

放射衰变中的第二条规律称为位移定则。它把發生放射衰变的同位素的整数原子量(不計零头)与衰变后产生的同位素的原子量联系起来。这些整数称为質量数, 以后就会看到, 質量数决定組成原子核的基本粒子(核子)的数目。根据位移定则, 当 α 衰变时, 質量数减少四个單位, 原子序数移前兩位。当 β 衰变时, 質量数不变, 原子序数移后一位。

位移定则是由 α 粒子与 β 粒子的性質导出的。盧瑟福用实验証明过, α 粒子是氦的原子核, 其質量数为 4, 原子序数为 2, 而 β 粒子是 β 衰变时从核中飞出的电子。当飞出 β 粒子时, 質量数并不改变, 因为电子的質量相对說来是很小的——差不多比最輕的原子(氫原子)的質量小 1840 倍, 但原子序数移后了一位, 因为电子帶一个單位的負电荷。根据电荷守恒定律, 这时核得到一个單位的正电荷。

四个放射系的放射性轉变的簡圖如圖 188a 与 188b 所示。圖中橫軸表示元素的原子序数, 縱軸表示質量数与原子序数之差。

鈾系开始于放射 α 粒子的鈾 I, 它的質量数为 238, 原子序数为 92。U I 的半衰期約为 4.5×10^9 年。飞出的 α 粒子的速度的数量級約为 14000 千米/秒, 能量約为 4×10^6 尔格。由于放射衰

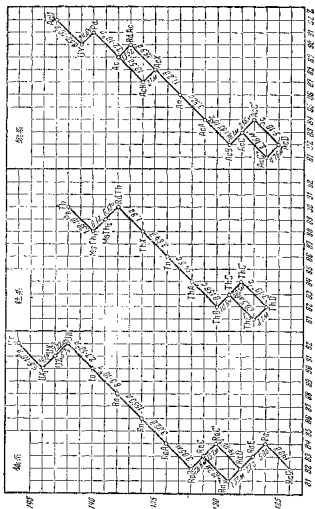


圖 138a. 錒系、钍系、铀系的放射性转变简图

变的結果， UI 轉变为 UX_1 。它的原子序数为 90，質量数为 234，半衰期为 24.1 日。

UX_1 放出 β 粒子而衰变。衰变的原子有 0.3% 变成 UZ 原子，而其余的 99.7% 变为 UX_2 原子。这里我們得到双衰变的情况。这时，衰变的产物具有相同的質量 234，相同的原子序数 91，

而仅仅是半衰期不同。前者 $T=6.7$ 小时，后者 $T=1.22$ 分鐘。

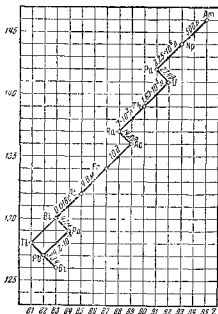


圖 1885. 錒系的放射性轉變簡圖

這兩種元素都放出 β 粒子而轉變為 $\text{U}11$ ，它的原子序數為 92，質量數為 234，而半衰期為 270,000 年。

$\text{U}11$ 放出 α 粒子而轉變為釷 (Ионий)，釷經 α 衰變又轉變為原子序數 88，質量數 226 的鐳。鐳衰變時放出 α 粒子，而轉變為放射性的惰性氣體氦，氦又稱為鐳射氣 (Эманация радия)。氦的半衰期 $T=3.825$ 日。氦轉變為鐳 A，鐳 A 轉變為鐳 B，鐳 B 轉變為鐳 C。鐳 C 放出 β 粒

子時轉變為鐳 C'，而鐳 C 放出 α 粒子時則轉變為鐳 C''。這裡又發生第二種雙衰變，況且衰變的產物不僅半衰期不同，而且原子序數與質量數也不一樣。

鐳 C' 以半衰期 $T=1.4 \times 10^{-4}$ 秒而衰變，同時放出速度很大 (19950 千米/秒) 的 α 粒子。其中很少的一部分 (約占 23×10^{-8}) α 粒子的速度達到 22470 千米/秒。鐳 C'' 放出 β 粒子，其半衰期 $T=1.82$ 分鐘，而與鐳 C' 一樣地轉變為鐳 D。

鐳 D 轉變為鐳 E，鐳 E 轉變為鐳 F (鉛)，而鐳 F 轉變為鐳 G，它是沒有放射性的鉛的同位素。鈾放射系就是以這個元素為終結的。

以簡圖 188a 與 1885 表示放射系中連續的轉變。輻射的形式可以用連接小圓圈的直線的斜度來決定，這些小圓圈旁邊標着元

素的符号。向右倾斜表示 β 衰变，向左倾斜表示 α 衰变。

α 衰变时，飞出的 α 粒子的速度有一定的数值，这些数值可以作为每一种放射性同位素的特征。 β 粒子的速度可以有各种可能的值，而以飞出的 β 粒子的最大速度作为放射性元素的特征。原子核衰变时，除了从核飞出的电子以外，还可以发现在 γ 射线作用下从壳层飞出的电子。这时，有类似于光电效应与康普现象的现象发生。

除了铀系、钍-镭系与釷系中的天然放射性元素之外，质量数为40的钾的同位素，质量数为148的钷的同位素，质量数为87的铷的同位素以及质量数为176的镭的同位素都具有放射性。它们的半衰期分别为 10^9 ， 10^{11} ， 6×10^{10} 与 7×10^{10} 年。

天然放射质在某些科学与技术的领域中得到实际的应用。如果假设含铀矿石中质量数为206的铅的稳定同位素是由于铀的连续放射性转变而形成的，那么，根据铅的含量就可以确定它们的年龄。放射质可以用来制造在黑暗中发光的颜料，用它们涂在飞机上与轮船上的仪器的标度上，钟表的指针和字盘上以及罗盘的指针上。放射质还应用于医学上。 γ 射线，也与伦琴射线一样，可以用来发现铸件中的缺陷。

§ 25. 原子核的人为转变与原子核的结构

A. 核物理中常用的一些物理量的基本概念与单位

在描写本节所述的现象时，会遇到某些物理量的新概念与特殊的单位。因此，我们首先详细地说明这些概念的内容，并确定以后所涉及的单位的大小。

在§ 21中，我们已经熟悉原子的核模型，在§ 24中，又知道了天然放射性现象，即自发地从一种元素的原子转变为另一种元素的原子的现象。因为核电荷决定电子壳层的结构，所以，原子的转变归根到底是原子核的转变。由此可见，核电荷是表征化学元

素的性質的基本量。如果核电荷用基元电荷的數目来表示，亦即采用电子的电荷作为單位，那么，核电荷就可以用 *M. I. 門捷列夫* 元素周期系中化学元素的順序排列的序数来决定。

“原子量”是第二个表征化学元素的量，它以惯用的單位来决定原子的質量，这个單位等于天然氧的原子的平均質量的 $\frac{1}{16}$ ，天然氧是三种同位素的混合物。用这种方法决定的原子的質量組成原子質量的化学的标度。在核物理中，通常采用另一种标度——物理的标度，它采用氧的最輕而又最普遍的同位素的質量的 $\frac{1}{16}$ 作为單位。在天然氧中，原子量为 16, 17 及 18 的同位素的比例为 506:0.204:1。因此，按照物理的标度，天然氧的原子質量为
$$\frac{506 \times 16 + 0.204 \times 17 + 1 \times 18}{506 + 0.204 + 1} = 16.0044 \text{ AEM} \textcircled{1}$$
，而按照化学的标度，它等于 16.0000 AEM。以克为單位的原子質量等于以惯用單位表示的原子質量除以阿伏伽德罗数，按照物理的标度，阿伏伽德罗数等于 6.025×10^{23} 。原子核的質量比原子的質量小些，所差的等于構成壳層的电子的質量。可以用近代确定离子荷質比的方法从实验上来测定原子的質量准确到六位有效数字。測量的結果表明，所有的原子的質量，若以原子質量的物理标度的惯用單位来表示，就是一些与整数相差百分之几的數目。因此，在許多情況下，并不采用原子質量的准确值，而用与其接近的整数值（不計零头）。如前所述，这些整数称为質量数。

必須再一次地提醒，質量数是原子核的很重要的特征，因为以后我們会看到，質量数决定組成核的基本粒子的數目，亦即决定核子（質子与中子）的數目。

以后我們所遇到的原子核、电子、光子以及其他微觀粒子的动能，通常都以电子伏特来量度。我們还記得，1 eV（电子伏特）等于

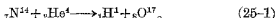
① AEM 是 Атомная Единица Массы 的縮写，譯为原子質量單位。

在电势差为 1 伏特的电场中飞行的电子所获得的能量。因此， $1 \text{ es} = 4.8022 \times 10^{-10} \times \frac{1}{300} = 1.6018 \times 10^{-12}$ 尔格。 1 Mev (兆电子伏特) $= 10^6 \text{ es} = 1.6018 \times 10^{-6}$ 尔格。

在下面所要讲到的某些现象中，应当考虑 § 20 中讲过的质量与能量之间的关系 (20-13)；在这种情况下，有时用能量的单位来量度质量，有时也用质量的单位来量度能量。根据已知的关系可以得出，从原子质量单位变换到以兆电子伏特表示的能量单位的变换因数等于 931.15 兆电子伏特/AEM。

B. 原子核的人为转变

1919 年，卢瑟福用镭 O' 的 α 粒子轰击化学纯的氮，这些 α 粒子以 19200 千米/秒的速度从镭 O' 的原子核中飞出，而且具有能量 7.68 兆电子伏特。在标准大气压下，这些粒子在空气中的平均行程等于 6.87 厘米。然而，在离开 α 粒子源 28 厘米的硫化锌的屏上，还可以观察到闪光 (閃爍)。显然，引起閃爍的粒子不是 α 粒子。从閃爍的式样以及用磁场使飞行的带正粒子偏转的补充实验都得出这样的结论：閃爍是质子引起的，这些质子是 α 粒子射入氮时从氮核抛射出来的。这时还有一种粒子形成，就是质量数为 17 的氧的同位素的核。把电量守恒定律以及质量守恒定律应用到这个现象上，就可以得出上述的结论。用这两条定律可以确定核反应方程如下式：



标在化学元素右上角的指数是质量数，而标在化学符号的左下角的是原子序数。因为原子序数决定核电荷，所以，从电量守恒定律应该得出：在这方程两边，原子序数的总和应该相等，而从质量守恒定律应该得出，方程两边质量数总和也应该相等，因为质量数是参与反应的原子的质量的近似值。

除此以外，正如前面提到过的，质量数决定构成核的基本粒子的数目。这些粒子在核反应时既不会消灭，也不能创造，因而它们

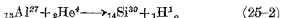
的数目应该保持不变。

当 α 粒子在充满氮的威耳孙云室中的径迹分支的立体照片作成以后，前述的卢瑟福实验的解释就得到彻底的证实。根据在不同平面内的两张“分支”的照片，可以决定分支的实际大小以及它们之间的夹角。经测量表明，其中一条分支是质量数为 17 的氧的同位素的核的径迹，而另一条分支是质子的径迹，这就是说，核反应方程式 (25-1) 在实验上得到证实。

在书末的图 XV 上，引入一张类似的图片。那条粗的、稍微弯曲而向右的径迹是氧原子形成的，那条细直的而从分支偏向左的径迹是质子的径迹。其余的径迹是 α 粒子的。从图中看到，不同粒子所形成的径迹粗细不同。

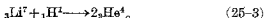
应当指出，所描述的氮核转变的反应是很少见的现象，因为在 10^6 个 α 粒子中大约只有 20 个击中氮核而使其“分裂”。

以后利用 α 粒子所进行的实验证明，可以人为地使从硼到铍的所有轻元素（碳与氧除外）的核分裂。在所有的情况中，核反应都可以用类似于 (25-1) 的方程式来描述。例如，当用 α 粒子轰击铝时，就得到硅和氢：



在 § 25 E 中，我们会谈到一些能使质子获得很大的能量的装置。质子的质量是 α 粒子的质量的四分之一，而电荷是 α 粒子的电荷的一半。因此，在很多情况下，质子是比 α 粒子更有效的炮弹。由此可见，当质子接近核时，对它作用而使它偏转的库仑力是 α 粒子接近核时所受的库仑力的一半。

在用质子轰击各种核时观察到的许多核反应中，轰击质量数为 7 的锂核所得到的反应最使人感到兴趣。在这个反应中，当质子穿入锂核时，可以看到有两个 α 粒子形成：



用这种方法得到的 α 粒子，每个都以 8.6 兆电子伏特的能量从锂

核中飞出。但轰击的质子的能量只有 0.125 兆电子伏特。参与这个反应的原子的质量(“静止质量”)的准确值可由下面的数据来确定:

$${}_3\text{Li}^7 + {}_1\text{H}^1 = 7.01822 + 1.00812 = 8.02634 \text{ 原子质量单位}$$

$$2 \times {}_2\text{He}^4 = 2 \times 4.00400 = 8.00800 \text{ 原子质量单位}$$

$$\text{差} = 0.01834 \text{ 原子质量单位}$$

因此,静止质量减小了 0.01834 原子质量单位,有 $931.15 \times 0.01834 = 17.077$ 兆电子伏特的能量与这质量相联系。而粒子增加的动能也等于这个值,因为 $2 \times 8.6 - 0.125 = 17.075$ 兆电子伏特。

在前述的计算中,我们采用原子的质量的值,而没有采用原子核的质量,因为我们没有引入的壳层中电子的质量的修正,对于等式(25-3)的每一部分来说它们都是相同的。

前面的计算无可怀疑地证实了由(20-9)或(20-13)式决定的质量与能量的关系。在这个反应中,一部分核能转变为所形成的 α 粒子的动能。

按(25-3)式的核反应清楚地表明质量与能量的联系对质量平衡方程以及能量平衡方程的形式的影响。

从质量守恒定律导出质量平衡的等式:

$$m_{0\text{Li}} + m_{0\text{H}} + \frac{W_1}{c^2} = 2m_{0\text{He}} + \frac{W_2}{c^2}, \quad (25-4)$$

式中 $m_{0\text{Li}}$, $m_{0\text{H}}$ 与 $m_{0\text{He}}$ 分别表示锂核,质子以及 α 粒子的“静止质量”; W_1 是质子的动能, W_2 是两个 α 粒子的动能。从(25-4)可以得出结论:当核反应时,物质的“静止质量”的改变与运动的改变有关,亦即与 α 粒子的动能的出现有关。

从能量守恒与转换定律导出能量平衡的等式:

$$m_{0\text{Li}} \cdot c^2 + m_{0\text{H}} \cdot c^2 + W_1 = 2m_{0\text{He}} \cdot c^2 + W_2, \quad (25-5)$$

式中 $m_{0\text{Li}} \cdot c^2$, $m_{0\text{H}} \cdot c^2$ 与 $m_{0\text{He}} \cdot c^2$ 分别表示与锂核,质子以及 α

粒子联系的能量。从 (25-5) 式得出結論：有一部分能量轉变为 α 粒子的动能。

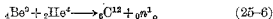
1929 年已經發現，用 α 粒子轟击鈹以及某些輕元素（硼、氦、鋰）时，出現貫穿本領很大的射綫，它超过鈾 O' 的最軟的 γ 射綫的貫穿本領好几倍。約里奧-居里夫妇应用电离室重新研究所發現的射綫。他們确定：如果在电离室前放置着石蜡或其他含氫物質，电离室中的电流就劇烈地增加。更进一步的研究指出，这种射綫从石蜡中打出質子，因此，这种射綫不可能是 γ 射綫，因为光子不可能給予重粒子（質子）足够电离的速度。

查得威克从观察質子的速度的实验出發来确定“鈹”射綫（当时对这种射綫的称呼）的性質，根据計算指出，这些射綫是由質量几乎与質子相等而不帶电的粒子組成的。这些粒子称为中子。中子的巨大的貫穿本領可以解釋如下：原子的电場不能对中子發生作用，当中子直接轟击原子核时，可以將若干动量傳給原子，給它足以使电离室內的气体电离的速度。由此可見，电离室內發生的电离，并不是中子引起的，而是那些与中子作彈性碰撞时获得动能的原子核所引起的。

中子的發現促使原子核由質子与中子構成的假設出現。这种假設首先由 И. И. 依凡年科提出，从前假設原子核是由質子与电子構成的，但这个假說导至矛盾的結果，就被依凡年科的假說所代替了。原子核的質子——中子結構的假說被大量的实验数据所证实。原子序数为 Z ，質量数为 A 的原子核是由 Z 个質子与 $A - Z$ 个中子組成的。例如鋁 $_{13}\text{Al}^{27}$ 的原子核是由 13 个質子与 $27 - 13 = 14$ 个中子組成的，鈾 $_{92}\text{U}^{238}$ 的原子核是由 92 个質子与 $238 - 92 = 146$ 个中子組成的，而鈾的同位素 $_{92}\text{U}^{235}$ 是由 92 个質子与 $235 - 92 = 143$ 个中子組成的。

我們引入一些有中子飞出的核反应式作为例子。在这些反应中，用符号 1_0n 表示中子。

用 α 粒子轰击质量数为 9 的铍时, 就形成中子以及质量数为 12 的碳原子核:

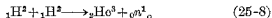


在这个反应中, 通常采用氦作为 α 粒子源, 把氦充满在装有铍的玻璃管中。

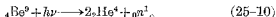
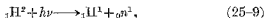
用 α 粒子轰击质量数为 7 的锂时, 得到中子与质量数为 10 的硼核:



用氢的同位素的核 (称为氘核) 轰击重氢 (氘) 时, 得到中子与质量数为 3 的氦的同位素的核:



用钍 C'' 的 γ 射线照射某些原子也可以得到中子。我们引用两个这种反应



在第一个反应中, 氘核转变为质子与中子, 在第二个反应中, 质量数为 9 的铍核转变为两个 α 粒子与一个中子。

用中子轰击不同的原子, 可以引起各种各样的核转变。当中子射入任何原子核时, 就形成质量数比原来的核大一个单位的同位素, 例如:



然而, 在这类反应中, 并不是在任何情况下都可以得到受击核的稳定同位素的。最常见的是形成新的不稳定的核, 后来新的核又发生转变。这些现象后面将会谈到。

在中子发现后不久, 在研究宇宙射线 (参考 § 26) 时, 又发现一些新粒子。美国物理学家安德逊, 把威尔逊云室放在强磁场之中, 从云室中得到的照片表明, 这是一种质量与电子相等且带正电的

粒子的徑迹。这种粒子称为正电子。在安德遜以前，苏联学者 Л. В. 斯科贝尔琴，首先应用威耳孙云室来研究宇宙射綫时，在所得的照片上就已经观察到这样的徑迹。

圖 189 表示正电子的徑迹，在途中放置着一塊鉛板。鉛板下面那部分徑迹弯曲得厉害些。这就表明，粒子由上向下飞行，通过鉛板时，消耗了一部分能量。

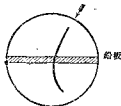


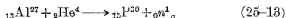
圖 189. 正电子在磁場中通过鉛板运动的徑迹

以后在一些与宇宙射綫無关的实验中 also 发现正电子。看来它們是在具有人为放射性（参考 B 节）的核的一系列衰变时出現的。

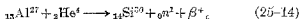
書末的圖 XVI 表示放在磁場內的威耳孙云室中的电子与正电子的徑迹的照片。这张照片是用 α 粒子轟击鎂时得到的。从圖中看出，在这种情况下出現的核反应，同时有电子与正电子飞出，它們在磁場中运动时向兩边偏轉。

B. 人为放射現象

約里奧-居里用 α 粒子轟击鋁时得到中子。在这种情况下，核反应不仅按方程式 (25-2) 进行，而且也按下式



进行。鋁与 α 粒子源都放在有磁場的威耳孙云室中。在某些照片上可以發現正电子的徑迹。約里奧-居里把正电子的出現解釋为：当用 α 粒子轟击鋁时，核反应不仅可以按 (25-2) 式以及按 (25-13) 式进行，而且还可以按下式：

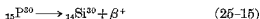


进行，式中 β^+ 是正电子的符号。

比較 (25-2) 及 (25-14) 的反应，可以作出結論：原子核中有一个質子轉变为中子；轉变时伴随着出現正电子。然而在其他反应中（我們沒有引入这些反应），中子轉变为質子，同时出現电子。

由此作出結論：可以把質子与中子看作是处在不同状态下的同一种粒子(核子)。在中性状态时，它們是中子，在帶正电的状态时，它們是質子。

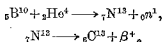
約里奧-居里發現，不仅用 α 粒子轟击鋁时有正电子飞出，而且在停止轟击后若干時間內还有正电子飞出。这个現象解釋为：从鋁获得正电子的核反应是分两个阶段进行的。第一个阶段相应于方程式(25-13)。在这个反应中，得到質量数为 30 的磷的原子核。磷核是不稳定的，它們按照反应



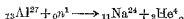
衰变。

人为放射現象就是这样發現的。人工获得的放射磷的半衰期等于 3 分鐘。

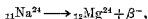
在类似的硼的实验中，获得質量数为 13 的氮的放射性同位素。“放射性氮”的半衰期约为 10 分鐘。我們引入下面的核反应式，反应时形成氮的同位素，并作放射正电子的衰变：



費密發現另一种形式的人为放射現象，即：放射时放出电子。例如，当用中子轟击鋁时放出 α 粒子，并形成質量数为 24 的鈉的放射性同位素如下式



放射性鈉一面放出电子，一面轉变为放射性鎂，如下式



式中 β^- 是电子的符号。放射鈉的半衰期约为 15 小时。

人为放射現象發現以后，又获得了許多种人为放射質，現在，人为放射質的数目已經有好几百种。在大多数的情况下，它們具有电子或正电子的放射性，但也遇到其他类型的放射性，例如所謂 K 俘获。这种类型的放射性的本質是电子壳層的 K 层的电子被

核俘获。在这种情况下，原子序数减少一个单位，而质量数保持不变。

稳定元素的放射性同位素在用“示踪原子”法来研究各种物理过程、化学过程以及生物过程时得到广泛地应用。如果把放射性同位素加入其稳定同位素内，那么，混合物的所有的原子在大多数过程中是相同的，它们之间的不同仅仅表现在：放射性原子逐渐地衰变，并发现它放出电子或正电子的辐射以及 γ 射线。用计数器来研究这种辐射不仅能够发现放射性原子的出现，而且还能确定它们的数量。“示踪原子”就是以此为基础的。

我们现在举几个应用示踪原子法的实例。

为了确定铅的自扩散系数，亦即铅原子在铅中的扩散系数，我们在一张铅箔上复盖着一薄层铅的放射性同位素(RaD)。经过相当长的时间以后，用化学腐蚀的方法，从薄片上把铅一层的溶下，并测定所得的溶液的放射性。根据这些数据，可以计算扩散系数。

为了阐明有机化学中某些反应的机构，在研究参加反应的原子时，人们常采用包含这种原子的放射性同位素的分子。在反应结束以后，研究反应的产物的放射性就能确定：究竟“示踪原子”是从所研究的分子走出而进入其他的分子或是变为自由态。

把稳定元素的放射性同位素加到这种元素内，并将其引入生物体内，就可以看到有机体的新陈代谢，并确定这种元素储藏在那里。例如，已经确定，碘在甲状腺内集中了3~4%，当甲状腺患病时，由于患病的性质不同，在甲状腺内储藏的碘的数量就不同了。研究用混有放射磷的磷盐的水溶液来灌溉的植物表明，磷集中在植物的根、花以及芽蘖处。

“示踪原子”在考古学中也得到应用。大气中经常有着微量的质量数为14的碳的放射性同位素，它是由子宇宙射线引起核反应时，在大气中生成的中子轰击氮的核反应所形成的。中子引起的

反应按下式进行



碳的这种同位素衰变的半衰期为 5700 年，衰变时放出 β 粒子。氧化后，它变为二氧化碳，与空气中含有碳的稳定同位素的二氧化碳同时参加植物的光化作用而储藏在水质内。比较由不同年代形成的水质所得到的等量的碳的放射性，就能够确定它的年龄。这个方法能确定许多水质埋藏的日期准确到几十年。

对于各种科学与技术领域中的研究来说，“示踪原子”法可能的应用决不仅限于上述的例子。虽然这种方法刚刚开始发展，但它有着广阔的发展前途。

Г. 核的分裂与超铀元素

1939 年，发现核的人为转变的新型式，称为核的分裂。这种现象的本质是：当中子穿入某些重核时，它们就分裂为两个几乎相同的部分。核的“碎片”是一些原子序数在 II. H. 门捷列夫元素周期系的中部的元素的原子核。在用中子轰击铀的实验中，发现轰击结果出现钡原子以及一些其他元素的原子。几年后，用带电粒子和极高能的光子来轰击一些较轻的核，例如铯核，使它们分裂也成功了。

同一年，苏联学者 Г. И. 弗辽洛夫与 К. А. 彼得沙克发现铀核的自发分裂。铀核天然分裂的半衰期的数量级为 5×10^{25} 年，也就是说没有外界作用时铀核的分裂是很罕见的现象。

核的分裂伴随着释放大量的能量，因为核的“碎片”以极大的速度飞散。除此以外，当核分裂时，还有好几个中子飞出。从这个事实得出结论，当核可以分裂的原子聚集到足够的数量时，若其中一个原子分裂，可以意料到这些核全部都作链式的分裂。

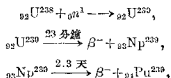
链式分裂是按下述的方式进行的。中子引起第一个核的分裂，这时又放出好几个中子。其中一部分中子射入另一些核内，引起一个或好几个核分裂，依此类推。如果在这个过程中，中子繁殖起

素,亦即受分裂的核的数目不断地增加,那么,就发生链式分裂。

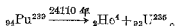
用核的人为转变的各种方法来寻找可以分裂的核。用中子与带电粒子轰击重元素时,得到电荷大于 92 的核,亦即不在 A. H. 门捷列夫周期表内的元素的核,但可以把它们列在周期表中铀的后面,这些元素称为超铀元素。到现在已经得到 8 种超铀元素^①,每种元素都有好几种同位素。所有同位素都是放射性的。这些元素都属于镧族的。在它们的原子的电子壳层的 Q 层中都有两个电子。不同的元素在 P 层中的电子数不同。这些元素的化学符号、名称与原子序数如下表所示:

符 号	名 称	Z	符 号	名 称	Z
Np	镎	93	Bk	锫	97
Pu	钚	94	Cf	锎	98
Am	镅	95	Ath	锿	99
Cm	锔	96	Ct	铈	100

在讨论获得某些超铀元素的同位素的反应以前,应该指出,在大多数的情况下,反应的进行是有赖于用来轰击的粒子的能量的。例如,当快中子射入质量数为 238 的铀的最普遍同位素的核时,就发生核的分裂。质量数为 235 的铀的同位素的核不仅在俘获快中子时发生分裂,而且在俘获慢中子时也发生分裂。这种中子穿入同位素 238 时,就使它转变为同位素 239 的核,由于 β 衰变的结果,它又转变为镎与钚的同位素的核。核反应的连续的进程由下列方程式来决定。在这些方程式中的符号上面,标示着半衰期的值:

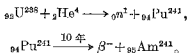


^① 近年来又发现原子序数为 101 与 102 的两种新元素。



钚的核与铀 235 的核一样，在慢中子作用下也有发生分裂的性质，由于 α 衰变的結果，钚核转变为铀 235 的核。

用能量为 40 兆电子伏特的 α 粒子轰击铀 238，就有中子飞出，并形成质量数为 241 的钚的同位素，在 β 衰变以后，它又按下式转变为镅



用同样的 α 粒子轰击前面提到的质量数为 239 的钚的同位素的核时，有三个中子从核中飞出，并形成质量数为 240 的钚的同位素，由于 α 衰变的結果，它又转变为钚的一种同位素。

Ⅲ. 原子核的结构及其转变的机制。核能

许多与原子核的天然转变及人为转变有关的现象，都可以用能量守恒定律及核的质子-中子结构来解释。核内的粒子之间，有特别的互相吸引的核子力作用着，虽然它们的性质到现在还没有得到完全的阐明。除了核子力以外，质子之间还有服从库仑定律的静电斥力作用着。

核子在核内的结合能是表征核的一个很重要的量，结合能就是形成核时所放出的能量，或者说是把核完全分解为质子和中子所应消耗的能量。这个量符号与核能相反，而大小与核能相等，核能是由：(1)核子互相吸引的核子力所引起的势能，(2)质子互相排斥的电力所引起的势能以及(3)核子在核内的动能等三种能量的代数和决定的。

如果粒子相隔无限远，那么，互相作用的粒子的势能就等于零。如此可见，如果势能是由于粒子的引力所引起的，那么互相靠近的粒子的能量是负的。如果粒子互相排斥，那么互相作用的粒子的势能就是正的。存在于自然界的原子核的能量永远是负的，

因为具有正的能量的核是不可能形成的。核子在核内的结合能与核能的区别仅在于符号的不同，它永远是正的。结合能与质量数的比值，亦即每一个核子占有的结合能，表征核的稳定性。它愈大，核状态愈稳固。不从外界得到能量而进行的所有的核转变，只有当这个比值增加时才能实现，亦即只有当核转变时在能量上是有利的情况下才能实现。要引起结合能减小的核反应就应当从外界给予核为此所需的能量。

在星球内部进行的原子核形成的过程中，有能量放出，因此，核的静止质量就小于组成核的质子和中子的静止质量之和。把质量守恒定律，能量守恒定律以及质量与能量联系的定律应用到这个过程中，再根据放出的能量，就能够计算出质量的减少。从(20-9)得到，质量的减少数值上等于放出的能量除以光速的平方。由此可见，核子在核内的结合能正比于形成核的质子和中子的质量之和与核的质量之间的差值，亦即决定于下式：

$${}_Z\mathcal{E}^A = k[Zm_p + (A-Z)m_n - M_0], \quad (25-16)$$

式中 ${}_Z\mathcal{E}^A$ 是由 Z 个质子与 $A-Z$ 个中子组成的核的结合能， M_0 是核的质量， m_p 是质子的质量， m_n 是中子的质量而 k 是比例系数，它的数值与质量和能量所采用的单位有关。如果质量用原子质量单位 (AMU) 来量度 (在本节开始时谈过它)，而能量以兆电子伏特 (Mev) 为单位，那么 $k = 931.15 \text{ Mev}/AMU$ 。

因为在手册中一般只有原子量，而没有核的质量，因此，要计算结合能，用下式来代替(25-16)式是比较便利的。

$${}_Z\mathcal{E}^A = 931.15 \frac{Mev}{AMU} [Zm_H + (A-Z)m_n - M], \quad (25-17)$$

式中 m_H 是氢原子的质量，而 M 是原子量。本来应该引入的壳层电子质量的修正，由于它们在方括号中第一项和第三项中的符号相反，因而互相抵消了。

为了计算一个核子所占有的结合能 (正如前面说到的，它表征

核的稳定程度), 有时利用质量亏损(即原子量与质量数之差)的概念以及这个量和质量数的比值。这个比值称为敛集系数或敛集率。因此, 质量亏损 $\Delta = M - A$, 而敛集系数 $f = \frac{\Delta}{A} = \frac{M}{A} - 1$ 。把这两个量引入(25-17)式中, 并加以整理, 我们得到核内一个核子的结合能的表式:

$$W = \frac{z^2 e^4}{A} = 931.15 \left[(m_n - 1) - \frac{Z}{A} (m_n - m_p) - f \right]. \quad (25-18)$$

把原子量 $M = 14.00753 \text{ AEM}$ 的氮 ${}_{7}\text{N}^{14}$ 的 Δ 及 f 计算的结果作为例子。取 $m_p = 1.00813 \text{ AEM}$ 而 $m_n = 1.00898 \text{ AEM}$, 我们得到: 质量亏损 $\Delta = 0.00758 \text{ AEM}$, 敛集系数 $f = 0.000538 \text{ AEM/核子}$, 核结合能 ${}_{7}\text{N}^{14} = 104.643 \text{ Mev}$, 而一个核子的结合能 $W = \frac{{}_{7}\text{N}^{14}}{A} = 7.47 \text{ Mev}$ 。

图 190 表示一个核子的结合能与质量数的关系曲线。这条曲线是比较平坦的, 而且并不通过与所有自然界存在的稳定核和放

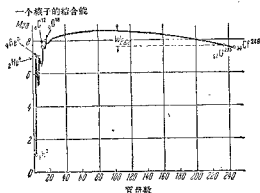


图 190. 核内核子的结合能与质量数的关系图

射性核相对应的各点, 在这些核中, 有很大一部分核其电荷不同, 但具有相同的质量数。这些核称为同量异位素。相应于同一质量数的那些同量异位素的结合能并不一样, 也就是说在图 190 上同

一横坐标可以相应地有好几个纵坐标。因此，大规模地绘画结合能与质量数的关系图时，得到带状条纹来代替图上所示的曲线。图中引入的曲线大致是顺着带状条纹的上边缘而通过与最稳定且最普遍的同位素相对应的各点。

我们来把本节与前节描述的实验事实与图 190 的曲线作一比较。

核内的核子之间有引力作用，质子之间有电性的斥力。在形成核时，引力比斥力重要，因为前面已经讲过，核能是一个负量，而结合能是一个正量。

研究带电粒子与中子受核的散射就得出结论：核的引力只有在很短距离（与核的大小同数量级）才发生作用。在卢瑟福的 α 粒子受氦散射的实验中，根据散射角不同的 α 粒子数可以确定： α 粒子受氦核排斥的力到 3×10^{-13} 厘米还服从库仑定律。如果 α 粒子的能量相当大，以致它们可以接近氦核到更小的距离，那么，就发现排斥力比库仑定律得出的数值小了。由此得出结论：核力作用的极限距离的数量级为 3×10^{-13} 厘米。这些实验还确定：核的体积正比于质量数，核的半径正比于质量数的立方根。这就表明所有的核的密度都相同（数量级为 10^{14} 克/厘米³），而核力具有饱和性，亦即每个核子只与有限数目的核子（与其直接相邻的核子）有着核力的作用。

分析图 190 的曲线也得到同样的结论。与质量数从 40 到 120 的核相对应的那一段曲线几乎是水平的，这就表示这些核的每一个核子的结合能的值近似地相等，而且核的总结合能与质量数成比例。如果这些核子与核内所有核子都发生作用的话，那么结合能就要正比于核内核子数两两组合的数目，也就是要正比于 $\frac{A(A-1)}{2}$ 。但实际的情况恰如上面所指出的，中等质量数的核的结合能近似地正比于质量数的一次方。

质子的数目随质量数的增加而变大，在图 190 中对应于重核

部分的曲线下降的原因是由于质子的电性斥力的正能量所起的作用的增長。电性力作用的距离远远地超过核的大小,因此电性力使每一对质子互相排斥,也就是说每一个质子与其余的每个质子都有互相作用。由此可见,电性力的作用所引起的正势能近似地正比于核内质子数两两组合的数目,亦即正比于 $\frac{Z(Z-1)}{2}$ 。

随着质量数的增大,质子互相作用的电能所起的作用愈来愈大,这就可以说明核内质子与中子所占的百分比的改变。在轻的稳定核中,中子的数目与质子的数目相等。在较重的核中,中子的数目超过质子的数目,而且核愈重,超过得愈多。例如,钒 $_{23}\text{V}^{51}$ 的中子数为质子数的 122%, 碘 $_{53}\text{I}^{127}$ 为 189%, 铋 $_{83}\text{Bi}^{209}$ 为 162%, 而那些最重的,都是放射性的核,例如 $_{92}\text{U}^{238}$ 竟达到 159%。稳定核中质子与中子的百分比要求它们以该百分比组合时能量最“有利”,也就是要求当核子是这个百分比时,核的结合能尽可能接近其最大值。

在圖 190 上对应于最轻的那些核的那一部分曲线陡峻的升高可以解释为:当核内核子数较少时,虽然这时每个核子都与核内所有的核子互相作用,但核力还没有达到饱和。

这部分曲线的几个“尖峰”,对应于质量数为 4 的整数倍的核,这表示形成 α 粒子的两个质子与两个中子结合得特别牢靠。可以用质子与中子以及电子都具有固有动量矩(称为自旋)来阐明这件事。电子的自旋在 § 21 中叙述原子的电子壳层的构造时已经提过。自旋是一个矢量,对质子、中子与电子来说都等于 $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ 。由这些粒子形成的系统的自旋只能等于这些粒子的自旋的代数和,因为它们自旋矢量只能互相平行或反平行地取向。互相平行时,自旋是算术地相加起来,在反平行时是相减。因此,由偶数个核子形成的原子核的自旋等于零或 $\frac{h}{2\pi}$ 的整数倍。由奇数个核子组成的核的自旋是“奇数的”,亦即其值只能等于 $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ 的奇数倍。用高分辨率的仪器来研究光谱可以确定核的自旋,并测量与自旋

关联的磁矩。在核子形成原子核时，核子的自旋所起的作用如下所述。

核内的核子，也与在原子壳层内的电子一样，是按壳层分布的，这些壳层相应于不同的能级。在原子的电子壳层的 k 层内，可以容纳的电子不超过两个。因为它们只能以两个可能的自旋的取向来区别，而根据泡利原理，在核内的最低能级可以容纳四个核子，它们是以电荷或以自旋的取向来互相区别的。这样一来，核内最低的能级被两个自旋取向相反的质子以及两个自旋亦反向的中子所填满，因此， α 粒子是很稳定的核。在自然界中还没有碰到过由三个质子和一个中子组成的核或一个质子与三个中子组成的核，因为核子这样组合是极不稳定的。也没有碰到过质量数为 5 的核。锂的稳定同位素及氦的放射性同位素的核的质量数都是 6。前者的一个核子的结合能比后者大些。

我们谈过了核的“壳层”结构，虽然这种结构的研究并不完备，而仅为了说明核子组成原子核时，核的粒子的自旋所起的作用时才用到它。

计算核的自旋可以看出核由质子与电子组成的假说是无能为力的，这个假说在中子发现以前一直被采用着。按照这个假说，氮核是由 14 个质子与 7 个电子组成的，亦即由 21 个具有半个自旋的粒子组成的。在这种情况下，核的自旋应该等于 $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ 的奇数倍，而测量的结果，它却等于 $\frac{h}{2\pi}$ 。这个矛盾称为“氮的灾难”，只有在 Д. Д. 伊凡年科提出核由质子与中子组成的假说以后，才成功地消除了这个灾难。按照伊凡年科的假说，氮核是由 7 个质子与 7 个中子组成的，亦即由 14 个具有半个自旋的粒子组成的。偶数个半个自旋的代数和得到整数个 $\frac{h}{2\pi}$ ，这点已经由研究氮光谱的超精细结构所确定了。

比较由一种核转变为另一种核时结合能的变化，就能确定任

何放射性能量的问题。例如，对 α 衰变来说，方程式 (25-17) 导致下面的关系式：

$$\begin{aligned} {}_Z\mathcal{P}^A - {}_{Z-2}\mathcal{P}^{A-4} &= 931.15 \frac{M_{96}}{AEM} [Zm_H + (A-Z)m_n - M_1 \\ &\quad - (Z-2)m_H - (A-4-Z+2)m_n + M_2] \\ &= 931.15 \frac{M_{96}}{AEM} [2m_H + 2m_n - (M_1 - M_2)], \end{aligned} \quad (25-19)$$

式中 M_1 是核转变前的原子量，转变后成为原子量为 M_2 的原子核。

由质量守恒定律以及质量与能量的关系得出：

$$M_1 - M_2 = M_{He} + \frac{W_\alpha}{931.15 \frac{M_{96}}{AEM}}, \quad (25-20)$$

式中 M_{He} 是氦的原子量，它的核就是 α 粒子，而 W_α 是衰变的能量，亦即飞出的 α 粒子的动能与 α 粒子飞出的核所获得的推动（反冲）的动能之和。原子壳层中的电子的质量的修正没有引入，因为在 (25-19) 与 (25-20) 中，它们都互相抵消了。以 (25-20) 的质量差代入 (25-19) 得到：

$$\begin{aligned} {}_Z\mathcal{P}^A - {}_{Z-2}\mathcal{P}^{A-4} &= 931.15 \frac{M_{96}}{AEM} [2m_H + 2m_n - M_{He}] - W_\alpha = \\ &= {}_Z\mathcal{P}^A - W_\alpha, \end{aligned} \quad (25-21)$$

因为方括号内的是就是 α 粒子的结合能。

因此，当衰变时，放出 α 粒子的核的结合能与衰变后形成的核的结合能之差值等于 α 粒子的结合能与衰变能量之差。例如镭 ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ 原子的质量为 $226.0968 AEM$ ，其核作 α 衰变后转变为氡 ${}_{86}\text{Rn}^{222}$ 的核。氡原子的质量 $M_2 = 222.0847 AEM$ 。如果按照 (25-17) 来计算镭、氡及 α 粒子的结合能，并把所得的值代入 (25-21)，就能决定 α 衰变的能量： $W_\alpha = 28.28 - 1731.7 + 1708.3 = 4.88 M_{96}$ ，这个数值与测量飞出的 α 粒子的能量而求得值相

符合。

我们来大略地研究一下某些核转变的机构。

大多数具有 α 放射性的核, 在衰变时放射出同样能量的 α 粒子, 这能量可以作为这种核的特征, 但可以观察到某些放射性核并非放射出一群速度相同的粒子, 而是放射出好几群速度不同的粒子。在这种情况下, α 衰变伴随着辐射光子, 亦即辐射 γ 射线; 光子的能量等于相应于不同的 α 粒子群的衰变能量之差。我们还记得, 衰变能量就是 α 粒子的动能与反冲核的动能之和。

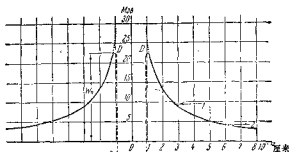


圖 191. 在原子核場中 α 粒子的势能曲線

可以用 α 粒子的势能与它到核中心的距离的关系曲线 (势能曲线) 来解释上述的事实。钍核的势能曲线如图 191 所示, 图中横坐标轴表示距离, 纵坐标轴表示 α 粒子的能量。钍核半径的数量级为 9×10^{-13} 厘米。前面已经谈到, 核力的作用从核表面算起不高于 8×10^{-13} 厘米。因此, 势能曲线是离核中心超过 1.2×10^{-12} 厘米的双曲线, 因为在这个距离时, α 粒子的势能是正的, 这是电力作用引起的。核内所有核子的势能都是负的; 这是核子引力造成的, 这些核子都处在“势阱”中。在图 191 上, “势阱”习惯上以平行于纵坐标轴的虚线表示, 其“底”远在横坐标轴下面。核内势能曲线实际的情况是不知道的, 因为核力与距离的关系的规律还没有弄清楚。

除了势能以外，核子还有动能。在放射性核中，个别粒子的总能量可以是正的，但在任何情况下，都不能大于“势垒”的高度（在圖 191 上以水平线 DD 表示），这势垒把粒子包围在核内。根据古典理論，在这种情况下，要使一个带电粒子从核内飞出而不消耗能量，是永远不可能的。然而在 10^{10} 个鈾核中，在一年内却有一个 α 粒子飞出。由此可見，鈾的放射性衰变虽是很罕見的現象，但它的發生畢竟是与古典力学的規律相違背的。

鈾核内势垒的存在以及总能量小于势垒高度的粒子能够穿过势垒，可以从下述的實驗結果得到証实；能量为 8.8 Mev 的 α 粒子被鈾核所散射，而鈾核在放射性衰变时抛出的 α 粒子的能量为 4.4 Mev ，这表示这些粒子的能量無疑地是低于势垒的高度。这两种 α 粒子的能級在圖 191 上分別以箭号 1 与 2 表示。

在 § 11 末了，我們提到过的波动力学或量子力学，可以說明这个現象。量子力学从實驗所証实的微观粒子存在波动性質这一概念出發，导出这样的結論：核内的粒子具有某种几率可以通过高度比粒子总能量大的势垒。势垒愈低，粒子的質量愈小，則穿过势垒的几率就愈大。由此可見，如果从核内飞出的 α 粒子的能量愈大，則衰变的几率也愈大，半衰期就愈小。对各种放射性核的 α 衰变的研究已証实了这个結論。

前面說过，原子核仅由質子与中子組成。因此，核内是没有 α 粒子的，它們是 α 衰变时由核内的核子形成的。从一定的放射性核（多半是在 α 衰变时观察到的核）飞出的 α 粒子的速度都相等。这表明 α 衰变时核所給出的能量是一定的。至于为什么飞出的是 α 粒子，而不是質子、中子或它們的別种組合，这一点可以用 α 衰变的能量最有利来解釋。 α 粒子的結合能是非常大的。

β 衰变时，有电子（通常又称为 β 粒子）从放射性核内飞出，这些粒子的速度从最小的速度到标志該放射性核的某一个最大速度都有。如果把衰变时从核内飞出的 β 粒子的最大速度引入平衡方

程式內，那么， β 衰变前后的能量是平衡的。因而就發生这样的問題：在衰变时，飞出的大多数 β 粒子的能量与 β 粒子的最大能值之差的这部分能量消耗到哪里去了？

当 β 粒子飞出时，質量数并不改变，因而“偶数的”自旋不可能变为“奇数的”自旋，反过来也同样不可能。研究光学光譜就証实了这一点。从而就發生第二个問題：怎样把这个事实与动量矩守恒定律結合起来呢？

要闡明 β 衰变，还应当回答第三个問題：正如我們所知道的，如果原子核仅由質子与中子組成，而核內并没有电子的話，那么， β 粒子是从那里来的呢？

借下面的假設可以回答前两个問題，这个假設是：当 β 衰变时，还有一种粒子与 β 粒子同时飞出，这种粒子帶走了能量与动量矩。这种粒子是中性的，也就是說它不帶电荷，而且它的質量是非常微小的。因此，在观察时，它被忽略过去。这种粒子称为中微子，假設它的自旋等于 $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$ 。

中微子的存在已为实验所証实，这些实验的概念是苏联学者 A. И. 阿里罕揚与 A. И. 列依普恩斯基提出的。在这些实验中，利用了 K 俘获现象(本节的 I 中已談到)。这个现象的本質是：核俘获一个 K 壳层的电子。这时核电荷减少一个單位，而核的自旋保持不变，因为質量数沒有改变。核吸收电子以后，中微子就从核內飞出。可以测定中微子飞出时傳給核的速度，借此以証实中微子的存在，并且确定其質量远較电子的質量为小。

在 β 衰变时， β 粒子的形成解释为：核內一个中子轉变为一个質子。在正电子衰变时(这种衰变在某些人为放射性核衰变时可以观察到)，一个質子轉变为中子。这种轉变是在放射性衰变时完成的。

放射性核的 γ 辐射是能級較高的放射性核过渡到較低的能級的結果。

用核的液滴模型可以解释核的分裂,这个模型是1939年苏联学者 Я. И. 弗伦克尔提出的。

按照这个模型,原子核是球形的“核液”滴。核似液滴的概念的基础是:所有的核的密度都相同,而且密度与核的大小无关。在这种情况下,核与液滴相似。在核表面的核子,也与在液滴表面的分子一样,处在指向核内的力作用之下。核内有短程的核力作用,而液滴内则有短程的分子力作用。它们的区别是作用半径的大小不同。核力的作用半径的数量级为 10^{-13} 厘米,而分子力的作用半径为 10^{-8} 厘米。

核分裂为几部分就增加了处在表面的核子数,由于表面增加,使核子的结合能比分裂前的核的结合能减小,这在能量上是不利的。另一方面,核分裂为几部分就增加了核内核子之间的距离,因而结合能增加,亦即能量变得有利了。这样一来,核内的核子的“表面能”与质子之间的库仑斥力所引起的能量同时发生变化,表面能与库仑斥力势能对分裂前核的结合能转变为“碎片”的结合能所起的作用是相反的。例如,若表面能较库仑斥力势能占优势(在质子数较少的轻核内就是这种情况)则不是核分裂对能量有利,而是核结合对能量有利。若库仑斥力势能较表面能大,则核分裂在能量上较有利,这在重核分裂时可以看到。

然而,某些在能量上有利的反应却很少自发地完成,因为这些反应的几率很小。前面提到的铀核的天然分裂就可以作为这种自发分裂的例子。如果用中子轰击铀核而把若干“激活能”传给铀核,那么核就放出能量而分裂,放出的能量要比原来的激活能大得多。通常核分裂为两个新核——“碎片”,它们的电荷与质量都不相同,而且分裂时还放出二、三个中子。观察各核分裂的两块碎片的質量比,发现这个比值对各个核来说常不相同,但大多数情况是其中一块碎片的質量比另一块碎片的質量大约大半倍。由于碎片核内有过剩的中子,因此这些核是放射性的,经一连串的 β 衰变

之后转变为稳定核。比较铀核与其碎片的结合能，在理论上就可以计算出分裂时放出的能量。根据实验数据，铀核分裂时放出的能量约为 200 Mev。很容易算出，1 克铀分裂时放出的能量几乎与燃烧三吨煤所得的能量一样。

核的人为分裂是获得核能的一种方法。这个方法在原子弹与铀“堆”中得到实际的应用，利用铀堆消耗核能来获得人为放射性元素并放出热量，这些热量可以用来获得电能。第一座原子核能发电站已经在苏联建立起来了。

原子弹爆炸时，铀 ${}_{92}\text{U}^{235}$ 的核或钚 ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ 的核（它们是当各种速度的中子穿入时能够发生分裂的核），要发生链式的分裂反应。某一个核分裂时放出的中子射入别的核内，引起这些核的分裂，同时又伴随着放出中子，这些中子又引起另一些核的分裂，依此类推。如果这种过程雪崩似地扩展起来，遍及铀的整个质量，那么，就发生爆炸。若中子被散射到周围的空腔，或被杂质吸收，因而不发生中子的“繁殖”的话，则链式反应就不可能进行下去，分裂过程也陷于停顿。因此，如果要使分裂过程扩展起来，就必须使铀的质量不小于某个临界的质量，并尽量减少吸收中子而阻碍核分裂的杂质的核。所以，在原子弹中，采用不掺杂 ${}_{92}\text{U}^{238}$ 的纯净铀的同位素 ${}_{92}\text{U}^{235}$ 与 ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ ，这是因为 ${}_{92}\text{U}^{238}$ 的核只有当中子以一定速度射入时才能分裂，而以其他速度射入时并不分裂的缘故。在原子弹爆炸前，使“原子燃料”的整个质量分成几部分，每一部分都小于临界值。若要使它爆炸，把这几部分合成一个整体就行了。

铀“堆”是由一些铀块构成的，在铀块之间放置着中子减速剂。可以用石墨、镉与某些其他物质作为减速剂。中子与减速剂的核碰撞时，受到弹性碰撞，因而速度减低。把镉制的隔板放在包有减速剂的铀的各部分之间，隔板的位置决定中子繁殖的强度与铀堆所能发挥的功率。镉能够吸收中子，因而它就从某种稳定同位素转变为另一种稳定同位素。把镉制的隔板插入时，可以使铀堆的

功率减小,如果它使中子不繁殖,就可以使铀堆停止工作。

依靠核结合成较重的核来放出核能,在太阳和地球上都可发生,这些天体的温度都非常高,这样放出的核能是它们辐射能量的泉源。使质子与中子结合成 α 粒子,亦即使氦转变为氦,就可以获得这样的能量。形成一个 α 粒子可以放出28.8 Mev的结合能。

只有在非常高的温度下(数量级为百万度)才发生的核反应称为热核反应。由氦的较重的同位素:氦(${}^3\text{H}^2$)与氦(${}^3\text{H}^3$)的核结合成氦就是热核反应。氢弹爆炸时也发生类似的反应,所需的高温由钷原子弹或铀原子弹爆炸来获得,这时原子弹起着“爆管”的作用。要使上述的核反应遍及氢弹中全部的浓缩氦及氦所需的高温,可以由反应



放出的高能中子来得到。

我们还要谈一谈核完全分解为质子与中子的现象,苏联学者A. II. 日丹诺夫利用厚层乳胶片的方法发现了这个现象。这个方法的概念是I. B. 梅索夫斯基提出的, A. II. 日丹诺夫仔细地研究这个方法,并首先将它应用于宇宙射线研究。这个方法归根到底是对带电粒子在照相乳胶上留下的径迹作微观的研究。根据径迹的样子,如同根据威耳孙云室中的径迹一样,可以判断粒子的性质,而根据径迹的长度,可以判定粒子的能量。在书末的图XVII上,以钷的 α 粒子在溴化银的照相乳胶上的径迹的照片作为例子。

只有当能量比核内核子的结合能大得多的粒子射入核内时,才发生核的完全分裂。宇宙射线中就有这种高能粒子。书末的图XVIII是银核在能量为 3.5×10^9 eV的宇宙粒子撞击下而完全分裂时所飞出的质子的径迹的高倍放大照片。径迹的数目等于核内的质子数。中子,是不带电的粒子,在照相乳胶上不留下径迹。

最后还要指出,不仅可以用方程式来标记核反应(这种方程式

我們已采用过),而且还可以用更簡便的表示法。例如反应(25-13)可以写为: $Al^{27}(\alpha, n)P^{30}$ 。第一个化学元素的符号表示受轟击的核,而后面那个化学符号表示反应后得到的核,两个化学符号之間的括号内表示飞入核内的粒子与从核内飞出的粒子。

E. 帶电粒子加速的方法

利用帶电的重粒子,如質子、氦(或氦)核和 α 粒子,以及中性粒子,如中子和高能光子来轟击核的方法,就可以实现上述的各种核反应。动能小的帶正电的粒子不可能引起核反应,因为它们要被核所排斥,不能胜过圍繞核的“势垒”。最初的核反应是利用天然放射性元素辐射的 α 粒子来进行的。这种粒子的能量约为几个 M_{30} (百万电子伏特)。ThC' 的長程 α 粒子的能量最大达到 $10.5 M_{30}$ 。利用这种 α 粒子获得的核反应的数量是很少的,而且这些反应的“产量”(被转变的核的数量)也是微不足道的。

只有当能够把很大的能量傳給輕元素的强大的正离子流(它們作为轟击核的“炮弹”)的装置建成以后,新的核反应的获得以及与其有关的,在核結構方面的研究的巨大进展才成为可能。現代已經運轉的帶电粒子加速器能够获得能量为几百 M_{30} 或更高些的电子或正离子。最近造成的加速器可以使質子的能量达到 $2800 M_{30}$ ①。

前面所熟知的,具有一个基本电荷 $e = 4.8 \times 10^{-10}$ C. G. S. E_g 的粒子,亦即电子或一次电离的原子,在電場中飞过 U 伏特的电势差时,就获得动能

$$W = U \times 1.6 \times 10^{-12} \text{ 尔格} \quad (25-22)$$

二次电离的原子,例如 α 粒子,在这种情况下获得兩倍的能量。

可以利用各种类型的加速器:直綫式加速器及迴旋式加速器,来获得高能帶电粒子,它們的能量可达百万电子伏特,千万电子伏

① 1956年苏联已建成能把質子加速至能量为 $10^4 M_{30}$ (100亿电子伏特)的加速器,現在正在設計 500 亿电子伏特的加速器——譯者。

特或亿电子伏特。在直线式的加速器中，粒子在一个两端（或个别区域）加上高电压的真空放电管中，沿着直线轨道加速地运动。粒子源放在管的一端，在管的另一端放着要轰击的靶。在回旋式加速器中，粒子沿曲线轨道运动，它们或是在整个路程中受到加速，或是在某些个别的区域内受到加速。

现在来研究两种高压起电机（静电式起电机与脉冲式起电机），它们在直线式加速器中用到。

范德格喇夫静电起电机的简图如图 192 所示。它由两个铝制的

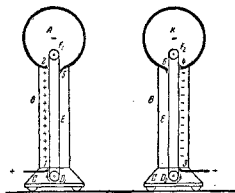


图 192. 范德格喇夫静电起电机简图

的空心球形电极（导体）

A 与 K 组成，电极装置

在夹布胶木（绝缘体）制

的空心圆柱体上。在所

示的起电机图中，电极

的直径为厘米。圆柱体

装在小车 C 上，如果需

要改变电极之间的距离

的话，那么可以使小车

移动。在小车上装着附

有滑轮 D_1 与 D_2 的电动机，它们拖动绕过滑轮 F_1 与 F_2 的丝带，

滑轮 F_1 与 F_2 装在电极内部。在圆柱的底部，装有金属刷 1 与 3，

它们从两极管整流器（图上没有画出）把电荷传给丝带，用工业用的

变压器供给这个整流器 10~20 千伏。丝带把电荷带到刷子 2 与

4。再把电荷传给两个电极。电极 A 充正电，而电极 K 充负电。

这时，电极的电势不断增加，可以达到相对于地球为 ± 2.5 百万伏特^①。

因此，从这种起电机所能得到的电势差，亦即能加于放电管的

电势差可以达到 5 百万伏特。刷子 5 与 6 从两个电极把符号相反

的电荷传给丝带，再带到刷子 1 与刷子 3，在那里这些电荷被整

① 原文为 *Mev*，是能量的单位，应改为百万伏特——译者。

流器传来的电荷所中和。用这种起电机可以在放电管中获得好几毫安的电流，这是它的优点。如果要由放射性衰变来获得与这电流等价的 α 粒子流，那就需要几十公斤的镭才能达到。静电起电机的缺点是它的尺寸太大。例如，上述的起电机需要15米高的装置。

能够获得电压超过1千万伏特的静电起电机现在已经制成。这时，电极装在盛有特种气体的室内，这种气体的绝缘强度比几个大气压下的空气大得多，这样就能够减小整个装置的尺寸。

现在来研究如图193所示的脉冲起电机的线路图。

从变压器 T 把电压加到由四个整流器组成的线路中的两个接头 M 与 L ，电流只能从图中标出的箭头的方向通过。电容器 C_1, C_2, C_3, \dots 的上极板接到从整流器线路图的 B 点连向电极 A 的电路。电容器的下极板所接住的电路是接地的。在相邻的电容器的相反的极板之间有火花隙 d_1, d_2, d_3, \dots ，其中第一个火花隙比其余的都小些。许多高电阻 r 与 B 连接在线路图内，而且 $R \gg r$ 。电极 K 接地。

变压器供给的交变电流在 L 点的电势高于 M 点的电势的那

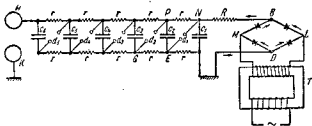


图 193. 脉冲起电机的线路图

个半周时，电流从 L 流向 B 点，而将电容器充电。在下半周时，电流从 M 点流向 B 点，也把电容器充电。当 N 点与 E 点之间的电

压增高到有电火花通过 d_1 时, 电容器 C_1 与 C_2 就变成串联。由于电阻 r 相当大, 以致电容器 C_1 来不及通过 r 而放电, 则 P 点的电势变为 N 点的电势的两倍, 因而就有电火花通过 d_2 。结果变成三个电容器串联, 依此类推。这样一来, 在很短的时间内 (其数量极为供电的交变电流的周期的 10^{-3} 至 10^{-4} 倍), 电极 A 的电势就变为加于电容器的电压的好多倍, 这个倍数与并联的电容器的数目相等。要使脉冲起电机能正常的工作, 必须选用适当的电阻 r 及 R , 使在脉冲的时间内电容器来不及通过它们而放电。

利用火花放电使电容器从并联自动地转换为串联的概念是 1914 年 B. K. 阿尔卡捷夫提出的。

回旋式加速器与上述的直线式加速器比较起来, 有很大的优越性, 回旋式加速器可以不用很高的电压而使粒子获得很大的能量。

第一个回旋式加速器于 1918 年制成。这种类型的加速器称为回旋加速器, 其工作的本质可归结如下。

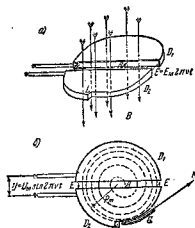


图 194. 回旋加速器的 D 形电极的装置
与被加速的粒子的轨迹简图

在两个半圆柱形的空盒 (D 形电极) 之间 (如图 194, a 所示), 建立频率为 ν 的交变电场, 有磁感为 B 的恒定磁场与这电场垂直, 亦即与半圆柱体的母线平行。带电粒子 (如质子、氘核或 α 粒子) 从粒子源射到电场中的 A 点 (图 194), 就被电场加速而射入 D 形电极 D_1 , 在电极内磁场使粒子沿圆弧运动, 其半径由 (21-19) 式决

定。粒子描画半圆周的间隔为

$$\tau = \frac{\pi \rho}{v} = \frac{\pi m v c}{B q v} = \frac{\pi m c}{B q} \quad (25-23)$$

对所有荷質比 q/m 相同的粒子來說， τ 都是一樣的，而與粒子的速度無關。這樣一來，如果電場改變的頻率 $\nu = \frac{1}{2\tau}$ ，則粒子走出電極 D_1 以後，就進入與圖 194, δ 所示的箭號 E 反向的電場內，受到這電場的加速再進入 D 形電極 D_2 ，它們在 D_2 之內也描畫半圓周，但半徑比較大些。經過 τ 時間之後，電場又改變方向，粒子速度再增加，又飛入 D 形電極 D_1 。這個粒子在它從 D_2 的 L 點飛出以前，一直是沿着開展的螺旋綫運動，在 L 點，利用附加電極 G 的電場，可以使粒子射向靶 M 。

根據下面的見解可以確定從迴旋加速器的 L 點飛出的粒子的能量。假設帶電粒子在 D 形電極之間電勢差 $U = U_m \sin 2\pi\nu t$ 為最大值 U_m 時飛入電場內，在粒子沿螺旋綫運動的時間內，它通過 D 形電極之間的間隙 N 次。這樣一來，粒子的能量等於

$$W_{\text{max}} = \frac{m v_m^2}{2} = N U_m q_0 \quad (25-24)$$

另一方面，從 (21-18) 得到：動量 L

$$L = m v_m = \frac{q B \rho_m}{c} \quad (25-25)$$

這就是說粒子在迴旋加速器中所獲得的動量正比於 $B \rho_m$ ，而與加于 D 形電極之間的電勢差無關。譬如說，如果粒子在飛入電場時，電壓 $U = U_m \sin 2\pi\nu t < U_m$ ，那麼粒子在 D 形電極中的曲率半徑變小，但在 D 形電極之間的間隙來回經過的次數增多了，而且粒子飛出迴旋加速器以前所經歷的路程的長度也變大了，因而動量的值仍然由 (25-25) 式決定，也就是說與前面的情況完全一樣。然而，所有這些見解只有在粒子的質量不隨速度變化的條件下才是正確的。反之，若粒子因速度增大而質量增加，則它們在周相上就逐漸地落后於場強的周相，從某一時刻起，當它們飛過電場時，就不再

是受到加速,而是受到制动。这样一来,由于微观粒子的质量随其速度的增加而按(20-6)式增大,还由于迴旋加速器中电场与磁场并非绝对均匀,而且还必须应用这些不甚均匀的场来使带电粒子流聚焦成束,因此,应用迴旋加速器来加速各种粒子就有一定的极限。

以动能 W_{kin} 飞行的粒子的质量的增量和它的静止质量的比值由下式决定:

$$\frac{\Delta m}{m_0} = \frac{W_{\text{kin}}}{m_0 c^2} \quad (25-26)$$

此式可由(20-9)导出。现在把各种粒子的 $\frac{\Delta m}{m_0}$ 值计算的结果列于下表内作为例子。

粒子	静止质量 m_0 以克为单位	粒子动能(以 M_{eV} 为单位)不同时质量的相对增量				
		0.1	1	10	100	1000
电子	9.107×10^{-28}	0.1057	1.957	19.57	195.7	1957
质子	1.673×10^{-24}	1.065×10^{-4}	1.065×10^{-3}	0.01065	0.1065	1.065
氦	3.345×10^{-24}	5.32×10^{-5}	5.32×10^{-4}	5.32×10^{-3}	0.0532	0.532

从上表看出,利用迴旋加速器使电子的能量达到 $0.1 M_{\text{eV}}$ 也不可能,因为这时电子的质量几乎增加了 20%。用迴旋加速器所能给予较重的粒子的极限能量,对质子来说大约为 $10 M_{\text{eV}}$,对氦核来说为 $20 M_{\text{eV}}$ 。只有对更重的粒子,才可能利用迴旋加速器把更大的能量传给它。例如在 40 年代初期,氧离子就被加速到 $118 M_{\text{eV}}$ 的能量。

为了获得动能更大的电子,人们采用另一类型的迴旋式加速器——感应式加速器。利用电磁感应来加速带电粒子的概念虽然早已提出,然而第一架感应式加速器直至 1941 年才制造成功。电子的感应式加速器称为电子迴旋加速器。它的工作原理可归结如下。

設有一金屬圓環，有電磁鐵產生的磁通量通過。當磁通量改變時，環內感生了電動勢，即有電流沿着圓環流動。如果以真空的環管替換金屬圓環，則管內感生電場。這時使電子流射入管內，電子在電場作用下沿着反電場方向加速地運動。電子的運動與變化的磁場垂直，因而它們又受到洛倫茲力的作用，而沿曲線軌道運動，其曲率半徑由(21-19)式決定。考慮到產生感應電場所增加的磁通量的方向與洛倫茲力的方向的關係就得出結論：電子將沿環狀真空管運動。把磁極軋制成適當的形狀，就能使管內磁感分布得使被加速的電子沿管內穩定的環形軌道運動，若電子稍許偏離軌道，仍會自動地回到這穩定的軌道上，不管與速度增大相關聯着的質量增加如何。

圖 195, a 簡略地表示加速電子的真空環管，它裝置在電磁鐵的兩極 NS 之間。圖 195, b 是真空環管的橫截面，圖 195, c 是其平面圖。若某一時刻被加速電子位於 e 點(圖 195, c)，增加的磁通量 Φ 從觀察者指向 195, c 的“圖面”，則感生電場指向箭頭 E 的方向，這電場對電子的作用力 $f = -eE$ ，指向相反的方向 (E 是電場強度)。除此以外，還有洛倫茲力 f_a 對電子作用，它指向用虛線表示的電子的穩定軌道(即“平衡”軌道)的中心。

電子源(即“電子槍”) K 裝在管內靠外壁處，“靶” M 裝在靠內壁處。電子射入管中時磁感的大小決定它們的運動軌道。當磁感較小時，電子沿軌道 1 運動，就射到管的外壁，當磁感較大時，它

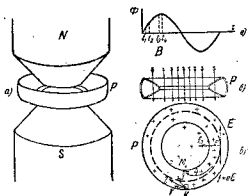


圖 195. 感應式的電子迴旋加速器簡圖

們就沿着軌道 3 运动,这就射到管的內壁,而当磁感的值在某一微小的区間內时,电子就沿軌道 2 运动,而且“被引入”平衡軌道。由此可見,必須在磁通量 Φ 改变的第一个四分之一周期內的某段短暫的时间間隔 $t_2 - t_1$ 之中(参考圖 195, a) 使电子射入管内。在此四分之一周期末的 t_4 时刻,电子停止加速,而且在稍前的 t_3 时刻,电子就自动地射向靶 M 。使电子离开平衡軌道的方法之一是:把磁極靴制成特殊的形状,并在極靴的某些部分采用特殊的磁性材料,就能使这个周期內“工作部分^①”終了时的磁感的分布發生改变,这是因为極靴特制部分的磁性饱和的緣故。

这样,利用电子迴旋加速器,用多次短暫的脉冲可以获得高能电子流。这些脉冲的久暫的数量級为微 (10^{-6}) 秒或几分之一微秒,这仅为加于这个裝置的交变电压的周期的很小一部分 (≈ 0.0001)。

用电子迴旋加速器能获得的电子的最大能量的数量級为 500 Mev 。这个極限是在电子速度接近光速时,由于电子以向心加速度运动,损失于电磁辐射的能量迅速地增加而引起的。И. И. 依凡年科早已預見到这种“發光的电子”的現象的存在,И. И. 普麦蘭楚克与 И. А. 阿齐莫維奇并研究了 this 現象的理論。若电子速度接近光速,則在被加速电子的軌道的切綫方向可以观察到發光。

这里,我們列举出 1943 年开始使用的电子迴旋加速器的某些数据于下,它能够使电子加速到 100 Mev 的能量。它的平衡軌道的半徑为 83 厘米,軌道上磁場的最大磁感为 4000 高斯,电場的最大場强为 1.26 伏特/厘米,加速时间內电子經過的路程的長度为 1250 公里,在这段時間內电子迴轉的圈数为 240000,电磁鉄的重量为 180 吨。

应用电子迴旋加速器来加速重粒子(例如質子)的效果并不大,因为重粒子質量較大,它們在一轉內所获得的加速度以及在磁

① 指 t_2 到 t_3 这段時間——譯者。

通量增加时它們所能繞的轉数都变小了。

1944年 B. II. 維克斯勒發現迴旋式加速器中的粒子的“自动穩相”原理，利用这个原理为基础而工作的加速器，能够获得能量为几百兆电子伏特，甚至上千兆电子伏特的帶电粒子。

为了了解作为这种新式迴旋加速器的基础的原理与概念，我們先回顧一下，决定帶电粒子在迴旋加速器中通过半圓周的时间 τ 的公式(25-23)。我們还记得，要使粒子加速，就必须使加于 D 形电極的交变电压的頻率 ν 等于被加速粒子旋轉的頻率，亦即

$$\nu = \frac{1}{2\tau} = \frac{Bq}{2\pi mc}。 \quad (25-27)$$

粒子的总能量，即其动能与其靜止質量有关的能量 m_0c^2 之和，等于 $mc^2 = W$ 。因此，(25-27)式变为：

$$\nu = \frac{1}{2\tau} = \frac{Bqc}{2\pi W}。 \quad (25-28)$$

对于“相对論的”粒子（即速度接近光速的粒子）来说，由于总能量 W 增加，粒子飞入电場就落后了，时间 τ 也增加了，因而等式(25-24)遭到破坏。因此，从某一时刻开始，粒子不再是受到加速，而是受到反向电場的制动。为了使粒子能量增加时等式(25-28)仍然有效，也就是说要使粒子轉圈的頻率仍旧等于交变电場的頻率，可以不断地增加磁場的磁感 B ，减小加于 D 形电極的交变电压的頻率 ν 或者是兩者并行。这种保持加速粒子轉圈的頻率与使粒子加速的交变电压的頻率之間共振的方法，是下面三种型式的共振迴旋加速器：同步加速器、穩相加速器以及同步穩相加速器的基础。

同步加速器用来加速电子与質子。电子运动所在的真空环管放在电磁铁的环形極靴之間，电磁铁是由工业用的頻率的交变电流供电的。同步加速器中的磁場，与迴旋加速器中的磁場一样，仅使电子轉向，而不改变电子的能量。同步加速器的环管与迴旋加速器的环管的区别在于：同步加速器的环管的內表面有两个环形

銀帶，它們以一狹隙(数量級为 10 毫米)隔开，它們是兩個電極，在電極上加高頻的交变电压。这电压在狹隙間建立交变电場，电子飞过狹隙时就受到電場的加速。电子在管内其余部分匀速地运动，因为在电子旋轉一圈內，磁感的增加非常微小，而且电子軌道所包围的磁通量也很小。

假设能量为 W_r 的 №1 电子，在 t_1 时刻或 t_2 时刻飞过按正弦式变化(如图 196 所示)的加速電場，这时電極之間的电压等于 U_r ，而周相为 $\varphi_1 = 2\pi \nu t_1$ 或 $\varphi_2 = 2\pi \nu t_2$ 。设电子每次通过加速電場时，其能量的增量 ΔW_r 都满足共振条件，亦即电子旋轉一周內能量的增量与这段时间內磁場的磁感的增量 ΔB 的关系能使旋轉周期保持不变而且等于加速的交变电压的周期：

$$T_r = \frac{1}{\nu} = \frac{2\pi W_r}{Bec} = \frac{2\pi (W_r + \Delta W_r)}{(B + \Delta B)ec} \quad (25-29)$$

如果在以后电子旋轉的各圈內，共振条件都能保持的話，那么 №1 电子在每一轉內能量的增加等于 eU_r ，因为这个电子在相应于同一

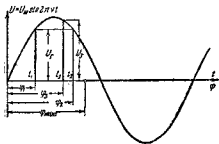


圖 196. 說明同步加速器的工作用圖

周相的电压时飞过加速電場。

設有能量亦为 W_r 的 №2 电子，在 t_3 时刻(参考圖 196) 飞入加速電場， t_3 相应于周相 $\varphi_3 = 2\pi \nu t_3$ ，这个电子受到电压 $U_3 = U_m \sin 2\pi \nu t_3$ 的加速，但 U_3 不等于 U_r 。这时，№2 电子的能量增加了 ΔW ，它不等于 ΔW_r ，因而不对应于共振条件(25-29)。結果这个电子旋轉的周期不等于 T_r ，而是随着每一轉改变的。分析电子在这种情况下的运动就能得出結論：电子运动的特征取决于电子飞入加速電場时加速电压的周相。如果周相 φ_3 在两个相当闊的極限 φ_{min} 与 φ_{max} 之間，

那么,虽然电子每轉一圈所需的时间是随时改变的,但其旋轉周期將在 T 附近振蕩,因而电子的能量的增加,平均說来是与 $N \pm 1$ 电子一样的。如果周相 φ_0 在上述界限之外,那么,这个电子就失去同步性,因而在加速的整个周期終了时,它并不納入射到靶上的那束电子流内。这就是自动稳相的原理,由于这个原理,电子源(电子槍)可以在虽然很短,但不是“瞬息的”脉冲的时间內供应电子,这就能获得功率很大的被加速的电子流。

能把电子加速至能量为 $300 M_{e0}$ 的同步加速器現在已經建成。

稳相加速器用来加速重^①粒子(質子、氦核、 α 粒子)。稳相加速器的構造与迴旋加速器相似,但在迴旋加速器中,加于D形电極之間的加速变电压的頻率是不变的,而在稳相加速器中,这个頻率却随時間而减小。这种高频电压的調变可以利用振蕩电路中的可变电容器来达到,这个电路用来控制加于D形电極的变电压的頻率。轉动电容器的动片使它的电容增加因而电压的振蕩頻率就减小了。

現代建造的稳相加速器,可以使質子获得 $350 M_{e0}$ 的能量。利用同步稳相加速器,可以获得能量大到几千 M_{e0} 的帶电重粒子,在这种加速器中,加强使电子轉向的磁場并减小加速电場的頻率,就能使被加速粒子的旋轉頻率与加速电場的頻率發生共振。現在,这种类型的,能够获得能量为 $2.3 \times 10^9 e_0$ 的質子的加速器已經制成且已運轉。这种加速器称为宇宙加速器,因为它获得的質子的能量接近宇宙粒子的能量。被加速的粒子在真空环管中的軌道半徑約为 9 米,把質子放进真空管以前,要先把它們用范德格喇夫起电机加速到能量为 $3 \sim 4 M_{e0}$,它們处在电子迴旋加速器的状态中加速到能量的数量級为 $50 M_{e0}$,亦即利用被軌道包圍的磁通量的增加所引起的电磁感应来加速,只有当加速器作了这些工作

① 原文为轻粒子,应改为重粒子——譯者。

以后,才轉入同步穩相加速器的状态。

最近几年来,使帶电粒子加速的技术更显著的进步是很有指望的。現在正在建造 10^{10} eV 的迴旋式加速器^①,而且还在研究新型的直綫式加速器,这种加速器的基本特点是应用超高频的交变电压。

§ 26 宇宙射綫

在二十世紀初叶,人們就已經注意到空气的天然电离(这种电离可以使驗电器中的电荷损失)随高度而增加。因此就可以作出結論:空气电离的原因不仅由于地壳的放射性,而且还由于从宇宙空間射到地球的某些射綫所引起的。这些射綫称为宇宙射綫,对这些射綫的研究指出,它們在 35 公里高处的强度为在地球表面的海平面上的 50 倍。利用特殊的仪器已經确定,这些射綫虽然已被显著地减弱了,但仍旧可以穿过几百米厚的水層,而在矿井内进行的实验也指出,这些射綫也可穿过地壳層厚达 0.5 公里。

由于研究宇宙射綫的特种仪器的發明与制成,并应用探察气球(近来还应用火箭)把測量仪器升高到超过 150 公里的高度,并用無線电自动地將仪器的指数播送回来,就能够弄清射綫在不同高度的組成,也能够研究宇宙射綫在大气中所引起的过程。

現在已經查明,宇宙射綫是各种不同的粒子組成的,这些粒子是以其性質、能量、貫穿本領以及它們所引起的現象来区別。把容易被大气吸收的,且能被 10 厘米厚的鉛層完全吸收的那部分射綫称为軟性成分,而貫穿本領很大的那部分射綫称为宇宙射綫的硬性成分。

C. H. 魏尔諾夫, Д. B. 斯科贝尔琴和他們的同事們近年来进行的研究指出,原宇宙粒子是由 95% 的質子与 5% 較重的核組

① 1966 年,苏联已經建成使質子加速至 10^{10} eV 的同步穩相加速器,現在正在設計能加速質子至能量为 5×10^{10} eV 的加速器——譯者。

成的，它們几乎不能飞达海平面。这些粒子的能量平均为 $10^1 M_{00}$ ，但也有些粒子能量很大，达到 $10^{11} M_{00}$ 。当原宇宙粒子与原子核碰撞时，就發生独特的“爆轰”，結果飞出各种各样的粒子，这些粒子的性質不同，而且后来的命运也不一样。这些粒子可以归結为下列三类：（1）重粒子——質子、中子与輕元素的核，（2）輕粒子——电子、正电子与光子以及（3）質量小于質子但大于电子的粒子。这些粒子称为介子。原宇宙粒子的能量分配給“爆轰”后飞出的所有的粒子。

当这样“爆轰”时，飞出的重粒子不止一个，而是好几个，每一个重粒子撞击核时又引起同样的“爆轰”，結果上述的那些粒子都飞出来了。新一代的重粒子与核碰撞时又引起“爆轰”，依此类推。因此就發生重粒子的“繁殖”以及一次次新核的“爆轰”过程。到“爆轰”时飞出的重粒子的能量小到那样的程度，以致它对核撞击时使核分裂所放出的質子与电子不能再引起新的分裂，而只能將其能量消耗于一般的电离时，上述的过程就停止了。伴隨着重粒子的“爆轰”，还有其他兩类粒子釋出，以后我們会看到，这些粒子也“被繁殖”，而且其数目亦不断地增加。結果在大气中形成遍及几千平方公里面积的“宇宙簇射”。測量宇宙簇射的所有粒子在地球表面上的总能量就得出結論：原宇宙粒子的能量可以达到前面所說的 $10^{13} M_{00}$ 的値。

重粒子撞击核时飞出的电子与正电子的能量达到几百兆电子伏特，由于种种过程，它們把能量消耗了。

电子和正电子与原子核碰撞时，不能引起核的分裂，但可以把一部分能量傳給核，使核处于激發状态。

若正电子与电子發生碰撞，則它們立即轉变为两个光子，它們的能量等于电子和正电子的动能以及与它們的靜止質量相关联的能量 $2 \times 9.1 \times 10^{-28} \times 9 \times 10^{20}$ 尔格 $= 1.02 M_{00}$ 之和。这个过程是物質的一种形式（具有一定靜止質量的粒子）轉变为另一种形式，

即转变为光子(静止质量为零且只能以光速运动的粒子)的明显的例证。

电子和正电子在原子核的电场中运动时受到制动,这时,因为它们以负加速度运动,所以它们就会消耗能量于辐射,亦即消耗于形成光子。

媒质的电离也是消耗电子的能量的一个原因,但是这个原因只有当电子以较小的速度运动时才占重要的地位。

在下列的过程中,光子都要消耗能量:

光电效应,亦即从原子的壳层内拉出电子的效应。在这种情况下,电子获得光子的全部能量,还要减去这电子与核的联系的能量。这时,光子被吸收了。

康普顿现象,亦即把电子从原子的壳层内拉出,伴随着产生光子的散射的现象。散射光子的能量小于引起这过程的光子的能量。

电子与正电子“偶”的形成。这个过程在靠近原子核处发生。光子转变为电子与正电子,光子的全部能量中有 $1.02 M_{e0}$ 的能量转变为与电子及正电子的静止质量相关联的能量,而其余能量以动能的形式分配给电子,正电子及原子核,“偶”的形成就在这核的场内发生。这个过程以及电子和正电子合并时转变为光子的过程都是宇宙簇射中轻粒子“繁殖”的原因,“偶”的形成过程一直进行到光子的能量小于 $1.02 M_{e0}$ 为止。能量小的光子不可能形成“偶”。

轻粒子所形成的“簇射”称为级联簇射。级联簇射是更广泛的所谓电子-核簇射的一部分,高能重粒子对电子-核簇射的形成起着主要的作用。轻粒子组成宇宙射线的软性成分,因为它们几乎完全要被厚为 10 厘米的铅层所吸收。

宇宙射线的硬性成分是由介子组成的,介子就是我们把它们列为高能重粒子撞击核而引起核的“爆轰”时飞出的粒子中的第三

类粒子。介子是1937年发现的，那时发现在宇宙射线中有质量为电子质量的200倍的带电粒子。后来的研究指出，在宇宙射线中还有质量为电子质量的300倍的粒子。前者称为 μ 介子，后者称为 π 介子。1947年，还发表了苏联学者A. H. 阿里罕诺夫与A. H. 阿里罕诺夫和他们的同事发现宇宙射线中还有更重的粒子。在宇宙射线中发现质量为电子质量的600倍与900倍的粒子，现在已经得到证实。质量更大的粒子虽已发现，但还研究得不多。所有介子都是不稳定的，其半衰期为一秒的极小的份数。

近年来的研究得出结论：当核受高能重宇宙粒子撞击而引起核的“爆轰”时，就有 π 介子飞出。它的半衰期的数量级为 10^{-8} 秒。 π 介子衰变后转变为同符号的 μ 介子，这时还有轻的中性粒子——中微子飞出。 μ 介子的半衰期的数量级为 10^{-6} 秒，它或者衰变为电子和中微子，或者衰变为正电子与中微子，这全取决于它们所带的电荷的符号。

负介子与核碰撞时会引起核反应。负 μ 介子与重元素($Z > 10$)的核碰撞时，就把中微子从核内打出，而当它与轻核碰撞时，就被核所吸收。负 π 介子与核碰撞也要引起核的衰变。

上述的有关宇宙射线的知识是利用特殊的方法获得的，其中许多方法是苏联学者研究出来的，这些学者对宇宙射线的知识的发展起着重要的作用。

最初研究宇宙射线是用§24中提到的仪器——电离室与盖革-弥勒计数器来进行的，电离室就是有磁场的威耳孙云室，A. B. 斯科贝尔琴院士首先用它来研究宇宙射线。现在研究宇宙射线是利用大量的计数器的组合，有时也与威耳孙云室以及厚层乳胶底片法配合着应用。

我们介绍几个近年来研究宇宙射线的方法的例子。

在C. H. 魏尔诺夫的赤道探索中，应用了一些计数器的组合，这些计数器是完全一样的而且排列在一直线上。用探索气球把这

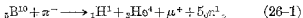
个計數器組合升到很高的地方。計數器的軸的指向與水平綫成 30° 角，但它們有的朝西，有的朝東。所有計數器同時工作的訊號自動地傳給裝在船舶上的無線電收訊機，並記錄在照相底片上。計算上述的朝東與朝西兩個方向所記錄的粒子數指出，從東方穿過的宇宙粒子比從西方穿過的要大得多。考慮地球磁場對帶電粒子的運動的影響，就可以確定原宇宙粒子是有正電荷的。

Д. В. 斯科貝爾琴，Н. А. 都卜洛欽，Г. Т. 查切平與他們的同事們在 1945 年及後幾年內進行高山探察的時期中，利用許多計數器組成的複雜的組合 [稱為歲儀 (Годоскоп)] 發現了電子-核簇射，並對這種簇射進行研究。在這些儀器中，有小氬氣燈與每一個計數器聯繫着，當計數器工作時，氬氣燈就發光。這些燈按照與它們聯繫的計數器那樣的次序放在控制台上，當宇宙粒子通過計數器時，與計數器聯繫的燈就發光，於是整個控制台就自動地拍照。

А. П. 日丹諾夫研究出的厚層乳膠底片法是研究宇宙射線最有效的方法。在上節末了我們已經提到過這個方法。對帶電粒子留在照相乳膠上的徑迹進行微觀的研究，就能確定粒子的性質及其能量。1949 年，А. П. 日丹諾夫與 П. П. 茹吉爾斯基院士用這個方法發現中性介子。在高度為 6 公里處的一張被宇宙射線照射的底片中，發現兩條徑迹以相反的方向分開，按其形狀看來是 μ 介子的徑迹。另外的一些徑迹並不與這兩條徑迹的交叉點相銜接，由此可見， μ 介子是依靠中性粒子的衰變形成的。這種粒子不可能是中子，因為若是中子，則 μ 介子只會以中子飛行的方向飛出，不會向兩個相反的方向分開。這些粒子也不可能是光子，因為這時光子的能量會大得使人難以相信。余下的唯一的假設是：有中性介子在 μ 介子分開的那一點，發生了衰變以後也証實了自然界中的確存在着中性 μ 介子。

書末的圖 XIX 是 π 介子射入硼原子時在照相乳膠上形成的徑迹的照片，可以作為用 А. П. 日丹諾夫的方法來研究核反應的

一个例子。向上伸展的長徑迹是負 π 介子的徑迹，向左的長徑迹是相应于形成的正 μ 介子的徑迹，向右上伸展的漸續的短徑迹是質子的徑迹。向左下伸展的，几乎連續的短徑迹是 α 粒子的徑迹。这个反应可以用下列方程表之：



从方程中看出，在这个核反应中有五个中子飞出，它們在照相乳膠上没有留下徑迹。

宇宙射綫的起源以及原宇宙粒子具有巨大能量的来源問題，还没有得到澈底解决。到现在已經提出了許多假設，但应当認为苏联学者 Д. И. 捷尔列茨基的假設是最可能的，这个假設可归結如下。

原宇宙粒子起源于我們的銀河系的星球的大气中，太陽就是銀河系中的一个星球。这些粒子受交变的磁場所感应的电場加速，这与在电子迴旋加速器中的电子的情况相类似。磁軸与轉軸不一致的星球，太陽与星球的斑点(沿其軸有交变磁場存在)，与宇宙粒子碰撞的运动着的分离的星际物質云，以及具有交变磁场的星球等，都可以作为这种宇宙感应加速器。例如，不久以前已經确定，某个星球表面的磁場以 9.3 日的周期从 +7800 高斯变化到 -6500 高斯。

在本节結束之前，讓我們將構成 Д. И. 門捷列夫周期系中所有元素的原子的基本粒子以及由于核反应过程而出現的那些基本粒子列举如下：

1. 質子——具有正的基本电荷的重粒子，是氫原子的核。質子的質量比氫原子的質量小一个电子的質量。

2. 中子——質量稍大于質子質量的中性重粒子。如果中子处于自由状态(但不是处在核內)，那么，中子就是放射性的，而且大約以 20~30 分鐘的半衰期而衰变为質子与电子。

所有原子核都是由中子与質子構成的。

3. 电子——具有负的基本电荷的轻粒子。电子的质量为质子质量的 $\frac{1}{1840}$ 。

原子的壳层由电子构成。在 β 衰变时以及由光子形成“偶”时，就放出电子。

4. 正电子——具有正的基本电荷的轻粒子。正电子的质量等于电子的质量。在放射性核发生正电子衰变时以及由光子形成“偶”时，都放出正电子。

正电子与电子接近时就转变为光子。

5. 中微子——静止质量等于零或接近于零的中性轻粒子。

6. 各种质量的介子——不稳定的粒子；它们构成宇宙射线中贯穿力大的成分。 π 介子与 μ 介子可以用下表所列的量值来表证。半衰期是对静止粒子而言的。对相对于仪器以速度 v 飞行的介子来说，半衰期应为 $\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ 倍(参阅 §20 的 2°)。

	电 荷	质 量	半衰期 以秒为單位	衰变的粒子
π^+ 介子	$+e$	$\sim 300 m_e$	$\sim 10^{-8}$	μ^+ 介子与中微子
π^- 介子	$-e$	$\sim 300 m_e$	$\sim 10^{-8}$	μ^- 介子与中微子
π^0 介子	0	$\sim 300 m_e$	$\sim 10^{-14}$	两个 γ 光子
μ^+ 介子	$+e$	$\sim 200 m_e$	$\sim 10^{-6}$	β^+ 与 2 个中微子
μ^- 介子	$-e$	$\sim 200 m_e$	$\sim 10^{-6}$	β^- 与 2 个中微子

7. 光子。

列举这些粒子并不取消以后研究中发现新粒子的可能性。

§ 27. 粒子与波

在 § 11 中已经指出，光在传播的现象中显示出波动性，而在与光吸收和辐射有关的现象中，显示出量子性，即粒子性。

在 § 21 中研究过光谱理论，在量子假说与牛顿力学的基本方

程的基础上,这个理論能够正确地計算出氫光譜的波長。然而把这个理論应用到比較复杂的光譜以及計算譜綫强度时,在許多場合下,它都显示出無能为力。

在本世紀第二个二十五年的前夕,出现了微觀粒子的新理論,如果說这个理論还不是徹底的,那么,它至少在很大程度內消除了前述的光譜理論的不足,并能够解釋某些微觀現象,而更重要的是能够“瞥視”物質的最深处——“瞥視”原子核。这个理論能够解釋許多以前的旧理論所不能解釋的現象,它采用了某些新概念,后面会加以闡明。除此以外,新理論还采用了一系列抽象的概念,而把它应用到各种特殊的情况时需要非常复杂的数学处理。所有这些都可能在普通物理教程的範圍內加以闡明。然而我們仍然把新理論的某些基本观点与概念介紹給讀者并指出它的困难性。

法国学者德布罗意認為:在具有波动性与微粒性这方面來說,光子(即电磁振蕩的量子)与自然界中任何粒子或物体都相类似,只要把波动性加于这些粒子或物体就行了。

如果在計算光量子的質量的公式

$$m = \frac{h\nu}{c^2} \quad (27-1)$$

中,以 $\frac{c}{\lambda}$ 代替頻率 ν , 那么就得到联系表征这一量子的波長与其質量 m 及速度——光速 c 的式子

$$\lambda = \frac{h}{mc}, \quad (27-2)$$

德布罗意假設这个公式可以应用于任何粒子,而且能够計算表征这粒子的某个波長。

倘若粒子的質量为 m , 速度为 v , 則这粒子的德布罗意波長决定于公式

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (27-3)$$

从这个式子得出:波長反比于粒子的質量与速度。除此以外,

还应当記得, 按照相对論的推論, 質量本身是与速度有关的。

波長可以用粒子的动能来表示。从古典力学动能的式子

$$W_{\text{кин}} = \frac{mv^2}{2}$$

来确定粒子的动量 mv , 我們得到

$$mv = \sqrt{2W_{\text{кин}}m}。 \quad (27-4)$$

把这个值代入 (27-3) 式, 就得出計算德布罗意波長的第二个式子

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mW_{\text{кин}}}}。 \quad (27-5)$$

所得到的式子 (27-3) 和 (27-5), 都是以微观粒子和微观过程的新理論为基础的, 这个新理論称为波动力学或量子力学。后一名称表示, 在用式子表示从新理論的观点来描述的力学現象中的数量关系时, 必須使某些量量子化。“量子化”这个术语意味着在公式中只容許某些不連續的値, 而不是任何量的任意值都容許的, 这就是說必須假設这个量与玻尔第一个假設中电子在軌道上的动量矩相类似。

順便指出, 在古典力学研究的某些現象中, 也会有这样的情况。这时某些量必須“量子化”。例如, 弦振動时的泛音^①的頻率以弦的基頻頻率的整數倍来决定。响亮的弦振動是許多互相疊加的駐波, 其波节間的距离等于弦長的 $1, \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4}, \dots$ 一般是 $\frac{1}{n}$ 倍。其他的波長的駐波不可能在弦上形成, 因而每一个泛音的頻率都不可能不是基頻的整數倍。

如果形式上与駐波一样地来研究氫原子內的軌道上的电子的德布罗意波的話, 那么, 只有那些是电子波長的整數倍的軌道才是許可軌道的長度。換句話說, 第 n 个許可軌道应为电子的波長的 n 倍, 由此得到

① Дополнительный тон 及 Обороты 都譯为泛音——譯者。

$$2\pi r = n \frac{h}{mv} \quad (27-6)$$

简单地变换等式 (27-6), 就导出氢光谱理论的第一个假设的表式 (21-2)

$$mvr = n \frac{h}{2\pi}$$

这样一来, 利用德布罗意波可以把第一个假设的起源阐明到某种程度。然而这些波的性质还没有澈底弄清楚。从一系列的实验可以看出, 电子与其他微观粒子都具有波动性质。

1927年, 戴维孙与盖革观察电子束从镍晶体的反射。这时反射线的强度在某些方向有着非常明显的极大。当改变电子束的速度与电子束和晶体表面间的夹角时, 这些极大的位置就发生改变。被粉末所散射的电子束在照相底片上所形成的图像与伦琴射线得到的图像相似, 这一点只要比较伦琴射线通过薄银层得到的图 XX, α (在书末) 与电子束通过同一银层得到的图 XX, β 就可以看到。只有认为电子的绕射完全符合于决定与电子运动有关的波长的公式 (27-8), 这些实验中所发现的现象才能从量与质两方面都得到阐明。

这些实验经许多学者多次地重复过, 而且实验结果与理论完全一致。氢原子、重氢原子与氦原子的波的绕射已被观察到。较重的原子的绕射图样是比较坏的, 这正是所期待的, 因为与重原子运动有关的波的波长是很短的。

这样, 就可以认为在实验上证实了微观粒子的波动性的存在。在现代, 电子的绕射已在科学与技术中获得广泛的应用。它用来研究分子的结构, 在机械加工后的金属表面层的结构, 气体在固体表面上的吸附层, 晶格的离子间的电场等等。电子显微镜——利用电子流来研究小样品的仪器——的分辨本领的决定与表征电子流的波的概念有关。电子显微镜的简图已如图 184 所示。

量子力学与牛顿力学相反, 它并不确定运动粒子的坐标, 而确

定它在空间某一区域停留的“几率分布”。应该强调指出，只有在观察大量的粒子或连续进行大量同样的实验的情况下，才能在实验中观察到分布几率。

从古典力学的观点研究数学摆的振动来作为表明“几率分布函数”的例子。

数学摆的运动方程是最简单的谐振动方程

$$y = a \sin 2\pi \frac{t}{T}. \quad (27-7)$$

我们取初周相为零。

摆的质点停留在 y_1 至 y_2 的区域内的几率决定于质点在这区域内的时间与半振动周期的时间间隔的比值。为了要确定这个量，我们从 (27-7) 式求出振动的周相

$$\frac{2\pi t}{T} = \arcsin \frac{y}{a}. \quad (27-8)$$

微分上式得

$$\frac{2\pi dt}{T} = \frac{1}{a} \frac{dy}{\sqrt{1 - \frac{y^2}{a^2}}}. \quad (27-9)$$

然后确定几率 P 的微分

$$dP = \frac{dt}{T/2} = \frac{1}{\pi \sqrt{a^2 - y^2}} dy \quad \text{①} \quad (27-10)$$

再在该极限内积分之得

$$P = \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{\pi \sqrt{a^2 - y^2}}. \quad (27-11)$$

图 197 表示与所研究的情况相对应的 $\frac{dP}{dy} = f(y)$ 曲线。这曲线对纵坐标轴是对称的。曲线的两支逐渐地趋近于 $y = a$ 与 $y = -a$ 点处的纵坐标轴。摆的质点在 y_1 到 y_2 的区域内逗留的几率决定

① 原文为 $dP = \frac{dt}{T}$ ，应改为 $\frac{dt}{T/2}$ ——译者。

于圖上划斜綫部分的面积与横軸, 曲綫以及在 $y=a$ 和 $y=-a$ 处的縱軸所包圍的整塊面积的比值, $y=a$ 和 $y=-a$ 这两点是振的速度方向反轉的地方。

振动的弦与任何作諧振动的物体的位置的几率分布也由同一曲綫来决定。

如果离子在結晶点陣中的振动与电子原子中的振动都服从古典力学定律, 而且是在准彈性力, 亦即与彈性力相似的力作用下而振动, 那么, 它們也可以用类似的曲綫来表証。但是量子力学却給出別样的运动規律, 因此, 在量子力学中遇到的所有几率分布曲綫都具有別种形式。

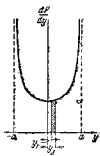


圖 197. 振動擺的几率对位置的导数与它离开平均位置的距離的关系圖

由关系式(27-5)与某些別的概念导出的微分方程(或方程系)可以确定粒子或粒子系在空間某一点發現的几率分布。

这样的方程在 1924 年由薛定諤提出。表示分布几率的函数是某些复数函数的乘积或其模数的平方, 这个复数函数称为波函数。它就是这个方程的解。我們从諧振动在彈性媒質中傳播的方程[参考(4-5)]出發, 来处理外形与薛定諤方程相似的方程式。設有某个量, 虽然还不知它是什么量, 它可以按照正弦式的規律变化, 如同質点作机械諧振动时离平衡位置的位移那样地变化。我們用 ψ , 而不用 y 来表示这个量, 是为了表明这个方程不仅可以应用于机械振动, 而且也可以应用到任何形式的振动。因此

$$\psi = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right). \quad (27-12)$$

求 ψ 对 x 坐标的二次导数:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{4\pi^2}{\lambda^2} a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \quad (27-13)$$

或者根据方程(27-12), 以 ψ 代替 $a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$, 我們得到

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{4\pi^2}{\lambda^2} \psi. \quad (27-14)$$

根据公式(27-5),把波长 λ 代入上式,我們得到和以一个自由度平动的質点的薛定諤方程相似的方程:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} W_{\text{kin}} \psi = 0. \quad (27-15)$$

薛定諤方程常用于确定在空間的波函数。在这种情况下,上式的第一項必須用对空間三个坐标的二阶偏导数之和来代替,即

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} W_{\text{kin}} \psi = 0. \quad (27-16)$$

用总能量与势能之差来代替动能,且把方程中前三項之和(是拉普拉斯算符作用于 ψ 函数)以 $\Delta\psi$ 表示,就得到薛定諤方程的一般形式

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2} (W - W_{\text{pot}}) \psi = 0. \quad (27-17)$$

解此方程并求出以复数形式表示的波函数的式子,这个函数的模的平方,或与它的共轭复数的乘积就是粒子在空間某一点逗留的几率分布。显然,几率分布函数与質量 m 以及粒子的总能量 W 有关。由此可见,波函数 ψ 表征粒子的运动,同样也确定它的波动性。

理論指出,在粒子的質量与动能为任意值时,(27-17)型的微分方程都有解。这只有当粒子不在外力作用下运动时才是这样。

若有外力对粒子作用,則势能就取决于坐标,而且在运动时势能还会改变。在这种情况下,在方程(27-17)中 ψ 前面的系数是一个变量。正如理論指出的,并不是 ψ 前面的系数中的总能量为任意值时,这个方程的解都有物理意义,亦即解是有限,單值与連續的,而只有当粒子的总能量为一些一定的不連續的值时,方程的解才有意义。特别是,如果粒子处在弹性力作用下,那么,它的总能量就应该决定于式

$$W = \left(n + \frac{1}{2} \right) h\nu. \quad (27-18)$$

如果粒子处于庫侖力場中，正如氫原子中的电子那样，那么

$$W = -\frac{2\pi^2 m Q^2 e^2}{h^2 n^2}; \quad (27-19)$$

在这些公式中， n 是任意的整数。在研究玻尔理論时，我們就已經遇到(27-19)式——公式(21-9)。然而，在这里它是在从薛定諤方程求函数 ψ 时自动得出的。

如果运动粒子的动能(即量 $W_{\text{kin}} = W - W_{\text{pot}}$)为正，則在無場力时，方程(27-17)的解具有形式

$$\psi = A \sin \frac{2\pi x}{\lambda} + B \cos \frac{2\pi x}{\lambda}. \quad (27-20)$$

把方程(27-20)对 x 微分兩次以后，就很容易地验证这个結果。如果根据(27-5)把 λ 的值代入，結果我們得到(27-17)式。換句話說，相应于波函数 ψ 的波長，在数学上是与由(27-5)式决定的德布罗意波長一样的。

如果 $W_{\text{kin}} = W - W_{\text{pot}}$ 为負，則方程的解为下式

$$\psi = C e^{-kx} + D e^{kx}, \quad (27-21)$$

式中

$$k = \frac{2\pi}{h} \sqrt{2m(W_{\text{pot}} - W)}. \quad (27-22)$$

式(27-20)与(27-21)中的系数 A , B , C 与 D 都是恒量，决定于終了条件与起始条件。

从古典力学的观点看来，負动能的概念是毫無意义的——宏观物体与微觀粒子都不可能具有負动能。然而，在談及微觀粒子的波动性質时，波动力学却能够給薛定諤方程的解(27-21)式以物理意义。从古典力学的观点看来，微觀粒子由于沒有足够的动能而不可能穿入空間的某一区域，但波动力学却容許它們穿入这个区域，虽然几率很小。这个从薛定諤方程导出的結果已为实验所

証实。但只有在观察大量粒子的情况下才能发现，因为波动力学的结论是统计的，亦即这些结论只对于大量粒子的集合或大量重复同一实验时才是正确的。

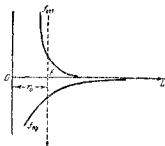
我们现在阐明如下。

我们先转到“势阱”的概念，假设两个粒子同时处于引力与斥力的作用下，但随着距离的增加，斥力比引力减小得快些。例如引力反比于距离的平方，而斥力反比于距离的立方就是这样。

在某一距离下，这两力相等且彼此平衡。显然，这些粒子无论是互相接近或是离开都要消耗能量。

因此，在这个距离下，每个粒子对另一粒子的势能最小。在这种情况下，我们说：某一粒子对另一粒子来说是处在势阱的底处。

图 198 表示引力与斥力以及粒子的势能对粒子间的距离的关系图。粒子间的距离为 r_0 时，相应于势能的最小值，亦即相应于粒子处在势阱的底处。在这种情况下，可以让其中一个粒子处在 O 点，而另一粒子处在 F 点。



如果粒子还具有动能，这动能由图上小于 OK 的线段确定，亦即小于势阱深度的话，那么就可以说，这粒子对另一粒子来说是处于势阱之内。如果粒子的总能量高过于势阱口，亦即能级高过于图上的直线 OL ，那么，这两个粒子就可以分开，而脱离互相吸引的区域。

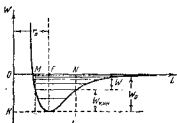


图 198. “势阱”

在势阱“底”的粒子的势能 $W_{\text{pot}} = W_0$ ，在图 198 上这能量是负的（在 O 点以下），因为通常都认为相离无限远的粒子势能为

零。如果粒子还具有动能 W_{kin} , 那么它将在 M 点与 N 点之间振动, 这两点与总能量 $W = W_{\text{pot}} + W_{\text{kin}}$ 相对应。根据古典力学的规律, 粒子只能这样振动着。根据量子力学的规律, 这粒子却可以超越线段 MN 的边界, 对较大的粒子来说, 这个几率非常的小, 而对微观粒子来说, 几率可以取不太小的值。后者可以运动到稍微超过势阱“壁”构成的两个边界的距离。换句话说, 根据量子力学的规律, 总能量为 W 的粒子离开在 O 点的粒子的距离可以大于 ON , 接近 O 点的距离可以小于 OM 。根据古典力学的规律看来, 这是不可能的。

许多由量子力学方法解决的问题, 都可以归结为: 决定许可能级及对应于这些能级的波函数和几率分布函数。如果势能曲线的形式已知, 例如是与图 198 相似的曲线或以解析式表示的曲线, 那么, 方程 (27-15) 的解对于势阱内的区域来说是正弦型的函数 (27-20), 因为在势阱内动能是正的。对于势阱壁的边界以外的两个区域 (右边和左边) 来说, 方程的解是 (27-21) 型的指数函数。对其中的一个区域来说, 常数 C 等于零, 而对于另一区域来说, D 等于零^①, 然而, 仅仅在总能量为某些一定的间断的数值时, 所求的三个函数才能无尖点 (Валом) 地连接起来, 而其模的平方表示连续的几率分布函数。只有这样的数值才能给它物理解释。

然而必须指出, 随着 W 的增加, 两相邻能级之差减小了, 趋向于汇成连续的能谱。

作为一个例子, 在图 199 上画出谐振子的几率分布曲线, 例如, 在正比于离平衡位置的位移的力作用下的电子, 就是这样的谐振子。谐振子的势阱是抛物线状的。按照古典力学的规律, 在这种情况下, 电子将在由它的总能量决定的界限内作谐振动。对电子来说, 总能量为任何值都是许可的。

量子力学的规律给出不同的结果。按照量子力学的规律, 电

① 原文为 B 等于零, 应改为 D 等于零——译者。

子保存的能量不能任意，而只能等于某些間断的值。这些值决定于量子条件，換句話說，它要求在电子运动的整个区域内以及無限处，几率分布函数是連續的和有限的。

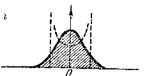
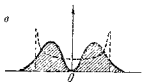
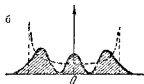


圖 199. 諧振子的几率分布

对于在前述起始条件下为量子条件所容許的第六、第三、第二及第一能級，解方程 (27-17) 所得到的几率分布在圖 199 上以任意取的比例用盖住陰影区域的連續綫来表示。

虛曲綫是按照古典力学得到的几率分布。鉛直的虛直綫是古典的振動界限。

我們来分析一下画在圖 199 上的曲綫。

从圖上可以看出，电子有穿过古典界限的几率，即陰影区有一部分在古典的界限之外。随着能級的升高，在古典界限之外發現电子的相对几率减小，比較圖 199, a, b, c, d 就可以得出这个結論，与圖 199, d 比較，圖 199, a 中只有較小部分的陰影区域跑出古典界限之外。

如果不是电子，而是質量 1840 倍于电子的質子在振動，这个几率就会小到接近于零。我們来証明这点。

由等式 (27-21) 推出，对于在古典边界之外的陰影区域來說，波函数正比于 e^{-kx} 。在这等式中，系数 D 应等于零，否則波函数不会随距离的增加而减小。系数 k 可以按照 (27-22) 式来計算。假設电子的动能

$$W_{\text{kin}} = W_{\text{pot}} - W = 1\text{eV} = 1.6 \times 10^{-12} \text{ 尔格,}$$

这时，

$$k = \frac{2\pi}{6.6 \times 10^{-27}} \sqrt{2 \times 9 \times 10^{-26} \times 1.6 \times 10^{-12}} \approx 5 \times 10^7.$$

因此, 能量为 1 尔格的电子透过古典边界到

$$x = 1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ 厘米}$$

的距离的几率决定于数值

$$|\psi^2| = (e^{-1.9})^2 = (e^{-5 \times 10^7 \times 10^{-8}})^2 = e^{-2} = 0.36.$$

对于质量比电子大 1840 倍的质子, e 的指数大 $\sqrt{1840} = 43$ 倍, 因而质子进入古典边界之外的几率小了 $(e^{43})^2 = (10^{18})^2 = 10^{36}$ 倍, 就是说, 这个几率实际上将等于零。由此可见, 如果我们应用量子力学的规律于任何的宏观物体, 例如摆, 那么, 所得到的结果与根据古典力学得到的结果就不会有什么区别。摆跑出古典界限之外的几率等于零。几率分布曲线实际上与图 197 中的曲线没有区别, 因为对于质量远大于电子的摆来说, 它的波长非常的小, 而相邻能级之差与摆的总能量相比是微不足道的。这可由公式 (27-5) 推出。由图 199 可以看到, 随着波数的增加, 量子力学的几率分布曲线趋近于古典力学的曲线。

由同一图中也可以看出, 随着能级的升高, 处在由古典力学决定的振动质点运动界限之间的德布罗意波的数目也增加。同时, 相邻的许可能级之差与振动质点的总能量相比小到不可测量。很明显, 对于宏观物体来说, 按照公式 (27-3) 或 (27-5) 计算的波长是很小的, 这些能级实际上是连续地一个跟着一个。在这种情况下, 量子化的必要性就不存在了。

回到粒子越过势阱的古典边界的问题, 这就是说进入这个粒子的负动能区域, 必须指出: 即使在穿过的几率不等于零时, 也只有在某些附加条件下才可能在这区域内发现粒子, 这些条件使得粒子的能量为正。例如, 如果势阱壁为势垒, 在势垒之外粒子的动能仍然应当是正的, 那么, 在某些几率之下, 粒子可能穿过势垒。在这种情况下, 只可能在势垒之外发现粒子, 在那里它的动能又成为

正的。

在 § 16, 4* 节的结尾, 当考虑全反射现象时, 我们曾提到过类似的光学现象。如果在玻璃内传播的光线应当在玻璃表面全反射, 此表面与另一玻璃板以空气层隔开, 即空气的壁壘, 那么光线可能部分地透过壁壘而进入玻璃板中。这个现象只能在空气层的厚度, 即“壁壘宽度”很小时发现——数量级为几个波长。在这种情况下, 光子有一些透过空气壁壘的几率, 已不是“全”反射了。在原子核过程中也发生类似的现象, 被核力保持在核内的质子, 可以透过环绕核的势壘而跑到正能量的区域, 在那里它被同号电荷间的库仑力推斥而离开原子核。

在 α 衰变时也发生同样的情况, 在 § 25, 几解释这个现象时已经谈到。回忆一下, 实验确定在铀核周围的势壘高于 $8.8 M_{e0}$, 因为具有这样能量的 α 粒子被铀核所散射。另一方面, 在铀的天然放射性衰变时, 飞出能量为 $4 M_{e0}$ 的 α 粒子, 亦即比势壘的高度还低。透过这个势壘是几率很小的事件, 因为在 10^{10} 个铀核中一年内仅有一个发生衰变。

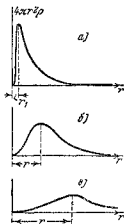


图 200 在相应于量子数为 1, 2 及 3 的壳层中发现电子的几率曲线

氢原子是由两个粒子组成的系统, 一个重的是质子, 一个轻的是电子, 它们以库仑力互相吸引, 如果应用量子力学的规律于氢原子, 就得到由图 200 中曲线表示的几率。

在这个情况下, 必须考虑核的球对称性。如果 ρ 是在指定方向上离核距离为 r 处发现电子的几率, 那么, 在同一半径的球面上发现电子的几率为 $4\pi r^2 \rho$ ① 在图 200 中就是以这个量为纵坐标。所给曲线的极大值相应于玻尔理论中头三个圆轨道。几

① 原文为 $4\pi r^2$, 漏掉 ρ , 应改为 $4\pi r^2 \rho$ ——译者。

率的值任意取的比例以縱坐标表示，而离原子核的距离用横坐标表示。

圖 200, a 中的曲綫相应于氫原子的正常能級，亦即量子数 $n=1$ 。

这条曲綫的極大处离原子中心的距离等于正常玻尔电子軌道的半徑。在圖 200, b 和 c 中表示第二、第三能級的，亦即对应于量子数 $n=2$ 和 $n=3$ 的能級的电荷分布。这些曲綫上的極大处离原子中心的距离也与玻尔的第二、第三圓軌道的半徑符合。由圖 200 中的曲綫可以看到，电子在氫原子內可以处在原子核周圍的空間中任意一点，但几率不同。

如此，德布罗意波的概念和薛定諤的理論从木質上改变了关于电子和原子的概念。代替沿着环繞核的軌道迅速轉动的帶負电粒子，产生了具有波动性質的粒子的概念，和在空間任意一点發現这个粒子的几率分布的概念。

这些概念的进一步發展消除了許多在研究比氫原子复杂的原子光譜时玻尔理論与实验結果不符的情况，并解釋了各种光譜中和原子及原子核物理中許多令人不解之处。

利用 ψ 函数成功地解决了輻射的規律問題，并得到光譜中个别綫的强度問題的正确解答。

利用方程 (27-17) 于分子系統，可以建立它的理論，并說明包含几个互相排斥的核和互相排斥的电子的分子为什么是稳定的系統。可是，利用新的理論于各种特殊情况时，有时会遇到相当大的数学困难。

苏联学者 B. A. 傅克院士研究出在某些特殊情况下近似地解量子力学方程和确定波函数的有效方法。傅克的方法能以較其他方法大得多的准确度解决关于原子構造的一系列重要問題。

如此，每个粒子都具有波的性質，而每个携帶能量的电磁波，都可以認为是具有質量和动量的粒子。但是粒子愈小，其波动性

表现得愈明显,而波的能量愈大,其粒子性愈显著。

量子力学的规律是微观世界的规律。普通牛顿力学的规律是宏观世界的规律,宏观物体由大量互相作用的粒子组成,并以比光速小得多的速度运动。高速运动的世界服从更普遍的相对论力学的规律。

宏观世界的力学规律是比较普遍的量子力学(即波动力学)规律和相对论力学(即建筑于相对性理论上的力学)规律的特殊情况。

某些物理恒量的数值

物 理 量	偶然误差单位 与左列单位一 致(参考注1)
光速 $c = 2.997902 \times 10^{10}$ 厘米/秒	9
电子电荷 $e = 4.80223 \times 10^{-10}$ 静电系单位电荷	7
普朗克恒量 $h = 6.62377 \times 10^{-27}$ 尔格·秒	18
电子的静止质量 $m_e = 9.10721 \times 10^{-28}$ 克	25
电子的荷质比 $\frac{e}{m_e} = 1.75800 \times 10^7$ $\frac{\text{静电系单位电荷}}{\text{克}}$	3
阿伏伽德罗数(物理标准) $N_0 = 6.0254 \times 10^{23}$ $\frac{1}{\text{克分子}}$	1
法拉第常数(物理标准) $F = 9651.9$ $\frac{\text{静电系单位电荷}}{\text{克分子}}$	1
普通气体恒量 $R = 8.3144 \times 10^7$ $\frac{\text{尔格}}{\text{克分子} \cdot \text{度}}$	4
玻耳兹曼恒量 $k = 1.3806 \times 10^{-13}$ $\frac{\text{尔格}}{\text{度}}$	6
20 度卡路里的热功当量 $J = 4.1822 \times 10^7$ $\frac{\text{尔格}}{\text{卡}}$	4
15 度卡路里的热功当量 $J = 4.1855 \times 10^7$ $\frac{\text{尔格}}{\text{卡}}$	4
升 $l = 1000.028$ 厘米 ³	2
标准大气压 $am.m = 1.013247 \times 10^6$ 巴	4
温度的绝对零度 $0^\circ \text{K} = -273.16^\circ \text{C}$ ①	1
水的最大密度 $\rho_0 = 0.999972$ 克/厘米 ³	2
标准重力加速度 $g = 980.665$ 厘米/秒 ²	参考注 2
标准状态下的水银密度 $\rho_{Hg} = 13.59504$ 克/厘米 ³	6
15 度卡路里的卡 $15 = 1.0010$ 卡	1 参考注 3
平均的卡路里的卡 $15 = 1.0020$ 卡	1 参考注 3
普朗克定律[参阅 § 14]中的恒量	
$c_1 = 3.740 \times 10^{-5}$ $\frac{\text{尔格} \cdot \text{厘米}^2}{\text{秒}}$	1
$c_2 = 1.43886$ 厘米·度	6

① 应加 C (摄氏温标)

(續)

物 理 量	偶然誤差單位 与左列單位一 致(参考注 1)
斯忒藩-玻耳茲曼定律中的恒量 $\sigma = 5.6699 \times 10^{-5} \frac{\text{尔格}}{\text{厘米}^2 \cdot \text{秒} \cdot \text{度}^4}$	9
普朗克第一定律(参阅 § 14)中的恒量 $C = 0.289757 \text{ 厘米} \cdot \text{度}^2$	12
${}_1\text{H}^1$ 的里德伯恒量 $R_{\text{H}} = 109677.591 \text{ 厘米}^{-1}$	10
無限大的質量的里德伯恒量 $R_{\infty} = 109737.328 \text{ 厘米}^{-1}$	10
質子的質量 $1.6726 \times 10^{-24} \text{ 克}$	3
氫原子的質量 $1.6734 \times 10^{-24} \text{ 克}$	3
α 粒子的質量 $6.644 \times 10^{-24} \text{ 克}$	1
相应于一个原子量單位的質量 $1.66035 \times 10^{-24} \text{ 克}$	31

原子量(参考注 4)

	物理标度	化学标度	偶然誤差
原子量單位	1	0.999728	5
	1.000272	1	5
${}_8\text{O}^{16}$	16.0000	15.9996	1
${}_8\text{O}^{17}$	17.0045	16.9999	1 参考注 5
${}_8\text{O}^{18}$	18.0049	18.0000	1
O	16.00436	16.0000	1
${}_1\text{H}^1$	1.00813	1.00786	2
${}_1\text{H}^2$	2.01473	2.01418	2
H	1.00828	1.00800	2
${}_2\text{He}^4$	4.00889	4.00280	7
${}_6\text{C}^{12}$	12.00386	12.00059	4
${}_6\text{C}^{13}$	13.0076	13.0041	2
C	12.0147	12.0114	2
${}_7\text{N}^{14}$	14.00753	14.00372	5
${}_7\text{N}^{15}$	15.0049	15.0008	2
N	14.0112	14.0074	3
Cl	—	35.457	1
Ag	—	107.880	2
电子	5.486×10^{-4}	5.485×10^{-4}	2

(續)

	物理标度	化学标度	偶然误差
质子	1.0076	—	—
中子	1.0089	—	—

注:

1. 要计算最大误差,就应当把表内列举的偶然误差增大为4.5倍。
2. 在纬度45°的海平面上,重力加速度为 $g = 980.616$ 厘米/秒²
3. 根据OCT 0259,以卡路里(千卡)为热量的基本单位,一千卡等于使1千克的水从19.5°C加热到20.5°C时所消耗的热量。卡路里(卡) = 0.001千卡。以前曾采用15°的卡路里(卡₁₅),等于使1克水从14.5°C加热到15.5°C时所消耗的热量。
4. 在现代,原子量采用两种标度——物理的标度与化学的标度。物理标度的基础是把氧的最轻同位素的原子量取为16,化学标度的基础是把由三种同位素组成的天然氧的原子量取为16。
5. 天然氧是三种同位素按百分比 ${}^8\text{O}^{16} : {}^8\text{O}^{17} : {}^8\text{O}^{18} = (506 \pm 10) : 1 : (0.204 \pm 0.008)$ 组成的。

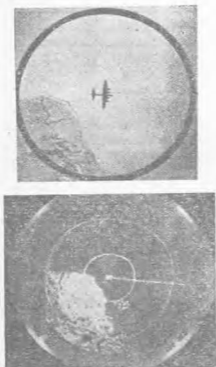


圖 I. 飛機上拍攝的地域照片和這地域在飛機上的雷達的屏上的照片(參閱 § 9)

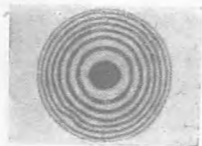


圖 II. 牛頓環的照片(參閱 § 17, B)

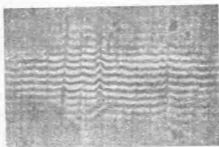


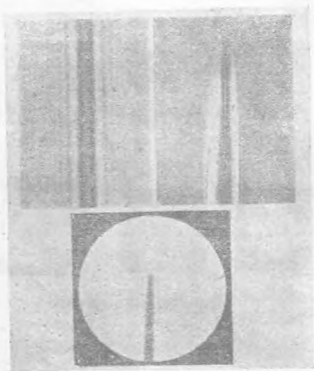
圖 III. 磨得不好的鏡塊表面上的干涉條紋的照片 (參閱 § 17, V)



圖 IV. 小圓孔繞射圖樣的照片 (參閱 § 18, A)



圖 V. 小圓屏的影像照片 (參閱 § 18, A)



■ VI. 針尖的影像照片(參閱 § 18, A)

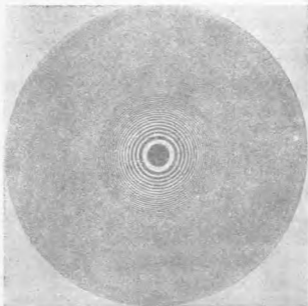


圖 VII. “波帶片”照片(參閱 § 18, A)

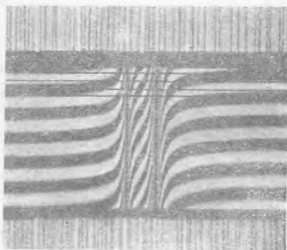


圖 VIII. Л. С. 罗日捷文斯基研究钠蒸汽的反常色散时
获得的光谱图(參閱 § 18, T)

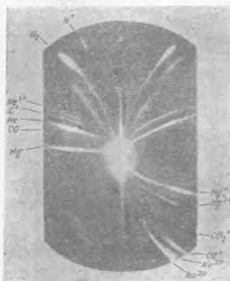


圖 IX. 攝攝於儀器中正離子形成的拋物線
(參閱 § 21)



圖 X. 質譜(參
閱 § 21)

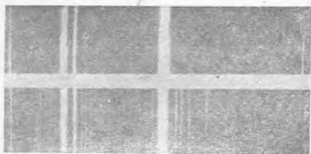


圖 XI. 直接从小氙灯得到的光谱(上图)及經四氯化碳散射后获得的光谱(下图)(参阅 § 23, B)

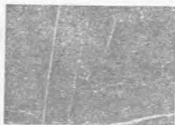


圖 XII. α 粒子与 β 粒子在威耳孙云室中的径迹(参阅 § 24)

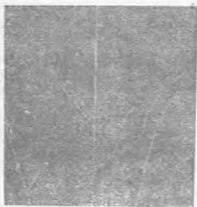


圖 XIII. α 粒子与氢原子核的碰撞(参阅 § 24)



圖 XIV. 放射性鈾在威耳孫雲室中形成的徑迹(參閱 § 24)

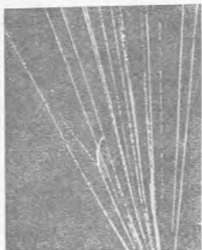


圖 XV. α 粒子撞擊氦核時在威耳孫雲室中的徑迹照片(參閱 § 25, B)

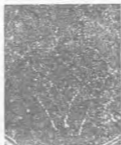


圖 XVI. 电子与正电子在有磁场的威尔逊云室中的径迹(参阅 § 25, B)



圖 XVII. 鈾的 α 粒子在溴化銀乳膠中的径迹(参阅 § 25, A)

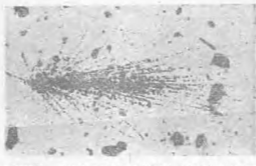


圖 XVIII. 銀核在能量为 $3.5 \times 10^{10} eV$ 的宇宙粒子撞出下衰变为质子的径迹(参阅 § 25, A)



圖 XIX. α 粒子射入硼原子核时在感光層获得的徑迹的显微照片
(參閱 § 29)

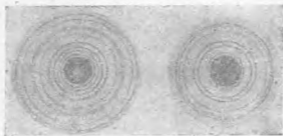


圖 XX. α —通过薄銀層的倫琴射線形成的繞射圖樣，
6—通过薄銀層的电子束形成的繞射圖樣(參閱 § 27)

索 引

二 划

人为放射现象	Искусственная радиоактивность	301
力	Сила	
弹性力	Упругие силы	1
准弹性力	Квазиупругие силы	1
核子力	Ядерные силы	303
几率分布	Распределение вероятностей	340

三 划

干涉	Интерференция	
光之干涉	Интерференция света	165
偏振光的干涉	Интерференция поляризованных лучей	219
干涉仪	Интерферометр	181
迈克耳孙干涉仪	Интерферометр Майкельсона	182, 231
林尼克干涉仪	Интерферометр Ливника	183
卫星线	Спутники, спутная линия	276

四 划

不变式	Инвариантные уравнения	230
中子	Нейтрон	209
中微子	Нейтрино	315
介子	Мезоны	331, 333, 336
分子光谱	Молекулярный спектр	124
什马柯夫	П. В. Шмаков	85
开普勒	Кеплер	98, 163
无线电定位	Радиолокация	81
反射	Отражение	
全反射	Полное внутреннее отражение	150
选择性反射	Избирательное отраже-	

ние 123

反射系数	коэффициент отражения	137, 211
反常色散	Аномальная дисперсия	121, 197
夫藩金士基	Б. А. Введенский	84
巴耳末	Бальмер	240
巴耳末公式	Формула Бальмера	240
巴甫洛夫	В. И. Павлов	209
巴尔托林(巴尔托里努斯)	Бартолин (Бартолинуо)	93
П丹诺夫	А. П. Жданов	318, 334
孔径角	Апертурный угол	205
火花放电	Искровой разряд	71
牛顿	Ньютон	45, 99, 164, 174
牛顿环	Кольца Ньютона	174
牛顿望远镜	телескоп Ньютона	164
牛顿的光的理论	теория света Ньютона	99
牛顿声速公式	формула скорости звука Ньютона	45
双石英片	Биквард	228
什马柯夫	П. В. Шмаков	85

五 划

半衰期	Период полураспада	200
卡比察	П. Л. Капица	287
卡塔耶夫	С. В. Катаев	85, 83
可陶陶	Порог слышимости	51
尼科耳	Николь	217
尼科耳棱镜	Призма Николя	217
本生	Бунзен	101
布格	Буге	103
布莱德雷	Бредли	107
布喇格	Брегг	254
布喇格法	Брегг метод	264

布羅斯特定律 Закон Брюстера	211
平均寿命 Средняя продолжительность жизни	290
正交棱鏡法 метод перекрестных призм	197
正电子 Позитрон	301
瓦維洛夫 С. И. Вавилов	105, 274, 275, 283
用光激發原子 Возбуждение Атома Светом	271
用电子撞击激發原子 Возбуждение Атома электронными ударами	269
白熾灯 Лампа накаливания	131
石英补偿器 Кварцевый компенсатор	228
石英稳压器 Кварцевый стабилизатор	73
示波器 Осциллограф	
电子示波器 Электронный осциллограф	81
阴极示波器 Шлейфовый осциллограф	56
示踪原子 Меченые Атомы	303
电子 Электрон	
發光的电子 Светящийся электрон	326
电子加速器 Бетатрон	324
电子倍增器 Электронный умножитель	88
“电子正电子偶”的形成 Образование «пары»	332
电子管放大器 Ламповый усилитель	80
电子管檢波器 ламповый детектор	78
电子管振蕩發生器 Ламповый генератор	72
电子显微镜 Электронный микроскоп	206
电弧 Электрическая дуга	138
电势 Электрический потенциал	
电离电势 Потенциал ионизации	247
中肯电势 Кратчайший потенциал	270

电磁波 Электромагнитные волны	68
电磁波的波長 Электромагнитные волны, длина	90
电磁波的傳播 Электромагнитные волны, распространения	90
电磁波的速度 Электромагнитные волны, скорость	66
电磁波的激發 Электромагнитные волны, возбуждение	63
电磁波谱, Электромагнитные волны, спектра	92
电磁振荡 Электромагнитное колебание	63
电磁振荡周期 Период электромагнитных колебаний	69
电磁場 Электромагнитное поле	65
弗倫克爾 Л. Н. Френкель	316
弗倫克爾核模型 Модель ядра Френкеля	316
弗瓦洛夫 Р. Ш. Флеров	304

六 划

亞里士多德 Аристотель	97
亞穩態級 Метастабильный уровень	274
交混回响 Резерберация	60
伊凡年科 Д. Д. Иваненко	299, 311, 326
光 Свeт	
齐林科夫光 Свечение Черенкова	275
偏振光 Поляризованные лучи	207
光子 Фотон	138
光子 Кванты света	104, 288
光量子的动量 Кванты света, количество движения	138, 283
光綫 Оптическое лучи	
尋常光綫 Обыкновенный луч	216
非常光綫 Необыкновенный луч	216
光流, 光通量 Световой поток	135
光学量 Световые величины	134
光測高湿計 Оптический шпигель	131

- 光速的測定 Определенне скорости света 100
- 罗茨法 Определенне скорости света способ репера 100
- 菲左法 Определенне скорости света способ фпао 108
- 佛科法 Определенне скорости света, способ фуко 100
- 迈克耳孙法 Определенне скорости света, способ майкельсона 111
- 光的吸收系数 Коэффициент поглощения света 122
- 光的反射和折射定律 Закон отражения и преломления света 144
- 光的偏振 Поляризация света 207
- 光的并合散射 Комбинационное рассеяние света 275
- 光的色散 Дисперсия света 113
- 光的干涉 Интерференция света 165
- 光的绕射 Дифракция света 180
- 光的双折射 двойное лучепреломление 215
- 光强 Сила света 125
- 光压 Давление света 138
- 光驻波 Оптическии стоячие волны 208
- 光行差 Астрономическая абберация 107
- 光谱 Спектр
- 原子光谱 Атомный спектр 123
- 分子光谱 Молекулярный спектр 124
- 线光谱 Линейчатый спектр 123
- 线光谱的發生 Возникновение линейчатых спектров 240
- 带光谱 Полосатый спектр 124
- 连续光谱 Сплошной спектр 124
- 光谱系 Спектральные серии 123
- 光谱项 Спектральные термы 245
- 光谱的种类 Классификация спектров 123
- 光电管, 光电池 Фотоэлемент 280
- 光电效应 Фотоэффект 277
- 外光电效应 Внешний фотоэффект 277
- 内光电效应 Внутренний фотоэффект 277
- 光电效应的红限 Красная граница фотоэффекта 278
- 选择光电效应 Селективный фотоэффект 279
- 光电摄像管 Иконоскоп 85
- 全反射 Полное внутренне отражение 150
- 共振 Резонанс 17
- 冰洲石 Искалдевий шпат 215
- 列别捷夫 А. А. Лебедев 185, 207
- 列别捷夫 П. П. Лебедев 54, 03, 141
- 列维特士卡娅 М. А. Левитская 93
- 列依琴恩斯基 А. Н. Лейпунский 315
- 各向同性媒质 Изотропная среда 31
- 各向异性媒质 Анизотропная среда 31
- 同位素, 同位素ы 254
- 同步加速器 Синхротрон 327
- 同步稳相加速器 Синхрофазотрон 329
- 多普勒原理 Принцип доплера 41, 250
- 多普勒现象 Явление доплера 41, 250
- 宇宙射线 Космические лучи 330
- 宇宙加速器 Космотрон 329
- 宇宙绕射 Космические линии 331
- 安德逊 Андерсон 300
- 扫描 Изображения развертки 86
- 发光的电子 Светящийся электрон 328
- 发光效率 Световая отдача 136
- 灰色体 Серое тело 130
- 米哈里孙 В. А. Милльзон 104, 127
- 自动摄影 Автокодованья 20
- 自旋 Спин 249, 310, 315
- 自然界中物体之颜色 окраска тел в природе 121
- 色散 Дисперсия
- 色散度 Мера дисперсия 120
- 光的色散 Дисперсия света 113
- 反常色散 Аномальная Дисперсия

	121, 197
正常色散	Нормальная Дисперсия 119
色像差	Хроматическая Аберрация 158
色温度	Цветовая Температура 180
压电效应	Пьезоэлектрический эффект
正压电效应	Прямой Пьезоэлектрический эффект 62, 73
逆压电效应	Обратный Пьезоэлектрический эффект 61, 73
齐林科夫	П. А. Черенков 276
齐林科夫光	Свечение Черенков 275
齐尔涅楚夫	Н. Я. Чернецов 84
安尼·貝克勒耳	Анри. Беккерель 285
爱德蒙特·貝克勒耳	Эдмонд. Беккерель 103
毕奥	Бюа 102, 224
毕奥偏振面旋轉定律	Бюа законы вращения плоскости поляризации 224

七 划

伯努利方程	Уравнение Бернулли 53
伽利略望远镜	Зрительная труба Галилея 98
位移定理	Правило Смещения 291
位移模量	Модуль смещения 1, 16
克尔现象	Явление Керра 222
别尔哥川德法	Метод Бергштранда 112, 223
别洛信利斯基	А. А. Белопольский 259
利藤如图形	Фигуры Лиссажу 11
吸收	Поглощение
声的吸收	Поглощение звука 60
透射吸收	Избирательное поглощение 121
吸收系数	Коэффициент Поглощения 122, 126
光的吸收系数	Коэффициент поглощения света 122
声	Звук

声强	Сила звука 47
声速	Скорость звука 44
声压	Акустический Давление 48
声谱	Акустический Спектр 57
声下	Инфразвук 44
超声	Ультразвук 43, 61
声的吸收	Поглощение звука 60
声波的傳播	Распространение звуковой волны 44, 58
完全辐射体	Полный излучатель 126
折射率	Показатель преломления 36
沙敏折射仪	Рефрактометр жемана 181
灵敏度	Чувствительная Окраска 229
灵敏度	Чувствительность
眼睛之灵敏度	Чувствительность Глаза 148
补色	Дополнительные цвета 171
迈克耳孙干涉仪	Интерферометр Майкельсона 182, 231
迈克耳孙实验	Опыт Майкельсона 231
里德伯恒量	Постоянная Ридберга 245

八 划

函数	Функция
波函数	Волновая Функция 341
傅里叶函数	Функция Фурье 128
势能曲线	Потенциальная Кривая 313
势阱	Потенциальная Яма 313, 344
势垒	Потенциальный барьер 314, 347
受迫振动	Вынужденные Колебания 15
固有振动	Собственные колебания 2
固有振动周期	Период собственных колебаний 2
季莫菲耶夫	П. В. Тимофеев 85, 88
定律	Закон
布魯斯特定律	Закон Брюстера 211
發光衰减定律	Закон затухания свечения 274
基尔霍夫定律	Закон Кирхгофа 126
馬呂斯定律	Закон Малюса 219

放射衰变定律	Закон радиоактивного распада	280
斯托克斯定律	Закон Стокса	271
毕奥定律	Закон Био	224
居里 居里		
玛丽亚·居里	Мария-Кюри	285
皮尔·居里	Пьер-Кюри	285
约里奥·居里	Жезло-Кюри	299, 302
彼得沙克	К. А. Петряк	304
彼得洛夫	В. В. Петров	103, 133, 275
拉曼	Раман	276
拉姆波特	Ламберт	102
拉普拉斯声速公式	Формула Лапласа скорости звука	46
拍	Битния	8
拍的周期	Период битний	8
放大率	Увеличение	
镜放大率	Увеличение Зеркала	147
透镜放大率	Увеличение линзы	157
显微镜放大率	Увеличение микроскопа	161, 206
望远镜放大率	Увеличение телескоп	163, 203
放大器	Усилитель	
电子管放大器	Ламповый Усилитель	50
放射性	Радиоактивность	285
人为放射现象	Искусственная Радиоактивность	299
放射系	Радиоактивные ряды	289
放射衰变	Радиоактивный Распад	283
放射衰变定律	Закон Радиоактивного распада	280
放射衰变恒量	Постоянная Радиоактивного распада	289
放射性辐射研究法	Метод исследования Радиоактивных Распадах	296
明暗透镜	Прозрачные и темные линзы	186
林尼克	В. И. Линник	183
林尼克干涉仪	Интерферометры Липника	183

法拉第现象	Явление Фарадея	227
泛音	Обертоны	55, 338
泡利原理	Принцип Паули	249
波	Волны	
波長	Длина Волны	22
波前	Волновая Поверхность	31
波前, 波陣面	Фронт Волны	31
波函数	Волновая Функция	341
波动力学	Волновая Механика	105, 314, 337
驻波	Стоячие Волны	27
驻波波腹	Пучности Стоячих Волны	29
驻波波节	Узлы Стоячих Волны	29
波的反射与折射定律	Закон отражения и преломления волны	33
波动方程	Уравнение волны	24
波带片	Политивная зона	189
波汝夫	А. С. Полюв	76
波高列柯	И. А. Погорелко	84
空间点阵	Пространственная решетка	263
罗日捷夫斯基	Д. С. Рождественский	121, 181, 197
罗日捷夫斯基构造法	Метод Крыюв Д. С. Рождественского	200
罗德金	А. М. Родкин	133
罗泽格	В. А. Розинг	90
罗蒙诺索夫	М. В. Ломоносов	101, 163
罗蒙诺索夫望远镜	Телескоп Ломоносова	163
門捷列夫元素周期系	Периодическая система элементов Д. И. Менделеева	249, 352
金新	Джинс	104
金属检波器	Котерер	76
近点	Ближняя точка	160
阻尼波幅	Декремент Затухания	14
阻尼振动	Затухающие Колебания	12
阻尼系数	Коэффициент Затухания	18

阿里罕诺夫 А. И. Алиханов	333
阿里罕诺夫 А. И. Алиханов	315, 333
阿特列尔格 В. Я. Ахтберг	54
阿尔卡捷夫 В. К. Аркадьев	322
阿尔马奇 Армата	97
阿基米德 Архимед	96
阿齐莫维奇 Л. А. Арцимович	326
阿斯顿法 Метод Астона	258
劳厄法 Метод Лауэ	265
非常光线 Необыкновенный Луч	216

九 划

亮度 Яркость	135
复心射线 Гомоцентрический Пучок	149
兹涅雷克 В. К. Зворыкин	85
威尔孙云室 Камера Вильсона	287
谱光谱 Показанный Спектр	124
带电粒子的加速 Ускорение Заряженных Частиц	319
恒量 Постоянная	
普朗克恒量 Постоянная Планка	104, 243, 278
放射衰变恒量 Постоянная Радиационного Распада	239
里德伯恒量 Постоянная Ридберга	245
玻耳兹曼恒量 Постоянная Больцмана	123
显微镜 Микроскоп	161
电子显微镜 Электронный Микроскоп	206
显微镜的放大率 Увеличение Микроскопа	161, 206
显微镜的分辨率 Разрешающая Способность Микроскопа	202
标识伦琴射线 Характеристическое Рентгеновские Лучи	260
欧几里德 Евклид	96
欧拉 Л. Эйлер	101

洛伦兹 Лорентц	103, 138, 256
流明 Люмен	185
玻尔 Н. Бор	242
玻尔理论 Теория Бора	243
玻尔假说 Постулаты Бора	243
玻耳兹曼恒量 Постоянная Больцмана	126
相干性 Когерентность	167
相对论力学 Релятивистская Механика	233, 350
柯卜查列夫 Ю. В. Кобзарев	81
约飞 А. Ф. Иоффе	105, 382
红外线 Инфракрасные Лучи	93
脉冲起电机 Импульсный Генератор	321
范德格拉夫起电机 Генератор Ван-Деграфа	329
虹 Радуга	123
音高的高度 Высота Тона	43
音色, 音品 Тембр Звука	47, 56
音响 Громкость Звука	52

十 划

倒像棱镜 Оборотная Призма	151
伦琴射线 Рентгеновские Лучи	259
标识伦琴射线 Характеристические Рентгеновские Лучи	260
伦琴射线谱 Рентгеновский Спектр	262
伦琴射线的绕射 Дифракция Рентгеновских Лучей	268
伦琴射线半减弱层 Слой половинного ослабления Рентгеновских Лучей	262
伦琴管 Рентгеновская Трубка	260
电子式伦琴管 Электронная Рентгеновая Трубка	260
离子式伦琴管 Ионная Рентгеновая Трубка	261
原子 Атом	

示踪原子	Меченные Атомы	303	、 Модель Ядра	316
原子光谱	Атомный Спектр	123	格拉涅列娃-阿尔卡基地娃	
原子核变	Модель Атомы	241	А. А. Глагозов-Ариадьева	94
原子结构	Строение Атомы	241, 248	格列本斯奇科夫 И. В. Гребеншиков	185
原理	Принцип		哥利馬里 Грималди	98
多普勒原理	Принцип Доплера	41, 259	氧化亚铜整流器 Купрумный Выпрямитель	231
泡利原理	Принцип Паули	249	浸没系统 Иммерсионная Система	205
叠加原理	Принцип Суперпозиции	5	消色差透镜 Ахроматическая Линза	159
惠更斯原理	Принцип Гюйгенса	81, 87	消色差条纹 Ахроматическая Полоса	167, 169
费马原理	Принцип Ферма	35	烏利夫 Г. Ф. Вульф	264
射线	Лучи		烏利夫-布喇格公式 Формула Вульфа-Брегга	264
宇宙射线	Космические Лучи	330	烏莫夫 Н. А. Умов	65, 227
伦琴射线	Рентгеновские Лучи	259	烏莫夫实验 Опыт Умова	227
硬射线	Бериллиевые Лучи	299	热辐射 Лучеспускание	124
射线方程	Уравнения Лучей	24	热核反应 Термоядерная Реакция	318
康利 А. Р. Коули		103	索利洛夫 С. Я. Соколов	61
康别茨基 Л. А. Кубецкий		85, 88	能量 Энергия	
振动, 振荡	Колебания		结合能 Энергия Связи	306
受迫振动	Вынужденные Колебания	15	与质量关联的能量 Энергия, Взаимосвязь с массой	236, 298
阻尼振动	Затухающие Колебания	12	蕭古尔斯基 П. И. Лукьянский	279, 334
调幅振荡	Модулированные Колебания	74	起伏 Флюктуация	276, 283
固有振动	Собственные Колебания	2	回旋加速器 Циклотрон	322
振动频率	Частота Колебаний	22	谐振示波器 Шлейфовый Осциллограф	56
振动振幅	Амплитуда Колебаний	2	选择吸收 Избирательное Поглощение	121
振动周期	Фаза Колебаний	2	闪烁 Сцинтилляция	238
振动叠加的矢量图法	Векторный Метод Сложения Колебаний	8	馬呂斯 Малюс	102, 219
振荡器	Вибратор		馬呂斯定律 Закон Малюса	219
电子管振荡发生器	Ламповый Генератор	78	马尔茨 Марди	98
赫兹振荡器	Вибратор Герца	71	马克斯塔夫 Д. Д. Максудов	164
核子	Ядерные Силы	302, 307	马克斯塔夫望远镜 Манисковский Телескоп	164
核子力	Ядерные Силы	306	高里欽 Б. Б. Голицын	259
核的结构	Строение Ядра	299, 306, 311		
核的分裂	Деление Ядра	304		
核的电解质模型	Электронная			

光的偏振	Поляризация Света	207
偏振光	Поляризованные Лучи	207
偏振光的干涉	Интерференция Поляризованных Лучей	219
偏振光的获得	Получение Поляризованных Лучей	210, 213
偏振片	Полароиды	219
偏振面	Плоскость Поляризации	209
偏振面的旋轉	Вращение Плоскости Поляризации	224
假設	Постулаты	
坡尔假設	Постулаты Бора	243
爱因斯坦假設	Постулаты Эйнштейна	233
勒(克斯)(即米燭光)	Люкс	125
基尔霍夫	Кирхгоф	126
基尔霍夫定律	Законы Кирхгофа	126
寂靜地带	Зона Молчания	59, 92
康普頓現象	Явление Комптона	283
張弛振盪器	Релаксационный генератор	83
敏化荧光	Сенсибилизированная Флюоресценция	272
爱因斯坦	А. Эйнштейн	105, 233, 278
爱因斯坦方程	Уравнение Эйнштейна	278
爱因斯坦假設	Постулаты Эйнштейна	233
受激史塔姆	Л. Н. Мандельштам	276
望远镜	Телескоп	
开普勒望远镜	Телескоп Кеплера	98, 136
罗蒙诺索夫望远镜	Телескоп Ломоносова	163
馬克苏维夫望远镜	Телескоп Марсупи	164
牛頓望远镜	Телескоп Ньютона	164
望远镜的分辨率	Разрешающая Способность телескопа	201

望远镜的放大率	Увеличение Телескопа	163, 203
梅塞夫斯基	Л. В. Мисловский	318
球面像差	Сферическая Аберрация	158
眼睛的分辨率	Разрешающая Способность Глаза	143
眼睛的灵敏度	Чувствительность Глаза	143
笛卡兒	Декарт	98
紫外綫	Ультрафиолетовые Лучи	94
荷質比的測定	Определение Отношения заряда к массе	255
莫塞莱公式	Формула Мозли	267
規板	Мерные Штанги	182
透鏡	Линза	151
消色差透鏡	Ахроматическая Линза	159
透鏡的光軸	Оптическая Ось Линзы	152
透鏡的放大率	Увеличение Линзы	137
連續光谱	Спектр Силоной	124
附壳層	Защипанный Слой	281
部卜洛欽	П. А. Дюбротин	394
部卜朗拉伏夫	Н. И. Добротин	105, 282
麦克斯韋	Максвелл	103

十二划

傅克	В. А. Фок	238, 340
媒質	Среда	
各向同性媒質	Изотропная Среда	31
各向异性媒質	Анизотропная Среда	31
尋常光綫	Обыкновенный Луч	216
惠更斯	Гюйгенс	91, 100
惠更斯原理	Принцип Гюйгенса	31, 37
惠更斯的光的理論	Теория Света Гюйгенса	100
捷列宁	А. Н. Терпин	185, 273
捷尔列茨基	Я. П. Терлецкий	335
散射	Рассеяние	
α 粒子的散射	Рассеяние α -Частиц	241

- 光的并合散射 Комбинационное Рассеяние света 275
- 斯奈耳 Snell's (Snellius) 98
- 斯托貝耳琴 Д. В. Стобелли 287, 301, 330, 334
- 斯托克斯 Stokes 102, 271
- 斯托克斯定律 Закон Стокса 271
- 斯托列托夫 А. Г. Столетов 84, 103, 219, 277
- 斯忒藩-玻耳兹曼定律 Закон Стефана-Больцмана 126
- 普朗克 Планк 104, 123
- 普朗克恒量 Постоянная Планка 104, 243, 278
- 普朗克函数 Функция Планка 128
- 普朗克的量子理論 Теория Квантов Планка 104
- 普雷劳姆 Преломей 97
- 普克朗德克 Н. Л. Померанчик 326
- 晶体主截面 Главная Сечение Кристалла 215
- 晶体光轴 Оптическая Ось Кристалла 215
- 汤姆孙公式 Формула Томсона 70
- 汤姆孙实验 Опыт Томсона 254
- 汤姆孙原子模型 Модель Атома Томсона 241
- 痛觉阈 Порог болевое Ощущения 51
- 等倾条纹 Полосы равного Наклона 176
- 等厚条纹 Полосы равной Толщины 169
- 结合能 Энергия Связи 306
- 绝对黑体 Абсолютно Черное Тело 126
- 氮的灾难 Азотная Катастрофа 311
- 菲涅耳 Френель 32, 37, 102, 167, 211, 226
- 菲涅耳双镜与双棱镜 Зеркала в Биннризм Френели 167, 169
- 菲涅耳反射公式 Формулы Отражения Френели 212
- 菲涅耳带 Зоны Френеля 37, 186
- 费马原理 Принцип Ферма 35
- 超声 Ультразвук 43, 61
- 超声波探测器 Ультразвуковая Дефектоскопия 62
- 超声探头 Ультразвуковые шупы 62
- 超铀元素 Трансурановые Элементы 305
- 量子数 Квантовые числа 243
- 雅卜洛奇柯夫 П. Н. Яблочков 133
- 黑度 Степень Черноты 132
- 弹性力 Упругие Силы 1
- 弹性波的传播 Распространение Упругих Волн 20
- 弹性振动的传播 Распространение Упругих Колебаний 20
- 弹性驻波 Упругие Стоячие Волны 27

十三划

- 叠加原理 Принцип Суперпозиции 5
- 荧光 Люминесценция 274
- 荧光物质 Люминофоры 275
- 荧光灯 Люминесцентные Лампы 275
- 感应式电子加速器 Индукционный Ускоритель 324
- 杨格实验 Опыт Юнга 165
- 温度 Температура
- 色温度 Цветовая Температура 180
- 比亮温度 Яростная Температура 181
- 辐射温度 Радиационная Температура 180
- 准弹性力 Квазиупругие Силы 1
- 照度 Освещенность 185
- 瑞利 Рейлей 63, 104
- 瑞利声盘 Диск Рейлея 63
- 畸变 Дисторсия 158
- 棱镜 Призма 149
- 尼科耳棱镜 Призма Николь 217
- 倒像棱镜 Обратная Призма 191
- 射线镜 Бериллиевые Лучи 209
- 铀堆 Уравнение Котел 317

十四划

像差 Абберация	157
色像差 Хроматическая Абберация	158
球面像差 Сферическая Абберация	158
像散現象 Астигматизм	159
慣性計算系統 Инерциальные Системы Отсчета	230
照提(亮度單位) Стильб	186
荧光 Флуоресценция	271
敏化荧光 Сенситивизированная Флуоресценция	272
荧光定律 Закон Флуоресценция	274
疊相加速器 Фазотрон	329
維涅耳實驗 Опыт Вина	208
維克斯勒 В. Н. Векслер	327
維恩 Вил	123, 129
維恩位移定律 Закон смещения Вил	129
赫茲 Герц	63, 73, 93
赫茲振蕩器 Вибратор Герца	71
赫茲實驗 Опыт Герца	63
蓋革-米勒計數器 Счетчик Гейгера-Миллера	288

十五划

德萊彼尔 Дрейер	103
数值孔径 Числовая Апертура	205
綫光谱 Линейчатый Спектр	123
調幅振盪, 調幅振蕩 Модулированные колебания	74
調節, 調視 Аккомодация	160
質子 Протон	242
質量 Масса	
与能量关联的質量 Масса, связанная с энергией	236, 208
質量数 Массовое Число	291, 296
質量亏损 Дефект Массы	208

質譜 Спектр Масс	250
質譜儀 Масс-Спектрограф	250
駐波 Стоячие Волны	27
光駐波 Оптические Стоячие Волны	208
彈性駐波 Упругие Стоячие Волны	27
駐波的波腹 Пучности Стоячих Волн	29
駐波的波節 Узлы Стоячих Волн	29

十六划

噪音 Шумы	43
磷光 Фосфоресценция	271, 275
磷光質 Фосфоры	275
盧瑟福 Резерфорд	241, 285, 291, 296
糖量計 Сахариметр	238
諧音, 諧波 Гармоники	53
諧振功 Гармоническое Колебательное Движение	1
諧振功的疊加 Сложение Гармонических Колебательных Движений	5
諧振子 Гармонический Осциллятор	345
輻射本領 Интенсивность Излучения	125
積分輻射本領 Интенсивность Интегрального Излучения	125
單色輻射本領 Интенсивность Монохроматического Излучения	125
輻射溫度 Радиационная Температура	
	130
輻透(厘米-燭光) Фот	133

十七划

收集率 Упаковочный Множитель	303
檢波器 Детектор	
电子管檢波器 Ламповый Детектор	78
金屬屑檢波器 Котгерр Детектор	76
檢波接收器 Детекторный Приемник	78
薛定諤方程 Уравнение Шредингера	342

十八划

戴維孫-蓋謀實驗 Опыты Дэвиссона и Дайрмера	339
繞射 Дифракция 33, 144, 186, 263, 339	
光的繞射 Дифракция Света	186
平行光的繞射 Дифракция в параллельных Лучах	189
会聚光的繞射 Дифракция входящихся	186
倫琴射線的繞射 Дифракция Рентгеновских Лучей	263
电子, 原子, 分子的繞射 Дифракция Электронов, Атомов, Молекул	339
繞射光譜 Дифракционные Спектры	195
繞射光柵 Дифракционная Решетка	192
繞射对分辨率的影响 Дифракция, Влияние на разрешающую способность	200

魏尔雅夫 С. Н. Вернов 330, 333

十九划

階級系公式 Серияльная Формула	246
徑綫的寬度 Ширина Спектральных линий	259
鏡放大率 Увеличение Зеркала	147
鏡的光軸 Ось Оптическая Зеркала	145

其 他

α 射綫 α -Лучи	286
α 粒子的散射 α -Частицы, рассеяние	241
β 射綫 β -Лучи	286
γ 射綫 γ -Лучи	286
k 俘获 k -Захват	302, 315