

江苏省五年制中学試用課本

物理学

WULIXUE

第四册

江苏人民出版社

目 录

第七編 輻射与原子

第十四章 干涉与衍射 第四節

第一章 可见光

- | | | |
|--------|------------------|--------|
| (26) | 一 光的干涉 相干光源..... | (1) |
| (27) | 二 双縫干涉..... | (5) |
| (31) | 三 平行平板产生的干涉..... | (7) |
| (34) | 四 牛頓环..... | (9) |
| (38) | 五 迈克耳孫的干涉仪..... | (11) |
| (42) | 六 干涉在生产上的应用..... | (13) |
| (48) | 七 惠更斯原理..... | (14) |
| (52) | 八 光的衍射..... | (18) |
| (56) | 九 光学仪器的分辨本领..... | (25) |
| (60) | 十 光的偏振..... | (27) |
| (64) | 十一 双折射..... | (31) |
| (68) | 十二 光的吸收..... | (37) |
| (72) | 十三 光的色散..... | (40) |
| (76) | 十四 光的散射..... | (43) |

第二章 紅外綫 紫外綫 伦琴射綫

(49)

二 紫外綫	(52)
三 倫琴射綫	(54)

第三章 光 譜

一 光譜的种类	(58)
二 摄譜仪	(60)
三 光譜的經驗規律	(61)
四 光譜分析	(63)
五 倫琴光譜	(64)

第四章 物质的波动性与粒子性

一 热輻射	(68)
二 普朗克定律	(72)
三 光測高溫計	(75)
四 光电效应	(79)
五 光电自动控制	(84)
六 康普頓——吳有訓效应	(87)
七 德布罗衣波 电子衍射	(90)
八 测不准关系	(92)
九 量子条件与原子結構	(94)

第五章 原子結構

一 氫原子理論	(99)
二 发射和吸收 荧光現象	(106)
三 橢圓軌道	(109)
四 电子自旋和泡利不相容原理	(114)
五 壳层結構	(115)

輻射与原子实验	(121)
---------	---------

(70S)	五
(80S)	第八編 物性的微觀理論	六

第一章 物質的力學性質	七
(71S)	八
(81S)	一 晶体	(132)
(051)	二 固体的彈性和范性	(135)
(三)	强度和缺陷	(139)
(四)	硬度	(142)
(五)	壓縮率	(145)

第二章 物質的熱學性質	四十一
(82S)	一 熱運動	(148)
(83S)	二 過程的不可逆性	(151)
三	統計規律	(154)
(四)	氣體分子運動論的壓強公式	(161)
(五)	實際氣體的態方程 等溫綫	(165)
(六)	內能 熱量 功	(169)
(七)	理想氣體的定容熱容量和定壓熱容量	(173)
(八)	理想氣體在絕熱和等溫過程中的功	(175)
(九)	氣體的比熱	(180)
(十)	氣體的液化	(185)
十一	液氮	(189)

第三章 物質的電性質	二
一	能帶理論	(195)
(78S)	二 金屬的導電率 and 導熱率	(199)
(82S)	三 導體和絕緣體的區別	(201)
(四)	電介質的極化機構	(203)

五	电介质的损耗和击穿	(207)
六	铁电体	(208)
七	半导体和导体的区别	(212)
八	P型半导体和n型半导体	(215)
九	半导体整流	(216)
十	半导体的放大作用	(220)
十一	霍尔效应	(222)
十二	热敏电阻	(226)
十三	温差电偶	(228)
十四	光敏电阻	(234)
十五	光电池	(236)
十六	半导体材料	(239)

第四章 物质的磁性质

(一)	逆磁性和顺磁性	(244)
(二)	磁致冷却	(249)
(三)	铁磁体和反铁磁体	(251)
(四)	磁性共振	(256)
(五)	铁氧体	(257)
(六)	超导体	(259)

	物性的微观理论实验	(264)
--	-----------	---------

第九篇 原子核物理学

第一章 原子核结构

(一)	原子核的组成	(286)
(二)	原子量	(288)
(三)	结合能	(289)

四 核力	(294)
五 核模型	(296)

第二章 原子核衰变和原子核反应

一 天然放射性	(301)
二 放射性探测	(303)
三 α 衰变 β 衰变 γ 衰变	(307)
四 衰变定律	(310)
五 加速器	(313)
六 核反应	(319)

第三章 原子能的和平应用

一 裂变 链式反应	(326)
二 反应堆的构造和工作原理	(329)
三 裂变能的应用	(334)
四 核聚变	(337)

第四章 同位素的应用

一 定标器	(343)
二 剂量 放射性的防护	(347)
三 示踪原子的应用	(349)
四 射线的应用	(352)

第五章 高能粒子

一 宇宙射线及其探测	(355)
二 介子和超子	(360)
三 高能加速器	(362)
四 正电子和反粒子	(366)
五 冷核反应	(369)

原子核物理学实验	(372)
----------	---------

第七編 輻射和原子

第一章 可見光

一 光的干涉 相干光源

在电动力学中，我們知道可見光是波长在一定范围内能引起我們视觉的电磁波。关于光的波动說，远在电磁理論发展以前，惠更斯等即曾提出，并得到实验証实。但他們对光的本性的理解，是建立在机械运动的基础上的，是不正确的。麦克斯韦的理論把光的本性統一在电磁运动中，人們对光的本性的認識有了更高的发展。現在我們从电磁运动出发，对光的波动本性以及光波和物质的相互作用作比較詳細的介紹。

在第三册中講过，几个弹性波疊加的结果能产生干涉现象，同样几个光波疊加的结果也能产生干涉现象。现在先从简单的情況来研究光的干涉现象。

設有兩個簡諧光波，它們具有相同的頻率 ν 和振幅 A_1 ，振动的方向也一致，这两个波源离观察点P的距离分別为 x_1 和 x_2 ，它們的振动方程可表示为

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= A_1 \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_1}{\lambda} \right) + \varphi_1 \right] \\ y_2 &= A_1 \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_2}{\lambda} \right) + \varphi_2 \right] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 T 表示周期， λ 表示光在媒质中的波长， φ_1 和 φ_2 分别表示两个波的初周相。在任何时刻 t ，在观察点叠加以后的振幅为

$$y = y_1 + y_2 = 2A_1 \cos \left[\frac{\pi}{\lambda} (x_2 - x_1) - \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} \right] \sin \left[2\pi \frac{t}{T} - \frac{\pi}{\lambda} (x_1 + x_2) + \varphi_2 + \varphi_1 \right] \quad (2)$$

式中右方第一个因子与时间 t 无关，所以合成以后的运动状态仍然是一个谐振动，它的振幅为

$$A = 2A_1 \cos \left[\frac{\pi}{\lambda} (x_2 - x_1) - \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} \right] \quad (3)$$

设光波在真空中的传播速度为 c ，波长为 λ_0 ，在媒质中的传播速度为 v ，波长为 λ ，则由

$$\text{可得} \quad v\lambda_0 = c \quad v\lambda = v, \quad n = \frac{c}{v}$$

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$$

把这一结果代入(3)式就得到

$$A = 2A_1 \cos \left[\frac{\pi}{\lambda_0} (nx_2 - nx_1) - \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} \right] \quad (4)$$

从上式可以清楚地看出，当初相差一定时，在不同的观察点， $n(x_2 - x_1)$ 有不同的数值，叠加以后的合振幅也有不同的数值。其次，两个初相差 $\varphi_2 - \varphi_1$ 如果不定，在同一点的合振幅也要变化。现在我们就这两种情况来分别进行讨论：

1. 两波的初相差固定，叠加以后的振幅不论在什么地方观察，都是在不停的变化，我們只能看到它在一定時間內的平均效应，因此在不同的观察点，叠加以后的合振幅是相同的，光波的能量跟振幅的平方成正比，所以不同的点所得的光能量也相同。这两个光波叠加的結果，并不引起能量的重新分布，也就是不发生干涉现象，这样的两个光源称不相干光源。

2. 两波的初相差固定，振幅完全由 $nx_2 - nx_1$ 决定。这时在不同的观察点，振幅不同，光能量也不同。两波叠加的結果，引起能量的重新分布，有些地方，互相加强；有些地方互相减弱。我們就能观察到干涉现象，这样的光源称相干光源。根据以上討論可知，相干光源应滿足頻率相同、振動沿同一方向和初相差一定三个条件。以后为了簡化討論，我們假定两相干光源的初相差为零，因此(4)式可簡化为

$$A = 2A_1 \cos \frac{\pi}{\lambda_0} (nx_2 - nx_1) \quad (5)$$

$$= 2A_1 \cos \frac{\pi}{\lambda_0} \Delta$$

光波在媒質中传播的距离跟折射率的乘积称为光程，它表示在相同的時間內，光波在媒質中传播的距离是 x 时，在真空中传播的距离是 nx 。引入光程这一概念以后，两波传播速度的不同即可以不加考虑，因为光在媒質中的速度减小到 $\frac{1}{n}$ ，現在我們不說速度减小而說传播距离增大了 n 倍，結果是一样的。根据光程的定义，上式中

$$\Delta = nx_2 - nx_1 \quad (6)$$

就代表两个光源到观察点的光程差。

如用周相差表示，则与程差 Δ 相应的周相差为

$$\varphi = -\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = -\frac{2\pi}{\lambda_0} (nx_2 - nx_1)$$

程差或周相差对叠加以后的合振幅或强度起着决定的作用。

当 $\Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2}$ 时 ($m=0, 1, 2, \dots$)

由(5)式可得

$$A = 2A_1$$

而能量和振幅平方成正比

$$\therefore I = KA^2 = 4KA_1^2$$

此式表明：在光程差为半波长的偶数倍的地方，光强有极大值，并且为两个单独光源作用时强度之和的两倍。

当程差 $\Delta = (2m+1)\lambda_0/2$ 时，由(5)式可得到

$$A = 0$$

所以光强 $I=0$ ，此式表明，在光程差为半波长的奇数倍的地方，光强有极小值，且为零。

上述结果，从波的叠加原理来看，在光程差为半波长的偶数倍的地方，振动的周相相同，振动相互加强，反之，在光程差为半波长奇数倍的地方，周相相反，振动相互减弱。

最后指出一点，光的干涉现象，只是两波叠加以后能量的分布有了变化，并不违反能量守恒定律。因程差为 Δ 的一点的合振幅为

$$A = 2A_1 \cos \frac{\pi}{\lambda_0} \Delta$$

能量为

程差在一个波长范围内各点能量的平均值

$$\bar{E} = kA^2 = 4kA_1^2 \cos^2 \frac{\pi}{\lambda_0} \Delta$$

仍等于两个光波的能量之和。

$$\bar{E} = \int_{-\lambda_0/2}^{\lambda_0/2} 4A_1^2 \cos^2 \frac{\pi}{\lambda_0} \Delta d\Delta = 2kA_1^2 = 2\bar{E}_1$$

二 双缝干涉

干涉现象，虽然可以经常看到，例如在水面散开的油滴、肥皂薄膜，看起来均带彩色，这都是由于光的干涉而产生的。但是光的干涉实验直到19世纪初才获得成功。这是因为必须从同一光源分出的两束光或多束光才能满足相干条件。这一点

是容易理解的，因为从同一光源发出来的光是由相同的原子辐射出来的，它们在某一点叠加时，周相差一定，因而有确定的强度。在不同的点有不同的、但是确定的周相差，就能产生明暗相间的干涉花样。

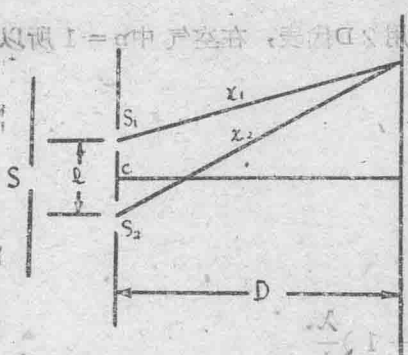


图 7-1-1 双缝实验

最早的干涉实验装置如图 7-1-1 所示，先让平行光线通过狭缝 S，再通过距狭缝适当远的两狭缝 S₁、S₂，从两狭缝发出的柱面波互相干涉，结果在 MN 上形成一组与狭缝 S 平行

的明暗花样。

狭缝所在的面 $C_1S_1C_2$ 和接受的屏 MN 保持平行, 狭缝垂直于图面, S_1S_2 之间的距离为 l , S_1S_2 的中点 C 至屏 MN 的距离 $CO = D$, 考虑屏上离 O 点的距离为 x 的一点 P 的干涉情况, S_1, S_2 至 P 点的距离分别为 x_1, x_2 。由直角三角形定律可知

$$x_1^2 = D^2 + \left(x - \frac{l}{2}\right)^2$$

$$x_2^2 = D^2 + \left(x + \frac{l}{2}\right)^2$$

相减得

$$x_2^2 - x_1^2 = 2lx$$

$$2lx$$

$$x_2^2 - x_1^2 = (x_2 + x_1)(x_2 - x_1)$$

由于 D 比 x 大得多, $x_1 + x_2$ 可用 $2D$ 代表, 在空气中 $n=1$ 所以

$$\Delta = x_2 - x_1 = \frac{x}{D} l$$

亮点条件

$$\Delta = \frac{x}{D} l = m\lambda$$

暗点条件

$$\Delta = \frac{x}{D} l = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$$

式中 m 为自然数, 称干涉的级。

以上两式可写成:

$$x_{\text{亮}} = m \frac{D}{l} \lambda$$

屏上离 O 点的距离为 x 的一点 P 的干涉情况, S_1, S_2 至 P 点的距离分别为 x_1, x_2 。由直角三角形定律可知

$$\Delta x = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{D}{l} \lambda$$

从上述二式可看出相邻两暗纹或者相邻两亮纹之间的距离是相等的，这个距离称为干涉条纹的宽度，用B表示，那么

$$B = \frac{D}{l} \lambda$$

上式表明，当D与l一定时，干涉条纹的宽度与波长有关。用白光做光源时，观察到的干涉条纹除O点外均带有彩色。用单色光照射时，B、D、l均可从实验中决定，因此波长就可以测定。

光波的波长很短，一般用 10^{-8} 厘米作为单位，叫做埃，用符号 λ 表示。各种颜色的可见光的波长范围，列表如下：

颜色	波长 (Å)
红	7600—6300
橙	6300—6000
黄	6000—5700
绿	5700—5000
蓝	5000—4500
靛	4500—4300
紫	4300—4000

三 平行平板产生的干涉

同一光波经过一个很薄的平行平板的两个界面反射以

后，也满足相干条件。

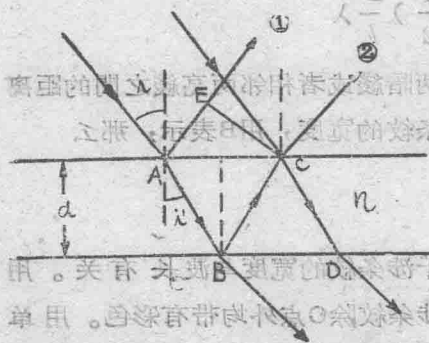


图 7-1-2 平行平板的干涉

用 d 表示平行平板之间的距离， n 表示折射率，由图 7-1-2 可以看出，入射光线一部分直接在 A 点发生反射①，另一部分透过薄膜，在薄膜底层发生反射，然后经上表面射出②。由于这两部分光

线经过的距离和介质不同，C、E 两点有光程差

$$\Delta = n(AB + BC) - AE$$

由图可知 $AB = BC = \frac{d}{\cos i'}$

$$AE = AC \sin i = 2d \operatorname{tg} i' \sin i$$

将 AB、AE 的值代入 Δ ，得

$$\Delta = \frac{2nd}{\cos i'} - \frac{2d \sin i' \sin i}{\cos i'}$$

又由折射定律

$$n \sin i' = \sin i$$

上式可简化为

$$\Delta = \frac{2nd}{\cos i'} - \frac{2nd \sin^2 i'}{\cos i'} = 2nd \cos i'$$

若 Δ 用入射角 i 表示

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

若入射光是平行光， i 是一个常数，光程差由厚度 d 决定。厚度均匀的薄层，在平行光的照射下，反射光强度处处相同，看不到干涉花样；薄层的厚度不同的地方，将显出明暗不同的干涉花样。

若入射光是从扩展光源发出的，同一厚度不同的入射角，程差也是不同的，也可以看到干涉花样。

四 牛頓環

观察牛頓環的装置如图7-1-3所示，一个曲率半

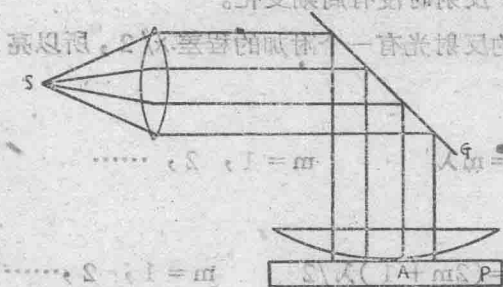


图7-1-3 牛頓環實驗裝置

径为 R 的平凸透鏡，放在平板玻璃上，除凸透鏡頂点和平板玻璃接触外，其余部分全是空气层。光从光源 S 发出，經過凸透鏡而成平行光綫射入平板玻璃 G 上，然后

再經 G 反射，而垂直射經空气层。在空气层上下两界面的反射光綫产生干涉。如果我們在 G 的上方用顯微鏡觀察，可以清晰的看到，以接触点为中心的許多明暗相間的同心環，这就是牛頓環。

下面我們來求 r 、 R 和 d 之間的关系，其中 r 为牛頓環的半徑， R 为平凸透鏡的曲率半徑，而 d 为空气层的厚度。

在图7-1-4中，由几何关系得

宝光D... (2R-d)d=r^2 常个 (1) 光垂平景光推入卷

因为R >> d, 所以上式可近似地写成

$$d = \frac{r^2}{2R}$$



光垂直入射, $i=0$, 空气的折射率 $n \sim 1$, 故得牛顿环中两相干光束的光程差

$$\Delta = 2d$$

光波由光疏媒质进入光密媒质, 反射时周相发生变化 π , 由光密媒质到光疏媒质, 反射时没有周期变化。

因此, 上下界面的反射光有一个附加的程差 $\lambda/2$, 所以亮环条件

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad m = 1, 2, \dots$$

暗环条件

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2} = (2m+1)\lambda/2 \quad m = 1, 2, \dots$$

如果将 $d = \frac{r^2}{2R}$

代入亮环和暗环条件, 经化简得

$$\text{亮环的半径 } r = \sqrt{(2m+1)R\lambda/2} \quad (2)$$

$$\text{暗环的半径 } r = \sqrt{\lambda m R}$$

在平凸透镜和平玻璃板接触点 $d=0$, 光程差为

$$\Delta = \frac{\lambda}{2}$$

故在反射光中观察牛顿环的实验中, 中心是暗点。

再，牛頓環的實驗既可以觀察反射光的干涉花樣；同時也可以觀察透射光所產生的干涉花樣。因為根據能量守恆定律，總的光強等於反射光強和透射光強之和，即 $I_{\text{總}} = I_{\text{反}} + I_{\text{透}}$ 。所以反射和透射光所產生的干涉花樣是互補的。透射光中觀察到牛頓環，中心是亮點。

由公式(2)可知，反射光中第 m 個暗環半徑 $r = \sqrt{mR\lambda}$ 。

如果測定了 r ，又知道了平凸透鏡的曲率半徑 R 及干涉環序數 m ，我們可从上式求得單色光光波的波長。

牛頓環除用來測定波長外，還可用於測定球面的曲率半徑。其方法一般是這樣的：首先測量某干涉圓環（暗環）的半徑 r ，從中心向外數出此圓環的序數 m ，則由公式 $R = \frac{r^2}{m\lambda}$ 可求得透鏡的半徑 R 。

在玻璃加工工藝過程中，牛頓環的原理常被用來檢查球面的質量。將玻璃先按照給定半徑磨好一個標準樣板，其後加工成品與這個樣板接觸，看牛頓環圈數多少，即可決定產品質量是否達到預期要求。

五 邁克耳孫干涉儀

邁克耳孫干涉儀的原始形式如圖 7—1—5 所示， A 為一塊半鍍銀的平面玻璃板，其上反射光和透射光的強度相等。 M_1 、 M_2 為反射鏡，它們分別跟反射光和透射光垂直。從光源