光学重点

几何光学

几何光学三定律

1. 直线传播定律：在均匀介质中光沿**直线**传播
2. **独立**传播定律：不同方向的光线相交，不影响每一光线的传播
3. 反射、折射定律：在两种媒质的**界面**发生反射、折射

$$snell's\ law$$

$nsin\theta_i = n'sin\theta_i'$

棱镜最小偏向角

$n = \frac{sin\frac{\delta_m+\alpha}{2}}{sin\frac{\alpha}{2}}n_0$
（其中α为棱镜顶角）

费马原理

$\delta\int_Q^P ndl = 0$

共轭点

将物点移到原来的像点位置，并使光线沿反方向射入光具组，像点将出现在原来的物点位置上。这样的一对物像点被称为共轭点。

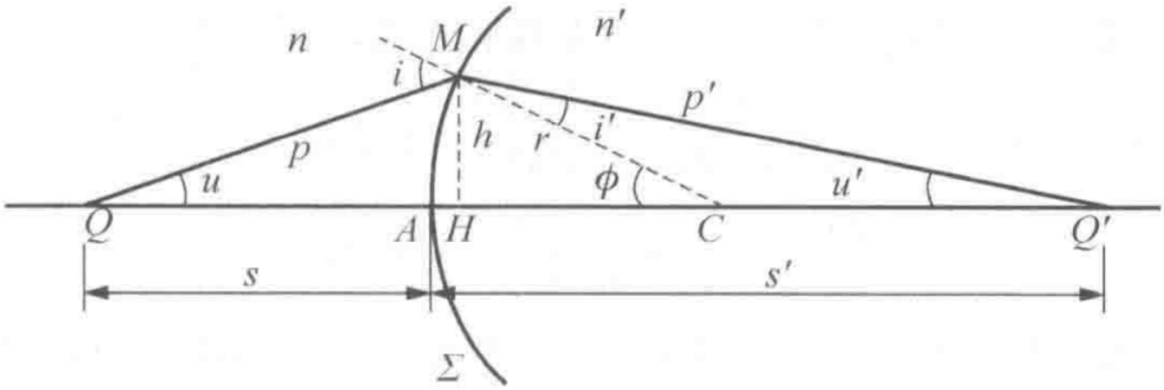
光学系统严格成像的条件

1.同心性不变：由物点发出的同心光束通过光具组后保持同心性不变。

2.等光程成像：由物点发出的所有光线通过光具组后均应以相等的光程到达像点。
透镜往往难以形成共轭点。$specially$：齐明点

傍轴光线透镜物象距公式($important$)

$\frac{n}{s} + \frac{n'}{s'} = \frac{n'-n}{r} = \Phi$
$Def: \Phi = \frac{n'-n}{r}$为光焦度，单位为屈光度($D/m^{-1}$)

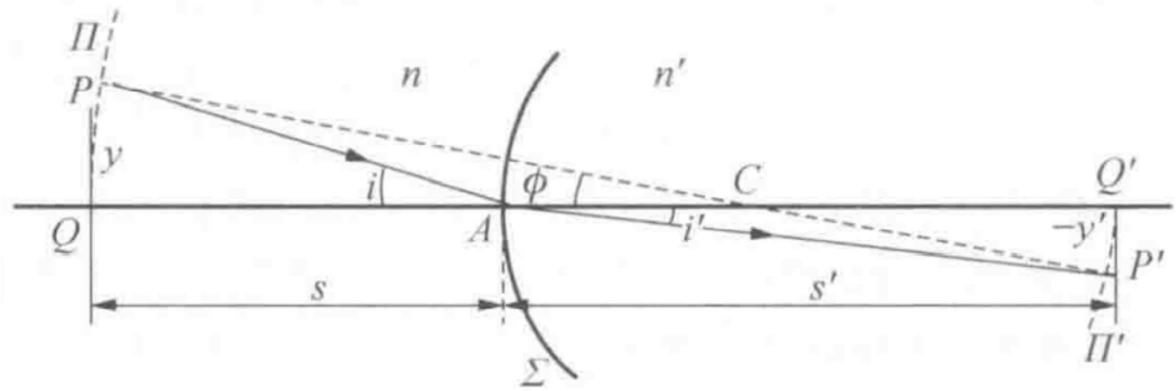


傍轴光线反射球面物象距公式

$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = -\frac{2}{r}(n' \to -n, s' \to -s')$

横向放大率公式

- 折射球面$V = \frac{y'}{y} = -\frac{ns'}{n's}$



- 反射球面$V=-\frac{s'}{s}(n'\to -n, s'\to -s')$

$Gauss$公式

$\frac{f'}{s'}+\frac{f}{s}=1$

$Lagrange-Helmhotz$恒等式

$ynu=y'n'u'\quad$ 其中$u=\frac{h}{s}, -u'=\frac{h}{s'}$

薄透镜动力学

$\frac{n}{s}+\frac{n'}{s'}=\frac{n_l-n}{r_1}+\frac{n'-n_l}{r_2}\quad$ 其中n_l为薄透镜折射率

令$\Phi_1=\frac{n_l-n}{r_1}, \Phi_2=\frac{n'-n_l}{r_2}, \Phi_1+\Phi_2=\Phi\to\frac{n}{s}+\frac{n'}{s'}=\Phi$

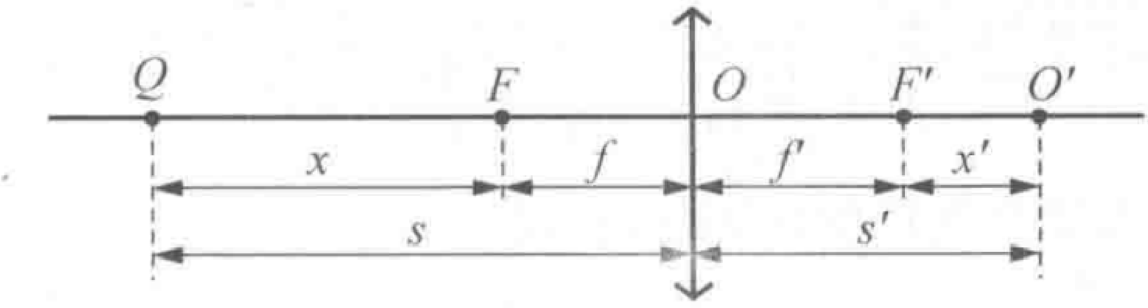
空气中磨镜者公式

$f=f'=\frac{1}{(n_l-1)(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2})}$

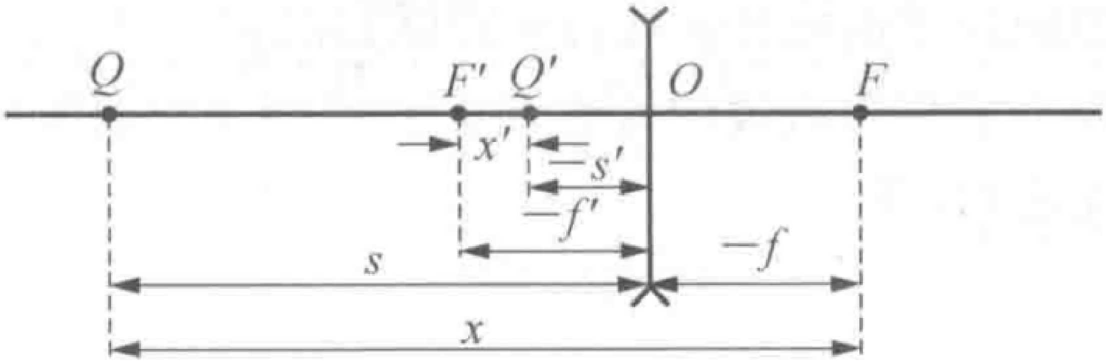
空气中的薄透镜物距和像距**永远**位于两侧

牛顿物像公式

$xx'=ff'$



(a)凸透镜



(b)凹透镜

横向放大率

$V \overset{tip}{=} -\frac{ns'}{n's} = -\frac{fs'}{f's} = -\frac{x'}{f'} = -\frac{f}{x}$

tip：负号是由第一次呈像的物距变为第二次呈像的像距产生的

密接薄透镜组

$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}$

作图法（三条重要光线）

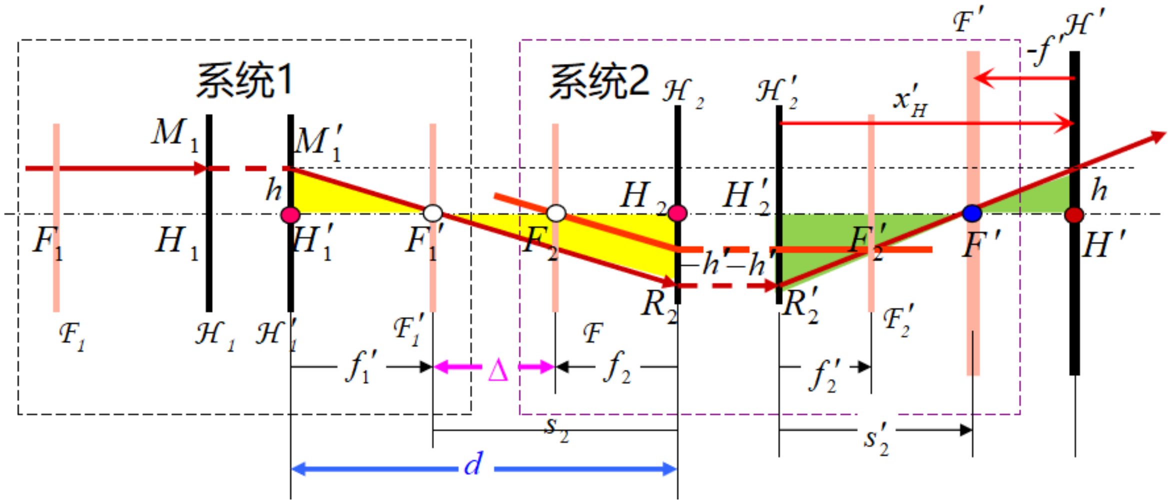
需要熟练掌握凹透镜作图

主点和主面

主面：过主点做垂直于光轴的平面，是横向放大率为1的一对共轭面

基点和基平面

考虑两个理想光具组的联合基点为图中H'，由相似关系和$Gauss$公式即可推得下列公式



$$\cdot\begin{cases} f' = -\frac{f_1' f_2'}{\Delta}, X_H' = \frac{d f_2'}{\Delta} \\ f = -\frac{f_1 f_2}{\Delta}, X_H = \frac{d f_1}{\Delta} \end{cases}$$

$$\Phi = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}$$

角放大率

$$W = \frac{tanu'}{tanu} = -\frac{s}{s'}$$

可得横向放大率与角放大率成反比：$VW = \frac{n}{n'}$

$Helmhotz$公式

$yntanu = y'n'tanu'$
在傍轴情况下变为$Lagrange - Helmhotz$等式

照相相关

景深：由$Newton$物像公式得
$\frac{\delta x'}{\delta x} = -\frac{f^2}{x^2}$
大光圈+长焦镜头+近距离$\to$小景深

小光圈+短焦镜头+远距离$\to$大景深

像差：见PPT

光学仪器

投影仪：$s \approx f$

照相机：$s' \approx f$

眼睛

远点：无穷远；近点：明视距离

和眼睛直接相关的两种仪器（需要考虑到眼睛特性）

对于眼睛前的放大镜和目镜：

由于眼睛的特点，物体只能处于凸透镜焦点以内的一个小范围内，这个范围叫焦深

物体的视角最大不超过$w = \frac{y}{s_0}$由牛顿公式，其对光心夹角为$w' = \frac{y}{f}$则放大镜视角放大率$M = \frac{s_0}{f}$，对不同放大倍率的目镜来说焦深$x = \frac{s_0}{M(M+1)}$

显微镜：物在f_0附近，**第一次呈像在f_e附近**，最后呈像在明视距离s_0(25cm)外，角放大率$M \overset{?}{=} -\frac{\Delta s_0}{f_e f_o}$，其中$\Delta$为光学筒长

望远镜：**第一次呈像在f_e附近**且$f_0' \approx f_e$，角放大率$M \overset{?}{=} -\frac{f_o'}{f_e}$

光瞳

入射光瞳：孔径光阑在物方的共轭，大小用物镜横向放大率计算

出射光瞳：孔径光阑在像方的共轭，大小用目镜横向放大率计算

$E.Abbe$正弦条件

傍轴物点以大孔径光束呈像的充要条件：$nysinu = n'y'sinu'$

照度，亮度见$P98.5$

tip :与太阳能量有关的问题要从太阳的辐射出能量的通量不变下手

波动光学

波前

记初相位为$-\varphi_0$

平面波

Def :(i)振幅为常数(ii)具有线性相位因子

复振幅$\widetilde{U_P} = Ae^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+\varphi_0)}$

球面波

复振幅$\widetilde{U_P} = \frac{a}{r}e^{i(kr+\varphi_0)}$

$\varphi(P) = kx-$源初相位

偏振光

总设
$$\begin{cases} E_x = A_x cos(wt) \\ E_y = A_y cos(wt + \Delta\varphi) \end{cases}$$
则“广义椭圆”的取向只取决于相位差

左旋偏振光：迎着传播方向观察，电矢量逆时针转动

右旋偏振光：迎着传播方向观察，电矢量顺时针转动

马吕斯定律

$I_\theta = I_0 cos^2\theta$

$Fresnel$反射折射公式

边界处两个$Maxwell$方程+折射率$n\approx\sqrt{\epsilon_r}$

$$\begin{cases}\vec{n}\times(E_1-E_2)=0\\ \vec{n}\times(H_1-H_2)=0\end{cases}$$

$$r_s=-\frac{sin(i_1-i_2)}{sin(i_1+i_2)}=\frac{cosi_1-\sqrt{n_{21}^2-sin^2i_1}}{cosi_1+\sqrt{n_{21}^2-sin^2i_1}}$$

$$r_p=\frac{tan(i_1-i_2)}{tan(i_1+i_2)}=\frac{n_{21}^2cosi_1-\sqrt{n_{21}^2-sin^2i_1}}{n_{21}^2cosi_1+\sqrt{n_{21}^2-sin^2i_1}}$$

$$t_s=\frac{2cosi_1sini_2}{sin(i_1+i_2)}=\frac{2cosi_1}{cosi_1+\sqrt{n_{21}^2-sin^2i_1}}$$

$$t_p=\frac{2cosi_1sini_2}{sin(i_1+i_2)cos(i_1-i_2)}=\frac{2n_{21}cosi_1}{n_{21}^2cosi_1+\sqrt{n_{21}^2-sin^2i_1}}$$

【注意】1.$i_2=arcsin(\frac{n_1}{n_2}sini_1)$

2.后一个等于号是把$n_{21}cosi_2$换成了$\sqrt{n_{21}^2-sin^2i_1}$

正入射有$\begin{cases}r_s=-r_p=\frac{n_2-n_1}{n_1+n_2}\\ t_s=t_p=\frac{2n_1}{n_1+n_2}\end{cases}$

- 光强（波印廷矢量）$I\propto n|E|^2$
- 能流（光强投影）反射率$\mathscr{R}=r^2$
- 能流（光强投影）透射率$\mathscr{T}=\frac{n_2cosi_2}{n_1cosi_1}t^2$

布儒斯特角

$r_p=0, i_b+i_2=\frac{\pi}{2}$

$i_b=arctan(\frac{n_2}{n_1})$

斯托克斯倒逆关系

无论是s分量还是p分量，其内反射与外反射振幅反射比$r=-r'$，相应的振幅透射比（t_s与t'_s，t_p与t'_p）总是符号相同，$tt'+r^2=1$

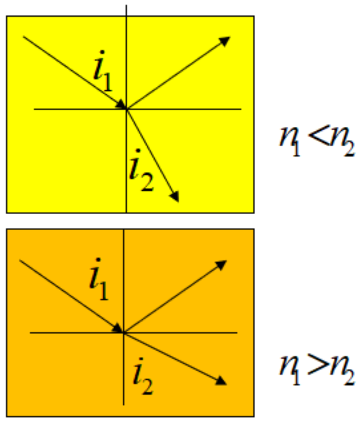
$tips:$

自然光经过偏振片强度变为原来的一半

入射光的半波损失:当且仅当S波和P波同时发生振动方向的反转，即只有**正入射**和**掠入射**的时候可能发生

反射光的半波损失:介质层（折射率n_2）上下表面的折射率为n_1,n_3，当满足n_2为极值时两反射光有半波损失

	δ_{rp}	δ_{rs}
$n_1<n_2, i_1<i_B$	0	π
$n_1<n_2, i_1>i_B$	π	π
$n_1>n_2, i_1<i_B$	π	0
$n_1>n_2, i_B<i_1<i_C$	0	0
$n_1>n_2, i_1>i_C$	$0\sim\pi$	$0\sim\pi$



相位损失图

干涉

$I(P)=I_1(P)+I_2(p)+2\sqrt{I_1(P)I_2(P)}cos\delta(p)$

干涉的必要条件

1.频率相同（保证积分不为0）

2.存在相互平行的振动分量

3.相位差$\delta(P)$稳定 δ不固定则会出现$cos\delta$迅速变化使得$\overline{cos\delta}$为0

分波前干涉

条纹间距为

$\Delta x=\frac{D}{d}\lambda$

光强衬比度

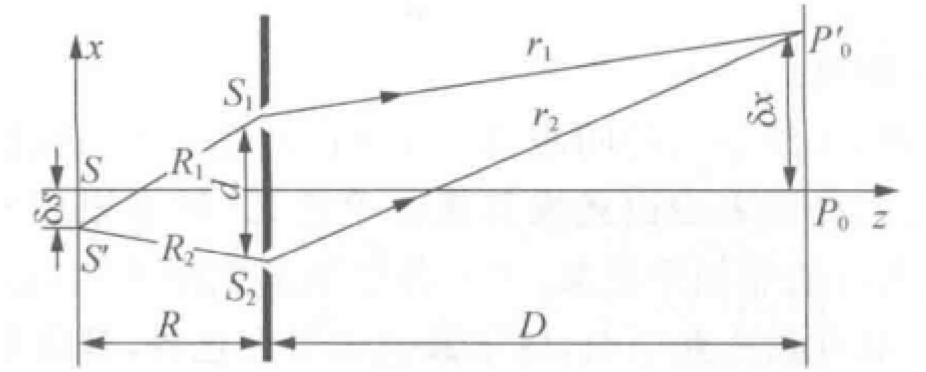
$\gamma=\frac{2A_1A_2}{A_1^2+A_2^2}$
则干涉公式变为:
$I=I_0(1+\gamma cos\delta)$
其中$I_0=I_1+I_2=A_1^2+A_2^2$

两束平行光的干涉

沿x, y方向的条纹间距为
$\begin{cases}\Delta x=\frac{\lambda}{sin\alpha_1-sin\alpha_2}\\ \Delta y=\frac{\lambda}{cos\alpha_1-cos\alpha_2}\end{cases}$
空间频率为
$\begin{cases}f_x=\frac{1}{\Delta x}\\ f_y=\frac{1}{\Delta y}\end{cases}$

光源宽度与干涉条纹的关系

$\begin{cases}\delta x=\frac{D}{R}\delta s\\ \Delta x=\frac{D}{d}\lambda\end{cases}$
$\delta x=\Delta x$（点源连续分布），令$\delta s=b_1$得到光源极限宽度：$b_1=\frac{R}{d}\lambda$



光源宽度与衬比度

$\gamma = |\frac{sinu}{u}|$
其中$u = \frac{b}{b_1}\pi$

分振幅干涉$\Delta L = 2nhcosi_2(\pm\frac{\lambda}{2})$

等厚干涉
$e.g\begin{cases}楔形薄膜\Delta x = \frac{\lambda}{2\alpha}\\ 牛顿环R = \frac{r_{k+m}^2 - r_k^2}{m\lambda}中央级数最小，牛顿环向上移动，各级数变大\end{cases}$

等倾干涉：$\Delta L = 2nhcosi_2(\pm\frac{\lambda}{2})$中央级数最大，增大$h$级数变大，有$l = N\frac{\lambda}{2}$

迈克尔逊干涉仪

光源非单色性对条纹的影响

最大光程差（空间周期）
$\Delta L_M = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda^2}{|\Delta\lambda|}$

光源的时间相干性

$\tau_0\Delta\nu \approx 1$

光源的空间相干性

$b\Delta\theta = \lambda$

波动光学的一些应用

法布里-珀罗干涉

$I_T = \frac{I_0}{1+\frac{4Rsin^2(\delta/2)}{(1-R)^2}}$
推导需要使用**斯托克斯倒逆定理**，可以看出，R增大，反射条纹亮线越来越宽，透射条纹亮线越来越窄

由$\delta = \frac{4\pi nhcosi}{\lambda}$, n和h一般是不变的，影响δ变化的因素有i和λ

(1)λ固定，则半角宽度为
$\Delta i = \frac{\lambda}{2\pi nhsini}\frac{1-R}{\sqrt{R}}$
(2)i固定(经常是0)，则某一纵模的半值宽度为
$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi nhcosi}\frac{1-R}{\sqrt{R}}$

由于多光束干涉，使得在很宽的光谱范围内只有特定的波长附近出现极大$2nh=k\lambda_k,k\in\mathbb{Z}$，相邻极强频率间是等间隔的：$\Delta\nu=\frac{c}{2nh}$

色分辨本领为：$\frac{\lambda}{\delta\lambda}=k\frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$

菲涅尔圆孔衍射和圆屏衍射

矢量图解$P151.5$

半波带半径

$$\rho_k=\sqrt{\frac{Rb}{R+b}k\lambda}\qquad(k=1,2,\ldots)$$

转化成透镜公式:
$\frac{1}{R}+\frac{1}{b}=\frac{k\lambda}{\rho_k^2}\qquad$ 即$f=\frac{\rho_1^2}{\lambda}$

夫琅禾费单缝衍射和矩孔衍射

矢量图解图像：$P154图7-4$

光强分布:
$I_\theta=I_0(\frac{sin\alpha}{\alpha})^2$
其中$\alpha=\frac{\pi a}{\lambda}(sin\theta\pm sin\theta_0)$, $\frac{sin\alpha}{\alpha}$为单缝衍射因子，θ_0为入射光与单缝所在平面法线的夹角

半角宽度:
$\Delta\theta=\frac{\lambda}{acos\theta_0}$
应用：由巴比涅定律，细丝所呈衍射图像与单缝所呈图像完全一致，可以用来测细丝直径

光学仪器像分辨本领

由于光学仪器光具组几乎都是圆形的，根据夫琅禾费圆孔衍射：$I_\theta=I_0[\frac{2J_1(x)}{x}]^2$，半角宽度为$\Delta\theta=1.22\frac{\lambda}{D}$
由瑞利判据得光学仪器最小分辨角$\delta\theta_m=\Delta\theta$

角放大率
$M=\frac{\delta\theta_e}{\delta\theta_m}$
$\delta\theta_e\approx1'=2.9\times10^{-4}rad$

显微镜分辨本领$\delta y_m=\frac{0.61\lambda}{N.A.}$

多缝夫琅禾费衍射

相关参数：光栅常数$d=a+b$，光栅有效长度$L=Nd$
$I_\theta=a_0^2(\frac{sin\alpha}{\alpha})^2(\frac{sinN\beta}{sin\beta})^2\qquad\alpha=\frac{\pi a}{\lambda}sin\theta\quad\beta=\frac{\pi d}{\lambda}sin\theta$
分析思路：矢量图解法（区别：衍射时$R\propto A_0$，干涉时$R\propto a_\theta$），单缝衍射因子和缝间干涉因子相乘实现相位调制，出现缺级

光栅分光

对于一定波长差$\delta\lambda$的两条谱线的角间隔？由光栅方程$dsin\theta_k=k\lambda$，取微分得到$\delta\theta=\frac{k\delta\lambda}{dcos\theta_k}$

k级条纹的角宽度：$\frac{\pi d}{\lambda}sin\theta_k=k\pi\qquad\frac{\pi d}{\lambda}sin(\theta_k+\Delta\theta)=(k+\frac{1}{N})\pi\qquad\rightarrow\Delta\theta=\frac{\lambda}{Ndcos\theta_k}$

由瑞利判据$\delta\theta=\Delta\theta$得最小分辨波长$\delta\lambda=\frac{\lambda}{kN}$

闪耀光栅

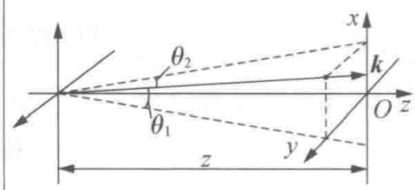
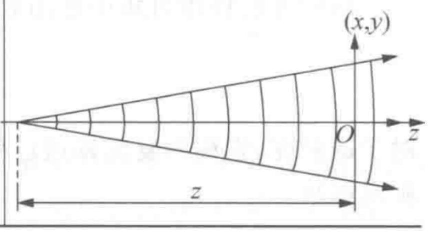
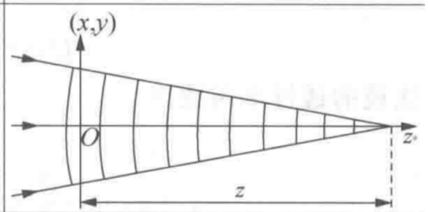
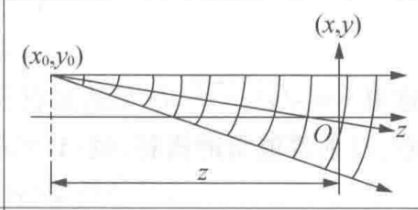
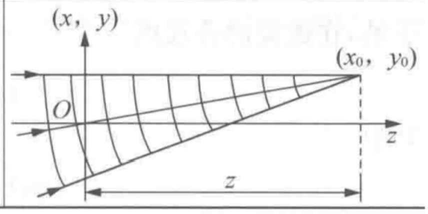
由于α中θ是光线与狭缝法线的夹角，β中θ则是与整个光栅平面法线夹角，传统的光栅θ相同，衍射的零级主极大与干涉的零级主极大重合，导致大部分能量和信息都集中于光栅中央

傅里叶光学

屏函数

凡使波前上的复振幅发生改变的物都称为衍射屏，都具有屏函数：
$\tilde{t}(x,y)=\frac{\widetilde{U_2}(x,y)}{\widetilde{U_1}(x,y)}$

表 V-1　平面波和球面波在波前上的相因子

波的类型	特征	相因子	图解
(1)平面波	$\begin{cases}\text{传播方向}(\theta_1,\theta_2)\\ \text{当 }\theta_1=\theta_2=0\text{ 时}\end{cases}$	$\begin{cases}\exp[ik(\sin\theta_1 x+\sin\theta_2 y)]\\ 1\end{cases}$	
(2)发散球面波	中心在轴上坐标(0,0,−z)	$\exp\left[ik\frac{x^2+y^2}{2z}\right]$	
(3)会聚球面波	中心在轴上坐标(0,0,z)	$\exp\left[-ik\frac{x^2+y^2}{2z}\right]$	
(4)发散球面波	中心在轴外坐标$(x_0,y_0,-z)$	$\exp\left[ik\left(\frac{x^2+y^2}{2z}-\frac{xx_0+yy_0}{z}\right)\right]$	
(5)会聚球面波	中心在轴外坐标(x_0,y_0,z)	$\exp\left[-ik\left(\frac{x^2+y^2}{2z}-\frac{xx_0+yy_0}{z}\right)\right]$	

透镜的相位变换函数：
$\widetilde{t_L}(x,y)=exp[-ik\frac{x^2+y^2}{2f}]$

棱镜的相位变换函数：
$\widetilde{t_P}(x,y)=exp[-ik(n-1)\alpha x]$

正弦光栅的相位变换函数：
$\tilde{t}(x,y)=t_0+t_1cos(q_xx+q_yy+\varphi_0)$
$q=2\pi f$为空间圆频率

正弦光栅的制备

两束平行光干涉的光强为：$I=I_0[1+\gamma cos(q_xx+q_yy+\varphi_0)]$

经过线性冲洗：$\tilde{t}(x,y)=t_0+\beta I(x,y)$得到正弦光栅

由欧拉公式可知平行光通过正弦光栅后分为三列平面波,对照平面波的复振幅和复振幅$\widetilde{U_2}$得到
$2\pi fx=kx\rightarrow sin\theta_{\pm1}=\pm f\lambda$

屏函数傅里叶展开

任何复杂衍射屏的屏函数都可以展开成一系列简单屏函数的和

空间滤波

凸透镜本身就是一个低通滤波器，物平面在前焦面附近时截止频率为
$sin\theta=f\lambda\qquad f_M=\frac{D}{2F\lambda}$

全息$Halo$

无源空间中的光场分布由边界条件（波前）唯一确定$I=(\widetilde{U}_o+\widetilde{U}_R)(\widetilde{U}_o^*+\widetilde{U}_R^*)$

利用线性冲洗得到屏函数$\tilde{t}(x,y)=t_0+\beta I(x,y)$

最后用与参考光R频率、角度相同的光源R'照明得到全息图像$\widetilde{U}=\widetilde{U}_{R'}\tilde{t}(x,y)$

偏振光学

双折射

o光：满足折射定律；e光：一般不满足折射定律

$$\begin{cases}\text{主截面：晶体表面的法线方向与晶体内光轴方向所组成的平面}\\\text{主平面：晶体中某条光线与晶体光轴所构成的平面}\\\text{入射面：光线所在平面}\end{cases}$$

光轴平行于界面，光线正入射（波片）

光线斜入射，光轴垂直于入射面（o光e光均满足折射定律）

偏振光的获得与检验

表Ⅶ-3 偏振光的检验

第一步	令入射光通过偏振片Ⅰ,改变偏振片Ⅰ的透振方向 P_1,观察透射光强度的变化(图 3-10(a))				
观察到的现象	有消光	强度无变化		强度有变化,但无消光	
结论	线偏振	自然光或圆偏振		部分偏振或椭圆偏振	
第二步		a. 令入射光依次通过 $\lambda/4$ 片和偏振片Ⅱ,改变偏振片Ⅱ的透振方向 P_2,观察透射光的强度变化(图 3-10(b))		b. 同 a,只是 $\lambda/4$ 片的光轴方向必须与第一步中偏振片Ⅰ产生的强度极大或极小的透振方向重合	
观察到的现象		有消光	无消光	有消光	无消光
结论		圆偏振	自然光	椭圆偏振	部分偏振

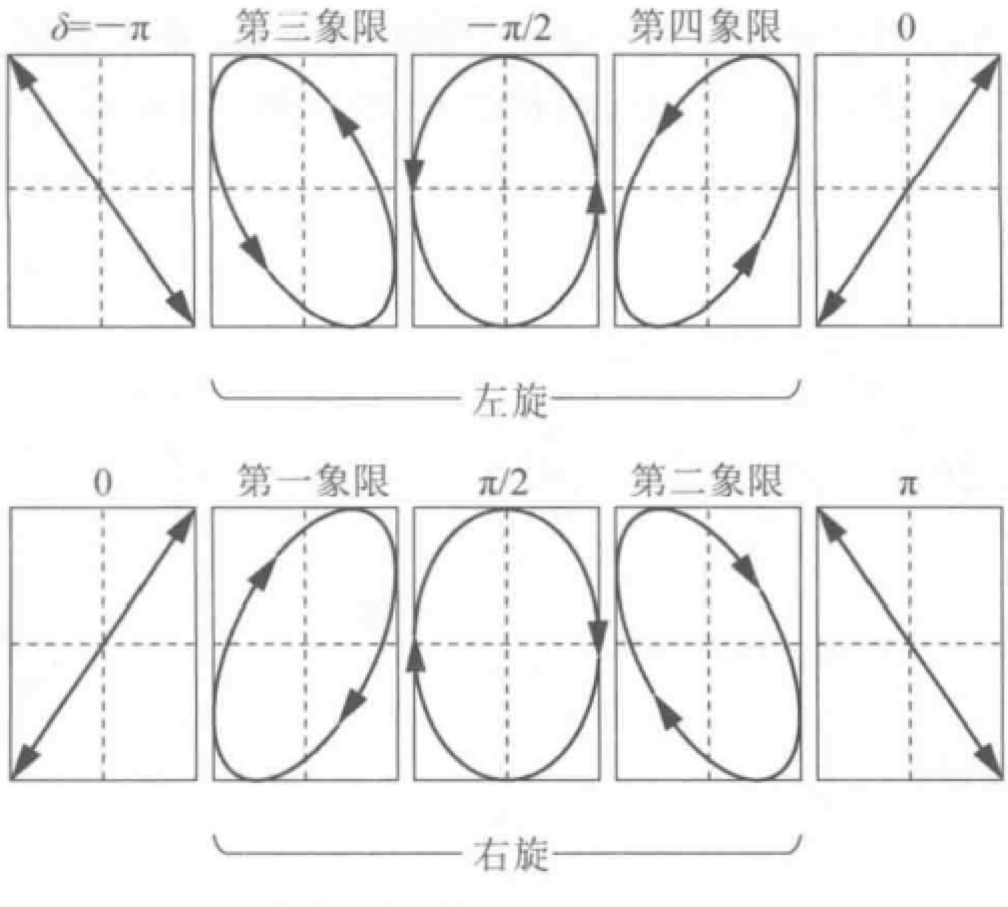


图 3-5 各种相位差的椭圆运动

偏振光干涉

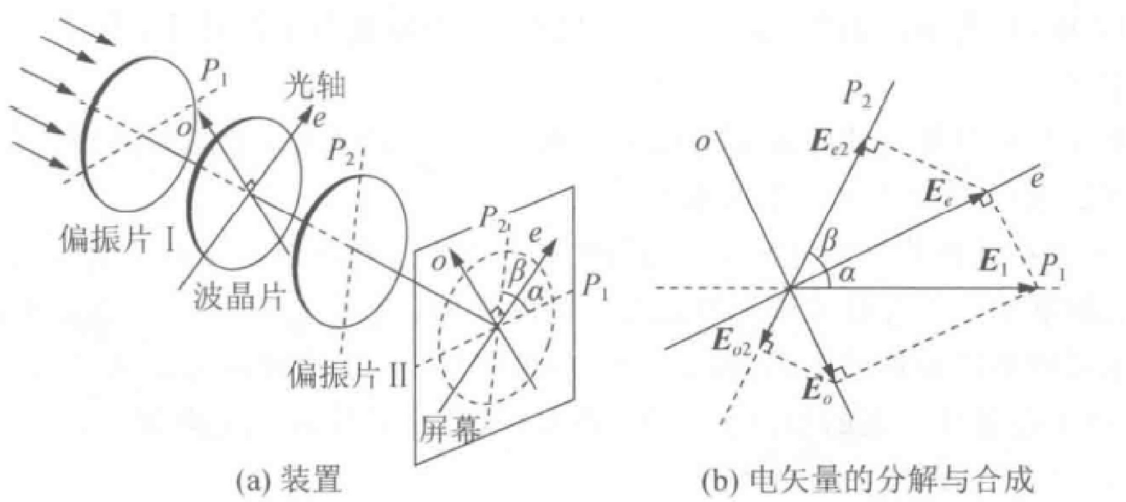


图 4-1 偏振片间的波晶片

考点：各种偏振光通过巴比涅补偿器与偏振片的干涉

电光效应

折射率和电场的关系可以表示为$n=n_0+aE+bE^2+\dots$

- 二阶电光效应$kerr\ effect$

  $\delta=\frac{2\pi}{\lambda}bE^2l=2\pi K_r\frac{U^2}{h^2}l$
- 一阶电光效应$Pockels\ effect$

  $\delta=\frac{2\pi}{\lambda}n_0^3\gamma El=\frac{2\pi}{\lambda}n_0^3\gamma U$

旋光效应

原理：平面偏振光可以分解为两束圆偏振光的叠加

$\theta=\frac{\pi}{\lambda}|n_e-n_o|l=\alpha l$，$\alpha$为晶体的旋光本领，$l$为光波在晶体中的传播距离（轴向厚度）

自然旋光具有互易性

光的吸收、色散和散射

吸收

- 朗伯定律

  $-dI=\alpha Idx\rightarrow I=I_0e^{-\alpha x}$溶液中$\alpha=AC$
- 复折射率

  $\widetilde{n}=n(1+i\kappa)\rightarrow\widetilde{E}=\widetilde{E}_0e^{-i(wt-\frac{w}{v_p}x)}=\widetilde{E}_0e^{-iw(t-\frac{\widetilde{n}}{c}x)}=\widetilde{E}_0e^{-\frac{nw\kappa x}{c}}e^{-iw(t-\frac{n}{c}x)}\rightarrow I=I_0e^{-\frac{2nw\kappa x}{c}},\kappa$为衰减指数

  经典微观解释理论从电偶极子受迫振动出发$m\ddot{r}+\gamma\dot{r}+kr=-\frac{eE_0}{m}e^{-iwt}$再由电磁学理论$\widetilde{n}^2=\epsilon_r$

色散

> 光在介质中传播速度随波长而异的现象称为色散，定义色散率为：$\frac{dn}{d\lambda}$，根据实验定义$\frac{dn}{d\lambda}>0$为反常色散，$\frac{dn}{d\lambda}<0$为正常色散

- $Cauchy$经验公式：$n=A+\frac{B}{\lambda^2}+\frac{C}{\lambda^4}$
- 棱镜光谱仪

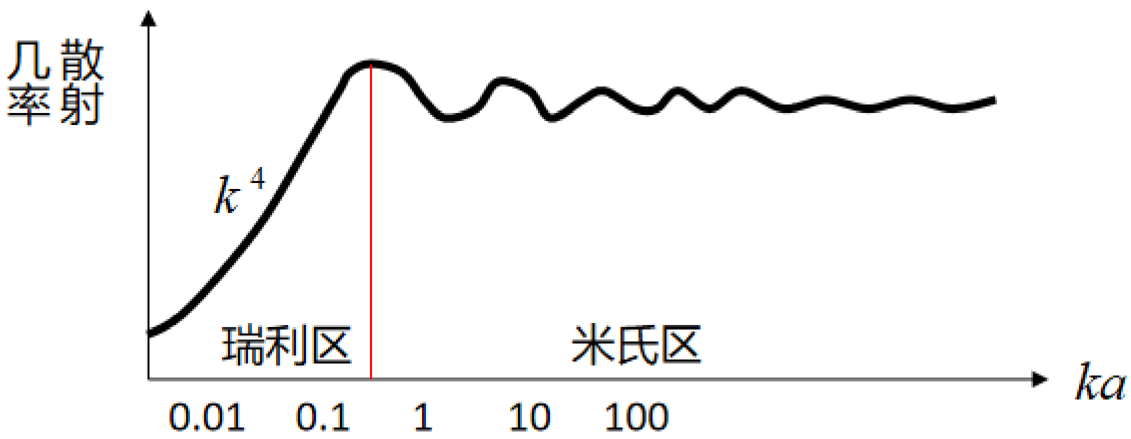
群速

> 由于波的传播，前一个时刻的相位信息经过dt传递到下一时刻，则有
> $cos[k(x_0+dx)-w(t_0+dt)]=cos[kx_0-wt_0]\rightarrow\frac{dx}{dt}\overset{\triangle}{=}v_p=\frac{w}{k}$，$v_p$为相速度

群速度则对应不同频率的波叠加后包络的移动速度，考虑简单情况ω_1,ω_2两列波叠加传播，只用关注低频包络因子$cos[\Delta k(x_0+dx)-\Delta w(t_0+dt)]=cos[\Delta kx_0-\Delta wt_0]=\frac{dx}{dt}\overset{\triangle}{=}v_g=\frac{\Delta w}{\Delta k},v_g$为群速度

- 对于连续频率的光波叠加需要用到积分和泰勒一阶展开
- v_p与v_g的关系：对$w=kv_p$两边各取k的微分

散射



量子光学

热辐射

绝对黑体

- 辐射本领与绝对温度的关系：$R=\sigma T^4\quad\sigma=5.67\times10^{-8}(W/m^2\cdot K^4)$
- $Wien$位移定律（辐射波长与温度的关系）：$\lambda_M T=b\quad b=2.88\times10^{-3}(m\cdot K)$

光电效应

$h\nu=\frac{1}{2}mv^2+A\quad A$为逸出功

康普顿效应

> 用来解释光子在电子上散射时的能量和动量的守恒定律

由$\begin{cases}h\nu_0=h\nu+\frac{1}{2}mv^2\\ \frac{h\nu_0}{c}\vec{e}_0=\frac{h\nu}{c}\vec{e}_\theta+m\vec{v}\end{cases}$

解得$\Delta\nu=\frac{h\nu\nu_0}{mc^2}(1-cos\theta)\quad \Delta\lambda=2\lambda_C sin^2\frac{\theta}{2}\quad \lambda_C=\frac{h}{mc}$称为康普顿波长

玻尔原子模型

波尔假定电子轨道角动量量子化$L=n\frac{h}{2\pi}\quad n=1,2,\ldots$

见$P480$习题1

激光

$\text{激光的产生}\begin{cases}\text{泵浦源}\\\text{激活介质}\\\text{谐振腔}\end{cases}$

激活介质要实现粒子数反转？（低能级电子少于高能级电子）