

紫 → 红

可见光波长: $4000 \sim 7600 \text{ \AA}$. 频率 $\sim 10^{14} \text{ Hz}$.

介质中光速: $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}$ (一般 $\mu_r \sim 1, \epsilon_r > 1$).

折射率 $n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \sim \sqrt{\epsilon_r}$.

光通过不同介质时频率不变, 真空中 $\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$, 介质中 $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ (波长变短)

光通量/能流: 单位时间内通过某一截面的能量/通过某一截面的光功率.

光强: 单位面积上光通量的平均值/平均能流密度 $I = \frac{1}{T} \int_0^T |\mathbf{S}| dt$.

坡印廷矢量大小 $S = |\mathbf{E} \times \mathbf{H}| = \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_0}{\mu_r \mu_0}} E^2$ 表示能流密度瞬时值.

若光为简谐波, 光强 $I = \frac{n}{2c\mu_0} E_0^2 \propto nE_0^2$. 在同种均匀介质中常取 $I = E_0^2$. (比较不同媒质中的光强时要考虑 n).

光谱: 非单色光的强度按波长分布.

谱密度: 单位波长区间光强: $i(\lambda) = \frac{dI_\lambda}{d\lambda}$.

总光强: $I = \int_0^{+\infty} dI_\lambda = \int_0^{+\infty} i(\lambda) d\lambda$.

沿 x 方向传播的余弦波: $U(P, t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0)$, 其中 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为圆/角波数.

$U(P, t) = A(P) \cos[2\pi(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}) + \varphi_0]$, x 每改变 λ / t 每改变 T 波函数复原.

波的位相 $\varphi(P, t) = \omega t - kx + \varphi_0$. 波的空间位相 $\varphi(P) = kx - \varphi_0$. $\varphi(P, t) = \omega t - \varphi(P)$

单色光波/定态波场:

- ① 空间各点的振动是同频率的简谐振动.
- ② 波场中各点振动的振幅不随时间变化, 在空间形成一个稳定的振幅分布.
- ③ 初始位相的空间分布与时间无关.
- ④ 光波波列充满全空间, 是无限长的单色波列.

波面: 某一时刻波场空间中位相相同的点构成光波的等位相面.

(相同时刻)位相相同的空间点满足波面方程: $\varphi(P) = \text{const}$.

平面波: $\varphi(P) = \vec{k} \cdot \vec{r} - \varphi_0 = k_x x + k_y y + k_z z - \varphi_0$, 波矢 $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}$. 波面与波矢垂直.

单色平面波振幅为常数, 满足 $\sqrt{\epsilon} E_0 = \sqrt{\mu} H_0$, \vec{E}, \vec{H} 同位相.

球面波: 振幅 $E_0(P) = \frac{A_0}{r}$, 空间位相: $\varphi(P) = kr - \varphi_0$.

用复数描述光波振动: $E(P, t) = E_0(P) e^{i\varphi(P)} \cdot e^{-i\omega t}$.

复振幅: $\tilde{E}(P) = E_0(P) e^{i\varphi(P)}$. (包含振幅和位相)

单色平面波 $\tilde{E}(P) = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \varphi_0)}$; 发散球面波 $\tilde{E}(P) = \frac{A_0}{r} e^{i(kr - \varphi_0)}$; 汇聚球面波

$\tilde{E}(P) = \frac{A_0}{r} e^{-i(kr - \varphi_0)}$ daollen®

光波场在P点的强度 $I(P) \propto \langle \vec{E}, \vec{E} \rangle = \vec{E}^*(P) \vec{E}(P)$.

复振幅的空间分布函数称为波前函数, 其位相部分称为相因子 (如 $e^{ikx \sin \theta}$).

波前: 光波场中任一曲面.

等幅面: 振幅相等的空间点构成的曲面.

波线: 与波面垂直的直线, 与波矢同向.

球面波 \rightsquigarrow 平面波: ①近轴条件/傍轴条件: $\rho^2 \ll z^2$, 则在接收屏上振幅为常数. ②远场条件: $\frac{\rho^2}{z} \ll \lambda$, 则可视为平面波.

($\frac{\rho^2}{z} \ll \lambda \ll z \Rightarrow$ 远场条件包含近轴条件)

近轴条件下波前函数 $\vec{E}(x', y', 0) = \frac{E_0}{|z|} \exp[ik(|z| + \frac{x'^2 + y'^2}{2|z|}) + i\varphi_0]$.

远场条件下波前函数 $\vec{E}(x', y', 0) = \frac{E_0}{|z|} \exp(ik|z| + i\varphi_0)$.

偏振: 振动方向相对于传播方向的不对称性.

波线性叠加成立条件:

- ① 传播介质为线性介质.
- ② 振动不十分强. (强时介质会变为非线性的)

惠更斯-菲涅耳原理: 波前 Σ 上每个面元 $d\Sigma$ 都可以看成新的振动中心, 它们发出次波, 在空间某一点P的振动是所有这些次波在该点的相干叠加.

(新的波面即是这些振动中心发出的各个次波波面的包络面)

在光源S周围作任一封闭曲面 Σ , S在场点P引起的振动就是 Σ 上所有次波中心发出的次波在P点引起的振动的矢量和.

复振幅四要素

- $\vec{E}_0(Q)$ 瞳函数
- $d\Sigma$ 次波中心面元面积
- $\frac{e^{ikr}}{r}$ 球面波 (θ_0 和 θ 分别是源点S和场点P相对次波面元
- $F(\theta_0, \theta)$ 倾斜因子 $d\Sigma$ 的方位角

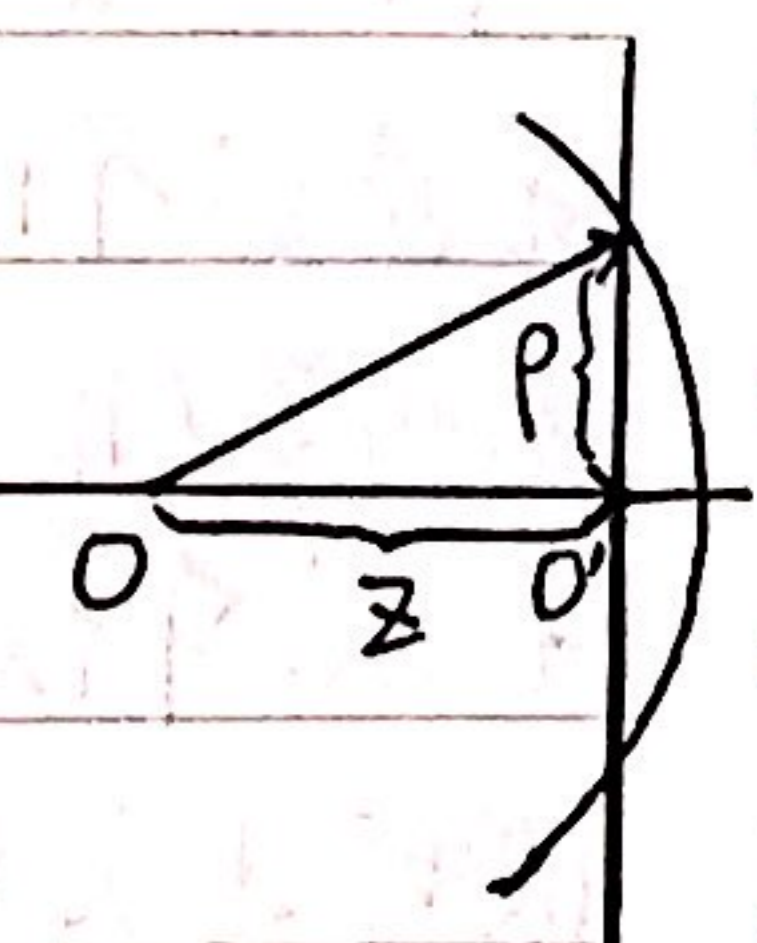
$$d\vec{E}(P) = kF(\theta_0, \theta) \vec{E}_0(Q) \frac{e^{ikr}}{r} d\Sigma.$$

常见的光的偏振态: 自然光、线偏光/平面偏振光、部分偏振光、圆偏振光、椭圆偏振光.

部分偏振光可看作自然光和平面偏振光的叠加.

偏振度 $P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \in [0, 1]$, ($P=0$ 自然光; $P=1$ 线偏光)

圆偏光: 某-光矢量端点随时间变化的轨迹不是螺旋线! 在某一时刻所有光矢量的端



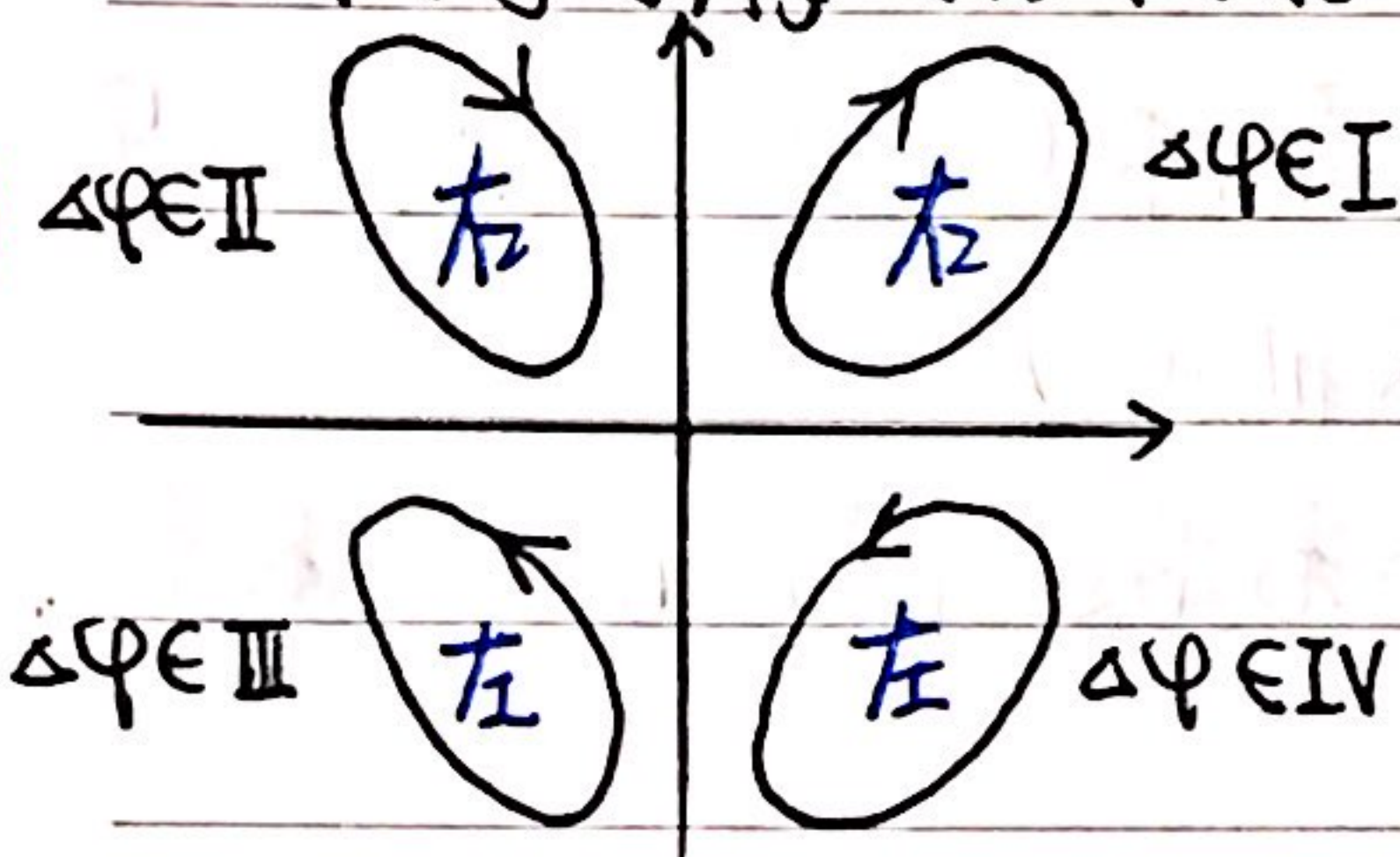
点是螺旋线. 在空间每一点, 光矢量绕传播方向以 ω 转动.

迎光传播方向看 $\left\{ \begin{array}{l} \text{⌚ 左旋} \\ \text{⌚ 右旋} \end{array} \right.$

椭圆偏振光正交分解 $\left\{ \begin{array}{l} E_x = A_x \cos(\omega t) \\ E_y = A_y \cos(\omega t + \Delta\varphi) \end{array} \right. \Delta\varphi \in [0, 2\pi].$
加在y上.

$\Delta\varphi \in (0, \pi)$: 右旋; $\Delta\varphi \in (\pi, 2\pi)$: 左旋.

x轴到与 A_y 对应轴的有向角 α 满足 $\tan 2\alpha = \frac{2A_x A_y}{A_x^2 - A_y^2} \cos \Delta\varphi.$



长轴所处象限与 A_x, A_y 相对大小无关.

晶体的二向色性: 有些晶体对不同方向的电磁波振动具有选择吸收性质.

(eg. 电气石、硫酸钽晶体等)

偏振器 $\left\{ \begin{array}{l} \text{起偏器} \\ \text{检偏器} \end{array} \right.$

自然光检测 光垂直入射偏振片, 转动偏振片, 光强不变(为原来一半).

马吕斯定律: 线偏振光垂直入射偏振片, 透振方向与入射光的振动平面夹角为 θ , 则透过偏振片的光强 $I_\theta = I_0 \cos^2 \theta$. ($\theta = \frac{\pi}{2}$ 时消光)

用消光比 = $\frac{\text{最小透射光强}}{\text{最大透射光强}}$ 来衡量偏振片起偏效果.

线偏光检测 光垂直入射偏振片, 转动偏振片, 有消光现象.

部分偏振光检测 光垂直入射偏振片, 转动偏振片, 光强有强弱变化, 但无消光现象.

圆偏振光检测 光垂直入射偏振片, 旋转偏振片, 光强不变.

椭圆偏振光检测 光垂直入射偏振片, 旋转偏振片, 光强有强弱变化, 但无消光现象.

自然光 \rightsquigarrow 平面偏振光: ① 利用偏振片 ② 由反射和折射产生. (反射光中, 垂直入射面振动的光(S分量)占优势; 折射光中, 平行入射面振动的光(P分量)占优势).

③ 偏振棱镜

daodan

布儒斯特角定律: 反射光是完全偏振光时, 反射光与折射光互相垂直.

$i_1 + i_2 = 90^\circ$, 反射光中只有S分量, 为线偏光. $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 = n_2 \cos i_1 \Rightarrow$
 $i_1 = i_B = \arctan \frac{n_2}{n_1}$. 折射光为部分偏振光, 其中S分量较弱. (当入射角为 i_B 时, 折射光偏振度最高.)

为了获得光强较强, 便于使用的线偏振折射光, 通常让自然光以 i_B 入射依次通过由多片介质组成的片堆.

对外内反射的 i_B 互余.

双折射晶体: ①方解石晶体 (CaCO_3), 无色的称冰洲石晶体. ②石英(水晶)、红宝石、冰. ③云母、蓝宝石、橄榄石、硫磺. (单轴: ①②. 双轴: ③)

晶体的光轴: 光沿此方向入射时无双折射. e光和o光沿这个方向的传播速度和方向相同.

主截面: 入射界面(晶体表面)的法线与光轴形成的平面. (与光线无关)

主平面: 晶体中的光线与光轴所形成的平面.

{ o光振动方向垂直于o光主平面, 即垂直于光轴.

{ e光电矢量平行于e光主平面. (但未必平行光轴)

选择合适入射方向, 使入射面与主截面重合, 这时光轴处于入射面之中, o光主平面、e光主平面、主截面重合, o光和e光电矢量相互垂直.

定义e光主折射率为垂直于光轴方向的折射率.

{ 负晶体: $v_o < v_e, n_o > n_e$

{ 正晶体: $v_o > v_e, n_o < n_e$

①光轴在入射面内, 并与表面成一斜角, 负晶体. P391

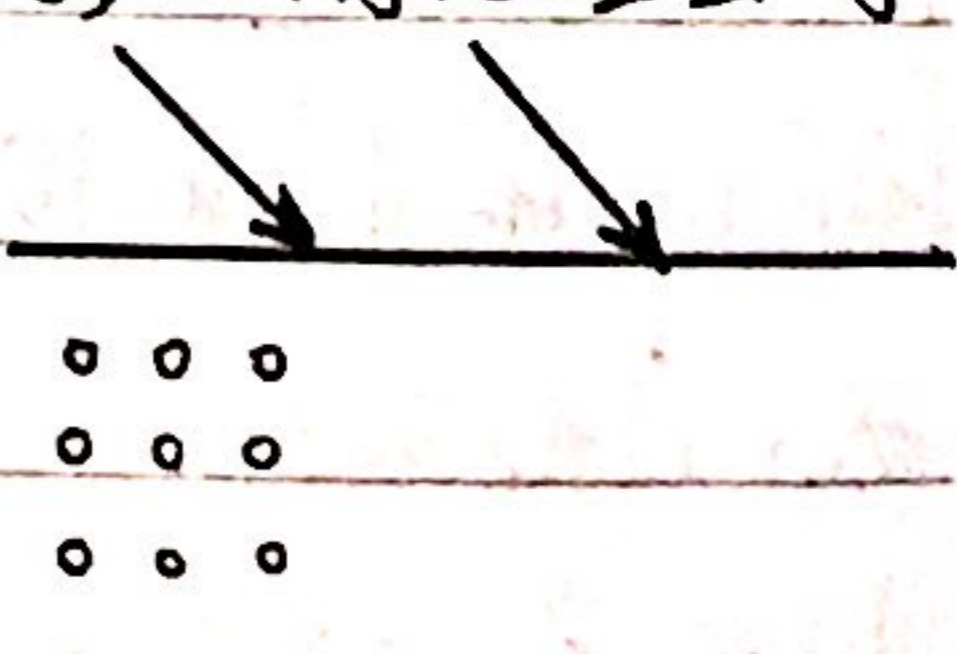
②平行光垂直入射负晶体, 光轴与晶体表面垂直. (不发生双折射) P395

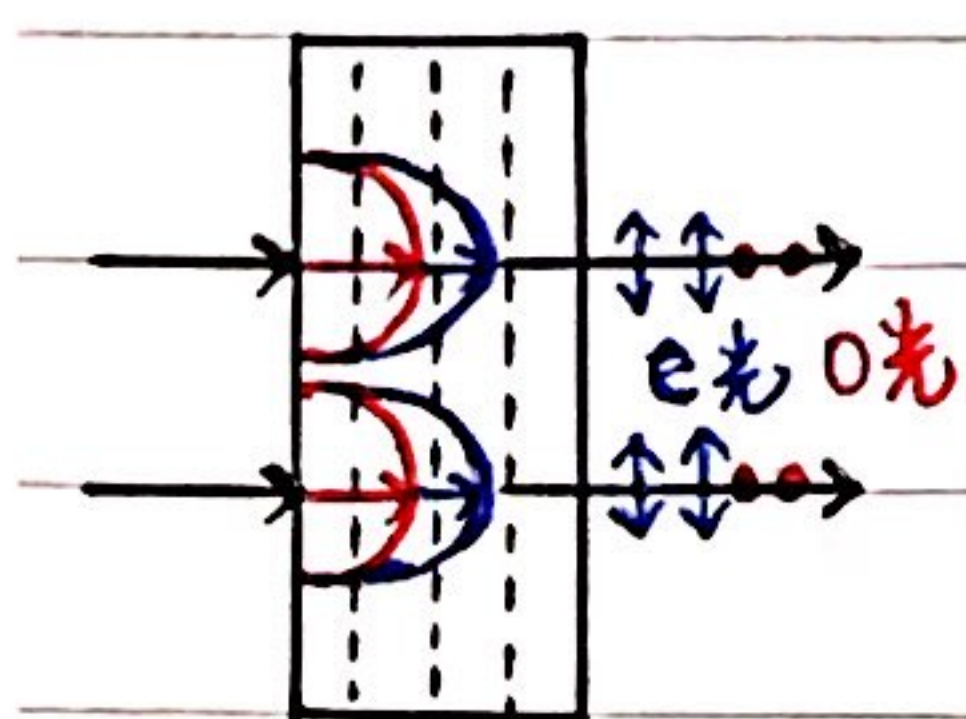
③平行光正入射负晶体, 光轴与晶体表面平行. (波面分开也算双折射) P396

④平行光斜入射负晶体, 光轴平行于晶体表面, 但垂直于入射面, 入射光垂直于光轴, 入射面垂直于主截面. ($v_e > v_o$) P397 同心圆!

分析各种棱镜 \rightarrow "感受"的折射率. (例: 洛匈棱镜)

波晶片/位相延迟片/晶体相移器: 从单轴晶体中切割下来的平行平板, 其表面与晶体的光轴平行.





以波片出射时光程差 $\delta = L_e - L_o = (n_e - n_o)d$

e光相对o光相位延迟 $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)d$.

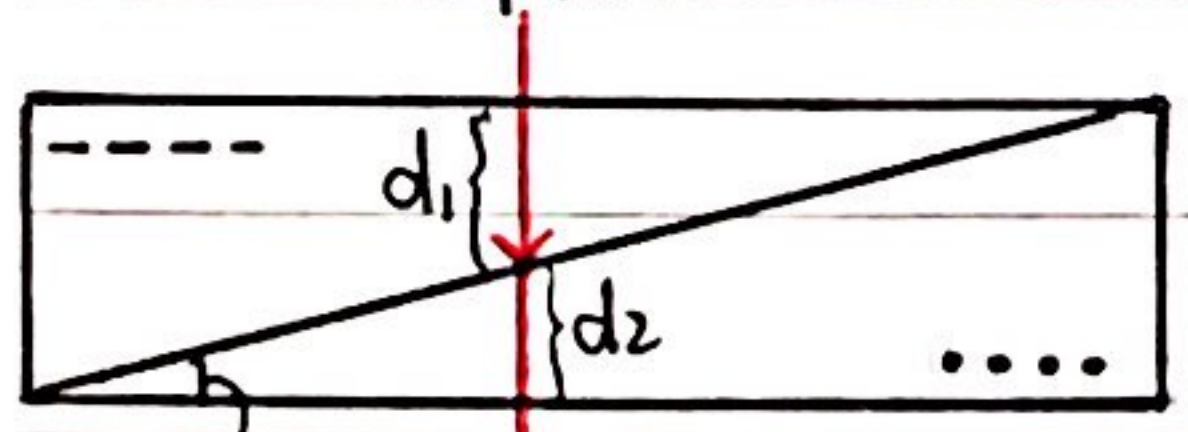
负晶体 $\Delta\varphi < 0$, e光超前; 正晶体 $\Delta\varphi > 0$, o光超前.

$m \in \mathbb{Z}$	{	$\delta = \pm \frac{\lambda}{4} + m\lambda, \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta = 2m\pi \pm \frac{\pi}{2}$	本波片 (1/4片)
		$\delta = \pm \frac{\lambda}{2} + m\lambda, \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta = 2m\pi \pm \pi$	1/2波片 (1/2片) "乘 2π "
		$\delta = \pm \lambda + m\lambda, \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta = 2m\pi$	全波片

每种波片都是针对某一特定波长的光!

补偿器 / 可变位相延迟片: 能获得任意光程/位相差的波晶片.

巴比涅补偿器: 光程差 $\Delta = (n_o d_1 + n_e d_2) - (n_e d_1 + n_o d_2) = (n_o - n_e)(d_1 - d_2)$



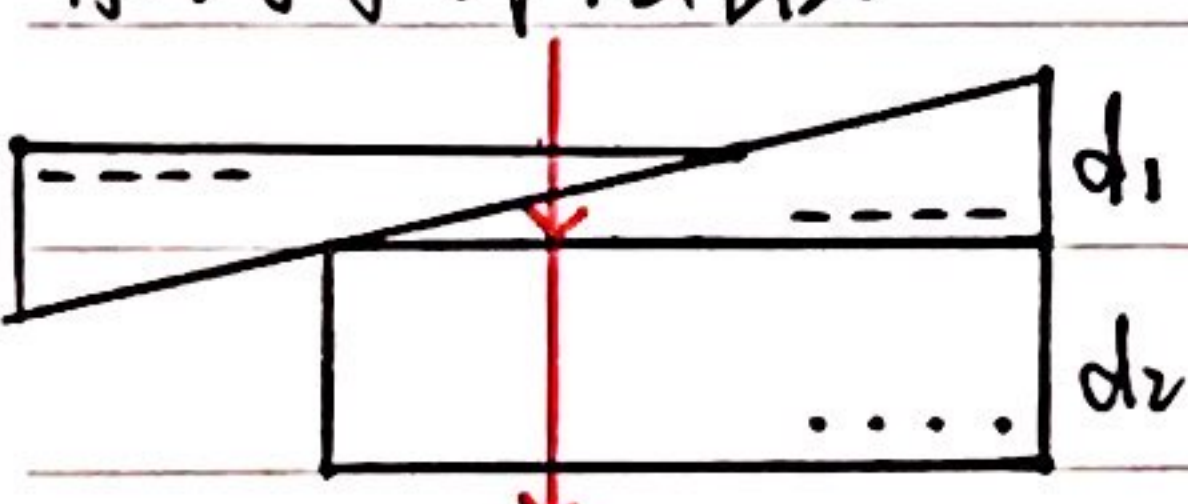
位相差 $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta$.

横向平移补偿器, 可使出射光两分量之间有不同的相位差.

顶角小, 出射光不分开

缺陷: 光束不能太宽 (不同位置有不同相位差)

索列尔补偿器:

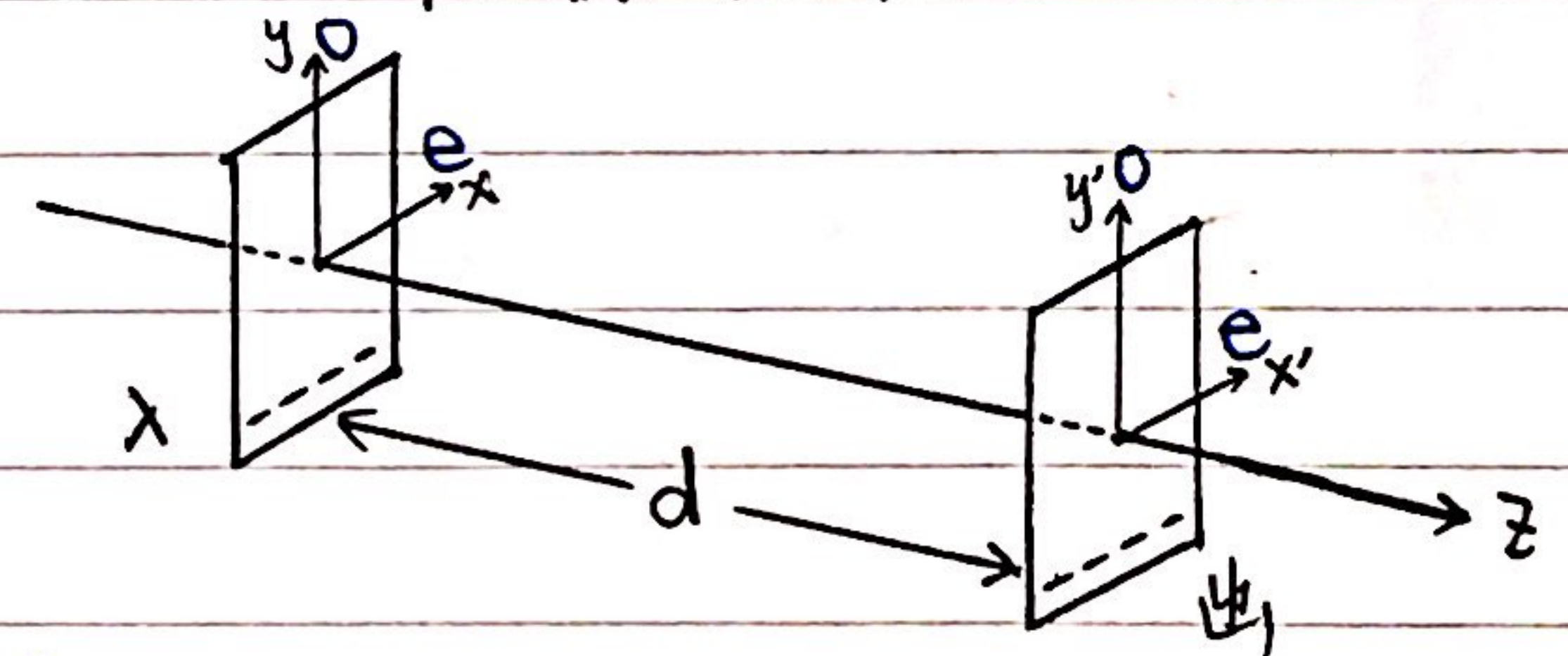


$\Delta = (n_o - n_e)(d_1 - d_2)$, d_1 可调, $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)(d_1 - d_2)$

连续可调, 克服了巴比涅补偿器的缺陷.

o光比e光滞后 $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d$.

$$\begin{cases} E'_x = A_x \cos \omega t \\ E'_y = A_y \cos (\omega t - \Delta\varphi) \end{cases} \quad \swarrow \text{加在 } y \text{ 上.}$$



快光、慢光相应振动方向称快轴、慢轴.

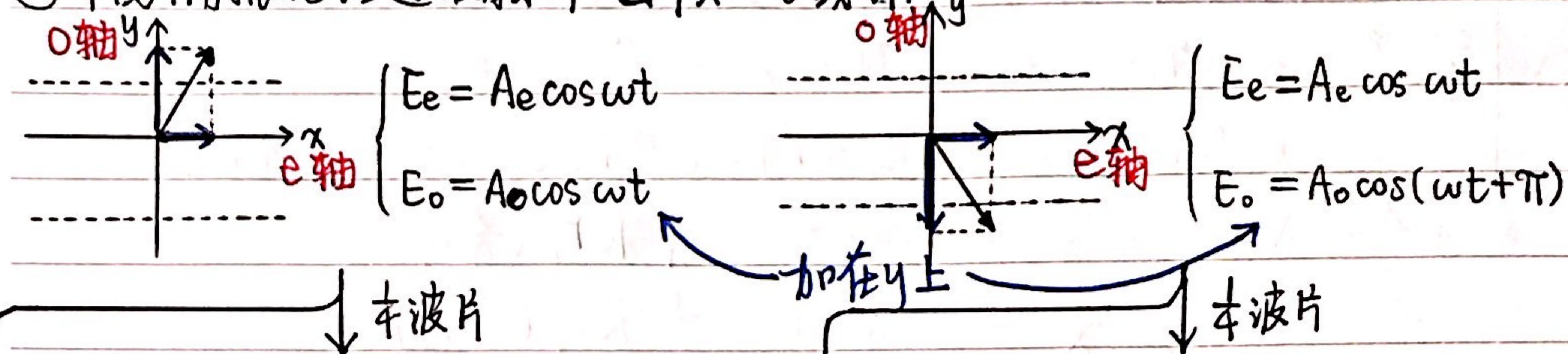
经过波晶片, 慢光比快光位相延迟 $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}|n_o - n_e|d$.

出射时两光位相差 $\Delta\varphi_{\text{出}} = \Delta\varphi_{\lambda} + \Delta\varphi \rightarrow \lambda$ 射点两正交分量间的位相差.

① 自然光经过波晶片:

- 自然光可正交分解.
 - 每一个分量都含有相位随机的多列波.
 - 在晶体表面分为振动正交的o光、e光, 位相差随机.
 - 经过波片后, 每一个分量仍然是相位随机的多列波.
- \Rightarrow 合成后仍是自然光. (不考虑波片吸收 \Rightarrow 光强不变)

② 平面偏振光经过波晶片: $\Delta\varphi_\lambda = 0$ 或 π



正晶体: $E'_o = A_o \cos(\omega t + \frac{\pi}{2})$ 右旋正椭圆
 负晶体: $E'_o = A_o \cos(\omega t - \frac{\pi}{2})$ 左旋正椭圆

正晶体: $E'_o = A_o \cos(\omega t + \frac{3\pi}{2})$ 左旋正椭圆
 负晶体: $E'_o = A_o \cos(\omega t + \frac{\pi}{2})$ 右旋正椭圆

↓ 1/2波片
 正晶体: $E'_o = A_o \cos(\omega t + \pi)$ II, IV象限
 负晶体: $E'_o = A_o \cos(\omega t - \pi)$ 线偏光

↓ 1/2波片
 正晶体: $E'_o = A_o \cos(\omega t + 2\pi)$ I, II象限
 负晶体: $E'_o = A_o \cos \omega t$ 线偏光

③ 圆偏振光经过波晶片: $\Delta\varphi_\lambda = \pm \frac{\pi}{2}$, $\Delta\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ → 经过 1/2波片
 变为平面偏振光, 电矢量与光轴成45°角.

④ 椭圆偏振光经过波片 → 一般仍是椭圆偏振光

正椭圆偏振光: $\Delta\varphi_\lambda = \pm \frac{\pi}{2}$ 1/2波片 → 线偏光

光的偏振态的检定 → P422.

光的干涉: 当两束或两束以上的光波在一定的条件下相遇而叠加, 引起光强在空间的重新分布, 出现了明暗相间或彩色的条纹。

同频率、同振动方向的光波叠加: $E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ (瞬时值)

定态光波的光强, 就是电场强度振幅平方的平均值: $I = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \frac{1}{T} \int_0^T \cos \Delta\varphi dt$

两列波在空间P点位相差 $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$: ① $\Delta\varphi$ 是时间的随机函数: $I = I_1 + I_2$, 不相干, 如普通光源。② $\Delta\varphi$ 在观察时间内不随时间改变: $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\varphi$, 干涉项

干涉的位相判据 $\begin{cases} \Delta\varphi = 2j\pi & \text{干涉相长, 亮纹} \\ \Delta\varphi = (2j+1)\pi & \text{干涉相消, 暗纹} \end{cases} \quad j=0, \pm 1, \pm 2, \dots \text{干涉条纹级次}$

光的相干条件:

① 频率相同. (必要条件)

② 相位差 $\Delta\varphi$ 稳定. (干涉花样的稳定性)

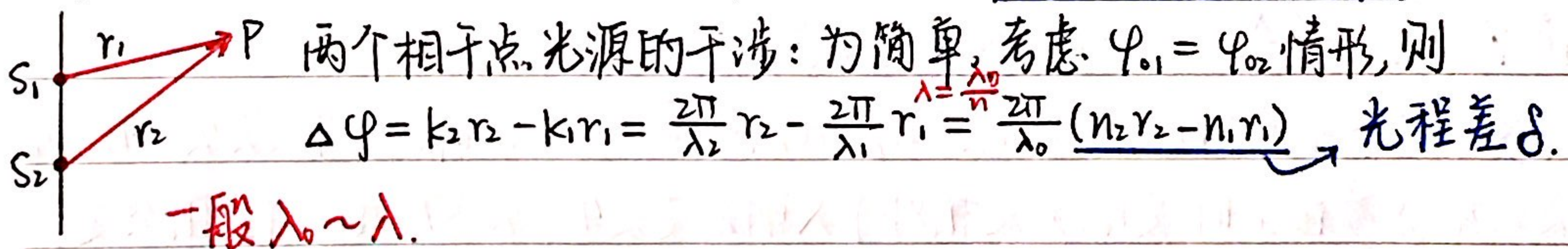
③ 振动方向相同或(矢量波)存在相互平行的振动分量.

干涉条纹的反衬度/衬比度 $\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ 条纹清晰程度的表征.

$I_{\min} = 0$ (暗纹全黑) $\rightarrow \gamma = 1$, 条纹清晰; $I_{\min} \sim I_{\max} \rightarrow \gamma = 0$, 条纹不清晰.

理想相干点源: $\gamma = \frac{2E_{01}E_{02}}{E_{01}^2 + E_{02}^2} = \frac{2 \frac{E_{01}}{E_{02}}}{1 + (\frac{E_{01}}{E_{02}})^2}$, 当 $E_{01} = E_{02}$ 时, $\gamma = 1$, 反衬度最大; 当

$E_{01} \ll E_{02}$ 或 $E_{02} \ll E_{01}$ 时, $\gamma = 0$, 反衬度最小. $I = I_0(1 + \gamma \cos \Delta\varphi)$ $I_0 = E_{01}^2 + E_{02}^2$



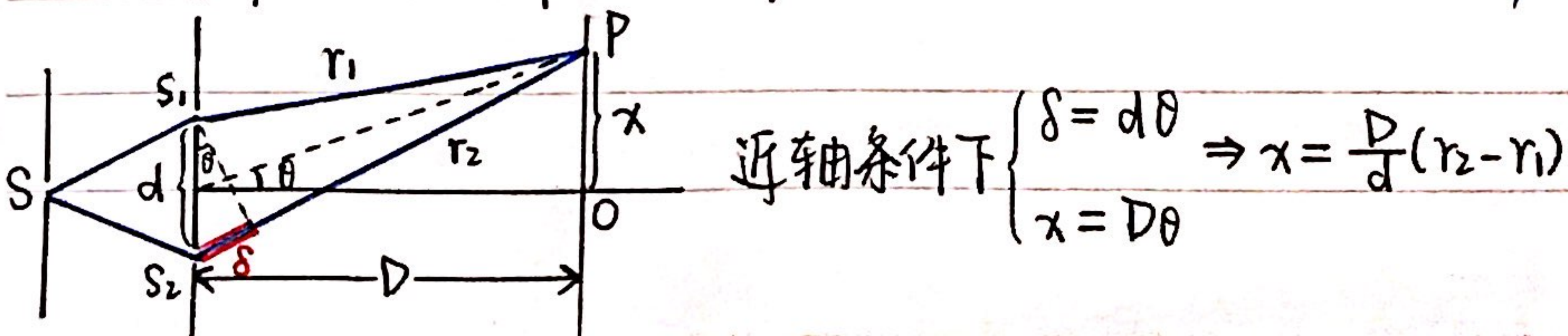
光程判据 $\delta = n_2 r_2 - n_1 r_1 = \begin{cases} j\lambda & \text{干涉相长, 亮纹} \\ (j+\frac{1}{2})\lambda & \text{干涉相消, 暗纹} \end{cases} \quad j=0, \pm 1, \pm 2, \dots \text{干涉级数}$

干涉花样: 交错的亮条纹和暗条纹在空间形成一系列双叶旋转双曲面, 在平面接收屏上为一组双曲线, 明暗交错分布. 干涉条纹非定域.

杨氏双缝干涉: 从同一列波的波面上取出的两个次波源总是相干的.

实验现象: 接收屏上出现相互平行、明暗相间、等间距的直条纹.

双孔间隔 $d \sim \text{mm}$, 幕与双孔屏距离 $D \sim 10\text{m}$. (满足近轴条件 $d \ll D$)



j 级亮纹: $x_j = j \frac{D}{d} \lambda$; j 级暗纹 $x_j = (j + \frac{1}{2}) \frac{D}{d} \lambda$.

中心处 $j=0 \rightarrow$ 亮纹

亮纹间隔: $\Delta x = x_{j+1} - x_j = \frac{D}{d} \lambda$ \ 一系列等间隔的平行直条纹 $\lambda \rightarrow 0$, 则 $\Delta x \rightarrow 0$ 几何光学是波动光学的短波极限

暗纹间隔: $\Delta x = x_{j+1} - x_j = \frac{D}{d} \lambda$ \ Δx 越大, 条纹越清晰

强度分布: $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos (\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{D}{d} x)$, 若 $I_1 = I_2 = I_0$, 则

$$I = 2I_0 [1 + \cos (\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{D}{d} x)] = 4I_0 \cos^2 (\frac{\pi}{\lambda} \cdot \frac{D}{d} x).$$

$x = m \cdot \frac{D\lambda}{d}$ 时, $I_{\max} = 4I_0$; $x = (m + \frac{1}{2}) \cdot \frac{D\lambda}{d}$ 时, $I_{\min} = 0$.

① 两列波初位相不同: 条纹移动, 间距不变.

② 非单色光入射 ($\lambda \rightarrow \lambda + \Delta \lambda$):

对任意波长, 零级条纹不变.

任意 j 级亮纹 $\begin{cases} x_j(\lambda) = \frac{D}{d} j \lambda \\ x_j(\lambda + \Delta \lambda) = \frac{D}{d} j (\lambda + \Delta \lambda) \end{cases} \Rightarrow j$ 级亮纹展宽 $x_j(\lambda + \Delta \lambda) - x_j(\lambda) = \frac{D}{d} j \Delta \lambda$.

当 $x_j(\lambda + \Delta \lambda) = x_{j+1}(\lambda)$ 时, j 级暗纹被亮纹全覆盖, 视场一片明亮.

$\hookrightarrow j \frac{D}{d} (\lambda + \Delta \lambda) = (j+1) \frac{D}{d} \lambda \Rightarrow j = \frac{\lambda}{\Delta \lambda}$, j 后条纹不可分辨

最大相干光程差 $\delta = r_2 - r_1 = j \lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda}$. "屏上能看到的干涉极大的最高级次".

③ 光源和接收屏之间充满折射率为 n 的介质:

j 级亮纹: $x_j = j \frac{D}{d} \cdot \frac{\lambda}{n}$.

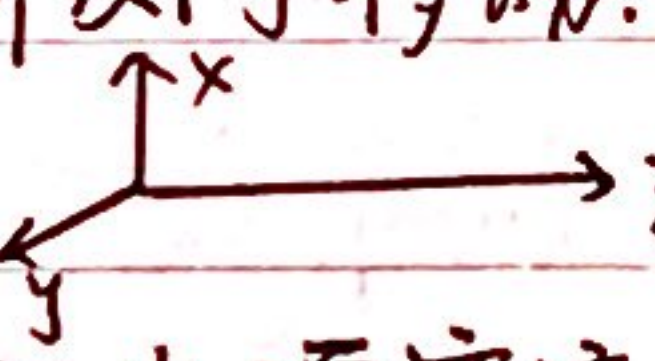
条纹间隔: $\Delta x = \frac{D}{d} \frac{\lambda}{n}$. "放入透明薄板" P233

菲涅耳双面镜: 王沛 P146. 洛埃镜/劳埃德镜: 王沛 P144. 半波损失, 明 \leftrightarrow 暗

(当光波掠射至镜面上时, 反射光波相对于入射光波发生了大小为 π 的位相突变,

从而使两者在该反射点处发生相消干涉)

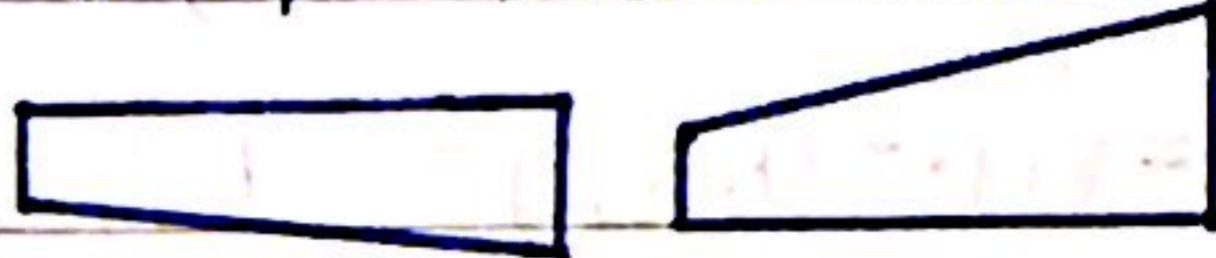
► S 光源上下移动, 干涉花样反向移动. (赵凯华 P200)

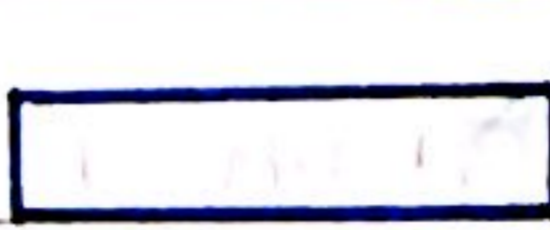
► S 光源扩展? (赵凯华 P200)  x 方向上的扩展使衬比度下降, y 方向上的扩展使条纹更清晰. x 方向光源宽度极限 $b = \frac{R}{d} \lambda$ (R 为 S 与双孔屏距离)

薄膜干涉/分振幅干涉: 当一束光投射到介质界面处, 能够部分反射、部分折射, 经过反射、折射(下表面反射)后的光在空间相遇而发生的干涉。

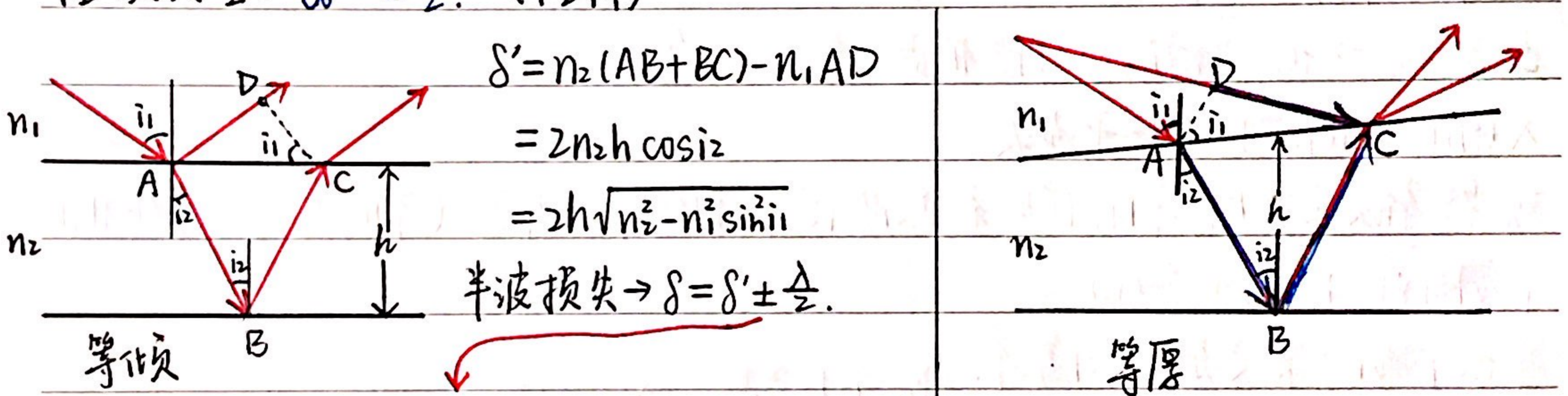
(这些光是将原入射光的能量(振幅)分为几部分得到的; 一般是光由空气透射到薄膜)

扩展光源 → 定域干涉 可以观察到清晰干涉条纹的区域称定域中心。

等厚干涉: 光波在薄膜表面处的干涉。 

等倾干涉: 平行光波之间的干涉 

半波损失: 光从光疏介质入射光密介质, 反射引起 π 的相位突变, 相当于光程损失 $\frac{\lambda}{2}$. $\delta_0 = \pm \frac{\lambda}{2}$. (P244)



$$\begin{aligned} \delta' &= n_2(AB+BC) - n_1AD \\ &= 2n_2h \cos i_2 \\ &= 2h\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i_1} \end{aligned}$$

半波损失 → $\delta = \delta' \pm \frac{\lambda}{2}$.

$$2n_2h \cos i_2 = \begin{cases} j\lambda & \text{干涉相消 (暗纹)} \\ (j+\frac{1}{2})\lambda & \text{干涉相长 (亮纹)} \end{cases} \quad j=0,1,2,\dots$$

(1) 等厚干涉

① 劈尖干涉 (空气隙劈尖)

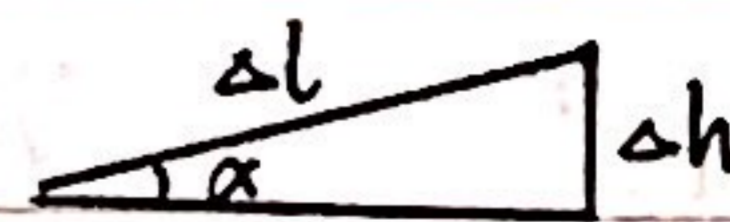
定域在薄膜上表面的干涉条纹

$$\begin{cases} \text{亮: } 2n_2h \cos i_2 = (j+\frac{1}{2})\lambda \\ \text{暗: } 2n_2h \cos i_2 = j\lambda \end{cases}$$

当光垂直入射, $i_1 = i_2 = 0$ (空气膜 $n_2 = 1$)

$$\begin{cases} \text{亮: } 2n_2h = (j+\frac{1}{2})\lambda \\ \text{暗: } 2n_2h = j\lambda \end{cases}$$

厚度相等的地方是同一级亮条纹。



相邻条纹厚度差: $\Delta h = \frac{\lambda}{2n_2}$, 间距 $\Delta l = \frac{\Delta h}{\sin \alpha} = \frac{\lambda}{2n_2 \sin \alpha} \approx \frac{\lambda}{2n_2 \alpha}$. 一系列等间距的平行直条纹

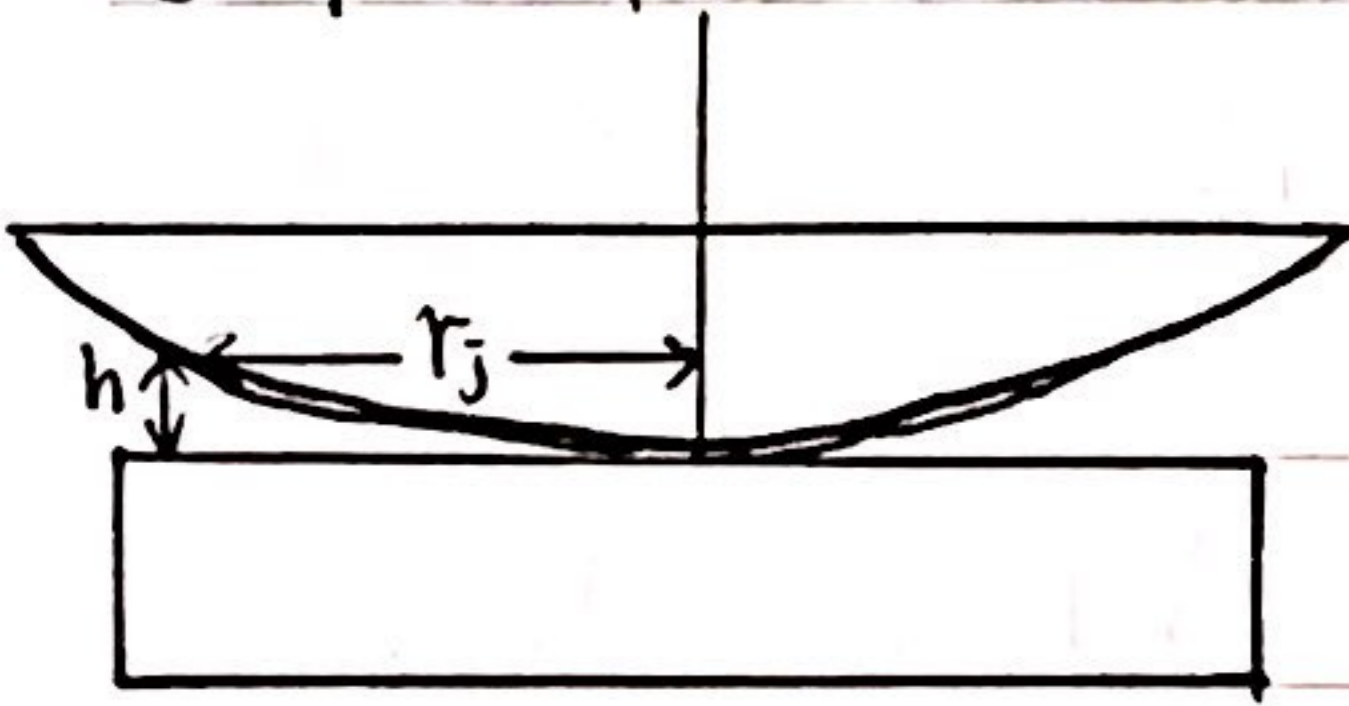
· 空气隙厚处, 条纹级次高。

· 尖端处反射光永远是暗纹, 透射光为亮纹。

· 可用于测波长、折射率和细小直径、微变化, 用于检测表面平整度, 确定凹凸。

·非单色光入射, 短波靠近棱角, 长波远离棱角.

② 牛顿环: 光垂直入射, 反射光干涉 → 同心圆环



反射光
亮: $2h = (j + \frac{1}{2})\lambda$
暗: $2h = j\lambda$ 中心处暗纹

$$R^2 = (R-h)^2 + r_j^2 \Leftrightarrow h(2R-h) = r_j^2 \xrightarrow{R \gg h} r_j = \sqrt{2Rh}$$

反射光亮纹半径 $r_j = \sqrt{(j + \frac{1}{2})R\lambda}$, $j = 0, 1, 2, \dots$

透射光: 一列直接通过, 另一列在平面和球面间反射后透过, 由于两次反射, 无半波损失. 透射光亮纹半径 $r_j = \sqrt{jR\lambda}$, $j = 0, 1, 2, \dots$

(2) 等倾干涉 (图见赵凯华 P223) → "半反射镜"

凸透镜 → 相互平行的光才能相遇、叠加 → 等倾

入射角相同, 对应同一干涉级.

观察等倾条纹时, 采用扩展光源能使干涉图样更明亮. (不同点光源产生相同干涉图样, 非相干叠加)

等倾干涉的条纹是同心圆环.

·中心处条纹: 光垂直入射 $i_1 = i_2 = 0$, $2n_2h = \begin{cases} j\lambda & \text{暗} \\ (j + \frac{1}{2})\lambda & \text{亮} \end{cases}$, 中心处可明可暗, 由 n_2, h 定.

·j级亮纹: $2n_2h \cos i_2 = (j + \frac{1}{2})\lambda$

对同一条纹 (j 不变) $\begin{cases} h \downarrow, i_2 \downarrow \Rightarrow i_1 \downarrow & \text{圆环收缩} \\ h \uparrow, i_2 \uparrow \Rightarrow i_1 \uparrow & \text{圆环膨胀} \end{cases}$

对同一点 (i_1 不变) $\begin{cases} h \downarrow, j \downarrow & \text{条纹被中心吸收} \\ h \uparrow, j \uparrow & \text{条纹从中心冒出} \end{cases}$

★ 屏上等倾圆环对透镜光心的张角就是入射角 i_1 .

由中心处向外第 N 条亮纹的角半径 $i_{1N} = \frac{1}{n_1} \sqrt{\frac{n_2 N \lambda}{h}}$, 相应的干涉圆环半径

$r_N = i_{1N} f$, 相邻亮纹角间距 $\Delta i_{1N} = \frac{n_2 \lambda}{2n_1^2 h i_{1N}}$, 相邻亮纹间距 $\Delta r_N = \Delta i_{1N} \cdot f$.

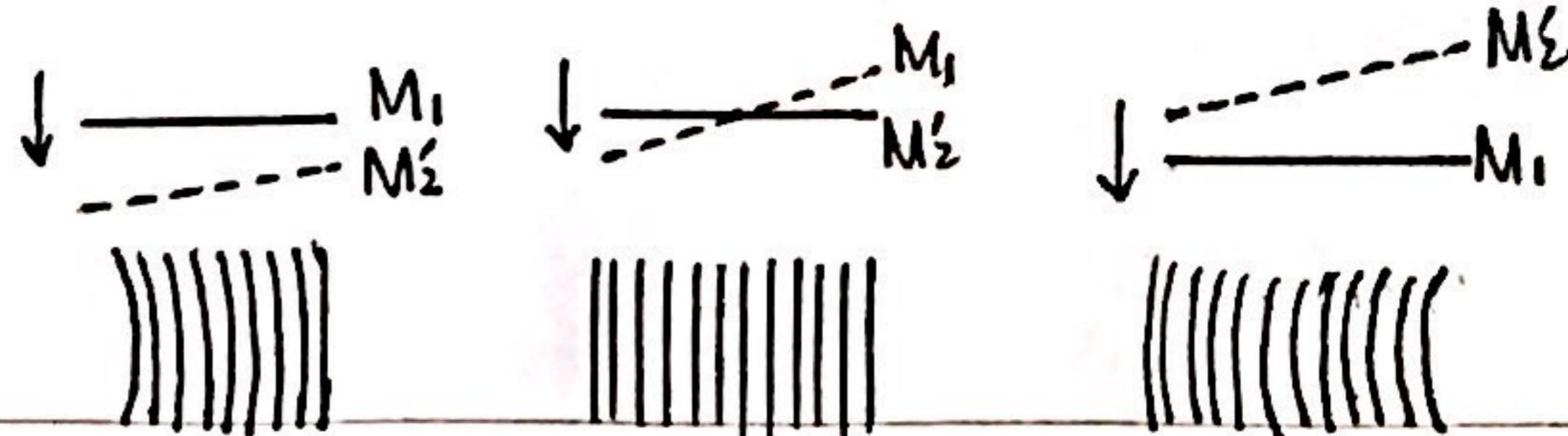
(由 i_{1N} 对 N 求导)

相邻条纹间的角距离 $\Delta i_2 = \frac{\lambda}{2n_2 h \sin i_2}$. (图见 P264)

条纹间的角半宽 (亮纹中心到相邻暗纹中心的角距离) $\delta i_2 = \frac{\lambda}{4n_2 h \sin i_2}$.

膜厚增大, 条纹细锐; 中心条纹没有周围细锐; 条纹中心疏, 周围密.

间距变小



迈克尔逊干涉仪 (P266) 补偿板

有高折射率镀层: 无半波损失 $\delta = 2h \cos i$

无高折射率镀层: 有半波损失 $\delta = 2h \cos i \pm \frac{\lambda}{2}$

实验现象 $\left\{ \begin{array}{l} M_1 \perp M_2: \text{等倾干涉, 同心圆环} \\ M_1 \neq M_2: \text{等厚干涉, 近似直条纹} \end{array} \right.$

扩展光源 i 和 h 同时影响

$$2h \cos i = \begin{cases} j\lambda & \text{亮} \\ (j+\frac{1}{2})\lambda & \text{暗} \end{cases}$$

$$\text{中心处 } 2h = \begin{cases} j\lambda & \text{亮} \\ (j+\frac{1}{2})\lambda & \text{暗} \end{cases} \begin{cases} h \downarrow, j \downarrow, \text{条纹被中心吞进} \\ h \uparrow, j \uparrow, \text{条纹从中心吐出} \end{cases}$$

吞吐 N 条亮纹, $\Delta h = N \frac{\lambda}{2}$. (Δh 为 M_1 的移动量)

条纹角距离 $\Delta i = \frac{\lambda}{2h \sin i}$. 中心疏, 周围密, h 不能太大.

应用精确测量长度、波长.

单色光测长量程 $l = N \cdot \frac{\lambda}{2}$ 可达 ∞

非单色光测长量程 $l = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda}$.

小测试: 在 M_2 前插入一块 $n=1.632$ 的玻璃片, 视场可看到 150 条环纹吐出, 已知入射波长为 500 nm, 求玻璃厚度.

$$\delta = 2(n-1)d = 150\lambda \Rightarrow d = \frac{150\lambda}{2(n-1)} = 5.93 \times 10^{-5} \text{ m.}$$

光的衍射: 光波传播中遇到障碍物, 绕过障碍物继续传播的现象。

衍射不易被观察 $\left\{ \begin{array}{l} \text{光的波长很短} \\ \text{普通光源是不相干的面光源} \end{array} \right.$

惠更斯-菲涅耳衍射积分公式: $\tilde{E}(P) = \iint_{\Sigma} K F(\theta_0, \theta) \tilde{E}_0(Q) \frac{e^{ikr}}{r} d\Sigma$

① $K = -\frac{i}{\lambda} = \frac{e^{-i\frac{\pi}{2}}}{\lambda}$, $F(\theta_0, \theta) = \frac{1}{2}(\cos\theta_0 + \cos\theta)$.

② 只需对衍射障碍物(衍射屏)上开放区域(衍射光孔)求积分。

衍射障碍物到光源和接收屏的距离 $\left\{ \begin{array}{l} \text{至少一个有限} \rightarrow \text{菲涅耳衍射/近场衍射} \\ \text{均无限(平行光入射、出射)} \rightarrow \text{夫琅和费衍射/远场衍射} \end{array} \right.$

互补衍射屏: 两衍射屏的透光部分相加为自由波场。

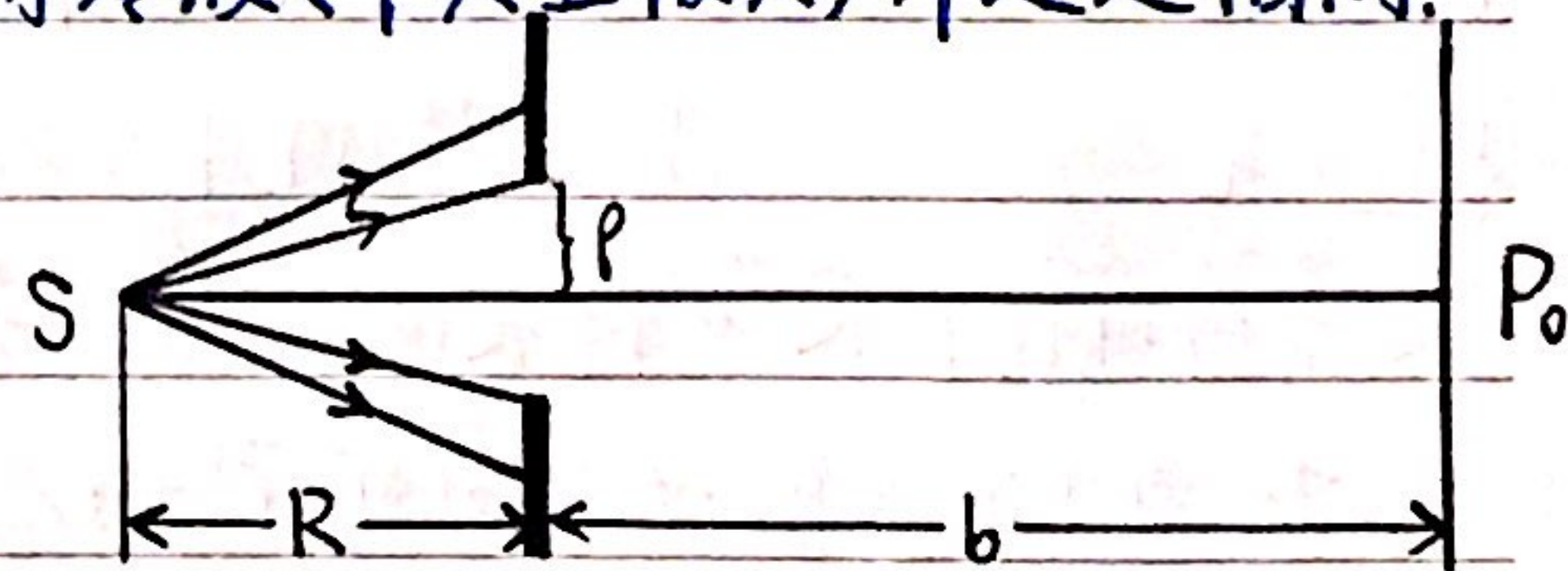
巴比涅原理: 互补屏各自在衍射场中某点所产生的复振幅之和相当于自由传播时该点的复振幅。(是复振幅关系, 而非强度关系!)

巴比涅原理在处理夫琅和费衍射问题特别有效: 衍射屏由点光源照明, 其后装有成像光学系统, 在光源的几何像平面上接收衍射图样。这时所谓自由光场, 就是服从几何光学规律传播的光场, 它在像平面上除像点外 $\tilde{E}_0(P)$ 皆为 0, 从而除几何像点外处处有 $\tilde{E}_a(P) = -\tilde{E}_b(P)$, 进而 $I_a(P) = I_b(P)$, 亦即除几何像点外, 两个互补屏分别在像平面产生的衍射图样完全一样!

\Rightarrow 圆孔与圆屏、细丝与狭缝的衍射花样, 除零级(中央主极大)外处处相同。

菲涅耳衍射(圆孔、圆屏)

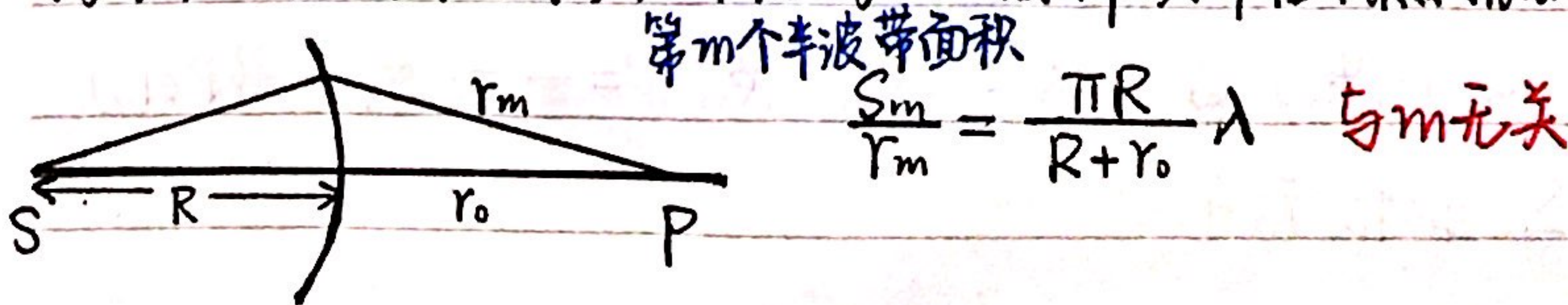
圆孔半径 $\rho \sim \text{mm}$, 光源到孔的距离 $R \sim \text{m}$,
孔到接收屏的距离 $b \sim 3\text{m} - 5\text{m}$ 。



衍射现象:

接收屏上可见同心圆环, 光孔变化, 接收屏沿轴向移动 $\left\{ \begin{array}{l} \text{(圆孔) 圆环中心明暗交替变化(随光孔变化更敏感)} \\ \text{(圆屏) 圆环中心永远是亮点} \end{array} \right.$

菲涅耳半波带: 将波前(球面)划分为一系列同心圆环带, 每一带的中心到 P_0 点的距离依次相差半个波长, 位相差为 π . 相邻波带在 P_0 点振动方向相反, 相互抵消。



第 m 个半波带面积 $\frac{S_m}{r_m} = \frac{\pi R}{R + r_0} \lambda$ 与 m 无关

$$\begin{aligned} \tilde{E}(P) &= K \sum_{m=1}^n \tilde{E}(Q) F(\theta_0, \theta_m) e^{ikr_m} \cdot \frac{S_m}{r_m} \\ &= K \tilde{E}(Q) \frac{S_m}{r_m} \sum_{m=1}^n \frac{1}{2}(1 + \cos \theta_m) e^{i[\varphi_0 + (m-1)\pi]} \\ &= K \tilde{E}(Q) e^{i\varphi_0} \frac{S_m}{r_m} \sum_{m=1}^n \frac{1}{2}(1 + \cos \theta_m) e^{i(m-1)\pi} \\ &= \tilde{A} \sum_{m=1}^n (-1)^{m-1} (1 + \cos \theta_m) \end{aligned} \quad \tilde{A} = \frac{K \tilde{E}(Q) e^{i\varphi_0} \cdot \frac{S_m}{r_m}}{2}$$

第 m 个半波带发出的次波在 P 点的复振幅 $\tilde{E}_m = \tilde{A} (1 + \cos \theta_m) (-1)^{m-1}$ (相邻波带次波位相相反)

第 m 个半波带发出的次波在 P 点的振幅 $A_m = |\tilde{A}| (1 + \cos \theta_m)$ (m 越大的波带振幅越小)

$$\begin{aligned} \tilde{E}(P) &= \sum_{m=1}^n (-1)^{m-1} A_m = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots = \frac{1}{2} A_1 + (\frac{1}{2} A_1 - A_2 + \frac{1}{2} A_3) + (\frac{1}{2} A_3 - A_4 + \frac{1}{2} A_5) + \dots \\ &= \frac{1}{2} [A_1 + (-1)^{n-1} A_n] \end{aligned}$$

(倾斜因子连续且缓慢变化)

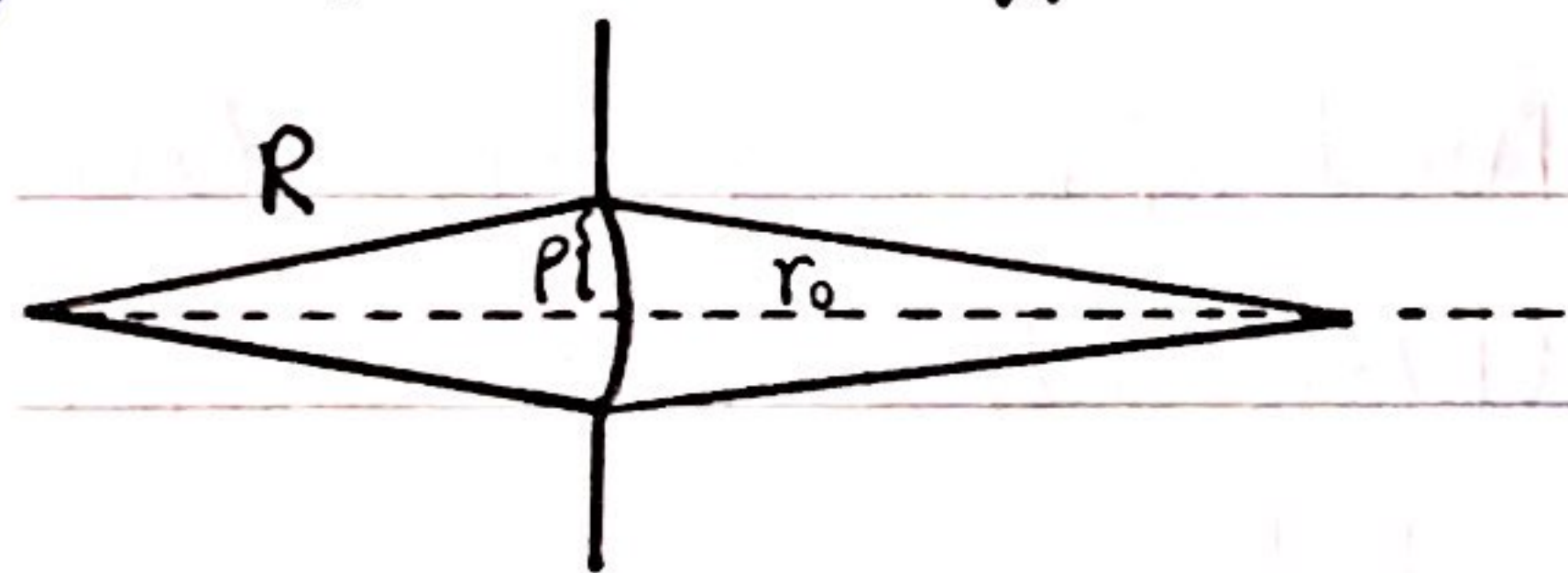
$$= \begin{cases} \frac{1}{2} (A_1 + A_n), & n \text{ 奇} \\ \frac{1}{2} (A_1 - A_n), & n \text{ 偶} \end{cases}$$

• 圆孔: 波带数 n 为奇数, 亮点; n 为偶数, 暗点.

• 自由传播 ($n \rightarrow \infty, A_n \rightarrow 0$): $E(P) = \frac{1}{2} A_1, I_0 = \frac{1}{4} A_1^2$. (始终亮点)

• 圆屏: 相当于自由传播时前 n 个半波带被遮住: $E(P) = \sum_{k=n+1}^{\infty} A_k = \frac{1}{2} A_{n+1}$ (始终亮点)

★ 半波带方程: $n = \frac{r^2}{\lambda} (\frac{1}{r_0} + \frac{1}{r})$.



λ, R 一定时, n 的数值和奇偶性由 r^2 和 r_0 决定.
 r 影响更灵敏

用矢量图解法处理一般情形下的波带时, 要注意是否要求“考虑倾斜因子影响”, 若考虑, 随 θ_m 增大, 圆环半径逐渐减小.

波带片: 用半波带将波面分割, 并将偶数或奇数的半波带涂黑.

位相相同 \rightarrow 振动方向相同 \rightarrow 合振动大大增强, 相当于将光波汇聚到 P 点.

一般认为前几个半波带倾斜因子相差不大, 发出的次波振幅相等.

eg. 20个半波带 $\rightarrow P$ 点复振幅 $\tilde{E}(P) \approx 10A_1$, 光强 $I(P) = 100A_1^2$, 是自由传播的400倍.

改写成: $\frac{1}{r} + \frac{1}{r_0} = \frac{n\lambda}{r^2} = \frac{1}{f}$ (形式上)

主焦距 $f = \frac{r^2}{n\lambda}$, 任一波带片, 波长不同 \rightarrow 焦距不同.

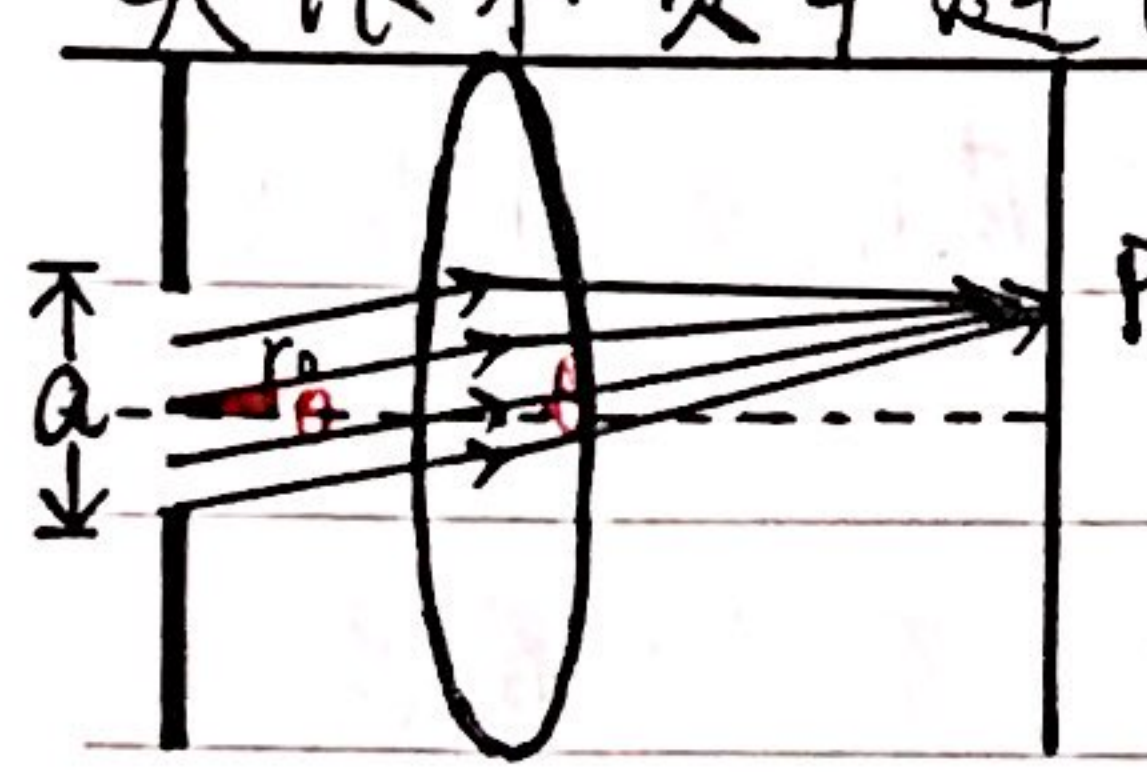
对平行光, 波带片为平面的. ($R \rightarrow \infty$, 得 $n = \frac{r^2}{\lambda r_0}$)

★ 波带片与透镜的区别: 除主焦点外还有一系列次焦点: $f' = \frac{f}{3}, \frac{f}{5}, \frac{f}{7}, \dots$ (P313)

波带片遮住一半, 影响 $d\Sigma$, 振幅减半.

衍射角 θ 是次波汇聚点对透镜张开的角。

夫琅和费单缝衍射



$$\tilde{E}(P) = \tilde{E}_0 \frac{\sin u}{u}, \text{ 其中 } \tilde{E}_0 = a k \tilde{E}_0(Q) \frac{e^{ikr_0}}{r_0}, u = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} = \frac{1}{2} k a \sin \theta.$$

$I_0 = \tilde{E}_0 \tilde{E}_0^*$ 为几何像点处的光强。

$\frac{\sin^2 u}{u^2}$ 称作单缝/单元衍射因子。

$$I(P) = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2}, u = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}$$

① 中央主极大: $\theta = 0$, 相当于各衍射线之间无光程差, 位相相同, 振动方向相同, 光强最大 \rightarrow 对应于费马原理中的“实际光线”

② 极值点:

· 次极大点: $(\frac{\sin u}{u})' = 0 \Rightarrow \tan u = u \Rightarrow \sin \theta = \pm 1.43 \frac{\lambda}{a}, \pm 2.46 \frac{\lambda}{a}, \pm 3.47 \frac{\lambda}{a}, \dots$

· 极小值点: $\sin u = 0$ 但 $u \neq 0 \Rightarrow \sin \theta = j \frac{\lambda}{a}, j \in \mathbb{Z} \setminus \{0\}$. 暗纹条件 $a \sin \theta = j \lambda$

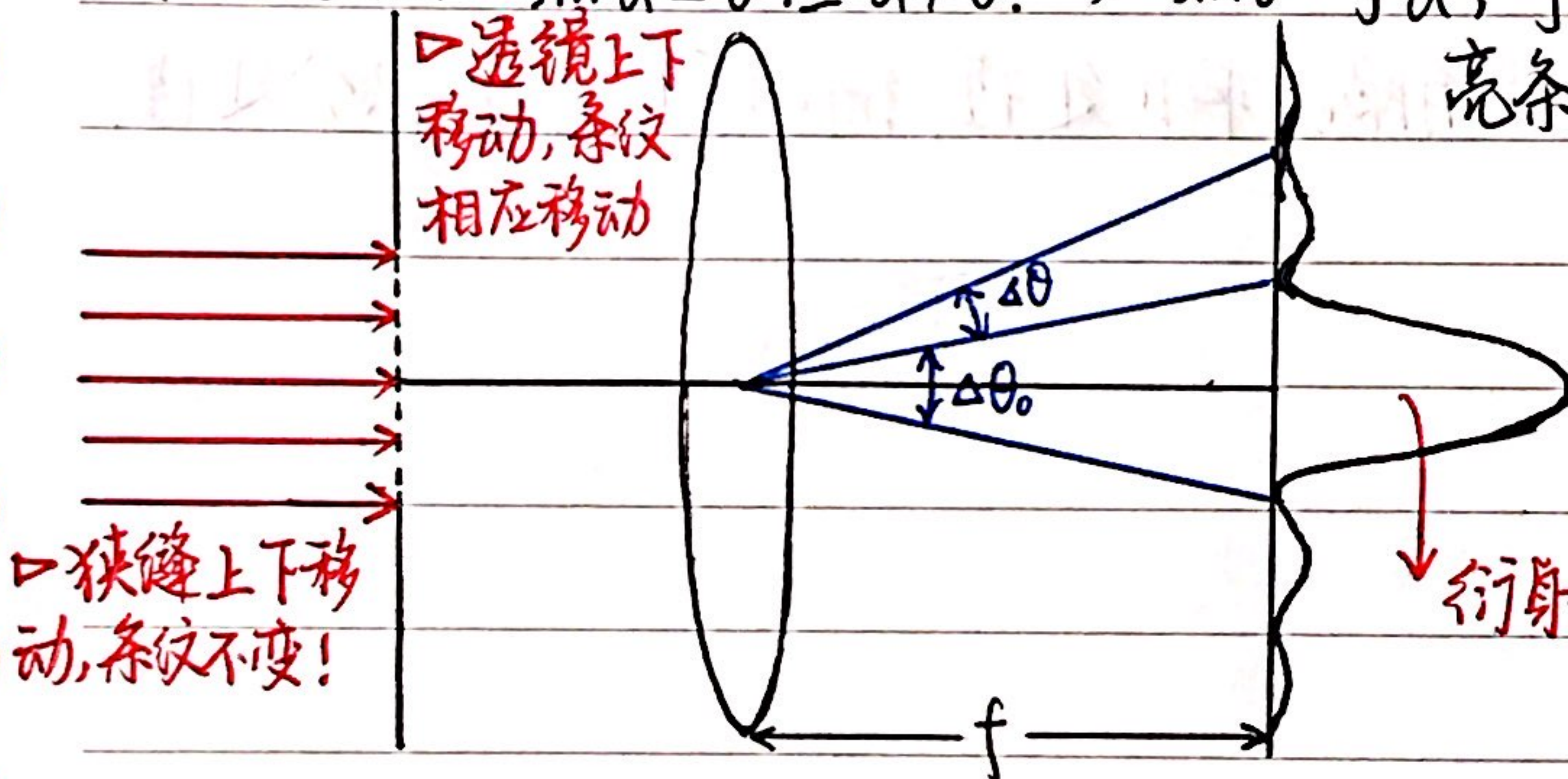
亮条纹角宽度 (相邻暗条纹角距离)

零级主极大: $\Delta \theta_0 = \frac{2\lambda}{a}$

其他高级次条纹: $\Delta \theta = \frac{\lambda}{a}$

线宽度 $\Delta l = \Delta \theta \cdot f$

衍射能量大部分集中于零级



反比关系 $\Delta \theta = \frac{\lambda}{a}$ $\left\{ \begin{array}{l} a \downarrow, \Delta \theta \uparrow. \text{ 受限越厉害, 衍射越明显. } (a \ll \lambda, \text{ 衍射消失, 零级光斑展宽至整个屏}) \\ a \uparrow, \Delta \theta \downarrow. \Delta \theta \rightarrow 0, \text{ 直线传播.} \\ \lambda \downarrow, \Delta \theta \downarrow. \lambda \rightarrow 0, \Delta \theta \rightarrow 0, \text{ 几何光学是短波极限.} \end{array} \right.$

若入射光与光轴不平行, $u = \frac{\pi a}{\lambda} (\sin \theta_0 \pm \sin \theta)$, 入射光和衍射光在法线同侧+异侧-.

夫琅和费圆孔衍射 (只关注结果) 日晕、月晕 \rightarrow 圆屏衍射

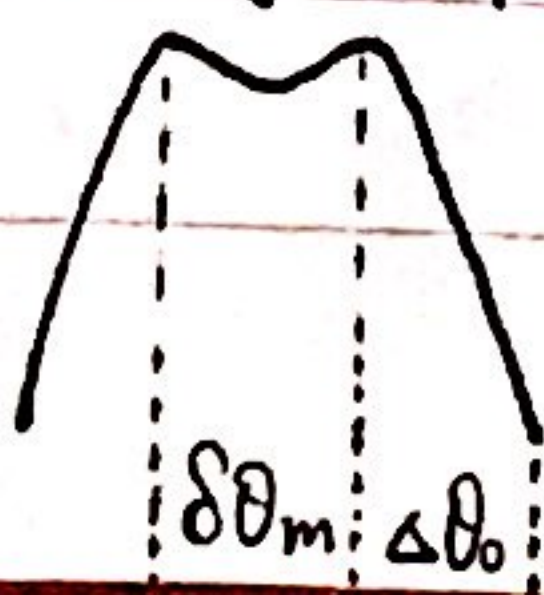
· 同心圆环, 明暗交错, 不等距。

· 中央主极大 (零级斑): 艾里斑, 约占总强度 84%, 半角宽度 $\Delta \theta_0 = 0.61 \frac{\lambda}{R} = 1.22 \frac{\lambda}{D}$

艾里斑半径 $\Delta l = f \cdot \Delta \theta_0 = 1.22 \frac{f \lambda}{D}$

光学仪器的光瞳一般为圆形, 平行光经光学仪器成像, 由于衍射效应, 总有一个艾里斑, 而不是一个几何点。

瑞利判据: 两光斑的南距离恰等于一个光斑的半角宽度时, 为可以分辨的最小距离。



干涉 v.s. 衍射?

1. 本质相同: 光波在相遇点都是振动的相干叠加, 都遵循波的叠加原理, 是光的波动性的体现.

2. 形成条件不同 ①干涉是分立光束之间的相干叠加, 这些光束是有限条或离散的、不连续的无限多条, 直接应用波的叠加原理求和.

②衍射是连续分布的无限多个点光源(次波中心)发出的次波的相干叠加, 要应用惠更斯-菲涅耳原理, 或菲涅耳-基尔霍夫衍射积分公式.

3. 分布规律不同: ①干涉时, 光的能量在空间均匀分布, 各个亮条纹有相差不大的能量, ②衍射时, 光的能量主要集中在一个特殊的衍射级上, 更接近于几何成像的情况.

4. 采用的数学手段不同: 干涉采用有限项求和处理, 衍射采用无限积分处理.

多缝夫琅和费衍射(光栅衍射)

光栅: 具有周期性空间结构或光学性能(如透射率和反射率)的衍射屏.

a : 透光部分缝宽, b : 不透光部分宽度, $d = a + b$: 光栅常数/周期

光栅衍射的实质: 多束衍射光之间的相干叠加.

复振幅: $\tilde{E}(P) = \tilde{E}(\theta) \tilde{N}(\theta) = k \tilde{E}_0(Q) a \frac{e^{ikL}}{r_0} e^{i(N-1)\beta} \frac{\sin u}{u} \frac{\sin N\beta}{\sin \beta}$.

光强 $I(P) = I_0 \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2 \left(\frac{\sin N\beta}{\sin \beta}\right)^2$, $I_0 = \left| a \frac{k \tilde{E}_0(Q)}{r_0} \right|^2$ 为单个狭缝在几何像点处的光强.

$\left(\frac{\sin u}{u}\right)^2$ 单缝衍射因子, $\left(\frac{\sin N\beta}{\sin \beta}\right)^2$ 缝间干涉因子 / N 元干涉因子

$$u = \frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta, \quad \beta = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta.$$

单元衍射与 N 元干涉曲线周期之比为 $\frac{d}{a}$.

双缝衍射 ($N=2$): $I(P) = I_0 \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2 \left(\frac{\sin 2\beta}{\sin \beta}\right)^2 = 4I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2} \cos^2 \beta$, $\beta = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta$.

而杨氏双缝干涉为 $I = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} \cdot \frac{d}{D} x\right) \stackrel{\sin \theta = \frac{x}{D}}{\longrightarrow} 4I_0 \cos^2 \beta$.

当 $a \ll \lambda$ 时, $u = \frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta = 0$, $\frac{\sin u}{u} = 1$, 两者相等. (杨氏干涉每缝只含一个次波中心)

① 衍射极大值位置: $\beta = j\pi$, $I(j\pi) = I_0 \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2 N^2$ 单缝衍射光强的 N^2 倍.

\Downarrow (与 N 无关) $d \sin \theta = j\lambda$, $j \in \mathbb{Z}$. j : 谱线级数 谱线强度受衍射因子调制.

② 衍射极小值位置:

· 衍射因子极小值: $\left(\frac{\sin u}{u}\right)^2 = 0$, $u = n\pi$, $u \neq 0 \Rightarrow a \sin \theta = n\lambda$, $n \in \mathbb{Z} \setminus \{0\}$.

· 干涉因子极小值: $\left(\frac{\sin N\beta}{\sin \beta}\right)^2 = 0$, $N\beta = m\pi$, $\beta \neq j\pi \Rightarrow d \sin \theta = \frac{m\lambda}{N}$ 且 $d \sin \theta \neq j\lambda$.
(即 $N \nmid m$)

极小值出现在 $\sin \theta = \frac{j\lambda}{Nd}$, j 不是 N 的倍数

两主极大值之间有 $N-1$ 个最小值, $N-2$ 个次极大值.

③ 谱线缺级: 当干涉极大值与衍射极小值重合时出现缺级.

干涉极大: $\sin \theta = \frac{j\lambda}{d}$ ($j \in \mathbb{Z}$) $\Rightarrow j = n \cdot \frac{d}{a}$, $n \in \mathbb{Z} \setminus \{0\}$.

衍射极小: $\sin \theta = \frac{n\lambda}{a}$, $n \in \mathbb{Z} \setminus \{0\}$ \rightarrow 第 j 个主极大缺失 (从 0 开始数)

数谱线数时要排除缺级!

光栅方程: 平行光正入射时, 干涉主极大的位置由 $d \sin \theta = j\lambda$ ($j \in \mathbb{Z}$) 确定.

主极大数目: $|\sin \theta| < 1 \Rightarrow j < \frac{d}{\lambda}$, 要求 $\lambda_{\max} \leq d$.

▷ 若入射光与光栅不垂直, 光栅方程为 $d(\sin \theta \pm \sin \theta_0) = j\lambda$ ($j \in \mathbb{Z}$), 入射光与衍射光在光栅法线同侧+ 异侧- . (P361)

trick: 利用“两主极大值之间有 $N-1$ 个最小值”

谱线的半角宽度/角半宽(极大值到相邻极小值的角距离): $\Delta\theta = \frac{\lambda}{L \cos\theta}$ 与 j 无关

$L = Nd$: 光栅的有效宽度.

光栅的色分辨本领: 非单色光入射时, 除零级条纹外, 各级主极大位置不同.

波长相差 $\delta\lambda$ 的同一级光谱在空间分开角距离 $\delta\theta$.

$$d \sin\theta = j\lambda \Rightarrow d \cos\theta \delta\theta = j \delta\lambda \Rightarrow \delta\theta = j \frac{\delta\lambda}{d \cos\theta}.$$

“线距离再乘焦距 f ”

色散本领: $D_\theta = \frac{\delta\theta}{\delta\lambda} = \frac{j}{d \cos\theta}.$

由瑞利判据, $\delta\theta = \Delta\theta$ 为可以分辨的极限. $\Delta\theta = \frac{\lambda}{Nd \cos\theta} = j \frac{\delta\lambda}{d \cos\theta} = \delta\theta \rightarrow \delta\lambda = \frac{\lambda}{jN}$

色分辨本领 $A = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = jN$ (P364 两图)

(可分辨的最小波长间隔)

光栅具有色散能力.

= 光栅的分光能力

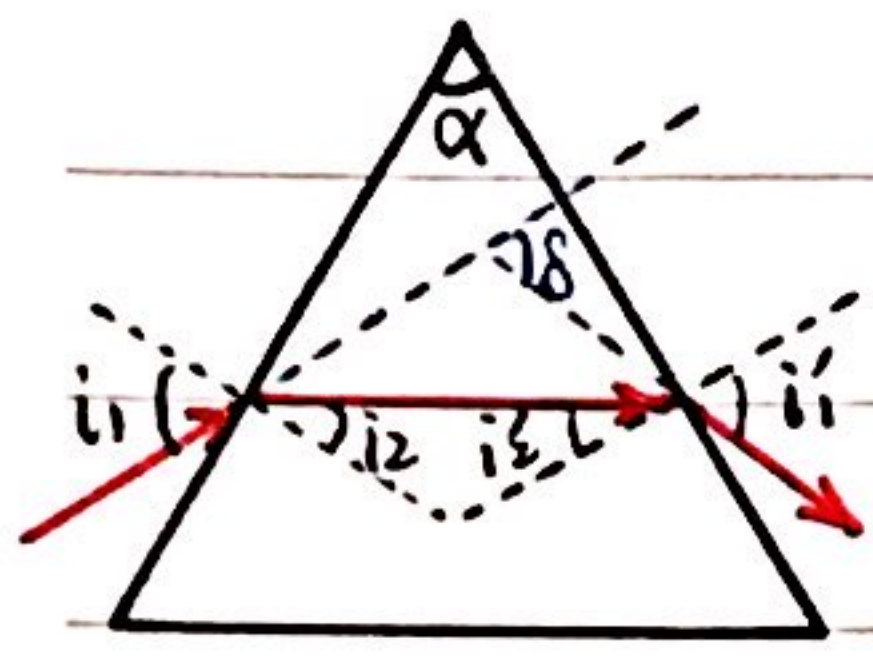
$$d \sin\theta = j\lambda \Rightarrow d \cos\theta d\theta = j d\lambda \Rightarrow \text{角色散率 } \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{j}{d \cos\theta}. \quad (\text{零级光谱无色散})$$

线色散率 $\frac{dl}{d\lambda} = f \frac{d\theta}{d\lambda}$ 表示同级谱线在焦平面上的距离.

θ 很小时, $\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{j}{d}$, 同一级谱线有相同的色散率.

(P366 图)

棱镜折射



$$\text{偏转角 } \delta = (i_1 - i_2) + (i_2' - i_1') = (i_1 + i_2') - (i_2 + i_1')$$

$$\alpha = i_2 + i_2', \quad \delta = i_1 + i_1' - \alpha. \quad \text{当 } i_1 = i_1', i_2 = i_2' \text{ 时有最小偏转角 } \delta_m.$$

$$n = \frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{\sin \frac{\alpha + \delta_m}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}. \quad \text{可测透明介质的折射率.}$$

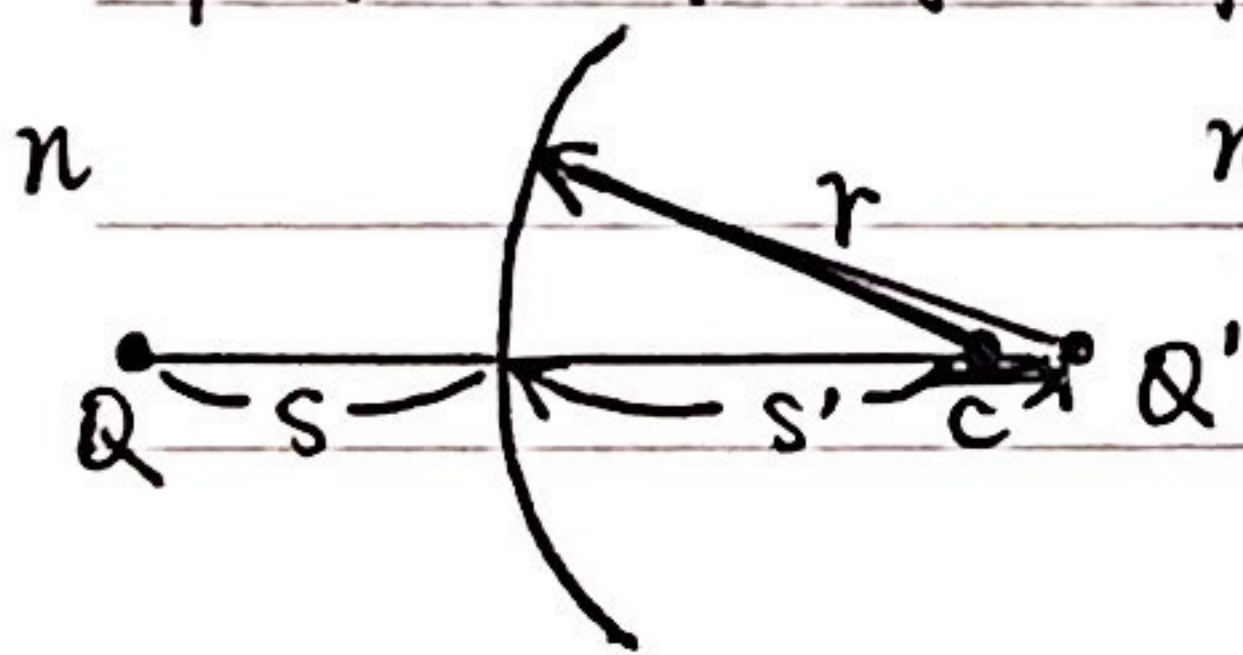
费马原理: 两点间光传播的实际路径, 是光程平稳的路径.

平稳: 极值(极大、极小)或恒定值.

物像之间的等光程性: 物点 Q 与像点 Q' 之间的光程总是平稳的, 即不管光线经何路径, 凡是由 Q 通过同样的光学系统到达 Q' 的光线, 都是等光程的.

理想光具组: 使同心光束保持其同心性不变的光具组. (成像的必要条件)

单球面折射系统近轴成像



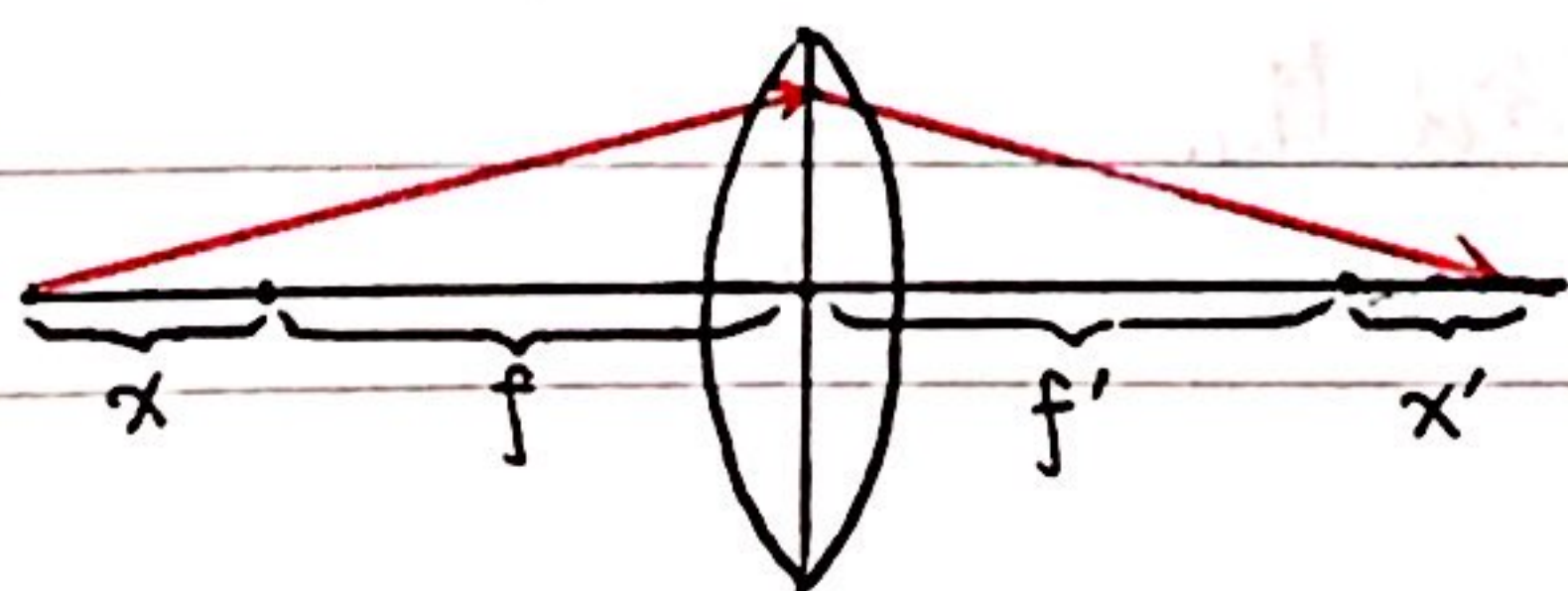
$$(1) \text{ 齐明点 / 不晕点: } s = -\frac{n'+n}{n}r, \quad s' = \frac{n'+n}{n'}r.$$

物点发出所有光线汇聚像点

$$(2) \text{ 傍轴 } \rightarrow \frac{n'}{s'} + \frac{n}{s} = \frac{n'-n}{r} \quad \text{折射球面光焦度 } \Phi = \frac{n'-n}{r}.$$

$$\rightarrow \text{平行光入射 } (s = \infty): s' = \frac{n'r}{n'-n} = f' \text{ (像方焦距)} \quad \rightarrow \text{ Gauss 公式: } \frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = 1.$$

$$\rightarrow \text{折射光为平行光 } (s' = \infty): s = \frac{nr}{n'-n} = f \text{ (物方焦距)}$$



$$\frac{f'}{x'+f'} + \frac{f}{x+f} = 1 \Rightarrow \text{Newton 公式: } xx' = ff'.$$

物像的横向放大率: $\frac{h'}{h} \approx \frac{ns'}{n's}$. (负数?)

符号约定 (P97)

薄透镜成像

($r_2 < 0$)

$$\Phi_1 = \frac{n_L - n}{r_1}, \quad \Phi_2 = \frac{n' - n_L}{r_2}, \quad \text{薄透镜的光焦度 } \Phi = \frac{n_L - n}{r_1} + \frac{n' - n_L}{r_2}.$$

$$\text{物方焦距 } f = \frac{n}{\Phi}, \quad \text{像方焦距 } f' = \frac{n'}{\Phi}. \quad \text{空气中的薄透镜 } f = f' = \frac{1}{\Phi} = \frac{1}{(n_L - 1)(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2})}.$$

$$\text{Gauss 物像公式: } \frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = 1.$$

正透镜 $\frac{1}{r_1} > \frac{1}{r_2}$, 负透镜 $\frac{1}{r_1} < \frac{1}{r_2}$. (P107图)

几何光学定律成立的条件:

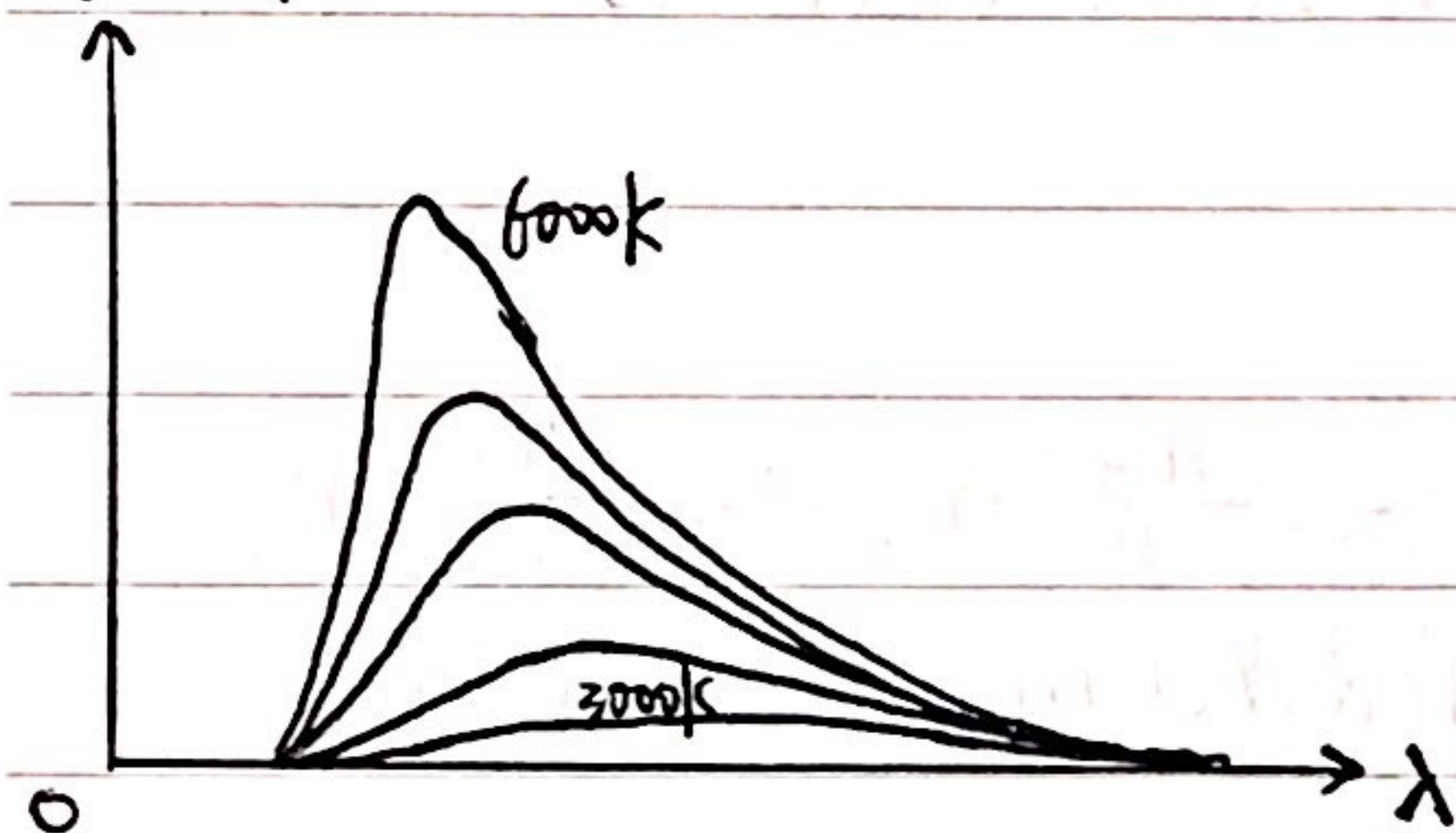
1. 光学系统的尺度远大于光波的波长.
2. 介质是各向同性的.
3. 光强不是很大.

热辐射: 分子(含有带电粒子)的热运动使物体辐射电磁波, 这种辐射与温度有关.

吸收本领 / 吸收比: $\frac{\text{被物体吸收的能量}}{\text{辐射到物体上的光能量}} \quad A(\nu, T) = \frac{dE'(\nu, T)}{dE(\nu, T)}$.

绝对黑体: $A(\nu, T) \equiv 1$ 的物体. (辐射到物体表面的能量全部被吸收, 没有反射)

辐射本领 $r(\lambda, T)$



① 黑体辐射本领随温度升高而升高.

② 每条曲线最大值随温度升高向短波移动.

斯特藩-玻尔兹曼定律: 辐射的总能量, 即曲线下的面积与 T^4 成正比.

维恩位移定律: 曲线的极大值对应的波长与温度成反比.

普朗克假说: 引入量子化概念, 能量的吸收是量子化的.

光电效应

出射电子的数目与光强成正比, 单个电子的能量与光强无关.

电子的发射与光照同时发生, 没有延迟.

爱因斯坦光量子假设: 一个光子能量 $\epsilon = h\nu$. 电子逸出时动能 $\frac{1}{2}mv_m^2 = h\nu - A = h(\nu - \nu_0)$.

光的波粒二象性: $E = h\nu = \hbar\omega$, $p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \hbar k$