第十七章

§17-1 光的相干性

§17-2 光程 光程差

§17-3 双缝干涉

§17-4 薄膜干涉

本章作业

2，5，9，
11，15，
17，20，

§17－1 光的相干性

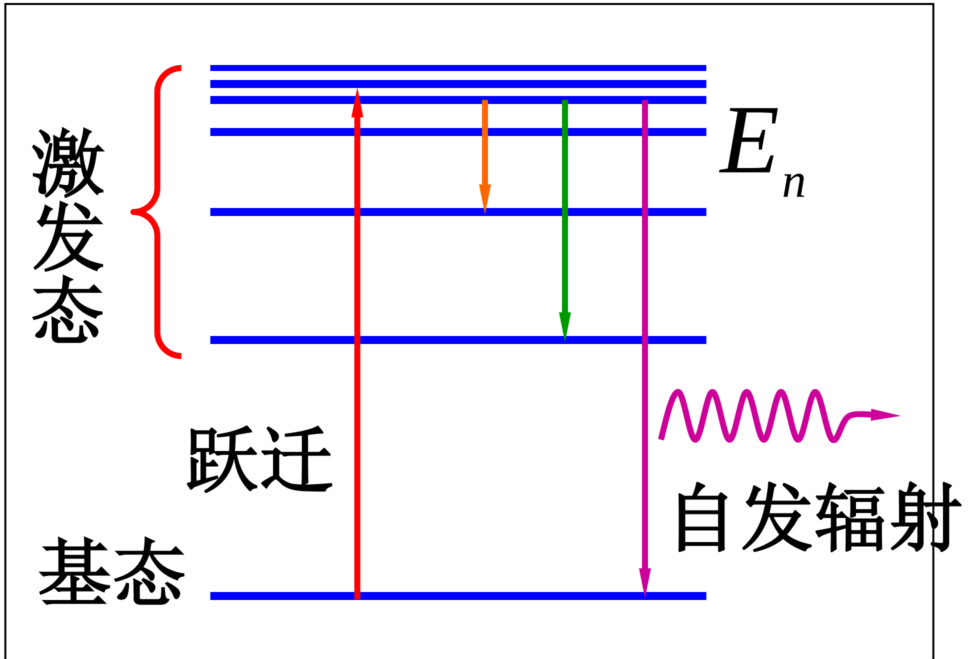
一，光源

冷光源：利用化学能、电能或光能激发；
热光源：利用热能激发；
磷光物质：光源移去后仍能发光；
荧光物质：光源移去后，停止发光。

普通光源的发光机理（非激光光源）

处于激发态的原子（或分子）的自发辐射

原子发射的光波是一段频率一定、振动方向一定、有限长的光波（通常称为光波列）



原子能级及发光跃迁

$$\Delta E = h\nu$$

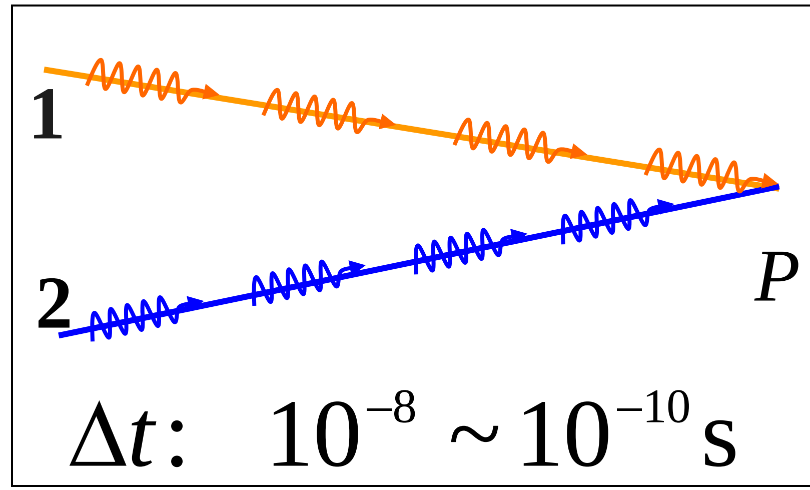
跃迁过程的持续时间约为 10^{-8} s

二，光波

1. 光矢量

电场强度 E 的振动称为光振动，电场强度称为光矢量。

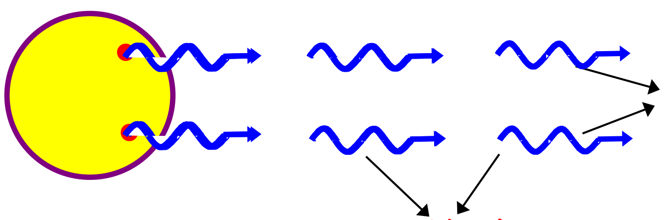
2. 光波列



红外光：$\lambda > 0.76\mu m$

可见光：$0.40\mu m$与$0.76\mu m$之间

紫外光：$\lambda < 0.40\mu m$

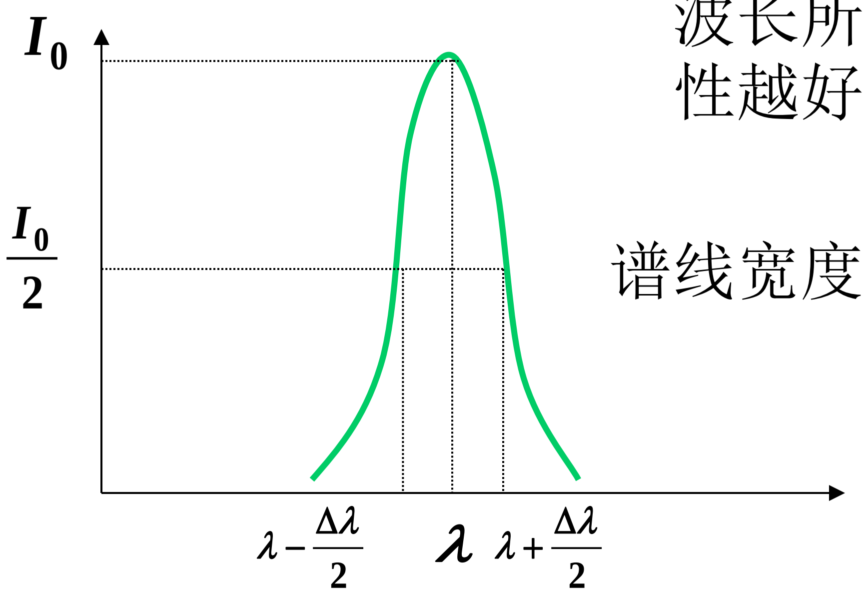


普通光源发光特点：原子发光是断续的，每次发光形成一长度有限的波列，各原子各次发光相互独立，各波列互不相干.

具有单一频率的光波称为单色光。激光

具有不同频率的光波称为复合光。白光

任何光源所发出的光波都有一定的频率（或波长范围，在此范围内，各种频率（或波长）所对应的强度是不同的。



波长所对应的波长范围越窄，光的单色性越好

谱线宽度：通常用强度下降到 $\frac{I_0}{2}$ 的两点之间的波长范围 $\Delta\lambda$

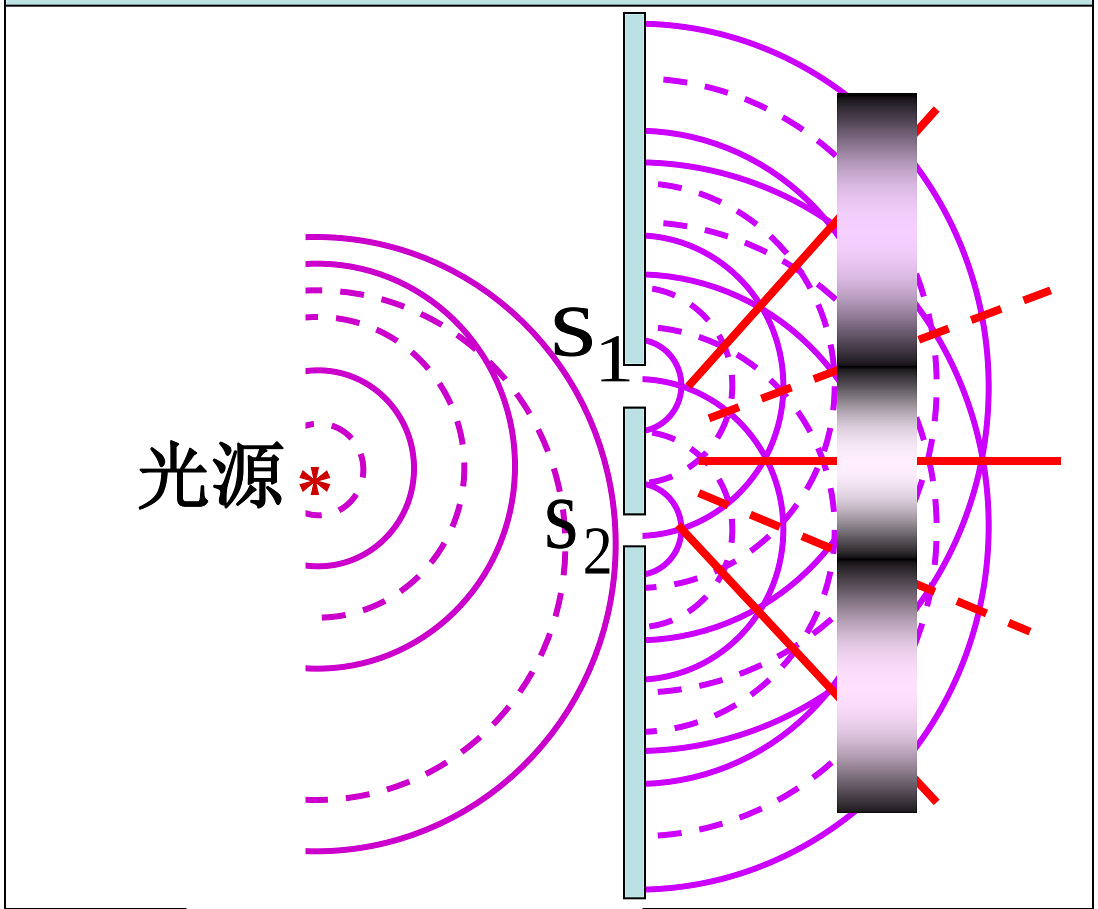
谱线宽度是标志谱线单色性好坏的物理量

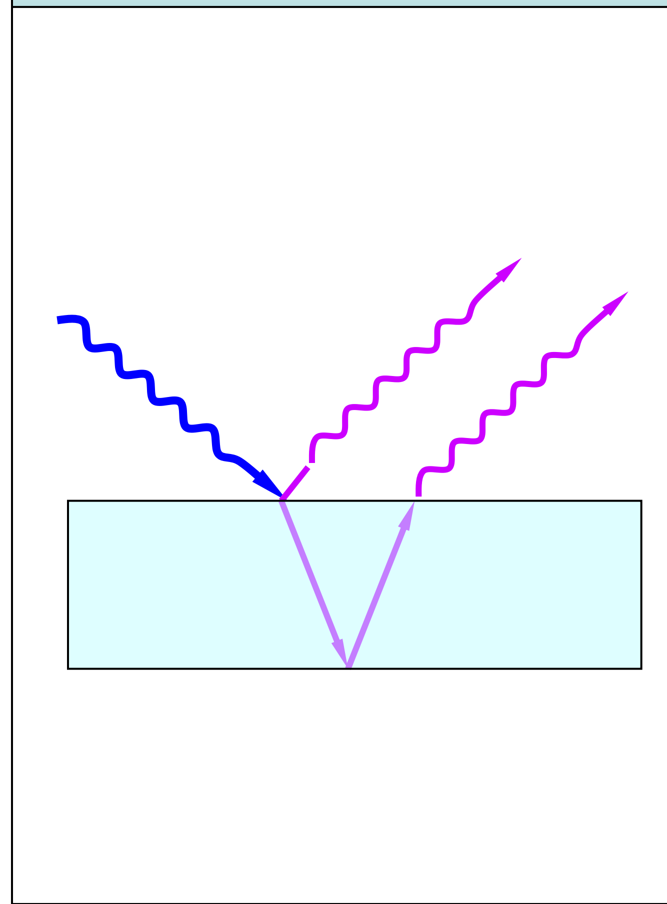
二，相干光的获取方法

相干光: 振动频率相同，方向相同，相位差恒定。

将同一光源上同一点发出的光分光后，经过不同的路径再使它们相遇，即可实现自我相干。

分波阵面法	分振幅法





§ 17—2 光程 光程差

一　光程(optical path)和光程差

光在真空中的速度 $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$

光在介质中的速度 $u = 1/\sqrt{\varepsilon \mu}$

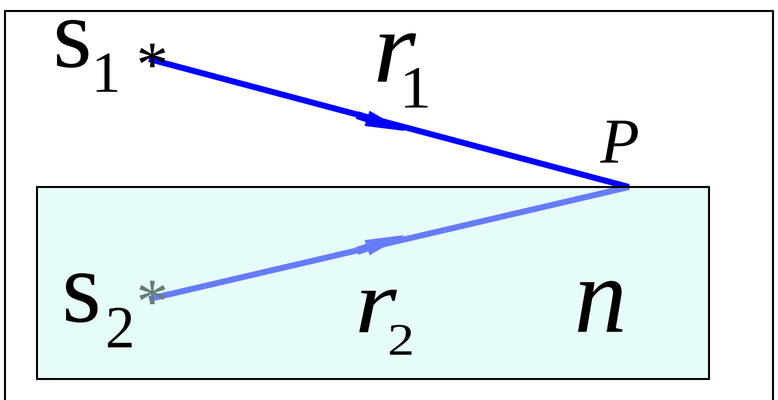
$$\boxed{\frac{u}{c} = \frac{1}{n}}$$

$$u = \lambda' \nu \qquad c = \lambda \nu$$

介质中的波长 $\boxed{\lambda' = \frac{\lambda}{n}}$

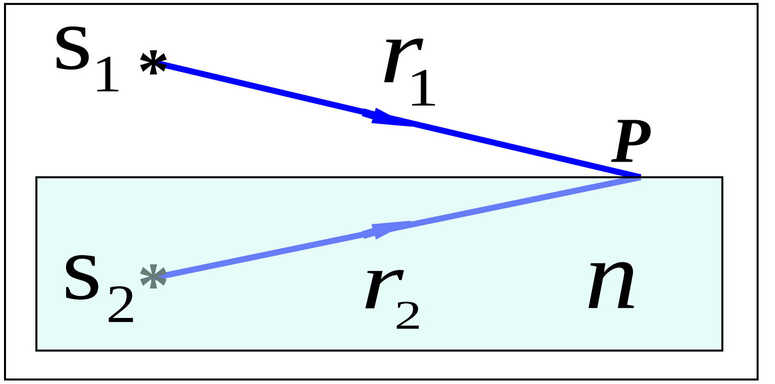
真空中的波长

介质的折射率



$$\begin{cases} E_1 = E_{10} \cos 2\pi \left(\dfrac{t}{T} - \dfrac{r_1}{\lambda}\right) \\ E_2 = E_{20} \cos 2\pi \left(\dfrac{t}{T} - \dfrac{r_2}{\lambda'}\right) \end{cases}$$

介质中的波长 $\boxed{\lambda' = \dfrac{\lambda}{n}}$



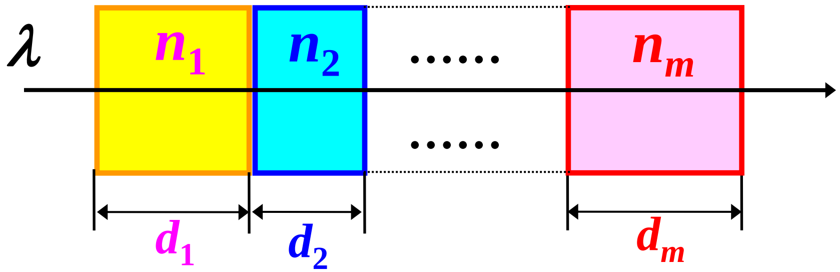
- **波程差** $\Delta r = r_2 - r_1$
- **相位差** $\Delta\varphi = 2\pi(\dfrac{t}{T} - \dfrac{r_2}{\lambda'}) - 2\pi(\dfrac{t}{T} - \dfrac{r_1}{\lambda})$

$$= -2\pi(\frac{r_2}{\lambda'} - \frac{r_1}{\lambda}) = -2\pi(\frac{nr_2 - r_1}{\lambda})$$

1) 光程：媒质折射率与光的几何路程之积 = $\boxed{nr}$

物理意义：光程就是光在媒质中通过的几何路程，按波数相等折合到真空中的路程.

$$\boxed{\frac{r}{\lambda'} = \frac{nr}{\lambda}}$$



光程 $l = n_1 d_1 + n_2 d_2 + \cdots + n_m d_m$

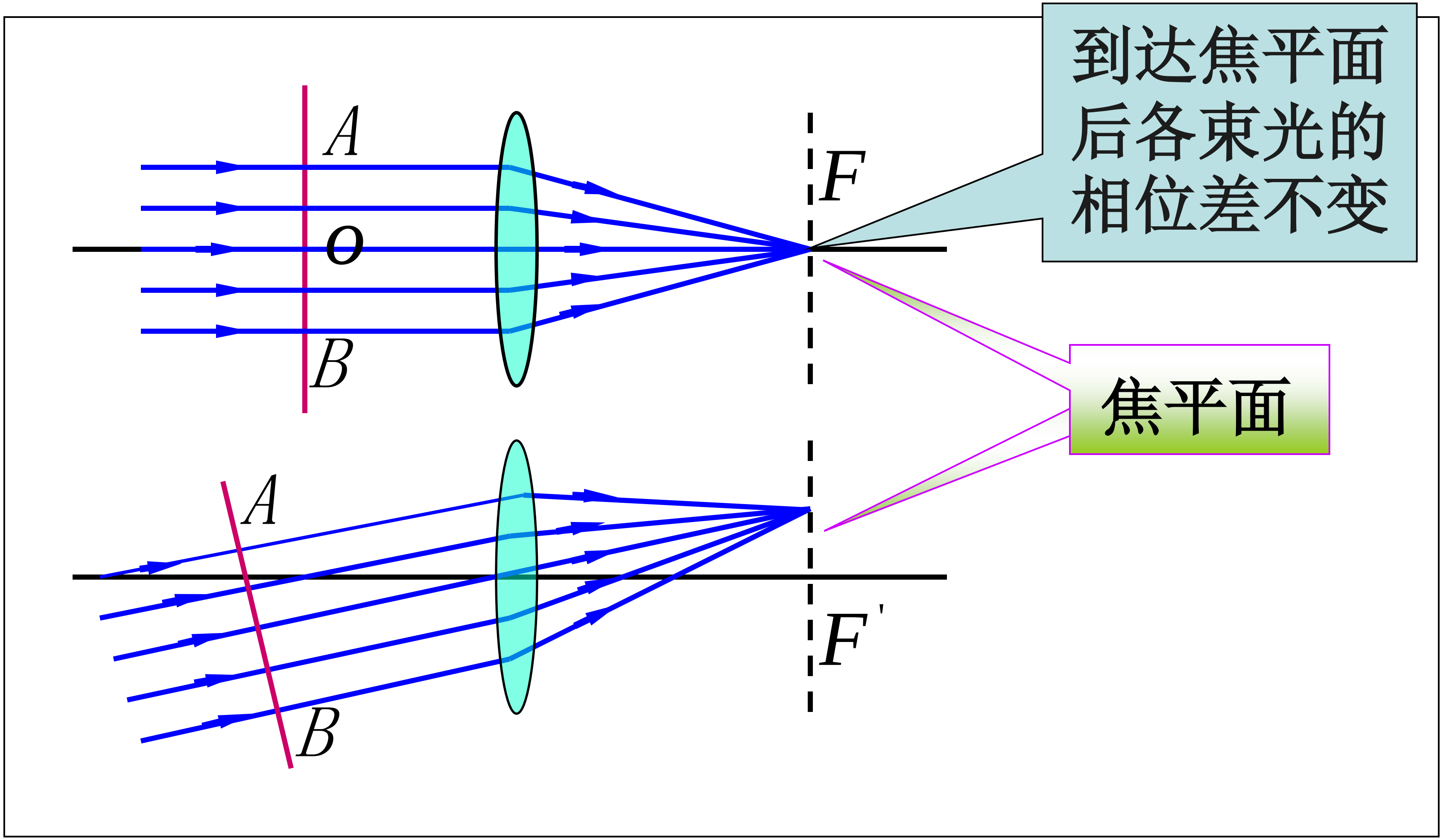
$$= \sum_i n_i d_i$$

2）光程差 (两光程之差)

光程差 $\delta = l_2 - l_1$

相位差 $\Delta\varphi = 2\pi \dfrac{\delta}{\lambda}$

二　薄透镜的等光程性



平行光经薄透镜会聚不附加光程差。

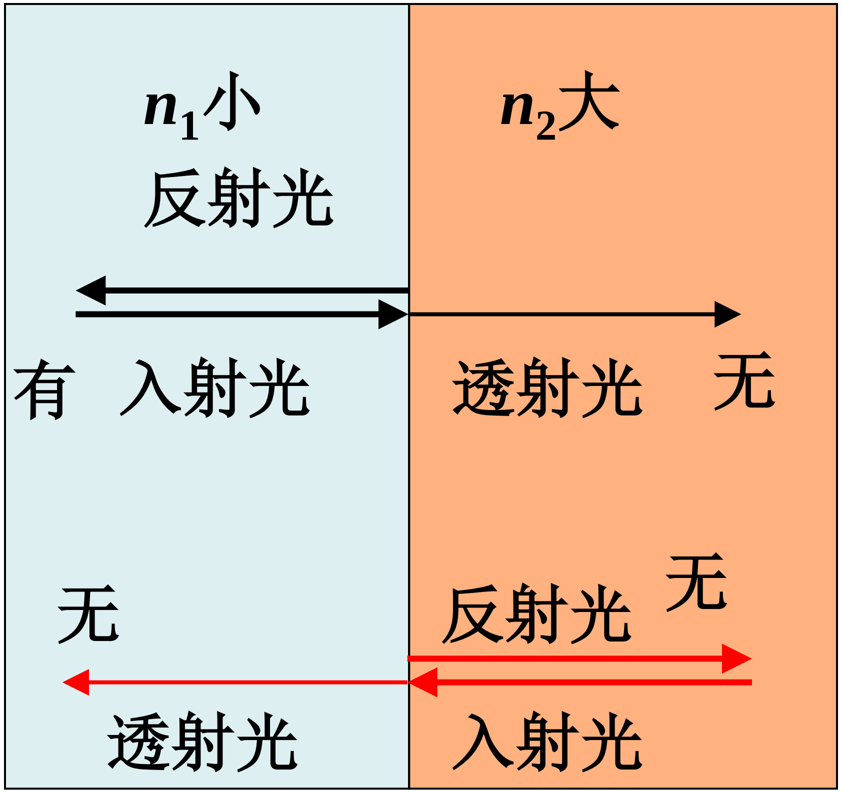
三　光的半波损失

当光从光疏（折射率小）媒质向光密媒质（折射率大）入射时，反射光有半波损失，即有半个波长的附加光程 l'。

$$l' = 0 \text{ 或 } \lambda/2$$

$$l = \sum_i n_i d_i + l'$$

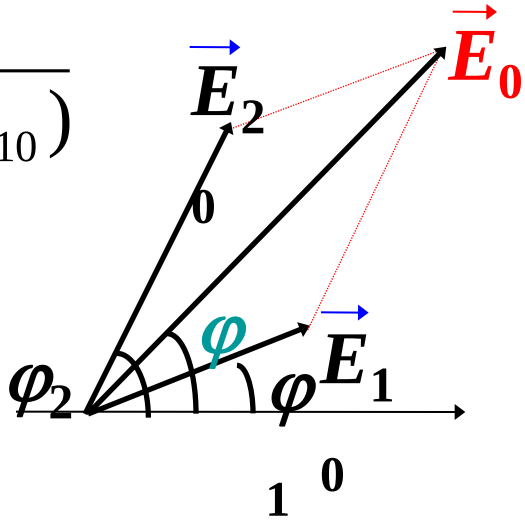
$$\delta = l_2 - l_1 + \delta'$$



四　光的干涉

1. 光的非相干叠加

$$\bar{I} \propto \bar{E}_0^2 = \bar{E}_{10}^2 + \bar{E}_{20}^2 + 2\bar{E}_{10}\bar{E}_{20}\overline{\cos(\varphi_{20} - \varphi_{10})}$$



其中 $\overline{\cos(\varphi_{20} - \varphi_{10})} = 0$

所以 $\bar{I} \propto \bar{E}_0^2 = \bar{E}_{10}^2 + \bar{E}_{20}^2$

或 $I = I_1 + I_2$

2. 相干光

$$I = I_1 + I_2 + \boxed{2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\varphi_{20} - \varphi_{10})}$$

干涉项

$$\Delta\Phi = 2k\pi \quad (k = 0, \pm1, \pm2, \cdots) \qquad \delta = k\lambda$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$$

干涉相长

$$\Delta\Phi = (2k+1)\pi \quad (k = 0, \pm1, \pm2, \cdots) \qquad \delta = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda$$

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$$

干涉相消

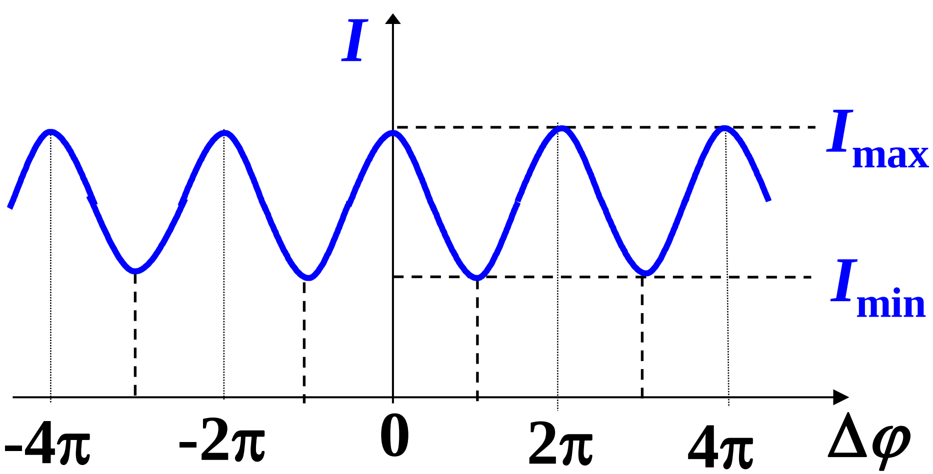
$$\delta = \begin{cases} k\lambda & \text{干涉相长} \\ (2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & \text{干涉相消} \end{cases} \quad (k = 0, \pm1, \pm2, \cdots)$$

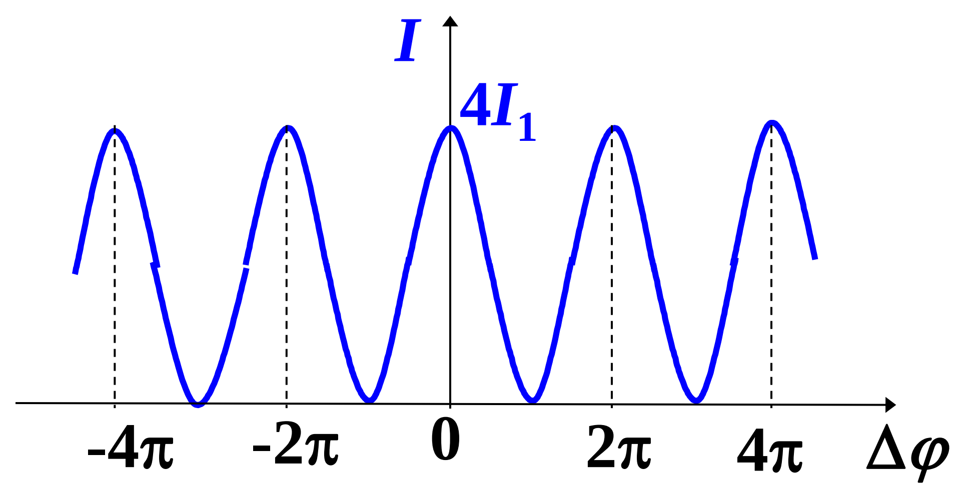
如果$I_1 = I_2$

$$I = 2I_1 \cdot (1+\cos\Delta\Phi) = 4I_1\cos^2\left(\Delta\Phi/2\right)$$

$I_1 \neq I_2$

$I_1 = I_2$





§17—3 双缝干涉

一 杨氏双缝干涉

杨氏简介

托马斯·杨（Thomas Young）

英国物理学家、医生和考古学家，光的波动说的奠基人之一

波动光学：杨氏双缝干涉实验

生理光学：三原色原理

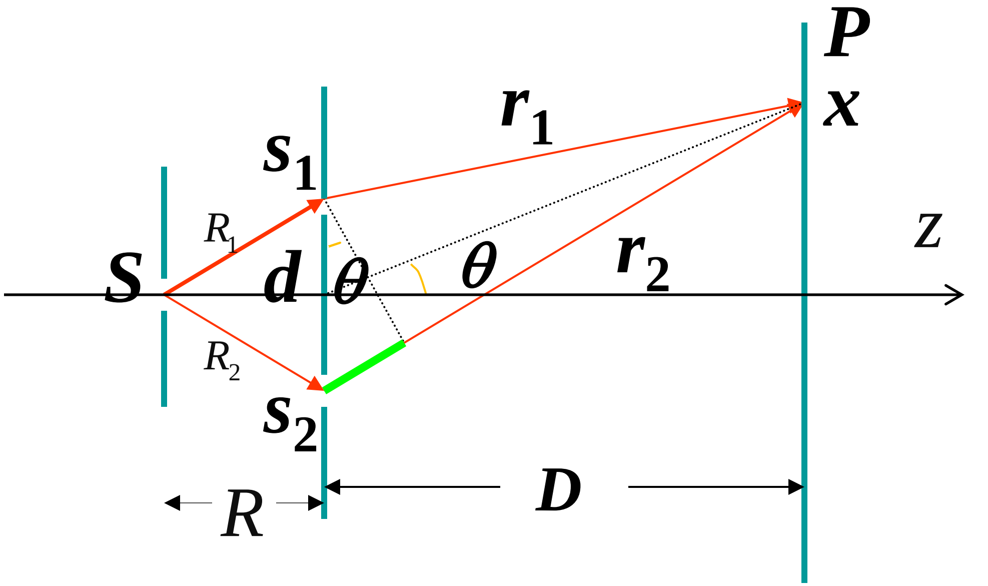
材料力学：杨氏弹性模量

考古学　：破译古埃及石碑上的文字

$d \gg \lambda$， $D \gg d$

在空气中时，$n = 1$，

$\theta \approx 0$，



波程差： $$\delta = r_2 - r_1 \approx d\sin\theta \approx d\ \mathrm{tg}\,\theta = d\cdot\frac{x}{D}$$

相位差： $$\Delta\varphi = \frac{\delta}{\lambda}2\pi$$

明纹 $$\delta = \pm k\lambda,\quad x_k = \pm k\frac{D}{d}\lambda,\qquad k = 0,1,2\cdots$$

暗纹 $$\delta = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2},\quad x_k = \pm(2k+1)\frac{D}{2d}\lambda$$

四　双缝干涉光强分布

可观测的是光的强度　　强度 $\overset{?}{=}$ 振幅

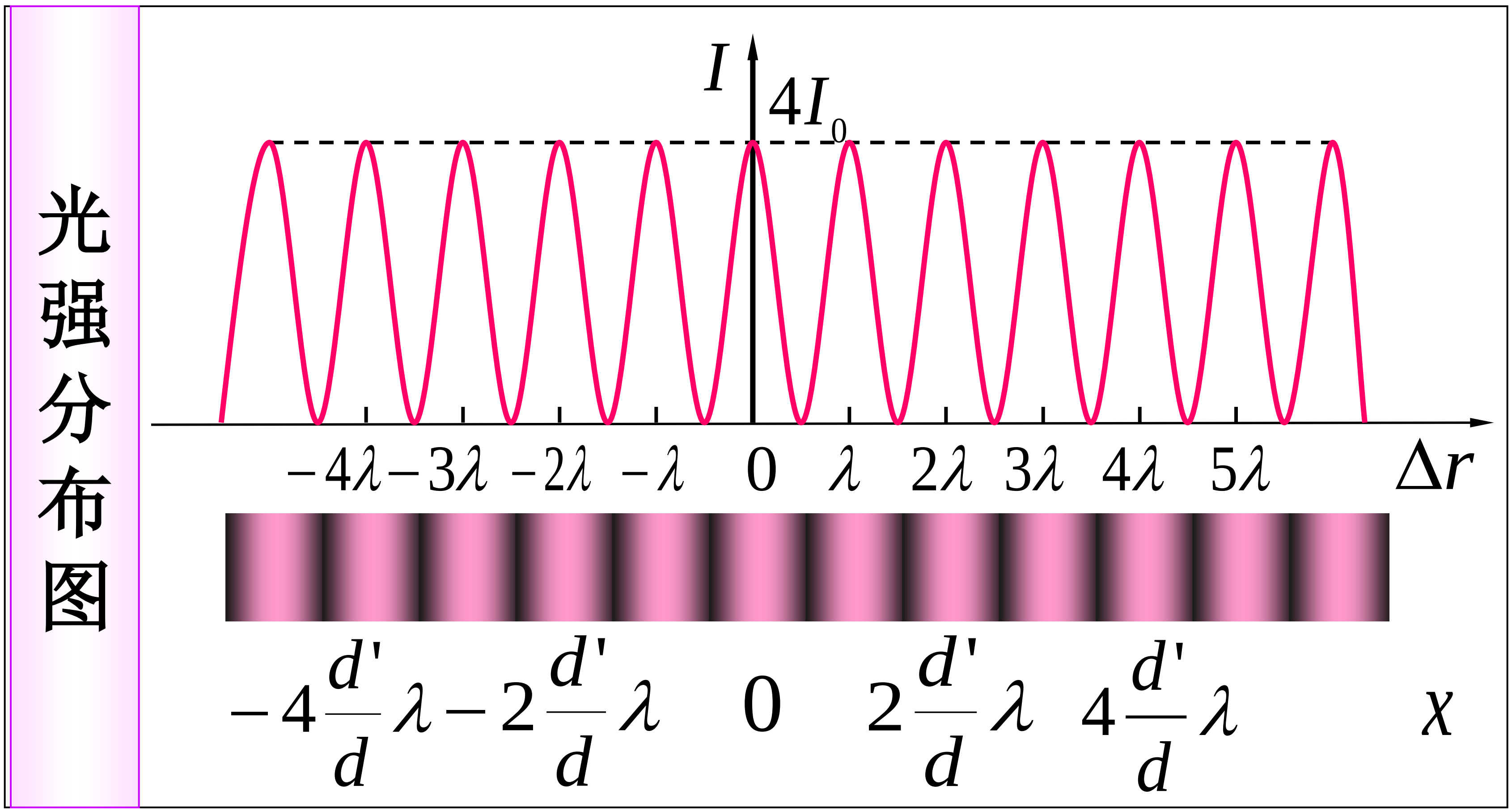
$$E=\sqrt{E_{10}^2+E_{20}^2+2E_{10}E_{20}\cos(\varphi_2-\varphi_1)}$$

合光强　$I=I_1+I_2+\underbrace{2\sqrt{I_1I_2}\cos(\varphi_2-\varphi_1)}_{\text{干涉项}}$

其中　$\varphi_2-\varphi_1=2\pi\dfrac{\Delta r}{\lambda}$　若 $I_1=I_2=I_0$

则 $I=4I_0\cos^2(\pi\dfrac{\Delta r}{\lambda})=\begin{cases}4I_0, & \Delta r=\pm k\lambda\\ 0, & \Delta r=\pm(2k+1)\lambda/2\end{cases}$

$$I = 4I_0\cos^2\left(\pi\frac{\Delta r}{\lambda}\right) = \begin{cases} 4I_0, & \Delta r = \pm k\lambda \\ 0, & \Delta r = \pm(2k+1)\lambda/2 \end{cases}$$



二 双缝干涉条纹的分布特征

明纹中心的位置

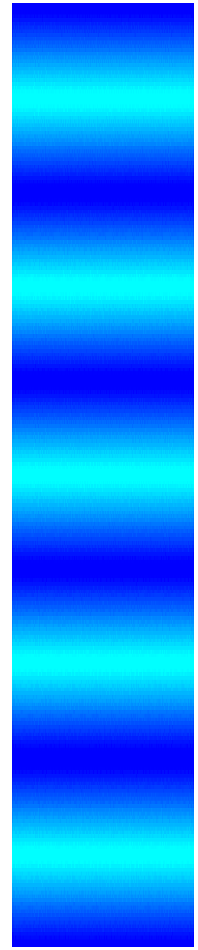
$$x = \pm k \frac{D\lambda}{d}$$

$\boldsymbol{k = 0, 1, 2, \ldots\ldots}$

暗纹中心的位置

$$x = \pm\left(k - \frac{1}{2}\right)\frac{D\lambda}{d}$$

$\boldsymbol{k = 1, 2, 3, \ldots\ldots}$



$k = 2$，2 级明纹

$k = 1$，1 级明纹

$k = 0$，0 级明纹

$k = 1$，1 级明纹

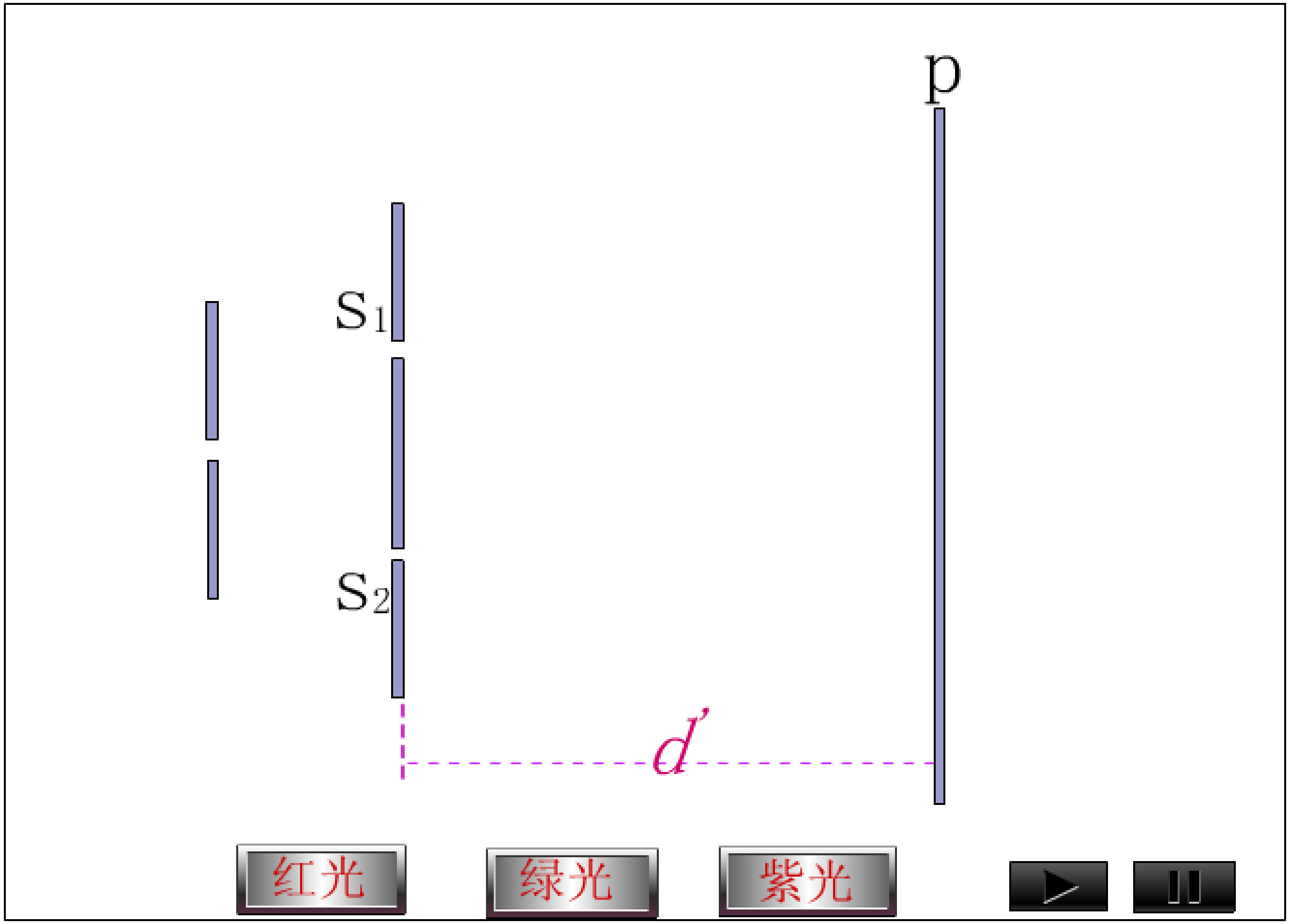
$k = 2$，2 级明纹

相邻两明纹或暗纹间的距离

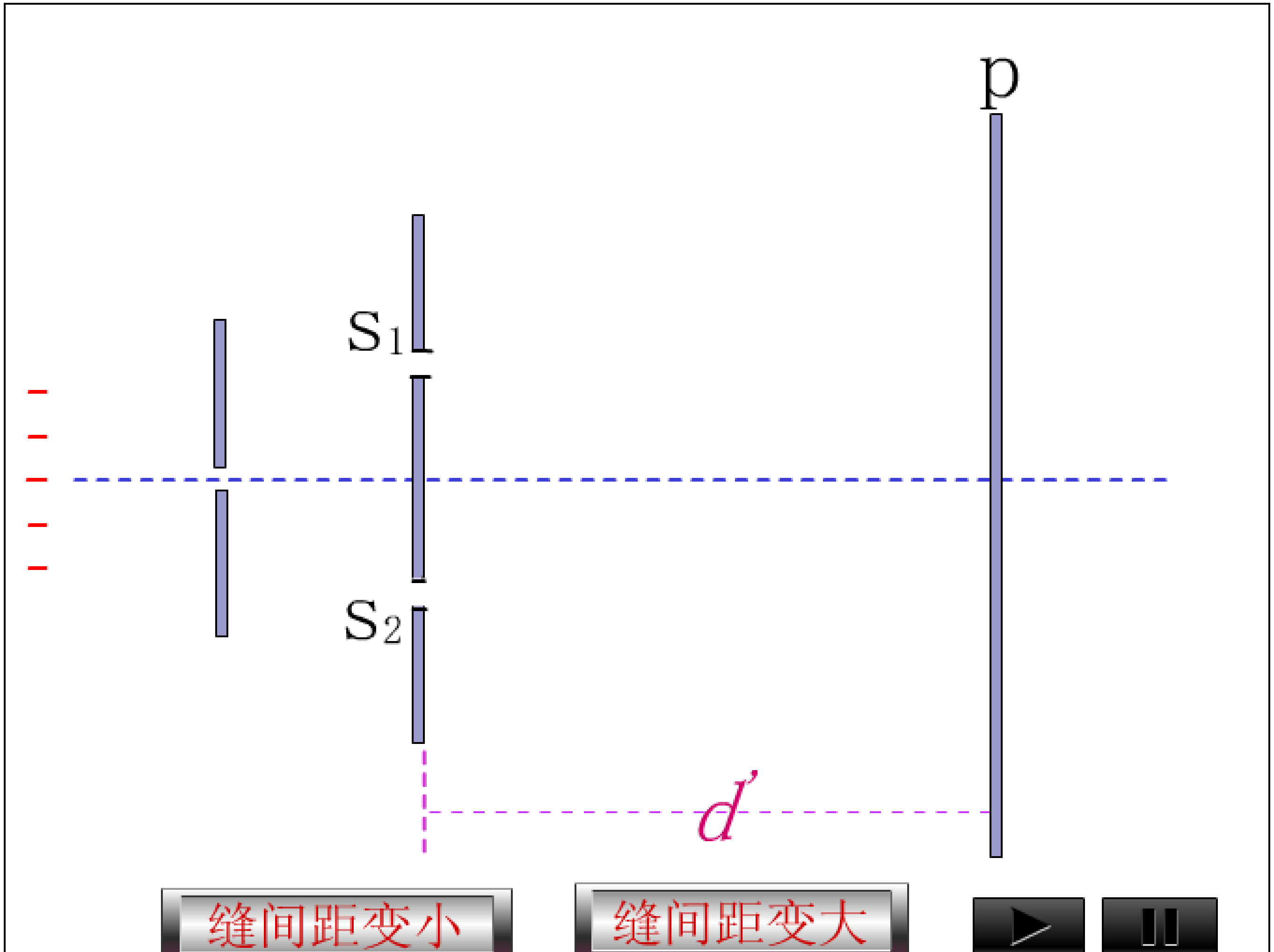
$$\boxed{\Delta x = \frac{D\lambda}{d}}$$

1）d、D 一定时，若 λ 变化，则 Δx 将怎样变化？

$$\Delta x = D\lambda / d$$

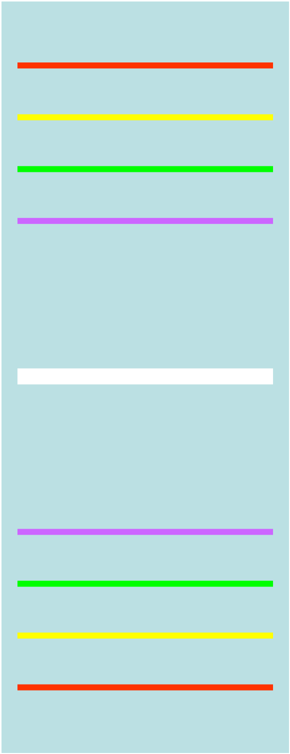


2）λ、D一定时，条纹间距Δx与 d 的关系如何？



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

白光的双缝干涉



因为条纹间距与波长成正比

各单色光的 0 级明纹重合形成中央明纹

各单色光的 1 级明纹错开形成彩色光谱

更高级次的光谱因重叠而模糊不清

【例】 以单色光照射到相距为0.2mm的双缝上，双缝与屏幕的距离为1m.(1)从第一级明纹到同侧的第四级明纹的距离为7.5mm,求单色光的波长。(2)若入射光的波长为600nm,求相邻条纹的距离.

【解】(1) 根据已知条件，和条纹间距公式，有

$$\Delta x = \frac{D\lambda}{d} \qquad 3\times\Delta x = 3\frac{1\cdot\lambda}{0.2\times10^{-3}} = 7.5$$

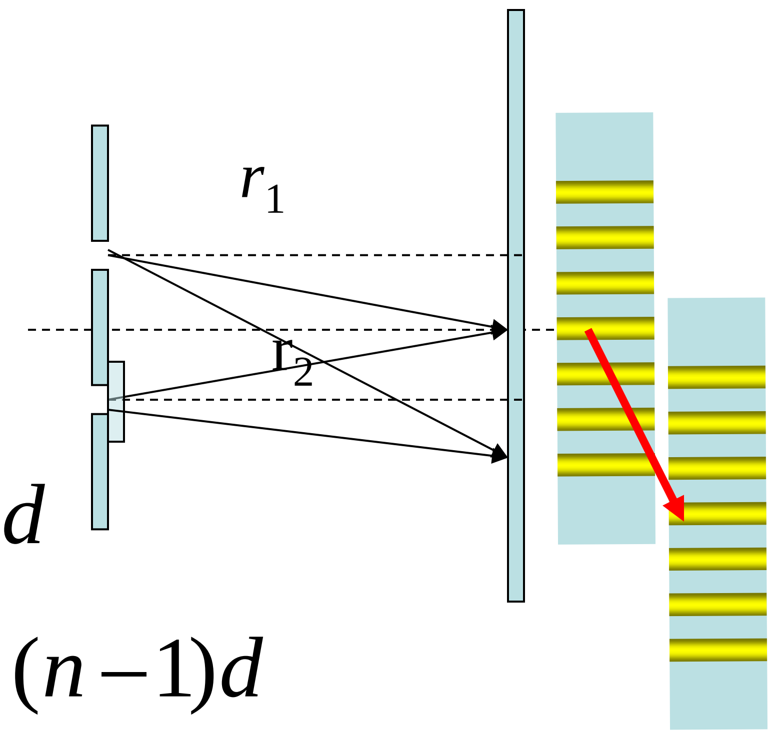
$$\lambda = 500nm$$

(2)当λ=600nm时，由条纹间距公式，有

$$\Delta x = \frac{D\lambda}{d} = \frac{1\times600\times10^{-9}}{0.2\times10^{-3}} = 3\times10^{-3} = 3mm$$

【例】以波长为600nm的单色光照射到一双缝上，在屏幕上发生干涉.现在在双缝的下缝上贴一厚度为0.02mm的透明介质薄膜,发现屏幕上的干涉条纹向下移动了10个条纹的位置。试求该介质薄膜的折射率.

【解】 通过分析，原来的零级条纹处现在是第十级明纹。即现在到O点的光程差是波长的10倍。到O点的光程分别为：



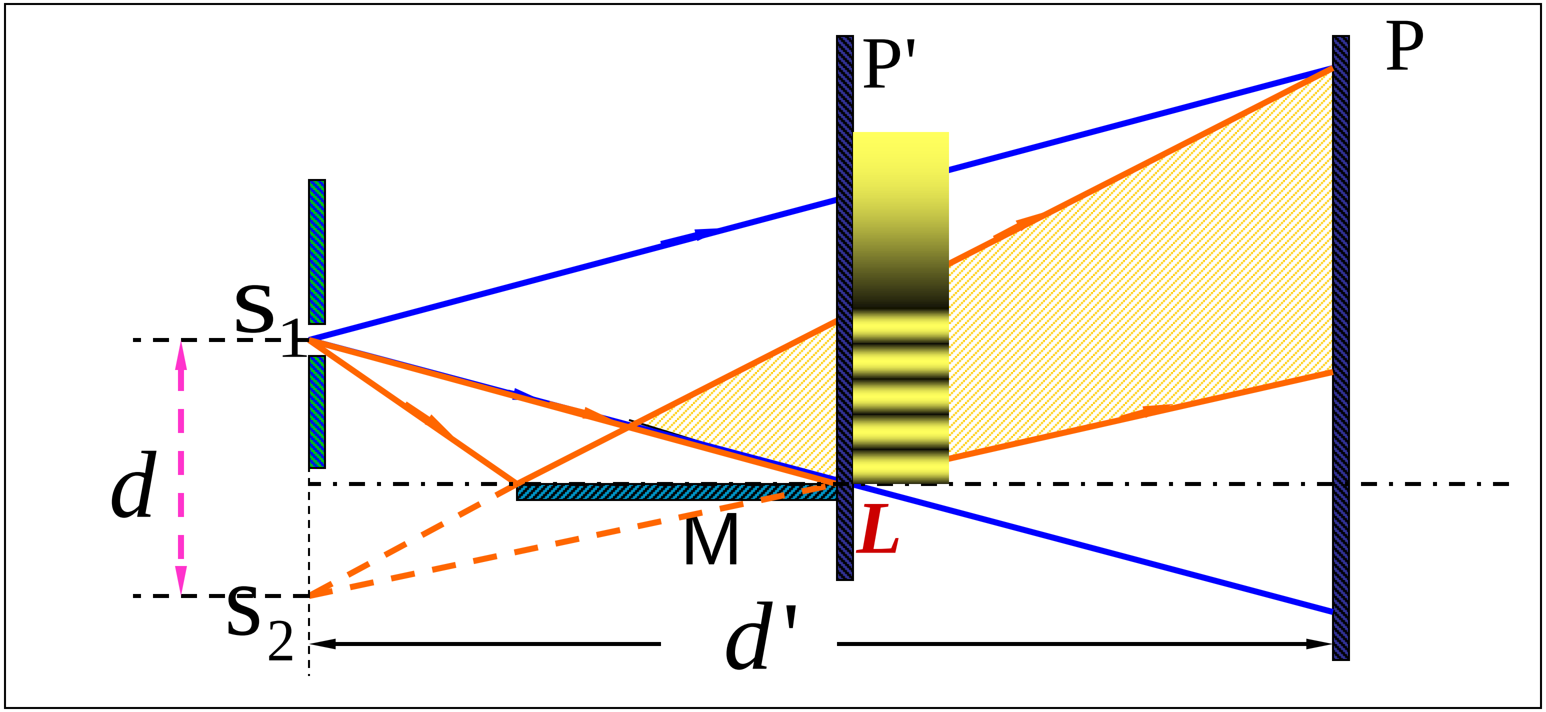
$$L_1 = r_1 = r_0$$

$$L_2 = r_2 - d + nd = r_0 - d + nd$$

光程差为： $\Delta L = -d + nd = (n-1)d$

$\Delta L = (n-1)d = 10\lambda$ $n = \dfrac{10\lambda}{d} + 1 = 1.3$

三 洛埃镜干涉



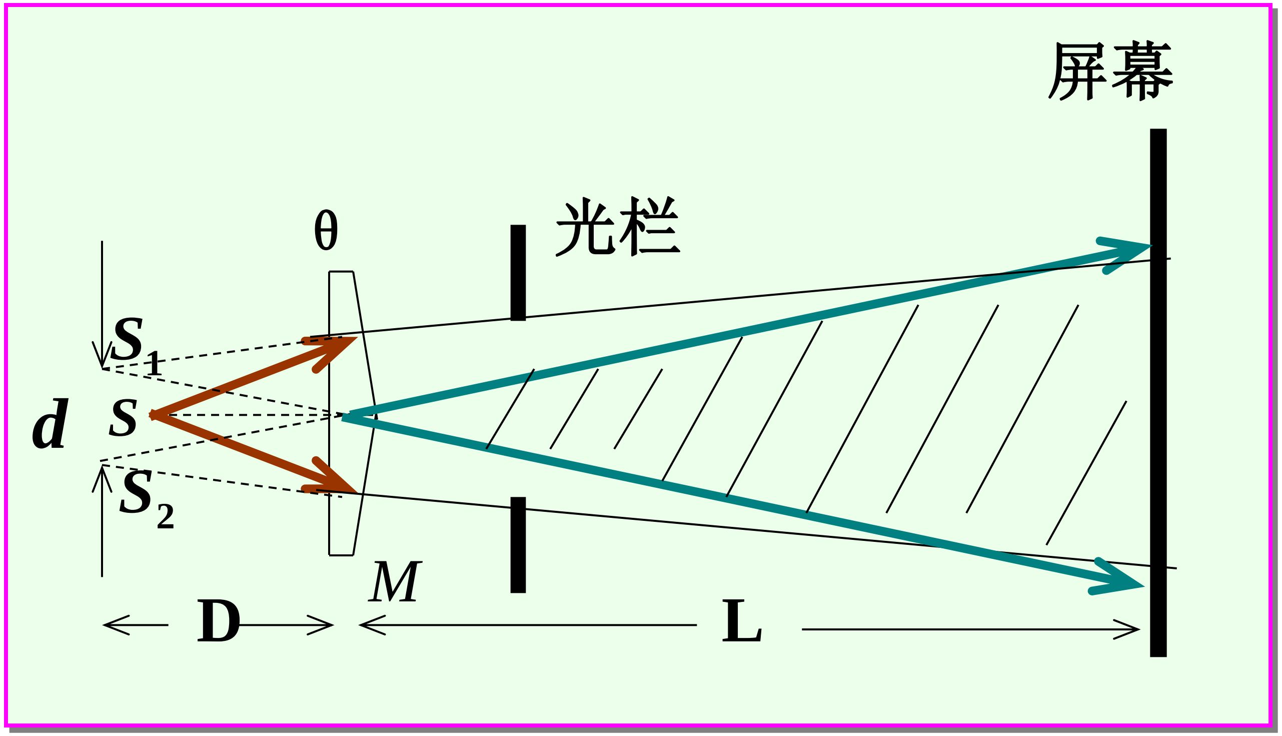
玻璃板上反射时，有半波损失，相位突变。

L点是零级暗纹。

最先证明了光的半波损失的存在。

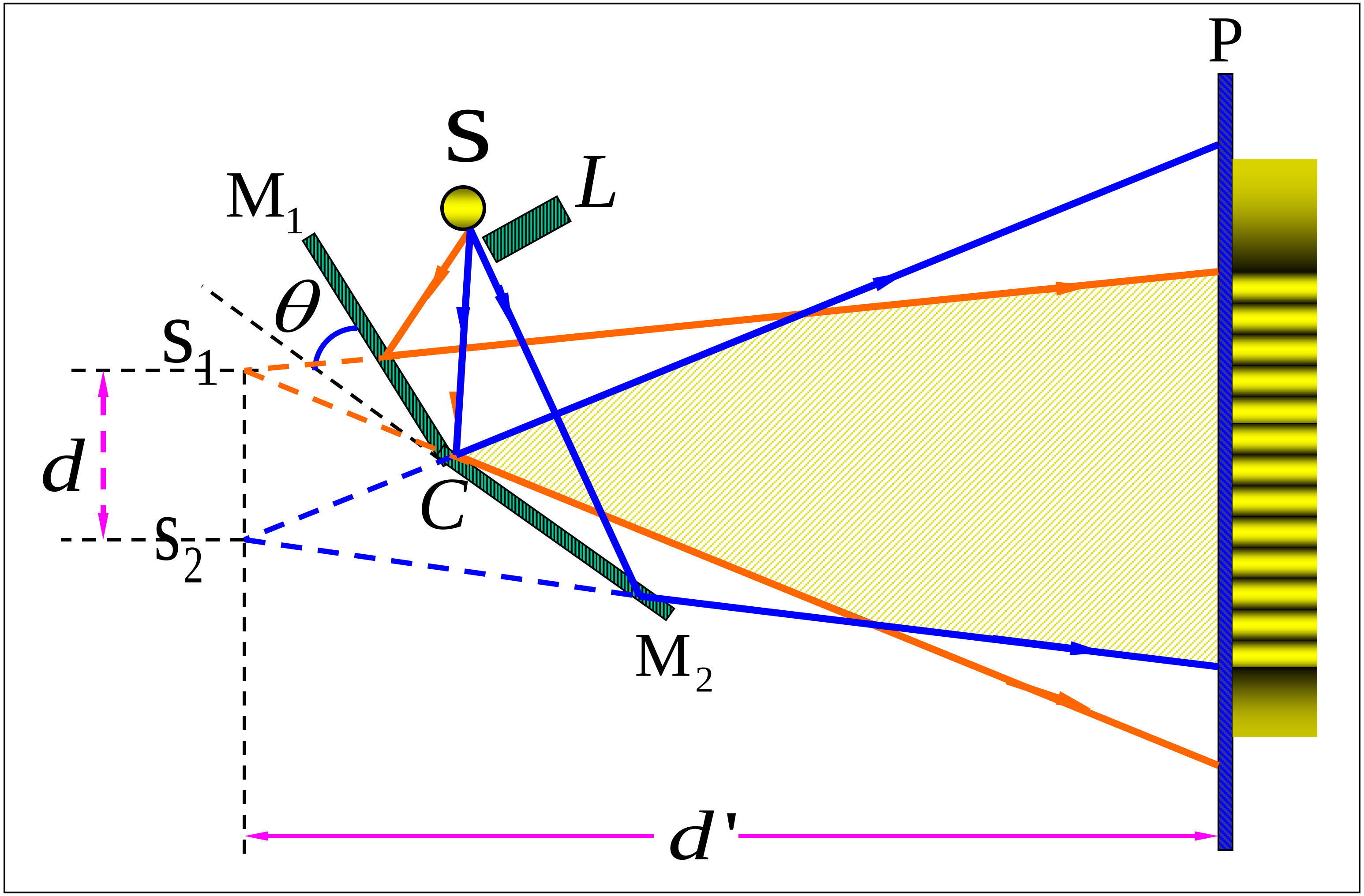
四 菲涅耳干涉

双棱镜实验简图



$$d = 2\theta D(n-1)$$

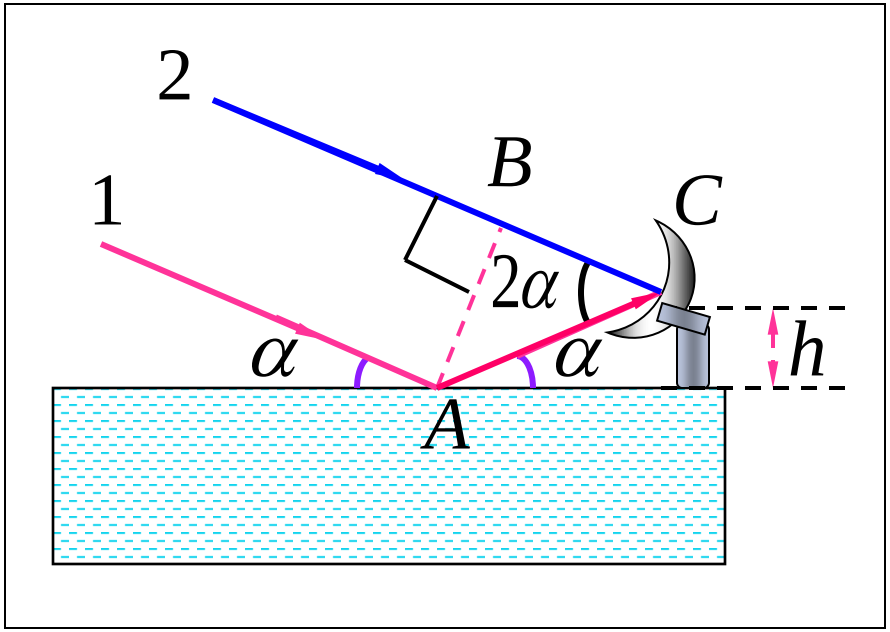
双镜实验简图



有没有半波损失？用不用考虑？

【例】 射电信号的接收

如图 离湖面 $h=0.5\text{m}$ 处有一电磁波接收器位于 C，当一射电星从地平面渐渐升起时， 接收器断续接收 到一系列极大值．已知射电星发射的电磁波波长为 $\lambda=20.0\text{cm}$ ，求 第一次测到极大时，射电星的方位与湖面所成的角 α ．



【解】 计算波程差

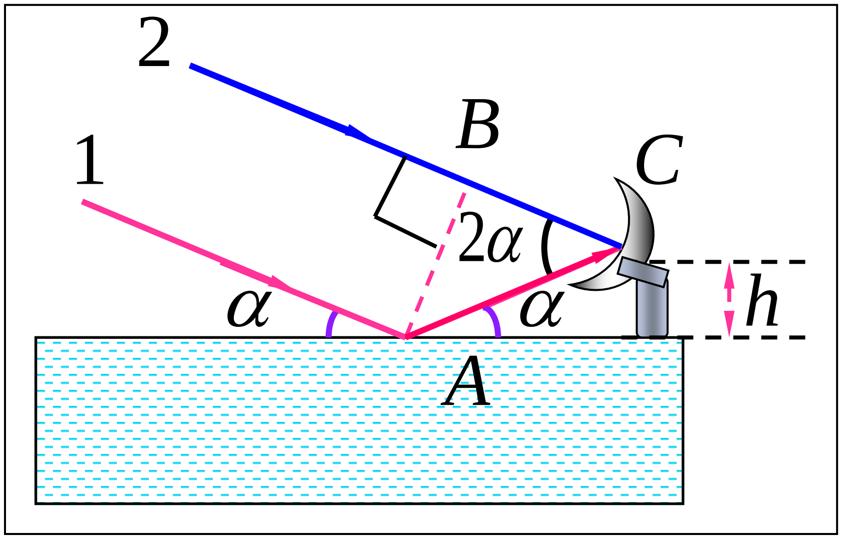
$$\Delta r = AC - BC \boxed{+\frac{\lambda}{2}}$$

$$= AC(1-\cos 2\alpha)+\frac{\lambda}{2}$$

$$AC = h/\sin\alpha$$

$$\Delta r=\frac{h}{\sin\alpha}(1-\cos 2\alpha)+\frac{\lambda}{2}$$

极大时 $\Delta r=k\lambda$



$$\sin\alpha=\frac{(2k-1)\lambda}{4h}$$

取 $k=1$ $\alpha_1=\arcsin\frac{\lambda}{4h}$

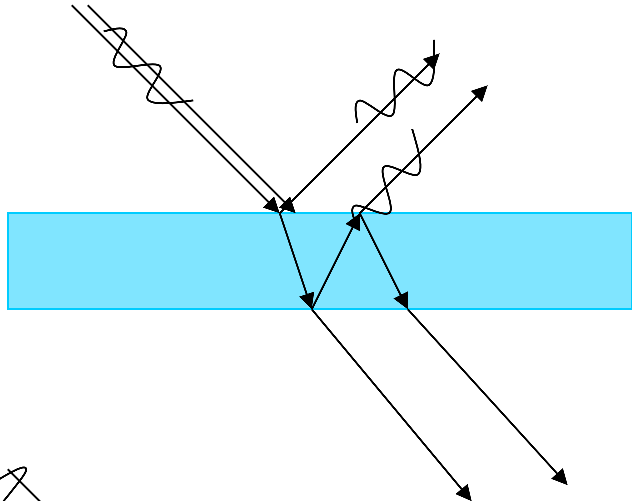
$\alpha_1=5.74^\circ$ $\alpha_1=\arcsin\frac{20.0\text{cm}}{4\times 0.5\text{m}}=\arcsin 0.1$

注意 考虑半波损失时，附加波程差取 $\boxed{\pm\lambda/2}$ 均可，符号不同，k 取值不同，对问题实质无影响.

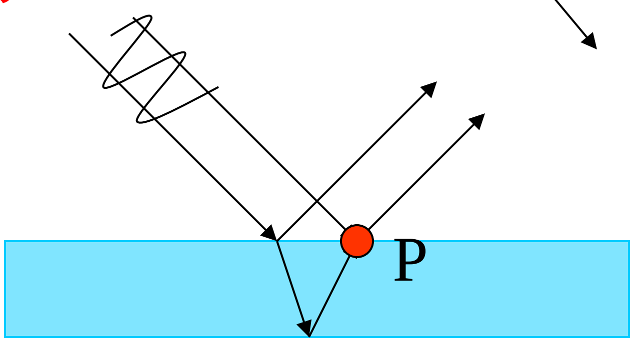
§17—4 薄膜干涉

一 薄膜干涉

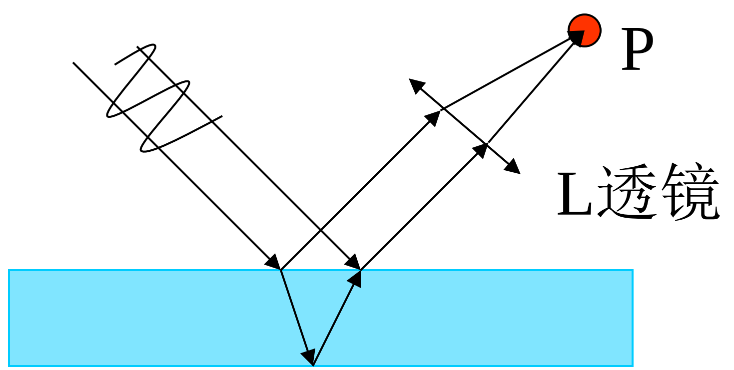
光线经过薄膜的两个界面反射后在入射光一侧发生的干涉,或透射光与经过反射的透射光在入射光的另一侧发生的干涉称为薄膜干涉.前者**反射光(薄膜)干涉**，后者叫**透射光(薄膜）干涉**.



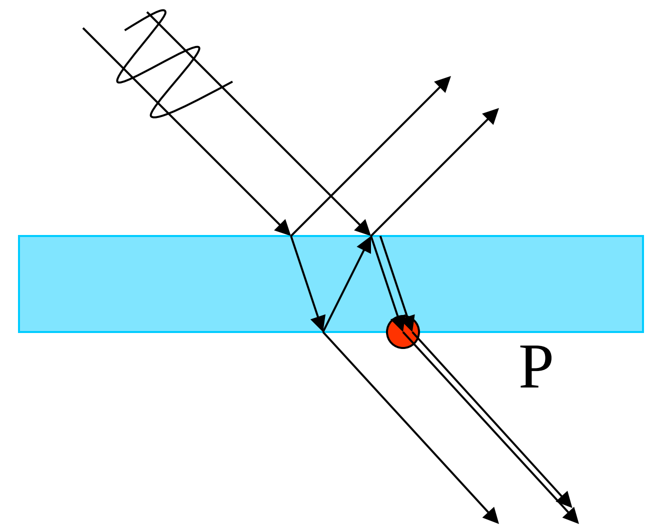
薄膜干涉发生的位置,可以在薄膜的上下两个表面附近,也可以在其它任何地方.通常我们考虑的是发生在薄膜表面附近的等厚干涉.



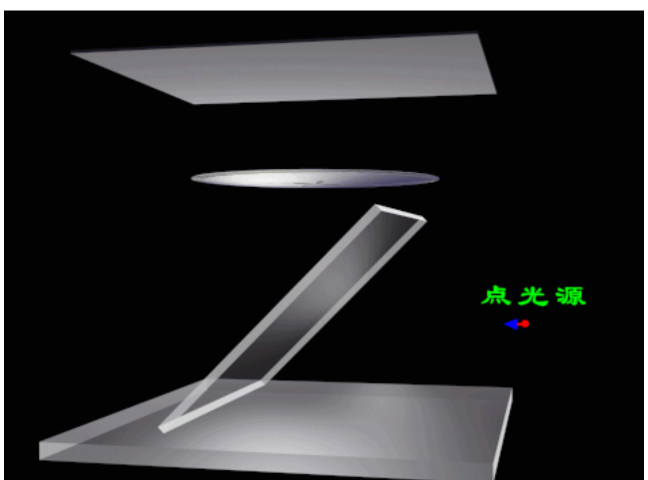
同一光波列的两个光线在*P*点干涉的情况。

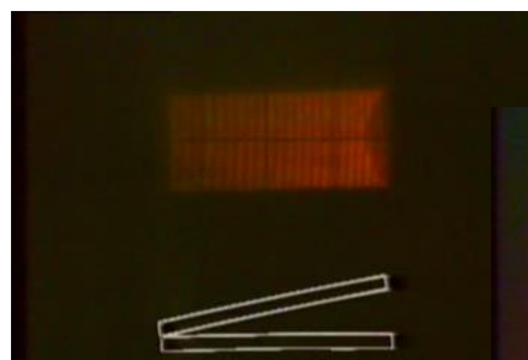


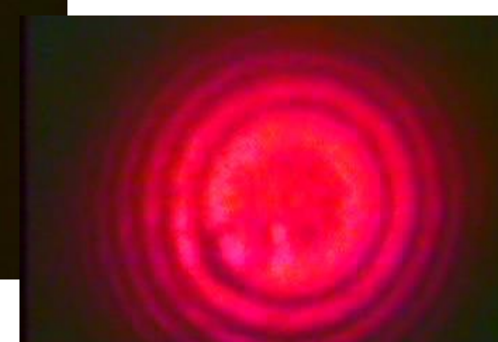
同一光波列在两个反射后的光线在∞处干涉的情况。



发生薄膜下表面的透射光干涉。





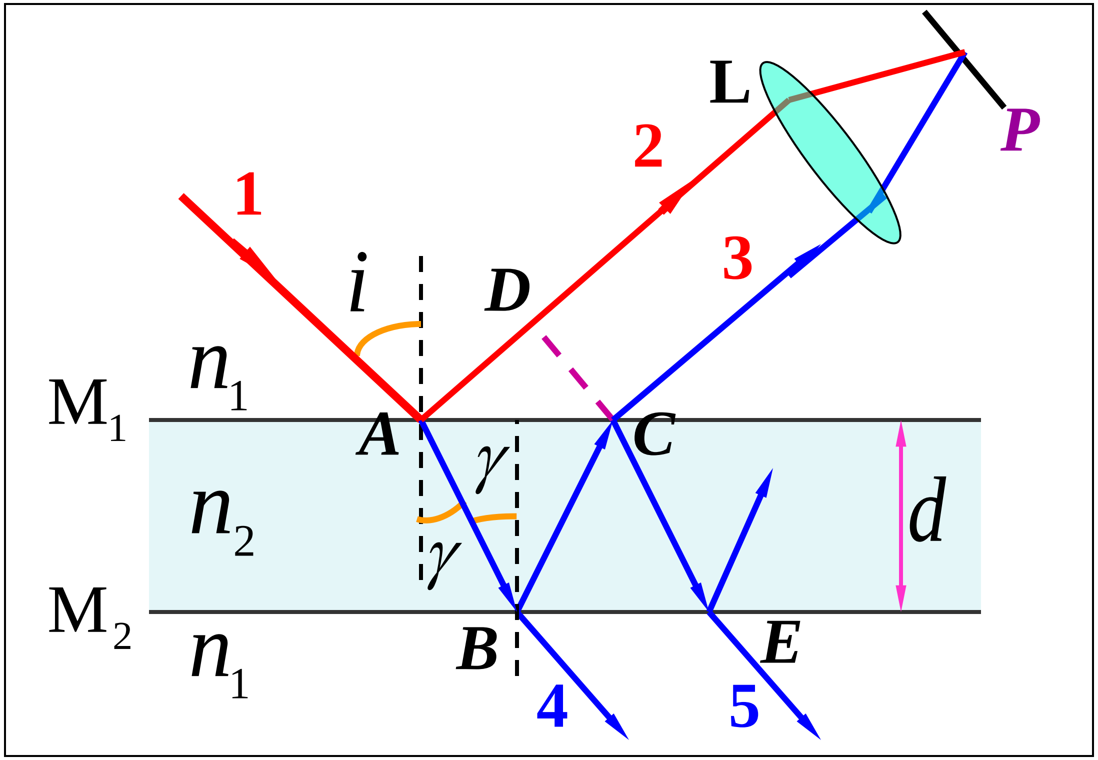


➢ 计算光程差

$$n_2 > n_1$$

$$CD \perp AD$$

$$\frac{\sin i}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1}$$



$$\varDelta_{32} = n_2(AB + BC) - n_1 AD \boxed{+\frac{\lambda}{2}}$$

$$AB = BC = d/\cos\gamma$$

$$AD = AC\sin i = 2d \cdot \tan\gamma \cdot \sin i$$

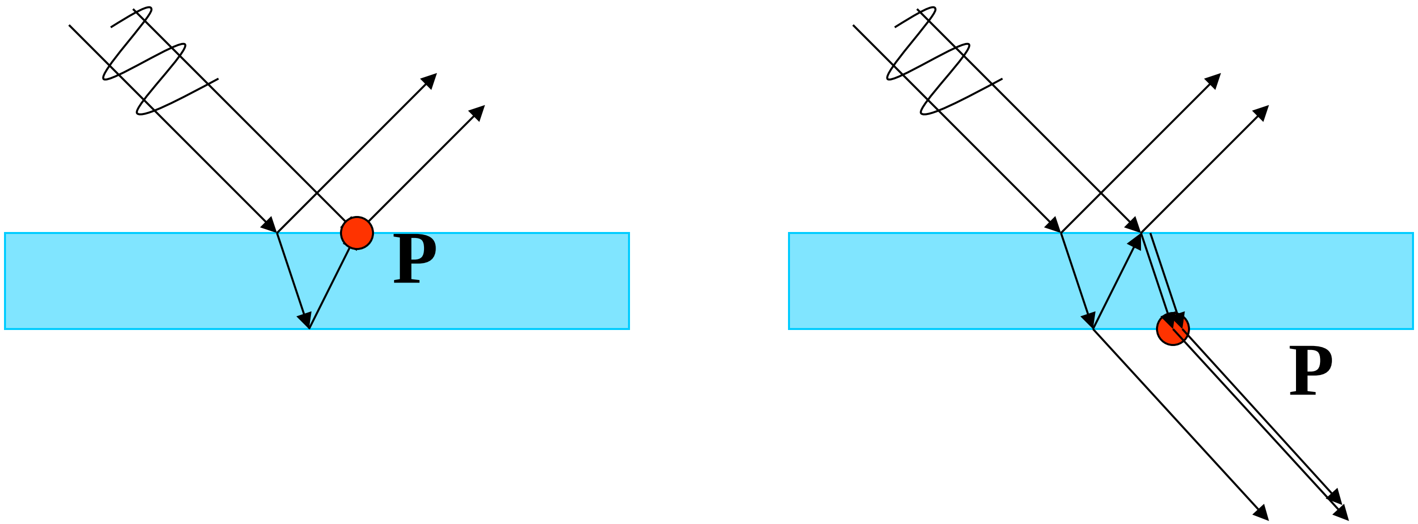
$$\Delta_{32}=\frac{2d}{\cos\gamma}n_2\left(1-\sin^2\gamma\right)+\frac{\lambda}{2}=2n_2d\cos\gamma+\frac{\lambda}{2}$$

- 反射光的光程差 $\Delta_{\mathrm{r}}=2d\sqrt{n_2^2-n_1^2\sin^2 i}+\frac{\lambda}{2}$

- 透射光的光程差 $\Delta_{\mathrm{t}}=2d\sqrt{n_2^2-n_1^2\sin^2 i}$

注意： 透射光和反射光干涉具有互补性，符合能量守恒定律.

发生薄膜上下表面处的反射光干涉与透射光干涉，它们的光程差是和上式完全相同的.

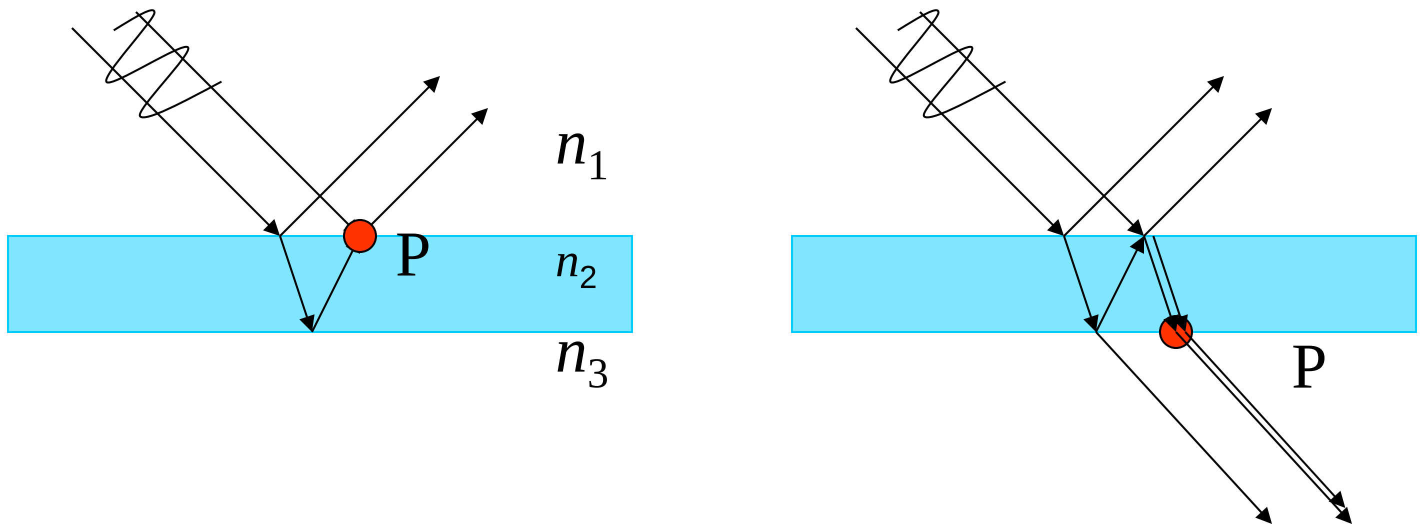


大家要**特别注意**的是对反射光干涉或透射光干涉而言，由于薄膜两边的折射率结构的不同,反射时可能发生不同情况的*<u>半波损失</u>*,因此在光程差计算中必须予以考虑.所以,薄膜干涉的光程差一般公式应为：

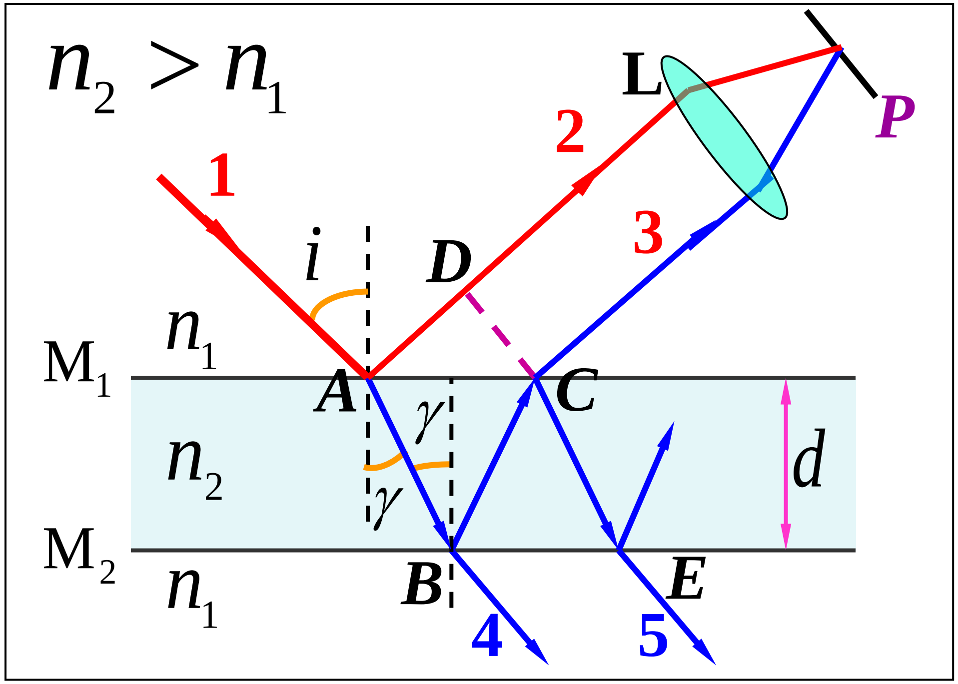
$$\varDelta_{\mathrm{r}} = 2d\sqrt{n_2^{\ 2} - n_1^2 \sin^2 i} + \{0, \lambda/2\}$$

不同折射率结构下的半波损失记入情况:

	$n_1<n_2>n_3$ $n_1>n_2<n_3$	$n_1>n_2>n_3$ $n_1<n_2<n_3$
反射光干涉	$\lambda/2$	0
透射光干涉	0	$\lambda/2$



由上表可知，反射光干涉与透射光干涉在其它条件相同的情况下，光程差相差半个波长.因此,如果反射光干涉加强，透射光干涉一定是相消的.这也反映干涉中的能量守恒.



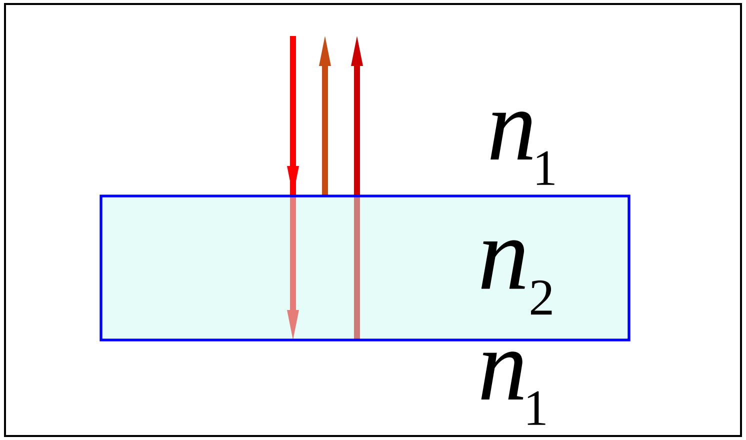
$$\Delta_r = 2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2}$$

$$\Delta_r = \begin{cases} k\lambda & (k = 1, 2, \cdots) \quad \text{加强} \\ (2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 0, 1, 2, \cdots) \quad \text{减弱} \end{cases}$$

◆ **当光线垂直入射时** $i = 0^\circ$

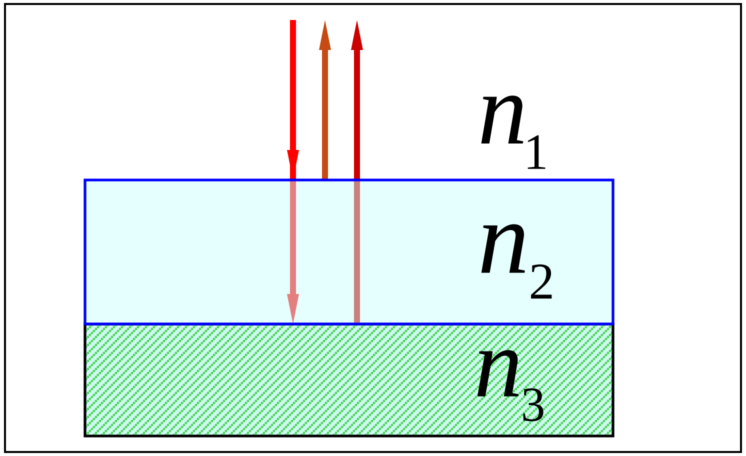
当 $n_2 > n_1$ 时

$$\Delta_{\mathrm{r}} = 2dn_2 + \frac{\lambda}{2}$$



当 $n_3 > n_2 > n_1$ 时

$$\Delta_{\mathrm{r}} = 2dn_2$$



(2) 透射光的光程差 $\Delta_{\mathrm{t}} = 2dn_1 + \lambda / 2$

$$k = 1, \qquad \lambda = \frac{2n_1 d}{1 - 1/2} = 2208\mathrm{nm}$$

紫红色

$$k = 2, \qquad \lambda = \frac{2n_1 d}{2 - 1/2} = 736\mathrm{nm}$$

红光

$$k = 3, \qquad \lambda = \frac{2n_1 d}{3 - 1/2} = 441.6\mathrm{nm}$$

紫光

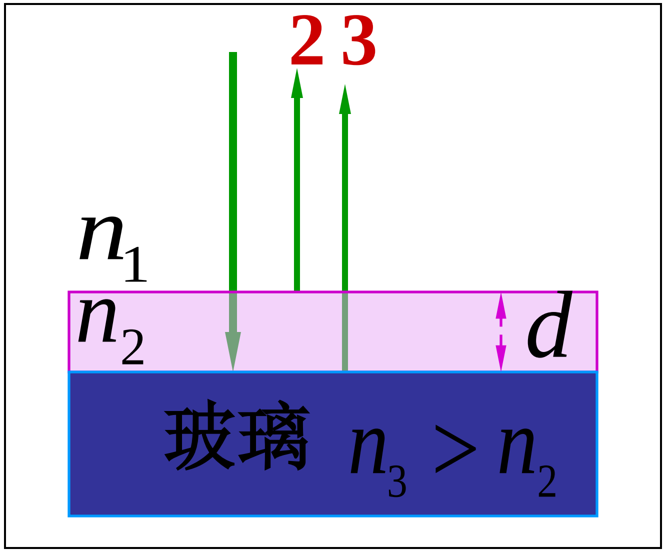
$$k = 4, \qquad \lambda = \frac{2n_1 d}{4 - 1/2} = 315.4\mathrm{nm}$$

◆ 增透膜和增反膜

利用薄膜干涉可以提高光学器件的透光率．

例2 为了增加透射率，求 氟化镁膜的最小厚度.

已知 空气 $n_1 = 1.00$,氟化镁 $n_2 = 1.38$, $\lambda = 550\text{nm}$



氟化镁为增透膜

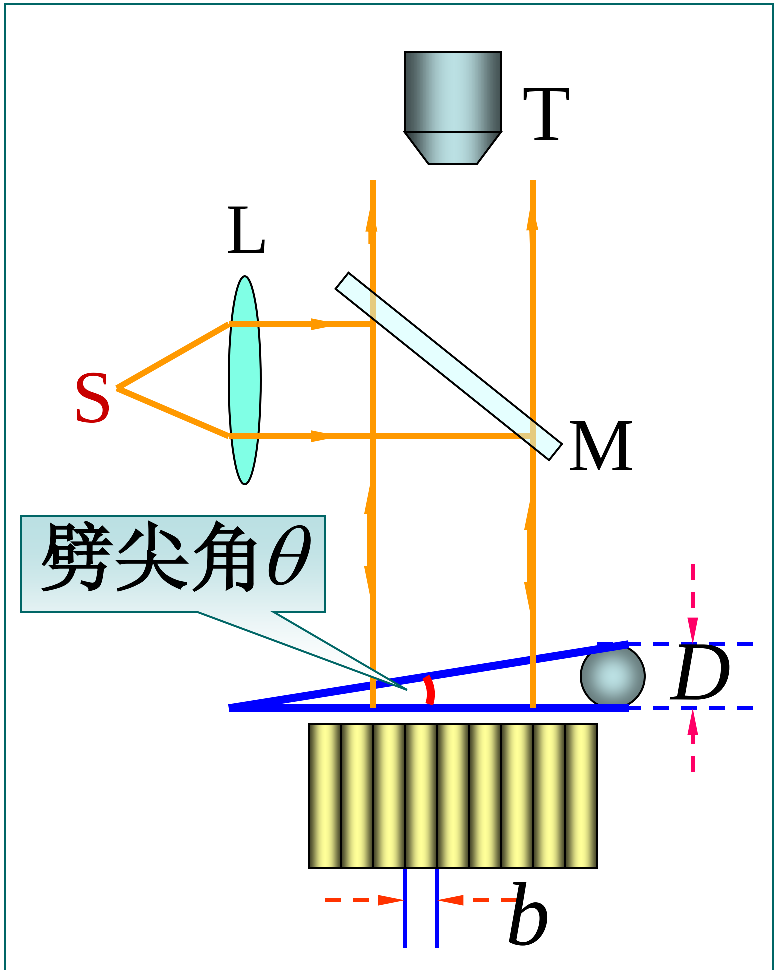
解 $\Delta_{\mathrm{r}} = 2dn_2 = (2k+1)\dfrac{\lambda}{2}$ 减弱

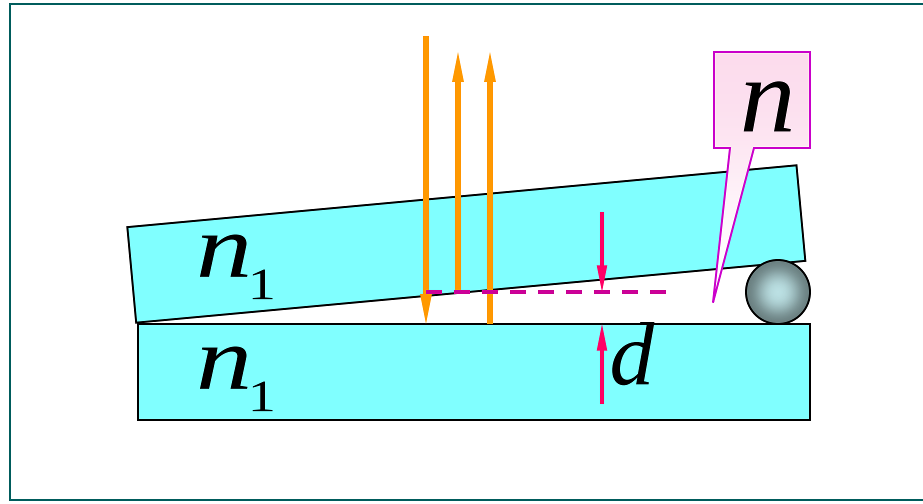
取 $k = 0$

$$d = d_{\min} = \frac{\lambda}{4n_2} = 99.6\text{nm}$$

则 $\Delta_{\mathrm{t}} = 2n_2 d + \dfrac{\lambda}{2} = \lambda$ （增强）

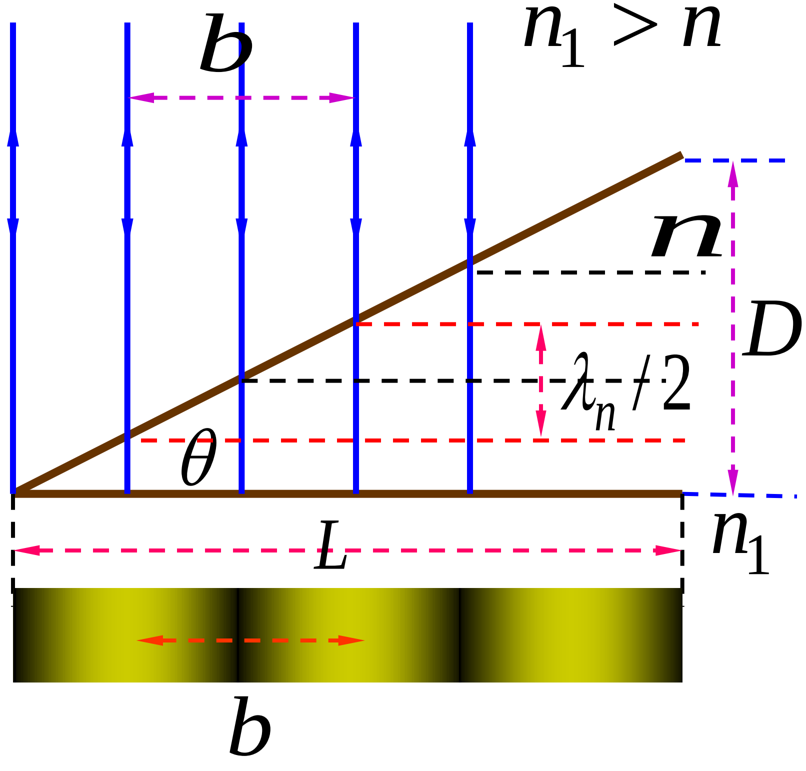
二 劈尖的等厚干涉





$$\Delta = 2nd + \boxed{\frac{\lambda}{2}} \Leftarrow \boxed{\because n < n_1}$$

$$\Delta = \begin{cases} k\lambda, \quad k = 1,2,\cdots & \text{明纹} \\ (2k+1)\dfrac{\lambda}{2}, \quad k = 0,1,\cdots & \text{暗纹} \end{cases}$$



劈尖干涉

特征

1）劈尖 $d=0$

$$\Delta=\frac{\lambda}{2}\text{为暗纹.}$$

$$d=\begin{cases}(k-\dfrac{1}{2})\dfrac{\lambda}{2n} & \text{（明纹）}\\[2ex] k\lambda/2n & \text{（暗纹）}\end{cases}$$

2）相邻明纹（暗纹）间的厚度差

一明纹与相邻明纹之间，光程差之差为 λ

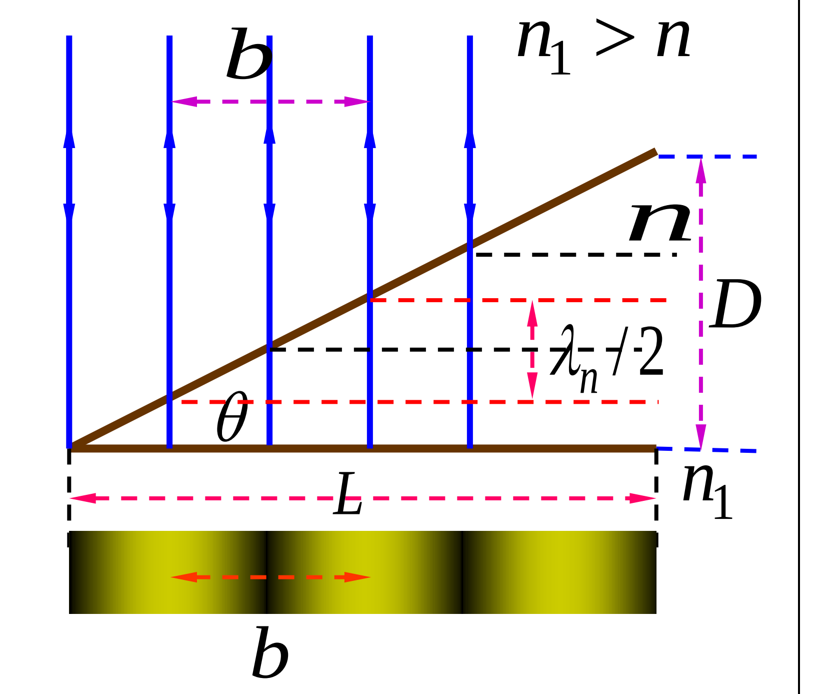
厚度差呢？$2n\Delta d=\lambda$

$$d_{i+1}-d_i=\frac{\lambda}{2n}=\frac{\lambda_n}{2}$$

$$\theta\approx D/L \qquad \theta\approx\frac{\lambda_n/2}{b}$$

3）条纹间距（明纹或暗纹）

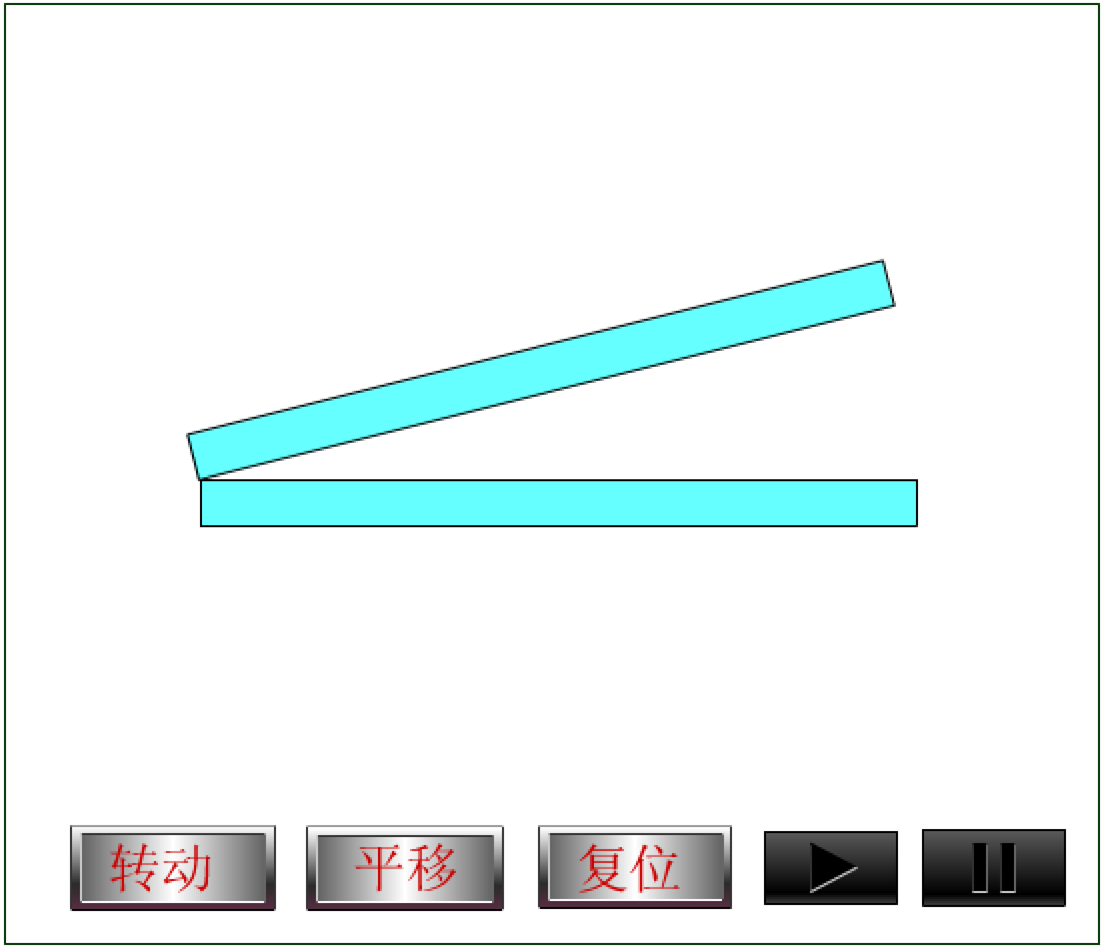
$$b=\frac{\lambda}{2n\theta} \qquad D=\frac{\lambda_n}{2b}L=\frac{\lambda}{2nb}L$$



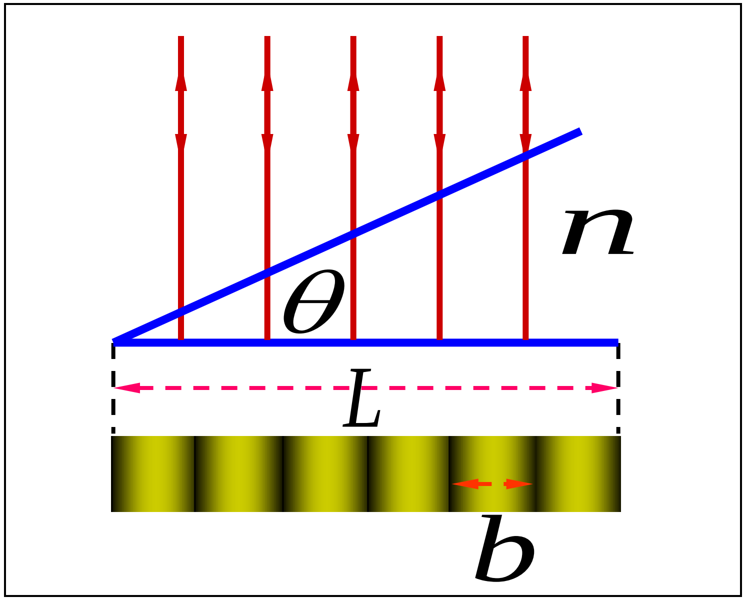
劈尖干涉

4）干涉条纹的移动

每一条纹对应劈尖内的一个厚度，当此厚度发生改变时，对应的条纹随之移动。



例 3 有一玻璃劈尖，放在空气中，劈尖夹角 $\theta = 8\times10^{-5}\mathrm{rad}$，用波长 $\lambda = 589\mathrm{nm}$ 的单色光垂直入射时，测得干涉条纹的宽度 $b = 2.4\mathrm{mm}$，求这玻璃的折射率.



解 $\because \quad \theta = \dfrac{\lambda_n}{2b} = \dfrac{\lambda}{2nb}$

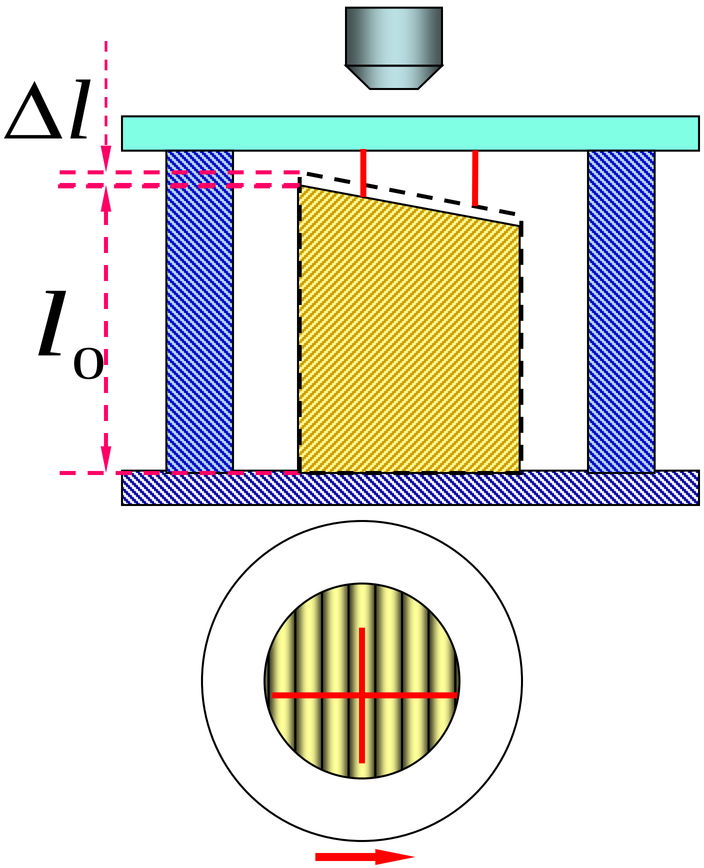
$\therefore \quad n = \dfrac{\lambda}{2\theta b}$

$$n = \frac{5.89\times10^{-7}\,\mathrm{m}}{2\times8\times10^{-5}\times2.4\times10^{-3}\,\mathrm{m}} = 1.53$$

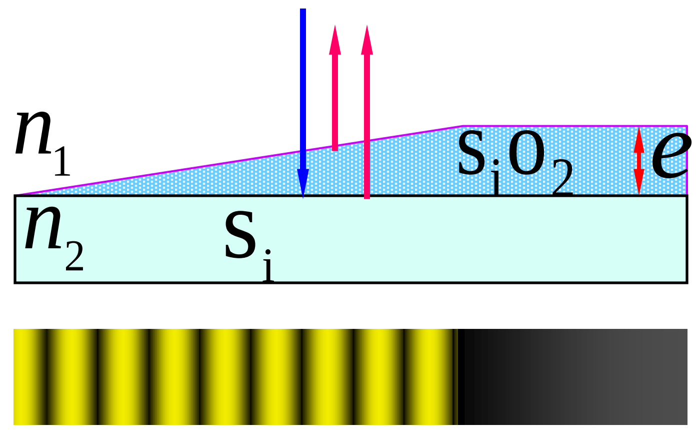
劈尖干涉的应用

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

1）干涉膨胀仪

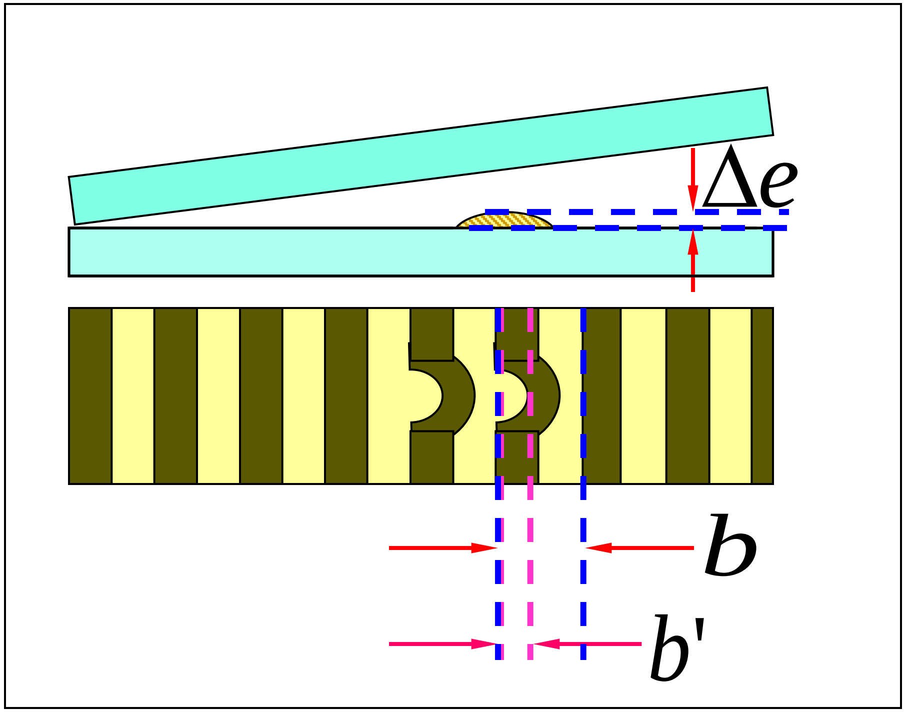


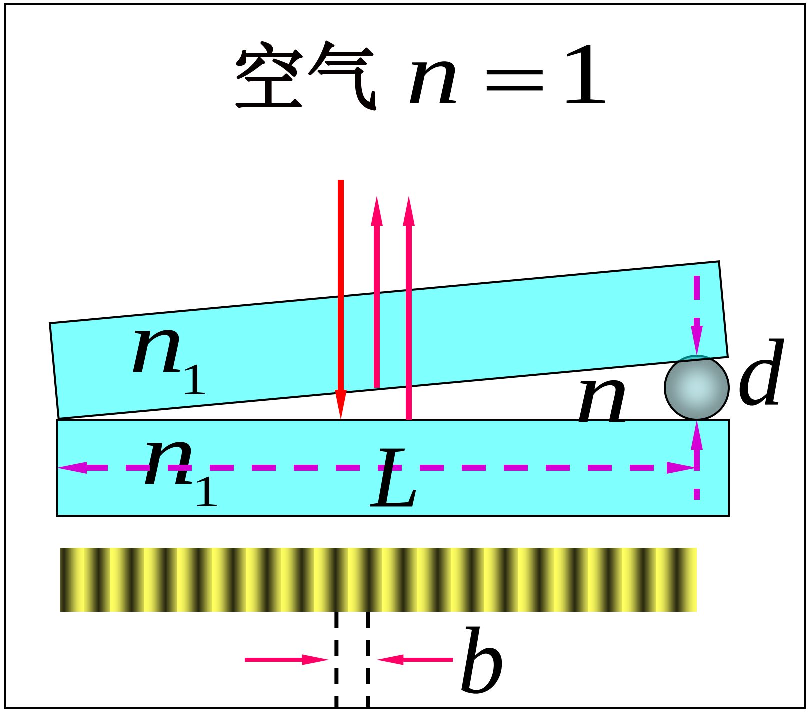
2）测膜厚



$$e = N\frac{\lambda}{2n_1}$$

3）检验光学元件表面的平整度　　**4**）测细丝的直径

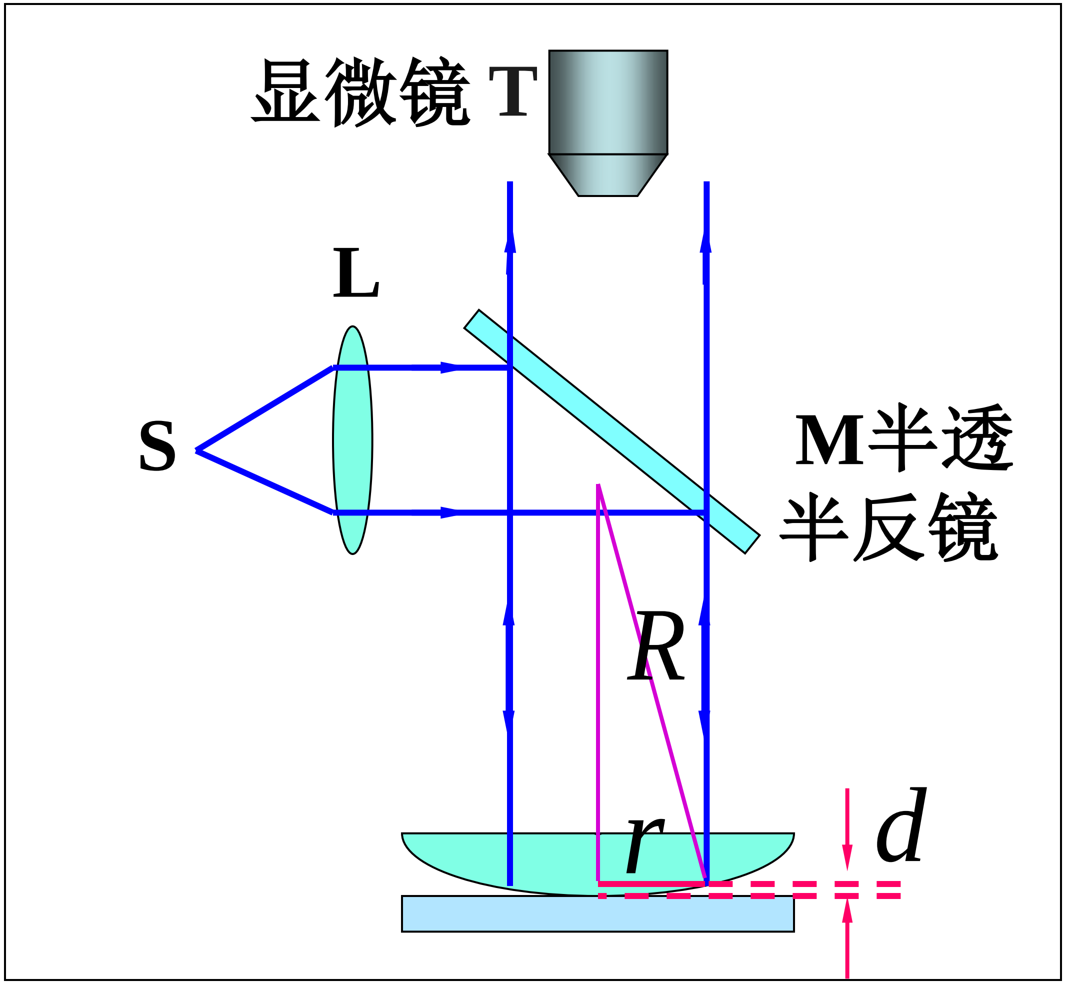




$$\Delta e=\frac{b'}{b}\frac{\lambda}{2}\approx\frac{1}{3}\cdot\frac{\lambda}{2}=\frac{\lambda}{6}$$

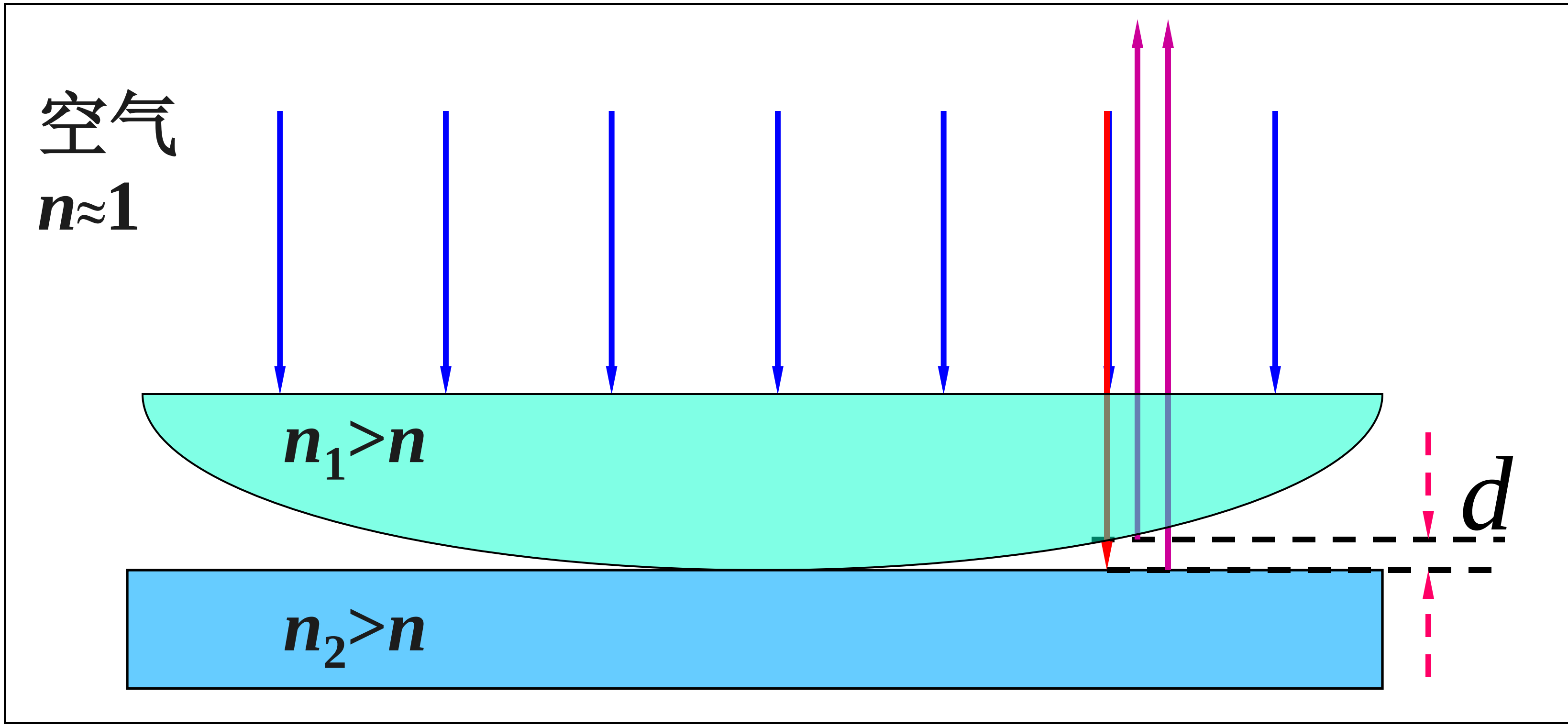
$$d=\frac{\lambda}{2n}\cdot\frac{L}{b}$$

三 牛顿环（Newton Rings）干涉



牛顿环干涉图样

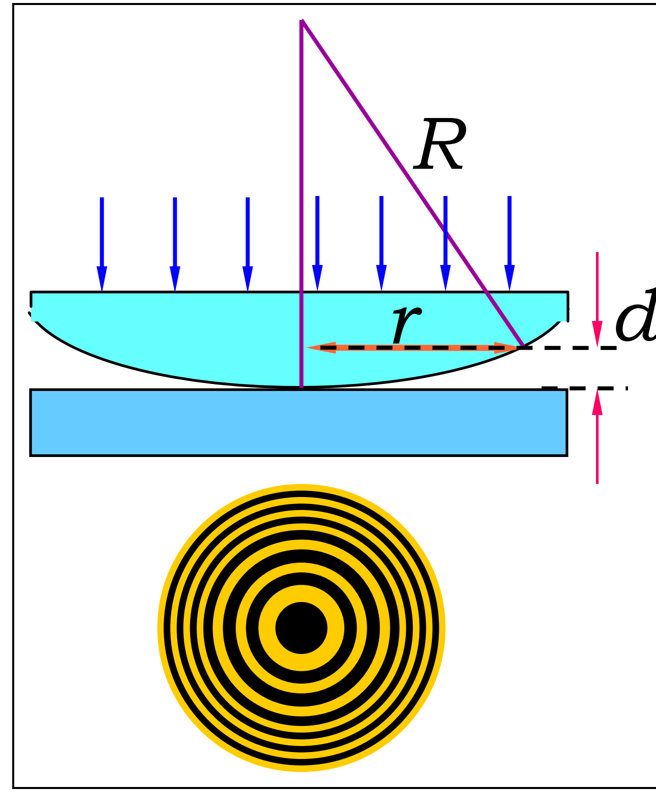
牛顿环由一块平板玻璃和一平凸透镜组成



光程差

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

光程差 $\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2}$



$$\Delta = \begin{cases} k\lambda \quad (k = 1, 2, \cdots) & \text{明纹} \\ (k + \frac{1}{2})\lambda \quad (k = 0, 1, \cdots) & \text{暗纹} \end{cases}$$

$$r^2 = R^2 - (R - d)^2 = 2dR - d^2$$

$$\because R >> d \quad \therefore d^2 \approx 0$$

$$r = \sqrt{2dR} = \sqrt{(\Delta - \frac{\lambda}{2})R} \Rightarrow \begin{cases} r = \sqrt{(k - \frac{1}{2})R\lambda} & \text{明环半径} \\ r = \sqrt{kR\lambda} & \text{暗环半径} \end{cases}$$

讨论

明环半径 $r=\sqrt{(k-\frac{1}{2})R\lambda}\quad (k=1,2,3,\cdots)$

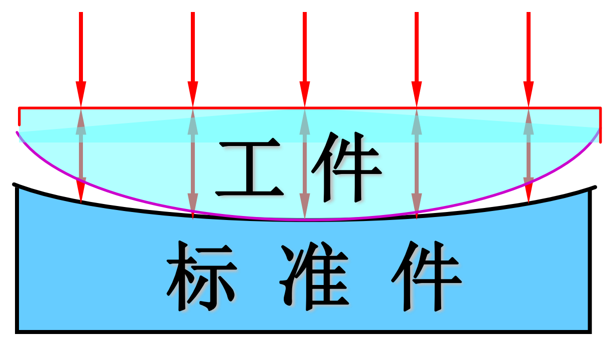
暗环半径 $r=\sqrt{kR\lambda}\quad (k=0,1,2,\cdots)$

1）从反射光中观测，中心点是暗点还是亮点？从透射光中观测，中心点是暗点还是亮点？

2）属于等厚干涉，条纹间距不等，为什么？

3）将牛顿环置于 $n>1$ 的液体中，条纹如何变？

4）应用例子:可以用来测量光波波长，用于检测透镜质量，曲率半径等.

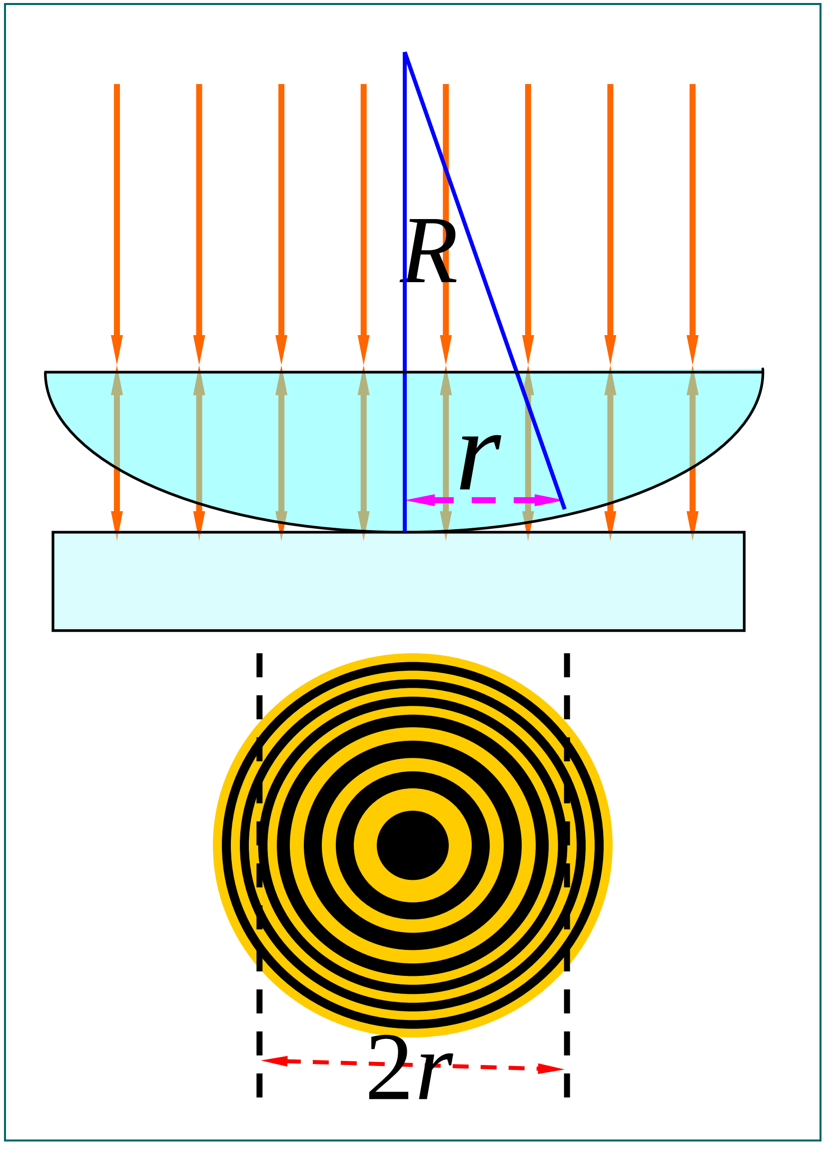


测量透镜的曲率半径

$$r_k^2 = kR\lambda$$

$$r_{k+m}^2 = (k+m)R\lambda$$

$$R = \frac{r_{k+m}^2 - r_k^2}{m\lambda}$$



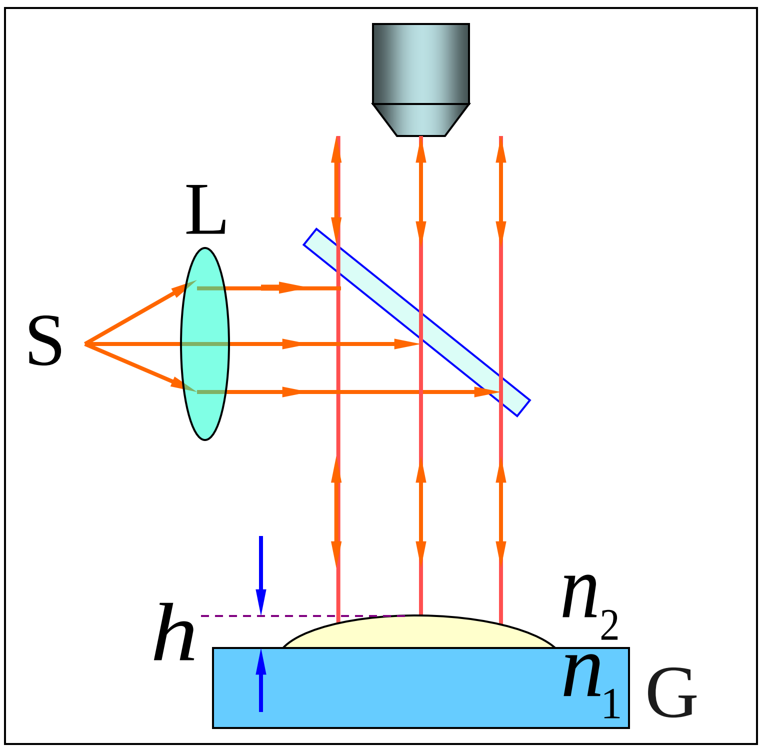
例1 用氦氖激光器发出的波长为633nm的单色光做牛顿环实验，测得第个 k 暗环的半径为5.63mm，第 k+5 暗环的半径为7.96mm，求平凸透镜的曲率半径R.

解 $r_k = \sqrt{kR\lambda}$ $\qquad r_{k+5} = \sqrt{(k+5)R\lambda}$

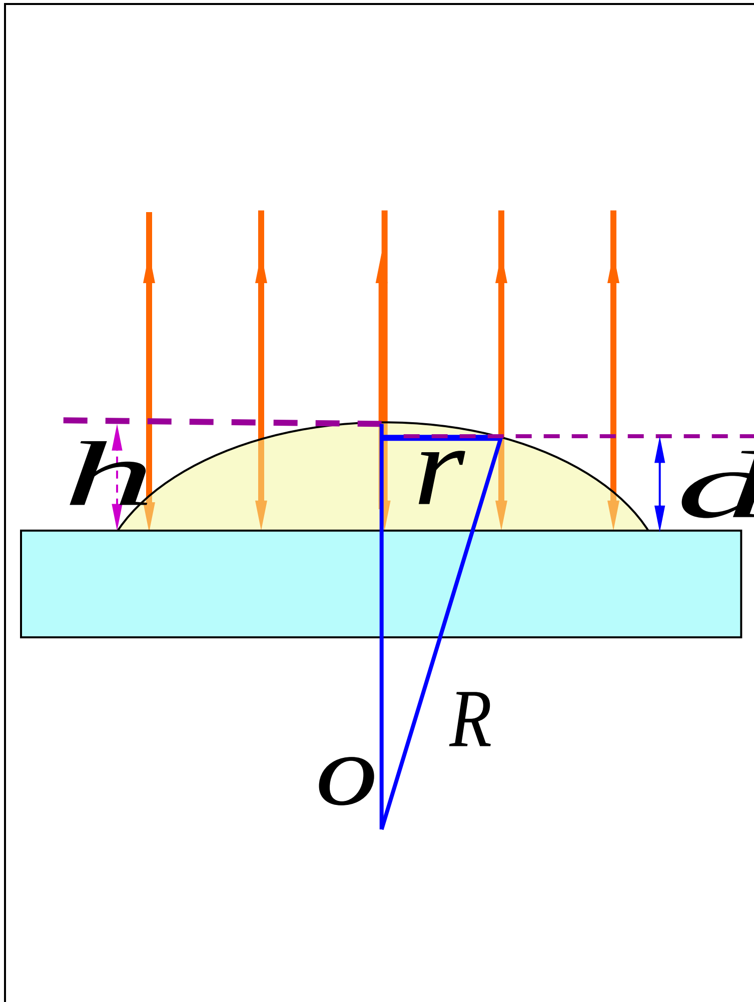
$$5R\lambda = \left(r_{k+5}^2 - r_k^2\right)$$

$$R = \frac{r_{k+5}^2 - r_k^2}{5\lambda} = \frac{(7.96\text{mm})^2 - (5.63\text{mm})^2}{5\times 633\text{nm}} = 10.0\text{m}$$

例2 如图所示为测量油膜折射率的实验装置，在平面玻璃片G上放一油滴，并展开成圆形油膜，在波长 $\lambda=600\text{nm}$ 的单色光垂直入射下，从反射光中可观察到油膜所形成的干涉条纹．已知玻璃的折率



$n_1=1.50$，油膜的折射率 $n_2=1.20$ 问：当油膜中心最高点与玻璃片的上表面相距 $h=8.0\times10^2\text{nm}$时，干涉条纹如何分布？可见明纹的条数及各明纹处膜厚？中心点的明暗程度如何？若油膜展开条纹如何变化?



解 1）条纹为同心圆

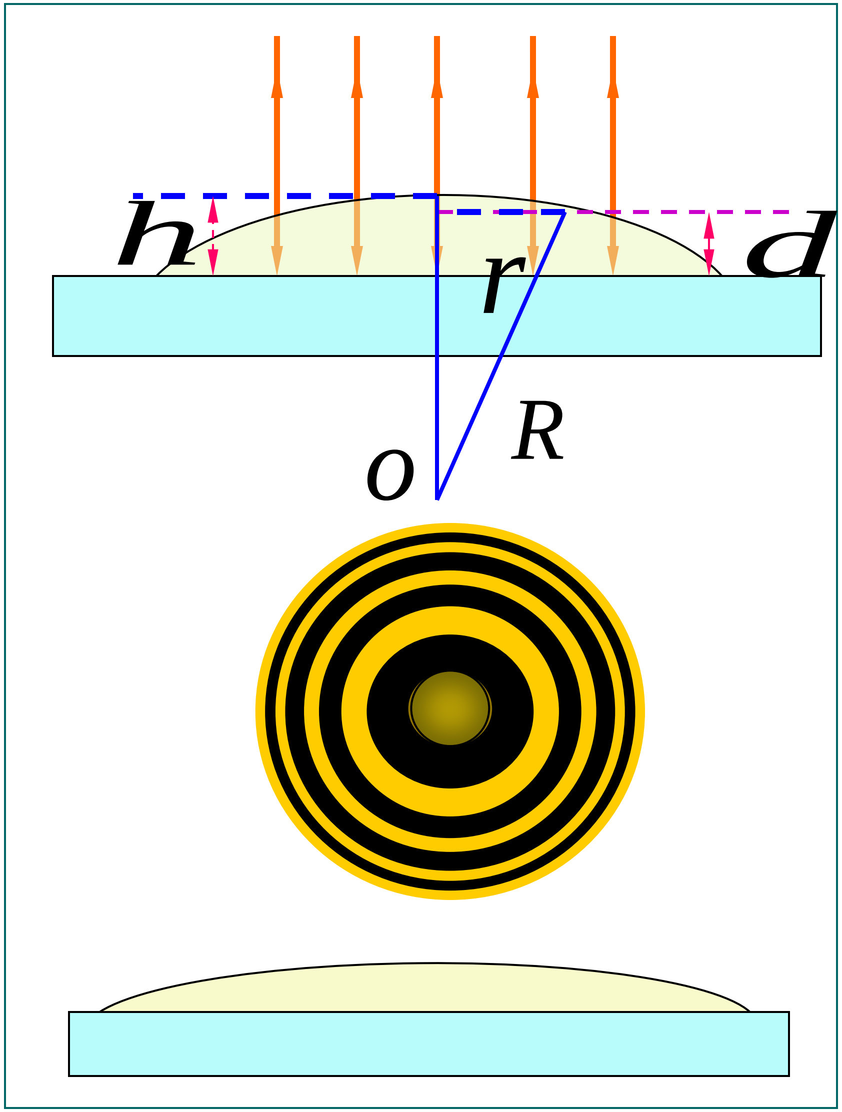
$$\Delta = 2n_2 d_k = k\lambda$$ 明纹

$$d_k = k\frac{\lambda}{2n_2} \quad k = 0,1,2,\cdots$$

油膜边缘 $k = 0, d_0 = 0$ 明纹

$$k = 1, \quad d_1 = 250\text{nm}$$

$$k = 2, \quad d_2 = 500\text{nm}$$



$$k = 3, \quad d_3 = 750\text{nm}$$

$$k = 4, \quad d_4 = 1000\text{nm}$$

由于$h = 8.0 \times 10^2\ \text{nm}$故可观察到四条明纹．当油滴展开时，条纹间距变大，条纹数减少.

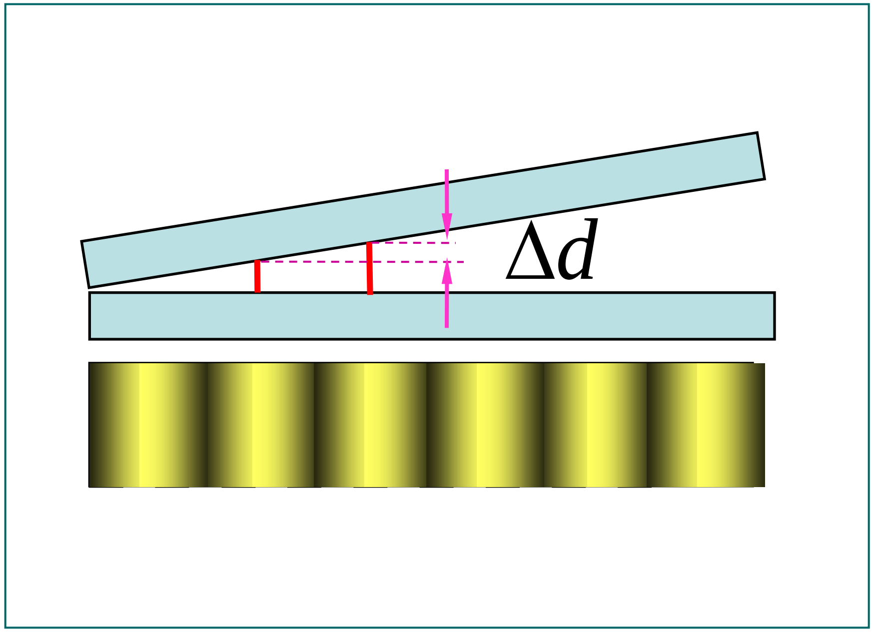
$$R^2 = r^2 + [R - (h - d)]^2$$

$$r^2 \approx 2R(h-d) \quad R \approx \frac{r^2}{2(h-d)}$$

总结

1）干涉条纹为光程差相同的点的轨迹，即厚度相等的点的轨迹，这种干涉称为等厚干涉。

像薄膜干涉，干涉条纹为倾角相等的点的轨迹，这种干涉称为等倾干涉。

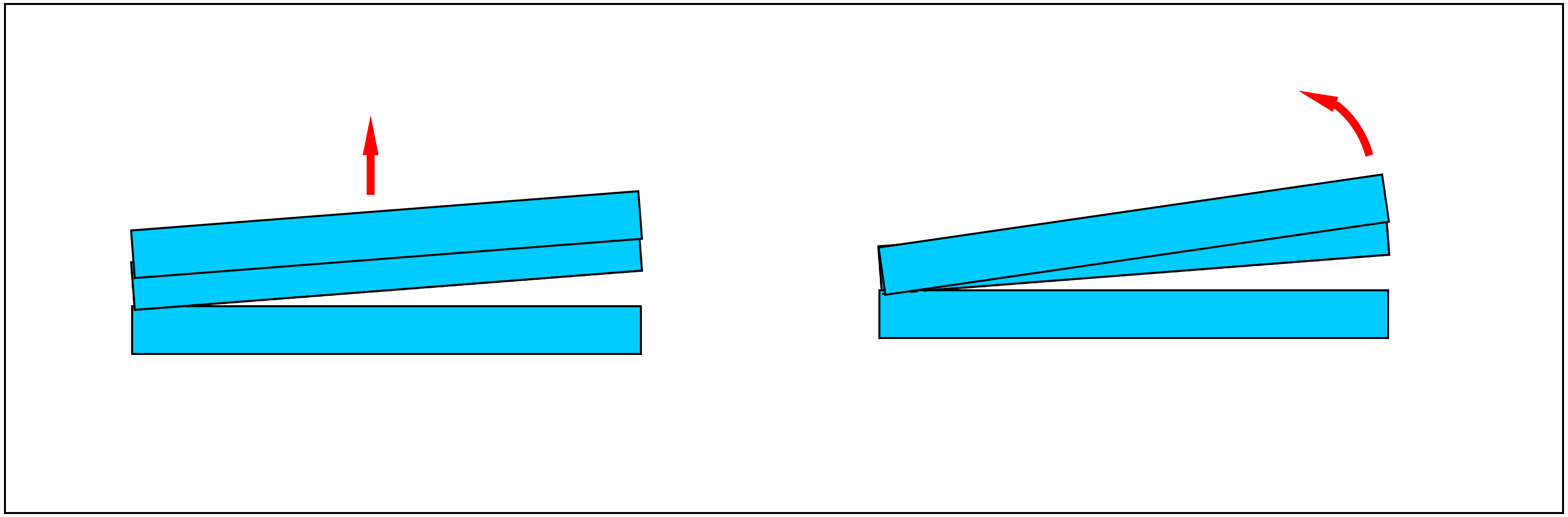


$$\Delta k = 1$$

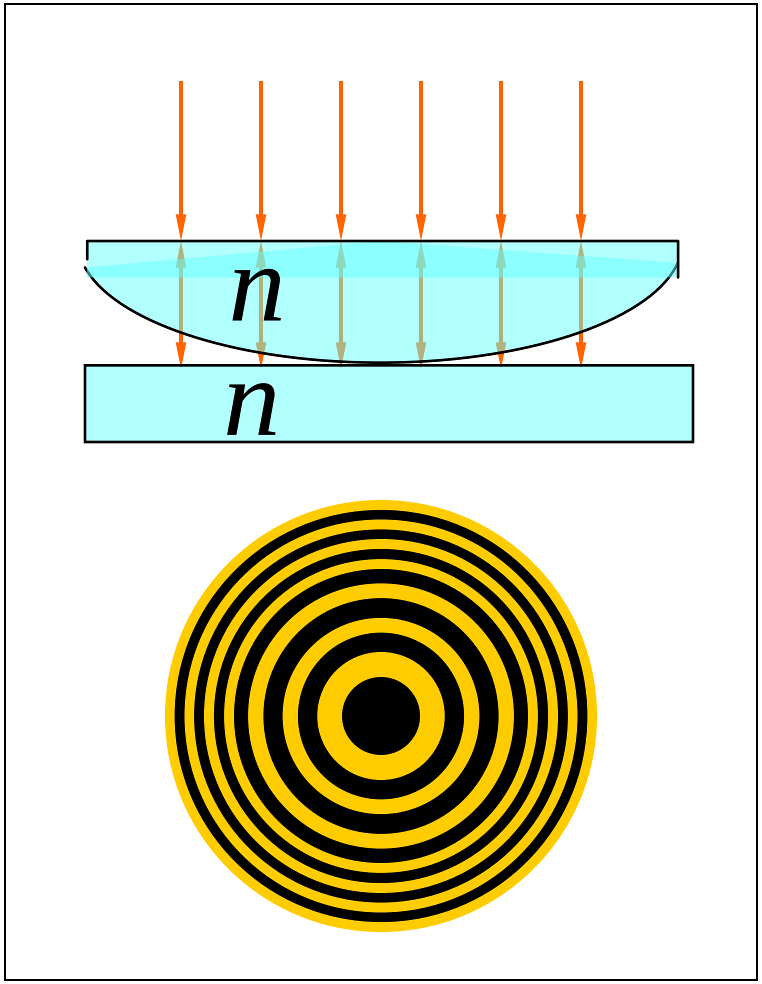
$$\Delta d = \frac{\lambda}{2n}$$

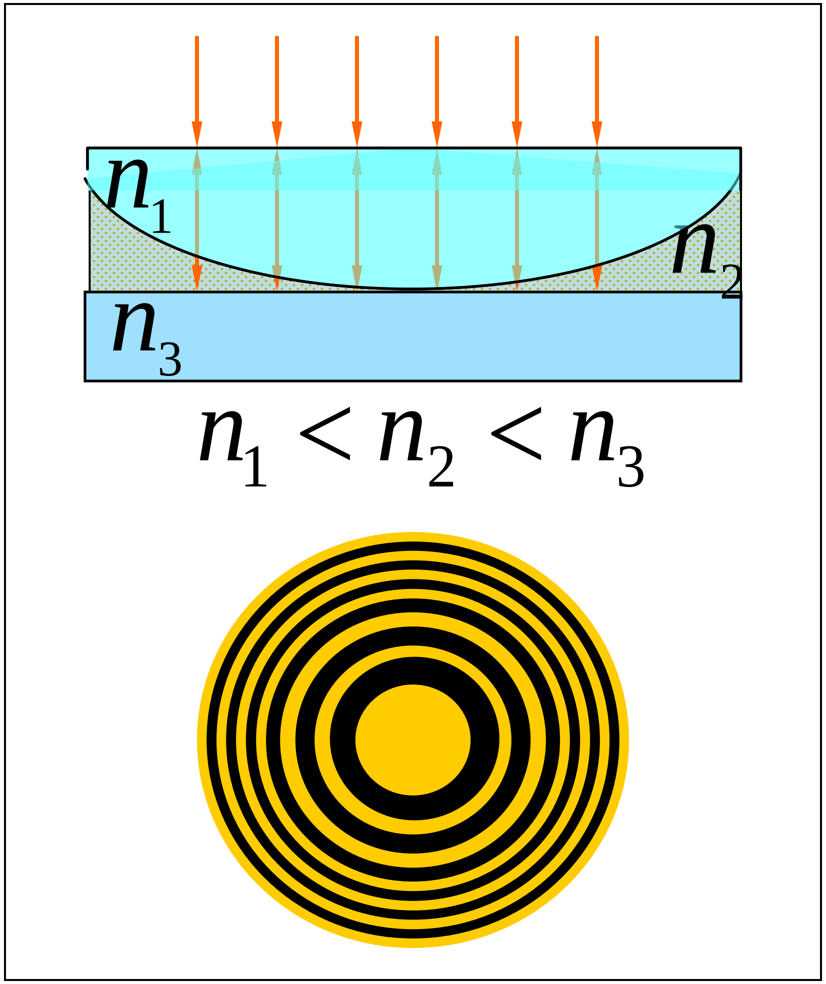
2）厚度线性增长条纹等间距，厚度非线性增长条纹不等间距

3）条纹的动态变化分析（ n, λ, θ 变化时）

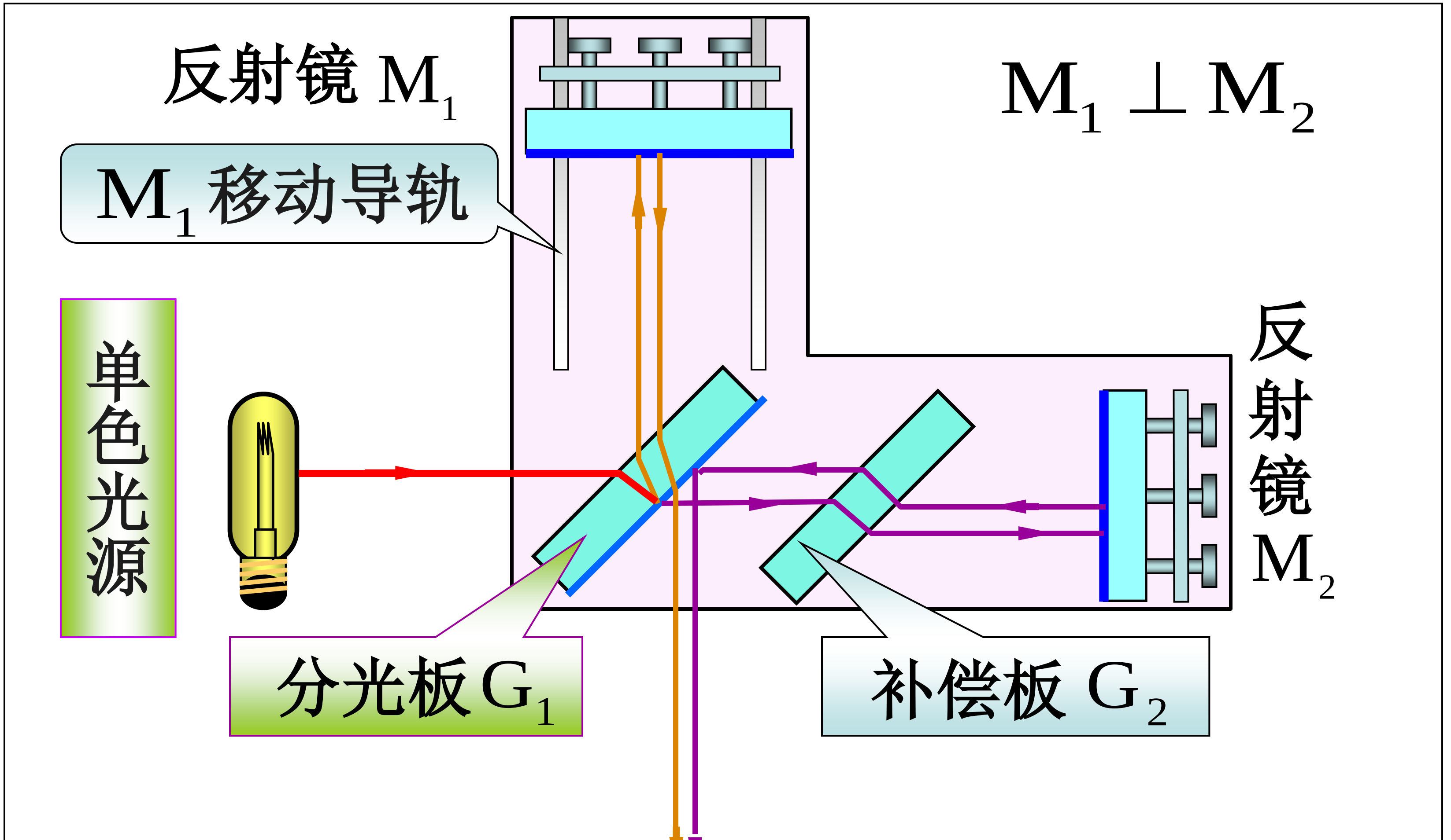


4）半波损失需具体问题具体分析

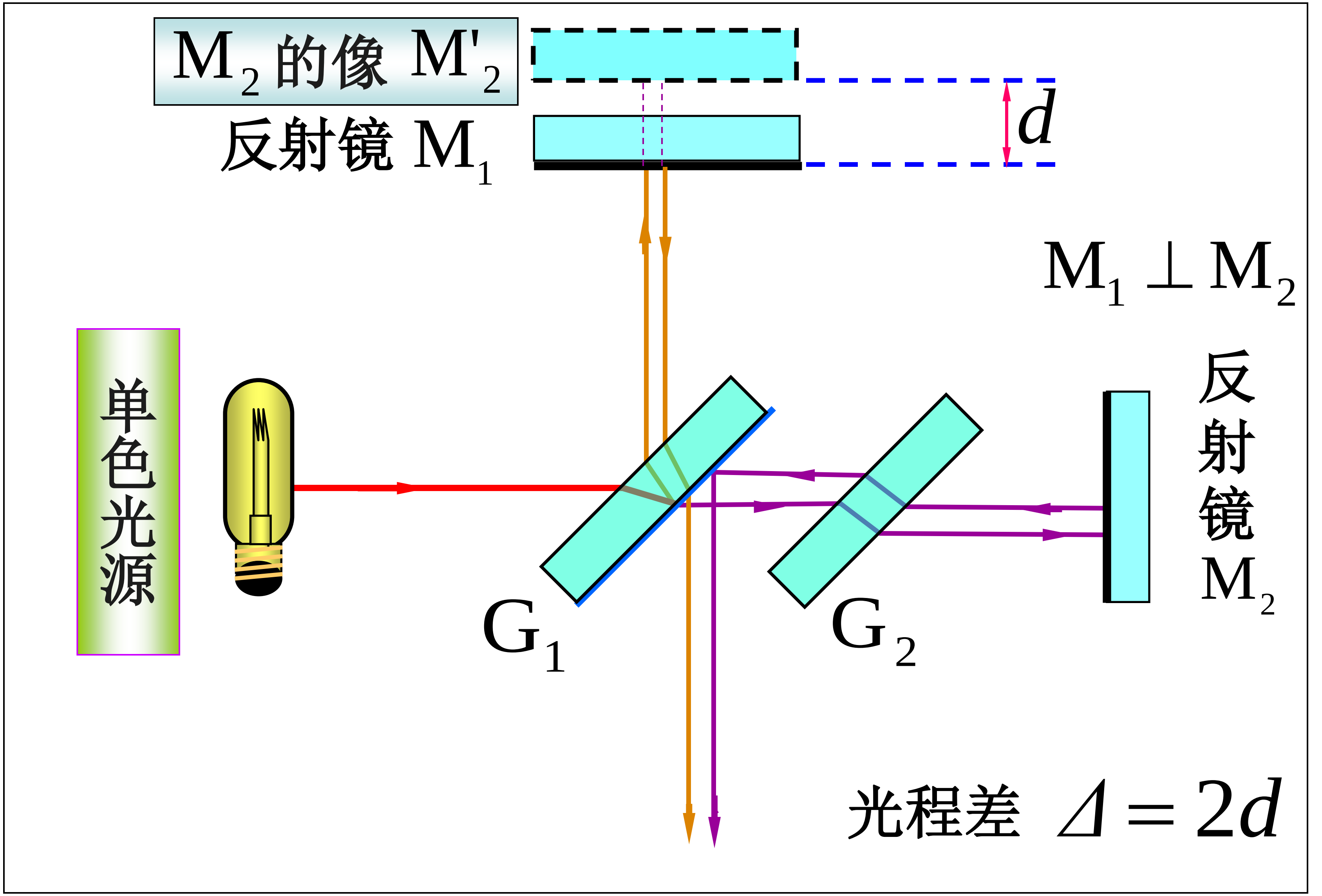




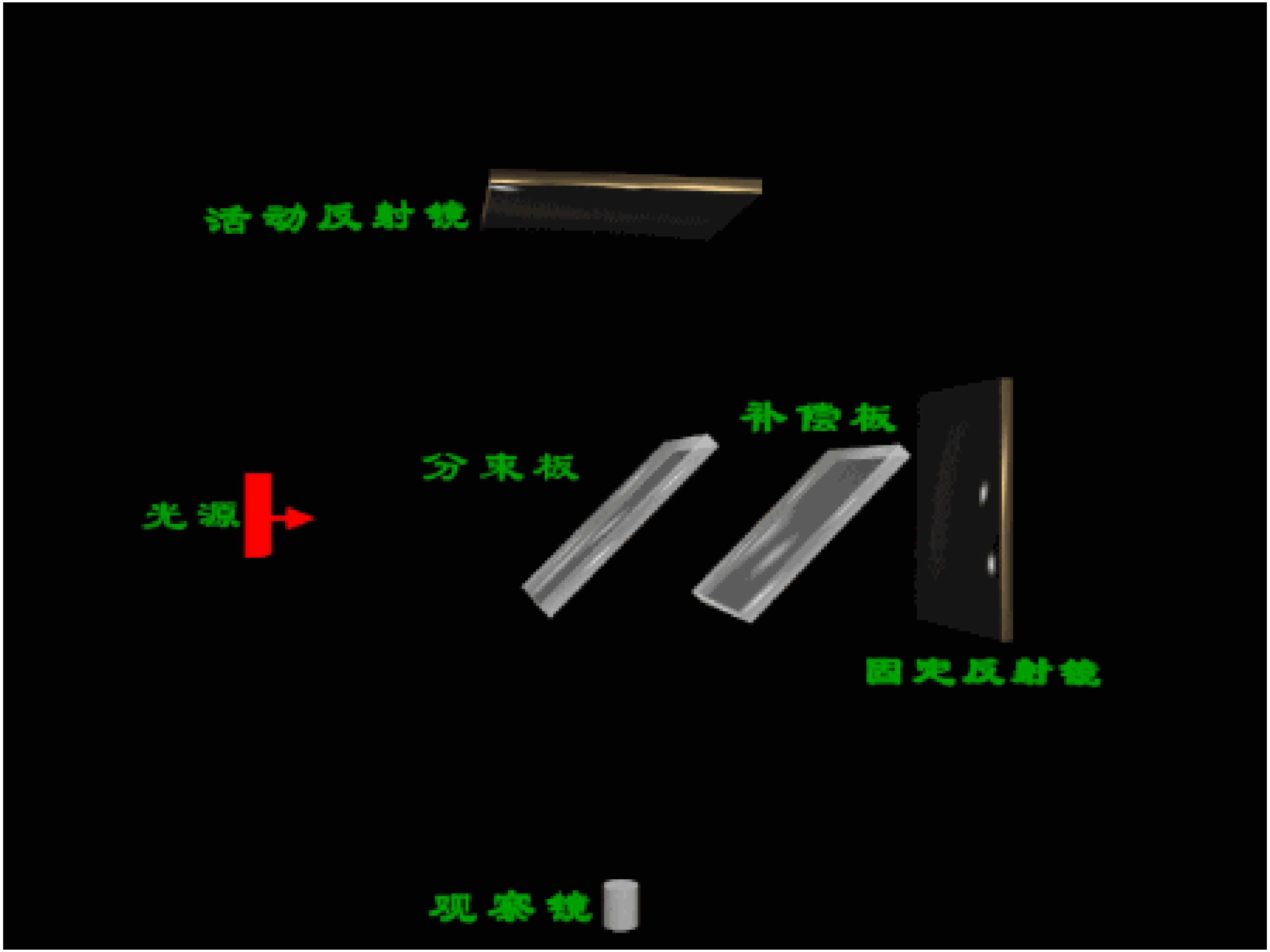
四 迈克耳孙干涉仪(Michelson interferometer)



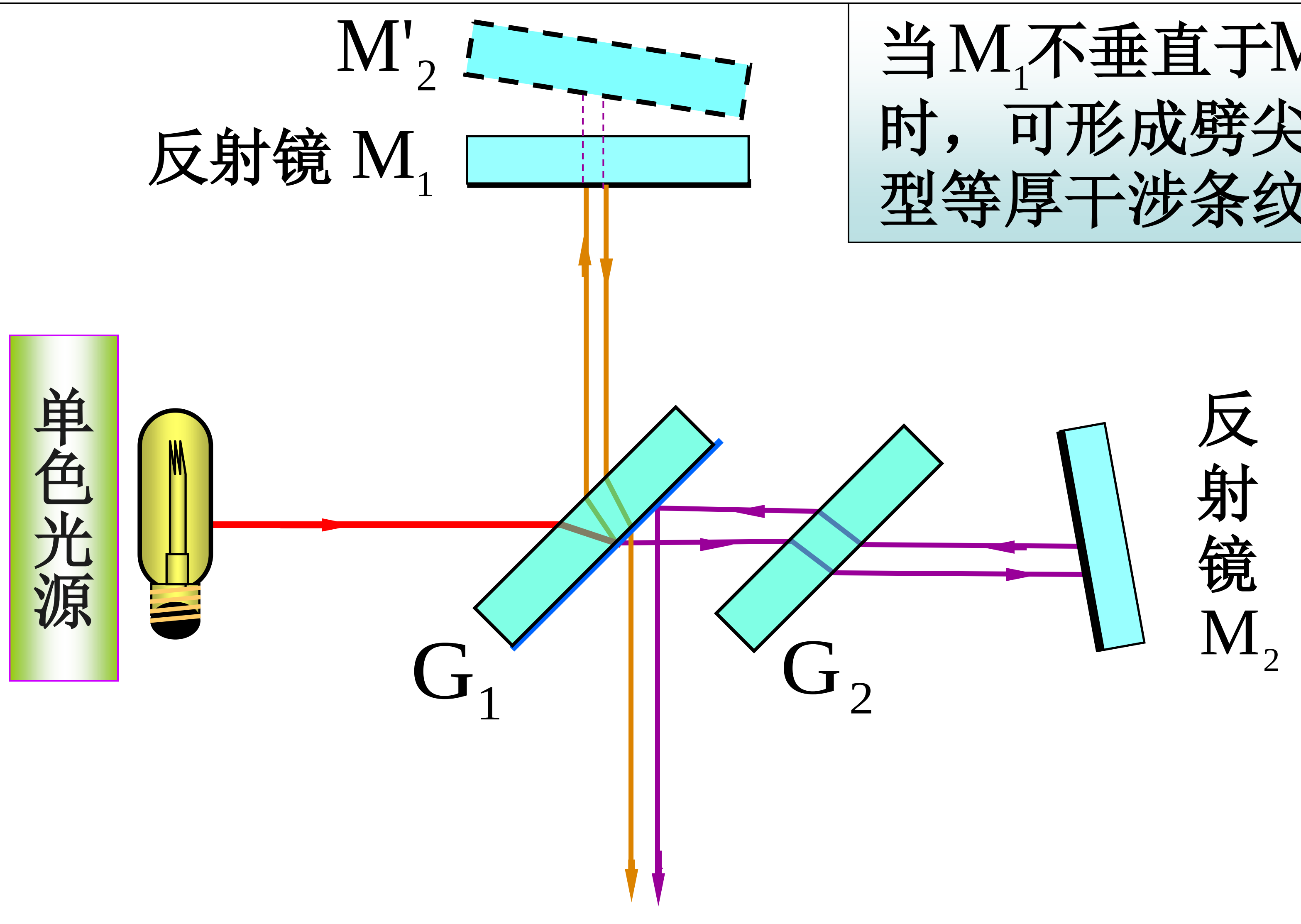
$G_1 // G_2$ 与 M_1, M_2 成 45^0角



M₂的像 M'₂
反射镜 M₁
d
$M_1 \perp M_2$
单色光源
反射镜 M₂
G_1
G_2
光程差 $\Delta = 2d$

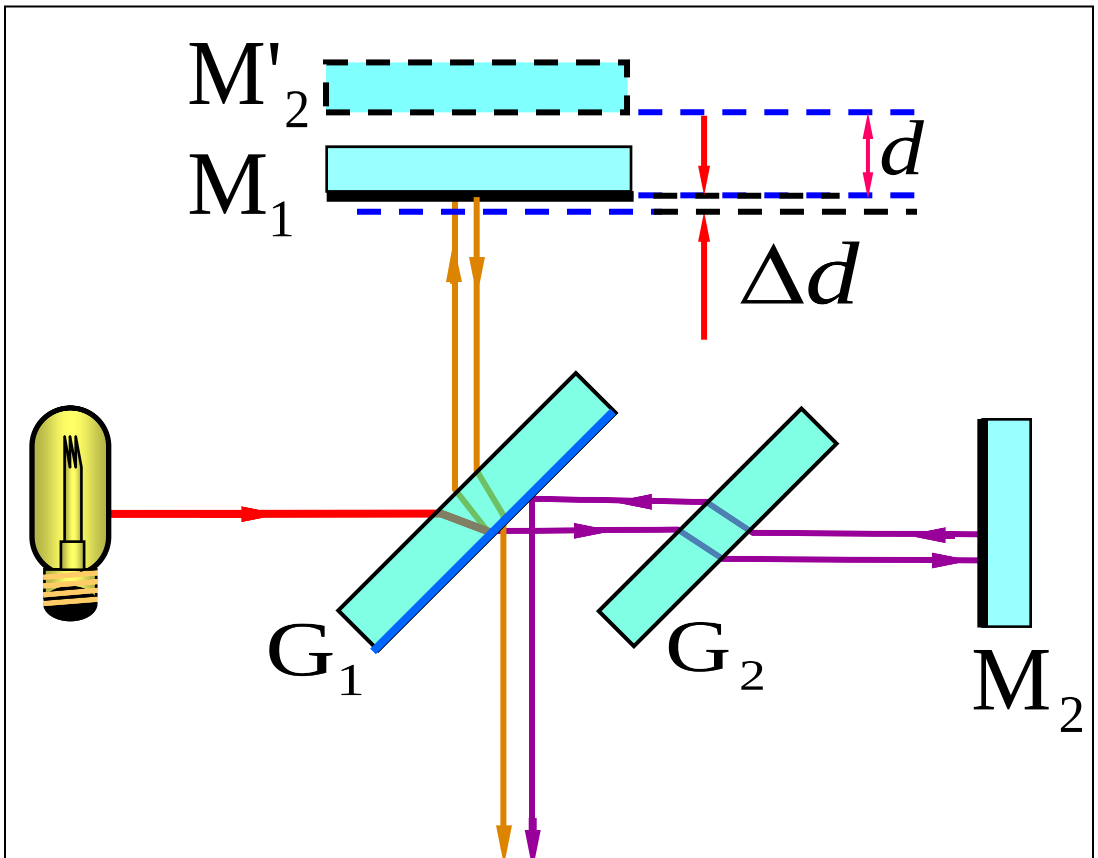

活动反射镜
补偿板
分束板
光源
固定反射镜
观察镜

当M_1不垂直于M_2时，可形成劈尖型等厚干涉条纹.



迈克尔孙干涉仪的主要特性

两相干光束在空间完全分开，并可用移动反射镜或在光路中加入介质片的方法改变两光束的光程差.



移动反射镜

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

M_1 移动距离

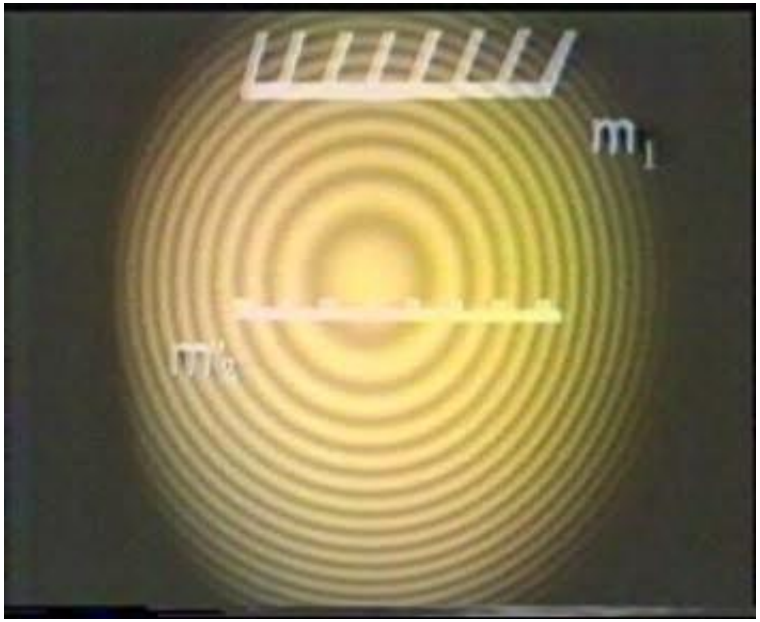
干涉条纹移动数目

$$\Delta = 2d\cos\gamma = 2d\cos i$$

➢ 干涉条纹的移动

因为 $= 2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2\sin^2 i}$

$n_1 = n_2 = 1$

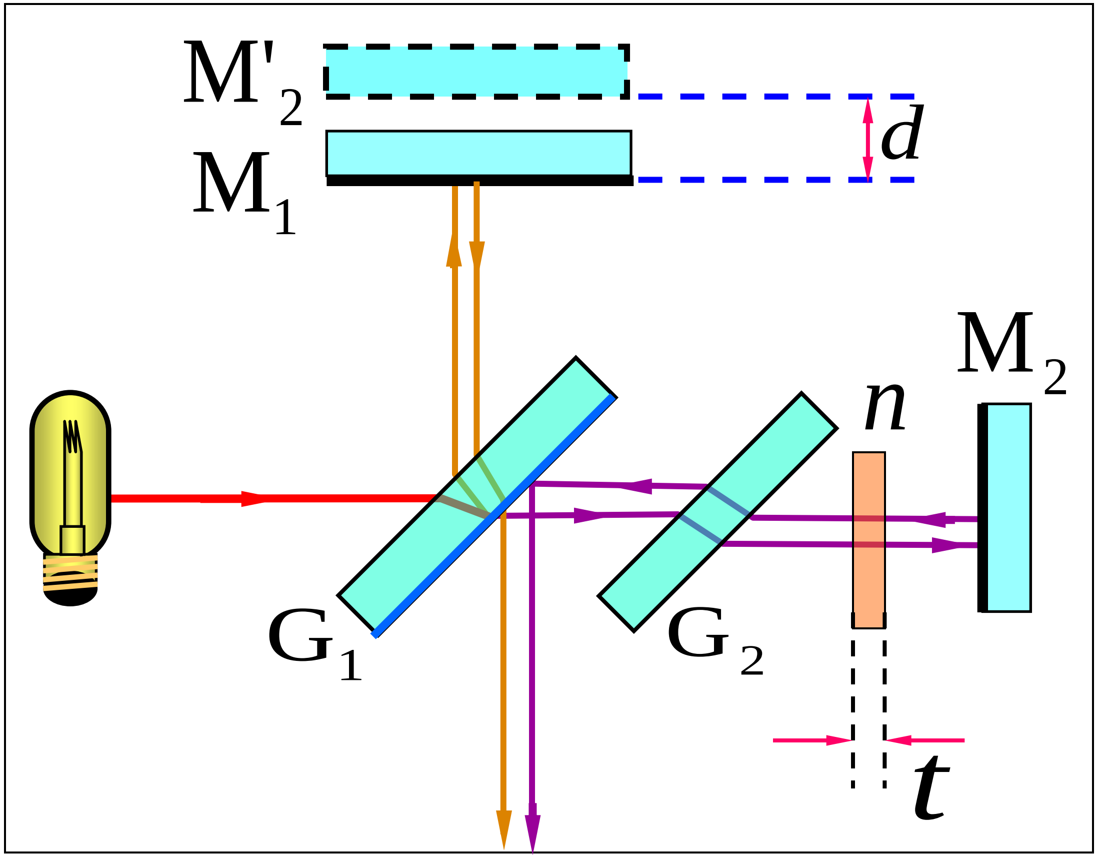


d 稍为增大，同级条纹(同光程差)对应的 **i** 增大，条纹外移。

d增大，光程差增加，同一视场(相同最大入射角)内条纹数增加

明纹 $\Delta = k\lambda$

当 M_1与M_2'之间距离变大时，圆形干涉条纹从中心一个个长出，并向外扩张，干涉条纹变密；距离变小时，圆形干涉条纹一个个向中心缩进，干涉条纹变稀。



光程差 $\varDelta = 2d$

插入介质片后光程差

$$\varDelta' = 2d + 2(n-1)t$$

光程差变化

$$\varDelta' - \varDelta = 2(n-1)t$$

介质片厚度

$$2(n-1)t = \Delta k \lambda$$

干涉条纹移动数目

$$t = \frac{\Delta k}{n-1} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

例3 在迈克耳孙干涉仪的两臂中，分别插入 $l=10.0\mathrm{cm}$长的玻璃管，其中一个抽成真空， 另一个则储有压强为 $1.013\times10^{5}\,\mathrm{Pa}$ 的空气，用以测量空气的折射率 n. 设所用光波波长为546nm，实验时，向真空玻璃管中逐渐充入空气 ，直至压强达到 $1.013\times10^{5}\,\mathrm{Pa}$ 为止. 在此过程中 ，观察到107.2条干涉条纹的移动，试求空气的折射率 n.

解 $\Delta_1-\Delta_2=2(n-1)l=107.2\lambda$

$$n=1+\frac{107.2\lambda}{2l}=1+\frac{107.2\times546\times10^{-7}\,\mathrm{cm}}{2\times10.0\mathrm{cm}}$$

$$=1.00029$$