光学—光现象的科学：研究的对象是光。研究的内容包括光的本性，光的发射、传播、接收，以及光和物质的相互作用等。

光是什么？近代物理认为，光既是一种波动(电磁波)，又是一种粒子(光子)。就是说，光是具有波粒二象性的统一体。

光学通常分为几何光学、波动光学和量子光学三部分。

我们首先研究光的波动性。波动光学是当代激光光学、信息光学、非线性光学和很多应用光学的重要基础。波动最重要的特征是具有干涉、衍射和偏振现象。

第 13 章
光的干涉

光波的相干叠加

光波程和光程差

双缝干涉

薄膜干涉

迈克耳逊干涉仪

§13.1 光波的相干叠加

一. 可见光波

可见光：频率 $3.9\times10^{14}\sim7.7\times10^{14}Hz$；相应真空中的波长 7700Å~3900Å。

不同频率的光，颜色也不同。

红 光	7700~6200Å	$3.9\times10^{14}\sim4.8\times10^{14}Hz$
橙 光	6200~5900Å	$4.8\times10^{14}\sim5.1\times10^{14}Hz$
黄 光	5900~5600Å	$5.1\times10^{14}\sim5.4\times10^{14}Hz$
绿 光	5600~5000Å	$5.4\times10^{14}\sim6.0\times10^{14}Hz$
青 光琺	5000~4800Å	$6.0\times10^{14}\sim6.3\times10^{14}Hz$
蓝 光	4800~4500Å	$6.3\times10^{14}\sim6.7\times10^{14}Hz$
紫 光	4500 ~3900Å	$6.7\times10^{14}\sim7.7\times10^{14}Hz$

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$$

就能量的传输而言，光波中的电场***E***和磁场***H***是同等重要的。但实验证明，引起眼睛视觉效应和光化学效应的是光波中的电场，所以把光波中的电场强度***E***称为光矢量(或光振动)。

在波动光学中，光强定义为：

$$I = \overline{S} = \overline{E}\,\overline{H} = \sqrt{\frac{\varepsilon_o}{\mu_o}}\,\overline{E^2}$$

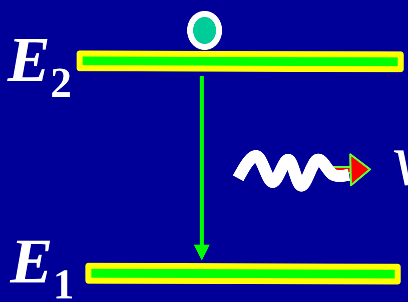
讨论光的干涉和衍射时，各点的相对光强：

$$I = \overline{E^2}$$

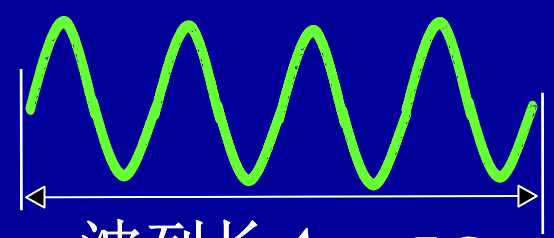
二. 光 源

光是光源中的原子或分子从高能级向低能级跃迁时发出的。

能级跃迁辐射



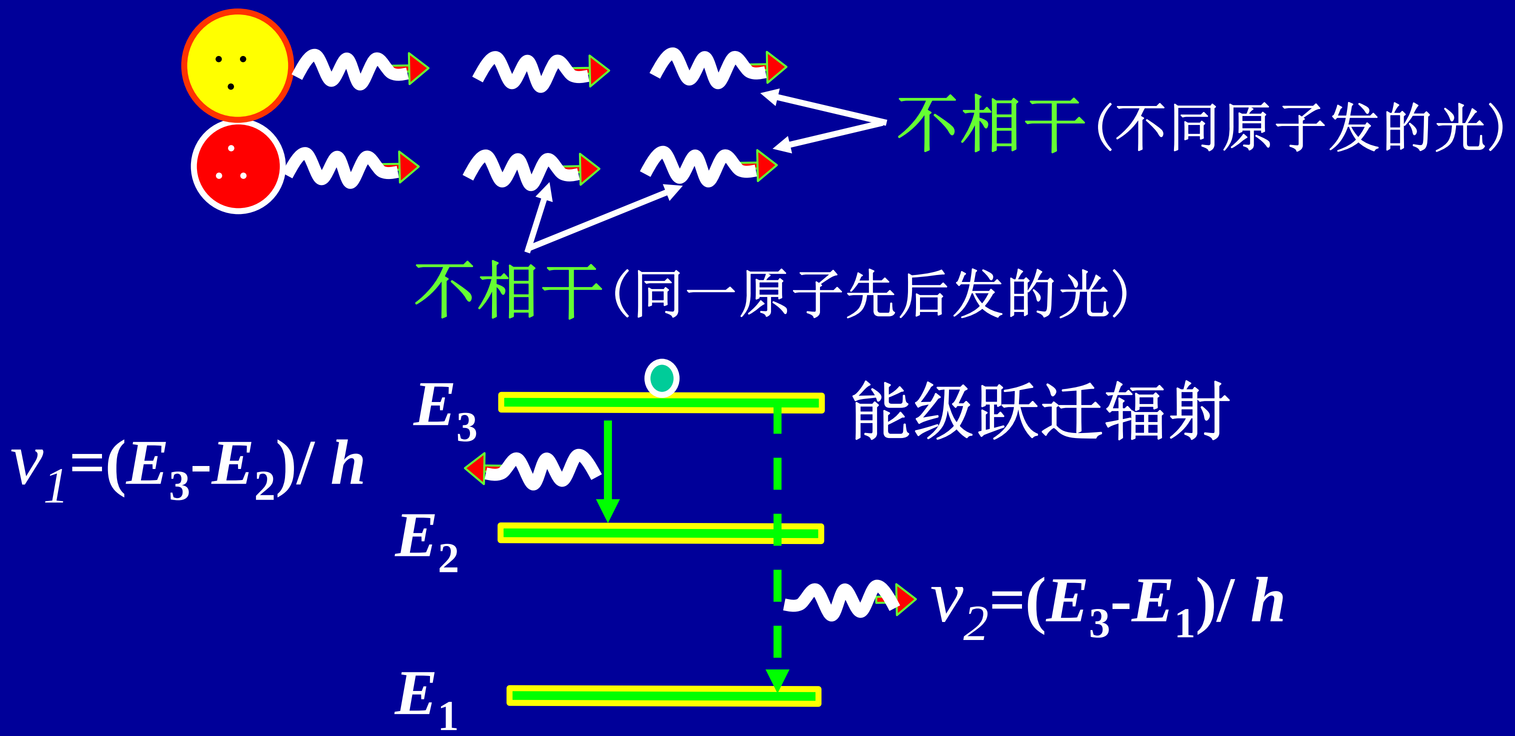
$\nu=(E_2-E_1)/\,h$ 波列



波列长$\Delta x=\tau c$

原子发出的光是一个有限长的波列。

1. 普通光源：自发辐射(随机、独立)



2. 激光光源：受激辐射 (将在近代物理中讨论)

3. 同步辐射光源

三. 光的干涉

两束光：(1) 频率相同；
(2) 光振动方向相同；
(3) 相差恒定；

相干条件

则在空间相遇区域就会形成稳定的明、暗相间的条纹分布，这种现象称为光的干涉。

由波动理论知，光矢量平行、频率相同、振幅为E_1和E_2的两列光波在某处叠加后，合振动的振幅为：

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\Delta\varphi$$

其中 $$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 - \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)$$

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\Delta\varphi$$

在波动光学中，光强定义为：

$$I = \overline{E^2} = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau E^2 dt$$

即光强 $$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\left(\frac{1}{\tau}\int_0^\tau \cos\Delta\varphi dt\right)$$

1. *非相干叠加* —— 对普通光源来说，由于原子发光是间歇的、随机的、独立的，在观察时间τ内，相位差$\Delta\varphi$不能保持恒定，变化次数极多，可取0~2π间的一切可能值，且机会均等，因此

$$\frac{1}{\tau}\int_0^\tau \cos\Delta\varphi dt = 0$$

于是非相干叠加时的光强为：$I=I_1+I_2$

可见，在非相干叠加时，总光强等于两光源单独发出的光波在该处产生的光强之和，且光强是均匀分布的。

2. *相干叠加*

$$I=I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2}\left(\frac{1}{\tau}\int_0^{\tau}\cos\Delta\varphi dt\right)$$

如果在观察时间τ内，相位差Δφ保持恒定，则合成光强为：

$$I=I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2}\cos\Delta\varphi,\ \Delta\varphi=\varphi_2-\varphi_1-\frac{2\pi}{\lambda}(r_2-r_1)$$

可见，在相干叠加时，合成光强在空间形成强弱相间的稳定分布，这是相干叠加的重要特征。

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\Delta\varphi$$

如果$I_1=I_2$，则合成光强为：

$$I = 2I_1(1+\cos\Delta\varphi) = 4I_1\cos^2\frac{\Delta\varphi}{2}$$

当 $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 - \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)$

$=\pm 2k\pi$，$I_{max}=4I_1$， 明纹(加强)

$=\pm(2k+1)\pi$， $I_{min}=0$，暗纹(减弱)

四. 获得相干光的方法

普通光源发出的光是不相干的。

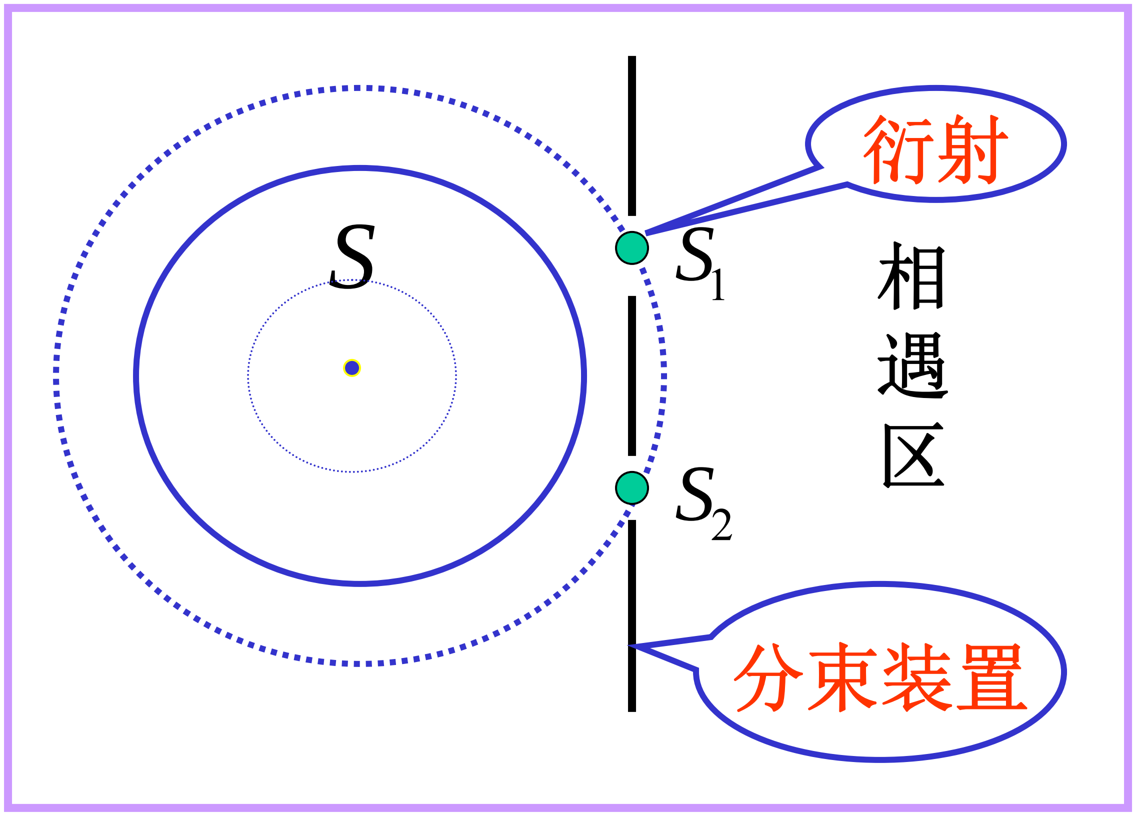
利用普通光源获得相干光的基本方法是：将一个光源的微小部分(视为点光源或线光源)发出的光设法分成两束再使其相聚。

分波阵面法　　　分振幅法

◆ 分波面法：

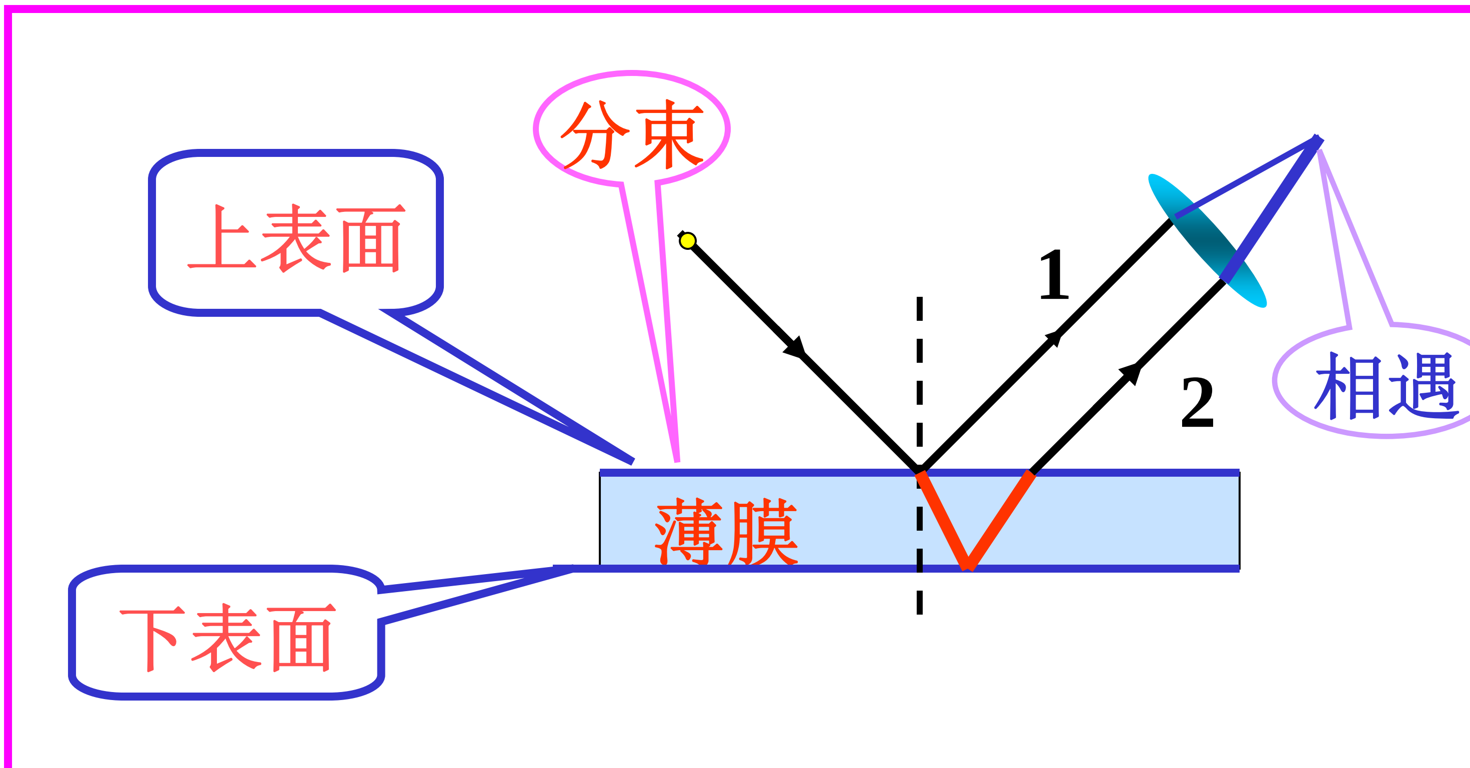
从一次发光的波面上取出几部分—分割波前再相遇

S_1、S_2 满足相干条件



◆ 分振幅法:

一束光线中分出两部分，经上下表面反射再相遇使能量分割后再叠加



§13.2 光程和光程差

光的频率v由光源确定，光速由媒质确定

真空中 光速： $c=v\lambda$； 媒质中 光速： $\upsilon=v\lambda'$

$\because n=c/\upsilon$ $\therefore \lambda'=\lambda/n$

可见，光经过不同媒质时，波长要发生变化。

$$\Delta\varphi=[\omega t+\varphi_2-\frac{2\pi r_2}{\lambda_2}-(\omega t+\varphi_1-\frac{2\pi r_1}{\lambda_1})]$$

当 $\Delta\varphi=\varphi_2-\varphi_1-(\frac{2\pi}{\lambda_2}r_2-\frac{2\pi}{\lambda_1}r_1)$

$=\pm 2k\pi$，$I_{max}=4I_1$，明纹(加强)

$=\pm(2k+1)\pi$，$I_{min}=0$，暗纹(减弱)

$n=c/\upsilon \qquad \lambda' = \lambda/n$

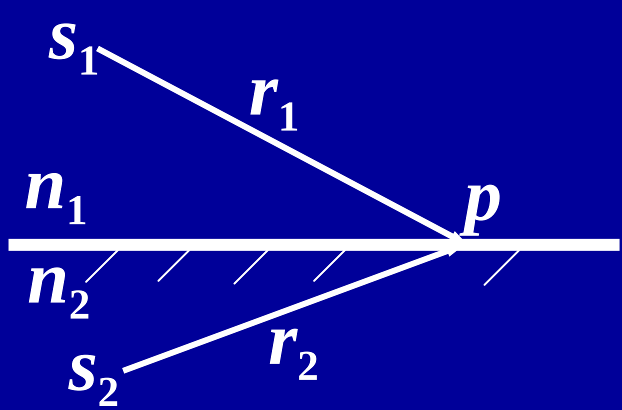
1. 光程

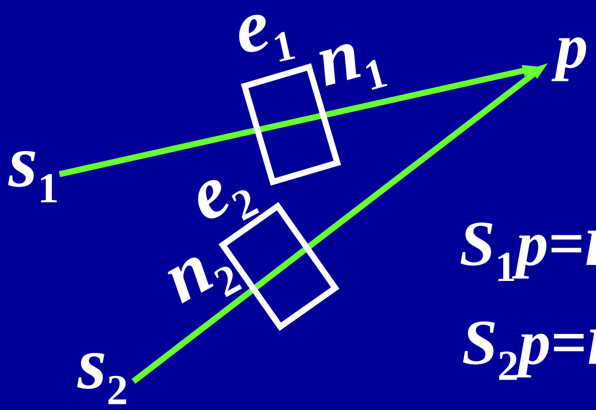
设经时间t，光在折射率为n媒质中通过的几何路程为r，则nr称为光程。显然，光程 $nr=n\upsilon t=ct$

光程的物理意义：光程等于在相同的时间内光在真空中通过的路程。

引入光程概念后，就能将光在各种媒质中通过的几何路程折算为真空中的路程来研究。避免了波长随媒质变化而带来的困难。

2. *光程差*— 两束光光程之差





$S_1p=r_1$

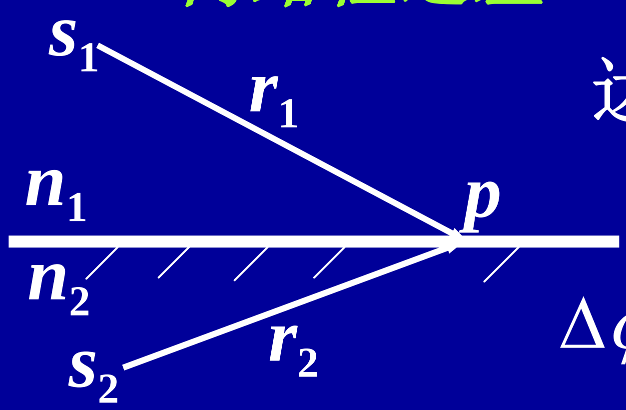
$S_2p=r_2$

$\delta=n_1r_1-n_2r_2$

$\delta=(r_1-e_1+n_1e_1)-(r_2-e_2+n_2e_2)$

3. 两束光干涉的强弱取决于光程差，而不是几何路程之差

设相干光源s_1和s_2的初相相同，到达p点的干涉强弱取决于相差：



$$\lambda_{媒}=\frac{\lambda}{n}$$

$$\Delta\varphi=\frac{2\pi}{\lambda_1}r_1-\frac{2\pi}{\lambda_2}r_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1r_1-n_2r_2)$$

$$=\frac{2\pi}{\lambda}\delta\begin{cases}=\pm 2k\pi, & 明纹(加强)\\ =\pm(2k+1)\pi, & 暗纹(减弱)\end{cases}$$

真空中的波长

即 $$\delta=\begin{cases}\pm 2k\lambda/2 & 明纹\\ \pm(2k+1)\lambda/2 & 暗纹\end{cases}$$

光程差

$$(k=0,1,2,\ldots\ldots)$$

$$\Delta\varphi=[\omega t+\varphi_1-\frac{2\pi r_1}{\lambda_1}-(\omega t+\varphi_2-\frac{2\pi r_2}{\lambda_2})]$$

即 $$\delta=\begin{cases}\pm k\lambda & \text{明纹}\\ \pm(k+\dfrac{1}{2})\lambda & \text{暗纹}\end{cases}\qquad (k=0,1,2,\ldots\ldots)$$

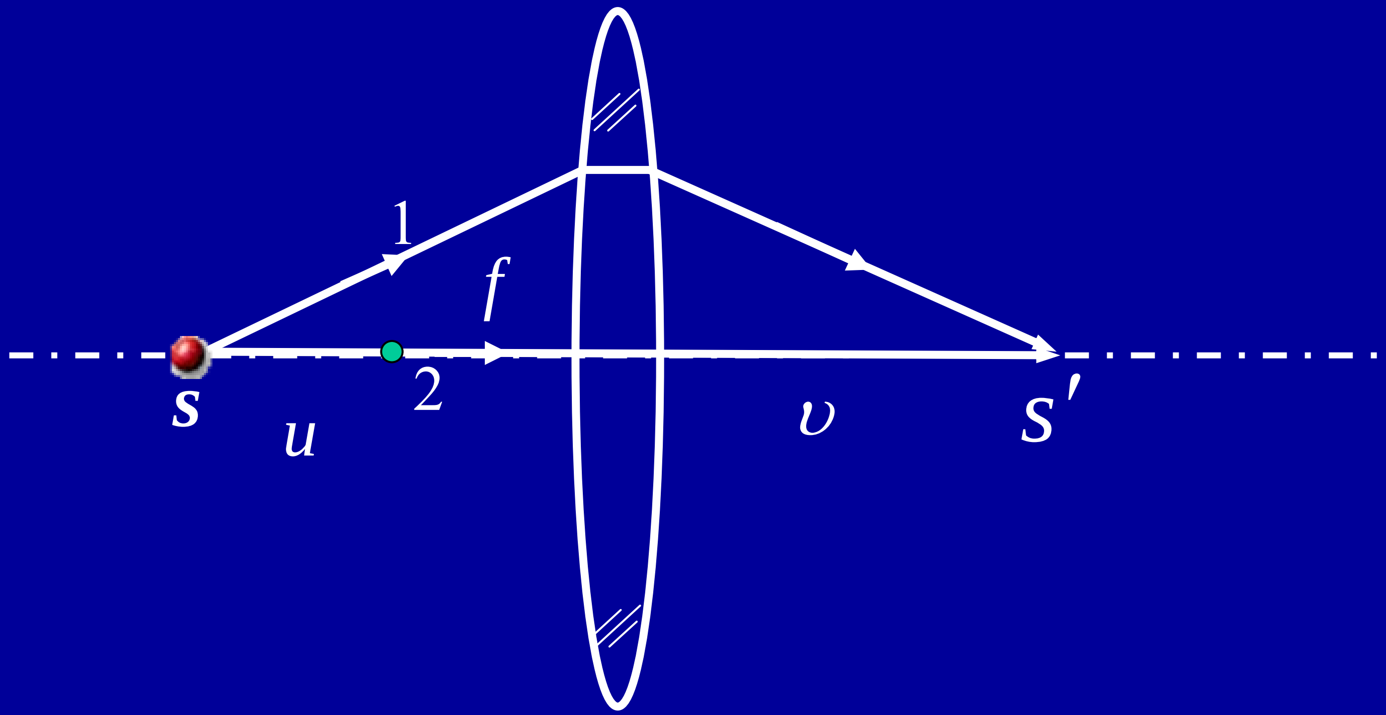
即 $$\delta=\begin{cases}\pm 2k\dfrac{\lambda}{2} & \text{明纹}\\ \pm(2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & \text{暗纹}\end{cases}\qquad (k=0,1,2,\ldots\ldots)$$

对初相相同的两相干光源，

研究点的光程差等于半波长的偶数倍，出现明条纹；

研究点的光程差等于半波长的奇数倍，出现暗条纹。

4. 薄透镜不产生附加光程差



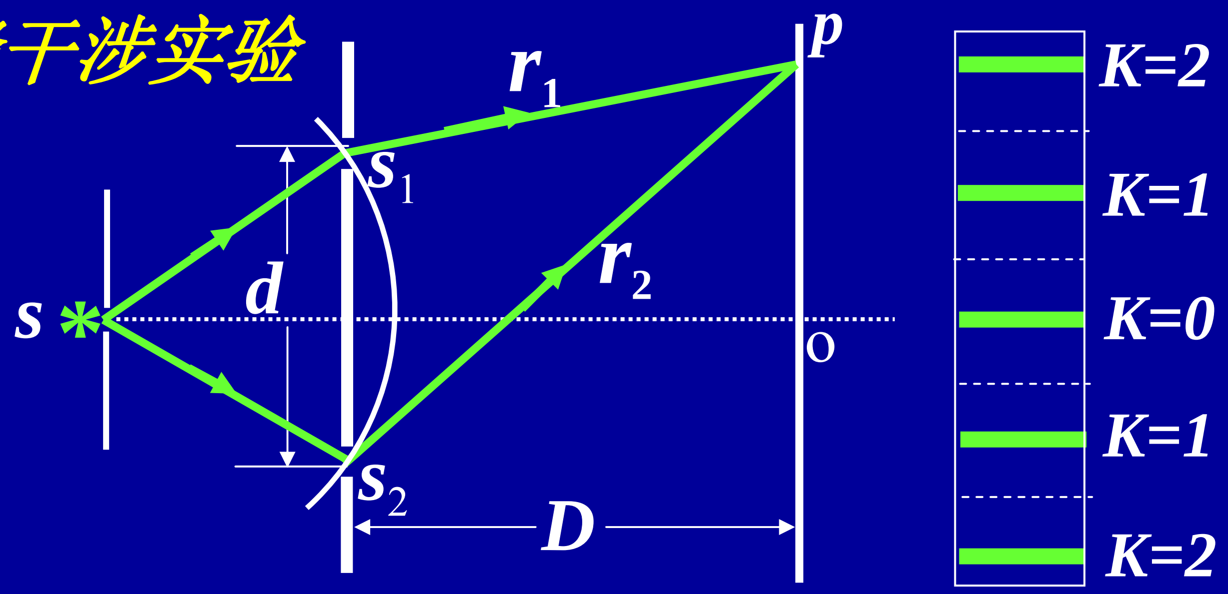
像S'是物点S成的明亮的实像

从S发出的光线1、2到达S'点光程相等。

$$\frac{1}{u}+\frac{1}{\upsilon}=\frac{1}{f}$$

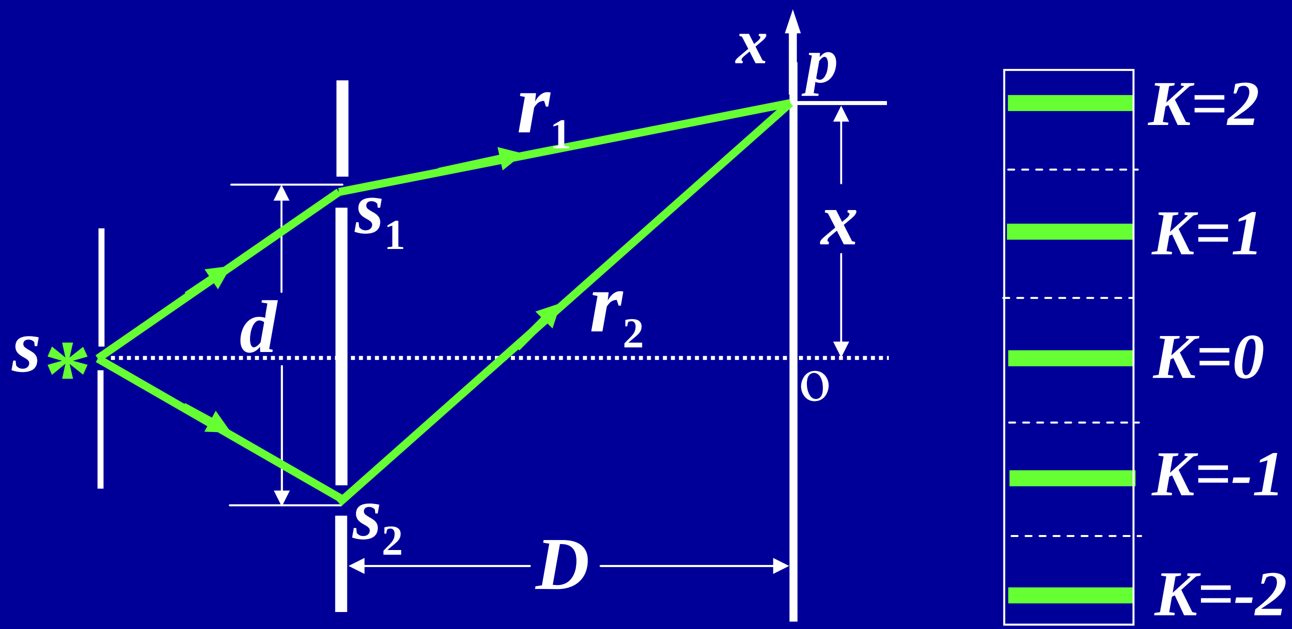
§13.3 双缝干涉与空间相干性*

一. 双缝干涉实验



真空，s在s_1s_2的中垂线上，于是单色光源s_1和s_2的初相相同，干涉的强弱取决于从s_1和s_2发出的两光线的光程差：

$$\delta = r_2 - r_1 = \begin{cases} \pm 2k\dfrac{\lambda}{2} & \text{明纹} \\ \pm(2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & \text{暗纹} \end{cases} \qquad (k = 0,1,2,\ldots\ldots)$$



建立坐标系，将条纹位置用坐标x来表达最方便。

$$r_1^2=D^2+(x-d/2)^2, \quad r_2^2=D^2+(x+d/2)^2$$

因 $D \gg d$，$r_1+r_2 \approx 2D$，于是明暗纹条件可写为

$$\boxed{\delta=\frac{dx}{D}=\begin{cases}\pm 2k\dfrac{\lambda}{2} & \text{明纹}\\ \pm(2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & \text{暗纹}\end{cases} \qquad (k=0,1,2,\ldots\ldots)}$$

$$\delta = \frac{dx}{D} = \begin{cases} \pm 2k\dfrac{\lambda}{2} & \text{明纹} \\ \pm(2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & \text{暗纹} \end{cases} \qquad (k = 0,1,2,......)$$

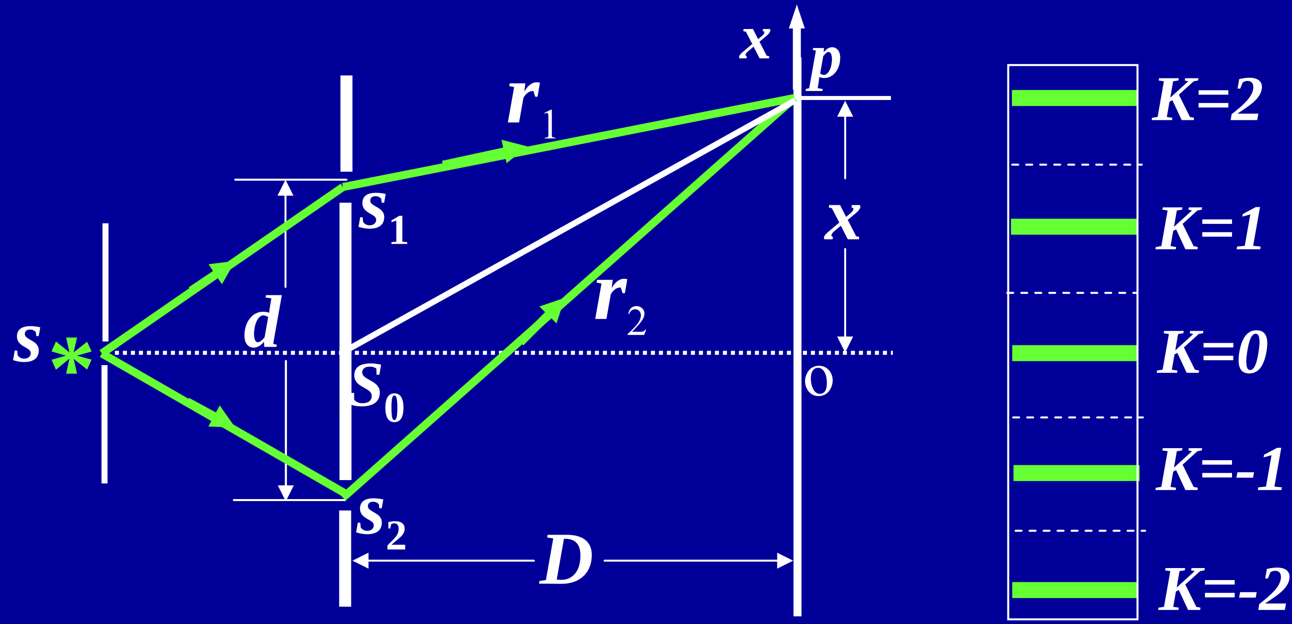
k为干涉条纹的级次。可求得条纹的坐标为:

$$x = \pm\frac{D}{d}k\lambda$$ 明纹，***k*** **=0,1,2,……**

k**=0,1,2,…**依次称为零级、第一级、第二级明纹等。零级亮纹**(**中央亮纹**)**在***x*****=0**处。

$$x = \pm\frac{D}{d}(k+\frac{1}{2})\lambda$$ 暗纹，***k*** **=0,1,2,……**

k**=0,1,2,…**分别称为第**1**级、第**2**级暗纹等。



条纹特征：

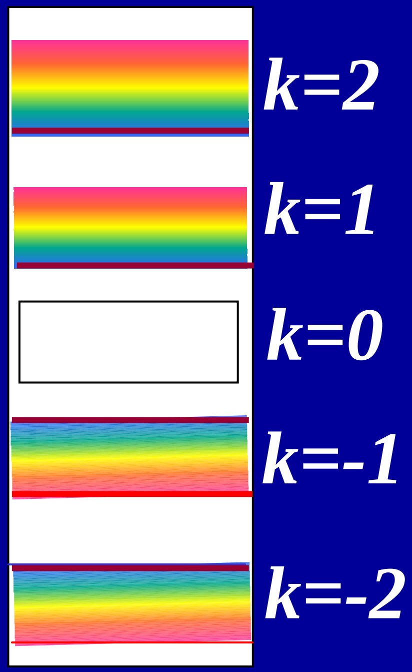
(1) 干涉条纹是平行双缝的直线条纹。中央为零级明纹，上下对称，明暗相间，均匀排列。

(2) 相邻亮纹(或暗纹)间的距离为：

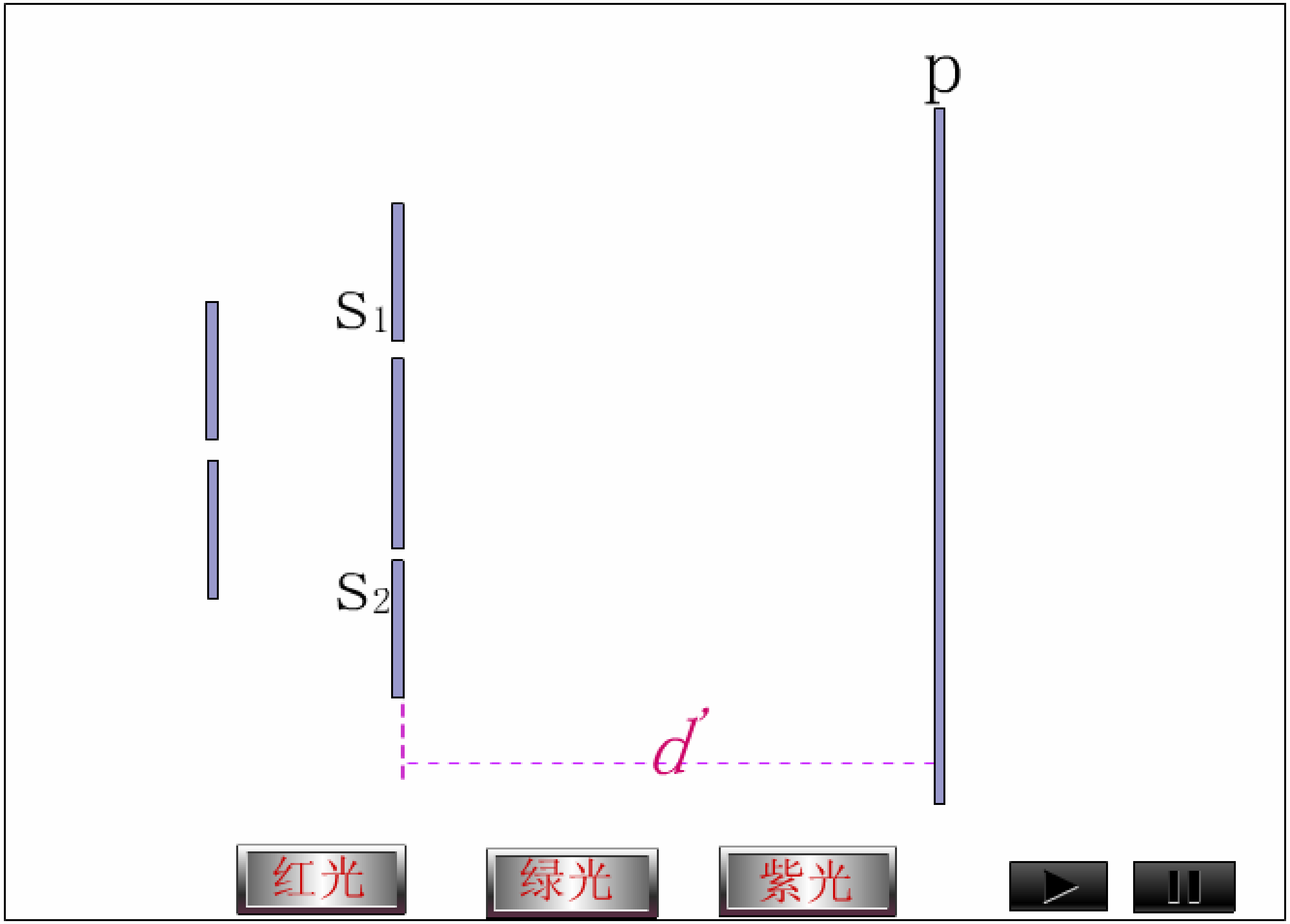
$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = \frac{D\lambda}{d} \qquad x_k = k\frac{D\lambda}{d}$$

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

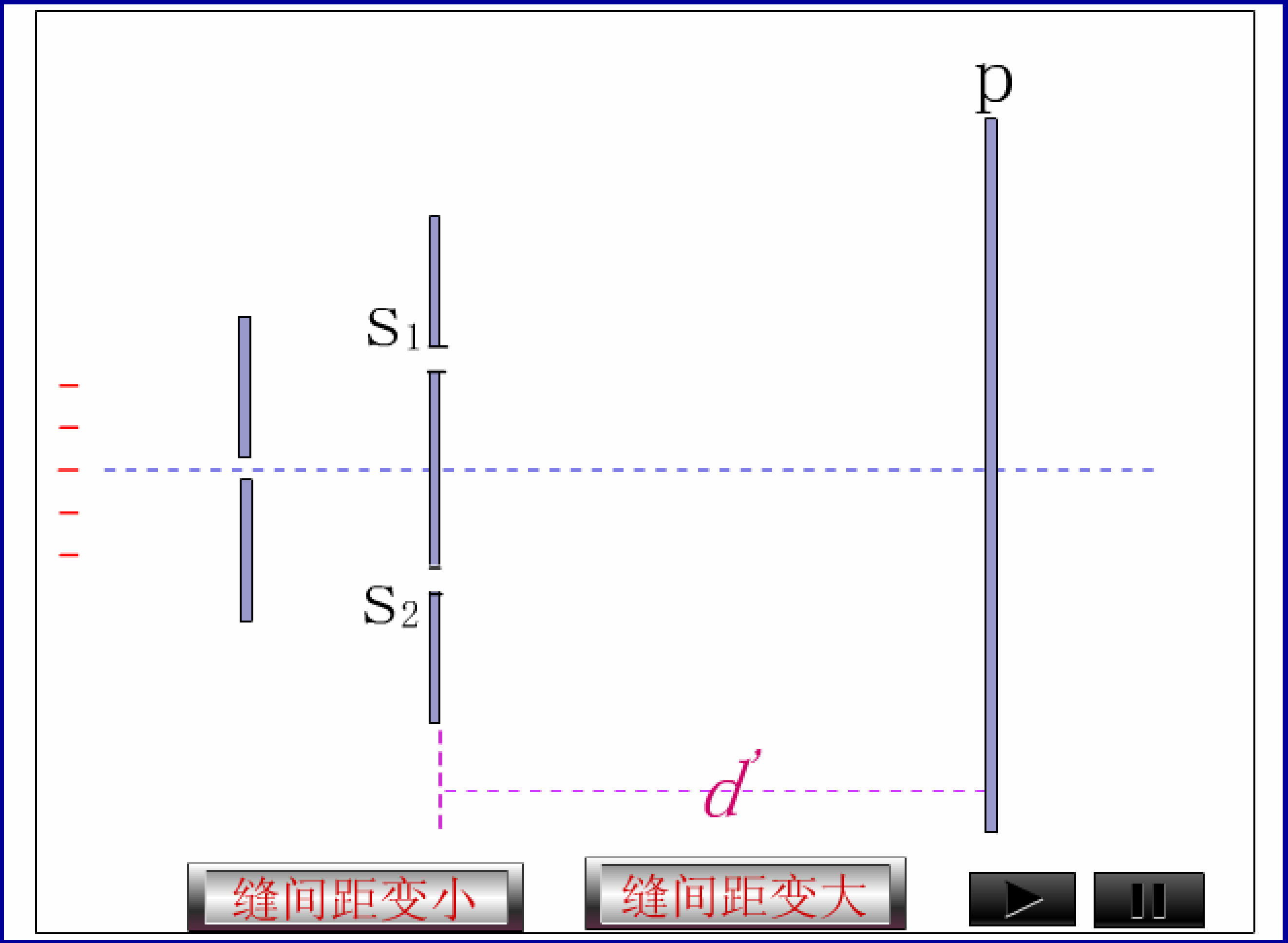
(3) 如用白光作实验，则除了中央亮纹仍是白色的外，其余各级条纹形成从中央向外由紫到红排列的彩色条纹—光谱。



d、D 一定时，若 λ 变化，则 Δx 将怎样变化？



λ、D一定时, 条纹间距ΔX与 d 的关系如何?

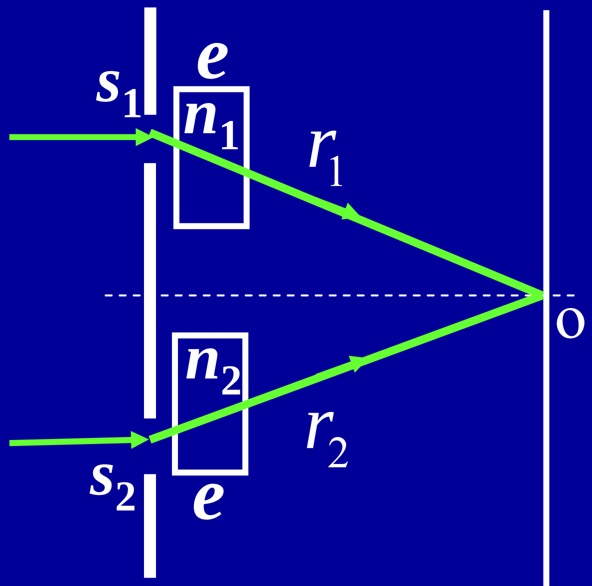


缝宽对干涉条纹的影响　空间相干性

实验观察到，随缝宽的增大，干涉条纹变模糊，最后消失。

空间相干性 —— 空间相干性是光场中两点在同一时刻的光振动的相关程度。

例3-1 将双缝用厚e、折射率分别为n_1=1.4、n_2=1.7的透明薄膜盖住，发现原中央明级处被第五级亮纹占据，如图。所用波长λ=6000Å，问：现零级明纹在何处？膜厚e=?



解：盖薄膜时的中央明纹o:

$$r_2 - r_1 = 0$$

盖薄膜时的o点的光程差:

$$\delta = (r_2 - e + n_2 e) - (r_1 - e + n_1 e)$$

$$=(n_2 - n_1)e = 5\lambda$$

$$e = \frac{5\lambda}{n_2 - n_1} = 10^{-5} m$$

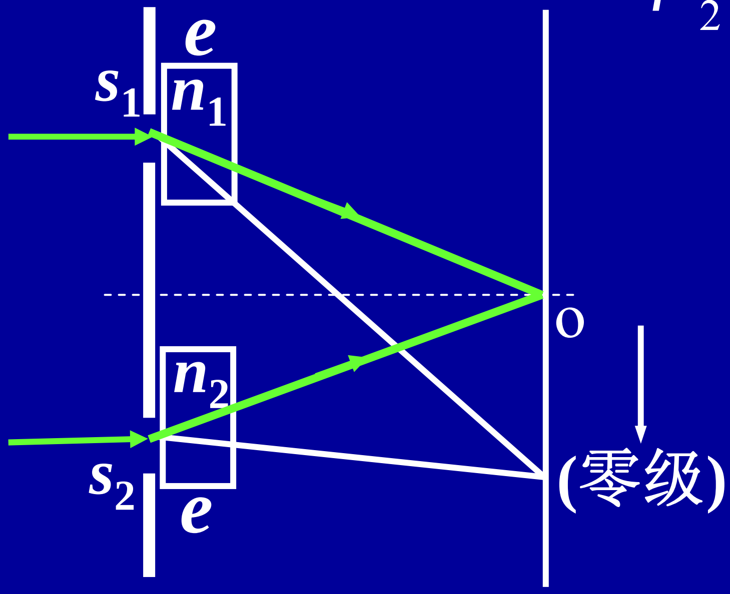
现在零级明纹在何处?

现在零级明纹在何处(加片后)?

$$\delta = (r'_2 - e + n_2 e) - (r_1' - e + n_1 e) = 0$$

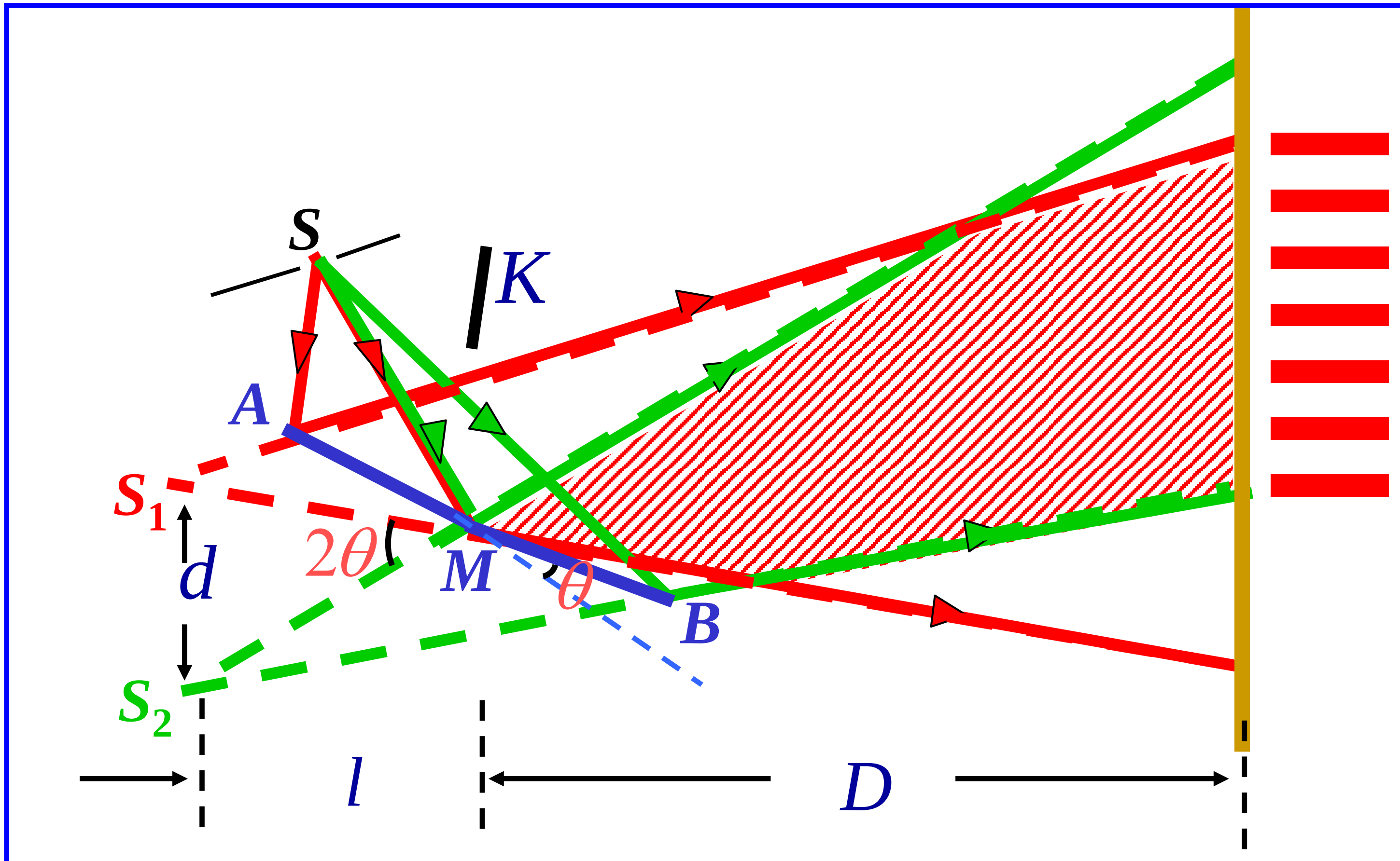
$$r'_2 - r_1' = -(n_2 - n_1)e$$

$$r'_2 - r_1' = -5\lambda = k\lambda$$



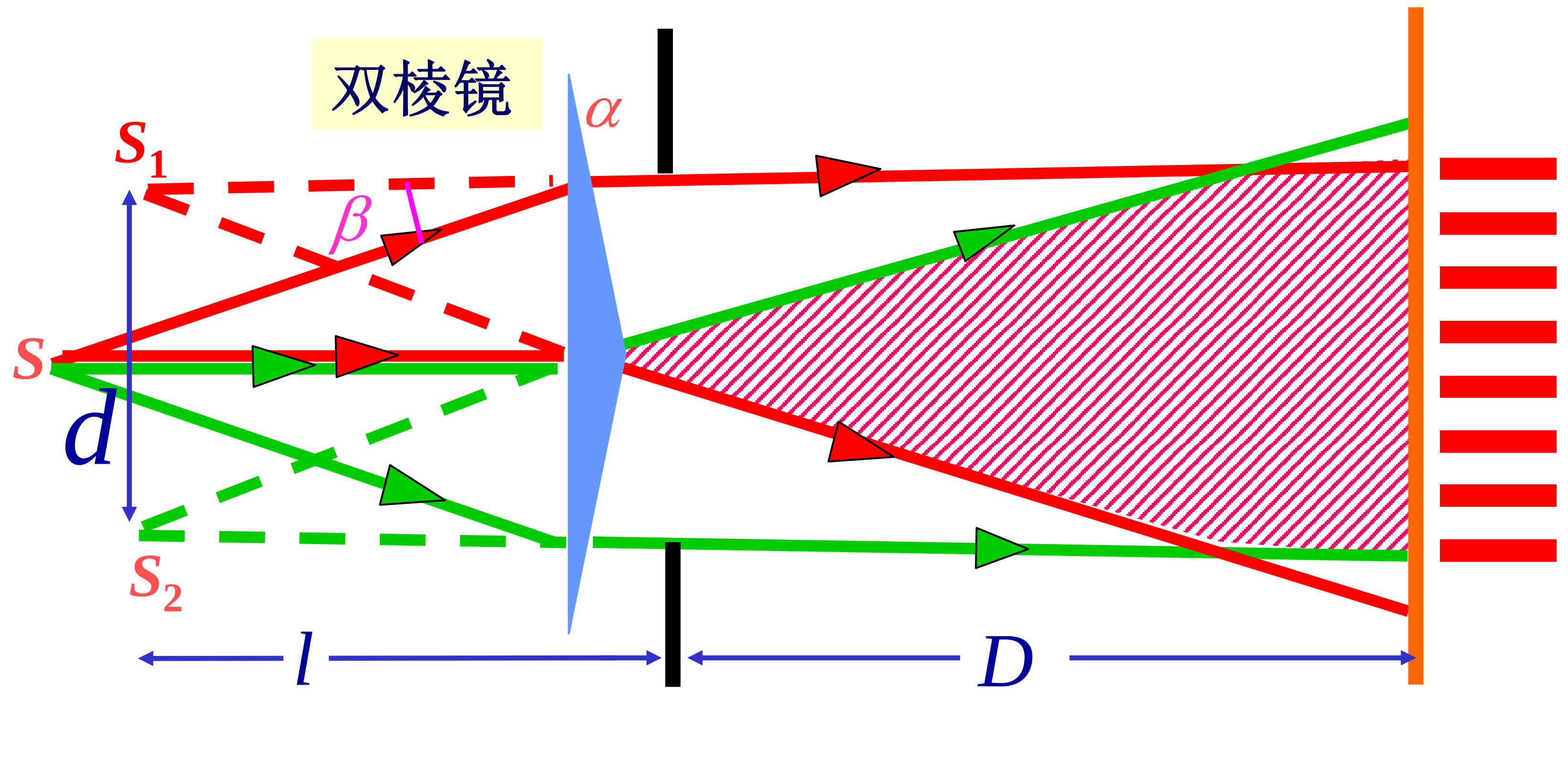
现在零级明纹在未加片的-5级明纹处。

二. 其它几种两光束分波前干涉装置



菲涅耳双面镜

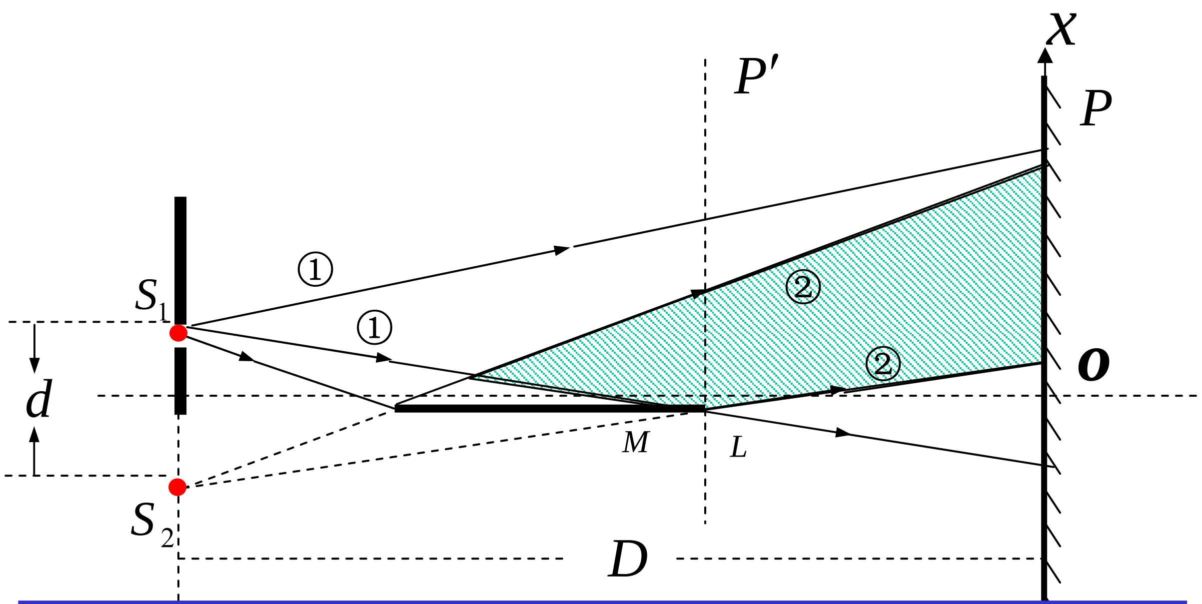
$$d = 2l\sin\theta \approx 2l\theta \qquad \Delta x = \frac{D+l}{2l\theta}\lambda$$



菲涅耳双棱镜

次级光源距离：$d = S_1S_2 = 2l\beta = 2l(n-1)\alpha$

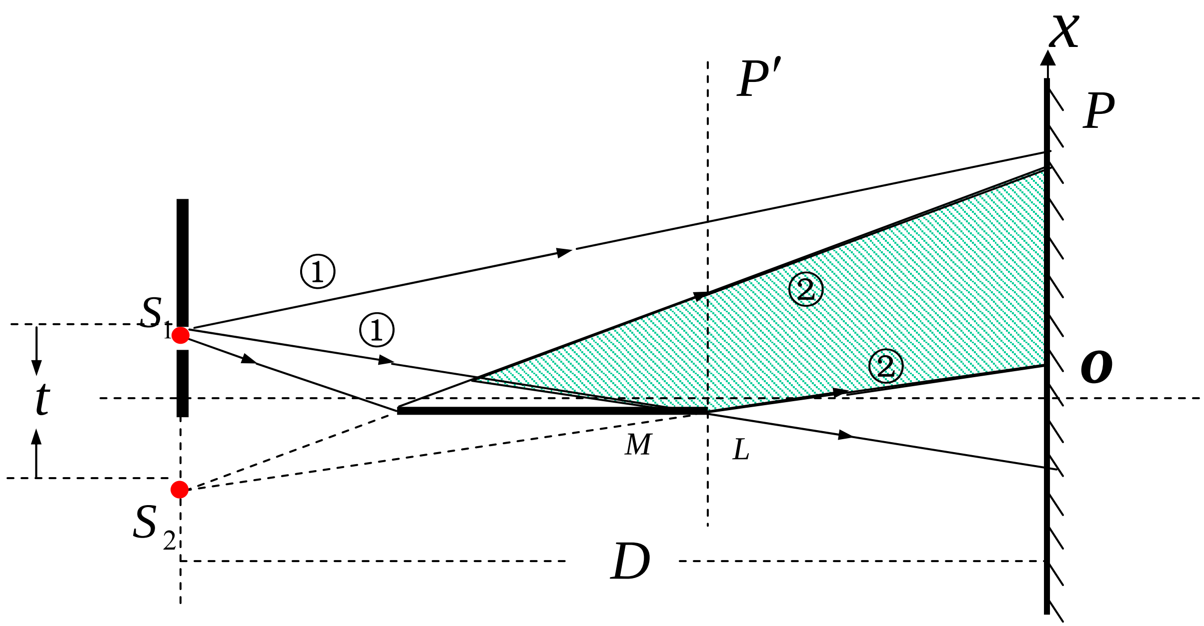
接收屏干涉条纹间距：$\Delta x = \dfrac{(l+D)}{2(n-1)\alpha l}\lambda$



劳埃德镜的干涉

把屏幕P移到和镜面相接触的位置 P'，S_1和 S_2 到接触点L的路程相等，似乎接触点应出现亮纹，实验事实是接触点是暗纹。

实验表明：直接射到屏上的光、镜面反射到屏上的光 —— 位相相反

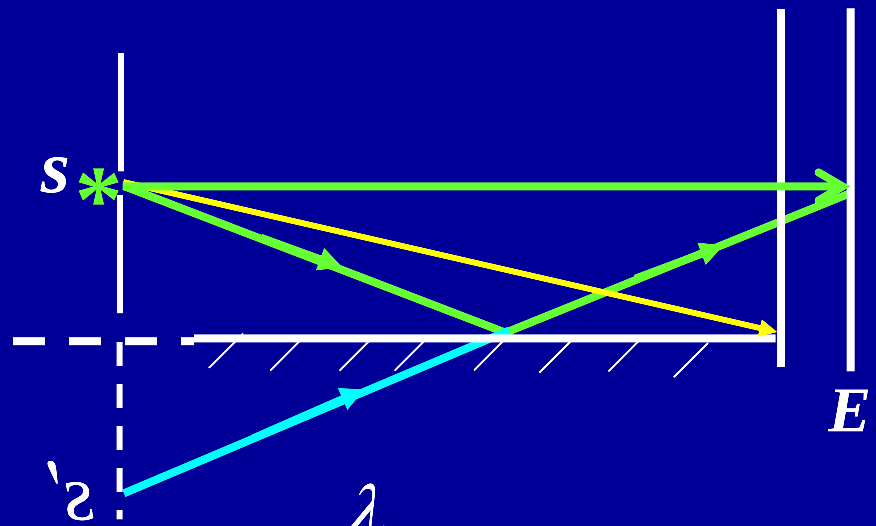


∵ 直接射到屏上的光位相不变

∴ 反射光的位相改变了 π —— 半波损失

光从光疏介质射向(掠射：入射角接近 90°)光密介质时，反射光的位相较之入射光的位相跃变了 π。光从光密介质射向光疏介质时，反射光不产生半波损失。

劳埃德镜

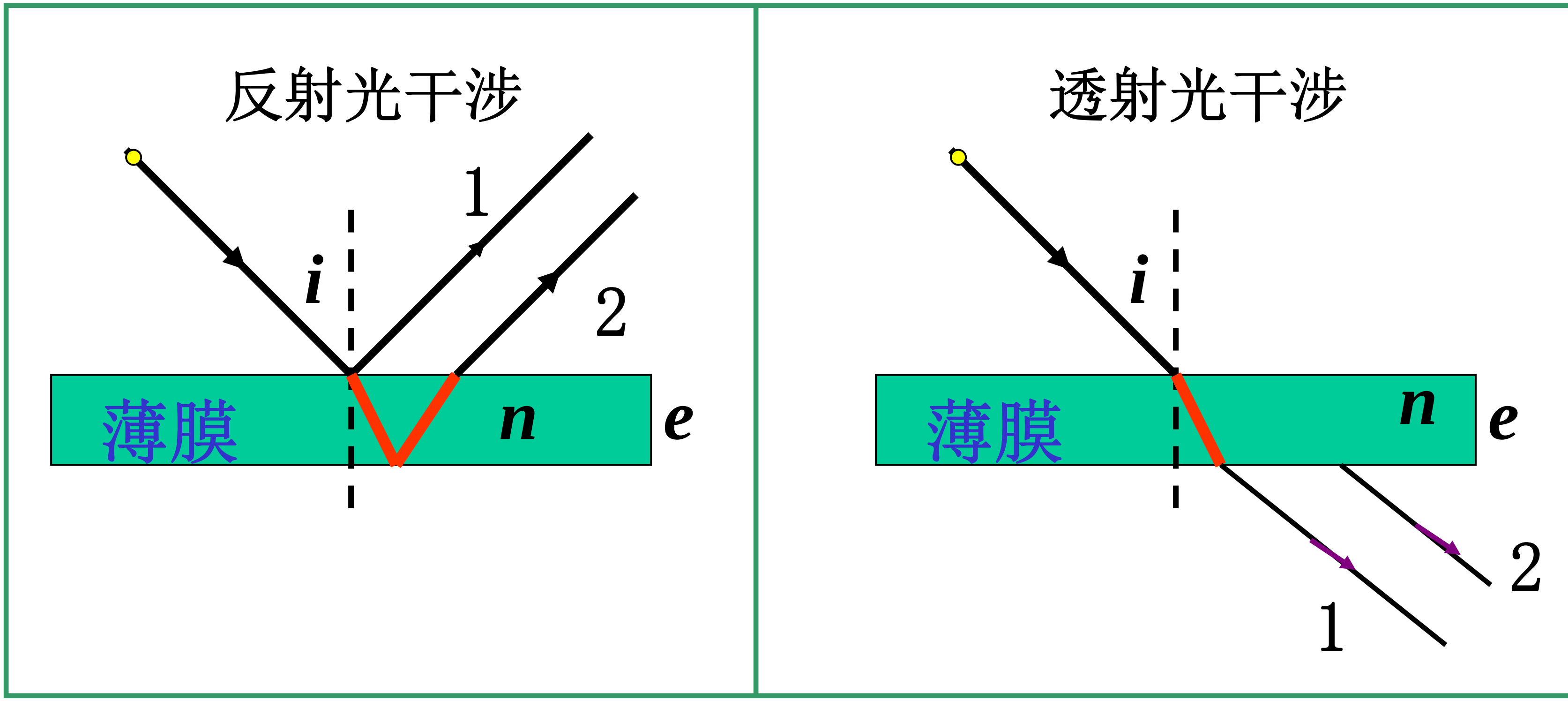


$$\delta = \frac{dx}{D} + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} 2k\dfrac{\lambda}{2} & \text{明纹} \\ (2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & \text{暗纹} \end{cases} \qquad (k = 0,1,2,\ldots\ldots)$$

由于半波损失的存在，劳埃德镜的明暗纹恰好与杨氏双缝相反。

当光从光疏媒质射到光密媒质并在界面反射时，反射光有半波损失。计算光程差时，另加(或减)λ/2；计算位相差时，另加(或减)π。

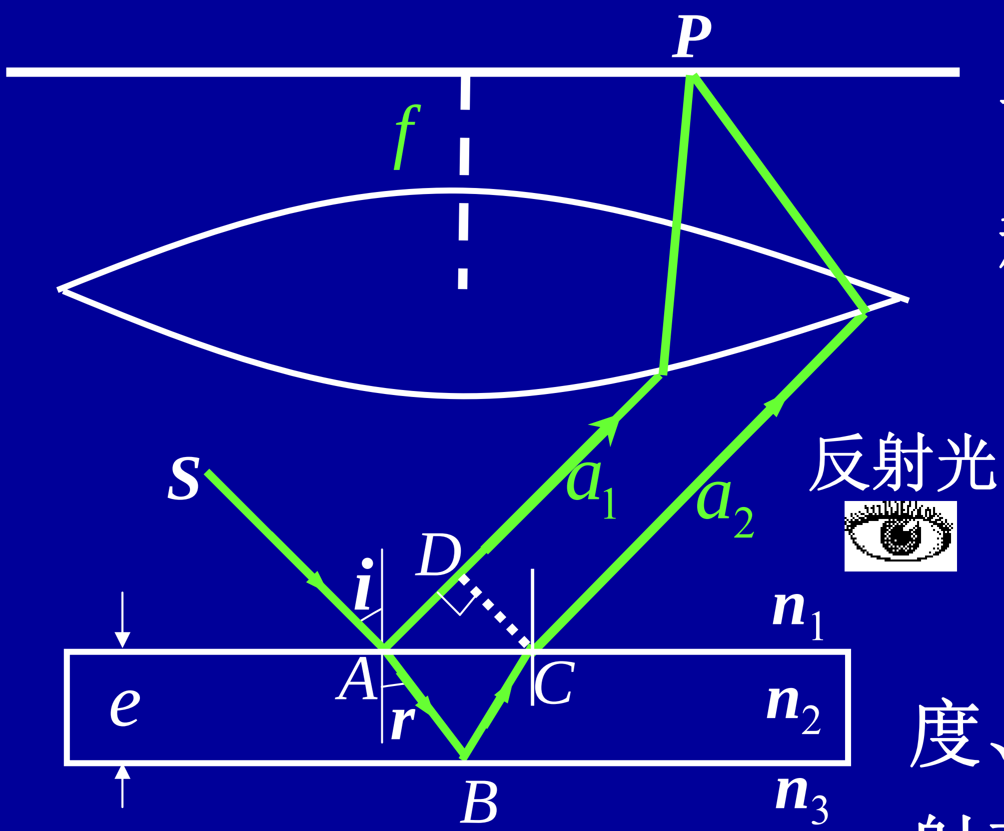
§13.4 薄膜干涉



反射(透射)倾角相同--反射(透射)的光线对具有恒定的相位差→干涉

每一条纹对应于同样的光线倾角—等倾干涉

一. 薄膜干涉公式



在反射光中，a_1a_2 两束平行光线产生的光程差：

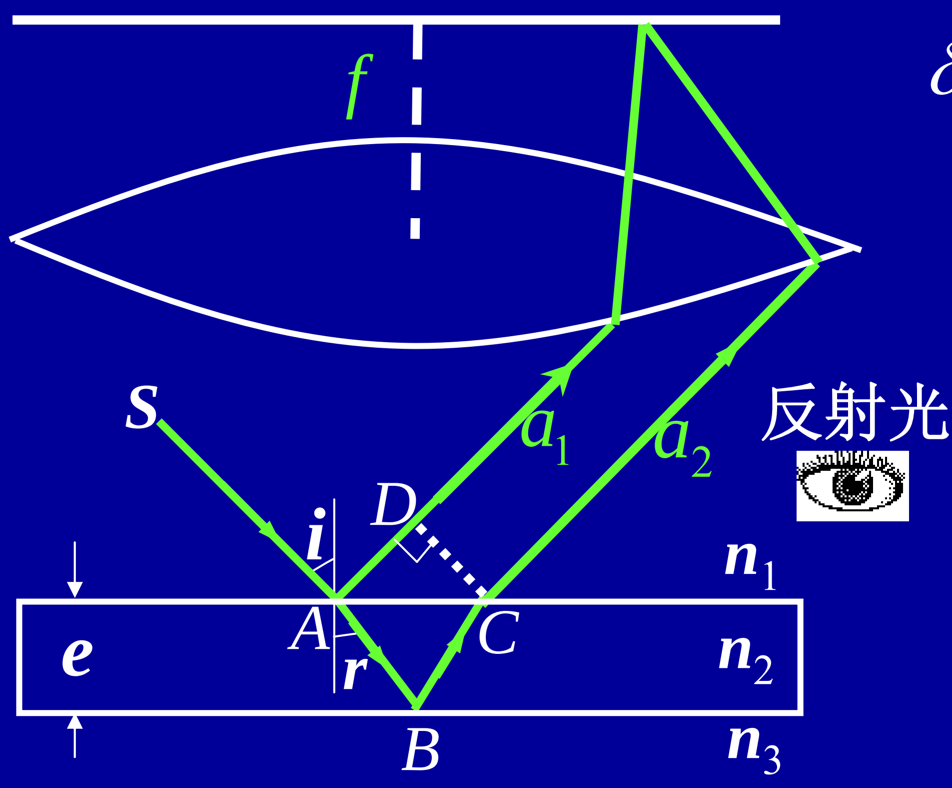
$$\delta_{反固}=n_2(AB+BC)-n_1DA$$

将固有光程差用膜厚度、入射角、折射角、折射率表示。

$$\delta_{反固}=n_2(AB+BC)-n_1DA$$

$$AB=BC=\frac{e}{\cos r}\qquad DA=AC\sin i$$

$$AC=2etgr\qquad n_1\sin i=n_2\sin r$$



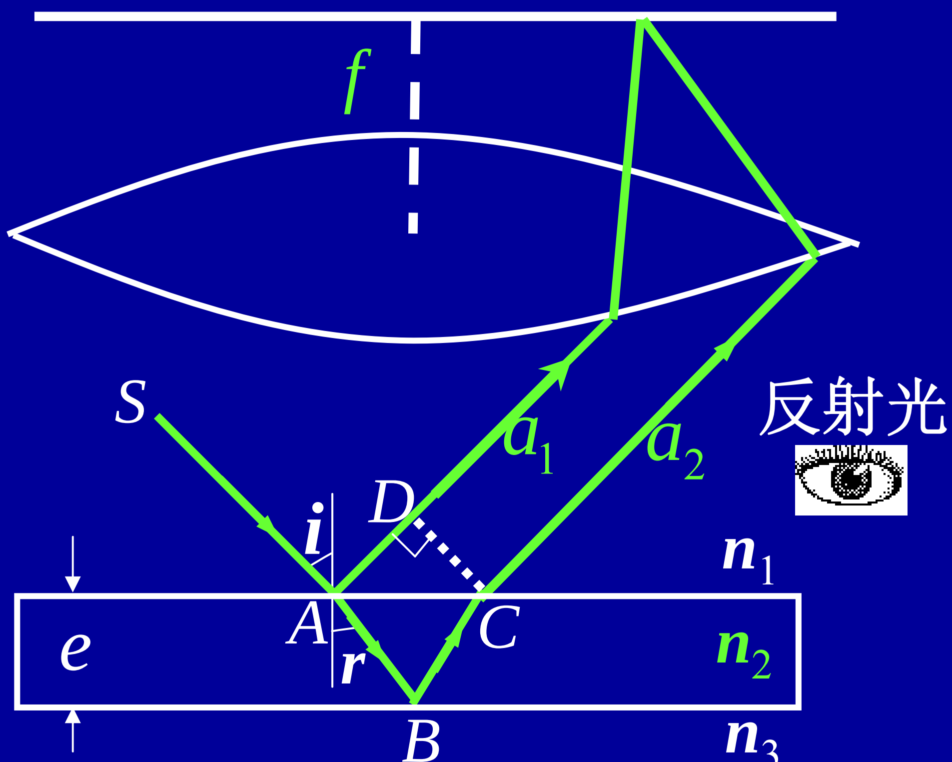
$$\delta_{反固}=2e\sqrt{n_2^{\ 2}-n_1^{\ 2}\sin^2 i}$$

还须考虑光在薄膜上下表面的反射有无半波损失。

有一半波损失，$\delta_{反}$中就要另加(或减)$\lambda/2$。

当$n_2 > n_1 = n_3$时，反射光有一个半波损失， $\delta_{反}$中就要另加$\lambda/2$。

$$\delta_{反} = 2e\sqrt{n_2^{\ 2} - n_1^{\ 2}\sin^2 i} + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} 2k\dfrac{\lambda}{2} & \text{明纹}(k=1,2\ldots) \\ (2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & \text{暗纹}(k=0,1,2\ldots) \end{cases}$$



n_2 — 薄膜的折射率，n_1 —入射媒质的折射率，i是入射角。

$$\delta_{反固} = 2e\sqrt{n_2^{\ 2} - n_1^{\ 2}\sin^2 i}$$

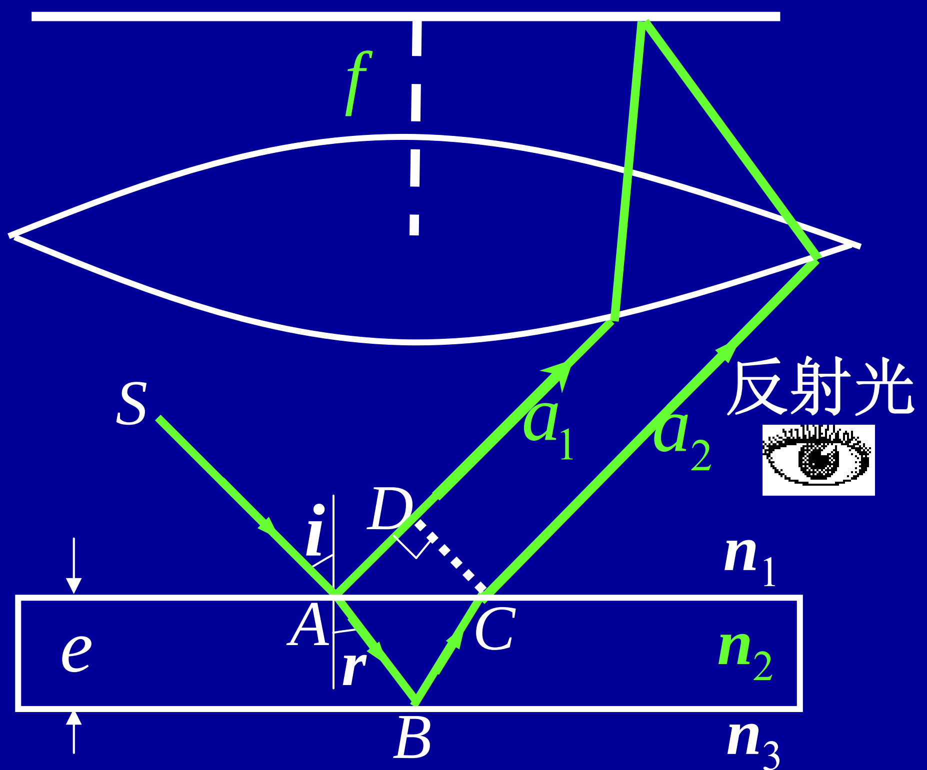
讨论: 薄膜干涉中反射光的半波损失

1. $n_1<n_2$，$n_2>n_3$时，反射光在***A***点有半波损失；

2. $n_1>n_2$，$n_2<n_3$时，反射光在***B***点有半波损失；

3. $n_1>n_2>n_3$时，反射光没有半波损失；

4. $n_1<n_2<n_3$时，反射光在***A***点和***B***点都有半波损失。两反射光的光程差不加半波损失项。



总结:

$n_1>n_2>n_3$时， 或者$n_1<n_2<n_3$时，在反射光中的干涉条纹的公式中不出现半波损失项。

$n_2>n_1=n_3$时，反射光有一个半波损失， $\delta_{反}$中就要另加$\lambda/2$；透射光没有半波损失。

$n_1>n_2>n_3$时，反射光没有半波损失，总的光程差就是$\delta_{反固}$；透射光有半波损失。

可见，在反射光中和在透射光中观察，光程差总是相差$\lambda/2$，意味着反射光和透射透射光的明暗条纹恰好相反，这叫条纹互补 —— 能量守恒的必然结果

透射光明条纹：反射光暗条纹的条件。

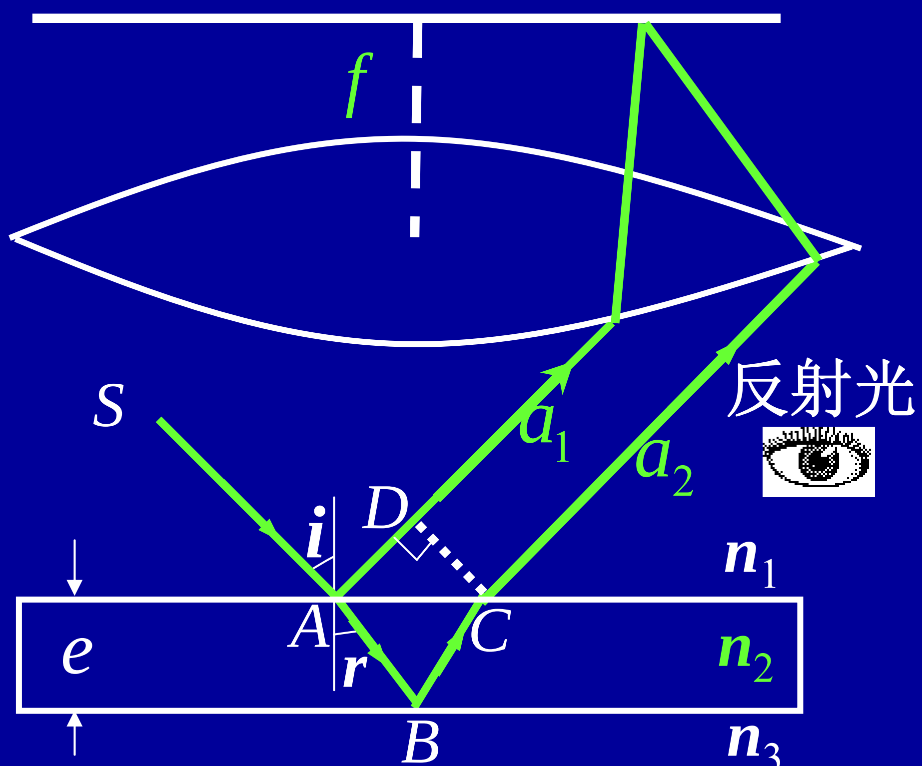
综上所述，薄膜干涉的明、暗纹条件是：

$$(0,\frac{\lambda}{2})$$

$$\delta_{反} = 2e\sqrt{n_2^{\,2} - n_1^{\,2}\sin^2 i} + 半 = \begin{cases} k\lambda \\ (k+\frac{1}{2})\lambda \end{cases}$$

	反射光	透射光
$k\lambda$	明纹	暗纹
$(k+\frac{1}{2})\lambda$	暗纹	明纹

$(k=0,1,2\ldots\ldots)$



例4-1 一平板玻璃(*n*=1.50)上有一层透明油膜(*n*=1.25)，要使波长λ=6000Å的光垂直入射无反射，薄膜的最小膜厚*e*=?

解： 凡是求解薄膜问题应先求出两反射光线的光程差。对垂直入射，*i* =0，于是

$$\delta_{反} = 2e\sqrt{n_2{}^2 - n_1{}^2\sin^2 i} + \underset{(0,\frac{\lambda}{2})}{半} = 2en_2$$

无反射意味着反射光出现暗纹，所以

$$\delta_{反} = 2en_2 = (k + \frac{1}{2})\lambda \quad (k=0,1,2,\ldots\ldots)$$

n_2=1.25(薄膜的折射率)，要*e*最小，*k* =0

$$\therefore e = \frac{\lambda}{4n_2} = 1200Å = 1.2\times 10^{-7}m$$

例4-2　光线以$i=30°$入射到$n_2=1.25$的空气中的薄膜上。当波长$\lambda_1=6400$Å时，反射最大；而当波长$\lambda_2=4000$Å时，反射最小。求薄膜的最小厚度。

解：由于是空气中的薄膜，一定有半波损失，故

$$\delta_{反}=2e\sqrt{n_2{}^2-n_1{}^2\sin^2 i}+半=2e\sqrt{1.25^2-\frac{1}{4}}+\frac{\lambda}{2}$$

用λ_1时，$2e\sqrt{1.25^2-\frac{1}{4}}+\frac{\lambda_1}{2}=k_1\lambda_1,\ k_1=1,2,\ldots\ldots$

用λ_2时，$2e\sqrt{1.25^2-\frac{1}{4}}+\frac{\lambda_2}{2}=(k_2+\frac{1}{2})\lambda_2,\ k_2=0,1,2,\ldots\ldots$

解得:　$(k_1-\frac{1}{2})\lambda_1=k_2\lambda_2$

$$2e\sqrt{1.25^2-\frac{1}{4}}+\frac{\lambda_1}{2}=k_1\lambda_1$$

$$2e\sqrt{1.25^2-\frac{1}{4}}+\frac{\lambda_2}{2}=(k_2+\frac{1}{2})\lambda_2$$

λ_1=6400Å

λ_2=4000Å

$$(k_1-\frac{1}{2})\lambda_1=k_2\lambda_2$$

$$4(2k_1-1)=5k_2$$

要使膜厚最小， 取k_1=3，k_2=4

$$\longrightarrow \quad e_{min}=\frac{k_2\lambda_2}{2\sqrt{1.25^2-0.25^2}}=6983\text{Å}$$

二. 增透膜与高反射膜

为减少反射引起的光能损失，在许多光学仪器(如照相机、摄像机等)的镜头上镀一层厚度均匀的透明薄膜(常用氟化镁MgF_2，n=1.38)，用以增加绿光透射，这个薄膜，就是增透膜。

镀膜时常采用光学厚度： $ne = \frac{3}{4} \times 5500\text{Å}$

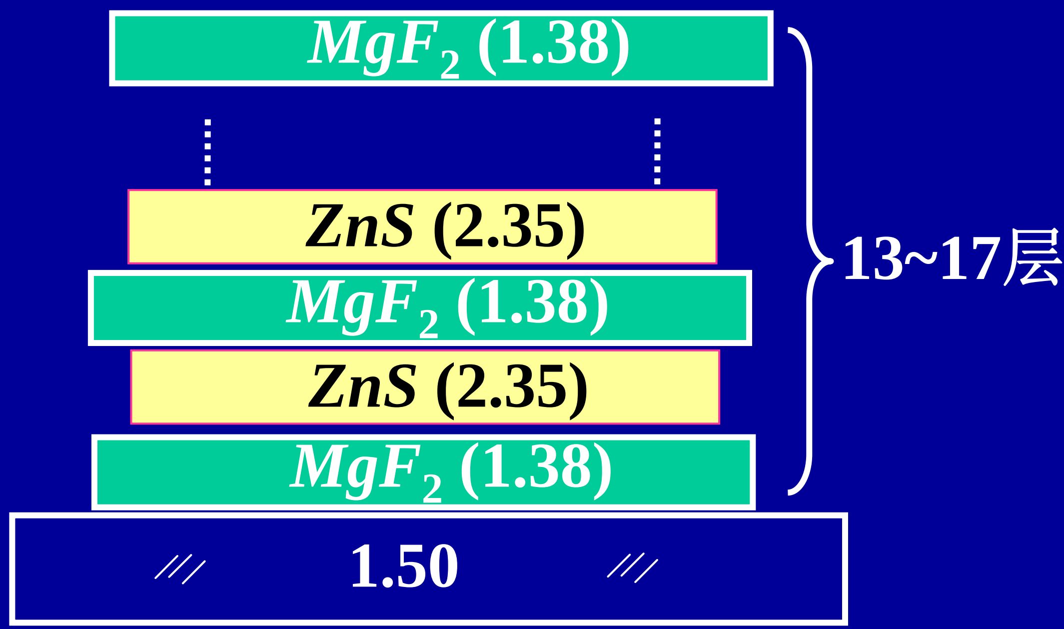
$$\delta_{反} = 2en = 3 \times \frac{5500}{2} \text{埃}$$

这是5500Å的绿光透射增强。

反射光加强的条件是：

$\delta_{反} = 2en = k\lambda$，只有$k$=2，$\lambda$=4100Å 紫色

与增透膜相反，在一些光学系统中希望光学表面具有很高的反射率(如*He–Ne*激光器要求反射99%)，这时可在元件表面多层镀膜以增强反射，这类薄膜称为增反膜或高反射膜。



镀膜时，要适当选择每层膜的厚度，使反射加强。

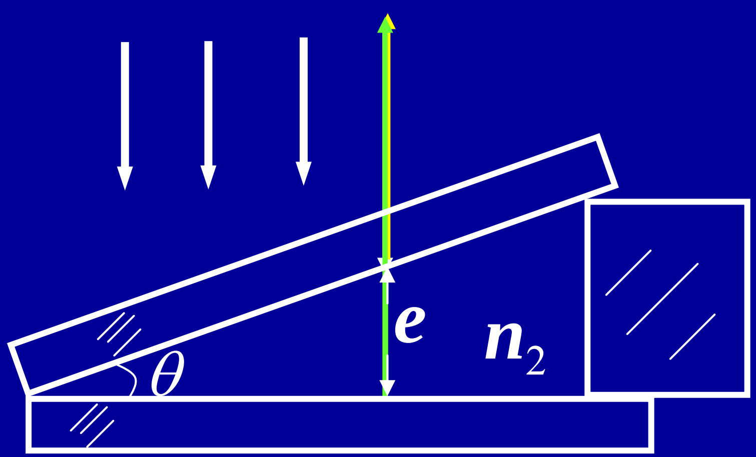
三. 劈尖干涉

劈尖 —— 由两块平板玻璃组成的薄膜。

当光线垂直入射时，在反射光中观察，有：

$$\delta = 2e_k n_2 + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} k\lambda & \text{明纹} \quad (k=1,2\ldots\ldots) \\ (k+\frac{1}{2})\lambda & \text{暗纹} \quad (k=0，1,2\ldots\ldots) \end{cases}$$

n_2为空气膜的折射率



1. 入射波长λ一定时，一条条纹(一个k)对应 一个厚度，故称为等厚干涉。

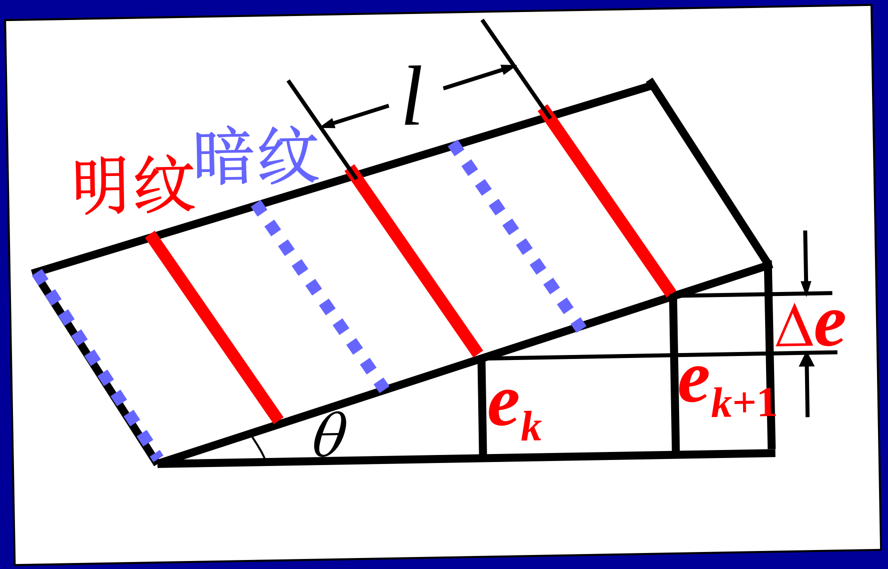
级次愈高(k愈大)，对应的膜厚愈大。

2. 干涉条纹是明暗相间的平行直线条纹，此时叠合处为一暗纹。

3. 任意两相邻亮纹(或暗纹)所对应的空气膜厚度差为:

$$\delta = 2e_k n_2 + \frac{\lambda}{2} = k\lambda$$

$$\delta = 2e_{k+1} n_2 + \frac{\lambda}{2} = (k+1)\lambda$$



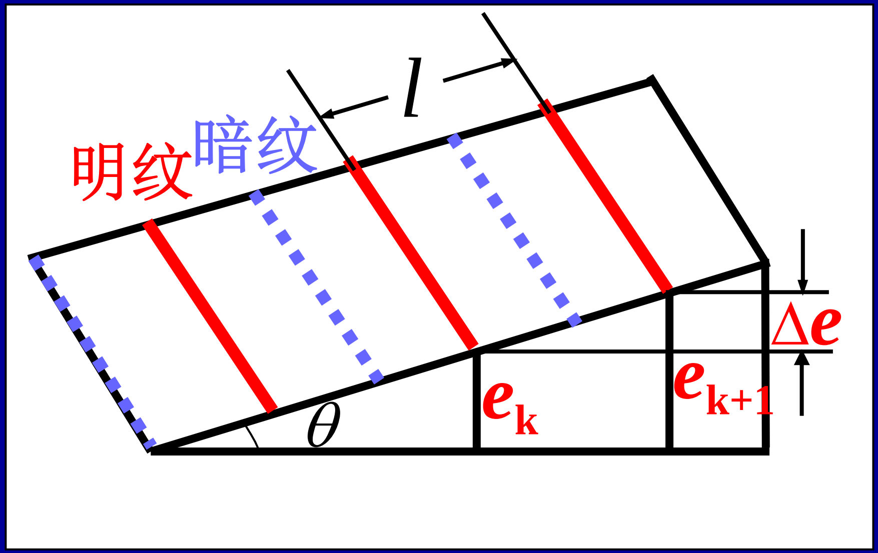
$$\Delta e = e_{k+1} - e_k = \frac{\lambda}{2n_2}$$

$$\Delta e = e_{k+1} - e_k = \frac{\lambda}{2n_2}$$

4. 设相邻两亮纹(或暗纹)间的距离为*l*，则有：

$$l\sin\theta = \Delta e = \frac{\lambda}{2n_2}$$

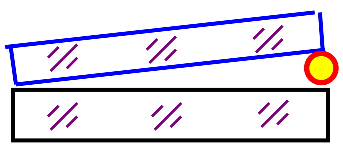
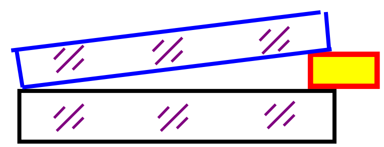
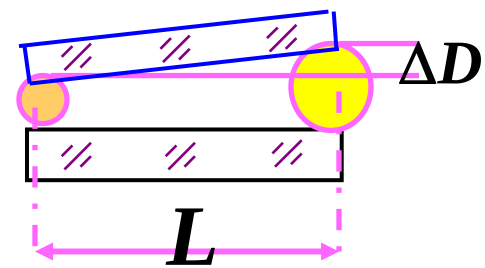
即 $\boxed{l\sin\theta = \frac{\lambda}{2n_2}}$



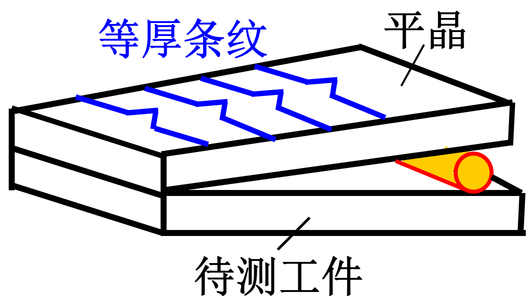
应用

测波长，测折射率

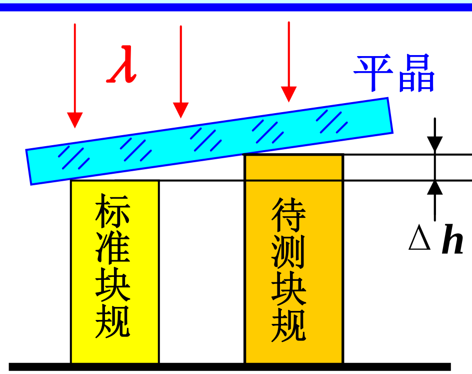
$$l \approx \frac{\lambda}{2n\sin\theta}$$

测细小直径	测厚度	测微小变化
		

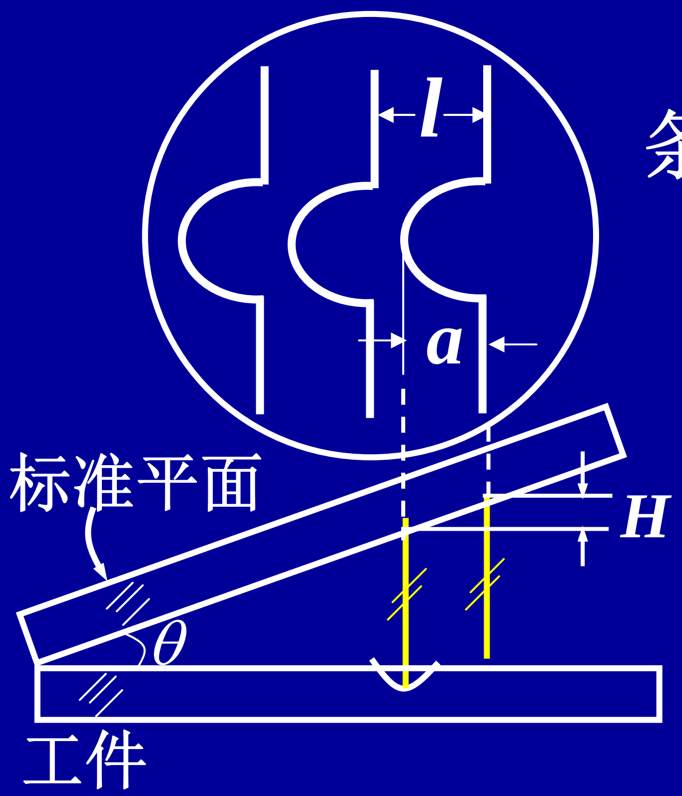
测表面不平度



块规校准装置



例4-3 在检测某工件表面平整度时，在工件上放一标准平面玻璃，使其间形成一空气劈尖，并观察到弯曲的干涉条纹。试根据条纹弯曲方向，判断工件表面上纹路是凹还是凸？并求纹路深度H。



解： 若工件表面是平的，等厚条纹应为平行于棱边的直线条纹。

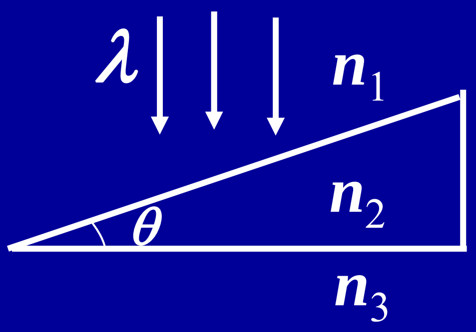
一条条纹对应 一个厚度，由图的纹路弯曲情况可知，工件表面的纹路是凹下去的。

$H = a\sin\theta$，$l\sin\theta = \lambda/2$，

所以纹路深度 $H = \dfrac{a}{l}\cdot\dfrac{\lambda}{2}$

例4-5 波长λ的光垂直入射折射率为n_2的劈尖薄膜，$n_1>n_2$，$n_2<n_3$。在反射光中观察，从尖顶算起，第二条明纹对应的薄厚是多少？

解： 由薄膜公式，有：



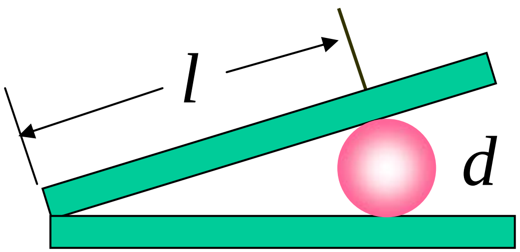
$$\delta_{反}=2en_2+\frac{\lambda}{2}=k\lambda$$

$$k=1,2,\ldots\ldots$$

显然，取$k=2$，于是第二条明纹对应的薄厚为

$$e=\frac{3\lambda}{4n_2}$$

例4-6　在两玻璃板间夹一细丝形成空气膜，用波长 5000Å 的单色光垂直照射，测得干涉条纹间距为 **0.5*mm***。劈棱至细丝距离**5c*m***，求细丝的直径。若将细丝向棱边靠近或移远，干涉条纹有何变化?



解：$\Delta e = \dfrac{\lambda}{2n}$

干涉条纹数目 $N = \dfrac{d}{\lambda/2}$，$N = \dfrac{l}{\Delta l}$

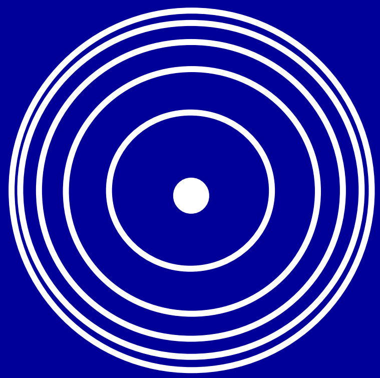
$$d = \frac{\lambda l}{2\Delta l} = 25\mu\text{m}$$

细丝向劈棱移近或远→顶角增大或减小→条纹间距减小或增加→细丝到劈棱的条纹数目不变。

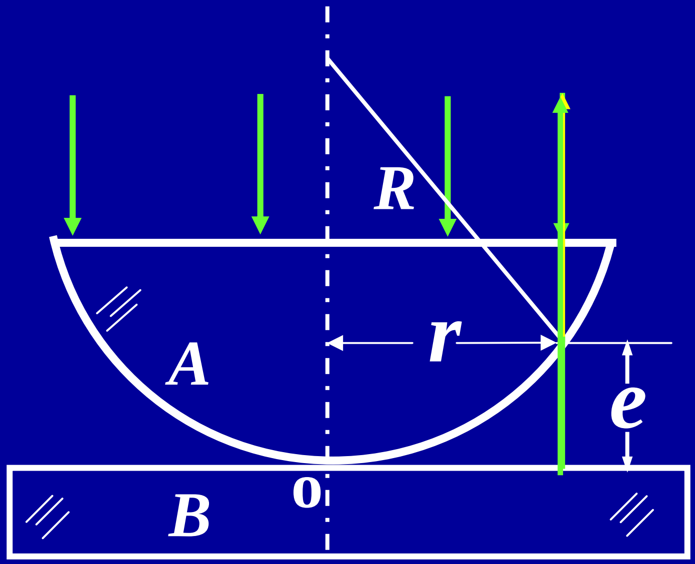
$$l \approx \frac{\lambda}{2n\sin\theta}$$

四. 牛顿环

在平玻璃B上放一曲率半径R很大的平凸透镜A，A、B之间形成一层很薄的劈形空气层—薄膜。



设平行光垂直入射空气薄膜，在反射光中观察到一组以接触点o为中心的同心圆环，称为牛顿环。

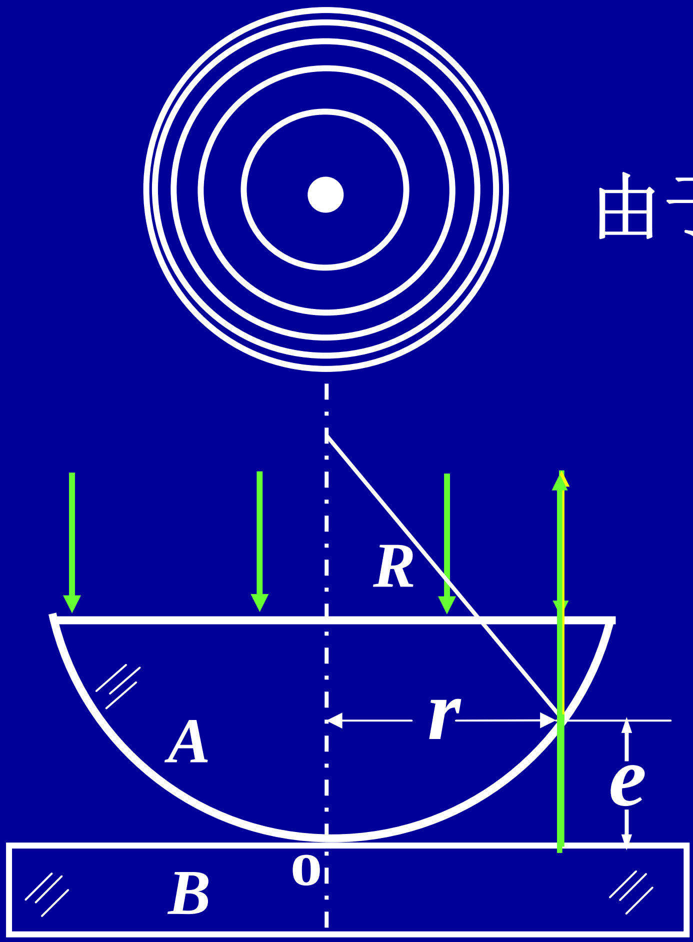


$$\delta_{反} = 2en_2 + \frac{\lambda}{2}$$

$$= \begin{cases} k\lambda & \text{明环}(k=1,2\ldots) \\ (k+\frac{1}{2})\lambda & \text{暗环}(k=0,1,2\ldots) \end{cases}$$

n_2为空气膜的折射率

$$\delta_{反} = 2en_2 + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} k\lambda & 明环(k=1,2\ldots) \\ (k+\frac{1}{2})\lambda & 暗环(k=0,1,2\ldots) \end{cases}$$



因$R^2=r^2+(R-e)^2=r^2+R^2-2Re+e^2$

由于$R \gg e$，上式中e^2可略去，因此得

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

明环半径：$r_k = \sqrt{(k-\frac{1}{2})\frac{R\lambda}{n_2}}$ $(k=1,2\ldots)$

暗环半径：$r_k = \sqrt{\frac{kR\lambda}{n_2}}$ $(k=0,1,2\ldots)$

空气中的牛顿环的分布特点：

1. 环中央为暗纹

暗环半径：$r_k = \sqrt{\dfrac{kR\lambda}{n_2}}$, **(*k*=0,1,2…)**

半径越大，条纹级次***k*** 越高

2. 牛顿环内疏外密

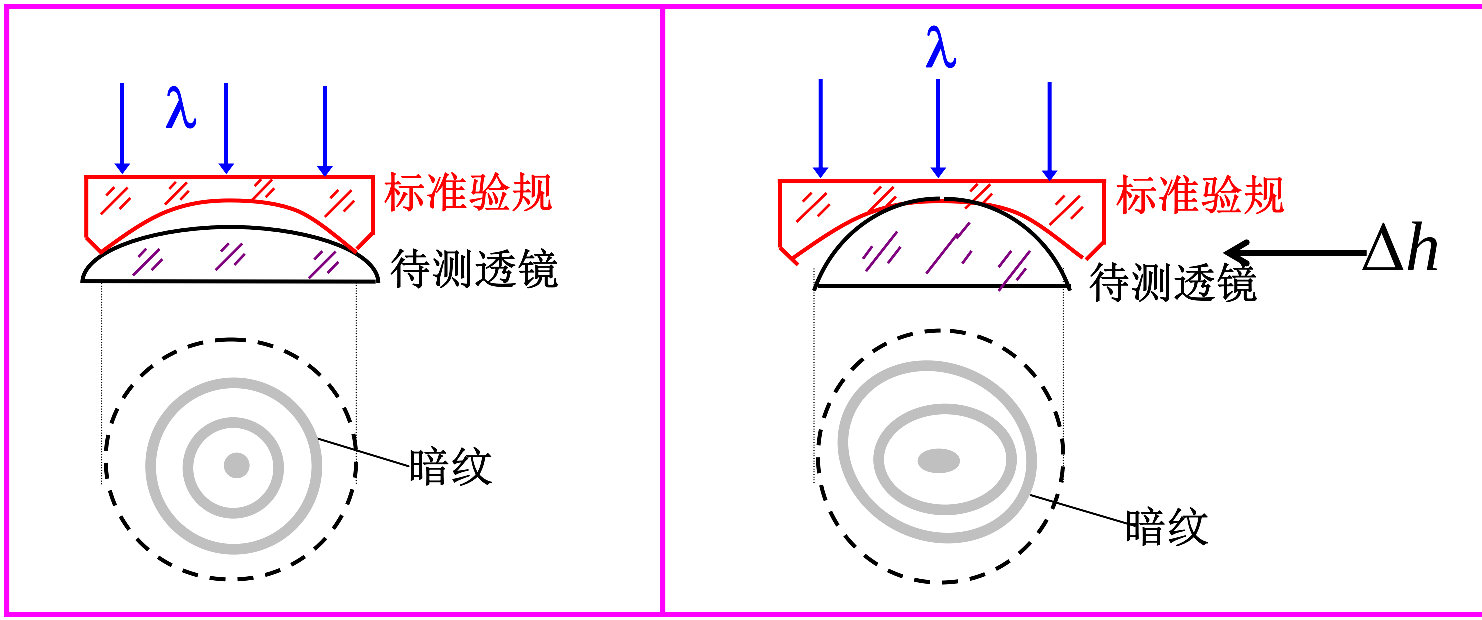
暗环半径：$r_k = \sqrt{\dfrac{kR\lambda}{n_2}}$, $r_{k+1} = \sqrt{\dfrac{(k+1)R\lambda}{n_2}}$

$$\Delta r = \sqrt{\frac{R\lambda}{n_2}}(\sqrt{k+1} - \sqrt{k}) = \sqrt{\frac{R\lambda}{n_2}}\left(\frac{1}{\sqrt{k+1} + \sqrt{k}}\right)$$

k增大，Δr 减小，牛顿环内疏外密。

应用——测透镜球面的半径 *R*

检验透镜球表面质量



思考：如果待测透镜合格，则现象如何?

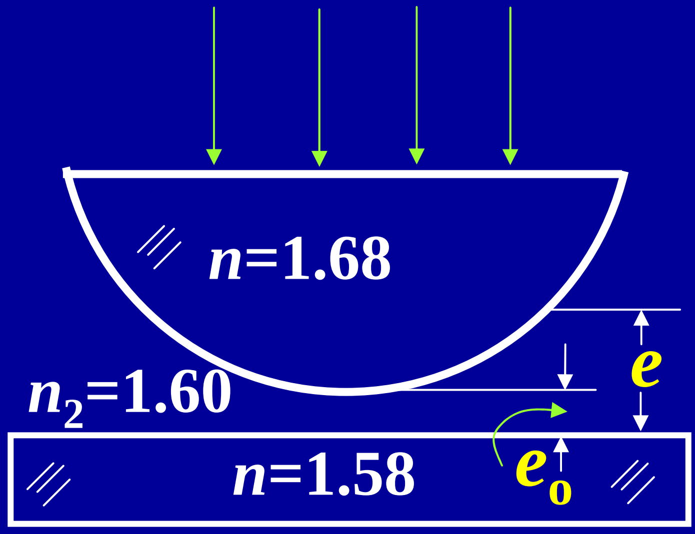
例4-6　平板玻璃和平凸透镜构成牛顿环，全部浸入n_2=1.60的液体中，凸透镜可向上移动。用波长λ=500nm的单色光垂直入射，从上往下观看到中心是一个暗斑，求凸透镜顶点距平板玻璃的距离是多少。

解：$\delta_{反}=2en_2=(k+\frac{1}{2})\lambda$　(k=0,1,2…)

中心处：$e=e_o$，k=0

凸透镜顶点距平板玻璃的距离：

$$e_o=\frac{\lambda}{4n_2}=78.1nm$$



§13.5 迈克耳逊干涉仪 *时间相干性

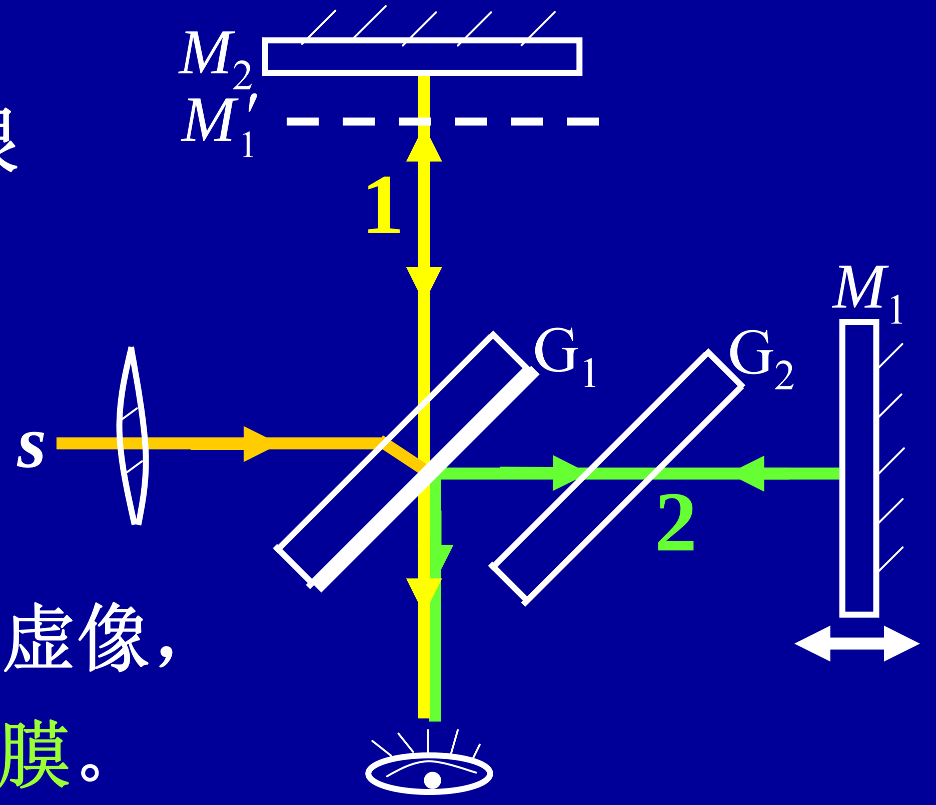
一. 迈克耳逊干涉仪

M_1和M_2是两块平面反射镜，其中M_2是固定的，M_1可作微小移动。

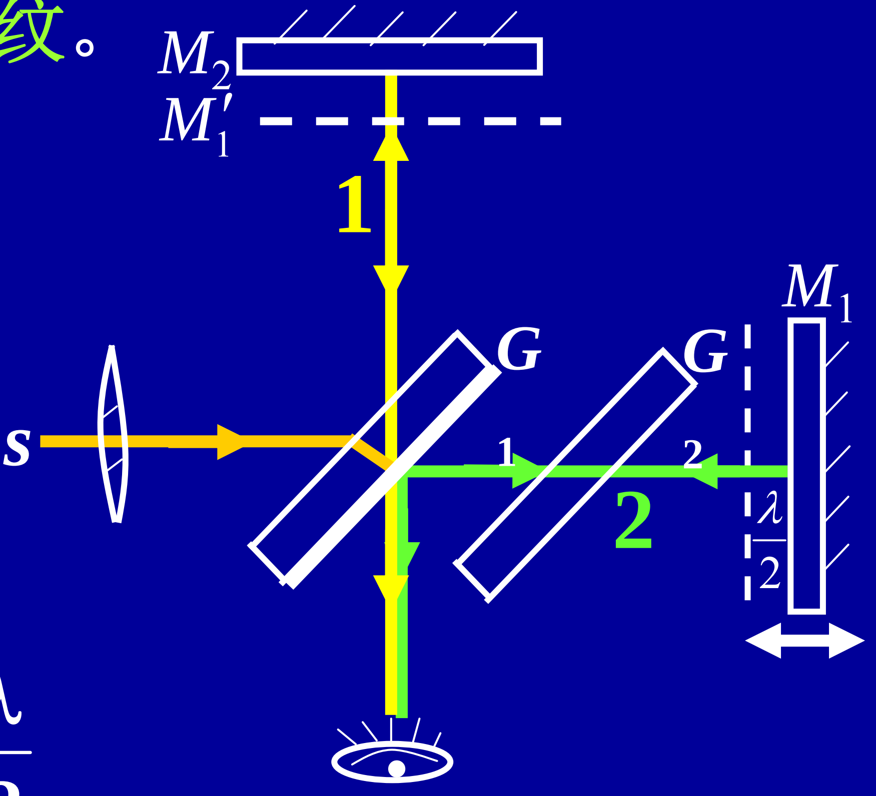
G_1有一半透明的薄银层，起分光作用；

G_2起补偿作用，均与水平成45度。

M_1'是M_1对G_1形成的虚像，M_2和M_1'间形成一空气薄膜。



当M_1、M_2严格垂直时，M_1' 和M_2之间形成等厚空气膜，可观察到等倾条纹的圆形条纹；当M_1、M_2不严格垂直时，M_1' 和M_2之间形成空气劈尖，这时可观察到等厚干涉的直线条纹。

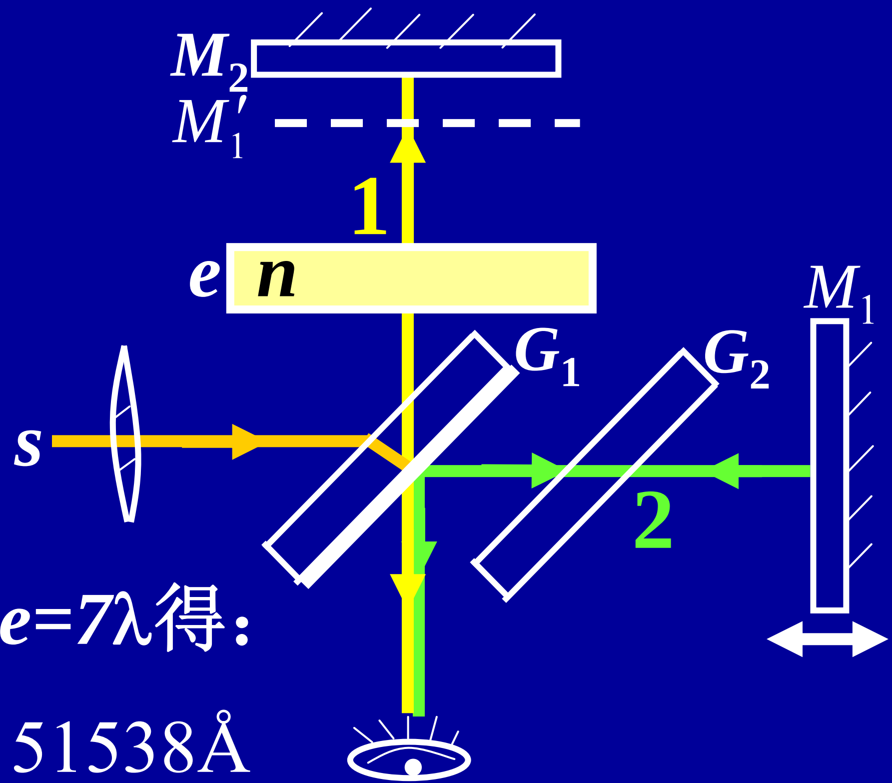


每当M_1移动$\lambda/2$，光线1、2的光程差就改变一个λ，视场中就会看见一条条纹移过。

若N条条纹移过，

M_1移动的距离：$d = N\dfrac{\lambda}{2}$

例5-1 把厚度e、折射率n=1.40的透明薄膜插入迈克耳逊干涉仪的一臂(一条光路)中。求：(1) 光线1、2光程差和位相差的改变量；(2) 若插入薄膜的过程中，观察到7条条纹移过，所用波长λ=5890Å，求薄膜的厚度e=?



解： (1) $\Delta\delta=2(n-1)e$

$$\Delta\varphi=\frac{2\pi}{\lambda}\Delta\delta=\frac{4\pi(n-1)e}{\lambda}$$

(2) 能否用下式求解？

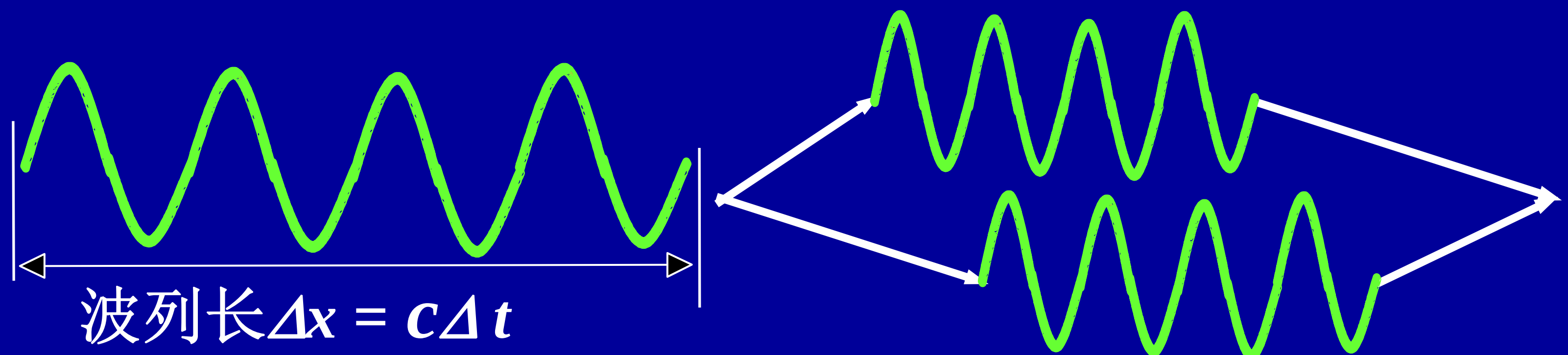
$$d=N\frac{\lambda}{2}$$

由$\Delta\delta=2(n-1)e=7\lambda$得：

$$e=\frac{7\lambda}{2(n-1)}=51538\text{Å}$$

*二. 时间相干性

由于原子发光的间歇性和随机性，不同原子发出的光是不相干的，同一个原子不同时刻发出的光也是不相干的。要得到相干光，只有将一个原子一次发出的光(一个波列)分为两束再使其相聚。



要产生相干，两束光的光程差须小于一个波列长度，两波列必须部分重叠：

$$\delta < \Delta x = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$

Δx—相干长度

$$\delta < \Delta x = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$

问：为什么窗玻璃在阳光下看不见干涉条纹？

$\Delta\lambda$=(7900-3900)Å，λ=6000 Å

算得相干长度： **Δx =9×10^{-7}*m*= 9×10^{-4}*mm***

显然，光线在窗玻璃上下反射后的光程差已远超过上述数值，不重叠，故看不见干涉条纹。

劈尖干涉为什么只在薄膜中讨论，不讨论玻璃上下表面的反射光的干涉就是这个道理。

***He–Ne*激光： λ=6328Å， $\Delta\lambda$=10^{-7}Å**

相干长度： **Δx =40*km*** 可见，激光的相干性很好。

光的干涉小结

一. 杨氏双缝干涉

$$\delta = \frac{dx}{D} = \begin{cases} \pm 2k\dfrac{\lambda}{2} & \text{明纹} \\ \pm(2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & \text{暗纹} \end{cases} \quad (k = 0,1,2,......)$$

二. 薄膜干涉

$$\delta_{\text{反}} = 2e\sqrt{n_2{}^2 - n_1{}^2\sin^2 i} + \text{半} = \begin{matrix} k\lambda \\ (k+\dfrac{1}{2})\lambda \end{matrix} \quad \begin{matrix} \text{反射光} \\ \text{明纹} \\ \text{暗纹} \end{matrix}$$

$$(0, \frac{\lambda}{2})$$

$$(k=0,1,2……)$$

三. 劈尖干涉

$$l\sin\theta = \frac{\lambda}{2n_2}$$

四. 牛顿环

$$\delta_{反} = 2en_2 + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} k\lambda & 明环(k=1,2\ldots) \\ (k+\frac{1}{2})\lambda & 暗环(k=0,1,2\ldots) \end{cases}$$

五. 迈克耳逊干涉仪

$$d = N\frac{\lambda}{2}$$