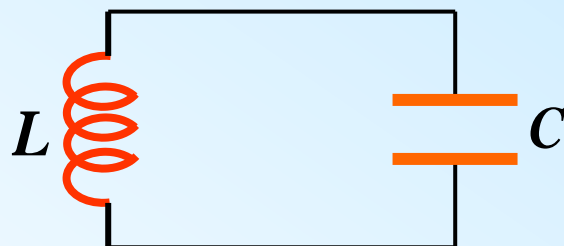


第9节 电磁振荡与电磁波

一、电磁振荡

(1) 振荡方程 $\frac{d^2 q}{dt^2} + \omega^2 q = 0$

$$q = q_m \cos(\omega t + \varphi)$$



振荡电路

(2) LC振荡电路的能量

$$W_{\text{总}} = W_m + W_e = \frac{1}{2} L \omega^2 q_m^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{C} q_m^2 \quad \text{电能极大值 (常数)}$$

$$W_{\text{总}} = W_m + W_e = \frac{1}{2} L \omega^2 q_m^2 = \frac{1}{2} L I_m^2 \quad \text{磁能极大值 (常数)}$$

注意: (1) $W_{\text{总}} \propto q_m^2$ (电荷振幅)

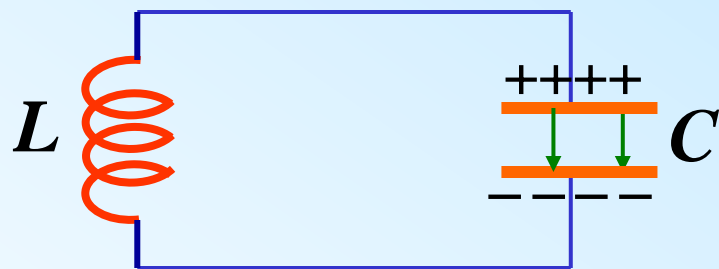
(2) 能量变化的频率是振荡频率的 2 倍

$$(3) \bar{W}_e = \bar{W}_m = \frac{1}{2} W_{\text{总}}$$

二、电磁波

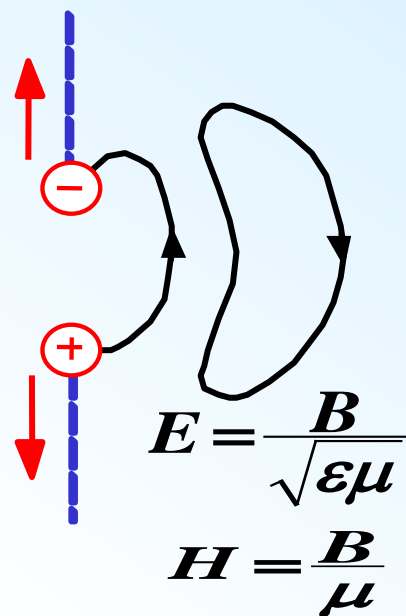
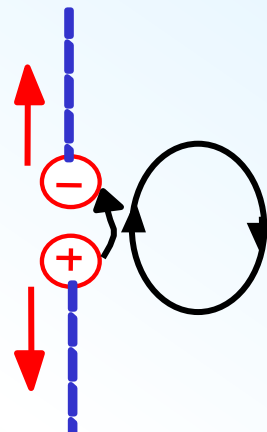
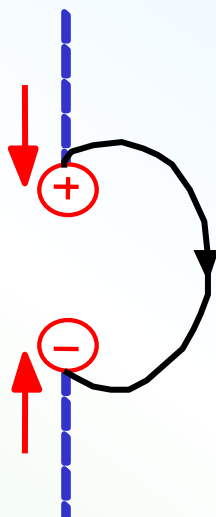
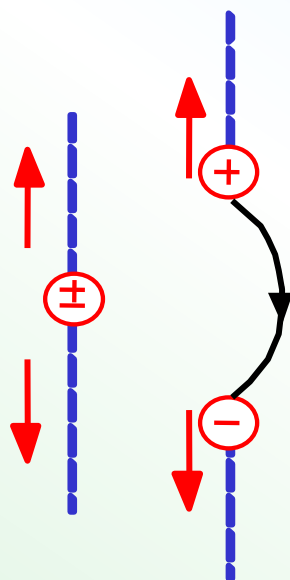
1. 电磁波产生的条件

只要波源 —— 电磁振荡源



2. 振荡电偶极子辐射的电磁波

一条闭合电场线的形成过程



3. 平面电磁波

(1) 球面波

(2) 平面电磁波

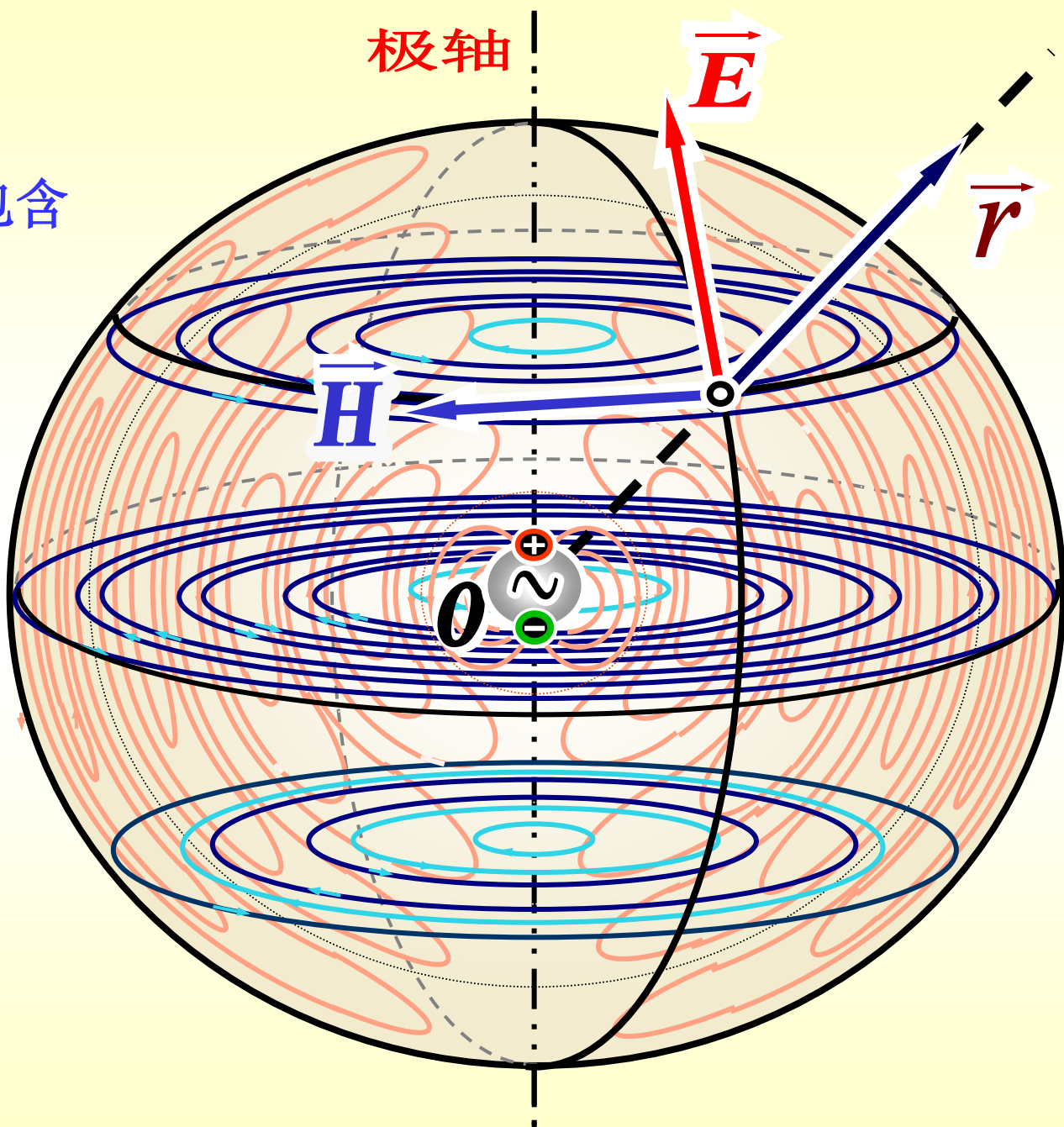
电场和磁场的
波动方程:

$$\begin{cases} E = E_m \cos \omega(t - \frac{r}{u}) \\ H = H_m \cos \omega(t - \frac{r}{u}) \end{cases}$$

波函数: $E_y = E_{ym} \cos \omega(t - \frac{x}{u})$

$$H_z = H_{zm} \cos \omega(t - \frac{x}{u})$$

- \vec{E} 在子午面(一系列包含极轴的平面)内。
- \vec{H} 在与赤道面平行的平面内。
- 任意点的 \vec{H} 与 \vec{E} 相互垂直。
- 电磁波的传播方向 \vec{r} 沿 $\vec{E} \times \vec{H}$ 的方向。



(4) 电磁波的能量



$$\sqrt{\epsilon} E_m = \sqrt{\mu} H_m$$

a) 能量密度

$$W = W_e + W_m = \frac{1}{2} \epsilon E^2 + \frac{1}{2} \mu H^2 = \epsilon E^2 = \mu H^2 = \sqrt{\epsilon \mu} EH = \frac{1}{u} EH$$

总能量

$$W = \int_V w dV$$

b) 能流密度 (坡印廷矢量)

定义：单位时间内通过与传播方向垂直的单位面积的能量，指向能量传播的方向。

$$S = wu = EH$$

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

$$E = E_m \cos \omega(t - \frac{x}{u}) \quad H = H_m \cos \omega(t - \frac{x}{u})$$

平均能流密度：

$$\bar{S} = \frac{1}{2} E_m H_m$$

即波强，正
比于振幅的
平方

$$\bar{S} \propto E_m^2, \quad \bar{S} \propto H_m^2$$

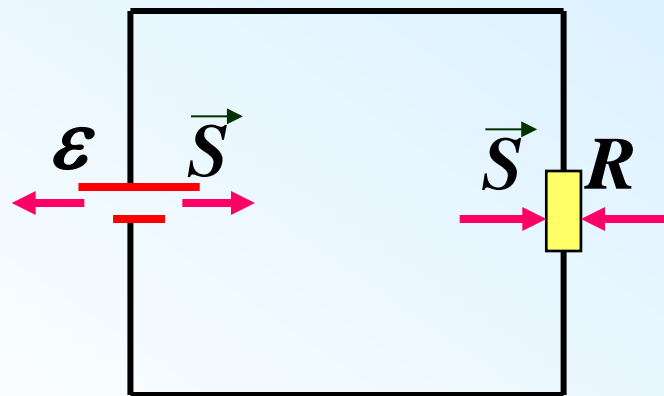
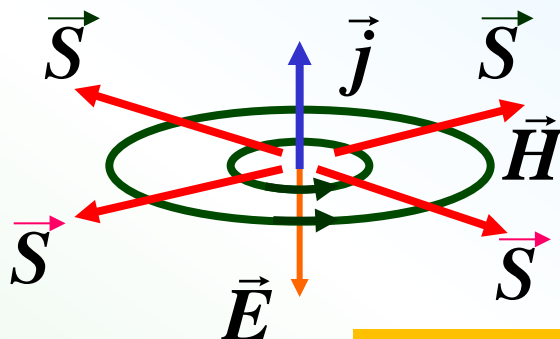
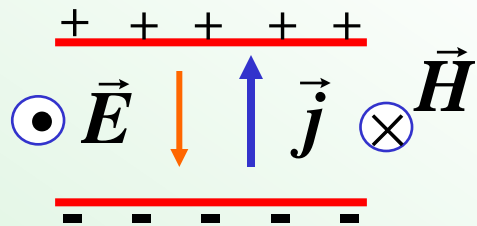


$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$$

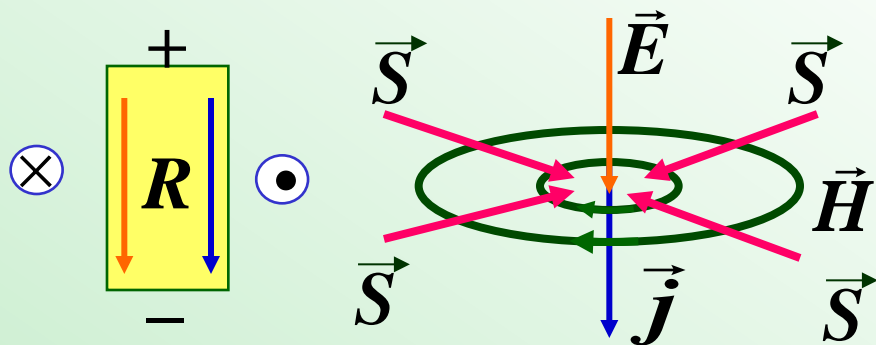
注： \vec{S} 不仅适用于变化的电磁场，也适用于稳恒场。
在稳恒场中，电磁能也是场传播的。

例： 直流电路中的能量传递。

电源：



负载：



结论：

- (1) 电源的能量是通过电磁场从电源的侧面传出。
 - (2) 电阻消耗的能量是通过电磁场从电阻的侧面传入。
- 导线起引导场能的作用。

例：在地面上测得太阳光的平均能流密度约为 1.4kW/m^2 。

(1) 求 E 和 B 的最大值；

(2) 从地球到太阳的距离约为 $1.5 \times 10^{11}\text{m}$ ，试求太阳的总辐射功率。

解： (1) $\bar{S} = \frac{1}{2} E_m H_m = \frac{1}{2} E_m \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_m$

$$E_m^2 = 2 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \bar{S} = 2c \mu_0 \bar{S}$$

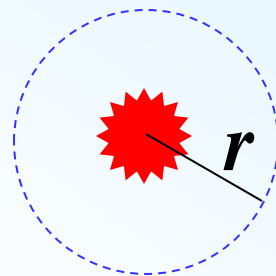
$$\sqrt{\epsilon_0} E_m = \sqrt{\mu_0} H_m$$

$$H_m = \frac{B_m}{\mu_0} \quad c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

$$E_m = \sqrt{2c \mu_0 \bar{S}} = 1.03 \times 10^3 \text{ V/m}$$

$$\sqrt{\epsilon_0} E_m = \sqrt{\mu_0} \frac{B_m}{\mu_0} \quad B_m = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} E_m = \frac{E_m}{c} = 3.43 \times 10^{-6} \text{ T}$$

(2) $P = \bar{S} \cdot 4\pi r^2 = 3.96 \times 10^{26} \text{ W}$ (约 1.42×10^{27} 度)。



武汉市2010年夏季日用电量峰值不到1.5亿千瓦时(1.5×10^8 度)。

第五篇 光学

(Optics)

第五篇 光学

第12章 几何光学简介

研究光的直线传播现象。
是波动光学的极限情况。

第13章 波动光学

研究光的干涉、衍射和偏振现象。

第13章 波动光学

Wave Optics

第1节 光波

第2节 光波的叠加 光程

第3节 分波阵面干涉

第4节 分振幅干涉

第5节 光波的偏振

第6节 双折射

第7节 偏振光的干涉

第8节 旋光效应

第1节 光波

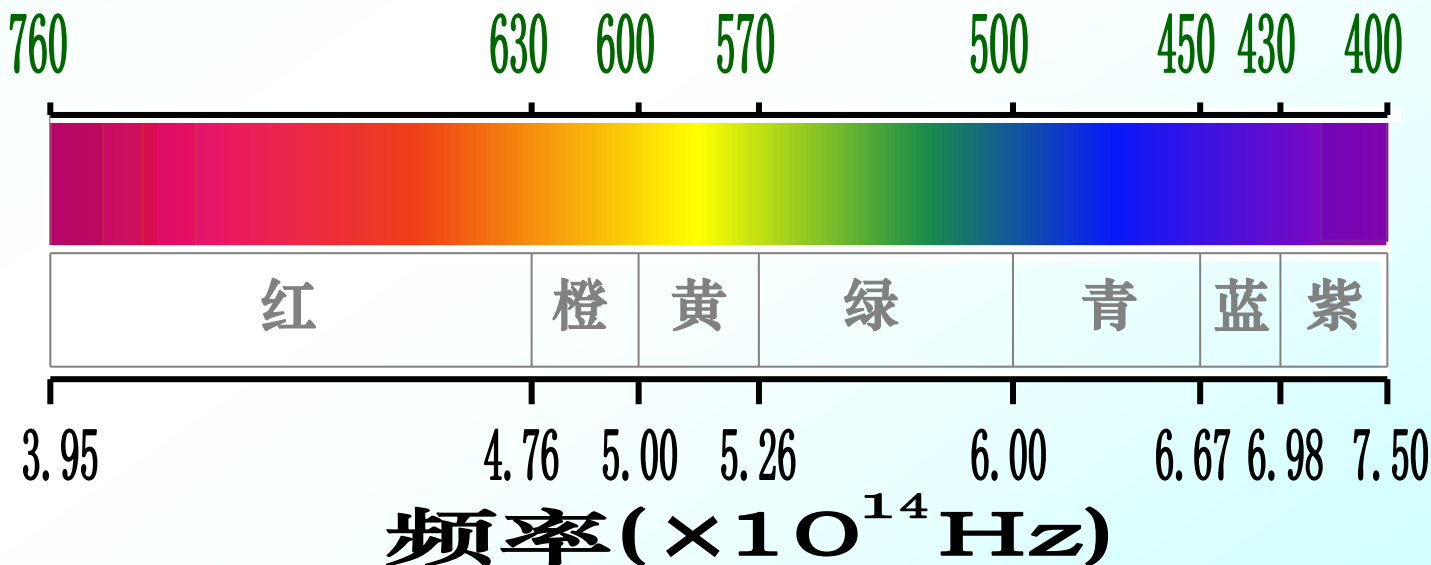
1. 光的电磁理论

光是**电磁波**，具有**干涉**、**衍射**、**偏振**等性质。

可见光波长: **400nm**——**760nm**

人眼对**555 nm**左右的黄绿色的光最敏感。
4000Å —— **7600Å**
($1\text{nm}=10^{-9}\text{m}=10\text{Å}$) ●

可见光波段 真空中波长(nm)

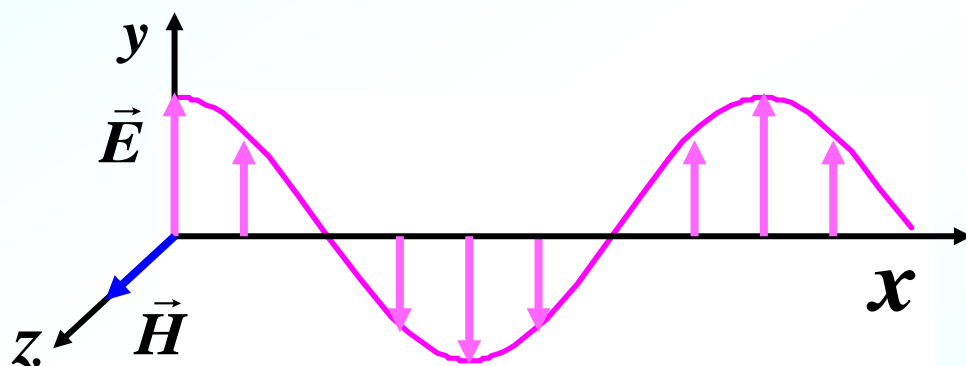


光波有两个相互垂直的振动矢量，即电场强度 \vec{E} 和磁场强度 \vec{H} 。

对光的响应都是由于电场而不是磁场所引起，所以选用电场强度 \vec{E} 来表征光波。 \vec{E} 的振动称为光振动。

因为光是横波，所以具有偏振特性。

波线上 \vec{E} 沿y轴在xy平面上振动故称偏振。



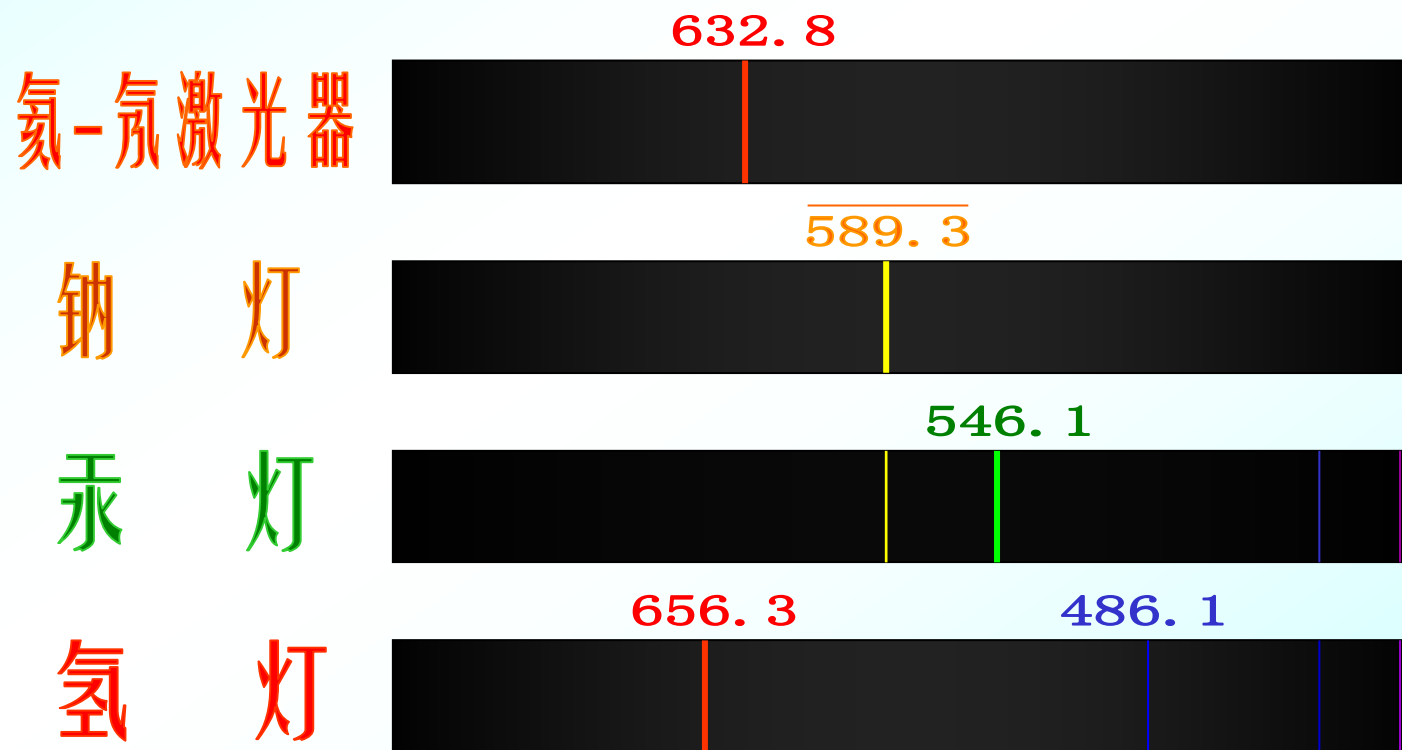
\vec{E} 矢量称光矢量

2. 光源（普通光源、激光光源）

光源的最基本发光单元是分子、原子。

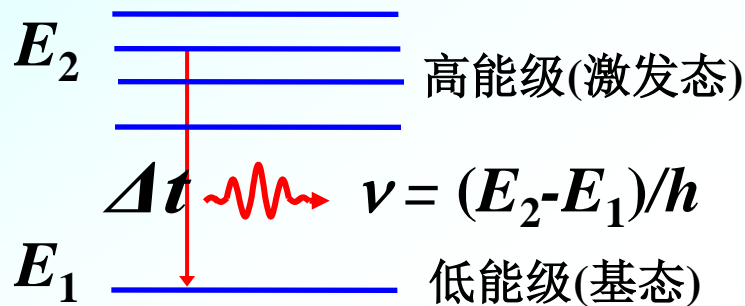
可见光是由原子外层电子的运动、电子能级的跃迁产生的。

常用单色光源及波长(nm)



(1) 普通光源

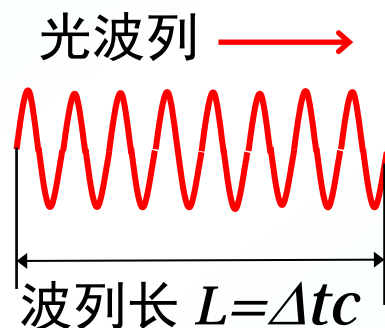
自发辐射：高能态跃迁回较低能态或基态，并能把多余的能量以发光的形式辐射出来



自发辐射的**时间极短**，远远小于仪器(包括人眼)的反应时间。

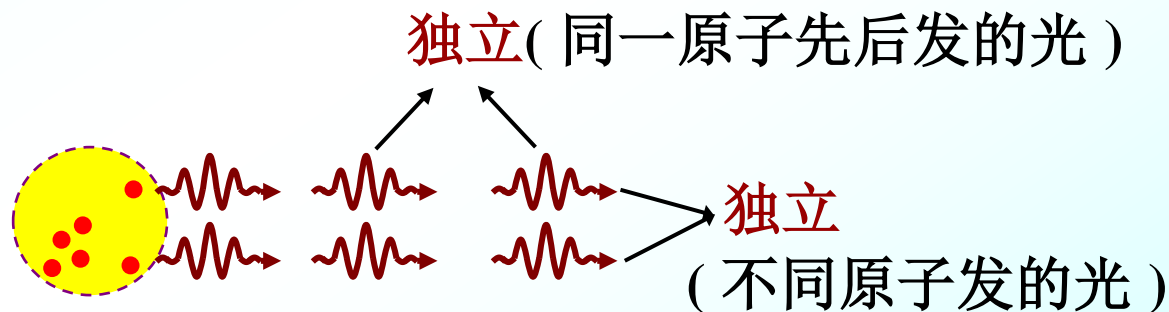
$$\Delta t < 10^{-8} \text{秒}$$

每一次发光只是一个持续时间极短、长度有限的光波列。



◆ 跃迁后发出光波列，该原子还可以被激发而再次发光，因而原子发光具有**间歇性**。

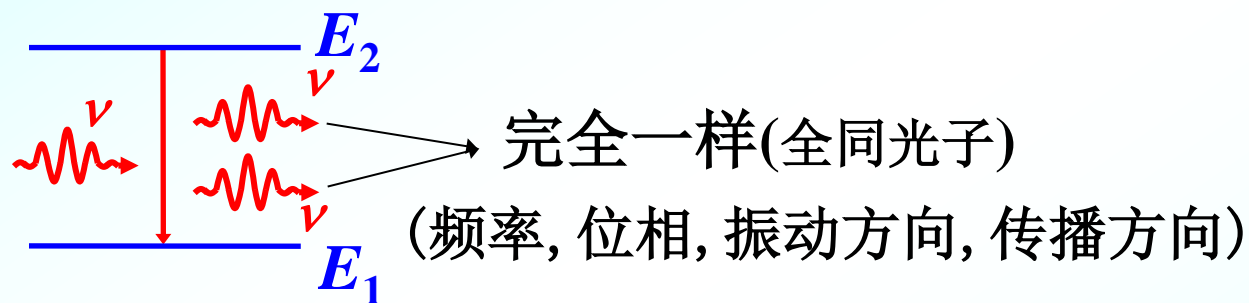
◆ 而且，哪个原子发光，发什么样的光都是**随机**的。



原子发光的**间歇性**和**随机性**决定了普通光源**不是相干光源**。

(2) 激光光源

受激辐射：当原子处在高能级上而又未发生自发辐射时，如果受到了一个频率为 $\nu = (E_2 - E_1)/h$ 外来光子的刺激作用，有可能向低能级跃迁，并同时辐射出与外来光子相同的光子。



激光光源： 亮度高、相干性好、单色性好。

3. 光波的描述

描述光波的光矢量 —— 电场强度矢量 \vec{E}

电场强度 \vec{E} 的振动称为光振动。

波动理论，沿 \vec{r} 方向传播的单色平面波的波函数表示为

$$E = E_0 \cos[\omega(t - \frac{r}{u}) + \varphi]$$

$$E = E_0 \cos(\omega t + \varphi - \frac{2\pi r}{\lambda})$$

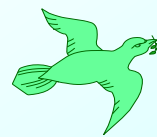
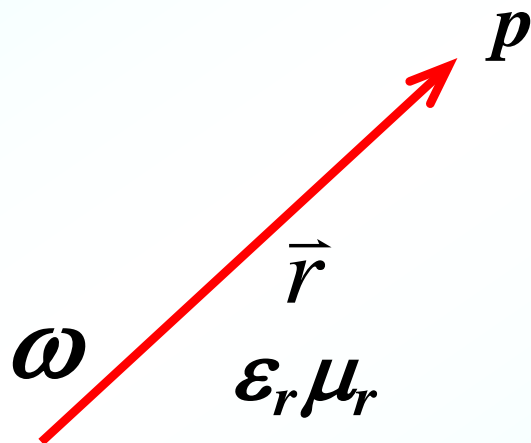
$$u = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \mu_r}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

能流密度矢量的大小：

$$S = u \epsilon E^2 = u \epsilon E_0^2 \cos^2(\omega t + \varphi - \frac{2\pi r}{\lambda})$$

光强 —— 平均能流密度

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T S dt = \frac{1}{2} u \epsilon E_0^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E_0^2$$

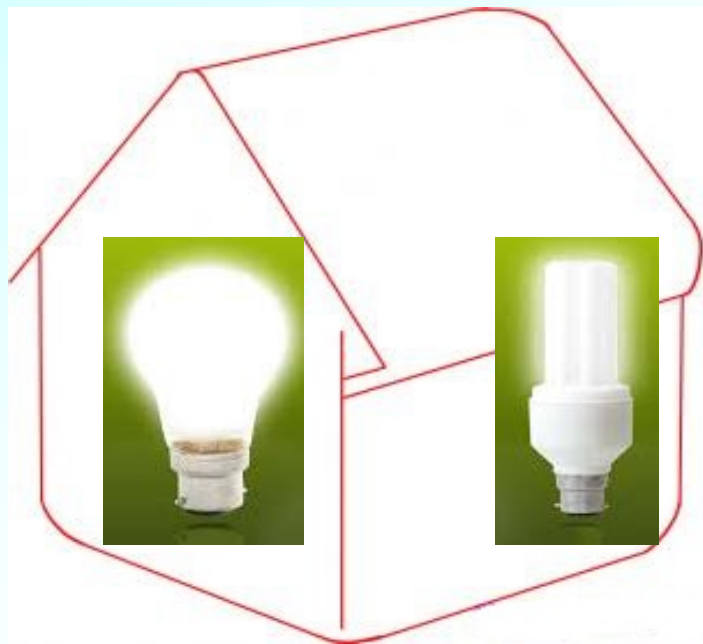


$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$$

$$\sqrt{\epsilon} E = \sqrt{\mu} H$$

第2节 光波的叠加 光程

- ◆ 两列光波在某一区域相遇时，它们互相叠加。若叠加条件不同，观察到的现象不一样。



非相干叠加

$$I=I_1+I_2$$



相干叠加

$$I \neq I_1 + I_2$$

房间里两盏灯照在同一物体上只会使物体看起来更亮，而阳光下肥皂泡却呈现出五彩缤纷的颜色。

1. 光程 光程差

(1) 光程

介质的折射率 $n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$

介质中的波长 $\lambda' = vT = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n\nu} = \frac{\lambda_0}{n}$

◆ 在 Δt 时间内

某光波在真空中传播的距离为: $L = c\Delta t = nL'$


此光在介质 n 中传播的距离为: $L' = v\Delta t = \frac{c}{n}\Delta t = \frac{L}{n}$

◆ 经 Δt 时间后, 它们的位相变化

经真空中: $\Delta\varphi = \frac{L}{\lambda_0} 2\pi = \Delta\varphi'$

经历相同的距离 L ,
位相变化如何?

经介质 n 中: $\Delta\varphi' = \frac{L'}{\lambda'} 2\pi = \frac{L'}{\lambda_0/n} 2\pi = \frac{L'n}{\lambda_0} 2\pi = \frac{L}{\lambda_0} 2\pi$



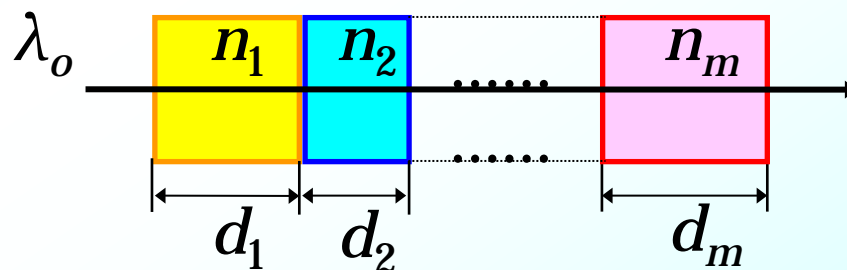
$$\Delta\varphi = \frac{L}{\lambda_0} 2\pi = \Delta\varphi'$$

结论

$$\Delta\varphi' = \frac{L'}{\lambda'} 2\pi = \frac{L'}{\lambda_0 / n} 2\pi = \frac{L' n}{\lambda_0} 2\pi = \frac{L}{\lambda_0} 2\pi$$

通过不同介质的同频率光波，它们的位相变化均可用真空中的几何路程表示。

□ 定义：光波在某一介质中所经历的几何路程 L' 与介质折射率 n 之积 nL' 称为光程。



光程: $L = \sum (n_i d_i) \quad L = \int n(x) dx$

(2) 光程差

$$\lambda' = vT = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{nv} = \frac{\lambda_0}{n}$$

两光程之差 $\delta = (n_2 L_2 - n_1 L_1)$ 叫做**光程差**。

光程差与位相差：

$$\Delta\varphi = 2\pi \left(\frac{L_2}{\lambda_2} - \frac{L_1}{\lambda_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 L_2 - n_1 L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \delta$$

注：

① 一般空气的 $n \approx 1$

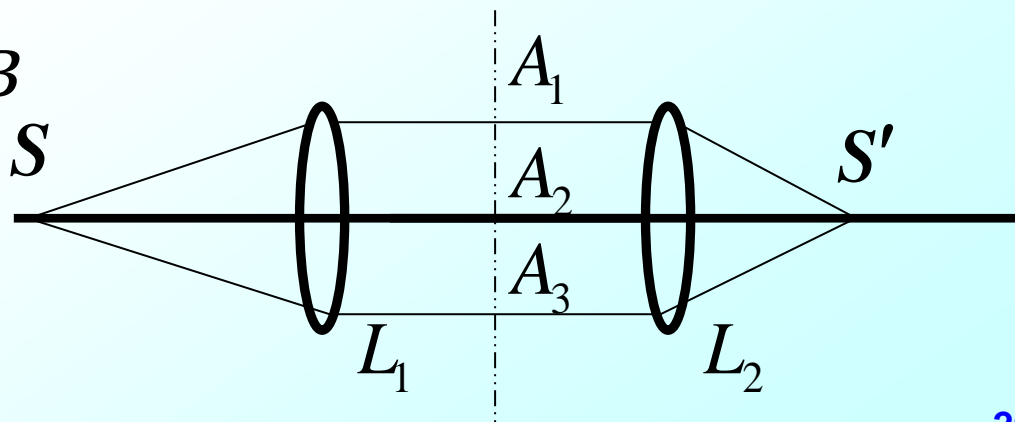
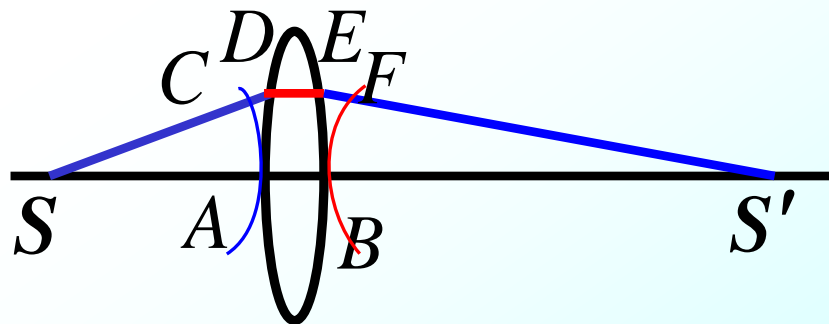
② **成像的等光程性：** 物点和像点之间各光线的光程都相等。

$$SC = SA \quad S'B = S'F$$

$$CD + n \cdot DE + EF = n \cdot AB$$

结论

透镜或透镜组在光路中
不会带来附加的光程差。



(2) 光程差

$$\lambda' = vT = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n\nu} = \frac{\lambda_0}{n}$$

两光程之差 $\delta = (n_2 L_2 - n_1 L_1)$ 叫做**光程差**。

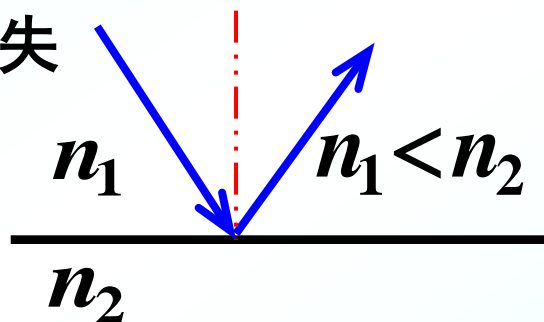
光程差与位相差：

$$\Delta\varphi = 2\pi \left(\frac{L_2}{\lambda_2} - \frac{L_1}{\lambda_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 L_2 - n_1 L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \delta$$

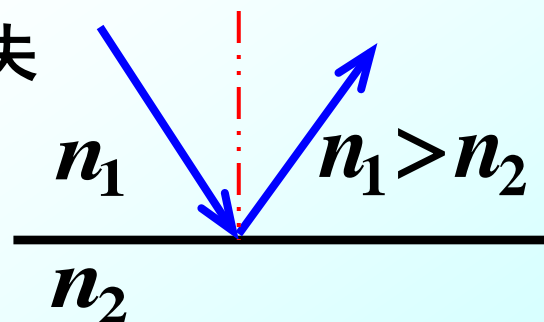
注：

③ 半波损失

有半波损失



无半波损失

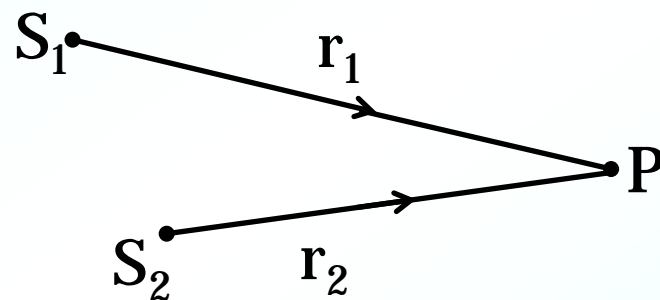


教学视频-光的干涉

2. 光的干涉

P点的光振动

$$\begin{cases} E_1 = E_{10} \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r_1 + \varphi_{10}) \\ E_2 = E_{20} \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r_2 + \varphi_{20}) \end{cases}$$
$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$



实为：同频率、同方向的两个简谐振动的合成

$$\Rightarrow E^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos \Delta\varphi$$

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) + (\varphi_{20} - \varphi_{10})$$

$$I = \overline{E^2} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} (E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos \Delta\varphi) dt$$
$$= I_1 + I_2 + \underline{2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\varphi}$$

干涉项：

与光源的初相位、P点位置以及传播介质有关。

频率极高，观察时间 τ 内，叠加波振动已经历百万亿个周期。观察到的光强实为平均强度。

(1) 非相干叠加



$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) + (\varphi_{20} - \varphi_{10})$$

普通光源的**间歇性**和**随机性**，观察时间 τ 内，两独立光源在叠加处P点的光振动的位相差随时间快速变化。



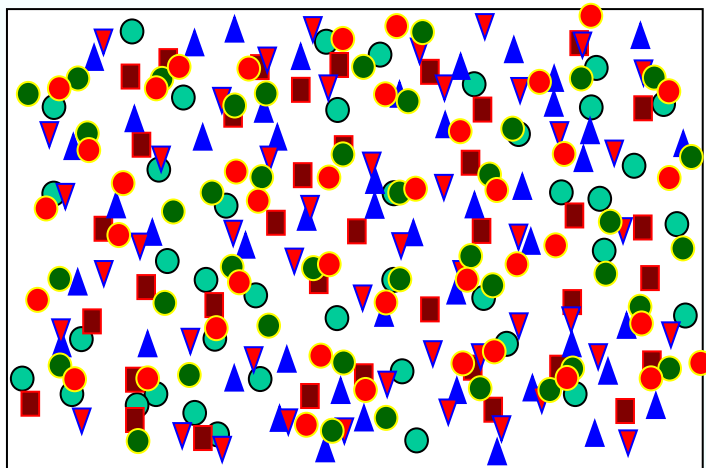
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta$$

位相差以相同的概率取 $0 \sim 2\pi$ 之间的一切数值。

$$\overline{\cos \Delta\varphi} = 0 \Rightarrow I = I_1 + I_2$$

两光强简单相加

两光波不相干



(2) 相干叠加



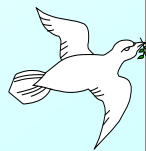
$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) + (\varphi_{20} - \varphi_{10})$$

若两束光在光场中各点的位相差取恒定值。

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

$$\Delta\varphi = \begin{cases} \pm 2k\pi & I > I_1 + I_2 \quad \text{光强加强} \quad \text{最大, 明纹} \\ \pm (2k+1)\pi & I < I_1 - I_2 \quad \text{光强减弱} \quad \text{最小, 暗纹} \end{cases} \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

$$\delta = \begin{cases} \pm k\lambda \\ \pm (2k+1)\frac{\lambda}{2} \end{cases} \quad k = 0, 1, 2, \dots$$



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

$$\Delta\varphi = \begin{cases} \pm 2k\pi \\ \pm (2k+1)\pi \end{cases}$$

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

$$\begin{cases} I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \\ I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \end{cases}$$

为了描述干涉图样的清晰程度，引入

衬比度（对比度、反衬度）的概念

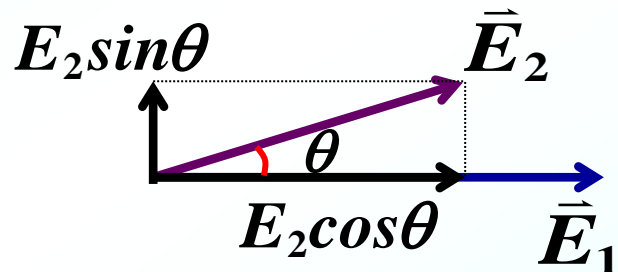
$$\text{衬比度} \quad V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad \begin{cases} 1 & I_1 = I_2 \neq 0 \\ 0 & I_1 \text{ 或 } I_2 = 0 \\ < 1 & I_1 \neq I_2 \text{ 且 } I_1 \neq 0, I_2 \neq 0 \end{cases}$$

两束光强越接近时，衬比度越大，干涉条纹越清晰。

$$\text{若: } I_1 = I_2 = I_0 \quad I = I_0 + I_0 + 2I_0 \cos \Delta\varphi = 4I_0 \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2}$$

(3) 相干条件及相干光的获取

- a) 条件
- 振动方向相同 (存在相互平行的振动分量)
 - 频率相同
 - 有恒定的位相差



- b) 获得相干光的方法

普通光源或同一光源不同部分发出的光波不相干。如何由普通光源获得相干光？

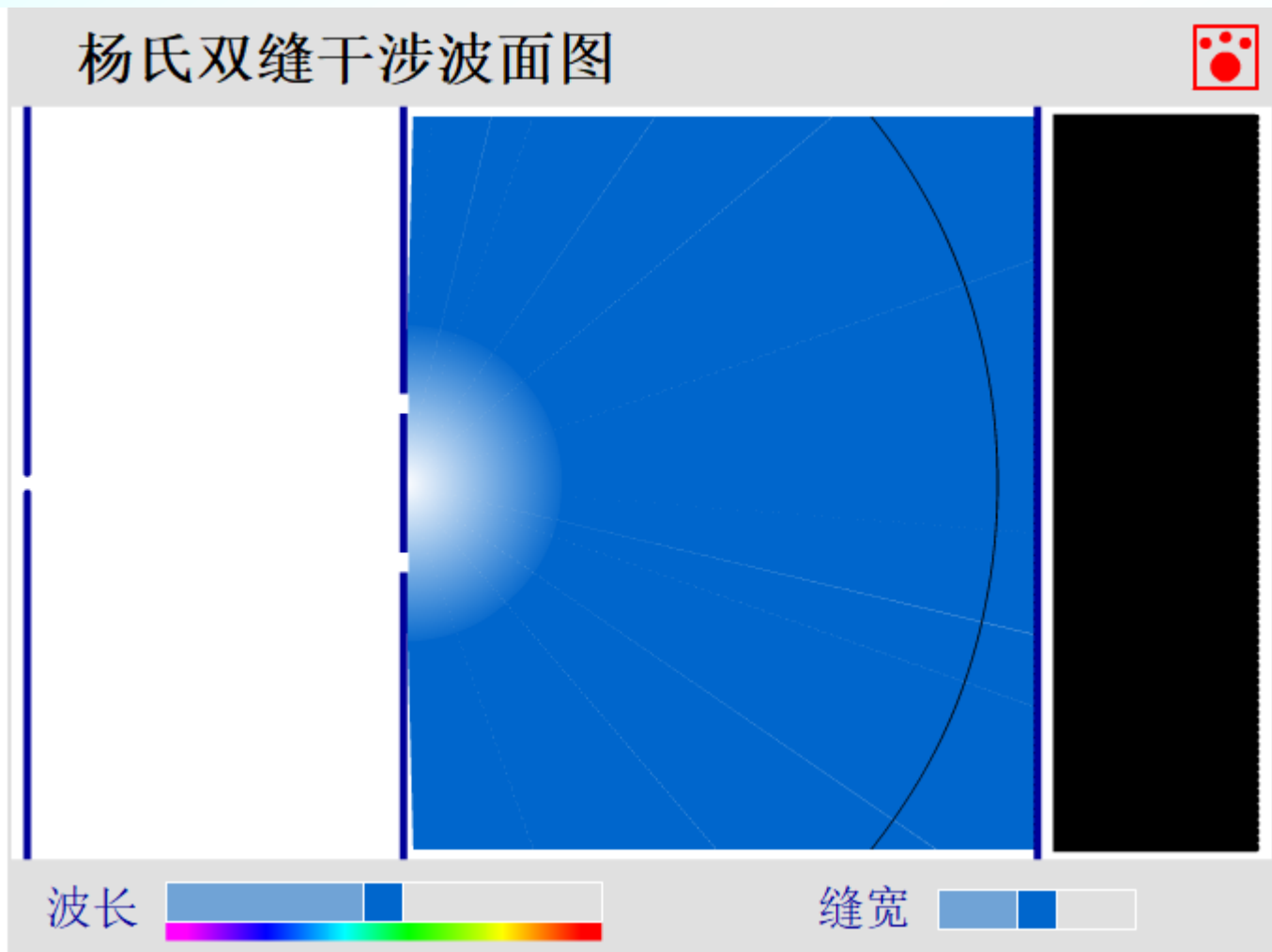
原则：将同一波列的光分成两束，经不同路径后相遇，产生干涉。

- | | | |
|-------|--|---|
| 分波阵面法 | <ul style="list-style-type: none">杨氏实验菲涅耳双镜洛埃镜 | <ul style="list-style-type: none">双面镜双棱镜 |
| 分振幅法 | 薄膜干涉 | <ul style="list-style-type: none">等倾干涉等厚干涉 |

第3节 分波阵面干涉

$$\Delta\phi=[(\omega_2-\omega_1)t+(\varphi_2-\varphi_1)-2\pi(\frac{r_2}{\lambda_2}-\frac{r_1}{\lambda_1})]=\text{常量}$$

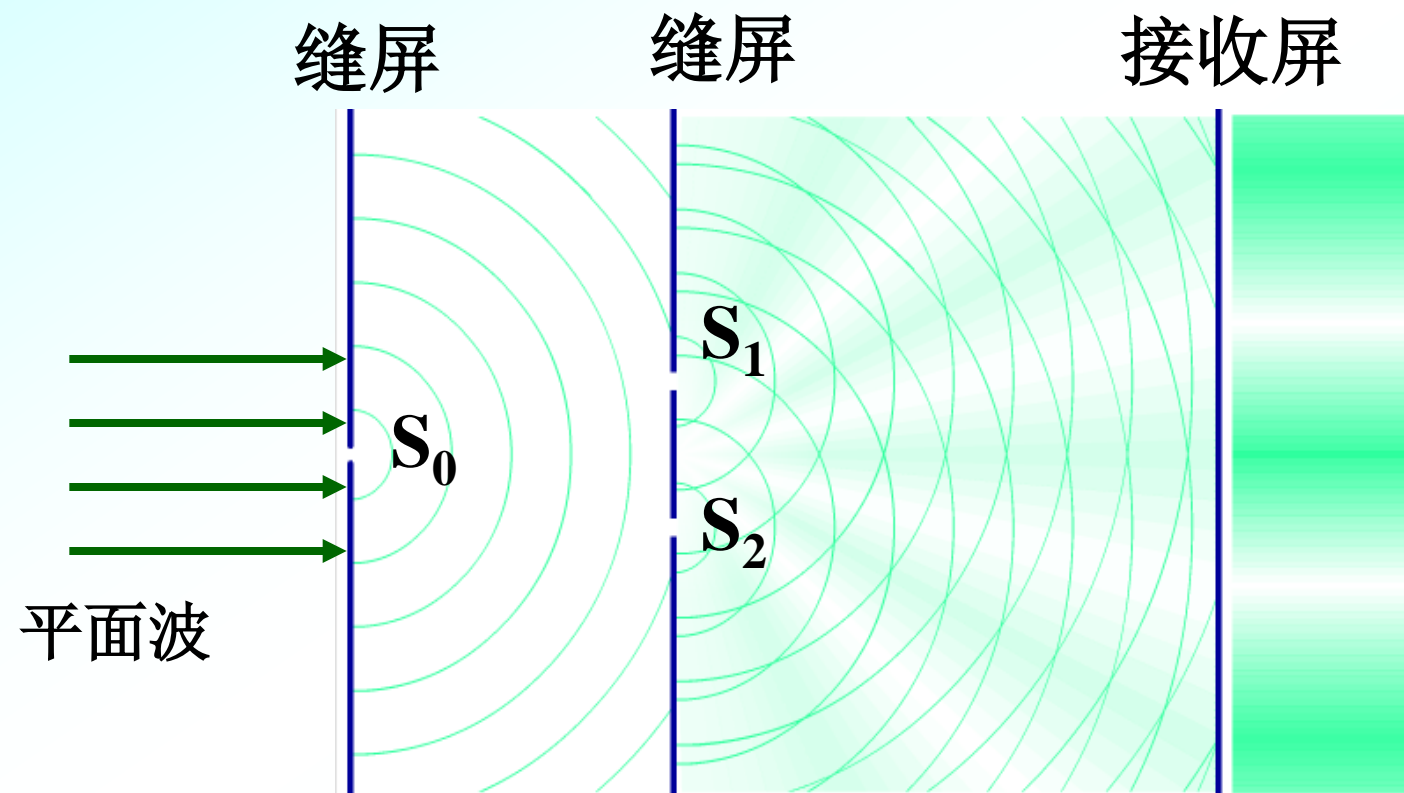
- ◆ 点光源发出的光波的**同一波阵面上**设法分离出两部分，这两部分具有相同的位相，按照惠更斯原理，它们可以视为新的光源。
- 无论点光源的初位相如何变化，分离出的两新光源位相差恒为零。
- ✓ 它们是相干光源，各自发出的光波在相遇区域产生干涉，称为**分波阵面干涉**。



$$\Delta\phi=[(\omega_2-\omega_1)t+(\varphi_2-\varphi_1)-2\pi(\frac{r_2}{\lambda_2}-\frac{r_1}{\lambda_1})]=\text{常量}$$

1.杨氏双缝干涉(1801年)

(1) 实验原理



英国物理学家托马斯·杨



明纹

暗纹

中央明纹

暗纹

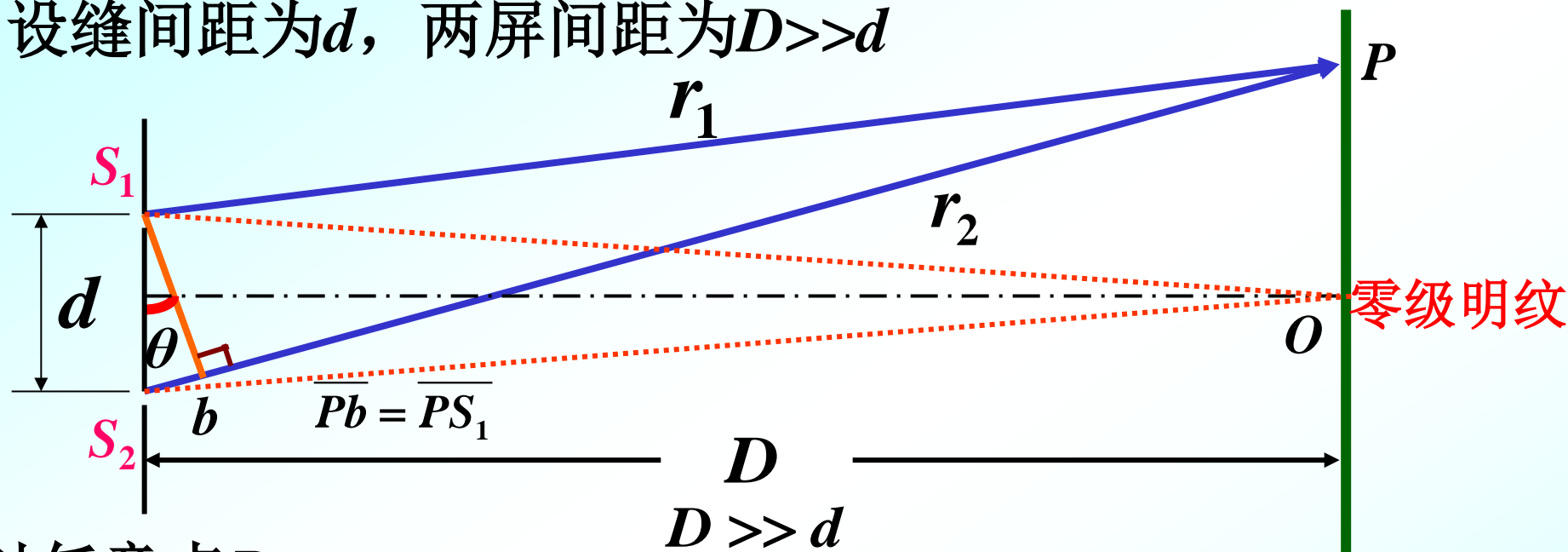
明纹

是关于中央明纹对称的明暗相间的直条纹

演示：双缝干涉

(2) 明暗条纹的位置 (真空中)

设缝间距为 d , 两屏间距为 $D \gg d$



对任意点 P :

位相差为 $\Delta\phi = \frac{r_2 - r_1}{\lambda} 2\pi = \begin{cases} \pm 2k\pi & \text{明纹} \\ \pm (2k+1)\pi & \text{暗纹} \end{cases} (k=0,1,2,\dots)$

即: $\Delta r = r_2 - r_1 = d \sin\theta = \begin{cases} \pm k\lambda & \text{干涉极大} \\ \pm (2k+1)\frac{\lambda}{2} & \text{干涉极小} \end{cases}$

注:

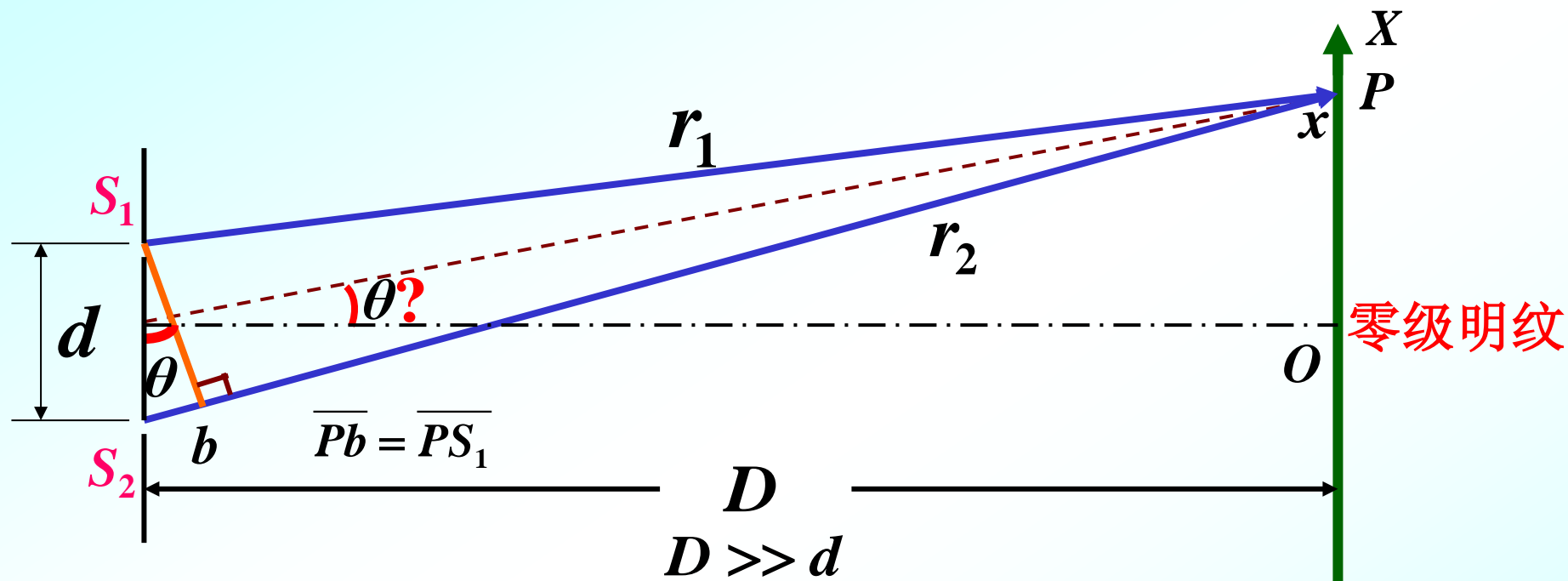
O 点处 $\Delta r = 0$ ($k=0$) 是中央明纹 (零级明纹)

若 P 点的光程差 $\begin{cases} \Delta r \neq k\lambda \\ \Delta r \neq (2k+1)\frac{\lambda}{2} \end{cases}$ 则 P 点为明暗条纹的过渡区

干涉极大极小的条件:

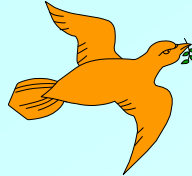
$$d \sin \theta = \pm k \lambda$$

$$d \sin \theta = \pm (2k+1) \frac{\lambda}{2}$$



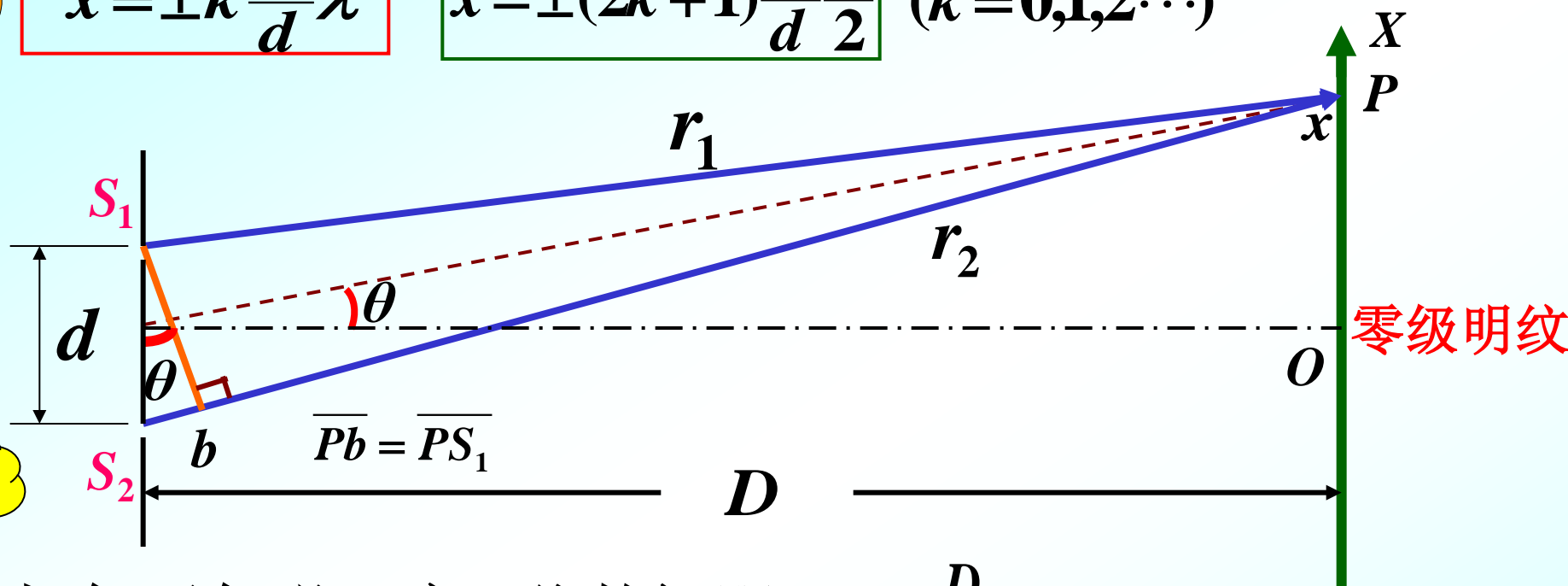
P 点的坐标为 x , (实际上 θ 角非常小) $x = D \tan \theta \approx D \sin \theta \therefore \sin \theta \approx \frac{x}{D}$

$$d \frac{x}{D} = \begin{cases} \pm k \lambda \\ \pm (2k+1) \frac{\lambda}{2} \end{cases} \Rightarrow x = \begin{cases} \pm \frac{D}{d} k \lambda & \text{极大, 明条纹} \\ \pm \frac{D}{d} (2k+1) \frac{\lambda}{2} & \text{极小, 暗条纹} \end{cases} \quad k = 0, 1, 2, \dots$$



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

$$x = \pm(2k+1)\frac{D}{d}\frac{\lambda}{2} \quad (k=0,1,2,\dots)$$



讨论

1) 相邻两条明（暗）纹的间距： $\Delta x = \frac{D}{d} \lambda$

干涉图样是等间距明暗相间的直条纹。

2) D 、 λ 一定, $\Delta x \propto \frac{1}{d}$ $d \downarrow$, $\Delta x \uparrow$ 条纹越清晰,
反之 $\Delta x \downarrow$ 。 d 大到一定程度, 条纹全部集中到屏中心。

3) $\lambda = \frac{\Delta x d}{D}$ 由此，可测出各种光波的波长。

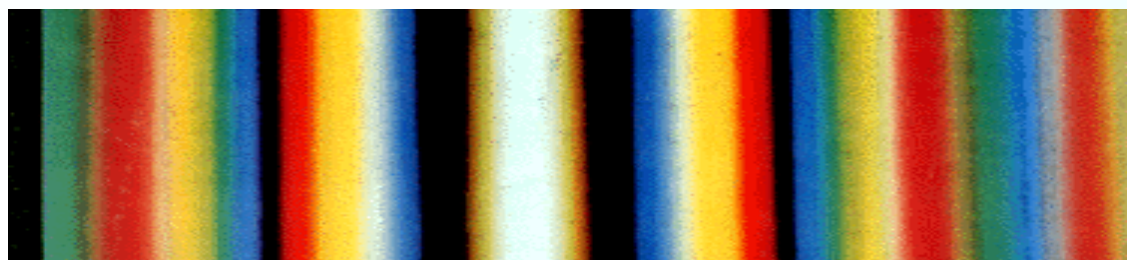
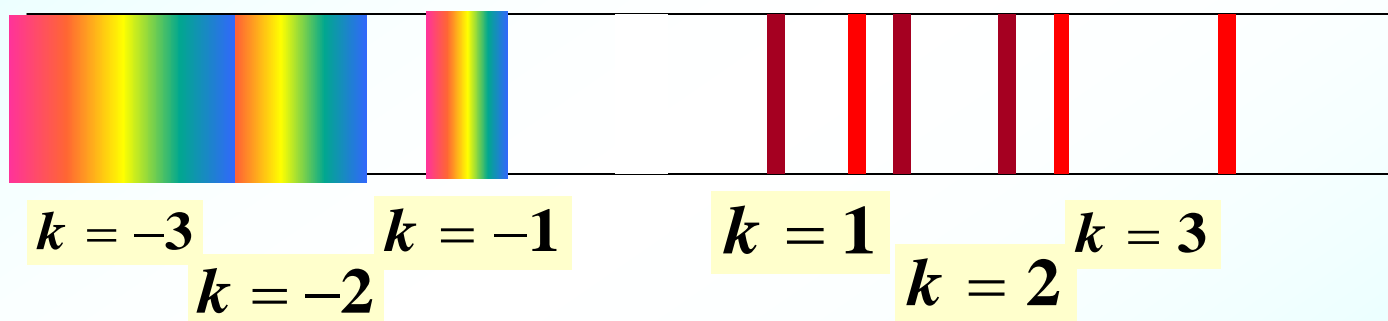


$$x_k = \pm k \frac{D}{d} \lambda \quad x_k = \pm (2k+1) \frac{D}{d} \frac{\lambda}{2} \quad (k=0,1,2,\dots)$$

4) D 、 d 一定, $x_k \propto \lambda$, 同一级上 $\lambda \uparrow, x_k \uparrow$ (中央极大除外)
若白光入射, 每一级都是彩色条纹分布 —— 色散

杨氏干涉条纹是等间距的直条纹。

若用复色光源, 则干涉条纹是彩色的(色散)。



白光入射的杨氏双缝干涉照片

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

明纹

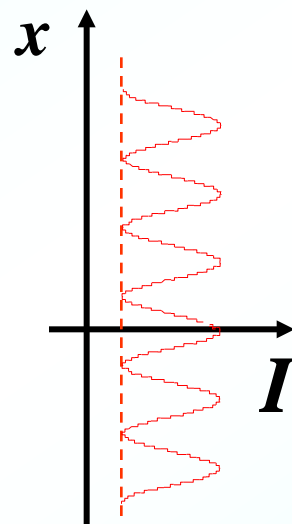
$$x_k = \pm (2k+1) \frac{D}{d} \frac{\lambda}{2}$$

暗纹

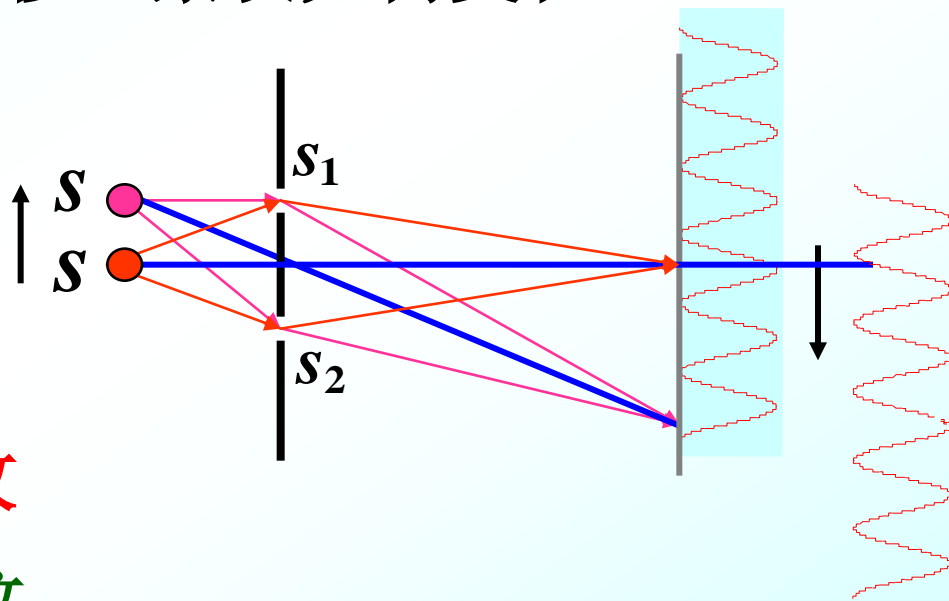
5) 把一条缝加宽，条纹如何变化？

若 d 不变，则条纹位置不变。

$E_{10} \neq E_{20} \left\{ \begin{array}{l} \text{则暗纹强度不为0,} \\ \text{明纹强度也变大} \end{array} \right.$
条纹反差小（有衬底）。



6) 若把S向上移，条纹如何变化？



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

明纹

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

暗纹

$\Delta r = 0$ ($k=0$) 中央明纹向下移动