

《大学物理》下册复习课

复习提纲

- 电磁学
- 振动和波
- 光学
- 量子物理

电磁学

- **稳恒磁场：** **B**的定义，毕奥-萨伐尔定理，安培环路定理及其计算，高斯定理，载流线圈在均匀磁场中受到的磁力矩，安培力的功，洛仑兹力，带电粒子在均匀磁场中的运动，霍尔效应
- **磁介质：** 描述磁介质磁化强度的物理量，有磁介质存在时的安培环路定理，铁磁质
- **电磁感应：** 电磁感应的基本定律，动生电动势，感生电动势和涡旋电流，自感和互感，磁场能量
- **电磁场：** 位移电流，麦克斯韦方程组

磁感应强度的定义

- B的大小

$$B = \frac{dF}{Idl \sin \theta} = \frac{dF_m}{Idl}$$

- B的方向：电流元 Idl 受最大磁力 dF_m ，即
 $\theta=90^\circ$ 时， $dF \times Idl$ 的方向。

B的另外两种定义方法：

- (1) 运动电荷 qv ，受到的洛仑兹力： $F=qv \times B$
- (2) 载流线圈在磁场中受到作用力的力矩： $M=P_m \times B$

洛伦兹力

(1) 若 $\vec{v} // \vec{B}$, $F = 0$, 匀速直线运动。

(2) 若 $\vec{v} \perp \vec{B}$, $F = q v B$, 匀速率圆周运动。

回旋半径: $R = \frac{mv}{qB}$

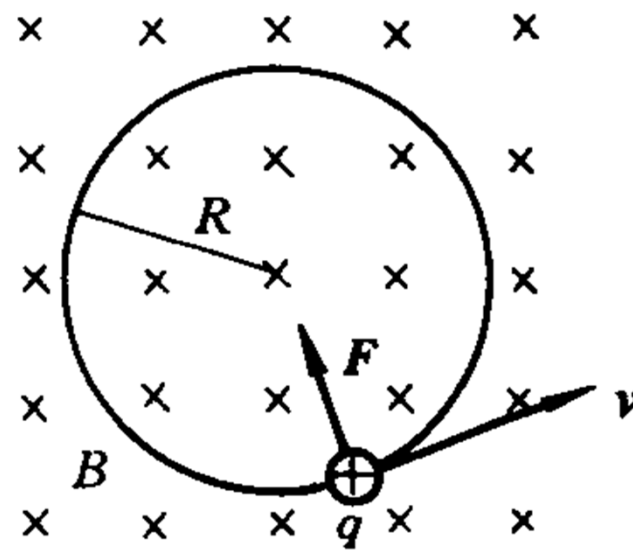
回旋周期:

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{qB}$$

回旋频率:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{qB}{2\pi m}$$

T 、 f 与 R 和 v 无关!



(3) 若 \vec{v} 与 \vec{B} 夹角 θ ,

$$\begin{cases} v_{//} = v \cos \theta \\ v_{\perp} = v \sin \theta \end{cases}$$

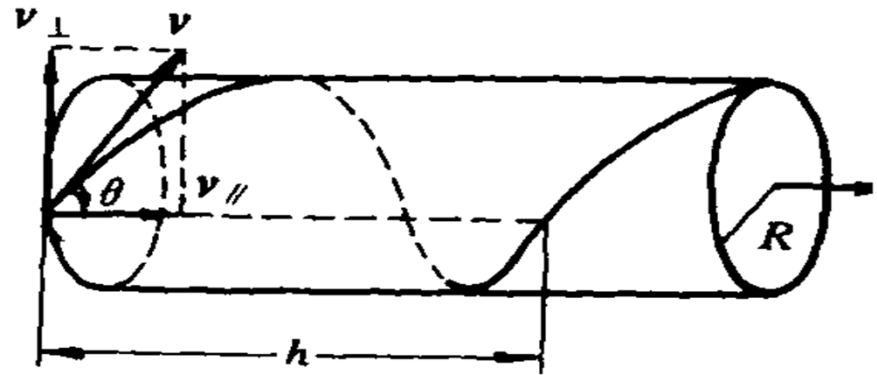
粒子沿螺旋线运动!

螺距:

$$h = v_{//} T = \frac{2\pi m v \cos \theta}{qB}$$

回旋半径:

$$R = \frac{m v \sin \theta}{qB}$$



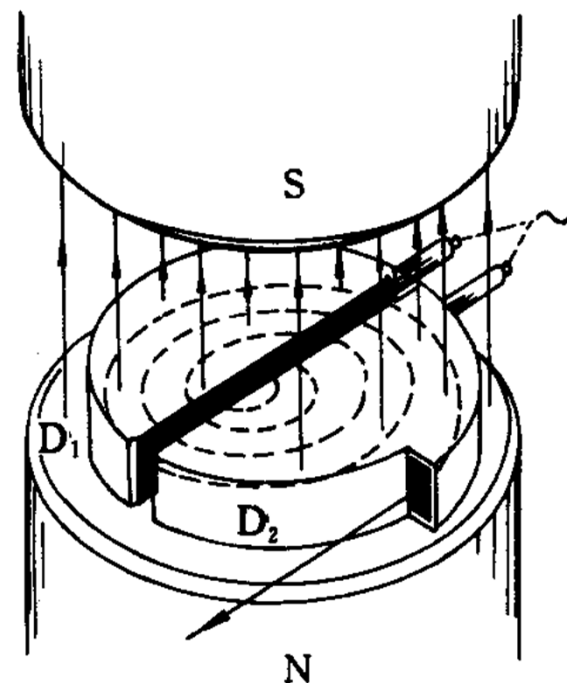
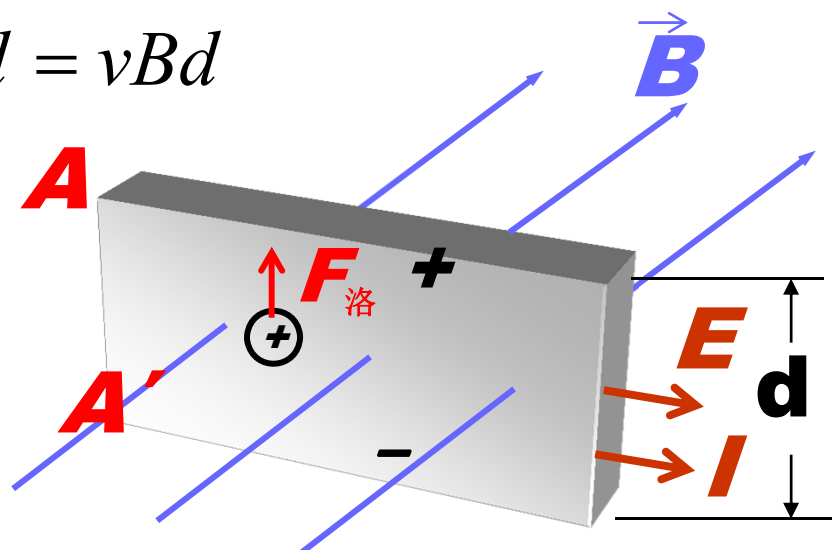
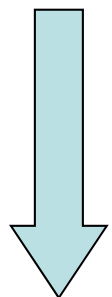
霍耳效应

平衡条件: $-eE_H + (-e)v \times B = 0$

$$E_H = vB$$

$$U_H = E_H d = vBd$$

$$I = nbdqv$$



$$U_H = \frac{IB}{nqb} = R_H \frac{IB}{d};$$

(霍耳电压)

$$R_H = \frac{1}{nq}$$

(霍耳系数)

磁场对电流的作用

载流导体产生磁场 \longleftrightarrow 磁场对电流有作用

一. 磁场对载流导线的作用

安培力 $\boxed{d\vec{F} = Id\vec{l} \times \vec{B}}$ $\left\{ \begin{array}{l} \text{大小: } dF = IdlB \sin \theta \\ \text{方向: 由左手定则确定} \end{array} \right.$

任意形状载流导线在外磁场中受到的安培力

$$\boxed{\vec{F} = \int d\vec{F} = \int Id\vec{l} \times \vec{B}}$$

✦ 讨论

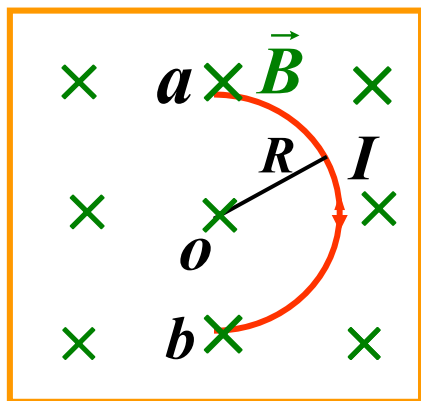
(1) 安培定理是矢量表述式 $d\vec{F} \Rightarrow dF_x, dF_y, dF_z$

(2) 若磁场为匀强场 $\longrightarrow \vec{F} = \left(\int Id\vec{l} \right) \times \vec{B}$

在匀强磁场中的闭合电流受力 $\longrightarrow \vec{F} = \left(\oint Id\vec{l} \right) \times \vec{B} = 0$

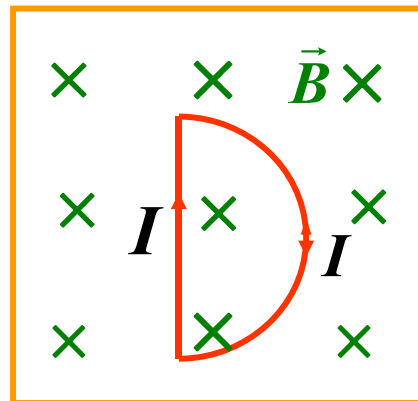
练习:

1. 求下列各图中电流 I 在磁场中所受的力

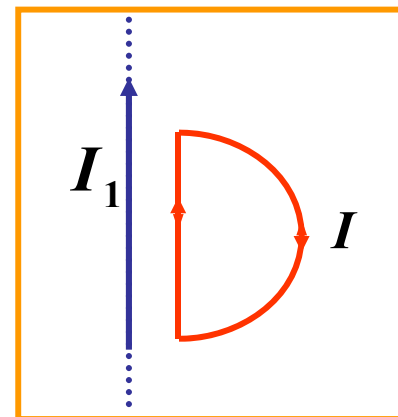


$$F = BI \cdot 2R$$

方向向右



$$\vec{F} = 0$$



I 受力

$$\vec{F} \neq 0$$

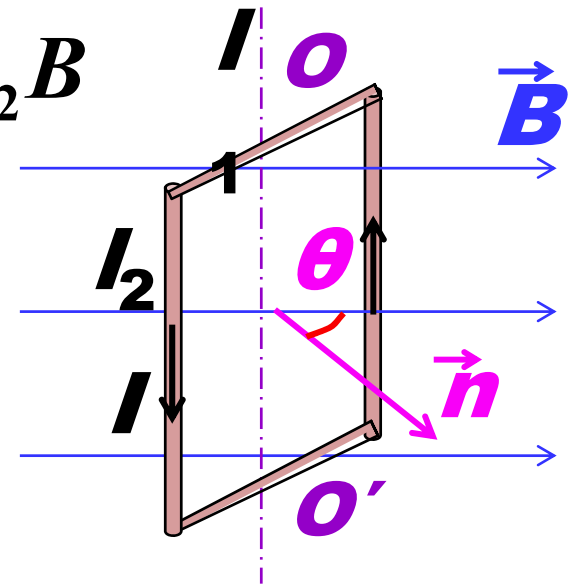
磁场对平面载流线圈的作用

∴ 在均匀磁场中: $F_1 = F_2 = Il_2 B$

线圈所受力偶(矩):

$$M = F_1 \frac{l_1}{2} \sin\theta + F_2 \frac{l_2}{2} \sin\theta$$

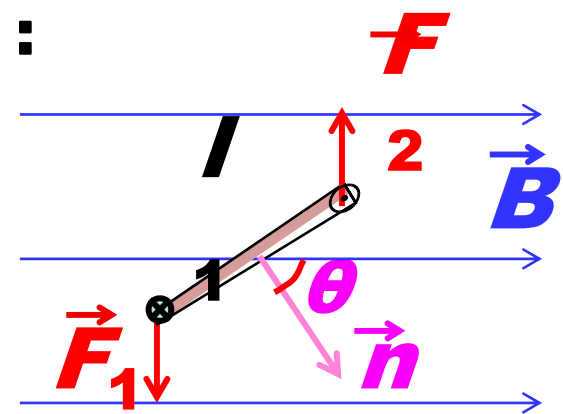
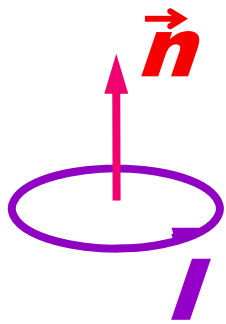
$$= ISB \sin\theta$$



对任意形状的平面载流线圈:

磁矩 $\vec{P}_m = I \vec{S} = I \vec{S}$

磁力矩: $\vec{M} = \vec{P}_m \times \vec{B}$

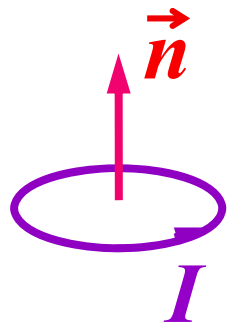


总结：安培定律

整个载流导线所受的磁场作用力为

$$\vec{F}_m = \int_L d\vec{F}_m = \int_L I d\vec{l} \times \vec{B}$$

对任意形状的平面载流线圈：



磁矩 $\vec{P}_m = I \vec{S} = I S \vec{n}$

磁力矩： $\vec{M} = \vec{P}_m \times \vec{B}$

毕奥—萨伐尔定律

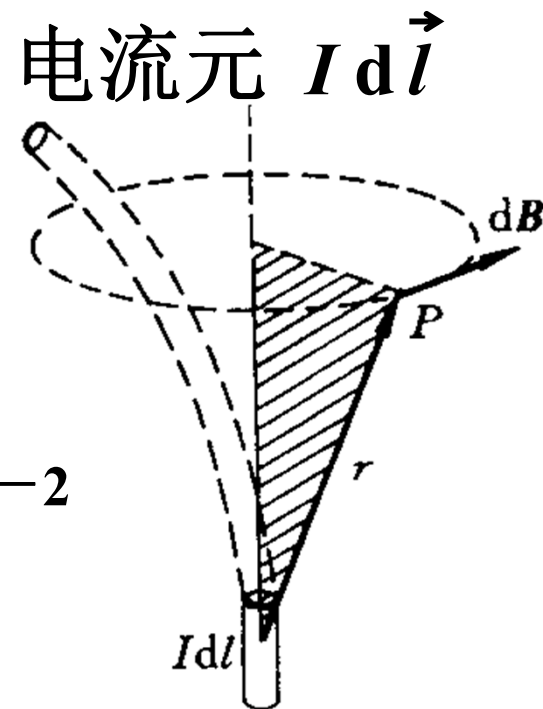
$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Id\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}$$

真空磁导率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N} \cdot \text{A}^{-2}$

$$\vec{B} = \int_L d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_L \frac{Id\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}$$

应用：取微元；求 $d\vec{B}$ 并分解；计算分量积分

$B_x = \int dB_x$ 和 $B_y = \int dB_y$ ，求得 \vec{B} 。



安培环路定理

对于真空中的稳恒磁场：

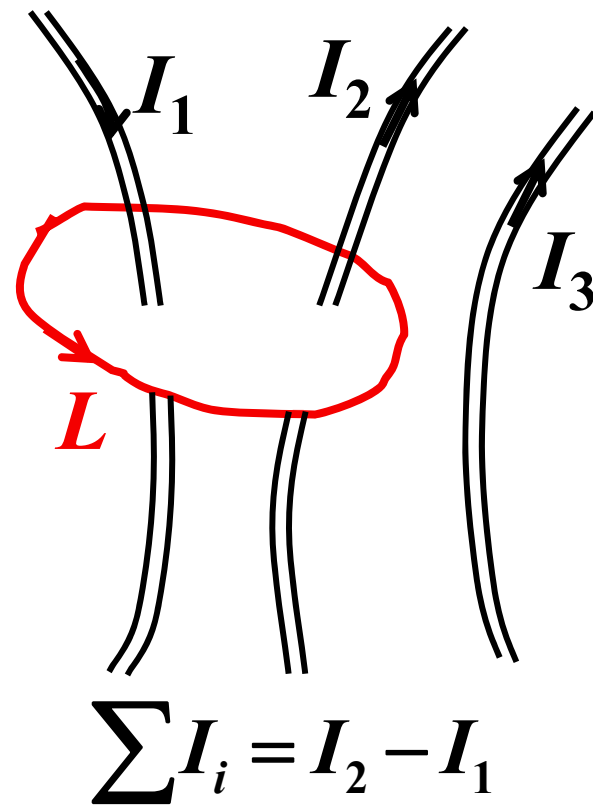
$$\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \sum_i I_i$$

表明磁场是有旋场。

各电流的正、负：

I 与 L 呈右手螺旋时为正值；反之为负值。

应用：分析磁场对称性；选定适当的安培环路。



磁通量

通过面元: $d\Phi_m = \vec{B} \cdot d\vec{S} = B \cos \theta dS$

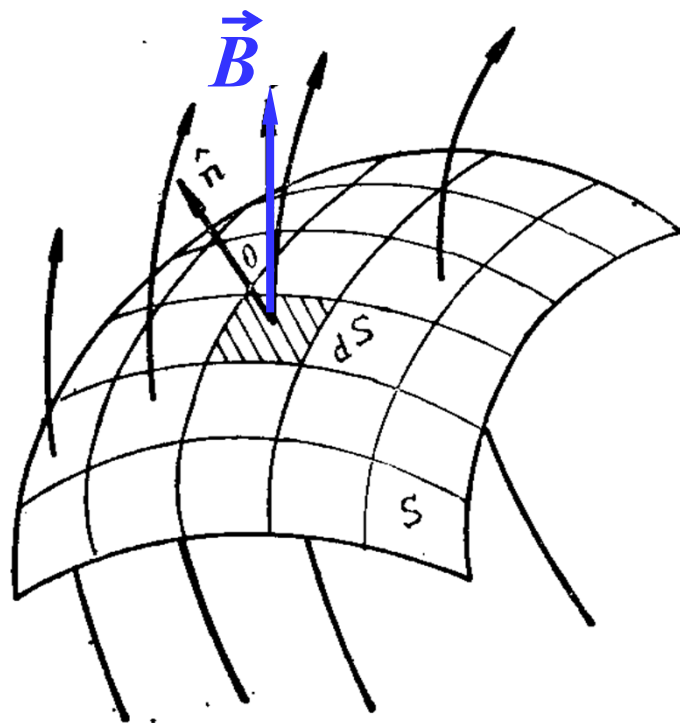
通过曲面: $\Phi_m = \int_S d\Phi_m = \iint_S B \cos \theta dS = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$

对于闭合曲面, 规定:
正法线方向由内向外。

磁场的高斯定理

$$\oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

表明磁场是无源场。



总结：描述稳恒磁场的两条基本定律

(1) 磁场的高斯定理

$$\oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0 \quad \text{磁场是无源场（涡旋场）}$$

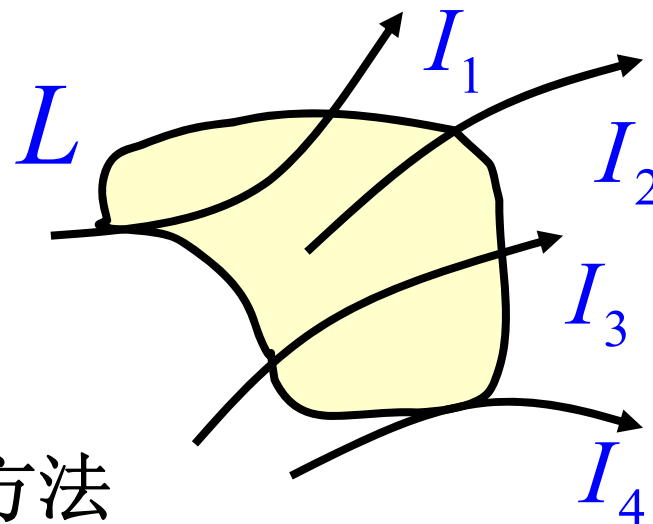
(2) 安培环路定理

$$\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \sum_{i=1}^n I_i$$

用安培环路定理计算磁场的条件和方法

$\sum I_i$ 正负的确定：规定回路环形方向，由右手螺旋法则定出

积分路径或与磁感线垂直，或与磁感线平行。



特殊电流磁场（磁场的叠加、方向的判断）

1. 直电流的磁场

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2)$$

2. 无限长载流直导线

$$\alpha_1 = 0 \quad \alpha_2 = \pi$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

3. 半无限长载流直导线

$$\alpha_1 = \pi/2 \quad \alpha_2 = \pi$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r}$$

4. 直导线延长线上 $\alpha = 0$ $dB = 0 \longrightarrow B = 0$

5. 圆电流的磁场

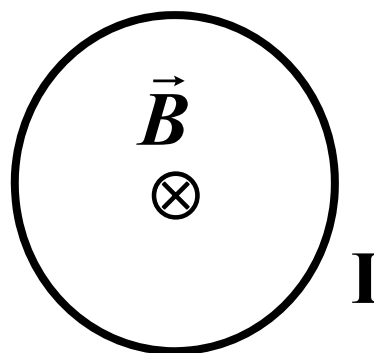
大小:
$$B = \frac{\mu_0 I R^2}{2(R^2 + x^2)^{3/2}}$$

方向: 右手螺旋法则

圆心 $x = 0$

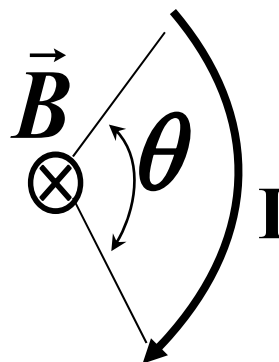
① 载流圆环 圆心角 $\theta = 2\pi$

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R}$$



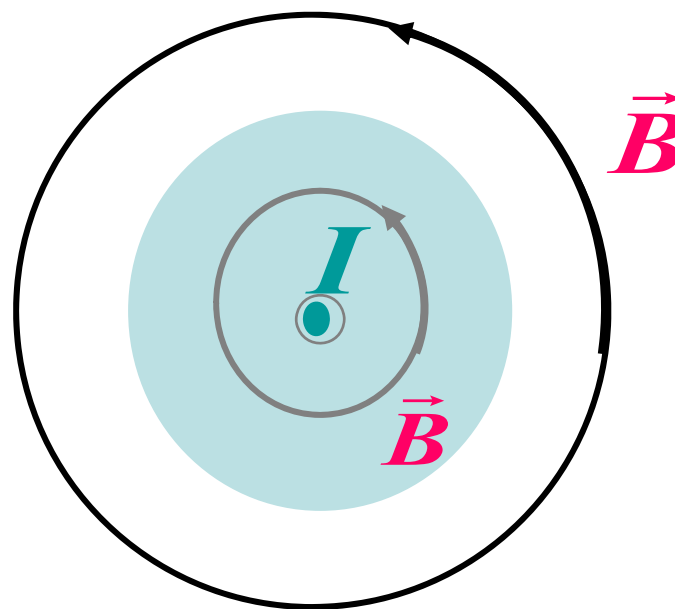
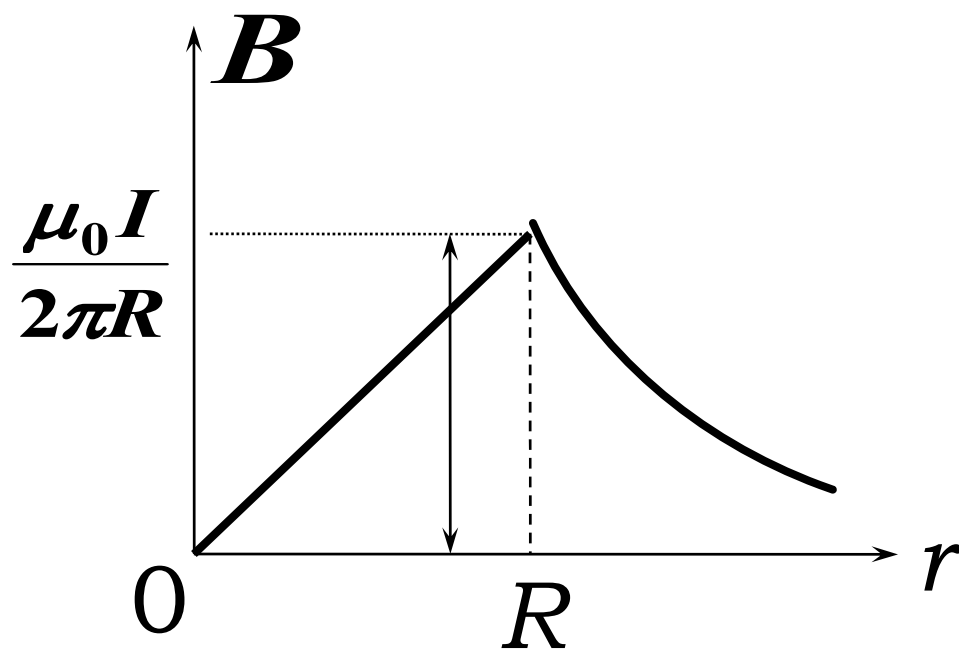
② 载流圆弧 圆心角 θ

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R} \cdot \frac{\theta}{2\pi} = \frac{\mu_0 I \theta}{4\pi R}$$



6. 无限长载流圆柱导体 已知: I 、 R

$$B = \begin{cases} \frac{\mu_0 I r}{2\pi R^2} & r \leq R \\ \frac{\mu_0 I}{2\pi r} & r \geq R \end{cases}$$

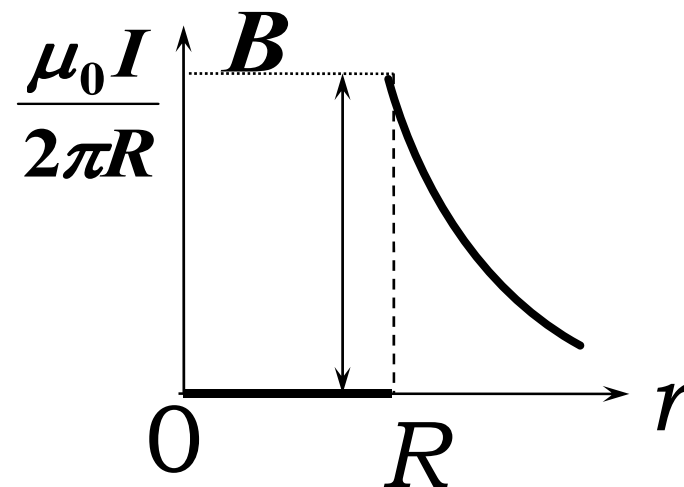
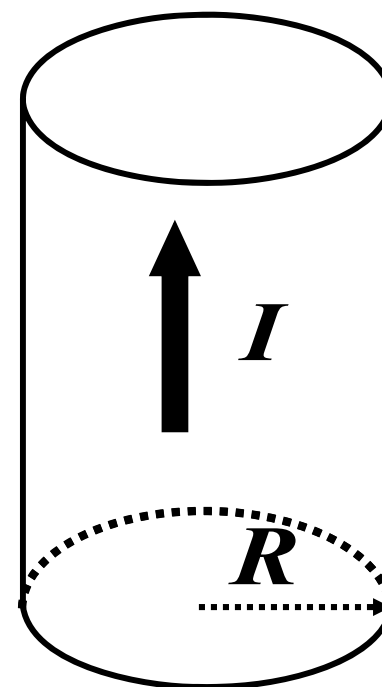


7. 长直载流圆柱面 已知: I 、 R

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \oint B dl = 2\pi r B$$

$$= \begin{cases} \mathbf{0} & r < R \\ \mu_0 I & r > R \end{cases}$$

$$B = \begin{cases} \mathbf{0} & r < R \\ \frac{\mu_0 I}{2\pi r} & r > R \end{cases}$$

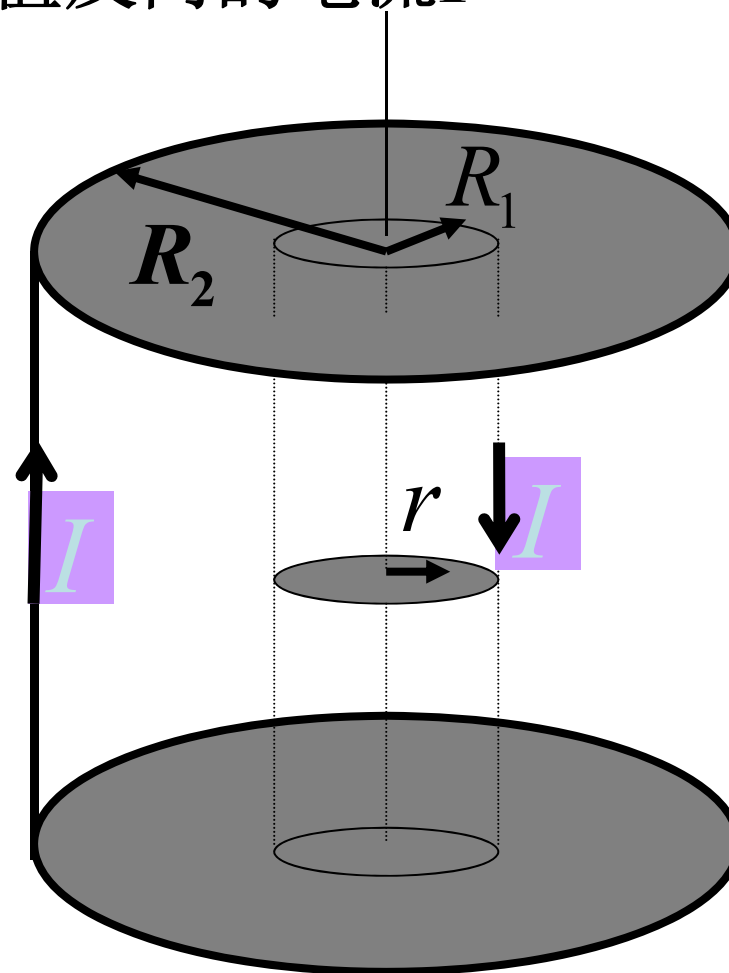


8. 同轴的两筒状导线通有等值反向的电流 I

(1) $r > R_2, B = 0$

(2) $R_1 < r < R_2, B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$

(3) $r < R_1, B = 0$



9. 长直载流螺线管 已知: I 、 n

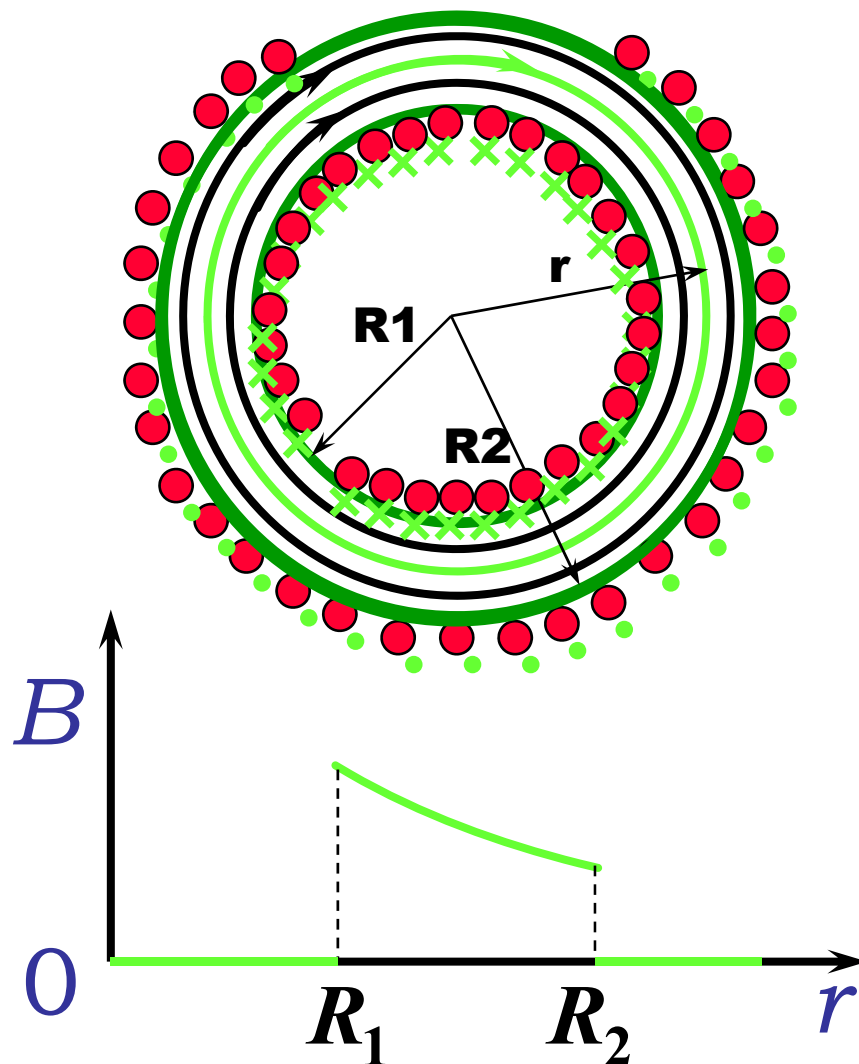
$$B = \begin{cases} \mu_0 n I & \text{内} \\ 0 & \text{外} \end{cases}$$

10. 环行载流螺线管

$$B = \begin{cases} \frac{\mu_0 N I}{2\pi r} & \text{内} \\ 0 & \text{外} \end{cases}$$

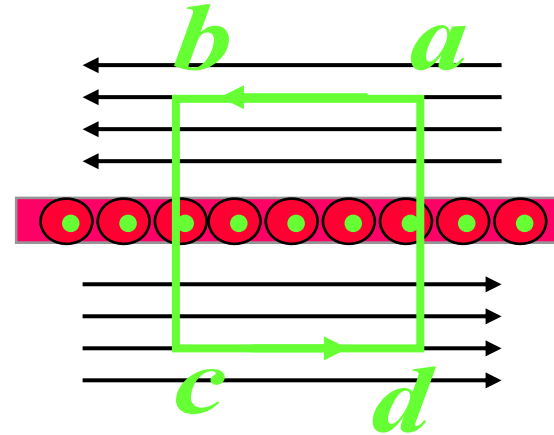
$$R_1, R_2 \gg R_1 - R_2$$

$$n = \frac{N}{2\pi R_1} \quad B \approx \mu_0 n I$$



11. 无限大载流导体薄板

$$B = \mu_0 j / 2$$



板上下两侧为均匀磁场

注意：电流与电流之间的作用力

■ 设有两根平行长直导线，分别通有电流**I1**和**I2**，二者间距为**d**，导线直径甚小于**d**，试求每根导线单位长度线段受另一根电流导线的磁场作用力。

电流**I1**在**I2**处产生的磁场为 $B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi d}$

载有电流**I2**的导线单位长度线段受力为 $F_2 = B_1 I_2 = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d}$

同理，导线**I1**单位长度线段受电流**I2**的
磁场作用力也等于这一数值

$$F_1 = B_2 I_1 = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d}$$

当**I1**和**I2**方向相同时，二者相吸；相反时，则相斥！

电磁感应小结

基本理论

1. 理解法拉第电磁感应定律和楞次定律。
2. 掌握动生电动势、感生电动势、自感和互感的概念。
3. 理解感生电场和位移电流的引入及其本质。
4. 了解麦克斯韦方程组。

基本问题

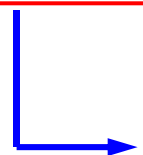
1、感应电动势的计算(电磁感应定律)

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} \quad \text{或} \quad \varepsilon_i = -\frac{d(N\Phi)}{dt}$$

当穿过闭合回路所围面积的磁通量发生变化时，回路中都会建立起感应电动势，且此感应电动势正比于磁通量对时间变化率的负值。

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt}$$

在国际单位制中： **$k = 1$**



法拉第电磁感应定律

式中负号表示感应电动势方向与磁通量变化的关系。

注：若回路是 N 匝密绕线圈

$$\mathcal{E} = -N \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d(N\Phi)}{dt} = - \frac{d\psi}{dt}$$

说明

(1) 这是计算感应电动势的普遍适用公式，但必须在闭合回路情况下计算

(2) 公式中 “ $-$ ” 号表示电动势的方向，是楞次定律的数学表示，它表明 \mathcal{E}_i 总是与磁通量的变化率的符号相反

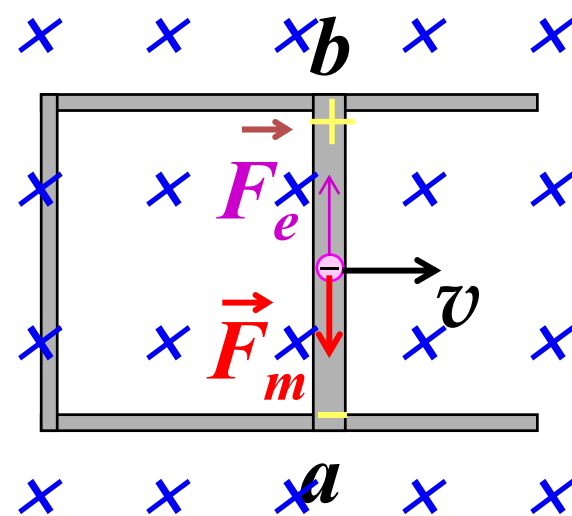
(3) 电动势方向可采用电磁感应定律中负号规定法则来确定，也可以由楞次定律直接确定

动生电动势

导体中单位正电荷所受的力为：

$$\vec{E}_k = \frac{\vec{F}_m}{-e} = \vec{v} \times \vec{B}$$

$$a \rightarrow b: \quad \mathcal{E}_{\text{动}} = \int_{(a)}^{(b)} \vec{v} \times \vec{B} \cdot d\vec{l}$$



产生动生电动势的非静电力是洛仑兹力。

任意形状的导线： $d\mathcal{E}_{\text{动}} = \vec{v} \times \vec{B} \cdot d\vec{l}$

$$\mathcal{E}_{\text{动}} = \int_L d\mathcal{E}_{\text{动}} = \int_L \vec{v} \times \vec{B} \cdot d\vec{l}$$

感生电动势

变化的磁场激发涡旋电场（感应电场）。

产生感生电动势的非静电力是涡旋电场力。

$$\varepsilon_{\text{感}} = \oint_L \vec{E}_{\text{涡}} \cdot d\vec{l} = \left(-\frac{d}{dt} \iint \vec{B} \cdot d\vec{S} \right)_{\vec{v}=0, \vec{B} \text{ 变}}$$
$$\oint_L \vec{E}_{\text{涡}} \cdot d\vec{l} = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

当空间既有静电场，也有涡旋电场时，总电场

$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{静}} + \vec{E}_{\text{涡}}, \quad \text{由于} \quad \oint_L \vec{E}_{\text{静}} \cdot d\vec{l} = 0$$

所以

$$\oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

法拉第电磁感应定律是所有电磁感应现象（无论动生、感生）都遵从的规律，当动生电动势和感生电动势同时存在时：

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{\text{动}} + \varepsilon_{\text{感}} = -\frac{d\Phi}{dt}$$

求和时应注意 $\varepsilon_{\text{动}}$ 和 $\varepsilon_{\text{感}}$ 的方向是否相同。

自感

电流 I 穿过回路自身的磁通匝数为 $\psi=LI$ 。

自感 L 由回路的形状、大小、匝数以及周围介质的磁导率决定。

$$\text{自感电动势 } \varepsilon_L = -\frac{d\psi}{dt} = -\left(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}\right)$$

$$\text{当 } \frac{dL}{dt} = 0 \text{ 时, } \varepsilon_L = -L\frac{dI}{dt}$$

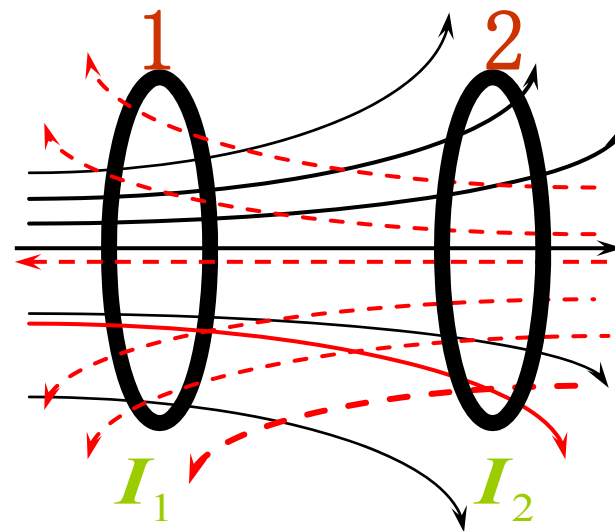
长为 l 、截面积为 S 的长直螺线管的自感为

$$L = \mu n^2 Sl$$

互感

$$\psi_{21} = M_{21}I_1 \quad \psi_{12} = M_{12}I_2$$

互感 M_{12} 、 M_{21} 由两回路的形状、大小、匝数、相对位置以及周围介质的磁导率决定。



$$\text{当 } \frac{dM_{12}}{dt} = \frac{dM_{21}}{dt} = 0 \text{ 时, } M_{12} = M_{21} = M$$

则 互感电动势为:

$$\varepsilon_{21} = -\frac{d\psi_{21}}{dt} = -M \frac{dI_1}{dt}, \quad \varepsilon_{12} = -\frac{d\psi_{12}}{dt} = -M \frac{dI_2}{dt}$$

串联线圈的自感为

$$L = L_1 + L_2 \pm 2M (\text{顺接 “+”, 反接 “-”})$$

例1 一长直螺线管,单位长度上的匝数为 n , 有一半
径为 r 的圆环放在螺线管内, 环平面与管轴垂直, 求螺
线管与圆环的互感系数。

解: 设螺线管中通有电流 I , 则管内的磁感应强度:

$$B = \mu_0 n I$$

通过圆环的磁通量为:

$$\Phi = B \cdot \pi r^2 = \mu_0 n I \pi r^2$$

由定义得互感系数为

$$M = \frac{\Phi}{I} = \mu_0 n \pi r^2$$

例2 长直螺线管的长度为 l 、截面积为 S 总匝数为 N ，管内充满磁导率为 μ 的均匀磁介质，求其自感。

解：长直螺线管内部的磁感应强度为

$$B = \mu \frac{N}{l} I \quad \text{通过螺线管的总磁通量为}$$

$$\Phi = NBS = N \cdot \mu \frac{N}{l} I \cdot S = \mu \frac{N^2}{l} IS$$

$$L = \frac{\Phi}{I} = \mu \frac{N^2}{l} S \quad \text{令 } n = \frac{N}{l} \quad V = lS$$

$$L = \mu n^2 V$$

可见， L 与线圈的体积成正比，与单位长度上匝数的平方成正比，与介质的磁导率成正比。

磁化电流 (束缚电流)

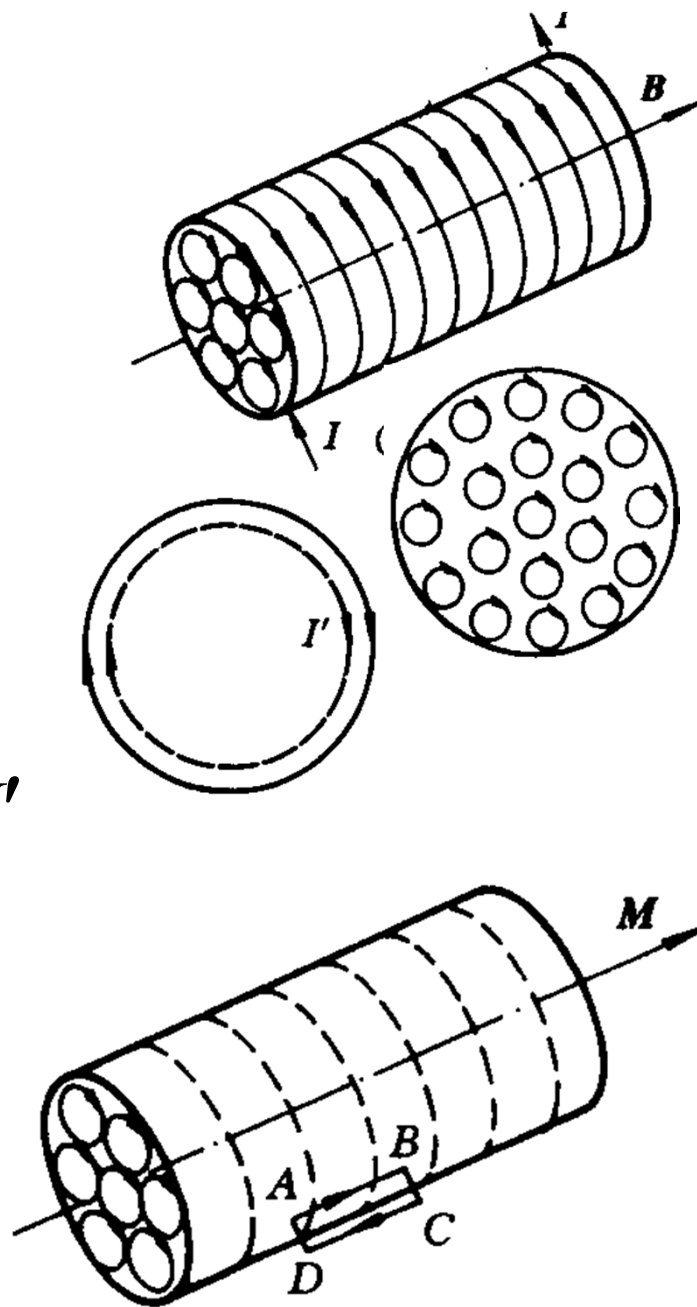
$$\text{一般 } \vec{i}' = \vec{M} \times \vec{n}$$

式中, \vec{i}' 为磁化面电流密度,
 \vec{n} 为介质表面外法线矢量。

积分关系:

$$\oint_{(ABCD)} \vec{M} \cdot d\vec{l} = M \cdot \overline{AB} = i' \cdot \overline{AB} = \sum_{(ABCD)} I'$$

$$\text{普遍: } \oint_{(L)} \vec{M} \cdot d\vec{l} = \sum_{i \text{ (L内)}} I'_i$$



有磁介质时的安培环路定理

$$\oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right) \cdot d\vec{l} = \sum_{\substack{i \\ (L \text{ 内})}} I_{oi}$$

定义磁场强度 $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$

则 $\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum_{\substack{i \\ (L \text{ 内})}} I_{oi}$ ——稳恒磁场、有磁介质时的安培环路定理。

对于各向同性的顺、抗磁质：

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad \chi \text{表示磁介质的磁化率。}$$

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi) \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H}$$

$$1 + \chi = \mu_r, \quad \mu_r \text{为磁介质的相对磁导率。}$$

顺磁质 $\mu_r > 1$ } $\mu_r \approx 1$, 磁性很弱

抗磁质 $\mu_r < 1$

铁磁质 $\mu_r \gg 1$, $\mu_r \approx 10^2 \sim 10^6$, 磁性很强

在真空中： $\vec{M} = 0$, $\mu_r = 1$, $\mu = \mu_0$, $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$

磁场能量

载流自感线圈的磁场能量 $W = \frac{1}{2} LI^2$

磁场能量密度 $w_m = \frac{1}{2} BH = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu} = \frac{1}{2} \mu H^2$

磁场的能量 $W_m = \int w_m dV = \int_V \left(\frac{1}{2} BH \right) \cdot dV$

注意体积元 dV 的选取

坡印廷矢量（电磁场中的能流密度矢量）是电磁场中一个重要的物理量，其大小表示单位时间通过垂直单位面积的能量，单位为瓦 / 米²，只要知道空间任一点的 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} ，就知道该点电磁能量流的大小和方向。

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

位移电流

$$I_d = \frac{d\Phi_D}{dt}$$

位移电流密度: $\vec{j}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ 单位: 安培/米²

位移电流的实质: 变化的电场激发磁场。

$$I = I_0 + I_d \text{ ——全电流}$$

全电流在任何情况下都是连续的。

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_0 + \frac{d\Phi_D}{dt} = \iint_S (\vec{j}_0 + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) \cdot d\vec{S}$$

——安培环路定理的普遍形式

麦克斯韦方程组意义

$$\oiint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \sum q_0 \quad \text{电荷伴随着电场}$$

$$\oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \quad \text{变化的磁场伴随着电场}$$

$$\oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad \text{磁感应线无头无尾}$$

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = \iint_S \left(\vec{j}_0 + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S} \quad \text{磁场和电流以及变化的电场相联系}$$

讨论

麦克斯韦方程组:

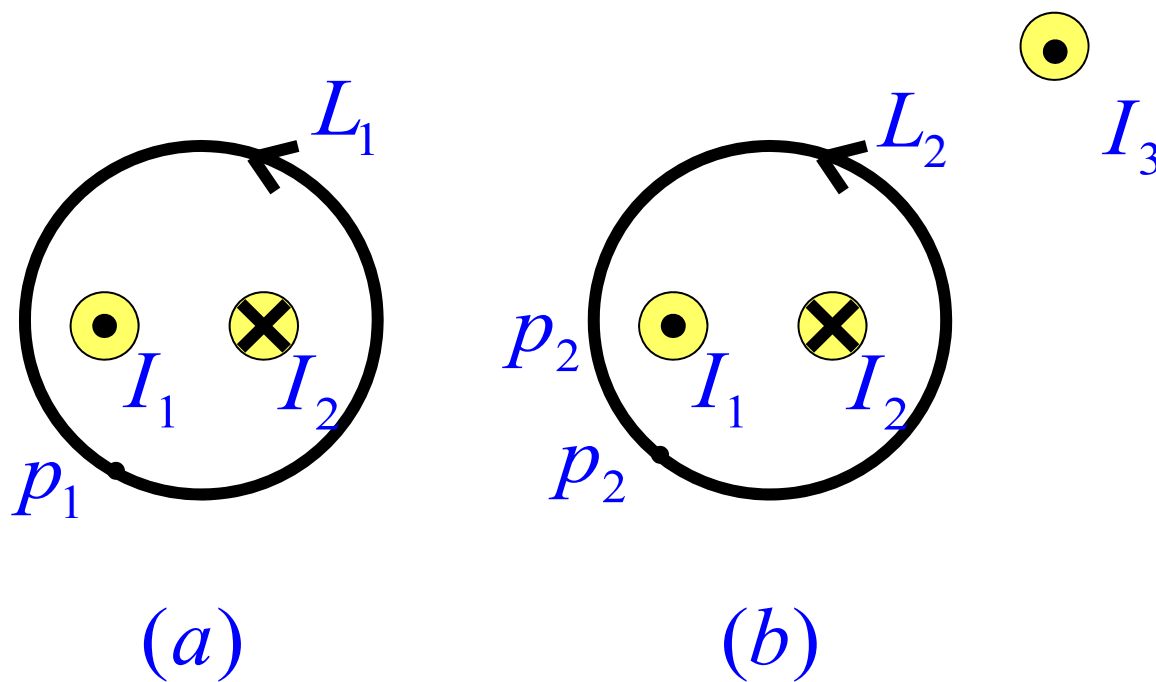
$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \sum q \quad (1) \quad \oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \quad (2)$$

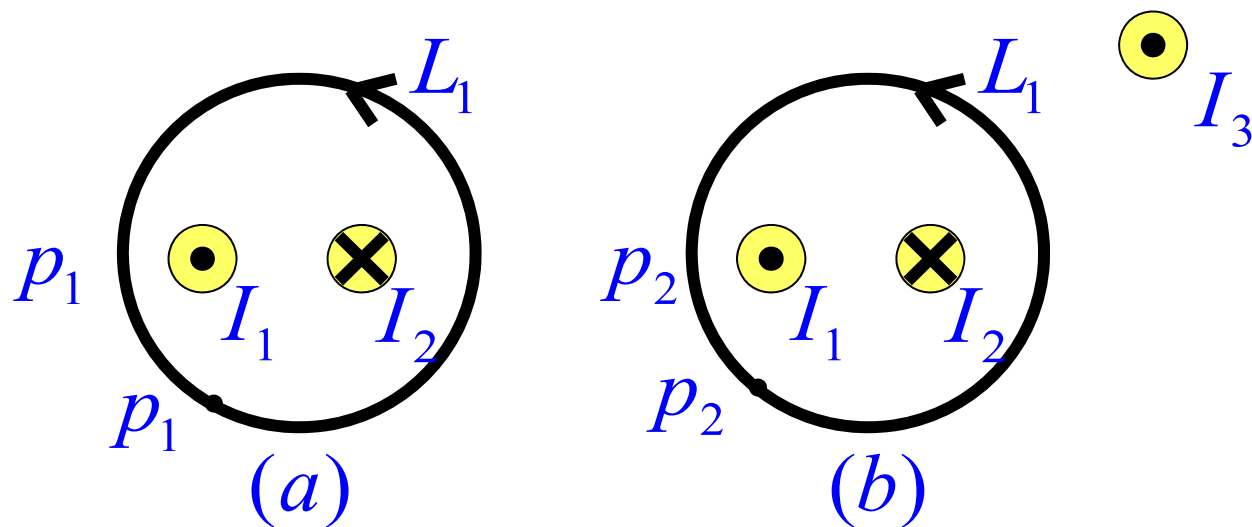
$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (3) \quad \oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S (\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) \cdot d\vec{S} \quad (4)$$

判断下列结论包含于或等效于哪一个方程式

- (A) 电荷总伴随有电场; (1)
- (B) 静电场是保守场; (2)
- (C) 磁感线是无头无尾的; (3)
- (D) 变化的磁场一定伴随有电场; (2)
- (E) 感生电场是有旋场; (2)
- (F) 变化的电场总伴随有磁场; (4)
- (G) 电场线的头尾在电荷上; (1)

1、两个完全相同的回路 L_1 和 L_2 ，回路内包围有无限长直电流 I_1 和 I_2 ，但在图中(b)外又有一无限长直电流 I_3 ，图中 p_1 和 p_2 是回路上两位置相同的点，请判断





$$(A) \oint_{L_1} \vec{B} \bullet d\vec{l} = \oint_{L_2} \vec{B} \bullet d\vec{l}, \quad \text{且 } B_{p_1} = B_{p_2}$$

$$(B) \oint_{L_1} \vec{B} \bullet d\vec{l} \neq \oint_{L_2} \vec{B} \bullet d\vec{l}, \quad \text{且 } B_{p_1} = B_{p_2}$$

$$\checkmark (C) \oint_{L_1} \vec{B} \bullet d\vec{l} = \oint_{L_2} \vec{B} \bullet d\vec{l}, \quad \text{且 } B_{p_1} \neq B_{p_2}$$

$$(D) \oint_{L_1} \vec{B} \bullet d\vec{l} \neq \oint_{L_2} \vec{B} \bullet d\vec{l}, \quad \text{且 } B_{p_1} \neq B_{p_2}$$

2 **A**、**B**两个电子都垂直于磁场方向射入一均匀磁场作圆周运动。**A** 电子的速率是**B**电子速率的两倍。设 \mathbf{R}_A ， \mathbf{R}_B 分别为**A**电子于**B**电子的轨道半径； \mathbf{T}_A ， \mathbf{T}_B 分别为他们各自的周期，则

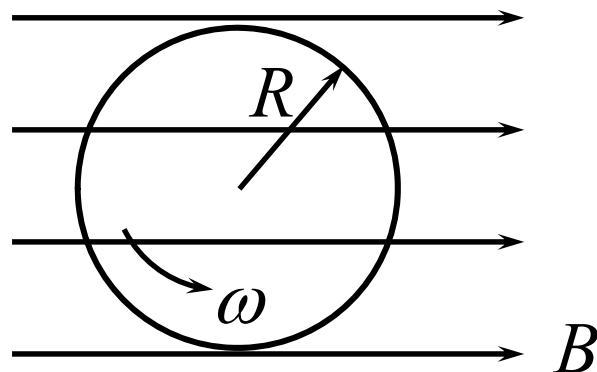
$$(A) R_A : R_B = 2, T_A : T_B = 2$$

$$(B) R_A : R_B = \frac{1}{2}, T_A : T_B = 1$$

$$(C) R_A : R_B = 1, T_A : T_B = \frac{1}{2}$$

$$(\checkmark) R_A : R_B = 2, T_A : T_B = 1$$

3: 半径为 R 的圆盘，带有正电荷，其电荷面密度 $\sigma = kr$ ， k 是常数， r 为圆盘上一点到圆心的距离，圆盘放在一均匀磁场 B 中，其法线方向与 B 垂直。当圆盘以角速度 ω 绕过圆心 O 点，且垂直于圆盘平面的轴作逆时针旋转时，求圆盘所受磁力矩的大小和方向。



解 在圆盘上取一半径为 r ,
宽度为 dr 的圆环。

此环上电荷为: $dq = \sigma 2\pi r dr$

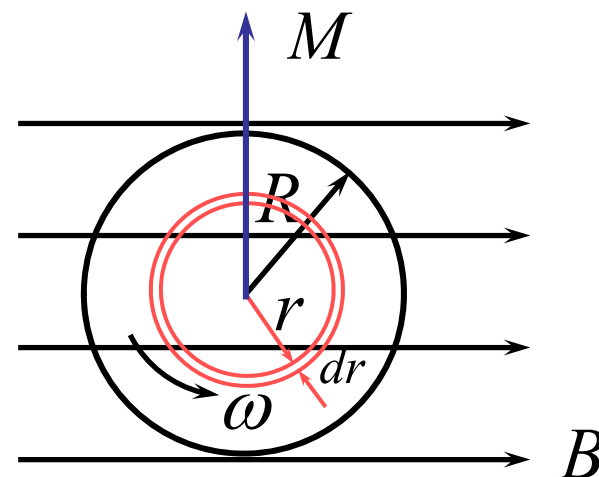
$$dI = \frac{dq}{2\pi/\omega} = \sigma \omega r dr$$

$$dM = B \cdot \pi r^2 dI = Bk\omega\pi r^4 dr$$

$$M = \int dM = Bk\omega\pi \int_0^R r^4 dr$$

$$= \frac{1}{5} Bk\omega\pi R^5$$

方向垂直 \mathbf{B} 向上。

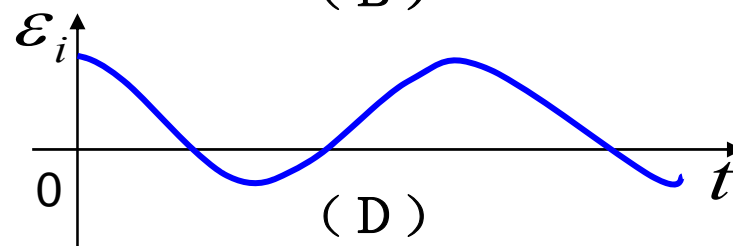
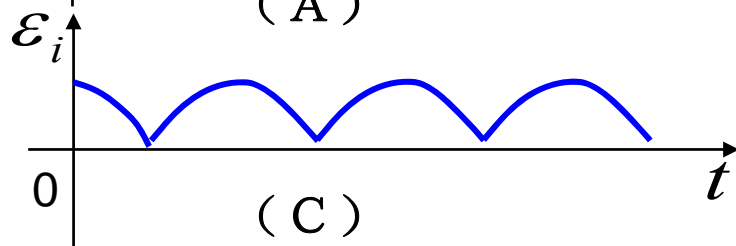
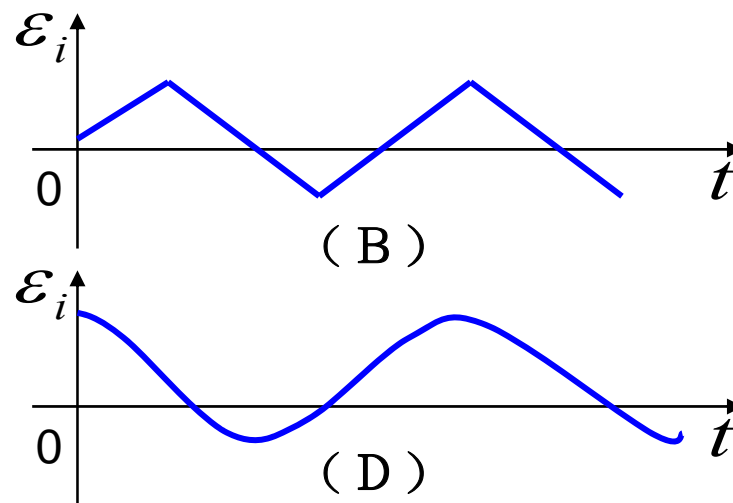
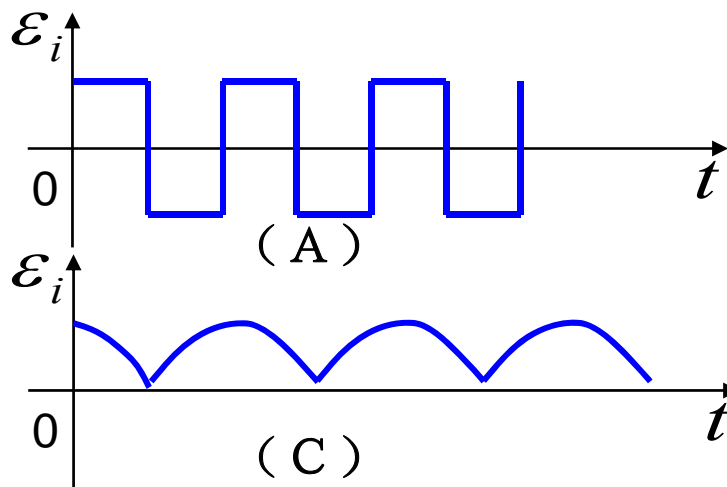
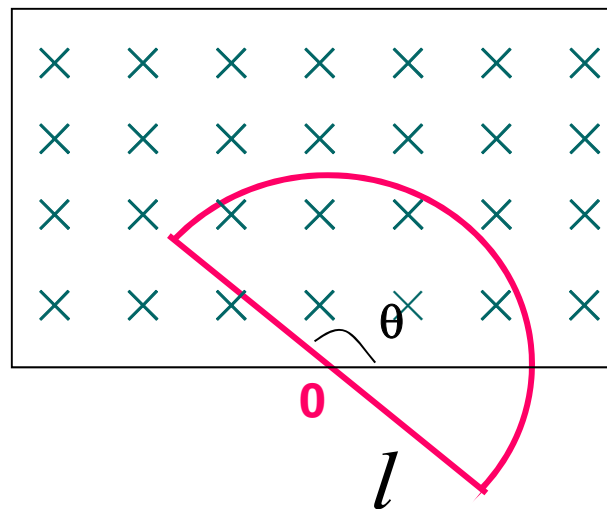


磁矩 $\mathbf{P}_m = I \mathbf{S} = I \mathbf{S}$
 \mathbf{n}

磁力矩: $\vec{M} = \vec{P}_m \times \vec{B}$

讨论

一半圆形的闭合金属导线绕轴0在矩形均匀分布的恒定磁场中作逆时针方向的匀速转动。下列图中能表示导线中感应电动势 $\varepsilon_i - t$ 函数关系的曲线为 (A)

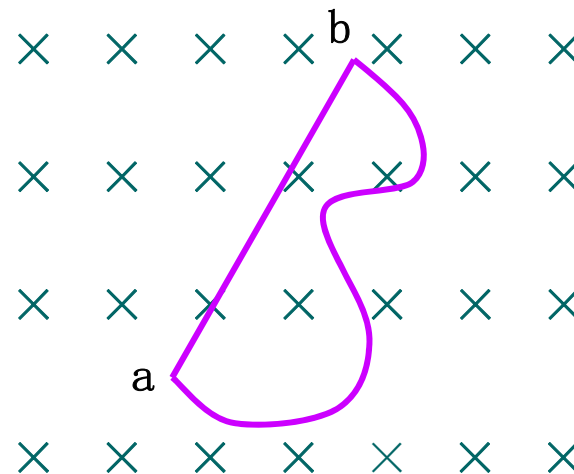


$$\Phi = \frac{1}{2} B l^2 \theta \quad \varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{1}{2} B l^2 \frac{d\theta}{dt} = -\frac{1}{2} B l^2 \omega \quad (\text{常量})$$

讨论

把一根导线弯成平面曲线放在均匀磁场B中，绕其一端a以角速率 ω 逆时针方向旋转，转轴与B平行，则整个回路电动势为 0，ab两端的电动势为 $-\frac{1}{2}\omega B \overline{ab}^2$ a点的电势比b点的电势 高。

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_{ab} &= \int_L (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l} \\ &= \int_a^b -\omega B l dl = -\frac{1}{2}\omega B \overline{ab}^2\end{aligned}$$



电动势的方向：b—a

复习课

(波动光学部分)

振动和波

- **机械振动：** 简谐振动的解析描述和振幅矢量法，谐振子的能量，简谐振动的合成
- **机械波：** 机械波的产生和传播；平面简谐波波动方程波的能量和干涉；驻波和多普勒效应；电磁波的能量和性质

简谐振动

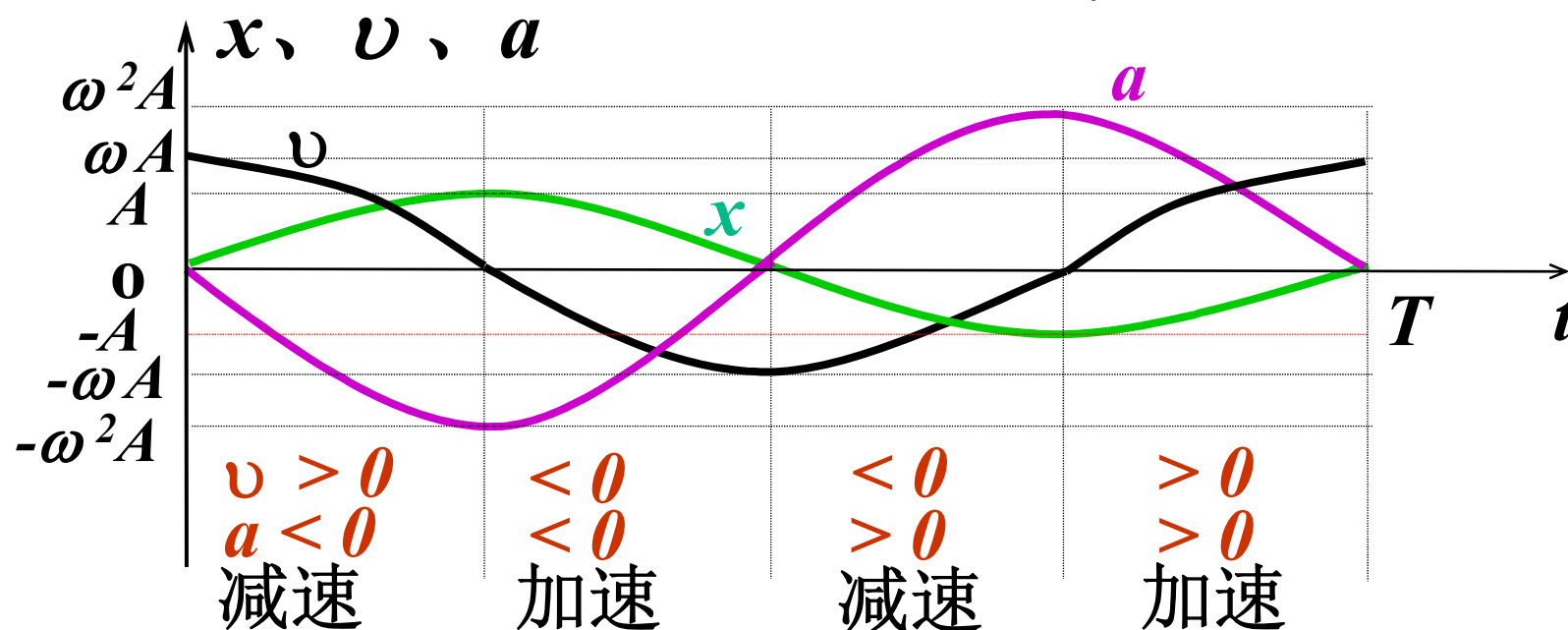
简谐振动方程: $x = A\cos(\omega t + \varphi)$

速度 $v = \frac{dx}{dt} = -\omega A\sin(\omega t + \varphi) = -v_m\sin(\omega t + \varphi)$

$$v_m = \omega A$$

加速度 $a = \frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 A\cos(\omega t + \varphi) = -a_m\cos(\omega t + \varphi)$

$$a_m = \omega^2 A$$



对弹簧振子的两点说明

1. 设两个弹簧弹性系数分别为 k_1 和 k_2
当它们串联时，等效弹性系数为 $k_1 * k_2 / (k_1 + k_2)$;
当它们并联时，等效弹性系数为 $k_1 + k_2$ 。
2. 对一长为 l 、截面积为 S 的棒，两端以力 F 拉之，伸长，
胡克定律给出 $F/S = Y * \Delta l / l$ ， Y 仅取决于材料性质，
称为杨氏模量，此式可以写成 $F = (Y * S/l) * \Delta l$ ，显然，
量 $YS/l = K$ 。对长为 l 的弹簧截取其半， S 不变， K 必然
变成 $2K$

简谐振动的特征量

(1) 振幅 A : $A = x_{\max}$

(2) 圆(角)频率 ω : $\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}$

(3) 初相 φ : $(\omega t + \varphi)$ 确定 $\iff x$ 、 v 、 a 确定
 $(\omega t + \varphi)$ φ 是 $t=0$ 时的位相, 称为初相。

A 和 φ 的值由初始条件 (x_0, v_0) 确定:

由已知 $t=0$ 时, $x = x_0, v = v_0$, 即:

$$x_0 = A \cos \varphi; \quad v_0 = -\omega A \sin \varphi$$

得:
$$A = \sqrt{x_0^2 + \frac{v_0^2}{\omega^2}}; \quad \varphi = \arctan\left(-\frac{v_0}{\omega x_0}\right)$$

对于两个频率相同的谐振动

★位相差

同一时刻的位相差 $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$

★到达同一状态的时间差: $\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\omega}$

★位相超前与落后

若 $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 > 0$, 称 x_2 比 x_1 超前 (x_1 比 x_2 落后)。

★同相和反相

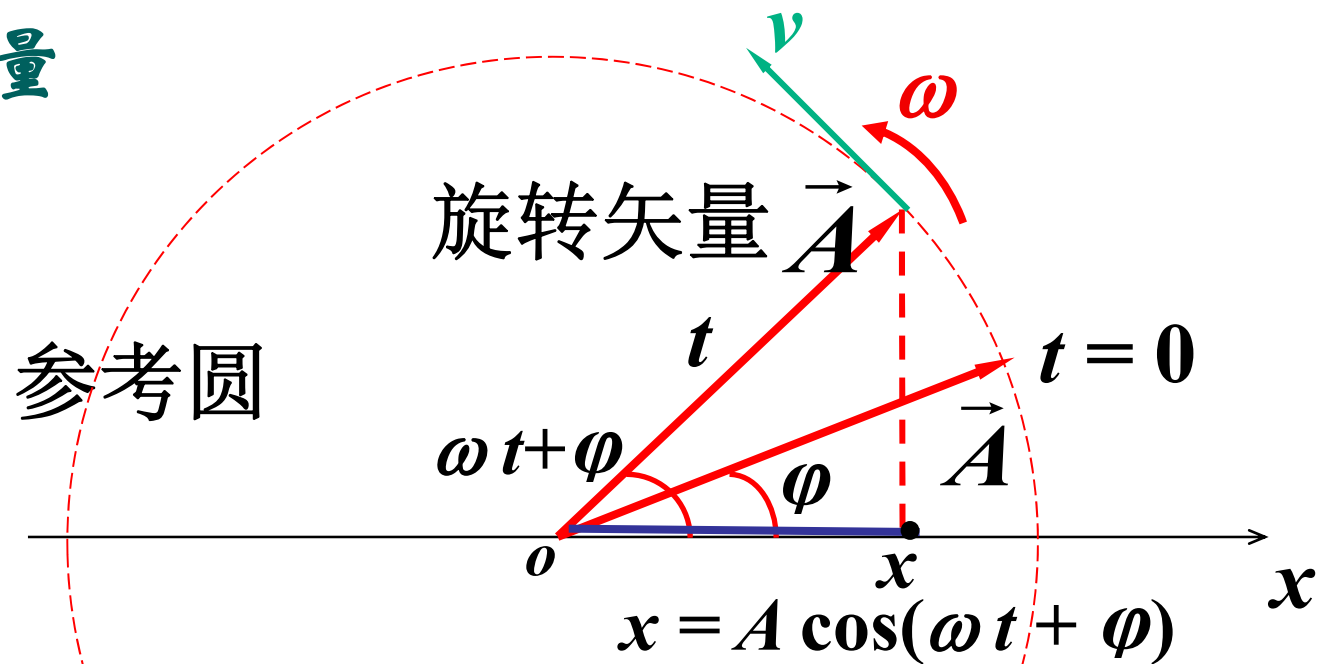
当 $\Delta\varphi = \pm 2k\pi$, ($k = 0, 1, 2, \dots$),

两振动步调相同, 称为同相;

当 $\Delta\varphi = \pm(2k+1)\pi$, ($k = 0, 1, 2, \dots$),

两振动步调相反, 称为反相。

旋转矢量



- | | | |
|-------------------|---|------------|
| 旋转矢量的长度 | → | 振幅 |
| 旋转的角速度 | → | 圆频率(角频率) |
| 矢量与 x 轴的夹角 | → | 位相 |
| $t=0$ 时与 x 轴的夹角 | → | 初位相 |
| 矢量端点的线速度 | → | 振动速度(上负下正) |

简谐振动的能量

动能:
$$E_k = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi)$$

势能:
$$E_p = \frac{1}{2} k x^2 = \frac{1}{2} k A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)$$

机械能:
$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 = \frac{1}{2} k A^2$$

简谐振动系统的总机械能守恒! $E \propto A^2$

简谐振动系统的总能量与振幅的平方成正比。

同方向、同频率的简谐振动的合成

设: $x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$

$$x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

合振动: $x = x_1 + x_2 = A \cos(\omega t + \varphi)$

合振动也是简谐振动, 其频率仍为 ω 。

振幅 $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_2 - \varphi_1)}$

初相 $\varphi = \arctan \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}$

★ 两种特殊情况:

(1) 若两分振动同相

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2k\pi \quad (k=0,1,2,\dots)$$

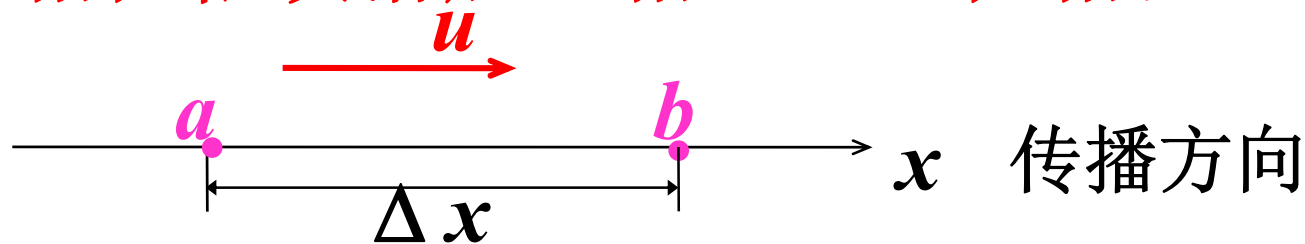
(2) 若两分振动反相

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pm (2k+1)\pi \quad (k=0,1,2,\dots)$$

弱。此时, 若 $A_1=A_2$, 则 $A=0$ 。

波动的特点：

- (1) 各媒质元并未“随波逐流”。波的传播不是媒质元的传播；
- (2) “上游”的质元依次带动“下游”的质元振动；
- (3) 某时刻某质元的振动状态将在较晚时刻于“下游”某处出现——波是振动状态的传播，是位相的传播。沿波的传播方向，各质元的振动相位依次落后。相距 λ ，位相差 2π 。

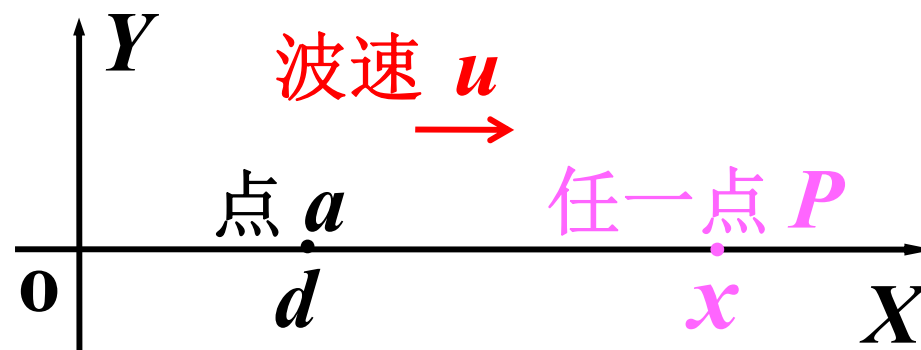


图中 b 点比 a 点的相位落后 $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta x$

平面简谐波的波函数

已知：某给定点 a 的
振动表达式为

$$y_a(t) = A \cos(\omega t + \varphi_a)$$



P 点： A 、 ω 均与 a 点的相同，但位相落后

$$\frac{2\pi}{\lambda}(x - d)$$

所以 P 点的振动表达式为

$$y(x, t) = A \cos\left[\omega t + \varphi_a - \frac{2\pi}{\lambda}(x - d)\right]$$

若 a 点为原点，则：

$$y(x,t) = A \cos[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x + \varphi_o]$$

或 $y(x,t) = A \cos[\omega(t - \frac{x}{u}) + \varphi_o]$

或 $y(x,t) = A \cos[2\pi(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}) + \varphi_o]$

沿 x 轴正向传播的平面简谐波的波函数。

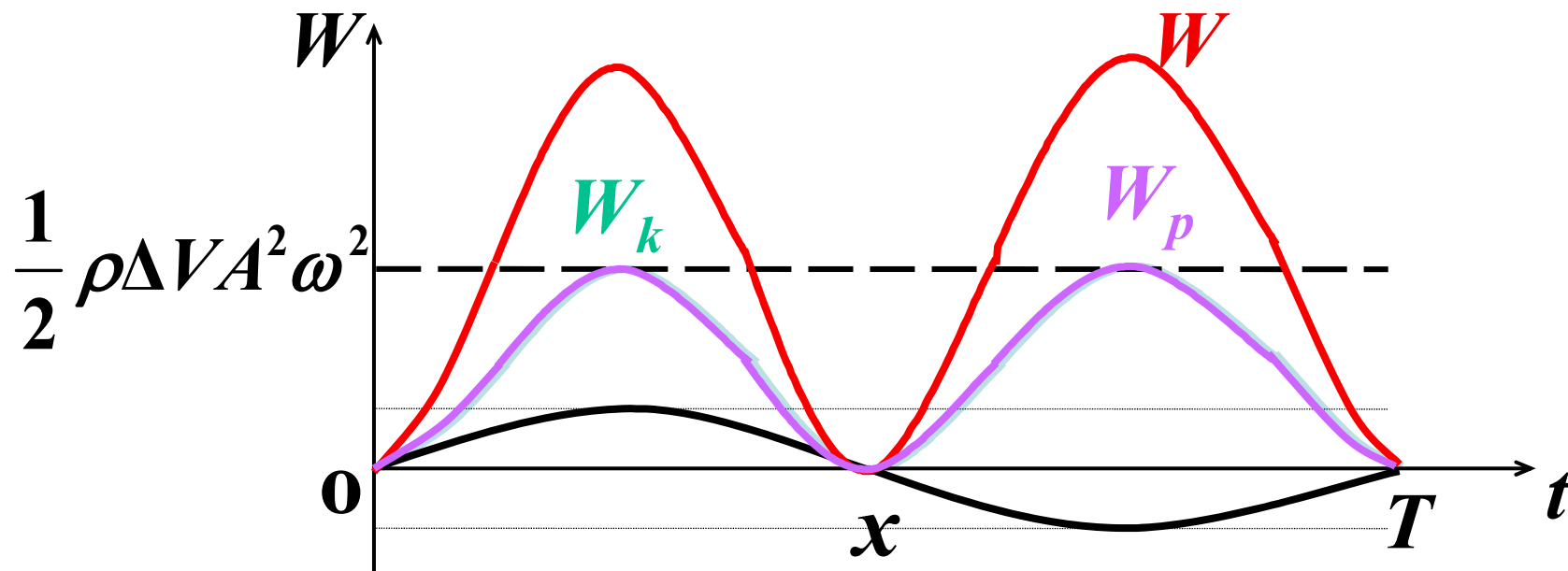
波的能量

所以任一时刻, $W_k = W_p$

——动能和势能大小相等, 相位相同!

总能量 $W = W_k + W_p = \rho \Delta V A^2 \omega^2 \sin^2 \omega(t - \frac{x}{u})$

不守恒! 随时间周期性变化。



能量——时间关系曲线

波的能量密度

单位体积介质中的波的能量—波的能量密度。

$$w = \frac{W}{\Delta V} = \rho \omega^2 A^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{u} \right)$$

能量密度在一个周期内的平均值：

$$\bar{w} = \frac{1}{T} \int_0^T w \, dt = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2$$

能流 能流密度

单位时间内垂直通过介质中某一面积 S 的能量，叫做通过该面积的能量。

能流（功率）： $P = w u S$ ；平均能流： $\bar{P} = \bar{w} u S$

能流密度或波的强度： $I = \frac{\bar{P}}{S} = \bar{w} u = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 u$

波的干涉

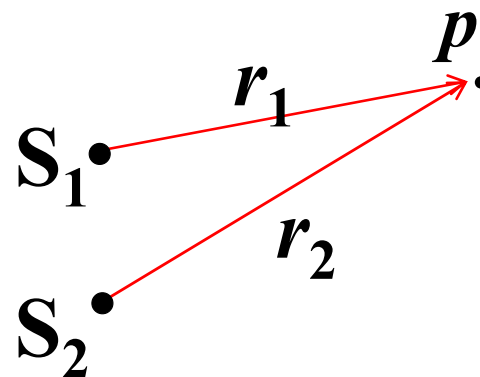
(1)相干条件：频率相同，振动方向相同，相位差恒定。

(2)波场中的强度分布：

设两相干波源 S_1 、 S_2 的振动为：

$$y_{10} = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$$

$$y_{20} = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$



p 点合振动： $y = y_1 + y_2 = A \cos(\omega t + \varphi)$

合振幅： $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta \varphi}$

强度： $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \Delta \varphi$

式中 $\Delta \varphi$ 为两相干波在相遇点的相位差：

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

干涉加强、减弱条件：

1. 满足 $\Delta\varphi = \pm 2k\pi$, $k = 0, 1, 2, \dots$ 的各点,

$$A_{\max} = A_1 + A_2$$

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \quad \text{加强, 干涉相长}$$

此时, 若 $A_1 = A_2$, 则 $I_{\max} = 4 I_1$

2. 满足 $\Delta\varphi = \pm 2(k+1)\pi$, $k = 0, 1, 2, \dots$ 的各点,

$$A_{\min} = |A_2 - A_1|$$

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \quad \text{减弱, 干涉相消}$$

此时, 若 $A_1 = A_2$, 则 $I_{\min} = 0$

对于同相波源，即 $\varphi_2 = \varphi_1$ ，干涉加强、减弱条件可用波程差表示为：

加强条件： $\delta = r_2 - r_1 = \pm k\lambda \quad (k = 0, 1, 2, \dots)$

减弱条件： $\delta = r_2 - r_1 = \pm(2k + 1)\frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, 1, 2, \dots)$

驻波的特点

(1)振幅：各处不等大，出现了波腹和波节。

$$\text{波腹处 } \left| \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \right| = 1 \quad x = k \frac{\lambda}{2}, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

$$\text{波节处 } \left| \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \right| = 0 \quad x = (2k + 1) \frac{\lambda}{4}, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

相邻的两个波节（或波腹）相隔 $\Delta x = \frac{\lambda}{2}$ 。

(2)相位：两相邻波节之间同相，每一波节两侧反相。没有相位的传播，没有能量的传播。

驻波是由振幅相同的两列同类相干波(频率和振动方向相同, 振幅也相同), 在同一直线上沿相反方向传播时叠加而成, 是一种特殊的干涉现象.

产生条件: 1. 相干波 2. A, u 相同 3. 方向相反

驻波的特点:

- (1) 有波形, 却无波形传播 (无相位, 能量传播)
- (2) 各质点在分段上振动, 但振幅不等
- (3) 各分段上振动相位相同, 相邻两分段的振动相位 相反

驻波方程:
$$y = y_1 + y_2 = A \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{x}{\lambda} \right) + A \cos 2\pi \left(\nu t + \frac{x}{\lambda} \right)$$
$$= 2A \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \cos 2\pi \nu t$$

合振幅
与位置 x 有关

各质点作
简谐运动

半波损失:

波在两种介质分界面上反射时，反射波较之入射波相位突变 π 的现象。该现象发生在：

(1) 当反射点固定不动时；

(2) 波从波疏介质传播到波密介质，在分界面处反射时；

这时由入射波和反射波叠加成的驻波，在分界面处出现的一定是波节。

多普勒效应

(1) $\boldsymbol{v}_S = 0$, $\boldsymbol{v}_R \neq 0$, 此时, $\nu = \nu_S$

$$\nu_R = \frac{u + \boldsymbol{v}_R}{\lambda} = \frac{u + \boldsymbol{v}_R}{u} \nu_S$$

$\boldsymbol{v}_R > 0$ (R 接近 S), $\nu_R > \nu_S$

$\boldsymbol{v}_R < 0$ (R 远离 S), $\nu_R < \nu_S$

(2) $\boldsymbol{v}_R = 0$, $\boldsymbol{v}_S \neq 0$, 此时, $\nu_R = \nu$

$$\nu_R = \nu = \frac{u}{\lambda} = \frac{u}{(u - \boldsymbol{v}_S) T_S} = \frac{u}{u - \boldsymbol{v}_S} \nu_S$$

(3) $\boldsymbol{v}_R \neq 0$, $\boldsymbol{v}_S \neq 0$, 此时, $\nu_S \neq \nu \neq \nu_R$

$$\nu_R = \frac{u + \boldsymbol{v}_R}{u} \nu = \frac{u + \boldsymbol{v}_R}{u} \cdot \frac{u}{u - \boldsymbol{v}_S} \nu_S = \frac{u + \boldsymbol{v}_R}{u - \boldsymbol{v}_S} \nu_S$$

当 $\boldsymbol{v}_R = -\boldsymbol{v}_S$ 时 (无相对运动) , $\nu_R = \nu_S$

电磁波的能量和性质

◆ 在自由空间传播的平面电磁波的主要性质

(1) 是横波， \vec{E} 、 \vec{H} 、 \vec{k} 三者相互垂直。

$\vec{E} \times \vec{H}$ 沿波矢 \vec{k} (\vec{u}) 的方向。

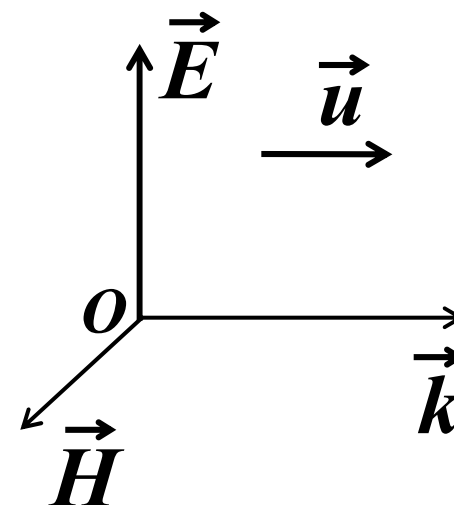
(2) \vec{E} 和 \vec{H} 同相位。

(3) \vec{E} 和 \vec{H} 的数值成比例。

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

(4) 电磁波的传播速度为：

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



电磁场的能量密度

$$w = w_e + w_m = \frac{1}{2} \vec{D} \cdot \vec{E} + \frac{1}{2} \vec{B} \cdot \vec{H} = \frac{1}{2} (\epsilon E^2 + \mu H^2)$$

单位时间通过垂直于传播方向的单位面积的辐射能称为**能流密度**或辐射强度:

$$S = wu = \frac{u}{2} (\epsilon E^2 + \mu H^2) = EH$$

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad \text{——也称为**坡印廷矢量**}$$

\vec{S} 在一个周期内的平均值 \bar{S} 称为**平均能流密度**或平均辐射强度(波的强度),

$$\bar{S} = \frac{1}{2} E_0 H_0 = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2 = \frac{1}{2} \mu_0 c H_0^2$$

光学

- 光的干涉：光的相干性，杨氏双缝，菲涅尔双平面镜，洛埃镜，光程和光程差，薄膜干涉，劈尖干涉，牛顿环，迈克尔逊干涉仪
- 光的衍射：单缝衍射，光学仪器的分辨本领，光栅衍射，X射线衍射
- 光的偏振：光的偏振；马吕斯定律；布儒斯特定律；光的双折射

光是一种电磁波

平面电磁波方程

$$\begin{cases} E = E_0 \cos \omega(t - \frac{r}{u}) \\ H = H_0 \cos \omega(t - \frac{r}{u}) \end{cases}$$

◆ 真空中的光速

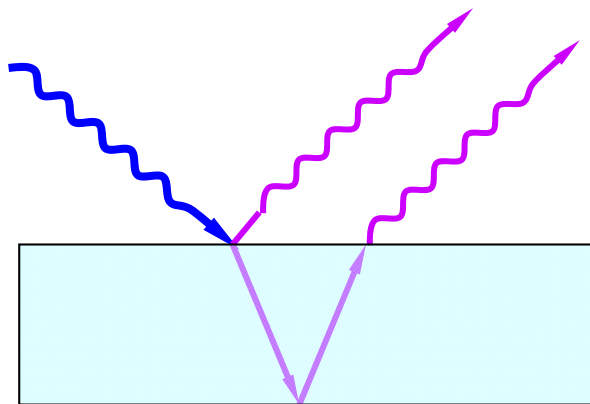
$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

可见光的范围

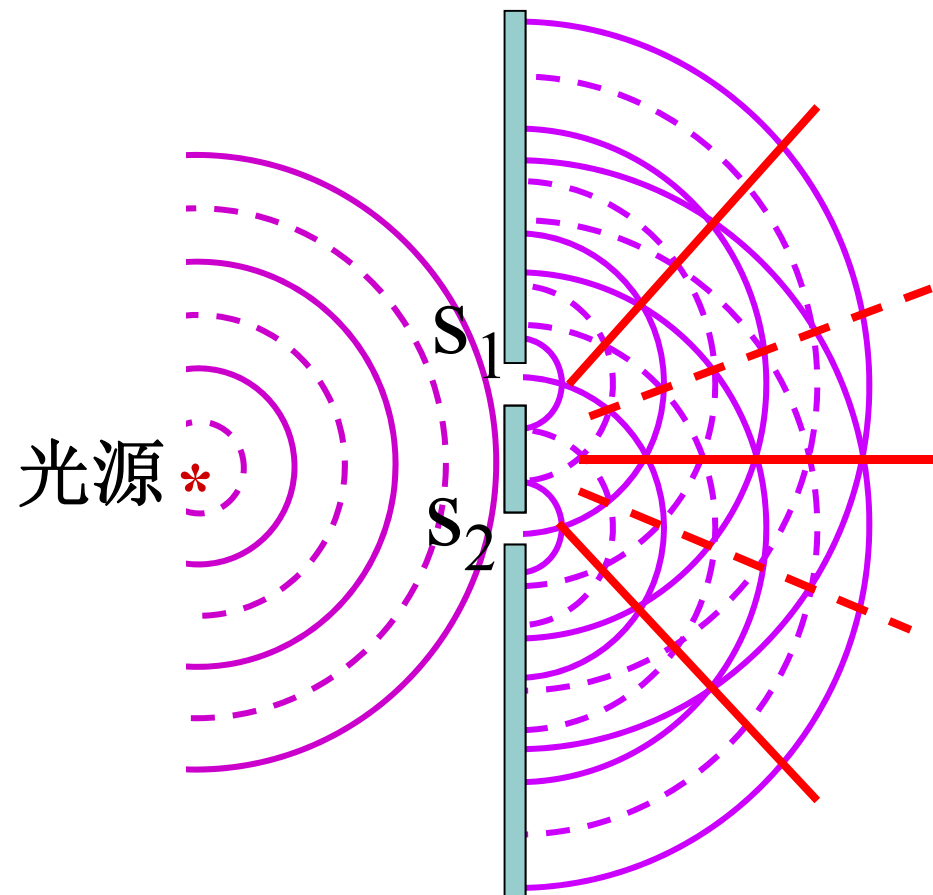
$$\begin{cases} \lambda : 400 \sim 760 \text{nm} \\ \nu : 7.5 \times 10^{14} \sim 4.3 \times 10^{14} \text{Hz} \end{cases}$$

相干光的产生

振幅分割法



波阵面分割法



杨氏干涉条纹

1. 光程差 $D \gg d$

$$\delta = r_2 - r_1 \approx d \sin \theta$$

$$\approx d \tan \theta = d \cdot \frac{x}{D}$$

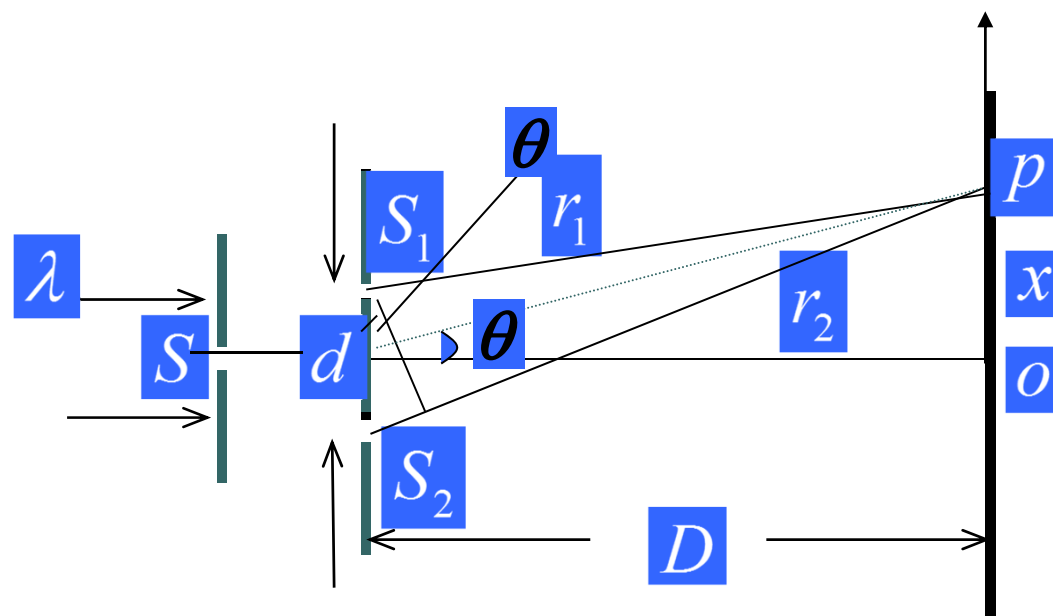
2. 明暗条纹位置

$$\delta = \pm k\lambda$$

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

$$k = 0.1.2...$$

干涉加强、明纹位置



$$\delta = \pm(2k + 1)\lambda / 2$$

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

$$k = 0.1.2...$$

干涉减弱、暗纹位置

白光照射时，出现彩色条纹

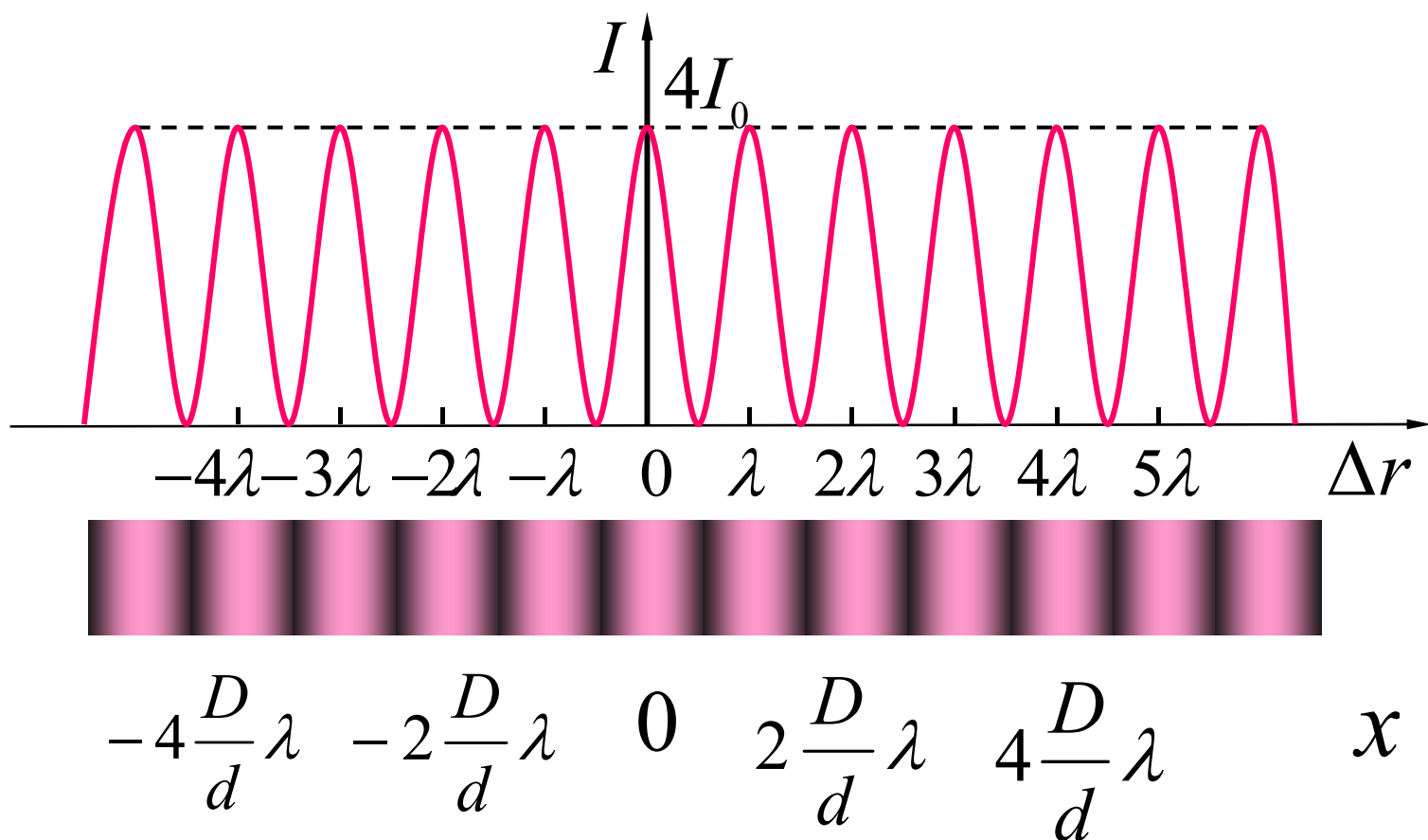
合光强 $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$

干涉项

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

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

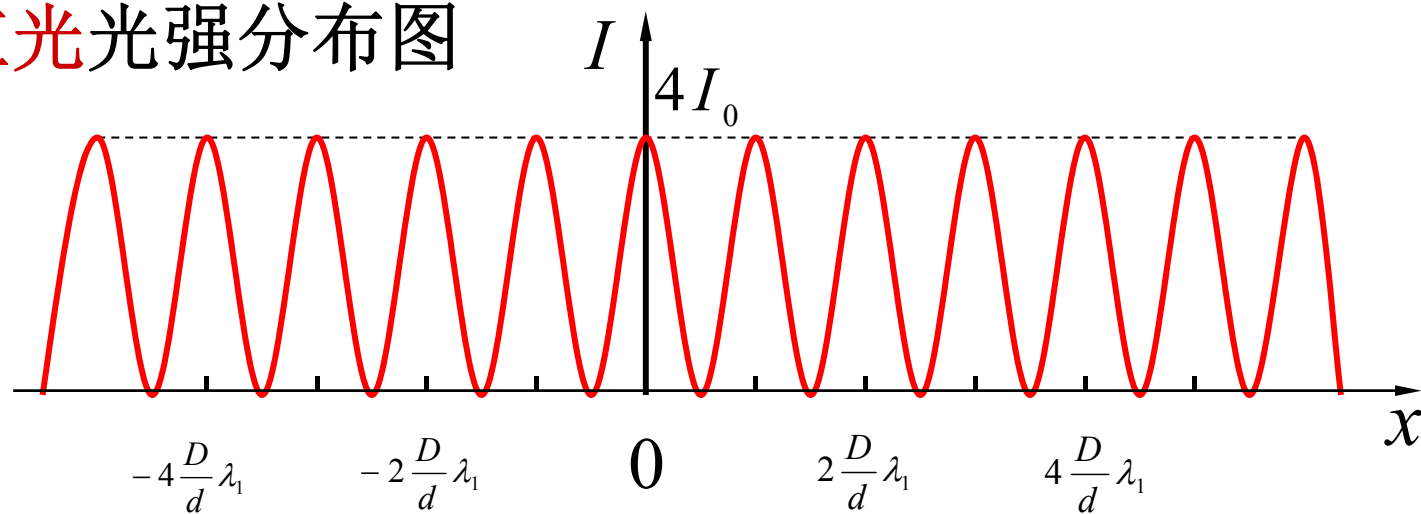
光强分布图



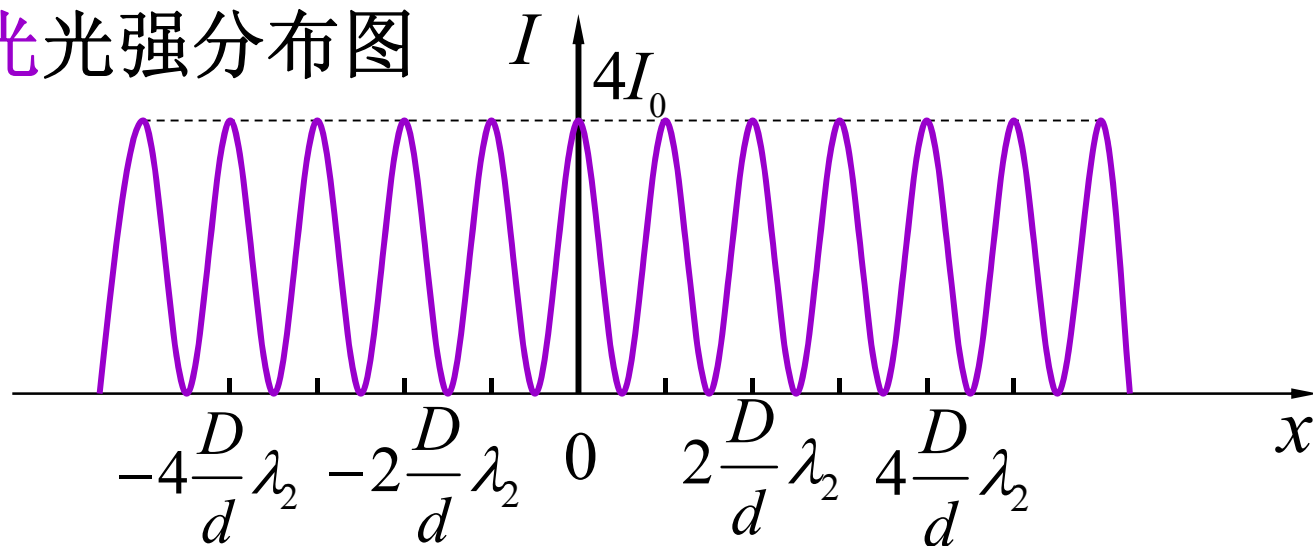
条纹间距 $\Delta x = \frac{D\lambda}{d} \quad (\Delta k = 1)$

波长不同条纹间距不同

红光光强分布图



紫光光强分布图



干涉条纹特点：

- 1 明暗相间的条纹对称分布于中央明纹的两侧；
- 2 相邻明条纹和相邻暗条纹等间距，与干涉级 k 无关；

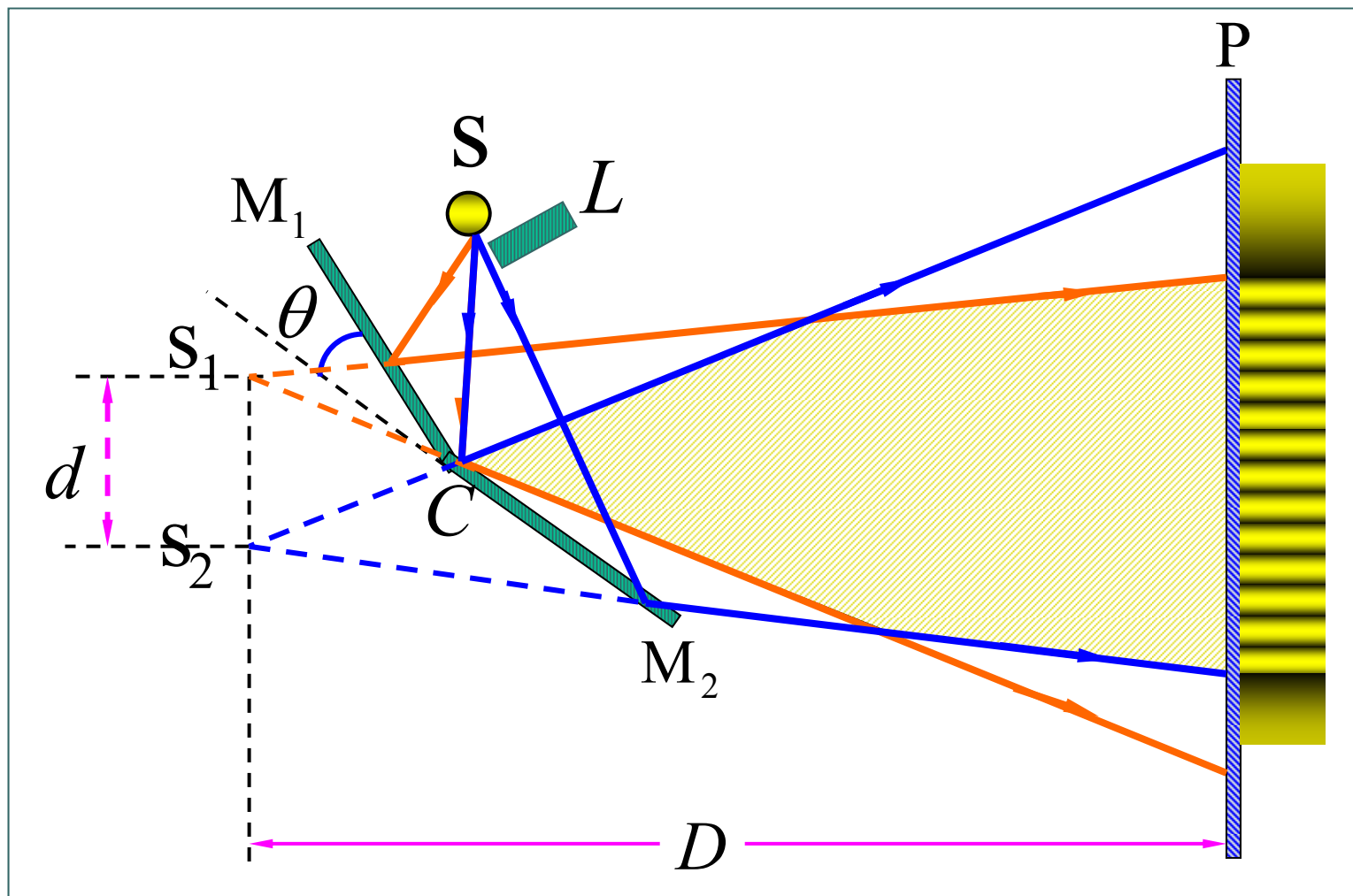
$$D, d \text{ 恒定 } \Delta x \propto \lambda$$

- 3 在远离中央明纹处,干涉条纹消失

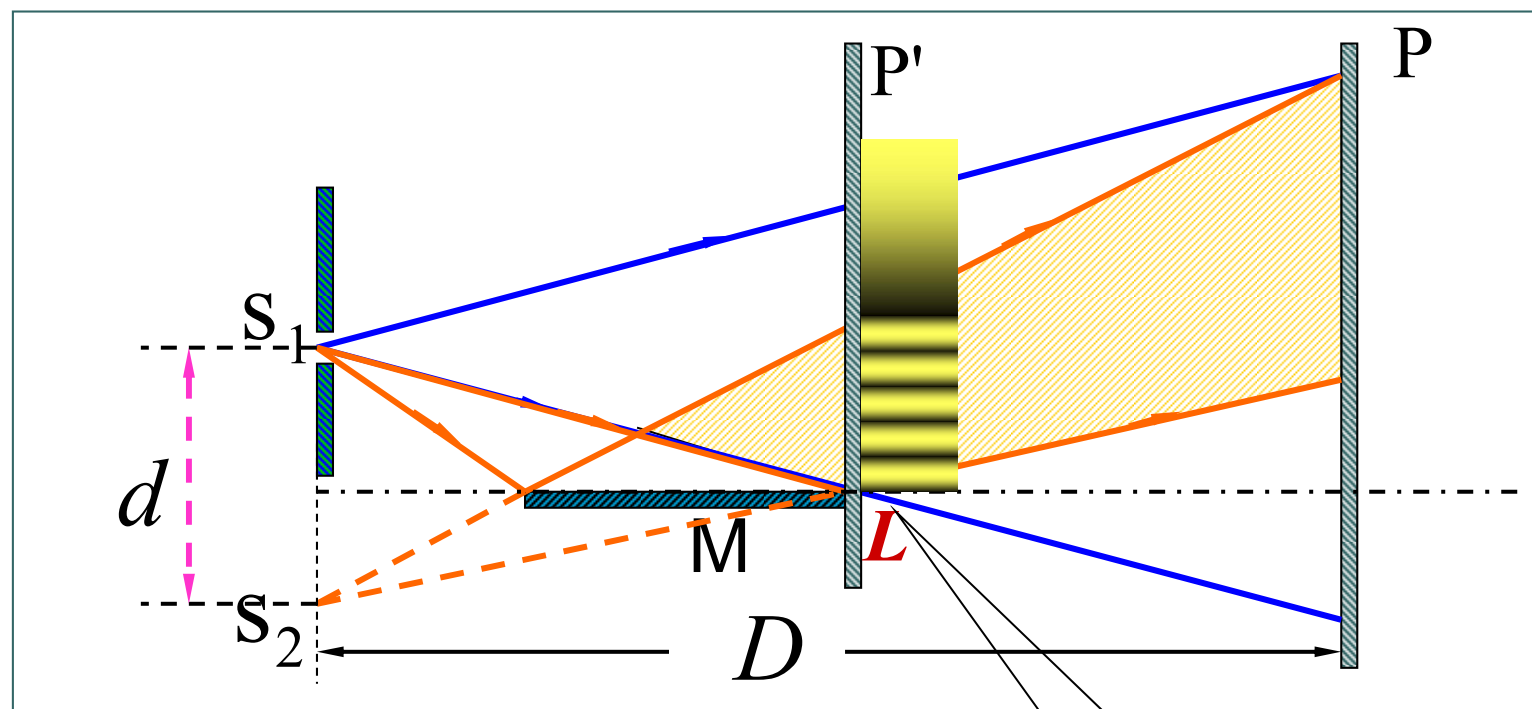
讨论：

- 1：光源移动对图样的影响
- 2：狭缝间距变化对图样影响
- 3.在一缝后放一透明薄片时对图样的影响
4. 改边屏幕前后位置时对图样的影响
5. 整个装置处于媒质中时对图样的影响
- 6 . 若用复色光源时对图样的影响

双 镜



劳埃德镜



半波损失

介质中光速

$$u = \lambda' \nu$$

真空中光速

$$c = \lambda \nu$$

介质中的波长

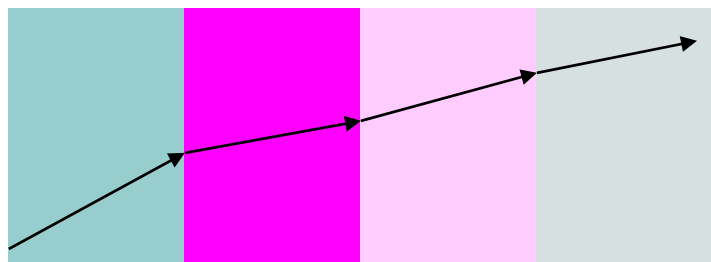
$$\lambda' = \frac{\lambda}{n}$$

真空中的波长

介质的折射率

光程

光在某一介质中所经历的几何路程 r 和这介质的折射率 n 的乘积 nr

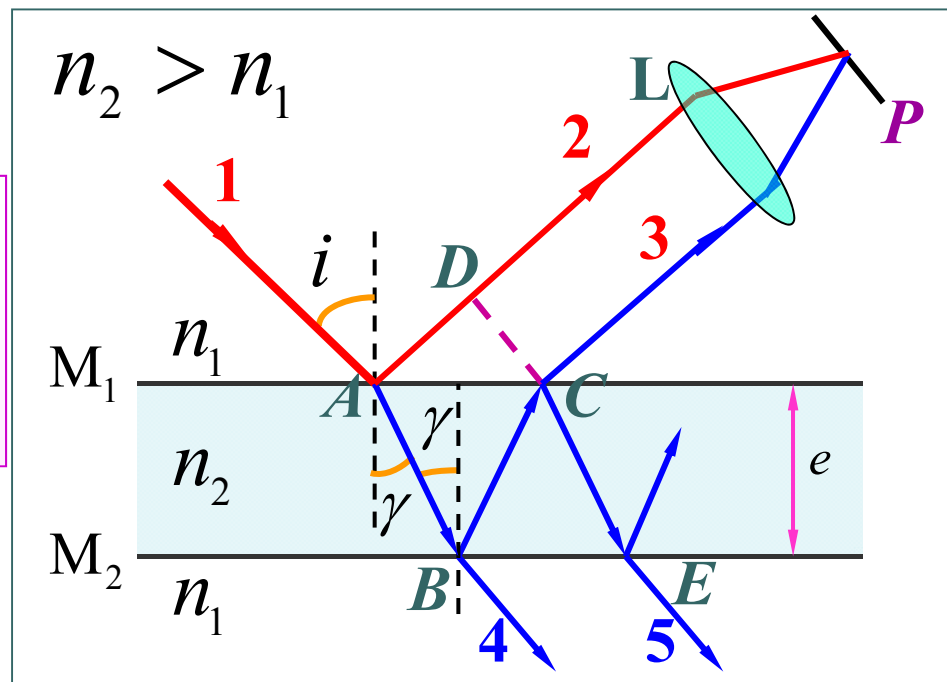


$$\text{光程} = \sum n_i r_i$$

薄膜干涉的基本公式

注意：透射光和反射光干涉具有互补性，符合能量守恒定律。

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



$$\delta_{\text{反}} = 2e\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \lambda/2$$

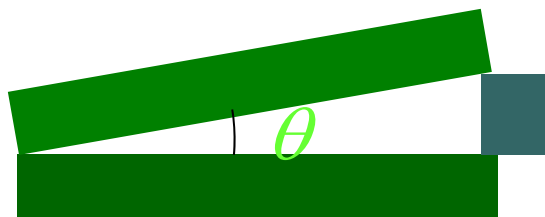
根据具体情况而定

➤ 透射光的光程差

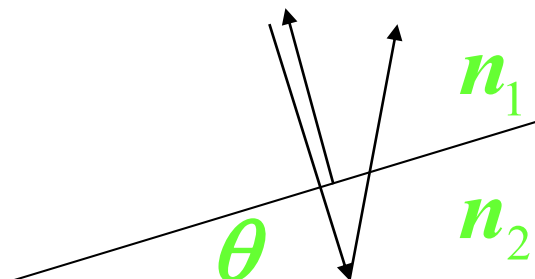
$$\Delta_t = 2e\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i}$$

增透膜和增反膜

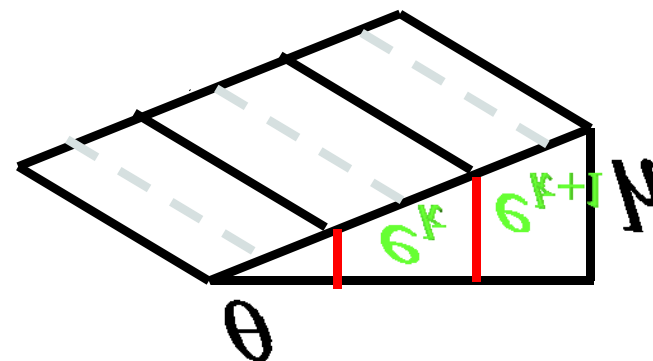
劈尖干涉（劈形膜）



空气劈尖



实心劈尖 n_1



劈尖条纹的形状

实心劈尖: $n_1=1$, 垂直入射 $i=0$

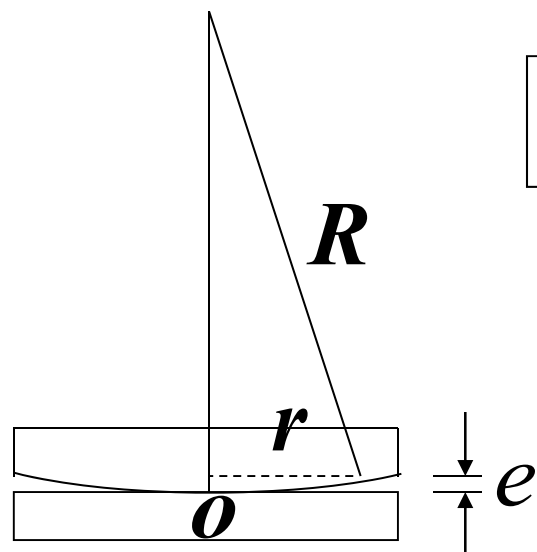
$$\delta_{\text{反}} = 2e\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \lambda/2 \longrightarrow \delta_{\text{反}} = 2n_2e + \lambda/2$$

干涉条件:

$$\delta = 2n_2d + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} k\lambda & k = 1, 2, 3 \dots \text{明条纹} \\ (2k+1)\lambda/2 & k = 0, 1, 2 \dots \text{暗条纹} \end{cases}$$

劈尖上厚度相同的地方，两相干光的光程差相同，对应一定 k 值的明或暗条纹。

牛顿环



$$r^2 = R^2 - (R - e)^2 = 2eR - e^2$$

$$R \gg e$$

略去 e^2

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

各级明、暗干涉条纹的半径为：

$$r = \sqrt{\frac{(2k-1)R\lambda}{2}} \quad k = 1, 2, 3 \dots \quad \text{明条纹}$$

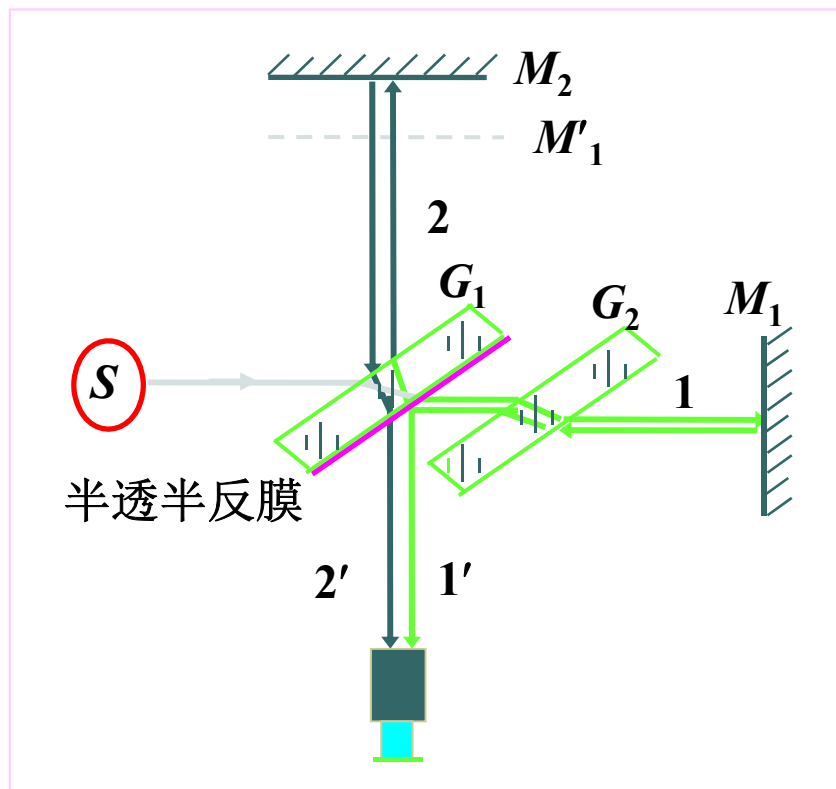
$$r = \sqrt{kR\lambda} \quad k = 0, 1, 2 \dots \quad \text{暗条纹}$$

随着牛顿环半径的增大，条纹变得越来越密。

$d=0$ 处,两反射光的光程差为 $\lambda/2$ ，中心处为暗斑。

	劈尖干涉	牛顿环
条纹形状	直条纹	同心圆
条纹间距	等间距	向外侧逐渐密集
条纹公式	$l = \frac{e_{k+1} - e_k}{\sin \theta} = \frac{\lambda}{2n_2 \sin \theta}$	$r = \sqrt{\frac{(2k-1)R\lambda}{2n_2}} \quad k = 1, 2, 3 \dots$ $r = \sqrt{kR\lambda / n_2} \quad k = 0, 1, 2 \dots$
零级条纹	暗条纹，直线	暗斑

迈克耳逊干涉仪



光束 $2'$ 和 $1'$ 发生干涉

⇒ 若 M_1 、 M_2 平行
⇒ 等倾条纹

⇒ 若 M_1 、 M_2 有小夹角
⇒ 等厚条纹

当 M_1 每平移 $\lambda/2$ 时，将看到一个明（或暗）条纹移过视场中某一固定直线，条纹移动的数目 N 与 M_1 镜平移的距离关系为：

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

总结

光的干涉的核心问题——
确定干涉极大与极小点。

1) 光的干涉极大(明纹) 条件

$$\Delta\varphi_P = \pm 2k\pi, \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots$$

2) 光的干涉极小(暗纹) 条件

$$\Delta\varphi_P = \pm(2k + 1)\pi, \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$\Delta\varphi_P = (\varphi_2 - \varphi_1) - \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta_p + (\pi)$$

其中： $\Delta_p = \text{光程2} - \text{光程1}$ 是两光的光程差；

π 是半波损失造成的相位突变。当两光之一有半波损失时有此项，两光都有或都没有半波损失时无此项

当两光源具有相同的初相时：

1) 光的干涉极大（明纹）条件

$$\Delta_p = \pm k\lambda_0, \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots$$

2) 光的干涉极小（暗纹）条件

$$\Delta_p = \pm(2k + 1)\frac{\lambda_0}{2}, \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$\Delta_p = \text{光程2} - \text{光程1} + \left\{ \frac{\lambda_0}{2} \right\}$$
$$(n_2 r_2) \quad (n_1 r_1)$$

$\lambda/2$ 是半波损失造成的附加光程差。当两光之一有半波损失时有此项，两光都有或都没有半波损失时无此项

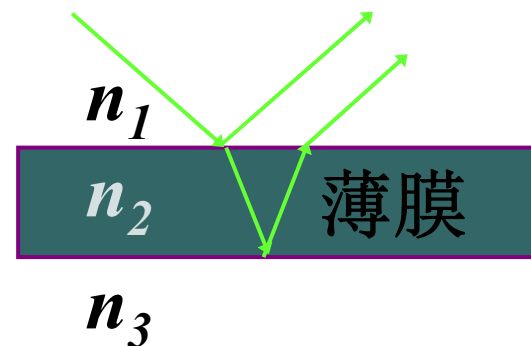
半波损失项的确定

满足 $n_1 < n_2 > n_3$ (或 $n_1 > n_2 < n_3$)

➡ 计入半波损失项;

满足 $n_1 > n_2 > n_3$ (或 $n_1 < n_2 < n_3$)

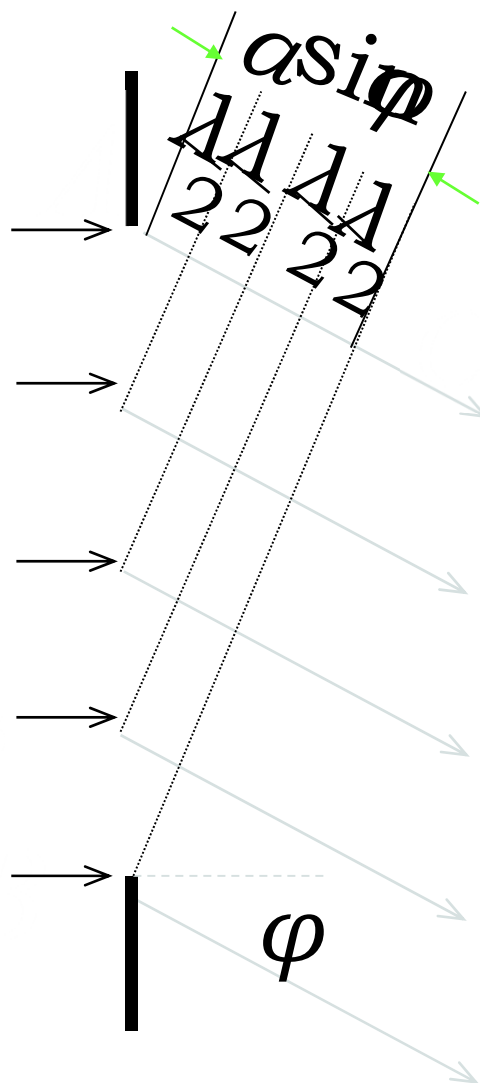
➡ 不计入半波损失项。



半波损失的波长
为反射光线所在
的空间的波长
 $\lambda/2$

对同样的入射光来说, 当
反射方向干涉加强时, 在
透射方向就干涉减弱。

单缝的夫琅禾费衍射、半波带法



分成偶数个半波带为暗纹。

分成奇数个半波带为明纹。

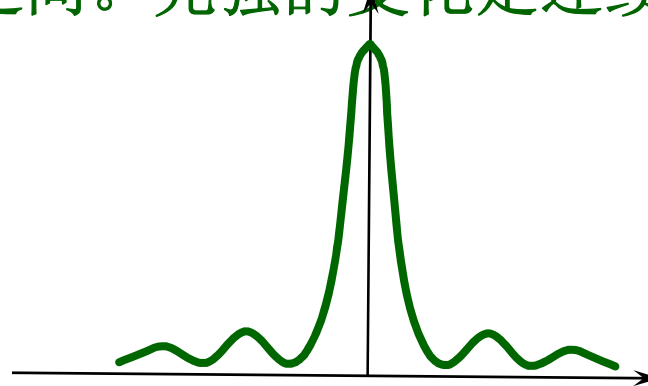
$$a \sin \phi = \pm k \lambda \quad (k = 1, 2, \dots) \quad \text{暗纹}$$

$$a \sin \phi = \pm (2k + 1) \lambda / 2 \quad (k = 1, 2, \dots) \quad \text{明纹}$$

$$a \sin \phi = 0 \quad \text{中央明纹}$$

注意：公式形式与杨氏双缝干涉条纹的条件方程相反

当半波带数不是整数时，相干点的光强介于明暗之间。光强的变化是连续的。



条纹特点

1、条纹位置的确定

暗纹中心 $x = \pm k\lambda \cdot f / a$ $k = 1, 2 \dots$

明纹中心 $x = \pm (2k + 1)\lambda \cdot f / 2a$

2、中央明纹宽度： 中央两侧第一暗条纹之间的区域，称做零级（或中央）明条纹

$$\Delta x = 2x = \frac{2f\lambda}{a} \longrightarrow \text{（中央明纹线宽度）}$$

3、其他明纹间距

各级明条纹的宽度 $\Delta x = x_{k+1} - x_k = af / \lambda$

4、缝宽对衍射图样的影响

缝越窄（ a 越小），条纹分散的越开，衍射现象越明显；
反之，条纹向中央靠拢。

4、波长对衍射图样的影响

条纹在屏幕上的位置与波长成正比，如果用白光做光源，中央为白色明条纹，其两侧各级都为彩色条纹。该衍射图样称为衍射光谱。

5、缝与光源的位置对衍射图样的影响

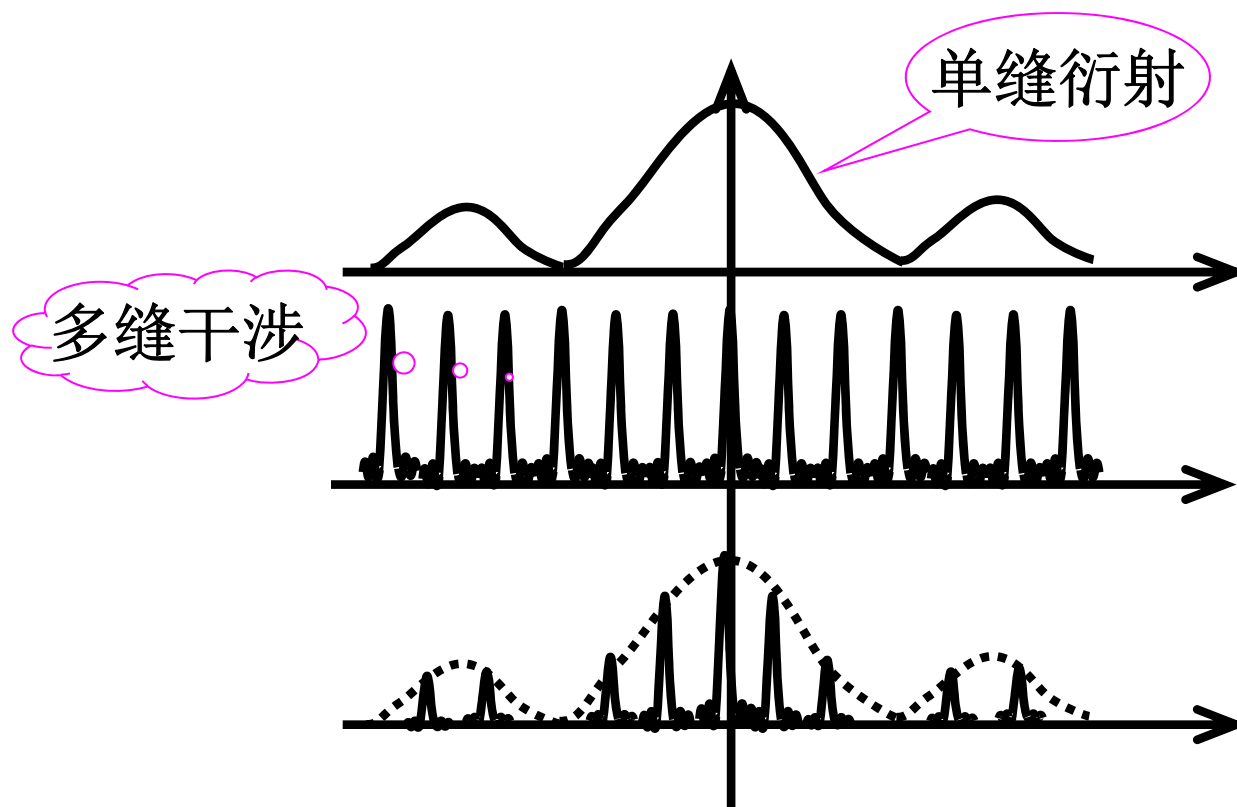
(1) 令 单缝在纸面内垂直透镜光轴上、下移动，屏上衍射图样是否改变？

(2) 令光源垂直透镜光轴上、下移动，屏上衍射图样是否改变？

光栅衍射

光栅衍射图样是来自每一个单缝上许多子波以及来自各单缝对应的子波彼此相干叠加而形成。

因此，它是单缝衍射和多缝干涉的总效果。



光栅衍射图样的几点讨论

1、缺级 由于单缝衍射的影响，在应该出现干涉极大（亮纹）的地方，不再出现亮纹。

光栅衍射主极大明条纹中心位置：

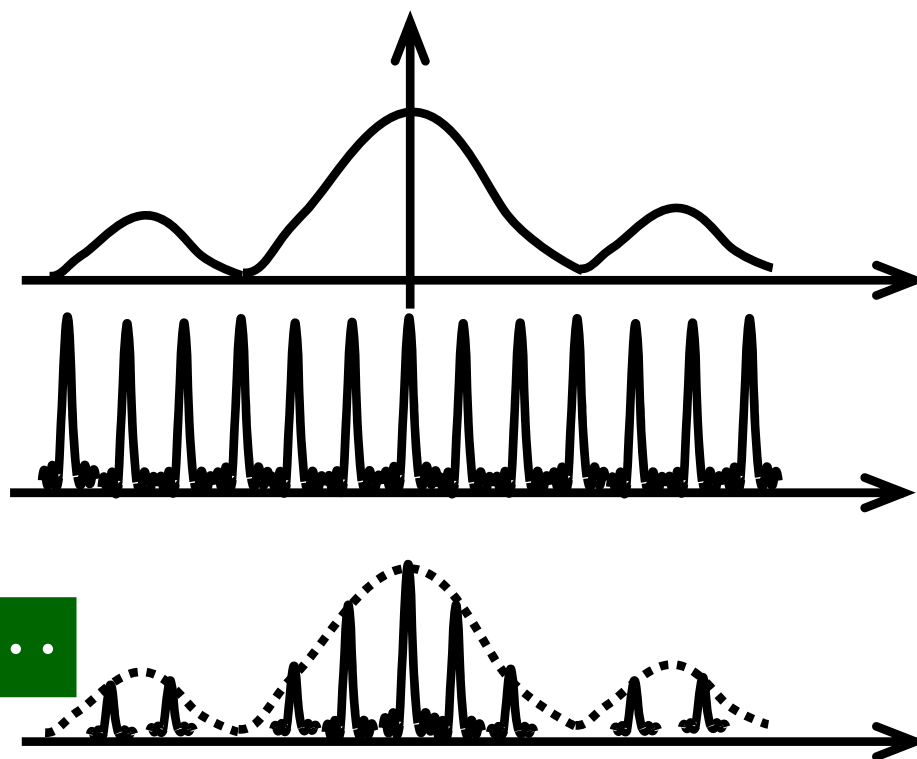
$$(a+b)\sin \varphi = k\lambda$$
$$k=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \cdots$$

缺级时衍射角同时满足：

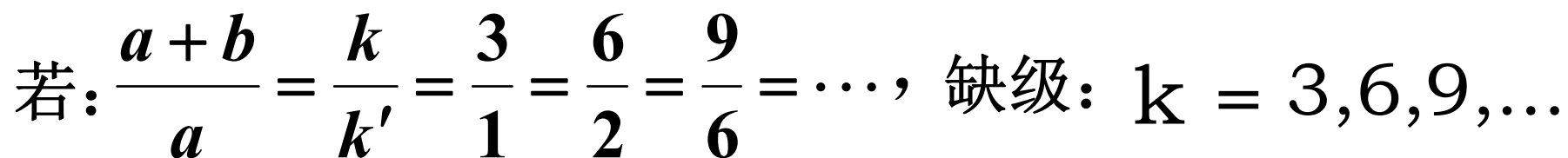
单缝衍射极小条件：

$$a \cdot \sin \varphi = k'\lambda$$
$$k'=\pm 1, \pm 2, \cdots$$

$$\text{即：} k = (a+b) / a \cdot k' \quad k'=\pm 1, \pm 2, \cdots \quad k \text{ 就是所缺的级次}$$

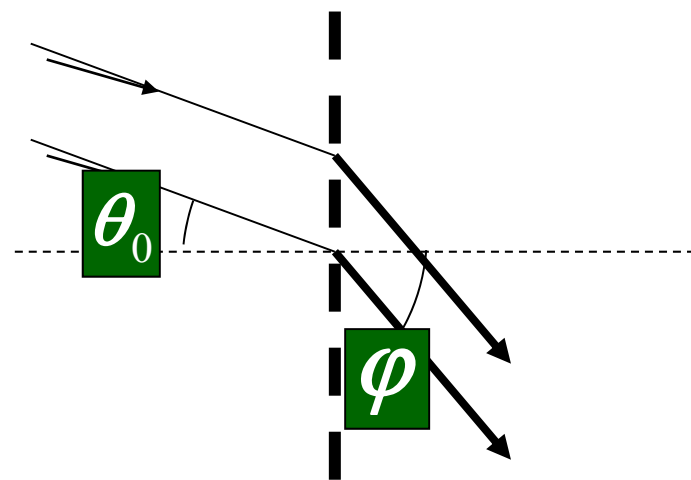
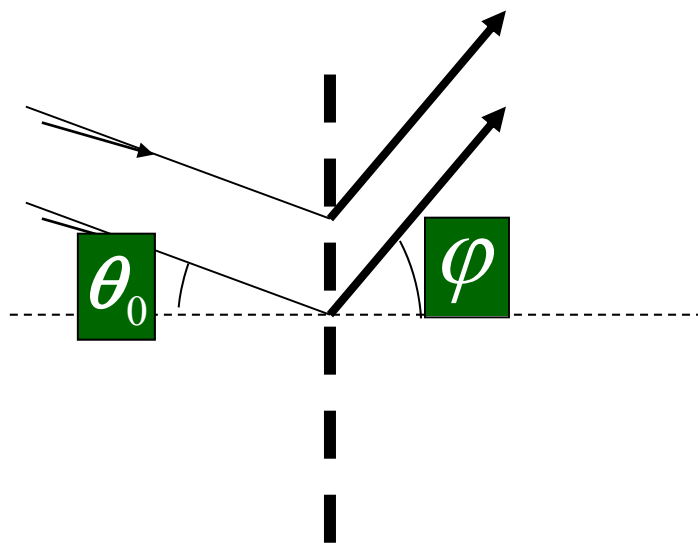


缺级



2、单色平行光倾斜地射到光栅上

$$\delta = (a+b)(\sin \varphi \pm \sin \theta_0) = k\lambda \quad k=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \cdots$$



光学仪器的分辨本领（两光点刚好能分辨）：

$$\text{最小分辨角 } \theta_0 = 1.22 \frac{\lambda}{D}$$

$$\text{光学仪器分辨率} = \frac{1}{\theta_0} = \frac{D}{1.22 \lambda} \propto D, \frac{1}{\lambda}$$

X 射线衍射：



布拉格公式

$$2d \sin \theta = k\lambda \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

光的偏振

一 自然光 线偏振光 部分偏振光 （区分方法）

二 马吕斯定律

强度为 I_0 的偏振光通过检偏振器后，出射光的强度为

$$I = I_0 \cos^2 \alpha$$

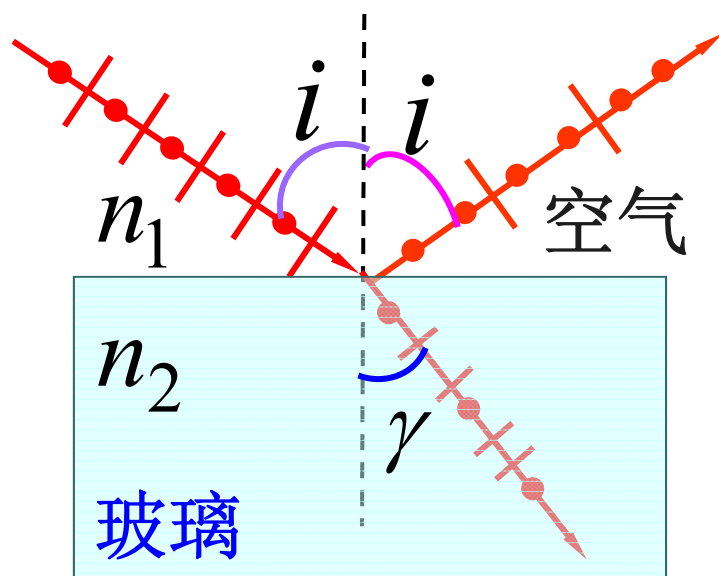
三 光反射与折射时的偏振

布儒斯特定律

$$\tan i_0 = \frac{n_2}{n_1}$$

反射光和折射光互相垂直

根据光的可逆性，当入射光以 γ 角从 n_2 介质入射于界面时，此 γ 角即为布儒斯特角



双折射的寻常光和非寻常光

◆ 寻常光线（o光）(ordinary rays)

———— 服从折射定律的光线

◆ 非常光线（e光）(extraordinray rays)

———— 不服从折射定律的光线

（一般情况，非常光线不在入射面内）

产生双折射的**原因**：

寻常光线 在晶体中各方向上传播速度相同.

非常光线 晶体中各方向上传播速度不同，
随方向改变而改变.

光轴、单轴晶体、双轴晶体

量子物理

- 光电效应和爱因斯坦光子学说
- 康普顿效应
- 微观实物粒子的波粒二象性
- 不确定关系
- 波函数与薛定谔方程
- 氢原子光谱及理论
- 原子的壳层结构及有关规律
- 激光

光电效应

(1) 饱和电流

加速电势差增大时光电流增大，当加速电势差增大到一定量值时，光电流达到饱和值。

(2) 光电子的最大初动能 $\propto \nu_{\lambda}$, 而与入射光强无关。

$$\frac{1}{2}mv_m^2 = eU_0 = eK(\nu - \nu_0)$$

截止电压 $U_0 = K(\nu - \nu_0)$

(3) 红限频率（红限）

(4) 光电效应是瞬时发生的，驰豫时间 $\leq 10^{-9}\text{s}$ 。

爱因斯坦的光子理论

光子的能量为 $\varepsilon = h\nu$ 。

对光电效应的解释(爱因斯坦方程):

$$h\nu = \frac{1}{2}mv_m^2 + W$$

当 $\nu < \frac{W}{h}$ 时, 不发生光电效应。

红限频率 $\nu_0 = \frac{W}{h} = \frac{eU_0}{h}$ (W 为逸出功)

光的波粒二象性

基本关系式:

粒子性: 能量 ε , 动量 p

波动性: 波长 λ , 频率 ν

$$\varepsilon = h\nu \qquad \vec{p} = \frac{h}{\lambda} \vec{n}$$

康普顿散射

康普顿公式:

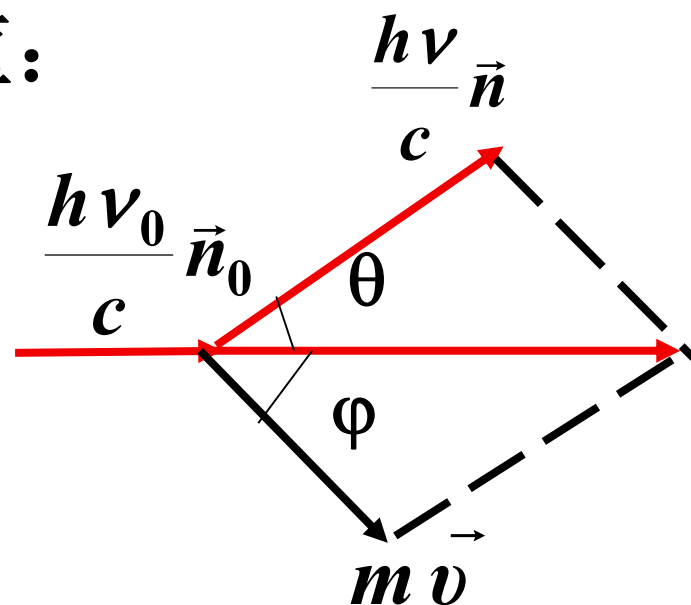
$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta)$$

电子的康普顿波长为

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = 0.0024263 \text{ nm}$$

X射线光子与“静止”的“自由电子”弹性碰撞
碰撞过程中能量与动量守恒：

$$\left\{ \begin{array}{l} h\nu_0 + m_0 c^2 = h\nu + mc^2 \\ \frac{h}{\lambda_0} \vec{n}_0 = \frac{h}{\lambda} \vec{n} + m \vec{v} \end{array} \right.$$



波长偏移：

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\theta) = \lambda_c (1 - \cos\theta)$$

德布罗意波

德布罗意假设：实物粒子具有波粒二象性．

$$E = h\nu$$

$$p = \frac{h}{\lambda}$$



德布罗意公式

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad \nu = \frac{E}{h} = \frac{mc^2}{h}$$

1) 若 $v \ll c$ 则 $m = m_0$

若 $v \rightarrow c$ 则 $m = m_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$

2) 宏观物体的德布罗意波长小到实验难以测量的程度，因此宏观物体仅表现出粒子性．

不确定关系

$$\Delta x \cdot \Delta p_x = \frac{\lambda}{\sin \theta_1} \cdot \frac{h}{\lambda} \sin \theta_1 = h$$

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h$$

$$\left. \begin{array}{l} \Delta x \cdot \Delta p_x \\ \Delta y \cdot \Delta p_y \\ \Delta z \cdot \Delta p_z \end{array} \right\} \geq \frac{\hbar}{2}$$

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$$

波函数 薛定谔方程

(1) 自由粒子平面波波函数: $\Psi(x, t) = \Psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - px)}$

(2) 波函数的统计意义

$$|\Psi(\vec{r}, t)|^2 = \Psi^*(\vec{r}, t)\Psi(\vec{r}, t) \text{ — 概率密度}$$

$$|\Psi(\vec{r}, t)|^2 dV$$

间某点 (x, y, z) 附近小体积元 dV 内的概率。

(3) 波函数满足的条件

标准条件: 单值、有限、连续。

归一化条件: $\int_{\Omega} |\Psi(\vec{r}, t)|^2 dV = 1$
(Ω ——全空间)

氢原子光谱的规律性

◆ 巴耳末发现氢原子光谱可见光部分的规律

$$\lambda = 365.46 \frac{n^2}{n^2 - 2^2} \text{ nm}, \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

◆ 里德伯给出氢原子光谱公式

$$\text{波数 } \sigma = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$$

$$\left[\begin{array}{l} n_f = 1, 2, 3, 4, \dots, n_i = n_f + 1, n_f + 2, n_f + 3, \dots \\ \text{里德伯常量 } R = 1.0973731534 \times 10^7 \text{ m}^{-1} \end{array} \right]$$

紫外

莱曼系

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 2, 3, \dots$$

可见光

巴尔末系

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 3, 4, \dots$$

红外

帕邢系

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 4, 5, \dots$$

布拉开系

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 5, 6, \dots$$

普丰德系

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 6, 7, \dots$$

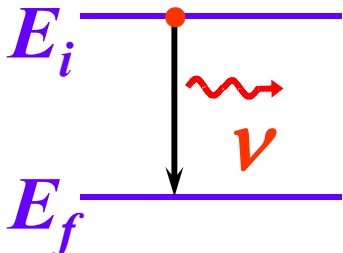
汉弗莱系

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n = 7, 8, \dots$$

玻尔氢原子理论（1913）：

1. 定态假设：电子绕核作圆周运动，有确定的能量（不辐射能量）。——经典轨道+定态

2. 频率条件：

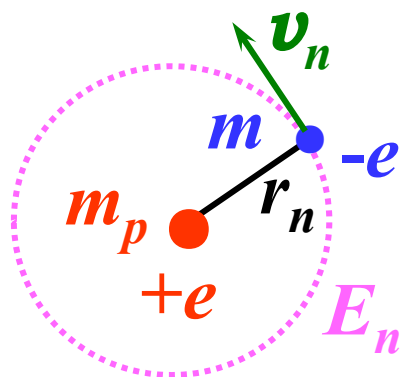

$$\nu = \frac{E_i - E_f}{h}$$

3. 量子化条件：

$$L_n = m v_n r_n = n \hbar$$

$$n = 1, 2, 3 \dots$$

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} = m \frac{v_n^2}{r_n}$$



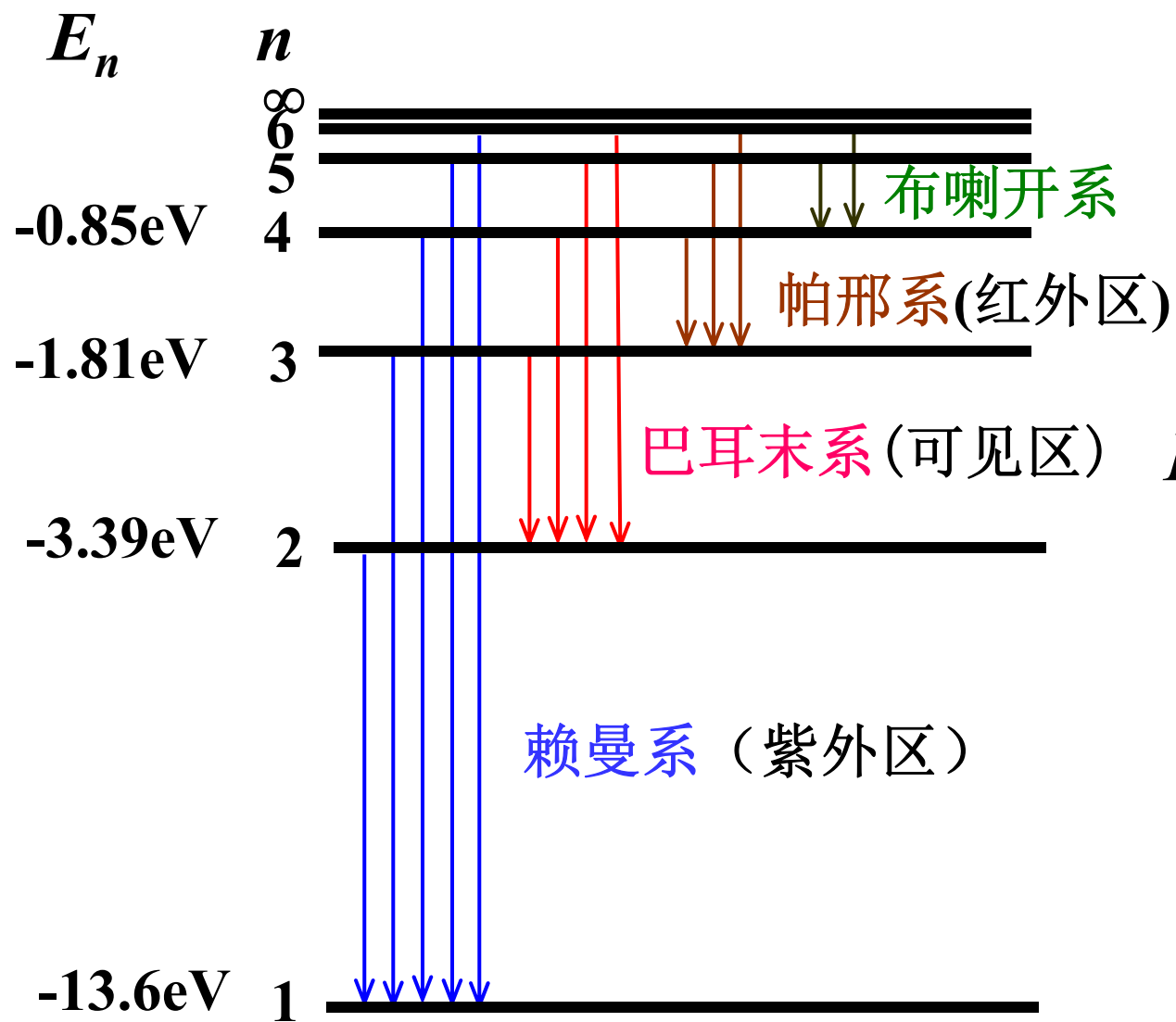
轨道半径： $r_n = n^2 r_1$,

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2} = 5.29 \times 10^{-11} \text{ m}$$

能量： $E_n = \frac{1}{n^2} E_1$,

$$E_1 = -\frac{me^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2\hbar^2} \approx -13.6 \text{ eV}$$

氢原子能级和能级跃迁图：



$$E_n = \frac{1}{n^2} E_1$$

$$= \frac{-13.6}{n^2} \text{eV}$$

原子的电子壳层结构

原子中电子的状态由四个量子数确定

(1) 主量子数 $n=1,2,3,\dots$ 大体上决定电子在原子中的能量

(2) 角量子数 $l=0, 1, 2, \dots, (n-1)$

决定电子绕核运动的角动量 $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$

(3) 磁量子数 $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$

决定电子绕核运动角动量的空间取向

(4) 自旋磁量子数 $m_s = \pm \frac{1}{2}$

决定电子自旋角动量的空间取向

电子在原子中的分布遵从下列两个原理：

(1)泡利不相容原理

(2)能量最小原理

不同的量子态的数目：

当 n 、 l 、 m_l 一定时，为 2；

当 n 、 l 一定时，为 $2(2l+1)$ ；

当 n 一定时，为 $2n^2$ 。

各壳层可容纳的电子数

N_l \ l		0	1	2	3	4	5	6	N_n
n		<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>	<i>h</i>	<i>i</i>	
1	<i>K</i>	2							2
2	<i>L</i>	2	6						8
3	<i>M</i>	2	6	10					18
4	<i>N</i>	2	6	10	14				32
5	<i>O</i>	2	6	10	14	18			50
6	<i>P</i>	2	6	10	14	18	22		72
7	<i>Q</i>	2	6	10	14	18	22	26	98

激光

(1) 光的吸收与辐射

(2) 粒子数反转——得到激光的必要条件

(3) 激光器的组成：工作物质、泵浦源、光学谐振腔

(4) 光学谐振腔的作用：提高单色性和方向性

(5) 激光的特性和应用

(a) 方向性好；（激光准直仪）

(b) 单色性好；（标准光源、激光通讯）

(c) 相干性好；（全息照相、全息存储）

(d) 能量高度集中。（激光手术、激光武器）

温馨提示

- ★ 抓紧时间复习了，时间很紧迫了！
- ★ 同步习题一定要做！而且好全做！！
- ★ 对选择和填空题一定要理解，而不是去死记硬背！
- ★ 计算题一定要理解！
- ★ 注意通知的大学物理课外辅导时间！

- 非常感谢大家这学期来的支持合作与交流！
- 希望继续交流、有问题（特别是物理方面）请多合作！
- 新的一年开始，祝福大家圣诞、快乐元旦，青春永驻、事业有成！

祝大家都能考出好成绩！

无论您从事什么，都好好编织自己的梦想吧！！

谢谢大家

