《大学物理》（下） 复习资料

一、电磁感应与电磁场

1. 感应电动势——总规律： 法拉第电磁感应定律 $\varepsilon_i = -\dfrac{d\Phi_m}{dt}$， 多匝线圈 $\varepsilon_i = -\dfrac{d\Psi}{dt}$， $\Psi = N\Phi_m$。

ε_i 方向 即感应电流的方向，在电源内由负极指向正极。由此可以根据计算结果判断一段导体中哪一端的电势高（正极）。

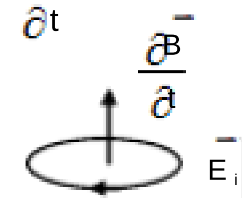
①对闭合回路，ε_i 方向由楞次定律判断； ②对一段导体，可以构建一个假想的回路（使添加的导线部分不产生 ε_i）

（1） 动生电动势 （$\vec{B}$ 不随 t 变化，回路或导体 L 运动） 一般式：$\varepsilon_i = \int_a^b (\vec{v}\times\vec{B})\cdot d\vec{\ell}$； 直导线：$\varepsilon_i = (\vec{v}\times\vec{B})\cdot\vec{\ell}$

动生电动势的方向：$\vec{v}\times\vec{B}$ 方向，即正电荷所受的洛仑兹力方向。 （注意）一般取 $\vec{v}\times\vec{B}$ 方向为 $d\vec{\ell}$ 方向。如果 $\vec{v}\perp\vec{B}$，但导线方向与 $\vec{v}\times\vec{B}$ 不在一直线上（如习题十一填空 2.2 题），则上式写成标量式计算时要考虑洛仑兹力与线元方向的夹角。

（2） 感生电动势 （回路或导体 L 不动，已知 $\partial B/\partial t$ 的值）：$\varepsilon_i = -\int_s \dfrac{\partial\vec{B}}{\partial t}\cdot d\vec{s}$，B 与回路平面垂直时 $\varepsilon_i = \dfrac{\partial B}{\partial t}\cdot S$

磁场的时变在空间激发涡旋电场 E_i：$\oint_L \vec{E}_i\cdot d\vec{\ell} = -\int_s \dfrac{\partial\vec{B}}{\partial t}\cdot d\vec{s}$ （B 增大时 $\dfrac{\partial\vec{B}}{\partial t}$ 同磁场方向，右图）



[解题要点] 对电磁感应中的电动势问题， 尽量采用法拉第定律求解 ——先求出 t 时刻穿过回路的磁通量 $\Phi_m = \int_S \vec{B}\cdot d\vec{S}$，再用 $\varepsilon_i = -\dfrac{d\Phi_m}{dt}$ 求电动势，最后指出电动势的方向。 （不用法拉弟定律：①直导线切割磁力线；② L 不动且已知 $\partial B/\partial$ 的值）

[注] ①此方法尤其适用动生、感生兼有的情况；②求 Φ_m 时沿 B 相同的方向取 dS，积分时 t 作为常量；③长直电流 $B_r = \mu I/2\pi r$；④ ε_i 的结果是函数式时，根据“$\varepsilon_i>0$ 即 Φ_m 减小，感应电流的磁场方向与回路中原磁场同向，而 ε_i 与感应电流同向”来表述电动势的方向：$\varepsilon_i>0$ 时，沿回路的顺（或逆）时针方向。

2. 自感电动势 $\varepsilon = -L\dfrac{dI}{dt}$，阻碍电流的变化. 单匝：$\Phi_m = LI$；多匝线圈 $\Psi = N\Phi = LI$；自感系数 $L = \dfrac{\Psi}{I} = N\dfrac{\Phi_m}{I}$

互感电动势 $\varepsilon_{12} = -M\dfrac{dI_2}{dt}$， $\varepsilon_{21} = -M\dfrac{dI_1}{dt}$。（方向举例：1 线圈电动势阻碍 2 线圈中电流在 1 线圈中产生的磁通量的变化）

若 $\left|\dfrac{dI_2}{dt}\right| = \left|\dfrac{dI_1}{dt}\right|$ 则有 $|\varepsilon_{12}| = |\varepsilon_{21}|$； $\Psi_{12} = MI_2$， $\Psi_{21} = MI_1$， $M_{12} = M_{21} = M$；互感系数 $M = \dfrac{\Psi_1}{I_2} = \dfrac{\Psi_2}{I_1}$

3. 电磁场与电磁波

位移电流 ：$I_D = \int_S \dfrac{\partial\vec{D}}{\partial t}\cdot d\vec{S}$， $\vec{j}_D = \dfrac{\partial\vec{D}}{\partial t}$ （各向同性介质 $D = \varepsilon E$） 下标 C、D 分别表示传导电流、位移电流。

全电流定律：$\oint_L \vec{H}\cdot d\vec{\ell} = I_C + I_D = \int_S (\vec{j}_C + \dfrac{\partial\vec{D}}{\partial t})\cdot d\vec{S}$； 全电流：$I_s = I_c + I_D$， $\vec{j}_S = \vec{j}_C + \vec{j}_D$

麦克斯韦方程组的意义 (积分形式)

(1) $\oint_S \vec{D}\cdot d\vec{S} = \sum q_i$ （电场中的高斯定理——电荷总伴有电场 ，电场为有源场）

(2) $\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$ （电场与磁场的普遍关系——变化的磁场必伴随电场）

(3) $\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$ （磁场中的高斯定理——磁感应线无头无尾，磁场为无源场）

(4) $\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S (\vec{j}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) \cdot d\vec{S}$ （全电流定律——电流及变化的电场都能产生磁场）

其中： $\int (\partial \vec{B} / \partial t) \cdot d\vec{S} = d\Phi_m / dt$， $\int (\partial \vec{D} / \partial t) \cdot d\vec{S} = d\Phi_e / dt$， $\int \vec{j}_c \cdot d\vec{S} = \sum I_c$

二、简谐振动

1. 简谐运动的定义： （1） $F_{合} = -kx$ ；（2） $\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x$ ；（3） $x=A\cos(\omega t+\varphi)$

弹簧振子的角频率 $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu = \sqrt{\frac{k}{m}}$

2. 求振动方程 $x = A\cos(\omega t + \phi)$ —— 由已知条件（如 t=0 时 x_0 的大小，v_0的方向 → 正、负）求 A、φ。其中求 φ 是关键和难点。（其中 φ 的象限要结合正弦或余弦式确定）

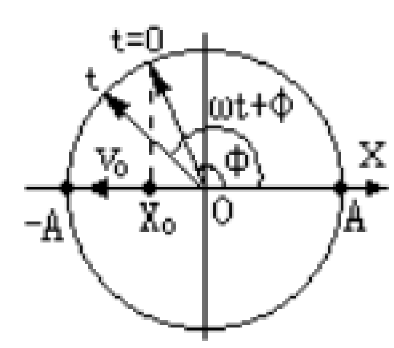
可直接写 φ 的情况：振子从 x 轴正向最远端 x_m 处由静止释放时 φ =0，A= x_m，从 x 轴负向最远端由静止释放时 $\phi = \pi$

(1) 公式法： $\begin{cases} x_0 = A\cos\phi \\ v_0 = -\omega A\sin\phi \end{cases} \Longrightarrow \begin{cases} A = \sqrt{x_0^2 + (\frac{v_0}{\omega})^2} \\ \mathrm{tg}\phi = \frac{-v_0}{\omega x_0} \end{cases}$ （一般取 $|\phi| \le \pi$）

[说明] 同时应用上面左边的两式即可求出 A 和 ϕ 值（同时满足 sin ϕ、cos ϕ 的正、负关系）。如果用上面的 tg ϕ 式求 φ 将得到两个值，这时必须结合 sin ϕ或 cos ϕ 的正、负关系判定其象限，也可应用旋转矢量确定 ϕ 值或所在象限。

(2) 旋转矢量法：由 t=0 时 x_0 的大小及 v_0的方向可作出旋转矢量图。反之，由图可知 A、φ 值及 v_0 方向。

(3) 振动曲线法：由 x-t 图观察 A、T。由特征点的位移、速度方向（正、负），按方法 (1) 求φ。



其中振动速度的方向是下一时刻的位置移动方向，它不同于波动中用平移波形图来确定速度方向。

3. 简谐振动的能量： $E_k = \frac{1}{2}mv^2$， $E_p = \frac{1}{2}kx^2$， $E=E_k+E_p=\frac{1}{2}kA^2$。 $A = \sqrt{\frac{2E}{k}}$

[注意] 振子与弹簧的总机械能 E 守恒，E 等于外界给系统的初始能量（如作功）。

4. 振动的合成： $x=x_1+x_2=A_1\cos(\omega t+\varphi_1)+A_2\cos(\omega t+\varphi_2)=A\cos(\omega t+\varphi)$

其中 $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\phi_2 - \phi_1)}$， $\phi = \mathrm{tg}^{-1}\frac{A_1\sin\phi_1 + A_2\sin\phi_2}{A_1\cos\phi_1 + A_2\cos\phi_2}$

当 $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = 2k\pi$ 时： $A=A_1+A_2$ （加强）

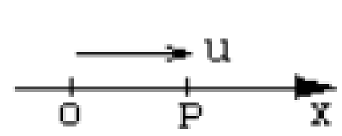
当 $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = (2k+1)\pi$ 时： $A=|A_1-A_2|$ （减弱）

[注意] 上式求出的 ϕ 对应两个值，必须根据 v_0 的方向确定其中的正确值（具体方法同上面内容 **2.** 中的说明）。如果同一方向上两个振动同相位（或反相位），则将两分振动的函数式相加（或相减），就可得到合振动。

三、简谐波

$\frac{\lambda}{T} = \lambda\nu = u$， $\omega = 2\pi\nu$， $\kappa = 2\pi/\lambda$。 ν 由振源的振动决定，u、λ 因介质的性质而异。

1. 求波动方程（波函数）的方法



(1)已知原点 O 处的振动方程：直接由 $y_0=A\cos(\omega t+\varphi)$写出波动方程 $y=A\cos[\omega(t-\frac{x}{u})+\varphi]$

[注意] 当波沿 x 轴负向传播时，上式中 x 前改为＋号。波动方程表示 x 轴上任一点（坐标为 x）的振动。

（原点处振动传到 x 处需时间等于 $\frac{x}{u}=\frac{2\pi x}{\lambda\omega}$，即 x 处相位比 O 点落后 $2\pi x/\lambda$。上面两式 ϕ 为同一值）

如果没有直接给出 O 点的振动方程，也可以按 【四】中所述的方法，由题给条件求出原点处的振动式，再改写为波动式。

(2) 先设波动方程（波沿 X 轴正向传播时 $y=A\cos(\omega t-2\pi x/\lambda+\phi)$，波沿 X 轴负向传播时 x 前符号为+），并写出速度式

$v=\partial y/\partial t=-\omega A\sin(\omega t-2\pi x/\lambda+\phi)$，根据题给条件求 A、$\omega$、$\phi$。其方法与求振动方程相似。

公式法： 将题中条件（如 t＝0 时 x 处 y 值及 v 正负）代入波动方程与速度式，可联立求解 ϕ 值。

波动曲线法： 由图可知 A、λ、u 的方向（决定波动方程中 x 项的符号），以及波形图所对应的 t 时刻各质元的位移、速度方向（按波速方向平移波动曲线可得）。按公式法，由 x、v 值可求出 ϕ，如果给出了 $t\neq 0$ 时的波形图，还可求出 ω。

旋转矢量法： 根据某一时刻（ t=0 或 t 时刻）、某一点的 y 值以及 v 的方向作矢量图，可确定 ϕ 值。

对两列波在某一点处的合振动，由 ϕ_1 与 ϕ_2 作相量图，对特殊角可直接求 ϕ，对一般角可确定 ϕ 的象限。

2. 由波动方程求某处质元的振动方程与速度：将 x 值代入上面的波动方程与速度公式即可，也可画振动曲线。

这时，用加下标的 y 表示具体点的振动位移（不要将其写作 x）。

3. 波的能量 波的传播是能量的传播。在传播过程中质元的动能和势能在任何时刻都相等（与质点的振动不同），在平衡位置处

$\Delta W_k=\Delta W_p=\frac{1}{2}\Delta m\,\omega^2A^2$ (最大)，在最大位移处 $\Delta W_k=\Delta W_p=0$

4. 波的干涉（两相干波的叠加） ①相干条件：频率相同，振动方向一致，位相差恒定；

②相位差与相长干涉、相消干涉：
$$\Delta\phi=\phi_2-\phi_1=\frac{2\pi}{\lambda}(r_2-r_1)=\begin{cases}\pm 2k\pi & \text{加强}\quad(\Delta r=r_2-r_1=\pm k\lambda)\\ \pm(2k+1)\pi & \text{减弱}\quad(\Delta r=r_2-r_1=\pm(2k+1)\frac{\lambda}{2})\end{cases}$$

5. 半波损失：波从波疏媒质（ ρu 较小）传向波密媒质（ ρu 较大），在反射点处，反射波与入射波的相位差 $\Delta\phi=\pi$，波程差 $\Delta=\frac{1}{2}\lambda$（相当于反射波多走了 $\frac{1}{2}\lambda$）。（注）相位差 $\pm\pi$ 等价，但一般取 $+\pi$，波程差 $\pm\frac{1}{2}\lambda$ 等价。

6. 驻波：两列振幅相等的相干波，在同一直线上沿相反方向传播，所形成的分段振动的现象。相邻波节（或波腹）之间的距离为 $\frac{1}{2}\lambda$。取波腹为坐标原点，则波节位置 $=k\lambda/2$，波腹位置 $=(k+\frac{1}{2})\lambda/2$ （k=0,1,2 ,）

弦线上形成驻波的条件： $L=n\lambda/2$ (n=1,2 ,)

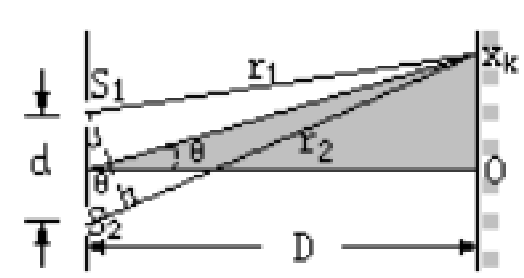
波从波疏媒质传向固定端并形成驻波时，是半波反射，固定端是波节；波从波密媒质传向自由端并形成驻波时，是全波反自由端是波腹。

注意： 对于角频率相同的两个振动或两列波的合成问题，如果初相位为 $\pm\pi/2$ 时可将方程式化为正弦或余弦式，再直接相加。

四、光的干涉

1. 获得相干光的方法：把一个光源的一点发出的光分为两束，具体有分波阵面法和分振幅法

2. 光程：光程 $L=nr$ （光在介质中传播 r 距离，与光在真空中传播 nr 距离时对应的相位差相同）



相位差 $\Delta\phi$ 与光程差 Δ 的关系：
$$\Delta\phi=2\pi\frac{\Delta}{\lambda}=\begin{cases}2k\pi \Rightarrow \Delta=k\lambda & \text{(相长)}\\ (2k+1)\pi \Rightarrow \Delta=(2k+1)\frac{\lambda}{2} & \text{(相消)}\end{cases}$$

在一条光线传播的路径上放置折射率为 n，厚度为 d 的透明介质，引起的光程改变为 (n-1)d；介质内 $\lambda' = \lambda / n$

3. 杨氏双缝干涉： 分波阵面法，干涉条纹为等间隔的直条纹。 (入射光为单色光，光程差 $\Delta = d\sin\theta$)

明条纹： $d\sin\theta = \pm k\lambda$ （中央明纹对应于 k=0，$\theta = 0$）

中心位置 $x_k = D\,tg\,\theta \approx D\sin\theta = \pm k\lambda\frac{D}{d}$ (k=0,1,2, ，)

暗纹：$d\sin\theta = \pm\frac{2k+1}{2}\lambda$，中心位置 $x_k = D tg\theta \approx D\sin\theta = \pm\frac{2k+1}{2}\lambda\frac{D}{d}$ (k=0,1,2,3, ，)

相邻明 (暗) 纹间隔：$\Delta x = \frac{D}{d}\lambda$，相邻两明（或暗）纹对应的光程差为 λ， 相邻明、暗纹光程差为 $\lambda/2$

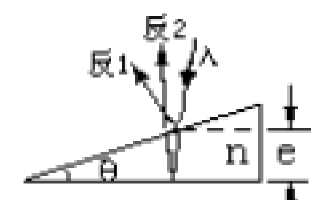
典型问题： 在缝 S_1 上放置透明介质（折射率为 n,厚度为 b），求干涉条纹移动方向、移动的条纹数目、条纹移动的距离。

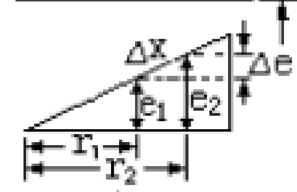
分析：（1）判断中央明纹（ $\Delta=0$）的移动。在缝 S_1 上放置透明介质后，上边光路的光程增大 (n-1)d，只有下边光路的光程也增大，由 $r_2 > r_1$ 可知，新的中央明纹在 O 点上方，因此条纹整体向上移动。 （如果在缝 S_2 上放置透明介质则条纹向下移）

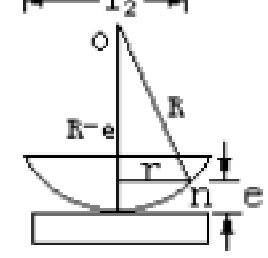
（2）设新中央明纹的位置在原条纹的 k 级明纹处，其坐标为 x_k。由 (n-1)b=k'λ 可求出移动的条纹数 k'=(n-1)b／λ；

由(n-1)b=dsin θ 可求出中央条纹移动的距离 =Dtg ≈ Dsin θ= (n-1)bD ／d，也是所有条纹整体移动的距离。

4. 薄膜干涉 **1**——等厚条纹 （同一条纹对应的膜厚相等 . 包括劈尖膜、牛顿环） ：光线近于垂直入射到薄膜的上表面，在薄膜上下表面处产生的两反射光发生干涉。 $\Delta_{反} = 2ne + (\frac{\lambda}{2}, 0)$ （反射光有一次且只有一次半波损失时才加入 $\lambda/2$ 项）；







同一条纹处等厚，相邻两明（或暗）纹间隔为 $\ell = \Delta x = \frac{\lambda}{2n\theta}$，对应的厚度差为 $\Delta e = \frac{\lambda}{2n}$

牛顿环半径： 明纹 $r = \sqrt{(2k-1)\lambda R/(2n)}$，(k=1,⋯)；暗纹 $r = \sqrt{k\lambda R/n}$， (k=0,⋯)

5. 薄膜干涉 **2**——增透膜、增反膜（ 均厚介质表面镀膜，光线垂直入射，对特定波长的反射光分别发生相消、相长干涉，以增加入射光的透射率、反射率）

光程差： $\Delta_{反} = 2ne + (\frac{\lambda}{2}, 0)$ （膜的上下两表面中只存在一次半波损失时才加上 $\lambda/2$）

6. 迈克尔逊干涉仪 ：利用分振幅法产生双光束干涉，干涉条纹每移动一条相当于空气膜厚度改变 $\frac{1}{2}\lambda$。

两反射镜到分光点的距离差为 h，则 $\Delta = 2h$；在干涉仪一条光路上放置透明介质（ n，b），则光程差的改变量为 2(n-1)b。

薄膜干涉的分析步骤： 以膜的上下表面为反射面，判断半波反射，求出光程差，由干涉相长（或相消）条件确定明纹（或暗纹） 。

五、光的衍射

1. 惠更斯—菲涅耳原理 ：子波，子波干涉

2. 单缝 （半波带法）：暗纹 $a\sin\theta = \pm k\lambda$，明纹 $d\sin\theta = \pm\frac{2k+1}{2}\lambda$， 式中 k=1,2,3,, （与双缝干涉的暗纹公式不同！ ）

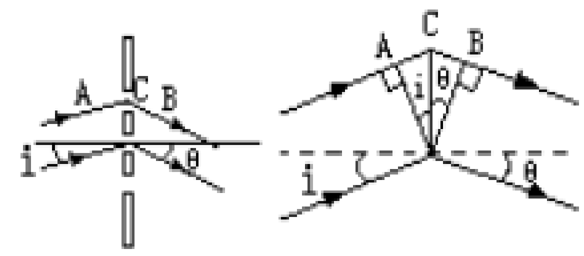
（中央明纹中心对应于 $\theta = 0$。条纹不等宽，中央宽，其它窄，光强主要集中在中央明纹内）

中央明条纹线宽度： $\Delta x_0 = 2*f*tg\theta = 2*f\sin\theta = 2f\lambda/a$ （衍射反比定律： f、λ一定时， $\Delta x_0 \propto 1/a$）

3. 光栅衍射： 光栅方程（决定主极大位置） ：$d\sin\theta = \pm k\lambda$ (k=0,1,2,, ,k_m 其中 d=a+b， a 为透光缝宽；（应用——①可见的最高谱线级次：由 $\theta = \pi/2$ 求 $k_{max} = d/\lambda$，k_{max} 带小数时 k_m 取其整数， k_{max} 恰为整数时 $k_m = k_{max} - 1$。（k_{max} 对应的位置无限远，看不见 ）；②谱线强度受单缝衍射调制，一般有缺级现象。 $\frac{a+b}{a}$ 为整数时，它就是第一缺级；③求单缝衍射明纹或光栅主极大位置 x_k 的方法与双缝干涉相似， 但要注意 θ 角较大时 $tg\theta \neq \sin\theta$；④单缝衍射中央明纹内有 (2k-1) 条干涉明纹 ($d\sin\theta = k\lambda$，$a\sin\theta = \lambda$)；⑤两种入射光波长不同时，光栅谱线重叠表示对应同一衍射角 θ；

（附 1）入射光倾斜入射时， Δ ＝AC+CB=d(sini ±sin θ)，入射光与衍射光在光轴同侧时取正号， k 值正负取决坐标正向。

（附 2） 双缝干涉——明暗条纹相间且等间隔；单缝衍射——中央明纹亮且宽，其它明纹光强迅速下降。光栅衍射——明纹窄而亮，中央明纹宽度约为双缝干涉的 1／N。



（附 3）几何光学是波动光学在λ／ a→0 时的极限情形。

4. 光学仪器分辨本领 仪器的 最小分辨角（角分辨率）：$\delta\theta = 1.22\lambda / D$，其倒数为 分辨率 R。

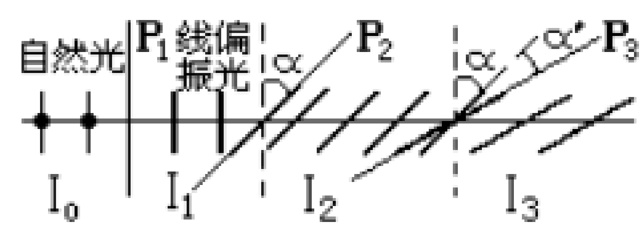
单孔衍射： $D\sin\theta = 1.22\lambda$ （θ为中央亮斑半径对圆孔中心的张角， D 为透镜直径）

5. X 射线衍射 布拉格公式 （主极大）： $2d\sin\varphi = k\lambda$ k=1,2,，，（掠射角 φ：入射光与晶面夹角）

六、光的偏振 按偏振状态将光分为线偏振光、自然光、部分偏振光。线偏振光也称完全偏振光或平面偏振光。

1. 马吕斯定律 ：$I = I_0\cos^2\alpha$ （I_0为入射的线偏振光强度， α 为入射光 E 振动方向与检偏器偏振化方向的夹角 ）

偏振化方向即 $\bar{E}$ 振动方向。理想情况下，右图中自然光通过三个偏振片，光强依次为 $I_1 = \frac{1}{2}I_0$， $I_2 = I_1\cos^2\alpha$， $I_3 = I_2\cos^2\alpha' = I_2\cos^2(90^0 - \alpha)$



2. 布儒斯特定律 ： $\mathrm{tg}\, i_0 = \frac{n_2}{n_1}$ i_0 为起偏振角（布儒斯特角），此时反射光为线偏振光，折射光为部分偏振光，且反射光垂直于折射光。 用点或短线表示偏振方向，作图时要标出箭头、角度。 （当 $i=i_0$ 时要标明反射光⊥折射光）

3. 双折射现象 光轴：不发生双折射的方向，主平面：光轴与光线构成的平面。 o 光（寻常光，⊥主平面）遵从折射定律， e 光（非寻常光，在主平面内） 。正晶体 $v_o>v_e$，负晶体 $v_o<v_e$，在光轴方向上 $v_o = v_e$

［附］ 几种干涉、衍射公式的比较：

	光程差	明 纹	暗 纹	条纹特点
双缝干涉（分波列）	$\delta = d\sin\theta$	$d\sin\theta = k\lambda$ 条纹中心 $X_k = \pm k\frac{\lambda D}{d}$ （k=0,1,2, ，）	$d\sin\theta = (2k+1)\lambda/2$ $X_k = \pm\frac{2k+1}{2}\frac{\lambda D}{d}$ （k=0,1,2, ，）	等间隔、等宽； 明纹 k 称干涉级，中央明纹 k=0 相邻明纹间隔 $\Delta X = \frac{D}{d}\lambda$
薄膜干涉（分振幅）	$\Delta = 2ne$ 或 $\Delta = 2ne + \frac{\lambda}{2}$ （n 是膜的折射率）	$2ne + (\frac{\lambda}{2}, 0) = k\lambda$ （k=1,2, ，） 牛顿环 $r^2 = \frac{2k-1}{2n}\lambda R$	$\Delta = (2k+1)\lambda/2$ （k=0,1,2, ，） 牛顿环 $r^2 = \frac{k}{n}\lambda R$	劈尖顶端 e=0，相邻明纹间隔 $\ell = \Delta x = \frac{\lambda}{2n\sin\theta} = \frac{\lambda}{2n\theta}$ 膜的上下表面有且仅有一次半波反射时 $\Delta = 2ne + \lambda/2$，否则 $\Delta = 2ne$
单缝衍射	$\delta = a\sin\theta$	$a\sin\theta = \pm(2k+1)\lambda/2$ （k=1,2, ，）	$a\sin\theta = \pm k\lambda$ （k=1,2, ，）	条纹不等宽，中央明纹是其它明纹两倍宽； 宽度 $2f\lambda/a$ 式右对应的明暗纹与其它不同
光栅衍射（d=a+b）	(a+b) $\sin\theta$ (垂直入射时)	$(a+b)\sin\theta = \pm k\lambda$ （k=0,1,2, ，）	不作要求	在暗背景下的窄且亮的细线。 d=a+b, 缺 $\pm\frac{d}{a}$ 的整数倍
X 射线衍射	$2d\sin\varphi$	$2d\sin\varphi = k\lambda$ （k=1,2, ，）	φ 为掠射角 （入射光与晶面的夹角）	

七、量子物理基础

1. 黑体辐射： 幅出度 $M = dA/(dSdt) = P/S$ （对于白炽灯， P 为功率， S为灯丝表面积 ）

(1) 斯特藩—玻尔兹曼定律： $M=\sigma T^4$ 其中 $\sigma=5.67\times10^{-8}\ W/(m^2\cdot K^4)$

(2) 维恩位移律： $\lambda_m T=b$ 其中 $b=2.897\times10^{-3}\ m\cdot K$

2. 光电效应 ： ①光子的能量 $E=h\nu$；动量 $p=\frac{h}{\lambda}$；质量 $m=\frac{E}{c^2}=\frac{h\nu}{c^2}=\frac{h}{c\lambda}$；

②光电效应方程： $h\nu=\frac{1}{2}mv^2+A$ 或 $h\nu=h\nu_0+eU_a$，其中遏 (截)止电压 $U_a=\frac{1}{2}mv_m^2/e$，红限频率 $\nu_0=\frac{A}{h}$；

③在单位时间内 ，从阴极释放的电子数 $N\propto I/h\nu$ （I 为入射光强），饱和光电流 $i_m=Ne$ 。

3. 康普顿散射 ：X 射线与物质中电子相互作用引起散射光波长改变

$$\Delta\lambda=\lambda-\lambda_0=\lambda_c(1-\cos\phi)=\lambda_c\sin^2\frac{\phi}{2}$$ （φ 为散射角—反射光与入射光的夹角 ）

康普顿波长 $\lambda_c=\frac{h}{m_0c}=2.43\times10^{-3}\ nm$ （$\phi=90^0$时的 $\Delta\lambda$）

4. 实物粒子的波动性 ——德布罗意波

粒子的能量 $E=h\nu$；粒子的动量 $p=mv=\frac{h}{\lambda}$。当 $v\ll c$ 时，动能 $E=E_k=P^2/2m$; 高速 $E=mc^2$（相对论，如光子 ）

5. 波函数 ①标准化条件：单值、连续、有限； ②归一化条件： $\int_{-\infty}^{\infty}|\Psi|^2dx=1$；③几率密度 $\rho=|\Psi|^2$

6. 不确定关系 ：粒子的位置和动量不可能同时精确确定，由粒子的波动性决定，适用于任何粒子。

$\Delta x\cdot\Delta p_x\ge\hbar/2$； $\Delta E\cdot\Delta t\ge\hbar/2$ （估算式 $\Delta x\Delta p_x\ge\hbar$，有时指定 $\Delta x\Delta p_x\ge h$ ） $\hbar=1.05\times10^{-34}\ (J\cdot s)$

Δx =波列长， $\Delta p=\Delta(\frac{h}{\lambda})=(\frac{h}{\lambda^2})\Delta\lambda=\frac{h}{\lambda}\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=p\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ （$\Delta p\propto\Delta\lambda$，$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ 称为波长测量的精确度）

（1） $\Delta x\to\infty$时， $\Delta\lambda\to0$：此时 λ为确定值（单色平面简谐波） 。由于 $\Delta x\to\infty$，故对应的波列为无限长。

（2） $\Delta x\to0$ 时， $\Delta\lambda\to\infty$：此时 λ的不确定度为无穷大； （3） Δx 为有限值时，对应的波列为有限长。

7. 氢原子能级 $n=1$ 为基态， $n>1$ 为激发态； 波数 $\tilde{\nu}=\frac{1}{\lambda}=\frac{\nu}{c}$

① 氢原子能量： $E_n=-\frac{13.6}{n^2}\ (eV)$ ，（$n=\infty$时 $E=0$）， 基态能量： $E_1=-\frac{me^4}{8\varepsilon_0^2h^2}=-13.6\ (eV)$ ；

② 玻尔频率条件：从高能级向低能级跃迁 $n\to k$ 发射光谱， $h\nu=E_n-E_k$ 或 $h\nu=|E_1|(\frac{1}{k^2}-\frac{1}{n^2})$

辐射频率 $\nu=\frac{E_k-E_n}{h}=cR(\frac{1}{k^2}-\frac{1}{n^2})$ 或 $\nu=\frac{E_k-E_n}{h}=\frac{13.6eV}{h}(\frac{1}{k^2}-\frac{1}{n^2})$

其中 $k=1,2,3$ （n>k 为辐射） 时分别对应莱曼系 （紫外）、巴尔末系（可见光， 对应从 n>2 到 k=2 的跃迁）、帕邢系（红外）。

里德伯常量 $R\approx1.1\times10^7\ m^{-1}$， c 为光速。用上面第二式计算频率时 13.6 eV 的单位要化为焦耳， $1eV=1.6\times10^{-19}\ J$

③ 氢原子吸收能量（如吸收光子） ，可从低能级跃迁到高能级。当氢原子到达 $n\to\infty$能级时，核外电子可以脱离核的束缚。

原子从n 能级脱离核的束缚所 需的最小能量称为氢原子的电离能（正值） ： $E_e=\frac{13.6}{n^2}\ (eV)$

④ 原子能级的实验证明：弗兰克—赫兹实验。