《大学物理》下学期复习资料

【三】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）$x=A\cos(\omega t+\phi)$

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 的象限要同时结合正弦与余弦式确定）

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。

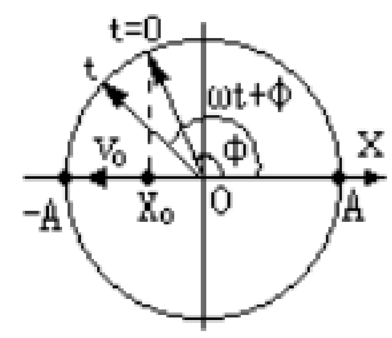
可直接写 φ 的情况：振子从 x 轴正向最远端 x_m 处由静止释放时 φ=0，A= x_m，从 x 轴负向最远端由静止释放时 $\phi = \pi$

(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 $\sin\phi$、$\cos\phi$ 的正、负关系）。如果用上面的 $\mathrm{tg}\phi$ 式求 φ 将得到两个值，这时必须结合 $\sin\phi$ 或 $\cos\phi$ 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。



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：$x = x_1 + x_2 = A_1\cos(\omega t+\phi_1) + A_2\cos(\omega t+\phi_2) = A\cos(\omega t+\phi)$

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

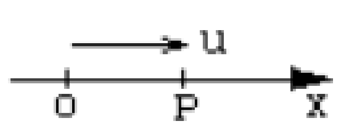
当 $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1 = 2k\pi$ 时：$A = A_1 + A_2$（加强）

当 $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1 = (2k+1)\pi$ 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。

【四】简谐波 $\frac{\lambda}{T} = \lambda\nu = u$，$\omega = 2\pi\nu$，$\kappa = 2\pi/\lambda$。$\nu$ 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 $y_0 = A\cos(\omega t+\phi)$ 写出波动方程 $y = A\cos[\omega(t - \frac{x}{u}) + \phi]$

[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【三】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、ω、φ。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 $t \ne 0$ 时的波形图，还可求出 ω。

与振动问题的区别：由波形图判断某点的速度方向与由振动曲线判断质点的速度方向不同！波动中质元的机械能不守恒！

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 $\Delta W_k=\Delta W_p\propto(A^2-y^2)$，在最大位移处 $\Delta W_k=\Delta W_p=0$，在平衡位置质元的动能与势能同时达到最大。

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，但规定取 $+\pi$，对应的波程差 $+\frac{1}{2}\lambda$。

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余弦波的合成问题，如果初相位为 $\pm\pi/2$ 时可将方程式化为正弦式，再直接相加。

【五】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：

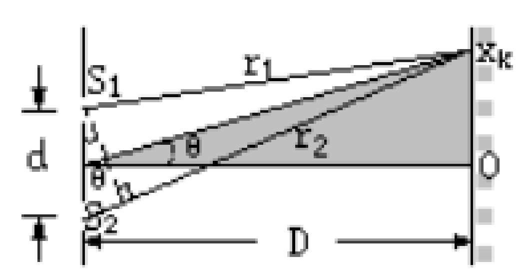
$$\Delta\phi=2\pi\frac{\Delta}{\lambda}=\begin{cases}2k\pi & \Rightarrow\ \Delta=k\lambda\quad\text{（相长）}\\ (2k+1)\pi & \Rightarrow\ \Delta=(2k+1)\frac{\lambda}{2}\quad\text{（相消）}\end{cases}$$

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



暗纹： $d\sin\theta=\pm\frac{2k+1}{2}\lambda$，

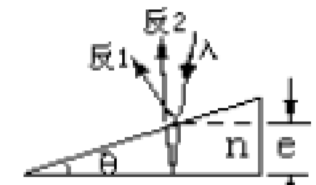
中心位置 $x_k=D\,\mathrm{tg}\,\theta\approx D\sin\theta=\pm\frac{2k+1}{2}\lambda\frac{D}{d}$　(k=0,1,2,3, ，)

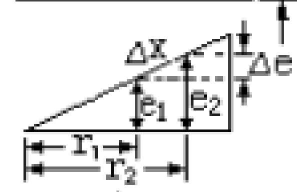
相邻明 (暗) 纹间隔： $\Delta x=\frac{D}{d}\lambda$，相邻两明（或暗）纹对应的光程差为 λ，相邻明、暗纹光程差为 $\lambda/2$

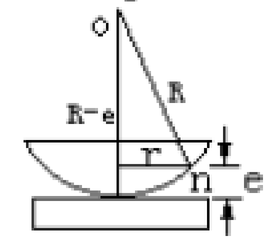
典型问题：在缝 S_1 上放置透明介质（折射率为 n,厚度为 b），求干涉条纹移动方向、移动的条纹数目、条纹移动的距离。

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 $(n-1)b=k'\lambda$ 可求出移动的条纹数 $k'=(n-1)b/\lambda$；由 $(n-1)b=d\sin\theta$ 可求出中央条纹移动的距离 $=Dtg\approx D\sin\theta=(n-1)bD/d$，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，半波损失时才取“ $+\lambda/2$ ”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） ，平等膜上方看到的只是同一级条纹。

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） 。

【六】光的衍射

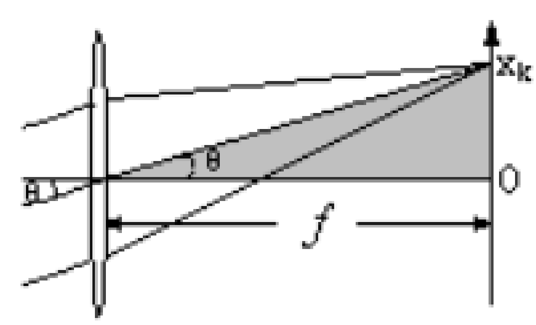
1. 惠更斯—菲涅耳原理 ：子波，子波干涉

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： $\Delta x_0=2*f*tg\theta\approx2*f\sin\theta=2f\lambda/a$ ；衍射反比定律： $\Delta x_0\propto\lambda/a$，即缝宽远大于波长时无衍射。

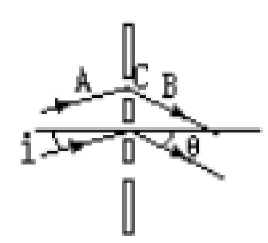
3. 光栅衍射： 光栅方程（决定主极大位置） ： $d\sin\theta=\pm k\lambda$（k=0,1,2,, ,k_m 其中 d=a+b， a 为透光缝宽；（应用——①可见的最高谱线级次：由 $\theta=\pi/2$ 求 $k_{max}=d/\lambda$，k_{max} 带小数时 k_m 取其整数， k_{max} 恰为整数时 $k_m=k_{max}-1$。（k_{max} 对应的位置无限远，看不见 ）；②谱线强度受单缝衍射调制，一般有缺级现象。 $\frac{a+b}{a}$ 为整数时，它就是第一缺级；③求单缝衍射明纹或光栅主极大位置 x_k 的方法与双缝干涉相似， 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 ；

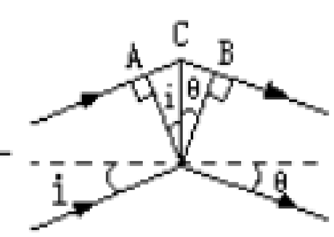


衍射条纹坐标： $x=ftg\theta$，其中 θ 为衍射角，以光轴为基准方向，

逆时针为正，顺时针为负。 θ 取值： $-\pi/2$到$\pi/2$

（附 1）入射光倾斜入射时， $\Delta=AC+CB=d(\sin i\pm\sin\theta)$，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 $\lambda/a\to0$ 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。提高分辨率途径：采用短波光，增大透镜孔径。

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）

［附］ 几种干涉、衍射公式的比较：

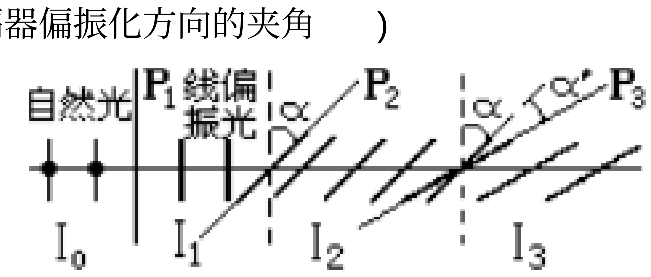
	光程差	明 纹	暗 纹	条纹特点
双缝干涉（分波列）	$\delta=d\sin\theta$	$d\sin\theta=k\lambda$ 条纹中心 $x_k=\pm k\frac{\lambda D}{d}$ （k=0,1,2, ， ）	$d\sin\theta=(2k+1)\lambda/2$ $x_k=\pm\frac{2k+1}{2}\frac{\lambda D}{d}$ （k=0,1,2, ， ）	等间隔、等宽； 明纹 k 称干涉级，中央明纹 k=0 相邻明纹间隔 $\Delta x=\frac{D}{d}\lambda$
薄膜干涉（分振幅）	$\Delta=2ne$ 或 $\Delta=2ne+\frac{\lambda}{2}$ （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】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 ：$tg\ i_0=\frac{n_2}{n_1}$　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 $v_o=v_e$

【九】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—散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 $v<<c$ 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。

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

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：$E_1=-13.6\ (eV)$；

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 $\nu=\frac{E_k-E_n}{h}=cR\left(\frac{1}{k^2}-\frac{1}{n^2}\right)$ 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。

注意 ：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 $n\to\infty$能级后，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。

旋转矢量法

从坐标原点 O(平衡位置)画一矢量 ，使它的模等于谐振动的振幅 A，并令 t=0 时 A 与 x 轴的夹角等于谐振动的初位相 ϕ_0，然后使 A 以等于角频率 ω 的角速度在平面上绕 O 点作逆时针转动，这样作出的矢量称为旋转矢量。显然，旋转矢量 任一时刻在 x 轴上的投影 $x=A\cos(\omega t+\phi_0)$ 就描述了一个谐振动。

当旋转矢量绕坐标原点旋转一周，表明谐振动完成了一个周期的运动。任意时刻旋转矢量与 x 轴的夹角就是该时刻的位相。