第一章　　力　　学

第 1 章 质点运动学

1.1 本章主要内容

1.1.1 描写质点运动的基本物理量

(1) 位置矢量（矢径）：是描写质点任意时刻在空间位置的物理量。如图所示，质点在 A 点的位置矢量。

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$$

(2) 位移：是描述质点在 $\Delta t=t_2-t_1$ 时间内质点位置变化和方向的物理量。

$$\Delta\vec{r} = \vec{r}_B - \vec{r}_A$$

$$\vec{r}_A = x_1\vec{i} + y_1\vec{j} + z_1\vec{k} \quad \vec{r}_B = x_2\vec{i} + y_2\vec{j} + z_2\vec{k}$$

$$\Delta\vec{r} = (x_2 - x_1)\vec{i} + (y_2 - y_1)\vec{j} + (z_2 - z_1)\vec{k}$$

(3) 速度：是描述质点位置变化的快慢和运动方向的物理量。

瞬时速度 $\vec{v} = \lim_{\Delta t \to 0}\frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}$

直角坐标系中 $\vec{v} = v_x\vec{i} + v_y\vec{j} + v_z\vec{k} = \frac{dx}{dt}\vec{i} + \frac{dy}{dt}\vec{j} + \frac{dz}{dt}\vec{k}$

(4) 加速度：是描述质点运动速度变化的快慢和方向的物理量。

瞬时加速度 $\vec{a}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t}=\frac{d\vec{v}}{dt}$

直角坐标系中 $\vec{a}=a_x\vec{i}+a_y\vec{j}+a_z\vec{k}=\frac{dv_x}{dt}\vec{i}+\frac{dv_y}{dt}\vec{j}+\frac{dv_z}{dt}\vec{k}$

1.1.2 种典型运动的运动公式

（1）匀速直线运动：$x=x_0+vt$

（2）匀变速直线运动：$x=x_0+v_0t+\frac{1}{2}at^2$

$$v^2=v_0^2+2a(x-x_0)$$

（3）匀速率圆周运动：$a=a_n=\frac{v^2}{R}$

（4）抛体运动：$\begin{cases}x=x_0+v_0\cos\theta\, t\\ y=y_0+v_0\sin\theta\, t-\frac{1}{2}gt^2\end{cases}$

当 $x_0=y_0=0$ 时：$y=x\mathrm{tg}\theta-\frac{gx^2}{2v_0^2\cos^2\theta}$

（5）圆周运动：$\omega=\frac{d\theta}{dt}$，$\beta=\frac{d\omega}{dt}=\frac{d^2\theta}{dt^2}$

$\omega=\omega_0+\beta t$，$\theta=\theta_0+\omega_0t+\frac{1}{2}\beta t^2$，$\omega^2=\omega_0^2+2\beta(\theta-\theta_0)$

（6）角量与线量间的关系：$v=R\omega$

$$a_\tau = R\beta, \qquad a_n = R\omega^2$$

1.1.3 描述质点运动的三种方法

(1) 矢量描述法：质点作空间曲线运动位置矢量$\vec{r}$随时间变化，$\vec{r}=\vec{r}(t)$是质点的矢量运动方程。$\vec{r}=\vec{r}(t)$是质点运动的矢量表示法。

(2) 坐标描述法：支点的运动方程可以在直角坐标系中写成分量式

$$x = x(t), y = y(t), z = z(t)$$

(3) 图线描述法：质点在某一坐标方向上的运动可以用坐标随时间的曲线（$x-t$曲线）、速度随时间变化的曲线（v_x-t 曲线）和加速度随时间变化的曲线（a_x-t）来表示。

1.1.4 学习指导

(1) 矢径、速度、加速度反映的是在某一时刻 或某一位置上运动状态及其变化情况，具有瞬时性。因此，质点的矢径或速度、加速度，都应指明是哪一时刻或哪一位置的矢径、速度、加速度。

(2) 矢径、速度、加速度都是对某一确定的参照系而言的，在不同的参照系中对同一质点的运动描述是不同的，上述各量的大小和方向都可能不同，这就是它们具有相对性。

(3) 矢径、位移、速度、加速度都是矢量在描述质点运动时不仅要指明这些量的大小，还要说明它们的方向。

(4) 在曲线运动中质点在曲线上任一点的加速度是该点法向加速度$\vec{a}_n$和切向加速度$\vec{a}_\tau$的矢量和。

$$\vec{a}=\vec{a}_n+\vec{a}_\tau$$

其中 $a_n=\frac{v^2}{R}$， $a_\tau=\frac{dv}{dt}$，总加速度大小$a=\sqrt{a_n^2+a_\tau^2}$， $\vec{a}_\tau$与$\vec{a}$的夹角$\phi=arctg\frac{a_n}{a_\tau}$

第 2 章 牛顿运动定律

2.1 本章主要内容

2.1.1 牛顿运动定律的内容

(1) 牛顿第一定律：当物体不受外力作用或所受的和合外力为零时,物体将保持静止或匀速直线运动状态。

(2) 牛顿第二定律：当物体受到外力作用时，作用于物体上的合外力不等于零时，物体所获得的加速度的大小与合外力的大小成正比，与物体的质量成反比，加速度的方向与合外力的方向相同。

数学表达式： $\sum\vec{F}=m\vec{a}$

在正交坐标系中： $\sum\vec{F}=m\frac{d\vec{v}}{dt}=m\frac{dv_x}{dt}\vec{i}+m\frac{dv_y}{dt}\vec{j}+m\frac{dv_z}{dt}\vec{k}$

在曲线运动中： $\sum F_t=ma_t=m\frac{dv}{dt}$ $\sum F_n=ma_n=m\frac{v^2}{R}$

(3) 牛顿第三定律：两个物体之间的作用力 $\vec{F}$ 与反作用力 $\vec{F'}$ 在同一直线上，大小相等、方向相反，分别作用在两个物体上。

2.1.2 三种常见的力

(1) 重力：如果不考虑地球自转的影响，地球对地面附近的物体的万有引力就是物体所受的重力 P。$\vec{P}=m\vec{g}$，方向竖直向下。

(2) 弹性力：两物体相互接触，彼此发生相对形变时，物体间的相互作用力称为弹性力。正压力、支撑力、绳中的张力、 弹簧伸长或压缩的弹力都是弹性力。

(3) 摩擦力：当两物体接触面间有相对运动趋势或相对运动时，在接触面间产生

阻碍物体相对运动的力称为摩擦力。

静摩擦力：当物体间仅仅有相对运动趋势时，摩擦力的大小在 0~μ_0N。

滑动摩擦力：当物体间有相对运动时，摩擦力的大小为μN。

2.1.3 学习指导

(1) 第一定律说明了力是物体间的相互作用，是改变物体运动状态的原因，同时也指明了任何物体都具有保持原有运动状态的特性粟惯性。第二定律是力的瞬时作用规律，说明了物体所受的合力与物体产生的加速度之间的瞬时关系。进一步指明了物体的质量是物体平动惯性大小的量度。第三定律说明物体间的作用力是相互的，这种相互作用力同时产生、同时存在、同时消失，它们总是成对出现，分别作用在两个不同的物体上，并且是属于同一种性质的力。

(2) 牛顿运动定律适用的条件

牛顿第一定律适用质点和惯性参照系；

牛顿第二定律适用宏观物体，并且物体的速度远小于光速；

牛顿第三定律适用于任何参照系。

(3) 运用牛顿定律的解题方法

第一步：弄清条件、明确问题；

第二步：隔离物体、分析受力；

第三步：选定坐标、列出方程；

第四步：统一单位、计算数值。

第 3 章 运动守恒定律

3.1 功和能

3.1.1 功

(1) 恒力的功：力对质点所作的功为力在质点位移方向的分量与位移大小的乘积。

数学表达式： $A = FS\cos\theta = \vec{F}\cdot\vec{S}$

(2) 变力作功：如果作用力的大小或方向是变化的，或者移动的轨迹是一条曲线，求这样的力作　　的功问题就属于变力作功。

数学表达式：$A=\int_a^b F\cos\theta ds=\int_a^b \vec{F}\cdot\vec{ds}$

(3) 功率：单位时间力对物体所作的功。

平均功率：$\overline{N}=\dfrac{\Delta A}{\Delta t}$

瞬时功率：$N=\dfrac{dA}{dt}=\vec{F}\cdot\vec{v}$

3.1.2 机械能

物体作机械运动所具有的能叫机械能。机械能有动能和势能两种。

动能：描述物体运动状态的物理量。

$$E_k=\frac{1}{2}mv^2$$

重力势能：描述物体系统内部物体相对位置的物理量。

$$E_p=mgh$$

弹性势能：描述物体和弹簧组成系统物体所具有的势能。

$$E_p=\frac{1}{2}kx^2$$

3.1.3 动能定理

当合外力对物体作功时，物体的动能要发生变化，它们之间的关系为：

$$A=\frac{1}{2}mv_2^2+\frac{1}{2}mv_1^2$$

上式表明：合外力对物体所作的功等于物体动能的增量。

3.1.4 重力作功与重力势能的关系

当重力作功时，物体的重力势能要发生变化，它们之间的关系为：

$$A = mgh_1 - mgh_2$$

上式表明：重力对物体所作的功等于物体重力势能的减小。

3.1.5 械能转换与守恒定律

作用在物体上的力可分为保守力和耗散力，保守力对物体作功与路径无关，只和始末位置有 关。耗散力对物体作功则与路径有关。如果一个物体系统，有外力对它作功时，它的机械能就会改变。如果没有外力，而内力只有保守力对物体作功时，则系统的机械能可以相互转换，其总和保持不变，即：

$$E_{p1} + E_{k1} = E_{p2} + E_{k2}$$

这一结论就是机械能转换与守恒定律。若内力包含有耗散力，由于耗散力作功，虽然无外力存在，系统的机械能也不守恒。

3.1.6 功能原理

如果一个物体系统，有外力和耗散力（耗散内力）对它作功，这时外力和耗散力所作的功等于系统机械能的增量。

$$A = A_F + A_r = (E_{p2} + E_{k2}) - (E_{p1} + E_{k1})$$

式中 A_F 表示外力做功 F_r 耗散内力做功

3.1.7 能量转换与守恒定律

自然界中各种运动形式在一定的条件下 可以相互转化，伴随着运动形式的转化，各种形式的能量也可以相互转换，但能量的总和保持不变，能量不能创生也不能消灭，只能从一种形式的能量转换成另一种形式。这就是能量转换与守恒定律。

3.1.8 学习指导

一个力究竟是内力还是外力，主要取决于怎样选取研究对象。如，一物体与地球有相互作用，若选择物体为研究对象，那么地球对它的作用力是外力。若选择物体和地球一起作为研究对象，则物体与地球之间的作用力是内力。

功和能是两个既有区别又有联系的物理量，作功总是涉及系统状态的变化，因此它不仅与始末状态有关，而且还和过程有关。能量是物体状态的单值函数，一旦状态确定，能量的数值就可以确定。物体具有能量，但它可以不作功，只有当能

量变化时才作功，所以说功是能量变化的量度。

3.2 动量和动量守恒定律

3.2.1 动量和冲量

动量：物体的质量 m 与其速度的乘积称为该物体的动量，用 $\vec{p}$ 表示。

$\vec{p}=m\vec{v}$.

冲量：作用在物体上的力与作用时间的乘积称为力对物体的冲量，用 $\vec{I}$ 表示。

恒力的冲量： $\vec{I}=\vec{F}\cdot\Delta t$

变力的冲量： $\vec{I}=\int_{t_0}^{t}\vec{F}\cdot dt$

3.2.2 动量原理

物体所受合外力的冲量等于物体动量的增量。这一结论称为动量原理。

数学表达式： $\vec{I}=\int_{t_0}^{t}\vec{F}\cdot dt=m\vec{v}-m\vec{v}_0=\vec{p}-\vec{p}_0$

3.2.3 动量守恒定律

当系统不受外力作用或所受的合外力为零时，系统内部的总动量保持不变。这一结论称为动量守恒定律。

在打击、碰撞等问题中，由于内力很大，作用时间很短，一些恒定的外力（如重力）的冲量一般可以忽略。因此这些问题中也可以应用动量守恒定律。

3.2.4 碰撞问题

（1）弹性碰撞：若系统在碰撞后完全恢复形变，系统动能的总和在碰撞前后保持不变，这种碰 撞称为弹性碰撞。

两物体作一维对心弹性碰撞的公式：

$$\begin{cases} v_1 = \dfrac{(m_1 - m_2)v_{10} + 2m_2 v_{20}}{m_1 + m_2} \\ v_2 = \dfrac{(m_2 - m_1)v_{20} + 2m_1 v_{10}}{m_1 + m_2} \end{cases}$$

(2) 完全非弹性碰撞：如果两物体在碰撞后,以同一速度运动,并不分开,这种碰撞称为完全非弹性碰撞。

满足动量守恒定律：

$$v_1 = v_2 = \frac{m_1 v_{10} + m_2 v_{20}}{m_1 + m_2}$$

(3) 非弹性碰撞及恢复系数：在非弹性碰撞中两物体只部分的恢复了形变。

恢复系数 e：碰撞后两球的分离速度$(v_2 - v_1)$与碰撞前两球的接近速度$(v_{10} - v_{20})$之比。

$$e = \frac{v_2 - v_1}{v_{10} - v_{20}}$$

$$v_1 = v_{10} - \frac{(1+e)m_2(v_{10} - v_{20})}{m_1 + m_2}$$

$$v_2 = v_{20} + \frac{(1+e)m_1(v_{10} - v_{20})}{m_1 + m_2}$$

3.2.5 学习指导

(1) 动量守恒定律是自然界的普遍规律之一，它不仅适用于宏观和低速现象，而且也适用于微观和高速现象。

(2) 动量是矢量,只要和合力沿某一方向的分力等于零,相应方向的动量就守恒。应用动量守恒定律解题，不需要知道过程的中间状态情况，因此解题方便。

(3) 解决碰撞问题，要看清哪是碰前，哪是碰后，不要把包含几个过程的问题笼统地当作一个过程来处理。由于碰撞的时间很短，碰后物体可能有位移一般都可略去。

第 4 章 刚体的转动

4.1 本章主要内容

4.1.1 刚体转动的角量描述

(1) 角位移$\Delta\theta$：在Δt时间内角坐标的增量$\Delta\theta$称为刚体Δt时间内角位移。

(2) 角速度 ω：是描述角位移变化快慢的物理量，$\omega = d\theta/dt$。

(3) 角加速度 β：是描述角速度变化快慢的物理量，$\beta = d\omega/dt$。

(4) 角量与线量的关系：

路程与角位移的关系：$\Delta s = r\Delta\theta$。

线速度与角速度之间的关系：$v = \omega r$。

切向加速度与角加速度的关系：$a_t = \beta r$。

法向加速度与角速度之间的关系：$a_n = \omega^2 r$。

4.1.2 力矩、转动惯量、转动定律

(1) 力矩的定义式为：$M = Fd = Fr\sin\theta$；矢量表达式为$\vec{M} = \vec{r} \times \vec{F}$。

(2) 转动惯量是刚体转动惯性大小的量度，$J = \sum m_i r_i^2 = \int r^2 dm$。

(3) 刚体转动第一定律：一个可绕固定轴转动的刚体，当它所受的合外力矩为零时，则刚体保持原有的静止或匀角速转动状态。

数学表达式：$\sum \vec{M} = 0$ 时,$\omega =$常量。

(4) 刚体转动第二定律：一个可绕固定轴转动的刚体，当它所受的合外力矩不为零时，则刚体的角加速度与它所受的合外力矩成正比，与刚体的转动惯量成反比。

数学表达式：$\sum \vec{M} \neq 0$ 时，$M = J\beta$。

4.1.3 力矩的功

(1) 力矩的功定义为：$A = \int \vec{F} \cdot d\vec{s} = \int_{\theta_0}^{\theta} M d\theta$

(2) 恒力矩的功为：$A = M(\theta - \theta_0) = M\Delta\theta$

(3) 转动动能：$E_k = \frac{1}{2}J\omega^2$

(4) 转动动能定理：力矩对刚体作的功，等于刚体转动动能的增量。

$$A = \frac{1}{2}J\omega^2 - \frac{1}{2}J\omega_0^2$$

4.1.4 角动量原理和角动量守恒定律

(1) 角动量是描述刚体转动状态的物理量，$L = J\omega$

(2) 冲量矩是描写力矩对时间积累作用的物理量。

恒力矩的冲量：$M\Delta t$

变力矩的冲量：$\int_{t_1}^{t_2} \vec{M} dt$

(3) 角动量原理；$\int_{t_1}^{t_2} \vec{M} dt = J_2\omega_2 - J_1\omega_1$

(4) 角动量守恒定律：当刚体所受到的合外力矩$\sum \vec{M} = 0$时，角动量守恒。

$$L = J\omega = \text{常量}$$

4.1.5 质点的直线运动和刚体的定轴转动公式对照表

质点的直线运动	刚体的定轴转动
位 移： Δx	角位移： $\Delta\theta$
速 度： $v=\frac{dx}{dt}$	角速度： $\omega=\frac{d\theta}{dt}$
加速度： $a=\frac{dv}{dt}$	角加速度： $\sum\vec{M}_{外}=($
匀速直线运动： $x=x_0+vt$	匀角速转动： $\theta=\theta_0+\omega t$
匀变速直线运动： $\sum\vec{M}=0$时$\omega=$常	匀变速转动： $\theta-\theta_0=\omega_0 t+\frac{1}{2}\beta t^2$
$v=v_0+at$	$\omega=\omega_0+\beta t$
$v^2=v_0^2+2a(x-x_0)$	$\omega^2=\omega_0^2+2\beta(\theta-\theta_0)$
力： $\vec{F}$	力矩： M
质量： m	转动惯量： J
牛顿第二定律： $F=ma$	转动第二定律： $M=J\beta$
平动动能： $E_k=\frac{1}{2}mv^2$	转动动能： $E_k=\frac{1}{2}J\omega^2$
动能定理： $F\cdot\Delta x=\frac{1}{2}mv^2-\frac{1}{2}mv_0^2$	转动动能定理： $M\Delta t=\frac{1}{2}J\omega^2-\frac{1}{2}J\omega_0^2$
动 量： $p=mv$	角动量： $L=J\omega$
动量定理：	角动量定理：

$F\Delta t = mv - mv_0$,(F为恒力情况) 动量守恒定律：当$\sum \vec{F}_{外力} = 0$ 时 $\sum m_i v_i =$ 恒量	$M\Delta t = J\omega - J\omega_0$($M$恒力矩情况) 角动量守恒定律：当$\sum \vec{M}_{外} = 0$ 时 $\sum J_i \cdot \omega_i =$ 恒量

4.6 学习指导

（1） 解刚体动力学问题，力的分析仍然是关键所在。①解题时应注意对每一个物体应逐个分析，并列出每个物体相应的牛顿方程；②对于转动的物体求出对定轴的合外力矩，写出转动方程，$M = J\beta$；③有线量与角量的关系，找出联系列出方程。

（2） 转动惯量$J = \sum m_i r_i^2$，（适用于质点系）或$J = \int_m r^2 dm$，（适用于质量连续分布），是描述物体转动惯性量大小的物理量。转动惯量的大小与刚体的质量、质量分布情况及转轴的位置有关。因此，说到刚体转动惯量时，必须指明是对哪个转轴的转动惯量。

（3） 角速度$\vec{\omega}$和角加速度$\vec{\beta}$是矢量，在定轴转动中，它们方向都是沿转轴，并规定$\vec{\omega}$的方向与转动方向构成右手螺旋关系，而$\vec{\beta}$的方向与$\vec{\omega}$的方向一致，当我们规定了沿转轴的正方向后，$\vec{\omega}$，$\vec{\beta}$的方向就可以用正、负表示。

第 2 篇　热　学

第 5 章　气体动理论

5.1 本章主要内容

5.1.1 想气体的状态方程

$$PV = \frac{M}{M_{mol}} RT = \frac{N}{N_0} RT \qquad 或 \qquad P = nkT$$

其中 $K = 1.38 \times 10^{-23} JK^{-1}, R = 8.31 J \cdot mol^{-1}$

5.1.2 想气体的压强公式

分子平均平动动能： $\overline{\varpi}=\frac{1}{2}m\bar{v}^2$

理想气体的压强公式： $P=\frac{2}{3}n(\frac{1}{2}m\bar{v}^2)=\frac{2}{3}n\overline{\varpi}$

5.1.3 气体分子的平均平动动能与温度的关系

$$\begin{cases}P=nkT\\ P=\frac{2}{3}n\varpi\end{cases}$$

$$\varpi=\frac{3}{2}kT$$

5.1.4 能量均分原理.理想气体的内能

(1) 自由度 i：对任何一理想气体，在不考虑振动时，一般认为:

单原子分子 i=3；双原子分子 i=5；三原子（多原子）分子 i=6。

(2) 能量均分原理：经典理论认为，每一分子每一自由度上有一份能量为 $\frac{1}{2}kT$，每一摩尔分子每一个自由度上相应的能量为 $\frac{1}{2}RT$ 。理想气体的内能按自由度平均分配。

(3) 理想气体的内能公式： $E=\frac{M}{M_{mol}}\frac{i}{2}RT$

5.1.4 麦克斯韦分子速率分布律

(1) 分子速率分布函数： $f(v)=4\pi(\frac{m}{2\pi KT})^{\frac{3}{2}}e^{-\frac{mv^2}{2RT}}v^2$

(2) 麦克斯韦速率分布律：它反映了速率在 v 到 v+dv 区间内的气体分子数占总分数的百分比。

$$\frac{dN}{N}=4\pi(\frac{m}{2\pi KT})^{\frac{3}{2}}e^{\frac{-mv^2}{2KT}}v^2dv=f(v)dv$$

(3) 归一化条件： $\int_0^{\infty} f(v)dv = 1$

5.1.5 三种统计速率

(1) 最可几速率： $v_p = 1.41\sqrt{\frac{kT}{m}} = 1.41\sqrt{\frac{RT}{M_{mol}}}$

(2) 平均速率： $\bar{v} = 1.60\sqrt{\frac{kT}{m}} = \sqrt{\frac{RT}{M_{mol}}}$

(3) 方均根速率： $\sqrt{\overline{V^2}} = 1.73\sqrt{\frac{kT}{m}} = 1.73\sqrt{\frac{RT}{M_{mol}}}$

这三种统计速率各有不同的应用，当讨论分子速率分布时用最可几速率；当研究分子的平均自由程度用平均速率；当计算分子平动动能时用方均根速率。

5.1.6 分子的平均碰撞频率 $\bar{Z}$ 和平均自由程 $\bar{\lambda}$

① 分子的平均碰撞频率为： $\bar{Z} = \sqrt{2}\pi d^2 n\bar{v}$

② 平均自由程的定义：分子连续两次碰撞间自由运动所经过路程的平均值。

③ 平均自由程公式： $\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n} = \frac{KT}{\sqrt{2}\pi d^2 p}$

5.1.7 学习指导

(1) 在解分子物理题时，单位必须统一，在理想气体状态方程中，若 P 和 V 的单位分别用大气压和升，则 R=0.082　L·atm·$mol^{-1}K^{-1}$,若 P 和 V 的单位分别用帕斯卡和 m^3,则 R=8.31 J·$mol^{-1}K^{-1}$在分子物理中，和其它部分一样，单位尽量采用 SI 制。

(2) 自由度是决定物体空间位置所需要的独立坐标数，而不是坐标本身。一个物体的位置在不同的坐标中有不同的坐标表示，但独立的坐标的个数是相同的。

(3) 宏观量温度 T 与微观量分子的平动动能成正比，与气体的性质无关。因此温度这个概念是反映分子热运动激烈程度的物理量，是分子平均平动动能的量度。温度这个概念是大量分子热运动的统计平均结果，离开“大量分子”和“平均”，温度的概念是没有意义的。所以不能说一个分子或几个分子的温度是多

第 6 章　　热力学基础

6.1 本章主要内容

6.1.1 内能、功和热量

（1）内能：是描写系统状态的物理量，内能的改变只与过程的始末状态有关与过程无关，系统内能的变化可以用外界对系统作功和向系统传递热量的总和来量度。

（2）功：是能量变化的量度，通过对系统作功可以向系统传递能量。在热力学平衡过程中，气体由于体积膨胀压力所作的功为

$$dA = Pdv \qquad \text{或} \qquad A = \int_{V_1}^{V_2} Pdv$$

（3）热量：是由于两系统之间有温度差别，从一个系统传到另一个系统的能量。它是能量变化的量度。一个系统从外界吸收热量的大小为

$$Q = \frac{M_{mol}}{M} C\Delta t$$

理想气体在等容过程 $C = C_V$，等压过程 $C = C_P$

6.1.2 摩尔热容

（1）摩尔热容：1 mol 气体，温度升高 1 k 时所吸收的热量 $C = \frac{M_{mol}}{M}\frac{dQ}{dT}$

（2）理想气体定容摩尔热容：$C_V = \frac{i}{2}R$

（3）理想气体定压摩尔热容：$C_p = \frac{i+2}{2}R = C_V + R$

（4）比热容比：$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{2}$

6.1.3 热力学第一定律

系统吸收的热量，一部分使系统的内能增加，一部分使系统对外作功。

数学表达式：$Q = (E_2 - E_1) + A = \Delta E + A$

微分形式：$dQ = dE + dA$

6.1.4 理想气体的等值过程

（1）等容过程：$dv = 0$，$v =$ 恒量，$PT^{-1} =$ 恒量，$A = 0$

热力学第一定律：$Q=\Delta E$

$$Q=\Delta E=\frac{M}{M_{mol}}C_V(T_2-T_1)=\frac{C_V}{R}V(P_2-P_1)$$

(2) 等压过程：$dp=0, p=恒量, VT^{-1}=恒量$

热力学第一定律：$Q=\Delta E+A$

$$\Delta E=\frac{M}{M_{mol}}C_V(T_2-T_1)=\frac{C_V}{R}P(V_2-V_1)$$

$$A=P(V_2-V_1)=\frac{M}{M_{mol}}R(T_2-T_1)$$

$$Q=\frac{M}{M_{mol}}C_p(T_2-T_1)=\frac{C_p}{R}P(V_2-V_1)$$

(3) 等温过程：$dT=0, T=恒量, PV=恒量$，$\Delta E=0$

热力学第一定律：$Q=A$

$$Q=A=\frac{M}{M_{mol}}RT\ln\frac{V_2}{V_1}=P_1V_1\ln\frac{V_2}{V_1}$$

（4）绝热过程：$dQ=0, Q=0$

方程：$PV^{\gamma}=恒量$，$TV^{\gamma-1}=恒量$，$P^{\gamma-1}T^{-\gamma}=恒量$

热力学第一定律：$Q=\Delta E+A$

$$\Delta E=\frac{M}{M_{mol}}C_V(T_2-T_1)$$

$$A=-\Delta E=\frac{P_1V_1-P_2V_2}{\gamma-1}$$

6.1.5 循环过程、热机的效率

（１）循环过程：为了把热转变为实际上有用的功，必须采用循环过程。循环可分为正循环和逆循环。正循环在Ｐ－Ｖ图上为一顺时针旋转的闭合曲线，逆循环在Ｐ－Ｖ图上为一反时针旋转的闭合曲线。

（２）热机的效率（正循环效率）对外作的功Ａ与吸收热量Q_1的比值。

$$\eta=\frac{A}{Q_1}=\frac{Q_1-Q_2}{Q_1}=1-\frac{Q_2}{Q_1}$$

（3） 卡诺循环效率， T $_1$是高温热源温度， T $_2$是低温热源温度

$$\eta=1-\frac{T_2}{T_1}$$

(4) 致冷机的致冷系数： $\omega=\frac{Q_2}{A}=\frac{Q_2}{Q_1-Q_2}$

6.1.6 热力学第二定律

开尔文表述:不可能从单一热源吸收热量使之完全变为有用的功而不产生其它影响。

克劳修斯表述：热量不可能从低温物体自动的传到高温物体。

6.1.7 卡诺定理

(1) 工作在相同的高.低温热源之间的一切可逆机,它们的效率都等于 $(1-T_2/T_1)$ 与工作物质无关。

(2)工作在相同的高、低温热源之间的一切不可逆机，其效率都不可能大于可逆机的效率。

6.1.8 学习指导

(1)内能变化 $\Delta E=E_2-E_1$计算：内能是状态的单值函数，对理想气体仅是温度的函数。理想气体内能变化 $\Delta E=\frac{M}{M_{mol}}C_V(T_2-T_1)$ ，仅决定于温度的变化。因此，初末状态确定之后，内能变化就一定与过程无关。对任何过程内能变化均可用上式计算。

(2)功的计算：功与过程有关，但对于所有平衡过程，功均可写成 $A=\int_{V_1}^{V_2}pdv$

式中 p 应理解为随 v 而变的变量，具体关系式由过程特征方程决定。在 p — v 图上功 A 的大小就是过程曲线下的面积。

(3)热量的计算：热量也与过程有关，所以计算时应分清具体过程。也可以先计算内能变化及功，然后根据热力学第一定律求出热量。

第 5 篇　　机械振动于机械波

第 12 章　机械振动

12.1 本章主要内容

12.1.1 简谐振动

若振动物体在任意时刻所受的力、加速度、位移满足下列运动规律，物体作谐振动。

动力学方程：$f=-kx$

运动学方程：$a=-\omega^2 x$

微分学方程：$\frac{d^2x}{dt^2}+\frac{k}{m}x=0$

谐振动方程：$x=A\cos(\omega t+\varphi)$

12.1.2 描写谐振动的基本物理量

(1) 周期 T：物体作一次全振动所需要的时间。

弹簧振子：$T=2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$　单摆：$T=2\pi\sqrt{\frac{L}{g}}$

(2) 频率 ν：单位时间内物体所作的完全振动的次数 $\nu=\frac{1}{T}$。

(3) 角频率 ω：物体在 2π 秒内所作的全振动的次数 $\omega=\frac{2\pi}{T}=2\pi\nu$。

(4) 振幅 A：物体离开平衡位置最大位移的绝对值。可由任意时刻的位置和速度求得。

$$A=\sqrt{x^2+\frac{v^2}{\omega^2}}$$

(5) 相位 $(\omega t+\varphi)$:决定谐振动物体运动状态的物体量。初相位 φ：t=0 时刻的相位称为初相位。

$$\cos\varphi=\frac{x_0}{A}\qquad \sin\varphi=-\frac{v_0}{A\omega}\qquad tg\varphi=-\frac{v_0}{\omega x_0}$$

12.1.3 描写谐振动的常用方法

(1) 波形法:根据振动图用 x—t 曲线描写谐振动规律。

(2) 旋转矢量法：用绕 ox 轴的原点 0，以角频率 ω为角速度，沿逆时针旋转的矢量 $\vec{A}$（A 的大小等于谐振动的振幅)的端点在 ox 轴的投影表示谐振。

12.1.4 相位关系判断

在振动方程种初相位 $+\varphi$表示超前，初相位为 $-\varphi$表示滞后。

如： $x_1 = A_1\cos(\omega t + \frac{\pi}{2})$ $x_2 = A_2\cos\omega t$ $x_3 = A_3\cos(\omega t - \frac{\pi}{2})$

其中：x_1超前 x_2为π/2，x_2超前 x_3为π/2，x_1超前 x_3为π。在振动图中如果几条振动曲线判别相位关系可用同相位点之间位置比较，左者超前，右者滞后。

12.1.5 谐振动的能量

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

势能： $E_p = \frac{1}{2}kx^2 = \frac{1}{2}kA^2\cos^2(\omega t + \varphi)$

总能量： $E = E_k + E_p = \frac{1}{2}m\omega^2A^2 = \frac{1}{2}kA^2$

12.1.6 谐振动的合成

(1) 两个同方向．同频率的谐振动的合成 $\omega_1 = \omega_2 = \omega$

$$x_1 = A_1\cos(\omega t + \varphi_1) \qquad x_2 = A_2\cos(\omega t + \varphi_2)$$

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

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

$$\varphi = tg^{-1}\frac{A_1\sin\varphi_1 + A_2\sin\varphi_2}{A_1\cos\varphi_1 + A_2\cos\varphi_2}$$

(2) 两个相同垂直的同频率谐振动的合成：合振动轨迹一般为一椭圆，椭圆形状由相位差 $\varphi_2 - \varphi_1$ 决定。

（3） 拍与拍频：两个频率较大，而频率之差很小的同方向谐振动合成时产生振幅时而加强时而减弱的现象叫拍。单位时间内加强或减弱的次数叫拍频 $\nu = |\nu_2 - \nu_1|$

12.1.7 阻尼振动．受迫振动．共振

(1) 阻尼振动：弹簧振子除受弹性回复力 $F = -kx$ 作用外，若还受阻力 $F_1 = -\nu \frac{dx}{dt}$ 作用其方程可写成

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0{}^2 x = 0 \qquad 2\beta = \frac{\upsilon}{m} \qquad \omega_0{}^2 = \frac{k}{m}$$

若：$\beta > \omega_0$过阻尼；$\beta = \omega_0$临界阻尼；$\beta < \omega_0$弱阻尼

(2) 受迫振动：弹簧振子除受弹性回复力 $F_1 = -kx$ F=-kx 和阻尼力 $F_1 = -\nu \frac{dx}{dt}$ 外，若还受到随时间 t 变化的外力 $F_2(t)$ 的作用，则其运动方程可写为：

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0{}^2 x = h(t), \qquad h(t) = \frac{F_2(t)}{m}$$

运动方程为： $x = A\cos(Pt - \varphi)$

其中：$A = \dfrac{h}{\sqrt{(\omega_0{}^2 - p^2)^2 + 4\beta^2 p^2}} \qquad \varphi = tg^{-1}(\dfrac{2\beta p}{\omega_0{}^2 - p^2})$

（3） 共振：在受迫的稳定振动中，振幅 A 虽强迫力的角频率 P 的变化，当强迫力的角频率 P 取某一值时，振幅取最大值的现象称为共振现象。

当： P= $\sqrt{\omega_0{}^2 - 2\beta^2}$

则：$A = A_{max} = \dfrac{h}{2\beta\sqrt{\beta^2 - \omega_0{}^2}}$

12. 1. 8 学习指导

本章的重点是研究谐振东。必须掌握求振动的表达式，以及振动的物理量。谐振的方程表达式：$x = A\cos(\omega t + \varphi)$

求三个特征量 ω、A、φ

（1） 频率 ω：是振动系统的固有频率，由系统本身的性质所决定。

对弹簧振子 $\omega=\sqrt{\frac{k}{m}}$，对于单摆，$\omega=\sqrt{\frac{g}{l}}$ 与初始条件无关。

（2） 振幅 A：

根据振动的初始条件求得：$A=\sqrt{x_0^2+\frac{v_0^2}{\omega^2}}$

根据任何时刻的位移和速度求得：$A=\sqrt{x^2+\frac{v^2}{\omega^2}}$

根据振动的能量所决定：$A=\sqrt{\frac{2E}{k}}$ 或 $A=\frac{1}{\omega}\sqrt{\frac{2E}{m}}$

（3）初为相 φ：可以由初始状态（x_0, v_0）所确定。

用解析法求 φ 的步骤：

第一步：由 x_0 得到 $\cos\varphi=\frac{x_0}{A}$，这时 φ 的取值不是唯一确定。

第二步：由 v_0 得到 $\sin\varphi=-\frac{v_0}{A\omega^2}$，这时 φ 的取值不是唯一确定。

第三步：由 $\cos\varphi,\sin\varphi$ 的正负确定 φ 所在的象限。

第四步：由 $\cos\varphi$ 值求出 φ 在 0～2π范围的值。

（4） 用旋转矢量法求 φ 的步骤：

第一步：画出 ox 轴，标出－A, A 的位置，根据 x_0 找出矢量 $\vec{A}$ 在 ox 轴上的投影。

第二步：根据运动方向画出旋转矢量 $\vec{A}$。

第三步：由几何知识求出 $\vec{A}$ 与 ox 轴的夹角。

第 13 章　机械波

13.1 本章主要内容

13.1.1 波动是振动的传播过程

(1) 产生机械波的条件：波源和媒质。

(2) 横波与纵波：振动方向与传播方向相垂直的波叫横波。振动方向与传播方向一致的波叫纵波。

13.1.2 描述波的几个物理量

(1) 波长 λ：同一波线上两振动相位差为 2π 的质点之间的距离。

(2) 频率 ν：单位时间内通过波线上某一点的完全波的数目。

(3) 波速 u：单位时间内振动质点所传播的距离。

(4) $\lambda,,T,u$ 的关系 $u=\dfrac{\lambda}{T}=\lambda\nu$

13.1.3 一维平面简振波的波动方程

若 $x=0$ 处振动方程为 $y=A\cos(\omega t+\varphi)$，则沿 x 正方向传播的平面简谐波的波动方程为：

$$y=A\cos[\omega(t-\frac{x}{u})+\varphi]=A\cos[2\pi(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda})+\varphi]=A\cos[2\pi\nu t-\frac{2\pi x}{\lambda}+\varphi]$$

13.1.4 波动过程是能量的传播过程

(1) 平均能量密度：波的能量密度在一个周期内的平均值。

$$\overline{\omega}=\frac{1}{2}\rho A^2\omega^2$$

(2) 平均能流密度：通过单位面积的平均能流称为平均能流密度。

$$I=\frac{\overline{p}}{s}=\overline{\omega}u=\frac{1}{2}\rho A^2u$$

(3) 波的能量： $dW=\omega dv$

质元的动能： $E_k=\dfrac{1}{2}\rho A^2\omega^2\Delta V\sin^2[\omega(t-\dfrac{x}{u})+\varphi]$

质元的势能： $E_p=\dfrac{1}{2}\rho A^2\omega^2\Delta V\sin^2[\omega(t-\dfrac{x}{u})+\varphi]$

13. 1. 5 波的干涉

(1)干涉条件：两列波源具有相同的频率或波长；两列波的相位相同或相位差恒定；两列波的振动方向相同。当满足相干条件的两列波相遇时，在某些地方的振动加强而在另一些地方的振动始终减弱或完全抵消，在空间形成强度，稳定的分布的现象称为干涉。

(2) 相干空间任一点的振动方程为：

波动方程： $y_1=A_1\cos(\omega t-\dfrac{2\pi x_1}{\lambda}+\varphi_1)$

$$y_2=A_2\cos(\omega t-\frac{2\pi x_2}{\lambda}+\varphi_2)$$

任一点的振动方程为： $y = y_1 + y_2 = A\cos(\omega t + \varphi)$

式中： $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\Delta\varphi}$， $\Delta\varphi = (\varphi_2 - \varphi_1) - \frac{2\pi(x_2 - x_1)}{\lambda}$

$$\varphi = arctg\frac{A_1\sin(\varphi_1 - \frac{2\pi x_1}{\lambda}) + A_2\sin(\varphi_2 - \frac{2\pi x_2}{\lambda})}{A_1\cos(\varphi_1 - \frac{2\pi x_1}{\lambda}) + A_2\cos(\varphi_2 - \frac{2\pi x_2}{\lambda})}$$

(3) 相干加强或减弱的条件：

$x_1 = r_1, x_2 = r_2, r_2 - r_1 = \Delta r$ (波程差 Δr)

当 $\varphi_1 \neq \varphi_2$

相位差： $\Delta\varphi = (\varphi_2 - \varphi_1) - 2\pi\frac{\Delta r}{\lambda} = \begin{cases} 2k\pi \text{加强} \\ (2k+1)\pi \text{减弱} \end{cases} k = 0, \pm1, \pm2 \Lambda$

当 $\varphi_1 = \varphi_2$

波程差: $\Delta r = r_2 - r_1 = \begin{cases} k\lambda \text{加强} \\ (2k+1)\frac{\lambda}{2} \text{减弱} \end{cases} k = 0, \pm1, \pm2 \Lambda$

13.1.6 驻波

两列振幅相同的相干波，在同一直线上沿着相反的方向传播时产生驻波。

设由左向右传播的波为: $y_1 = A\cos(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda})$

由右向左传播的波为: $y_2 = A\cos(\omega t + \frac{2\pi x}{\lambda})$

则驻波方程为: $y = y_1 + y_2 = 2A\cos 2\pi\frac{x}{\lambda}\cos 2\pi\nu t$

13.1.7 多普勤效应

v_a表示声源相对媒质的速度，v 表示观察者相对媒质的速度，u 表示声波在媒质中的传播速度，规定： 声源趋近观察这时 v_a为正，反之为负；观察者趋近声源时 v为正，反之为负；声速 u 恒为正。

多普勤效应公式： $\nu' = \frac{u + v}{u - v_1}\nu$

（1）当声源和观察者接近时（ $v > 0, v_a > 0$ ） $\nu' > \nu$

（2）当声源和观察者远离时（ $v < 0, v_a < 0$ ） $\nu' < \nu$

（3） $v > u, v_a > u$ 时上式不适用。

13.1.8 学习指导

(1) 根据已知质点的简谐方程，建立平面简谐波波动方程的方法分三种情况来讨论。由于波动方程中含有 x 和 t 两个子变量因此按 x 给定， t 给定和 x, t 都变化三种情况讨论。

(2) 惠更斯原理对任何波动过程都适用，只要知道了某一时刻的波阵面就可以应用这一原理用几何方法来决定任意时刻的波阵面。

(3) 如果选取原点 o 处质点振动的初相 Φ 不等于零，则沿 x 轴传播的平面简谐波的波动方程为：

$$y = A\cos[\omega(t \pm \frac{x}{u}) + \varphi] = A\cos[2\pi(\nu t \pm \frac{x}{\lambda}) + \varphi] = A\cos[2\pi(\frac{t}{T} \pm \frac{x}{\lambda}) + \varphi]$$

当波沿 x 轴正方向传播时上式取“－”号

当波沿 x 轴负方向传时上式取“＋”号

(4) 波动方程是描写有波传播时媒质中各点的振动情况。因此，首先要明确是用哪个坐标来描写。上式中坐标轴是沿着波射线的，坐标原点可任意选取。如果选取不同质点的平衡位置作为坐标原点，写出的波动方程是有区别的。这个区别就反映在波方程中初相 φ 值的不同上。具体写波动方程时，一般选取初相已知的点为原点。如选取 t=0 时，位移为正向最大，速度为零的质点的平衡位置为坐标原点，这时初相 φ 为零。不同质点的相位超前还是落后，是对同一时刻而言，否则无法比较。

第 6 篇 波动光学

第 14 章 光的干涉

14.1 本章主要内容

14.1.1 干涉

（1）相干条件：频率相同．振动方向相同．相位相同或相位差恒定。

（2）相干光的获得：分波振面法．分振幅法．。

（3）光程：折射率和几何路程的乘积叫光程， 光程 $= nx$

（4）光程与位相差的关系（两相干光假设初周相相同）。

$\varphi_{10} = \varphi_{20}$时，位相差为：$\Delta\varphi = 2\pi\frac{\Delta}{\lambda}$

（5）半波损失：当光从光疏媒质射向光密媒质时，又从光密媒质反射回到光疏媒质时相位改变了，相当于增 加（或减少）半个波长的附加光程，称为半波损失.

（6）两相干光相互加强或减弱的条件：

光程差： $\Delta = \pm k\lambda \quad k = 0、1、2、3、\Lambda\Lambda$ 相干光加强(明纹)

$\Delta = \pm(2k-1)\lambda/2 \; k = 0、1、2、3、\Lambda\Lambda$ 相干光减弱(暗纹)

14.1.2 干涉实验

（1）杨氏双缝实验：干涉条纹的位置

$$x = \begin{cases} \pm 2k\dfrac{D\lambda}{2d}, (k = 0、1、2\cdots\cdots) & 明纹 \\ \pm(2k-1)\dfrac{D\lambda}{2d}, (k = 1、2、3、\cdots\cdots) & 暗纹 \end{cases}$$

（2）菲湿耳双面镜实验：在菲湿耳双面镜实验中,两反射镜之间的夹角θ必须很小,这样形成的干涉条纹易于观 测.

（3）洛埃镜实验：洛埃镜实验是最简单的获得相干光的实验装置.

（4）牛顿环实验：光程差 $\Delta = \pm 2e + \lambda/2$

平凸透镜的曲率半径：$R = \dfrac{r_m^2 - r_n^2}{4(m-n)\lambda} = \dfrac{D_m^2 - D_n^2}{4(m-n)\lambda}$

（5）劈尖实验

光程差 $\Delta = \pm 2ne + \lambda/2 = \pm 2e + \lambda/2$ 空气 n=1

（6）迈克尔逊干涉仪实验

条纹移过的数目N，M_1移动的距离 l，波长为λ,则

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

14.1.3 学习指导

（1）由于发光过程的复杂性，通常的两个独立光源所发出的光，不可能满足相干条件。能产生干涉效应的两束光，必须来自光源同一部分，并为同一时刻所发出的光波才行。这样两束光才能满足相干光源的三个条件。

（2）单色光的频率 v 在任何媒质中都保持不变，而光的传播速度在折射率为 n 的媒质中仅为真空中光速的 $1/n$，所以在不同的媒质中，光的波长是不同的。为了把光在不同媒质中的传播折算成在真空中的传播，将光波在某一媒质中的几何路程 x 与该媒质的折射率 n 的乘积 nx 称为光程。

（3）实验发现入射光在光疏媒质中行进，遇到光密媒质的界面时，反射光将产生半波损失。若入射光在光密媒质中进行，遇到光疏媒质界面反射时，不产生半波损失。上述两种情况下的折射光均不产生半波损失。

（4）薄膜干涉是用分振幅法获得相干光的一种方法。研究的内容是薄膜上下表面反射光或投射光的相干问题。薄膜上下表面反射光的光程差计算一般较复杂。当薄膜非常薄时，可以近似用图示光路图进行计算。

计算结果：$\Delta = 2e\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \dfrac{\lambda}{2}$

式中 $\lambda/2$ 是由于半波损失引起的附加光程差。

薄膜上下表面反射光相干形成的明暗条纹的条件：

$$\Delta = 2e\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} k\lambda, (k = 1,2,3,\cdots\cdots \text{明}) \\ (2k+1)\dfrac{\lambda}{2}, (k = 0,1,2,\cdots\cdots \text{暗}) \end{cases}$$

第 15 章 光的衍射

15.1 本章主要内容

15.1.1 惠更斯梳颇

波阵面上各点都可以当成子波源，其后各子波在空间相遇要产生干涉，衍射条纹的强弱就是各子波相干叠加的结果。

15.1.2 夫琅和费单缝衍射

用半波带法确定条纹的明暗，及衍射条纹的分布条件

$$a \sin\varphi = \pm k\lambda, k = 1,2,3,\Lambda\Lambda \text{(暗纹条件)}$$

$a\sin\varphi = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}, k = 0,1,2,\Lambda\ \Lambda$ (明纹条件)

在两个第一级暗纹$(k=1)$之间的区域，即φ满足$-\lambda < a\sin\varphi < \lambda$的范围为中央明纹。

15.1.3 最小分辨率（瑞利判断准则）P

$$P = \frac{1}{\theta_0} = \frac{d}{1.22\lambda}\ 2\theta = \frac{D}{f} = 2.44\frac{\lambda}{d}$$

任何夫琅和费圆孔衍射图样在它的中央产生一个爱里斑。

15.1.4 光栅衍射

(1) 光栅常数：$d = a + b$

(2) 光栅衍射的条纹公式：$(a+b)\sin\varphi = \pm k\lambda, (k = 0,1,2,\Lambda\ \Lambda$ 明纹)

(3) 缺级现象及条件：$\begin{cases}(a+b)\sin\varphi = \pm k\lambda \\ a\sin\varphi = \pm k'\lambda\end{cases}$ 称第 k 级缺级。

(4) 光栅光谱，当几种不同频率的光入射时，在同一级由几条不同波长的衍射光谱组成把这些谱线称为光栅光谱。

15.1.5 布喇格公式： $2d\sin\varphi = k\lambda,\quad k = 1,2,3,\Lambda\ \Lambda$

15.1.6 学习指导

(1) 从根本上说，干涉和衍射两者都是波的相干叠加，没有什么区别。但干涉是有限的几束光的叠加；而衍射则是无穷多相干子波的叠加。当参与叠加的各光束可视为几何光学的直线传播时，这种叠加为纯干涉；若参与叠加的各光束不符合几何光学的模型，则每束光本身存在衍射，并且各光束之间又有干涉。在一般问题里，干涉及衍射二者是同时存在的。它们是本质上统一，但在形成条件，分布规律等方面稍有不同而又紧密相关的同一类现象。

(2) 在单缝衍射中，因为我们讨论的夫琅和费衍射是平行光的衍射，所以当单缝上．下移动时，并不改变入射光的倾角，故屏上条纹位置不变.

中央明条纹的线宽度为 $\Delta x_0 = 2f\frac{\lambda}{a}$

其它明条纹的线宽度为 $\Delta x = f\frac{\lambda}{a}$

中央明条纹的角宽度为 $\Delta\varphi_0 = 2\frac{f}{a}$

其它明条纹的角宽度为 $\Delta\varphi = \frac{\lambda}{a}$

第 16 章　光的偏振

16.1 本章主要内容

16.1.1 偏振光的获得方法

(1) 反射和折射：一束自然光入射到两种各向同性的介质（折射率分别为 n_1, n_2）的分界面上，要发生反射和折射，如果入射角 i_0 当它满足 $\mathrm{tg} i_0 = \frac{n_2}{n_1}$ 时，反射光线变为完全偏振光，折射光线变为部分偏振动光，如果自然光连续通过许多平行玻璃片（玻璃堆），则折射光可近似看作完全偏振光.

(2) 偏振片：利用某些晶体的二色性（吸收某个方向的光振动，只让垂直这个方向的光振动通过）。制成人造偏振片。它只允许某个方向的光振动通过，这个方向叫做“偏振化方向”。

(3) 晶体的双折射：光线射入各向异性的晶体时，会分裂成两束折射光线，它们都是线偏振光，其中一束光线的振动方向平行于主截面，称为寻常光线（ o 光）；另一束光线的振动垂直于主截面，称为非常光（e 光）。

16.1.2 马吕斯定律

强度为 I_0 的偏振光通过检偏器后强度变为 $I = I_0\cos^2\alpha$

其中 α 是起偏器和检测器的偏振化方向之间的夹角。

16.1.3 布儒斯特定律

自然光在折射率分别为 n_1 和 n_2 的两个介质的分界面上发生反射和折射,在反射光中,垂直(于入射面的)振动比较强,在折射光中,平行振动(在入射面内的)比较强.反射光和折射光都是部分偏振光.若自然光的入射角满足 $i_0 = arc\mathrm{tg}\frac{n_2}{n_1}$ 时,反射光将为平面偏振光,i_0 称为起偏角或布儒斯特角.

16.1.4 晶体的双折射现象

当光线进入各向异性晶体时,一般产生两束折射光.一束为寻常光(0 光);另一束为非寻常光(e 光),它们都是线偏振光.

16.1.5 学习指导

(1) 普通光源发射的光波是大量分子或原子辐射出来的电磁波的混合波，其光矢量始终与波的传播方向垂直，但振动方向却是在极快的不规则的变化中，因此在与光的传播方向垂直的平面上，光振动的矢量是均匀对称分布的，这样的光称为自然光。

(2) 在自然光中，任何方向的光矢量都可分解为两个相互垂直的分矢量。当两个分矢量中去掉某一个方向的振动，就能获得平面偏振光或称为线偏振光。如果某一个方向的振动被减弱，获得的是部分偏振光。

(3) 能够把自然光变成偏振光的装置称为起偏器,能够用来检验光线是否偏振光的装置称为检偏器，凡是能作起偏器用的也一定可以作检偏器。