大学物理II上

第四章 振动

机械振动：物体在一特定的位置（平衡位置）附近做周期性运动。

广义振动：任一物理量在某固定值附近作周期性的变化。

- 振动是产生波动的根源
- 波动是振动这种运动形式和能量在空间的传播
- 波动相互联系着的一系列振动

机械振动→声波、超声波、次声波

电磁振荡→电磁波、光

简谐振动

$$x(t) = Acos(\omega t + \phi)$$
$$v(t) = -\omega Asin(\omega t + \phi)$$
$$a(t) = -\omega^2 Acos(\omega t + \phi)$$

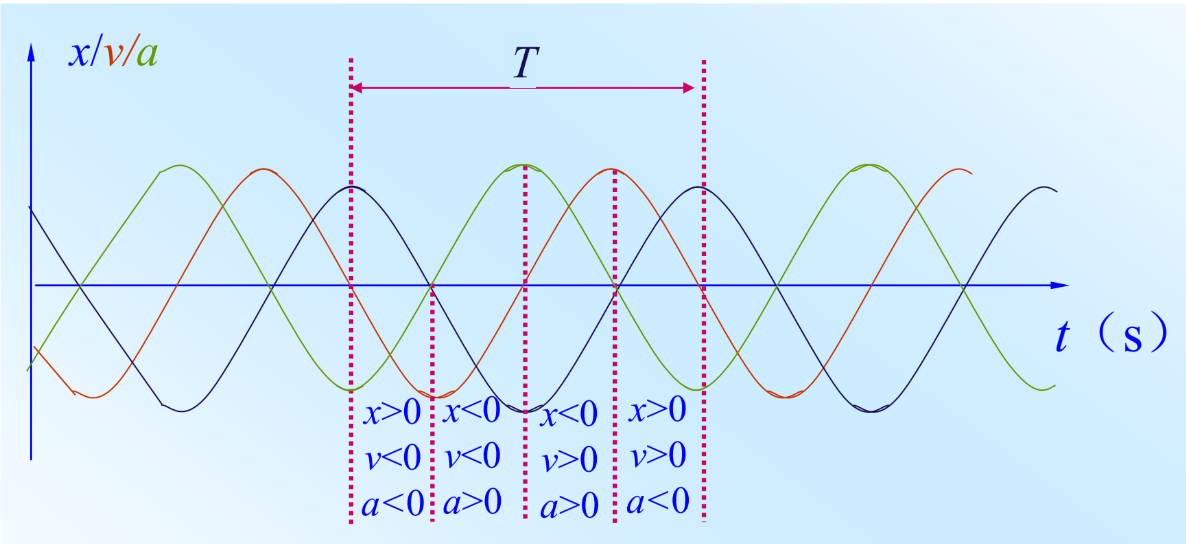
若

$$x_0 = Acos\phi$$
$$v_0 = -\omega Asin\phi$$

则

$$A = \sqrt{x_0^2 + \frac{v_0^2}{\omega^2}}$$
$$\phi = arctan(-\frac{v_0}{\omega x_0})$$

其中速度的相位比振动相位超前了$\pi/2$，即其极大值的时间比位移提前了T/4。加速度的相位比振动相位超期或滞后π（反相），即一个正极大值和另一个负极大值同时。



简谐振动的运动学特征：谐振子的加速度与位移恒成正比且方向相反。这是任何简谐振动都遵守的运动学的普遍规律。

$$a = -\omega^2 x$$
$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2 x = 0$$

谐振动的能量

1. 动能

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}kA^2 sin^2(\omega t + \phi)$$
$$\bar{E_k} = \frac{1}{T}\int_t^{t+T} E_k dt = \frac{1}{4}kA^2$$

2. 势能

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

3. 机械能（简谐振动系统机械能守恒）

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2}kA^2$$

单摆

小角度摆动时，单摆的运动是谐振动。

$$\theta'' + \frac{g}{l}\theta = 0$$
$$\omega^2 = \frac{g}{l}$$
$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$$

简谐振动的合成

两个同方向简谐振动的叠加

1. 频率相同的振动
   振动依然是以ω为角频率的简谐振动，初相位由两个振动的振幅和初相位共同确定。

$$x = Acos(\omega t + \phi)$$
$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2cos(\phi_2 - \phi_1)}$$
$$\phi = arctan\frac{A_1sin\phi_1 + A_2sin\phi_2}{A_1cos\phi_1 + A_2cos\phi_2}$$

2. 频率不同的振动
   振动时强时弱——拍现象。

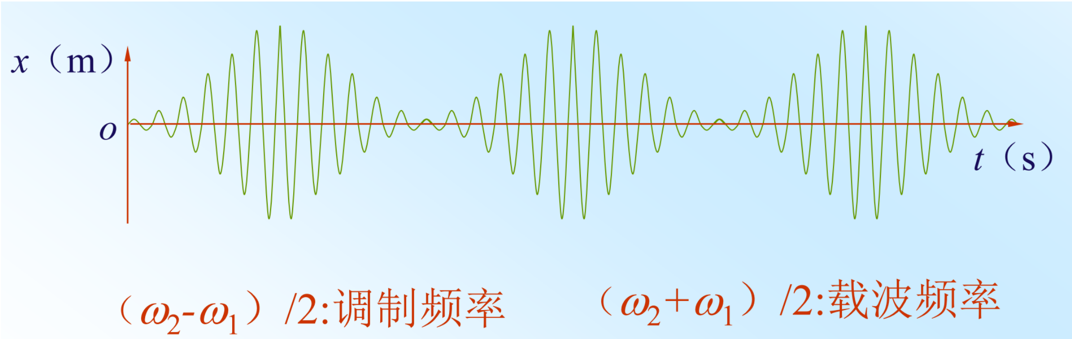
$$x = 2acos(\frac{w_2 - w_1}{2}t)cos(\frac{w_2 + w_1}{2}t)$$

$$A = 2acos(\frac{w_2 - w_1}{2}t) \quad w = \frac{w_1 + w_2}{2}$$

$$x = Acos(wt)$$

$$振幅的周期为\tau = \frac{2\pi}{w_2 - w_1}$$

$$振幅的频率为称为拍频\nu_{拍} = \frac{1}{\tau} = \nu_2 - \nu_1$$



第五章 波动

波的分类

振动状态以一定速度在空间的传播就形成了**波**。

1. 机械振动以一定速度在弹性介质中由近及远地传播出去，就形成**机械波**。
   产生条件：波源和弹性介质
2. 变化的电场和变化的磁场在空中的传播过程形成**电磁波**。
3. 物质波（也称概率波）是微观粒子的一种属性，具有完全不同的性质，遵从量子力学理论。

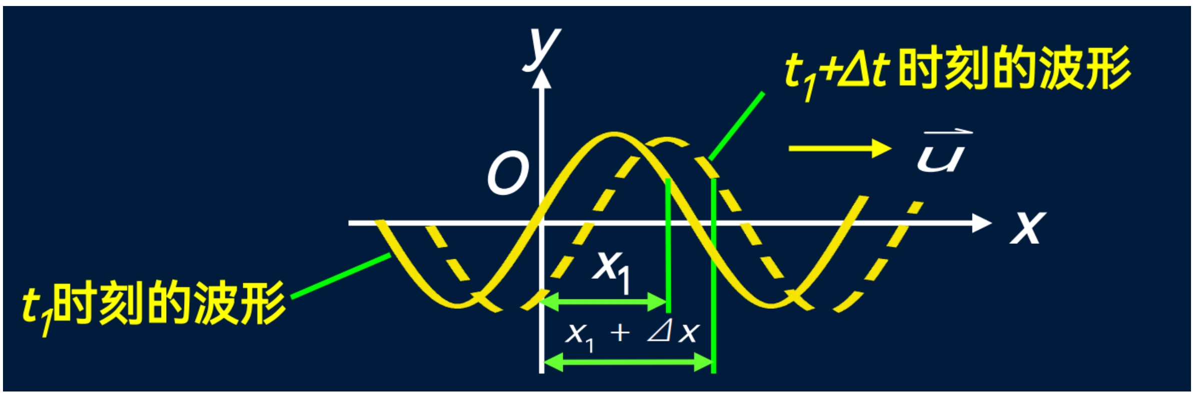
横波和纵波

- 横波：介质质点的振动方向与波传播方向相互垂直的波；如柔绳上传播的波。
- 纵波：介质质点的振动方向和波传播方向相互平行的波；如空气中传播的声波。
- 气体和液体内只能传播纵波，不能传播横波。
- 波动中各质点并不随波前进。
- 各个质点的相位依次落后,波动是相位的传播。

简谐波

简谐波的波函数

$$y(x,t) = Acos(wt - kx + \phi_0)$$



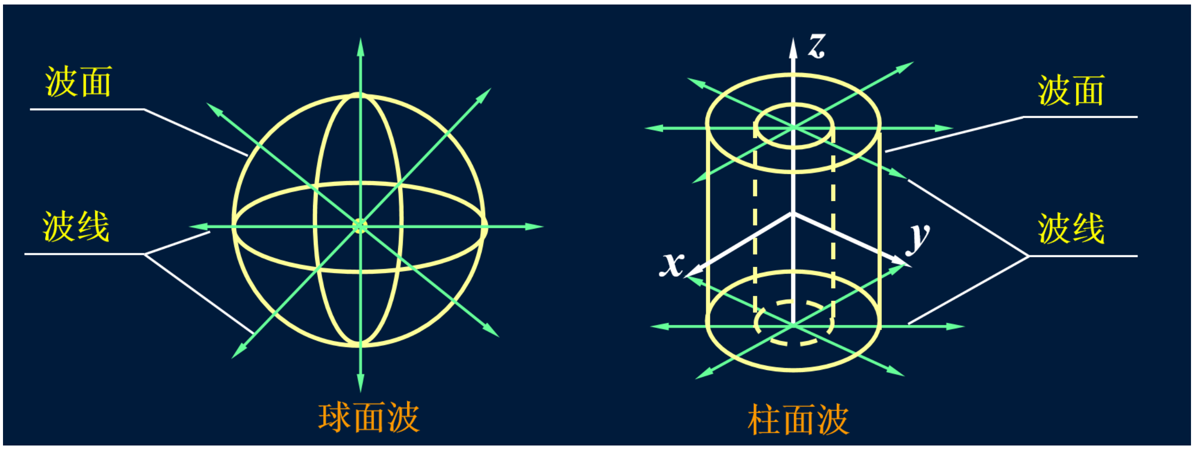
波长 λ	**同一波线上相位差为 2π的质点之间的距离；即波源作一次完全振动，波前进的距离。（波长反映了波的空间周期性）**
角波数k	2π距离中完整波的数目。$k=\frac{2\pi}{\lambda}$
周期T	波前进一个波长距离所需的时间。
频率v	单位时间内，波前进距离中完整波的数目。
波速u	振动状态在媒质中的传播速度。$uT=\lambda$

将 k = 2π/λ 、uT = λ、 ω = 2πv= 2π/T 代入波函数有

$$y(x,t)=Acos[2\pi(vt-\frac{x}{\lambda})+\phi_0]$$
$$y(x,t)=Acos[2\pi(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda})+\phi_0]$$
$$y(x,t)=Acos[\frac{2\pi}{\lambda}(ut-x)+\phi_0]$$

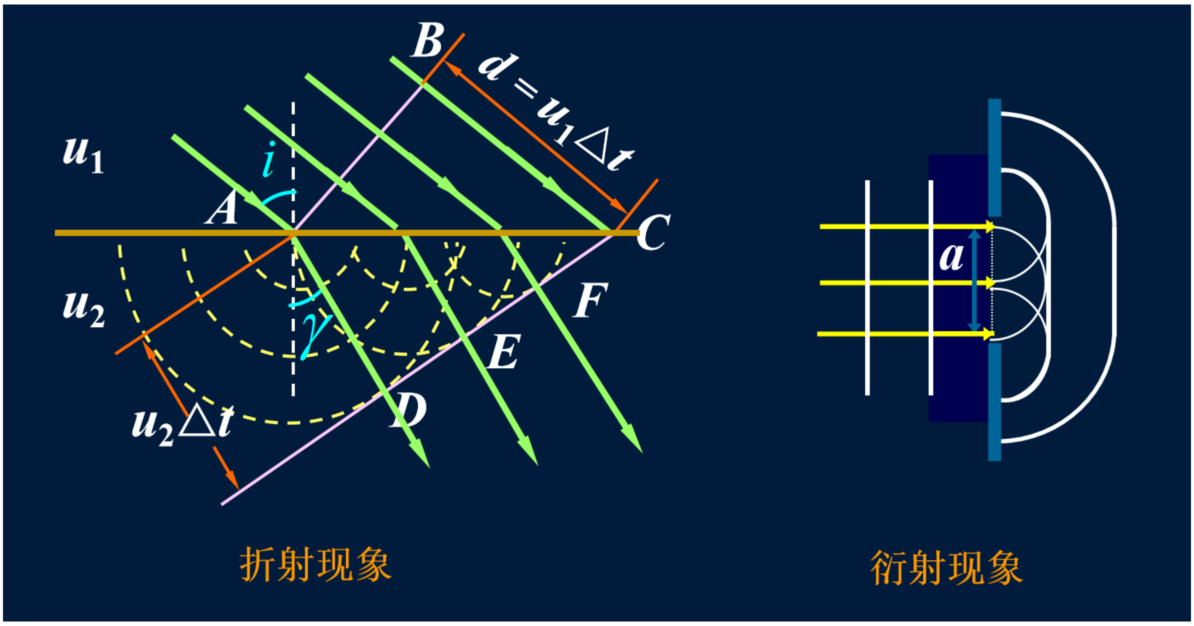
惠更斯原理

波线	**沿波的传播方向作的有方向的线。**
波面	在波传播过程中，任一时刻媒质中振动相位相同的点联结成的面。
波前	在某一时刻，传播到最前面的波面。



在各向同性均匀媒质中，波线⊥波面。

惠更斯原理：行进中的波面上任意一点都可看作是新的子波源；所有子波源各自向外发出许多子波；各个子波所形成的包络面，就是原波面在一定时间内所传播到的新波面。



波的能量

- 在波的传播过程中，媒质中任一质元的动能和势能是同步变化的，即Wk=Wp，与简谐弹簧振子的振动能量变化规律是不同的.
- 质元机械能随时空周期性变化，仍是一波动过程，表明质元在波传播过程中不断吸收和放出能量；因此，波动过程也是能量的传播过程。

能流：单位时间内通过某一截面的波动能量.

$$P=\frac{wu\Delta tS}{\Delta t}=wuS$$

能流密度：通过垂直于波线截面单位面积上的能流。

$$J=\frac{dP}{dS}=wu$$

波的强度：一个周期内能流密度大小的平均值。

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

波的叠加原理

叠加原理： 在波相遇区域内，任一质点的振动，为各波单独存在时所引起的振动的合振动。（波的叠加原理仅适用于线性波的问题）

波的干涉

相干条件：频率相同、振动方向相同、相位差恒定。

P点处的合振动方程为

$$y=y_1+y_2=Acos(\omega t+\phi)$$

P点处的相位差为

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

1. 相长干涉$\Delta\varphi=\pm 2k\pi(k=0,1,2\ldots\ldots)$
2. 相消干涉$\Delta\varphi=\pm(2k+1)\pi(k=0,1,2\ldots\ldots)$

若$\phi_1=\phi_2$

$$\Delta\phi=2\pi\frac{r_1-r_2()}{\lambda}=2\pi\frac{\delta}{\lambda}$$
$$\delta=r_1-r_2(\text{波程差})$$
$$\text{相长干涉}:\delta=r_1-r_2=\pm k\lambda$$
$$\text{相消干涉}:\delta=r_1-r_2=\pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}$$

驻波

两列等振幅相干波相向传播时叠加形成驻波。

两列分别沿 x 正方向和负方向传播的等振幅相干波的合成波波函数为

$$y=y_1+y_2=A[cos2\pi(vt-\frac{x}{\lambda})+cos2\pi(vt+\frac{x}{\lambda})]$$
$$=(2Acos2\pi\frac{x}{\lambda})\cdot cos2\pi vt=A'(x)cos\omega t$$

波腹：

$$|cos\frac{2\pi x}{\lambda}|=1$$
$$2\pi\frac{x}{\lambda}=k\pi$$
$$x=k\frac{\lambda}{2}$$

波节：

$$|cos\frac{2\pi x}{\lambda}|=0$$
$$2\pi\frac{x}{\lambda}=(2k+1)\frac{\pi}{2}$$
$$x=(2k+1)\frac{\lambda}{4}$$

半波损失: 反射点为波节，表明入射波与反射波在该点反相（π）。

多普勒效应

多普勒效应 (Doppler effect) 是~~为纪念奥地利物理学家及数学家克里斯琴·约翰·多普勒（Christian Johann **Doppler**）而命名的，他于1842年首先提出了这一理论。~~主要内容为物体辐射的波长因为波源和观测者的相对运动而产生变化。在运动的波源前面，波被压缩，波长变得较短，频率变得较高（蓝移 *blue shift*）；在运动的波源后面时，会产生相反的效应。波长变得较长，频率变得较低（红移*red shift*）；波源的速度越高，所产生的效应越大。根据波红（或蓝）移的程度，可以计算出波源循着观测方向运动的速度。

1. 波源静止，观察者运动

$$\nu=\frac{u+v_0}{\lambda}=\frac{u+v_0}{u/\nu_0}=(1+\frac{v_0}{u})\nu_0$$
$$\text{靠近}v_0>0;\text{远离}v_0<0$$

2. 观察者静止，波源运动

$$\lambda' = uT - v_sT = \frac{u - v_s}{v_0}$$

$$\nu = \frac{u}{\lambda'} = \frac{u}{u - v_s}\nu_0$$

$$靠近 v_s > 0；远离 v_s < 0$$

3. 波源和观察者同时运动

$$\nu = \frac{u + v_0}{\lambda'} = \frac{u + v_0}{u - v_s}\nu_0$$

- 当$v_s > u$时，多普勒效应失去意义，此时形成冲击波。

机械波的多普勒效应对光波是不正确的，用狭义相对论可以导出光波的多普勒效应公式。

1. 光的纵向多普勒效应

$$\nu_l = \nu_0\sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}$$

$$\beta = \frac{u}{c}$$

   - 若光源离开观察者，上式中β取正号，这时$\nu_l < \nu_0$，实测频率 ν_l小于光源固有频率 ν_0 →红移
   - 若光源离开观察者，上式中β取负号，这时$\nu_l > \nu_0$，实测频率 ν_l大于光源固有频率 ν_0 →蓝移

2. 光的横向多普勒效应

$$\nu_t = \nu_0\sqrt{1-\beta^2}$$

第七章 光的干涉

光色	波长(nm)	频率(Hz)	中心波长 (nm)
红	760~622	$3.9\times10^{14} \sim 4.8\times10^{14}$	660
橙	622~597	$4.8\times10^{14} \sim 5.0\times10^{14}$	610
黄	597~577	$5.0\times10^{14} \sim 5.4\times10^{14}$	570
绿	577~492	$5.4\times10^{14} \sim 6.1\times10^{14}$	540
青	492~470	$6.1\times10^{14} \sim 6.4\times10^{14}$	480
兰	470~455	$6.4\times10^{14} \sim 6.6\times10^{14}$	460
紫	455~400	$6.6\times10^{14} \sim 7.5\times10^{14}$	430

光波的叠加

两叠加光波的光矢量相互垂直或频率不相等或相位差不恒定，光波为非相干叠加，P点的合光强为

$$I_p = I_1 + I_2$$

如果两光波频率相同，相位差恒定，光矢量振动方向平行，光波为相干叠加。P点的合光强为

$$I_p = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}cos[(\varphi_1 - \varphi_2) - \frac{w(r_1 - r_2)}{c}]$$

$$\Delta\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2) - \frac{w(r_1 - r_2)}{c}$$

相干光条件

①光波的频率相同

②光矢量振动方向平行，且振幅相差不大

③光波之间的相位差恒定

干涉加强减弱的条件

1. 相长干涉（明纹）$\Delta\varphi = 2k\pi(k = 0, 1, 2 \ldots\ldots)$
2. 相消干涉（暗纹）$\Delta\varphi = (2k+1)\pi(k = 0, 1, 2 \ldots\ldots)$

光程与光程差

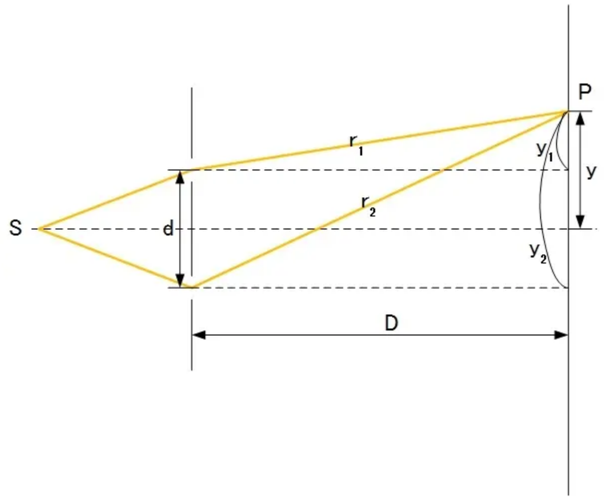
光程（optical path）是一个折合量，可理解为在相同时间内光线在真空中传播的距离。在传播时间相同或相位改变相同的条件下，把光在介质中传播的路程折合为光在真空中传播的相应路程。在数值上，光程等于介质折射率乘以光在介质中传播的路程。

$$x = ct = \frac{cr}{u} = nr$$

光程差（optical path difference）顾名思义，即为两束光光程之差。

杨氏双缝干涉

~~在量子力学里，**双缝实验**（double-slit experiment）是一种演示光子或电子等等微观物体的波动性与粒子性的实验。双缝实验是一种"双路径实验"。在这种更广义的实验里，微观物体可以同时通过两条路径或通过其中任意一条路径，从初始点抵达最终点。这两条路径的程差促使描述微观物体物理行为的量子态发生相移，因此产生干涉现象。~~



S_1S_2发出的光在空气中（n=1）到达P点时的光程差为

$$\delta = r_2 - r_1 \approx dsin\theta \approx dtan\theta = \frac{d}{D}x$$

由此可知，杨氏双缝干涉的明暗条纹（k为第k级条纹）为

$$\delta = \frac{d}{D}x = \begin{cases} \pm 2k\frac{\lambda}{2}(\text{明纹}) \\ \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}(\text{暗纹}) \end{cases}$$

屏上分布着一系列平行、等间距、等强度的条纹，条纹间距为

$$\Delta x=\frac{D\lambda}{d}$$

干涉条纹中，在极大与极小值之间，光强逐渐过渡变化，且是**非线性**的变化。

当用白光作为光源时，在中央零级白色条纹两边对称地排列着几条彩色条纹。同级条纹由中心向两侧的色序为紫色到红色（波长由小到大）。

半波损失：光波从**折射率小**的光疏介质向**折射率大**的光密介质入射时，反射光要产生数值为π 的相位突变。这相当于反射光波多走了(或少走了)半个波长。

薄膜的等厚干涉

等厚干涉是由平行光入射到厚度变化均匀、折射率均匀的薄膜上、下表面而形成的干涉条纹．薄膜厚度相同的地方形成同条干涉条纹，故称等厚干涉。**（牛顿环和楔形平板干涉都属等厚干涉）**

光垂直入射薄膜表面（考虑半波损失）

$$\delta=2nd+\frac{\lambda}{2}=\begin{cases}2k\frac{\lambda}{2}(\text{相长干涉})\\(2k+1)\frac{\lambda}{2}(\text{相消干涉})\end{cases}$$

劈尖干涉的等厚条纹是一些平行于棱的等间距直条纹，薄膜厚度的变化导致条纹发生变化，且棱处为暗条纹。其光程差为

$$\delta=2nd+\frac{\lambda}{2}=\begin{cases}2k\frac{\lambda}{2}(\text{明纹})\\(2k+1)\frac{\lambda}{2}(\text{暗纹})\end{cases}$$

两相邻明条纹满足条件

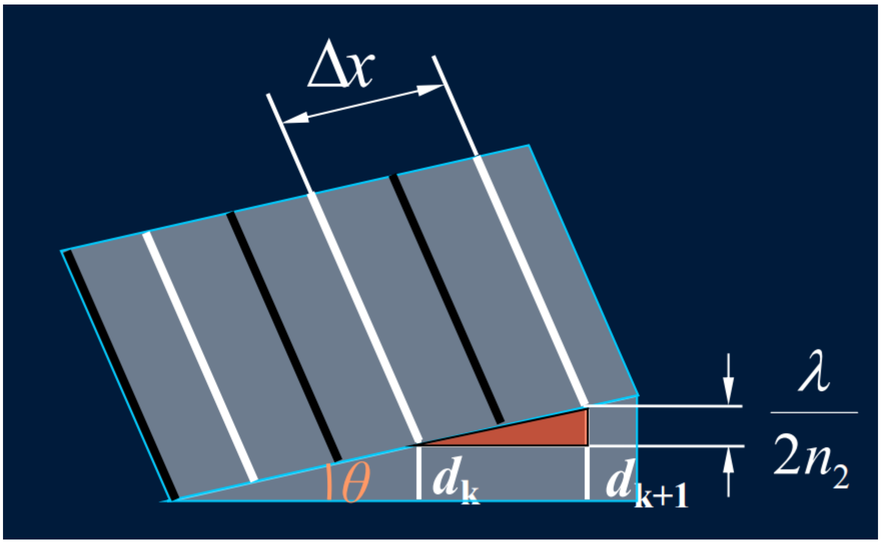
$$2n_2d_k+\frac{\lambda}{2}=k\lambda$$

$$2n_2d_{k+1}+\frac{\lambda}{2}=(k+1)\lambda$$

$$\Delta d=d_{k+1}-d_k=\frac{\lambda}{2n_2}\text{（厚度差）}$$

$$\Delta x\cdot\theta=d_{k+1}-d_k$$

$$\Delta x=\frac{\lambda}{2n_2\theta}\text{（条纹间距）}$$



牛顿环是以接触点O为中心的一组中间疏边缘密同心圆环。若接触良好,中央为暗纹（半波损失）。由中心向外，干涉级次k 增大。

光程差

$$\delta = 2d + \frac{\lambda}{2}$$

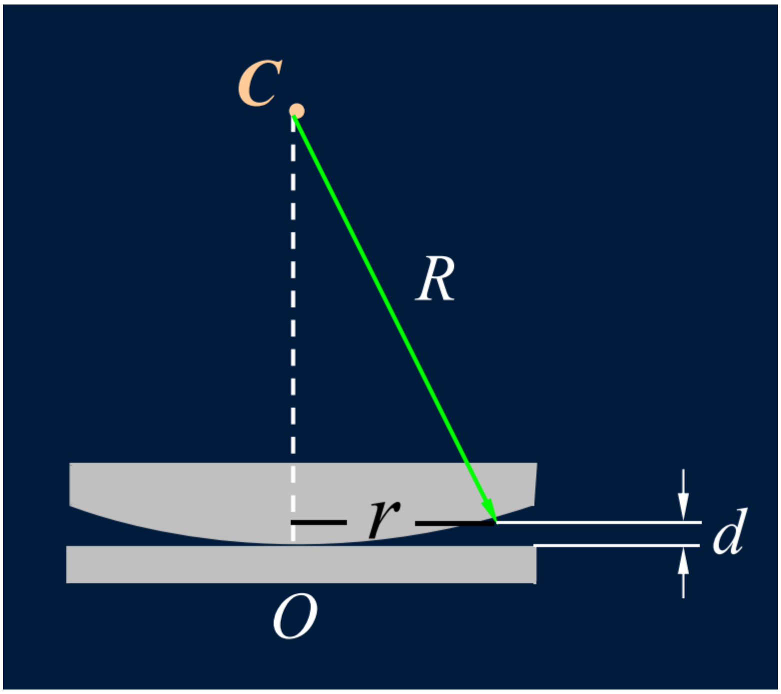
$$d \approx \frac{r^2}{2R}$$

$$\delta = 2 \cdot \frac{r^2}{2R} + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} 2k\frac{\lambda}{2}(\text{明纹}) \\ (2k+1)\frac{\lambda}{2}(\text{暗纹}) \end{cases}$$

牛顿环明暗半径分别为

$$r = \sqrt{(2k-1)\frac{R\lambda}{2}}, k = 1,2,3\ldots\ldots\text{明纹}$$

$$r = \sqrt{k\lambda R}, k = 0,1,2\ldots\ldots\text{暗纹}$$



第八章 光的衍射

衍射现象是光在传播过程中绕过障碍物的边缘而偏离直线传播的现象，分为菲涅尔衍射（近场衍射）和夫琅禾费衍射（远场衍射）。

惠更斯 - 菲涅耳原理（英语：**Huygens–Fresnel principle**）是研究波传播问题的一种分析方法，这个原理同时适用于远场极限和近场衍射。

同一波前上的各点都可以看成是新的振动中心，它们发出的都是相干次波。空间某点的光振动是所有这些次波在该点的相干叠加

单缝的夫琅禾费衍射

菲涅尔半波带法：半波带数目为整数

$$N = \frac{asin\phi}{\frac{\lambda}{2}}$$

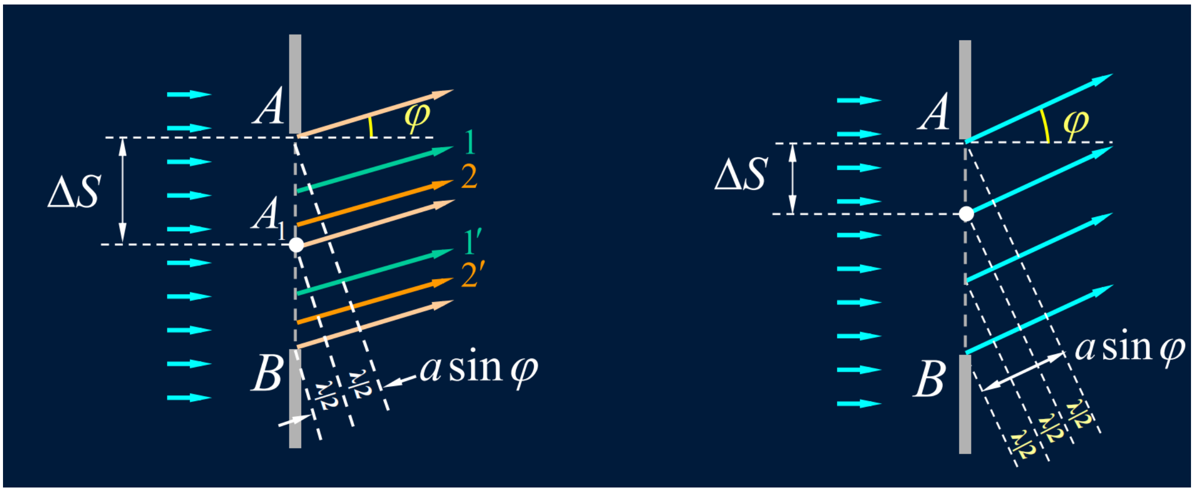
暗纹条件：

$$asin\phi = \pm 2k\frac{\lambda}{2}, k = 1,2,3\ldots$$

明纹条件：

$$asin\phi=\pm(2k+1)\frac{\lambda}{2},k=1,2,3...$$

其中得到的暗纹和中央明纹位置精确,其它明纹位置只是近似。



随着衍射角ϕ的增大，明条纹的强度减少。

单缝衍射明纹角宽度：相邻暗纹对应的衍射角之差。

中央明纹角宽度：（**波长越长，缝宽越小,条纹宽度越宽。**）

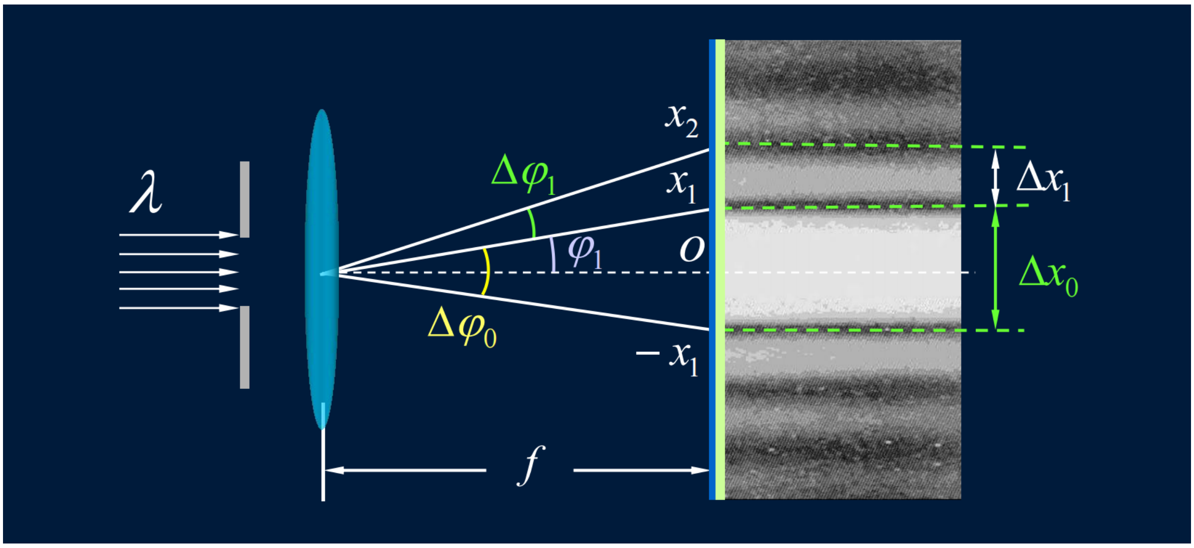
$$\Delta\phi_0\approx2\frac{\lambda}{a}$$

中央明纹线宽度:

$$\Delta x_0=2f\cdot tan\phi_1=2f\frac{\lambda}{a}$$

第k级明纹角宽度:

$$\Delta\phi_k\approx\frac{\lambda}{a}$$



圆孔的夫琅禾费衍射

艾里斑是由第一暗环所包围的中央亮斑。

艾里斑的半角宽度为

$$\phi_0\approx1.22\frac{\lambda}{D}$$

艾里斑的半径为

$$r_0 = f\phi_0 = 1.22\frac{\lambda f}{D}$$

瑞利判据：对于两个等光强的非相干物点，如果一个像斑中心恰好落在另一像斑的中央亮斑的边缘(第一级暗纹处)上时，就认为这两个像刚刚能够被分辨。

最小分辨角

$$\Delta\phi \approx 1.22\frac{\lambda}{D}$$

光学仪器分辨本领

$$R = \frac{1}{\Delta\phi}$$

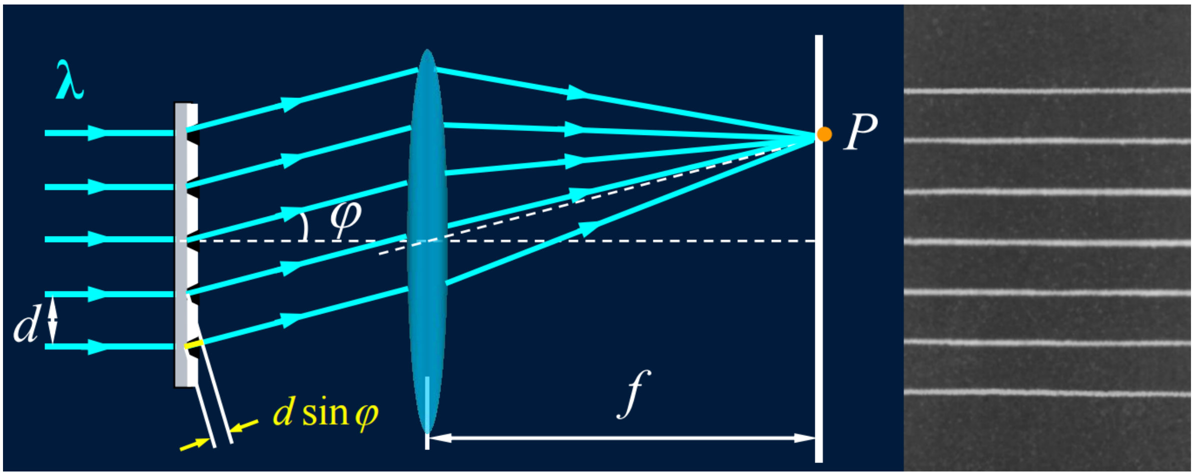
衍射光栅

衍射光栅利用多缝衍射原理使光发生色散的元件，光栅常数 d 是光栅两刻线之间的距离。

光栅方程

$$d sin\phi = \pm k\lambda \quad (\text{主极大级数} k = 0, 1, 2 \dots)$$

$$\text{或} d（sin\phi \pm sin\theta） = \pm k\lambda \quad (\theta\text{为斜入射角})$$



暗纹公式

屏幕上任一点的光振动来自于各缝光振动的叠加。

相邻振动相位差

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d sin\phi$$

$$N\delta = \pm m \cdot 2\pi \rightarrow \vec{E}_0 = \sum \vec{E}_i = \vec{0}$$

$$\text{即} \quad d sin\phi = \pm\frac{m\lambda}{N} \quad (m \neq 0, \pm N, 2N \dots)$$

N 缝干涉, 两主极大间有N - 1个极小， N - 2 个次极大。

随着N 的增大，主极大间为暗背景。

谱线的缺级(点击查看相关论文)

屏上的强度为单缝衍射和缝间干涉的共同结果，衍射极小和干涉极大碰在一块就是缺级。

$$dsin\phi=\pm k\lambda$$
$$asin\phi=\pm k'\lambda$$

联立得

$$k=\frac{d}{a}\cdot k'\ (k'\text{取非零整数})$$

其中光栅狭缝的最小宽度需由此公式求得。（k'=1）

夫琅禾费衍射主极大条纹角宽度与 N 的关系：

$$Ndsin\phi_{kN+1}=(kN+1)\lambda$$
$$Ndsin\phi_{kN-1}=(kN-1)\lambda$$
$$Nd(sin\phi_{kN+1}-sin\phi_{kN-1})=2\lambda$$
$$Nd\cos\phi_{kN-1}(\phi_{kN+1}-\phi_{kN-1})=2\lambda$$
$$\Delta\phi_k=\phi_{kN+1}-\phi_{kN-1}=\frac{2\lambda}{Nd\cos\phi_{\text{明}k}}$$

光栅的分辨本领

将波长相差很小的两个波长λ和$\lambda+\Delta\lambda$分开的能力。

光栅的分辨本领定义为$R=\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$

$$dsin\phi=k(\lambda+\Delta\lambda)$$
$$dsin\phi=\frac{kN+1}{N}\lambda$$

整理得

$$R=\frac{\lambda}{\Delta\lambda}=kN$$

增大主极大级次 k 和总缝数 N，可提高光栅的分辨率。

斜入射光栅方程

$$d（sin\phi\pm sin\theta）=\pm k\lambda$$

1. 斜入射级次分布不对称
2. 斜入射时，可得到更高级次的光谱，提高分辨率。
3. 垂直入射和斜入射相比，完整级次数不变。
4. 垂直入射和斜入射相比，缺级级次相同。

X射线衍射

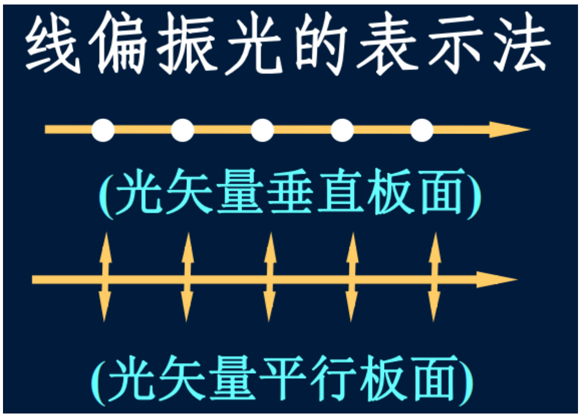
X射线是波长很短的电磁波，波长范围在$10^{-11}m-10^{-8}m$。

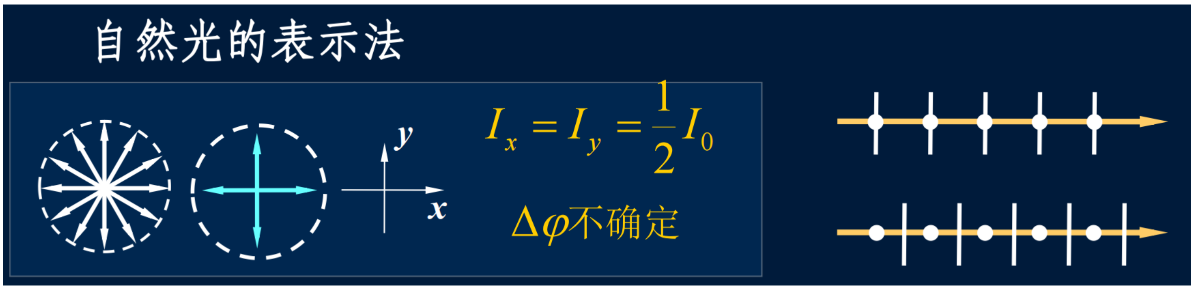
X射线衍射是研究晶体微观结构和缺陷的重要实验方法。

布拉格公式：反射波相干极大满足

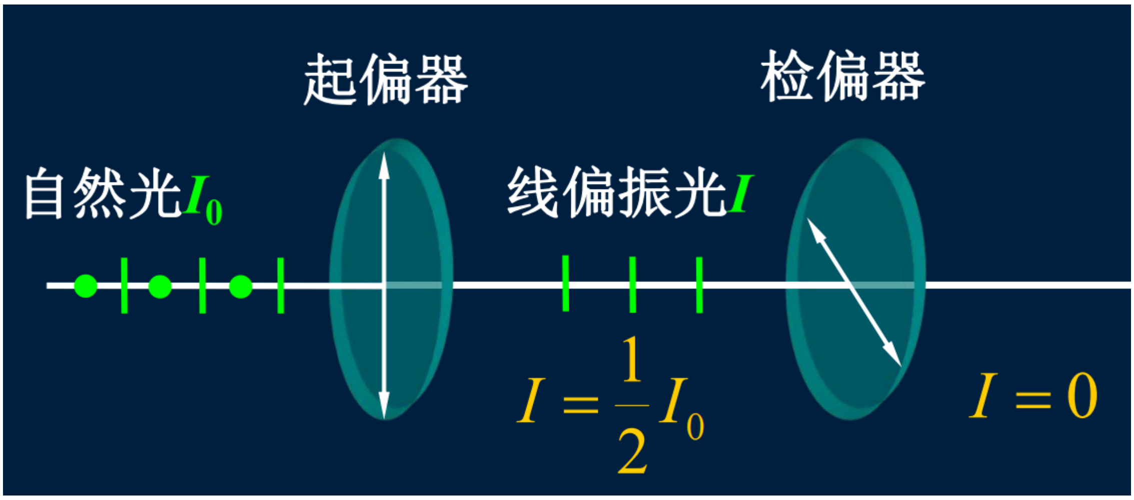
$$2dsin\phi=k\lambda$$

第九章 光的偏振





偏振片的起偏和检偏



马吕斯定律是关于偏振光强度变化的定量定律。

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

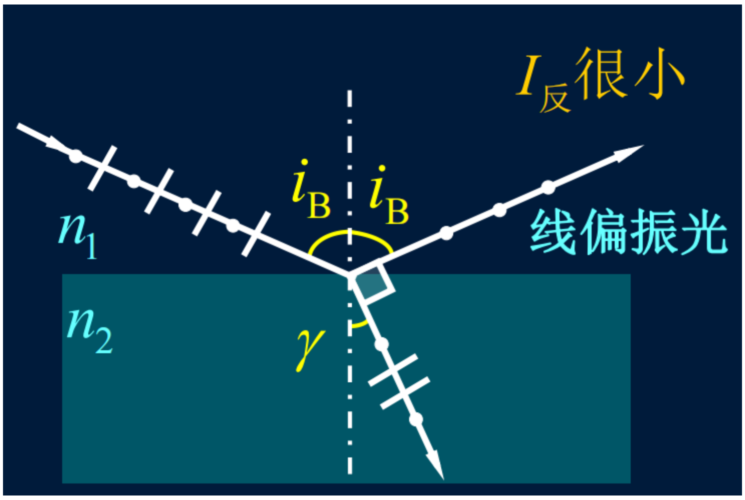
光在反射和折射时的偏振

自然光反射和折射后产生部分偏振光。

布儒斯特定律：当$i_b + \gamma = 90^\circ$ 时，反射光为线偏振光

i_b →布儒斯特角或起偏角

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



第十七章 狭义相对论基础

伽利略变换

惯性系: 凡是牛顿运动定律适用的参考系。相对已知惯性系作匀速直线运动的参考系也都是惯性系。

伽利略相对性原理(经典力学的相对性原理)：力学规律对于一切惯性系都是等价的。伽利略变换是力学相对性原理的数学表示。

物质的运动是绝对的,但对运动的的描述是相对的，观测者所选参考系不同时对运动的描述也不同。

不论在哪一个惯性系中，都有一个相同的绝对时间。

狭义相对论的两个基本假设

相对性原理：物理定律在所有惯性系中都具有相同的形式。

光速不变原理：在所有惯性系中，光在真空中的传播速率具有相同的值c。

- 相对性原理从力学规律推广到一切物理规律。
- 光速不变原理否定了经典力学的速度变换定理。
- 两条基本假设是整个狭义相对论的基础。

洛伦兹变换

- 伽利略变换 $\longrightarrow$绝对时空观
- 洛伦兹变换 $\longrightarrow$相对论时空观

从S系变换到S′系（正变换）	从S′系变换到S系（负变换）
$x' = \frac{x-ut}{\sqrt{1-u^2/c^2}}$	$x = \frac{x'+ut'}{\sqrt{1-u^2/c^2}}$
$t' = \frac{t-\frac{u}{c^2}x}{\sqrt{1-u^2/c^2}}$	$t = \frac{t'+\frac{u}{c^2}x'}{\sqrt{1-u^2/c^2}}$

- 否定了$t = t'$的绝对时间概念。在相对论中，时间和空间的测量互相不能分离。
- 宇宙中任何物体的运动速度不可能等于或超过真空中的光速。
- 当$t << c$时，洛仑兹变换转化为伽里略变换，相对论力学规律转化为经典力学规律。
- 洛仑兹变换是爱因斯坦两条基本假设的必然结果(1905)。

狭义相对论的时空观

若两个事件在某一惯性系中为同时异地事件，则在其他惯性系中必定不是同时发生的，这就是同时性的相对性。

在一个惯性系中同时同地发生的事件，在其它惯性系也必同时同地发生，因此同时性的相对性只是对两个同时事件发生在不同地点而言，当两个同时事件发生于同一地点时，同时性是绝对的。

长度的相对性（运动长度缩短）

如果待测长度相对于一惯性系静止，计算相对其运动惯性系中的长度

$$L = L_0\sqrt{1-u^2/c^2}$$
$$L_0 = x_2' - x_1'(\text{固有长度，静止长度})$$

- 在相对物体为静止的惯性系测得物体的长度最长。
- 相对论长度收缩只发生在运动方向上，在与运动方向垂直的方向上不发生长度收缩。
- 相对论长度收缩效应是时空的属性，与物体的具体组成和结构及物质间的相互作用无关。
- 运动物体的长度收缩是相对的。
- 相对论长度收缩效应可以"观测"或者"测量"，却不能 "看到"。

时间的相对性（时间膨胀）

如果已知一个惯性系中同一地点发生的两个事件的时间 间隔，计算这两个事件在另一惯性系中的时间间隔

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-u^2/c^2}}$$
$$\tau_0 = t_2' - t_1'$$

固有时间τ_0：在相对观测者静止得惯性系中同一地点先后发生的两个事件之间的时间间隔。

- 在运动惯性系中测得的时间间隔比固有时间长，这就是相对论的时间延缓或运动时钟变慢。
- 时间是相对的，到底谁的钟慢，要看对哪个惯性系而言。不同惯性系的共同结论是：对本惯性系作相对运动的时钟变慢。
- 运动的时钟变慢是光速不变原理的直接推论，是时空的属性。
- 运动时钟变慢，不仅限于任何计时装置变慢，也是指一切发生在运动物体上的过程相对静止的观测者来说都变慢了。

相对论的时钟变慢与长度收缩总是紧密联系在一起的。

- 明确两个参考系S系和S′系。一般情况下选地面为S系,运动物体为S′系。
- 明确固有长度，固有时间的概念.相对物体静止的惯性系测量的长度为固有长度，一个惯性系中同一地点测量的两个事件的时间间隔为固有时间。

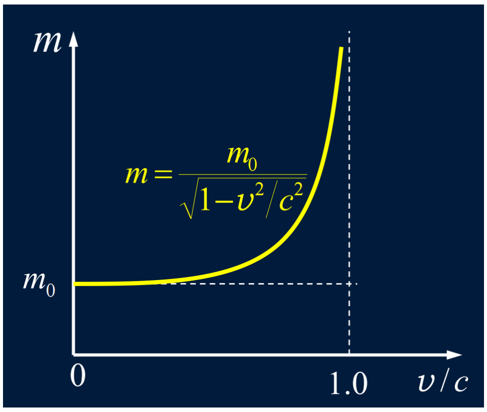
狭义相对论动力学

相对论质量

质量不是恒量（相对论质速关系）

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1-u^2/c^2}}$$

物体的运动速度不能大于c，只有m=0的物体才能以光速运动。



狭义相对论动力学基本方程

1. 动量

$$\vec{p}=m\vec{v}=\frac{m_0\vec{v}}{\sqrt{1-u^2/c^2}}$$

2. 动力学方程

$$\vec{F}=\frac{d(m\vec{v})}{dt}=\frac{d}{dt}(\frac{m_0\vec{v}}{\sqrt{1-u^2/c^2}})$$

当v 远小于光速时，相对论动力学方程又回到牛顿第二定律，因此牛顿第二定律是相对论动力学方程的低速近似。

3. 相对论动能

$$E_k=mc^2-m_0c^2$$

经典力学的动能表达式是相对论动能表达式的低速近似。

4. 相对论质能公式

$$E=mc^2=\frac{m_0c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

相对论的质量变化必然伴随能量的变化：原子能(核能)利用的理论依据。

5. 相对论能量和动量的关系

$$E^2=E_0^2+p^2c^2$$
$$E=pc$$

6. 物体低速运动时能量动量关系

$$E_k=\frac{p^2}{2m_0}$$

$$E=E_0+\frac{p^2}{2m_0}$$