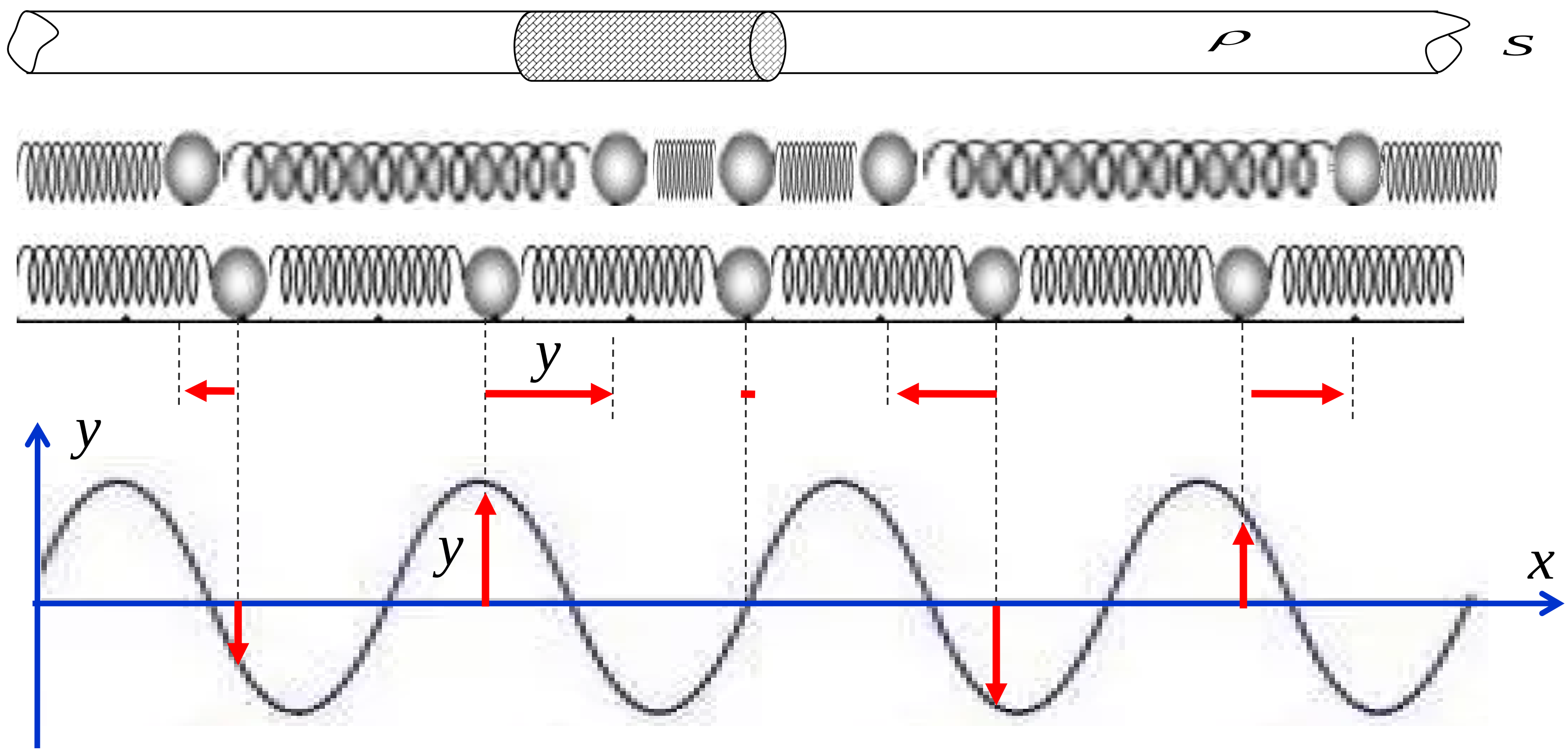

普通物理学
中山大学
余非人

第6章 机械波

§1 机械波

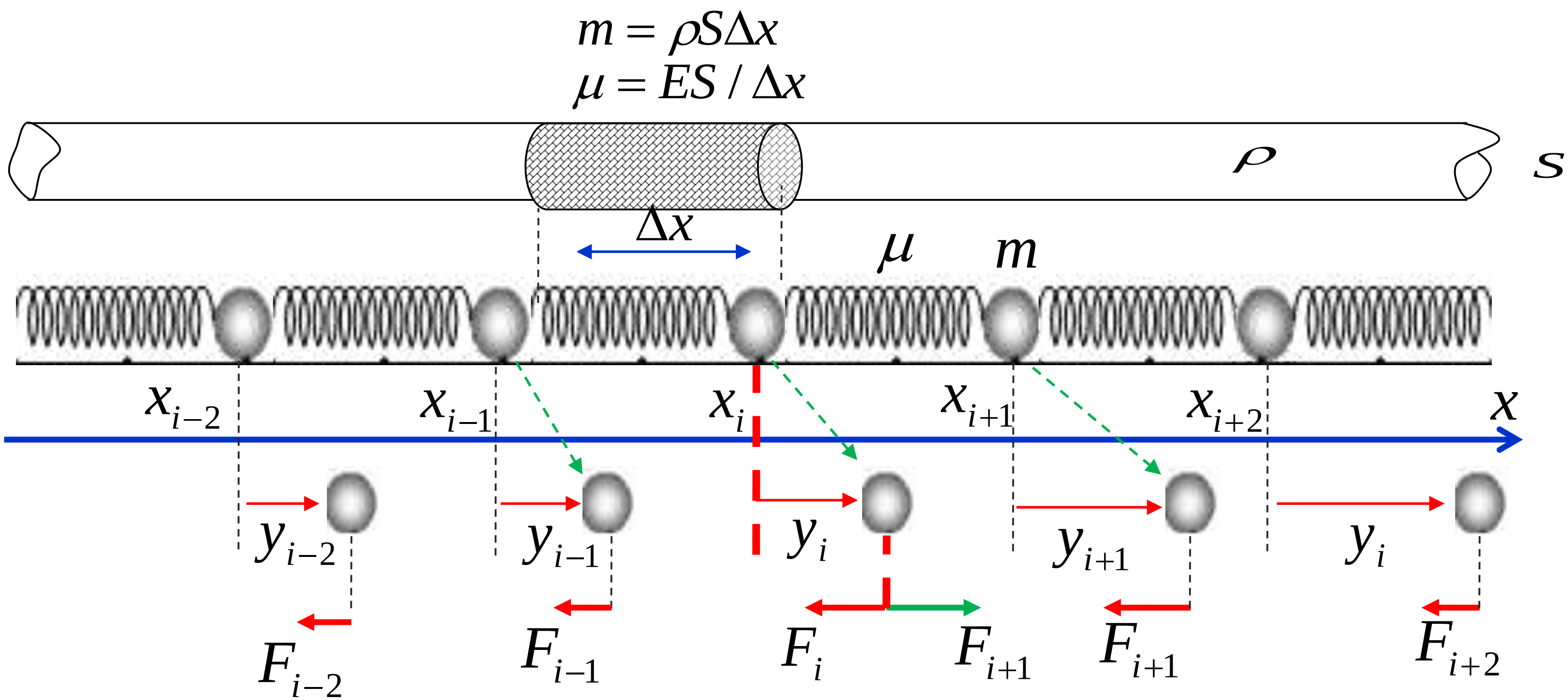
一. 细棒中的波

- 细棒，可等效成一批相互连接的微小弹簧振子，细棒中的波就是这些微小弹簧振子振动的集体效应，各个弹簧振子具有相同的振动频率，但振动相位各不相同。



二. 细棒中的波动方程

- 细棒中每一个质元，都是一个微小的弹簧振子，它们之间具有相互作用。



弹簧振子之间的力与其运动

第i个质元的牛顿定律：$F_{i+1} - F_i = ma_i = m\dfrac{d^2 y_i}{dt^2}$

$$F_{i+1} - F_i = \mu(y_{i+1} - y_i) - \mu(y_i - y_{i-1}) = \mu(\Delta y_i - \Delta y_{i-1})$$

$$\therefore \mu(\Delta y_i - \Delta y_{i-1}) = m\frac{d^2 y_i}{dt^2}$$

$\because m=\rho S\Delta x, \mu = ES/\Delta x$

$$\therefore \left(\Delta y_i - \Delta y_{i-1}\right) = \frac{m}{\mu}\frac{d^2 y_i}{dt^2} = \frac{\rho S\Delta x}{ES/\Delta x}\frac{d^2 y_i}{dt^2} = \left(\Delta x\right)^2 \frac{\rho}{E}\frac{d^2 y_i}{dt^2}$$

即：$\dfrac{\left(\Delta y_i - \Delta y_{i-1}\right)}{\left(\Delta x\right)^2} = \dfrac{\rho}{E}\dfrac{d^2 y_i}{dt^2}$

y_i是第i个质元偏离平衡位置x_i的偏离量，所以$y_i = y\left(x_i, t\right)$

$$\therefore \frac{\Delta y\left(x_i, t\right) - \Delta y\left(x_{i-1}, t\right)}{\left(\Delta x\right)^2} = \frac{\rho}{E}\frac{\partial^2 y\left(x_i, t\right)}{\partial t^2}$$

$\because x_i = x_{i-1} + \Delta x$

$$\therefore \frac{\Delta y\left(x_{i-1} + \Delta x, t\right) - \Delta y\left(x_{i-1}, t\right)}{\left(\Delta x\right)^2} = \frac{\rho}{E}\frac{\partial^2 y\left(x_{i-1} + \Delta x, t\right)}{\partial t^2}$$

令：$x_{i-1} = x, \Delta x \to 0$，$u = \sqrt{\dfrac{E}{\rho}}$

得细棒的波动方程：$\dfrac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \dfrac{1}{u^2}\dfrac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0$，波速：$u = \sqrt{\dfrac{E}{\rho}}$(由细棒的特性决定)

三. 波动方程的正弦波解

波动方程：$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}-\frac{1}{u^2}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}=0$，波速：$u=\sqrt{\frac{E}{\rho}}$(由细棒的特性决定)

设解为：$y=A\cos(\omega t\pm kx+\phi_0)$

$\because y''_{xx}=-k^2 A\cos(\omega t\pm kx+\phi_0), y''_{tt}=-\omega^2 A\cos(\omega t\pm kx+\phi_0)$

$\therefore \left[-k^2 A\cos(\omega t\pm kx+\phi_0)\right]-\frac{1}{u^2}\left[-\omega^2 A\cos(\omega t\pm kx+\phi_0)\right]=0$

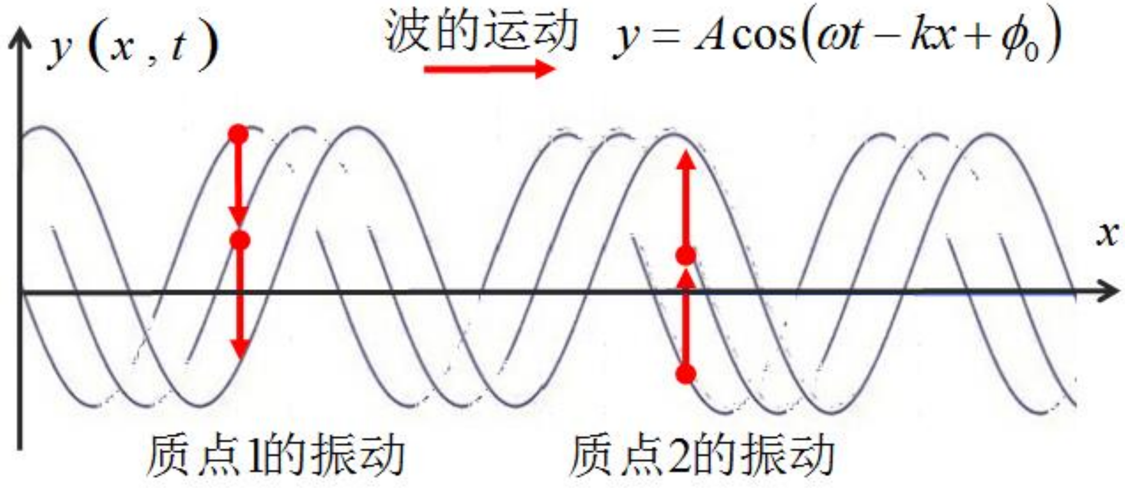
即$k^2-\frac{1}{u^2}=0 \quad \Rightarrow \quad k=\omega/u$

$\therefore$只要满足条件$k=\omega/u$，则$y=A\cos(\omega t\pm kx+\phi_0)$就是方程的解

- 正弦波是波动方程的基本解，因为波动方程是线性方程，所以多个不同正弦波的叠加也是方程的解，即细棒中不但可以存在正弦波，还可以存在各种各样的叠加波。
- 细棒中到底存在什么波，由棒的边界条件决定，即由棒端点的波源决定。

四. 正弦波的特征量

- 机械波，是连续分布在空间的大量质点振动的集体效应，是空间相邻质点之间相互作用的结果。机械波，不但在细棒中存在，在空气、地表和水等介质中也都存在
- 机械波是空间大量质点的振动，是空间不同质点，偏离平衡位置的偏移量随时间的变化。
- 机械波用偏移量描述，它是空间和时间的函数，空间坐标表示空间不同的质点。



正弦波：$y = A\cos(\omega t - kx + \phi_0)$

波幅：A

周期：T

频率：$\nu = \dfrac{1}{T}$

角频率：$\omega = 2\pi\nu$

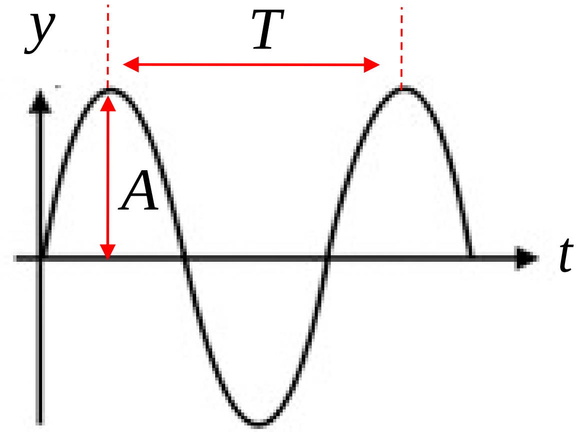
波长：λ

角波数：$k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$

波速：$u = \dfrac{\omega}{k} = \lambda\nu$

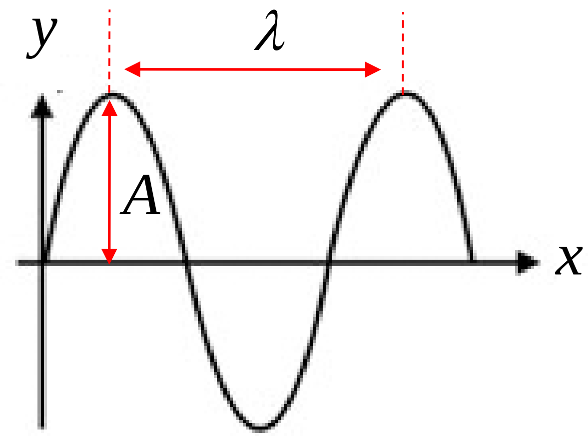
相位：$\phi = \omega t - kx + \phi_0$

初相：ϕ_0



特定质点$x = x_0$的振动：

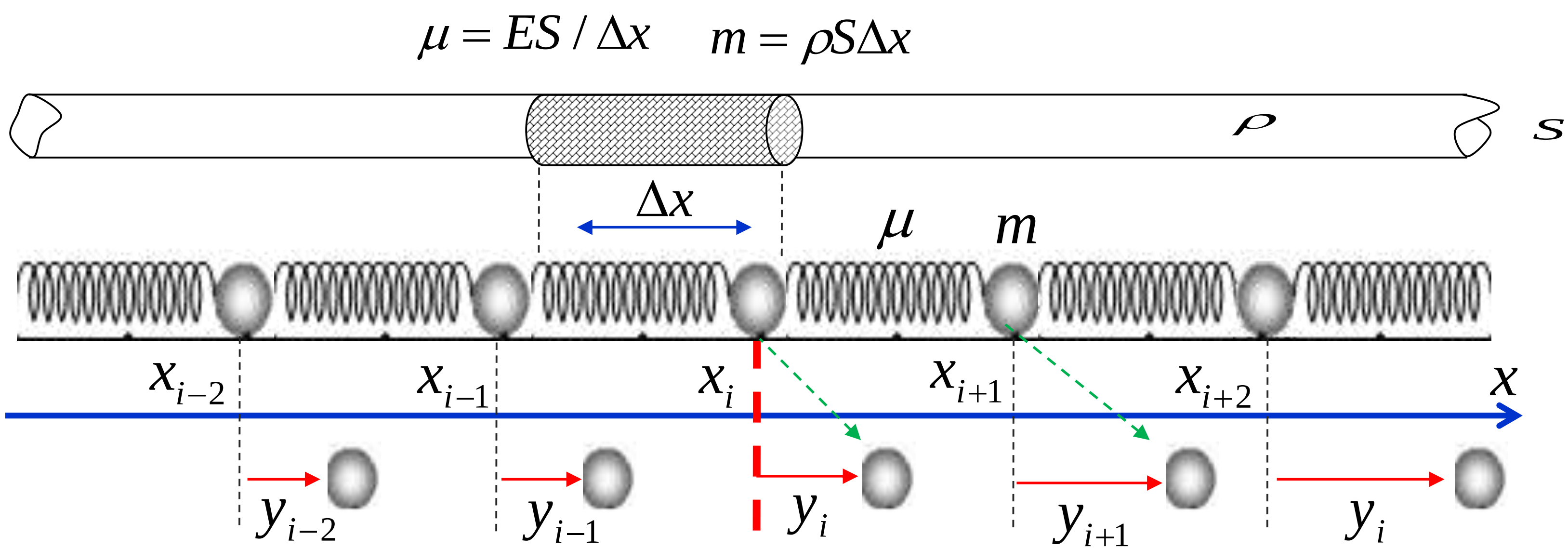
$y = A\cos(\omega t - kx_0 + \phi_0)$



特定时刻$t = t_0$的所有质点的偏移量：

$y = A\cos(\omega t_0 - kx + \phi_0)$

五. 机械波的能量



质元势能：$\Delta W_p = \frac{1}{2}\mu(y_{i+1} - y_i)^2 = \frac{1}{2}\mu(\Delta y)^2 = \frac{1}{2}\frac{ES}{\Delta x}(\Delta y)^2 = \frac{1}{2}E\Delta V\left(\frac{\Delta y}{\Delta x}\right)^2$

势能密度：$w_p = \frac{\Delta W_p}{\Delta V} = \frac{1}{2}E\left(\frac{\Delta y}{\Delta x}\right)^2 = \frac{1}{2}E\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)^2$

质元动能：$\Delta W_k = \frac{1}{2}m\left(\frac{\partial y}{\partial t}\right)^2 = \frac{1}{2}\rho S\Delta x\left(\frac{\partial y}{\partial t}\right)^2 = \frac{1}{2}\rho\Delta V\left(\frac{\partial y}{\partial t}\right)^2$

动能密度：$w_k = \frac{\Delta W_k}{\Delta V} = \frac{1}{2}\rho\left(\frac{\partial y}{\partial t}\right)^2$

正弦波：$y = A\cos(\omega t - kx + \phi_0)$

因为：$u = \sqrt{\dfrac{E}{\rho}} \quad \Rightarrow \quad k^2 = \left(\dfrac{\omega}{u}\right)^2 = \dfrac{\rho}{E}\omega^2$ 所以有

势能：$w_p = \dfrac{1}{2}E\left(\dfrac{\partial y}{\partial x}\right)^2 = \dfrac{1}{2}Ek^2A^2\sin^2(\omega t - kx + \phi_0) = \dfrac{1}{2}\rho\omega^2A^2\sin^2(\omega t - kx + \phi_0)$

动能：$w_k = \dfrac{1}{2}\rho\left(\dfrac{\partial y}{\partial t}\right)^2 = \dfrac{1}{2}\rho\omega^2A^2\sin^2(\omega t - kx + \phi_0)$

动能等于势能：$w_k = w_p = \dfrac{1}{2}\rho\omega^2A^2\sin^2(\omega t - kx + \phi_0)$

波动的机械能：$w = w_k + w_p = \rho\omega^2A^2\sin^2(\omega t - kx + \phi_0)$

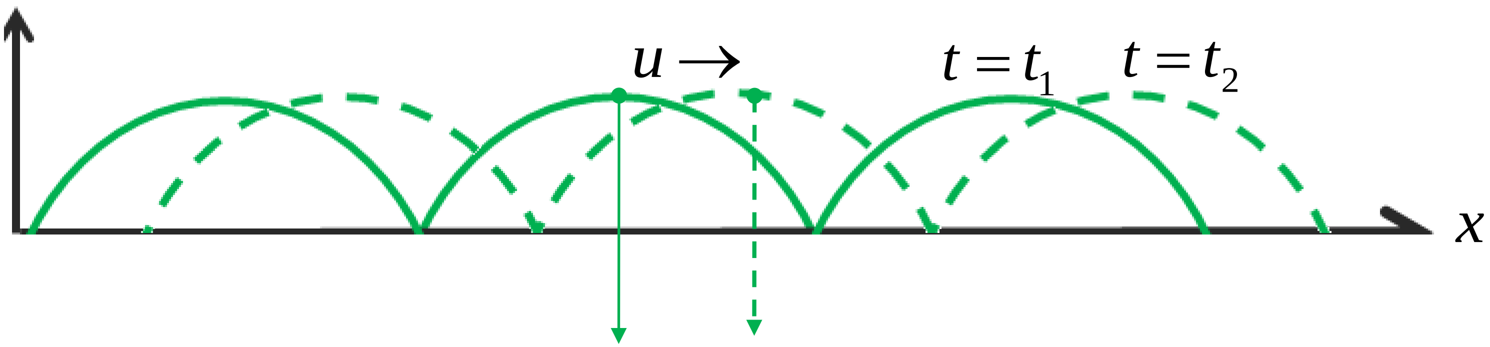
能流密度：$s = uw = \sqrt{E\rho}\,\omega^2A^2\sin^2(\omega t - kx + \phi_0)$

波的强度：$I = \bar{s} = \dfrac{1}{2}\sqrt{E\rho}\,\omega^2A^2 \propto \omega^2A^2$

(单位时间流过单位面积的能量的时间平均值)

- 正弦波的能量交换，是相邻质元（相邻弹簧振子）之间的动能与势能的交换，本质元（本弹簧振子）的动能与势能之间没有交换，相邻质元（相邻弹簧振子）之间的能量交换，产生了波的能量传播。

$$w=\rho\omega^2A^2\sin^2(\omega t-kx+\phi_0)$$



$$\rightarrow\quad E_p=\max\rightarrow E_k=\max\ \rightarrow$$

$$\rightarrow\quad E_k=\max\rightarrow E_p=\max\ \rightarrow$$

六. 一般机械波

1. 一般机械波的波动方程

波：$\xi = \xi(x, y, z, t)$(介质质元振动偏离平衡位置的偏移量)

波动方程：$\nabla^2 \xi - \dfrac{1}{u^2}\dfrac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0$　　波速：u(由介质特性决定)

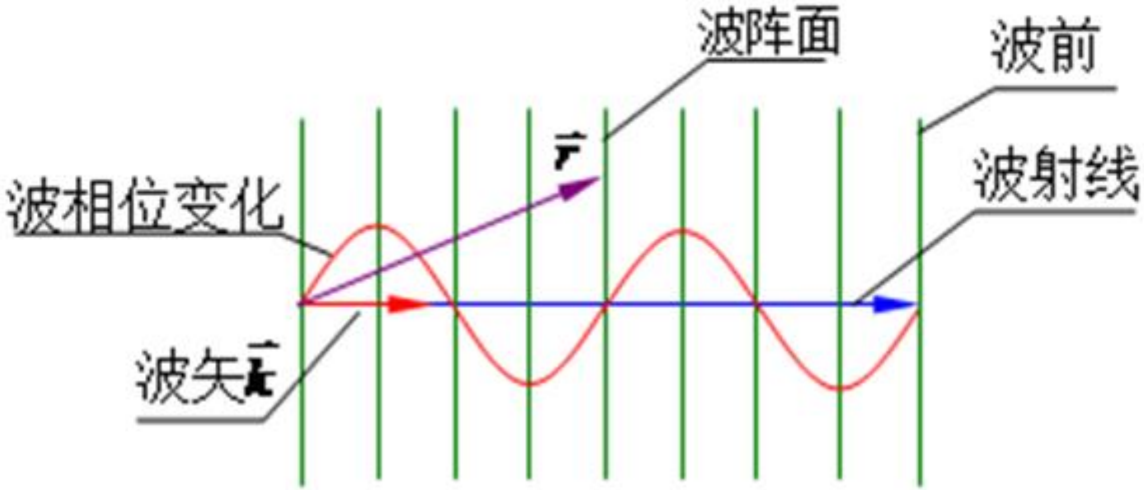
平面正弦波解：$\xi = A\cos(\omega t \pm kx + \phi_0)$　　$k = \omega / u$(ω由波源决定)

球面正弦波解：$\xi = A\cos(\omega t \pm kr + \phi_0)$　　$k = \omega / u$(ω由波源决定)

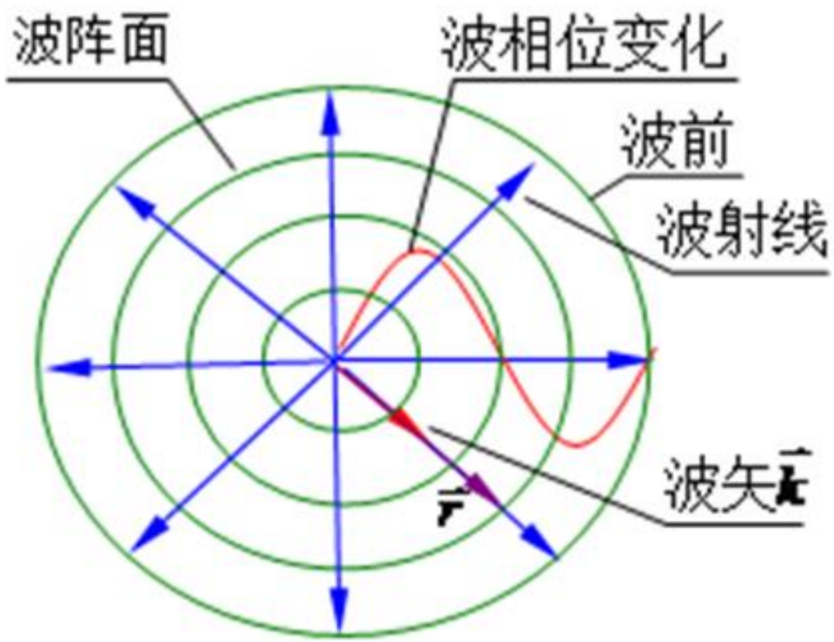
2. 一般机械波的描述

- 波阵面（波面）：相位相同的点连成的曲面
- 波前：波的最前面的波阵面
- 波射线：波的传播方向，与波阵面垂直。
- 横波，是振动方向与波的传播方向 垂直的波，如水波。
- 纵波，是振动方向与波的传播方向平行的波，如声波。

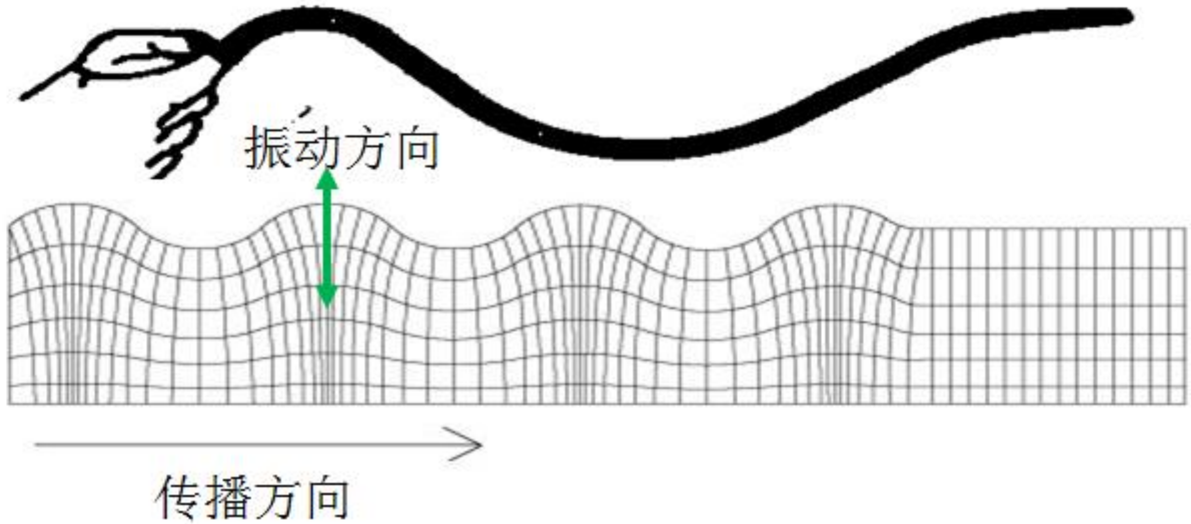
平面波



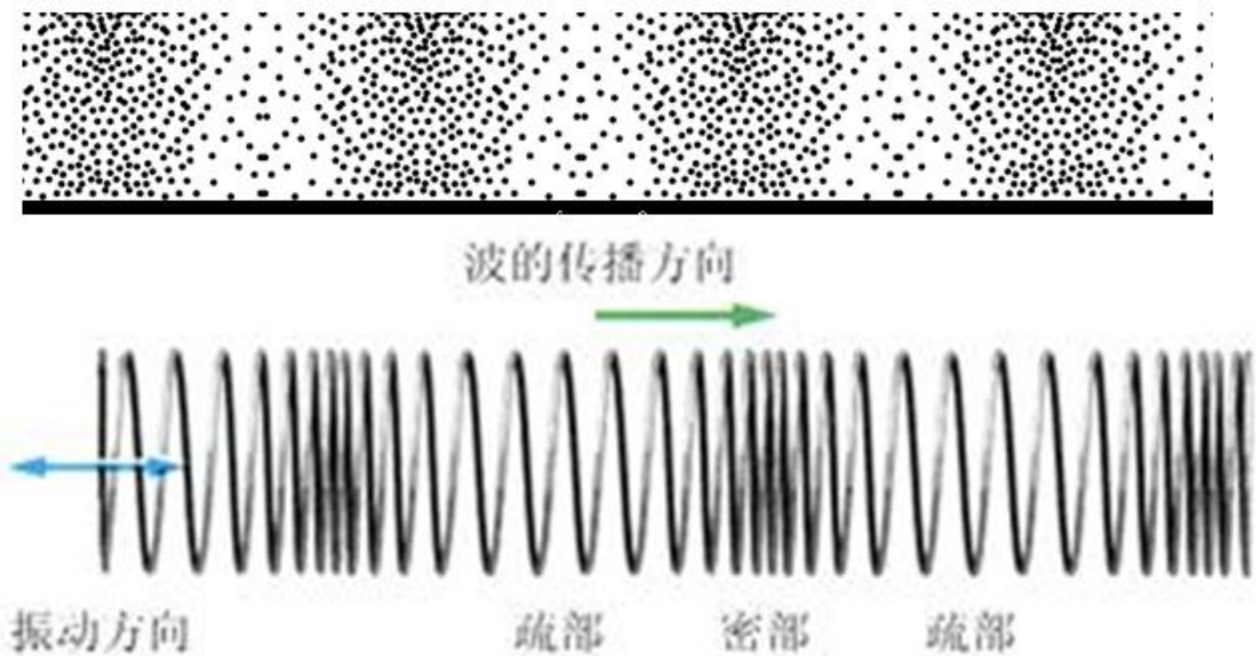
球面波



横波



纵波

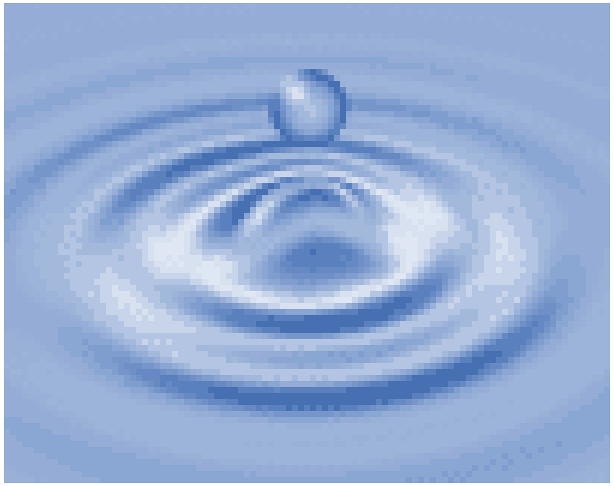


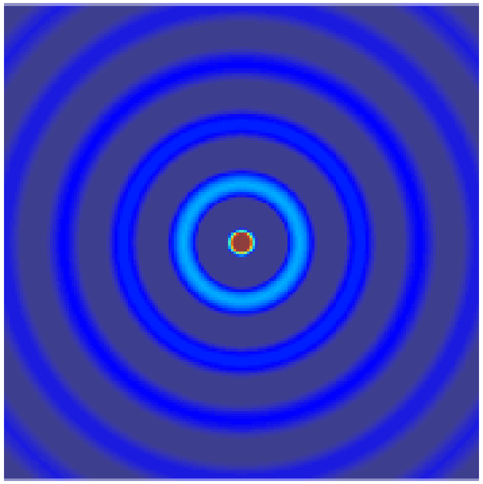
§2 波的传播

一. 波的产生和接收

- 介质中的机械波，是通过介质相邻质元的相互作用，波源质元振动，使介质其它质元产生振动的过程，即介质中的机械波是波源振动的传播过程。

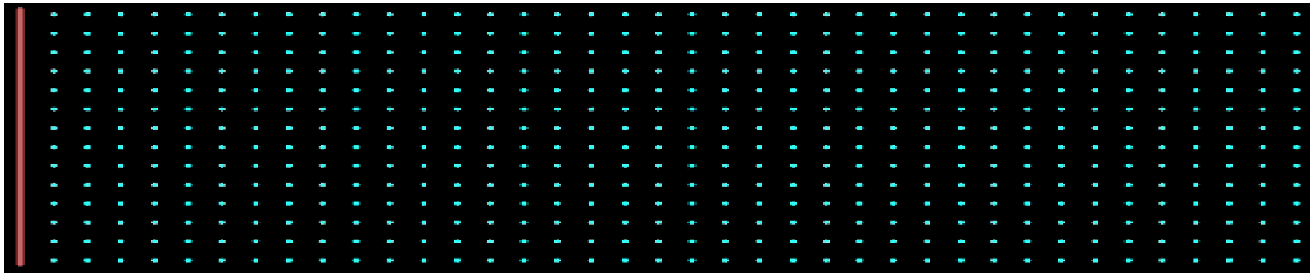
水波-横波

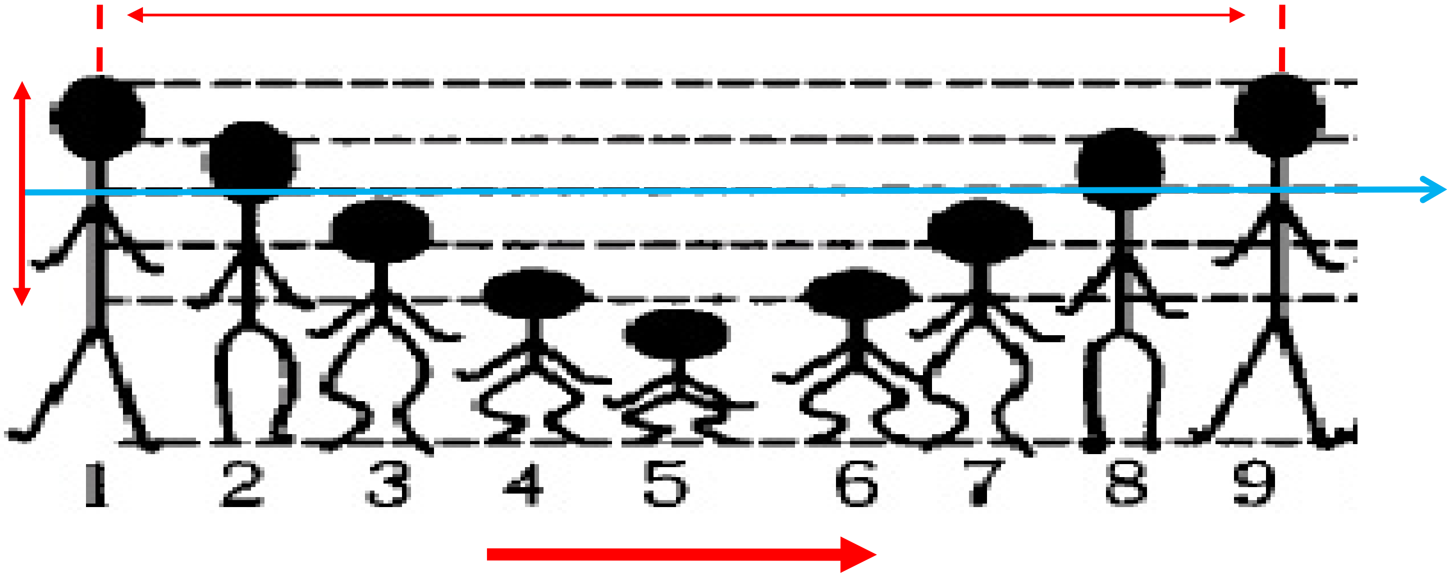




声波-纵波

波源





波源：是一个质点的振动（振幅A，频率ω，初相ϕ_0）

波的频率：$\omega = 2\pi\nu = 2\pi / T$取决于波源频率

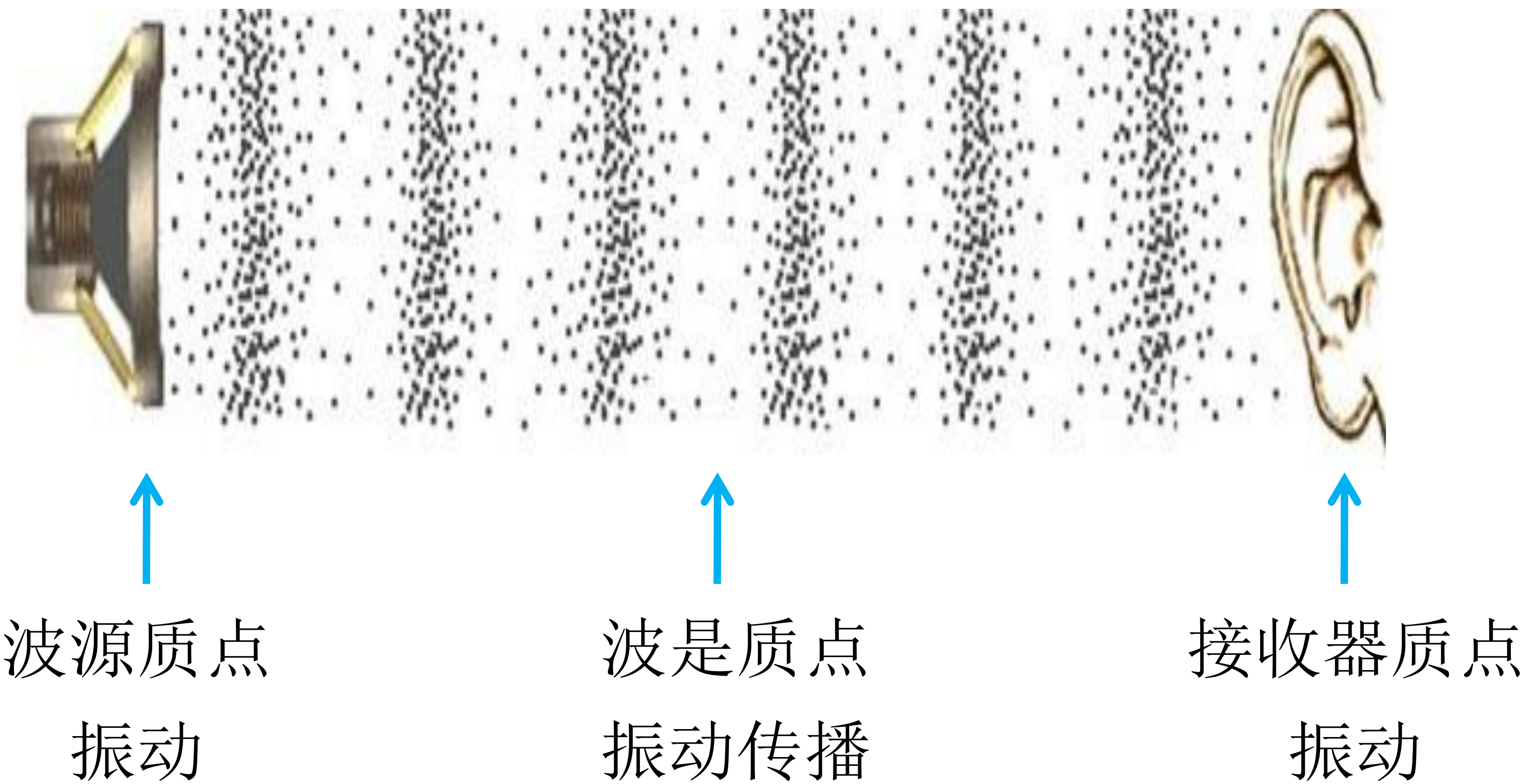
波的速度：u取决于介质相互作用的快慢，与波源无关

波的波长：$\lambda = uT = \mathrm{u} / \nu$取决于波源频率和介质相互作用快慢

波的振幅：A取决于波源振幅

波的初相：ϕ_0取决于波源初相

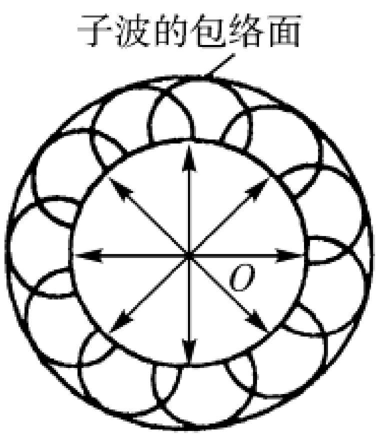
- 波的接收：是波传播到接收器，引起接收器质点的振动，所以波的接收，就是接收器处介质质点的振动。



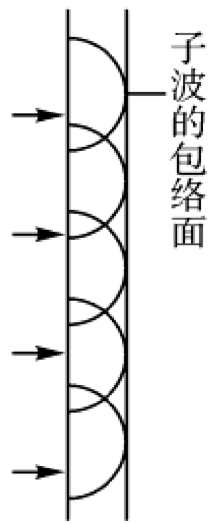
二. 波传播的基本原理

- 波的独立性原理：多列波在同一个介质空间里传播时，各列波都将保持其原有的频率、波长、振动方向、传播方向等特性不变，不受任何影响地传播。
- 波的叠加原理：两列波在介质空间同一点相遇，该点处的波是这两列波的叠加，波在某一点的叠加，是该点多个振动的叠加。
- 波的分解：任何一个波都可以分解成多个简谐波，即波的傅立叶分解。
- 波的传播原理：由于相邻介质之间的相互作用，波源的振动引起相邻介质的振动，它们进一步又引起更远介质的振动，从而就形成了波。因此，波就是振动的传播，波在空间任何一点的振动就是后面波的波源。

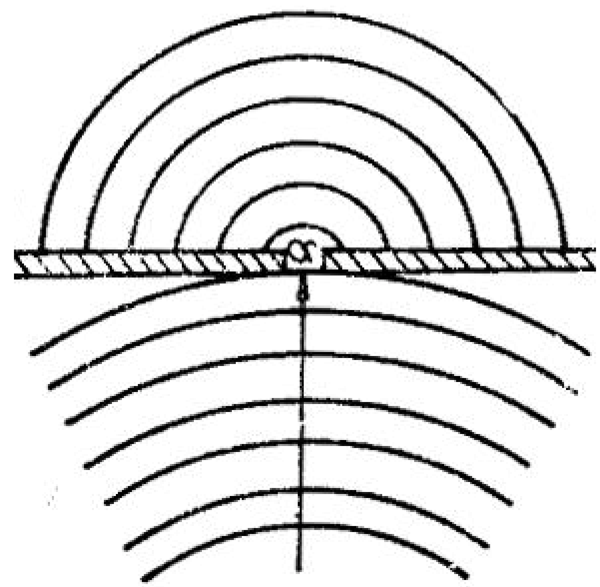
- 惠更斯原理：在波的传播过程中，波阵面（波前）上的每一点都可以看成是发射子波的波源，在其后的任一时刻，这些子波的包迹就成为新的波阵面。



用惠更斯原理解
释球面波的传播



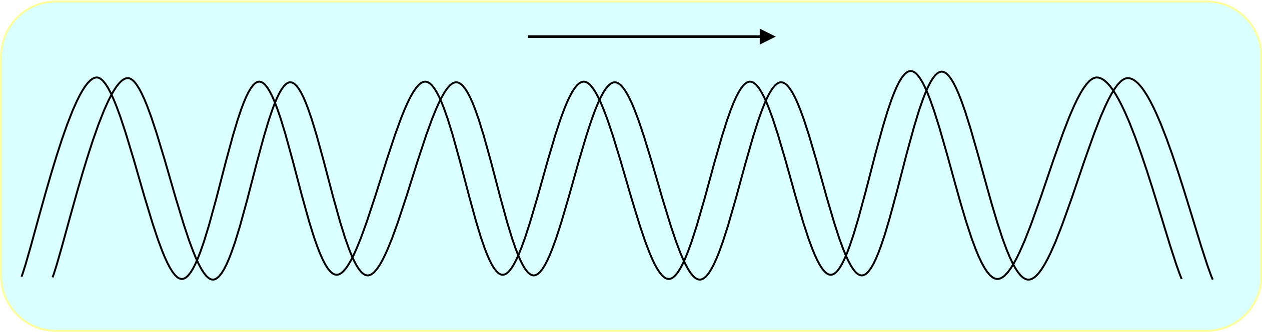
用惠更斯原理解
释平面波的传播



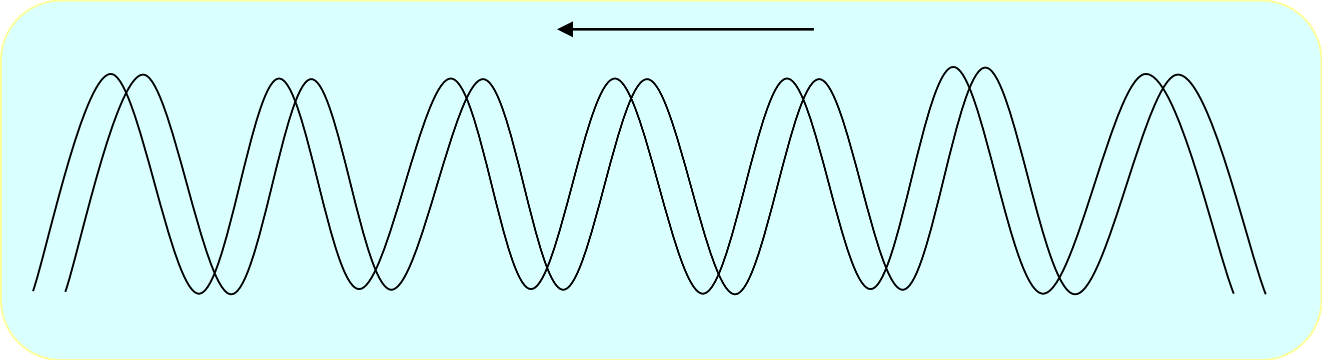
三. 波的传播行为

1. 行波

(a)前向波：$y = A\cos(\omega t - kx)$



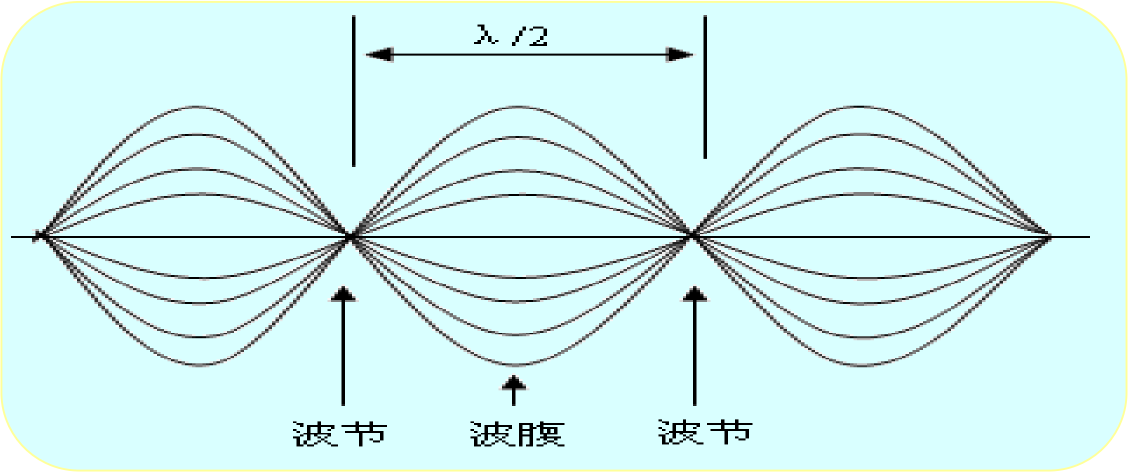
(b)后向波：$y = A\cos(\omega t + kx)$



2. 驻波

- 驻波：一个前向波和一个等幅的后向波叠加形成驻波

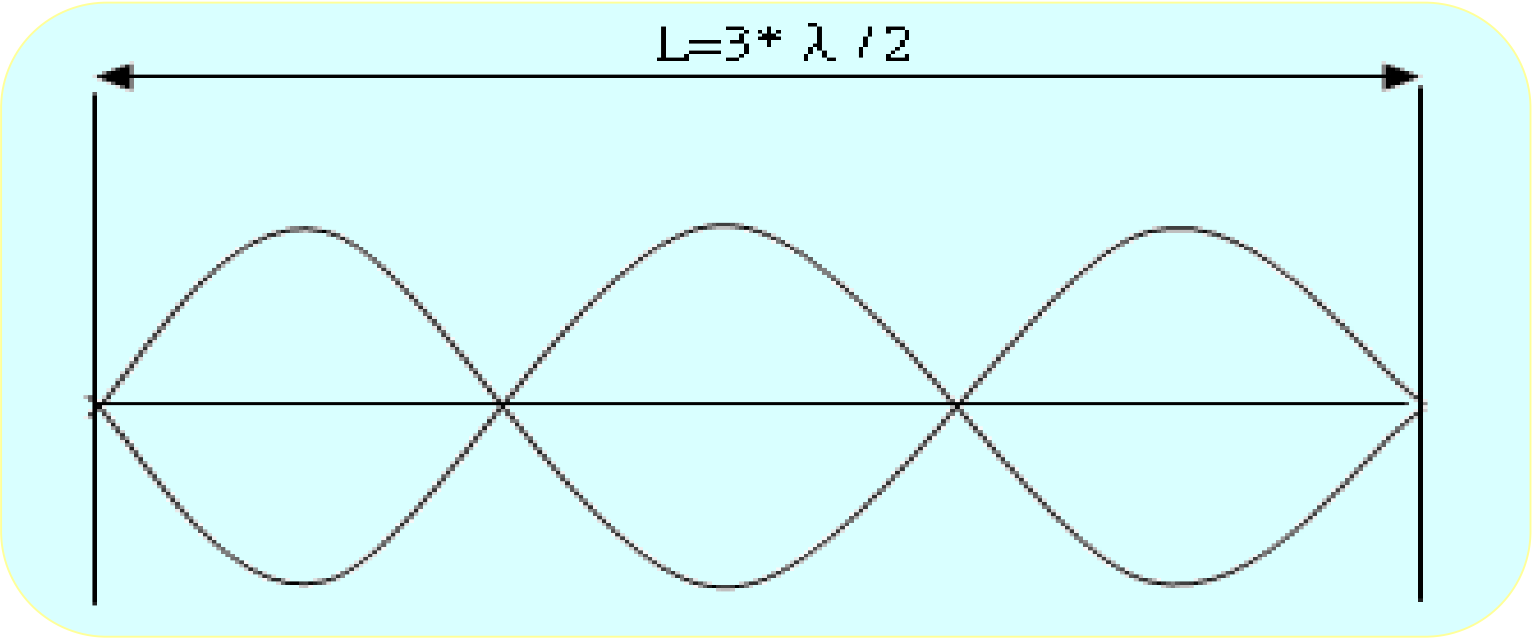
$$y = A\cos(\omega\cdot t - kx) + A\cos(\omega\cdot t + kx) = 2A\cos(kx)\cdot\cos(\omega\cdot t)$$



- 波节：它永远不动。
- 波腹：它不断振动，同一波腹空间各点的振动相位相同，相邻波腹相位相反，振动频率都相同。
- 波节相距半波长，波腹也相距半波长，波节与波腹相距四分子一波长。
- 驻波没有能量传播，波速为0。

- 驻波形成：两端固定的弦，拨动弦时，波在弦两端反射而形成两列反向转播的波，它们叠加后就形成了驻波。形成驻波的条件，是两端一定为波节，因为弦两端固定

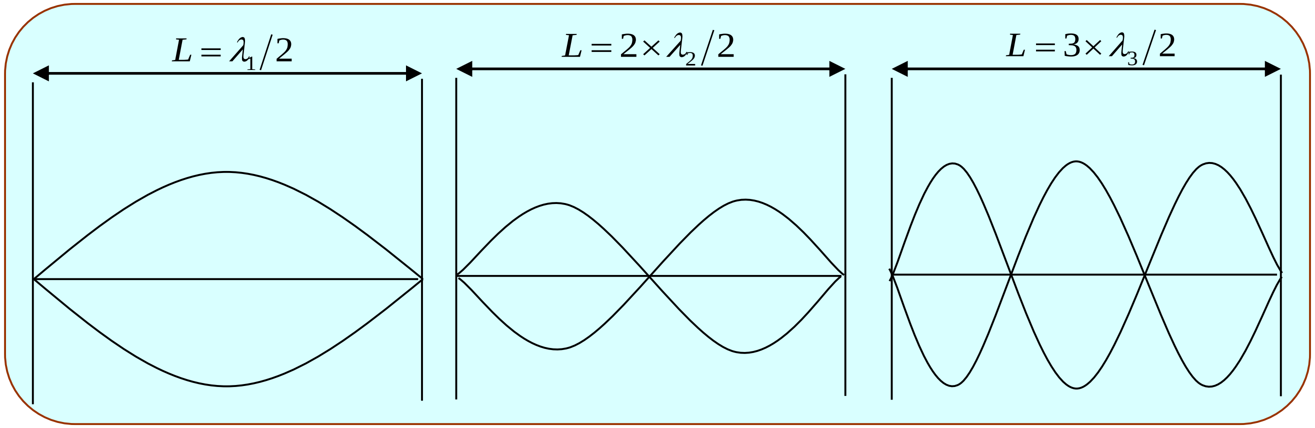
$$L = n\frac{\lambda_n}{2} \qquad n = 1,2,3,\cdots$$



- 简正模式：弦拨动时，可以形成无穷多种简谐振动方式，叫做简正模。

简正模波长：$\lambda_n = \dfrac{2L}{n} \qquad n = 1,2,3,\cdots \qquad$ (由驻波条件得)

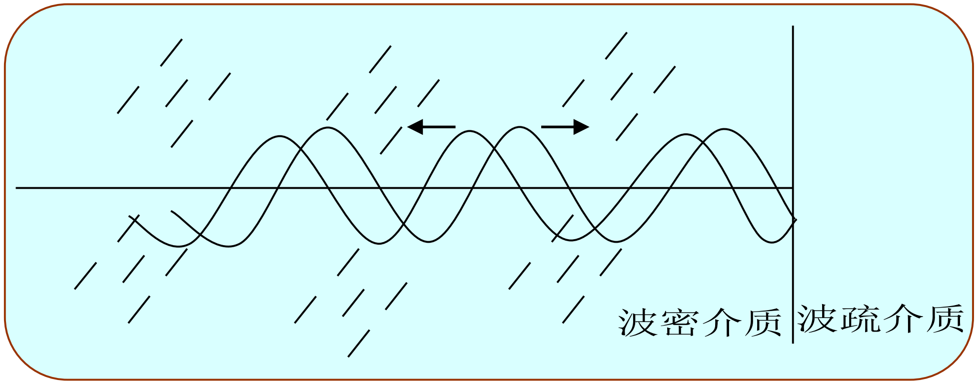
简正模频率：$\nu_n = \dfrac{u}{\lambda_n} = \dfrac{u}{2L} n \qquad n = 1,2,3,\cdots \qquad$ (与弦中波速有关)

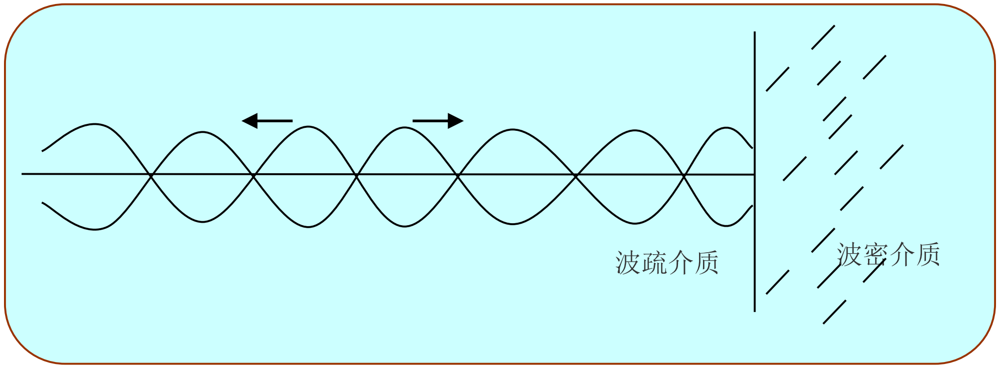


- 弦中最低频叫基频（基音），它取决于弦本身的特性。其它频率叫谐频（泛音），它们是基频的n 倍。
- 激发：基频和各种谐频可以同时存在，它们的幅度大小取决于弦的驱动条件–拨动方式。当弦的驱动频率接近某个简正频率时，弦将激发这个简正摸模，并且幅度将很大，其他模式几乎不激发，

3. 波的反射与折射

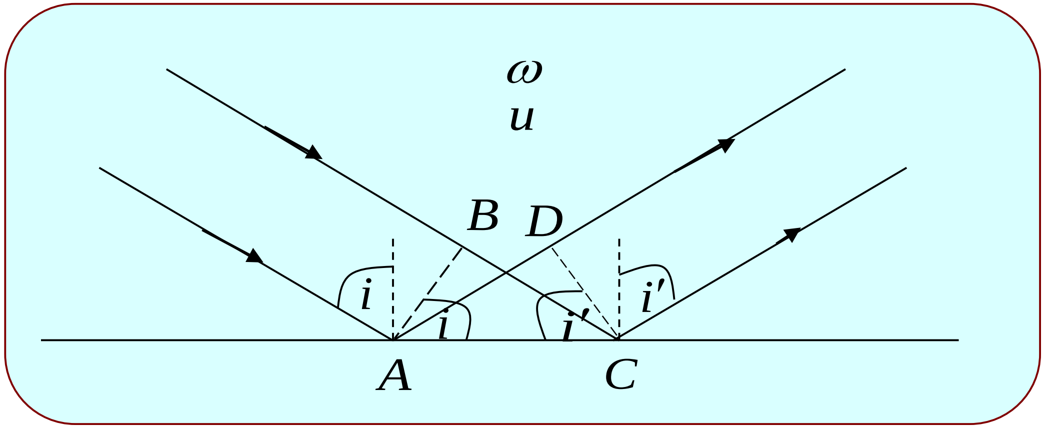
- 波从一种介质传播到另一种介质时，分界面上波将发生反射。密度大的介质叫波密介质，密度小的叫波疏介质。
- 波从波密介质传播到波疏介质反射时，反射波与入射波的相位相同。
- 波从波疏介质传播到波密介质反射时，反射波与入射波的相位相反，称为半波损失。





- 由惠更斯原理可以推得反射定律。

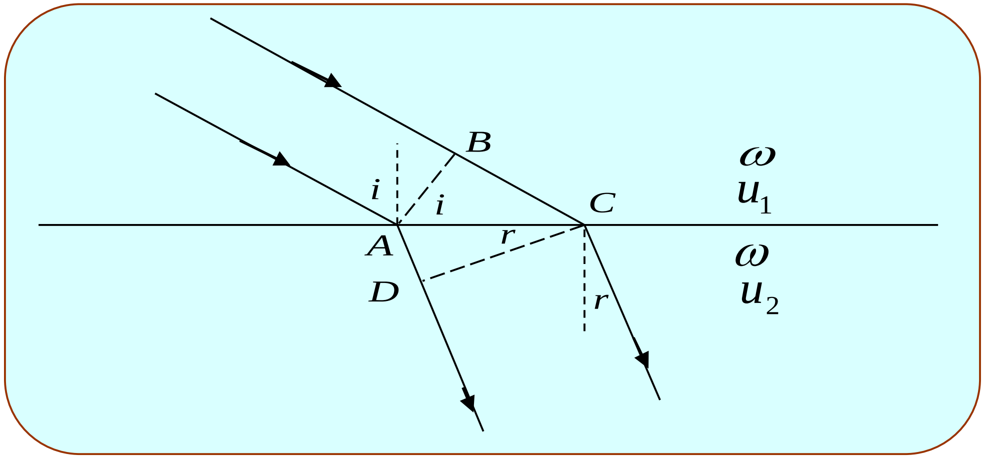
反射：$i' = i$



- 波从一种介质传播到另一种介质时，在两介质的分界面上，波将发生折射，由惠更斯原理可以推得折射定律。

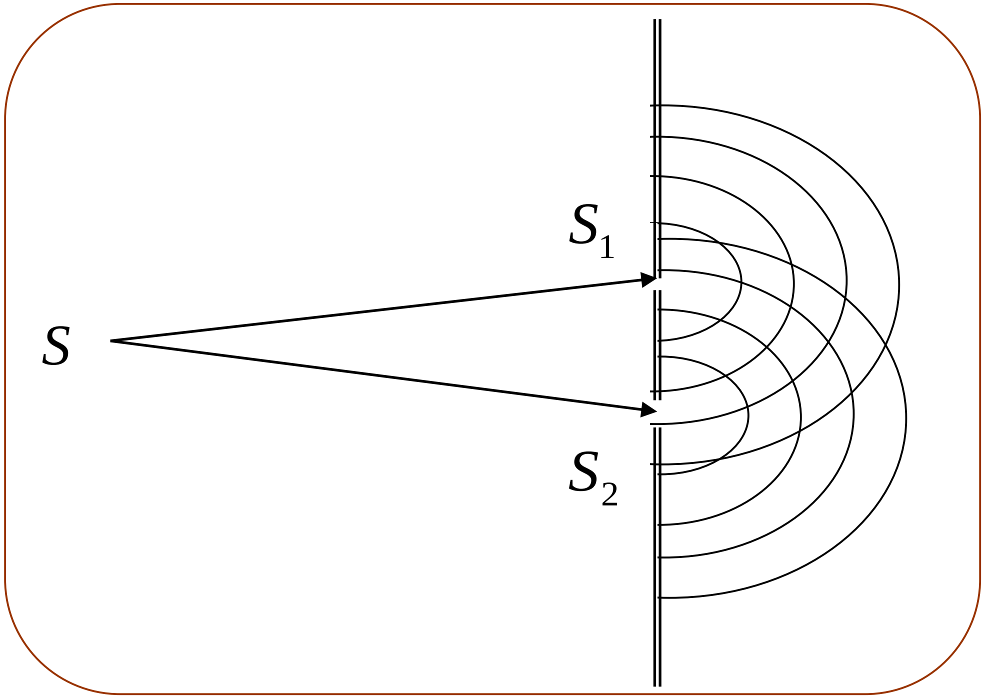
折射：$\dfrac{\sin i}{\sin r} = \dfrac{u_1}{u_2}$

全反射：$\sin i = \dfrac{u_1}{u_2}\left(\sin r = 90^0\right)$

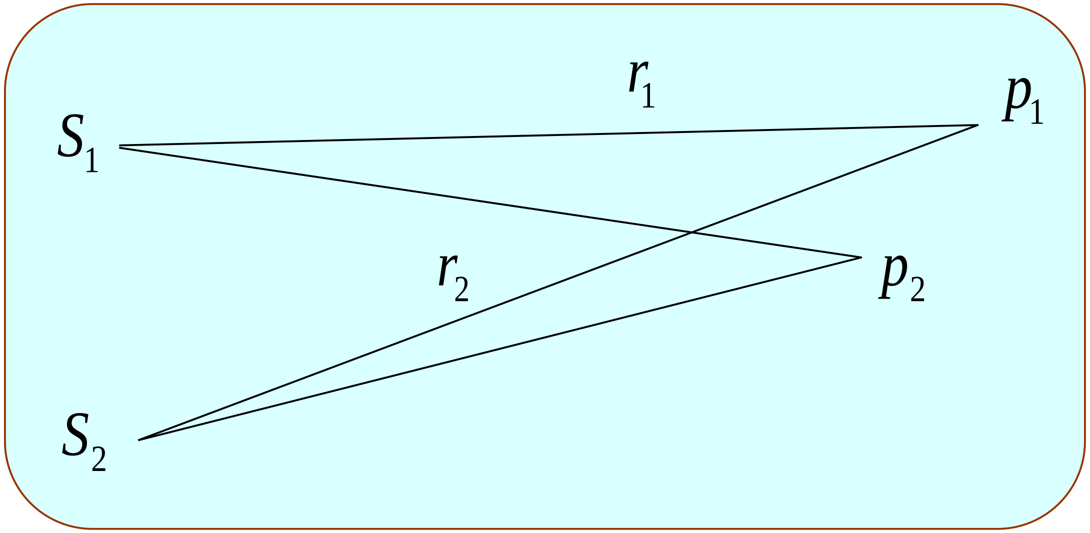


4. 波的干涉

- 两列同频率、同振动方向、同相位或固定相位差波叫相干波，两相干波，可以由惠更斯原理从一个波源获得。



- 两列相干波的叠加，产生干涉现象，干涉使波的能量在空间产生强弱变化，这种变化叫干涉条纹。



$$y_1 = A_1 \cos(\omega_1 \cdot t - kr_1 + \phi_{10}) \qquad I_1 \propto A_1^2$$

$$y_2 = A_2 \cos(\omega_2 \cdot t - kr_2 + \phi_{20}) \qquad I_2 \propto A_2^2$$

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\Delta\phi = \begin{cases} I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} & \Delta\phi = 2n\pi \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots \\ I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} & \Delta\phi = (2n+1)\pi \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots \\ \text{在之间} & \Delta\phi = \text{其他} \end{cases}$$

$$\Delta\phi = (\phi_{20} - \phi_{10}) - k(r_2 - r_1) = (\phi_{20} - \phi_{10}) - \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)$$

- 相干波叠加计算

$$\because y_1 = A_1\cos(\omega_1 \cdot t - kr_1 + \phi_{10}) \text{和} y_2 = A_2\cos(\omega_2 \cdot t - kr_2 + \phi_{20})$$

$$\therefore y = y_1 + y_2 = A_1\cos(\omega \cdot t - kr_1 + \phi_{10}) + A_2\cos(\omega \cdot t + kr_2 + \phi_{20})$$

$$= A\cos(\omega \cdot t + \phi_0) \qquad \text{其中：}$$

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\Delta\phi)}$$

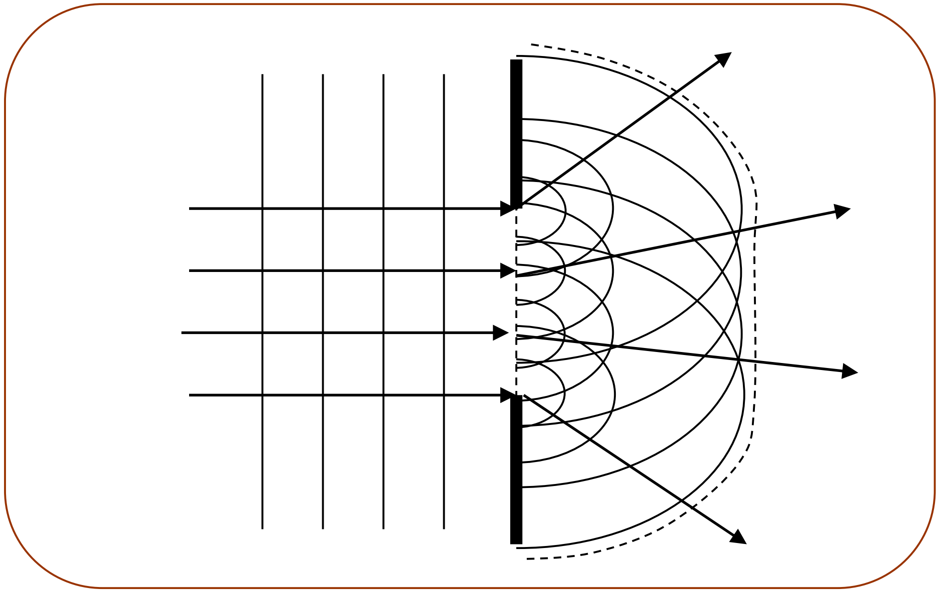
$$\Delta\phi = (\phi_{20} - \phi_{10}) - k(r_2 - r_1) = (\phi_{20} - \phi_{10}) - \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)$$

$$tg\phi_0 = \frac{A_1\sin(\phi_{10} - kr_1) + A_2\sin(\phi_{20} - kr_2)}{A_1\cos(\phi_{10} - kr_1) + A_2\cos(\phi_{20} - kr_2)}$$

$$\because I \propto A^2 \qquad \therefore I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}\cos\Delta\phi$$

$$\therefore I = \begin{cases} I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} & \Delta\phi = 2n\pi \quad n = 0, \pm1, \pm2, \cdots \\ I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1I_2} & \Delta\phi = (2n+1)\pi \quad n = 0, \pm1, \pm2, \cdots \\ \text{在之间} & \Delta\phi = \text{其他} \end{cases}$$

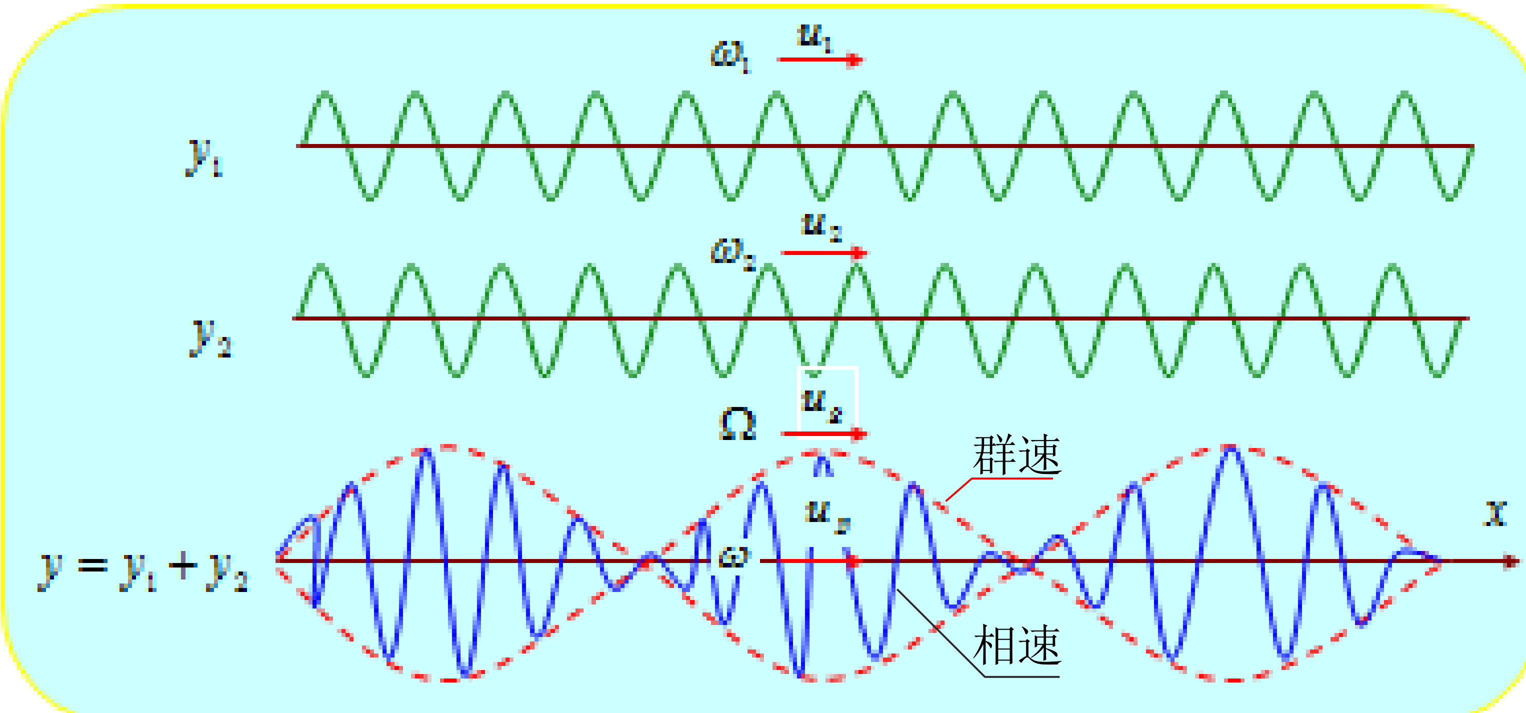
5. 波的衍射



- 当波在传播过程中遇到障碍物时，波的传播方向将发生改变，它可以绕过障碍物进行传播，这种现象叫波的衍射或绕射。
- 根据惠更斯原理，当波阵面到达狭缝时，缝的各处成为子波源，这些子波的包迹不再是平面，而是球面，从而使波的传播方向发生了改变。由于这些子波是相干叠加，所以波的能量在空间将产生强弱变化，这就是衍射原理。能量在空间的强弱变化，叫做衍射图案或衍射条纹。

6. 相速和群速

- 频率差很小的两各波的叠加波，具有两种波速，它们分别是相速和群速。线性介质中，群速等于相速，非线性介质中群速不等于相速。相速可以超光速，群速不可能超光速，能量和信号传播的速度是群速，所以能量和信号的传播速度不能超光速。



两个波：$y_1 = A\cos(\omega t + kx)$和$y_2 = A\cos[(\omega+\Delta\omega)t - (k+\Delta k)x]$

叠加波：$$y = y_1 + y_2 = A\left\{\begin{array}{l}\cos\left[\left(\dfrac{\Delta\omega}{2}\right)t - \left(\dfrac{\Delta k}{2}\right)x\right] \\ \cdot\cos\left[\left(\omega+\dfrac{\Delta\omega}{2}\right)t - \left(k+\dfrac{\Delta k}{2}\right)x\right]\end{array}\right\}$$

相速：$$u_p = \left(\omega+\frac{\Delta\omega}{2}\right)\Big/\left(k+\frac{\Delta k}{2}\right) \approx \frac{\omega}{k} = u$$

群速：$$u_g = \frac{\Delta\omega}{2}\Big/\frac{\Delta k}{2} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \approx \frac{d\omega}{dk}$$

- 线性介质，不同频率的波具有相同的波速

$$\omega = ku \quad \Rightarrow \quad u_p = \frac{\omega}{k} = u \qquad u_p = \frac{d\omega}{dk} = u$$

- 非线性介质中，不同频率的波具有不同波速

$$\omega = ku(\omega) \quad \Rightarrow \quad u_p = \frac{\omega}{k} = u \qquad u_g = \frac{d\omega}{dk} < u$$

7. 波的衰减

- 由于介质阻尼耗散作用，波的能量有一部分会被介质吸收，使得波在传播过程中会产生衰减。

$$y = A\cos(\omega t + kx)$$

$$dA = -\alpha A dx \text{（波幅的衰减与波幅和距离成正比）}$$

$$\ln(A / A_0) = -\alpha(x - x_0)$$

$$A = A_0 e^{-\alpha(x-x_0)}$$

$$\therefore y = A_0 e^{-\alpha(x-x_0)} \cos(\omega t + kx)$$

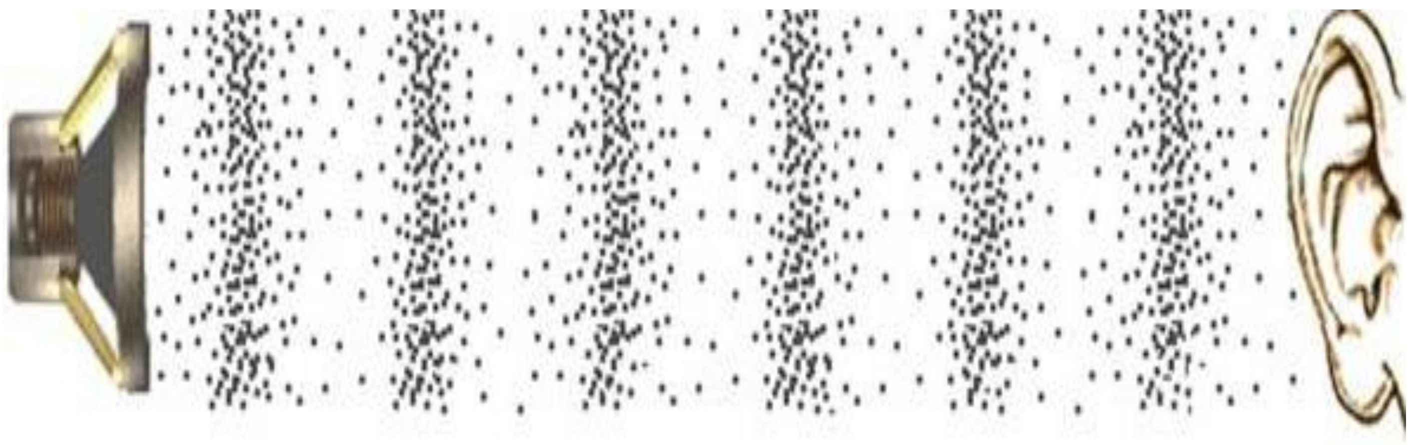
$$\because I \propto A^2$$

$$\therefore I = I_0 e^{-2\alpha(x-x_0)} \text{（}\alpha\text{是衰减常数）}$$

§3 多普勒效应

一. 多普勒效应

- 波源，介质和接收器都是静止的时候，波源的频率，波的频率和接受器的频率都是相同的。



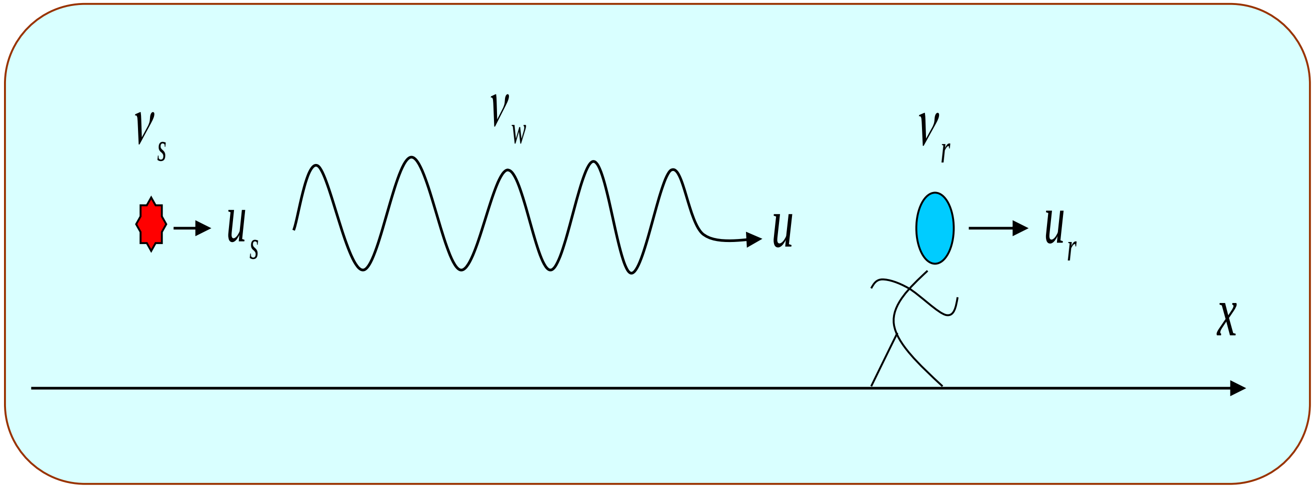
波源质点振动

波是质点振动传播

接收器质点振动

- 当波源，介质和接收器有相对运动时，波源的频率，波的频率和接受器的频率都是不相同的，这种现象叫多普勒效应。在介质参照系中的多普勒效应为：

$$\nu_r = \frac{u-u_r}{u-u_s}\nu_s \begin{cases} \nu_s\text{和}\nu_r\text{分别是波源频率和接收器接收到波的频率} \\ u_s\text{和}u_r\text{分别是波源速度和接收器速度} \\ u>0\text{是波在介质中的传播速度} \\ \text{当}u_s\text{与}u\text{同方向时}u_s=|u_s|\text{，反方向时}u_s=-|u_s| \\ \text{当}u_r\text{与}u\text{同方向时}u_r=|u_r|\text{，反方向时}u_r=-|u_r| \end{cases}$$



- 多普勒效应推导：

波源运动参照系到介质静止参照系的变换：$x = x_s + u_s t$

接收器运动参照系到介质静止参照系的变换：$x = x_r + u_r t$

波在介质参照系中：$y = A\cos[\omega_w t - k_w x] = A\cos\left[\omega_w t - \frac{\omega_w}{u} x\right]$

波在波源参照系中：$y = A\cos\left[\omega_w t - \frac{\omega_w}{u} x\right] = A\cos\left[\omega_w t - \frac{\omega_w}{u}(x_s + u_s t)\right]$

$$= A\cos\left[\omega_w\left(1 - \frac{u_s}{u}\right)t - \frac{\omega_w}{u} x_S\right] \quad \Rightarrow \quad \omega_s = \omega_w\left(1 - \frac{u_s}{u}\right)(\text{波源频率} = \text{波频率})$$

波在接收器参照系中：$y = A\cos\left[\omega_w t - \frac{\omega_w}{u} x\right] = A\cos\left[\omega_w t - \frac{\omega_w}{u}(x_r + u_r t)\right]$

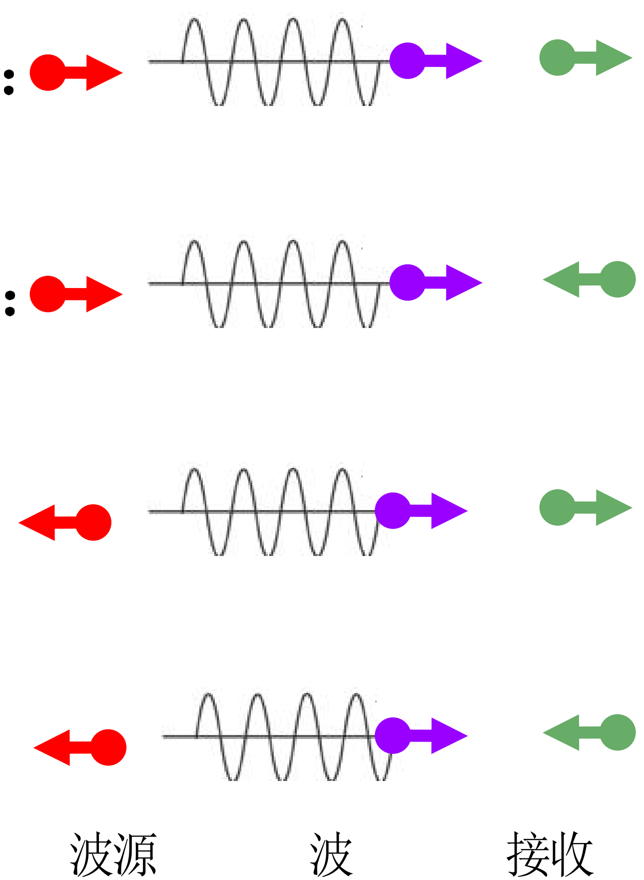
$$= A\cos\left[\omega_w\left(1 - \frac{u_r}{u}\right)t - \frac{\omega_w}{u} x_r\right] \quad \Rightarrow \quad \omega_r = \omega_w\left(1 - \frac{u_r}{u}\right)(\text{接收频率} = \text{波频率})$$

$\because \omega_s = \omega_w\left(1 - \frac{u_s}{u}\right)$和$\omega_r = \omega_w\left(1 - \frac{u_r}{u}\right) \qquad \therefore \nu_r = \frac{u - u_r}{u - u_s}\nu_s$

二. 多普勒效应的各种情况

- 波源与接收器接近时，接收频率高于波源频率（紫移），波源与接收器远离时，接收频率低于波源频率（红移）

$$\nu_r=\frac{u-u_r}{u-u_s}\nu_s=\begin{cases}\dfrac{u-|u_r|}{u-|u_s|}\nu_s: \\[2ex] \dfrac{u+|u_r|}{u-|u_s|}\nu_s: \\[2ex] \dfrac{u-|u_r|}{u+|u_s|}\nu_s \\[2ex] \dfrac{u+|u_r|}{u+|u_s|}\nu_s\end{cases}$$



$|u_r|\ge u$没波

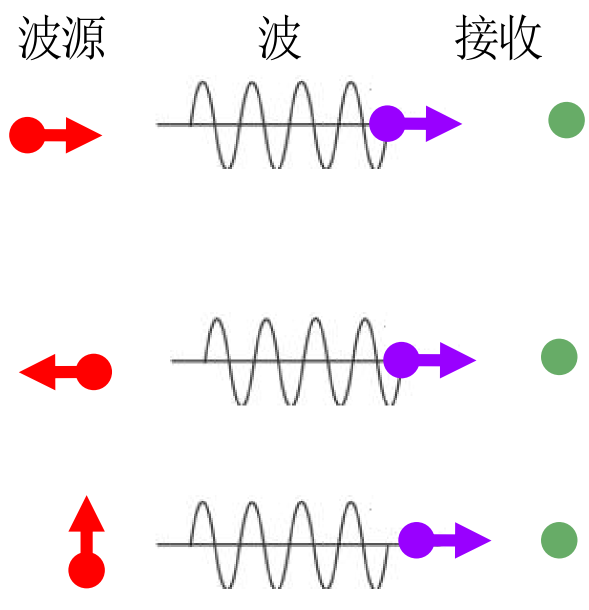
$|u_s|\ge u$冲激波

$|u_s|\ge u$冲激波

$|u_r|\ge u$没波

二. 电磁波的多普勒效应

- 电磁破也有多普勒效应，其效应与相对论有关，所以它与机械波多普勒效应不同。另外，电磁波不但有纵向多普勒效应，还有横向多普勒效应，而机械波只有纵向多普勒效应。电磁波多普勒效应也是波源与接收器接近时，接收频率高于波源频率（紫移），波源与接收器远离时，接收频率低于波源频率（红移），电磁波多普勒效应只跟相对速度有关。



$|u_{//}| \geq$ 介质 $u < c$

冲激波

频率升高： $\nu = \left(\sqrt{\dfrac{c+|u_{//}|}{c-|u_{//}|}}\right)\nu_s$

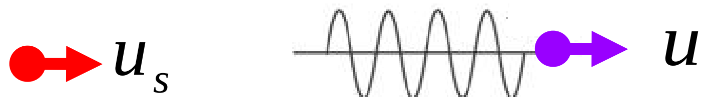
纵向效应

频率下降： $\nu = \left(\sqrt{\dfrac{c-|u_{//}|}{c+|u_{//}|}}\right)\nu_s$

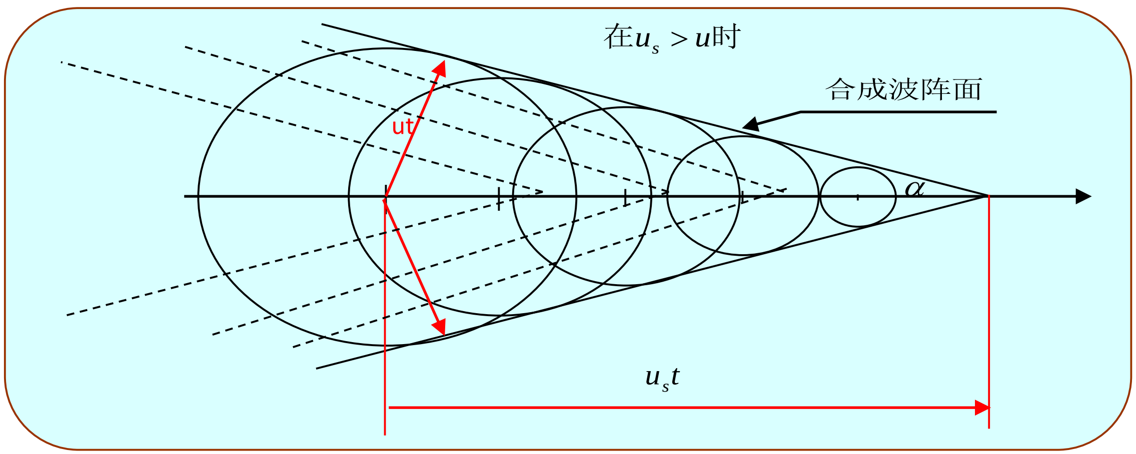
频率下降： $\nu = \left(\sqrt{1-u_{\perp}^2/c^2}\right)\cdot \nu_s$

横向效应

三. 冲激波



$|u_s| \geq u$时，产生冲激波



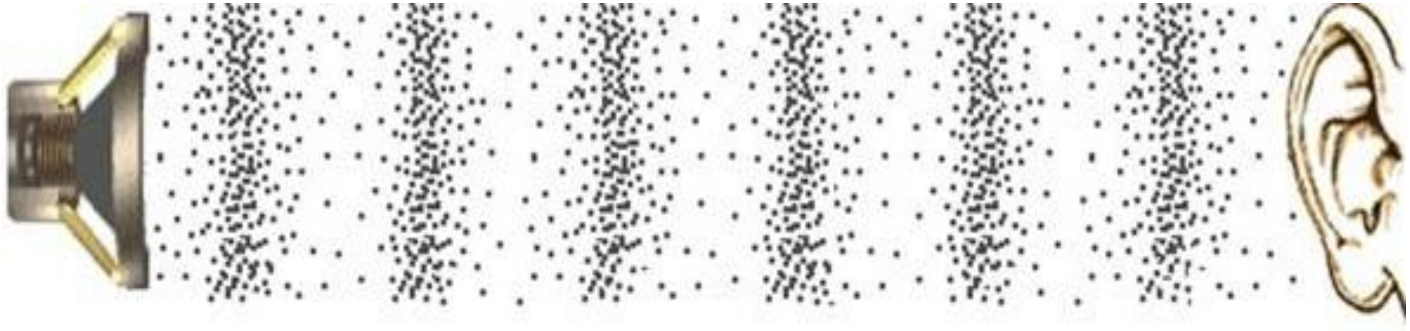
马赫数：$\dfrac{u}{u_s}$ 马赫角：$\sin\alpha = \dfrac{u}{u_s}$

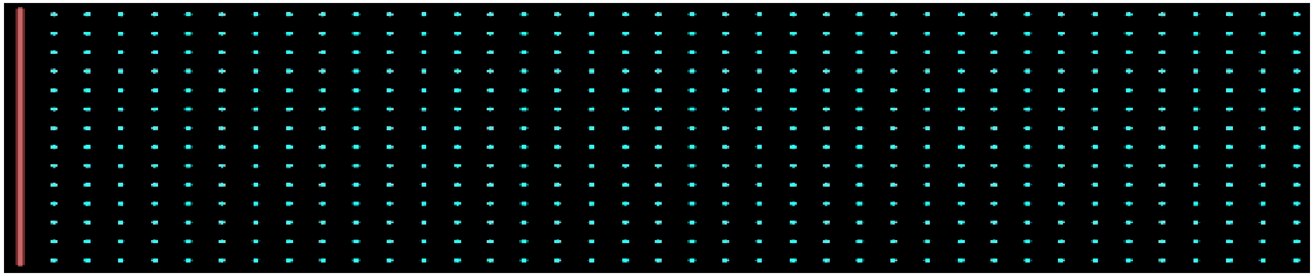
强冲激波具有很大的破坏力

§4 声波

一. 声波

- 声波是弹性介质中的机械波，是频率为10-3-1011Hz的纵波，是空气振动造成压强振动变化的压强波。





$$声压：p = p_m \cos(\omega t - kx):\begin{cases} p_m \propto \rho u \omega，\quad k = \dfrac{\omega}{u}，\quad u = \sqrt{\dfrac{B}{\rho}} \approx 340m/s \\ \rho：\ 密度 \\ B：\ 弹性模量 \end{cases}$$

- **声波分类和声强级**

可闻声波： 其频率为20-20kHz。

超声波： 其频率20k-10^8kHz 。

次声波： 频率10^{-3}-20Hz

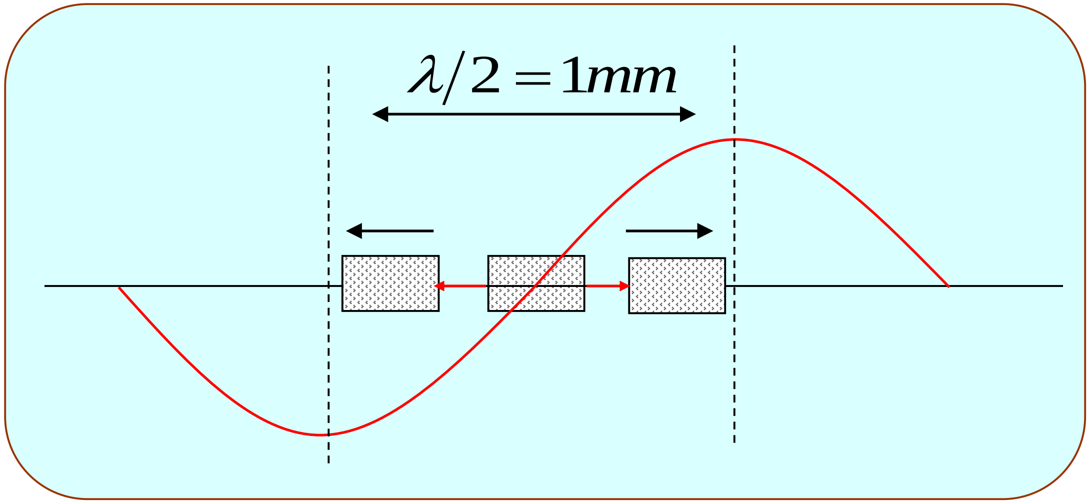
听觉域：$I_m = 1W/m^2$(最小可听到的强度)

痛觉域：$I_0 = 10^{-12}W/m^2$(最大不可忍受的强度)

声强级：$I_L = 10\log_{10}\dfrac{I}{I_0}$(分贝)

二. 超声波的粉碎作用

- 超声波，波长短，频率高，而声压正比于频率，所以在波长很短的空间范围有很大压强变化，可在很短的波长范围对物体进行撕扯，而产生粉碎作用。另外高频超声波具有很好的聚焦作用，可以在很小的范围，以高强度进行粉碎作用。



声压：$p = p_m \cos 2\pi\left(\nu t - \dfrac{x}{\lambda}\right);\ p_m \propto \rho u \omega$

三. 声纳探测和次声波通信

- **声纳探测：**一定频率的声波具有光波一样的作用，可通过声波反射进行探测。
- **次声波的绕射：**次声波波长很长，只有遇到很大的物体才会反射。
- **次声波的衰减：**次声波衰减很小，可以传播很远的距离。
- **次声波海洋通：**次声波无反射，衰减很小，因此次声波最适合于海洋通信。