大学基础物理学

University Fundamental Physics

电子工程系@华东师范大学

李波

2019年

波动

波动：一定的扰动的传播称为波动

按波的性质
- 机械波（ mechanical wave ）
- 电磁波（electromagnetic wave ）
- …

按波线与振动方向关系
- 横波（transverse wave ）
- 纵波（longitudinal wave ）

按波面形状
- 平面波（plane wave）
- 球面波（spherical wave）
- 柱面波（cylindrical wave）

按复杂程度
- 简谐波（simple harmonic wave）
- 复波（compound wave）

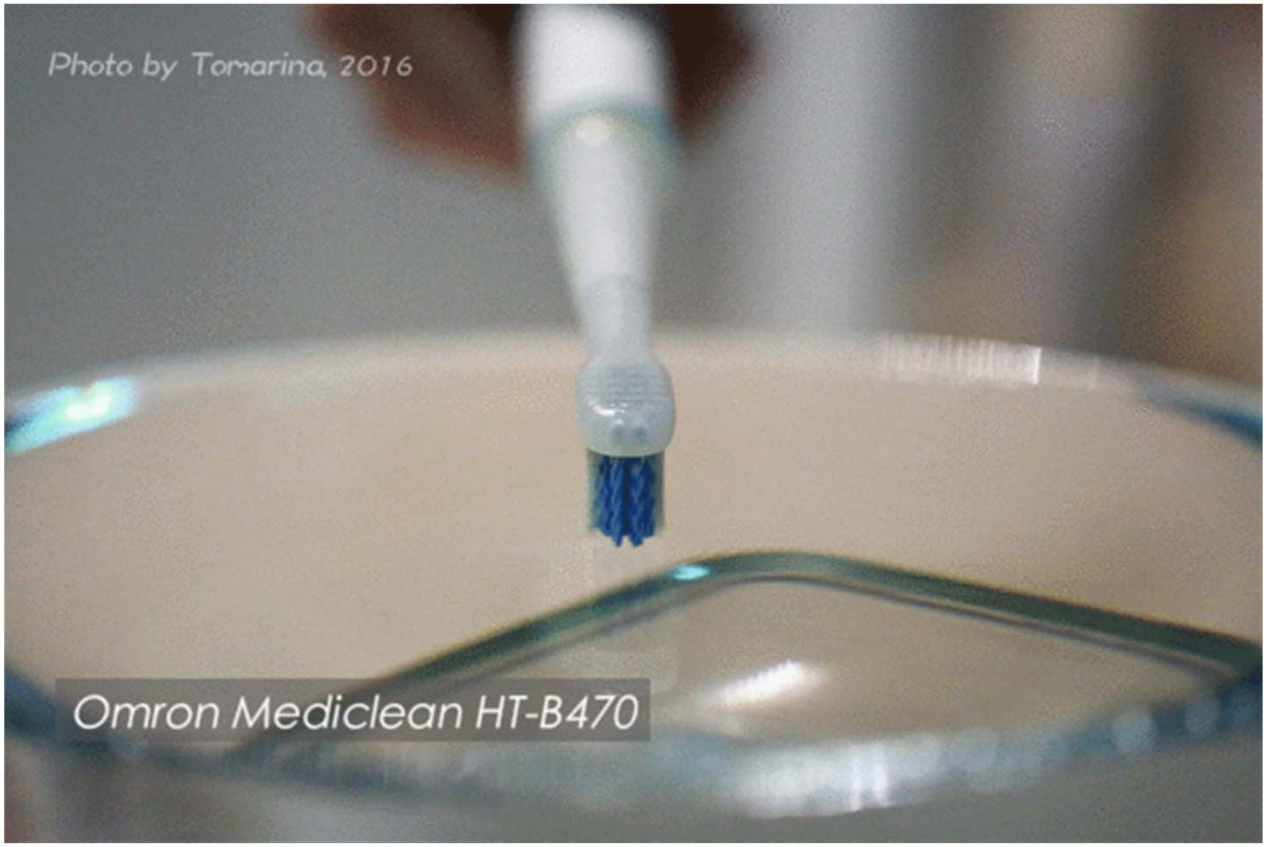
按持续时间
- 连续波（continued wave）
- 脉冲波（pulsating wave）

按波形是否传播
- 行波（travelling wave）
- 驻波（standing wave）

…

…

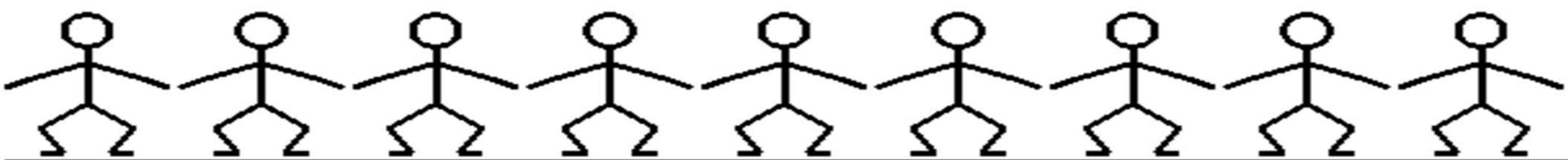
波动： 一定的扰动的**传播**称为**波动**



振动是波动的**基础**，波动是振动的**传播**

机械扰动 ------- 机械波（声波、水波等）

电场&磁场 ------- 电磁波（无线电波、光波等）



机械振动— 机械波

“上游”的质元依次带动“下游”的质元振动。某时刻某质元的振动状态将在较晚的时刻于“下游”某处出现。

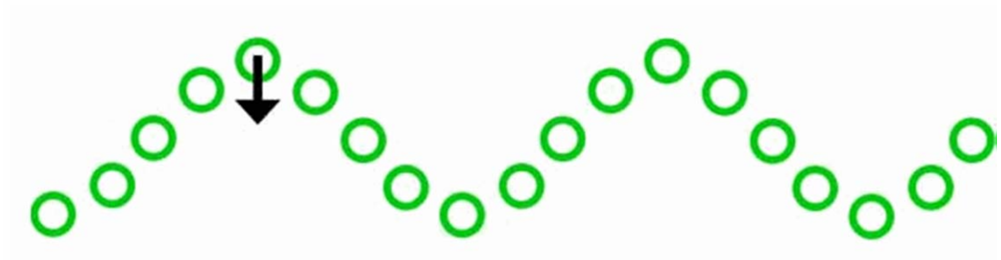
机械波产生的条件

1）波源：产生振动

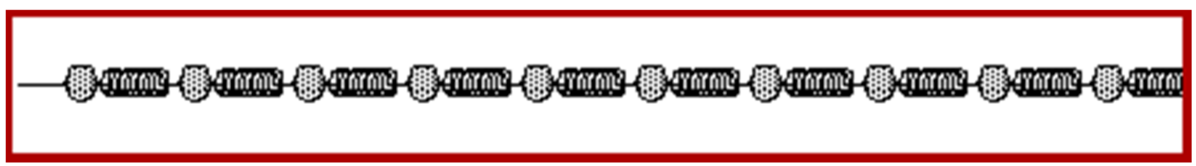
2）弹性媒质：无穷多质点通过相互之间的弹性力作用组合在一起的连续介质

按波线与振动方向关系

横波:质元的运动方向和扰动的传播方向**垂直**



纵波:质元的运动方向和扰动的传播方向在**一条直线上**



按波形是否传播: 行波 & 驻波

简谐波的波函数 & 波长

简谐运动传播时，各质元做简谐运动，位移随时间改变

各质元的初相位不同，简谐运动并不同步，在同一时刻，各质元的位移随位置的不同而不同

余弦波，单色波

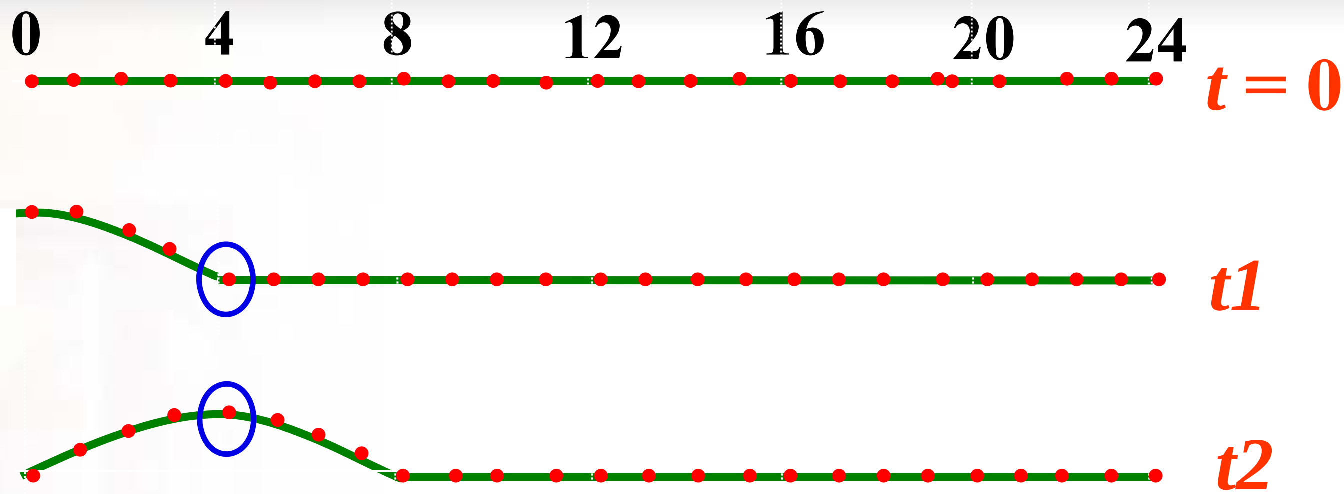
横波，纵波

1. 一维平面简谐波的波函数

以机械波的横波为例，设平面波沿 x方向以速度 u 传播， 媒质均匀、无限大，无吸收。

在 $x = 0$ 处质元振动方程为

$$\boxed{y(0,t) = A\cos\omega t,}$$



速度为 u

t1时刻刚开始运动，

$$y(x_1,t)=A\cos\omega t_1,$$

$$t_1=\frac{x_1}{u}$$

t2时刻

$$y(x_1,t)=A\cos\omega(t_2-t_1)$$

$$\boxed{y(x,t)=A\cos\omega\left(t-\frac{x}{u}\right)}$$ —— 波函数

$$\boxed{y(x,t) = A\cos\omega\left(t-\frac{x}{u}\right)}$$ (无吸收，故振幅 A不变)

上面波函数式中的 $\omega\left(t-\frac{x}{u}\right)$ 为波的**相位**

在x处，在时刻t的相 $\varphi = \omega\left(t-\frac{x}{u}\right)$

$$x = ut - \frac{\varphi u}{\omega}$$

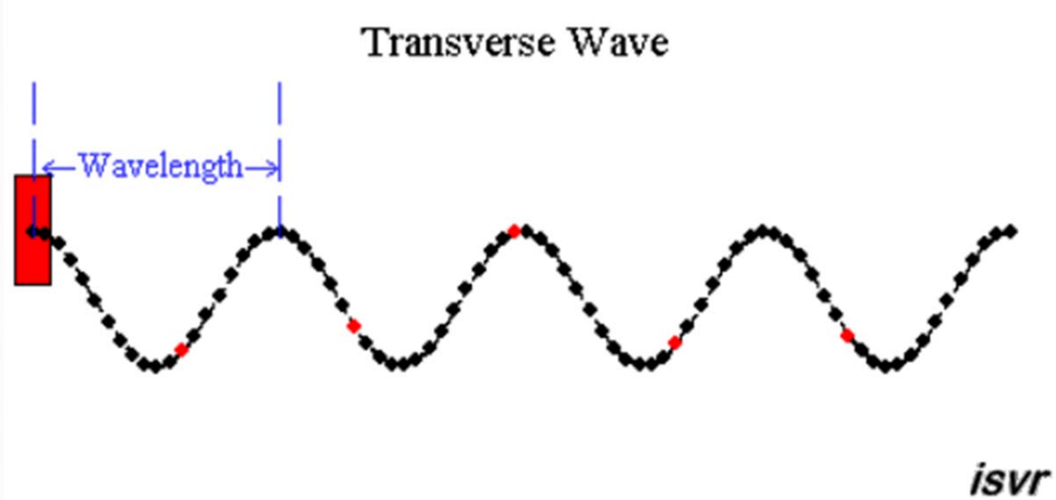
$$x = ut - \frac{\varphi u}{\omega}$$

$$\boxed{\frac{dx}{dt} = u}$$

扰动传播的速度，也就是振动的相的传播速度，叫**相速度**

$$y(x,t) = A\cos\omega\,(t - \frac{x}{u})$$

波函数中不同的x，具有**相同**的ω，因此，波函数具有**时间周期性。** （也就是固定x，具有时间周期）



周期为：

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \qquad \nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$$

波源、观测者均不动时

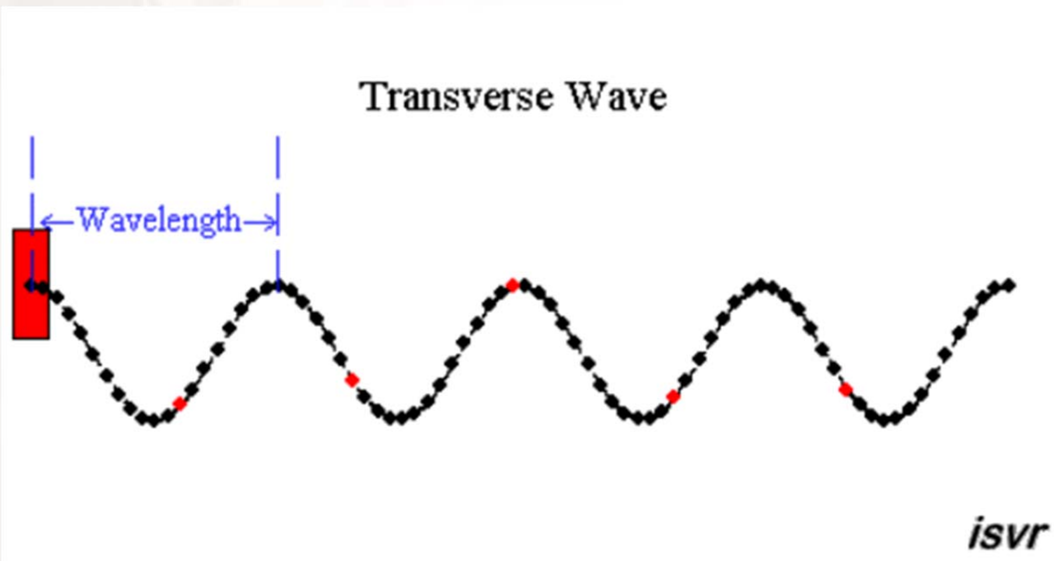
$$y(x,t) = A\cos\omega\left(t - \frac{x}{u}\right)$$

波函数中不同的t时刻，由于cos函数，因此，波函数具有**空间周期性。**也就是固定t，具有空间周期

$$y(x+\Delta x) = A\cos\omega\left(t - \frac{x+\Delta x}{u}\right) = A\cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{u}\right) - \boxed{\frac{\omega\Delta x}{u}}\right]$$

$$= 2k\pi$$

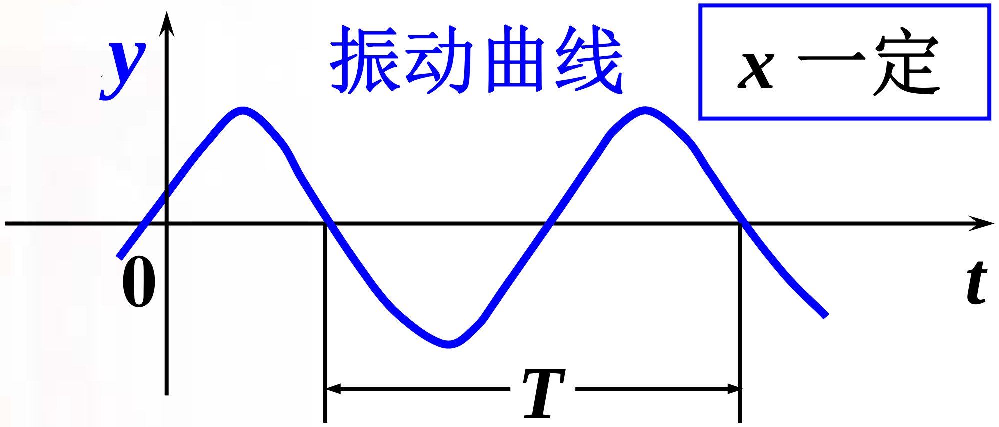
振动相同



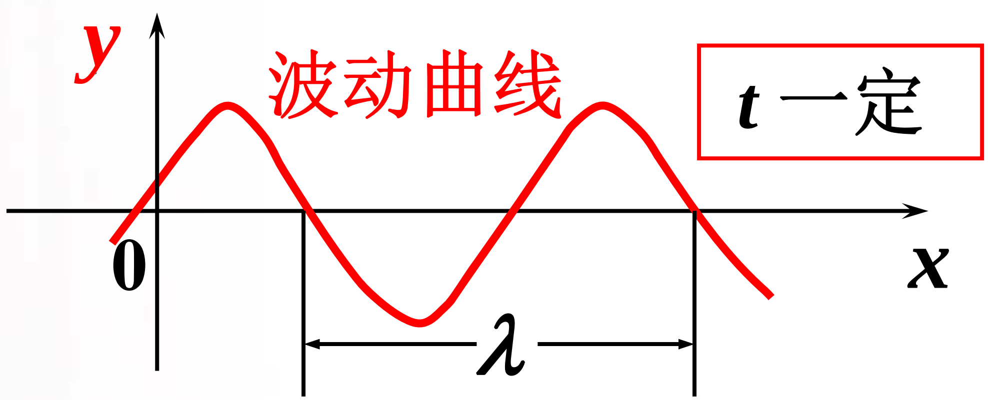
$$\lambda = \frac{2\pi u}{\omega} = uT$$

波长：一个周期内简谐扰动传播的距离，一个周期**相传播的距离**

（1） x 一定，$y \sim t$ 给出 x 点的振动方程。



（2） t 一定，$y \sim x$ 给出 t 时刻空间各点位移分布。



波形曲线 y—x ， 振动曲线 y—t

波形曲线上应标明 时刻 t 、传播方向

振动曲线上应标明 哪个质元

要求掌握

1)由某时刻的波形曲线

→ 画出另一时刻的波形曲线

2)由某时刻的波形曲线

→确定某些质元的振动趋势

→画出这些质元的振动曲线

3)由某质元的振动曲线

→画出某时刻的波形曲线

$$\lambda = \frac{2\pi u}{\omega} = uT \qquad \boxed{k = \frac{2\pi}{\lambda}}$$

2π的长度内，含有多少“完整波”------**波数**

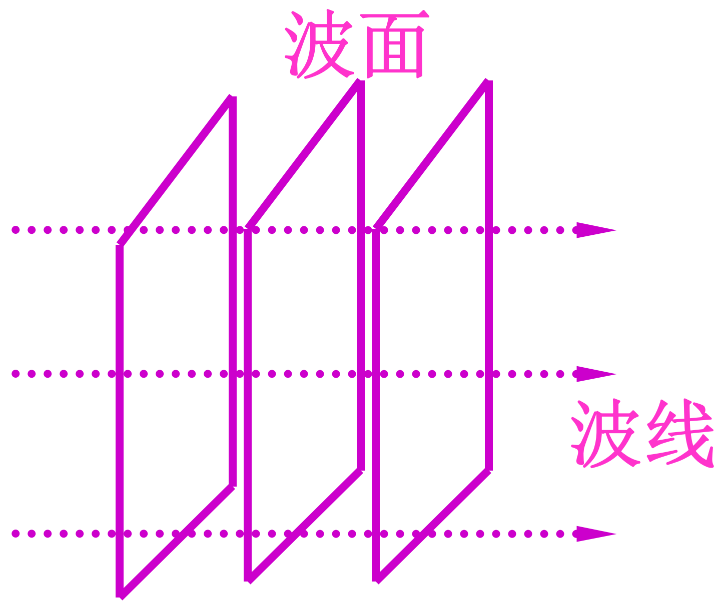
$$T = \frac{2\pi}{\omega} \qquad \nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} \qquad \lambda = \frac{2\pi u}{\omega} = uT \qquad k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\boxed{y(x,t) = A\cos\omega\left(t - \frac{x}{u}\right) = A\cos(\omega t - kx) = A\cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)}$$

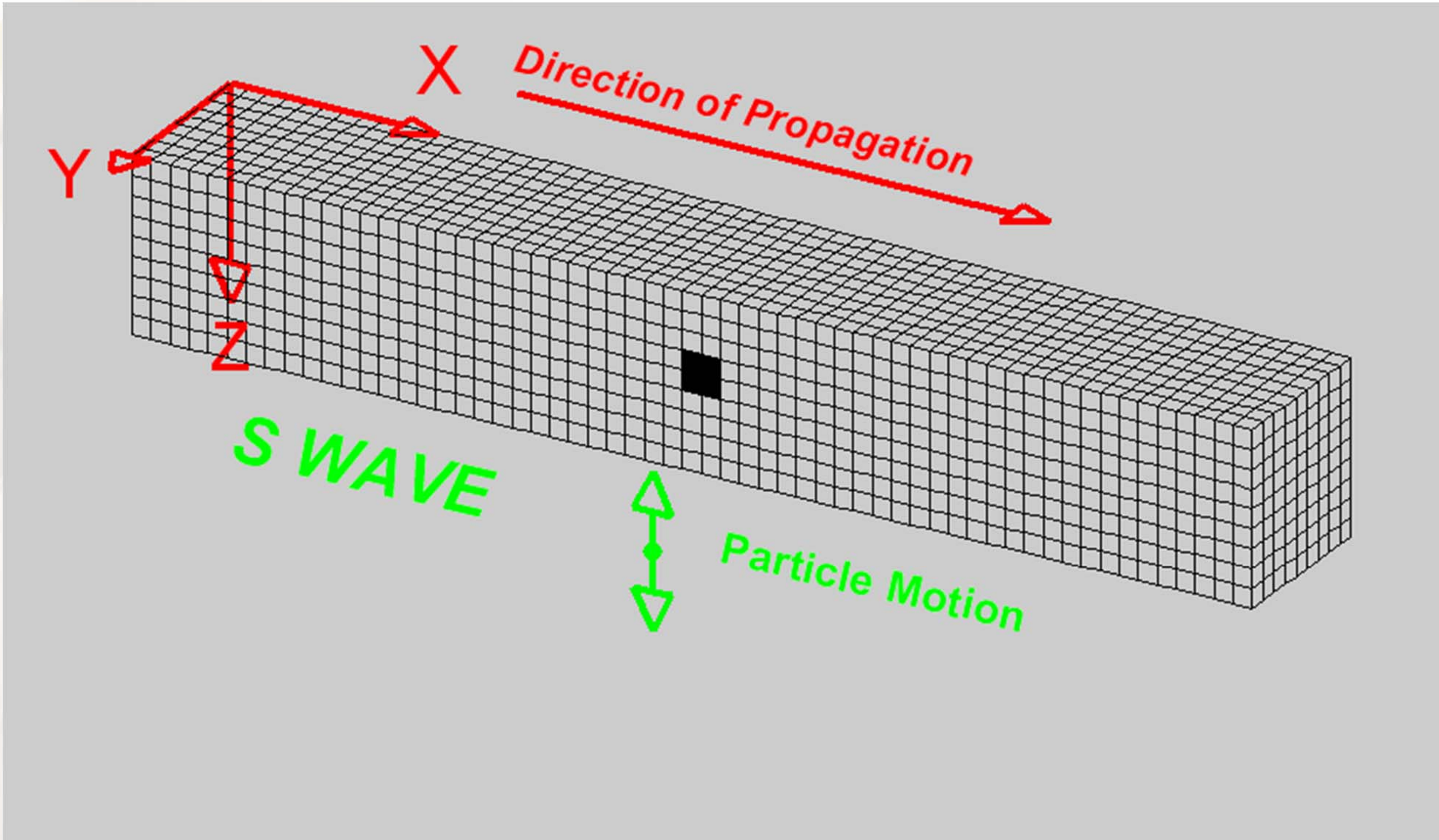
注： 如果沿x轴负向传播，负号改为正号

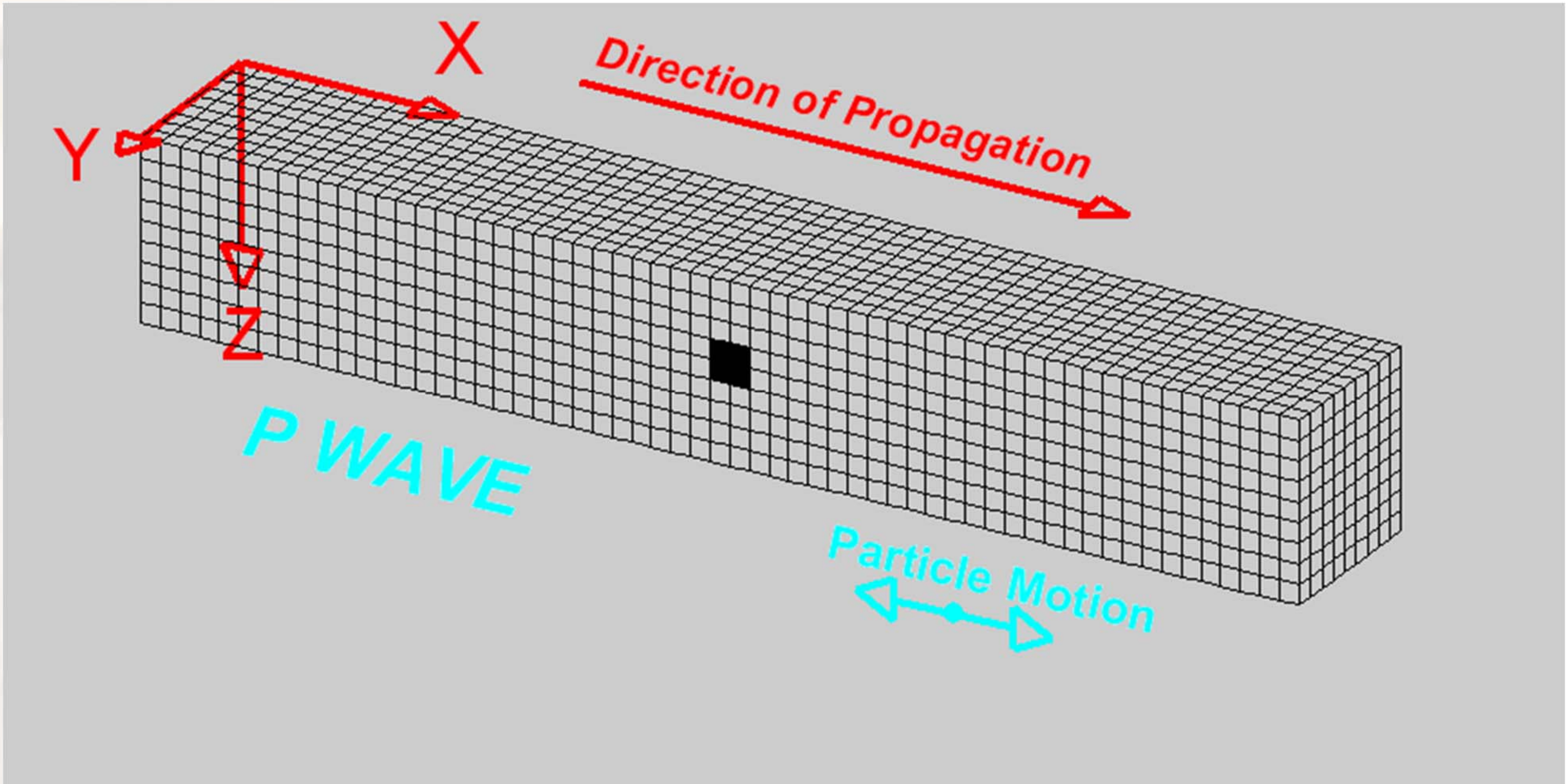
一个**平面**的质元同相的沿同一方向做简谐运动，则该平面为同相面（**波面**）。波动为**平面简谐波**。传播方向的直线叫**波线**。

波函数和一维的**相同**



平面波


X
Direction of Propagation
Y
Z
S WAVE
Particle Motion


X
Y
Z
Direction of Propagation
P WAVE
Particle Motion

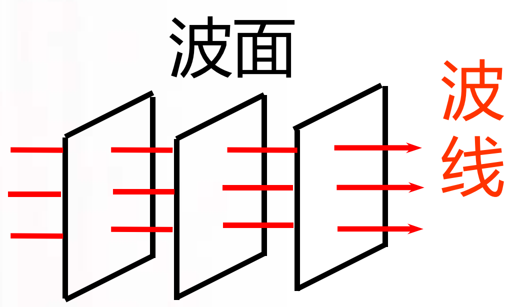
波的几何描述

波线（wave line）——

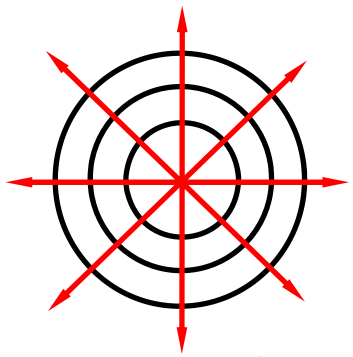
表示波的传播方向的射线（波射线）

波面（wave surface）——

媒质振动相位相同的点组成的面（同相面）



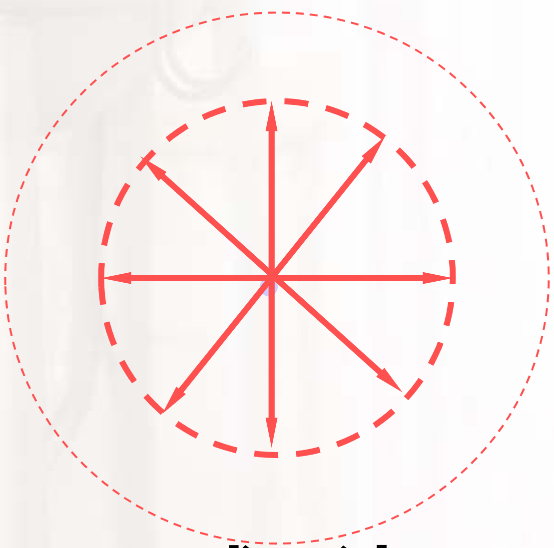
平面波

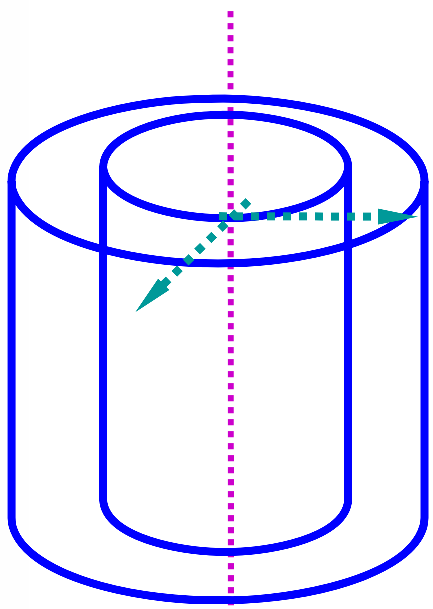


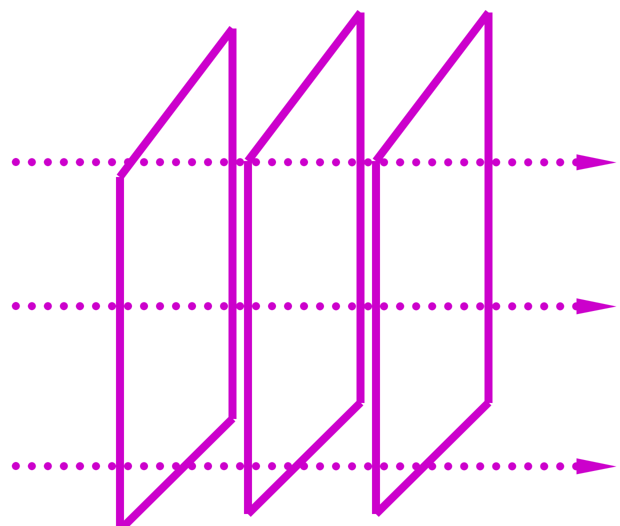
球面波

按波面形状

- **平面波**（plane wave ）
- **球面波**（spherical wave ）
- **柱面波**（ cylindrical wave ）


球面波


柱面波


平面波

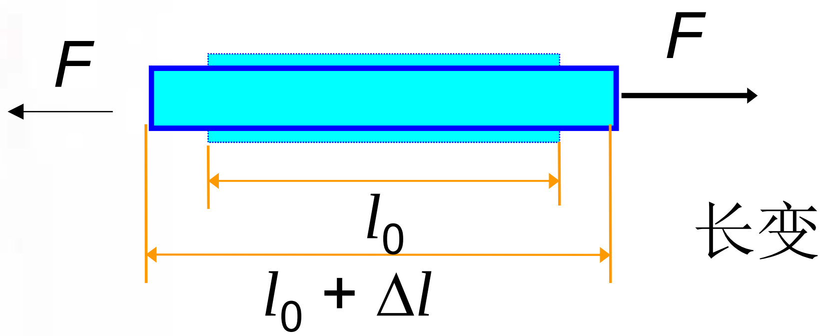
物体的弹性形变

固体、液体和气体，在外力下**形状**和**体积**发生变化，**形变**

撤销外力，形状复原，外力的限度叫做**弹性限度**，形变叫做**弹性形变**

1. **线变**
2. **剪切形变**
3. **体变**

1：线变 (等大小、反方向外力，长度变化)



F/S：单位横截面积上所受的力，称为“应力”

$\Delta l \,/\, l_0$ 是相对伸长量，称为“线应变”。

应力和应变成正比：胡克定律

$$\frac{F}{S} = E\frac{\Delta \ell}{\ell_0}$$

E：杨氏模量

$$\frac{F}{S}=E\frac{\Delta\ell}{\ell_0}$$

$$F=k\Delta\ell$$

外力不大时
S基本不变

$$k=\frac{ES}{l}$$

劲度系数

体积 V

弹性势能

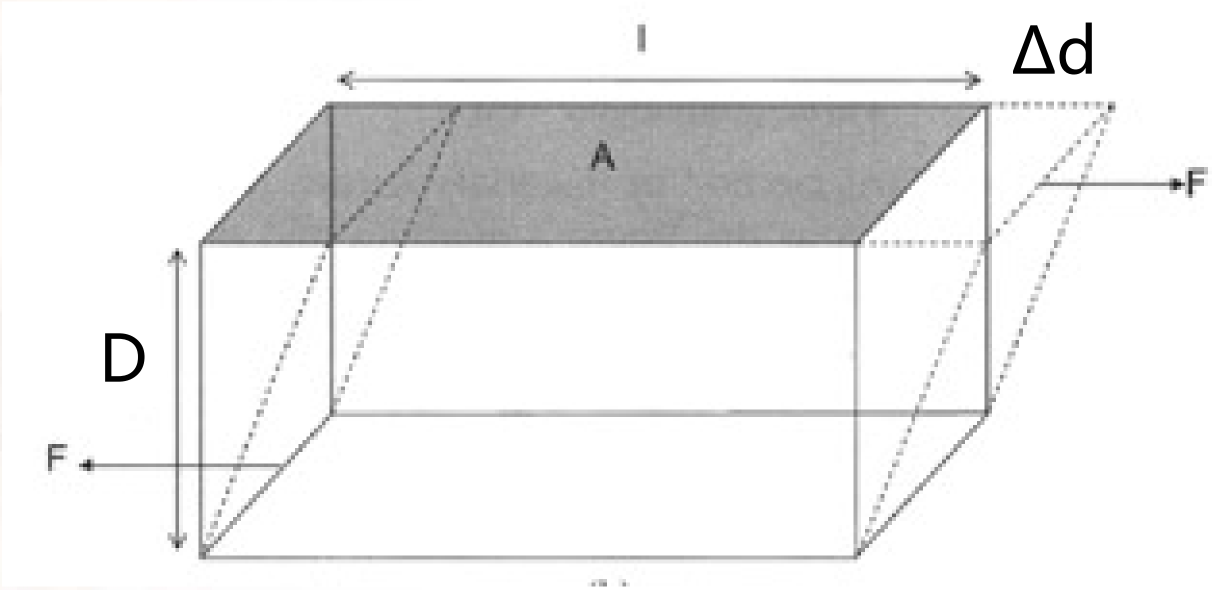
$$W_p=\frac{1}{2}k(\Delta l)^2=\frac{1}{2}E\boxed{Sl}\left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2$$

单位体积弹性势能

$$\omega_p=\frac{1}{2}E\left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2$$

纵波：杨氏模量和线应变平方乘积的一半

2：剪切形变 (等大小、反方向外力，形状变化)



F/S：剪应力； $\varphi = \Delta d/D$ 剪应变

剪切模量

剪应力和剪应变正比（胡克定律）：

$$\frac{F}{S} = G\varphi = \boxed{G}\frac{\Delta d}{D}$$

剪切模量和应变平方乘积的一半

单位体积的弹性势能

$$\omega_p = \frac{1}{2}G\varphi^2 = \frac{1}{2}G(\frac{\Delta d}{D})^2$$

横波

3：体变 (压强改变、体积改变)

Δp表示压强改变；ΔV/V体积相对变化（体应变）

胡克定律 $$\Delta P = -K\frac{\Delta V}{V}$$ *K：体弹模量*

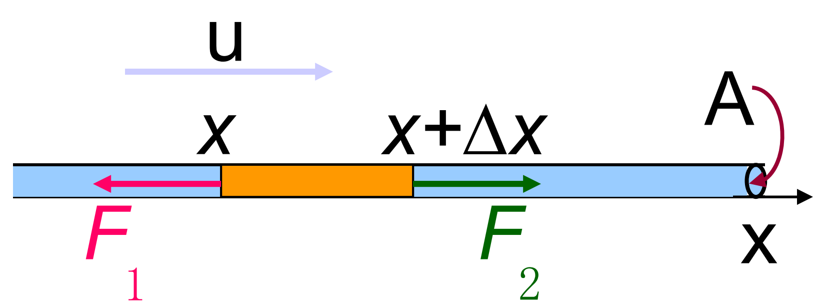
$$\kappa = \frac{1}{K} = -\frac{1}{V}\frac{\Delta V}{\Delta P}$$ *κ：压缩率*

体弹模量和应变平方乘积的一半

单位体积内的弹性势能 $$\omega_P = \frac{1}{2}K\left(\frac{\Delta V}{V}\right)^2$$

一维简谐波的动力学方程

以弹性细棒传播的纵波为例：



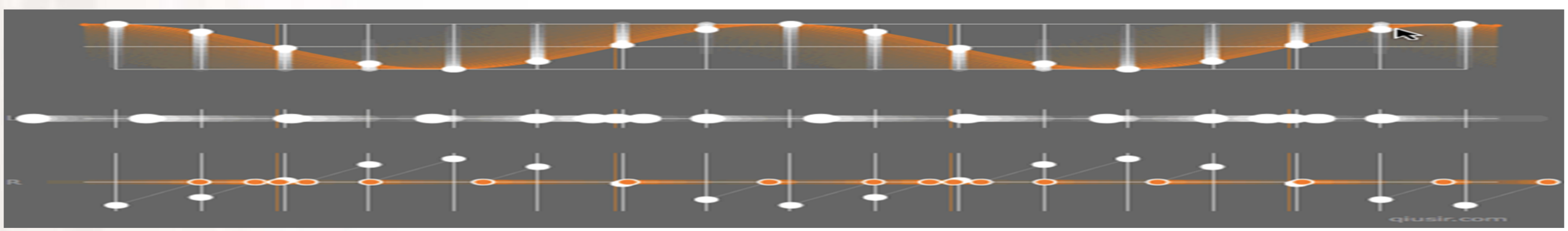
取棒中一小段原长为Δx

设 y 表示各处质点相对平衡位的位移

在左端 x处，　应变为：$\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_x$

在右端 $x+\Delta x$ 处，　应变为：$\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_{x+\Delta x}$

设棒的截面积为A



根据胡克定理：

左端受到左边材料的拉力为：$F_1 = EA\left.\frac{\partial y}{\partial x}\right|_x$

右端受到右边材料的拉力为：$F_2 = EA\left.\frac{\partial y}{\partial x}\right|_{x+\Delta x}$

长Δx的棒受合外力为：$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$

$$F = AE\left.\frac{\partial y}{\partial x}\right|_{x+\Delta x} - AE\left.\frac{\partial y}{\partial x}\right|_x = AE\left.\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}\right|_x \Delta x + O(\Delta x)$$

$$F = m\left.\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}\right|_x = \rho A\Delta x\left.\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}\right|_x$$

$$AE\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}\Delta x = \rho A\Delta x\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$$

$$AE\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}\Delta x=\rho A\Delta x\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$$

化简得： $$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}=\frac{1}{u^2}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$$ 一维简谐波的动力学方程

与媒质的惯性和弹性有关

其中： $u^2=\dfrac{E}{\rho}$ 　　波速: $u=\sqrt{E/\rho}$

<u>波动方程的解为</u>

$$\boxed{y=A\cos[\omega(t-\frac{x}{u})+\varphi]}$$

A、φ由初始条件和边界条件决定

$$y\big|_{t=0,x=0}=A\cos\varphi,\qquad \dot{y}\big|_{t=0,x=0}=-A\omega\sin\varphi$$

弹性介质中的波速

波速与介质有关，弹性模量，密度的关系？

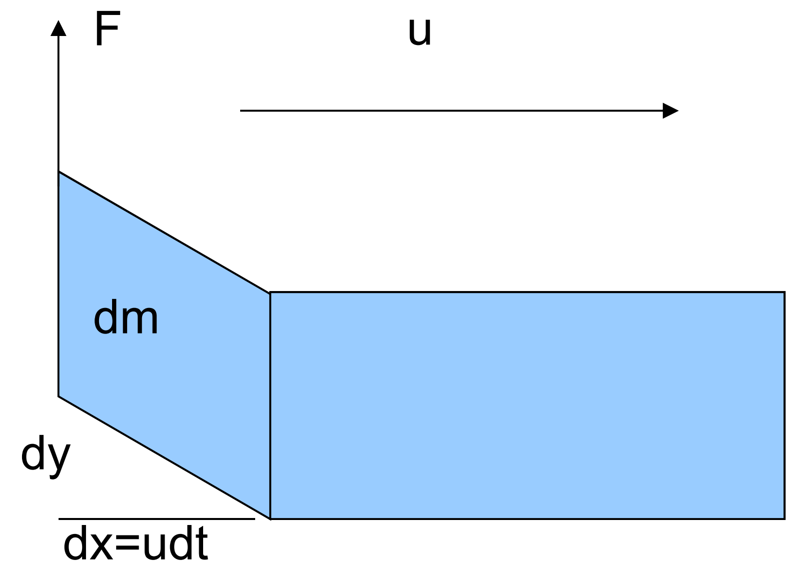
$$\frac{F}{S} = G\frac{dy}{dx} \Rightarrow F = SG\frac{dy}{dx}$$

$$a = \frac{F}{dm} = \frac{SG\frac{dy}{dx}}{\rho \bullet S \bullet udt} = \frac{Gdy}{\rho \bullet udxdt}$$

运动学$l = a(\Delta t)^2 / 2$

$$a = 2l/(\Delta t)^2 = \frac{dy}{(dt)^2}$$

$$\Rightarrow \boxed{u = \sqrt{\frac{G}{\rho}}}$$



波速 $\left\{ \begin{array}{l} \text{弹性模量} \\ \text{疏密} \end{array} \right.$

固体棒中的横波 $$u=\sqrt{\frac{G}{\rho}}$$

固体棒中的纵波 $$u=\sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

波速 $\left\{\begin{array}{l}\text{弹性模量}\\ \text{疏密}\end{array}\right.$

固体中可以传输横波和纵波，液体和气体中仅能传播纵波（通过体变模量）

$$u=\sqrt{\frac{K}{\rho}}$$

均质各向同性线弹性材料具有独特的弹性性质，因此知道弹性模量中的任意两种，就可由下列换算公式求出其他所有的弹性模量。

	(λ, G)	(E, G)	(K, λ)	(K, G)	(λ, ν)	(G, ν)	(E, ν)	(K, ν)	(K, E)	(M, G)
$K=$	$\lambda+\frac{2G}{3}$	$\frac{EG}{3(3G-E)}$			$\frac{\lambda(1+\nu)}{3\nu}$	$\frac{2G(1+\nu)}{3(1-2\nu)}$	$\frac{E}{3(1-2\nu)}$			$M-\frac{4G}{3}$
$E=$	$\frac{G(3\lambda+2G)}{\lambda+G}$		$\frac{9K(K-\lambda)}{3K-\lambda}$	$\frac{9KG}{3K+G}$	$\frac{\lambda(1+\nu)(1-2\nu)}{\nu}$	$\boxed{2G(1+\nu)}$		$\boxed{3K(1-2\nu)}$		$\frac{G(3M-4G)}{M-G}$
$\lambda=$		$\frac{G(E-2G)}{3G-E}$		$K-\frac{2G}{3}$		$\frac{2G\nu}{1-2\nu}$	$\frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$	$\frac{3K\nu}{1+\nu}$	$\frac{3K(3K-E)}{9K-E}$	$M-2G$
$G=$			$\frac{3(K-\lambda)}{2}$		$\frac{\lambda(1-2\nu)}{2\nu}$		$\frac{E}{2(1+\nu)}$	$\frac{3K(1-2\nu)}{2(1+\nu)}$	$\frac{3KE}{9K-E}$	
$\nu=$	$\frac{\lambda}{2(\lambda+G)}$	$\frac{E}{2G}-1$	$\frac{\lambda}{3K-\lambda}$	$\frac{3K-2G}{2(3K+G)}$					$\frac{3K-E}{6K}$	$\frac{M-2G}{2M-2G}$
$M=$	$\lambda+2G$	$\frac{G(4G-E)}{3G-E}$	$3K-2\lambda$	$K+\frac{4G}{3}$	$\frac{\lambda(1-\nu)}{\nu}$	$\frac{2G(1-\nu)}{1-2\nu}$	$\frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}$	$\frac{3K(1-\nu)}{1+\nu}$	$\frac{3K(3K+E)}{9K-E}$	

$u=\sqrt{\frac{G}{\rho}}$　　$u=\sqrt{\frac{E}{\rho}}$　　$u=\sqrt{\frac{K}{\rho}}$

from 维基百科

G < E, 固体中 $u_{横波} < u_{纵波}$

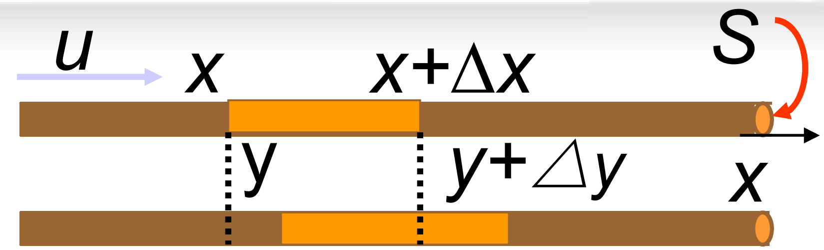
由于纵波在地球内部传播速度大于横波，所以地震时，纵波总是先到达地表，而横波总落后一步。这样，发生较大的近震时，一般人们先感到上下颠簸，过数秒到十几秒后才感到有很强的水平晃动。这一点非常重要，因为纵波给我们一个警告，告诉我们造成建筑物破坏的横波马上要到了，快点作出防备。

波的能量

质元：动能 + 势能

波动：机械能量的传播

以纵波为例



设平面简谐波 $\boxed{y(x,t) = A\cos(\omega t - kx + \varphi)}$ 在密度为ρ的弹性细棒中传播。

考察平衡位置在x—x+△x处，体积为△V的质元的能量

其速度： $$v = \frac{\partial y}{\partial t} = -\omega A \sin(\omega t - kx + \varphi)$$

其动能： $$\Delta W_k = \frac{1}{2}\Delta m\left(\frac{\partial y}{\partial t}\right)^2 = \frac{1}{2}\rho \Delta V \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx + \varphi)$$

设平面简谐波 $\boxed{y(x,t) = A\cos(\omega t - kx + \varphi)}$ 在密度为ρ的弹性细棒中传播（纵波）。

考察平衡位置在*x*—*x*+△*x*处，体积为△*V*的质元的能量

其应变：

$$\frac{\partial y}{\partial x} = -kA\sin(\omega t - kx + \varphi)$$

其势能：

$$\Delta W_p = \frac{1}{2}ES(\frac{\partial y}{\partial x})^2\Delta x = \frac{1}{2}E\Delta V k^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx + \varphi)$$

$$\boldsymbol{u = \sqrt{E/\rho}}$$

$$\boldsymbol{k = \omega / u}$$

$$\boxed{\Delta W_p = \frac{1}{2}\rho \Delta V \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx + \varphi) = \Delta W_k}$$

设平面简谐波 $\boxed{y(x,t) = A\cos(\omega t - kx + \varphi)}$ 在密度为ρ的弹性介质中传播（横波）。

其应变：

$$\frac{\partial y}{\partial x} = -kA\sin(\omega t - kx + \varphi)$$

其势能：

$$\Delta W_p = \frac{1}{2}GS(\frac{\partial y}{\partial x})^2 \Delta x = \frac{1}{2}G\Delta V k^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx + \varphi)$$

$u = \sqrt{G/\rho}$

$\boldsymbol{k = \omega / u}$

$$\boxed{\Delta W_p = \frac{1}{2}\rho\Delta V\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx + \varphi) = \Delta W_k}$$

结论

$$\Delta W_p = \frac{1}{2}\rho\Delta V\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx + \varphi) = \Delta W_k$$

$$\Delta W = \Delta W_k + \Delta W_p = \Delta m\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx + \varphi)$$

$$= \frac{\Delta m\omega^2 A^2}{2}[1 - \cos 2(\omega t - kx + \varphi)]$$

每一质元Δm的总能量是时间和位置的函数！

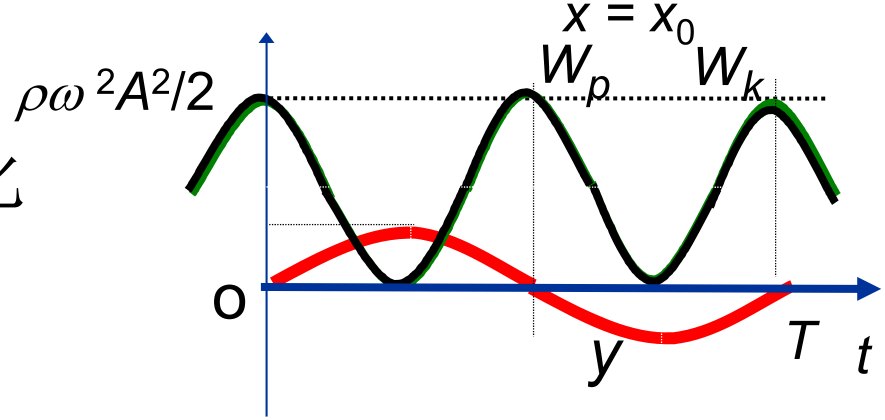
——能量也以速度u随波一起传播

$$\Delta W=\Delta W_k+\Delta W_p=\Delta m\omega^2A^2\sin^2(\omega t-kx+\varphi)=\frac{\Delta m\omega^2A^2}{2}[1-\cos 2(\omega t-kx+\varphi)]$$

- 固定x

W_k、W_p均随 t 周期性变化

$W_k=W_p$



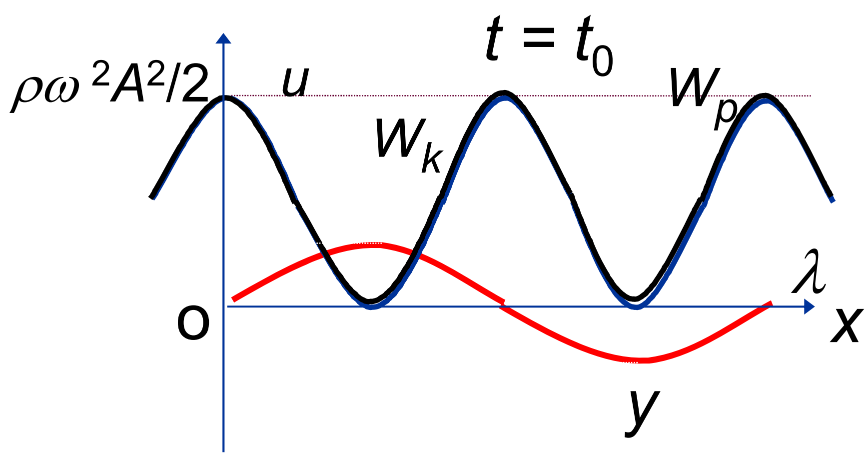
$$y(x,t)=A\cos[\omega t-kx+\varphi]$$

- 固定t

W_k、W_p随x周期分布

$y=0\rightarrow W_k$ W_p最大

y 最大$\rightarrow$ W_k W_p为 0



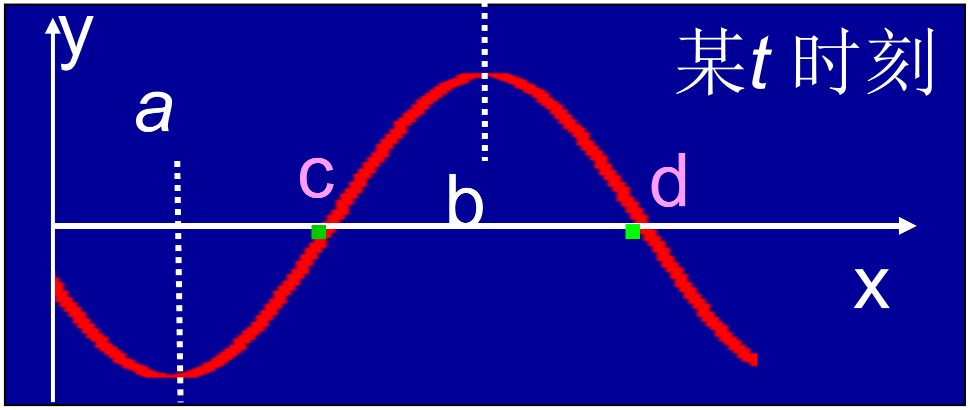
$$\Delta W_k = \Delta W_p = \frac{1}{2}\rho \Delta V \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx + \varphi)$$

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

质元Δ*m*的动能和势能同相变化，而且始终具有相同数值，质元在平衡位置时，具有最大能量；

例如：如图所示某*t* 时刻

a、*b*两点处的质元



其速度： $(\frac{\partial y}{\partial t})_a = (\frac{\partial y}{\partial t})_b = 0$

形变： $(\frac{\partial y}{\partial x})_a = (\frac{\partial y}{\partial x})_b = 0$

$\therefore \quad W_k = W_p = 0$

$(\frac{\partial y}{\partial t})_c = (\frac{\partial y}{\partial t})_d = V_{Max}$

c、d两点处的质元处在平衡位置

$(\frac{\partial y}{\partial x})_c = (\frac{\partial y}{\partial x})_d =$ 最大值

$\therefore \quad W_k = W_p = W_{Max}$

进一步理解波的能量　波是能量传播的一种形式。

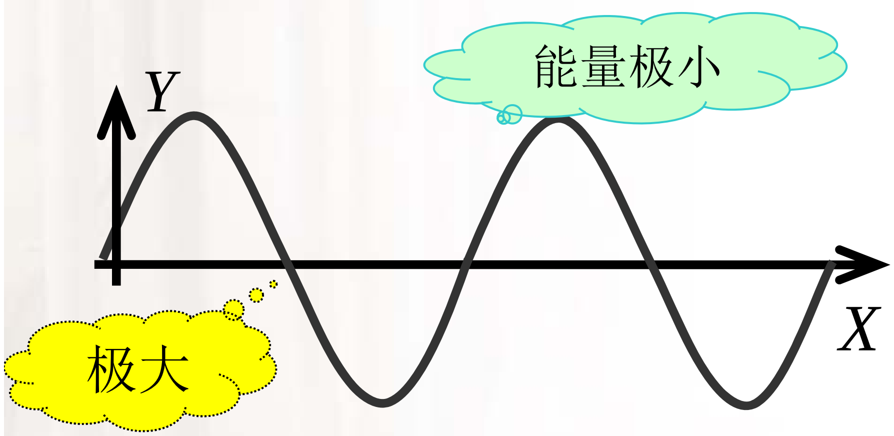
体元ΔV中能量密度从0到$\rho\omega^2A^2$表明外部能量输入，当ΔV中能量密度从$\rho\omega^2A^2$减小到0表明向外输出能量。整个周期，介质不积累能量，而是传播能量

简谐波

$$\begin{cases} \Delta W_k = \dfrac{1}{2}\rho\Delta V\omega^2A^2\sin^2(\omega t - kx + \varphi) \\ \Delta W_p = \dfrac{1}{2}\rho\Delta V\omega^2A^2\sin^2(\omega t - kx + \varphi) \end{cases}$$

$$E_{k\max} = E_{p\max}$$

能量不守恒！

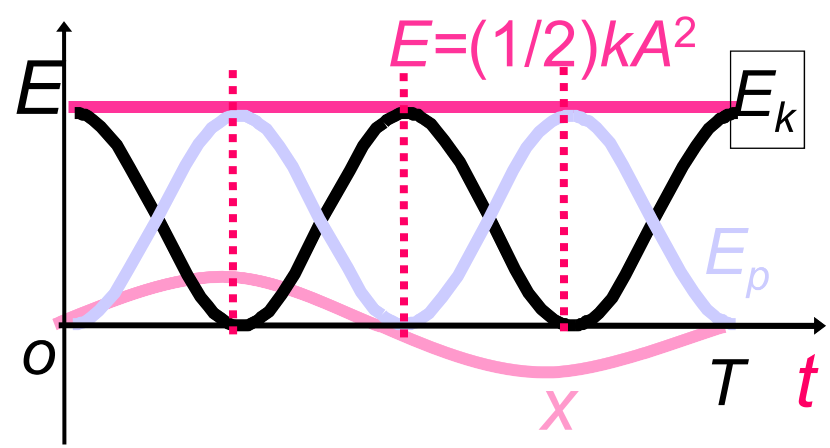


简谐振子

$$\begin{cases} E_k = \dfrac{1}{2}kA^2\sin^2(\omega t + \varphi) \\ E_p = \dfrac{1}{2}kA^2\cos^2(\omega t + \varphi) \end{cases}$$

$$E_{k\max} \Rightarrow E_{p\max}$$

能量守恒



$$\Delta W_k = \Delta W_p = \frac{1}{2}\rho \Delta V \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx + \varphi)$$

$$\Delta W = \Delta W_k + \Delta W_p = \rho \Delta V \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx + \varphi)$$

➢能量密度： 媒质单位体积内的能量

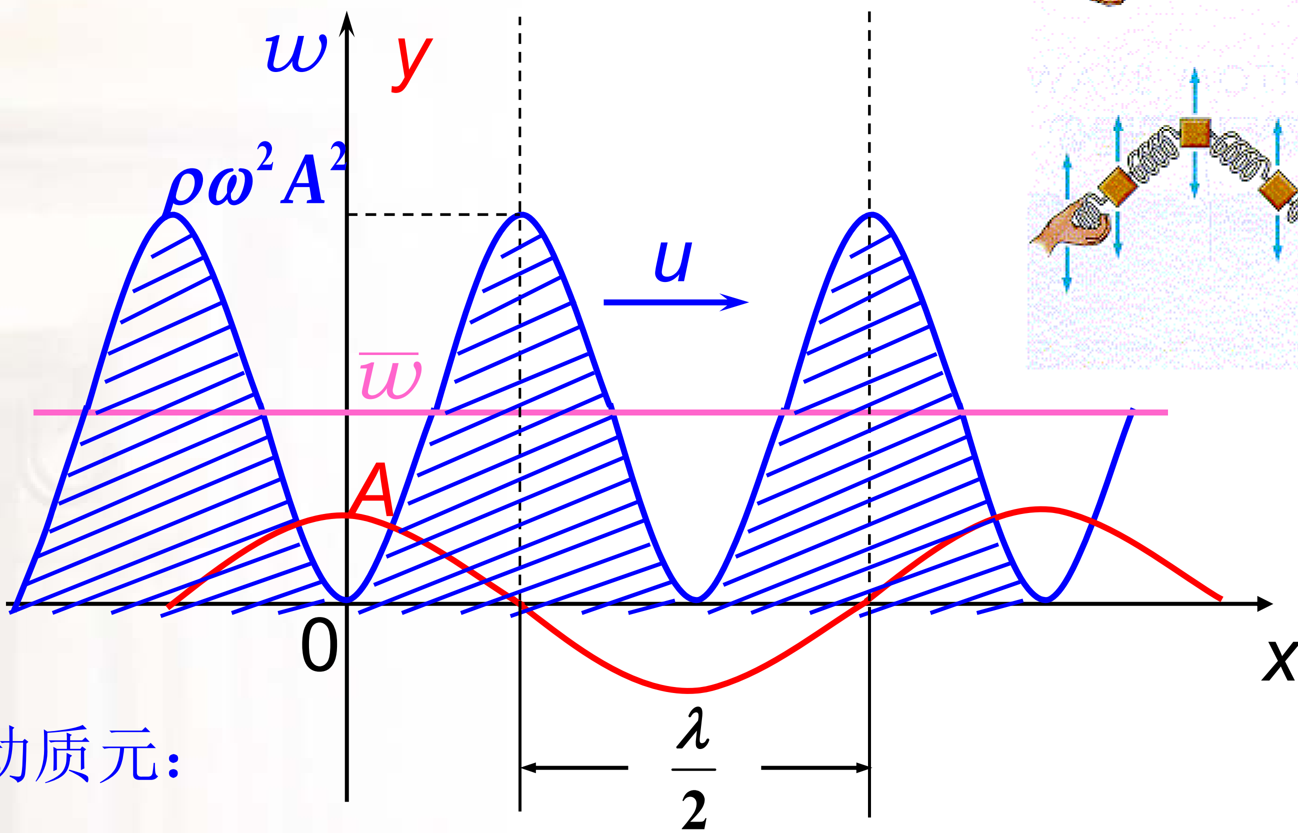
$$\boldsymbol{w = \frac{\Delta W}{\Delta V} = \rho \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t - kx + \varphi)}$$

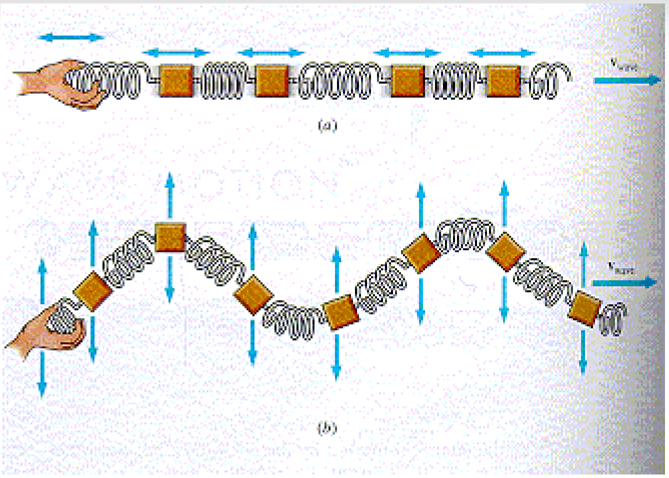
➢平均能流密度：一个周期内能量密度的平均值

$\sin^2(\omega t - kx + \varphi)$ 一个周期内的平均值为1/2

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

适用于各种弹性波





波动质元：

$$\Delta W_k = \Delta W_p \text{，} \quad \Delta W_k + \Delta W_p \neq \text{const}.$$

每个质元都与周围媒质交换能量。

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

4. 波的强度

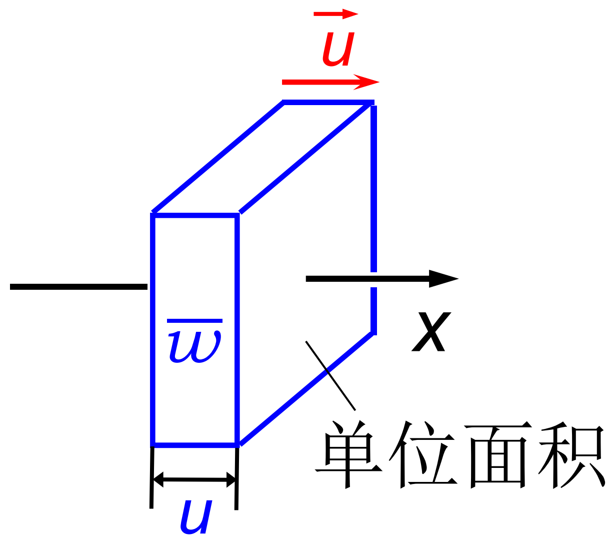
(单位时间通过垂直传播方向的单位截面上的能量)

$$dV = udtdS$$

$$dW = \overline{w}udtdS$$

$$I = \frac{dW}{dtdS} = \overline{w}u = \frac{1}{2}\rho\omega^2 A^2 u$$

---------------- 波强



利用 $I=\overline{w}u=\frac{1}{2}\rho\omega^2A^2u$ 和能量守恒，可以证明，

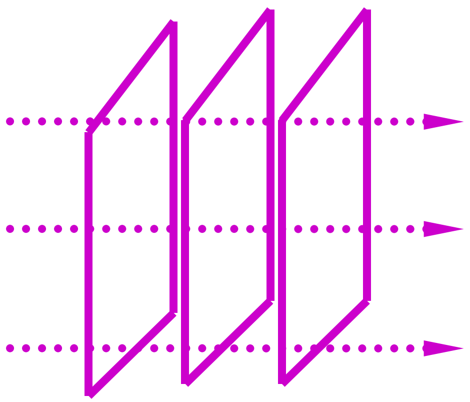
能量守恒可得一个周期内通过两个面的能量应该相等

$$I_1S_1T=I_2S_2T$$

$$\frac{1}{2}\rho\omega^2A_1^2uS_1T=\frac{1}{2}\rho\omega^2A_2^2uS_2T$$

平面波面积相等： $S_1=S_2$

$$A_1=A_2$$

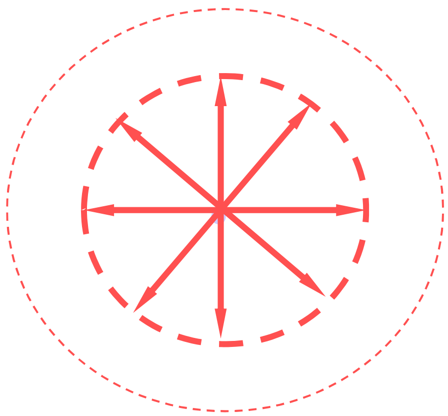


平面波

$$\frac{1}{2}\rho\omega^2 A_1^{\ 2} u S_1 T = \frac{1}{2}\rho\omega^2 A_2^{\ 2} u S_2 T$$

球面波： $S_1 = 4\pi r_1^2 \qquad S_2 = 4\pi r_2^2$

$$A_1^{\ 2} r_1^2 = A_2^{\ 2} r_2^2 \qquad\qquad A_1 r_1 = A_2 r_2$$



球面波

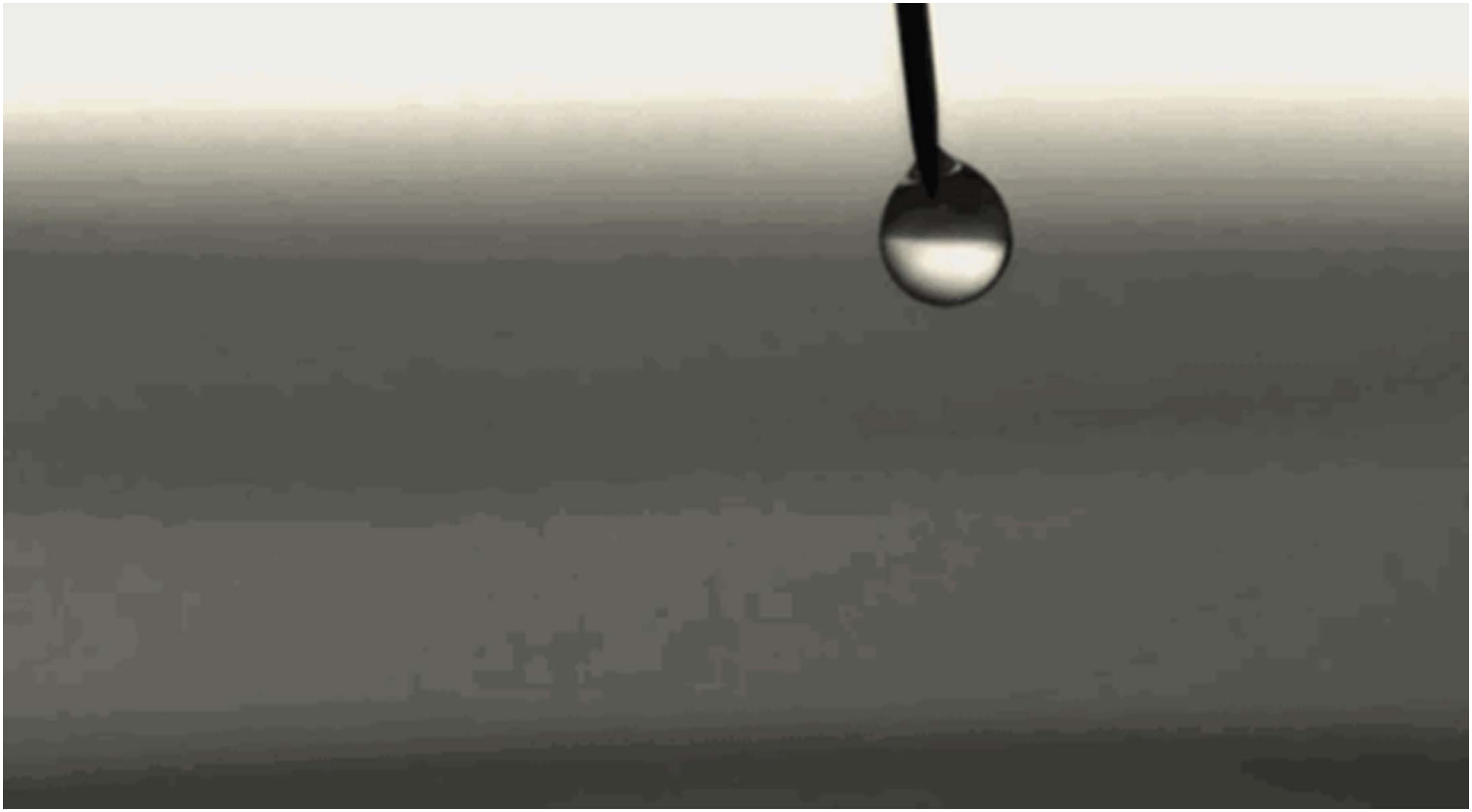
球面波波函数：

$$\boxed{y = \frac{A_1}{r}\cos\omega\left(t - \frac{r}{u}\right)}$$

惠更斯原理

前面讨论了波动的基本概念，接下来讨论传播特性有关的现象、原理和规律。由于某些原因，波在传播中，其传播方向、频率和振幅都有可能改变。 惠更斯原理给出的方法（惠更斯作图法）是一种处理波传播方向的普遍方法。

1690年



1. 原理的叙述

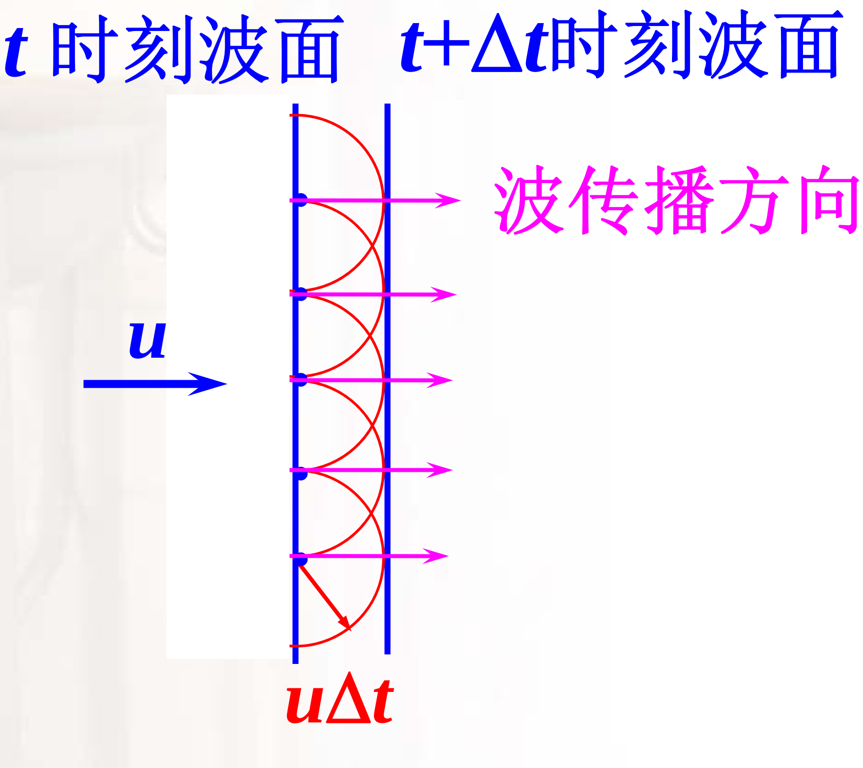
媒质中任意波面上的各点，都可看作是发射子波（次级波）的波源（点源），其后的任一时刻，这些子波面的包络面（包迹）就是波在该时刻的新的波面。

2. 原理的应用

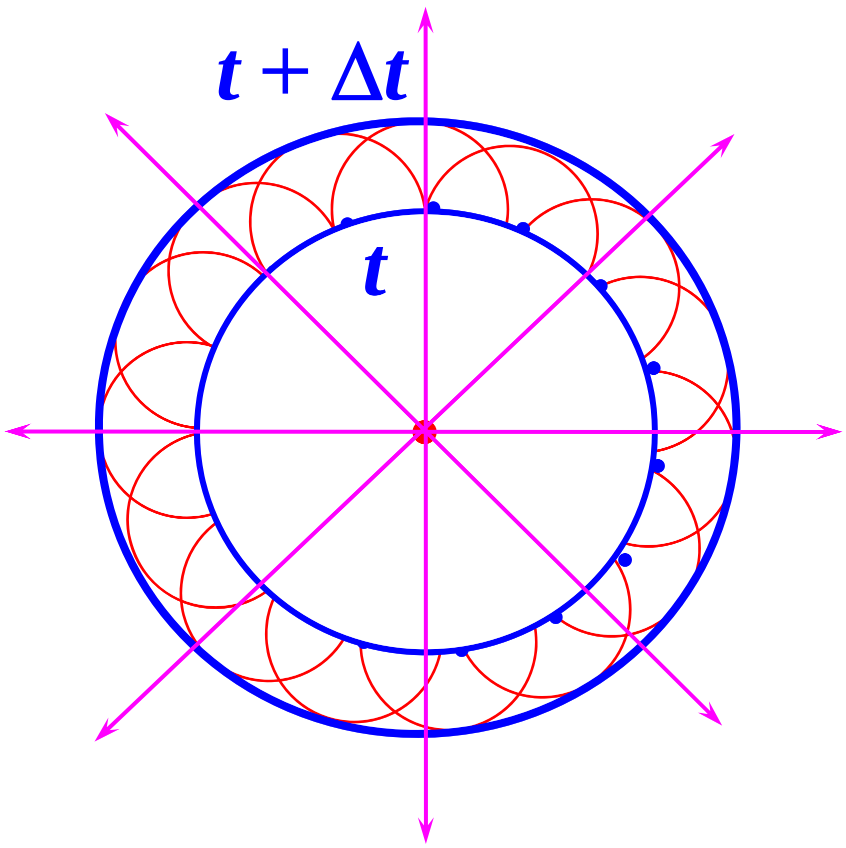
已知 t 时刻的波面$\rightarrow$ $t+\Delta t$ 时刻的波面，从而可进一步给出波的传播方向。

例如，均匀各向同性媒质内波的传播：

平面波



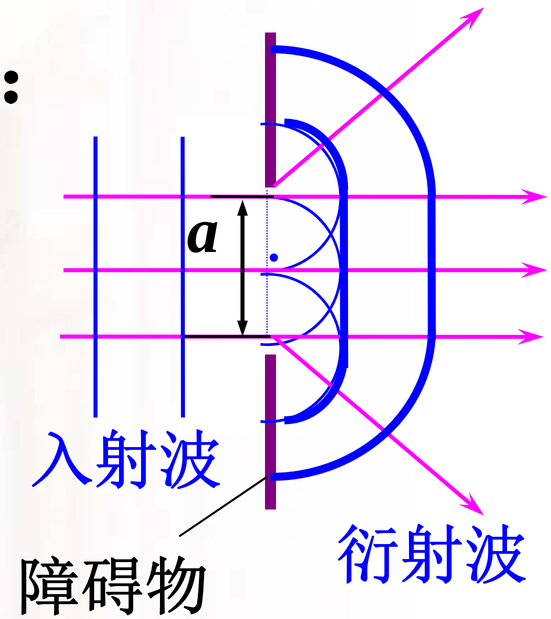
球面波

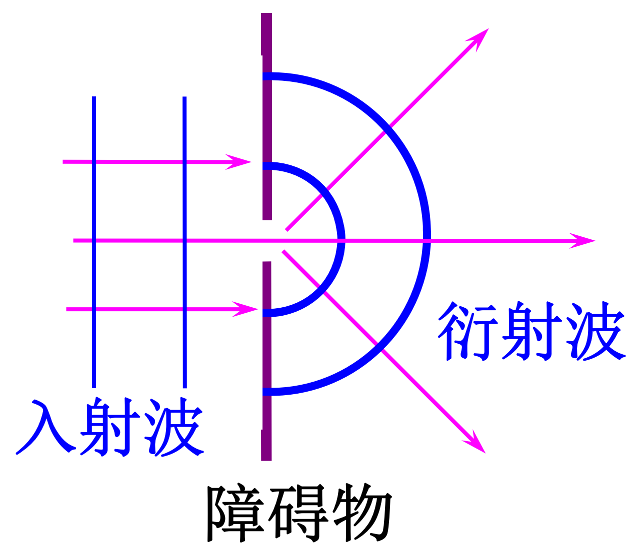


波的衍射（wave diffraction）

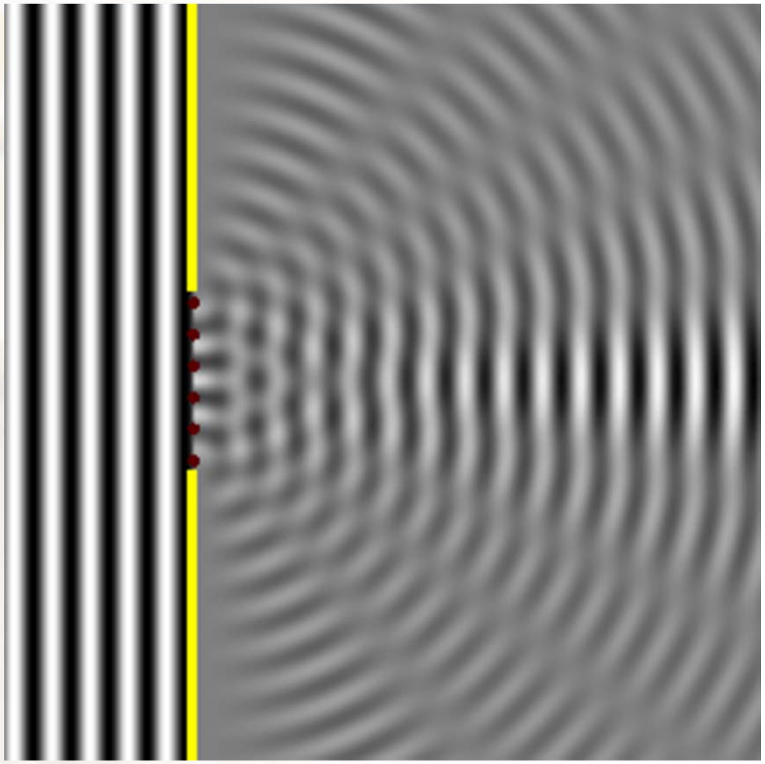
衍射：波传播过程中，当遇到障碍物时，能绕过障碍物边缘而偏离直线传播的现象。

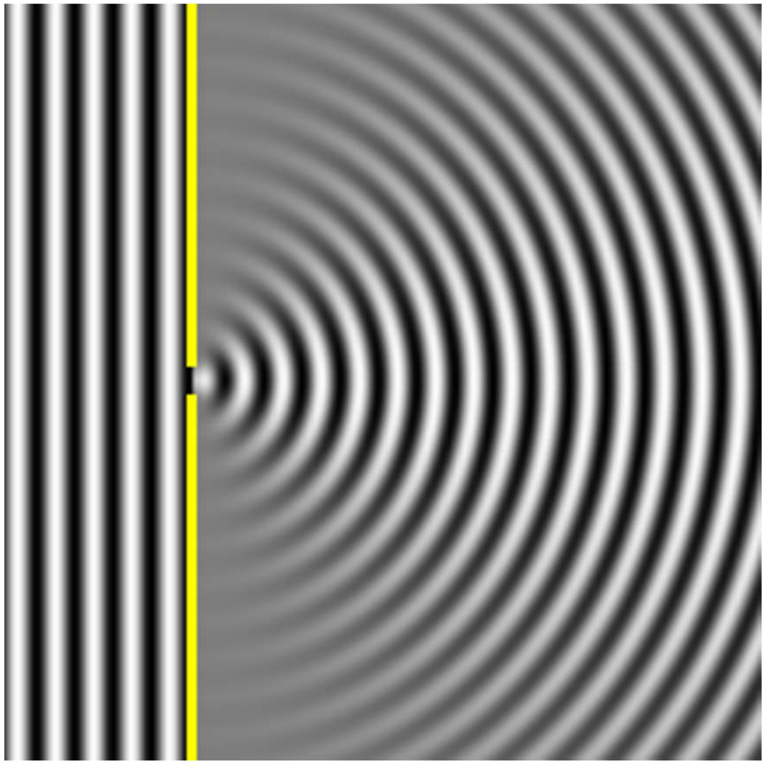
例如：





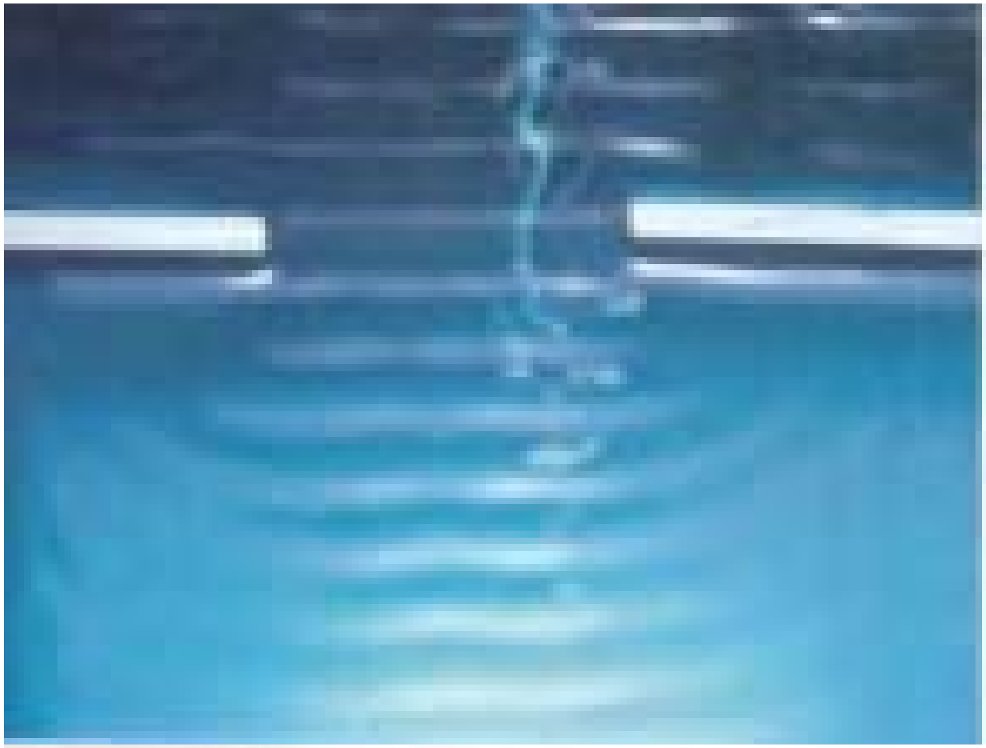
相对于波长而言，障碍物的线度越大衍射现象越不明显，障碍物的线度越小衍射现象越明显。

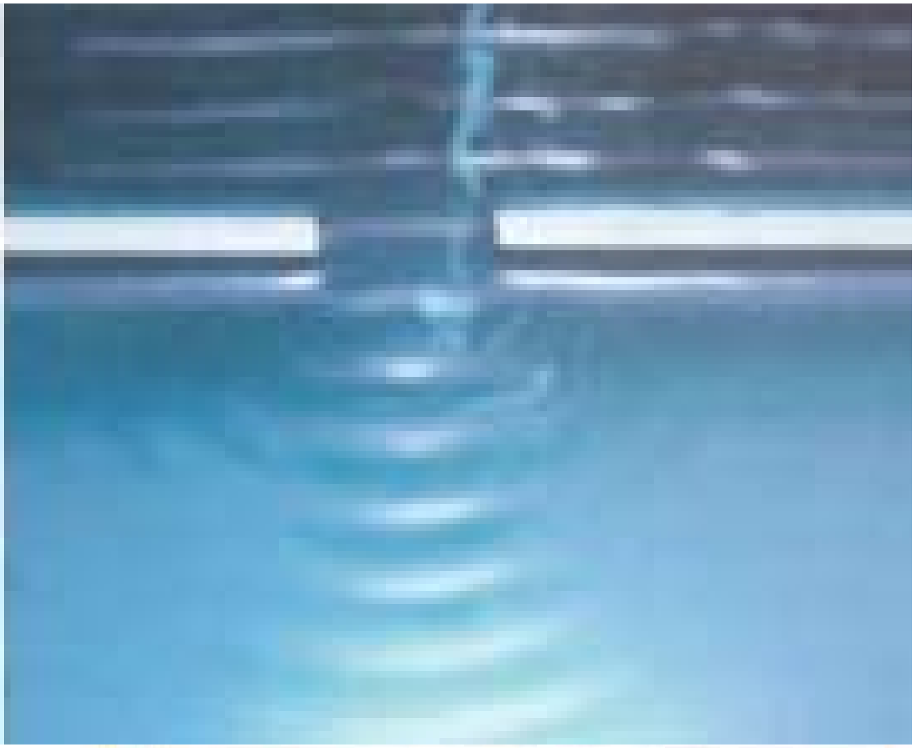




障碍物的线度大

障碍物的线度小

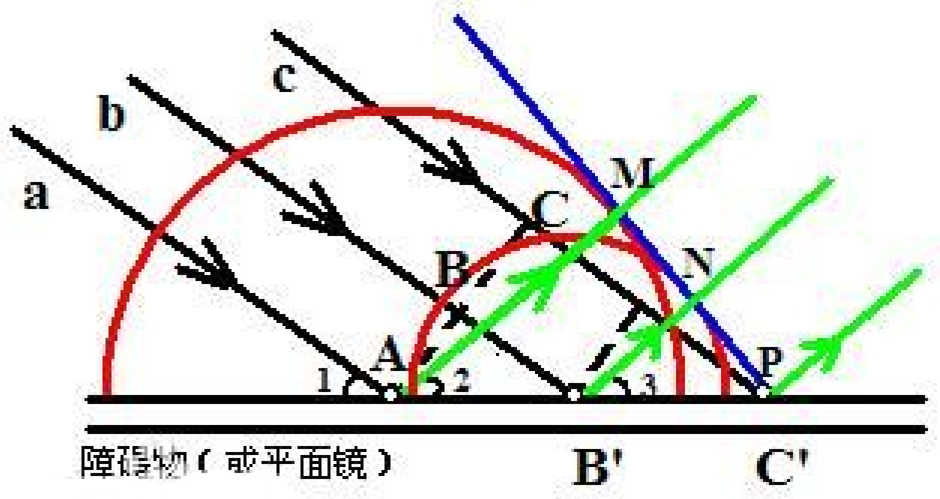




水波的衍射

波的反射和折射（reflection & refraction）

1.波的反射



作图法:

(1)画出入射波的波前AC

$CP=u(t_2-t_1)$

(2)画子波的波面

$AM=u(t_2-t_1)$

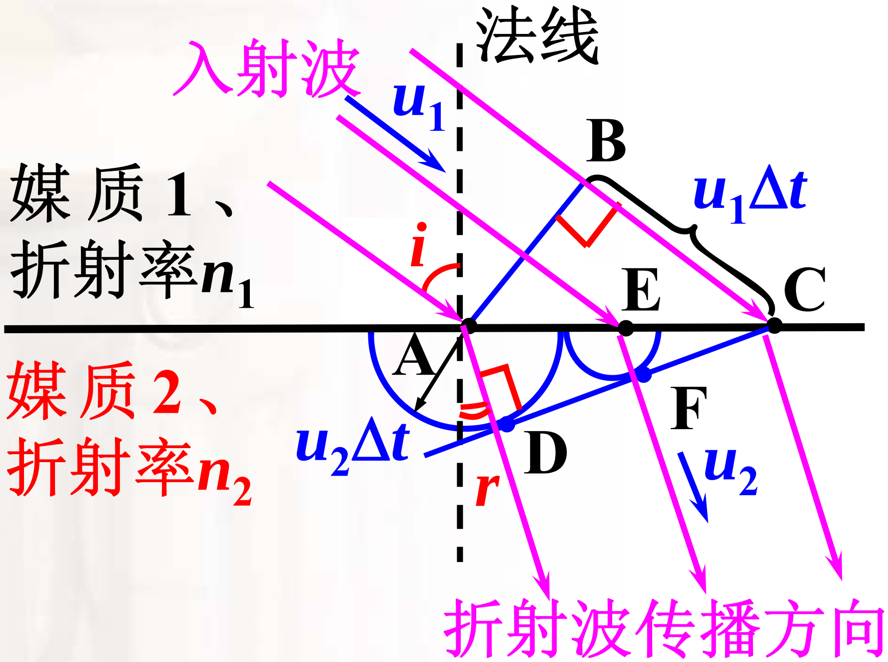
$CP=AM$

$\angle CC'A=\angle 2$

$\angle CC'A=\angle 1$

$\boxed{\angle 1=\angle 2}$

波的折射：用惠更斯作图法导出折射定律



作图法共分四步：

(1)画出入射波的波前AB

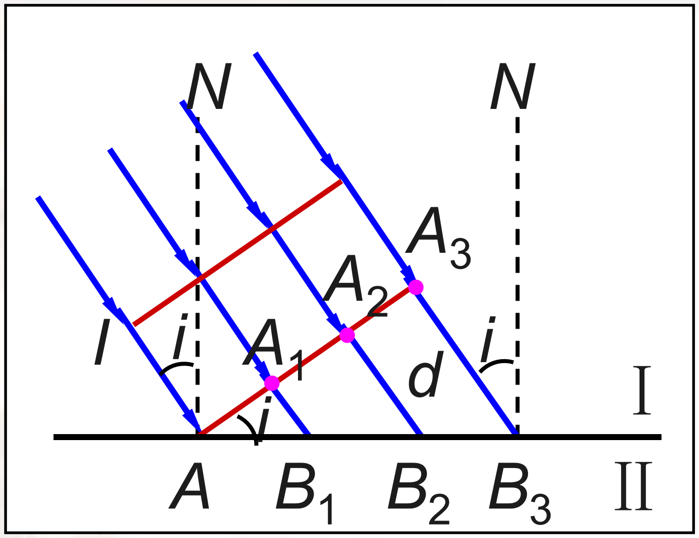
$$BC=u_1(t_2-t_1)$$

(2)画子波的波面

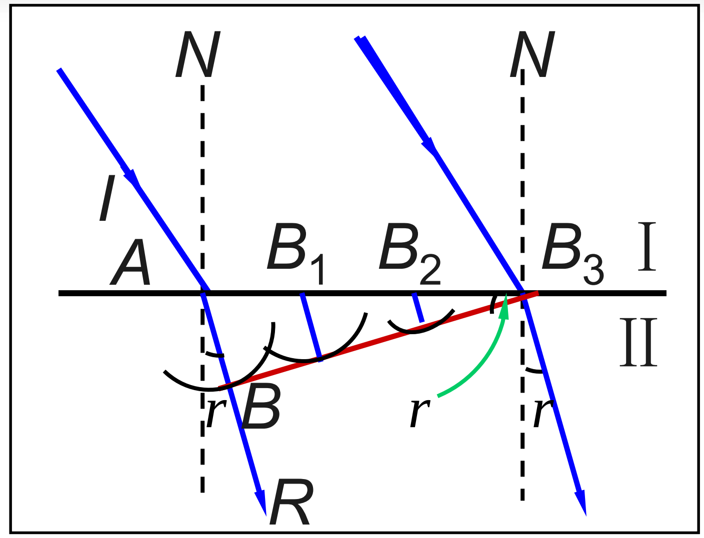
$$AD=u_2(t_2-t_1)$$

(3)画子波波面的包络面

(4)画折射波的传播方向



时刻 t

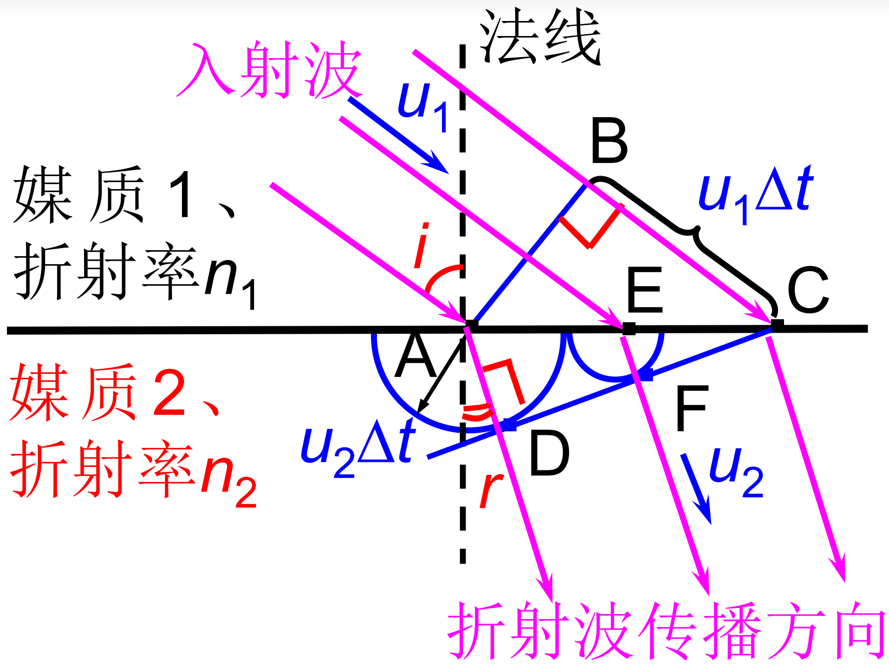


时刻 $t+\triangle t$

$$A_3B_3 = u_1\Delta t = AB_3 \sin i \qquad AB = u_2\Delta t = AB_3 \sin r$$

所以 $$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{A_3B_3}{AB} = \frac{u_1}{u_2}$$

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{n_2}{n_1} = \text{const.}$$



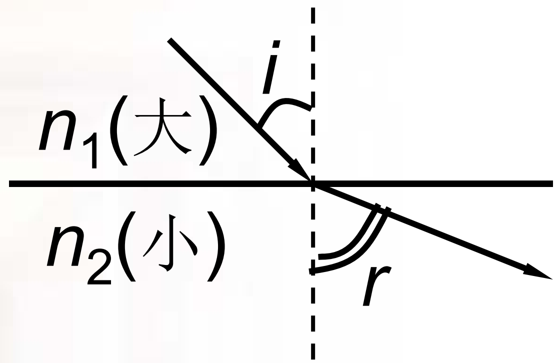
$$\boxed{光波\quad u_1 = \frac{c}{n_1},\ u_2 = \frac{c}{n_2}}$$

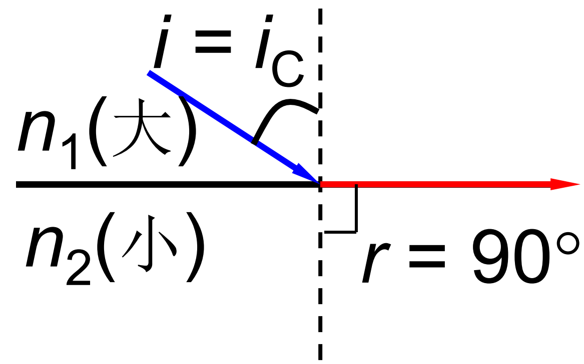
得到

$$\boxed{n_1 \sin i = n_2 \sin r}$$

—— 折射定律

光密媒质→光疏媒质时，折射角r >入射角 i 。



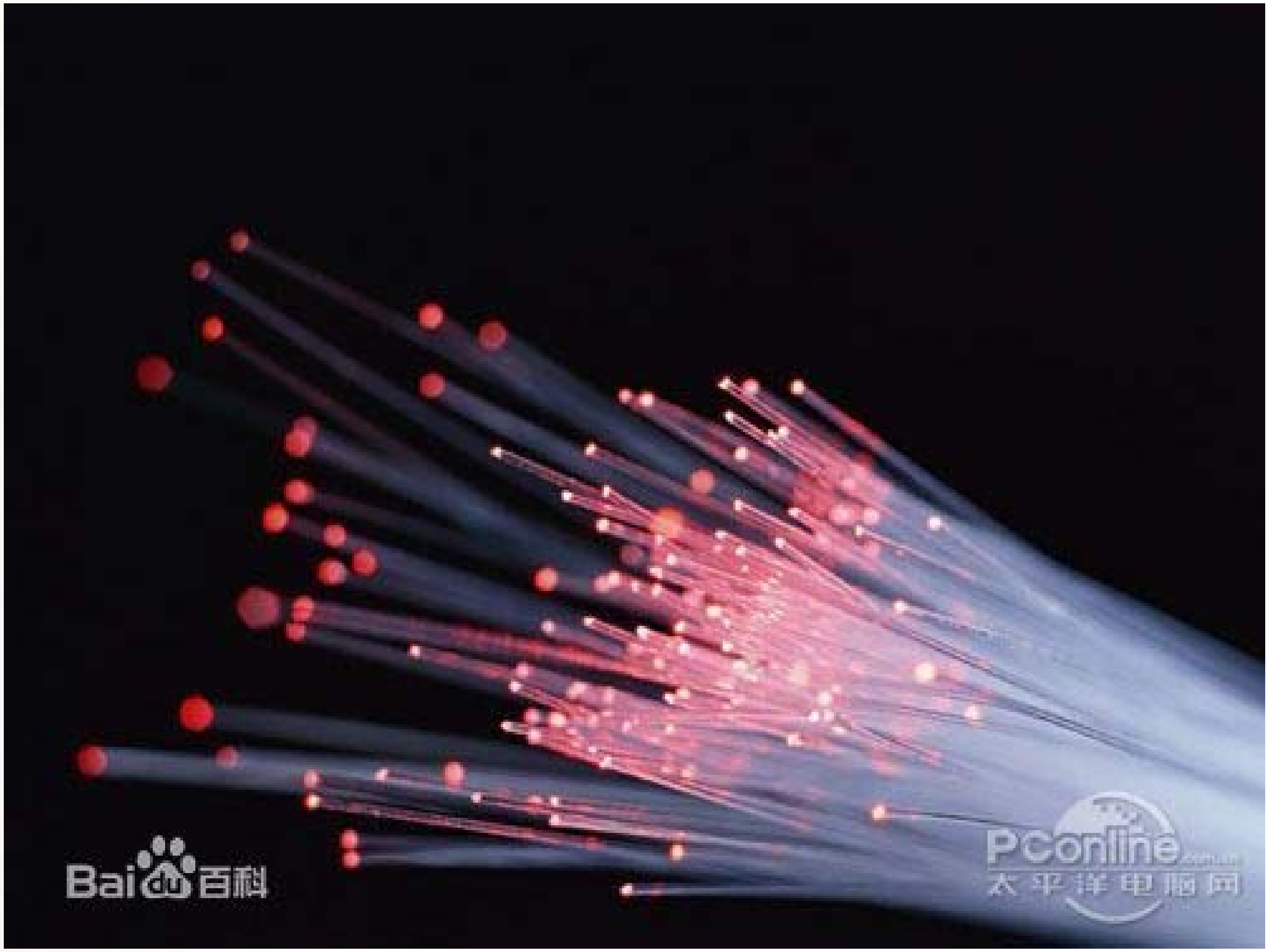


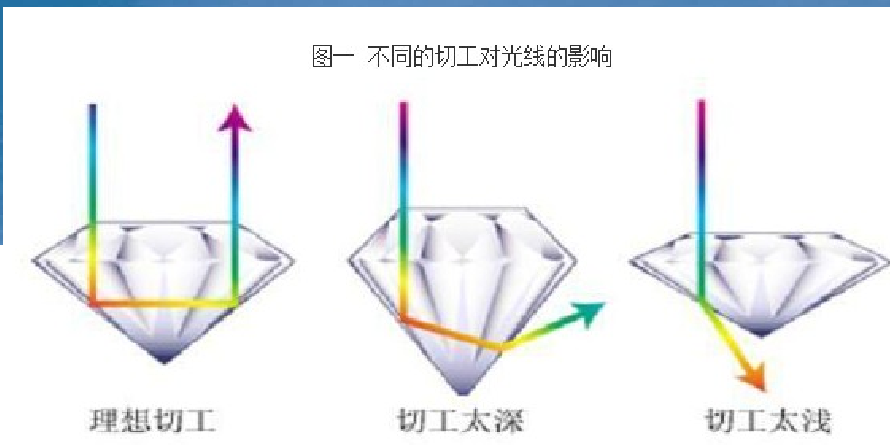
$$\boxed{\sin i_C = \frac{n_2}{n_1}}$$

i_C — 临界角

当入射i >临界角 i_C时，将无折射光 — 全反射

全反射的一个重要应用是光导纤维（光纤），它是现代光通信技术的重要器件。





重量(Caratage) 净度(Clarity)
颜色(Color) 切工(Cut)

谢谢！