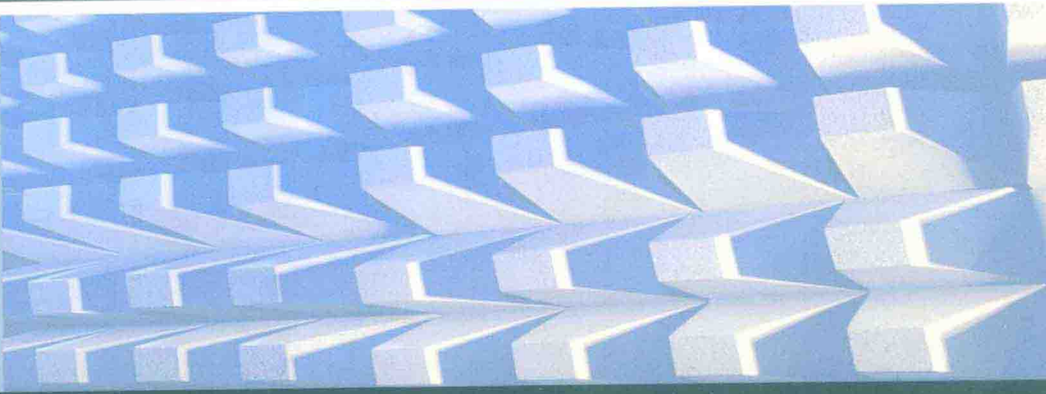
# 大学物理

## （第二版）下册

University Physics



主　编　咸立芬　王子国

高等教育出版社
HIGHER EDUCATION PRESS

# 大学物理

## （第二版）下册

Daxue Wuli

主　编　咸立芬　王子国
副主编　薛建华　赵　静　张丽娇

高等教育出版社·北京
HIGHER EDUCATION PRESS　BEIJING

**内容提要**

本书是在第一版的基础上修订改编而成的，这次修订保留了原书选材适当、概念阐述清晰、语言精练的特点，增加了一些介绍物理知识和物理思想在实际中应用的内容。

本书分为上、下册，上册内容包括质点的运动、运动定律与力学中的守恒定律、相对论基础、静电场、恒定磁场和磁介质及电磁感应和电磁场；下册内容包括机械振动、机械波、波动光学、气体动理论、热力学、量子物理基础和固体物理简介。

本书内容简练、难易适度，可作为普通高等学校工科各专业大学物理课程教材或参考书，也可供社会读者阅读。

**图书在版编目(CIP)数据**

大学物理. 下册 / 咸立芬，王子国主编. —新1版. —北京:高等教育出版社,2014.3

ISBN 978-7-04-038877-0

Ⅰ.①大… Ⅱ.①咸… ②王… Ⅲ.①物理学-高等学校-教材 Ⅳ.①O4

中国版本图书馆 CIP 数据核字（2013）第302108号

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 策划编辑 | 忻　蓓 | 责任编辑 | 忻　蓓 | 特约编辑 | 张竹琪 | 封面设计 | 于　涛 |
| 版式设计 | 王艳红 | 插图绘制 | 尹　莉 | 责任校对 | 李大鹏 | 责任印制 | 刘思涵 |

| | | | |
|---|---|---|---|
| 出版发行 | 高等教育出版社 | 咨询电话 | 400-810-0598 |
| 社　　址 | 北京市西城区德外大街4号 | 网　　址 | http://www.hep.edu.cn |
| 邮政编码 | 100120 | | http://www.hep.com.cn |
| 印　　刷 | 煤炭工业出版社印刷厂 | 网上订购 | http://www.landraco.com |
| 开　　本 | 787mm×960mm　1/16 | | http://www.landraco.com.cn |
| 印　　张 | 14 | 版　　次 | 2014年3月第1版 |
| 字　　数 | 260千字 | 印　　次 | 2014年3月第1次印刷 |
| 购书热线 | 010-58581118 | 定　　价 | 28.00元 |



物 料 号　38877-00

# 目　录

# 第7章 机械振动

从广义来说,描述物质运动状态的物理量(例如物体的位移、电流、电场强度等),在某一数值附近反复变化的过程,都叫**振动**。**机械振动**是指物体在一定位置附近所作的来回往复的运动。例如钟摆的摆动、脉搏的搏动等。有关振动的知识在声学、机械、建筑、地震等领域的研究中是必不可少的。

机械振动有多种多样的形式,大多数情况是非常复杂的。而简谐振动是最简单、最基本的振动形式,复杂的振动可以看做简谐振动的叠加。

## 7.1 简谐振动

### 7.1.1 简谐振动的特征

物体振动时,如果物体离开平衡位置的位移按照余弦或正弦函数的规律随时间变化,这种振动就称为**简谐振动**。例如,弹簧振子的小幅度振动以及单摆的小角度振动在不计阻力的情况下都可以看做是简谐振动。

下面以弹簧振子为例研究简谐振动的基本特征及规律。

如图 7-1 所示,将一个轻质弹簧的一端固定,另一端连接一个可以在水平光滑面上自由运动的物体,质量为 $m$(可看做质点),这样就组成了一个弹簧振子。如果所有的摩擦都可以忽略,则组成了一个无阻尼的弹簧振子。假设当弹簧既没有压缩也没有拉伸而处于自然长度时,弹簧连接的物体处于位置 $O$。由于此时物体所受的合力为零,$O$ 点被称为物体的平衡位置。

现在以 $O$ 为原点,取如图所示坐标轴 $Ox$。将物体向右移到位置 $A$,然后放开,此时,因弹簧伸长而出现了指向平衡位置的弹性力。在此力的作用下,物体

将加速向左运动，当物体到达位置 $O$ 时，物体具有一定的速度，但作用在物体上的弹性力等于零。由于惯性作用，物体将继续向左运动，这时弹簧将被压缩。由于弹簧被压缩，出现了向右的指向平衡位置的弹性力，该弹性力阻止物体向左运动，使物体速率减小，直至物体速度变为零（此时对应的位置为 $B$ 点）。之后，物体在弹性力作用下开始加速向右运动，到达平衡位置时，物体受力再次为零，但具有一定速度，于是物体继续向右运动，但由于受到了向左的作用力，物体速度逐渐减小，直至为零。以后，物体会反复重复上述运动。像这样，在弹性力作用下物体在某一平衡位置附近来回往复地运动，即作**机械振动**。

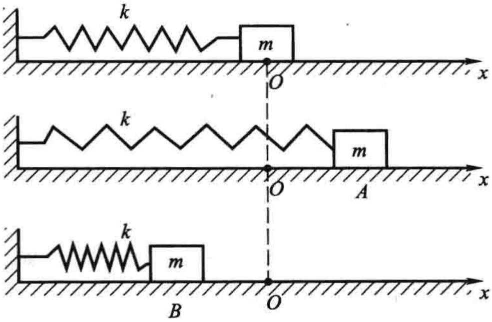



图 7-1

可以证明，如果所有的摩擦都可以忽略，物体对于平衡位置的位移 $x$ 将按余弦或者正弦函数的规律随时间 $t$ 变化，即作简谐振动。

### 7.1.2　简谐振动的运动方程

由上述分析可知，如果物体相对于平衡位置的位移为 $x$，则物体所受弹性力为

$$F = -kx \tag{7-1}$$

式中比例常数 $k$ 代表弹簧的劲度系数，由弹簧的性质例如材料、形状、尺寸等决定，负号表示物体所受弹性力与物体位移方向相反。

如果所有的摩擦都可以忽略，则根据牛顿第二定律，物体的加速度为

$$a = \frac{F}{m} = -\frac{k}{m}x \tag{7-2}$$

对于一个确定的弹簧振子，$k$ 与 $m$ 都是常量且都大于零，则可以令

$$\omega^2 = \frac{k}{m} \tag{7-3}$$

于是，我们有 $a = -\omega^2 x$，显然，物体的加速度与位移大小成正比，而与位移方向相反。

由于 $a=\dfrac{d^2x}{dt^2}$，于是结合 $a=-\omega^2x$，我们有 $a=\dfrac{d^2x}{dt^2}=-\omega^2x$，即

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

上式是简谐振动的微分方程。它是一个常系数的齐次二阶线性微分方程，解此微分方程，得

$$x=A\cos(\omega t+\varphi) \tag{7-4}$$

此即为简谐振动的运动方程，简称简谐振动方程（运动学方程）。式中 $A$ 和 $\varphi$ 是积分常量，其物理意义将在后面讨论。

由上式可以知道，当物体在线性回复力 $F=-kx$ 作用下作振动时，其位移是时间的余弦（或正弦）函数，这就是为什么把此种振动称为简谐振动的原因。

将简谐振动方程对时间求一阶、二阶导数，可以分别得到作简谐振动物体的速度和加速度：

$$v=\frac{dx}{dt}=-A\omega\sin(\omega t+\varphi)$$

$$a=\frac{d^2x}{dt^2}=-A\omega^2\cos(\omega t+\varphi)$$

由简谐振动的运动方程、速度和加速度表达式，可以作出如图 7-2 所示的 $x-t$、$v-t$ 和 $a-t$ 图（$\varphi=0$ 的情况）。由图中可以看出，物体作简谐振动时，它们的位移、速度和加速度均作周期性的变化。

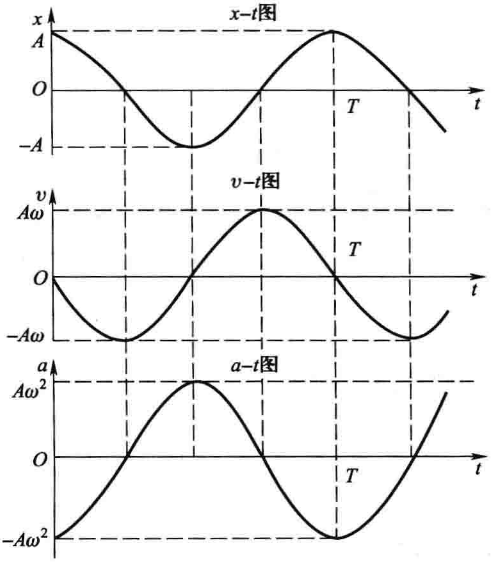



图 7-2

### 7.1.3 简谐振动振幅、周期、频率和相位及其关系

根据简谐振动方程(7-4)可以看出决定物体简谐振动的特征物理量是 $A$、$\omega$ 和 $\varphi$,下面分析各个物理量的含义。

1. 振幅

在简谐振动的运动方程中,由于 $\cos(\omega t+\varphi)$ 的值在+1和-1之间变化,因此物体的位移就在 $-A$ 和 $+A$ 之间变化,所以运动方程中的 $A$ 表示质点可能离开原点的最大距离,它给出了质点运动的范围在 $-A$ 和 $+A$ 之间,这个量即简谐振动物体离开平衡位置的最大位移的绝对值,称为**振动的振幅**。由于振幅 $A$ 是一个常量,因而简谐振动的全部变化都反映在余弦函数的变化中。

2. 角频率、周期、频率

简谐振动的运动方程中的 $\omega$ 称为**角频率**。

由于

$$\omega^2=\frac{k}{m}$$

$k$ 与 $m$ 都是常量且都大于零,所以角频率是振动系统固有的特征量,由系统特征量 $k$ 与 $m$ 确定。

余弦函数是周期函数,振动物体的运动状态完全重复一次,称为物体进行了一次全振动。物体进行一次全振动所需要的时间称为**振动的周期**,以 $T$ 表示。从简谐振动方程我们看到周期一定满足如下公式(余弦函数周期性)

$$2\pi=\omega T$$

则有

$$T=\frac{2\pi}{\omega}$$

而频率是周期的倒数,即单位时间内物体全振动的次数,称为**简谐振动的频率**,用 $\nu$ 表示:

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

$\omega$、$T$ 或 $\nu$ 都描述了简谐振动的周期性。$\omega$、$T$ 和 $\nu$ 的关系满足

$$\omega=2\pi\nu=\frac{2\pi}{T} \tag{7-5}$$

显然,$\omega$、$T$ 和 $\nu$ 这三个量中,只要有一个知道了,其余两个很容易得到。在国际单位制中,$T$ 的单位是秒(s),$\nu$ 的单位是赫兹(Hz 或 $s^{-1}$),$\omega$ 的单位是弧度每秒(rad/s 或 $s^{-1}$)。

3. 相位和初相

在简谐振动中,无论是位移的方程中还是速度或加速度的方程中,都含有变量 $(\omega t + \varphi)$,我们称之为**振动的相位**。

相位是描述简谐振动状态的物理量。相位是一个非常重要的概念,由简谐振动物体的运动方程可知,当振幅和角频率一定时,振动物体在任一时刻相对于平衡位置的位移、速度和加速度等运动特性都取决于相位。$t = 0$ 时的相位 $\varphi$ 叫**初相**,初相位描述简谐振动的初始状态。

相位还常常用于讨论两个不同振动的同步问题。例如,有下列两个简谐振动:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$$

$$x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

它们的相位差为

$$\Delta\Phi = (\omega t + \varphi_2) - (\omega t + \varphi_1) = \varphi_2 - \varphi_1 = \Delta\varphi$$

相位差可以描述同一时刻两个不同振动的状态差异。从上面的式子可以看出,两个同频率的简谐振动在任意时刻的相位差等于其初相位差,而与时间无关。由相位差就可以分析它们的步调是否一致。

如果 $\Delta\Phi = 0$(或者 $2\pi$的整数倍),两振动质点将同时到达各自的极大值,并且同时越过原点并同时到达极小值,它们的步调始终相同,这种情况二者同相。

如果 $\Delta\Phi = \pi$(或者$\pi$的奇数倍),两振动质点中的一个到达极大值时,另一个将同时到达极小值,并且将同时越过原点并同时到达各自的另一个极值,它们的步调正好相反。这种情况二者反相。

### 7.1.4 常数 $A$ 和 $\varphi$ 的确定

由 $t=0$ 时物体相对平衡位置的位移 $x_0$和速度 $v_0$(称为初始条件),根据简谐振动方程和其速度方程,我们有

$$x_0 = A\cos\varphi$$

$$v_0 = -A\omega\sin\varphi$$

联立以上两个方程,则

$$A = \sqrt{x_0^2 + \frac{v_0^2}{\omega^2}} \tag{7-6}$$

$$\tan\varphi = \frac{-v_0}{\omega x_0} \tag{7-7}$$

由以上的讨论可知,对给定的振动系统,周期由系统本身性质决定(不同系统的决定因素不一样,对于弹簧振子,由 $k$ 和 $m$ 决定),而振幅和初相由物体的

初始速度和初始位移决定。

## 7.2 简谐振动的旋转矢量法

在上一节,我们用谐振方程和谐振曲线来描述了简谐振动,除此以外,还有一种直观、方便的描述方法,称为**旋转矢量法**。

如图 7-3 所示,在某一平面上作一个以 $O$ 为原点的坐标轴 $Ox$,以原点 $O$ 为起点作一个长度等于简谐振动振幅 $A$ 的矢量 $\boldsymbol{A}$,令 $\boldsymbol{A}$ 绕原点 $O$ 以等于简谐振动圆频率的匀角速度 $\omega$ 沿着逆时针方向匀速旋转,我们称 $\boldsymbol{A}$ 为旋转矢量,此旋转矢量的端点将在平面上画出一个圆,称为参考圆。设 $t=0$ 时矢量 $\boldsymbol{A}$ 与 $x$ 轴的夹角为 $\varphi$,则任意 $t$ 时刻 $\boldsymbol{A}$ 与 $x$ 轴的夹角为 $(\omega t+\varphi)$,这时矢量的端点在 $x$ 轴上投影点的坐标为

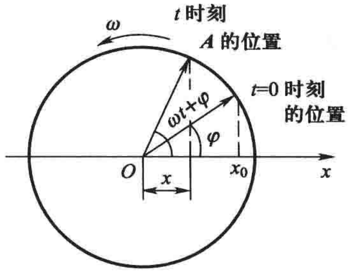


图 7-3

$$x=A\cos(\omega t+\varphi)$$

可见旋转矢量的端点在 $x$ 轴上的投影的运动实质上就是简谐振动。很明显,一个旋转矢量是与一个简谐振动相对应的,其对应关系是:旋转矢量的长度对应简谐振动的振幅,因而我们把旋转矢量又称为振幅矢量;矢量的角坐标对应简谐振动的相位,矢量的初角位置对应振动的初相位,矢量的角位移则对应振动相位的变化;矢量旋转的角速度与振动的角频率相对应,亦即相位变化的速率;矢量旋转的周期和频率对应振动的周期和频率。

由以上分析可以看到,我们在研究简谐振动的运动特性时,用以上方法作一个旋转矢量进行分析,可以把简谐振动中的各个物理量更为直观地表现出来,从而更清晰地描述运动过程,简谐振动的这种表示方法称为**旋转矢量法**。

**例 7.1** 如图 7-4 所示,一个轻质弹簧的左端固定,右端连着一物体组合成弹簧振子,弹簧的劲度系数 $k=0.72\ \mathrm{N\cdot m^{-1}}$,物体的质量 $m=20\ \mathrm{g}$。

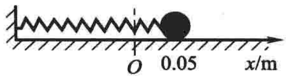


图 7-4

(1) 把物体从平衡位置向右拉到 $x=0.05\ \mathrm{m}$ 处停下后再释放,求简谐振动方程;

(2) 求物体从初始位置运动到第一次经过 $\dfrac{A}{2}$ 处时的速度。

**解** (1) 弹簧振子的角频率和振幅分别为

$$\omega=\sqrt{\frac{k}{m}}=\sqrt{\frac{0.72\ \mathrm{N\cdot m^{-1}}}{0.02\ \mathrm{kg}}}=6.0\ \mathrm{s^{-1}},\quad A=\sqrt{x_0^2+\frac{v_0^2}{\omega^2}}=x_0=0.05\ \mathrm{m}$$

设初相位为 $\varphi$,则

$$\tan\varphi=\frac{-v_0}{\omega x_0}=0,\quad \varphi=0\ \text{或}\ \pi$$

由图 7-5 的初始位置对应的旋转矢量图可知,$\varphi=0$。

则弹簧振子的简谐振动方程为

$$x=A\cos(\omega t+\varphi)=0.05\cos 6.0t$$

(2) 由弹簧振子的简谐振动方程,得

$$\cos\omega t=\frac{x}{A}=\frac{1}{2},\quad \omega t=\frac{\pi}{3}\ \text{或}\ \frac{5\pi}{3}$$

由图 7-6 中第一次经过 $\frac{A}{2}$ 处对应的旋转矢量图,可得 $\omega t=\frac{\pi}{3}$,于是得

$$v=-A\omega\sin\omega t=-0.26\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}\text{(负号表示速度沿 } x \text{ 轴负方向)}$$

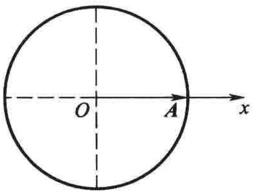


图 7-5

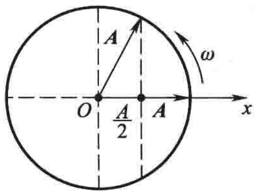


图 7-6

## 7.3 微振动的简谐振动近似表示

弹簧振子是由于受到了 $F=-kx$ 的弹性力才会作简谐振动,在物体的机械运动过程中,无论物体所受作用力是否为弹性力,只要所受作用力满足类似于 $F=-kx$ 的形式,它的运动必为简谐运动,人们把这种与弹簧的弹性力相类似的作用力称为准弹性力。下面介绍两种准弹性力作用下简谐振动的例子。

### 7.3.1 单摆

如图 7-7 所示,一根没有伸缩的不考虑质量的细绳,上端固定,下端悬挂一个尺寸很小的质量为 $m$ 的重物,将重物视为质点,把此重物稍拉离平衡位置并释放,在重力作用下,重物就可以在竖直平面内来回摆动,这种装置称为**单摆**。

受力分析可知,重物受到重力和绳子拉力作用。设绳长为 $l$,则重物重力对

$C$ 点的力矩为

$$M = -mgl\sin\theta$$

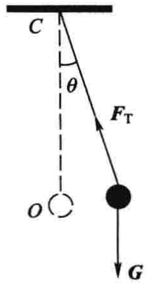



图 7-7

当角位移 $\theta$ 很小时(一般 $\theta<5°$),$\sin\theta\approx\theta$,则有

$$M = -mgl\theta$$

根据转动定律 $M = J\dfrac{d^2\theta}{dt^2} = ml^2\dfrac{d^2\theta}{dt^2}$,有

$$ml^2\frac{d^2\theta}{dt^2} = -mgl\theta$$

令 $\omega^2 = g/l$,则上式变为

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \omega^2\theta = 0$$

此微分方程的解为

$$\theta = \theta_m\cos(\omega t+\varphi)$$

显然,在形式上,此式与弹簧振子满足的微分方程是一样的,只不过由弹簧振子的位移换成了单摆的角位移。由此我们得出结论:单摆的小角度摆动振动也是简谐振动。

单摆振动的角频率和周期分别为

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}} \tag{7-8}$$

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \tag{7-9}$$

### 7.3.2 复摆

一个可绕不过质心的水平固定轴转动的刚体称为**复摆**,也称**物理摆**。平衡状态下,摆的重心在轴的正下方,摆动时,重心与轴的连线偏离平衡时的竖直位置,如图 7-8 所示。

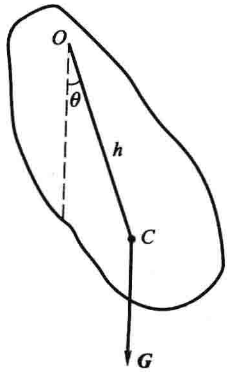



图 7-8

设重心 $C$ 到转轴 $O$ 的距离为 $h$,刚体的转动惯量为 $J$,则重力 $\boldsymbol{G}$ 的力矩为

$$M = -mgh\sin\theta$$

由转动定律,有

$$-mgh\sin\theta = J\frac{d^2\theta}{dt^2}$$

当绳子的摆角不是很大时(一般 $\theta<5°$),$\sin\theta\approx\theta$,则为

$$-mgh\theta = J\frac{d^2\theta}{dt^2}$$

设

$$\omega^2 = \frac{mgh}{J}$$

则有

$$\frac{\mathrm{d}\theta^2}{\mathrm{d}t^2} + \omega^2\theta = 0$$

由此得到结论:复摆的小角度摆动是简谐振动。

容易证明:复摆的振动周期和频率分别为

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{J}{mgh}},\quad \nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{mgh}{J}} \tag{7-10}$$

## 7.4 简谐振动的能量

下面我们以弹簧振子为例来讨论简谐振动的能量特征。实际上,任何一个作简谐振动的物体,由于它们受到的合外力均要满足 $F=-kx$,都相当于一个弹簧振子。不同的是,它们的 $k$ 值可能不是弹簧的劲度系数,而是其他的由系统的性质决定的常量而已,所以其他诸如单摆或复摆等情况可以依次类推。

简谐振动系统的能量=系统的动能 $E_k$ + 系统的势能 $E_p$。

利用弹簧振子的简谐振动方程及其速度方程,可以得到任意时刻一个弹簧振子的弹性势能和动能。

某一时刻,谐振子速度为 $v$,位移为 $x$。

由简谐振动方程

$$x = A\cos(\omega t + \varphi_0)$$

得到弹簧势能为

$$\begin{aligned} E_p &= \frac{1}{2}kx^2 \\ &= \frac{1}{2}kA^2\cos^2(\omega t + \varphi_0) \end{aligned} \tag{7-11}$$

由速度

$$v = -A\omega\sin(\omega t + \varphi_0)$$

得到振动物体动能为

$$\begin{aligned} E_k &= \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m\omega^2A^2\sin^2(\omega t + \varphi_0) \\ &= \frac{1}{2}kA^2\sin^2(\omega t + \varphi_0) \quad \left(因\ \omega^2 = \frac{k}{m}\right) \end{aligned} \tag{7-12}$$

显然，简谐振动的动能和势能是时间的周期性函数。

弹簧振子总机械能为

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2}kA^2 \tag{7-13}$$

可见弹簧振子的总机械能是不随时间改变的，即其机械能守恒。这是由于无阻力自由振动的弹簧振子是一个孤立系统，在振动过程中没有任何外力对它做功的缘故。上面的结果还表明弹簧振子的总能量和振幅的平方成正比，这一点对其他的简谐振动系统也是正确的。这意味着振幅不仅描述简谐振动的运动范围，而且反映了振动系统能量的大小。

## 7.5 简谐振动的合成

### 7.5.1 两个同方向同频率简谐振动的合成

运动可以合成，而振动是运动的一种形式，因此两种或者两种以上的振动也可以合成，振动合成的依据是运动的叠加原理。在实际问题中，我们经常遇到振动的合成问题。例如，当两列声波同时传到空间某一点时，该处质点将同时参与两种运动，则该质点总的运动就是两个振动的合成。一般情况下，质点参与的不同振动的特性差异很大，所以振动合成问题非常复杂。下面我们只讨论情况较为简单的几个例子，例如，讨论振动方向和振动频率都相同的两个简谐振动的合成问题等，这在后面讨论波的干涉时十分重要。

设两个振动都发生在 $x$ 方向，振动的频率均为 $\omega$，振动方程分别为

$$x_1(t) = A_1\cos(\omega t + \varphi_{10})$$

$$x_2(t) = A_2\cos(\omega t + \varphi_{20})$$

式中 $A_1$、$A_2$ 和 $\varphi_{10}$、$\varphi_{20}$ 分别为两个振动的振幅和初相。因为振动是同方向的，在任意时刻合振动的位移为

$$x = x_1 + x_2$$

利用三角函数关系可得

$$x = A\cos(\omega t + \varphi_0)$$

其中

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\Delta\varphi} \tag{7-14}$$

$$\Delta\varphi = \varphi_{20} - \varphi_{10}$$