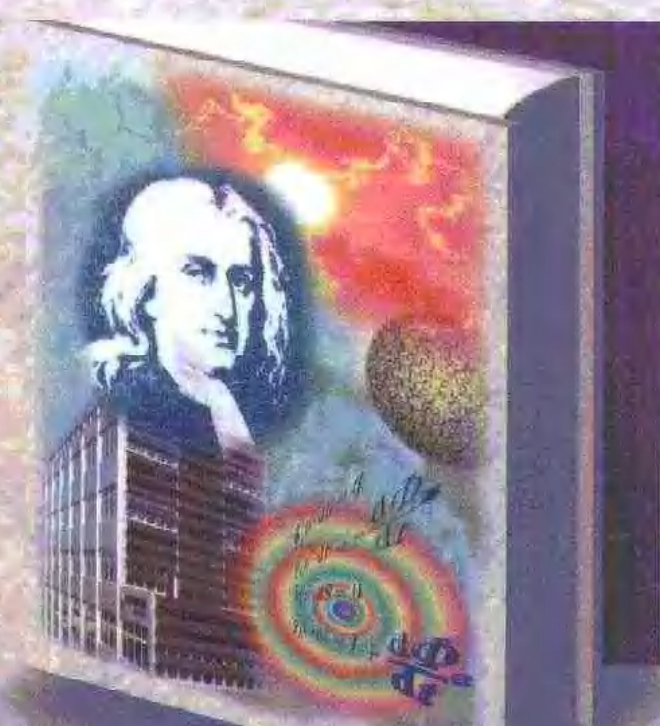
教育部、国家民委规划教材

普通物理学

王 旭 主编



广西民族出版社

04-43
W37

教育部、国家民委规划教材

普通物理学

主　编　王　旭

副主编　杨体强　巴塔尔　肖景林

广西民族出版社

图书在版编目(CIP)数据

普通物理学 / 王旭主编. 一南宁：广西民族出版社，2000.6

教育部、国家民委规划教材

ISBN 7-5363-3673-X

Ⅰ.普... Ⅱ.王... Ⅲ.普通物理学-高等学校-教材 Ⅳ.O4

中国版本图书馆 CIP 数据核字（2000）第 29161 号

教育部、国家民委规划教材

Putong Wuli Xue

普通物理学

王　旭　主编

责任编辑	韦启福　杨海涛
封面策划	张文馨
封面设计	吴左平
责任校对	黎贞崇　苏兰清
技术设计	蓝剑风
出版发行	广西民族出版社
印　　刷	广西区计委印刷厂
开　　本	850×1168　1/32
印　　张	13.625
字　　数	336 千字
版　　次	2000 年 6 月第 1 版
印　　次	2000 年 6 月第 1 次印刷
印　　数	1—3 000 册

ISBN 7-5363-3673-X/G·1256　　定价:22.00 元

前　言

本系列教材是国家民委和教育部在“九五”期间依据我国民族高等院校的教学需要而组织编写的.

民族高等院校是我国高等教育学校体系中的重要组成部分，由民族学院（大学）和民族地区高等院校两类学校组成. 目前我国共设置有 12 所民族学院（大学），在五个自治区及其他民族自治地区设置有普通高等院校 90 余所，其总数约占全国普通高等院校总数的 10%. 这些院校大部分地处民族地区，直接为我国的少数民族和民族地区服务，具有鲜明的特色.

教材建设是高等院校各项建设中的一项基础性工作，直接关系到高等院校的办学特色和人才培养质量. 为了面向 21 世纪进行教学内容和课程体系改革，更好地体现民族高等院校课程设置和教学内容的特点，国家民委和教育部采取积极措施，有重点地加强了适用于民族高等院校教学需要的非民族类教材建设，即在公共课和专业基础课范围内，有选择地编写一批能够突出民族高等院校办学特色，适应少数民族学生的知识基础和学习特点，对提高学校教学质量起重要作用，并能够使大多数院校共同受益，适应面宽、质量较高的系列教材.

本系列教材力图较好地处理教材内容的低起点与高要求的关系；较好地处理教学内容与各民族学生文化背景的关系；较好地处理教学内容的改革与精益求精、多出精品的关系；较好地处理客观反映学科最新研究成果与循序渐进因材施教的关系等. 在这些方面，本系列教材进行了有益的探讨与尝试.

为了能够使本系列教材达到预想效果，有关部门进行了积极

工作：1997年上半年，两委组织调查组对教材编写的有关情况进行了系统调查，召开调研会7次，49所高校92人参加了座谈；1997年9月在武汉召开了本系列教材立项会议，有43所高校的代表出席会议，采取无记名投票方式对24所院校上报的297项选题进行遴选；1997年10月20日，国家民委教育司、国家教委民族教育司、高等教育司、师范教育司联合发文，正式公布了首批13项15本立项教材；1998年3月30日在武汉召开本系列教材主编选定会，本着公平、公开、公正原则，通过充分协商和无记名投票方式，对20所院校申报的主编进行遴选；1998年5月13日至17日在宁波大学召开各教材主编会议，对系列教材编写进行确定，对编写工作进行了部署；1999年3月17日至18日在武汉召开了本系列教材编写工作座谈会，对系列教材的最后出版进行协商部署.

为了进一步规范民族高等院校的课程教学，我们在组织编写这套教材的过程中，经过充分讨论反复修改，并经专家审定，重新制订了各课程教学大纲. 在本系列教材出版发行之际，一并推荐给各高校使用.

中南民族学院和广西民族出版社为本系列教材的编写和出版做了大量的组织协调工作，保证了本系列教材的质量和按期出版.

民族院校和民族地区高等院校
立项规划教材编委会
1999年6月19日

第一篇 力 学

引 言

在物质的各种运动形式中，最简单、最基本的一种是物体位置的变化，这种位置的变化称为机械运动(mechanical motion)。例如，行星的运动、车辆的奔驰、机器的运转、弹簧的振动等等。力学(mechanics)研究的是机械运动的规律及其应用。

力学在各种自然学科中最富有直观性，发展也最早。力学的发展凝结了许多人的研究成果。开普勒根据哥白尼的学说及天文观察资料建立起行星运动三定律；伽利略研究了落体和斜面运动的规律，提出了加速度的概念。直到十七世纪，牛顿(I. Newton，1642 ~ 1727)发表了著名的运动三定律和万有引力定律，建立了经典力学的基础。十八世纪以后，在许多人的努力下，力学进一步形成了一门理论严密、系统完整的科学体系，我们称之为经典力学，也叫牛顿力学。二十世纪以来，相对论的建立解决了经典力学所不能解决的物体

牛 顿

接近光速运动的问题.经典力学是相对论力学运动速度的大小远小于光在真空中传播速率时的极限情况.在运动速度远小于光速时,经典力学是正确的,能够精确反映物体的运动规律.在这一范围内,我们能够而且也必须应用经典力学解决问题.即使是在科学技术如此进步的今天,经典力学在很多领域仍然是不可替代的,并且处处显示出它的现代价值.

我们通常把力学分为运动学(kinematics)、动力学(dynamics)和静力学(statics).运动学只描述物体在运动过程中空间位置的变化规律,不涉及引起运动和改变运动的原因;动力学则研究物体的运动与物体之间相互作用的内在联系和规律,阐明物体运动状态发生变化的原因;静力学研究物体相互作用下的平衡问题,它可以看做是动力学的一部分.本篇主要研究运动学和动力学.

第一章　质点力学

一般情况下，由于物体具有大小和形状，在运动时，既有平动和转动，也有形变发生．要精确描写一般物体的运动并不是一件容易的事．为了使问题简化，我们采用抽象的方法．在我们所研究的问题中，若物体的大小、形状不起作用或者所起作用可以忽略不计，我们就可以近似把物体看做是一个没有大小和形状只具有位置和质量的点，称为质点(mass point)．它是一个理想的模型，是由真实物体抽象出来的，在一定程度上是客观实际的反映．以后我们还将引入质点组、刚体等理想模型．掌握了质点的运动规律，就能逐步深入地研究质点组、刚体等理想模型的运动规律．因此，在力学中，首先要研究质点的运动规律．

本章主要讨论质点力学，包括质点运动学和质点动力学．

§1.1　质点运动的描述

前面说过，力学研究的是机械运动的规律．机械运动是物体在空间的位置发生变化，物体位置变化又是在一定时间内进行的．因此，观察者如何用数学方法准确地描述物体的运动，是运动学所研究的内容．下面，我们讨论几个描述质点运动的基本概念．

一、参考系和坐标系

运动学研究物体的空间位置变化．为此首先必须确定物体的空间位置．宇宙间任何物体都在永恒不停地运动，小到原子、分子，大到地球、太阳，无一不在运动．这就是运动的绝对性．因此，要确定一个物体的空间位置，就必须找另一个物体作为参考，将这个作

为参考的物体认为是“静止”的.被选作参考的物体,就叫做参考系(reference system).关于物体位置的描述,运动的描述都是相对所选定的参考系而言的.只有确定了参考系后,运动的描述才有意义.注意,任何物体都可作为参考系,选择怎样的参考系,原则是便于我们对物体运动的描述.例如,要研究物体相对于地球的运动,选择地球作为参考系是最方便的;要研究地球和各行星相对于太阳的运动,选择太阳作参考系是最方便的.

很明显,所选取的参考系不同,对同一物体的运动描述也就不同.例如,相对地球自由下落的物体,如以地球为参考系,它做直线运动,但如以匀速前进的火车为参考系,它是做抛体运动.这一事实,称为运动的相对性.由于运动的相对性,我们在说某一物体运动时,必须指明是相对于哪一个参考系而言的.

选择适宜的参考系后,物体的运动情况就可以确定了.但是要把物体在各个时刻相对参考系的位置定量地表示出来,就必须在参考系上选择适当的坐标系.例如:直角坐标系、极坐标系等.坐标系如何选择,选择什么样的坐标系,原则上是便于对运动的描述.

坐标系既与参考系牢固地连在一起,则物体相对于坐标系的运动,也就是相对于参考系的运动.因此,我们一旦建立了坐标系,实际上就暗示参考系业已选定.

二、位置矢量和运动方程

一质点相对于参考系运动时,为了精确描述质点相对于参考系的位置,取固定于参考系的一点 O 为原点和三条相互垂直的坐标轴 x、y、z 轴构成坐标系,如图 1.1 所示.P 点的位置可由三个坐标 (x,y,z) 确定,也可以用以原点 O 到 P 点的有向线段 $\overrightarrow{OP}$(并记作 $\boldsymbol{r}$)表示.矢量 $\boldsymbol{r}$ 叫做位置矢量(position vector),简称位矢.位矢确切

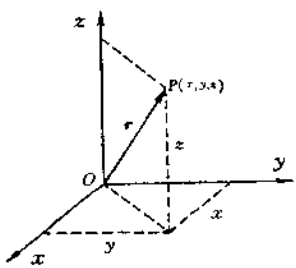


图 1.1　位置矢量

地表明了某时刻质点相对于参考系的位置.在直角坐标系中

$$\boldsymbol{r} = x\hat{\boldsymbol{i}} + y\hat{\boldsymbol{j}} + z\hat{\boldsymbol{k}}, \qquad (1.1.1)$$

式中 $\hat{\boldsymbol{i}}, \hat{\boldsymbol{j}}, \hat{\boldsymbol{k}}$ 表示沿 x、y、z 轴正方向的单位矢量,其大小和方向都不随时间变化而变化.

质点在空间运动时,其位置随时间变化,位置矢量的大小和方向一般都将随时间变化,也就是说位置矢量是时间的函数.我们把表示运动过程的函数式

$$\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}(t), \qquad (1.1.2)$$

或

$$\begin{aligned} x &= x(t), \\ y &= y(t), \\ z &= z(t), \end{aligned} \qquad (1.1.3)$$

称为运动方程(kinematical equation).质点的运动方程是以 t 为参数的参数方程,消去 t 后,可得到质点运动的轨迹方程.

二、位移

为了描述质点在一定时间间隔内位置的变化,我们引入位移这一概念.如图 1.2 所示,在时刻 t 质点 A 点,而在时刻 $t + \Delta t$ 质点运动到 B 点.A、B 两点的位置矢量为 $\boldsymbol{r}(t)$ 和 $\boldsymbol{r}(t+\Delta t)$,质点在时间间隔 Δt 内的位置变化,我们用从 A 点指向 B 点的有向线段 $\overrightarrow{AB}$ 来表示,记作 $\Delta\boldsymbol{r}$,称为质点的位移(displacement).显然

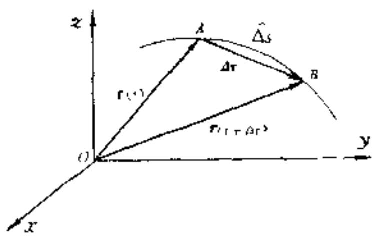


图 1.2 位移

$$\Delta\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}(t+\Delta t) - \boldsymbol{r}(t), \qquad (1.1.4)$$

即位移定义为位置矢量的增量,其大小和方向只与 A、B 两点的位置有关,而与参考系的选择无关.这一点与位置矢量不同.

质点在运动中所通过的实际路线的长短,如图 1.2 中的弧长

$\overset{\frown}{AB}$,叫做路程(path).路程是标量,只有大小没有方向.在曲线运动中,一般位移的大小不等于路程,只有在 $\Delta t \to 0$ 的情况下,质点的位移的大小才等于路程.

四、速度和加速度

位移描述了质点在一段时间内位置变化的总效果,为了描述质点位置变化的快慢程度,我们引入平均速度和瞬时速度的概念.质点在 Δt 时间内的位移

$$\Delta \boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}(t+\Delta t) - \boldsymbol{r}(t)$$

与发生这位移的时间间隔 Δt 之比,称做质点在这段时间内的平均速度.记作

$$\overline{\boldsymbol{v}} = \frac{\Delta \boldsymbol{r}}{\Delta t}, \qquad (1.1.5)$$

即平均速度等于位移对时间的平均变化率.平均速度显然也是矢量,其方向与位移 $\Delta \boldsymbol{r}$ 方向相同.该平均速度只反映质点在 Δt 这段时间内总变化方向和平均快慢,却不能详尽地反映出这段时间内质点运动快慢的细致变化.为了详尽地掌握质点运动快慢的细致变化,精确地描述质点在各个时刻的运动快慢情况,我们可以令 Δt 趋于零,取平均速度 $\frac{\Delta \boldsymbol{r}}{\Delta t}$ 的极限值.这个极限值描述了时刻 t 的瞬时速度,简称速度(velocity),用 $\boldsymbol{v}$ 表示之.则

$$\boldsymbol{v} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \boldsymbol{r}}{\Delta t} = \frac{d\boldsymbol{r}}{dt}, \qquad (1.1.6)$$

即速度等于位置矢量 $\boldsymbol{r}$ 对时间的一阶导数.速度是矢量,它的方向就是当 $\Delta t \to 0$ 时,$\Delta \boldsymbol{r}$ 的极限方向,即轨迹上质点所在处的切线方向,并指向前进的方向.

速度的大小叫做速率(speed),用 v 表示,则有

$$v = |\boldsymbol{v}|.$$

由于弧长 Δs 表示质点在 Δt 时间内质点在轨迹所经历的路程,当 $\Delta t \to 0$ 时,$\lim\limits_{\Delta t \to 0} |\Delta \boldsymbol{r}| = \lim\limits_{\Delta t \to 0} \Delta s$.因此,速率为

$$v = \left|\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta \boldsymbol{r}}{\Delta t}\right| = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}. \qquad (1.1.7)$$

也就是说,速率等于路程对时间的一阶导数.

质点的运动速率随时间改变时,常常需要了解速度的变化情况,速度的变化包括大小的改变和速度方向的改变.为了描述质点运动速度变化,我们引入加速度的概念.若质点在时刻 t 处于位置 A,其速度为 $\boldsymbol{v}_A$;在时刻 $t+\Delta t$,质点运动到 B 点,其速度为 $\boldsymbol{v}_B$,如图1.3所示.在 Δt 时间内质点的速度增量为

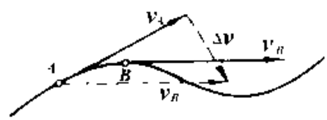


图1.3　速度增量

$$\Delta \boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}_B - \boldsymbol{v}_A.$$

与速度的定义方式类似,为了确切地描述质点在任一时刻的速度变化率,当 $\Delta t\to 0$ 时,我们用 $\frac{\Delta \boldsymbol{v}}{\Delta t}$ 的极限值定义加速度(acceleration),用 $\boldsymbol{a}$ 表示

$$\boldsymbol{a} = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta \boldsymbol{v}}{\Delta t} = \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t}, \qquad (1.1.8)$$

结合(1.1.6)式有

$$\boldsymbol{a} = \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t^2}. \qquad (1.1.9)$$

加速度等于速度对时间一阶导数,或等于位置矢量对时间的二阶导数.加速度是矢量,其方向是 $\Delta t\to 0$ 时速度增量 $\Delta \boldsymbol{v}$ 的极限方向,一般不同于速度 $\boldsymbol{v}$ 的方向.因而加速度的方向一般与同一时刻速度的方向不一致.

由以上讨论可知,已知质点的运动学方程,可求出任意时间间隔的位移、任意时刻的速度和加速度,即可了解质点全部的运动状况.因此可以说,运动学方程是运动学的核心.但这并不意味着就此削弱了速度和加速度的概念的重要性.相反,在许多实际问题中,往往可以先求质点的加速度,再在此基础上求出质点各时刻的

速度和运动学方程.

[**例题 1.1**] 在离地面 20m 高的的塔顶以 $6\mathrm{m\cdot s^{-1}}$ 的速度向上抛出一石子. 求 2s 后石子离地面的高度.

解 先建立坐标系,设地面(塔底)为坐标原点 O,取 x 轴为竖直方向,并且向上为正向,如图 1.4 所示. $t=0$ 时,石子的位置 $x_0=+20\mathrm{m}$;初速度 $v_0=+6\mathrm{m\cdot s^{-1}}$. 重力加速度方向向下,沿 x 轴取负向,故 $a=-g=-9.8\mathrm{m\cdot s^{-2}}$.

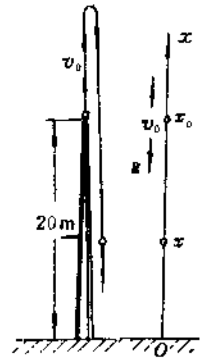


图 1.4

根据加速度定义式(1.1.8)有

$$\mathrm{d}v=a\mathrm{d}t.$$

上式积分得

$$\int_{v_0}^{v}\mathrm{d}v=\int_0^t a\,\mathrm{d}t,$$

即

$$v-v_0=at. \tag{1.1.10}$$

式中 v_0 是 $t=0$ 时刻的速度,v 是任一时刻 t 的速度. 由于质点在做直线运动,故速度的方向以正负表示其沿 x 轴正向和负向.
根据速度定义式(1.1.6)有

$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}=v,$$

或

$$\mathrm{d}x=v\mathrm{d}t.$$

将(1.1.10)式代入上式,并两端对 t 积分,

$$\int_{x_0}^{x}\mathrm{d}x=\int_0^t(v_0+at)\mathrm{d}t,$$

得

$$x-x_0=v_0t+\frac{1}{2}at^2. \tag{1.1.11}$$

将已知数值代入(1-1-11)式,即得 2s 后石子位置坐标

$$
\begin{aligned}
x &= x_0 + v_0 t + \frac{1}{2}at^2 \\
&= 20 + 6 \times 2 + \frac{1}{2} \times (-9.8) \times 2^2 \\
&= 12.4\text{m}.
\end{aligned}
$$

末位置为正值,说明 2s 后石子在地面(原点)以上高 12.4m 处.

从上面的解法中我们看到,如果用路程的概念,把上述问题看成是上抛和自由落体运动两个过程处理,问题就繁琐.然而,采用坐标系,并利用物理量的矢量性(在本题中即位置、位移、速度和加速度在坐标系中的正负),可使解题简明省力,毋须分段考虑.整个过程是加速度为 $-g$ 的匀变速直线运动.

[例题 1-2] 抛体运动.从地面某一点与水平方向夹角为 θ 的初速度 v_0 抛出一物体,试求其运动学方程.

解 从地面某点向空中抛出一物体,它在空中的运动就是抛体运动.忽略空气阻力的影响,它的轨迹总是被限制在通过抛出点抛出速度方向和竖直方向所确定的平面内.因而,该抛体运动是二维运动.它的加速度是重力加速度 g.我们建立以抛出点为原点、沿水平方向和竖直方向分别为 x 轴和 y 轴的直角坐标系,如图 1-5 所示.从抛出时刻开始计时,则 $t=0$ 时,物体的初始位置为 $x_0 = 0, y_0 = 0$,以 v_0 表示物体的初速度,θ 表示抛射角.则有

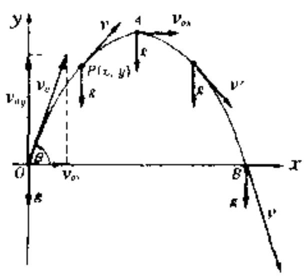


图 1-5

$$
\begin{aligned}
&a_x = 0, a_y = -g, \\
&v_{0x} = v_0\cos\theta, v_{0y} = v_0\sin\theta.
\end{aligned}
\tag{1-1-12}
$$

式中"-"号表示加速度方向与 y 轴的正向相反.a_x 和 a_y 分别表示

加速度沿 x 轴和 y 轴的分量，v_{0x} 和 v_{0y} 分别表示初速度沿 x 轴和 y 轴的分量.

根据加速度定义式(1·1·8)有

$$\mathrm{d}\boldsymbol{v} = \boldsymbol{a}\mathrm{d}t.$$

将上式对时间 0 到 t 求积分,可得

$$\boldsymbol{v}_t - \boldsymbol{v}_0 = \int_0^t \boldsymbol{a}\mathrm{d}t.$$

式中 $\boldsymbol{v}_t$ 是质点在 t 时刻的速度.其分量式为

$$\begin{aligned} v_x - v_{0x} &= \int_0^t a_x \mathrm{d}t, \\ v_y - v_{0y} &= \int_0^t a_y \mathrm{d}t. \end{aligned} \qquad (1·1·13)$$

对抛体运动,将(1·1·12)式代入(1·1·13)式得

$$\begin{aligned} v_x &= v_0\cos\theta, \\ v_y &= v_0\sin\theta - gt. \end{aligned} \qquad (1·1·14)$$

关于质点的运动学方程,可由速度的定义式(1·1·6)式对时间从 0 到 t 求积分,得

$$\boldsymbol{r}(t) - \boldsymbol{r}(0) = \int_0^t \boldsymbol{v}\mathrm{d}t.$$

式中 $\boldsymbol{r}(0)$ 是初时刻($t = 0$)质点的位置矢量,$\boldsymbol{r}(t)$ 表示任一时刻 t 质点的位置矢量,其分量表达式为

$$\begin{aligned} x &= x_0 + \int_0^t v_x \mathrm{d}t, \\ y &= y_0 + \int_0^t v_y \mathrm{d}t. \end{aligned} \qquad (1·1·15)$$

在任一时刻物体在空中的位置为

$$\begin{aligned} x &= (v_0\cos\theta)t, \\ y &= (v_0\sin\theta)t - \frac{1}{2}gt^2. \end{aligned} \qquad (1·1·16)$$

这便是大家在中学已熟悉的公式.将(1·1·16)两式消去 t,得抛体运动的轨迹的方程

$$y = x\operatorname{tg}\theta - \frac{1}{2}\frac{g}{v_0^2\cos^2\theta}x^2. \qquad (1\cdot1\cdot17)$$

对给定的 v_0 和 θ,这一函数表示一条通过原点的二次曲线——抛物线.

§1·2　圆周运动

圆周运动是一种常见的比较简单的也是比较基本的曲线运动.例如,机器上的轮子在运转时,除轮轴中心以外,轮上各点都在做半径不同的圆周运动.圆周运动中加速度的大小和方向,由运动的具体性质所决定.下面我们分别讨论.

一、匀速圆周运动

当质点做圆周运动时,如果在任意一段相等的时间内通过相等的圆弧长度,或者说质点在任一时刻的速率相等,这种运动我们称之为匀速圆周运动.如图 1·6 所示,设做匀速圆周运动的质点经过 A、B 两点时的速度分别为 $\boldsymbol{v}_A$ 和 $\boldsymbol{v}_B$,由 A 点运动到 B 点所经时间 Δt,圆周半径为 R.于是按照加速度定义,则有

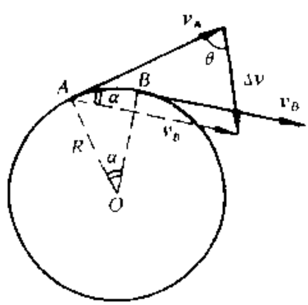


图 1·6　匀速圆周运动

$$\boldsymbol{a} = \lim_{\Delta t\to0}\frac{\Delta \boldsymbol{v}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t\to0}\frac{\boldsymbol{v}_B - \boldsymbol{v}_A}{\Delta t}.$$

式中 $\Delta\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}_B - \boldsymbol{v}_A$ 是速度矢量的增量,由图 1·6 可知,这个增量是由速度方向的改变引起的.在这一运动中,$|\boldsymbol{v}_A| = |\boldsymbol{v}_B| = v$,故 $\boldsymbol{v}_A$、$\boldsymbol{v}_B$ 和 $\Delta\boldsymbol{v}$ 组成一个等腰三角形.很容易看出三角形 OAB 和速

度 $\boldsymbol{v}_A$、$\boldsymbol{v}_B$、$\Delta\boldsymbol{v}$ 构成的三角形相似. 设 Δl 为 AB 弦的长度,则由相似三角形对应成比例的关系,得

$$\frac{|\Delta\boldsymbol{v}|}{v}=\frac{\Delta l}{R},$$

两边同除以 Δt,所以

$$\frac{|\Delta\boldsymbol{v}|}{\Delta t}=\frac{v}{R}\frac{\Delta l}{\Delta t}.$$

当 $\Delta t\to 0$ 时,B 点将趋近于 A 点,弦长 Δl 就趋近弧长 Δs. 所以加速度的大小为

$$a=\lim_{\Delta t\to 0}\left|\frac{\Delta\boldsymbol{v}}{\Delta t}\right|=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{v}{R}\frac{\Delta l}{\Delta t}=\frac{v}{R}\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta s}{\Delta t}=\frac{v^2}{R}. \quad (1\cdot2\cdot1)$$

(1·2·1)式是加速度的大小. 加速度的方向可以从图中看出,当 $\Delta t\to 0$ 时,B 点趋近于 A 点,$\alpha\to 0$,$\Delta\boldsymbol{v}$ 的极限方向垂直于 $\boldsymbol{v}_A$. 所以在 A 点的加速度 $\boldsymbol{a}$ 的方向沿着半径 OA 并指向圆心. 这个加速度通常叫做向心加速度(centripetal acceleration).

二、变速圆周运动

下面我们讨论变速圆周运动中的向心加速度和切向加速度. 质点在圆周上各点的速率随时改变,这种运动称为变速圆周运动.

如图 1·7 所示,质点在圆周上 A、B 两点的速度分别为 $\boldsymbol{v}_A$ 和 $\boldsymbol{v}_B$,速度增量为 $\Delta\boldsymbol{v}$,若在 $\boldsymbol{v}_B$ 上截取一段 $\overline{AC}=v_A$,将 $\Delta\boldsymbol{v}$ 分解为 $\Delta\boldsymbol{v}_n$ 和 $\Delta\boldsymbol{v}_\tau$ 两个分矢量,即

$$\Delta\boldsymbol{v}=\Delta\boldsymbol{v}_n+\Delta\boldsymbol{v}_\tau.$$

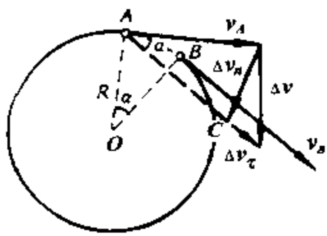


图 1·7　变速圆周运动

按照加速度的定义有

$$\boldsymbol{a}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\boldsymbol{v}}{\Delta t}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\boldsymbol{v}_n}{\Delta t}+\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\boldsymbol{v}_\tau}{\Delta t}.$$

其中第一项和前面讨论的匀速圆周运动的向心加速度一样,它反映了速度方向的变化,用 $\boldsymbol{a}_n$ 表示. 其大小仍然是