



大学物理学

下册

赵远 王晓鸥 张宇 霍雷 主编



高等教育出版社
HIGHER EDUCATION PRESS

大学物理学

Daxue Wulixue

下册

赵 远 王晓鸥 张 宇 霍 雷 主编
孙秀冬 杨学栋 主审



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

内容提要

本书是根据《理工科大学物理课程教学基本要求》(2010年版)编写的。本书借鉴了国外教材设计的先进理念,在结构编排上强调物理理论体系的建立,在例题和现代工程技术简介中体现航天特色,在经典物理内容的基础上,深化近代物理内容,加强了反映物理学新思想、新理论的前沿内容。

全书分上、下两册,上册包括力学和电磁学;下册包括光学、量子力学和统计物理与热力学。全书增加了流体力学、几何光学、统计物理、算符等内容,使物理体系更趋完善。在力学中全面介绍了质点、刚体、弹性体、理想流体等物理模型,使学生对各种不同模型有较深入的理解。

本书适用于强化物理基础的研究型高等学校理工类150学时大学物理课程教学,也可作为一般理工院校非物理类专业相关课程的教学参考书和自学教材。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理学. 下册/赵远等主编. —北京:高等教育出版社,2012.8

ISBN 978-7-04-035530-7

I. ①大… II. ①赵… 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(2012)第159610号

策划编辑	陶 铮	责任编辑	缪可可	封面设计	于文燕	版式设计	马敬茹
插图绘制	尹 莉	责任校对	胡晓琪	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	唐山市润丰印务有限公司	网上订购	http://www.landrac.com
开 本	787 mm × 960 mm 1/16		http://www.landrac.com.cn
印 张	21.5	版 次	2012年8月第1版
字 数	400千字	印 次	2012年8月第1次印刷
购书热线	010-58581118	定 价	31.40元

本书如有缺页、倒页、脱页等质量问题,请到所购图书销售部门联系调换

版权所有 侵权必究

物料号 35530-00

目 录

第 14 章 振动	1
14.1 简谐振动	1
14.2 阻尼振动	7
14.3 受迫振动	8
14.4 简谐振动的合成	11
阅读材料 随机共振与弱信号检测	15
习题	17
第 15 章 机械波	21
15.1 弹性体 弹性形变	21
15.2 机械波的产生	24
15.3 一维简谐行波	26
15.4 波动方程与波速	28
15.5 能流密度	31
15.6 惠更斯原理 波的衍射、反射和折射	35
15.7 波的干涉 驻波	37
15.8 多普勒效应	41
* 15.9 声学简介	45
阅读材料 空间光孤子	50
习题	53
第 16 章 几何光学	57
16.1 几何光学的基本规律	57
16.2 共轴理想光学系统的成像	61
16.3 常见光学仪器	68
习题	71
第 17 章 光的干涉	73
17.1 相干光	73
17.2 杨氏双缝干涉	76
17.3 等倾干涉	85

17.4	等厚干涉	87
17.5	迈克耳孙干涉仪	91
	阅读材料 非线性光学	92
	习题	96
第 18 章	光的衍射	100
18.1	光的衍射现象 惠更斯 - 菲涅耳原理	100
18.2	单缝夫琅禾费衍射	102
18.3	光栅衍射	107
18.4	夫琅禾费圆孔衍射 光学仪器分辨本领	114
18.5	X 射线的衍射	118
	习题	120
第 19 章	光的偏振	122
19.1	自然光和偏振光	122
19.2	起偏和检偏 马吕斯定律	123
19.3	反射和折射起偏 布儒斯特定律	126
19.4	晶体双折射 偏振棱镜	127
19.5	椭圆偏振光和圆偏振光的获得和检验	132
19.6	偏振光的干涉	134
19.7	光弹效应和电光效应	136
19.8	旋光	138
	阅读材料 光子晶体	140
	习题	144
第 20 章	现代光学	146
20.1	傅里叶光学和光学信息处理	146
20.2	全息照相	159
	习题	164
第 21 章	统计物理学基础	166
21.1	统计规律与概率理论	167
21.2	温度与压强	170
21.3	统计分布规律	174
21.4	麦克斯韦 - 玻尔兹曼分布在理想气体中的应用	180
21.5	能量按自由度均分定理 理想气体的内能	188
21.6	分子碰撞的统计规律	191
	习题	193

第 22 章 热力学第一定律	195
22.1 基本概念	195
22.2 热力学第零定律	200
22.3 热力学第一定律	201
22.4 理想气体的准静态过程	206
22.5 热机效率 卡诺定理	216
阅读材料 新能源汽车	224
习题	227
第 23 章 热力学第二定律 熵	232
23.1 自然过程的方向	232
23.2 热力学第二定律 卡诺定理	234
23.3 克劳修斯熵	238
23.4 热力学概率	244
23.5 玻尔兹曼熵	247
*23.6 熵概念的拓展	250
阅读材料 全球气候变暖	254
习题	258
第 24 章 早期量子论	260
24.1 黑体辐射与普朗克量子论	260
24.2 光电效应与爱因斯坦理论	264
24.3 康普顿效应	266
24.4 玻尔的氢原子理论	270
24.5 微观粒子的波粒二象性	274
阅读材料 液晶	277
习题	279
第 25 章 量子力学初步	281
25.1 波函数及其统计解释	281
25.2 不确定关系	285
25.3 薛定谔方程	287
25.4 一维定态问题	291
25.5 力学量的平均值与算符	298
阅读材料 激光雷达	302
习题	305
第 26 章 氢原子的量子理论	307

26.1	径向薛定谔方程	307
26.2	氢原子的定态薛定谔方程	310
26.3	电子的自旋	324
26.4	类氢体系	329
26.5	多电子原子	333
	习题	335
	后记	337

第 14 章

振动

在自然界中，一切物体都处在不停的运动中，所有物体的运动可以分为两类：一类是无序运动，例如气体分子的热运动；另一类是有序运动，例如周期性运动。系统或物体经过一个周期后又回到原来状态的运动称为周期性运动，**振动 (vibration)** 是一种重要的周期性运动形式。在大学物理中主要介绍两种最常见的振动，**机械振动 (mechanical vibration)** 和 **电磁振动**。

机械振动 定义为物体在某一确定位置附近作往复的机械运动，可进一步将振动的定义扩展为广义定义，任何物理量（如位移、电场强度、磁感应强度等）围绕某一定值作周期性变化。

振动的概念涉及物理学的所有学科，虽然在物理学各分支学科里振动的具体内容不同，但在形式上具有极大的相似性。振动理论是研究周期性现象的基本理论，它是声学、电磁学、光学等许多学科的基础。

14.1 简谐振动

14.1.1 简谐振动

简谐振动 (simple harmonic vibration) 是最简单、最重要的振动形式。简谐振动的物理模型可以用弹簧振子来演示。如图 14-1 所示劲度系数为 k 的轻质弹簧，一端系在墙上，另一端系一个质量 m 的小球振子，小球可看成质点，小球与水平面无摩擦接触。当质点离开平衡位置 O 的位移为 x 时，受到的弹性恢复力为

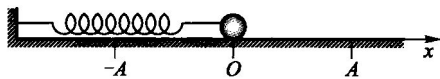


图 14-1 弹簧振子

$$F = -kx$$

根据牛顿第二定律

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

得到一个二阶齐次微分方程

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega^2 x = 0 \quad (14-1)$$

其中 $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$.

由式(14-1)得质点的位移

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (14-2)$$

式(14-2)对时间求导, 得到质点的速度为

$$v = \frac{dx}{dt} = -A\omega \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (14-3)$$

质点的加速度为

$$a = \frac{d^2 x}{dt^2} = -A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi_0) = -\omega^2 x \quad (14-4)$$

简谐振动的定义: 如果质点相对平衡位置的位移 x 是时间的余弦函数, 则质点作简谐振动. 进一步可以给出广义简谐振动的定义: 若物理量 q 是时间的余弦函数

$$q = q_0 \cos(\omega t + \varphi_0)$$

则 q 就在作简谐振动.

14.1.2 简谐振动的特征量

对于简谐振动, 由式(14-2)可知, 如果 A 、 ω 、 φ_0 确定, 就可以得到简谐振动的方程, 上述三个参量为简谐振动的特征量, 其余为辅助特征量. 下面给出对各种特征量的物理含义的具体描述.

振幅 (amplitude) A : 振幅是质点离开平衡位置的最大距离.

周期 (period) T : 系统完成一次全振动 (即往复一次) 所经历的时间, 系统经过一个周期 T 后应回到原来的状态. 描述系统状态的量是位移 x 和速度 v , 所以有

$$\begin{aligned} x &= A \cos(\omega t + \varphi_0) = A \cos[\omega(t + T) + \varphi_0] \\ v &= -A\omega \sin(\omega t + \varphi_0) = -A\omega \sin[\omega(t + T) + \varphi_0] \end{aligned}$$

由于余弦函数和正弦函数的周期是 2π , 得

$$\omega T = 2\pi \quad \text{或} \quad T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (14-5)$$

频率 (frequency) ν : 单位时间内系统所作的全振动的次数. 频率与周期的关系为 $\nu = \frac{1}{T}$, 将式(14-5)代入, 可得

$$\omega = 2\pi\nu \quad (14-6)$$

角频率(angular frequency) ω : 式(14-6)表明角频率 ω 是在 2π 秒内完成的全振动次数, 这是 ω 被称为角频率的原因.

由于 $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$, 所以角频率 ω 取决于系统本身的性质.

相位(phase) φ : 振动方程中余弦或正弦函数中的角度 $(\omega t + \varphi_0) = \varphi$ 称为相位. 相位是一切周期现象中经常用到的概念.

初相 φ_0 : 初相 φ_0 是 $t=0$ 时的相位.

用相位描述振动的运动状态的好处在于它突出了周期性, 即时间每增加一个周期, 相位改变 2π , 系统就恢复到原来的运动状态, 而在 $0-2\pi$ 之间, 不同的相位对应不同的运动状态.

相位既可以描述振动在运动时间上的周期性, 也可以反映振动的步调. 例如, 用两个相同的在同一方向上摆动的单摆做实验, 这是两个同方向同频率的简谐振动, 当它们的相位之差等于零时, 可以说两个振动的相位相同, 它们的步调完全一致.

需要注意, 系统的振幅 A 和初相 φ_0 由初始条件 x_0 、 v_0 决定, 由式(14-2)和式(14-3), 当 $t=0$ 时, 得 $x_0 = A\cos\varphi_0$, $v_0 = \left.\frac{dx}{dt}\right|_{t=0} = -A\omega\sin\varphi_0$, 于是,

$$A = \sqrt{x_0^2 + \frac{v_0^2}{\omega^2}}, \quad \tan\varphi_0 = -\frac{v_0}{\omega x_0}$$

即 A 、 φ_0 由初始条件 x_0 、 v_0 决定, 而 x_0 、 v_0 一般由外界条件决定.

当系统作简谐振动时, 角频率 ω 由系统本身性质决定, 振幅 A 、初相 φ_0 由外界条件决定.

14.1.3 简谐振动曲线

由式(14-2)知, 简谐振动质点位移

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

由式(14-3)和式(14-4)可知, 质点速度

$$v = -A\omega\sin(\omega t + \varphi_0) = A\omega\cos\left(\omega t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}\right)$$

质点加速度

$$a = -A\omega^2\cos(\omega t + \varphi_0) = A\omega^2\cos(\omega t + \varphi_0 + \pi)$$

用函数曲线表示, 如图14-2所示, 可以看出 v 超前 x 振动, 相位差

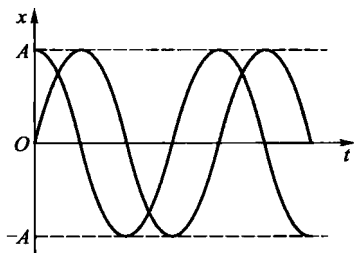


图 14-2 简谐振动曲线

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$$

a 超前 x 振动, 相位差

$$\Delta\varphi = \pi$$

14.1.4 旋转矢量

为了直观地表示简谐振动的物理图像, 引入**旋转矢量**来处理振动问题会更加方便, 因此我们需要熟练地掌握这些方法.

以 O 为原点作一矢量 A , A 的长度等于振幅的数值, 让 A 绕 O 点作匀速转动, 并以简谐振动的角频率 ω 作为转动的角速度, 当 $t=0$ 时, 以简谐振动的初相 φ_0 作为矢量旋转的初始角. 这个矢量 A 就称为**旋转矢量**, 如图 14-3 所示. 旋转矢量在 x 轴上的投影 M 点的运动就是我们研究的简谐振动. M 点的位移为

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

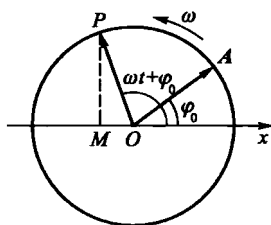


图 14-3 旋转矢量

下表列出各物理量对应于旋转矢量和简谐振动的物理意义.

物理量	在旋转矢量中的物理意义	在简谐振动中的物理意义
A	模	振幅
φ_0	初始角	初相
ω	角速度 $\omega = \frac{2\pi}{T}$	角频率 $\omega = 2\pi\nu$
$\omega t + \varphi_0$	角度	相位
T	转一圈所需时间	周期
ν	单位时间所转圈数	频率

引入旋转矢量 A 后, 可以借助于 A 所处的角度来判断简谐振动(即 M 点)的位移和运动方向. 例如, 当 A 所处的角度, 即相位为 $\frac{\pi}{3}$ 时, 很容易判断出 M 点在 $x = \frac{A}{2}$ 的地方, 由右向左运动.

14.1.5 简谐振动的能量

以弹簧振子为例, 简谐振动系统没有能量的损耗和补充, 是一个孤立系统. 弹性恢复力是保守力, 所以系统的机械能守恒.

如果取弹簧振子在平衡位置的势能为零, 则系统的势能

$$E_p = \frac{1}{2}kx^2 = \frac{1}{2}kA^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0)$$

如果弹簧振子的速度为 v 则得系统的动能

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mA^2\omega^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0)$$

在弹簧振子的运动过程中, 不受外力和非保守力作用, 系统的机械能

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2}mA^2\omega^2 = \frac{1}{2}kA^2 \quad (14-7)$$

能量曲线如图 14-4 所示, 对于一定的弹簧振子系统, 其动能和势能均随时间作周期变化. 位移最大时, 势能达最大值, 动能为零; 振子通过平衡位置时, 势能为零, 动能达最大值. 振子的振动总能量与振幅的二次方成正比, 这个结论适用于任何简谐振动系统. 振子的振幅由初始条件决定, k 是系统的固有参数, 所以当理想简谐振动系统的固有特性参数及初始条件给定, 则系统总能量恒定. 在原子物理中常采用弹簧振子的能量模型研究某些微观粒子的运动.

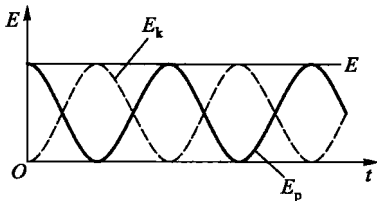


图 14-4 简谐振动能量

例 14-1 竖直轻弹簧振子 质量为 m 的小球悬挂在竖直轻弹簧的下端, 弹簧上端固定, 其劲度系数为 k . 证明系统作简谐振动, 并求振动的角频率.

解: 弹簧自然长度为 l , 挂上小球后伸长 Δl 而达到平衡, 如图 14-5 所示.

这时有 $k\Delta l = mg$

取这时 m 的位置为坐标原点 O , 向下为 x 正方向.

将 m 下拉 x , 根据牛顿第二定律有

$$-k(\Delta l + x) + mg = m \frac{d^2 x}{dt^2}$$

即

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0$$

与式(14-1)比较可知, 此振子系统是以 O 点为平衡点作

简谐振动, 其角频率为 $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$.

注意: 该题的结果与水平放置的弹簧振子相同, 只是改变了平衡位置.

例 14-2 单摆 如图 14-6 所示, 一只质量为 m 的小球被一根轻且不可伸长的细线悬挂于 O' 点, 当细线位于竖直位置时, 小球位于平衡位置

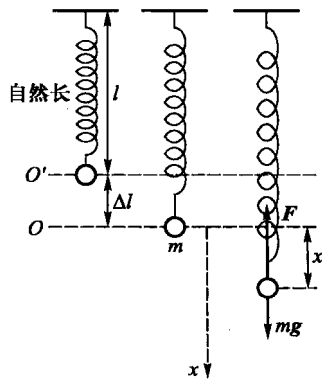


图 14-5 例 14-1 图

O 点. 现用细线与竖直方向的夹角 θ (角位移) 来描述小球的位置, 当小球偏离平衡位置一个小角度后, 在重力的作用下, 小球将会在竖直平面内来回重复摆动. 这种振动系统称为单摆, 也称为数学摆. 证明系统作简谐振动, 并求振动的角频率.

解: 以悬挂点 O' 为参考点, 小球所受重力 $p = mg$ 的力矩

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

对照式(14-1)可知, 上式并不符合简谐振动对应的形式. 但当 θ 足够小时, $\sin \theta \approx \theta$, 则

$$M = -mgl\theta$$

按转动定律可得

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

即

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

解得

$$\theta = \theta_0 \cos(\omega t + \varphi)$$

式中 $\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$, 则单摆的摆动周期

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

例 14-3 复摆 任何在重力作用下绕水平轴在竖直平面内作小角度摆动的刚体都称为复摆, 也称为物理摆. 证明系统作简谐振动, 并求简谐振动的角频率.

解: 如图 14-7 所示, 刚体绕水平轴 O 摆动, C 是刚体的质心, 质心到转轴的距离为 h , 刚体对轴的转动惯量为 J . 设刚体的质心的角位置为 θ , 则受到的重力对转轴的力矩

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

当 θ 足够小时, $\sin \theta \approx \theta$, 则

$$M = -mgh\theta$$

按转动定律可得

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

即

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

解得

$$\theta = \theta_0 \cos(\omega t + \varphi)$$

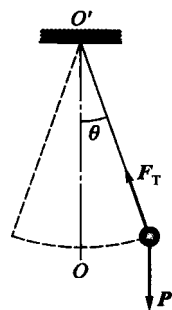


图 14-6 单摆

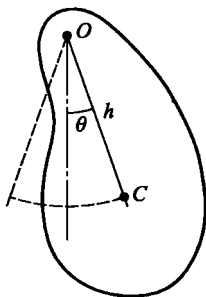


图 14-7 复摆

与式(14-1)比较, 复摆作简谐振动. 这里 $\omega = \sqrt{\frac{mgh}{J}}$, 则复摆的振动周期为

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgh}}$$

单摆、复摆和浮体作简谐振动的回复力或回复力矩, 本质上都是非弹性的, 但它们对简谐振动所起的作用又与弹性力相似, 这种性质的力称之为准弹性力.

14.2 阻尼振动

实际物体的振动总要受到周围介质的阻力等影响, 使振动物体的振幅不断变小, 这种振动称为阻尼振动(damped vibration). 振动阻力一般可用黏性阻力表示, 在运动速度不大时, 振动物体所受阻力 F_R 的大小与速度 v 成正比, 方向与之相反, 即

$$F_R = -\gamma v$$

式中, γ 称为阻力系数. 以弹簧振子为例, 当计及阻力时, 振动物体所受合外力为弹性回复力与阻力的矢量和, 即

$$F = -kx - \gamma v$$

则运动方程为

$$-kx - \gamma \frac{dx}{dt} = m \frac{d^2x}{dt^2}$$

或

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{\gamma}{m} \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m} x = 0$$

令 $\frac{k}{m} = \omega_0^2$, $\frac{\gamma}{m} = 2\beta$, 则运动方程成为

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0 \quad (14-8)$$

式中, ω_0 由振动系统本身性质决定, 称为固有(角)频率, β 称为阻尼因数, 与振动系统和介质性质有关.

(1) 当阻尼较小时, 即 $\beta^2 < \omega_0^2$, 方程的解为

$$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (14-9)$$

式中, $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$, A_0 、 φ 为积分常量. 显然, 振幅

$$A = A_0 e^{-\beta t}$$

随时间 t 不断减小. 可见, 阻尼振动已不是严格的周期运动. 不妨沿用简谐振

动周期与频率的关系式, 则阻尼振动的周期

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}$$

这样, 可以看出其周期比无阻尼振动时增大了. 这种运动称为欠阻尼 (underdamping) 振动, 其振动曲线如图 14-8 所示.

(2) 当阻尼较大时, 即 $\beta^2 > \omega_0^2$, 方程的解为

$$x = c_1 e^{-(\beta - \sqrt{\beta^2 - \omega_0^2})t} + c_2 e^{-(\beta + \sqrt{\beta^2 - \omega_0^2})t}$$

(14-10)

式中 c_1 、 c_2 为积分常量, 由初始条件决定. 运动处于过阻尼 (overdamping) 状态, 其运动曲线如图 14-8 所示.

(3) 当阻尼系数介于上述二者之间时, 即 $\beta^2 = \omega_0^2$, 方程的解为

$$x = (c_1 + c_2 t) e^{-\beta t}$$

(14-11)

式中 c_1 、 c_2 为积分常量, 由初始条件决定. 振动处于临界阻尼 (critical damping) 状态, 物体以最短的时间回到平衡位置, 其运动曲线如图 14-8 所示.

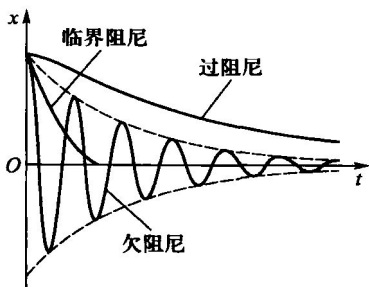


图 14-8 阻尼振动曲线

14.3 受迫振动

在周期性外力持续作用下的振动系统将作受迫振动 (forced vibration), 周期性外力称为驱动力 (driving force), 可表示为

$$F = H \cos pt$$

于是

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - \gamma \frac{dx}{dt} + H \cos pt$$

令 $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$, $2\beta = \frac{\gamma}{m}$ 和 $h = \frac{H}{m}$, 则受迫振动的振动方程

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = h \cos pt \quad (14-12)$$

此微分方程的解

$$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) + A \cos(pt + \alpha) \quad (14-13)$$

式(14-13)中的第一项 $A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi)$ 是阻尼振动, 经过足够长的一段时间 t 后, 由于 $A_0 e^{-\beta t} \rightarrow 0$, 则该项可忽略不计, 此后振动达到稳定状态. 稳定的受迫振动具有确定的振幅 A , 具有与驱动力相同的角频率 p , 而和驱动力之

间有一确定的相位差 α . 这样, 稳态受迫振动表达式便成为

$$x = A \cos(pt + \alpha) \quad (14-14)$$

将式(14-14)代入式(14-12)得

$$(\omega_0^2 - p^2)A \cos(pt + \alpha) = 2\beta p A \sin(pt + \alpha) + h \cos pt$$

将三角函数展开, 得

$$\begin{aligned} & (\omega_0^2 - p^2)A (\cos pt \cos \alpha - \sin pt \sin \alpha) \\ & = 2\beta p A (\sin pt \cos \alpha + \cos pt \sin \alpha) + h \cos pt \end{aligned}$$

由于该等式对任意时刻 t 都成立, 所以 $\cos pt$ 的系数应满足

$$(\omega_0^2 - p^2)A \cos \alpha - 2\beta p A \sin \alpha = h \quad (14-15)$$

同样, $\sin pt$ 的系数应满足

$$(\omega_0^2 - p^2)A \sin \alpha + 2\beta p A \cos \alpha = 0 \quad (14-16)$$

由式(14-15)和式(14-16)即可解得

$$A = \frac{h}{\sqrt{(\omega_0^2 - p^2)^2 + 4\beta^2 p^2}} \quad (14-17)$$

$$\alpha = \arctan \frac{-2\beta p}{\omega_0^2 - p^2}$$

对稳态受迫振动的振幅表达式(14-17), 用求极值的方法可知, 当

$$p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$$

时, 振幅 A 具有极大值, 即

$$A = \frac{h}{2\beta \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}$$

这一现象称为位移共振, 简称共振(resonance), 如图14-9所示.

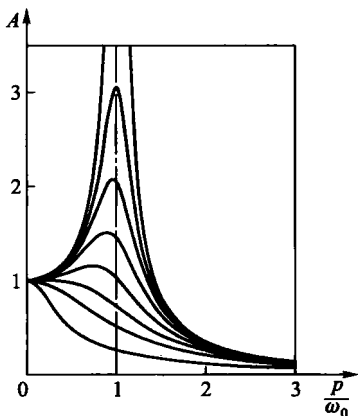


图14-9 位移共振曲线

任何弹性系统, 如桥梁、厂房、缆车都有自己的固有频率, 如果周期性外力的频率接近固有频率, 就会发生共振现象, 容易造成破坏. 所以在设计厂房时, 要避开机器的振动频率, 在桥上行军时, 不能走正步. 有些人坐索道缆车时故意让缆车共振, 这是非常危险的.

稳态受迫振动的速度振幅

$$v = \frac{hp}{\sqrt{(\omega_0^2 - p^2)^2 + 4\beta^2 p^2}}$$

不难证明, 当 $p = \omega_0$ 时速度振幅具有极大值

$$v_m = \frac{h}{2\beta}$$

这一现象称为**速度共振**，如图 14-10 所示。速度共振时，稳态振动与驱动力之间的相位差

$$\alpha = \frac{\pi}{2}$$

可见，速度共振时驱动力方向始终与振动速度方向相同，驱动力总是使物体加速。

下面我们看一个实验，在水平杆上吊四个单摆，如图 14-11 所示，其中只有摆 2 和摆 3 的摆长相等。

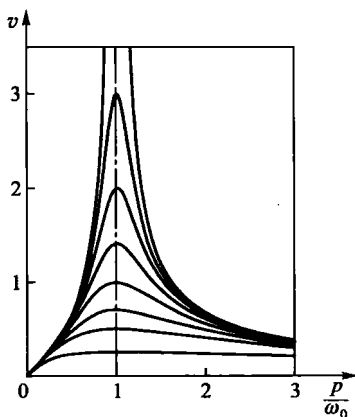


图 14-10 速度共振曲线

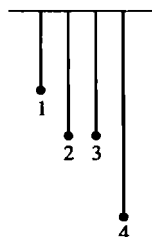


图 14-11 四个单摆

现在让摆 2 开始摆动，它通过水平杆将周期性力传给其他三个摆，使它们发生受迫振动。我们会看到，摆 1、摆 4 几乎不动，而摆 3 由于固有频率与摆 2 相同，发生共振现象，摆 3 开始振动，振幅愈来愈大，与此相伴，摆 2 的振幅愈来愈小，这个过程是一个**能量共振转移**过程。

共振转移效应是很重要的。例如，氦氖(He-Ne)激光器射出的红光是处在激发态的氖原子(Ne^*)中的电子由高能级跃迁到低能级时辐射出的光，但氖原子不易被激发，要依靠氦原子的作用，如图 14-12 所示，氦氖原子激发态和基态的能量差 $E_2 - E_1$ 相近(相当于频率相近)。氦原子很容易被激发，所以氦氖激光器中，首先将氦激发，即

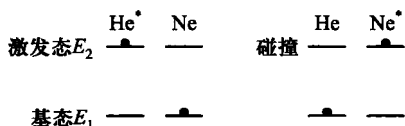
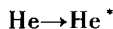


图 14-12 能量共振转移



当 He^* 与处于基态的氖原子碰撞时，就会发生共振，将能量转移到氖原子而