

高等学校教学用书

大学物理学

下 册

时庆云 王辉棣 杨英伟 主编

河南教育出版社

大学物理学

下 册

时庆云 王辉棣 杨英伟 主编

河南教育出版社

大学物理学 (下册)

主编 时庆云 王辉棣 杨英伟
责任编辑 范敬儒

河南教育出版社出版发行

郑州市二七嵩山印刷厂印刷

850×1168 毫米 32 开本 16 印张 422 千字

1989 年 11 月第 1 版 1989 年 11 月第 1 次印刷

印数 1—7200 册

ISBN 7-5347-00751-1/0.16

定价 6.35 元

前 言

《大学物理学》系河南省教委委托省物理学会编写的高等学校教材之一。本书是以《高等工业学校物理课程教学基本要求》为依据，参照理科院校非物理专业和各类专科学校物理课程教学大纲，针对河南省内大专院校物理教学的实际和教学要求编写的。全书分上、下两册，供工科、理科非物理专业和各类专科学校相应专业作为物理课程教材；本书也可作为电视大学、职工大学相应专业和物理专业师生的教学参考书。

《大学物理学》的编者，是由全省十余所高等院校选聘的有经验的教师。在编写过程中，吸取了河南省内各高等院校长期教学的基本经验，并广泛参阅了国内、外的物理教材。本书力图既求诸家之长，又有自己的特色。全书在保持科学性、系统性，和保证大学物理基本内容要求的基础上精选内容，力求既扩大学生的知识面，又适用于不同类型、不同层次的学校；既兼顾教学内容的先进性，又在讲述基本理论、基本知识的同时，注意启迪学生的思想和培养学生的能力。

本书除绪论外，包括五个部分共分十八章，计划学时为130-140学时。其中习题课、讲座课所占学时，应不少于总教学时数的10%。高等学校的教材，只是该课程教学的主要参考书。在实现教学基本要求过程中，对教学内容的体系和先后次序、教学环节的安排等，应根据教学改革的精神，由各学校确定。对于不同的专业采用本书时，教学内容应作适当的调整。考虑多数工科专业情况，本书没有把流体力学和交流电两部分写进去，理科的化学等专业可自行补上。本书最后一章“近代物理几个分支学科的简介”中，选编了固体、原子核、激光和超导等四个专题，考虑到这些分支学科与现代高水平的技术发展联系紧密，这些内容对于开阔学生的思路，激发他们去掌握前沿科学知识、探索新理论、新技术等将大有裨益，所以这部分写得比较详细，篇幅也较大。各校可根据自己的实

际情况，选讲其中一部分，或者不计入教学时数以科学讲座形式进行，也可留给学生自己阅读。

参加本书的编者按姓氏笔划为序，分别列在本书上、下两册的封二中，其中头几名依次（不按姓氏笔划）为相应部分的编辑组长；杨英伟主编力学、气体分子运动论和热力学两部分；王辉棣主编电磁学部分；时庆云主编波动光学、近代物理两部分。全书由时庆云定稿统编。在全书定稿过程中，刘士奎、刘有鐸、苏金凤、韩明、李仓、张延杰等，协助时庆云作了大量具体工作。下册编写过程中，刘玉虎、张文胜也作了一定工作。

编者感谢河南省物理学会秘书郑浦对本书编辑出版过程所做的大量具体工作。

由于编写时间仓促，编者水平有限，书中难免有缺点和错误，欢迎读者批评、指正。

编者 1988. 12.

目 录

下 册

第九章 稳恒磁场	(1)
§ 9-1 磁场 磁感应强度	(1)
§ 9-2 洛仑兹力的应用	(5)
§ 9-3 磁场对电流的作用	(11)
§ 9-4 毕奥—萨伐尔定律及其应用	(17)
§ 9-5 安培环路定理及其应用	(28)
§ 9-6 磁场中的高斯定理	(35)
§ 9-7 物质的磁性	(36)
习题	(49)
第十章 电磁感应及电磁场	(62)
§ 10-1 电磁感应定律	(62)
§ 10-2 动生电动势	(67)
§ 10-3 感生电动势 感应电场	(73)
§ 10-4 自感与互感	(81)
§ 10-5 磁场的能量	(89)
§ 10-6 电磁场理论的基本概念	(96)
习题	(105)

第四篇 波动光学

第十一章 波动概论	(116)
§ 11-1 波的产生和传播	(116)
§ 11-2 平面简谐波	(123)
§ 11-3 波动过程中能量的传播	(140)
§ 11-4 惠更斯原理 波的叠加原理	(145)
§ 11-5 驻波	(153)

习题	(158)
第十二章 光的干涉	(163)
§ 12-1 相干光的获得 双缝干涉	(164)
§ 12-2 光程和光程差 薄膜干涉	(171)
§ 12-3 劈尖干涉 牛顿环	(183)
§ 12-4 迈克耳孙干涉仪	(189)
习题	(198)
第十三章 光的衍射	(203)
§ 13-1 光的衍射现象 惠更斯—菲涅耳原理	(203)
§ 13-2 夫琅和费单缝衍射	(208)
§ 13-3 衍射光栅 光栅光谱仪	(219)
§ 13-4 圆孔衍射 光学仪器分辨本领	(235)
习题	(240)
第十四章 光的偏振	(243)
§ 14-1 自然光与偏振光	(243)
§ 14-2 偏振片的起偏与检偏 马吕斯定律	(249)
§ 14-3 反射与折射时光的偏振	(254)
§ 14-4 光通过晶体时的偏振现象	(261)
§ 14-5 偏振光的干涉及其应用	(273)
习题	(283)

第五篇 近代物理学

第十五章 狭义相对论基础	(291)
§ 15-1 迈克耳孙—莫雷实验	(292)
§ 15-2 爱因斯坦基本假设 洛伦兹变换	(297)
§ 15-3 狭义相对论的时空观	(305)
§ 15-4 狭义相对论动力学基础	(314)
习题	(323)
第十六章 光的量子性	(325)

§ 16-1	黑体辐射 普朗克量子假说	(325)
§ 16-2	光电效应	(332)
§ 16-3	康普顿效应	(339)
§ 16-4	光的波粒二象性	(344)
习题		(346)
第十七章	原子的量子理论	(348)
§ 17-1	玻尔的氢原子理论	(349)
§ 17-2	实物粒子的波粒二象性	(359)
§ 17-3	微观客体的状态描述	(365)
§ 17-4	微观客体的运动方程	(372)
§ 17-5	薛定谔方程的简单应用	(378)
§ 17-6	原子的角动量和磁矩	(388)
§ 18-7	斯特恩-盖拉赫实验 电子自旋	(401)
§ 17-8	氢原子	(406)
§ 17-9	多电子体系 原子的壳层结构	(417)
习题		(428)
第十八章	近代物理中几个分支学科的简介	(431)
§ 18-1	固体的能带结构和半导体	(431)
§ 18-2	激光	(444)
§ 18-3	原子核	(459)
§ 18-4	超导	(480)
答案		(496)

第九章 稳恒磁场

在静电学中讨论了静止电荷周围存在着静电场，如果电荷在运动，那么在它的周围不仅有电场，而且还存在磁场。与电场一样，磁场也是物质存在的一种形式。

本章主要研究磁场的特性，磁场对运动电荷和电流的作用，及电流和运动电荷所激发的磁场的规律。

§ 9-1 磁场 磁感应强度

一、磁场

人类很早就发现了磁现象。我国在春秋战国时期，已发现一种天然矿石能吸引铁屑的现象。十一世纪，我国科学家沈括描述了指南针及其制造方法，并发现了地磁偏角等。人类在长期的实践过程

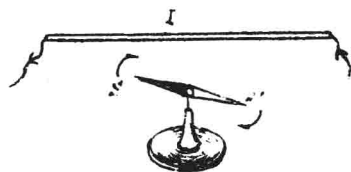


图 9-1 奥斯特发现

中，对磁现象积累了很多的感性知识，发现两块磁铁的磁极之间存在着相互作用。对磁现象的本质，直到 1820 年奥斯特 (H.C.Oersted) 发现在载流导线附近的磁针受到力的作用而发生偏移后，才被人们所认识，如图

9-1 所示。后来又相继发现：

(一) 磁铁对载流导线及运动电荷也有作用力，相互作用能使

它们的运动状态发生改变;

(二) 两载导线之间及两运动电荷之间,也存在相互作用力.

上述这些相互作用力统称为磁力 F_m . 具有磁力作用性质的空间称为磁场. 例如在载流导线周围的空间放入小磁针、运动电荷或电流,它们一般都会受到磁力的作用,那么我们说该空间存在磁场. 与电场对电荷的作用一样,运动电荷、电流等所受到的磁力是由磁场给予的,这种作用可形象地表示为

电流 (或运动电荷) $\rightleftharpoons$ 磁场 $\rightleftharpoons$ 电流 (或运动电荷).

这说明上述的相互作用是通过磁场传递的. 磁场有如下两个主要特征:

(一) 磁场对磁场中的磁铁、运动电荷或载流导线有力的作用;

(二) 当载流导体在磁场中受力移动时,磁力将对其做功,这表示磁场具有能量.

磁场的上述表现显示了磁场的物质性.

二、磁感应强度矢量

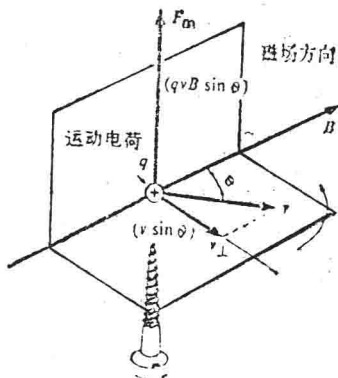


图 9-2 运动电荷在磁场中受力. 发现: (1) $+q_0$ 所受磁力的大小随着它的速度 v 的方向而改变. 当 v 沿某一方向 (或其反方向) 时,

我们仿照静电场中定义场强相类似的方法, 来定义表征磁场特性的物理量—磁感应强度矢量 B .

(一) 定义磁感应强度 B 的大小

如果在磁场中引入相对观察者静止的电荷 $+q_0$, 发现 $+q_0$ 不受力. 当 $+q_0$ 以速度 v 通过磁场中 P 点时, 如图 9-2 所示, 则发现:

电荷 $+q_0$ 不受力；而沿其它方向通过 P 点时，磁力 F_m 的方向总是与 v 方向和上述的不受力方向垂直；(2) 当 v 沿某一特定方向通过 P 点时， $+q_0$ 所受磁力有最大值 F_{max} ，若在该特定方向上 v 的大小改变时， F_{max} 也改变，而且 F_{max} 与 q_0v 的值成正比，其比值 $\frac{F_{max}}{q_0v}$ 在给定点 P 具有确定的量值，而与运动电荷的 q_0v 值大小无关；(3) 当运动电荷具有相同的 q_0v 值通过磁场中的不同点时，其比值 $\frac{F_{max}}{q_0v}$ 一般是不同的，因此该比值反映了磁场中不同点磁场强弱的特性，定义此比值为磁场中给定点的磁感应强度矢量 B 的大小，即

$$B = \frac{F_{max}}{q_0v} \quad (9-1)$$

上式表示，磁感应强度 B 的大小在量值上等于当 q_0v 为一单位时，运动电荷所受的最大磁力。

(二) 定义磁感应强度 B 的方向

B 的方向可用小磁针来确定，在图9-1中，小磁针 N 所指的方向定为 B 的方向。但也可用右手法则，对于正电荷，按 $F_{max} \times v$ 的方向定为磁场 B 的方向。上述两种方法所确定的 B 的方向是一致的。

(三) 磁感应线

我们曾借助电力线描绘静电场的分布情况。为了形象地表示磁场的分布，同样可以用一些设想的曲线来描绘磁场的分布情况。由上述讨论可知，对于给定的磁场中，任一点磁感应强度 B 的大小和方向都是确定的。因此，我们规定曲线上每一点切线方向就是该点的磁感应强度 B 的方向，而曲线的疏密程度则表示该点磁感应强度 B 的大小。这样的曲线称为磁感应线或 B 线，磁感应线是人为地画出来的，并非磁场中真正有这种线存在。

磁感应线可借助撒在磁场中的铁屑演示出来，铁屑在磁场中被

磁化后相当一个个小磁针，按着磁场的强弱和方向有规律的排列起来，给出磁感应线的分布图形。磁感应线和静电场中电力线不同，它是无起点也无终点的闭合曲线。

三、洛伦兹力

当电荷 q 以速度 $\mathbf{v}$ 沿任一方向通过磁场中 P 点时，如图 9-2 所示，电荷所受的磁力，由 (9-1) 式可表示为

$$F_m = qVB\sin\theta \quad (9-2a)$$

式中 θ 为 $\mathbf{v}$ 方向和 $\mathbf{B}$ 方向的夹角， F_m 的方向为 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 的方向。当 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 时，即得 (9-1) 式；当 $\theta = 0$ 时， $F_m = 0$ ，这是符合上述情况的。磁力 F_m 称洛伦兹力。将 (9-2) 式用矢量式表示，即为

$$\mathbf{F}_m = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (9-2b)$$

在国际单位制 (SI) 中，磁感应强度 $\mathbf{B}$ 的单位，根据 (9-1) 式为

$$1 \frac{\text{牛顿} \cdot \text{秒}}{\text{库仑} \cdot \text{米}} = 1 \frac{\text{牛顿}}{\text{安培} \cdot \text{米}} = 1 \text{ 特斯拉 (T)}$$

有时也用“高斯”作为 $\mathbf{B}$ 的单位， $1 \text{ 特斯拉} = 10^4 \text{ 高斯}$ 。

洛伦兹力 F_m 对运动电荷 q 的功率为

$$p = \frac{dA}{dt} = \mathbf{F}_m \cdot \mathbf{v} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} = 0$$

由于洛伦兹力 $\mathbf{F}_m$ 垂直运动电荷的运动方向，故它不作功，所以洛伦兹力不会改变运动电荷的动能。 $\mathbf{F}_m$ 只起改变速度的方向作用，而不改变速度的大小。

根据电荷的不变性，可以证明，在场强为 $\mathbf{E}$ 的静电场中，运动电荷 q 所受的电场力仍为 $q\mathbf{E}$ ，故当空间同时存在电场 $\mathbf{E}$ 和磁场 $\mathbf{B}$ 时，则运动电荷 q 所受的力为

$$\mathbf{F}_m = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (9-3)$$

上式称洛伦兹公式。

§ 9-2 洛伦兹力的应用

工业电子技术的元器件，及科研仪器设备中，都涉及带电粒子在电场和磁场中的运动。如速度选择器、质谱仪、示波管、霍耳效应、磁聚焦、磁约束、回旋加速器等。

一、带电粒子在磁场中的运动

设带电粒子的质量为 m ，电量为 q ，它在磁场中所受的力由 (9-2b) 式出，根据牛顿第二定律，带电粒子在磁场中的运动方程为

$$q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = m\mathbf{a} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} \quad (9-4)$$

$\int q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = m\mathbf{a} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt}$
 方向方向 $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}^z$ (SI) 中
 $\mathbf{B} = B \hat{\mathbf{z}}$
 国际单位制

图 9-3 电子在磁场中的运动

现以从一般的情况加以讨论，如图 9-3a 所示，电子在均匀磁场 $\mathbf{B}$ 中运动，其初速 $\mathbf{v}_0$ 与 $\mathbf{B}$ 方向成 θ 角，当电子的速度为 $\mathbf{v}$ 时，根据 (9-4) 式其加速度 $\mathbf{a}$ 为

$$\begin{aligned}\mathbf{a} &= \frac{\mathbf{F}_m}{m} = -\frac{e}{m}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = -\frac{e}{m}(V_x\mathbf{i} + V_y\mathbf{j} + V_z\mathbf{k}) \times (B\mathbf{k}) \\ &= -\frac{e}{m}B(V_y\mathbf{i} - V_x\mathbf{j})\end{aligned}$$

此处的 m 和 e 分别是电子的质量和电量. 由上式可知, 电子沿磁场 $\mathbf{B}$ 方向的加速度分量为零, 故电子在磁场方向以速度分量 V_{0z} 作为匀速直线运动, 而在 $x-y$ 平面中加速度为 $\mathbf{a}$. 电子在 $x-y$ 平面中的速度为 $\mathbf{V}_x = V_x\mathbf{i} + V_y\mathbf{j}$, 它垂直于加速度 $\mathbf{a}$ (可用矢量“点积”证明). 由于洛伦兹力不作功, 因此在任一时刻 $V^2 = V_x^2 + V_y^2 + V_z^2 = V_0^2$, 而 $V_x = V_{0x} = V_0 \cos \theta$, 故有

$$V_{xy}^2 = V_x^2 + V_y^2 = V^2 - V_z^2 = V_0^2 - V_{0x}^2 = \text{常量}.$$

可见电子在 $x-y$ 平面中作匀速率圆周运动, 同时在 z 方向又作匀速直线运动, 故电子作如图 9-3 (b) 所示的螺旋线运动.

电子的向心加速度 a_c 的大小是常量, 当 $V_x = 0$ 时, 得 $V_{0y} = V_0 \sin \theta$, 所以

$$BeV_{0y} = m \frac{V_{0y}^2}{R}$$

故圆周半径 R 为

$$R = \frac{mV_{0y}}{Be} = \frac{mV_0 \sin \theta}{Be} \quad (9-5)$$

可见当 B 越小, V_0 越大, 则半径的 R 越大. 电子绕圆周的运动一周所需的时间 T 称为周期, 故有

$$T = \frac{2\pi R}{V_{0y}} = \frac{2\pi m}{Be} \quad (9-6)$$

此结果说明, 带电粒子在磁场中作圆周运动的周期 T 或频率 ν 是与其速率无关, 与 B 的大小的及带电粒子的荷质比 $\frac{q}{m}$ (q 为粒子

的电量) 有关。

电子在一个周期 T 内, 同时沿 z 轴有位移 h , 称为螺距, 即有

$$a = \frac{F_m}{m} = -\frac{e}{m} (V \times B) \quad h = T \cdot v_z = \frac{2\pi m}{Be} V_0 \cos \theta \quad (9-7)$$

其它一些特殊情况, 请读者自己讨论。

例题 9-1 在玻尔氢原子理论中, 设电子绕核作圆周运动。若电子的轨道平面与均匀磁场 B 垂直, 轨道半径为 R , 如图 9-4 所示。求电子绕核运动的角速度与无磁场时相比较, 其角速度 ω 的改变量。设磁场的影响不大, 轨道半径 R 不变)。

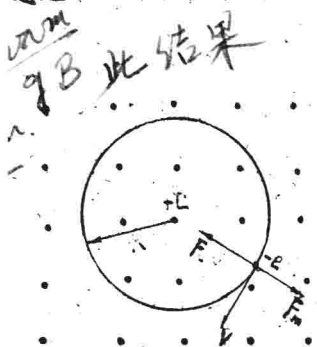


图 9-4

解 设电子在轨道上作顺时针绕行。当 $B=0$ 时, 电子只受库仑力

$$F_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{R^2} = mR\omega_0^2$$

当 $B \neq 0$ 时, 电子还要受洛伦兹力 F_m 的作用, 方向如图中所示。此时电子所受的向心力为

$$F_e - F_m = mR\omega^2 - Bev = mR\omega^2$$

解上式得角速度 ω 的改变量为 (此处用到 $\omega + \omega_0 \approx 2\omega$)

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 = -\frac{Be}{2m} \approx -\frac{B}{2} \frac{e}{m}$$

在上述情况下, 电子作顺时针行时 ω 减小; 逆时针绕行时 ω 增大。总之, 角速度 ω 的增大或减小与 B 的方向及电子绕行方向有关。

二、霍耳效应

1897 年霍耳发现处在磁场中的板状导体, 当通过电流 I 时, 在与磁场方向和电流方向垂直的两侧面之间出现电势差, 这种现象称为霍耳效应。

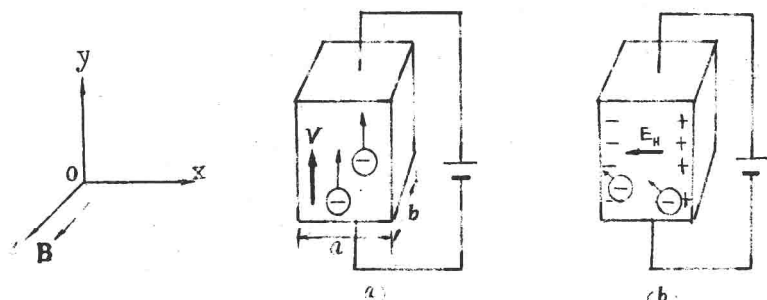


图 9-5 霍耳效应

如图 9-5(a)所示, 在均匀磁场 B 中, 放入一金属导体, 其两端接到电源上, 电流为 I , 则在该导体中载流子定向运动速度为 v , 则

$$I = \frac{dq}{dt} = nVSe = nVeab \quad (9-8)$$

式中的 n 为该导体中载流子密度, $S = ab$ 为导体的横截面积, e 为载流子的电量。

如果导体中的载流子是电子, 则它受洛伦兹力 $-ev \times B$, 使它偏向导体的左侧, 如图 9-5(b)所示, 因此其左侧积聚负电荷, 其右侧积聚正电荷, 它们之间产生的电场 E_H , 电子受此电场力 $-eE_H$ 和洛伦兹力方向相反, 当导体左右两侧的电荷继续积累达到 $-eE_H$ 和 $-ev \times B$ 相等时, 电子达到动平衡状态, 故有

$$\begin{aligned} eE_H &= evB, \\ E_H &= vB = \frac{IB}{neab} \end{aligned} \quad (9-9)$$

E_H 称霍耳电场. 当 v 和 B 不变时, 霍耳电压为

$$U_H = E_H \cdot a = \frac{1}{ne} \left(\frac{IB}{b} \right) = R_H \left(\frac{IB}{b} \right) \quad (9-10)$$

$R_H = \frac{1}{ne}$ 称霍耳系数. 测定 U_H 、 I 和 B 可计算出 R_H , R_H 可正可负.

$R_H < 0$ 为电子导电; $R_H > 0$ 为空穴导电, 前者为 n 型半导体或金属导体, 后者为 p 型半导体或二价的碱金属, 对这些金属的 R_H 为正值的现象可用能带理论解释. 霍耳系数还可用来确定非晶态物质的电学性质.

例题 9-2 有一条带状银导体, 宽为 0.50×10^{-2} 米, 厚 0.10×10^{-3} 米. 当银带中通有电流 2.0A, 并有 0.8T 的磁场垂直于带面时, 问产生的霍耳电压是多大?(银的密度为 10.5×10^3 千克/米³).

解 银的原子量为 108, 故 1 米³ 中的原子数目为

$$n = \frac{(6 \times 10^{23}) \left(\frac{10.5}{108} \right)}{1} \approx 6 \times 10^{22} \text{ 个/厘米}^3$$

$$= 6 \times 10^{28} \text{ 个/米}^3,$$

由于银是单价原子, 所以 1 米³ 中载流子数目为 n . 根据 (9-10) 式, 霍耳电压为

$$U_H = \frac{1}{6 \times 10^{28} \cdot 1.6 \times 10^{-19}} \left(\frac{2 \times 0.8}{0.1 \times 10^{-3}} \right) \approx 1.67 \times 10^{-6} \text{ V}$$

可见在良导体中, 霍耳电压是很小的.

三、回旋加速器

回旋加速器是一种加速带电粒子的装置, 由于在磁场中带电粒子的旋转频率 ν 与它的速度和轨道半径无关, 即

$$\nu = \frac{Bq}{2\pi m}.$$