



高等学校“十一五”规划教材

大学物理[下]

Daxue Wuli

主编 张动天 赵军良

中国矿业大学出版社

China University of Mining and Technology Press

大学物理

(下册)

主 编 张动天 赵军良
副主编 李卫彬 刘振深 杜保立

中国矿业大学出版社

内 容 简 介

本书是根据教育部《高等教育面向 21 世纪教学内容和课程体系改革计划》的精神编写的。全书除了包括传统的基础物理内容以外,尝试把物理学发展的前沿引入物理教学,力求扩大学生的知识面,让他们了解物理学的进展,以加强学生思维能力的培养,提高学生的物理素质。

全书分上、下两册。上册包括力学、气体动力学理论、热力学和电学;下册包括磁学、光学和近代物理基础。

本书可作为高等工科院校各专业的物理教材,也可作为综合大学和师范院校非物理专业的教材或参考书。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理. 下/张动天, 赵军良主编. —徐州: 中国矿业大学出版社, 2006. 1

ISBN 7 - 81107 - 233- 5

I. 大… II. ①张…②赵… III. 物理学—高等学校—教材 IV. O4

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2005)第 144485 号

书 名 大学物理(下)

主 编 张动天 赵军良

责任编辑 耿东锋

责任校对 周俊平

出版发行 中国矿业大学出版社

(江苏省徐州市中国矿业大学内 邮编 221008)

网 址 <http://www.cumtp.com> E-mail cumtpvip@cumtp.com

排 版 中国矿业大学出版社排版中心

印 刷 江苏淮阴新华印刷厂

经 销 新华书店

开 本 787×1092 1/16 本册印张 17.5 本册字数 435 千字

版次印次 2006 年 1 月第 1 版 2006 年 1 月第 1 次印刷

总 定 价 50.00 元

(图书出现印装质量问题,本社负责调换)

前 言

本书是为高等工科院校编写的物理教材。在编写过程中,我们参照了原国家教委颁布的《高等工业学校大学物理课程教学基本要求》,结合近几年来物理教学改革和教材建设的新经验、新思想,力求体现下列原则:

一、避免与中学物理内容的重复,适当提高教学要求的起点。

二、在确保教育部工科大学物理课程指导委员会制定的基本要求的基础上,把物理学发展的前沿,引入物理教学。

三、突出物理学的工程应用性质,力图使学生通过学习,认识到物理学在现代科学、工程技术、国民生产、社会与日常生活等广阔领域内深刻而持久的影响力和渗透力,由此唤起他们的工程意识和应用观念。

四、参照了国家技术监督局于1993年12月27日发布的国家标准——量与单位(GB 3100~3102—93),对以往教材中的非标准化内容做了修改,规范了物理学名词、术语、单位和符号。

本书第一、二章由刘振深执笔,第三章由凡瑞霞执笔,第四、五章由李风云执笔,第六、七章由赵军良执笔,第八章由王学立执笔,第九章由曹伟涛执笔,第十章由王永强执笔,第十一章由苏丽执笔,第十二章及附录由李旭升执笔,第十三章由王时茂执笔,第十四、十六章由杜保立执笔,第十五章由张二磊执笔,第十七章由崔燕岭执笔,第十八、十九章由张动天执笔,第二十一章由李卫彬执笔,第二十、二十二章及习题答案由王晓雪执笔,第二十三、二十四章由薛中会执笔。第二十五、二十六章由左小刘执笔。本书上册由赵军良统编定稿,下册由张动天统编定稿。

本书的编写得到了王怡录、叶则业、范修道、王六合、关荣锋、张智、张培峰、赵鸿图、李宝华的大力协助和支持,在此谨致以衷心的感谢。

限于编者的学识和水平,书中缺点和错误在所难免,恳请读者批评指正。

主 编

2005年10月

目 录

第十三章 稳恒电流的磁场	1
第一节 磁场和磁感应强度	1
第二节 磁场对运动电荷的作用——洛伦兹力	2
第三节 毕奥—萨伐尔定律	6
第四节 磁场的高斯定理和安培环路定理	11
第五节 磁场对电流的作用——安培安律	16
第六节 运动电荷的电磁场	22
习题	29
第十四章 磁介质及应用	34
第一节 介质的磁化和磁化强度	34
第二节 介质的磁化规律 铁磁质	39
第三节 超导电性及其应用	45
习题	50
第十五章 电磁感应	51
第一节 电磁感应定律	51
第二节 动生电动势和感生电动势	54
第三节 互感和自感	62
第四节 磁场的能量	66
第五节 暂态过程	69
习题	72
第十六章 电磁场和电磁波	75
第一节 位移电流	75
第二节 麦克斯韦方程组和边界条件	79
第三节 电磁波	83
第四节 电磁场的能量和动量	89
习题	92
第十七章 光的干涉	94
第一节 光的电磁特性	94
第二节 光的相干性 光程和光程差	95
第三节 杨氏双缝干涉	101
第四节 薄膜干涉	104
第五节 迈克耳孙干涉仪	113
习题	114

第十八章 光的衍射	117
第一节 惠更斯—菲涅尔原理.....	117
第二节 单缝夫琅禾费衍射.....	119
第三节 衍射光栅.....	123
第四节 光学仪器分辨率.....	128
第五节 X 射线衍射.....	130
第六节 傅立叶光学与光学信息处理.....	133
习题.....	135
第十九章 光的偏振	137
第一节 光的偏振特性.....	137
第二节 起偏和检偏 马吕斯定律.....	138
第三节 布儒斯特定律.....	141
第四节 偏振光的应用.....	143
第五节 旋光效应.....	144
习题.....	145
第二十章 光与物质的相互作用	146
第一节 光与物质相互作用的微观机理.....	146
第二节 光的吸收.....	146
第三节 光的散射.....	148
第四节 光的色散.....	149
第五节 光的非线性.....	151
第六节 光谱分析原理.....	153
习题.....	155
第二十一章 量子物理学基础	156
第一节 热辐射.....	156
第二节 绝对黑体的辐射定律 普朗克的量子假说.....	158
第三节 光电效应 爱因斯坦的光量子论.....	162
第四节 X 射线的散射 康普顿效应.....	166
第五节 原子光谱的实验规律.....	169
第六节 玻尔的氢原子理论.....	172
第七节 德布罗意波 微观粒子的波粒二象性.....	176
第八节 波函数及其统计解释.....	178
第九节 不确定关系.....	181
第十节 波函数的叠加原理与薛定谔方程.....	184
第十一节 势阱 势垒.....	187
第十二节 量子力学处理氢原子问题简介.....	191
第十三节 多电子原子中的电子分布.....	196
第十四节 原子发光.....	199
第十五节 半导体.....	200

第十六节 量子理论的发展	205
习题	207
第二十二章 激光和全息技术	209
第一节 激光	209
第二节 全息照相	214
第二十三章 物质的基本状态	216
第一节 物质的基本状态概述	216
第二节 高压技术	217
第三节 真空与真空技术	218
第四节 等离子体的性质和描述	222
第五节 等离子体的应用	225
第二十四章 原子核物理学简介	227
第一节 原子核的结构和基本性质	227
第二节 原子核的衰变和衰变规律	231
第三节 核反应	234
第四节 原子核的利用	236
第五节 基本粒子简介	239
第二十五章 传感技术与物理效应	242
第一节 传感器概述	242
第二节 力敏型传感器	245
第三节 热敏型传感器	248
第四节 磁敏型传感器	250
第五节 光敏型传感器	253
第六节 光纤型传感器	257
第二十六章 天体和宇宙	261
第一节 恒星	261
第二节 白矮星和中子星	263
第三节 新星和超新星	264
第四节 现代宇宙论	264
部分习题参考答案	266
参考文献	271

第十三章 稳恒电流的磁场

前面我们研究了静止电荷周围电场的性质和规律。在运动电荷周围,不仅存在电场,而且还存在磁场。本章研究稳恒电流所产生磁场的性质及其规律。其主要内容有:描述磁场的基本物理量——磁感应强度,磁场对运动电荷和电流的作用力——洛伦兹力和安培力,电流磁场的基本定律——毕奥—萨伐尔定律,反映磁场性质的基本方程——磁场的高斯定理和安培环路定理等。

第一节 磁场和磁感应强度

一、基本磁现象

我国是世界上最早发现并应用磁现象的国家之一。早在公元前 300 年就发现了铁矿石吸引铁片的现象,到了 11 世纪,我国已经制造了航海用的指南针,并且发现了地磁偏角。现在人们知道,最早发现的天然铁矿石的成分是四氧化三铁(Fe_3O_4)。

人们把铁矿石这种能够吸引铁、钴和镍等物质的性质,称为磁性(magnetism),而把磁体上磁性特别强的区域称为磁极(magnetic pole)。如果在远离其他磁性物质的地方将条形磁铁悬挂起来,使它能够在水平面内自由转动,则静止时两端的磁极总是大致分别指向南北方向。磁铁指北的一端称为北极(N 极),指南的一端称为南极(S 极)。一般而言,磁铁的指向与严格的南北方向有偏离,偏离的角度称为地磁偏角(geomagnetic declination),其大小因地区不同而稍有差异。人们发现,磁体的磁极总是成对出现的,且同名的磁极互相排斥,异名的磁极互相吸引。磁铁吸引铁制物的现象,正是异名磁极互相吸引这一性质的表现。

二、磁场和磁感应强度

类似于电相互作用,磁体之间的相互作用——磁相互作用,也可以描述为磁体在其周围空间中产生了磁场。实验发现,将一静止电荷置于磁场中时,我们观测不到有什么特殊的力作用在该电荷上。然而,当电荷在有磁场存在的区域中运动时,则除了起因于引力相互作用和电相互作用的力之外,还观测到了一种新的力——磁场力作用在运动电荷上,这就是磁场的基本性质。由大量的实验可以得出如下结果:

(1) 作用在运动电荷上的磁力 $\boldsymbol{F}$ 的方向,总是与电荷的运动方向垂直,即 $\boldsymbol{F} \perp \boldsymbol{v}$ 。

(2) 磁力的大小正比于运动电荷的电量,即 $F \propto q$ 。

(3) 磁力的大小正比于运动电荷的速率,即 $F \propto v$ 。

(4) 运动电荷在磁场中所受的磁力,随电荷的运动方向与磁场方向之间的夹角的变化而变化。当电荷的运动方向与磁场方向(规定小磁针在磁场中受磁力静止时 N 极所指方向为该处磁场的方向)一致时,它不受磁力作用。当电荷的运动方向与磁场方向垂直时,它所受

的磁力为最大,用 $F_{\max}$ 表示。

为了定量地描述磁场,我们根据运动电荷在磁场中受力的性质,引进一个矢量 B 。首先,在磁场中的每一点都有一个特征方向,当试探电荷 q_0 沿着这个方向运动时不受力,我们把这个特征方向定义为 B 的方向,表征该点的磁场方向;其次,在磁场中的每一点,当试探电荷 q_0 的运动速度 v 垂直于上述 B 方向时,它所受到的磁场力最大,这个力的大小 $F_{\max}$ 与 $q_0 v$ 的比值只决定于该点磁场的性质,我们把这个特征量定义为 B 的大小,即 $B = \frac{F_{\max}}{q_0 v}$,表征该点磁场的强度。由于历史的原因,我们定义的矢量 B ,称为磁感应强度(magnetic induction)或磁通密度(magnetic flux density)。类似于电场线,我们可以用磁感应线(magnetic induction line)或磁力线(magnetic line of force)来形象地描述磁感应强度的空间分布。

在国际单位制中,磁感应强度 B 的单位是 T(特斯拉)。

第二节 磁场对运动电荷的作用——洛伦兹力

一、洛伦兹力

利用磁感应强度 B ,可以把以速度 v 运动的电荷 q 在磁场中所受到的磁力表达为

$$F = qv \times B \quad (13-1)$$

称为洛伦兹力(Lorentz force)。在普遍情况下,当一个带电粒子在既有电场又有磁场的区域里运动时,作用在该粒子上的电磁力为

$$F = q(E + v \times B) \quad (13-2)$$

式(13-2)称普遍情况下的洛伦兹力公式,它是电磁学的基本公式之一。不论粒子的速度多大,也不论场是否恒定,这个洛伦兹力公式都适用。

洛伦兹力公式(13-2)表明,静电场对电荷的作用力与电荷的运动速度无关。证实这个结论的最熟知的实验,是电子束在带电两平行板之间的偏转。测量结果表明,作用在电子上的力确实与电子速度无关,都可以用公式 $F = qE$ 来计算,其中 E 是两平行板间的电场强度。在本书中,一般仅将磁力 $qv \times B$ 称为洛伦兹力。

式(13-2)还表明,洛伦兹力 $F = qv \times B$ 始终垂直于带电粒子的运动速度 v ,所以与磁力相联系的功恒等于零。洛伦兹力只改变带电粒子的运动方向,而不改变带电粒子运动速度的大小,即不改变带电粒子的动能。

二、带电粒子在磁场中的运动

设有一均匀磁场,磁感应强度为 B ,带电粒子 q 以初速度 v 进入磁场。我们以下分三种情况来讨论在洛伦兹力 $F = qv \times B$ 的作用下,带电粒子的运动。

(1) 如果 $v \parallel B$,由式(13-1)可知,磁场对带电粒子的作用力为零,粒子仍将以原来的速度 v 做匀速直线运动。

(2) 如果 $v \perp B$,这时带电粒子在大小 $F = qvB$ 不变的向心力作用下,在垂直于 B 的平面内做匀速圆周运动,如图13-1所

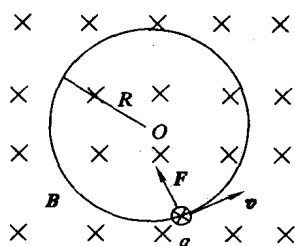


图13-1 回旋运动

示。利用圆周运动的向心力公式,可得

$$F = qvB = m \frac{v^2}{R}$$

由上式可得,带电粒子做圆周运动的半径为

$$R = \frac{mv}{qB} \quad (13-3)$$

带电粒子回绕一周所需的时间(即周期)为

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{qB} \quad (13-4)$$

而单位时间里所绕的圈数(即频率)为

$$f = \frac{1}{T} = \frac{qB}{2\pi m} \quad (13-5)$$

f 称为带电粒子在磁场中的回旋频率(cyclotron frequency)。上式表明,回旋频率与带电粒子的速率及回旋半径无关,这是一个重要的结论。

(3) 在一般情况下, $\mathbf{v}$ 与 $\mathbf{B}$ 有一个夹角 θ ,这时可将 $\mathbf{v}$ 分解为

$$v_{\parallel} = v \cos \theta$$

和

$$v_{\perp} = v \sin \theta$$

两个分量,它们分别平行和垂直于 $\mathbf{B}$ 。若只有 $v_{\perp}$ 分量,带电粒子将在垂直于 $\mathbf{B}$ 的平面内做匀速圆周运动;若只有 $v_{\parallel}$ 分量,带电粒子将沿 $\mathbf{B}$ 方向或其反方向做匀速直线运动;当两个分量同时存在时,如图13-2所示,带电粒子的轨迹将是一条螺旋线,其螺距为

$$h = v_{\parallel} T = \frac{2\pi m v_{\parallel}}{qB} \quad (13-6)$$

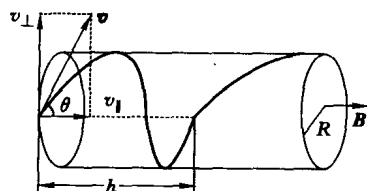


图13-2 螺旋运动

由此可见,带电粒子每回旋一周所前进的距离 h 与 $v_{\perp}$ 无关。于是,当从磁场中某点 A 发射出一束很窄的带电粒子流时,若它们的速率 v 很相近,且与 $\mathbf{B}$ 的夹角 θ 都很小,则尽管 $v_{\perp} = v \sin \theta \approx v\theta$ 会使各个粒子沿不同半径的螺旋线运动,但是 $v_{\parallel} = v \cos \theta \approx v$ 却近似相等,由式(13-6)决定的螺旋 h 也近似相等,所以各个粒子经过距离 h 后又会重新会聚在一起,如图13-3所示,这就是磁聚焦(magnetic focusing)。在实际中用得更多的是短线圈产生的非均匀磁场的磁聚焦作用,这种线圈称为磁透镜(magnetic lens),它在电子显微镜(electron microscope)中起了与光学仪器中的透镜类似的作用。

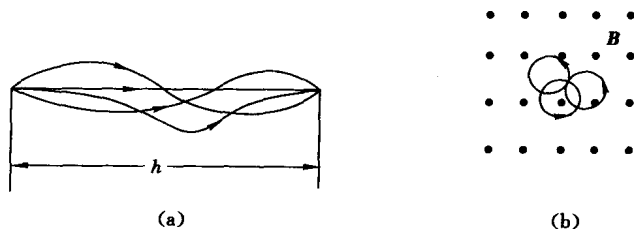


图13-3 均匀磁场的磁聚焦

三、霍耳效应

如图13-4所示,将一导电板放在垂直于它的磁场中,当有电流通过它时,在导电板的 A 和 A' 两侧会产生一个电势差 $U_{AA'}$,这种现象称为霍耳效应(Hall Effect),是霍耳(E. H. Hall, 1855~1929)在1879年发现的。实验表明,在磁场不太强时,电势差 $U_{AA'}$ 与电流 I 和磁感应强度 B 成正比,而与导电板的厚度 d 成反比,即

$$U_{AA'} = K \frac{IB}{d} \quad (13-7)$$

式中的比例系数 K 称为霍耳系数。

霍耳效应可以用洛伦兹力来解释。设导体板内载流子的平均定向速率为 u ,则它们在磁场中受到的洛伦兹力为 quB ,该力使导体内移动的电荷(载流子)发生偏转,结果在 A 和 A' 两侧分别聚集了正、负电荷,从而形成了电势差。于是,载流子又受到了一个与洛伦兹力方向相反的静电力 $qE = qU_{AA'}/b$,其中 E 为电场强度, b 为导电板的宽度。最后,达到恒定状态时这两个力达到平衡,即

$$quB = q \frac{U_{AA'}}{b} \quad (13-8)$$

此外,设载流子的浓度为 n ,则电流 I 可以表示为

$$I = bdnqu$$

将由此得到的载流子定向速率 u 代入式(13-8),整理后可得

$$U_{AA'} = \frac{1}{nq} \frac{IB}{d} \quad (13-9)$$

比较式(13-9)和式(13-7),即可得到霍耳系数为

$$K = \frac{1}{nq} \quad (13-10)$$

式(13-10)表明,霍耳系数 K 与载流子浓度 n 成反比。因此,通过霍耳系数的测量,可以确定导体内载流子的浓度 n 。半导体内载流子的浓度远比金属中的小,所以半导体的霍耳系数要比金属的大得多。而且,半导体内载流子的浓度 n 受杂质、温度及其他因素的影响很大,因此霍耳效应为研究半导体载流子浓度的变化提供了重要的方法。

式(13-10)还表明,霍耳系数 K 的正负取决于载流子电荷 q 的正负。当 $q > 0$ 时,载流子的定向运动速度 u 的方向与电流 I 相同;而当 $q < 0$ 时,载流子的定向运动速度 u 的方向与电流 I 相反。因此,当电流 I 一定时,不论载流子电荷是正还是负,它们所受到的洛伦兹力的方向都相同。在如图13-4所示的情况下,洛伦兹力都使载流子向上漂移,使导电板 A 和 A' 两侧产生电荷积累。显然,这种电荷积累所产生的横向电势差 $U_{AA'}$ 的正负,由载流子电荷 q 的正负决定。

半导体有电子型(n 型)和空穴型(p 型)两种。前者的载流子为电子,是带负电的粒子;后者的载流子为“空穴”,相当于带正电的粒子。所以,根据霍耳系数 K 的正负号,可以判断半导体的导电类型。近年来,利用半导体材料已制成多种霍耳元件,广泛应用于测量磁场,测量交直流电路中的电流和功率,以及转换和放大电信号,等等。

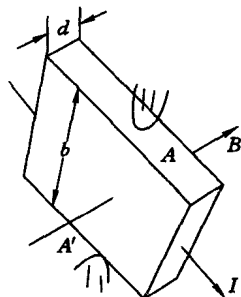


图13-4 霍耳效应

磁流体发电(magnete hydrodynamic generation, 简称 generation MHD)所依据的就是等离子体的霍耳效应。将工作气体加热到很高的温度,使其充分电离,然后以很高的速度通过垂直磁场,等离子体中的正、负离子在洛伦兹力的作用下,分别偏转到导管两侧的电极上,使两极之间产生一电势差。只要等离子体连续通过磁场,便可以连续不断地输出电能。这种发电方式由于没有机械转动部分所造成的损耗,可以提高效率,但至今仍处在研制阶段。

例13-1 一种质谱仪(mass spectrometer)的构造原理如图13-5所示。离子源 P 所产生的离子,经过窄缝 S_1 和 S_2 之间的加速电场加速后射入滤速器,滤速器中的电场强度 E 和磁感应强度 B 都垂直于离子速度 v ,且 $E \perp B$ 。通过滤速器的离子接着进入均匀磁场 B_0 中,它们沿着半圆周运动而达到记录它们的照相底片上形成谱线。如果测得谱线 A 到入口处 S_0 的距离为 x ,试证明与此谱线相应的离子的质量为

$$m = \frac{qB_0 B x}{2E}$$

证明 (1) 滤速器:为了使离子沿原方向前进而通过窄缝 S_0 ,应使离子所受到的电场力和洛伦兹力互相平衡,即

$$qE = qvB$$

由此可见,通过滤速器的离子的速率为

$$v = E/B$$

(2) 质谱仪分析:所记录下的该离子在底片上的谱线 A 到入口处 S_0 的距离 x ,恰好等于离子圆周运动的直径。于是,利用式(13-3)可得

$$\begin{aligned} x = 2R &= \frac{2mv}{qB_0} = \frac{2mE}{qB_0 B} \\ m &= \frac{qB_0 B x}{2E} \end{aligned}$$

对于质谱仪来说,电场 E 和磁场 B, B_0 都是固定的。当每个离子所带的电量 q 相同时,由 x 的大小就可以确定离子的质量 m 。通常的元素都有若干个质量不同的同位素,在上述质谱仪的感光片上会形成若干条谱线。由谱线的位置,可以确定同位素的质量;由谱线的黑度,可以确定同位素的相对含量。

例13-2 回旋加速器(cyclotron)是获得高速粒子的一种装置,其基本原理就是利用了回旋频率与粒子速率无关的性质。如图13-6所示,回旋加速器的核心部分是两个D形盒,它们是密封在真空中的两个半圆形金属空盒,放在电磁铁两极之间的强大磁场中,磁场的方向垂直于D形盒的底面。两个D形盒之间留有窄缝,中心附近放置离子源。在两D形盒之间接有交流电源,它在缝隙里形成一个交变电场用以加速带电粒子。试分析回旋加速器的基本工作原理。

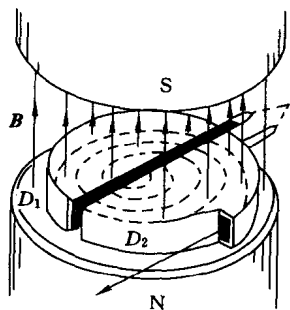


图13-6 回旋加速器示意图

解 设想正当 D_2 电极的电势高于 D_1 时,从离子源发出一个带正电的离子,它在缝隙中被加速,以速率 v_1 进入 D_1 内部。由于电屏蔽效应,在每个D形盒的内部电场很弱,只受到均匀磁场的作用,离子绕过回旋半径为 $R_1 = \frac{mv_1}{qB}$ 的半个圆周后又回到

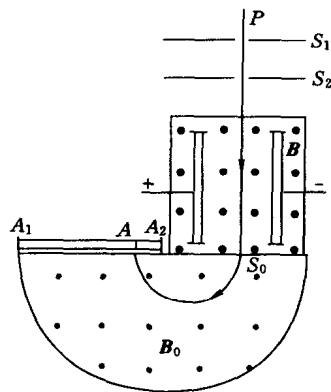


图13-5 质谱仪示意图

缝隙。如果这时的电场恰好反向,即交变电场的周期恰好为 $T = \frac{2\pi m}{qB}$,则正离子又将被加速,以更大的速率 v_2 进入 D_2 盒内,绕过回旋半径为 $R_2 = \frac{mv_2}{qB}$ 的半个圆周后再次回到缝隙。虽然 $R_2 > R_1$,但绕过半个圆周所用的时间却都是一样的,它们都等于式(13-4)所决定的回旋周期 T 的一半,即 $\frac{T}{2} = \frac{\pi m}{qB}$ 。所以,尽管离子的速率和回旋半径一次比一次增大,只要缝隙中的交变电场以不变的回旋周期 $T = \frac{2\pi m}{qB}$ 往复变化,则不断被加速的离子就会沿着螺旋轨迹逐渐趋近 D 形盒的边缘,用致偏电极可将已达到预期速率的离子引出,供实验用。

设 D 形盒的半径为 R ,则根据式(13-3),离子所获得的最最终速率为

$$v_{\max} = \frac{qBR}{m}$$

它受到磁感应强度 B 以及 D 形盒半径 R 的限制。要使离子获得很高的能量,就要加大加速器电磁铁的重量和 D 形盒的直径。例如,在能量达到 10 MeV 以上的回旋加速器中, B 的数量级为 1 T, D 形盒的直径在 1 m 以上。

由于相对论效应,当粒子的速率很大时, q/m 已不再是常量,从而回旋周期 T 将随粒子速率而增大,这时若仍保持交变电场的周期不变,就不能保持与回旋运动同步,粒子经过缝隙时也就不能给终得到加速。对于同样的动能,质量越小的粒子,速度越大,相对论效应也就越显著。例如,2 MeV 的氘核的相对论性质量只比其静质量大 0.01%,而 2 MeV 的电子的相对论性质量约为其静质量的 5 倍。因此,回旋加速器更适合于加速较重的粒子,如氘核等。但是,即使对于这些较重的粒子,用回旋加速器来加速,所获得的能量也还是受到了相对论效应的限制。

对上述相对论效应,可以用实验方法进行补偿。一种装置叫做同步加速器(synchrotron),它是使磁场具有某种分布,从而在半径不同的地方尽管粒子的质量不同,但回旋频率却保持不变;另一种装置叫做同步回旋加速器(synchrocyclotron),它保持磁场不变,改变施加在 D 形电极上交变电压的频率,从而使粒子的运动与所施加的电压在每一时刻都保持共振。

人们认识微观世界的层次越深入,要求被加速的粒子的能量就越高。例如,将电子从原子中打出来,大约要 10 eV 的能量;将核子从原子核中打出来,大约要 8 MeV 的能量;为产生 π 介子和 K 介子,则需要质子具有几亿到几十亿电子伏的能量。从 1931 年劳伦斯(E. O. Lawrence, 1901~1958)的第一台 0.08 MeV,到现在的 5×10^5 MeV,回旋加速器的能量大约每隔 10 年提高一个数量级。而数量的每次重大提高,都带来了对粒子的新发现和新知识。例如,1983 年发现的 $W^\pm$ 和 Z^0 粒子,就是对电弱统一理论的有力支持。

第三节 毕奥—萨伐尔定律

本节将讨论真空中载流导线的磁场与电流之间的关系。

一、毕奥—萨伐尔定律

在研究库仑定律和静电场时,引进了点电荷的概念,并根据场强叠加原理,将任意带电

体所产生的电场看成许多电荷元所产生的电场的叠加。实验表明,磁场和电场一样遵从叠加原理,所以我们可以把任意形状的载流导体划分成许多电流元,而整个载流导体所产生的磁场,就是这些电流元所产生的磁场的叠加。但是,恒定电流总是闭合的,不可能直接从实验得出电流元与它所产生的磁场之间的关系。毕奥和萨伐尔在实验工作的基础上,在数学家拉普拉斯的帮助下,导出了电流元产生的磁感应强度的表达式,即毕奥—萨伐尔定律(Biot-Savart law)。

图13-7表示一段载有电流为 I 的线状电流, Idl 为其上的任一电流元,电流元的方向由线元矢量 $d\mathbf{l}$ 给出。于是,毕奥—萨伐尔定律可表述为:载流回路的任一电流元 Idl ,在空间任意一点 P 处所产生的磁感强度 $d\mathbf{B}$ 可表示为

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \times \mathbf{r}}{r^3} \quad (13-11)$$

其中, $\mathbf{r}$ 是电流元 Idl 到场点 P 的矢径。 $d\mathbf{B}$ 的方向垂直于 Idl 与 $\mathbf{r}$ 所决定的平面,指向从 Idl 经 θ 转向 $\mathbf{r}$ 时右手螺旋前进的方向; $d\mathbf{B}$ 的大小为

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \theta}{r^2} \quad (13-12)$$

利用叠加原理,对式(13-11)进行积分,便可求出任意形状一段载流导线所产生的磁感应强度,即

$$\mathbf{B} = \int_L d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_L \frac{Idl \times \mathbf{r}}{r^3} \quad (13-13)$$

式中 μ_0 叫做真空中的磁导率,其大小规定为 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$ 。上式是一个矢量积分式,一般应分别计算其各个分量的积分。

可以证明,运动电荷所产生的磁场表达式(13-37)和式(13-52)与式(13-13)一致,即式(13-13)的成立与构成闭合电流的电荷的运动速度无关。

二、毕奥—萨伐尔定律应用举例

例13-3 求载流直导线的磁场。

解 根据毕奥—萨伐尔定律,任意电流元 Idl 在场点 P 处产生的元磁场 $d\mathbf{B}$ 的方向都是一致的,如图13-8所示。因此,在求总磁感应强度 $\mathbf{B}$ 的大小时,只需求 dB 的代数和。对于有限的一段导线 A_1A_2 来说,有

$$B = \int_{A_1}^{A_2} dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{A_1}^{A_2} \frac{Idl \sin \theta}{r^2}$$

从场点 P 作直导线的垂线 PO ,其长度为 r_0 ,电流元 Idl 到垂足 O 的距离为 l ,由图13-8可以看出

$$l = r \cos(\pi - \theta) = -r \cos \theta$$

$$r_0 = r \sin(\pi - \theta) = r \sin \theta$$

由以上两式消去 r ,可得

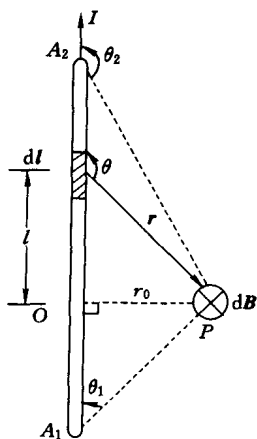


图13-8 直导线的磁场

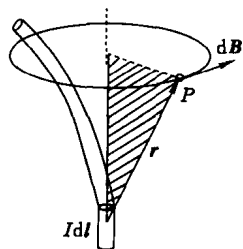


图13-7 毕奥—萨伐尔定律

$$l = -r_0 \cot \theta, \quad dl = \frac{r_0 d\theta}{\sin^2 \theta}$$

最后,将上面的积分变量 l 换为 θ , 可得

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{I \sin \theta d\theta}{r_0} = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \quad (13-14)$$

式中, θ_1 和 θ_2 分别是在 A_1 和 A_2 两端点处 θ 角的数值。

对于无限长的导线, $\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi$, 则有

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{r_0} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} \quad (13-15)$$

由此可见,在无限长直导线周围的磁感应强度 B 与距离 r_0 的一次方成反比。实际上不可能存在无限长的直导线,然而若在闭合回路中有一段长度为 l 的直导线,则在其附近 $r_0 \ll l$ 的范围内,式(13-15)近似成立。

例13-4 求载流圆线圈轴线上的磁场。

解 设圆线圈的中心为 O , 半径为 R , 其上任意点 A 处的电流元在对称轴线上一点 P 产生元磁场 $d\mathbf{B}$, 它位于 POA 平面内, 且与 PA 连线垂直, 因此 $d\mathbf{B}$ 与轴线 OP 的夹角 $\alpha = \angle PAO$, 如图13-9所示。由于轴对称性,在通过 A 点的直径的另一端 A' 点处,电流元产生的元磁场 $d\mathbf{B}'$ 与 $d\mathbf{B}$ 对称,合成后垂直于轴线方向的分量相互抵消。因此,对于整个圆线圈来说,总的磁感应强度 $\mathbf{B}$ 将沿轴线方向,它的大小等于各元磁场沿轴线分量 $dB \cos \alpha$ 的代数和,即

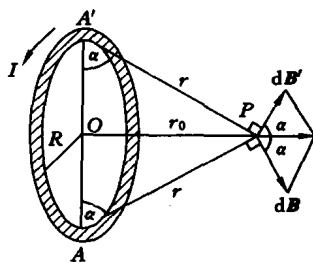


图13-9 圆线圈轴线上的磁场

$$B = \oint dB \cos \alpha$$

根据毕奥—萨伐尔定律,有

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{r^2} \sin \theta$$

对于轴上的场点 $P, \theta = \pi/2, \sin \theta = 1$. 令 r_0 为场点 P 到圆心 O 的距离, 则有 $r_0 = r \sin \alpha$, 因此有

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{r_0^2} \sin^2 \alpha$$

$$B = \oint dB \cos \alpha = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{r_0^2} \sin^2 \alpha \cos \alpha \oint dl$$

又因为

$$\cos \alpha = \frac{R}{\sqrt{R^2 + r_0^2}}, \quad \sin \alpha = \frac{r_0}{\sqrt{R^2 + r_0^2}}, \quad \oint dl = 2\pi R$$

所以有

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + r_0^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0}{2} \frac{R^2 I}{(R^2 + r_0^2)^{3/2}} \quad (13-16)$$

下面我们考虑两种特殊情况。

(1) 当 $r_0 = 0$ 时, 则在圆心处的磁场为

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi I}{R} = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad (13-17)$$

(2) 当 $r_0 \gg R$ 时, 则圆线圈轴线上远处的磁场为

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{r_0^3} = \frac{\mu_0 R^2 I}{2r_0^3} \quad (13-18)$$

令

$$m = ISn = I\pi R^2 n$$

为线圈的磁矩, 则当 $r_0 \gg R$ 时, 有

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2m}{r_0^3} \quad (13-19)$$

与电偶极子轴线延长线上一点的电场公式

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2p}{r_0^3} \quad (13-20)$$

相比可以看出, 它们在形式上完全相同。因此, 当我们研究载流线圈在很远处产生的磁场时, 可以把线圈看成是一个磁偶极子。

可以证明, 与电偶极产生电场的公式(13-19)类似, 磁偶极子在空间任一点的磁感应强度的各球坐标分量为

$$B_r = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2m \cos \theta}{r_0^3}, \quad B_\theta = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m \sin \theta}{r_0^3}, \quad B_\varphi = 0$$

载流圆线圈的磁感应线如图13-10(a)所示。如果在通过载流圆线圈轴线的平面内放置一块玻璃板, 上面撒些铁屑, 即可将磁感应线显示出来, 如图13-10(b)所示。

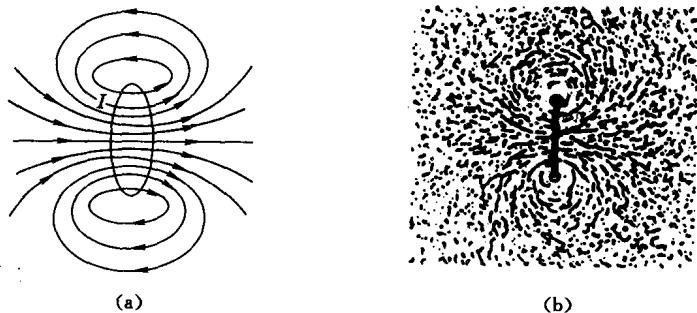


图13-10 圆线圈的磁感应线

例13-5 求载流螺线管中的磁场。

解 图13-11(a)所示的是一个绕在圆柱面上的螺线形线圈, 通常称它为螺线管(solenoid)。对于密绕的螺线管, 在计算其轴线上的磁场时, 可以把螺线管近似地看成是由一系列圆线圈紧密地并排起来构成的。如图13-11(b)所示, 设螺线管的半径为 R , 总长度为 L , 单位长度内的匝数为 n , 并取螺线管的轴线为 x 轴, 取其中点 O 为原点, 则在长度 dl 内共有 ndl 匝, 每匝圆线圈在场点 P 产生的磁感应强度都沿轴线方向, 其大小可以用式(13-16)来计算。长度 dl 内各匝圆线圈的总效果是一匝圆线圈的 ndl 倍, 即

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{[R^2 + (x-l)^2]^{3/2}} ndl$$

其中 x 是 P 点的坐标。整个螺线管在 P 点产生的总磁场为

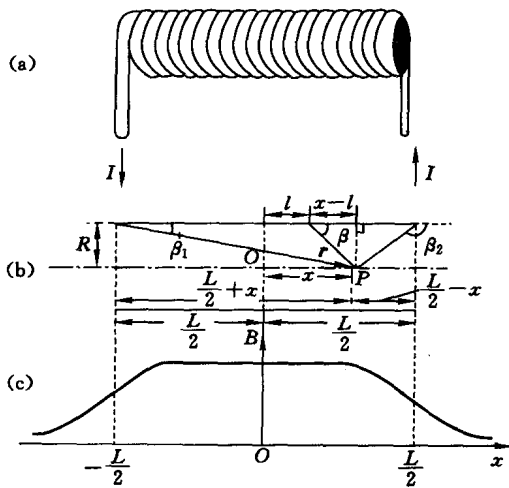


图13-11 螺线管轴上的磁场

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{2\pi R^2 n I dl}{[R^2 + (x-l)^2]^{3/2}}$$

如图13-11(b)所示,为了采用 β 角作为积分变量,可以对式 $x-l=R\cot\beta$ 取微分,得

$$dl = R \frac{d\beta}{\sin^2\beta}$$

再把 $\sqrt{R^2 + (x-l)^2} = \frac{R}{\sin\beta}$ 代入积分,可得

$$\begin{aligned} B &= \frac{\mu_0}{4\pi} 2\pi n I \int_{\beta_1}^{\beta_2} \sin\beta d\beta \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} 2\pi n I (\cos\beta_1 - \cos\beta_2) \end{aligned} \quad (13-21)$$

式中, β_1 和 β_2 分别是 β 角在螺线管两端的数值,由图13-11(b)可得,它们为

$$\cos\beta_1 = \frac{x+L/2}{\sqrt{R^2 + \left(x + \frac{L}{2}\right)^2}}, \quad \cos\beta_2 = \frac{x-L/2}{\sqrt{R^2 + \left(x - \frac{L}{2}\right)^2}}$$

将上式代入式(13-21),即得螺线管轴线上任一点P的磁感应强度B,它随x的变化如图13-11(c)中的B-x关系曲线所示。由此可见,当 $L \gg R$ 时,在螺线管内部很大的一个范围内磁场近似于均匀,只有在端点附近,B值才显著下降。

为了得到一个螺线管的磁场在空间的全貌,在图13-12中给出了磁感应线的分布图。应该强调,除了端点附近,在一密绕螺线管外部的空间里,磁感应线很稀疏,这表示在那里的磁场是很弱的。在 $L \rightarrow \infty$ 的极限情况下,整个外部空间的磁感应强度趋于零。

下面分析两种特殊情况。

(1) 无限长螺线管:这时 $L \rightarrow \infty, \beta_1 = 0, \beta_2 = \pi$,

因而

$$B = \mu_0 n I \quad (13-22)$$

即B的大小与场点的坐标x无关,轴线上的磁场是均匀的。实际上,利用下一节的安培环路定理可以证明,在整个无限长螺线管内部的空间里,磁场都是均匀的,其磁感应强度的大小均为 $\mu_0 n I$,方向与轴线平行。

(2) 半无限长螺线管的一端:这时 $\beta_1 = 0, \beta_2 = \pi/2$ 或 $\beta_1 = \pi/2, \beta_2 = \pi$,都有

$$B = \frac{\mu_0 n I}{2} \quad (13-23)$$

即在半无限长螺线管轴端点处的磁感应强度比中间减小了一半。

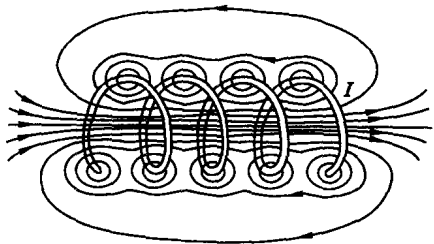


图13-12 螺线管的磁感应线