



21世纪高等学校规划教材

DAXUE WULI
JIAO CHENG

大学物理教程

■ 主编 范仰才 主审 胡义华

下



北京邮电大学出版社
www.buptpress.com



21 世纪高等学校规划教材

大学物理教程

(下)

主 编 范仰才
参 编 张春华 林清华 陈 丽
朱燕娟 张 欣 方 允
主 审 胡义华

北京邮电大学出版社

· 北京 ·

内 容 简 介

本书是根据教育部最新颁布的《理工科大学物理课程教学基本要求》，吸取了国内外同类教材的优点，并考虑了当前地方本科院校的教学实际，在总结编者长期教学经验的基础上编写的。内容包括基本要求中 A 类内容和择要遴选有关 B 类内容。全书分上、下两册，上册包括力学、热学、振动波动和波动光学；下册包括电磁学、相对论、量子物理基础。本书不求内容的多和深，但求内容的高和新。在高视点选择经典内容的同时，适当加强了近代物理及高新科技物理基础的介绍。撰述上力求物理概念、原理准确，简洁，透彻，重点突出，图像清晰。与本教材配套的《大学物理教程教师解答手册》将另册出版。

本书可作为本科院校理工科各专业的大学物理教材，也可作为各类普通高等学校非物理类专业、各类成人高校物理课程的教材或教学参考书。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理教程. 下/范仰才主编. -- 北京:北京邮电大学出版社, 2012. 2

ISBN 978-7-5635-2816-5

I. ①大… II. ①范… 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(2011)第 223205 号

书 名	大学物理教程(下)
主 编	范仰才
责任编辑	唐咸荣
出版发行	北京邮电大学出版社
社 址	北京市海淀区西土城路 10 号(100876)
电话传真	010-82333010 62282185(发行部) 010-82333009 62283578(传真)
网 址	www.buptpress.com
电子信箱	ctrd@buptpress.com
经 销	各地新华书店
印 刷	北京泽宇印刷有限公司
开 本	787 mm×960 mm 1/16
印 张	16
字 数	339 千字
版 次	2012 年 2 月第 1 版 2012 年 2 月第 1 次印刷

ISBN 978-7-5635-2816-5

定 价: 30.00 元

如有质量问题请与发行部联系

版权所有 侵权必究

前 言

本教材是为了适应当前教学改革的需要,在2005年出版的普通高等教育“十五”国家级规划教材的基础上,依据教育部非物理类专业基础物理课程教学指导分委会最新颁布的“大学物理课程教学基本要求”重新编写而成。本教材包括了“基本要求”A类除几何光学外的全部知识点,并对B类知识点有选择性地作了适当拓展,特别加强了近代物理知识和高新科技物理基础的介绍。

重新修订后的本教材与原版比较有如下明显特色:

1. 进一步提炼了经典内容,更新了教学体系

教材按力学、热学、振动、光学、电磁学、原子物理的顺序编写。其中,力学篇幅大大缩减,质点力学中删去了与中学物理重复的内容,加强了矢量性、变力作用下运动的分析、动量和能量及其守恒定律等重要概念的阐述。热学部分把气体动理论放于热力学之前讲授,虽然统计概念和统计方法对初次接触的学生理解上会有难度,但动理论放于热力学后面讲,问题同样不可避免,先讲动理论的好处是显而易见的。机械波与光波虽然本质不同,但其波动特征和描述方法类似,因此教材在讨论完机械振动与机械波后紧接着讨论波动光学。电磁学的篇章未作调整,但内容进行了重写。

2. 加强了近代物理及高新科技物理基础的介绍

近代物理及高新科技物理基础的内容明显加强。近代物理的内容包括:狭义相对论,量子物理基础,激光和固体的量子理论。狭义相对论一般教材都放于力学后,本教材将其放在近代物理篇,从物理学发展史上考虑是合适的。量子物理的内容按量子论发展的先后次序编写,更有利于学生了解量子概念的诞生和发展过程;量子力学中尽量避开繁琐的数学推导,加强了物理概念、重要结论的阐述;为适应一些专业特点的需要,本教材专辟了激光与固体的量子理论一章。此外,教材在适当地方还介绍了一些当前高新技术领域中的基础物理原理,如低温与超导、熵与信息、全息技术、光纤通信、光学信息处理、液晶、等离子体、纳米技术、遥感技术等,还引入了非线性物理的一些基本概念,如混沌、非线性光学等。尽管有些内容学生不一定能完全清楚,但这将有益于激发学生的求知欲望和培养学生的独立思考能力。

3. 增加了物理学发展史的介绍

教材在每篇的开头语中,简明扼要地介绍了该分支学科的形成和发展历史。首先让学生

对该分支学科的发展有个初步的了解,有利于学生开阔眼界,提高对物理学的学习兴趣与热爱。

4. 更加重视学生掌握、运用知识及综合能力的培养

教材力求突出主干,删减枝节,叙述严谨,科学规范。尽量避免繁琐的叙述和冗长的数学推导,力求物理概念、原理阐述准确、简洁、透彻,重点突出,图像清晰,真正在“适用”和“好用”上做足功夫。进一步精选和更换了部分例题,使书中例题一方面对学生习题起到良好的示范作用,另一方面是通过部分例题以达到扩展学生的知识面。习题中在原思考题、选择题、计算题的基础上增加了少量更有利于学生巩固基本概念的填空题;习题总量略有增加,还增加了少量略有难度的计算题。

几点说明:

(1)本教材的定位是,工科大学的大学物理教材。全书分上、下两册出版,参考学时为 110~130 学时。

(2)教材中打 * 号的内容或章节多为开“窗口”的内容,教师可自行取舍;若将打 * 号的内容除去,仍不影响教材的整体性。

(3)本书的原版于 2005 年获普通高等教育“十五”国家级规划教材,原主编钟韶教授在教材的编写、出版和申报普通高等教育“十五”国家级规划教材中做了大量的开创性工作。本次修订得到广东工业大学物理与光电工程学院领导和老师的极大关注,对教材的重新修订提出了很多富有建设性的意见和建议;另在编写过程中参考和吸取了当今国内外一些优秀教材和优秀教学改革成果,编者在此一并表示感谢。

本书由教育部物理课程教学指导委员会委员胡义华教授主审。编写分工如下:第 1、第 2 章由张欣编写;第 4、第 5 章及阅读材料(3)、(4)由朱燕娟编写;第 6、第 7、第 8、第 9、第 10 章及阅读材料(5)由张春华编写;第 3、第 11、第 12 章及全书习题、阅读材料(1)、(10)、前言、绪论和附录 1、2、3、4 由范仰才编写;第 13、第 14 章由林清华编写;第 15 章及阅读材料(13)由方允编写;第 16、第 17 章及阅读材料(8)由陈丽编写。参加阅读材料编写的还有钟韶[阅读材料(2)]、王博[阅读材料(6)]、李群[阅读材料(7)]、周金运[阅读材料(9)]、刘美希[阅读材料(11)、(12)]、赵韦人[阅读材料(14)]、肖万能[阅读材料(15)]。最后由范仰才负责全书的修改、统稿和定稿工作。

请登录网站 [www. buptpress3. com](http://www.buptpress3.com) 购买与教材配套的《大学物理教程教师解答手册》(主编范仰才,书号为 978-7-5635-2815-8,北京邮电大学出版社)。

编写一套适合当前教学改革的教材是一种探索,由于编者水平有限,加之时间仓促,书中肯定存在不妥和疏漏之处,恳请使用本书的广大师生批评指正。

编者

2011 年 8 月

目 录

第五篇 电磁学

第 11 章 真空中的静电场	2
§ 11.1 电场 电场强度	2
§ 11.2 电通量 高斯定理	10
§ 11.3 电势	16
§ 11.4 等势面 电势梯度	23
阅读材料(9) 液晶	25
思考题	28
习题	29
第 12 章 静电场中的导体 电介质	35
§ 12.1 静电场中的导体	35
§ 12.2 静电场中的电介质	43
§ 12.3 电容 电容器	49
§ 12.4 电场的能量	53
阅读材料(10) 压电效应及其应用	56
思考题	57
习题	58
第 13 章 稳恒电流的磁场	63
§ 13.1 稳恒电流 电动势	63
§ 13.2 真空中的磁场	66
§ 13.3 磁场的性质	77
§ 13.4 磁场力	84
§ 13.5 磁场中的磁介质	93
阅读材料(11) 等离子体	98

思考题	103
习题	104
第 14 章 电磁感应 电磁场	110
§ 14.1 电磁感应定律	110
§ 14.2 动生和感生电动势	115
§ 14.3 自感与互感 磁场的能量	123
§ 14.4 位移电流 麦克斯韦电磁场理论	130
§ 14.5 电磁波	135
阅读材料(12) 遥感技术	138
思考题	142
习题	143

第六篇 近代物理基础

第 15 章 狭义相对论基础	151
§ 15.1 伽利略变换 经典时空观	151
§ 15.2 狭义相对论的基本原理 相对论时空观	153
§ 15.3 洛伦兹变换	159
§ 15.4 狭义相对论动力学基础	165
阅读材料(13) 广义相对论简介	169
思考题	172
习题	173
第 16 章 量子物理基础	176
§ 16.1 黑体辐射 普朗克量子假设	176
§ 16.2 光电效应 爱因斯坦光子理论	180
§ 16.3 康普顿散射	184
§ 16.4 玻尔的氢原子理论	186
§ 16.5 粒子的波动性	191
§ 16.6 不确定关系	194
§ 16.7 波函数 薛定谔方程	196
§ 16.8 一维定态问题	199
§ 16.9 氢原子的量子力学描述 电子自旋	204
§ 16.10 多电子原子 原子的壳层结构	207
阅读材料(14) 纳米技术	210

思考题.....	212
习题.....	213
第 17 章 激光和固体的量子理论	218
§ 17.1 激光.....	218
§ 17.2 固体的能带结构.....	223
§ 17.3 半导体的导电机理.....	226
阅读材料(15) 非线性光学简介.....	230
思考题.....	235
习题.....	236
附录 4 物理量的名称、符号和单位(SI)一览表	237
习题答案.....	241
参考文献.....	248

第五篇 电 磁 学

电磁运动是物质运动的一种基本形式,电磁相互作用是自然界已知的四种相互作用之一,电磁场也是物质存在的一种形式。电磁学就是研究电荷、电场与磁场的基本性质和基本规律及其相互联系的科学。

静电现象和磁现象很早就受到人类关注。公元前 6 世纪左右就发现了磁石吸铁、磁石指南和摩擦生电等现象。真正对电现象进行研究则始于 16 世纪。1600 年,英国医生吉尔伯特发表了《论磁、磁体和地球作为一个巨大的磁体》,开创了电磁现象研究的新纪元。1750 年,米切尔提出磁极间的作用力服从平方反比定律;1785 年,库仑用扭秤实验得到了电力的平方反比定律(库仑定律);1800 年,伏打发明了电堆,获得产生稳定电流的手段,导致 1820 年奥斯特发现电流的磁效应,使电磁学的研究从电磁分离跃至电磁相互联系的研究阶段。1831 年,法拉第发现了电磁感应现象及其规律,1873 年麦克斯韦在前人工作的基础上,提出了感应电场和位移电流假说,同时以其深刻的物理思想,高超的数学技巧,系统地把电磁学规律概括成对变化电磁场也适用的方程组,并预言了电磁波的存在,建立了光的电磁理论。至此描述宏观电磁现象的经典电磁理论完全确立,至于微观领域中的电磁现象,则一直到量子电动力学出现后才得到解决。

电磁学研究的对象是分布在空间的场,研究电磁场的性质、场与场源的关系和电场与磁场的联系。这一研究对象决定了本篇特有的研究方法、规律表达方式、分析解决问题的思路等。

第 11 章 真空中的静电场

相对于观察者静止的电荷所激发的电场称为静电场。本章研究真空中静电场的基本性质和规律,并从电场对电荷有力的作用,电荷在电场中移动时电场力对电荷做功这两方面,引入描述静电场性质的两个重要物理量:电场强度 E 和电势 U ,同时给出反映静电场性质的两个重要定理:高斯定理和环路定理,最后讨论电场强度和电势的关系。

根据近代物理的观点,场是物质存在的一种形式,但场不同于实物物质,它具有空间分布。这样的研究对象从概念到描述方法,对初学者来说都是新的。本章是电磁学中首次引入场的概念和介绍场的研究方法,对后续磁场的研究有一定的借鉴意义。

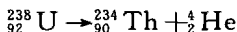
§ 11.1 电场 电场强度

► 11.1.1 电荷及其性质

为了说明宏观带电体间相互作用力的起源,我们从讨论原子系统开始。原子由原子核和绕核运动的电子组成,原子核由质子和中子组成。质子和电子相互吸引,而两个电子相互排斥,两个质子也相互排斥。这些现象说明有两种不同的电荷,同种电荷相互排斥,异种电荷相互吸引。质子所带电荷称为正电荷,电子所带电荷称为负电荷,而中子不带电。物质由原子组成,正常情况下物体不显电性,因为原子里正负电荷相等。宏观带电体所带电荷种类的不同,根源在于组成它们的微观粒子所带电荷种类的不同,如摩擦起电,是由于物体摩擦时,一方失去电子而带正电,一方获得电子而带负电。

我们用电量这个物理量表征物体所带电荷的多少,通常用 Q 或 q 表示,在国际单位制(SI)中它的单位名称为库仑,符号为 C。正电荷电量取正值,负电荷电量取负值。一个带电体所带电量为其所带正负电量的代数和。

在一个孤立系统中总电量是不变的,即在任何时刻孤立系统中正电荷和负电荷的代数和保持不变,这称为电荷守恒定律。电荷守恒定律说明一个与外界无电荷交换的系统,无论其内部发生什么变化,系统中正、负电荷的代数和保持不变,正、负电荷总是成对出现,成对消失。例如, ${}_{92}^{238}\text{U}$ 放射 α 粒子蜕变为 ${}_{90}^{234}\text{Th}$ 的过程:



系统电荷的代数和保持不变；正、负电子的“湮没”过程：

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$$

系统电荷的代数和也保持不变。电荷守恒定律是从大量实验事实出发总结出来的，直到现在为止，在一切已经发现的宏观过程和微观过程中都是成立的。

自然界中，任何带电体所带电量都是某一基本单元的整数倍，这一基本单元的电量就是电子所带电量的绝对值，以 e 表示，电荷的这一特性称为电荷的量子性。密立根测得一个电子所带电量的绝对值即电子的电量大小为

$$e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$$

这说明带电体所带电量并非取任何数值，即是不连续的。虽然美国科学家提出“基本粒子”的夸克模型，每一个夸克和反夸克可能带有 $\pm \frac{1}{3}e$ 或 $\pm \frac{2}{3}e$ 的电量，且这一模型对粒子物理中的许多现象的解释获得很大成功。然而，至今在实验中仍未观测到夸克，电荷的量子性依然不变。

由于大学物理的电磁学部分讨论的是电磁现象的宏观规律，而电荷的基本单元 e 非常小，宏观带电体带的电量 $Q \gg e$ ，因此，电荷的量子性并不明显，往往可认为带电体上电量改变是连续的。

实验证明，粒子所带的电荷量与其运动状态无关，当质子或电子处在加速器中时，随着它们速度的变化，其质量变化是显著的，但电荷却没有任何变化，电荷的这一性质表明系统所带电荷与参考系的选取无关，即电荷具有运动不变性。

11.1.2 库仑定律

人们在长期的观察中发现了，同号电荷相互排斥，异号电荷相互吸引的基本电现象，这种相互作用称为电性力。1785 年，库仑通过扭秤实验，首先对真空中两个静止点电荷之间的相互作用力作了定量研究。所谓“点电荷”是指当带电体的线度与研究点之间的距离相比很小时，该带电体就可看做点电荷。点电荷是一个理想模型，类似于力学中的质点，它忽略了带电体的形状和大小，突出了带电体的电量和占据的空间位置，而本身不一定是很小的带电体。

真空中两个静止点电荷相互作用的库仑定律表述为：真空中两个静止点电荷之间的作用力 F 的大小与这两个点电荷电量 q_1 和 q_2 的乘积成正比，与它们之间距离 r 的平方成反比，作用力 F 的方向沿连线方向，同号电荷相斥，异号电荷相吸。

如图 11-1 所示，用 F 表示两点电荷 q_1 和 q_2 中 q_2 受到 q_1 的作用力， r 表示 q_1 指向 q_2 的矢径，则库仑定律可用矢量式表示为

$$\mathbf{F} = k \frac{q_1 q_2}{r^3} \mathbf{r} \quad (11-1)$$

式中 k 为比例系数，量值取决于式中各量的单位。当 F 的量值大于零时， F 与 r 同方向，表示斥力；当 F 的量值小于

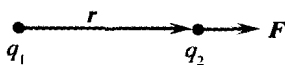


图 11-1 两静止点电荷的相互作用力

零时, F 与 r 反方向, 表示引力。在国际单位制中, 常将式(11-1)中的比例系数 k 写成

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (11-2)$$

式中, ϵ_0 称为真空中介电常数, 也叫真空电容率, 其 1986 年推荐的值为

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi k} = 8.854\ 187\ 817 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \cdot \text{N}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$$

引入 ϵ_0 后, 库仑定律写成

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \mathbf{r} \quad (11-3)$$

应该指出, 库仑定律是关于真空中两个静止点电荷间相互作用的实验定律, 当两点电荷之间的距离 r 在 $10^{-15} \sim 10^7 \text{ m}$ 的范围内, 库仑定律都是极其精确的; 库仑定律只适用于两个静止的点电荷, 并服从力的矢量叠加原理。

例 11-1 氢原子中电子和质子的距离为 $r = 5.3 \times 10^{-11} \text{ m}$, 质子质量 $m_p = 1.7 \times 10^{-27} \text{ kg}$, 电子质量 $m_e = 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$, 试比较两粒子的静电力和引力的大小。

解 两粒子之间的静电力大小为

$$F_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{9.0 \times 10^9 \times (1.6 \times 10^{-19})^2}{(5.3 \times 10^{-11})^2} = 8.1 \times 10^{-8} \text{ N}$$

而它们之间的万有引力大小为

$$F_g = G \frac{m_e m_p}{r^2} = \frac{6.7 \times 10^{-11} \times 9.1 \times 10^{-31} \times 1.7 \times 10^{-27}}{(5.3 \times 10^{-11})^2} = 3.7 \times 10^{-47} \text{ N}$$

$$\frac{F_e}{F_g} = \frac{8.1 \times 10^{-8}}{3.7 \times 10^{-47}} \approx 2 \times 10^{39}$$

可见, 在微观粒子的相互作用中, 万有引力与静电力相比远小得多, 完全可以忽略。

11.1.3 电场与电场强度

1. 电场

力是物体间的相互作用, 不能脱离物质而存在。力学中的张力、摩擦力等, 是物体间直接接触的作用力。那么带电体之间的静电力是靠什么传递呢? 早期的电磁理论是超距作用理论, 认为相隔一定距离的两带电体之间的相互作用, 既不需要介质传递, 也不需要时间。19 世纪, 法拉第在大量实验事实基础上, 提出了以近距作用观点为基础的力线和场的概念。根据场的观点, 电荷间的相互作用是通过一种特殊的物质——电场来实现的。电荷周围存在电场, 其他电荷受到的电性力是电场给予的, 即电场是一种特殊的物质。电场具有物质的一系列属性, 如具有能量、动量, 对电荷有力的作用等。然而, 场与实物物质相比, 又不尽相同, 如原子、分子占据的空间就不能再被其他原子、分子同时占据, 但几个电场却可以同时占据同一空间, 即场是可以叠加的。也就是说场是与实物物质不同的物质形态。具体说, 甲电荷周围存在由它激发的电场, 乙电荷放在其中将受到电场的作用力, 反过来也一样。即

电荷 \longleftrightarrow 电场 \longleftrightarrow 电荷

电场对电荷的作用力称为电场力。前面提及的电性力(或静电力、库仑力)本质上就是电场力。

静电场是电磁场的一种简单特例,它的重要对外表现有:(1)力的表现:放入电场中的电荷要受到电场的作用力。(2)功的表现:电荷在静电场中移动时,电场力将对电荷做功。人们正是根据电场的对外表现在实验的基础上总结、归纳出静电场的性质和规律。

2. 电场强度

设想一静止不变的场源电荷(可以是点电荷、点电荷系或任意带电体)在空间激发一静电场,若在场中某点引入一正试验电荷 q_0 ,测量它所受到的电场力 F 。为使 q_0 的引入不改变原来电场的分布且能确定场中各点的性质,试验电荷 q_0 必须满足两个条件:(1)几何线度足够小,可看做为点电荷;(2)电量足够小。

实验发现:同一试验电荷 q_0 ,在电场中不同的点,受电场力 F 的大小和方向一般不同;但对场中的一个确定点,改变 q_0 的大小,力 F 的方向不变,大小改变,比值 $\frac{F}{q_0}$ 始终为一恒矢量而与 q_0 无关。可见,比值 $\frac{F}{q_0}$ 反映了 q_0 所在点处电场的性质。定义比值 $\frac{F}{q_0}$ 为该点的电场强度,用 E 表示,即

$$E = \frac{F}{q_0} \quad (11-4)$$

式(11-4)表明,电场中某点的电场强度矢量,数值上等于单位正电荷在该点所受电场力的大小,方向与该点处正电荷受力的方向一致。电场强度是从力的角度来描述电场性质的,但它与电场力又有根本的区别。在国际单位制中,电场强度的单位是牛顿每库仑($N \cdot C^{-1}$)或伏特每米($V \cdot m^{-1}$)。

由于试验电荷在电场中不同点受到的电场力一般是不同的,所以 F 是空间坐标的矢量函数,因而电场强度 E 也是空间坐标的矢量函数,它是除 q_0 之外空间中所有其他电荷共同激发的,是表征静电场中给定点电场性质的物理量,与 q_0 存在与否无关。

11.1.4 电场强度叠加原理

若电场是由若干个电荷 q_1, q_2, \dots, q_n (称为点电荷系)共同激发的,则由静电力的叠加原理可得电场中某点的电场强度:

$$\begin{aligned} E &= \frac{F}{q_0} = \frac{F_1}{q_0} + \frac{F_2}{q_0} + \dots + \frac{F_n}{q_0} \\ &= E_1 + E_2 + \dots + E_n = \sum_i^n E_i \end{aligned} \quad (11-5)$$

式(11-5)说明,点电荷系电场中任一点的电场强度,等于各点电荷单独存在时在该点产生的电场强度的矢量和。这称为电场强度叠加原理,是静电场的基本性质之一。根据这一原理,可求

出任一带电系统产生的电场。

11.1.5 电场强度的计算

如果场源电荷分布状况已知,根据电场强度叠加原理,原则上可以求得电场分布。

1. 点电荷的电场强度

真空中有一场源电荷 q , 如图 11-2 所示。若将试验电荷 q_0 放在距离 q 为 r 的 P 点, 则 q_0 所受的电场力为

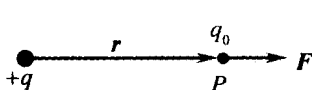


图 11-2 点电荷的电场强度

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0 q}{r^2} \mathbf{r}$$

式中 \mathbf{r} 是由场源电荷 q 指向 P 点(称为场点)的径向矢量。由式(11-4)可以得 P 点的电场强度

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{F}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \mathbf{r} \quad (11-6)$$

式(11-6)即为点电荷的电场强度公式。显然,场源电荷 $q > 0$ 时, \mathbf{E} 与 \mathbf{r} 同方向; $q < 0$ 时, \mathbf{E} 与 \mathbf{r} 反方向。

2. 点电荷系的电场强度

例 11-2 求电偶极子中垂线上任一点的电场强度。

一对等量异号点电荷,其距离 l 远小于所讨论的场点到它们的距离时,此电荷系统称电偶极子。用 l 表示负电荷到正电荷的矢量,则定义 $\mathbf{p}_e = ql$, \mathbf{p}_e 称为电偶极矩,简称电矩。电偶极子是一个重要的物理模型,在研究电介质极化、电磁场的发射等问题中都要用到。

解 取电偶极子连线中点为坐标原点,如图 11-3 所示。 $+q$ 和 $-q$ 在 P 点处的电场强度 \mathbf{E}_+ 和 \mathbf{E}_- 的方向如图所示,大小分别为

$$E_+ = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2 + (\frac{l}{2})^2}, \quad E_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2 + (\frac{l}{2})^2}$$

由于 \mathbf{E}_+ 和 \mathbf{E}_- 在 y 方向的分量互相抵消,故 P 点的合电场强度为

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -(E_+ \cos \theta + E_- \cos \theta) \mathbf{i} \\ &= -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2 + (\frac{l}{2})^2} \cdot \frac{l}{\sqrt{r^2 + (\frac{l}{2})^2}} \mathbf{i} \\ &= \frac{-ql}{4\pi\epsilon_0 (r^2 + \frac{l^2}{4})^{\frac{3}{2}}} \mathbf{i} \end{aligned}$$

考虑到 $r \gg l$ 及 $\mathbf{p}_e = ql$, 得

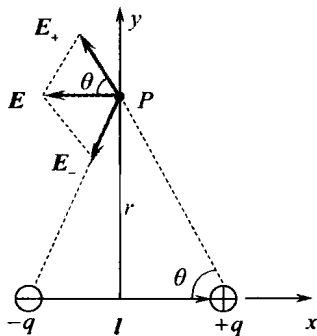


图 11-3 电偶极子的电场

$$\mathbf{E} = \frac{-q\mathbf{l}}{4\pi\epsilon_0 r^3} = \frac{-\mathbf{p}_e}{4\pi\epsilon_0 r^3}$$

3. 任意带电体的电场强度

设真空中有一任意带电体,其电荷连续分布,该带电体可以看成由许多无限小的电荷元 dq 组成,每个电荷元 dq 都可视为点电荷,它在任一场点 P 产生的电场强度为 $d\mathbf{E}$,由式(11-6)有

$$d\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^3} \mathbf{r}$$

式中, \mathbf{r} 是 dq 至场点 P 的矢量。根据电场强度叠加原理,整个带电体在 P 点产生的电场强度是所有电荷元在该点产生电场强度的矢量叠加,即

$$\mathbf{E} = \int d\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dq}{r^3} \mathbf{r} \quad (11-7)$$

式(11-7)右边的积分是矢量积分。实际计算中,通常化成标量积分求解,即把 $d\mathbf{E}$ 在 x 、 y 、 z 三个坐标轴上的分量式写出,然后再积分。下面通过几个典型的例题,介绍连续分布带电体所激发的电场强度的计算方法。

例 11-3 真空中有一均匀带电细直棒,长为 l ,带电总量为 q ,直棒外一点 P 到直棒的垂直距离为 a , P 点至直棒两端的连线与直棒的夹角分别为 θ_1 和 θ_2 ,如图 11-4 所示。求 P 点的电场强度。

解 取如图所示的坐标系,在细棒上任取电荷元 dq , $dq = \lambda dx$, $\lambda = \frac{q}{l}$ 为电荷线密度, dq 在场点 P 产生的电场强度 $d\mathbf{E}$ 的大小为

$$dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dx}{r^2}$$

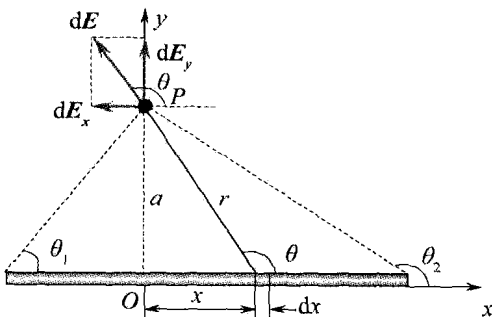


图 11-4 均匀带电细棒外任一点的场强

$d\mathbf{E}$ 的方向如图 11-4 所示,把 $d\mathbf{E}$ 分解到 x 轴和 y 轴上有

$$dE_x = dE \cos \theta, \quad dE_y = dE \sin \theta$$

dE_x 和 dE_y 的表达式中包含三个变量 x , r , θ , 这三个变量是相互关联的,可统一用一个变量 θ 来表示,从图可知

$$r^2 = a^2 + x^2 = a^2 \csc^2 \theta$$

$$x = a \tan(\theta - \frac{\pi}{2}) = -a \cot \theta, \quad dx = a \csc^2 \theta d\theta$$

所以

$$dE_x = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} \cos \theta d\theta, \quad dE_y = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} \sin \theta d\theta$$

对以上两式积分,得

$$E_x = \int dE_x = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} \cos \theta d\theta = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} (\sin \theta_2 - \sin \theta_1)$$

$$E_y = \int dE_y = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} \sin \theta d\theta = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

合电场强度 E 的矢量式为

$$\begin{aligned} E &= E_x i + E_y j \\ &= \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} (\sin \theta_2 - \sin \theta_1) i + \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) j \end{aligned}$$

讨论:(1) 若这一均匀带电直棒是“无限长”的,即 $\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi$, 则

$$E = E_y j = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a} j \quad (11-8)$$

(2) 若均匀带电直棒是“半无限长”的,即 $\theta_1 = \frac{\pi}{2}, \theta_2 = \pi$, 或 $\theta_1 = 0, \theta_2 = \frac{\pi}{2}$, 则

$$E = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} (-i + j) \text{ 或 } E = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0 a} (i + j) \quad (11-9)$$

例 11-4 电荷 q 均匀分布在半径为 R 的细圆环上, 如图 11-5 所示, 求环的轴线上任意 x 处 P 点的电场强度。

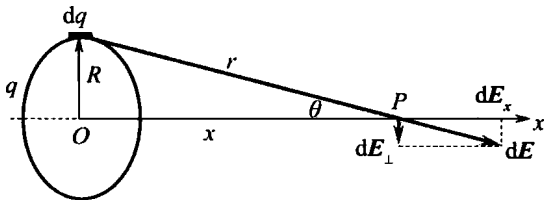


图 11-5 均匀带电圆环轴线上 x 处的场强

解 建立坐标系如图 11-5 所示, 在环上任取电荷元

$$dq = \lambda dl = \frac{q}{2\pi R} dl$$

dq 在 P 点的电场强度 dE 的大小为

$$dE = \frac{dq}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

dE 的方向如图 11-5 所示。因各电荷元在 P 点的 dE 方向不同, 故将 dE 沿平行和垂直于 x 方向分解为 dE_x, dE_{\perp} 。由于电荷分布的对称性, 同一直径两端电荷元在 P 点产生电场强度的垂直分量 dE_{\perp} 相互抵消, 即

$$E_{\perp} = \int dE_{\perp} = 0$$

所以, P 点的合电场强度等于所有电荷元在 P 产生电场强度的平行分量 dE_x 之和, 即

$$E = \int dE_x = \int dE \cos \theta = \frac{\lambda \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qx}{(x^2 + R^2)^{\frac{3}{2}}}$$

写成矢量式, 即

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qx}{(x^2 + R^2)^{\frac{3}{2}}} i \quad (11-10)$$

讨论:(1) 在环心处, $x = 0, E_0 = 0$ 。

(2) 当 $x \gg R$ 时, $E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 x^2}$, 此结果说明, 远离环心处一点的电场强度, 相当于全部电荷集中于环心处的一个点电荷在该处产生的电场强度。

11.1.6 电场对电荷的作用力

前面讲过, 库仑定律只适用于点电荷, 当要计算一点电荷与一带电体或两带电体(不能视为点电荷)之间的相互作用力时, 库仑定律不适用。此时, 若空间各点电场强度的分布已知, 则可由电场强度定义式计算点电荷 q 在电场中该点受到的电场力, 即

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} \quad (11-11)$$

对电荷连续分布的带电体, 可将带电体看成由许多电荷元组成, 把这些电荷元当作点电荷, 整个带电体所受的静电力为这些电荷元所受的静电力的矢量叠加。

例 11-5 两根长度均为 l , 电荷线密度均为 λ 的均匀带电细棒, 沿同一直线放置, 两细棒间的距离也为 l , 如图 11-6 所示。求两细棒间的静电相互作用力。

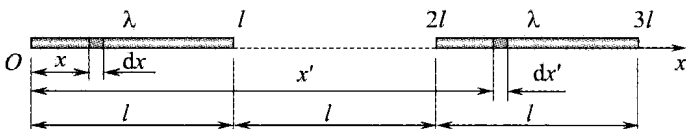


图 11-6 两均匀带电细棒的相互作用力

解 因两带电细棒均不能视为点电荷, 不能用库仑定律直接计算两带电细棒的相互作用力。为此, 取左棒的左端为坐标原点, x 轴沿棒的方向向右, 建立如图 11-6 所示的坐标系。在左棒上 x 处取线元 dx , 其带电量为 $dq = \lambda dx$, 它在右棒的 x' 处产生的电场强度大小为

$$dE = \frac{\lambda dx}{4\pi\epsilon_0 (x' - x)^2}$$

整个左棒在 x' 处产生的电场强度大小为

$$E = \int_0^l \frac{\lambda dx}{4\pi\epsilon_0 (x' - x)^2} = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{x' - l} - \frac{1}{x'} \right)$$

右棒 x' 处的电荷元 $\lambda dx'$ 在电场中受力的大小为

$$dF = E\lambda dx' = \frac{\lambda^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{x' - l} - \frac{1}{x'} \right) dx'$$

整个右棒在电场中受力的大小为

$$F = \frac{\lambda^2}{4\pi\epsilon_0} \int_{2l}^{3l} \left(\frac{1}{x' - l} - \frac{1}{x'} \right) dx' = \frac{\lambda^2}{4\pi\epsilon_0} \ln \frac{4}{3}$$

若 $\lambda > 0$, 则力 F 的方向沿 x 轴正方向。左棒受力 $F' = -F$ 。