

物理学

(第二册 场物质)

GAODEN
JIAOYU
JINGPIN
DAXI

浙江科学技术出版社
科学出版社



施建青 主编

施建青 编著
林国成



世纪高等教育精品大系

全国普通本科规划教材

浙江省高等教育重点教材



物理学

(第二册 场物质)

施建青 主编

施建青 林国成 编著

全国普通
本科规划教材
世纪高等教育精品大系

浙江科学技术出版社
科学出版社

1584 7-8341-5225-1
2006年1月第1版
2005年2月第1次
329 000
15
787×1092 1/16
0211-82123480
浙江理工大学
浙江理工大学
林国成
施建青
物理学(第二册)
18.00元

内容简介

物理学是自然科学中最具有活力的带头学科,它是人类认识自然、改造自然和创造财富所不可缺少的理论工具及手段,在学生素质教学中有着极其重要的地位和作用。

本教材从新世纪工程技术人才培养的总体要求出发,以培养学生的能力和素质为目的,以物质的存在形式和基本性质为主线,以现代教育思想、教育方法为指导,来设计大学物理的内容和课程体系;以现代物理思想统筹教学内容,注意加强物理学与现代科学技术的联系,来安排大学物理的教学内容;以统一性思想贯穿整个教材,从现代物理的思想高度来阐述基础物理的内容。这是一部突破传统体系,改革力度较大的面向工科学生的新教材,有利于提高物理教学的水平和学生科学素质的培养。

本教材分三册,分别为第一册实物物质;第二册场物质;第三册物质与波。本书为第二册场物质,包括静电场与稳恒电流场、稳恒磁场、变化的电磁场等内容。

本书可作为理工科大学非物理专业学生的物理教材,也可以作为专科院校、函授、电视大学、夜大学师生的教学参考书。

图书在版编目(CIP)数据

物理学.第2册,场物质/施建青主编;施建青,林国成编著.-杭州:浙江科学技术出版社,2005.2
(世纪高等教育精品大系)
ISBN 7-5341-2556-1

I.物... II.①施...②施...③林... III.物理学-高等学校-教材 IV.O4

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2004)第 137499 号

书 名	物理学(第二册 场物质)
主 编	施建青
编 著	施建青 林国成
出版发行	浙江科学技术出版社 科学出版社
印 刷	大众美术印刷厂
联系电话	0571-85152486
开 本	787×1092 1/16
印 张	12
字 数	289 000
版 次	2005年2月第1版
印 次	2006年1月第2次印刷
书 号	ISBN 7-5341-2556-1
定 价	19.00 元
责任编辑	陈 岚
封面设计	孙 菁

前 言

物理学是自然科学中最具有活力的带头学科，它是人类认识自然、改造自然和创造财富所不可缺少的理论工具及手段，在学生素质教学中有着极其重要的地位和作用。随着科学技术迅猛发展，物理学不断揭示出许多新的现象与规律，这势必迫切要求物理教学能及时反映物理学的进展。大学物理作为工科院校的一门重要基础课程，对物理教学进行改革的要求也越来越迫切。

本教材从新世纪工程技术人才培养的总体要求出发，以培养学生的能力和素质为目的，以物质的存在形式和基本性质为主线，以现代教育思想、教育方法为指导，来设计大学物理的内容和课程体系；以现代物理思想统筹教学内容，注意加强物理学与现代科学技术的联系，来安排大学物理的教学内容；以统一性思想贯穿整个教材，从现代物理的思想高度来阐述基础物理的内容，并注意保持基础课程的风格。这是一部突破传统体系，改革力度较大的面向工科学生的新教材，有利于提高物理教学的水平和学生科学素质的培养。

本教材是浙江省高等教育重点建设教材，共分三册。第一册实物物质，包括绪论、运动的描述、三大守恒定律、多粒子体系（统计物理学基础和热力学基础）、狭义相对论等内容；第二册场物质、包括静电场与稳恒电流场、稳恒磁场、变化电磁场等内容；第三册物质与波，包括振动学基础、波动学基础、波动光学、场的量子性、量子力学基础及其应用等内容。

本书为第二册场物质。其中第六章由林国成执笔，第七章、第八章和附录由施建青执笔，全书由施建青统稿。本书是大学物理课程建设的结晶，凝聚着参与课程建设教师们多年来的集体智慧和心血。在本书的编写过程中，自始至终得到浙江省教育厅和浙江工业大学等有关部门的关心和支持，得到所有参加过大学物理课程建设的老师们的指导和热情帮助，在此致以衷心的感谢。

本教材可作为理工科大学非物理专业学生的物理教材，也可以作为专科院校、函授、电视大学、夜大学师生的教学参考书。

由于编者水平有限，书中的不足不妥之处，谨请专家、同行和读者批评指正。

编者

2004年9月

目 录

场物质

第六章 静电场和稳恒电流场	2
6.1 静电场的概念	2
6.1.1 电荷、电荷守恒定律	2
6.1.2 库仑定律	3
6.1.3 电场 电场强度	4
6.1.4 场强的计算	6
6.2 静电场的性质	12
6.2.1 电通量 高斯定理	12
6.2.2 环路定理	17
6.3 静电场中的导体	25
6.3.1 导体的静电平衡	25
6.3.2 静电屏蔽	27
6.3.3 静电的应用	30
6.4 静电场中的电介质	31
6.4.1 电介质的极化	31
6.4.2 电极化强度	33
6.4.3 电位移矢量和介质中的高斯定理	33
6.4.4 电容和电容器	35
6.5 静电场的能量	40
6.5.1 电荷系的静电能	40
6.5.2 电容器的能量	42
6.5.3 静电场的能量	43
6.6 稳恒电流	45
6.6.1 电流密度矢量	45
6.6.2 欧姆定律的微分形式	46
6.6.3 电源、电动势	48
本章提要	49
习 题	50
第七章 稳恒磁场	56
7.1 磁场的磁感应强度	56
7.1.1 磁现象	56
7.1.2 电磁起源于电流	57



7.1.3	磁 场	57
7.1.4	磁感应强度	58
7.1.5	磁场叠加原理	59
7.2	毕-沙-拉定律及其应用	60
7.2.1	毕-沙-拉定律	60
7.2.2	毕-沙-拉定律的应用	61
7.2.3	运动电荷的磁场	68
7.3	稳恒磁场的基本性质	69
7.3.1	磁场的高斯定理	70
7.3.2	磁场的安培环路定律	74
7.4	磁场对运动电荷的作用	79
7.4.1	洛伦兹力	79
7.4.2	带电粒子在磁场中的运动	80
7.4.3	霍耳效应	83
7.4.4	磁聚焦和磁约束	84
7.5	磁场对电流的作用	86
7.5.1	安培定律	86
7.5.2	磁场对载流导线的作用	87
7.5.3	磁场对载流线圈的作用	90
7.5.4	磁力的功	93
7.6	磁场中的磁介质	97
7.6.1	磁介质	97
7.6.2	顺磁质和抗磁质的磁化机制	98
7.6.3	磁化强度和磁化电流	99
7.6.4	磁介质中的安培环路定律	101
7.6.5	铁磁质	104
	本章提要	108
	习 题	111
第八章	变化的电磁场	119
8.1	电磁感应的基本定律	119
8.1.1	电磁感应现象	119
8.1.2	楞次定律	120
8.1.3	法拉第电磁感应定律	120
8.2	动生电动势和感生电动势	123
8.2.1	动生电动势	124
8.2.2	感生电动势	129
8.2.3	感生电场的应用	133
8.3	互感和自感	136
8.3.1	互 感	137



8.3.2 自感	138
8.3.3 自感的串联	141
8.4 磁场能量	142
8.4.1 自感磁能	142
8.4.2 互感磁能	143
8.4.3 磁场能量	143
8.5 位移电流	147
8.5.1 位移电流假设	147
8.5.2 全电流、全电流定律	149
8.6 麦克斯韦方程组	151
8.6.1 静电场和稳恒磁场基本规律的回顾	151
8.6.2 麦克斯韦方程组	151
8.6.3 电磁场是物质的一种形态	153
本章提要	153
习 题	156
附 录	163
附录 A 国际单位制	163
附录 B 基本物理常数	166
附录 C 历年诺贝尔物理学奖	169
习题参考答案	175



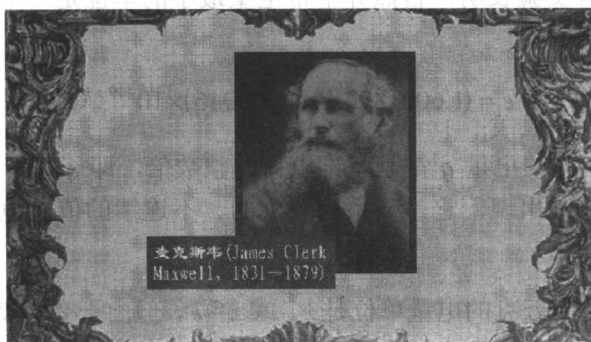
场物质

在 20 世纪初,人们认识到自然界中存在着万有引力相互作用、电磁相互作用、弱相互作用和强相互作用四种基本的相互作用。大量的实验证明,物质间的相互作用不是超距地发生的,而是要通过媒质的传递才能实现的,传递相互作用的媒质称为场,比如传递引力的媒质称为引力场,传递电磁相互作用的媒质称为电磁场。因此研究场的产生、变化和运动规律有十分重要的意义。

我们把由原子、分子构成的物质称作实物,实物和场是物质存在的不同的两种形态。正是由于场与物质间的相互作用,才导致了实物间表面上看起来的超越距离的作用。理论和实验都证明了静止的场贮存有质量和能量,运动的场还具有动量和角动量,而且场可以脱离它的源在空间以波的形式传播,这些都是场的物质性的表现。所以,场和实物一样具有质量、动量、能量,一样遵从能量守恒、动量守恒等物质运动的普遍规律。但是,场没有确定的空间,是以连续形式存在着的物质形态;场具有可叠加性,场总是弥漫在一定的空间范围内,几个场可以同时存在于同一空间而互不干扰。引起场与实物的差别的根本原因是组成它们的基本粒子具有不同的特性。组成场的规范粒子都是自旋为整数的玻色子,不遵从泡里不相容原理;而组成实物的规范粒子是自旋为半整数的费米子,遵从泡里不相容原理。

电磁场是一种很常见的场。电荷在其周围空间激发电场,电荷与电荷之间通过电场相互作用。运动电荷在其周围空间不仅激发电场,而且还激发磁场;运动电荷与运动电荷之间不仅通过电场发生作用,而且还通过磁场相互作用。电场与磁场又是密切相关的,随时间变化的电场激发磁场,随时间变化的磁场激发电场,电场与磁场相互激发,构成了统一的电磁场。经典的电磁场理论主要是由麦克斯韦(J. C. Maxwell 1831-1879)创立的。麦克斯韦的电磁场理论是 19 世纪物理学发展的最光辉的成果,是科学史上最伟大的成就之一。

在本册书中,我们主要研究电磁场,即研究电磁相互作用的基本规律,主要包括静电场与稳恒电流场、稳恒磁场、变化电磁场等内容。研究的方法是从实验事实出发,抽象出概念,总结出基本规律,并在此基础上推导基本定律。



第六章 静电场和稳恒电流场

一般说来运动电荷周围将同时存在电场和磁场, 电场和磁场是相互联系的, 但是当所研究的电荷处于静止状态时就可以只研究电场而不涉及磁场。由静止电荷所激发的电场称为静电场。本章先讨论静电场的基本概念和基本性质, 引入了描述电场的两个物理量; 然后再讨论静电场与导体、电介质的相互作用以及静电场的能量; 最后讨论稳恒电流场。本章所涉及的内容以及分析问题的方法对整个电磁学具有典型的意义, 是电磁场理论的基础。

6.1 静电场的概念

6.1.1 电荷、电荷守恒定律

物体能产生电磁现象归根到底是由于物体带上了电荷这种物质, 一切电磁现象都是由于电荷的存在以及电荷的运动所产生的。通过对电荷的各种相互作用和运动形式的研究, 人们逐渐认识到电荷具有以下几方面的性质。

1. 电荷量及其量子化

人们对电荷的认识最初来自摩擦起电, 两个不同质料的物体, 例如丝绸和玻璃棒, 经互相摩擦后都能吸引羽毛纸片等轻微物体, 这是由于摩擦的两个物体都处于带电状态的缘故, 通常说都带了电荷 (electric charge)。电荷的基本属性之一是自然界中只存在正负两种电荷, 同种电荷相互排斥, 异种电荷相互吸引, 而且当异种电荷在一起时, 它们会发生中和效应。由于大多数物体带有等量的正电荷和负电荷, 所以通常呈现电中性, 可当某物体失去或获得某种电荷时, 该物体就成为带电体, 其所带电荷数量的多少称为电量 (electric quantity), 通常用 q 或 Q 表示, 在国际单位制 (SI 制) 中单位为库仑 (C)。

到目前为止的所有实验表明: 自然界中带电量最小的单位是一个电子所带电量的绝对值, 称为基本电荷, 其值为

$$e = (1.6021892 \pm 0.0000046) \times 10^{-19} \text{ (C)}$$

实验还发现, 任何带电体的电量 q 都是基本电荷的整数倍, 即 $q = ne$ (n 为整数), 说明电荷电量不能以连续的方式出现, 它是一系列分立的、不连续的值, 也就是说, 电荷是量子化的。

现在虽然有理论认为夸克的电量单位是 $\pm \frac{e}{3}$ 或 $\pm \frac{2}{3}e$, 但由于夸克禁闭, 至今还没有在实



验中发现处于自由状态的夸克。即使实验能证实夸克是单独存在的，那么任何带电体的电量为 $\frac{2}{3}e$ 或 $\frac{1}{3}e$ 的整数倍，电荷还是量子化的。

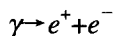
通常，在讨论电磁现象的宏观性质时，由于带电体所带电荷远大于基本电荷，这时电荷的量子化不会显示出来，一般认为电荷是连续分布的。只有在讨论物质的微观本质时，才考虑电荷的量子化。

2. 电荷守恒和相对论不变性

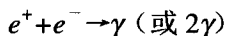
电子是非常稳定的基本粒子，它的寿命大于 5×10^{21} 年，比宇宙的寿命长得多。正是由于构成电荷基本单元的电子是极其稳定的，所以在一个与外界没有电荷交换的系统内，正负电荷的代数和在任何物理过程中始终保持不变，这叫做电荷守恒定律 (law of conservation of charge)。

对一切宏观的物理过程（如摩擦起电），正负电荷总是同时出现的，而且这两种电荷的量值一定相等。当两种电荷相遇时则互相中和；如果原来两种异号电荷量值相等，经中和后物体就不再带电。由此可见，当一种电荷出现时，必定有相等量值的异号电荷同时出现；一种电荷消失时，必然有相等量值的异号电荷随之消失。这时电荷守恒定律也可表述为：电荷既不能被创造也不能被消灭，而只能从一个物体转移到另一个物体，或者从物体的一部分转移到另一部分。

而在一些微观（如化学反应、放射性衰变和核反应等）过程中，电荷可以产生也可以消灭但并不改变系统中电量的总和。例如，一个高能光子与原子核作用时，该光子就转化为一个正电子和一个负电子，这称为电子对的产生。



反之，一个正电子和一个负电子在一定条件下相遇时，不会同时消失而是产生一个或几个光子，这叫电子对的湮灭。



在上述两过程中，虽然有电荷的产生和湮灭现象，但系统中总电荷仍然守恒，近代物理实验已经证实了以上结论。同时还发现：一个电荷的电量与它的运动状态无关，也就是说，在不同惯性系中测量同一带电粒子的电量是相同的，电荷所具有的这一特性称为电荷的相对论不变性。

6.1.2 库仑定律

人们对静电相互作用的认识最初是从研究两个静止点电荷之间的作用开始的。当一个带电体本身的线度远小于所研究的问题中所涉及的距离时，该带电体的形状和大小可以忽略，通常抽象成一个带电的几何点，叫点电荷。显然，点电荷是一种理想的物理模型，一个带电体是否可以看成点电荷，不是根据它的绝对大小，而是要根据它本身的几何线度是否远小于问题中所涉及的距离的大小。

1785年，库仑 (C.A.de Coulomb, 1736~1806) 通过实验总结出真空中两个静止点电荷之间的电相互作用所遵循的规律，称之为库仑定律 (Coulomb law)，其表述为：在真空



中, 两个静止的点电荷之间的相互作用力的大小与它们的电量 q_1 和 q_2 的乘积成正比, 与它们之间的距离 r 的平方成反比。作用力的方向沿着它们的连线, 同号电荷相斥, 异号电荷相吸。

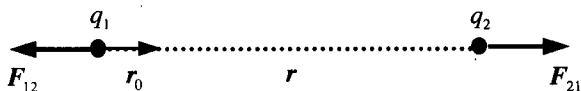


图 6-1-1

如图 6-1-1 所示, 用 F_{21} 表示 q_1 对 q_2 的作用力, F_{12} 表示 q_2 对 q_1 的作用力, r_0 表示由 q_1 指向 q_2 的单位矢量, 则库仑定律可用矢量式表示如下

$$F_{21} = -F_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} r_0 \quad (6-1-1)$$

在 SI 制中, 比例系数 $k \approx 9.00 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{C}^{-2}$, 为了方便, 通常把 k 写成

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

其中, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \cdot \text{N}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$, 称为真空中的介电常数, 于是真空中的库仑定律可写作

$$F_{21} = -F_{12} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} r_0 \quad (6-1-2)$$

如果相距为 r 的两个点电荷 q_1 和 q_2 放在无限大的各向同性均匀介质中, 实验证明: 它们之间的相互作用要比真空中小 ϵ_r 倍, ϵ_r 为介质的相对介电常数, 这样, 无限大均匀介质中的库仑定律为

$$F_{21} = -F_{12} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon r^2} r_0 \quad (6-1-3)$$

上式中, $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ 叫介质的绝对介电常数, 简称介电常数。

库仑定律只能适用于点电荷。特别要注意的是当两带电体之间的距离 r 趋近于零时, q_1 、 q_2 不能再看作是点电荷, 这时库仑定律不再适用。

如果研究的是两个以上的点电荷间的作用力, 一个被实验证实的事实是: 两个点电荷之间的作用力并不因第三个点电荷的存在有所改变。因此, 两个以上的点电荷对一个点电荷的作用力等于各个点电荷单独存在时对该点电荷的作用力的矢量和, 这个结论叫电场力的叠加原理。

需要说明的是库仑定律是关于一种基本力的定律, 它的正确性不断经历着实验的验证。在微观领域, 卢瑟福的 α 粒子散射实验 (1910 年) 证实小到 10^{-15} m 的范围, 库仑定律成立。现代高能电子散射实验进一步证实小到 10^{-17} m , 库仑定律仍然精确成立。宇观的结果是通过人造地球卫星研究地球磁场时得到的, 它给出了库仑定律能精确地适用于大到 10^{17} m 的范围, 现在认为在更大的范围内库仑定律仍然有效。

6.1.3 电场 电场强度

库仑定律证实了彼此不接触的两个点电荷之间有相互作用力存在, 那么这种作用力是

靠什么来传递的呢？早期，人们认为相隔一定距离的两个带电体之间的相互作用是超距作用，即这种作用的传递既不需要媒质也不需要时间，称之为超距作用，也曾经有人认为这种作用是靠一种叫“以太”的物质来传递的，当时称为近距相互作用，但以上这些观点都没能解决点电荷之间相互作用的实质性问题。后来从法拉第（M.Faraday, 1791~1867）到麦克斯韦（J.C.Maxwell, 1831~1879），许多科学家经过深入分析研究，逐渐认识到电相互作用是靠一种叫电场的物质来传递的，而电场是由带电体所激发的。凡是有电荷的地方，四周就存在着电场，即任何电荷都在自己周围的空间激发电场。电场的基本性质是：它对处在其中的任何电荷都有力的作用，这种作用力称之为电场力。这一章只讨论相对于观察者静止的电荷在其周围空间所激发的电场，称为静电场，这种电场对静止电荷的作用力叫静电力。

现代物理理论和实验已经证实场是物质的一种，它不同于一般的实物粒子，但同实物粒子一样具有自己的运动规律，同样具有动量和能量，但是场的静止质量为零，并且场与实物粒子一个最大的区别是：场是可以叠加的，也就是说若干个场可以共同占据一个空间，同时每个场的特性并不会因为其他场的存在而改变。

静电场是电磁场的一种特殊的形式，为了描述静电场的空间分布，必须引入能定量地反映电场特性的物理量。从电场对处于其中的电荷有电场力的作用这一特性出发，可以在带电体 q 所激发的电场中放入一试验正电荷，然后去探测它在电场中各点所受到的电场力的大小和方向。引入的试验电荷首先要求满足线度足够小，可以看成是点电荷，这样才能反映出电场中各不同点的性质；其次要求试验电荷的带电量 q_0 足够小，使得它放入电场后对原来的电场分布几乎没有什么影响。实验结果发现：如果 q_0 放的位置不同，它受到的力的大小和方向不同；而当位置确定时， q_0 受到的力的大小和方向也确定了，这时如果改变 q_0 的大小，它受到的力的大小发生改变，而方向不变，且比值 $\frac{F}{q_0}$ 也保持不变。说明 $\frac{F}{q_0}$ 只与试验电荷所在点的电场性质有关，而与 q_0 的大小无关。它反映了电场本身所具有的客观性质，把 $\frac{F}{q_0}$ 定义为电场强度（electric field strength） E ，简称场强，即

$$E = \frac{F}{q_0} \quad (6-1-4)$$

在 SI 制中，电场强度 E 的单位为 $N \cdot C^{-1}$ 或 $V \cdot m^{-1}$ 。

显然，空间某点场强的大小等于单位正电荷在该点所受到的电场力的大小，其方向是试验正电荷在该点所受到的电场力的方向。并且由定义知，当某点电场强度 E 已知时，该点电荷 q_0 受到的作用力

$$F = q_0 E$$

一般来说，在电场中空间不同点的场强大小和方向都不同，即矢量 E 是空间位置 r 的函数

$$E = E(r)$$

因此，在讨论电场的性质时，着眼点往往不是某个地方的场强，而是场强与空间坐标之间



的函数关系, 是一种空间分布。

6.1.4 场强的计算

1. 点电荷的场强

如图 6-1-2 所示, 将试验电荷 q_0 引入由点电荷 q 所激发的电场中的某点 P (称为场点)。根据库仑定律, q_0 所受到的作用力为

$$\mathbf{F} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r^2} \mathbf{r}_0$$

由电场强度的定义式 (6-1-4), 可以得到 P 点的电场强度

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{F}}{q_0} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \mathbf{r}_0 \quad (6-1-5)$$

式中 \mathbf{r}_0 为场源 q 所在位置到场点 P 的单位矢量。

若整个场空间充满介电常数为 ϵ 的均匀介质, 那么容易求得 P 点的场强

$$\mathbf{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon r^2} \mathbf{r}_0 \quad (6-1-6)$$

上式表明: 点电荷激发的电场中某点的场强 \mathbf{E} , 其大小与场源电荷所带电量 q 成正比, 与该点到场源电荷距离 r 的平方成反比, 场强的方向沿该点与场源电荷所在点的连线。当 $q > 0$ 时, 与 \mathbf{r}_0 同向; 当 $q < 0$ 时, 与 \mathbf{r}_0 反向。显然, 在点电荷激发的电场中, 位于以场源电荷 q 所在点为中心的同一球面上的各点场强大小相同, 但方向不同, 分别沿各点所在的径向方向。点电荷的电场是球对称场。

2. 点电荷系的电场——场强叠加原理

若有几个点电荷 q_1, q_2, \dots, q_n 同时存在于某空间, 在空间某点 P 处放一试验电荷 q_0 , 根据力的叠加原理, q_0 所受到的电场力等于这些点电荷单独存在时对 q_0 的电场力 $\mathbf{F}_1, \mathbf{F}_2, \dots, \mathbf{F}_n$ 的矢量和, 即

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots + \mathbf{F}_n \quad (6-1-7)$$

把上式两边同除 q_0 , 由电场强度的定义, 左边 $\frac{\mathbf{F}}{q_0}$ 表示所有电荷存在时 P 点的总场强 \mathbf{E} , 右边 $\frac{\mathbf{F}_1}{q_0}, \frac{\mathbf{F}_2}{q_0}, \dots, \frac{\mathbf{F}_n}{q_0}$ 分别表示点电荷 q_1, q_2, \dots, q_n 单独存在时, 在 P 点激发的场强 $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2, \dots, \mathbf{E}_n$ 。容易得到

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \dots + \mathbf{E}_n = \sum_{i=1}^n \mathbf{E}_i \quad (6-1-8)$$

也就是说, 点电荷系所激发的电场中某点的场强等于各点电荷单独存在时各自激发的电场在该点的场强的矢量和。这叫场强叠加原理。

根据 (6-1-5) 式可得第 i 个点电荷在 P 点产生的场强为

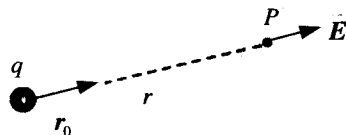


图 6-1-2



$$E_i = \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_i^2} \mathbf{r}_{0i} \quad (6-1-9)$$

其中, r_i 为第 i 个点电荷所在点到 P 点的距离, \mathbf{r}_{0i} 为 q_i 指向 P 点的单位矢量。所以合场强为

$$E = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_i^2} \mathbf{r}_{0i} \quad (6-1-10)$$

若空间充满介电常数为 ϵ 的均匀介质, 则

$$E = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{4\pi\epsilon r_i^2} \mathbf{r}_{0i} \quad (6-1-11)$$

3. 连续带电体的场强

对一个实际的带电体, 当其本身线度与它到考察点之间的距离相比不能被忽略时, 那就不能把它看成是点电荷。从宏观效果看, 根据不同的情况, 有时可以把电荷看成是在一定的体积内连续分布的; 有时可以把电荷看成是在一定的面积内连续分布的; 有时还可以把电荷看成是在一定的线上连续分布, 相应地引入带电体的电荷密度。

$$\text{体密度: } \rho_e = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV} \quad (6-1-12a)$$

$$\text{面密度: } \sigma_e = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS} \quad (6-1-12b)$$

$$\text{线密度: } \lambda_e = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{dq}{dl} \quad (6-1-12c)$$

以上3式中, 当 ΔV , ΔS 或 Δl 取无限小时, 相应的电荷元 dq 可看作是点电荷, 如图 6-1-3 所示。 dq 在场点 P 的场强

$$dE = \frac{dq}{4\pi\epsilon_0 r^2} \mathbf{r}_0 \quad (6-1-13)$$

根据场强的叠加原理, 连续分布的带电体在 P 点的场强

$$E = \int dE = \int \frac{dq}{4\pi\epsilon_0 r^2} \mathbf{r}_0 \quad (6-1-14)$$

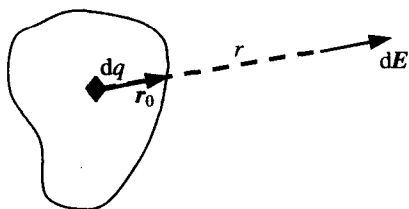


图 6-1-3

考虑具体的电荷分布情况, 有

$$\text{体分布: } E = \int_V \frac{\rho_e dV}{4\pi\epsilon_0 r^2} \mathbf{r}_0 \quad (6-1-15a)$$

$$\text{面分布: } E = \int_S \frac{\sigma_e dS}{4\pi\epsilon_0 r^2} \mathbf{r}_0 \quad (6-1-15b)$$

$$\text{线分布: } E = \int_l \frac{\lambda_e dl}{4\pi\epsilon_0 r^2} \mathbf{r}_0 \quad (6-1-15c)$$

由于以上式子都是矢量积分, 只有当所有电荷元 dq 在场点 P 的场强 dE 的方向相同时, 才能写成标量式, 直接进行积分。通常情况下, 各电荷元在场点的 dE 方向不同, 这时计算以上积分的方式通常按下面步骤进行。

(1) 根据电荷的分布情况, 建立合适的坐标系, 并且写出 dE 在各坐标轴上的分量 dE_x 、



dE_y 和 dE_z 。

(2) 对每一个分量进行积分, 写出

$$E_x = \int dE_x, \quad E_y = \int dE_y, \quad E_z = \int dE_z$$

(3) 再对各个分量进行合成, 写出 E 的大小和方向, 写成矢量形式

$$E = E_x i + E_y j + E_z k$$

表 6-1-1 给出了一些常见的电场强度的数值。

表 6-1-1 一些电场强度的数值 (单位: N/C)

铀核表面	2×10^{21}
中子星表面	10^{14}
氢原子电子内轨道处	6×10^{11}
X 射线管内	5×10^6
空气的电击穿强度	3×10^6
范德格拉夫静电加速器内	2×10^6
电视机的电子枪内	10^5
雷达发射器近旁	7×10^3
太阳光内平均	1×10^3
晴天地球表面大气层中	1×10^2
小型激光器发射的激光束内	1×10^2
日光灯内无线电波内	10^{-1}
家用电路线内	3×10^{-2}

【例 1】 有两个大小相等的正负电荷 $+q$ 和 $-q$, 当两者之间的距离比所考察的场点到它们的距离小得多时, 此电荷系统就称为电偶极子 (electric dipole), 如图 6-1-4 所示, $+q$ 和 $-q$ 两电荷连线 l 的中垂面上一点 P 与 l 的中点 O 的距离为 y , 且 $l \ll y$, 求电偶极子在 P 点的场强。

解: 建立如图 6-1-4 所示的坐标系 Oxy , 用 E_+ 和 E_- 分别表示 $+q$ 和 $-q$ 在 P 点产生的场强, 根据场强叠加原理, P 点的合场强 $E = E_+ + E_-$ 。

由图可判知, E_+ 在 x 轴上的分量大小相等, 方向一致, 都沿 x 轴负向; 在 y 轴上的分量大小相等, 方向相反。故

$$E_x = E_{+x} + E_{-x} = 2E_{+x} = -2E_+ \cos\theta$$

$$E_y = E_{+y} + E_{-y} = 0$$

由图可见

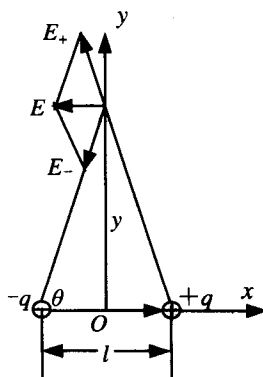


图 6-1-4



$$E_x = \frac{q}{4\pi\epsilon_0(y^2 + l^2/4)}, \quad \cos\theta = \frac{l}{2(y^2 + l^2/4)^{1/2}}$$

故 E 的大小为

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = |E_x| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ql}{(y^2 + l^2/4)^{3/2}}$$

E 的方向沿 x 轴的负向。由于 $l \ll y$, 故有

$$E \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ql}{y^3}$$

从负电荷到正电荷的径矢 l 称为电偶极子的臂, 这样可以定义电偶极距 (electric moment) 矢量 $p=ql$ 。则 P 点的场强

$$E = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p}{y^3}$$

【例 2】 有限长的细棒均匀带电, 电荷线密度为 λ , 求距细棒 a 处一点 P 的场强。已知 P 点与棒两端点的连线与棒的夹角分别为 θ_1 和 θ_2 。

解: 建立如图 6-1-5 所示的坐标系, 在距原点 O 为 y 处取一电荷元 $dq = \lambda dy$, 它在 P 点的场强大小为

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

由于不同的电荷产生的 dE 方向不同, 所以写出分量式

$$dE_x = dE \sin\theta,$$

$$dE_y = -dE \cos(\pi - \theta) = dE \cos\theta$$

则

$$E_x = \int dE_x = \int_A^B \frac{\lambda dy}{4\pi\epsilon_0 r^2} \sin\theta \quad (1)$$

$$E_y = \int dE_y = \int_A^B \frac{\lambda dy}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cos\theta \quad (2)$$

由几何关系

$$y = -a \cot\theta, \quad dy = a \csc^2\theta d\theta \quad (3)$$

$$r^2 = y^2 + a^2 = a^2 \csc^2\theta \quad (4)$$

把 (3) 式和 (4) 式分别代入 (1) 式、(2) 式, 得

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

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

合场强为

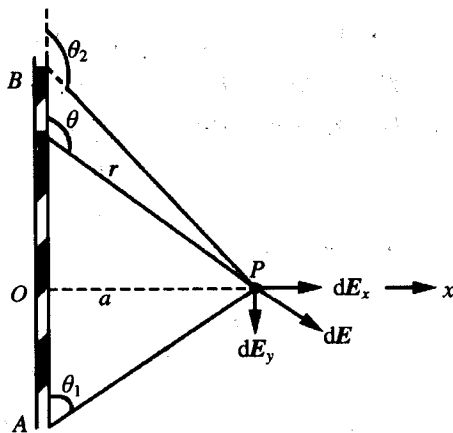


图 6-1-5



$$\mathbf{E} = E_x \mathbf{i} + E_y \mathbf{j}$$

特例:

① 如果 P 点在棒的中垂面上, 则 $\theta_1 = \pi - \theta_2$, 此时

$$E_y = 0, E_x = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a} \cos\theta_1$$

② 如果细棒无限长, 则有 $\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi$, 这时

$$E_y = 0, E_x = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 a}$$

实际问题中, 只要满足 $a \ll l$, 即可认为棒为无限长。

③ P 点在棒延长线上, 如图 6-1-6 所示。

$$a = 0, \theta_1 = \theta_2 = 0 \text{ 或 } \theta_1 = \theta_2 = \pi$$

在沿 x 方向距原点 O 为 x 处取一电荷元, 它在 P 点产生的场强方向沿 x 轴正方向, 大小为

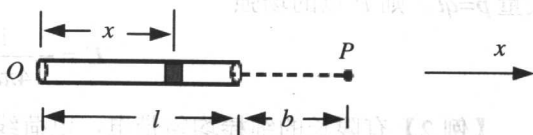


图 6-1-6

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

合场强为

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

【例 3】 求均匀带电圆环轴线上的场强分布。设圆环半径为 R , 带电总量为 Q 。

解: 如图 6-1-7 所示, 取圆心 O 为原点, 轴线向右为 x 轴的正方向。 P 点在轴线上距 O 为 x 处, 在圆环上任取一电荷元

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

它在 P 点的场强大小

$$dE = \frac{\lambda dl}{4\pi\epsilon_0 (x^2 + R^2)}$$

方向如图 6-1-7 所示, 把 dE 沿 x 轴分解得 $dE_{//}$, 沿垂直 x 轴分解得 dE_{\perp} , 则

$$dE_{//} = dE \cos\theta$$

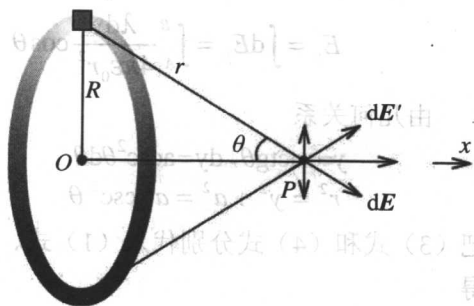


图 6-1-7

根据对称性, 圆环任意一直径两端的电荷元在 P 点产生的场强在垂直 x 轴方向的分量相互抵消, 所以有 $E_{\perp} = 0$ 。于是