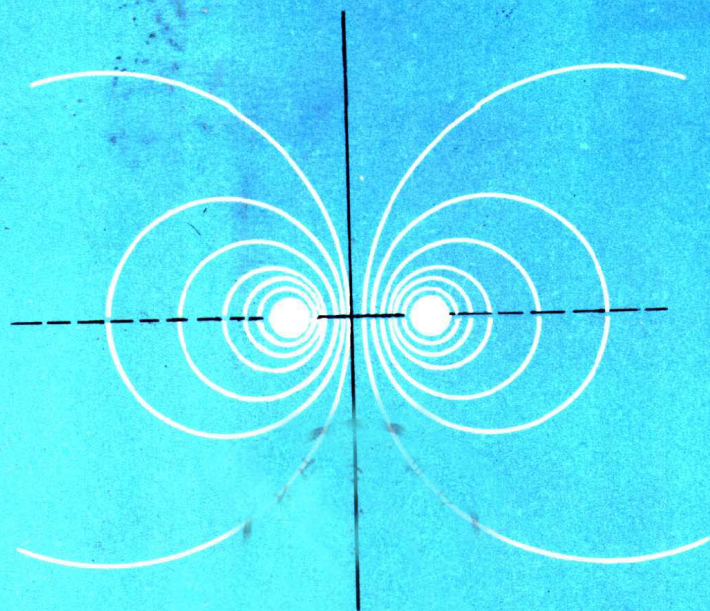


高等学校教材

电磁场

第二版

冯慈璋 主编



高等教育出版社

图书在版编目(CIP)数据

电磁场/冯慈璋主编. —2 版. —北京:高等教育出版社,
(2001 重印)

高等学校教材

ISBN 7-04-001576-5

I. 电… II. 冯… III. 电磁场-高等学校-教材
IV. 0441.4

中国版本图书馆 CIP 数据核字(96)第 00659 号

出版发行 高等教育出版社

社 址 北京市东城区沙滩后街 55 号 **邮政编码** 100009
电 话 010—64054588 **传 真** 010—64014048
网 址 <http://www.hep.edu.cn>

经 销 新华书店北京发行所

印 刷 北京市朝阳区北苑印刷厂

开 本 850×1168 1/32

版 次 1979 年 4 月第 1 版

印 张 15.75

1983 年 10 月第 2 版

字 数 377 000

印 次 2001 年 4 月第 26 次印刷

定 价 15.00 元

凡购买高等教育出版社图书,如有缺页、倒页、脱页等
质量问题,请在所购图书销售部门联系调换。

版权所有 侵权必究

二 版 序 言

本书系人民教育出版社 1979 年 4 月初版的《电磁场(电工原理 II)》的修订本。1980 年 6 月,高等学校工科电工教材编审委员会审订了高等工业学校四年制电类(不包括无线电技术类)专业的《电磁场理论教学大纲(草案)》。本书是在初版本试用基础上,根据教育部颁发的上述大纲(草案),和“打好基础,精选内容,逐步更新,利于教学”的原则,并汲取了很多兄弟院校教师在使用初版本时的经验及意见,进行修订的。

与初版本相比,本书有下列不同之处:(1)全书共分七章,删去了初版中的第八、九两章,仍保留原来的顺序,但各章中的节次,有所变动。(2)内容大部分经过改写。教学大纲中用(*)号表示的参考内容,除“运动媒质中的电磁场”外,本书都已列入,且都排成小字,使用时,可以根据不同专业、学时的具体情况取舍。(3)在每章正文之后,增添了提要,以利学生复习小结。在每章正文之前,仍保留有概述性的内容。(4)对于例题和习题,都进行了精选和增添。习题总数比实际教学中的需要和可能完成的为多,供教师 and 不同情况的读者自由选择。

在修订过程中,我们还注意到:(1)精选内容,并力求安排紧凑;(2)加强了有关部分的对照呼应及前后联系;(3)与先修课程的恰当衔接,避免不必要的重复。

参加本书修订工作的有冯慈璋、盛剑霓、倪光正,由冯慈璋主编。

本书初稿承哈尔滨工业大学马国强同志审阅,并经高等学校

工科电工教材编审委员会电磁场理论编审小组审查通过。

近几年来，很多同志对本书初版和修订版的书稿提出不少宝贵的建议和意见，编者在此敬致谢忱。

衷心欢迎读者的批评指正。

编 者

一九八三年八月

于西安交通大学

初版序言

本书根据一九七七年十一月高等学校工科基础课电工、无线电教材编写会议通过的《电磁场(电工原理 II)》编写大纲写成。

邱关源主编的《电路(电工原理 I)》与本书系上下篇。这样的定名是考虑到当前多数学校仍把“电路”与“电磁场”合为一门电工原理课程的实际情况。

“电磁场”是工科电类专业的一门理论性较强的基础技术课，它的任务是阐明电磁场的基本概念、基本规律和基本的分析计算方法。编写中，既重视基础理论，也注意适应现代科学技术发展的需要。

全书共九章。第一、二、三章分别系统地阐述静电场、恒定电场和恒定磁场的基本规律和性质。对于与物理电磁学衔接的部分，既保持理论体系的完整，同时尽量避免不必要的重复。第四章介绍位场的各种分析计算法，除了传统内容如分离变量法、保角变换法以及位场的模拟外，还详细阐述了网格法，并介绍了应用日益广泛的有限元法，以适应当前科技领域中由于计算技术的发展而引起的变化。第五章介绍时变电磁场的基本理论。第六章讨论平面电磁波及波导。第七章介绍均匀传输线中的导行电磁波，从电磁场方程组出发讨论二线传输线的电磁现象，并归结为分布参数电路。这部分内容放在电磁场中，就电工原理的教学传统来说，也是一种尝试；是否合适，有待于实践的检验。最后两章（第八章：等离子体中的电磁场，第九章：运动系统中的电磁场）是在我国电工原理教材中初次引入的内容。书中各章都附有习题。书末有附录，供参考。

本书是按六十个学时的讲授时数为参考编写的。考虑到各类学校及专业的不同情况,编写时适当增添了些内容与份量,以利选用。

对于本书的使用,编者有后列几点看法。一、第七章的内容可以移到电路部分去讲授,并不影响本书的连贯性。二、第八、九两章,对于扩展学生的知识面,使他们对电磁场有较完整的概念是有益的,也是加强基础理论所需要的,但与前面七章相比,要求应有所不同,也可以作为参考内容。三、数值计算法的处理,与算法语言等课程有一定联系,可以根据各方面条件,灵活掌握。四、其余各章,虽多属传统的基本内容,但可以结合专业情况及其它具体情况决定取舍,不宜强求一律。

参加本书编写工作的有冯慈璋、盛剑霓、江慰德、倪光正四同志,由冯慈璋主编。编写中,汲取了西安交通大学电工原理教研室的教学经验,教研室的同志们多次讨论书稿,并对本书的编写从精神和物质两方面都给予很大的帮助和支持。编者认为,本书是西安交大电工原理教研室的集体成果。

本书承哈尔滨工业大学周长源、马国强、刘润同志初审,并经一九七八年十一月重庆审稿会议通过。参加会议的有上海交通大学、北京工业大学、吉林电力学院、成都工学院、南京工学院、河北工学院、河北电力学院、重庆大学、哈尔滨工业大学、浙江大学、西安交通大学以及其它九所高等学校的代表。主审单位(哈工大)及与会代表们对书稿都提出很多宝贵意见,编者在此谨致以深切的谢意。

限于我们的水平,书中不妥和错误之处可能不少,衷心欢迎使用本书的师生和其它读者批评指正。

编 者

一九七九年一月 于西安交大

本书系人民教育出版社1979年4月出版的《电磁场(电工原理Ⅱ)》的修订本。内容基本上符合教育部电工教材编审委员会于1980年6月审订的高等工业学校四年制电类(不包括无线电技术类)各专业试用的《电磁场理论教学大纲(草案)》，并经电工教材编审委员会电磁场理论编审小组审查，同意作为高等学校教材出版。

全书共七章，即：静电场，恒定电场，恒定磁场，边值问题，时变场，平面电磁波和均匀传输线中的导行电磁波。每章均附有习题，书末有习题答案。

本书供高等工业学校电类各专业使用，也可供电力、电气及自动控制等方面的工程技术人员参考。

责任编辑：楼史进

目 录

第一章 静电场	1
§1-1 电场强度	1
§1-2 电位	7
§1-3 导体和电介质	17
§1-4 高斯通量定理	23
§1-5 静电场的基本方程·分界面上的边界条件	32
§1-6 泊松方程和拉普拉斯方程	40
§1-7 电轴法	45
§1-8 镜像法	52
§1-9 部分电容	61
§1-10 静电能量与力	67
提要	78
习题	82
第二章 恒定电场	94
§2-1 电流与电流密度	94
§2-2 导电媒质中恒定电场的基本方程	99
§2-3 分界面上的边界条件	101
§2-4 导电媒质中的恒定电场与静电场的比拟	104
§2-5 电导与接地电阻	106
提要	111
习题	113
第三章 恒定磁场	115
§3-1 磁感应强度	115
§3-2 磁通连续性·安培环路定律	122
§3-3 媒质的磁化	126
§3-4 恒定磁场的基本方程·分界面上的边界条件	131
§3-5 标量磁位	134

§3-6 向量磁位	137
§3-7 镜象法	146
§3-8 电感	150
§3-9 磁场能量与力	163
*§3-10 超导体的电磁性质	175
提要	179
习题	182
第四章 边值问题	192
§4-1 概述	192
§4-2 分离变量法	196
*§4-3 复位函数法	212
*§4-4 保角变换法	219
§4-5 有限差分法	226
*§4-6 有限元法	245
§4-7 图解法	254
§4-8 场的实验研究	258
提要	264
习题	266
第五章 时变场	272
§5-1 电磁感应定律	272
§5-2 全电流定律	275
§5-3 电磁场的基本方程组	278
§5-4 坡印亭定理和坡印亭向量	282
§5-5 电磁场方程组和坡印亭向量的复数形式	290
§5-6 动态位	293
§5-7 达朗贝尔方程的解	296
§5-8 辐射	303
提要	314
习题	317
第六章 平面电磁波	322
§6-1 理想介质中的均匀平面波	322
§6-2 波的极化	331

§6-3 导电媒质中的均匀平面波	334
§6-4 均匀平面波的正入射·驻波	346
§6-5 薄平板中的涡流	355
§6-6 集肤效应·邻近效应·电磁屏蔽	360
*§6-7 波导和谐振腔	363
提要	373
习题	375
第七章 均匀传输线中的导行电磁波	380
§7-1 均匀传输线的基本方程组	380
§7-2 均匀传输线基本方程组的正弦稳态解	388
§7-3 均匀传输线的参数	391
§7-4 均匀传输线中波的反射和透射	396
§7-5 均匀传输线的匹配	402
§7-6 无损耗线中波的全反射·驻波	407
§7-7 无损耗线的入端阻抗	414
§7-8 均匀传输线的等值电路	419
*§7-9 无损耗线中的过渡过程	424
§7-10 电磁场方程与电路定律	433
提要	438
习题	440
附录一 坐标系	446
附录二 向量分析	447
附录三 复位函数示例	464
附录四 例 4-8 的计算程序	466
附录五 材料的参数和物理常数	469
附录六 电磁单位制	471
习题答案	475

第一章 静 电 场

本章讨论静止电荷引起的电场。首先介绍静电场中最主要的场量——电场强度向量和标量电位。在分析真空中电场的基础上，分别讨论导体和电介质在静电场中的表现。关于电介质对电场的影响，用极化后出现的极化电荷考虑其附加作用，并引入极化强度向量。在研究真空及介质中电场强度向量闭合面积分的基础上，引入电位移向量，并导得高斯通量定理 $\left(\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = q\right)$ ，它与静电场无旋特性 $\left(\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0\right)$ 一起，构成静电场的基本方程。

应用积分形式的基本方程，导得不同媒质分界面上的边界条件。通过微分形式的基本方程，导得泊松方程 $(\nabla^2 \varphi = -\rho/\varepsilon)$ 和拉普拉斯方程 $(\nabla^2 \varphi = 0)$ 。

以静电场问题解答的唯一性为基础，介绍两种间接解法——电轴法和镜像法。

本章将电容概念推广于多导体系统，从而引入部分电容。从场的角度，计算了静电能量、能量密度。在静电力部分，重点讨论应用虚功原理求力的方法，并导得有关计算式。

§ 1-1 电 场 强 度

1) 电荷的周围，存在着一种特殊形式的物质，称为电场。电场是统一的电磁场的一个方面，它的表现是对于被引入场中的静止电荷有机力相互作用。相对于观察者为静止的、且其电量不随时

间而变的电荷所引起的电场,即为静电场。

电场的性质,可以通过另一带电体在场中各点所受作用力来描述。这种带电体我们称之为试体,并用 q_t 表示它的电荷。为了使被研究的电场尽量少受到由于试体的引入而产生的影响,要求试体的几何尺寸很小,同时它所带的电量也必须很少。也就是说,试体应是一个电量很少的点电荷。

表征电场特性的基本场向量是电场强度 E ,它被定义为

$$E(x, y, z) = \lim_{q_t \rightarrow 0} \frac{f(x, y, z)}{q_t} \quad (1-1)$$

式中的 f 表示试体 q_t 在点 (x, y, z) 上所受的力。向量 E 仅与该点的电场有关而与试体的电荷无关。通常把电场强度简称为场强。

2) 在无限大真空中,两个点电荷 q_1 和 q_2 之间的作用力,可由库仑定律确定。例如 q_2 所受到(q_1 对它)的作用力可表示成

$$f_{21} = q_2 \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r^2} r_{12}^0 \quad (1-2)$$

同理, q_1 所受到(来自 q_2)的力为

$$f_{12} = q_1 \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} r_{21}^0$$

以上两式中, r 是两个点电荷间的距离, r_{12}^0 和 r_{21}^0 都是沿 r 方向的单位向量,前者由 q_1 指向 q_2 ,后者由 q_2 指向 q_1 ,因此 $r_{12}^0 = -r_{21}^0$,如图 1-1 所示。 ϵ_0 是真空的介电常数(又称电容率)。

本书采用国际单位制(简称国际制,代号为 SI)。在库仑定律的表达式中,电荷的单位为库仑(C),距离的单位为米(m),力的单

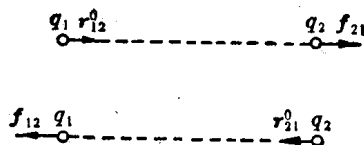


图 1-1

位为牛顿 (N), ϵ_0 的单位为法拉/米 (F/m), 其值为 $10^{-9}/36\pi = 8.85 \times 10^{-12}$ 。

3) 讨论场的问题, 必须经常地区分两类“点”。一类是表明场源(例如点电荷)所在处, 简称源点; 另一类是需要确定场量的点, 简称场点。本书将用加撇的坐标 (x', y', z') 或 $(\mathbf{r}')$ 表示源点, 用不加撇的坐标 (x, y, z) 或 $(\mathbf{r})$ 表示场点。

如以 $\mathbf{r}'$ 表示从坐标原点到源点的距离向量, 用 $\mathbf{r}$ 表示从坐标原点到场点的距离向量, 则向量差 $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$ 就表示由源点到场点的距离向量(见图 1-2), 通常用 $\mathbf{R}$ 表示之, 即 $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$, 还可将 $\mathbf{R}$ 表示成

$$\mathbf{R} = R\mathbf{R}^0 \quad (1-3)$$

$$\text{且有} \quad R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \quad (1-4)$$

$$\mathbf{R}^0 = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (1-5)$$

式中的 $\mathbf{R}^0$ 是 $\mathbf{R}$ 方向的单位向量。

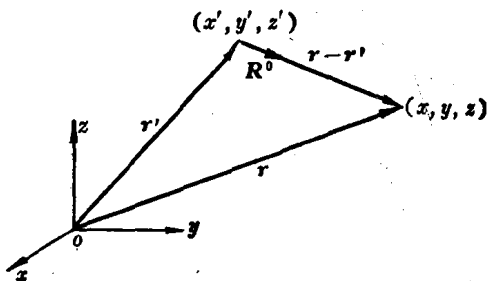


图 1-2

如果电场中有多个源点, 我们把从坐标原点到第 k 号源点 (x'_k, y'_k, z'_k) 的距离向量用 $\mathbf{r}'_k$ 表示, 且令从该源点到场点 $(\mathbf{r})$ 的距离向量为 $\mathbf{R}_k$, 则 $\mathbf{R}_k = \mathbf{r} - \mathbf{r}'_k$, $\mathbf{R}_k$ 方向的单位向量为 $\mathbf{R}_k^0 = \mathbf{r} - \mathbf{r}'_k / |\mathbf{r} - \mathbf{r}'_k|$ 。设有 n 个点电荷 $q_1, q_2, \dots, q_k, \dots, q_n$, 分别位于 $(\mathbf{r}'_1), (\mathbf{r}'_2), \dots, (\mathbf{r}'_k), \dots, (\mathbf{r}'_n)$, 则它们作用于场点 $(\mathbf{r})$ 上的点电荷 q_0 的力, 可表示成

$$\begin{aligned}
 f_0 &= \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \sum_{k=1}^n \frac{q_k}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'_k|^2} \frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'_k}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'_k|} \\
 &= \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \sum_{k=1}^n \frac{q_k}{R_k^2} \mathbf{R}_k^0
 \end{aligned} \quad (1-6)$$

式(1-6)表明,在无限大真空中,一个点电荷所受其余多个点电荷对它的作用力,可根据库仑定律并应用迭加原理求得,这是因为 ϵ_0 是一个常量,或者说可把真空看成是一种线性媒质。

4) 根据电场强度的定义和库仑定律,可以求得无限大真空中位于原点上的点电荷 q 在离它 r 远处引起的电场强度

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \mathbf{r}^0 \quad (1-7)$$

如果点电荷所在处的坐标为 $(\mathbf{r}')$,则它对场点 $(\mathbf{r})$ 引起的电场强度为

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2} \frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2} \mathbf{R}^0 \quad (1-8)$$

由式(1-6)可以推知,在无限大真空中,多个点电荷在某一场所引起的电场强度,可根据式(1-8)并应用迭加原理求得为:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}(x, y, z) &= \mathbf{E}_1 + \dots + \mathbf{E}_k + \dots + \mathbf{E}_n \\
 &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{k=1}^n \frac{q_k}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'_k|^2} \frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'_k}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'_k|} \\
 &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{k=1}^n \frac{q_k}{R_k^2} \mathbf{R}_k^0
 \end{aligned} \quad (1-9)$$

由上式可以推导出国际制中电场强度的单位是

$$[E] = \text{库仑}/(\text{法拉}/\text{米}) \cdot \text{米}^2 = \text{库仑}/\text{法拉} \cdot \text{米} = \text{伏特}/\text{米} (\text{V}/\text{m})$$

5) 根据物质结构理论,电荷的分布实际上是不连续的,可是当我们考察电的宏观现象时,可以把电荷的离散分布近似地用它的连续分布代替而得到令人满意的结果。[实际上,一个电子的电量是 1.6×10^{-19} 库仑,即使在 1 皮库($=10^{-12}$ 库)的电量中,还含有约六百万个电子]。这样,就可以引入电荷密度的概念。

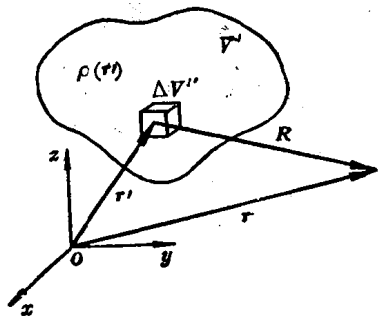


图 1-3

对于图 1-3 所示电荷连续地分布于体积 V 内的情况, 设位于 $\mathbf{r}'$ 处的元体积 $\Delta V'$ 内的净电荷是 $\Delta q(\mathbf{r}')$, 则在该源点的体电荷密度 ρ 定义为

$$\rho(\mathbf{r}') = \lim_{\Delta V' \rightarrow 0} \frac{\Delta q(\mathbf{r}')}{\Delta V'} = \frac{dq(\mathbf{r}')}{dV'} \quad (\text{C/m}^3)$$

当电荷连续地分布于厚度可以忽略的面积上时, 就存在面电荷密度 σ , 它的定义是

$$\sigma(\mathbf{r}') = \lim_{\Delta S' \rightarrow 0} \frac{\Delta q(\mathbf{r}')}{\Delta S'} = \frac{dq(\mathbf{r}')}{dS'} \quad (\text{C/m}^2)$$

同样地, 当电荷沿截面可以忽略的线形区域分布时, 就存在线电荷, 定义其线密度为

$$\tau(\mathbf{r}') = \lim_{\Delta l' \rightarrow 0} \frac{\Delta q(\mathbf{r}')}{\Delta l'} = \frac{dq(\mathbf{r}')}{dl'} \quad (\text{C/m})$$

相应地, 作不同分布的元电荷 dq 可分别表示成 $\rho dV'$, $\sigma dS'$ 和 $\tau dl'$ 。

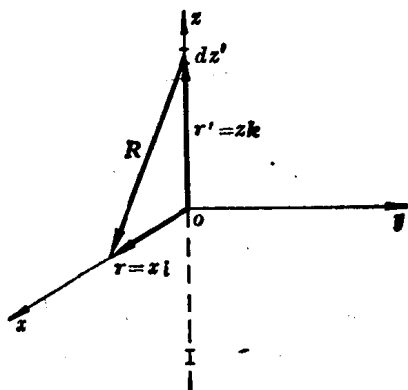
计算电场时, 对于任何电荷分布, 可以把它们分成许多元电荷 dq , 而把每一元电荷看成点电荷。因此, 根据式(1-8), 在无限大真空中, 位于 $(\mathbf{r}')$ 处的元电荷 dq 在场点 $(\mathbf{r})$ 引起的电场强度为

$$d\mathbf{E} = \frac{dq}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \quad (1-10)$$

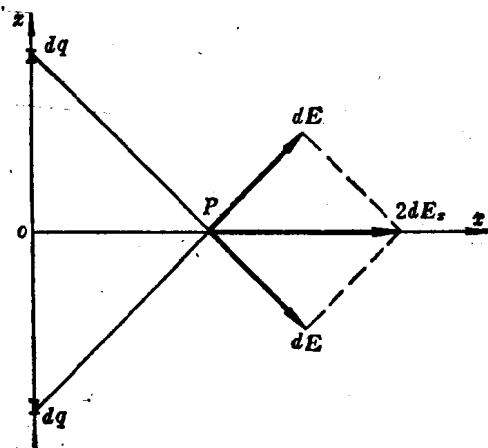
应用迭加原理,全部电荷在场点($\mathbf{r}$)引起的场强即为

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

例 1-1 求图 1-4(a)所示以线密度 τ 均匀分布的无限长线电荷在真空中引起的电场。



(a)



(b)

图 1-4

解 如取圆柱坐标并将无限长线电荷沿 z 轴放置, 则电场将
为子午面对称(或轴对称), 且与 z 坐标无关, 即场强 $\mathbf{E}$ 与圆柱坐
标系中的 α 与 z 均无关。因此, 可在 x 轴上取一场点而不失普遍
性。考虑在 $z' = +l$ 处取元电荷 $dq = \tau dz'$, 同时在 $z' = -l$ 处也取
一元电荷 dq 。从图 1-4(b)可以看出, 两者在 x 轴上任意点 $P(x,$
 $0, 0)$ 上所引起的电场强度的 z 分量互相抵消, x 分量则互相增强。
由于对整个电荷分布都可以这样成对地取元电荷, 最后得到 $E_z = 0$
和 $E = E_x$ 。参阅图 1-4(a), 应用式(1-11), 并取直角坐标, 可得

$$\mathbf{E}(x, 0, 0) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tau(z')}{R^2} \mathbf{R}^0 dz'$$

由于

$$\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}' = x\mathbf{i} - z'\mathbf{k}$$

从而

$$\mathbf{E}(x, 0, 0) = \frac{\tau}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x\mathbf{i} - z'\mathbf{k}}{[x^2 + (z')^2]^{3/2}} dz'$$

其 x 分量

$$E_x(x, 0, 0) = \frac{\tau x}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz'}{[x^2 + (z')^2]^{3/2}}$$

等号右边进行积分后, 应为

$$\frac{\tau x}{4\pi\epsilon_0} \frac{z'}{x^2[x^2 + (z')^2]^{1/2}} \Big|_{-\infty}^{+\infty} = \frac{\tau x}{2\pi\epsilon_0} \frac{z'}{x^2[x^2 + (z')^2]^{1/2}} \Big|_0^{\infty}$$

可写成

$$E_x(x, 0, 0) = \lim_{z' \rightarrow \infty} \left\{ \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 x} \frac{1}{[1 + (x/z')^2]^{1/2}} \right\}$$

最后得

$$E = E_x(x, 0, 0) = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 x}$$

§ 1-2 电 位

1) 上一节介绍了用电场强度向量 $\mathbf{E}$ 表征静电场的特性, 并