

高等学校教材

电介质物理

张良莹 姚 熹 编著



西安交通大学出版社

高等学校教材

电介质物理

张良莹 姚 熹 编著

西安交通大学出版社

内 容 简 介

本书共分七章,前四章系统地描述了各向同性、线性电介质在电场中的物理行为,分别讨论了静电场和变化电场中电介质的极化响应以及气体、液体、固体电介质的电导和击穿;第五、六章讨论各向异性电介质以及电介质中的机、电、热等耦合效应、电介质的自发极化与铁电性质和极化的非线性。第七章简要地讨论了电介质的光学性质,包括电-光、弹-光和非线性光学效应等。本书的侧重点放在弱电场中电介质的行为以及电介质中各种功能效应的讨论。各章均附有习题和主要参考书目。本书系高等学校电子材料与元器件专业教学用书,也可供从事电介质研制和应用的有关科技人员以及大专院校有关专业师生参考。

电 介 质 物 理

张良莹 姚燕 编著

责任编辑 曹晓梅

西安交通大学出版社出版

邮政编码 710049

西安交通大学出版社印刷厂印装

陕西省新华书店经售

*

开本 787×1092 1/32 印张 16.125 字数:342千字

1991年6月第1版 1991年6月第1次印刷

印数:1—1500

ISBN7-5605-0396-9/TN·25 定价:4.15元

出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定,我部承担了全国高等学校、中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力,有关出版社的紧密配合,从1978年至1985年,已编审、出版了两轮教材,正在陆续供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要,贯彻“努力提高教材质量,逐步实现教材多样化,增加不同品种、不同层次、不同学术观点、不同风格、不同改革试验的教材”的精神,我部所属的七个高等学校教材编审委员会和两个中等专业学校教材编审委员会,在总结前两轮教材工作的基础上,结合教育形势的发展和教学改革的需要,制订了1986—1990年的“七五”(第三轮)教材编审出版规划。列入规划的教材、实验教材、教学参考书等近400种选题。这批教材的评选推荐和编写工作由各编委会直接组织进行。

这批教材的书稿,是从通过教学实践、师生反映较好的讲义中经院校推荐,由编审委员会(小组)评选择优产生出来的。广大编审者、各编审委员会和有关出版社为保证教材的出版和提高教材的质量,作出了不懈的努力。

限于水平和经验,这批教材的编审、出版工作还会有缺点和不足之处,希望使用教材的单位、广大教师和同学积极提出批评建议,共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

机械电子工业部电子类教材办公室

前 言

本教材系按电子工业部工科电子类专业 1986—1990 年编审出版规划由电子材料与固体器件教材编审委员会电子材料与器件编审小组征稿,推荐出版,责任编委张福学。

本教材由西安交通大学张良莹、姚熹编写,北京信息工程学院张福学教授担任主审。课程的参考学时数为 72 学时。

本书是根据作者 1984—1990 年期间在西安交通大学讲授《电介质物理学》课程的经验编写而成的。电介质物理学是电子材料与元器件专业的一门重要专业基础课。现代电子技术广泛地使用着各种电介质材料及其器件。随着光电子技术的发展,电介质材料的重要性愈加突出。然而,电介质物理学作为物理学的一个分支却发展得特别缓慢,系统性不强,理论也不成熟。人们对于电介质材料的认识和理解要比对半导体材料和磁性材料差得多。应该说,电介质物理学是一门有待于进一步发展和推进的学科。

作者在编写本书时,充分注意到了这门学科的发展现状,力图适应电子材料与元器件专业的要求,把侧重点放在弱电场中电介质的行为以及电介质中各种功能效应的讨论上。电介质在强电场中的破坏,当然是电介质应用方面非常重要的课题。经多方面的权衡,本书仅对电介质在强电场中的破坏进行了非常简要的讨论。

作者在编写本书时充分意识到这是一本工科学生使用的教材,不是一本专著,更不是电介质研究进展的评述。为此,我们对各章节的内容根据历年的教学经验进行了精选,力求做

到简明、扼要,物理图象和基本概念清楚。一些与材料应用有关的复杂问题未加展开,留待后续课程讨论。但是,另一方面我们也充分注意到学生在学习本课程时所已经具备的有关量子力学、统计物理与热力学、电动力学、固体物理和半导体物理学的知识,力求对所讨论的问题在这些先修课程的基础上,作出解析性的描述,而不只停留在概念上。

本书共分七章,前四章由张良莹编写,后三章由姚熹编写。张良莹对全稿进行了统编和加工。本书所附的习题是由程忠阳根据历年来教学中所用的习题、试题充实、补充编写而成。张彤协助对原稿进行了整理和校核。承蒙北京信息工程学院张福学教授和镇江工学院孙慷副教授审核了原稿,对原稿提出了多处修改意见,作者表示衷心的感谢。

作者还要感谢西安交通大学出版社及有关编辑的帮助和支持,没有他们的耐心,本书是难于及时出版的。

限于作者的理论水平和实际经验,也由于本书是在繁忙的教学与科研工作中间断挤出时间陆续写成,错误和不当之处是难免的,欢迎读者批评、指正。

作者

1990年12月31日于西安交通大学

目 录

第一章 静电场中的电介质

- § 1.1 真空中的静电场 (1)
- § 1.2 电偶极子与电场 (15)
- § 1.3 电介质的极化 (32)
- § 1.4 洛仑兹(Lorentz)有效电场与克劳休斯-莫索缔(Clausius-Mossotti)方程 (53)
- § 1.5 昂沙格(Onsager)有效电场 (61)
- § 1.6 电子弹性位移极化 (65)
- § 1.7 离子弹性位移极化 (81)
- § 1.8 偶极子取向极化 (86)
- § 1.9 晶体中的偶极取向极化 (94)
- § 1.10 各类实际电介质的极化和介电常数 (98)
- 习题 (134)
- 主要参考书目 (139)

第二章 变化电场中的电介质

- § 2.1 电介质的极化过程 (142)
- § 2.2 电介质极化的时域响应 (144)
- § 2.3 电介质极化的频域响应、科拉莫-科略尼克(Kramers-Kroning)关系式 (152)
- § 2.4 复介电常数 (157)
- § 2.5 电介质的等效电路 (161)
- § 2.6 德拜(Debye)弛豫方程 (173)
- § 2.7 极化弛豫的微观机制 (177)

§ 2.8	复介电常数 ϵ_r' 与频率和温度的关系	(193)
§ 2.9	德拜弛豫理论的偏离与修正	(204)
§ 2.10	极化弛豫的普适关系和多体模型	(221)
§ 2.11	电介质的谐振式极化	(229)
	习题	(236)
	主要参考书目	(240)
第三章 气体与液体电介质的电导与击穿		
§ 3.1	电介质中的电荷输运	(243)
§ 3.2	气体的电导和放电	(247)
§ 3.3	液体电介质的电导和击穿	(284)
	习题	(305)
	主要参考书目	(307)
第四章 固体电介质的电导与击穿		
§ 4.1	固体电介质的电导	(309)
§ 4.2	固体电介质的击穿	(335)
	习题	(351)
	主要参考书目	(354)
第五章 晶体的压电性质		
§ 5.1	晶体与压电性	(355)
§ 5.2	晶体的各向异性	(356)
§ 5.3	晶体的机电耦合效应	(371)
§ 5.4	压电振子	(403)
	习题	(409)
	主要参考书目	(410)
第六章 晶体的自发极化与铁电性质		
§ 6.1	自发极化与热释电效应	(412)

§ 6.2	铁电体与电畴	(416)
§ 6.3	电滞回线	(427)
§ 6.4	铁电体的结构相变	(432)
§ 6.5	铁电体的相变热力学	(462)
§ 6.6	反铁电性	(481)
	习题.....	(487)
	主要参考书目.....	(488)

第七章 电介质的光学性质

§ 7.1	折射率与双折射	(490)
§ 7.2	热光效应	(495)
§ 7.3	电光效应	(496)
§ 7.4	弹光效应	(499)
§ 7.5	非线性光学效应	(501)
	习题.....	(504)
	主要参考书目.....	(505)

第一章 静电场中的电介质

§ 1.1 真空中的静电场

1. 库仑定律

库仑定律是通过大量实验总结得到的。这个定律可表述如下：在真空中，两个点电荷之间的引力或斥力（见图 1-1），与两个点电荷所带电量 q_1 和 q_2 的乘积成正比，与两个点电荷间距离大小 r 的平方成反比，其数学式可表达为

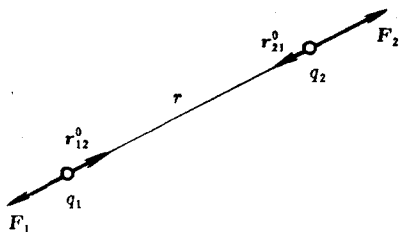


图 1-1 两个点电荷间的作用力

$$\begin{aligned} F_1 &= K \frac{q_1 q_2}{r^2} r_{21}^0 \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} r_{21}^0 \end{aligned} \quad (1-1a)$$

$$F_2 = K \frac{q_1 q_2}{r^2} r_{12}^0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} r_{12}^0 \quad (1-1b)$$

其中 $K = 1/4\pi\epsilon_0$ ，为比例常数， ϵ_0 为真空的介电常数， r_{21}^0 和 r_{12}^0 是沿 r 方向的单位向量， r_{21}^0 是由 q_2 指向 q_1 ， r_{12}^0 是由 q_1 指向 q_2 ， $r_{12}^0 = -r_{21}^0$ ， $r = r r_{12}^0 = -r r_{21}^0$ ， F_1 和 F_2 则分别是作用在点电荷 q_1 和 q_2 上的力，常称库仑力，它们遵守牛顿第三定律： $F_1 =$

$-F_2$ 。

比例常数 K 的数值与式(1-1)中所采用的单位制有关。本书采用国际单位制(简称国际制,符号 SI)。电量的单位为库仑(C),距离的单位为米(m),力的单位为牛顿(N),这时常数 $K = 8.9875 \times 10^9 \text{N} \cdot \text{m}^2/\text{C}^2 \approx 9 \times 10^9 \text{N} \cdot \text{m}^2/\text{C}^2$ 。因此真空的介电常数 ϵ_0 为

$$\begin{aligned}\epsilon_0 &= \frac{1}{4\pi K} \approx \frac{1}{36\pi \times 10^9} \\ &= 8.85 \times 10^{-12} \text{C}^2/\text{N} \cdot \text{m}^2 \\ &= 8.85 \times 10^{-12} \text{F/m}\end{aligned}\quad (1-2)$$

在真空中,若一个点电荷 q 受到其它多个点电荷 $q_1, q_2, \dots, q_i, \dots, q_n$ 的作用,作用在电荷 q 上的力 F 可按库仑定律并应用叠加原理求得,这是因为 ϵ_0 是与作用电荷无关的常量。即可以把真空看成是一种线性媒质,于是有

$$F = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{R_i^2} R_i^0 \quad (1-3)$$

式中 R_i 为 q_i 到 q 的距离, R_i^0 为沿 R_i 方向的单位向量, $R_i = R_i R_i^0$ 。

2. 静电场

一个电荷总要在其周围建立电场,电场是统一的电磁场的一个部分,静电场是由对于观察者来说为静止的,且其电量不随时间变化的电荷引起的电场。将一试验电荷放在空间某一点上,若该电荷受到力的作用,则说明该点有电场存在。

(1) 电场强度 E

由于电场对电荷有力的作用,因此可利用一带电体(试体:电量很小的点电荷)在电场中各点所受到的力来定量地描

述电场。这种描述电场特性的基本场向量称为电场强度 E ，简称场强。它被定义为：

$$E(x, y, z) = \lim_{q_i \rightarrow 0} \frac{F(x, y, z)}{q_i} \quad (1-4)$$

式中 F 表示电量为 $+q_i$ 的点电荷在点 (x, y, z) 处所受的力，显然电场强度的物理意义可表示如下：在电场中某一点上单位正电荷所受到的力。

根据电场强度的定义和库仑定律，可以求得真空中位于坐标原点上的点电荷 q 在离它 r 处的某点上所形成的电场强度 $E(r)$ 为

$$E(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} r^0 \quad (1-5)$$

式中 r^0 为 r 方向的单位向量。

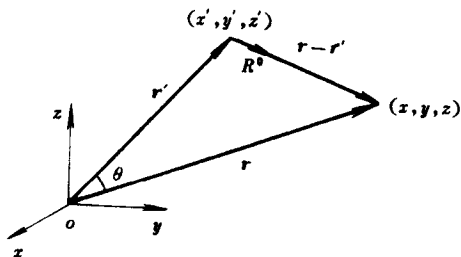


图 1-2 电场中的距离向量关系图

我们把场源所在处称源点并用加撇的坐标 (x', y', z') 或 (r') 表示；把电场中需要确定的场量的点称场点并用坐标 (x, y, z) 或 (r) 表示。由图 1-2 可见， r' 表示从坐标原点到源点的距离向量， r 表示从坐标原点到场点的距离向量，则向量差 R 为

$$R = r - r' \quad (1-6a)$$

R 表示由源点到场点的距离向量,且有

$$R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \quad (1-6b)$$

若以 R^0 表示 R 方向的单位向量,则有

$$R = RR^0 \quad (1-7)$$

$$R^0 = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (1-8)$$

在真空中,若点电荷 q 的坐标为 (r') ,则它对场点 (r) 所形成的电场强度按式(1-5)有

$$\begin{aligned} E(x, y, z) &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)^2} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2} R^0 \end{aligned} \quad (1-9)$$

对于有 n 个点电荷的场源在场点 (r) 引起的电场强度,根据式(1-9)并应用叠加原理有

$$\begin{aligned} E(x, y, z) &= E_1 + \dots + E_k + \dots + E_n \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{k=1}^n q_k \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'_k}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'_k|^3} \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{k=1}^n \frac{q_k}{R_k^2} R_k^0 \end{aligned} \quad (1-10)$$

在真空中,对于连续分布的电荷,无论是体分布,面分布或线分布,都可以把它们分成很多电荷元 dq 。

$$dq = \rho dV', \quad dq = \sigma dA', \quad dq = \tau dL'$$

其中 ρ 、 σ 和 τ 分别为体、面、线电荷密度。它们在场点 (r) 引起的电场强度 dE 为

$$dE = \frac{dq}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} = \frac{dq}{4\pi\epsilon_0 R^2} R^0 \quad (1-11)$$

对于连续分布的电荷所引起的场强则有

$$E(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dq = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{R^0}{R^2} dq \quad (1-12)$$

电场强度的单位按以上公式可以推出

$$\begin{aligned} [E] &= C/(F/m) \cdot m^2 \\ &= C/F \cdot m = V/m \end{aligned}$$

为了使电场形象化,通常用电场强度线(E 线)来描述电场的分布, E 线是想象的一种曲线,曲线上每一点的切线方向就是该点的电场强度方向(电场方向),并可用 E 线分布的疏密来表示电场的强弱。

(2) 电位

① 电场强度 E 的线积分 在静电场中,将试体 q_i 沿某一路线从 P 点移至 Q 点电场力所作的功 W_{PQ} 与 q_i 的比值定义为由 P 点到 Q 点的电位差。以 U_{PQ} 表示

$$U_{PQ} = \frac{W_{PQ}}{q_i} = \int_P^Q \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (1-13)$$

上式表明,静电场中两点间的电位差等于从一点到一点移动单位正电荷电场力所作的功。在 SI 制中,电位差的单位是伏特(V)。

可以证明,在静电场中,任意两点间的电位差只与两点的位置有关,而与所取路线无关。例如,在一个点电荷 q 形成的电场中, P 、 Q 两点间的电位差 U_{PQ} 的表示式,可用式(1-9)代入式(1-13)得到

$$\begin{aligned} U_{PQ} &= \int_P^Q \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2} R^0 \cdot d\mathbf{l} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_{R_P}^{R_Q} \frac{dR}{R^2} \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R_P} - \frac{1}{R_Q} \right) \end{aligned} \quad (1-14)$$

其中 R_P 和 R_Q 分别为 P 、 Q 两点与点电荷 q 的距离。由上式可

见 U_{PQ} 与所取积分路线无关。

由上式所示的静电场特性,很容易得到以下关系式:

$$\oint E \cdot dl = 0 \quad (1-15)$$

即 E 的环路积分恒等于零。这就是说,在静电场中,将一个单位正电荷沿任一闭合路径移动一周,电场力所作的功为零。这表明,静电场是保守场。

② 电位 根据静电场的守恒性质,如果选定某一点 Q 为参考点,则定义电场中任一点 P 的电位 φ_P 为

$$\varphi_P = \int_P^Q E \cdot dl \quad (1-16)$$

电场中其它各点都可以通过式(1-16)获得单一的值。电位也是描述静电场特性的场量,而且是一个标量,因此在计算时比场强 E 矢量要方便得多,电位的单位也是伏特 V 。

显然参考点的电位为零

$$\varphi_Q = \int_Q^Q E \cdot dl = 0 \quad (1-17)$$

在理论上常选取无限远处作为参考点。这时任意点 P 的电位可表示为

$$\varphi_P = \int_P^\infty E \cdot dl \quad (1-18)$$

但在实际工作中往往把大地作为参考点,用导体与大地相连。这样,电场中某点的电位就等于单位正电荷自该点移至无限远处或接地导体上时电场力所作的功。

在真空中,一个位于原点的点电荷 q 在场点 (r) 形成的电位 $\varphi(r)$,可将式(1-5)代入上式得到

$$\varphi(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1-19)$$

若该点电荷所在点的坐标为 (r') , 则场点 (r) 上的电位 $\varphi(r)$ 将由式(1-9)代入式(1-18)中得到

$$\varphi(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 |r - r'|} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} \quad (1-20)$$

对于 n 个点电荷的场源, 它在场点 (r) 的电位根据上式并应用叠加原理可得

$$\begin{aligned} \varphi(r) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{|r - r'_i|} \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{R_i} \end{aligned} \quad (1-21)$$

对于具有体分布电荷的场源, 若体电荷密度为 $\rho(r')$, 经在场点 (r) 的电位可表示为

$$\begin{aligned} \varphi(r) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{V'} \frac{\rho(r')}{|r - r'|} dV' \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{V'} \frac{\rho(r')}{R} dV' \end{aligned} \quad (1-22)$$

如果电荷连续分布在表面 A' 上, 其面电荷密度为 $\sigma(r')$, 则在场点 (r) 处的电位可表示为

$$\varphi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{A'} \frac{\sigma(r')}{R} dA' \quad (1-23)$$

根据电位的定义, 显然有

$$\begin{aligned} U_{PQ} &= \int_P^Q E \cdot dl = \int_P^\infty E \cdot dl + \int_\infty^Q E \cdot dl \\ &= \int_P^\infty E \cdot dl - \int_Q^\infty E \cdot dl = \varphi_P - \varphi_Q \end{aligned} \quad (1-24)$$

在静电场中, 由电位相同的点构成的曲面称为等位面。其方程为

$$\varphi(x, y, z) = \text{常量}$$

等位面和 E 线处处正交, 等电位线(等位面与水平面的交线)与 E 线一样常常被用来形象地描述电场的分布。等电位线愈密, 场强愈大。

③ 电场强度 E 的环路积分及其微分形式 引用斯托克斯定理可以把电场强度 E 的环路积分所表现的电场属性用微分形式表示。斯托克斯定理把矢量函数的线积分和矢量函数旋度的面积分联系在一起。

任一矢量函数 F 在某一点的旋度 $\text{rot}F$ 在 n° 方向的分量可定义为

$$(\text{rot}F) \cdot n^\circ = \lim_{A_i \rightarrow 0} \frac{\oint F \cdot dl_i}{A_i} \quad (1-25)$$

式中 l_i 为小环路, A_i 则为 l_i 所围绕的面积, 被考察的点包含在其中。由上式可见, $\text{rot}F$ 在 n° 方向的分量就是 F 沿 l_i 的环路积分与小环路面积 A_i 之比在 $A_i \rightarrow 0$ 时的极限。

对于 F 的环路积分, 如将大环路 l 分成 n 个小环路 l_i (见图 1-3), 则有

$$\oint_l F \cdot dl = \sum_{i=1}^n A_i \left[\frac{\oint_{l_i} F \cdot dl_i}{A_i} \right] \quad (1-26)$$

在 $n \rightarrow \infty, A_i \rightarrow 0$ 的极限情况下, 式中等号右端括号内的部分就与式(1-25)右端相同, 这时式中的求和变为面积分

$$\oint_l F \cdot dl = \int_A \text{rot}F \cdot dA \quad (1-27)$$

式中 A 为围绕在 l 中的面积, 这就是斯托克斯定理。

对式(1-15)引用斯托克斯定理有

$$\oint_l E \cdot dl = \int_A \text{rot}E \cdot dA \equiv 0 \quad (1-28)$$