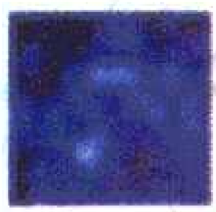
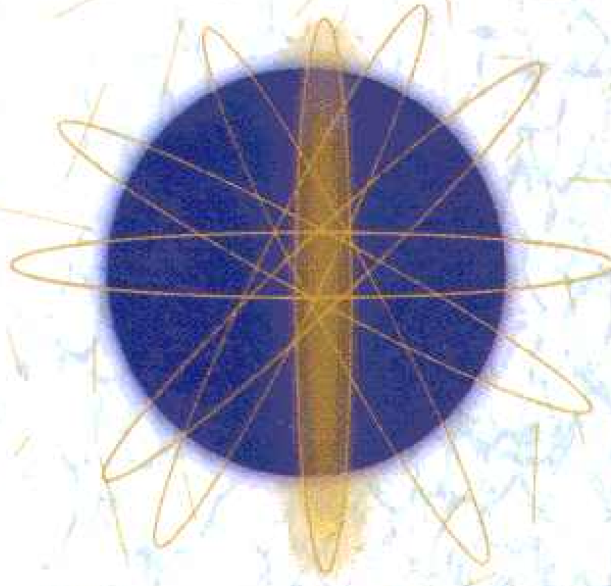
电介质物理基础

孙目珍　编著





华南理工大学出版社

电介质物理基础

孙目珍　编著

华南理工大学出版社
·广州·

图书在版编目(CIP)数据

电介质物理基础/孙目珍编著.—广州:华南理工大学出版社,2000.3
ISBN 7-5623-1498-5

Ⅰ.电…
Ⅱ.孙…
Ⅲ.电介质-物理-高等学校教材
Ⅳ.O4

华南理工大学出版社出版发行
(广州五山　邮编 510640)
责任编辑　吴兆强
各地新华书店经销
华南理工大学印刷厂印装
*
2000 年 3 月第 1 版　2000 年 3 月第 1 次印刷
开本:850×1168　1/32　印张:9.875　字数:248 千
印数:1—1000 册
定价:20.00 元

前　言

本书是根据原电子工业部全国电子信息类各专业教学指导委员会制定的《1996～2000年全国电子信息类专业教材编审出版规划》要求编写，并经专业教学指导委员会评审通过而列入规划的教材。

本书的前四章由孙目珍老师编写，第五章由刘付德老师编写，西安交通大学任巍教授负责审稿。

电介质物理基础是材料学科中电子材料科学技术专业的基础理论课和必修课之一。为了更好地反映本学科的发展和最新的研究成果，适合本专业教学的要求，在原有教材的基础上进行了调整，删减和增加了部分章节。例如，新增编的第一章中的关于静电学基础的简要论述；70年代后发展起来，作为研究电子材料的介电和导电行为与材料中带电粒子的类型、性质、数量以及它们所处的状态、分布情况密切相关的方法——热刺激松弛理论也作了必要的论述。对其研究和应用方面的重视，在一定的程度上扩展了电介质理论。

全书分为五章。第一章，电介质的极化，从宏观和微观两种不同的分析角度讨论了电介质极化的机理，对电子位移极化、离子位移极化、偶极子转向极化、热离子松弛极化、空间电荷极化的机理进行了讨论，导出各类极化所遵守的规律。第二章，电介质的损耗，对电介质在静电场、交变电场和脉冲电场作用下的各种响应分别作了讨论和分析。第三章，电介质的电导和击穿，这是电介质在弱电场和强电场作用下的两种不同的介电行为，叙述了气体、固体电介质的电导和击穿。第四章，铁电晶体，主要对钛酸钡、酒石酸

钾钠晶体的铁电起因依各自晶体结构的模型，从理论上解释、推导出铁电晶体的特性以及自发极化的微观机理，并对铁电体的热力学理论加以论述。第五章，电介质的热刺激松弛理论及其应用，介绍不同松弛时间的偶极子热刺激松弛特性、分布时间的测量、热刺激电流的应用。另在各章节的后面附有适量的习题练习。

本书可作为高等工科院校电子材料科学技术、功能材料、技术陶瓷、电子元器件专业以及相关学科专业的大专、大学本科和研究生的教科书和学习指导用书，也可供相关专业的教师、研究人员和工程技术人员学习与参考之用。

由于编者的经验和水平有限，书中不妥之处，敬请读者批评指正。另对本书的出版工作给予多方帮助的徐卓副教授、李心平副教授和其他的老师、同事们表示衷心的感谢！

编　者

1999 年 6 月

第一章　电介质的极化

第一节　真空中的静电场

一、库仑定律

在静电学的研究中，我们经常要用到点电荷的概念，点电荷是带电体的理想模型。在实际情况下，只有当带电体的形状、大小可以忽略不计时，才可把带电体当作点电荷。

在真空中，q_1、q_2 两个点电荷之间的相互作用力的方向沿着这两个点电荷的连线，同号电荷相斥，异号电荷相吸，作用力的大小与电荷量 q_1 和 q_2 的乘积成正比，而与这两个点电荷之间的距离 r 的平方成反比，这就是库仑定律。用公式表示为

$$|\boldsymbol{F}_{12}| = |\boldsymbol{F}_{21}| = k\frac{|q_1 q_2|}{r_{12}^2}$$

式中，k 是比例常数，$\boldsymbol{F}_{12}$、$\boldsymbol{F}_{21}$ 分别表示 q_2 对 q_1，q_1 对 q_2 的作用力，其大小相等，方向相反。也可用矢量式表示：

$$\boldsymbol{F}_{21} = -\boldsymbol{F}_{12} = k\frac{q_1 q_2}{r_{12}^3}\boldsymbol{r}_{12}$$

式中，$\boldsymbol{r}_{12}$ 是由点电荷 q_1 至点电荷 q_2 所作的矢径。q_1、q_2 同号时，如图 1-1(a)所示，$\boldsymbol{F}_{21}$ 与矢径 $\boldsymbol{r}_{12}$ 方向相同，说明 q_1 和 q_2 之间的作用力为斥力；q_1、q_2 异号时，如图 1-1(b)所示，$\boldsymbol{F}_{21}$ 与矢径 $\boldsymbol{r}_{12}$ 方向相反，说明 q_1 和 q_2 之间的作用力为引力。因此，上述矢量式同时

给出了作用力的大小和方向。

在国际单位制中，库仑定律公式中的比例系数为：$k = 8.9880 \times 10^9\ \mathrm{N \cdot m^2/C^2} \approx 9 \times 10^9\ \mathrm{N \cdot m^2/C^2}$。通常，人们引入新的恒量 ε_0 来代替 k，令 $k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$，于是，真空中库仑定律就可以写成：

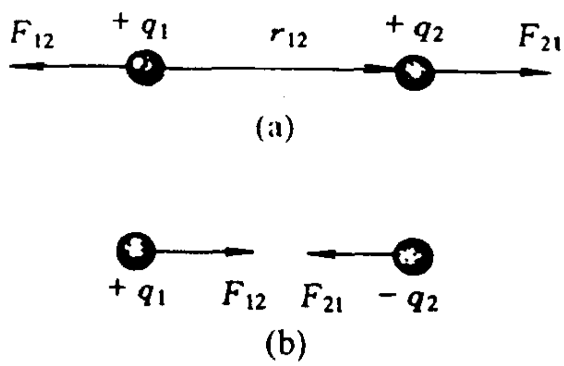


图 1-1　两个点电荷之间的作用力

$$|\boldsymbol{F}_{21}| = |\boldsymbol{F}_{12}| = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \tag{1-1}$$

$$\boldsymbol{F}_{21} = -\boldsymbol{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r_{12}^3}\boldsymbol{r}_{12} \tag{1-2}$$

式中，恒量 ε_0 称为真空介电系数，数值如下：

$$\begin{aligned}\varepsilon_0 &= \frac{1}{4\pi k} = \frac{1}{4\pi \times 9 \times 10^9} \\ &= 8.85 \times 10^{-12}(\mathrm{C^2/N \cdot m^2}) \\ &= 8.85 \times 10^{-12}(\mathrm{F/m})\end{aligned} \tag{1-3}$$

二、电场强度

人们在长期的实践中，逐步认识到带电体周围存在着电场，其他带电体所受到的电性力（或称静电力、库仑力）是由电场给予的。电场对电荷的作用力称为电场力。

相对于观察者为静止的带电体周围存在着电场，称为静电场。

静电场的性质主要有：

(1)引入电场中的任何带电体，都受到电场力的作用。

(2)当带电体在电场中移动时,电场力对带电体作功,表明电场具有能量。

为了了解电场中任一点处电场的性质,用点电荷进行研究。实验研究指出,点电荷在电场中某点所受到的力,不仅与点电荷所在点的电场性质有关,且与点电荷的电量有关。所以可用点电荷所受到的力和点电荷所带电量之比作为描述静电场中给定点的客观性质的一个物理量,称为电场强度或场强,即

$$\boldsymbol{E} = \frac{\boldsymbol{F}}{q_0} \tag{1-4}$$

场强 $\boldsymbol{E}$ 是矢量。当点电荷为一个单位电量正电荷时,$\boldsymbol{E}$ 与 $\boldsymbol{F}$ 量值相等。说明电场中某点的电场强度在量值上和方向上等于一个单位正电荷在该点所受到的力。

在国际单位制中,力的单位为牛顿(N),电量的单位为库仑(C),场强的单位是牛/库(N/C)。也可写成伏/米(V/m)。

电场的基本性质之一是场强叠加原理:电场中任一点的总场强等于各个点电荷在该点各自产生的场强的矢量和:

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_1 + \boldsymbol{E}_2 + \boldsymbol{E}_3 + \cdots + \boldsymbol{E}_n \tag{1-5}$$

利用这个原理,可以计算任意带电体所产生的场强,下面说明点电荷中场强计算的方法。

设在真空中有一点电荷 q,则其周围电场中某点 p 的场强可由式(1-4)、(1-2)求得。假设在距点电荷 q 为 r 的 p 处放一试验电荷 q_0,则 q_0 所受到的力为

$$\boldsymbol{F} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r^3}\boldsymbol{r}$$

式中,$\boldsymbol{r}$ 是由点电荷 q 到 p 点的矢径。p 点的场强为

$$\boldsymbol{E} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\boldsymbol{r} \tag{1-6}$$

由上式可知,在点电荷 q 的电场中,任一点的场强的大小,与点电

荷的电量 q 成正比,与点电荷 q 到该点的距离 r 的平方成反比。

若电场是由若干个点电荷 $q_1,q_2,\cdots,q_n$ 共同产生的,并设各点电荷到 p 点的矢径分别为 $\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2,\cdots,\boldsymbol{r}_n$,则各点电荷在 p 点处产生的场强分别为

$$\boldsymbol{E}_1=\frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0 r_1^3}\boldsymbol{r}_1,\quad \boldsymbol{E}_2=\frac{q_2}{4\pi\varepsilon_0 r_2^3}\boldsymbol{r}_2,\cdots,\quad \boldsymbol{E}_n=\frac{q_n}{4\pi\varepsilon_0 r_n^3}\boldsymbol{r}_n$$

应用电场叠加原理,这些点电荷各自在 p 点所产生的场强的矢量和就是 p 点处的总场强。

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_1+\boldsymbol{E}_2+\cdots+\boldsymbol{E}_n=\sum_{i=1}^{n}\frac{q_i}{4\pi\varepsilon_0 r_i^3}\boldsymbol{r}_i \tag{1-7}$$

三、高斯定理

库仑定律和高斯定理是静电学中的基本定律,高斯定理由库仑定律和场强叠加原理导出。

以 q 所在点为中心,取任意长 r 为半径,作一球面包围这一点电荷 q,则球面上任一点的电场强度 $\boldsymbol{E}$ 的大小都是$\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$,方向沿矢径 $\boldsymbol{r}$ 的方向,处处与球面垂直(设 q 为正电荷),如图 1-2。

通过这球面的电通量为

$$\begin{aligned}\Phi&=\oint_S\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\mathrm{d}S\\&=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\oint_S\mathrm{d}S\\&=\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}4\pi r^2=\frac{q}{\varepsilon_0}\end{aligned} \tag{1-8}$$

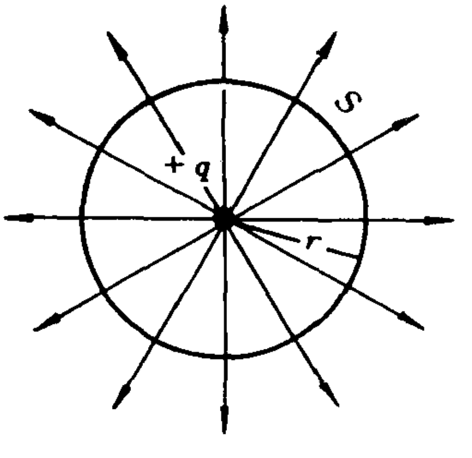


图 1-2 球面 S 上通过的电通量

这一结果与所取球面的半径无关,也就说明以 q 为中心的任意闭合球面通过球面的电通量的量值都等于$\frac{q}{\varepsilon_0}$。

依据电场叠加原理,这一结果可推广到任意带电系统的静电场。当闭合曲面内存在不只一个点电荷时,上式就可写成:

$$\Phi = \oint_S E\cos\theta \mathrm{d}S = \oint_S E\mathrm{d}S = \frac{\sum_i^n q_i}{\varepsilon_0} \tag{1-9}$$

上式表示,在真空中的任何静电场中,通过任一闭合曲面的电通量等于这闭合曲面所包围的电荷的代数和的 ε_0 分之一。它以一个积分形式的数字公式,揭示了静电场中场强的分布规律。

当闭合面内的电荷为连续分布时,则

$$\Phi = \oint_S E\mathrm{d}S = \frac{\int \mathrm{d}q}{\varepsilon_0} \tag{1-10}$$

当电荷呈体分布时,设电荷体密度为 $\rho(x、y、z)$,则

$$\Phi = \oint_S E\mathrm{d}S = \frac{\int_V \rho \mathrm{d}V}{\varepsilon_0} \tag{1-11}$$

四、高斯定理的应用

1. 均匀带电球面的电场

设一球,半径为 r,球表面均匀带电,电荷为 q,如图 1-3 所示。过球内 p_1 点作半径为 r_1 的辅助球面 $S_1(r_1 < R)$,球面积等于 $4\pi r_1^2$。电荷分布对球心 O 是球对称的,可以确定球面 S_1 上各点场强也是球对称的。设场强为 E_1,场强方向沿半径方向,场强的量值相等。因此,球面 S_1 的电通量为 $4\pi r_1^2 E_1$。已知球面 S_1 所包围的电荷为零,据高斯定理得:

$$E_1 = 0 \quad (1\text{-}12)$$

所以，对均匀带电的球面来说，球内任何点的场强等于零。

过球外 p_2 点作半径为 r_2 的辅助球面 S_2（$r_2 > R$），球面积等于 $4\pi r_2^2$。设场强为 E_2，对应地，通过球面的电通量为 $4\pi r_2^2 E_2$，已知球面 S_2 所包围的电荷为 q，据高斯定理得：

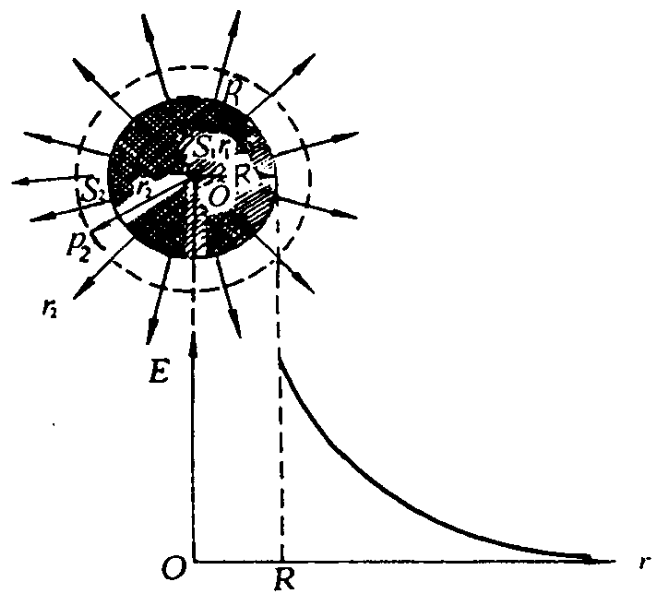


图 1-3　均匀带电球面的场强

$$4\pi r_2^2 E_2 = \frac{q}{\varepsilon_0}$$

即
$$E_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r_2^2} \quad (1\text{-}13)$$

可见，均匀带电的球面，对球外各点的作用，正如球面上所带电荷全部集中在球心处的一个点电荷一样。场强与距离的关系如图 1-3 所示。

同样的道理，对于半径为 R、电量为 q 的均匀带电球体的电场，用同样的方法可以得到在球外任一点的场强为

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \quad (1\text{-}14)$$

球内任一点的场强为

$$4\pi r^2 E = \frac{q'}{\varepsilon_0}$$

式中，q' 是半径为 r 的球所包围的电荷，因此

$$q' = \rho \frac{4}{3}\pi r^3$$

式中，ρ 是电荷体密度，且

$$\rho = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

所以

$$q' = \frac{r^3}{R^3}q$$

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 R^3}r \tag{1-15}$$

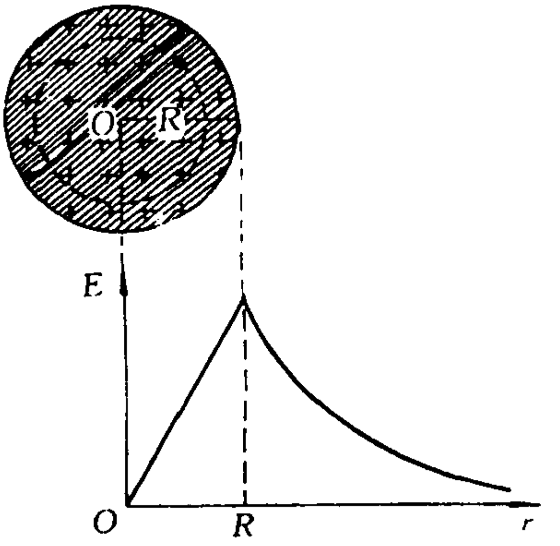


图 1-4 均匀带电球体的场强

场强 E 随距离 r 的变化如图 1-4 所示。

2.“无限大”均匀带电平面的电场

有一很大的均匀带电平面，平面上的电荷密度为 σ。由电荷分布的对称性可以确定，在靠近平面的中部而距离平面不远的区域内，电场是均匀的，场强的方向与平面垂直，如图 1-5 所示。上述这一区域内的电场称为“无限大”均匀带电平面的电场。

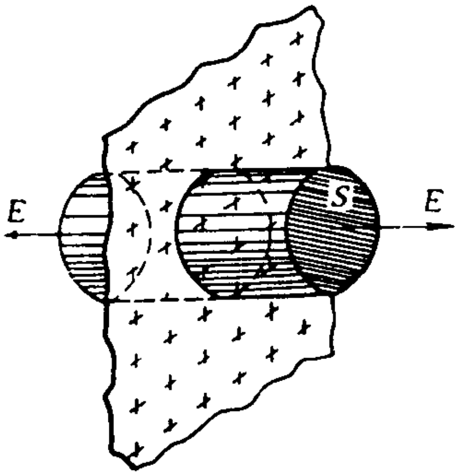


图 1-5 “无限大”均匀带电平面的电场

如作一封闭圆柱面，轴线与平面相交，底面积为 S。此时，通过两底面的电力线与底面相

交，且都是向外（设 σ 为正电荷），通过圆柱侧面的电通量为零。设 E 为两底面上的电场强度，则通过两底面的电通量为 $ES+ES$，圆柱面内所包围的总电荷为 σS。据高斯定理得：

$$ES + ES = \frac{\sigma S}{\varepsilon_0}$$

得：

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \tag{1-16}$$

可见，在“无限大”均匀带电平面的电场中，各点的场强与离开平面的距离无关。

3．两平行极板间的电场

依电场叠加原理，两平行板任一点的电场 $\boldsymbol{E}$ 是每一平板各自产生的场强 $\boldsymbol{E}_A$ 和 $\boldsymbol{E}_B$ 的矢量和。

设 A 和 B 两个平行板，板面的线度比两板间的距离大得多，如图 1-6。极板 A、B 均匀地带正、负电荷，电荷面密度为 $+\sigma$、$-\sigma$。依电场叠加原理，两平行板任一点的电场 $\boldsymbol{E}$ 是每一平板各自产生的场强 $\boldsymbol{E}_A$、$\boldsymbol{E}_B$ 的矢量和：

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_A + \boldsymbol{E}_B$$

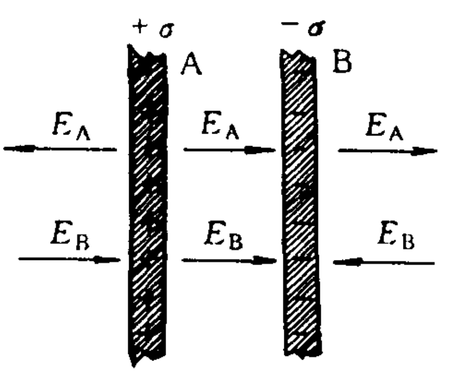


图 1-6 “无限大”均匀带电平行板的电场

两平行板之间，场强 E_A 和 E_B 都由 A 板（荷正电）指向 B 板（荷负电），所以任一点的场强为

$$E = E_A + E_B = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} + \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \tag{1-17}$$

在两平行板的外侧，E_A、E_B 是彼此反方向的，任一点的场强为

$$E = E_A - E_B = 0 \tag{1-18}$$

因此，在两块平行板均匀地分别带有等值正、负电荷时，如果

极板的线度远大于两极板间距离，则除边缘附近外，电场全部集中在两极板之间并且是匀强的。

五、电偶极子

两个大小相等的正、负电荷（$+q$ 和 $-q$），相距为 L，L 较讨论中所涉及到的距离小得多。这一电荷系统就称为电偶极子。连接两电荷的直线称为电偶极子的轴线。取从负电荷到正电荷的矢径 $\boldsymbol{L}$ 的方向作轴线的正方向。电量 q 与矢径 $\boldsymbol{L}$ 的乘积定义为电矩，电矩是矢量，用 $\boldsymbol{\mu}$ 表示，即

$$\boldsymbol{\mu} = q \cdot \boldsymbol{L} \tag{1-19}$$

电偶极子是一个重要的概念，在研究电磁波的发射与吸收、电介质的极化等问题时，都要用到电偶极子的概念。

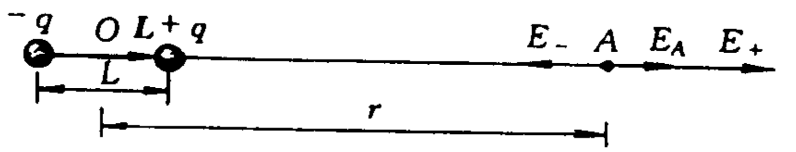


图 1-7　电偶极子轴线上的场强

可以计算电偶极子轴线的延长线上某点 A 的场强，如图 1-7 所示。

$$E_A = E_+ + E_-$$

$$= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{q}{\left(r-\frac{L}{2}\right)^2} - \frac{q}{\left(r+\frac{L}{2}\right)^2}\right]$$

$$= \frac{2qrL}{4\pi\varepsilon_0 r^4\left(r-\frac{L}{2r}\right)^2\left(r+\frac{L}{2r}\right)^2}$$

因为，$r \gg L$，所以

$$E_A = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2qL}{r^3} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{2\mu}{r^3} \tag{1-20}$$

电偶极子的中垂线上某点 B 的场强，如图 1-8 所示。

$$E_B = E_+\cos\alpha + E_-\cos\alpha$$

$$= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{qL}{\left(r^2+\frac{L}{4}\right)^{3/2}}\right]$$

由于 $r \gg L$，所以

$$E_B = \frac{qL}{4\pi\varepsilon_0 r^3} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\mu}{r^3} \qquad (1\text{-}21)$$

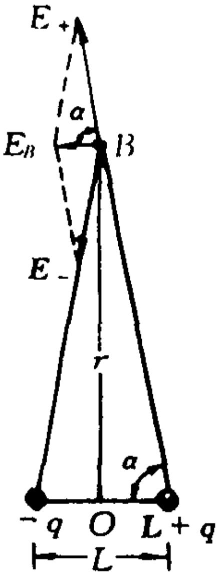


图 1-8 电偶极子中垂线上的场强

六、电感应强度

将一块极小且不带电的绝缘金属板（感应板）放到静电场中，在金属板表面就会感应出电荷。对无限均匀的电介质中的电场，当金属板的法线与该点场强 E 的方向平行时，感应板上感应电荷密度最大；当金属板的法线与该点电场强度 E 的方向垂直时，感应板上感应的电荷密度为零，且最大感应电荷密度 σ_m 与该点场强 E 的比值等于$\varepsilon_0\varepsilon_r$，$\varepsilon_r$ 为电介质的相对介电系数，ε_0 为真空介电系数。为了表征静电场中各点具有使导体产生静电感应的特性，用电感应强度 D 表示。电场中某一点的电感应强度 D 在数值上等于感应板置于该点感应的最大电荷密度σ_m，方向垂直于感应电荷密度最大时的感应板面，即与该点电场强度方向相同，其数学表达式为

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon_0\varepsilon_r\boldsymbol{E} \qquad (1\text{-}22)$$

对于由 m 个点电荷产生的电场：

$$\boldsymbol{D} = \frac{1}{4\pi}\sum_{j=1}^{m}\frac{q_j}{r_j^3}\boldsymbol{r}_j \qquad (1\text{-}23)$$

由上式可知，电场中各点的电感应强度由产生电场的电荷的大小

及分布状态决定，与电场所在的电介质无关。与此相反，电场中各点的电场强度不仅与产生电场的电荷大小和分布状态有关，且与电场所在的电介质的特性有关。

七、电势

电场中某点的电势在量值上等于单位正电荷放在该点处时的电势能，也等于单位正电荷从该点经过任意路径到无限远处时电场力所作的功。电势是标量，有正、负值之别。

在静电场中，

$$V_a = \frac{W_a}{q_0} = \int_a^{\infty} E\mathrm{d}L \tag{1-24}$$

式中，$q_0 = +1$ 时，$V_a = W_a$，任意两点 a 和 b 的电势差，通常称为电压，其数学式为

$$V_a - V_b = \int_a^{\infty} E\mathrm{d}L - \int_b^{\infty} E\mathrm{d}L = \int_a^{b} E\mathrm{d}L \tag{1-25}$$

也就是说，在静电场中，a、b 两点的电势差等于单位正电荷在电场中从 a 点经过任意路径到达 b 点时电场力所作的功。所以当任意一电荷 q_0 在电场中从 a 点移至 b 点时，电场力所作的功可用电势差来表示

$$A_{ab} = q_0(V_a - V_b) \tag{1-26}$$

在计算一个有限大小的带电体所产生的电场中各点的电势时，往往选取无限远处一点的电势为零。

1. 点电荷电场中的电势

$$V_p = \frac{W_p}{q_0}, \qquad W_p = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

因此

$$V_p = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r} \tag{1-27}$$

2. 点电荷系电场中的电势

由电场叠加原理可知，在点电荷系 $q_1,q_2,\cdots,q_n$ 的电场中，某点 p 的电势为

$$
\begin{aligned}
V_p &= \int_p^{\infty} E\mathrm{d}L + \int_b^{\infty} E_1\mathrm{d}L + \int_b^{\infty} E_2\mathrm{d}L + \cdots + \int_a^{\infty} E_n\mathrm{d}L \\
&= \sum_{i=1}^{n}\int_p^{\infty} E_i\mathrm{d}L \\
&= \sum_{i=1}^{n}\frac{q_i}{4\pi\varepsilon_0 r_i} \qquad (1\text{-}28)
\end{aligned}
$$

3. 带电体中的电势

对于电荷连续分布的带电体电场中某点的电势，只要将(1-28)式以积分形式表示就可以了。设 $\mathrm{d}q$ 为带电体上任一电荷元的电量，r 为 $\mathrm{d}q$ 到给定点 p 的距离，则 p 点的电势为

$$V_p = \int \frac{\mathrm{d}q}{4\pi\varepsilon_0 r} \qquad (1\text{-}29)$$

4. 电场强度与电势梯度的关系

电场中某点的电势梯度矢量，在方向上与该点处电势增加率最大的方向相同，在量值上等于沿该方向的增加率：

$$\mathrm{grad}\boldsymbol{V} = \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}n}\boldsymbol{n} \qquad (1\text{-}30)$$

$\boldsymbol{n}$ 表示法线方向上的单位矢量。

可以证明，在电场中各点的场强大小等于该点电势梯度的大小，场强方向与电势梯度相反。

$$\boldsymbol{E} = -\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}n}\boldsymbol{n} = -\mathrm{grad}\boldsymbol{V} \qquad (1\text{-}31)$$

$\mathrm{grad}\boldsymbol{V}$ 读作“V 的梯度”。如果对上式在任意的 $\mathrm{d}L$ 方向上取分量，就可以看出，电场强度 $\boldsymbol{E}$ 在 $\mathrm{d}L$ 方向上的分量 $\boldsymbol{E}_L$ 应等于电势梯度矢量在 $\mathrm{d}L$ 的分量的负值，即