高等学校教学参考书

电工基础

（修订本）

下　册

俞大光　编

人民教育出版社

本书原是根据1962年教育部颁发的"电工基础教学大纲"修订的，现又根据1980年6月电工教材编审委员会的意见作了修改和补充。修改后的本书内容基本符合1980年8月教育部颁发的高等工业学校四年制电类专业《电磁场教学大纲》，可作为该专业的教学参考书。

本书系俞大光编《电工基础(修订本)》的下册。上、中册早于1964年出版，1981年初又予重印。上、中册内容为线性电路中的稳定状态、非线性电路与磁路中的移定状态电路中的过渡过程、分布参数电路。本书为电磁场原理部分，具体内容有静电场、导电媒质中的恒定电场、恒定磁场、时变电磁场。

本书穿插编入了135个习题，书末并附有答案。

责任编辑 谭骏云

高等学校教学参考书

电 工 基 础

(修订本)

下 册

俞大光 编

*

人民教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

人民教育出版社印刷厂印装

*

开本 850×1168 1/32 印张 10.375 字数 250,000

1961年7月第1版

1981年6月第2版 1982年2月第9次印刷

印数 71,501—108,000

书号15012·0335 定价 1.05 元

再版序言

本书上、中册修订再版以后，曾经按照当时的教材规划紧接着进行了下册的修订工作。修订稿完成之后，业经黄宏嘉和江泽佳两同志审阅并提出了许多宝贵意见。在正准备召开教材审查会议的时候，受到了文化大革命运动的冲击，一切工作就这样搁下了。去年六月电工教材编委会议讨论教材规划时，又决定将搁下的这本教材修订本，作为教学参考书继续出版。

本书以前的修订，主要是根据1962年5月审定的“电工基础教学大纲(试行草案)”(240学时)，同时吸取了各方读者提出的许多建设性意见，结合本人及哈尔滨工业大学电工基础教研室在教学实践中的一些体会进行的，并力求贯彻少而精的教学原则。

具体说来，本书删除了介质极化和物质磁化等内容，把镜象法中的繁琐内容去掉了；充实了一些位场近似计算的方法和模拟造型等内容，补充了平面电磁波在理想导电平面上的反射，举出一些应用实例说明各种正交坐标制中场的微分方程的求解。本书并把一些次要内容改用小字排印以供教学时按照实际情况决定取舍。包括例题习题在内，全书小字体篇幅约占40%。例如位场方程的解法实例，对两媒质分界平面以及对球面的镜象法，应用解析复函数解平行平面场，三相输电线的电感及电容，计算电感的分段法，磁通及电流的趋肤效应的计算等等。

和上、中册的修订本一样，本书穿插编入了135个习题，并在书末附有计算题的答案，以供读者自行检查之用。在每章之末列有提要，用简短文字概括全章重点，以利读者复习时分清主

次。

由于本书修订稿完成之后经历了十六年的漫长时间，在这段时间里计算机已日益发展普及，实际上已成为科研设计中十分重要的现代化工具。电磁场的近似计算，由于要获得满意的精度所遇到的计算量过大的困难，已被借助计算机而迎刃解决。而本书在这方面的内容则显得有些不足。为弥补这个缺陷，根据哈尔滨工业大学电工基础教研室近几年来的实践，已由该室马国强同志补写了有限元法简介。为了加深读者对电磁波在介质中传播规律的认识，由编者补写了电磁波在理想介质分界面上的反射和折射。这些均以附录形式编入书末，作为教学中可机动取舍的内容，此外，为了加深位场方程边值问题解答唯一性定理的理解，在正文中以小字体形式补充了该定理的简短证明。

作了这少量补充之后，使本书内容基本上符合去年六月电工教材编委会议制定的高等工业学校四年制电类(不包括无线电类)专业适用的《电磁场》教学大纲。其中极化磁化应理解为属于物理学中应学习的内容，不必写在电磁场课程的教材内。此外尚有超导体的磁场及运动系统中的电磁场等可删节的内容（大纲中带*号的）和已编入本书中册(修订本)的均匀传输线内容，本书没有编入。其余内容则在本书中都已包括进去了。

由于编者调离教学岗位已久，加之水平有限，而本书基本上是1965年以前完成修订的，所以对目前的教学要求和适应现代科学技术发展方面说来，本书必然还存在着较大的差距，敬希各方面给予批评和指教。本书的修订工作，承哈尔滨工业大学电工基础教研室的大力支持，特别是周长源、马国强两同志承担了书稿的全部具体修订整理工作，又承该校教材科组织力量代为绘制插图。上海科技大学黄宏嘉同志和重庆大学江泽佳同志在审阅中除提出了修订稿的主要优缺点外，还提出了很多具体意见。这些都对本书的

出版起到了重要作用。编者谨向以上各单位和同志们致以衷心的谢意。

俞大光

1981 年 4 月

下 册 目 录

第五编　电磁场原理

引　言

电磁场原理是研究自然界及电工技术领域的一切电磁现象中的基本规律的科学。本课程则只从电工技术实际的需要出发，阐述其中的一些规律、概念和计算方法。

电路、磁路的原理都是建立在电磁场原理上的，它们不过都是一些特定条件下的电磁场问题而已。换句话说，即场是路的基础。但是由于电工技术出现的电路及磁路问题更为普遍，而读者又通过物理课程的学习已具备了电磁场的初步知识，所以本书才在第一部分以上、中两册的篇幅首先介绍了电路、磁路的基本规律和它们的计算方法。

然而，在本书第一部分分析电路问题时，电路的参数（电阻、电感及电容）都被认为是已知量而加以应用；实际上，这些参数的计算和适用范围也正是电磁场原理所要解决的问题的一个方面。

电路和磁路既然是特定条件下的电磁场问题，那么必然还会有些问题不容易甚至不可能化归为电路或磁路问题来加以研究。后一类问题在电工技术领域内也是经常遇到的。例如，电工设备的绝缘耐压问题，大块导体中电流和磁通的分布问题，电磁干扰及其屏蔽问题，电磁力和静电力的计算问题，电磁波的辐射和传播问题等等。这些问题都要应用电磁场的分析和计算来解决。本书第二部分，即本册的内容就是作为解决以上两类问题的入门和初步来安排的。

从分析方法来看，以前我们分析电路和磁路问题时应用电流、

电压、磁通等物理量，它们并不说明空间某一点的情形。电流是代表单位时间内通过某一面积的电量总和；电压是代表电场力推动单位电荷由一点到另外一点总共所作的功；磁通则代表磁感应强度在某一面积内的通量总和。这些量都带有总和的意义，称为积分量。与它相对立的则称为微分量，例如电流密度、电场强度和磁感应强度等就是。这些量说明在某一点进行着的物理过程，它们是坐标的函数。分析电磁场问题就是对场中每一点所进行的物理过程加以研究，因此基本上采用微分量。

从电工技术实际的需要来分析电磁场问题时，其所考虑的范围显然比起物质微粒的几何尺寸及相邻微粒间的空间范围要大得多，也就是说是一个宏观问题。但在研究物质对外界电磁场的响应时则又必须涉及这些物质微粒的作用，即要研究微观问题。确切地说，后者是研究普朗克常数起作用的问题而前者则否。本书只研究前一类问题，而认为物质的电性、磁性都是已知量。实际上，这些量除了可以用工程方法进行测定外，还可以根据物理学中介绍的微观分析方法去研究。

电磁客观规律的发现开始于19世纪。早期对电磁现象的物理解释是认为电荷与电荷间及磁铁与铁片间的作用力可以超越空间距离，即所谓超距作用。那时，场只是作为计算这种相互作用力的一种手段。后来，由于法拉第和麦克斯韦提出了一些设想并建立了一整套电磁场理论，其预见的电磁波尔后又为赫芝的实验所证实。由于理论上和实践上都已证明电磁波是以有限速度传播的，而且既已形成的电磁波完全可以不依赖于激发它的电荷和电流而继续传播，所以超距作用的观点就不得不让位于场的理论的新观点，也就是说：电场和磁场都是客观存在着的物质，它们是物理场。根据这种观点，电荷间或电流间的相互作用力乃是伴随它们存在着的电场或磁场对电荷或电流作用的力，是以有限速度传输的。

第十六章 静 电 场

§1 电场强度

如果在某空间内，任何带电体(电荷)由于它本身的存在，受到一种与电荷量成比例的力，则我们就说在该空间存在着电场。电场对场内相对静止的电荷的作用力称为电场力。根据实验，任意电荷周围都有电场存在，这种电场是符合库仑定律的，称为库仑电场；而静止电荷周围的电场则称为静电场。

为了描述电场的强弱与分布情形，必须确定一个表征电场性质的基本量。这个基本量称为电场强度，它的意义为：试验电荷为电量微小的正的点电荷时，它在电场内某点所受的力与其电量的比值，在试验电荷的电量趋近于零时的极限，称为该点的电场强度。其数学表达式为

$$\boldsymbol{E}=\lim_{\Delta q\to 0}\frac{\Delta \boldsymbol{F}}{\Delta q}, \tag{1-1}$$

式中$\boldsymbol{E}$即为电场强度。由于力是矢量，所以电场强度也是矢量。定义中之所以要用电量微小的试验电荷，是为了使电场不致因试验电荷的携入而改变。

在电场中的任何一点都有一个确定的电场强度矢量，因此电场强度是空间坐标的函数，这样就形成一个电场强度的矢量场。如果说某电场是已知的，则意味着已知电场内每一点的电场强度，也就是已知电场强度的空间坐标函数。由于电场强度矢量描述了电场中某一个点的场的性质，所以它是一个微分量。

电场强度在国际单位制中的单位根据(1-1)式应为

$$\boldsymbol{E}\text{的单位}=\frac{\text{牛顿}}{\text{库}}=\frac{\text{焦耳}}{\text{米}\cdot\text{库}}=\frac{\text{伏}\cdot\text{安}\cdot\text{秒}}{\text{米}\cdot\text{库}}=\frac{\text{伏}}{\text{米}}. \tag{1-2}$$

既然库仑电场是分布在电荷的周围而且与电荷有着不可分割的关系，为了研究电场我们必须首先找出电场与其相应的电荷之间的数量关系。电荷总是分布着的，但如果电荷的分布范围与我们所讨论的地区到电荷的距离相比是十分微小的话，可以近似地认为电荷是集中在一点的。这种电荷称为点电荷。

无限大均匀介质中点电荷的电场强度可根据库仑定律得到。根据库仑定律，在无限大均匀介质中相距为 r 的两个点电荷 q_1 与 q_2 之间的作用力为

$$\boldsymbol{F}_{12}=-\boldsymbol{F}_{21}=\frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{q_1q_2}{r^2}\boldsymbol{r}^0_{12}, \tag{1-3}$$

式中 $\boldsymbol{r}^0_{12}$ 为由点电荷 q_1 指向点电荷 q_2 的单位矢量；$\boldsymbol{F}_{12}$ 和 $\boldsymbol{F}_{21}$ 分别为点电荷 q_1 的电场作用到 q_2 和点电荷 q_2 的电场作用到 q_1 的力的矢量；ε 则为表达介质对电场的物理性质的系数，称为介质的介电系数。

公式(1-3)分母中所添的系数 4π 称为合理化因子，其目的是为了使以后常用的一些公式(例如高斯定理)中免去这一系数。这样有些单位的大小就要有所调整，例如公式(1-3)中的 ε 的单位就应比未添此 4π 因子时大 4π 倍。这样的单位制称为合理化单位制。

在国际单位制(即合理化 MKS 单位制)中，介电系数 ε 的单位，根据(1-3)式应为

$$\varepsilon\text{ 的单位}=\frac{\text{库}^2}{\text{牛顿}\cdot\text{米}^2}=\frac{\text{库}^2}{\text{焦耳}\cdot\text{米}}=\frac{\text{库}^2}{\text{伏}\cdot\text{安}\cdot\text{秒}\cdot\text{米}}$$
$$=\frac{\text{库}}{\text{伏}\cdot\text{米}}=\frac{\text{法}}{\text{米}}, \tag{1-4}$$

式中法(法拉)即为电容的单位。

在无限大真空中(1-3)式仍然成立，但此时介电系数 ε 应以真空的介电系数

$$\varepsilon_0=\frac{1}{36\pi}\times10^{-9}=8.85\times10^{-12}\text{ 法/米} \tag{1-5}$$

替代。介质的介电系数 ε 均大于此值。比值 $\varepsilon_r=\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ 称为介质的相对介电系数，其值恒大于 1。在大气压力下空气的相对介电系数为 1.00058，故在工程上可认为空气的介电系数就等于真空的介电系数 ε_0。在以后的论述中，凡泛称介质之处也可以包括真空在内，但从本质上说真空却不能被包括在介质的范畴之内。

如果令(1-3)式中 $q_1=q$, $q_2=1$, $r_{12}^0=r^0$，即得点电荷 q 在无限大均匀介质中与它相距 r 处的 P 点(图 1-1)的电场强度为

$$\boldsymbol{E}=\frac{q\boldsymbol{r}^0}{4\pi\varepsilon r^2} \tag{1-6}$$

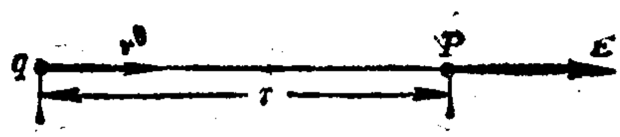

图 1-1

式中 $\boldsymbol{r}^0$ 为由点电荷 q 指向观测点 P 的单位矢量。由(1-6)式可知，点电荷的电场强度是与电荷成正比的。

由若干点电荷所形成的电场，其电场强度可按叠加原理来计算。电场中某点的电场强度，等于每一个点电荷单独在该点形成的电场强度的矢量和，即

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_1+\boldsymbol{E}_2+\cdots+\boldsymbol{E}_k+\cdots+\boldsymbol{E}_n=\sum_{k=1}^{k=n}\frac{q_k\boldsymbol{r}_k^0}{4\pi\varepsilon r_k^2}, \tag{1-7}$$

式中 $\boldsymbol{E}_k=\frac{q_k\boldsymbol{r}_k^0}{4\pi\varepsilon r_k^2}$ 是点电荷 q_k 在 P 点形成的电场强度。这个原理是由实验概括而得出的。在计算非点电荷的电场时，只要知道电荷在带电体上的分布，即可根据叠加原理用积分法计算任一点的电场强度。

如果电荷分布范围较广，则在计算其电场时就不能作点电荷

考虑而必须考虑电荷的分布性。

设电荷分布在某一空间内，则这种分布形式的电荷称为空间电荷或容积电荷，例如电子管中由阴极发射出的电子形成的电子云就可看作空间电荷。空间电荷的分布状况可用电荷的容积密度 ρ 的分布来表达。ρ 等于体积元 dV 内所分布的电荷 dq 与该体积元 dV 的比，即

$$\rho=\frac{dq}{dV}. \tag{1-8}$$

一般说来，ρ 是空间坐标的函数。

另外一种电荷的分布形式是分布在一个空间曲面上。例如导体上所带电荷就分布在导体的表面，这称为面电荷。面电荷的分布状况以电荷的面密度 σ 的分布来表达，σ 等于面积元 dS 上所带的电荷 dq 与该面积元 dS 的比，即

$$\sigma=\frac{dq}{dS}. \tag{1-9}$$

还有一种电荷的分布形式就是分布在一条空间曲线上。例如带电的导线，虽然严格地说电荷应分布在导线的表面，形成面电荷，然而实际上由于导线很细，在研究离导线有一定距离的某处的电场时，可以近似地认为导线上的电荷集中分布在它的几何轴线上。这样，使计算得到很大程度的简化。这种分布形式的电荷称为线电荷。线电荷的分布状况以电荷的线密度 τ 的分布来表达，τ 等于长度元 dl 上所带的电荷 dq 与该长度元的比，即

$$\tau=\frac{dq}{dl}. \tag{1-10}$$

上述的分布电荷只能从宏观的角度去理解，因为带电微粒，例如电子，有一定的体积，而且此体积与微粒之间的空间体积比较起来是小得很多的，因而不可能连续无间地布满整个带电区域，也不可能分布在没有厚度的几何面上。

如果已知电荷的分布规律，例如已知空间电荷 ρ 在带电区域 V 的分布规律，则可运用叠加原理来计算电场中任意一点 A(图 1-2) 的电场强度。在体积元 dV 内所分布的电荷 $dq=\rho dV$ 可以看作点电荷，它在 A 点的电场强度为

$$d\boldsymbol{E}=\frac{dq}{4\pi\varepsilon r^2}\boldsymbol{r}^0=\frac{\rho dV}{4\pi\varepsilon r^2}\boldsymbol{r}^0, \tag{1-11}$$

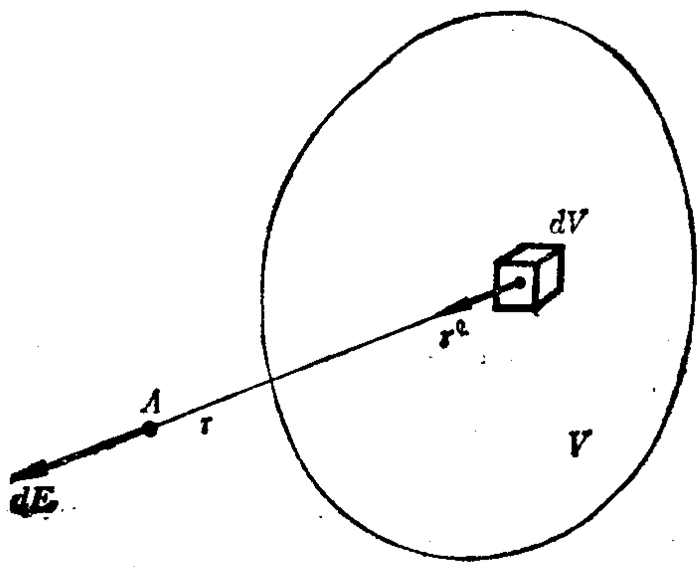

图 1-2

式中 r 为由体积元 dV 到 A 点的距离，$\boldsymbol{r}^0$ 为由 dV 指向 A 点的单位矢量。如果将 (1-11) 式对容积电荷所占据的整个空间 V 进行积分，就得到整个容积电荷在 A 点的电场强度

$$\boldsymbol{E}=\int_V\frac{\rho\boldsymbol{r}^0}{4\pi\varepsilon r^2}dV \tag{1-12}$$

(1-12)式是个矢量式，可分开写成三个互相垂直的电场强度分量的表达式。例如在直角坐标中，

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{e}_x E_x+\boldsymbol{e}_y E_y+\boldsymbol{e}_z E_z, \tag{1-13}$$

$$\boldsymbol{r}^0=\boldsymbol{e}_x\cos\alpha+\boldsymbol{e}_y\cos\beta+\boldsymbol{e}_z\cos\gamma, \tag{1-14}$$

式中 α、β、γ 分别为单位矢量 $\boldsymbol{r}^0$ 与 x、y、z 三坐标轴的夹角。将(1-13)及(1-14)两式代入(1-12)式，则得出电场强度三个分量的表达式为

$$E_x=\int_V \frac{\rho\cos\alpha}{4\pi\varepsilon r^2}dV, \tag{1-15}$$

$$E_y=\int_V \frac{\rho\cos\beta}{4\pi\varepsilon r^2}dV, \tag{1-16}$$

$$E_z=\int_V \frac{\rho\cos\gamma}{4\pi\varepsilon r^2}dV. \tag{1-17}$$

当电荷作面分布或线分布时，其电场强度的计算式也可仿此得到，即

$$\boldsymbol{E}=\int_S \frac{\sigma \boldsymbol{r}^0}{4\pi\varepsilon r^2}dS, \tag{1-18}$$

$$\boldsymbol{E}=\int_l \frac{\tau \boldsymbol{r}^0}{4\pi\varepsilon r^2}dl. \tag{1-19}$$

例题 1-1 在空气中有一无限长直导线，上面均匀分布着电荷(图 1-3)。导线单位长度上所有的电荷为 τ。试求与导线相距为 a 之处的 P 点的电场强度。

解 导线上一个小段 dl 带有电荷 τdl，它在 P 点造成的电场强度为

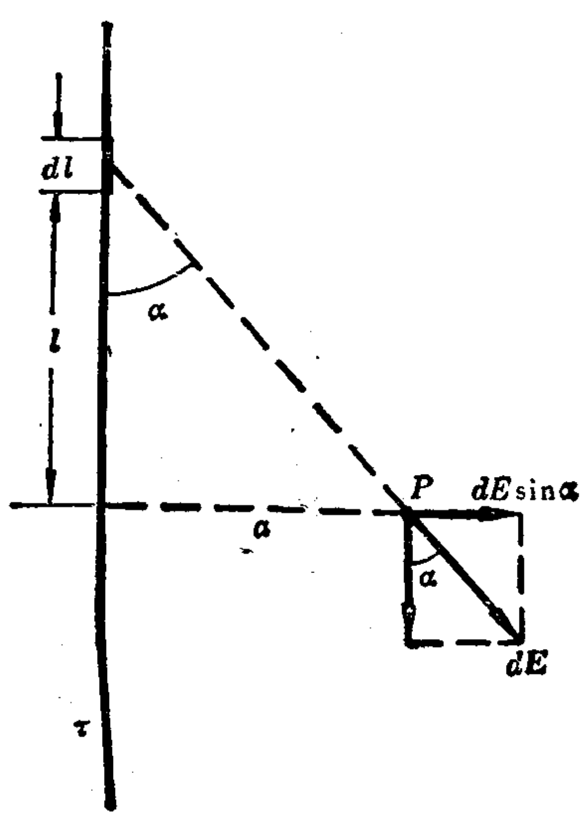

图 1-3

$$dE=\frac{\tau dl}{4\pi\varepsilon_0 r^2}.$$

此电场强度可以分解成水平及垂直的两个分量，但考虑到导线上位于P点上方及下方的两个小段dl上的电荷在P点所造成的电场强度，由于对称关系，其垂直分量必互相抵消，因此在求P点的实际电场强度时，只须将由各小段电荷τdl在P点所造成的电场强度的水平分量相加即可。故

$$E=\int dE\sin\alpha=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\tau\sin\alpha dl}{4\pi\varepsilon_0 r^2}.$$

改以α为自变量，$r=a\csc\alpha$, $l=a\operatorname{ctg}\alpha$, $dl=-a\csc^2\alpha d\alpha$。当$l=-\infty$时，$\alpha=\pi$，而$l=\infty$时，$\alpha=0$，故上式化为

$$E=\int_{\pi}^{0}\frac{-\tau\sin\alpha\cdot a\csc^2\alpha d\alpha}{4\pi\varepsilon_0 a^2\csc^2\alpha}=\int_0^{\pi}\frac{\tau\sin\alpha d\alpha}{4\pi\varepsilon_0 a}=\frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0 a}.$$

习题 1-1 有两个电量为Q_1的点电荷，其中一个位于直角坐标系的(0, 0, 1)点，另一个位于(0, 0, −1)点；为了使(0, 1, 0)点的电场强度为零而引入第三个点电荷Q_2(电性可正可负)，试确定此点电荷的位置。

§2 高斯定理

在任意一个矢量场中都有所谓矢量的通量，其定义如下：在矢量场中某处作一面积元dS(图 2-1)，则该处矢量在dS法线上

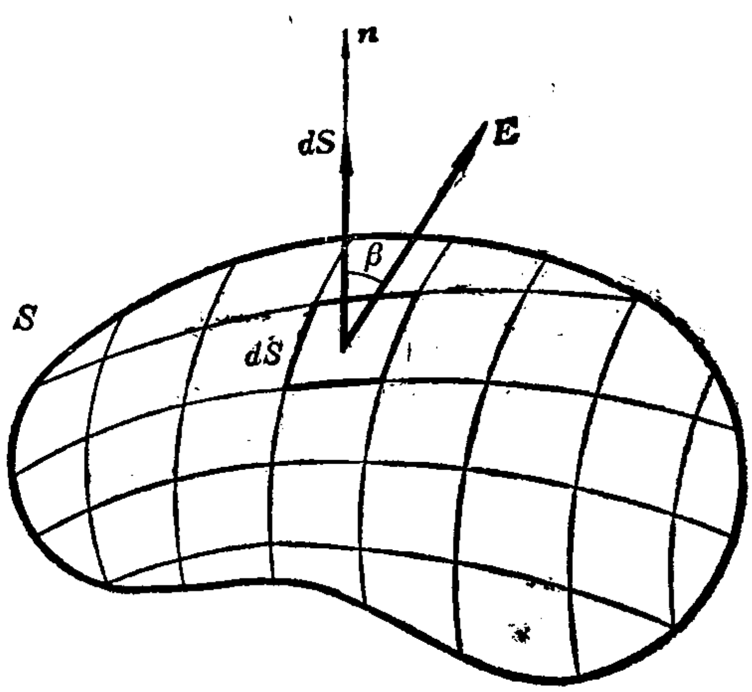

图 2-1