第二章 静电场—Part 2

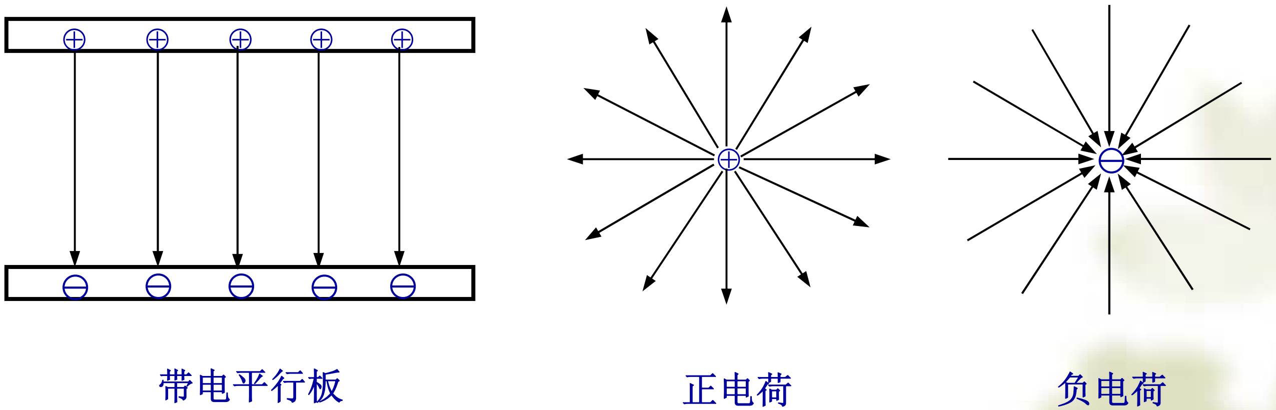
- 电场线和等位面
- 导体和电介质
- 电介质中的电场

2.2.4 电场线和等位面

- 引入的目的：形象地表述电场

  是一种假想的线，客观上是不存在的

几种典型的电场线分布



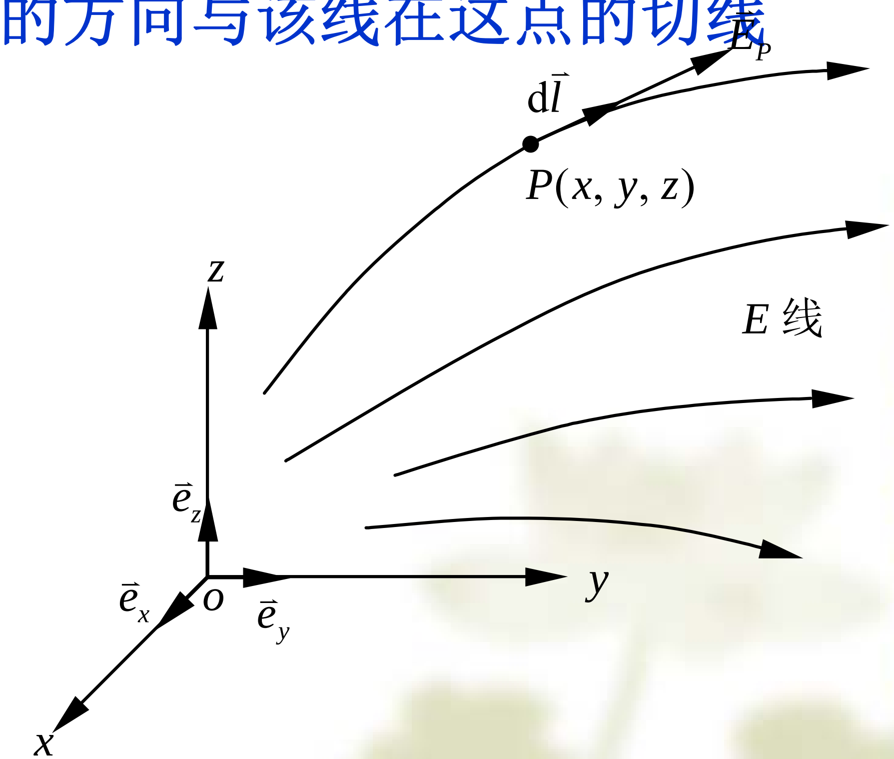
由此可见，电场线起始于正电荷或无穷处， 终止于负电荷或无穷处，电场线的疏密程度可以显示电场强度的大小。

- ***E* 线的微分方程**

  E 线上任意一点的电场强度的方向与该线在这点的切线方向一致

$$\vec{E}\times \mathrm{d}\vec{l}=0$$

直角坐标系



$$\vec{E}\times \mathrm{d}\vec{l} = 0$$ 直角坐标系

$$\vec{E} = E_x\vec{e}_x + E_y\vec{e}_y + E_z\vec{e}_z \qquad d\vec{l} = \mathrm{d}x\vec{e}_x + \mathrm{d}y\vec{e}_y + \mathrm{d}z\vec{e}_z$$

$(E_y\mathrm{d}z - E_z$ [redacted] $\mathrm{d}y)\vec{e}_x$ [redacted] $+(E_z\mathrm{d}x$ [redacted] $E_x\mathrm{d}z$ [redacted] $)\vec{e}_y + (E_x\mathrm{d}y - E_y\mathrm{d}x)\vec{e}_z = 0$

$$\frac{\mathrm{d}y}{E_y} = \frac{\mathrm{d}z}{E_z},\quad \frac{\mathrm{d}x}{E_x} = \frac{\mathrm{d}z}{E_z},\quad \frac{\mathrm{d}y}{E_y} = \frac{\mathrm{d}x}{E_x}$$

$$\frac{\mathrm{d}x}{E_x} = \frac{\mathrm{d}y}{E_y} = \frac{\mathrm{d}z}{E_z}$$

$\vec{E}$线微分方程 → $\vec{E}$的解，$\vec{E}$线的分布

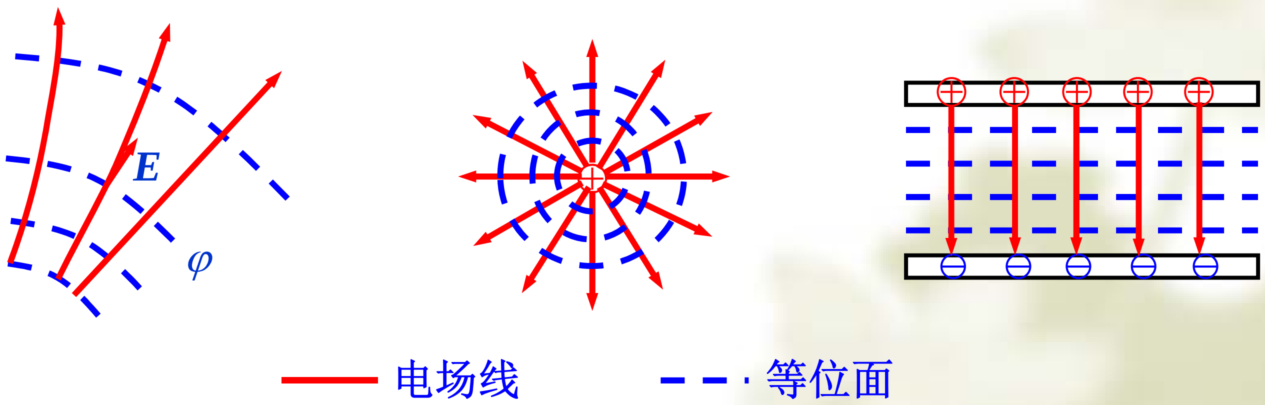
等位面(线)

$$\vec{E}(\vec{r}) = -\nabla\varphi(\vec{r})$$

场中电位相等的各点构成的面或线，叫等位面（线）

$$\varphi(x,\ y,\ z) = \text{const}$$

由于电场强度的方向为电位梯度的负方向，而梯度方向总是垂直于等位面，因此，电场线与等位面一定处处保持垂直。若规定相邻的等位面之间的电位差Δφ 保持恒定，那么等位面密集处表明电位变化较快，因而场强较强。这样，等位面分布的疏密程度也可表示电场强度的强弱。



例：电偶极子远区场的等电位线和电力线

■ 等位线j 线

$$\varphi_P\left(r,\theta,\phi\right)=\frac{qd\cos\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^2}=\mathrm{C}$$

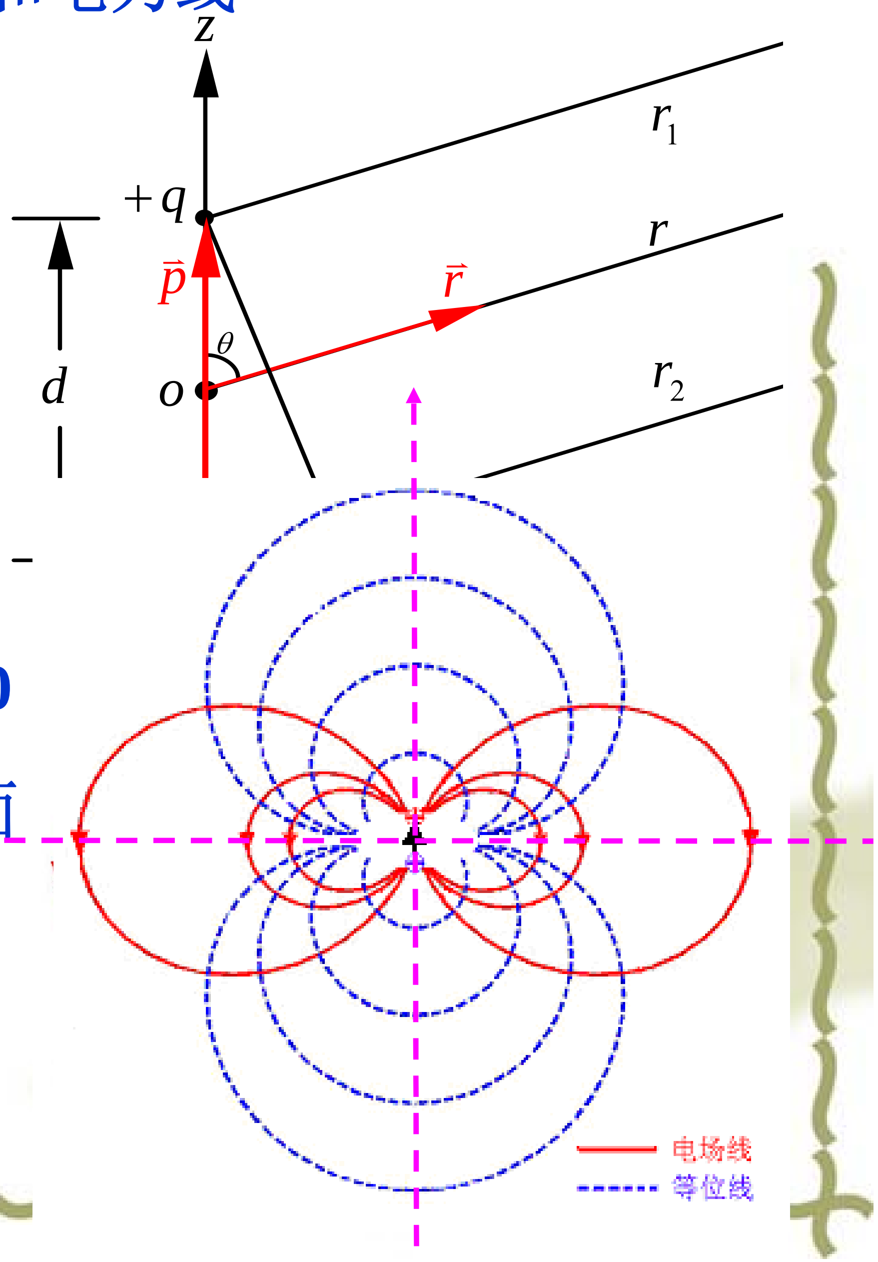
$r^2=k_1\cos\theta$　　k_1—常数

不同的k_1值，r-θ 曲线为等位线。

$0\leq\theta<\pi/2$　　$\varphi>0$

$\pi/2<\theta\leq\pi$,上述曲线的镜像, $\varphi<0$

$\theta=\pi/2$ (即$z=0$)的平面为零电位面



■ ***E*线**

$$\vec{E}\times \mathrm{d}\vec{l}=0$$

$$\vec{E}=\frac{p}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\left(2\cos\theta\vec{e}_r+\sin\theta\vec{e}_\theta\right)$$

$$\frac{\mathrm{d}r}{E_r}=\frac{r\mathrm{d}\theta}{E_\theta}=\frac{r\sin\theta\mathrm{d}\phi}{E_\phi}$$

$E_\phi=0$，$\mathrm{d}\phi=0$

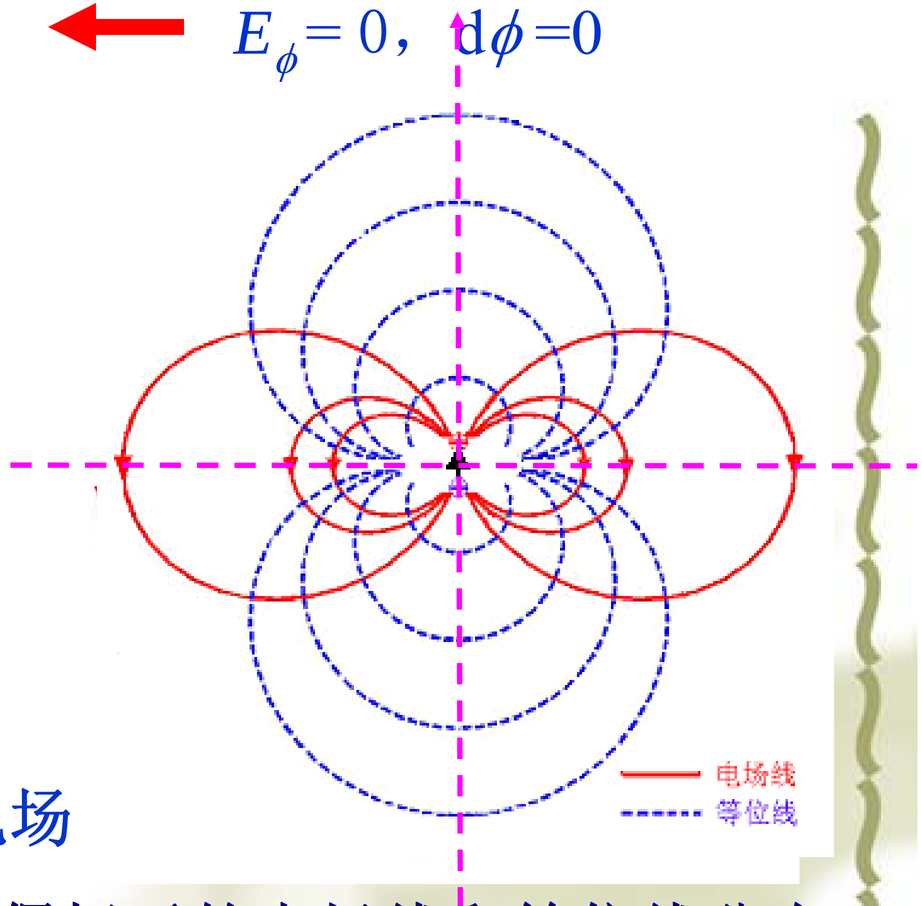
$$\frac{\mathrm{d}r}{2\cos\theta}=\frac{r\mathrm{d}\theta}{\sin\theta}$$

$$\frac{\mathrm{d}r}{r}=\frac{2\mathrm{d}(\sin\theta)}{\sin\theta}$$

$$\ln r=2\ln\sin\theta+\ln k_2$$

$$r=k_2\sin^2\theta$$

不同的$\boldsymbol{k_2}$值，$\boldsymbol{r}$-$\boldsymbol{\theta}$ 曲线为电场



电偶极子的电场线和等位线分布

2.3 导体和电介质

根据媒质在静电场中的特征，可将其分为导体和电介质（绝缘体）。

- 一般定义

如果在外电场$\vec{E}$作用下，物质内的电流为$\vec{J}=\gamma\vec{E}$（欧姆定律）形式，则称之为导体。反之，无此类电流的，叫做电介质(绝缘体)。

导体：γ为有限值，超导为无限大

理想电介质：γ为零，一般电介质的电导率为良导体电导率10^{-20}。

导体特征：导体内包含大量可以自由运动的电子。

2.3.1 静电场中导体的特征

导体中静电场的特征：　　静电平衡

1. 导体内

$$\vec{f} = q\vec{E}$$

$$\downarrow$$

$$\vec{E} = 0$$

否则，其内的自由电子将会在电场力的作用下运动—非静电平衡

$$\downarrow$$

$$\vec{E} = -\nabla\varphi = 0$$

$\varphi = \text{const}$　导体为等位体

（1）导体内部电场强度处处等于零；

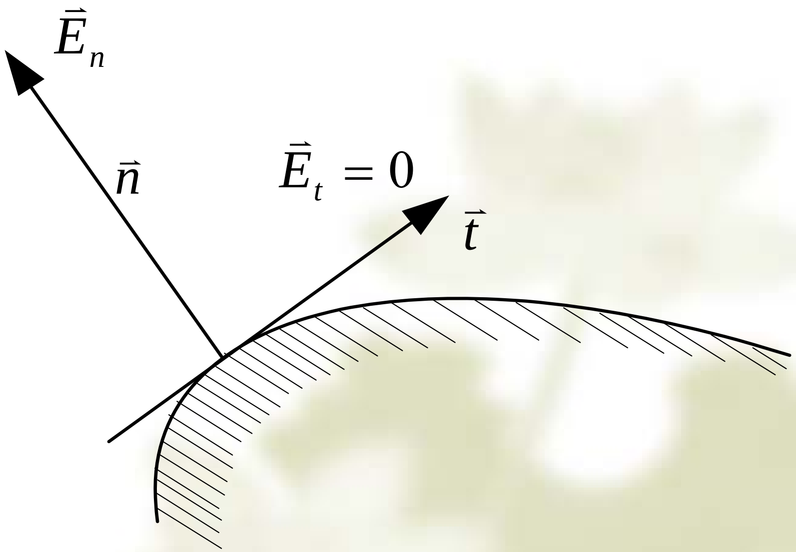
（2）导体是一个等位体，导体表面是等位面；

2. 导体表面

（1）电场强度

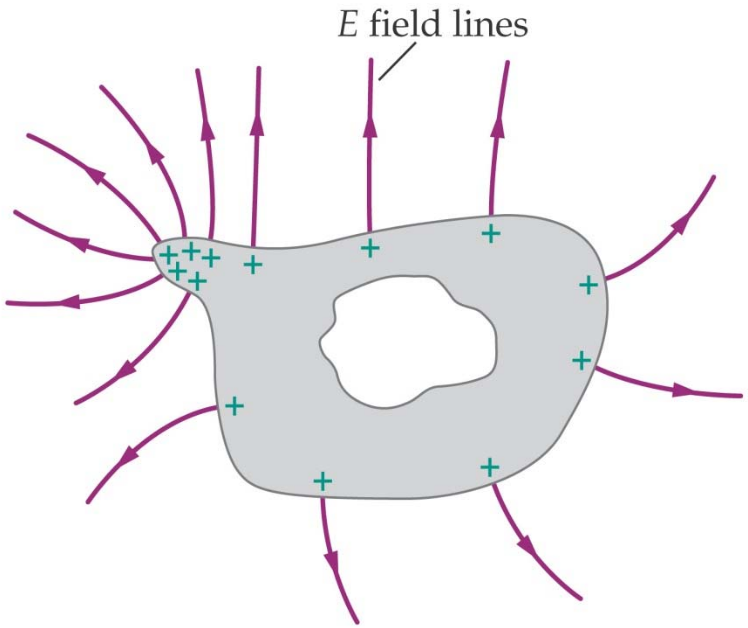
既然导体中的电场强度为零，导体表面的外侧不可能存在电场强度的切向分量，否则静电不平衡。换言之，电场强度必须垂直于导体的表面，

即 $$\vec{\mathbf{e}}_{\mathrm{n}} \times \vec{\boldsymbol{E}} = 0$$



（2）电荷分布

以面电荷密度$\sigma(\vec{r}')$分布的形态，呈现在导体表面，且其分布密度取决于导体表面的曲率（曲率越大，即曲率半径越小，面电荷分布越集中）



$$\sigma = \vec{n} \cdot \vec{D} = D_n$$

$\vec{n}$ 为表面的外法线方向。

导体表面曲率越大，电场越强。

3. 应用

- 尖端放电现象

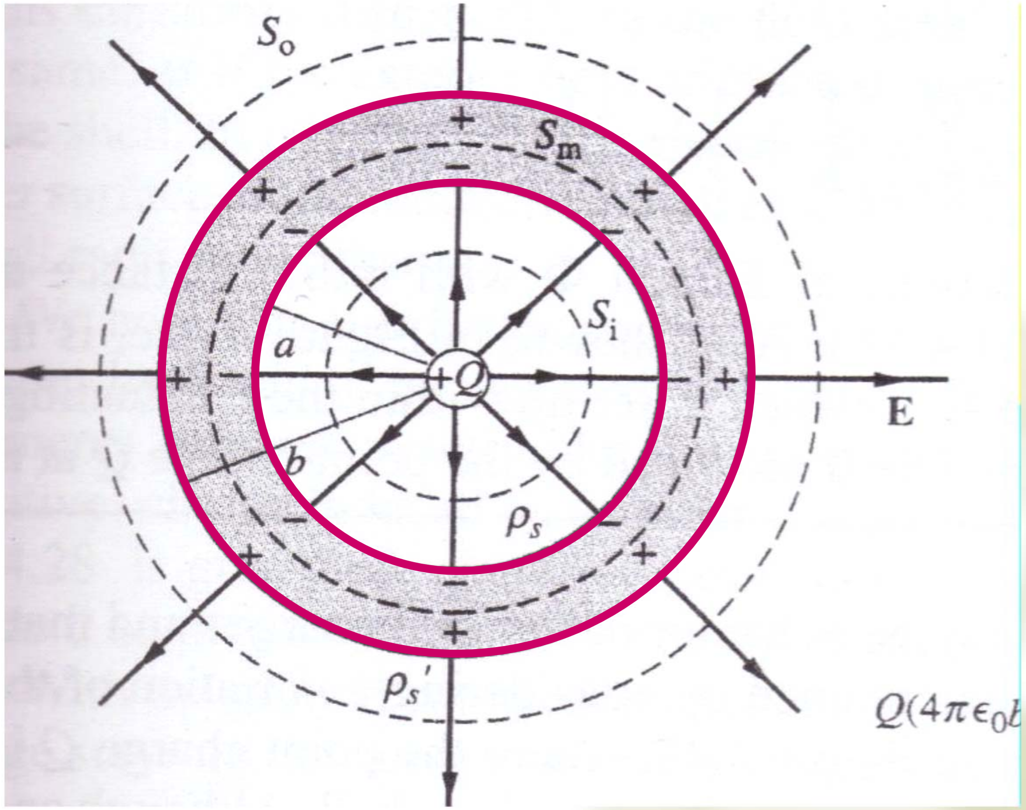
工程应用：避雷针（引雷针）

当带电云层接近时，避雷针尖端感应大部分电荷，当云层上电荷较多时，避雷针与云层之间的空气被击穿，成为导体，带电云层与避雷针形成通路（避雷针接地），避雷针就把云层上的电荷导入大地，使其不对高层建筑构成危险，保证了它的安全.

- 静电屏蔽

导体内部没有电场，导体壳对外界静电场起“隔离”作用。

例：某一正电荷 Q 置于内外径分别为a 和b 金属球壳的球心。计算：(a)电场强度，(b)电位，(c)球壳内、外表面的电荷密度。



- 分析

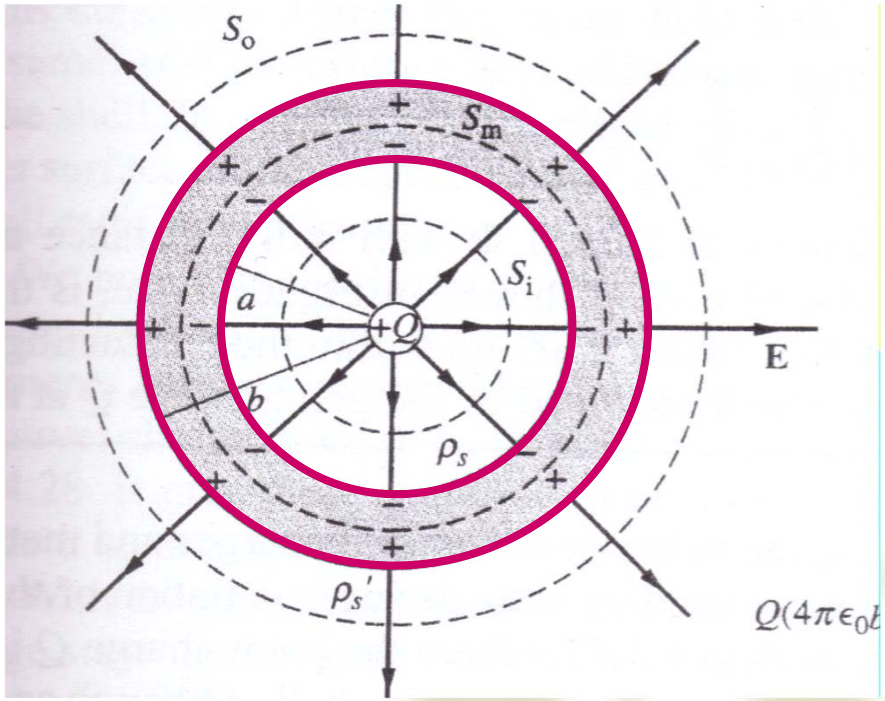
场的特征—球对称 $\vec{E} = \vec{e}_r E_r$

高斯定理

高斯面为球面

对应三个不同的计算区域

高斯面 S_i	高斯面 S_m	高斯面 S_o
$r \le a$	$a \le r \le b$	$r \ge b$



(a) 计算电场强度

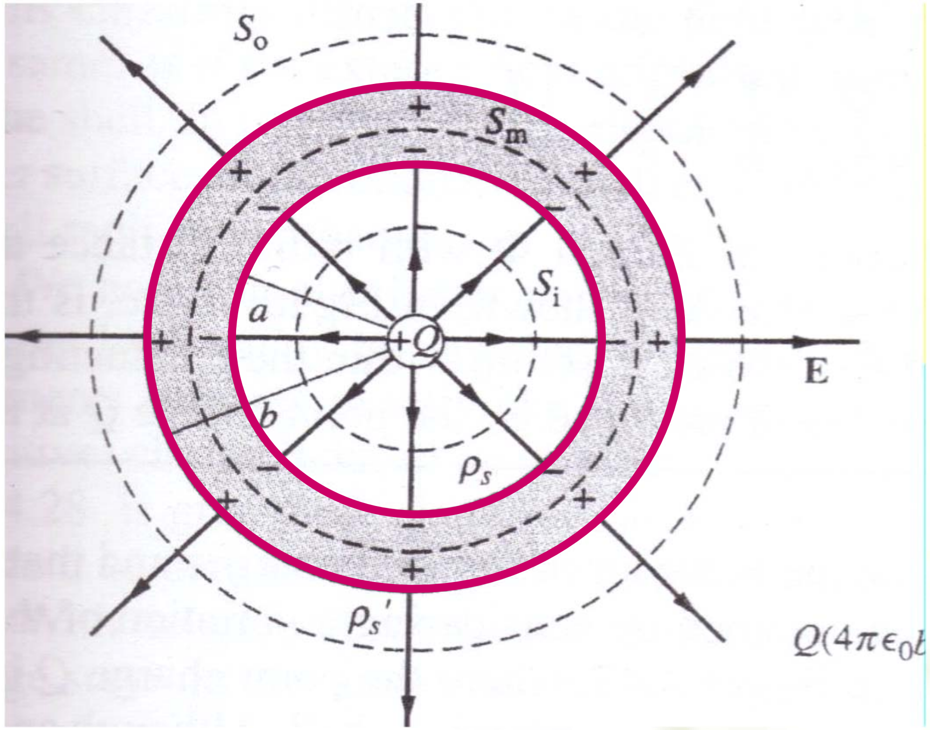
- 球壳内 $r \le a$

电场分布

$$\oint_{S_i} \vec{E} \cdot d\vec{s} = \oint_{S_i} E_r \vec{e}_r \cdot \vec{e}_r ds$$

$$= E_r (4\pi r^2) = \frac{Q}{\varepsilon_0}$$

$$E_r = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$$



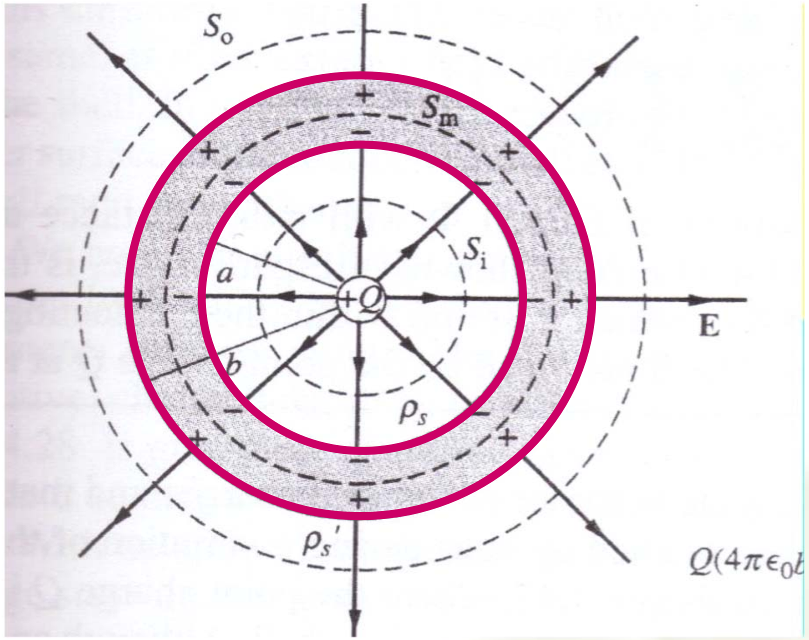
- 球壳中 $a \le r \le b$
  - 电场分布

$$\oint_{S_m} \vec{E} \cdot d\vec{s} = E_r (4\pi r^2)$$

$$= \frac{Q}{\varepsilon_0} + \frac{Q_i}{\varepsilon_0} = 0$$

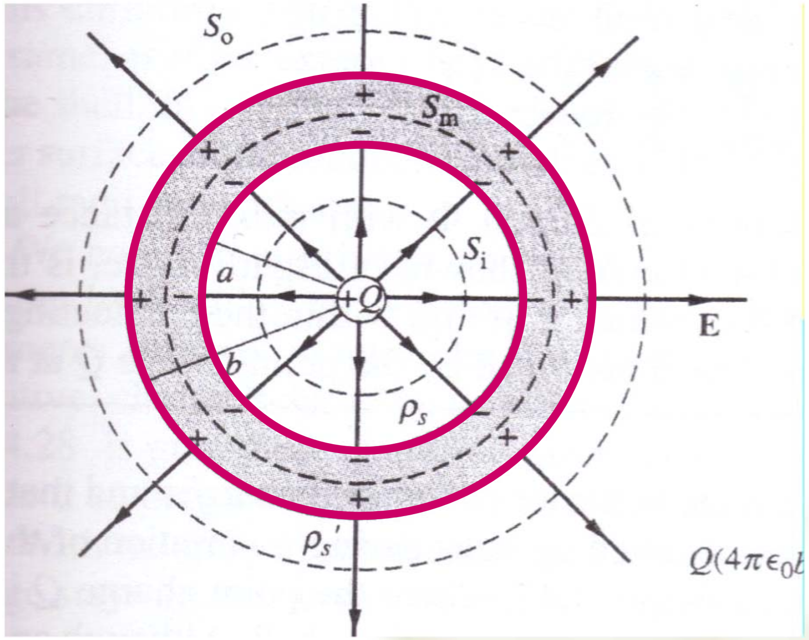
$$\Downarrow$$

$$E_r = 0$$



- 球壳外 $r \geq b$
  - 电场强度分布

在高斯面S_o上应用高斯定理有



$$\oint_{S_o} \vec{E} \cdot d\vec{s} = E_r (4\pi r^2)$$

$$= \frac{Q}{\varepsilon_0} + \frac{Q_i}{\varepsilon_0} + \frac{Q_o}{\varepsilon_0} = \frac{Q}{\varepsilon_0}$$

$$E_r = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$$

- 计算
  - **(b)** 电位分布

    计算电位分布时，以无限远处为电位的参考点，过程同上次课的例题，此不赘述。

  - **(c)** 电荷分布

    两种方法:（1）由电荷/面积。

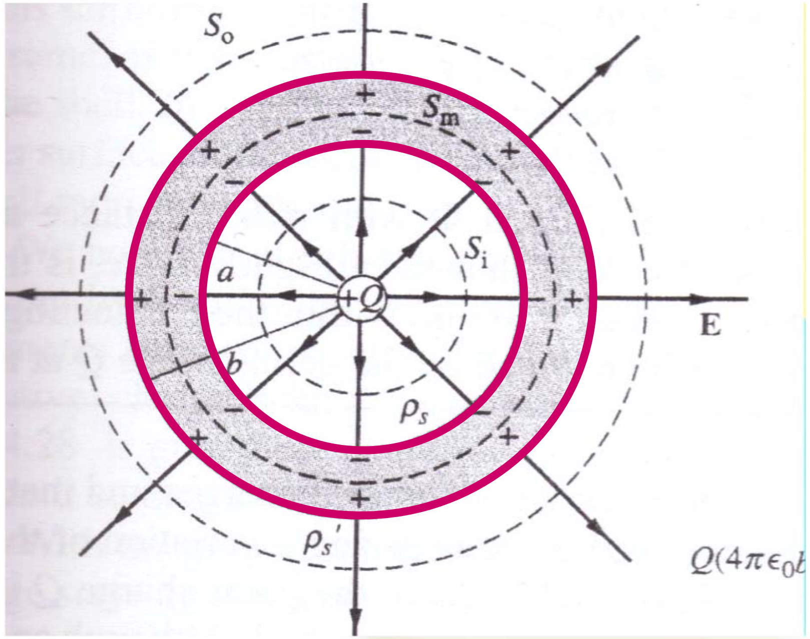
    （2）根据与D 的关系计算。

(c) 球壳的内表面($r=a$)电荷密度

$$\vec{D}=\varepsilon_0\vec{E}=\frac{Q}{4\pi a^2}\vec{e}_r$$

$$\sigma=\vec{n}\cdot\vec{D}=-\vec{e}_r\cdot\vec{e}_r\frac{Q}{4\pi a^2}=-\frac{Q}{4\pi a^2}$$

$\vec{n}$ 为内表面的外法线方向



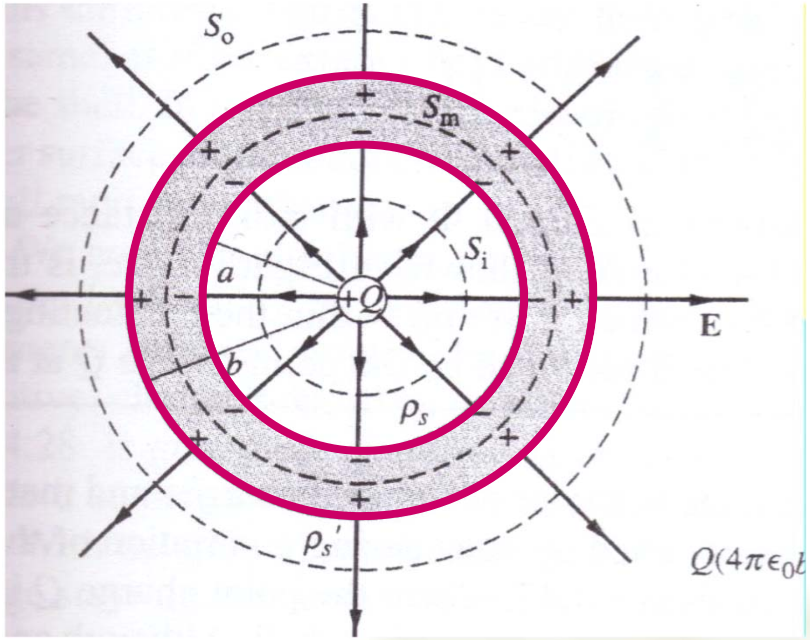
球壳内表面的总电荷数为

$$Q_i = \oint_{r=a} \sigma ds = \oint_{r=a} -\frac{Q}{4\pi a^2} ds$$

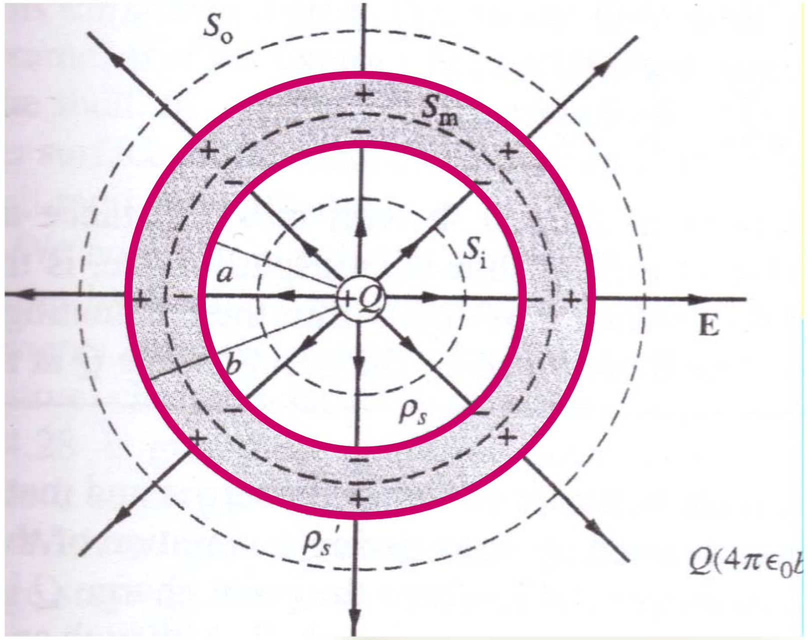
$$= -\frac{Q}{4\pi a^2} \oint_{r=a} ds$$

$$= -\frac{Q}{4\pi a^2} 4\pi a^2$$

$$= -Q$$



- 球壳外　$r \geq b$
  - 外表面电荷量



由于导体金属球壳开始时为电中性（不带电荷），因而球壳的外表面所带的电荷量为：

$$Q_o = -Q_i = -(-Q) = Q$$

$$\sigma = \frac{Q}{4\pi b^2}$$

2.3.2 静电场中的电介质 · 电介质的极化

导体中的电子通常称为自由电子，它们所携带的电荷称为自由电荷。介质中的电荷是不会自由运动的，这些电荷称为束缚电荷。

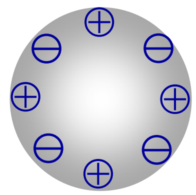
两类电介质：

无极分子电介质

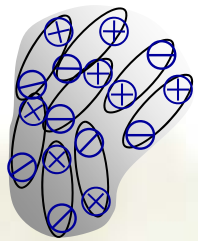
无外电场作用时，正负电荷中心重合，呈电中性。如H_2, O_2, N_2等

有极分子电介质

无外电场作用时，正负电荷中心不重合，形成电矩，但宏观上由于热运动而呈杂乱无章状态，呈电中性。如H_2O, SO_2等。



无极分子



有极分子

极化

在电场作用下，介质中束缚电荷发生位移，这种现象称为极化。通常，无极分子的极化称为位移极化，有极分子的极化称为取向极化。

无极分子　　有极分子　　无极分子　　有极分子

- 电介质在外电场作用下发生极化，形成有向排列；
- 电介质内部和表面产生极化电荷 (polarized charge)；
- 极化电荷与自由电荷都是产生电场的源。

极化的共性结果—形成偶极矩—电偶极矩不再为零。

极化强度

为刻划不同电介质在外电场作用下形成电偶极矩的能力，引入极化强度的概念

极化强度 $$\vec{P}=\frac{\sum_{i=1}^{N}\vec{p}_i}{\Delta V} \quad (\mathrm{C/m^2}) \qquad \vec{p}_i=q\vec{d}$$

单位体积内的电偶极矩的矢量和

式中 p_i 为体积 ΔV 中第 i 个电偶极子的电矩，N 为ΔV 中电偶极子的数目。这里 ΔV 应理解为物理无限小的体积。

实验结果表明，大多数介质在电场的作用下发生极化时，其极化强度 $\boldsymbol{P}$ 与介质中的合成电场强度 $\boldsymbol{E}$ 成正比，即

$$\boldsymbol{P} = \varepsilon_0 \chi_{\mathrm{e}} \boldsymbol{E}$$

式中 χ_{e} 称为极化率，它是一个正实数。

介质中各点的电极化率为同一常数，称为均匀介质。

电极化率与电场方向无关，称为各向同性介质。

电极化率的值不随电场强度的量值而变化，称为线性介质。

- 极化场的场分布——源量(束缚电荷)— 场量($\vec{P}$)间的关联

极化电场＝电偶极子（由束缚电荷极化产生）产生的极化电场＋外电场形成的合成电场。

- 极化场的一般计算式

已知电偶极子 $\varphi = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\dfrac{\vec{p}\bullet\vec{e}_r}{r^2}$ $\qquad \vec{\boldsymbol{P}} = \dfrac{\sum\limits_{i=1}^{N}\vec{\boldsymbol{p}}_i}{\Delta V}$

体积dV '电偶极子 $\mathrm{d}\varphi_P = \dfrac{\vec{P}\mathrm{d}V'\bullet\vec{e}_R}{4\pi\varepsilon_0 R^2}$ $\qquad \varphi_P = \int_{V'}\mathrm{d}\varphi_P$

P67书推导

$$\varphi_P = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\oint_{S'}\frac{\vec{P}\bullet\vec{e}_\mathrm{n}}{R}\mathrm{d}S' + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_{V'}\frac{-\nabla'\bullet\vec{P}}{R}\mathrm{d}V'$$

$$\varphi_P = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\oint_{S'}\frac{\vec{P}\bullet\vec{e}_{\mathrm{n}}}{R}\mathrm{d}S' + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_{V'}\frac{-\nabla'\bullet\vec{P}}{R}\mathrm{d}V'$$

定义极化电荷面、体密度

$$\boxed{\sigma_P = \vec{P}\bullet\vec{e}_{\mathrm{n}}} \qquad \boxed{\rho_P = -\nabla'\bullet\vec{P}}$$

$$\varphi_P = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left[\int_{V'}\frac{\rho_P(\vec{r}\,')}{|\vec{r}-\vec{r}'|}dV' + \int_{S'}\frac{\sigma_P(\vec{r}\,')}{|\vec{r}-\vec{r}'|}dS'\right]$$

类比自由电荷

$$\vec{E}(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left[\int_{V'}\rho_P(r')\frac{\vec{r}-\vec{r}'}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3}dV' + \int_{S'}\sigma_P(r')\frac{\vec{r}-\vec{r}'}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3}dS'\right]$$

自由电荷

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_{V'}\frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|}dv' \qquad \varphi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_{S'}\frac{\sigma(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|}\mathrm{d}S'$$

$$\vec{\boldsymbol{E}} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_{V'}\frac{\rho\mathrm{d}\boldsymbol{V}'}{\boldsymbol{R}^2}\vec{\boldsymbol{e}}_{\boldsymbol{R}} \qquad \vec{\boldsymbol{E}} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_{S'}\frac{\sigma\mathrm{d}\boldsymbol{S}'}{\boldsymbol{R}^2}\vec{\boldsymbol{e}}_{\boldsymbol{R}}$$

■ 注意：

- 均匀介质，其内部无极化电荷分布，即 $\rho_P = 0$；极化电荷将仅分布在介质的表面；

- 根据电荷守恒定律，介质极化后，整体极化电荷分布的总和应等于零。即

$$\left(q_P\right)_{\mathrm{t}} = \oint_{S'} \vec{P} \bullet \vec{e}_{\mathrm{n}} \mathrm{d}S + \int_{V'} -\nabla' \bullet \vec{P} \mathrm{d}V = 0$$

2.4 电介质中的电场

电介质中的电场——真空中自由电荷与极化电荷共同产生的静电场。

2.4.1 电介质中的高斯定理

1. 微分形式

$$\nabla \bullet \vec{E} = \frac{\rho + \rho_P}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0}(\rho - \nabla \bullet \vec{P})$$

$$\nabla \bullet \left(\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}\right) = \rho$$

$$\boxed{\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}}$$

$$\nabla \bullet \vec{D} = \rho$$

2. 积分形式

$$\oint_S \vec{D} \bullet d\vec{S} = \int_V (\nabla \bullet \vec{D}) dV = \int_V \rho dV = q$$

$$\nabla \bullet \vec{D} = \rho$$

$$\nabla \bullet \vec{E} = \frac{\rho + \rho_P}{\varepsilon_0}$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

- 注意：
  - 由散度特性可见，电位移矢量$\vec{D}$的源是自由电荷，故电介质中，穿过任一闭合面，$\vec{D}$通量等于该闭合面内自由电荷的代数和，而与束缚电荷无关。
  - $\vec{D}$通量～自由电荷，并不意味$\vec{D}$的分布与介质无关（事实上，$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ 即已给出）
  - 存在电介质时，$\vec{E}$的源既可是自由电荷，也可以是束缚电荷

2.4.2 介电常数ε 击穿场强

1. 介电常数

$$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0\left(1+\chi_e\right)\vec{E} \xlongequal{令\varepsilon=\varepsilon_0(1+\chi_e)} \varepsilon\vec{E} \qquad \boxed{\vec{P} = \chi_e\varepsilon_0\vec{E}}$$

即电介质的媒质的构成方程 $\boxed{\vec{D} = \varepsilon\vec{E}}$

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1+\chi_e)$$

ε：介质的介电常数，表征了介质的极化特性。

已知极化率 χ_e 为正实数，因此，一切介质的介电常数均大于真空的介电常数。

$$\varepsilon_{\mathrm{r}} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 + \chi_{\mathrm{e}}$$

相对介电常数

可见，任何介质的相对介电常数总是大于1。下表给出了几种介质的相对介电常数的近似值。

介 质	ε_{r}	介 质	ε_{r}
空 气	1.0	石 英	3.3
油	2.3	云 母	6.0
纸	1.3~4.0	陶 瓷	5.3~6.5
有机玻璃	2.6~3.5	纯 水	81
石 腊	2.1	树 脂	3.3
聚乙烯	2.3	聚苯乙烯	2.6

2. 电介质的击穿场强E_j

在强电场的作用下，电介质中的束缚电荷可能会摆脱分子束缚力而自由移动，电介质丧失了绝缘性能，进而变成导体。这种现象，称之为电介质的击穿。此临界场强，称为该电介质的击穿场强。

- 雷击闪电——大气被雷积云与大地间的高电场击穿的实例。

  常态下大气（空气）

$$E_j = 3\times 10^6 \text{ V/m} = 30 \text{ kV/cm}$$

- 各类开关中的电弧放电——空气、油被击穿
- 工程上，对于绝缘材料的应用，规定 $E_{工作} < E_j$

3. 电介质中的电场的求解

对于具有一定对称性（球、柱、面对称性）的场，应用介质中的高斯定理求解。

对于均匀介质，高斯定理

$$\oint_S \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = \frac{q}{\varepsilon} \qquad \nabla \cdot \boldsymbol{E} = \frac{\rho}{\varepsilon}$$

可见，对于均匀介质，只须将真空中高斯定理的真空介电常数换为介质的介电常数即可。

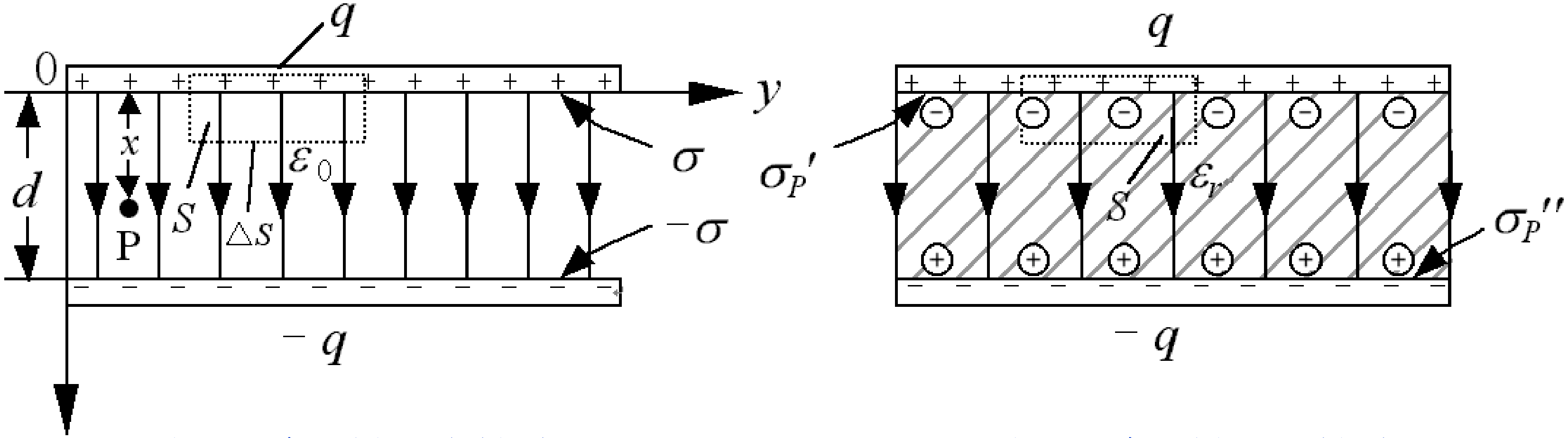
P72-73　例2-9　自学

例2-8

一理想的平板电容器由直流电压源U_0充电后又断开电源，然后在两极板间插入一厚度等于d的均匀介质板，其相对介电常数ε_r=6。忽略极板的边缘效应，试求：

1）插入介质板前后平行板间各点的电场强度E、电位移矢量D 和电位 φ ，以及极板上的电荷分布；

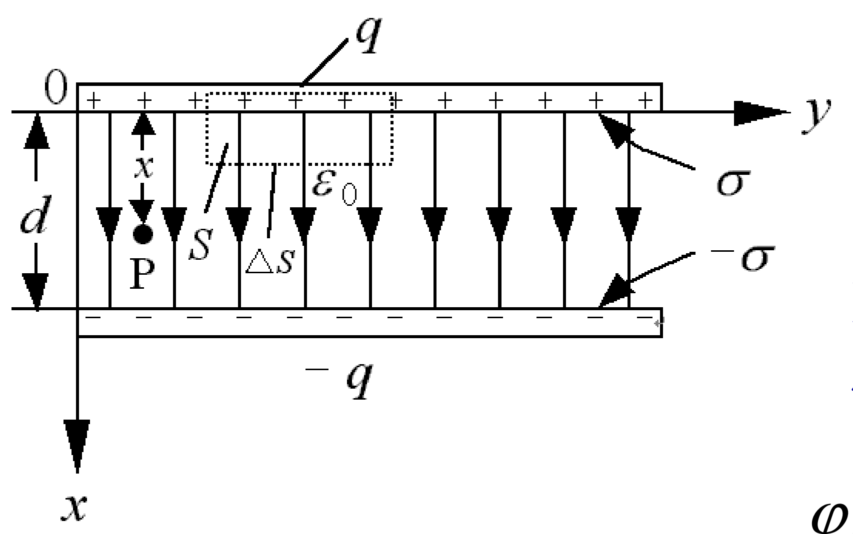
2）介质板表面和内部的极化电荷分布。



(a) 插入介质板前的电场E　　（b）插入介质板后的电场E

图2-12 理想平板电容器的电场

1）计算—插入介质板前



$$\vec{E}_0 = \frac{U_0}{d}\vec{e}_x$$

$$\vec{D}_0 = \varepsilon_0\vec{E}_0 = \varepsilon_0\frac{U_0}{d}\vec{e}_x$$

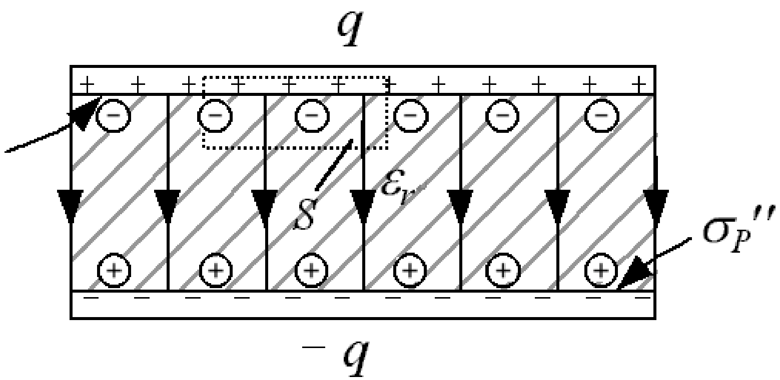
取负极板电位为参考电位，则任一点P电位为：

$$\varphi_p = \int_x^d \vec{E}_0 \bullet \mathrm{d}\vec{l} = \int_x^d E_0 \mathrm{d}x = \frac{U_0}{d}(d-x)$$

$$\sigma = D_0 = \varepsilon_0\frac{U_0}{d}$$

■ 计算—插入介质板后

插入介质板前后，极板上的自由电荷(密度)不变



$$\oint_S \vec{D}\cdot d\vec{S} = q = D\Delta S = \sigma\Delta S$$

$$D = \sigma = \varepsilon_0 \frac{U_0}{d}$$

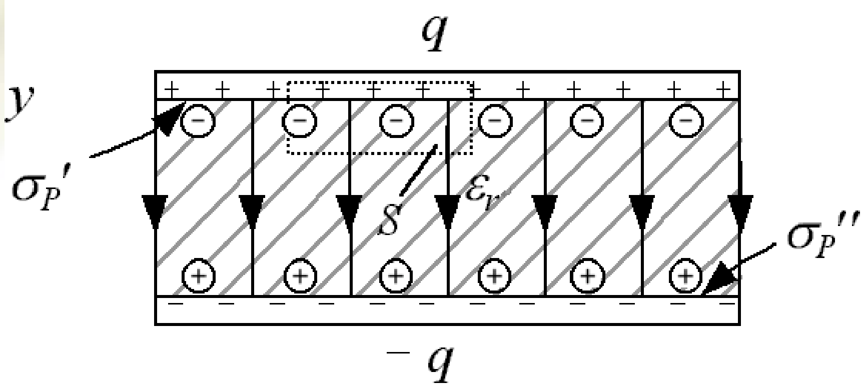
$$\vec{E} = \frac{\vec{D}}{\varepsilon} = \frac{U_0}{\varepsilon_r d}\vec{e}_x$$

$$\varphi_P' = \int_x^d E\mathrm{d}x = \frac{U_0}{\varepsilon_r d}(d-x)$$

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 + \chi_e$$

2）计算—介质板表面和内部的极化电荷分布。

■ 极化强度***P***



$$\vec{P} = \chi_e \varepsilon_0 \vec{E} = (\varepsilon_r - 1)\varepsilon_0 \vec{E}$$

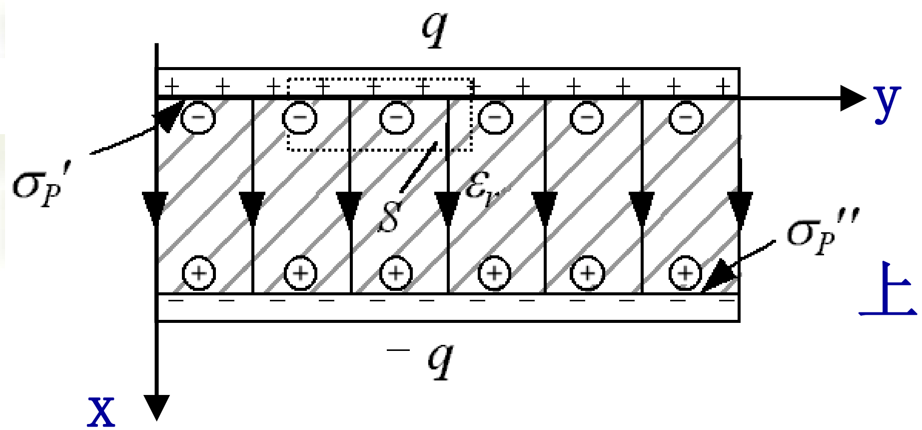
$$\vec{E} = \frac{\vec{D}}{\varepsilon} = \frac{U_0}{\varepsilon_r d}\vec{e}_x$$

$$\vec{P} = \frac{(\varepsilon_r - 1)\varepsilon_0 U_0}{\varepsilon_r d}\vec{e}_x$$

■ 极化体电荷密度

$$\rho_P = -\nabla \bullet \mathbf{P} = 0$$

- 极化面电荷密度



$$\vec{\mathrm{P}} = \frac{(\varepsilon_r - 1)\varepsilon_0 U_0}{\varepsilon_r d}\vec{e}_x \qquad \sigma = \varepsilon_0 \frac{U_0}{d}$$

$$\sigma_P = \vec{P} \bullet \vec{e}_n$$

外法向 $\vec{e}_n$

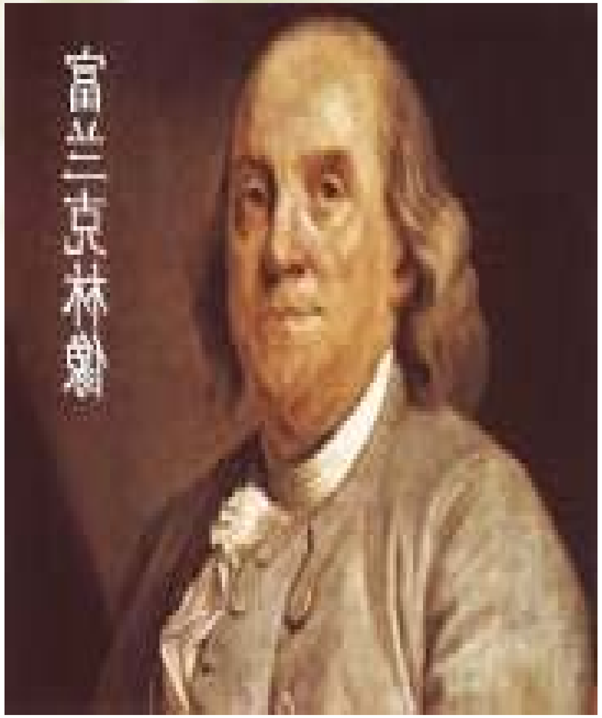
（从电介质处看，不是从极板处看）

上板 $$\sigma_P' = \vec{P} \bullet \vec{e}\,'_n = \frac{(\varepsilon_r - 1)\sigma}{\varepsilon_r}\vec{e}_x(-\vec{e}_x) = -\frac{(\varepsilon_r - 1)\sigma}{\varepsilon_r}$$

下板 $$\sigma_P' = \vec{P} \bullet \vec{e}\,''_n = \frac{(\varepsilon_r - 1)\sigma}{\varepsilon_r}\vec{e}_x(\vec{e}_x) = \frac{(\varepsilon_r - 1)\sigma}{\varepsilon_r}$$

作业： 2-5，2-6，2-7, 2-8

富兰克林对雷电现象的研究



1.富兰克林(1706-1790): 美国人

在全家10个孩子中排行8，其父是小手工业者，家境贫困。他在10岁时缀学，12岁当印刷所学徒，阅读了许多书籍，和几个青年创办了“共读社”，后来成为科学家和政治家。自己写的墓志铭:“印刷工富兰克林”。

从苍天那里取得了雷电，从暴君那里取得了民权。——杜尔格（法）

2. 费城实验

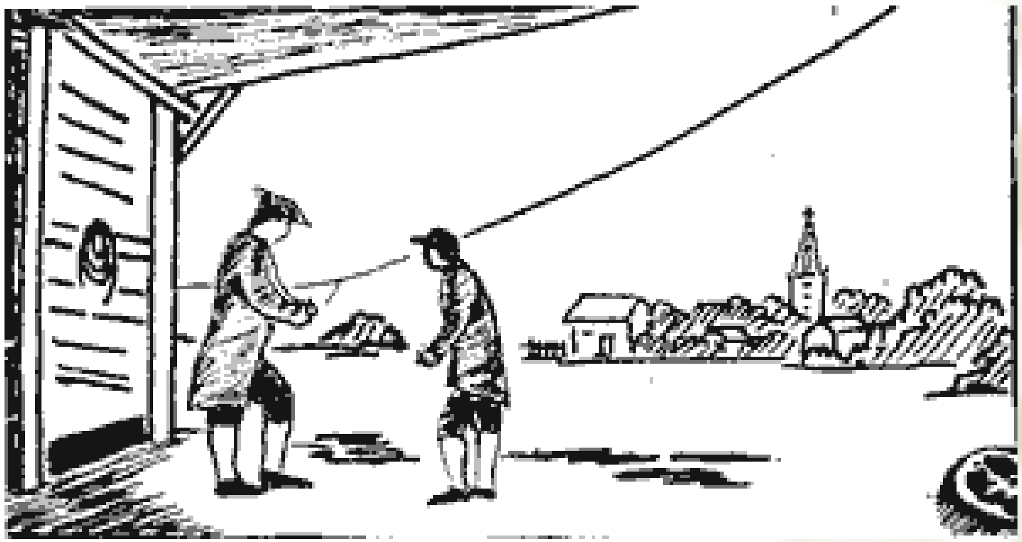
1746年，一位英国学者在波士顿利用玻璃管和莱顿瓶表演了电学实验。富兰克林怀着极大的兴趣观看了他的表演，并被电学这一刚刚兴起的科学强烈地吸引住了。随后富兰克林开始了电学的研究。富兰克林在家里做了大量实验，研究了两种电荷的性能，说明了电的来源和在物质中存在的现象。在十八世纪以前，人们还不能正确地认识雷电到底是什么。当时人们普遍相信雷电是上帝发怒的说法。一些不信上帝的有识之士曾试图解释雷电的起因，但都未获成功，学术界比较流行的是认为雷电是“气体爆炸”的观点。

富兰克林当时已40岁时，对电很有兴趣。其中有一个想法，天上的电和地电是统一的吗?

他经过反复思考，断定雷电也是一种放电现象，它和在实验室产生的电在本质上是一样的。于是，他写了一篇名叫《论天空闪电和我们的电气相同》的论文，并送给了英国皇家学会。但富兰克林的伟大设想竟遭到了许多人的嘲笑，有人甚至嗤笑他是“想把上帝和雷电分家的狂人”。

富兰克林决心用事实来证明一切。1752年6月的一天 ，一个电闪雷鸣的上午，他将一个风筝放到空中，风筝下有一根铁丝，铁丝下栓一根麻绳，当一道闪电从风筝上掠过，富兰克林用手靠近风筝上的铁丝，立即掠过一种恐怖的麻木感。

他抑制不住内心的激动，大声呼喊：“威廉，我被电击了！”随后，他又将风筝线上的电引入莱顿瓶中。回到家里以后，富兰克林用雷电进行了各种电学实验，证明了天上的雷电与人工摩擦产生的电具有完全相同的性质。富兰克林关于天上和人间的电是同一种东西的假说，在他自己的这次实验中得到了光辉的证实。



富兰克林的工作，揭开了雷电的奥秘，统一了“天电”和“地电”，震惊了科学界。

小插曲：

为了验证“地电”与“天电”的相同处，富兰克林想到雷可以击死动物，于是他就实验用“地电”去击杀火鸡，结果被电打昏了。苏醒后，却不介意地说：“我本想用电杀死一只火鸡，结果差点电死了一个傻瓜。”

然而，风险是的确存在的。1753年，俄国的里赫曼在做大气电实验时不幸中电身亡，为科学献身。

3. 发明避雷针:富兰克林并不满足，将他的发现转化为了新的发明。避雷针诞生了。

4. 科学兴趣广泛:命名了正电，负电，发现了电荷守恒定律，研究了火炉的改良，植物的移植，传染病的防治。写出了《电学的实验和研究》的著作。

5. 富兰克林是独立宣言和美国宪法的起草人之一，为祖国的独立和解放作出了贡献的政治活动家。

1. （15 分） 电磁场的基本规律性可由电磁场基本方程组(麦克斯韦方程组)予以描述，试写出此基本方程组的以下各种表述方式（**除标出外，其他一空 1 分**）：

方程 方程的称谓	积分形式	微分形式	时谐场中的 相量（有效值）形式
全电流定律			
电磁感应定律			
磁通连续性原理或磁场中的高斯定理			
电场中的高斯定理			