

大学物理(1)



雲南大學

第7章 静电场



任课教师：张艳

7.1 电荷

» 1. 电荷的种类

1733年，查尔斯·杜费(Charles Francois du Fay)将电分为两种，玻璃电和琥珀电。这两种电会彼此相互抵销。当玻璃与丝巾相摩擦时，玻璃会生成**玻璃电**；当琥珀与毛皮相摩擦时，琥珀会生成**琥珀电**。

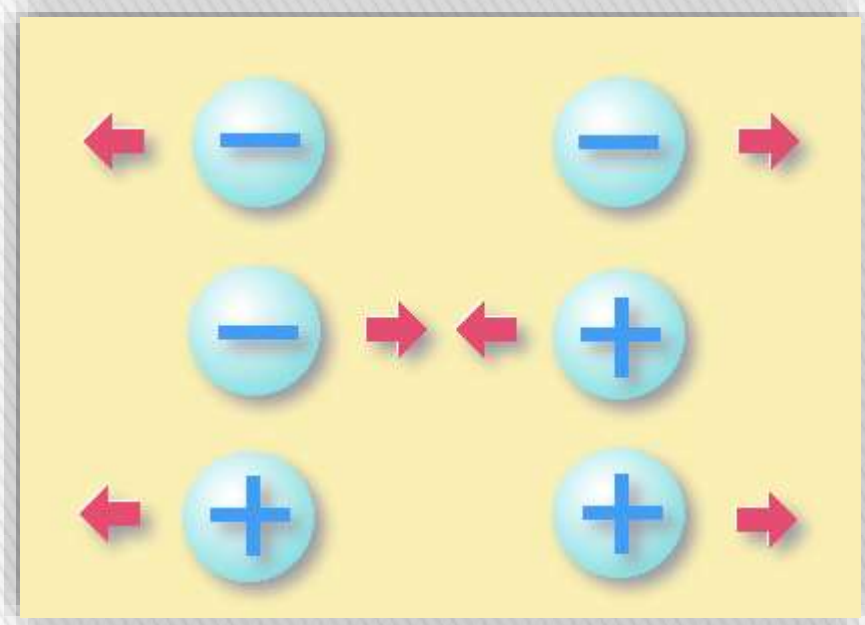
1747年，本杰明·富兰克林(Benjamin Franklin, 1706—1790)首次将这两种电荷称为**正电荷**(Positive charges)和**负电荷**(Negative charges)。

一般的说，**质子**所带的那种电荷称为**正电荷**，**电子**所带的那种电荷称为**负电荷**。

电荷的 SI 单位为库仑(Coulomb)。

7.1 电荷

- » 两种电荷之间会通过电场产生相互作用，**同种电荷相互排斥**，**异种电荷相互吸引**。
- » 如果一个宏观物体中带有同等数量的正负电荷，从而使这个物体不表现处带电特征的现象称为**中和**。
- » 许多基本粒子都带有正的或负的基元电荷，例如 **正电子**&**负电子**，**质子**&**反质子**。
- » 带有相反电荷的基本粒子在一定条件下相遇，会同时消失并产生几个光子，这叫做**正反物质的湮灭**。



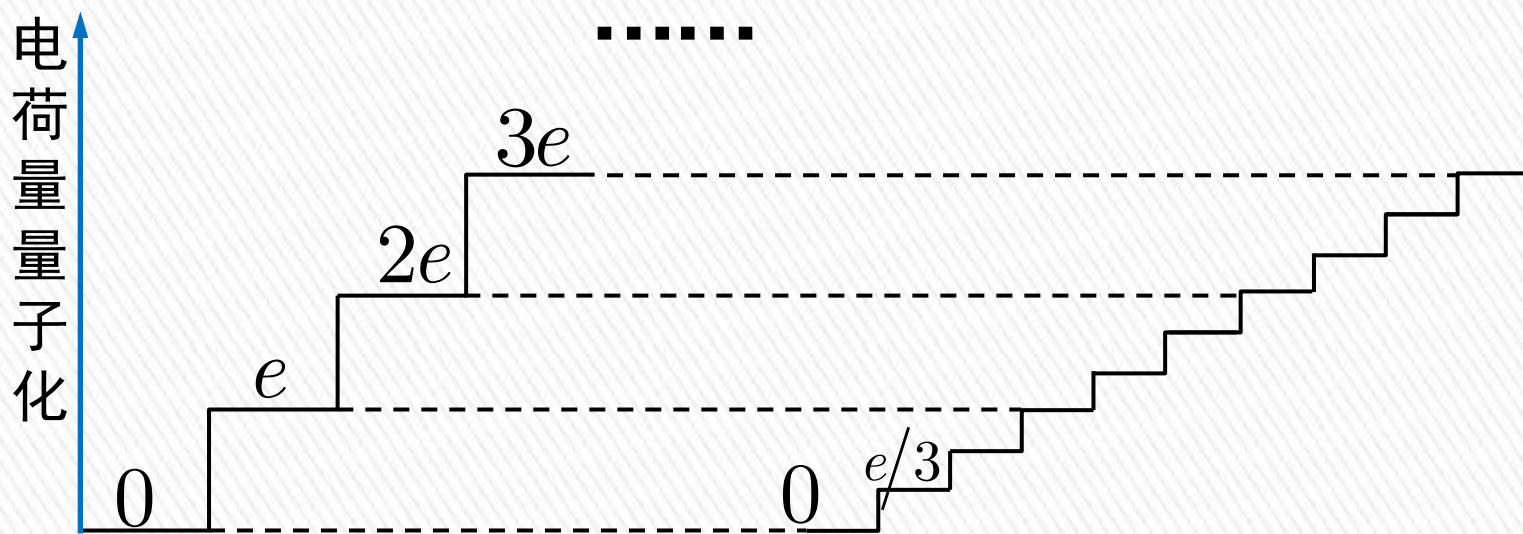
7.1 电荷

» 2. 电荷的量子性

自然界中的电荷总是以某个最小单元的整数倍出现。一般认为，这个最小单元是一个电子所带的电荷量，即：

$$e = 1.602\ 176\ 620\ 8(98) \times 10^{-19} \text{ 库伦}(C)$$

虽然夸克的带电量是 $e/3$ 或 $2e/3$ ，但依然没有违背电荷的量子性这一结论。



7.1 电荷

» 两个重要假定：

(1) 从微观的角度看，电荷是量子性的。但当我们研究电磁现象的宏观规律时，由于带电体所带电荷量与单元电荷量相比十分巨大，所以我们完全可以假定电荷是**连续分布**在导体上的，这样得到的结果在宏观上足够准确。

例如：处理电容极板带电，研究导体表面电荷分布时常常认为电荷是连续分布的。

(2) 当一个带电体本身的大小比所研究的系统中的其它尺寸小得多时，我们就可以把这个带电体看作一个本身没有体积的带电体，这样的带电体称为**点电荷**。

例如：研究电子、质子和其它小物体，对其周围带电粒子(物体)的电磁相互作用时。

7.1 电荷

» **3.电荷守恒[定律]**: 一个不和外界交换物质的孤立系统，其正负电荷的代数和维持不变。

» 规定：正电荷多少用正数表示，负电荷多少用负数表示。

» **4. 电荷量的相对论不变性**

电荷量在洛伦兹变换下保持不变。直观的说，不管在哪个参照系中测量一个带电体的电荷量，都是同一数值，一个带电体的电荷量与其运动状态无关。

7.2 库仑定律与叠加原理

» 库仑定律：

相对惯性参照系观察，自由空间中两个静止点电荷之间的作用力与这两个电荷所带电量成正比，与它们的距离**平方**成**反比**，作用力的方向沿着这两个点电荷的连线。

$$\vec{F} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{e}_r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{e}_r$$

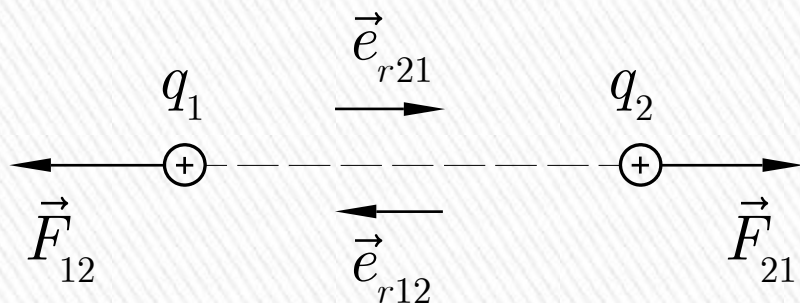
式中 k 为常数，

$$k = 8.99 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{C}^{-2}$$

有时也写成 $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$

ϵ_0 称为 真空电容率，

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \cdot \text{N}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$$



7.2 库仑定律与叠加原理

P243 例 7.1: 氢原子中电子和质子的距离为 $5.3 \times 10^{-11} \text{ m}$ ，求此二粒子之间的静电力和万有引力分别为多大？

解： 静电力大小为

$$F_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} \stackrel{\text{代入数据}}{=} 8.1 \times 10^{-8} \text{ N}$$

万有引力大小为

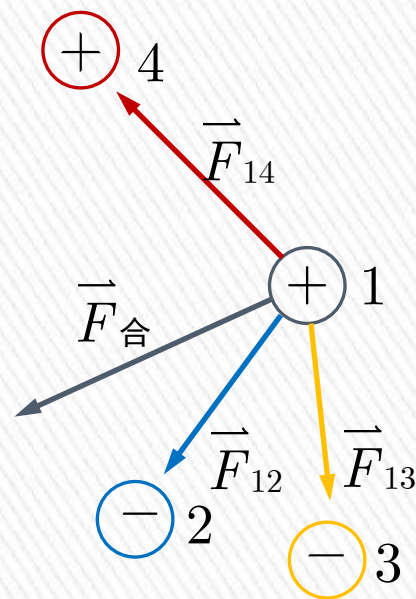
$$F_g = G \frac{m_e m_p}{r^2} \stackrel{\text{代入数据}}{=} 3.7 \times 10^{-47} \text{ N}$$

7.2 库仑定律与叠加原理

[电力的]叠加原理：

当空间中有两个以上点电荷时，作用于每一个点电荷上的总静电力等于其他点电荷单独存在时作用于该电荷的静电力的**矢量和**。

$$\begin{aligned}\vec{F}_{\text{合}} &= \vec{F}_{12} + \vec{F}_{13} + \cdots + \vec{F}_{1n} \\ &= \sum_{i=2}^n \vec{F}_{1i} \\ &= \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=2}^n \frac{q_i}{r_{1i}^2} \vec{e}_{r1i}\end{aligned}$$



原则上，只需使用库仑定律和叠加原理，就可以解决静电学中有关带电体受力的所有问题。

7.3 电场和电场强度

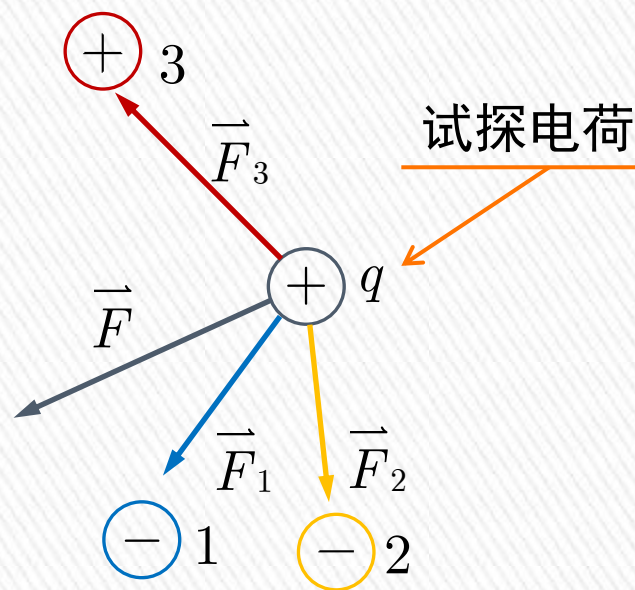
- » 相对观察者静止的电荷激发出的电场称为**静电场**。
- » 电场对处于其中的电荷会产生作用力，是传递电荷相互作用的介质。
- » **电场是一种物质**，它无色无味无形，但具有质量、能量和动量，传播速度是光速。

7.3 电场和电场强度

- » 我们可以用另外一个带电量为 q 的电荷去试探电场的强弱。
- » 从库仑定律可知，该试探电荷所受的力大小与电荷量的比值是一个定值，这个定值只取决于电场本身的性质，因此定义电场强度为：

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \frac{\vec{F}}{q} \\ &= \frac{\sum_{i=1}^n \vec{F}_i}{q} \\ &= \sum_{i=1}^n \vec{E}_i\end{aligned}$$

Diagram illustrating the derivation of the electric field vector \vec{E} from the force vector \vec{F} acting on a test charge q . An orange arrow points from the force vector \vec{F} in the equation to the corresponding term in the diagram.



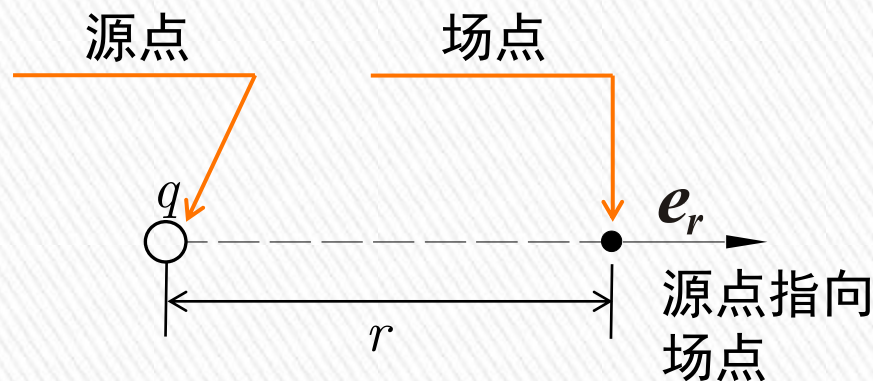
电场的叠加原理：

由多个点电荷在空间中某点产生的电场强度，等于各个点电荷单独在该点的电场强度之矢量和。

7.4 静止的点电荷的电场及其叠加

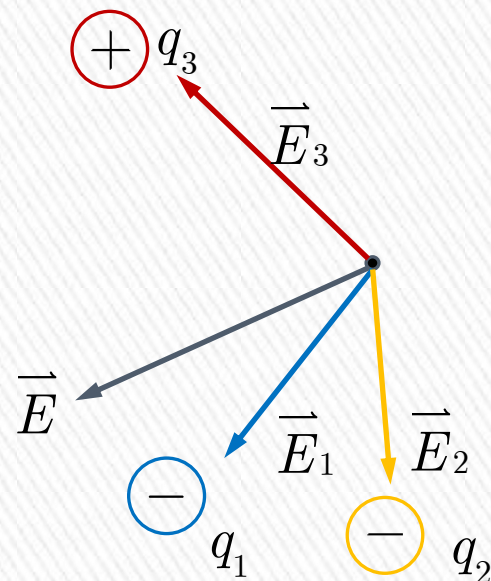
» 点电荷在某一点的电场强度：

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{e}_r$$



» 多个点电荷在空间中某点产生的电场强度为：

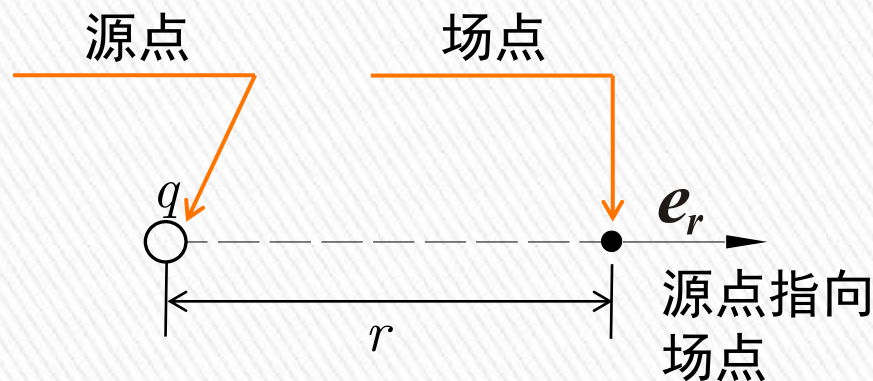
$$\vec{E} = \sum_i \vec{E}_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{q_i}{r_i^2} \vec{e}_{ri}$$



7.4 静止的点电荷的电场及其叠加

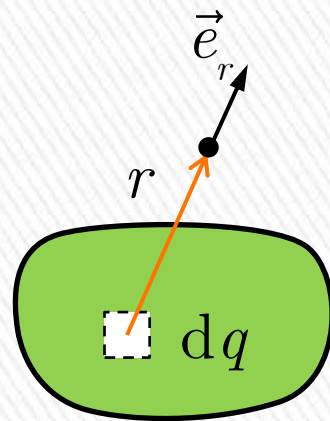
» 点电荷在某一点的电场强度：

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{e}_r$$



» 连续分布的电荷的电场强度为：

$$\vec{E} = \int d\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dq}{r^2} \vec{e}_r$$



7.4 静止的点电荷的电场及其叠加

P247 例 7.3: 相隔一定距离的等量异号点电荷 $+q$ 和 $-q$ ，当它们之间的距离 l 远小于它们到场点的距离 r 时，被称为电偶极子。求电偶极子中垂线上任一点的电场强度。

解: 如图，两个点电荷在 P 点的场强分别为：

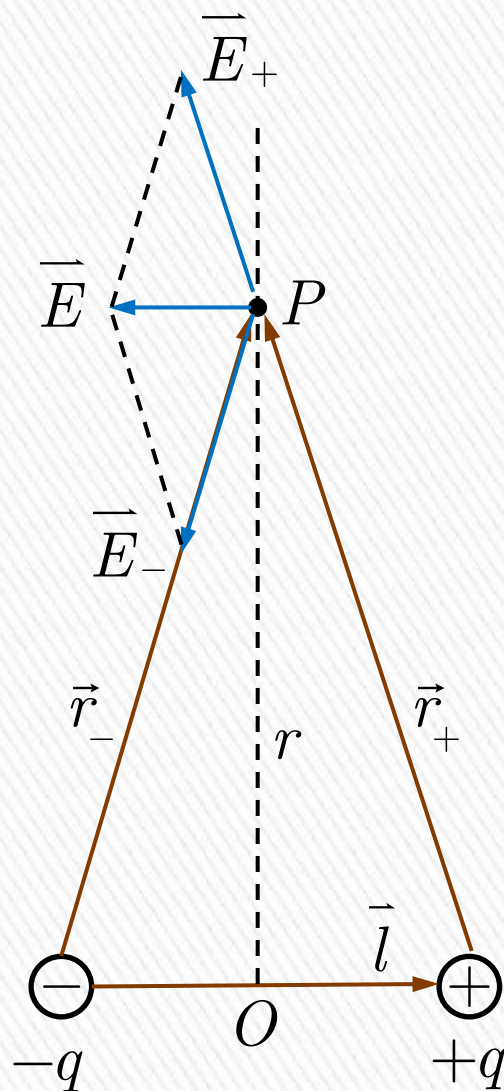
$$\vec{E}_+ = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r_+^2} \vec{e}_{r_+} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}_+}{r_+^3}$$

$$\vec{E}_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{-q}{r_-^2} \vec{e}_{r_-} = \frac{-q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}_-}{r_-^3}$$

当 $r \gg l$ 时，可认为 $r_+ = r_- = r$ ，则

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_- = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^3} (\vec{r}_+ - \vec{r}_-)$$

$$= \frac{-q\vec{l}}{4\pi\epsilon_0 r^3} = \frac{-\boxed{\vec{p}}}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad \text{电矩}$$



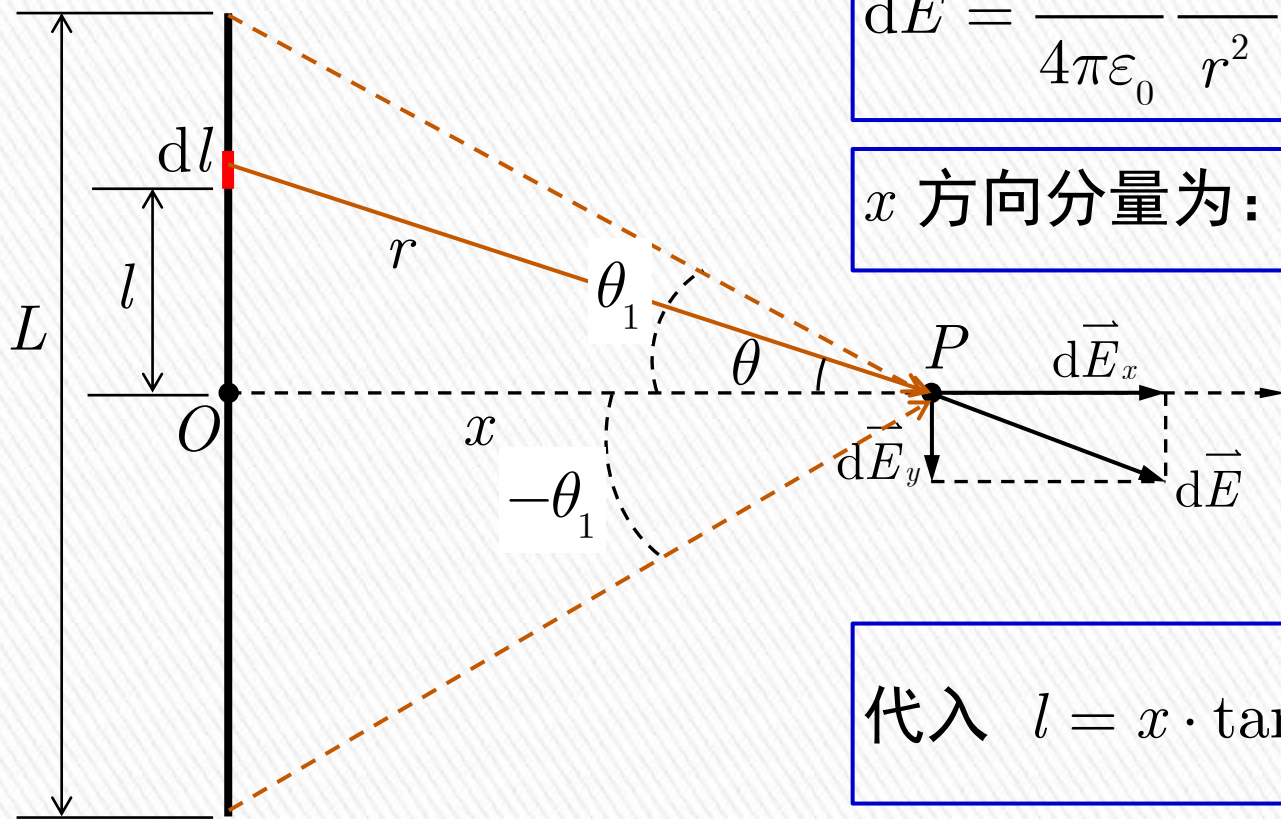
7.4 静止的点电荷的电场及其叠加

P248 例 7.4: 均匀带电直线棒，长为 L ，电荷线密度为 λ ，求直线中垂线上一点的场强。

解: 如图，由于对称性的存在，只需计算场点 P 在 x 方向的场强即可。
在直线棒上取微元 dl ，该微元的电量为 $dq = \lambda dl$ ，所产生的的场强：

$$d\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dl}{r^2} \vec{e}_r$$

$$x \text{ 方向分量为: } dE_x = dE \cdot \cos \theta$$



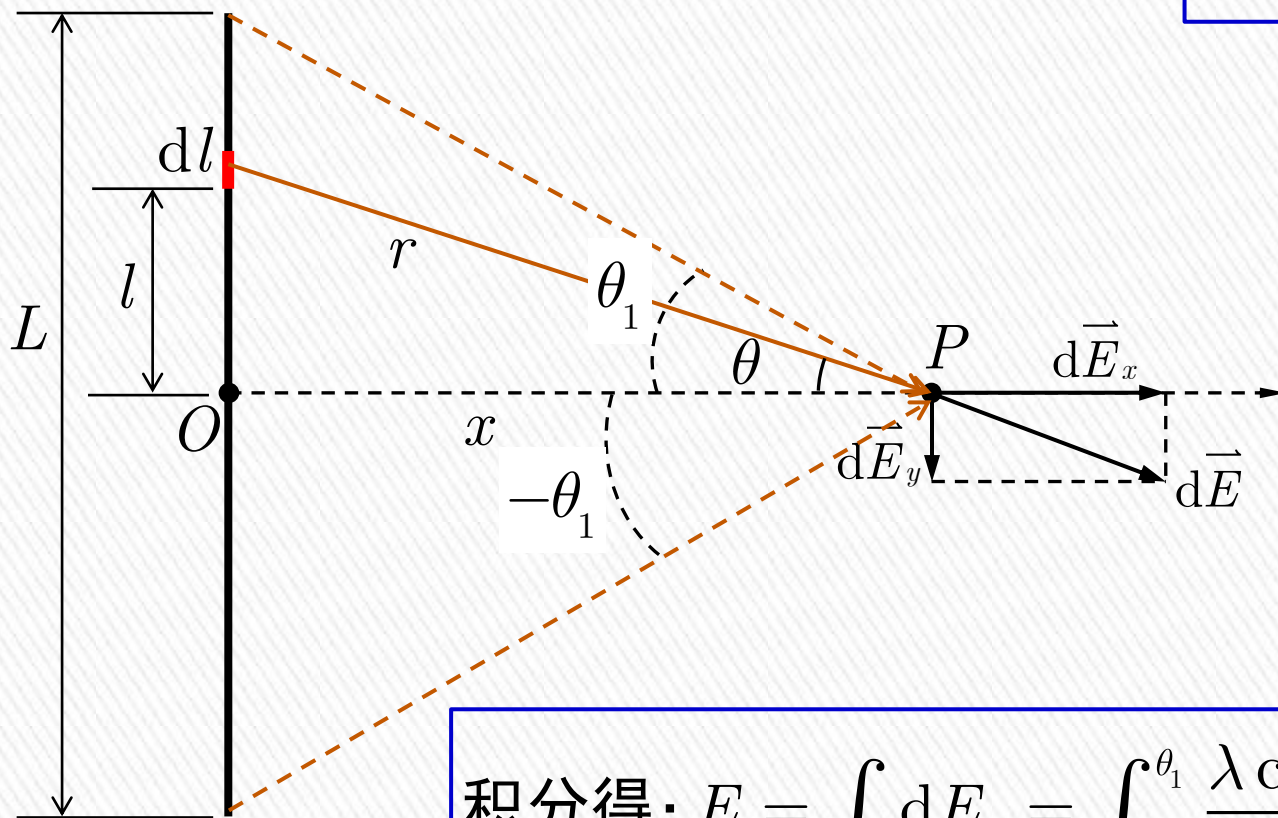
$$\text{代入 } l = x \cdot \tan \theta, r = \frac{x}{\cos \theta} \text{ 得:}$$

7.4 静止的点电荷的电场及其叠加

P248 例 7.4: 均匀带电直线棒，长为 L ，电荷线密度为 λ ，求直线中垂线上一点的场强。

解(续): 代入 $l = x \cdot \tan \theta$, $r = x / \cos \theta$ 得:

$$dE_x = \frac{\lambda \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 x} d\theta$$



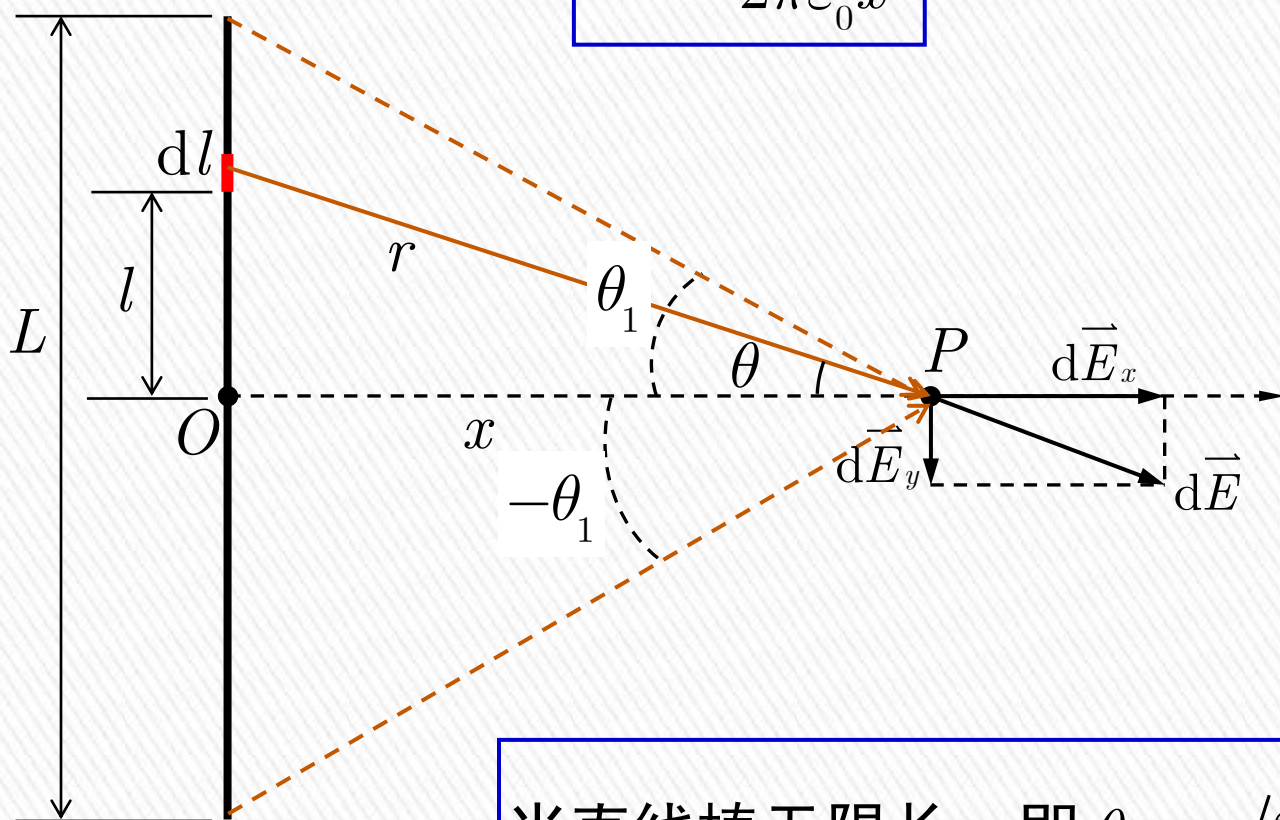
$$\text{积分得: } E = \int_q dE_x = \int_{-\theta_1}^{\theta_1} \frac{\lambda \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 x} d\theta = \frac{\lambda \sin \theta_1}{2\pi\epsilon_0 x}$$

7.4 静止的点电荷的电场及其叠加

P248 例 7.4: 均匀带电直线棒，长为 L ，电荷线密度为 λ ，求直线中垂线上一点的场强。

解(续): 前述分析得:

$$E = \frac{\lambda \sin \theta_1}{2\pi\epsilon_0 x}$$



$$\text{当直线棒无限长, 即 } \theta_1 = \pi/2 \text{ 时, } E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 x}$$

7.4 静止的点电荷的电场及其叠加

P249 例 7.5: 均匀带电圆环, 半径为 R , 所带总电量为 q (设 $q > 0$), 求圆环轴上任一点的场强。

解: 根据对称性得知, 圆环在点 P 处的场强, 垂直分量互相抵消, 只需求 x 方向分量。

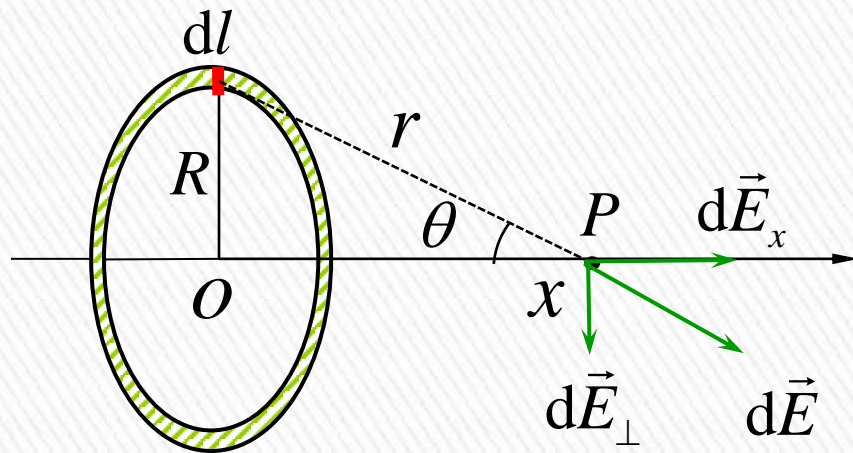
在圆环上取圆弧微元 dl , 其对应的电荷微元为

$$dq = \frac{q}{2\pi R} dl$$

该微元在场点 P 处的场强大小为 $dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot \frac{q}{2\pi R} dl$

其 x 方向分量为

$$dE_x = dE \cdot \cos \theta = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 (R^2 + x^2)} \cdot \frac{q}{2\pi R} dl \cdot \frac{x}{\sqrt{R^2 + x^2}}$$

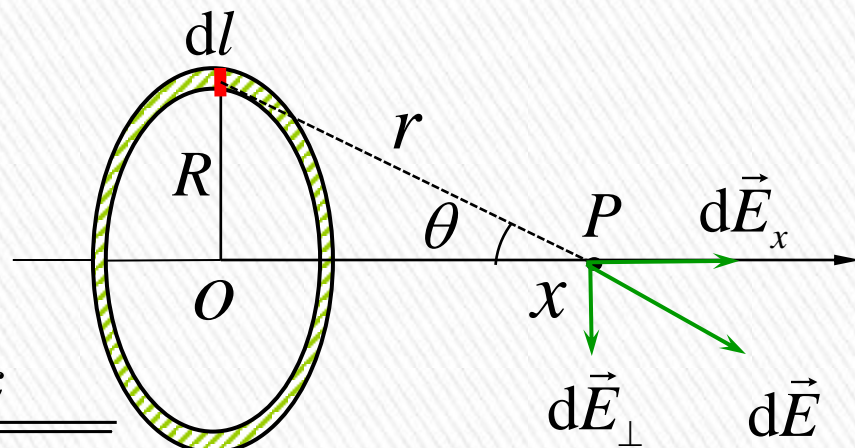


7.4 静止的点电荷的电场及其叠加

P249 例 7.5: 均匀带电圆环, 半径为 R , 所带总电量为 q (设 $q > 0$), 求圆环轴上任一点的场强。

解(续): 如图所示微元 dl 在场点 P 处产生的场强的 x 方向分量为

$$\begin{aligned} dE_x &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0(R^2 + x^2)} \cdot \frac{q}{2\pi R} dl \cdot \frac{x}{\sqrt{R^2 + x^2}} \\ &= \frac{x}{4\pi\epsilon_0(R^2 + x^2)^{3/2}} \cdot \frac{q}{2\pi R} dl \end{aligned}$$



则对整个圆环积分得:

$$E = \int_l dE_x = \int_l \frac{x}{4\pi\epsilon_0(R^2 + x^2)^{3/2}} \cdot \frac{q}{2\pi R} dl = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qx}{(R^2 + x^2)^{3/2}}$$

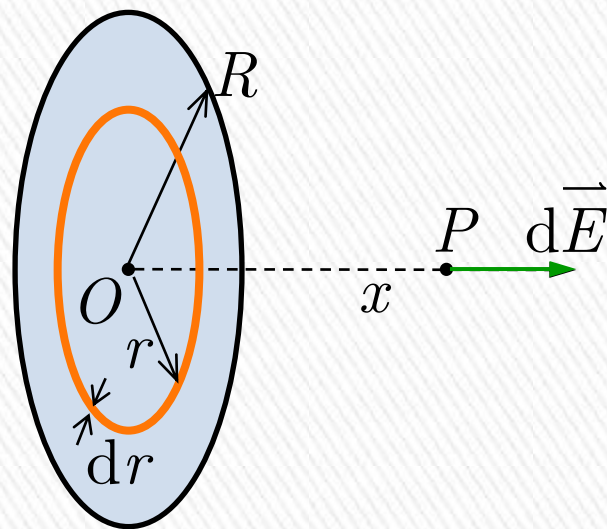
7.4 静止的点电荷的电场及其叠加

P249 例 7.6: 均匀带电圆面, 半径为 R , 电荷面密度为 σ (设 $\sigma > 0$), 求圆面轴上任一点的场强。

解: 取如图所示、半径为 r 的环状微元, 该微元的电量为 $dq = \sigma \cdot 2\pi r dr$;

根据上一道题的结论, 该环状微元在场点 P 处的场强为

$$dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{x \cdot dq}{(r^2 + x^2)^{3/2}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{x \cdot \sigma \cdot 2\pi r dr}{(r^2 + x^2)^{3/2}}$$



对整个圆盘进行积分, 得到点 P 处的场强

$$E = \int dE = \int_0^R \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{x \cdot \sigma \cdot 2\pi r dr}{(r^2 + x^2)^{3/2}} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \left[1 - \frac{x}{\sqrt{R^2 + x^2}} \right]$$

7.4 静止的点电荷的电场及其叠加

P249 例 7.6: 均匀带电圆面, 半径为 R , 电荷面密度为 σ (设 $\sigma > 0$), 求圆面轴上任一点的场强。

解(续): 点 P 处的场强为

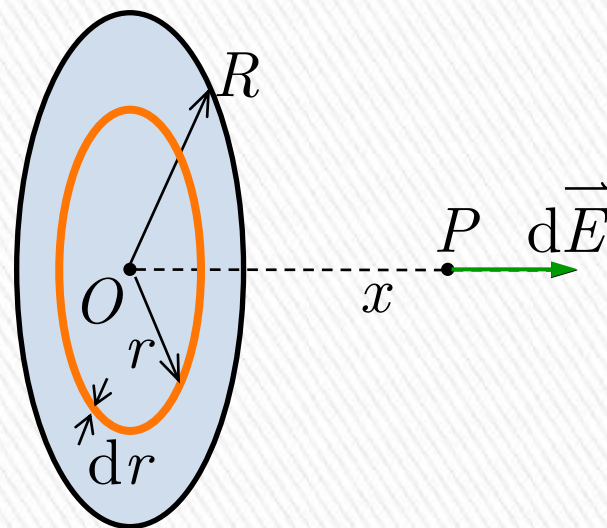
$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \left[1 - \frac{x}{\sqrt{R^2 + x^2}} \right]$$

当 $x \ll R$ 时, $E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$

此时可将圆面视为无限大平面, 即无限大带电平面附近一点的场强。

当 $x \gg R$ 时, $\frac{1}{\sqrt{R^2 + x^2}} \simeq \frac{1}{x} \left(1 - \frac{R^2}{2x^2} \right)$

$E = \frac{R^2 \sigma}{4\varepsilon_0 x^2} = \frac{\pi R^2 \sigma}{4\pi \varepsilon_0 x^2} = \frac{q}{4\pi \varepsilon_0 x^2}$, 可将该圆面视为点电荷。



7.5 电场线和电通量

(1) 我们为什么画电场线？

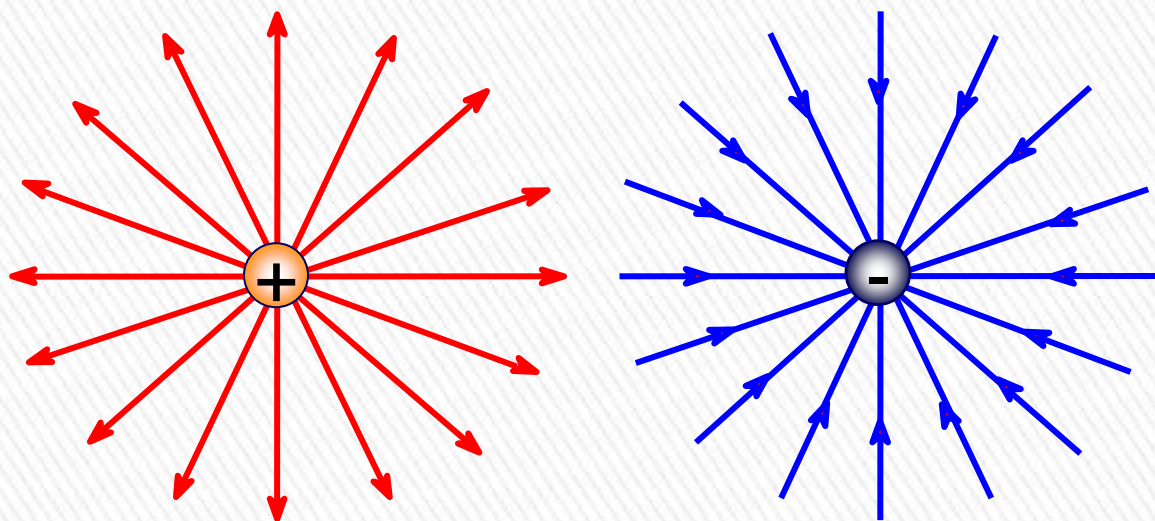
用电场强度 E 的函数形式来描述电场是精确的，但不直观。

(2) 什么是电场线？

如果在电场中作出许多曲线，使这些曲线上每一点的切线方向和该点场强方向一致，而且电场线在空间上的密度正比于电场强度，那么所有这些曲线就称为电场线。

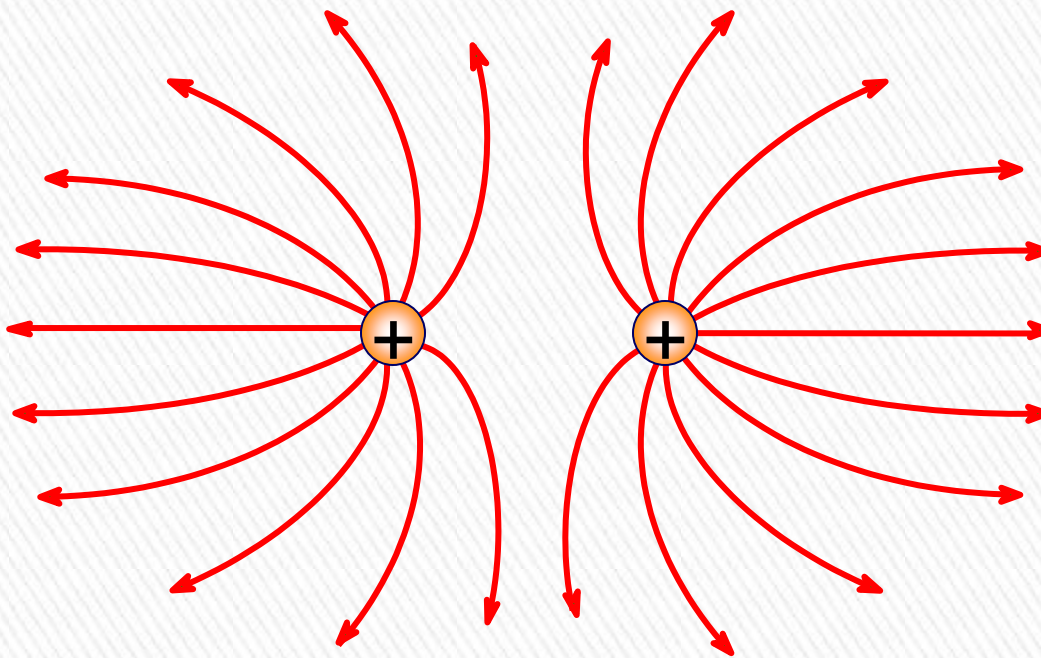
7.5 电场线和电通量

正点电荷与负点电荷的电场线



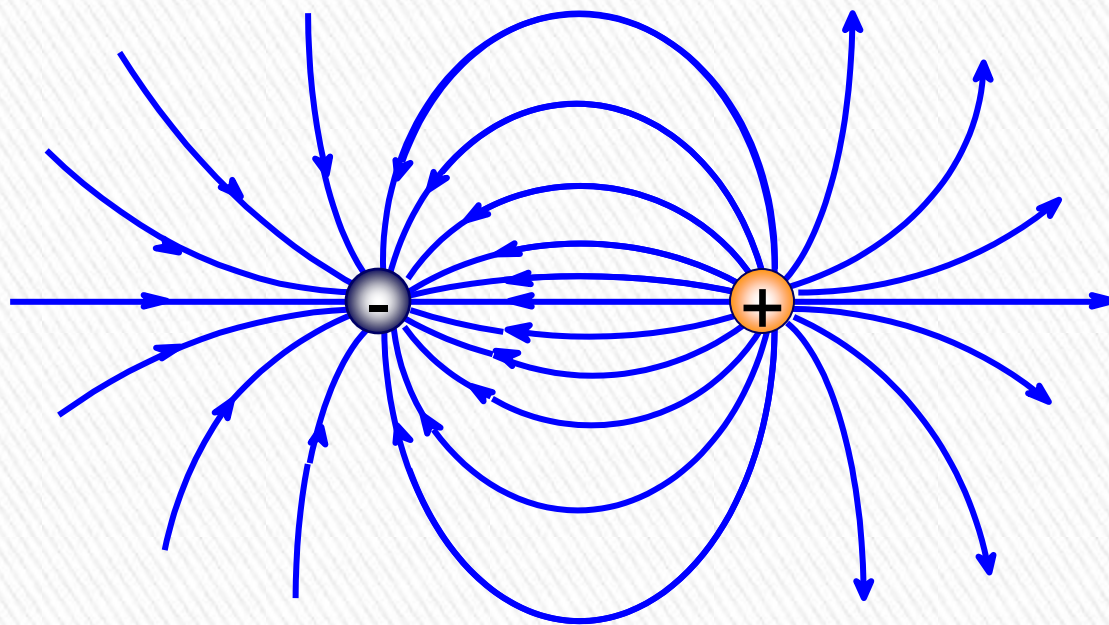
7.5 电场线和电通量

一对等量正点电荷的电场线



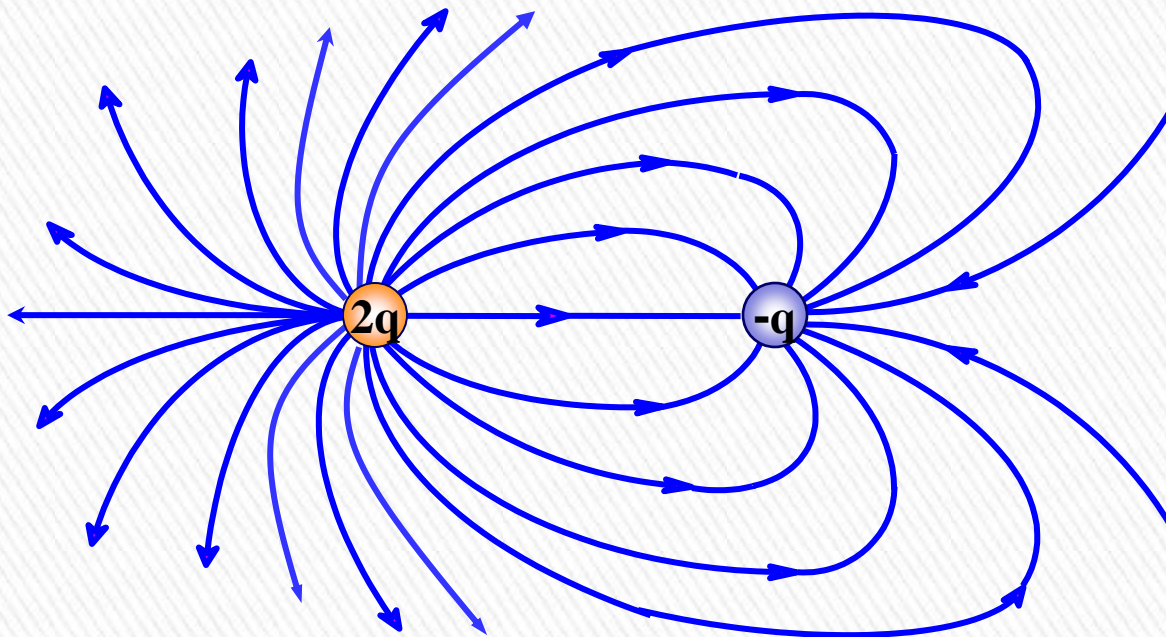
7.5 电场线和电通量

一对等量异号点电荷的电场线



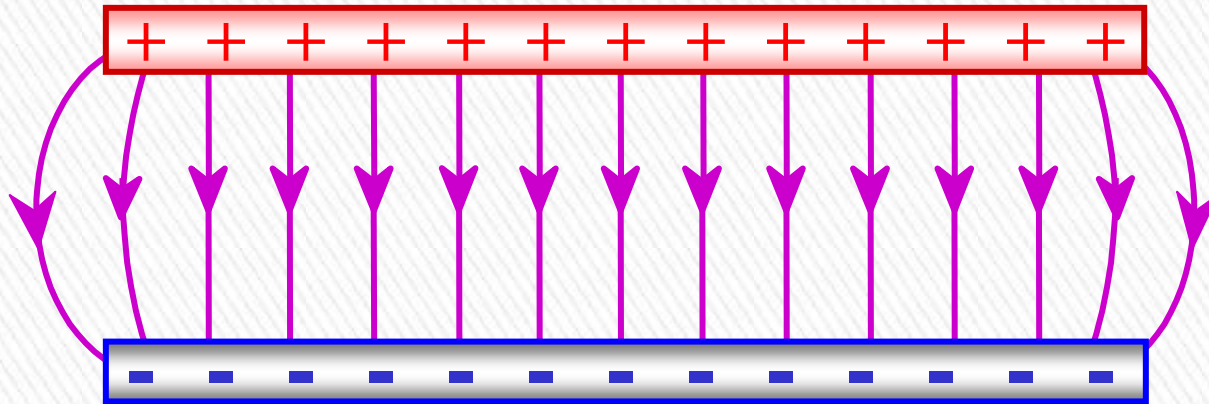
7.5 电场线和电通量

一对不等量异号点电荷的电场线



7.5 电场线和电通量

带电平行板电容器的电场线



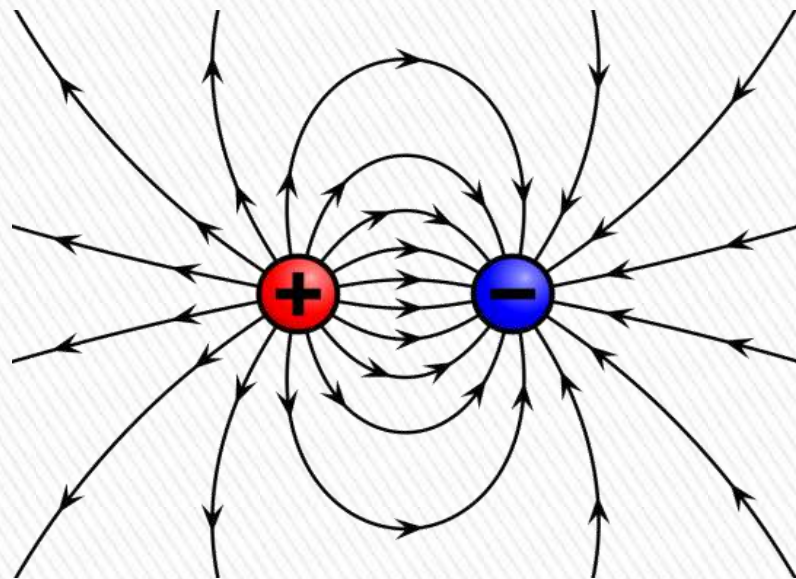
7.5 电场线和电通量

» 电场线的规定：

- > 切线方向为电场强度的方向，
- > 疏密程度表示电场强度的大小。

» 电场线的特点：

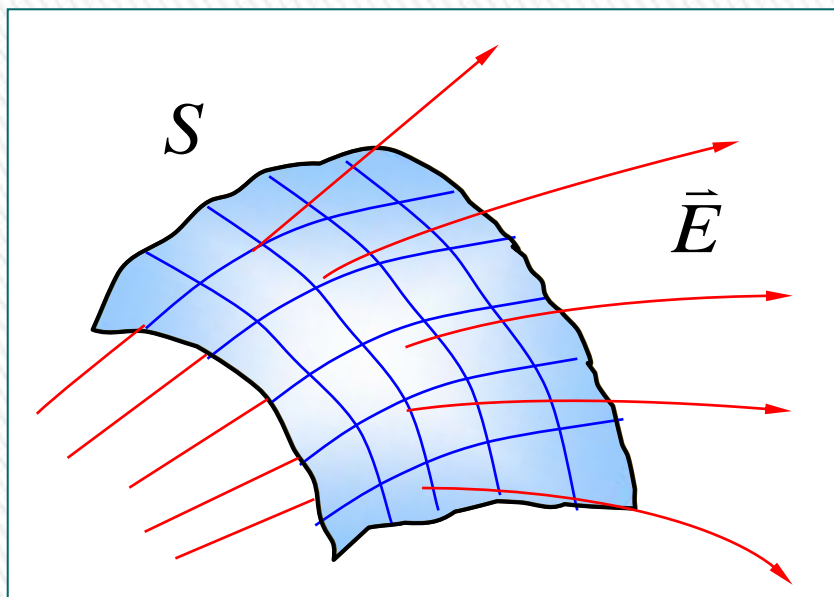
- > 任意两条电场线不相交；
 - > 有始有终，非闭合曲线，始于正电荷(或无穷远)，终于负电荷(或无穷远)。
- » 从电场线的方向上看，正电荷似乎在发出电场线；相反的，负电荷却在吸收电场线。



7.5 电场线和电通量

» 电通量

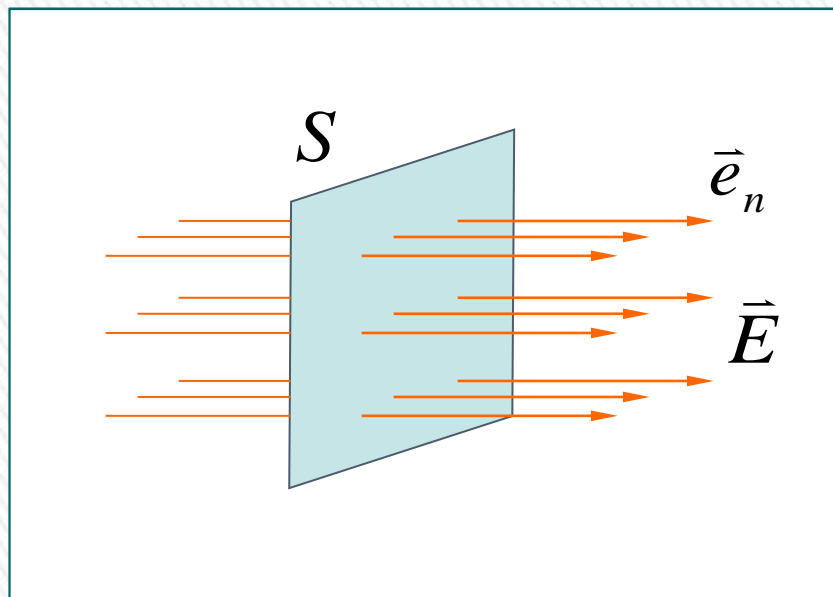
定义：通过电场中某个面的电场线数量。



7.5 电通量的求法

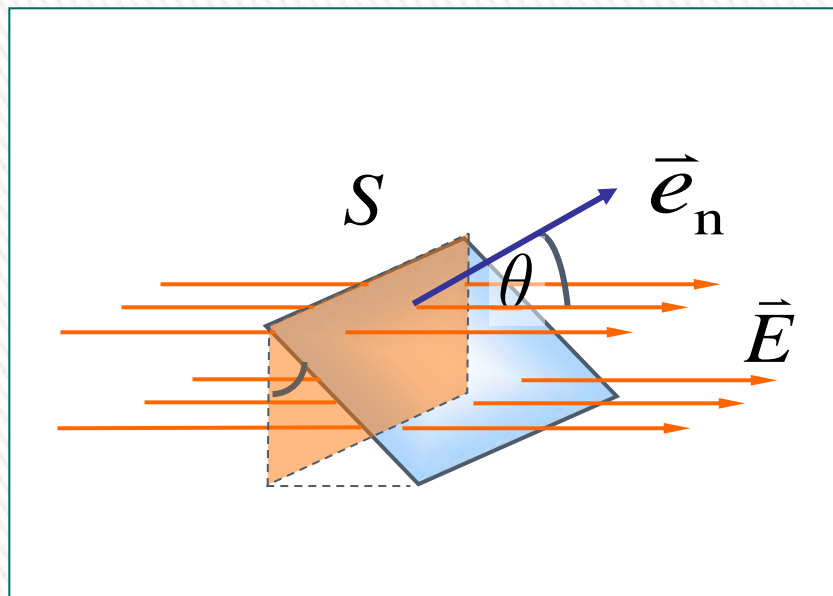
- ◆ 均匀电场，
 \vec{E} 垂直于平面时，

$$\Phi_e = \vec{E} \cdot \vec{S} = ES$$



- ◆ 均匀电场，
 \vec{E} 与平面夹角 θ ，

$$\Phi_e = \vec{E} \cdot \vec{S} = ES \cos \theta$$

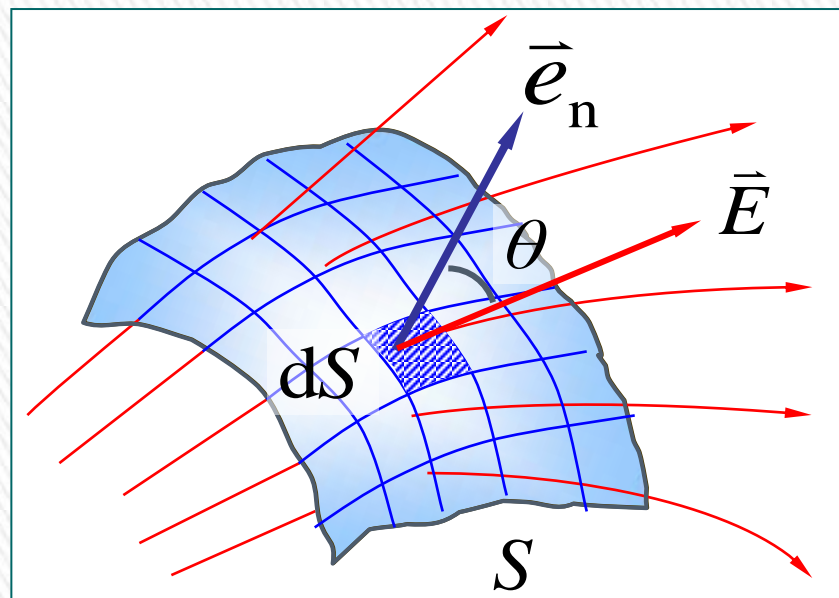


7.5 电通量的求法

◆ 非均匀电场，曲面 S ，

$$d\Phi_e = \vec{E} \cdot d\vec{S}$$

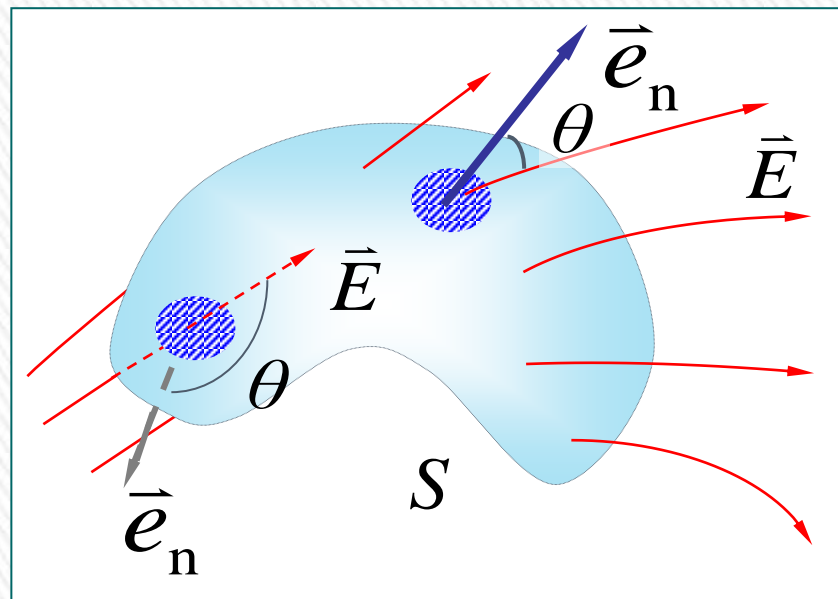
$$\Phi_e = \int_S \vec{E} \cdot d\vec{S}$$



◆ 非均匀电场，闭合曲面 S ，

$$\Phi_e = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S}$$

“穿出”为正，
“穿进”为负。



7.6 高斯定律



高斯面

» 在真空中的静电场，穿过**任一闭合曲面**的电场强度通量，等于该曲面所包围的所有电荷的代数和除以**真空电容率** ε_0 .

$$\Phi_e = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i q_i^{\text{in}}$$

7.6 高斯定律

» 关于高斯定律：

$$\Phi_e = \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i^{\text{in}}$$

- > 只有闭合曲面内部的电荷对曲面的电通量有贡献。
- > 虽然只有闭曲面内的电荷对闭曲面的电通量有贡献，但高斯定律公式中的电场强度 \vec{E} 是空间中所有电荷所产生的合场强，不仅仅是曲面内部的电荷产生的。
- > 在运动电场和时变电场中，库仑定律不再适用，但高斯定律依然成立。它是关于电磁场的基本规律之一，也是麦克斯韦方程组的其中一个方程。
- > 高斯定理的物理含义为：静电场是有源场。

7.7 利用高斯定律求静电场的分布

- » 在系统具有**高度对称性**时，使用高斯定律求电场比库伦定理方便，例如：
 - > 点电荷(球对称)
 - > 均匀带电球体(球对称)
 - > 无限长带电导线(轴对称)
 - > 无限长带电圆柱和圆筒(轴对称)
 - > 无限大带电平板(两边对称)

7.7 利用高斯定律求静电场的分布

» 利用高斯定理求电场强度的一般步骤：

- > 对称性分析；
- > 根据对称性选择合适的高斯面；
- > 应用高斯定理进行计算。

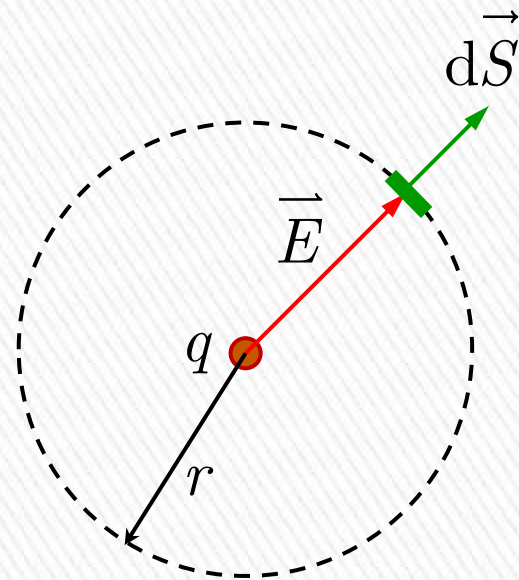
$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i^{\text{in}}$$

7.7 利用高斯定律求静电场的分布

P255 例 7.8: 求点电荷 q 周围的电场分布。

解: 点电荷的场强是球面对称的，以点电荷为球心，作一个半径为 r 的球面高斯面：

$$\text{根据高斯定理, } \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q}{\varepsilon_0} \quad (1)$$



根据对称性，球面上每一个面积微元 $d\vec{S}$ 的方向都和它所在位置的场强 \vec{E} 的方向一致，则 (1) 式的左边可写为： $\oint_S E \cdot dS$

根据对称性，球面上每一处的场强大小 E 相等，即 E 是一个常量，可以提到积分符号外面来，即 $\oint_S E \cdot dS = E \cdot \oint_S dS = E \cdot 4\pi r^2$

$$\text{代入 (1) 式得: } E \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_0} \Rightarrow E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r^2}$$

7.7 利用高斯定律求静电场的分布

P255 例 7.9：求半径为 R 、带电量为 q 的均匀带电球面的电场分布。

解：球面电荷的场强是球面对称的，作一个和球面同心的、半径为 r 的球面高斯面：

高斯定理：

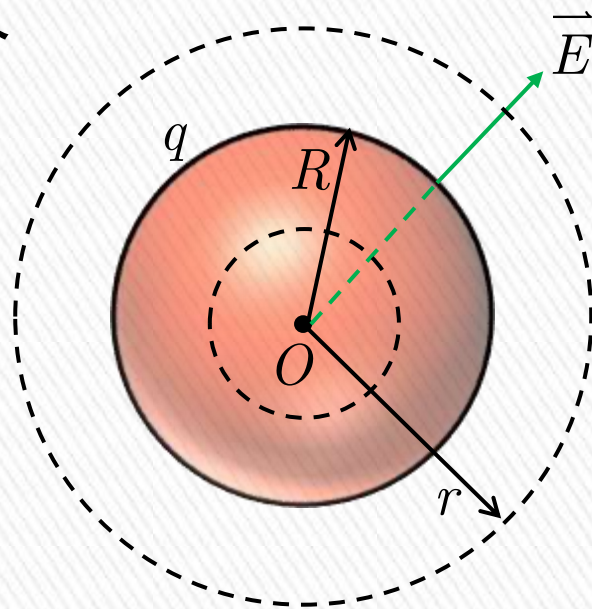
$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i^{\text{in}} \quad (1)$$

根据对称性对 (1) 式左边进行化简：

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \oint_S E \cdot dS = E \cdot \oint_S dS = E \cdot 4\pi r^2$$

(1) 式右边有两种情况：

$$\frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i^{\text{in}} = \frac{1}{\epsilon_0} \begin{cases} 0, & r < R \\ q, & r \geq R \end{cases}$$



7.7 利用高斯定律求静电场的分布

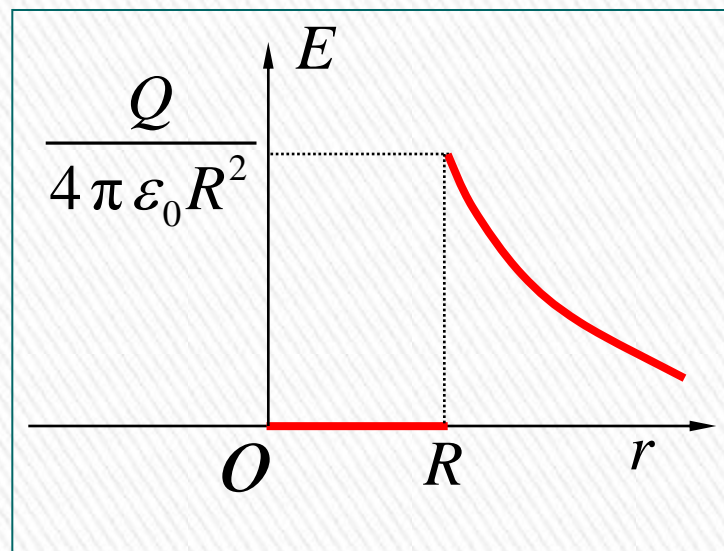
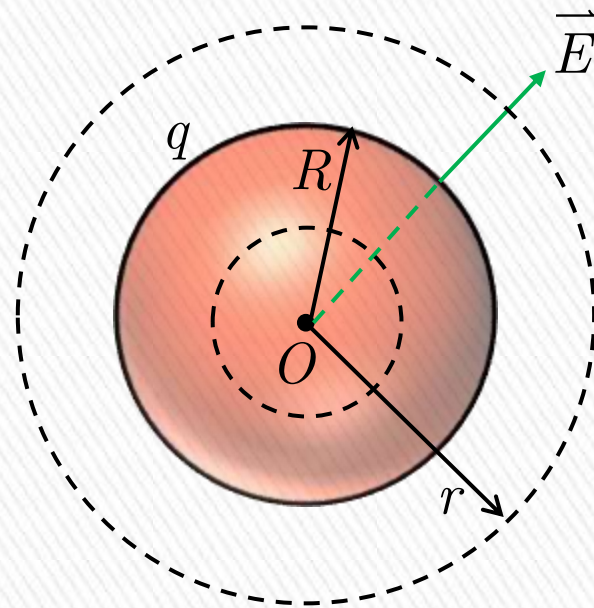
P255 例 7.9： 求半径为 R 、带电量为 q 的均匀带电球面的电场分布。

解(续)：
$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i q_i^{\text{in}} \quad (1)$$

化简为：

$$E \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{\varepsilon_0} \begin{cases} 0, & r < R \\ q, & r \geq R \end{cases}$$

$$\Rightarrow E = \begin{cases} 0, & r < R \\ \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r^2}, & r \geq R \end{cases}$$



7.7 利用高斯定律求静电场的分布

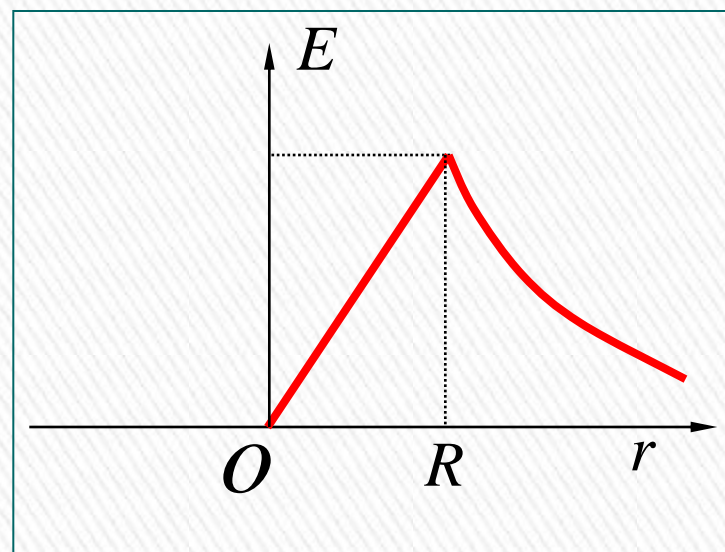
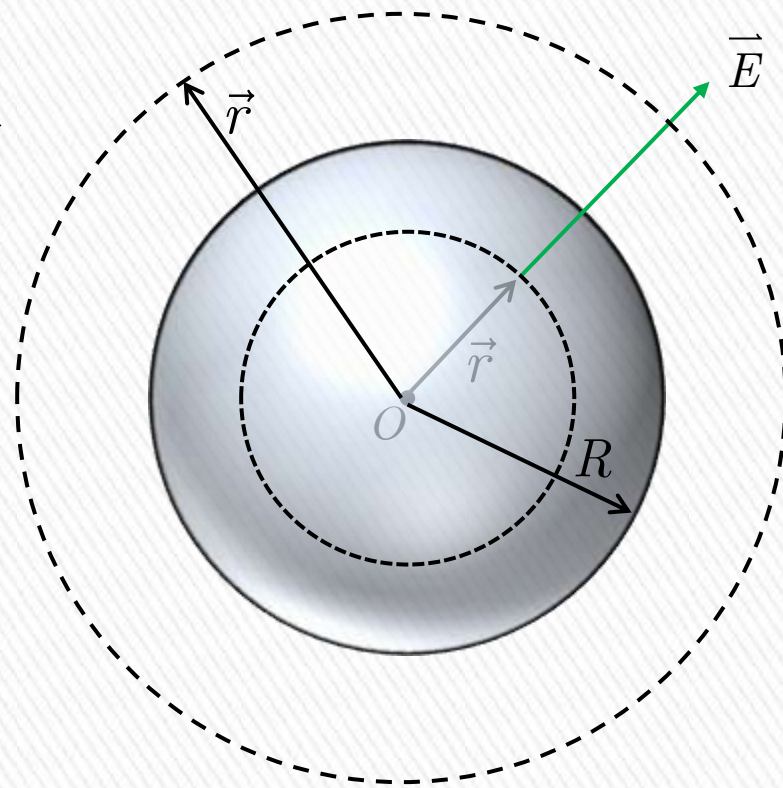
P256 例 7.10：求均匀带电球体的电场分布，已知球半径为 R ，所带总电荷为 q 。

解：该场强是球面对称的，作一个和球面同心的、半径为 r 的球面高斯面：

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} \stackrel{\text{对称性分析}}{=} E \cdot 4\pi r^2$$

$$= \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i^{\text{in}} = \frac{1}{\epsilon_0} \begin{cases} q \frac{r^3}{R^3}, & r < R \\ q, & r \geq R \end{cases}$$

➡
$$E = \begin{cases} \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{r}{R^3}, & r < R \\ \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^2}, & r \geq R \end{cases}$$



7.7 利用高斯定律求静电场的分布

P256 例 7.10：求均匀带电球体的电场分布，已知球半径为 R ，所带总电荷为 q 。

解(续)：以 ρ 表示电荷体密度，则

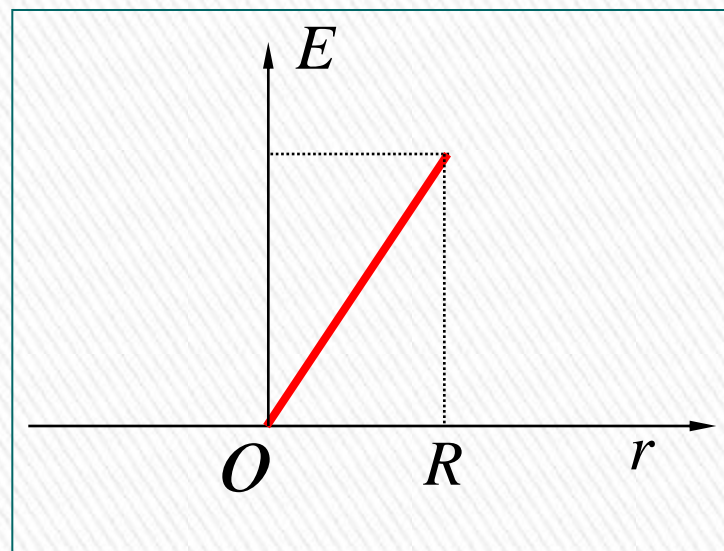
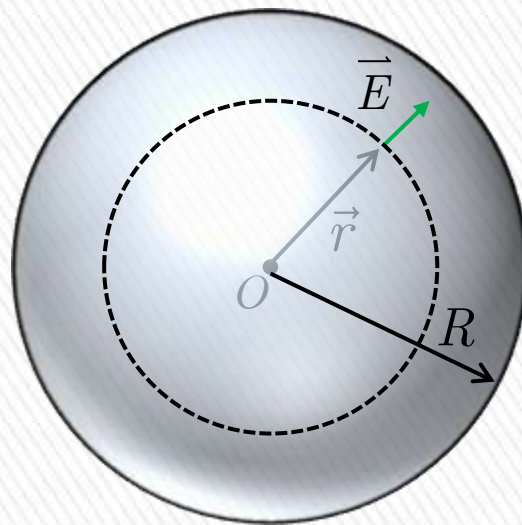
$$q = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi R^3$$

重新表示球体**内部**的场强为：

$$E = \frac{\rho r}{3\varepsilon_0}, \quad r \leq R$$

考虑方向得：

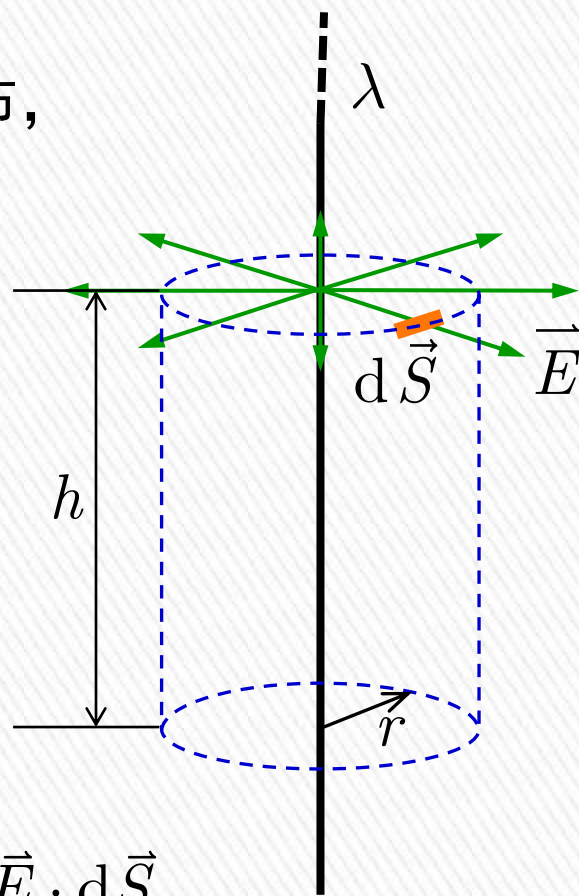
$$\vec{E} = \frac{\rho}{3\varepsilon_0} \vec{r}, \quad r \leq R$$



7.7 利用高斯定律求静电场的分布

P257 例 7.11: 求无限长均匀带电直线的电场分布，电荷线密度为 λ 。

解: 无限长直线的电场分布是轴对称的，以该直线为轴线，作一个底面半径为 r 、高为 h 的**封闭圆柱形**高斯面。



高斯定理：
$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i^{\text{in}}$$

分析左边得：

$$\begin{aligned} \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \int_{\text{柱面}} \vec{E} \cdot d\vec{S} + \int_{\text{上底}} \vec{E} \cdot d\vec{S} + \int_{\text{下底}} \vec{E} \cdot d\vec{S} \\ &= \int_{\text{柱面}} \vec{E} \cdot d\vec{S} \\ &= \int_{\text{柱面}} E \cdot dS = E \cdot \int_{\text{柱面}} dS = E \cdot 2\pi r h \end{aligned}$$

7.7 利用高斯定律求静电场的分布

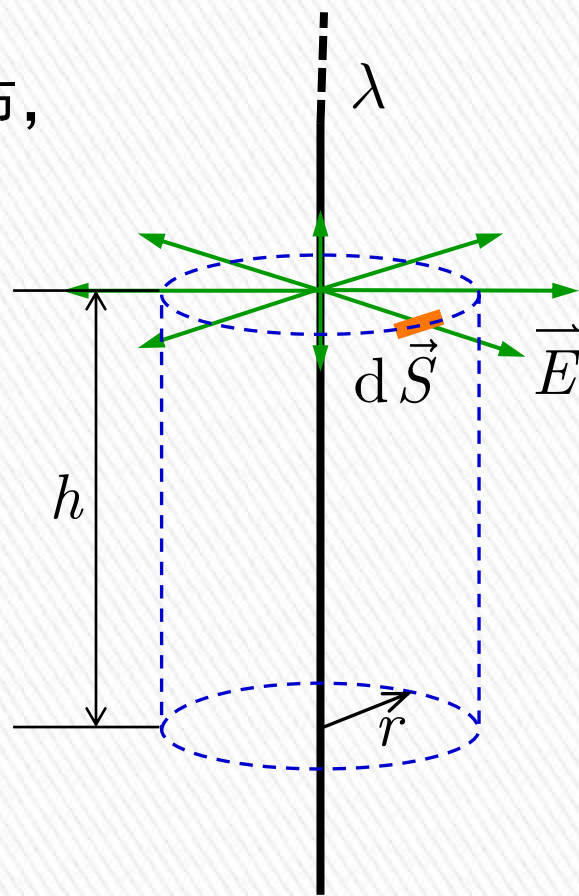
P257 例 7.11: 求无限长均匀带电直线的电场分布，电荷线密度为 λ 。

解(续): 高斯定理: $\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i q_i^{\text{in}}$

分析左边得: $\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = E \cdot 2\pi r h$

分析右边得: $\frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i q_i^{\text{in}} = \frac{\lambda h}{\varepsilon_0}$

左右相等得: $E \cdot 2\pi r h = \frac{\lambda h}{\varepsilon_0} \Rightarrow E = \frac{\lambda}{2\pi r \varepsilon_0}$

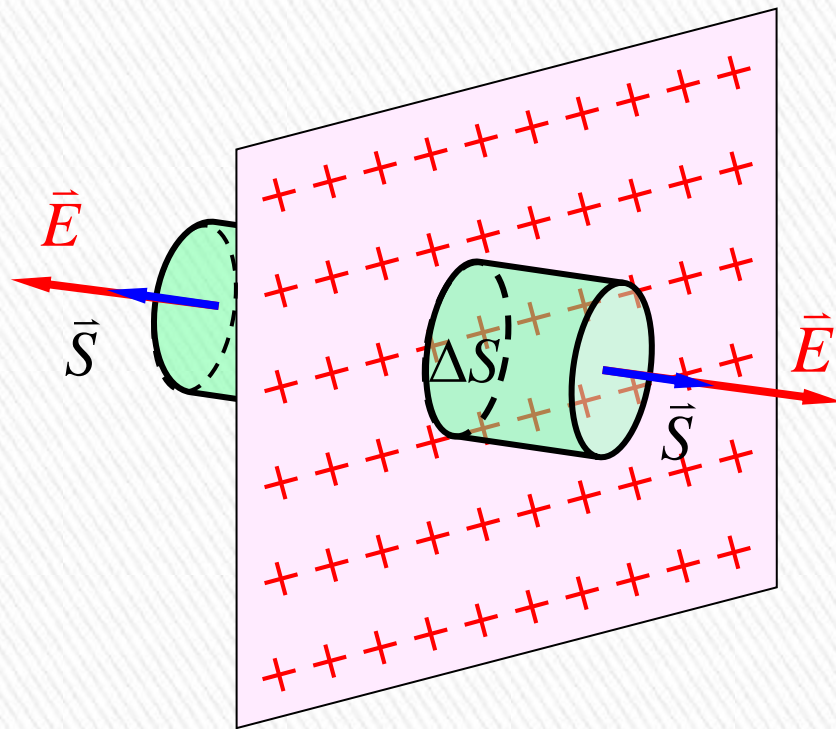


7.7 利用高斯定律求静电场的分布

P257 例 7.12: 求无限大均匀带电平面的电场分布，电荷面密度为 σ 。

解: 无限长均匀带电平面的电场分布是向两边发散对称的，而且距离平面等远处的场强大小相等，方向垂直于平面。

作一个轴线垂直于该平面的封闭柱状高斯面(不要求是圆柱面)，其底面积为 ΔS 。



高斯定理：
$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i^{\text{in}}$$

分析左边得：

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \int_{\text{柱面}} \vec{E} \cdot d\vec{S} + \int_{\text{上底}} \vec{E} \cdot d\vec{S} + \int_{\text{下底}} \vec{E} \cdot d\vec{S}$$

7.7 利用高斯定律求静电场的分布

P257 例 7.12: 求无限大均匀带电平面的电场分布，电荷面密度为 σ 。

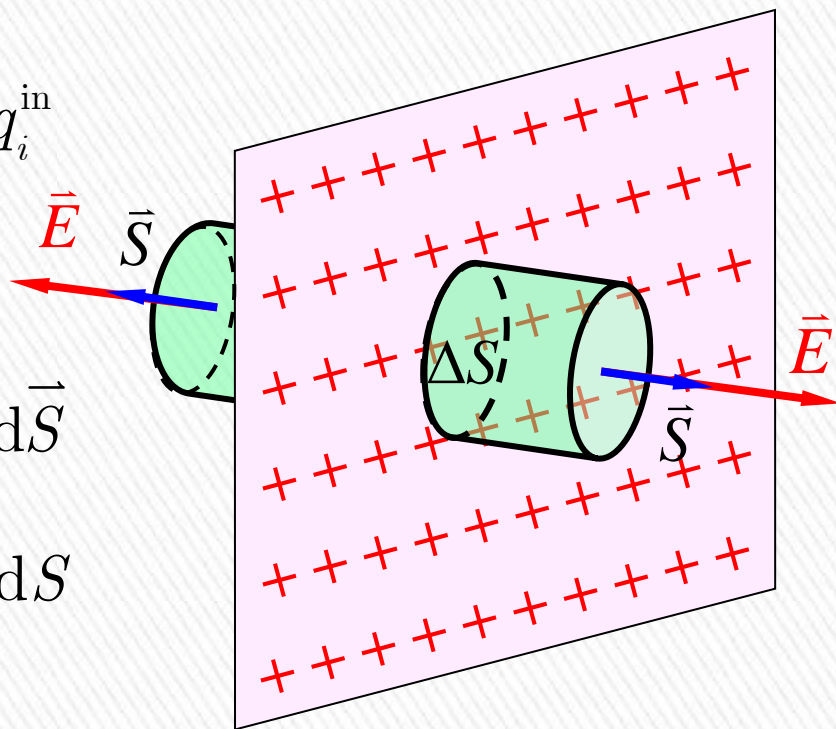
解(续): 高斯定理: $\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i^{\text{in}}$

分析左边得:

$$\begin{aligned}\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} &= \int_{\text{上底}} \vec{E} \cdot d\vec{S} + \int_{\text{下底}} \vec{E} \cdot d\vec{S} \\ &= \int_{\text{上底}} E \cdot dS + \int_{\text{下底}} E \cdot dS \\ &= 2 \cdot E \cdot \Delta S\end{aligned}$$

分析右边得: $\frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i^{\text{in}} = \frac{\sigma \cdot \Delta S}{\epsilon_0}$

左右相等得: $2E \cdot \Delta S = \frac{\sigma \cdot \Delta S}{\epsilon_0} \Rightarrow E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$



7.7 利用高斯定律求静电场的分布

P257 例 7.12: 求无限大均匀带电平面的电场分布，电荷面密度为 σ 。

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$$

