《电动力学》课后习题——第一章 电磁现象的基本规律

物理（4+4）1801　胡喜平　学号 U201811966

网站 https://hxp.plus/　邮件 hxp201406@gmail.com

2020 年 10 月 7 日

1.1　根据算符 ∇ 的微分性与矢量性，推导下列公式：

$$\nabla\left(\vec{A}\cdot\vec{B}\right)=\vec{B}\times\left(\nabla\cdot\vec{A}\right)+\left(\vec{B}\cdot\nabla\right)\vec{A}+\vec{A}\times\left(\nabla\times\vec{B}\right) \tag{1}$$

$$\vec{A}\times\left(\nabla\times\vec{A}\right)=\frac{1}{2}\nabla A^2-\left(\vec{A}\cdot\nabla\right)\vec{A} \tag{2}$$

解

$$\nabla\left(\vec{A}\cdot\vec{B}\right)=\left(\partial_i\vec{e}_i\right)\left(A_jB_j\right)=\left(A_j\partial_iB_j+B_j\partial_iA_j\right)\vec{e}_i \tag{3}$$

$$\left(\vec{B}\cdot\nabla\right)\vec{A}=\left(B_i\vec{e}_i\cdot\partial_j\vec{e}_j\right)\vec{A}=\left(\delta_{ij}B_i\partial_j\right)\vec{A}=\left(B_i\partial_i\right)\left(A_j\vec{e}_j\right)=B_i\partial_iA_j\vec{e}_j \tag{4}$$

同理

$$\left(\vec{A}\cdot\nabla\right)\vec{B}=A_i\partial_iB_j\vec{e}_j \tag{5}$$

$$\begin{aligned}\vec{B}\times\left(\nabla\times\vec{A}\right)&=\vec{B}\times\left(\epsilon_{ijk}\partial_iA_j\vec{e}_k\right)=\epsilon_{mnl}B_m\left(\epsilon_{ijk}\partial_iA_j\vec{e}_k\right)_n\vec{e}_l=\epsilon_{mnl}B_m\epsilon_{ijn}\partial_iA_j\vec{e}_l=\epsilon_{lmn}\epsilon_{ijn}B_m\partial_iA_j\vec{e}_l\\&=\left(B_m\partial_lA_m-B_m\partial_mA_l\right)\vec{e}_l\end{aligned} \tag{6}$$

同理

$$\vec{A}\times\left(\nabla\times\vec{B}\right)=\left(A_m\partial_lB_m-A_m\partial_mB_l\right)\vec{e}_l \tag{7}$$

式（4）（5）（6）（7）相加，显然等于式（3），因此式（1）得证。

$$
\begin{aligned}
\vec{A}\times\left(\nabla\times\vec{A}\right) &= \vec{A}\times\left[\left(\partial_i\vec{e}_i\right)\times\left(A_j\vec{e}_j\right)\right] = \vec{A}\times\left(\epsilon_{ijk}\partial_i A_j\vec{e}_k\right) = \left(A_l\vec{e}_l\right)\times\left(\epsilon_{ijk}\partial_{ijk}\partial_i A_j\vec{e}_k\right) \\
&= \epsilon_{ijk}\epsilon_{lkn}A_l\partial_i A_j\vec{e}_n = \epsilon_{ijk}\epsilon_{nlk}A_l\partial_i A_j\vec{e}_n = \left(\delta_{in}\delta_{jl}-\delta_{il}\delta_{jn}\right)A_l\partial_i A_j\vec{e}_n \\
&= A_j\partial_i A_j\vec{e}_i
\end{aligned} \tag{8}
$$

$$
\left(\vec{A}\cdot\nabla\right)\vec{A} = \left(A_i\partial_i\right)\left(A_j\vec{e}_j\right) = A_j\partial_i A_j\vec{e}_j \tag{9}
$$

显然，式（8）和（9）是相等的，得证。

1.2 设 u 是空间坐标 x, y, z 的函数，证明：

$$\nabla f\left(u\right) = \frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}u}\nabla u$$

$$\nabla\cdot\vec{A}\left(u\right) = \nabla u\cdot\frac{\mathrm{d}\vec{A}}{\mathrm{d}u}$$

$$\nabla\times\vec{A}\left(u\right) = \nabla u\times\frac{\mathrm{d}\vec{A}}{\mathrm{d}u}$$

解

$$\nabla f = \partial_i f_i\vec{e}_i = \frac{\partial}{\partial x_i}f_i\vec{e}_i = \frac{\partial f_i}{\partial u}\frac{\partial u}{\partial x_i}\vec{e}_i = \frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}u}\nabla u$$

$$\nabla\cdot\vec{A} = \partial_i A_i = \frac{\partial A_i}{\partial x_i} = \frac{\partial A_i}{\partial_u}\frac{\partial u}{\partial x_i} = \nabla u\cdot\frac{\mathrm{d}\vec{A}}{\mathrm{d}u}$$

$$\nabla\times\vec{A} = \epsilon_{ijk}\partial_i A_j\vec{e}_k = \epsilon_{ijk}\frac{\partial u}{\partial x_i}\frac{\partial A_j}{\partial u}\vec{e}_k = \nabla u\times\frac{\mathrm{d}\vec{A}}{\mathrm{d}u}$$

1.3 设 $r=\sqrt{\left(x-x'\right)^2+\left(y-y'\right)^2+\left(z-z'\right)^2}$ 为源点 x' 到 x 的距离，$\vec{r}$ 的方向规定为源点指向场点。

（1）证明以下结果，并体会对源变数求微商（$\nabla'=\vec{e}_i\dfrac{\partial}{\partial x'_i}$）和对场变数求微商（$\nabla=\vec{e}_i\dfrac{\partial}{\partial x_i}$）的关系。

$$\nabla\vec{r} = -\nabla'\vec{r} = \frac{\vec{r}}{r}$$

$$\nabla\frac{1}{r} = -\nabla'\frac{1}{r} = -\frac{\vec{r}}{r^3}$$

$$\nabla\times\frac{\vec{r}}{r^3} = 0$$

$$\nabla\cdot\frac{\vec{r}}{r^3} = -\nabla'\cdot\frac{\vec{r}}{r^3} = 0$$

解 因为

$$\nabla=\partial_i=\frac{\partial}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_i'}\frac{\partial x_i'}{\partial x_i}=-\frac{\partial}{\partial x_i'}=-\nabla$$

所以

$$\nabla r=-\nabla' r$$

$$\nabla\frac{1}{r}=-\nabla'\frac{1}{r}$$

$$\nabla\times\frac{\vec{r}}{r^3}=0$$

$$\nabla\cdot\frac{\vec{r}}{r^3}=-\nabla'\cdot\frac{\vec{r}}{r^3}$$

只需要证明

$$\nabla\vec{r}=\frac{\vec{r}}{r} \tag{10}$$

$$\nabla\frac{1}{r}=-\frac{\vec{r}}{r^3} \tag{11}$$

$$\nabla\times\frac{\vec{r}}{r^3}=0 \tag{12}$$

$$\nabla\cdot\frac{\vec{r}}{r^3}=0 \tag{13}$$

对于（10）

$$\nabla r=\partial_i\sqrt{\Sigma\left(x_i-x_i'\right)^2}\vec{e}_i=\frac{x_i}{r}\vec{e}_i=\frac{\vec{r}}{r}$$

对于（11）

$$\nabla\frac{1}{r}=-\frac{1}{r^2}\nabla r=-\frac{\vec{r}}{r^3}$$

对于（12）

$$\nabla\times\frac{\vec{r}}{r^3}=\epsilon_{ijk}\partial_i\left(\frac{\vec{r}}{r^3}\right)_j\vec{e}_k=\epsilon_{ijk}\partial_i\left(\frac{x_j}{r^3}\right)\vec{e}_k=0$$

对于（13）

$$\begin{aligned}\nabla\cdot\frac{\vec{r}}{r^3}&=\partial_i\left(\frac{x_i}{r^3}\right)=\frac{r^3\partial_ix_i-x_i\partial_ir^3}{r^6}=\frac{r^3\partial_ix_i-3r^2x_i\partial_ir}{r^6}=\frac{r^3-3r^2x_i\dfrac{x_i}{r}}{r^6}=\frac{r^3-3rx_i^2}{r^6}\\&=\frac{r^3-3rx_1^2}{r^6}+\frac{r^3-3rx_2^2}{r^6}+\frac{r^3-3rx_3^2}{r^6}=\frac{3r^3-3r\left(x_1^2+x_2^2+x_3^2\right)}{r^6}=0\end{aligned}$$

由于分母上有 r，当 $r=0$ 时，不一定成立。

（2）求 $\nabla\cdot\vec{r}$，$\nabla\times\vec{r}$，$(\vec{a}\cdot\nabla)\,\vec{r}$，$\nabla\left(\vec{a}\cdot\vec{r}\right)$，$\nabla\cdot\left[\vec{E}_0\sin\left(\vec{k}\cdot\vec{r}\right)\right]$，$\nabla\times\left[\vec{E}_0\sin\left(\vec{k}\cdot\vec{r}\right)\right]$，$\vec{a}$、$\vec{k}$、$\vec{E}_0$ 是常矢量。

解

$$\nabla\cdot\vec{r}=\partial_ir_i=3$$

$$\nabla\times\vec{r}=\epsilon_{ijk}\partial_ix_j\vec{e}_k=0$$

$$(\vec{a}\cdot\nabla)\,\vec{r}=a_i\partial_ix_i\vec{e}_i=a_i\vec{e}_i=\vec{a}$$

$$\nabla\left(\vec{a}\cdot\vec{r}\right)=\partial_i\left(a_jr_j\right)\vec{e}_i=\left[a_j\partial_ix_j+x_j\partial_ia_j\right]=a_j\partial_ix_j=a_i\partial_ix_i\vec{e}_i=a_i\vec{e}_i=\vec{a}$$

$$\nabla\cdot\left[\vec{E}_0\sin\left(\vec{k}\cdot\vec{r}\right)\right]=\partial_iE_{0i}\sin\left(k_ix_i\right)=E_{0i}\cos\left(k_ix_i\right)k_i=\vec{k}\cdot\vec{E}_0\cos\left(\vec{k}\cdot\vec{r}\right)$$

$$\nabla\times\left[\vec{E}_0\sin\left(\vec{k}\cdot\vec{r}\right)\right]=\epsilon_{ijk}\partial_iE_{0j}\sin\left(k_jx_j\right)\vec{e}_k=\epsilon_{ijk}E_{0j}\cos\left(k_mx_m\right)k_i\vec{e}_k=\vec{k}\times\vec{E}_0\cos\left(\vec{k}\cdot\vec{r}\right)$$

1.4　利用高斯定理证明

$$\int_V\mathrm{d}V\nabla\times\vec{f}=\oint_S\mathrm{d}\vec{S}\times\vec{f}$$

利用斯托克斯定理证明

$$\int_S\mathrm{d}\vec{S}\times\nabla\varphi=\oint_L\varphi\,\mathrm{d}\vec{l}$$

解　引入常矢量 $\vec{c}$

$$\int_V \mathrm{d}V\nabla\times\vec{f}\cdot\vec{c}=\int_V \vec{c}\cdot\left(\nabla\times\vec{f}\right)\mathrm{d}V=\int_V\nabla\cdot\left(\vec{f}\times\vec{c}\right)\mathrm{d}V=\oint_S\left(\vec{f}\times\vec{c}\right)\cdot\mathrm{d}\vec{S}=\oint_S\mathrm{d}\vec{S}\times\vec{f}\cdot\vec{c}$$

$$\int_S\mathrm{d}\vec{S}\times\nabla\varphi\cdot\vec{c}=\int_S\nabla\varphi\times\vec{c}\cdot\mathrm{d}\vec{S}=\int_L\nabla\times(\varphi\vec{c})\cdot\mathrm{d}\vec{S}=\oint_L\varphi\vec{c}\cdot\mathrm{d}\vec{l}=\oint_L\varphi\,\mathrm{d}\vec{l}\cdot\vec{c}$$

因为 $\vec{c}$ 是任意的

$$\int_V\mathrm{d}V\nabla\times\vec{f}=\oint_S\mathrm{d}\vec{S}\times\vec{f}$$

$$\int_S\mathrm{d}\vec{S}\times\nabla\varphi=\oint_L\varphi\,\mathrm{d}\vec{l}$$

1.5　已知一个电荷系统的电偶极矩为

$$\vec{p}(t)=\int_V\rho\left(\vec{x}',t\right)\vec{x}'\,\mathrm{d}V'$$

利用电荷守恒定律 $\nabla\cdot\vec{J}+\dfrac{\partial\rho}{\partial t}=0$ 证明

$$\frac{\mathrm{d}\vec{p}}{\mathrm{d}t}=\int_V\vec{J}\left(\vec{x}',t\right)\mathrm{d}V'$$

解

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\vec{p}}{\mathrm{d}t}&=\int_V\frac{\mathrm{d}\rho\left(\vec{x}',t\right)}{\mathrm{d}t}\vec{x}'\,\mathrm{d}V'=-\int_V\left(\nabla'\cdot\vec{J}\right)\vec{x}'\,\mathrm{d}V'=-\int_V\left(\nabla'\cdot\vec{J}\vec{x}'\right)-\vec{J}\left(\nabla'\vec{x}'\right)\mathrm{d}V'\\&=-\oint_S\vec{J}\vec{x}'\cdot\mathrm{d}\vec{S}+\int_V\vec{J}\,\mathrm{d}V'=\int_V\vec{J}\,\mathrm{d}V'\end{aligned}$$

1.6　若 $\vec{m}$ 是常矢量，证明除 $R=0$ 以外，矢量 $\vec{A}=\dfrac{\vec{m}\times\vec{R}}{R^3}$ 的旋度等于标量 $\varphi=\dfrac{\vec{m}\cdot\vec{R}}{R^3}$ 的梯度的负值，即

$$\nabla\times\vec{A}=-\nabla\varphi$$

解

$$\begin{aligned}\nabla\times\vec{A}&=\nabla\times\left(\vec{m}\times\frac{\vec{R}}{R^3}\right)=\left(\frac{\vec{R}}{R^3}\cdot\nabla\right)\vec{m}+\left(\nabla\cdot\frac{\vec{R}}{R^3}\right)\vec{m}-\left(\vec{m}\cdot\nabla\right)\frac{\vec{R}}{R^3}-\left(\nabla\cdot\vec{m}\right)\frac{\vec{R}}{R^3}\\&=\left(\nabla\cdot\frac{\vec{R}}{R^3}\right)\vec{m}-\left(\vec{m}\cdot\nabla\right)\frac{\vec{R}}{R^3}=-\left(\vec{m}\cdot\nabla\right)\frac{\vec{R}}{R^3}\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
-\nabla\varphi = -\nabla\left(\frac{\vec{m}\cdot\vec{R}}{R^3}\right) &= -\vec{m}\times\left(\nabla\times\frac{\vec{R}}{R^3}\right) - (\vec{m}\cdot\nabla)\frac{\vec{R}}{R^3} - \frac{\vec{R}}{R^3}\times(\nabla\times\vec{m}) - \left(\frac{\vec{R}}{R^3}\cdot\nabla\right)\vec{m} \\
&= -\vec{m}\times\left(\nabla\times\frac{\vec{R}}{R^3}\right) - (\vec{m}\cdot\nabla)\frac{\vec{R}}{R^3} = -(\vec{m}\cdot\nabla)\frac{\vec{R}}{R^3}
\end{aligned}
$$

得证

1.7 有一内外半径为 r_1 和 r_2 的空心介质球，介质的电容率为 ε，是介质内均匀带静自由电荷密度 ρ_f，求：

（1）空间各点的电场

（2）极化体电荷和极化面电荷分布

解 在 $r < r_1$ 时

$$
\oint_S \vec{D}\cdot\mathrm{d}\vec{S} = \int_V \rho_f\,\mathrm{d}V \Rightarrow 4\pi r^2 D = 0 \Rightarrow \vec{D} = 0 \Rightarrow \vec{E} = 0
$$

在 $r_1 < r < r_2$ 时

$$
\oint_S \vec{D}\cdot\mathrm{d}\vec{S} = \int_V \rho_f\,\mathrm{d}V \Rightarrow 4\pi r^2 D = \frac{4}{3}\pi\left(r^3 - r_1^3\right)\rho_f \Rightarrow \vec{D} = \frac{r^3 - r_1^3}{3r^3}\rho_f\vec{r} \Rightarrow \vec{E} = \frac{r^3 - r_1^3}{3\varepsilon r^3}\rho_f\vec{r}
$$

在 $r > r_2$ 时

$$
\oint_S \vec{D}\cdot\mathrm{d}\vec{S} = \int_V \rho_f\,\mathrm{d}V \Rightarrow 4\pi r^2 D = \frac{4}{3}\pi\left(r_2^3 - r_1^3\right)\rho_f \Rightarrow \vec{D} = \frac{r_2^3 - r_1^3}{3r^3}\rho_f\vec{r} \Rightarrow \vec{D} = \frac{r_2^3 - r_1^3}{3\varepsilon_0 r^3}\rho_f\vec{r}
$$

在 $r_1 < r < r_2$ 时

$$
\begin{aligned}
D = \varepsilon_0 E + P \Rightarrow P = D - \varepsilon_0 E = D\left(1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right) \Rightarrow \vec{P} = \left(1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)\frac{r^3 - r_1^3}{3r^3}\rho_f\vec{r} \\
\Rightarrow \rho_P = -\nabla\cdot\vec{P} = -\left(1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)\rho_f
\end{aligned}
$$

在 $r = r_2$ 时

$$
\sigma_P = -\vec{e}_n\cdot\left(\vec{P}_3 - \vec{P}_2\right) = \left(1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)\frac{r_2^3 - r_1^3}{3r_2^2}\rho_f
$$

在 $r = r_1$ 时

$$
\sigma_P = -\vec{e}_n\cdot\left(\vec{P}_2 - \vec{P}_1\right) = 0
$$

1.8 内外半径分别为 r_1 和 r_2 的无穷长中空导体圆柱，沿轴向流有恒定均匀自由电流 $\vec{J}_f$，导体磁导率为 μ，求磁感应强度和磁化电流

解 在 $r < r_1$ 时

$$\oint \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = I_f + \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \int_S \vec{D} \cdot \mathrm{d}\vec{S} \Rightarrow \vec{H} = 0 \Rightarrow \vec{B} = 0$$

在 $r_1 < r < r_2$ 时

$$\oint \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = I_f + \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \int_S \vec{D} \cdot \mathrm{d}\vec{S} \Rightarrow 2\pi r H = \pi \left(r^2 - r_1^2\right) J_f \Rightarrow \vec{H} = \frac{r^2 - r_1^2}{2r^2} \vec{J}_f \times \vec{r} \Rightarrow \vec{B} = \mu \frac{r^2 - r_1^2}{2r^2} \vec{J}_f \times \vec{r}$$

在 $r > r_2$ 时

$$\oint \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = I_f + \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \int_S \vec{D} \cdot \mathrm{d}\vec{S} \Rightarrow 2\pi r H = \pi \left(r_2^2 - r_1^2\right) J_f \Rightarrow \vec{H} = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2r^2} \vec{J}_f \times \vec{r} \Rightarrow \vec{B} = \mu_0 \frac{r_2^2 - r_1^2}{2r^2} \vec{J}_f \times \vec{r}$$

当 $r_1 < r < r_2$ 时

$$\vec{J}_m = \nabla \times \vec{M} = \left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1\right) \nabla \times \vec{H} = \left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1\right) \vec{J}_f$$

当 $r = r_2$ 时

$$\vec{\alpha}_M = \vec{e}_r \times \left(\vec{M}_3 - \vec{M}_2\right) = -\left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1\right) \vec{e}_r \times \vec{H}_3 = -\left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1\right) \frac{r_2^2 - r_1^2}{2r_2^2} \vec{J}_f$$

当 $r = r_1$ 时

$$\vec{\alpha}_M = \vec{e}_r \times \left(\vec{M}_2 - \vec{M}_1\right) = 0$$

1.9 证明均匀介质内部的极化电荷体密度 ρ_P 总是等于自由电荷体密度 ρ_f 的 $-\left(1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)$ 倍

解

$$\varepsilon E = D \Rightarrow \nabla \cdot \varepsilon E = \nabla \cdot D \Rightarrow \varepsilon \varepsilon_0 \nabla \cdot E = \varepsilon_0 \nabla \cdot D \Rightarrow \varepsilon \left(\rho_P + \rho_f\right) = \varepsilon_0 \rho_f \Rightarrow \rho_P = -\left(1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right) \rho_f$$

1.10 证明两个闭合的恒定电流圈之间的相互作用力大小相等，方向相反（但两个电流元之间的相互作用力一般不服从牛顿第三定律）

解　设两个电流圈的电流为 I_1 和 I_2

$$\begin{aligned}\vec{F}_{12}&=\oint_{L2} I_2\,\mathrm{d}\vec{l}_2\times\frac{\mu_0}{4\pi}\oint_{L1}\frac{I_1\,\mathrm{d}\vec{l}_1\times\vec{r}_{12}}{r_{12}^3}=\frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi}\oint_{L2}\oint_{L1}\frac{\mathrm{d}\vec{l}_2\times\mathrm{d}\vec{l}_1\times\vec{r}_{12}}{r_{12}^3}\\&=\frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi}\oint_{L2}\oint_{L1}\frac{\left(\mathrm{d}\vec{l}_2\cdot\vec{r}_{12}\right)\mathrm{d}\vec{l}_1-\left(\mathrm{d}\vec{l}_2\cdot\mathrm{d}\vec{l}_1\right)\vec{r}_{12}}{r_{12}^3}\end{aligned}$$

因为

$$\oint_{L1}\oint_{L2}\frac{\left(\mathrm{d}\vec{l}_2\cdot\vec{r}_{12}\right)\mathrm{d}\vec{l}_1}{r_{12}^3}=\oint_{L1}\left[\oint_{L2}\frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}^3}\cdot\mathrm{d}\vec{l}_2\right]\mathrm{d}\vec{l}_1=\oint_{L1}\left[\oint_{S2}\nabla\times\frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}^3}\cdot\mathrm{d}\vec{S}_2\right]\mathrm{d}\vec{l}_1=0$$

所以

$$\vec{F}_{12}=-\frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi}\oint_{L2}\oint_{L1}\frac{\mathrm{d}\vec{l}_2\cdot\mathrm{d}\vec{l}_1}{r^3}\vec{r}_{12}$$

同理

$$\vec{F}_{21}=-\frac{\mu_0 I_2 I_1}{4\pi}\oint_{L1}\oint_{L2}\frac{\mathrm{d}\vec{l}_1\cdot\mathrm{d}\vec{l}_2}{r^3}\vec{r}_{21}$$

其中 $r_{12}=-r_{21}$，因此

$$\vec{F}_{21}=-\vec{F}_{12}$$

1.11　平行班电容器内有两层介质，它们的厚度分别为 l_1 和 l_2，电容率为 ε_1 和 ε_2，在两板接上电动势为 $\mathcal{E}$ 的电池，求

（1）电容器两板的自由电荷面密度 ω_f

（2）介质分界面上的自由电荷面密度 ω_f

若介质是漏电的，电导率分别为 σ_1 和 σ_2，当电流达到恒定时，上述两问题结果如何？

解　边值关系

$$\omega_f=\vec{e}_n\cdot\left(\vec{D}_2-\vec{D}_1\right)$$

其中

$$\mathcal{E}=l_1\frac{D_1}{\varepsilon_1}+l_2\frac{D_2}{\varepsilon_2}\tag{14}$$

对于两个极板

$$\omega_{f1} = D_1 \qquad \omega_{f2} = -D_2 \tag{15}$$

对于介质分界面

$$\omega_{f3} = D_2 - D_1 = 0 \tag{16}$$

由式（14）（15）（16）可得

$$\omega_{f1} = \frac{\mathcal{E}}{\frac{l_1}{\varepsilon_1} + \frac{l_2}{\varepsilon_2}} = -\omega_{f2}$$

介质漏电时，设电流密度 J，式（14）应当改为

$$\mathcal{E} = l_1 E_1 + l_2 E_2 = \left(\frac{l_1}{\sigma_1} + \frac{l_2}{\sigma_2}\right) J$$

同时

$$D_1 = \varepsilon_1 \frac{J}{\sigma_1} \qquad D_2 = \varepsilon_2 \frac{J}{\sigma_2}$$

解得

$$\omega_{f1} = \frac{\varepsilon_1 \sigma_2}{\sigma_2 l_1 + \sigma_1 l_2} \mathcal{E}$$

$$\omega_{f2} = -\frac{\varepsilon_2 \sigma_1}{\sigma_2 l_1 + \sigma_1 l_2} \mathcal{E}$$

$$\omega_{f3} = \frac{\varepsilon_2 \sigma_1 - \varepsilon_1 \sigma_2}{\sigma_2 l_1 + \sigma_1 l_2}$$

1.12 证明

（1）当两种绝缘介质的分界面上不带自由电荷时，电场线的曲折满足

$$\frac{\tan\theta_2}{\tan\theta_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$$

其中 ε_1 和 ε_2 分别为两种介质的介电常数，θ_1 和 θ_2 分别为界面两侧电场线与法线的夹角。

（2）当两种导电介质内流有恒定电流时，分界面上电场线的曲折满足：

$$\frac{\tan\theta_1}{\tan\theta_2}=\frac{\sigma_2}{\sigma_1}$$

边值关系为

$$\varepsilon_1 E_{1n}=\varepsilon_2 E_{2n}$$

$$E_{1t}=E_{2t}$$

即

$$\varepsilon_1 E_1\sin\theta_1=\varepsilon_2 E_2\sin\theta_2$$

$$E_1\cos\theta_1=E_2\cos\theta_2$$

因此

$$\frac{\tan\theta_1}{\tan\theta_2}=\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$$

当有恒定电流时

$$\sigma_1 E_{1n}=J_n\qquad \sigma_2 E_{2n}=J_n\qquad E_{1t}=E_{2t}$$

所以

$$\frac{\tan\theta_1}{\tan\theta_2}=\frac{\sigma_2}{\sigma_1}$$

1.13 试用边值关系证明：在绝缘介质与导体的分界面上，在静电情况下，导体外表面的电场线总是垂直于导体表面。在恒定电流情况下，导体内表面电场线总是平行于导体表面。

解 由边值关系

$$D_{2n}=\sigma_f\qquad E_{2t}=0$$

导体外部

$$\vec{E}_2=\frac{\vec{D}_2}{\varepsilon}=\frac{\sigma_f}{\varepsilon}\vec{e}_n$$

介质界面两侧法向电流应当是连续的

$$J_{1n} = J_{2n}$$

所以介质内法向电场

$$E_{2n} = \frac{J_{2n}}{\sigma_2} = 0$$

1.14 内外半径分别为 a 和 b 的无限长圆柱型电容器，单位长度荷电为 λ_f，板间填充电导率为 σ 的非磁性物质

（1）证明在介质中任何一点的传导电流与位移电流完全抵消，因此内部无磁场。

（2）求 λ_f 随时间的衰减规律。

（3）求轴与相距为 r 的地方能量耗散功率密度。

（4）求长度为 l 的一段介质总的能量耗散功率，并证明它等于这段的静电减少率。

解 在介质中有

$$\vec{D} = \frac{\lambda_f}{2\pi r}\vec{e}_r \qquad \vec{E} = \frac{\vec{D}}{\varepsilon} = \frac{\lambda_f}{2\pi\varepsilon r}\vec{e}_r$$

因此

$$\vec{J}_f = \sigma\vec{E} = \frac{\sigma\lambda_f}{2\pi\varepsilon r}\vec{e}_r \qquad \vec{J}_D = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} = \frac{1}{2\pi r}\frac{\partial\lambda_f}{\partial t}\vec{e}_r \tag{17}$$

又因为

$$\nabla\cdot\vec{D} = \rho_f \qquad \nabla\cdot\vec{J}_f + \frac{\partial\lambda_f}{\partial t} = 0$$

即

$$-\frac{\lambda_f}{2\pi r^2} = \rho_f \Rightarrow \frac{\partial\rho_f}{\partial t} = -\frac{1}{2\pi r^2}\frac{\partial\lambda_f}{\partial t}$$

$$\nabla\cdot\vec{J}_f = -\frac{\sigma\lambda_f}{2\pi\varepsilon r^2}$$

所以

$$-\frac{\sigma\lambda_f}{2\pi\varepsilon r^2}-\frac{1}{2\pi r^2}\frac{\partial\lambda_f}{\partial t}=0$$

即

$$\frac{\partial\lambda_f}{\partial t}=-\frac{\sigma}{\varepsilon}\lambda_f$$

代入式 17可得

$$\vec{J}_D+\vec{J}_f=0$$

传导电流和位移电流完全抵消。

因为

$$\nabla\times\vec{H}=\vec{J}_f+\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$$

所以电容器内无磁场。

λ_f 衰减的规律为:

$$\lambda_f\left(t\right)=\lambda_f\left(0\right)\exp\left[-\frac{\sigma}{\varepsilon}t\right]$$

介质中能量耗散的功率密度为

$$p=\vec{J}_f\cdot\vec{E}=\sigma E^2=\sigma\left(\frac{\lambda_f}{2\pi\varepsilon r}\right)^2$$

长为 l 的介质耗散功率为

$$\int_a^b 2\pi rlp\,\mathrm{d}r=\frac{\sigma l\lambda_f^2}{2\pi\varepsilon^2}\ln\frac{b}{a}$$

电场能量密度变化率为

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{1}{2}\vec{E}\cdot\vec{D}\right]=\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{1}{2}\frac{\lambda_f^2}{\varepsilon\left(2\pi r\right)^2}\right]=-\sigma\left(\frac{\lambda_f}{2\pi\varepsilon r}\right)^2$$

长为 l 的介质电场能量变化率为

$$\int_a^b-\sigma\left(\frac{\lambda_f}{2\pi\varepsilon r}\right)^2\mathrm{d}r=-\frac{\sigma l\lambda_f^2}{2\pi\varepsilon^2}\ln\frac{b}{a}$$

介质耗散的能量恰好等于电场减少的能量