

a) Se calculará el campo mediante la ley de Gauss. Como volumen de integración se considerará una esfera de radio  $r$ . Si  $r < a$  ó  $r > b$  se concluye que el campo es cero, pues la carga encerrada es cero.

Por simetría,  $\vec{D} = D(r, \theta) \hat{r}$  (utilizando el S.R. de la figura)

Luego, para  $r \in (a, b)$

$$\oiint \vec{D} \cdot d\vec{S} = Q \iff Q = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} D(r, \theta) \hat{r} \cdot r^2 \sin \theta d\theta d\phi$$

Se tienen 2 regiones según el material, luego se asume:

$$\vec{D}(r, \theta) = \begin{cases} D_1(r) \hat{r} & \text{si } \theta \in [0, \frac{\pi}{2}) \\ D_2(r) \hat{r} & \text{si } \theta \in [\frac{\pi}{2}, \pi] \end{cases}$$

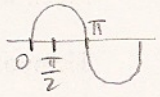
Luego

$$Q = \int_0^{2\pi} \left[ \int_0^{\frac{\pi}{2}} D_1(r) r^2 \sin \theta d\theta + \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} D_2(r) r^2 \sin \theta d\theta \right] d\phi$$



$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta \, d\theta = -\cos \theta \Big|_0^{\frac{\pi}{2}} = -(0 - 1) = 1 = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \sin \theta \, d\theta$$

↑  
por simetría



$$\Rightarrow Q = \int_0^{2\pi} [D_1(r)r^2 + D_2(r)r^2] \, d\phi$$

$$Q = 2\pi r^2 (D_1(r) + D_2(r))$$

$$Q = 2\pi r^2 (\epsilon_1 E_1(r) + \epsilon_2 E_2(r))$$

$$\vec{E} = \begin{cases} E_1(r) \hat{r} & \text{si } \theta \in [0, \frac{\pi}{2}) \\ E_2(r) \hat{r} & \text{si } \theta \in [\frac{\pi}{2}, \pi] \end{cases}$$

Se observa que  $\vec{E}$  debe ir en la dirección radial, lo que, en la interfaz corresponde a la componente tangencial. Por condición de borde entonces:

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \Rightarrow E_{1t} = E_{2t} \Rightarrow E_1(r) = E_2(r) = E(r)$$

Luego,

$$Q = 2\pi r^2 (\epsilon_1 + \epsilon_2) E(r) \Rightarrow \vec{E}(r) = \frac{Q}{2\pi(\epsilon_1 + \epsilon_2)r^2} \hat{r}$$

Se observa que entre los cascarones se tiene el mismo campo eléctrico  $\vec{E}$ , independiente del material.

Por otro lado, como  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ , se tiene:

$$\vec{D}(r, \theta) = \begin{cases} \frac{Q}{2\pi \epsilon_1 (\epsilon_1 + \epsilon_2) r^2} \hat{r} & \text{si } \theta \in [0, \frac{\pi}{2}) \\ \frac{Q}{2\pi \epsilon_2 (\epsilon_1 + \epsilon_2) r^2} \hat{r} & \text{si } \theta \in [\frac{\pi}{2}, \pi] \end{cases}$$



$$\begin{aligned}
 b) \quad |\Delta V| &= \int \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = \int_a^b E(r) \hat{r} \cdot d\vec{r} \hat{r} \\
 &= \int_a^b \frac{Q}{2\pi(\epsilon_1 + \epsilon_2)r^2} dr = \frac{Q}{2\pi(\epsilon_1 + \epsilon_2)} \underbrace{\int_a^b r^{-2} dr}_{-r^{-1} \Big|_a^b = -\left(\frac{1}{b} - \frac{1}{a}\right)}
 \end{aligned}$$

$$|\Delta V| = \frac{Q \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b}\right)}{2\pi(\epsilon_1 + \epsilon_2)} = \frac{Q(b-a)}{2\pi ab(\epsilon_1 + \epsilon_2)}$$

c) Como  $\vec{J} = \sigma \vec{E}$  en un medio óhmico (como es el caso), luego

$$\vec{J}(r, \theta) = \begin{cases} \frac{\sigma_1 Q}{2\pi(\epsilon_1 + \epsilon_2)r^2} \hat{r} & \text{si } \theta \in [0, \frac{\pi}{2}] \\ \frac{\sigma_2 Q}{2\pi(\epsilon_1 + \epsilon_2)r^2} \hat{r} & \text{si } \theta \in [\frac{\pi}{2}, \pi] \end{cases}$$

Por otro lado,

$$I = \iint \vec{J} \cdot d\vec{S} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} J(r, \theta) \hat{r} \cdot r^2 \sin\theta d\theta d\phi \hat{r}$$

$$I = 2\pi \cdot \left[ \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sigma_1 Q}{2\pi(\epsilon_1 + \epsilon_2)r^2} r^2 \sin\theta d\theta + \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \frac{\sigma_2 Q}{2\pi(\epsilon_1 + \epsilon_2)r^2} r^2 \sin\theta d\theta \right]$$

$$I = \frac{\sigma_1 Q}{\epsilon_1 + \epsilon_2} + \frac{\sigma_2 Q}{\epsilon_1 + \epsilon_2}$$

$$I = \frac{(\sigma_1 + \sigma_2) Q}{\epsilon_1 + \epsilon_2} //$$



d)

$$R = \frac{|\Delta V|}{I} = \frac{\cancel{Q} \left( \frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right)}{\frac{2\pi (\epsilon_1 + \epsilon_2) \cancel{Q}}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} = \frac{\frac{1}{a} - \frac{1}{b}}{2\pi (\epsilon_1 + \epsilon_2)} = \frac{b-a}{2\pi ab (\epsilon_1 + \epsilon_2)}$$

$$I = \frac{|\Delta V|}{R} = \frac{2\pi (\epsilon_1 + \epsilon_2) |\Delta V|}{\left( \frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right)} = \frac{2\pi ab (\epsilon_1 + \epsilon_2) |\Delta V|}{b-a}$$