

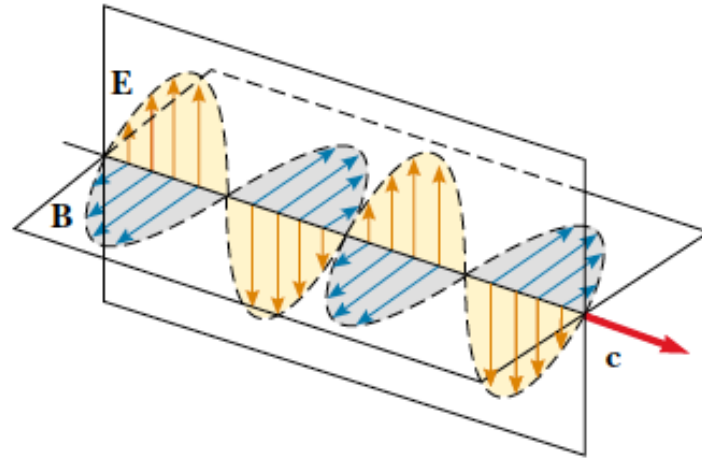


4302212 – Física IV

# Polarização

# Polarização vs Polarização

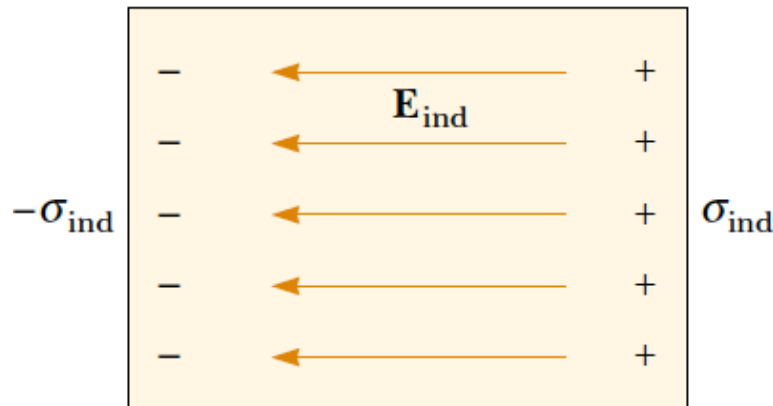
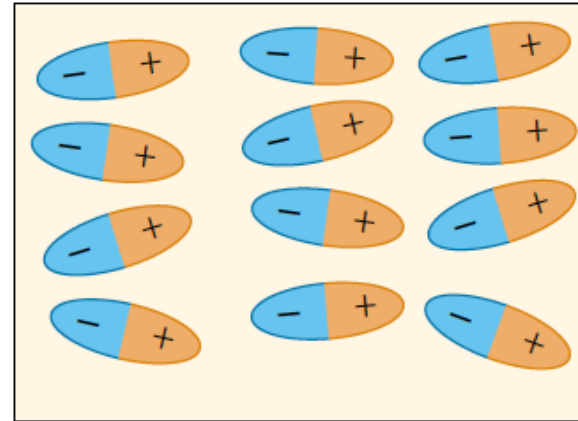
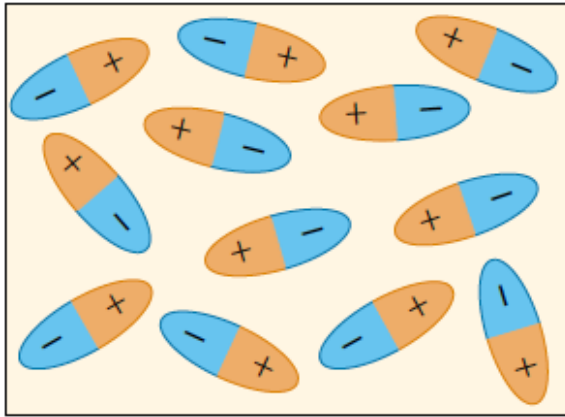
– Essa parte do curso será dedicada à **polarização de ondas EM**, isto é, à direção de seu campo elétrico



– Antes, iremos discutir momentos de dipolo induzidos em um material dielétrico, um fenômeno também denominado **polarização dielétrica**.

# Polarização Dielétrica

– **Polarização:** Campo elétrico das placas induz momentos de dipolo microscópicos e/ou tende a alinhar esses dipolos.



–  $E_{ind}$ : campo induzido opõe ao campo das placas.

–  $\sigma_{ind}$ : densidade de carga superficial induzida.

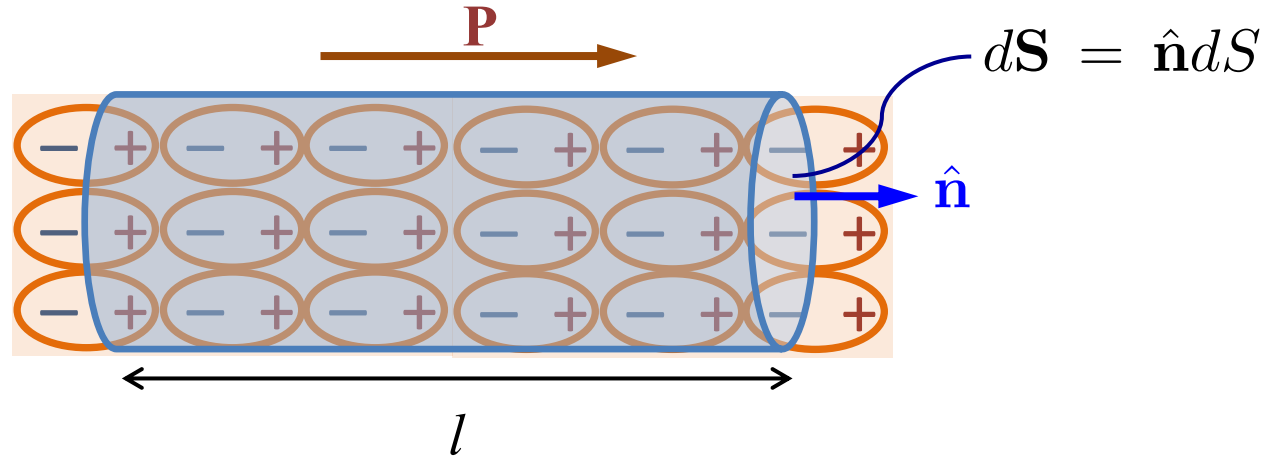
# Polarização Dielétrica

– **Polarização Dielétrica ( $\mathbf{P}$ ):** Momento de dipolo elétrico por unidade de volume

$$d\mathbf{p} = \mathbf{P} dv$$



(momento de dipolo) (polarização dielétrica)



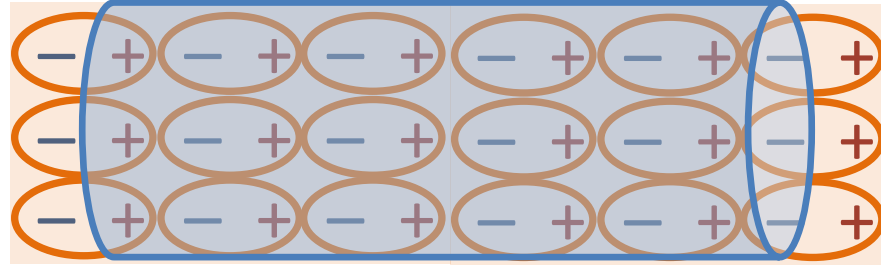
**1) Polarização homogênea:** A carga de polarização que atravessa a superfície ( $dq$ ) pode ser expressa em termos do fluxo de um vetor ( $\mathbf{P}$ ):

$$dq \equiv \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS = \sigma_{\text{ind}} dS$$

$$\sigma_{\text{ind}} = \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} \quad (\sigma_{\text{ind}}: \text{densidade de carga superficial de polarização})$$

# Polarização Dielétrica

2) **Polarização inhomogênea:** Produz densidade de carga volumétrica de polarização.



$$q_{\text{pol}} = - \int_{\nu} \nabla \cdot \mathbf{P} \, dv$$

$$\rho_{\text{p}} = -\nabla \cdot \mathbf{P}$$

$\rho_{\text{p}}$ : densidade de carga de polarização (“cargas ligadas”, pois não têm mobilidade).

## Lei de Gauss

No interior de um material dielétrico, poderemos ter cargas livres e cargas de polarização:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0}(\rho + \rho_p) = \frac{\rho}{\epsilon_0} - \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \cdot \mathbf{P}$$

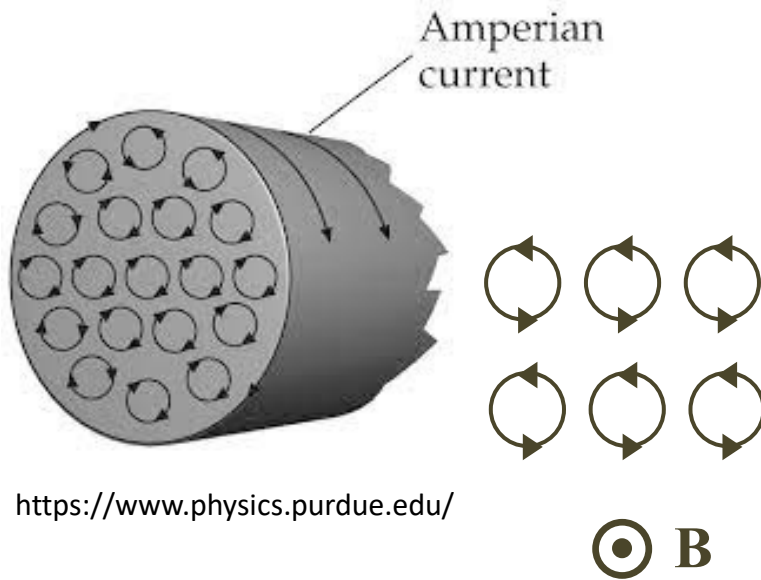
**Vetor deslocamento elétrico:**

$$\mathbf{D} \equiv \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$$

↑  
(cargas livres)

# Magnetização



<https://www.physics.purdue.edu/>

– Ampère **conjecturou** que as propriedades em materiais magnéticos (ímãs permanentes) seriam resultado de **correntes elétricas microscópicas** (correntes amperianas).

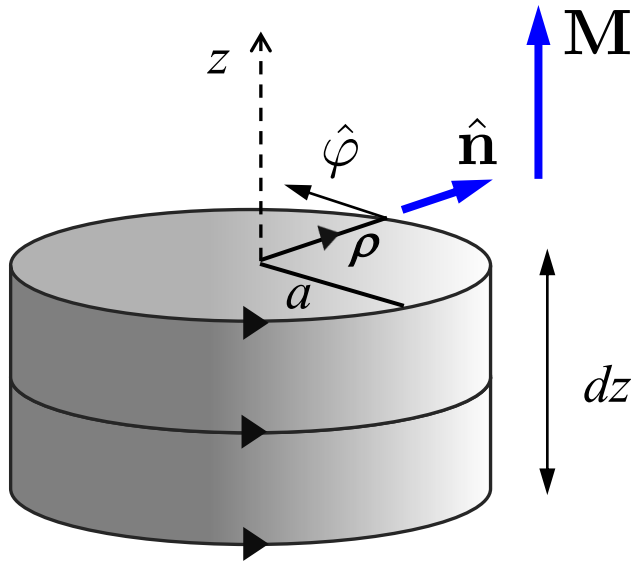
– Essa teoria é superada (Mecânica Quântica), mas permite discussão qualitativamente correta.

– **Magnetização ( $\mathbf{M}$ ):** momento de dipolo magnético por unidade de volume.

$$d\mathbf{m} = \mathbf{M} dv$$

(momento de dipolo magnético)      (magnetização)

# Magnetização



1) **Magnetização homogêna:** densidade superficial de corrente de magnetização.

2) **Magnetização inomogêna:** densidade volumétrica de corrente de magnetização.

$$\mathbf{J}_m = \left( \frac{di}{dz} \right) \hat{\phi} \quad (\text{densidade superficial de corrente})$$

$$\mathbf{J}_m \equiv \mathbf{M} \times \hat{\mathbf{n}}$$

$$\mathbf{j}_m = \nabla \times \mathbf{M}$$

(densidade volumétrica de corrente)

(“correntes ligadas”)



# Lei de Ampère

– Correntes de magnetização são ditas **ligadas**, em oposição às correntes de portadores de cargas **livres**. Em materiais magnetizados:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{j} + \mathbf{j}_m)$$



(correntes livres:  
portadores de carga)

(correntes ligadas:  
dipolos magnéticos)

**Campo H:**

$$\mathbf{H} \equiv \left( \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M} \right)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}$$

(correntes livres)

# Lei de Ampère-Maxwell

– Na presença de campos variáveis ( $d\mathbf{E}/dt \neq \mathbf{0}$ ), é necessário reescrever as correntes de magnetização:

$$\mathbf{j}_m = \nabla \times \mathbf{M} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}$$

– Lei de Ampère-Maxwell para  $\mathbf{j}_t = \mathbf{j} + \mathbf{j}_m$ :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{j} + \mathbf{j}_m) + \mu_0\epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

$$\nabla \times (\mathbf{B} - \mu_0\mathbf{M}) = \mu_0\mathbf{j} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left( \epsilon_0\mathbf{E} + \frac{1}{\epsilon_0}\mathbf{P} \right)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

# Materiais Lineares

– Estaremos interessados na propagação de ondas EM em meios dielétricos transparentes. Muitos desses materiais são **lineares** e **homogêneos**:

$$\mathbf{P} = \chi \epsilon_0 \mathbf{E}$$

$\chi$ : susceptibilidade dielétrica  
(adimensional, característica do material)

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \chi \epsilon_0 \mathbf{E} = (1 + \chi) \epsilon_0 \mathbf{E} \equiv \epsilon \mathbf{E}$$

$$(1 + \chi) \epsilon_0 = \kappa \epsilon_0 = \epsilon$$

$\kappa$ : constante dielétrica

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$$

$\chi_m$ : susceptibilidade magnética  
(adimensional, característica do material)

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0 (1 + \chi_m) \mathbf{H} \equiv \mu \mathbf{H}$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B}$$

$\mu$ : permeabilidade magnética

# Equações de Maxwell

**Vácuo:** ausência de cargas ( $\rho = 0$ ) e correntes ( $\mathbf{j} = \mathbf{0}$ ) livres:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \qquad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \qquad \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

**Dielétricos:** ausência de cargas ( $\rho = 0$ ) e correntes ( $\mathbf{j} = \mathbf{0}$ ) livres:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \qquad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \qquad \nabla \times \mathbf{B} = \mu \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

# Ondas EM em Meios Dielétricos

Em vista das equações de Maxwell, todos os resultados discutidos anteriormente para o vácuo valerão em dielétricos, desde que

$$\mu_0 \rightarrow \mu ; \quad \epsilon_0 \rightarrow \epsilon$$

**Equação de Onda:** Abaixo, indicamos as componentes  $i = x, y, z$

$$\nabla^2 E_i - \mu\epsilon \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = 0 \quad \nabla^2 B_i - \mu\epsilon \frac{\partial^2 B_i}{\partial t^2} = 0$$

**Velocidade de Propagação:** Para vários materiais,  $\mu \approx \mu_0$

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{c}{n}$$

$$n = \sqrt{\frac{\mu\epsilon}{\mu_0\epsilon_0}} \approx \sqrt{\kappa} \quad (\text{índice de refração resulta da polarização dielétrica})$$