



Chapitre

Polarisation : aspects microscopiques

Rappel

un conducteur parfait est équivalent à un milieu infiniment polarisable : $\chi_e \rightarrow \infty$. L'écrantage est total : $\vec{E}_{int} = \vec{0}$. C'est équivalent en polarisation alors qu'il n'y a pas de dipôle élémentaire. C'est un réservoir illimité d'électrons libres.

4.1 Polarisabilité

4.1.1 Définition

[Polarisabilité] On se place en échelle microscopique

Définition 1.1

$$\vec{p}_j = \epsilon_0 \alpha_j \overrightarrow{e_{loc}(M_j)}$$

avec \vec{p}_j le moment dipolaire électrique induit sur l'élément j , $\overrightarrow{e_{loc}}$ le champ électrique microscopique perçu au site j par le constituant élémentaire et α_j la Polarisabilité de l'élément j .

Champ local

$\overrightarrow{e_{loc}}$ correspond au champ appliqué \vec{E}_a + champ microscopique

crée par les constituants du milieu entourant M_j .

α_j est une constante positive.

4.1.2 Bilan

- Polarisation électronique : Modification de la répartition des charges internes à chaque atome ou ion, toujours présente
- Polarisation atomique : Déplacement des atomes/ions par rapport à leur position d'équilibre
- Polarisation d'orientation : Orientation du moment dipolaire permanent d'une molécule polaire. Nécessite une liberté de mouvement. Cela concerne donc les fluides.

4.1.3 Modélisation

Polarisabilité électronique

π Théorème 1.1 : Polarisabilité α_e selon Mossotti

$$\alpha_e = 4\pi a^3 = \frac{Z^2 z^2}{\epsilon_0 m_e \omega_0^2} \text{ avec } \omega_0^2 = \frac{K}{m_e}$$

Polarisabilité atomique et ionique

π Théorème 1.2

$$\alpha_a = \alpha_i = \frac{q^2}{\epsilon_0 \mu \omega_0^2}$$

4.2 Champ local - champ macroscopique

On rappelle que généralement, $\vec{e}_{loc} \neq \vec{E}$

4.2.1 Gaz et milieux dilués

Dans le cas d'un gaz sous faible pression, on néglige l'interaction entre dipole sous l'échelle microscopique, on a donc $\vec{e}_{loc} \simeq \vec{E}$ pour les mi-

lieux dilués.

4.3 Lien entre polarisabilité et permittivité diélectrique

4.3.1 Gaz dilués

π Théorème 3.1 : Relation de Langevin Debye

$$(\epsilon_r - 1) \frac{M}{\rho^*} = N_A \alpha$$

avec ρ^* la masse volumique et $\alpha = \alpha_e + \alpha_a + \alpha_{or}$

4.4 Aspects dynamiques

On considère un milieu soumis à un champ électrique sinusoïdal de pulsation ω .

4.4.1 Modèle de Drude-Lorenz

π Théorème 4.1 : Modèle de Drude

$$m_e \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -K \vec{r} - \frac{m_e}{\tau} \frac{d\vec{r}}{dt} - e \left(\vec{E} + \frac{d\vec{r}}{dt} \wedge \vec{B} \right)$$

4.4.2 Susceptibilité et permittivité complexe

On repasse en macro.

- ω_0 est la pulsation propre
- $\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}$ la force d'oscillateur
- τ caractérise l'amortissement. Si $\tau \gg 1$, pas d'amortissement
- La partie imaginaire est toujours positive

4.4.3 Lien entre absorption des ondes et Partie imaginaire de ϵ_r

On se place à $\omega = \omega_0$

on utilise les valeurs réelles et non les valeurs complexes ⁱ

π Théorème 4.2

$$\langle P_m \rangle_T = \frac{V}{2} \omega_0 \epsilon_0 (\text{Im}(\epsilon_r)) E_0^2$$

i Info

En effet, on effectue un produit et le produit des parties réelles n'est pas la partie réelle du produit

On remarque que s'il n'y a pas de frottement, il n'y a pas d'absorption.

4.5 Bilan

les différents mécanismes s'ajoutent mais ont des pulsation différentes.

- Polarisabilité : toujours présente = Gamme UV
- Polarisabilité ionique et atomique : dépend de la polarité de la liaison (\emptyset si liaison covalente) = IR lointain
- Polarisabilité d'orientation : mécanisme différente, pas de résonance les collisions dominant. = Gamme micro-ondes

En notant

$$\chi = \chi_{or} + \chi_i + \chi_e$$



