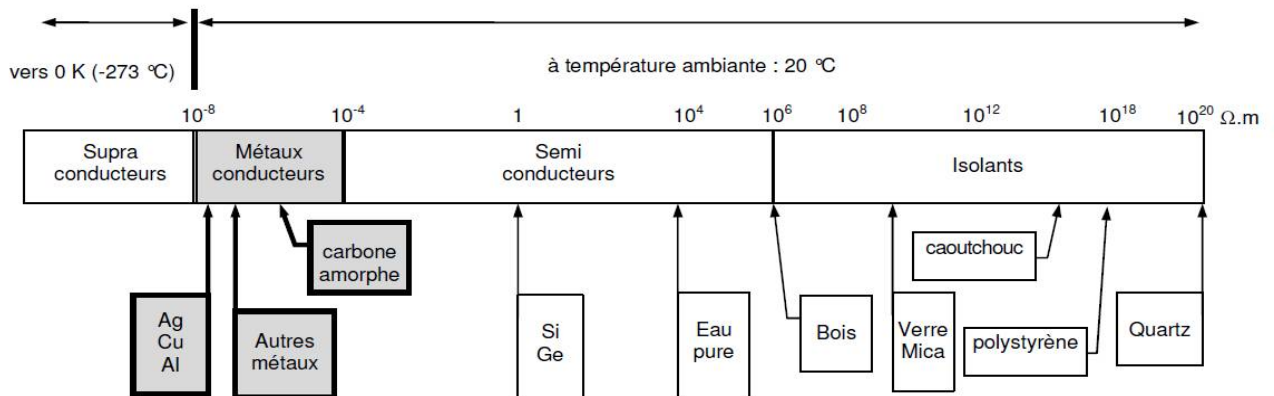


Chapitre I Matériaux diélectriques

I.1 Définitions

a) Matériaux Diélectriques : Définition

Un matériau est classé dans la catégorie des diélectriques ou isolant, si sa résistivité électrique est très élevée $>10^8 \Omega.m$.

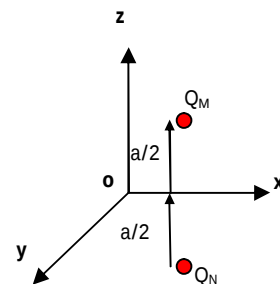


b) Dipôle électrique

Un dipôle électrique est une association de deux charges électriques égales et de signes opposés distante d'une très petite distance « a ».

Le système de charge électriques Q_M et Q_N distantes de $\vec{a}$ tel que

$|Q_M| = |Q_N| = Q$ définit un dipôle électrique.



c) Moment dipolaire

Un dipôle électrique est caractérisé par son moment dipolaire défini par :

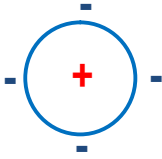
$$\vec{p} = Q \vec{a} \quad (I.1)$$

d) Polarisation diélectrique

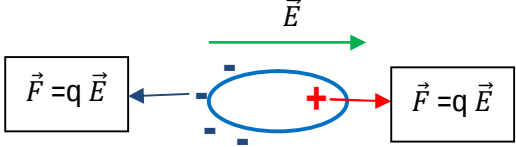
Sous l'action d'un champ électrique $\vec{E}$, un diélectrique subit une polarisation :

Polarisation atomique

Chapitre I Matériaux Diélectrique



Pas de champ électrique externe :
Les barycentres des charges + et -
se coïncident $G+ \equiv G-$



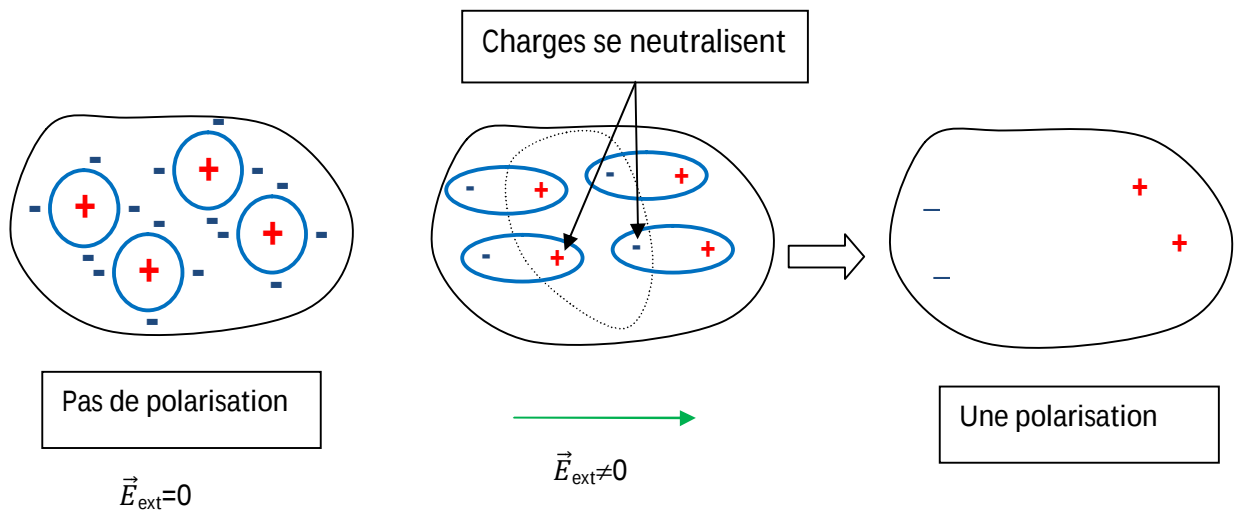
En présence d'un champ électrique externe les charges vont subir des forces électriques $\vec{F} = q \vec{E}$ qui vont déplacer les barycentres des charges positives et négatives d'où $G+ \neq G-$

Soit $\vec{a}$ la distance entre $G+$ et $G-$

On a donc apparition d'un dipôle électrique caractérisé par un moment dipolaire : $\vec{p} = q \vec{a}$

Polarisation macroscopique

Examinons un ensemble d'atomes ou de molécules dans un diélectrique (électriquement neutre) en l'absence puis en présence d'un champ électrique $\vec{E}$



La polarisation est proportionnelle au champ qui l'a créée. Elle est notée $\vec{P}$ et est définie comme étant le moment dipolaire par unité de volume :

$$\vec{P} = \frac{d\vec{p}}{dV} \quad (1.2)$$

I.2 Polarisation des diélectriques (théorie)

On montre que le potentiel électrique créé par un dipôle électrique en un point B situé à l'extérieur du dipôle :

$$V_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{p} \cdot \vec{u}}{r^2} \quad (I.3)$$

$\vec{p}$: moment dipolaire ; r : distance OB ; $\vec{u}$: vecteur unitaire, et ϵ_0 la permittivité du vide

Pour un diélectrique polarisé on a :

$dV_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{d\vec{p} \cdot \vec{u}}{r^2}$, d'après éq.(I.2) $d\vec{p} = \vec{P} dV$ on peut écrire :

$$dV_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{P} \cdot \vec{u}}{r^2} dV \quad (I.4)$$

Soit $\vec{e}_r$ le vecteur unitaire issu de M tel que $\vec{e}_r = -\vec{u}$

En coordonnées sphérique on a :

$$\overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{1}{r} \right) = -\frac{\vec{e}_r}{r^2}$$

On peut donc ré-exprimer le potentiel en remplaçant $\vec{u} = -\vec{e}_r$

$$dV_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \vec{P} \cdot \left(\frac{-\vec{e}_r}{r^2} \right) dV \quad \text{d'où} \quad dV_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \vec{P} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{1}{r} \right) dV$$

Soient $\vec{A}$ et f deux champs respectivement vectoriel et scalaire , on sait que $\text{div}(\vec{A}f) = f \text{div}\vec{A} + \vec{A} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} f$

On peut donc écrire $\text{div} \left(\frac{\vec{P}}{r} \right) = \frac{1}{r} \text{div}\vec{P} + \vec{P} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{1}{r} \right)$ d'où

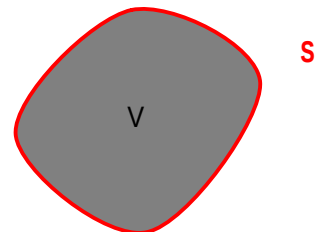
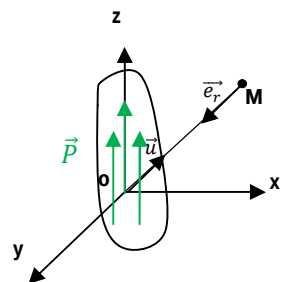
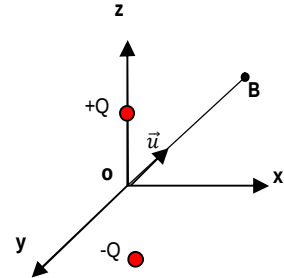
$$\vec{P} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{1}{r} \right) = \text{div} \left(\frac{\vec{P}}{r} \right) - \frac{1}{r} \text{div}\vec{P} \quad \text{d'où}$$

$$dV_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \text{div} \left(\frac{\vec{P}}{r} \right) dV - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \text{div}\vec{P} dV \quad \text{d'où}$$

$$V_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint_V \text{div} \left(\frac{\vec{P}}{r} \right) dV - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint_V \frac{1}{r} \text{div}\vec{P} dV$$

En appliquant le théorème de la divergence (qui transforme l'intégral de volume en intégral de surface):

$$\iiint_V \text{div} \vec{A} dV = \oint_S \vec{A} \cdot d\vec{S} \quad (I.5)$$



$$V_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \oint_S \frac{\vec{P}}{r} \cdot d\vec{S} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint_V \frac{1}{r} \operatorname{div} \vec{P} dV$$

Soit $\vec{n}$ le vecteur unitaire normal à la surface S, on peut donc écrire : $d\vec{S} = dS\vec{n}$

$$V_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \oint_S \frac{\vec{P}}{r} \cdot \vec{n} dS - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint_V \frac{1}{r} \operatorname{div} \vec{P} dV \quad (1.6)$$

Cette expression montre que, les dipôles contenus dans le volume V, produisent à l'extérieur de ce volume, le même potentiel et par la suite le même champ électrique qu'une **distribution fictive** de charges qui serait réparties dans le volume V du diélectrique et sur la surface S qui le délimite.

Soient ρ_p et σ_p respectivement les densités volumique et surfacique de ces **charges fictives** :

$$\rho_p = -\operatorname{div} \vec{P} \quad (1.7) \quad \sigma_p = \vec{P} \cdot \vec{n} \quad (1.8)$$

En l'absence de charges libres, le diélectrique est électriquement neutre et donc :

$$\oint_S (\vec{P} \cdot \vec{n}) dS + \iiint_V -\operatorname{div} \vec{P} dV = 0 \quad (1.9)$$

1.3 Induction électrique – Généralisation de la loi de Gauss

Théorème de Gauss dans le vide – Rappel

Le théorème de Gauss dans le vide est donné par :

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{\sum Q_i}{\epsilon_0} \quad (1.10)$$

Avec $\vec{E}$ est le champ électrique [V/m], $\sum Q_i$ étant la somme algébrique des charges libres contenues à l'intérieur de la surface fermée S.

Le théorème de Gauss est très utile pour calculer le champ électrique créé par une distribution de charge symétrique.

Si on considère une distribution volumique de charge caractérisée par une densité volumique ρ [C/m³] on a : $\sum Q_i = \iiint_V \rho dV$

L'équation (1.10) devient : $\oint_S \epsilon_0 \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iiint_V \rho dV$

Soit $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$ (dans le vide) $\vec{D}$ est appelé **induction électrique** [C/m²].

En présence d'un diélectrique, on doit tenir compte des charges de polarisation de densité volumique notée ρ_p telle que $\rho_p = -\operatorname{div} \vec{P}$

Le théorème de Gauss en présence de polarisation devient : $\oint_S \epsilon_0 \vec{E} \cdot d\vec{S} = \iiint_V (\rho + \rho_p) dV$

d'où $\iiint_V \rho_p dV = - \iiint_V \operatorname{div} \vec{P} dV$ par application du théorème de Gauss (I.5) :

$\iiint_V \rho_p dV = - \oint_S \vec{P} \cdot d\vec{S}$, on peut donc écrire

$$\oint_S \varepsilon_0 \vec{E} \cdot d\vec{S} + \oint_S \vec{P} \cdot d\vec{S} = \iiint_V \rho dV \text{ d'où } \oint_S (\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) \cdot d\vec{S} = \iiint_V \rho dV$$

En posant :

$$\boxed{\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}} \quad (\text{I.11})$$

On a la généralisation du théorème de Gauss :

$$\boxed{\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \iiint_V \rho dV} \quad (\text{I.12})$$

La polarisation $\vec{P}$ est proportionnelle à $\vec{E}$, la plupart des diélectriques utilisés en électrotechnique sont homogènes linéaires et isotropes, on peut écrire :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} \quad (\text{I.13})$$

χ est appelée la susceptibilité du diélectrique. En substituant (I.13) dans (I.12), on a :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \chi \vec{E} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \vec{E}$$

$$\text{En posant } \varepsilon_r = 1 + \chi \quad (\text{I.14})$$

$$\text{On peut écrire : } \vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (\text{I.15})$$

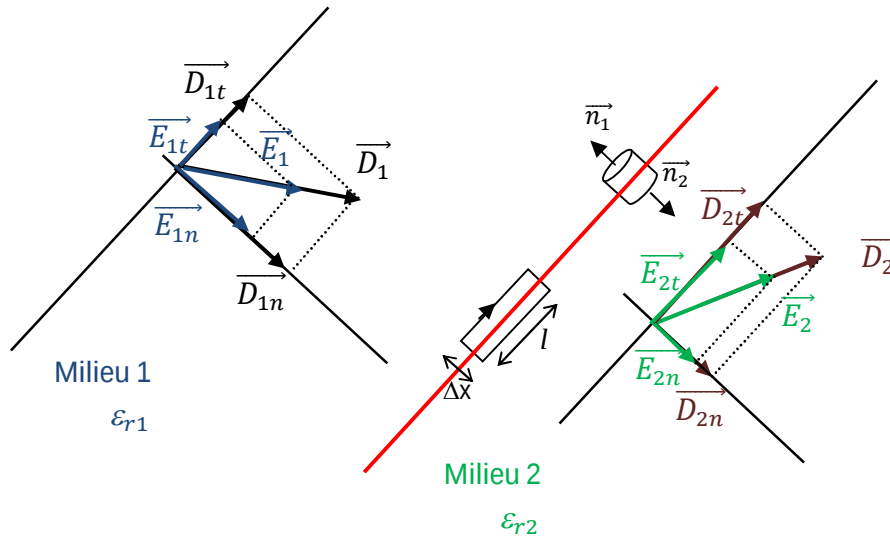
$$\text{En posant } \varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r, \text{ on peut écrire : } \vec{D} = \varepsilon \vec{E}$$

ε_r et ε sont respectivement les permittivités relative et absolue du diélectrique.

matériau	Air	mica	époxy	porcelaine
ε_r	1	7	3.3	6

I.4 Equations de passage entre deux milieux

Soit à exprimer les équations de passage du champ et de l'induction électrique $\vec{E}$ et $\vec{D}$ à travers deux milieux diélectriques différents caractérisés par des permittivités relatives ε_{r1} et ε_{r2}



- Exploitation de la conservation du champ électrique : $\oint_{(c)} \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$
Soit le contour orienté et fermé (c) tel que défini sur la figure ci-dessus on peut donc écrire :
 $E_{1t}l - E_{1n} \frac{\Delta x}{2} + E_{2n} \frac{\Delta x}{2} - E_{2t}l - E_{2n} \frac{\Delta x}{2} + E_{1n} \frac{\Delta x}{2} = 0$ D'où

$$\boxed{E_{1t} = E_{2t}} \quad (I.16)$$

Donc au passage de deux milieux différents la composante tangentielle du champ électrique est conservée.

- Appliquons le théorème de Gauss. Considérons un cylindre passant par les deux milieux de section de base S et de hauteur Δx telle que $\Delta x \rightarrow 0$, on peut donc écrire :

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = -D_{1n}S + D_{2n}S = \rho = 0$$

($\rho = 0$ en l'absence de charge libre et l'effet des composantes est négligeable car $\Delta x \rightarrow 0$)

Donc $\boxed{D_{1n} = D_{2n}}$ → Conservation de la composante normale de l'induction électrique.

Comme $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$ (I.15), on peut écrire :

$$\boxed{\epsilon_{r1} E_{1n} = \epsilon_{r2} E_{2n}} \quad (I.17)$$

Donc au passage de deux milieux différents la composante normale du champ électrique n'est pas conservée.

1.5 Les différents types de polarisation (voir Annexe)

I.6 Champ local

Le champ local noté $\vec{E}_l$ agissant sur une entité polarisable tel qu'un atome ou une molécule peut être considéré comme : $\vec{E}_l = \vec{E}_a + \vec{E}_p$ avec :

$\vec{E}_a$: Champ appliqué (dû à la différence de potentiel entre deux électrodes distante de d : $E_a = U/d$)

$\vec{E}_p$: Champ de polarisation.

On montre que $\vec{E}_p = \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0}$ (I.18) et donc $\vec{E}_l = \vec{E}_a + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0}$ (I.19)

Chapitre I Matériaux Diélectrique

Dans un diélectrique polarisé, on peut penser qu'il existe un champ électrique local $\vec{E}_l$. Ce champ induit au niveau de chaque molécule ou atome un moment dipolaire :

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}_l \quad (I.20)$$

α étant la constante de polarisabilité de la molécule.

Soient $\vec{P}$ la polarisation et N le nombre de molécule par unité de volume, on peut donc écrire :

$$\vec{P} = N\vec{p} = N\alpha \vec{E}_l \quad (I.21)$$

En substituant l'expression du champ local établie ci-dessus (I.19), on a :

$$\vec{P} = N\alpha \left(\vec{E}_a + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \right) \text{ d'où } \vec{P} \left(1 - \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} \right) = N\alpha \vec{E}_a \text{ d'où } \vec{P} \left(\frac{3\epsilon_0 - N\alpha}{3\epsilon_0} \right) = N\alpha \vec{E}_a \text{ d'où } \vec{P} = \frac{3\epsilon_0 N\alpha \vec{E}_a}{3\epsilon_0 - N\alpha}$$

Comme il a été déjà établi : $\vec{P} = \chi \cdot \epsilon_0 \vec{E}_a$

On identifie l'expression de la susceptibilité en fonction de sa polarisabilité α : $\chi = \frac{3N\alpha}{3\epsilon_0 - N\alpha}$ qu'on peut écrire sous la forme :

$$\chi = \frac{\frac{N\alpha}{\epsilon_0}}{1 - \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}} \quad (I.22)$$

1.7 Relation de Clausius – Mossotti

Elle donne la relation entre la permittivité relative ϵ_r et la polarisabilité α du diélectrique

D'après la relation (I.22), et comme la permittivité relative est donnée par : $\epsilon_r = 1 + \chi$

On peut donc écrire : $\epsilon_r = 1 + \frac{\frac{N\alpha}{\epsilon_0}}{1 - \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}}$ d'où $\epsilon_r - 1 = \frac{\frac{N\alpha}{\epsilon_0}}{1 - \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}}$ d'où $(\epsilon_r - 1) \left(1 - \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} \right) = \frac{N\alpha}{\epsilon_0}$ d'où

$$\epsilon_r - \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} \epsilon_r - 1 + \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} = \frac{N\alpha}{\epsilon_0} \text{ d'où } \epsilon_r - 1 = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} (\epsilon_r - 1 + 3) \text{ d'où } \epsilon_r - 1 = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} (\epsilon_r + 2) \text{ d'où}$$

$$\frac{N\alpha}{3\epsilon_0} = \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \quad \text{la relation de Clausius – Mossotti} \quad (I.23)$$

1.8 Etude des courants de conduction et de déplacement dans un diélectrique

a) Loi d'Ohm

Le courant de conduction résulte du mouvement des charges libres qui se déplacent sous l'action d'une d.d.p notée dV

$$dI = \vec{J} \cdot \vec{ds} = J ds \text{ car } (\vec{J} \parallel \vec{ds}) \text{ d'autre part on a :}$$

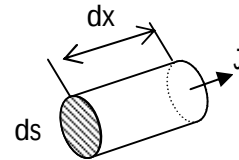
$$-dV = R dI = \frac{dx}{\sigma ds} dI = \frac{dx}{\sigma ds} J ds$$

$$-dV = \frac{J}{\sigma} dx \text{ d'où } -\frac{dV}{dx} = \frac{J}{\sigma}$$

Sachant que $\vec{E} = -\overrightarrow{grad} V$, on peut écrire, en coordonnées cartésiennes, selon l'axe Ox $E = E_x = -\frac{dV}{dx}$ donc on a :

$E = \frac{J}{\sigma}$ et par conséquent, $J = \sigma E$ qu'on peut généraliser :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad \text{la loi d'Ohm locale} \quad (I.24)$$



Chapitre I Matériaux Diélectrique

Dans un diélectrique la conductivité électrique σ est très faible (de l'ordre de 10^{-6} S/m). Donc pour des champs E peu intenses il en résulte des densités de courant J négligeables.

b) Courant de déplacement

Pour un diélectrique, d'après le théorème de Gauss :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_L \text{ On peut donc écrire : } \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{\partial \rho_L}{\partial t}$$

D'autre part, on peut montrer l'équation de la conservation de la charge : $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, en substituant

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \text{ on peut écrire : } \vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right)$$

Donc on peut conclure que $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \equiv \vec{J}$ (ça sous-entend que $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ est équivalente à une densité de courant).

$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ porte le nom de densité de courant de déplacement et va être notée $\vec{J}_D$.

- Dans un diélectrique $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ donc $\vec{J}_D = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$
- $\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ densité de courant de déplacement dans le vide
- $\frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$ densité de courant de déplacement de polarisation notée $\vec{J}_P = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$

Dans un diélectrique, s'il existe une variation de $\vec{P}$ dans le temps, cette variation est l'origine d'une densité de courant $\vec{J}_P$ qui va engendrer l'existence d'un courant à l'intérieur du diélectrique : $I_p = \iint \vec{J}_P \cdot d\vec{s}$

Ce courant n'est pas dû au déplacement des charges libres, il n'est donc pas soumis à la loi d'Ohm.

c) En résumé

Dans un diélectrique, il existe deux formes de courants complètement différents :

- Courant de conduction I_c dû à la conductivité σ du matériau qui est faible ce qui engendre $I_c \rightarrow 0$;

Le courant I_p dû à la variation de la polarisation P avec le temps. Ce courant n'est pas dû au déplacement des charges libres, il n'est pas soumis à la loi d'Ohm.

d) schéma équivalent d'un diélectrique en régime statique

Soit le dispositif constitué de deux plaques planes conductrices de section S (figure ci-dessous). On introduit entre les deux plaques un matériau diélectrique (air, papier ou autre) d'épaisseur d . Les deux plaques sont soumises à une d.d.p (V).

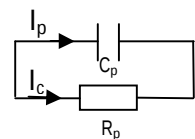
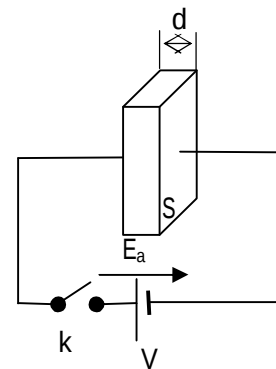
Le champ appliqué étant : $E_a = \frac{V}{d}$ de direction $\perp$ à la surface des plaques.

Le matériau diélectrique est donc polarisé, il apparaît donc un courant I_p dans le circuit.

Le dispositif n'est rien d'autre qu'un condensateur dont la capacité C est donnée par :

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{d}$$

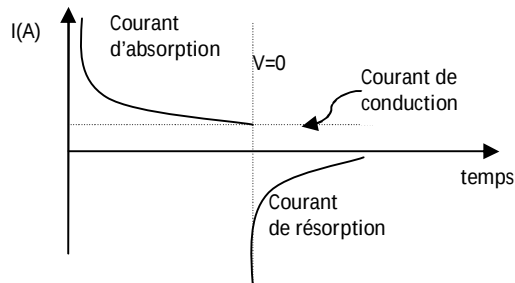
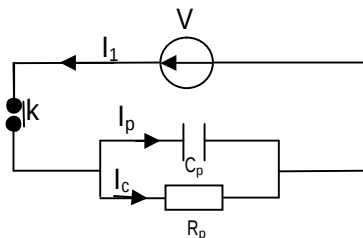
- Si on néglige les courants de conduction, un diélectrique est modélisé par un condensateur parfait.
- Si on prend en compte les courants de conduction I_c , un diélectrique est modélisé par un condensateur en // avec une résistance électrique qui modélise le courant I_c .



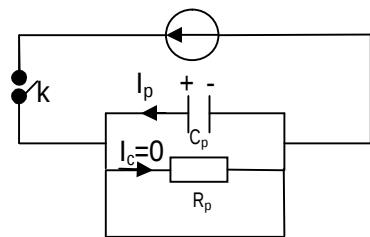
I.9 Courants transitoires dans les isolants : courants d'absorption et de résorption

Lorsque un matériau diélectrique est soumis à une tension continue, il va être assimilé à un circuit composé d'une résistance et d'une capacité branchées en // . Un courant de charge i_1 circule dans ce dernier. Ce courant se compose d'une 1ere partie due à la polarisation du diélectrique notée « I_p » et d'une 2eme partie correspondant au courant de conduction (courant traversant R_p) notée I_c . On peut donc écrire : $I_1 = I_p + I_c$.

Ce courant I_1 est appelé courant d'absorption du diélectrique.



Une fois le diélectrique est polarisé en totalité, I_p va tendre vers zéro, seul le courant de conduction I_c persiste. A ce moment on ouvre l'interrupteur k et on met le diélectrique en court circuit. Il apparait un courant de décharge noté i_2 . Ce courant est appelé courant de résorption. I_2 est de sens opposé à I_p et $I_c=0$.



I.10 Indice de polarisation - Résistance d'isolement

Dans l'industrie des machines électriques, pour caractériser l'état d'une isolation, on utilise l'indice de polarisation I_p^* . Cet indice étant le rapport des courants d'absorptions mesurées, 1 min et 10 min après la mise sous tension :

$$I_p^* = \frac{I_1}{I_{10}}$$

I_1 courant d'absorption mesuré à 1 min

I_{10} courant d'absorption mesuré à 10 min

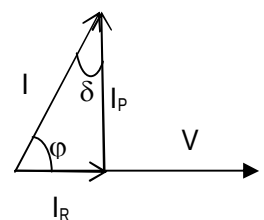
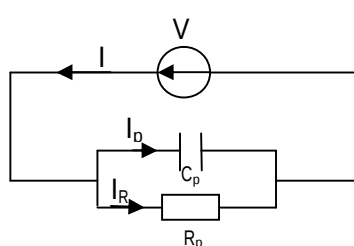
- L'isolation est considérée satisfaisante si $I_p^* > 4$.
- Si $I_p^* < 1,5$ l'isolation est considérée vieillie

Dans l'industrie des câbles électriques, il a été décidé depuis 1895 que la mesure de la résistance d'isolement d'un câble devrait être effectuée 1 min après la mise sous tension (temps nécessaire pour supposer $I_p \rightarrow 0$ le courant mesuré correspond au courant de conduction I_c).

I.11 Pertes diélectriques

Les pertes diélectriques sont plus importantes en régime sinusoïdal. Soit le circuit équivalent d'un isolant. Soit $\bar{V}$ la tension alternative auquel il est soumis.

$$\bar{I} = \bar{I}_R + \bar{I}_P$$



Chapitre I Matériaux Diélectrique

$$\bar{I}_R = \frac{\bar{V}}{R_p} \text{ et } \bar{V} = \frac{1}{jC_p\omega} \bar{I}_p \text{ d'où } \bar{I}_p = jC_p\omega \bar{V}$$

Soient δ l'angle entre $\bar{I}_p$ et $\bar{I}$

Et φ l'angle entre $\bar{V}$ et $\bar{I}$

$$\tan\delta = \frac{I_R}{I_p} = \frac{V/R_p}{C_p\omega V} = \frac{1}{\omega C_p R_p} = \frac{1}{R_p C_p \omega}$$

$\tan \delta$ est appelé facteur de dissipation diélectrique. Dans la pratique industrielle $\tan \delta \ll 1$

Exprimons maintenant le $\cos\varphi$:

Soit Z l'impédance équivalente du circuit (C_p/R_p) et Y son admittance. On peut écrire :

$$\bar{I} = \frac{\bar{V}}{Z}$$
$$\bar{Y} = \bar{Y}_R + \bar{Y}_C = \frac{1}{R} + jC_p\omega \quad \text{d'où} \quad Y = \sqrt{\left(\frac{1}{R_p}\right)^2 + (C_p\omega)^2}$$

$$\text{Comme } Z = \frac{1}{Y} \text{ on a } Z = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{R_p}\right)^2 + (C_p\omega)^2}} \text{ et } I = \frac{V}{Z} = V \sqrt{\left(\frac{1}{R_p}\right)^2 + (C_p\omega)^2}$$

$$\text{Comme } \cos\varphi = \frac{I_R}{I} = \frac{V/R_p}{V \sqrt{\left(\frac{1}{R_p}\right)^2 + (C_p\omega)^2}} = \frac{1}{R_p \sqrt{\left(\frac{1}{R_p}\right)^2 + (C_p\omega)^2}} \text{ d'où}$$

$$\cos\varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + (R_p C_p \omega)^2}} \approx \frac{1}{R_p C_p \omega} \quad \text{car } R_p \gg 1 \text{ finalement on peut écrire :}$$

$$\cos\varphi = \tan\delta = \frac{1}{R_p C_p \omega}$$

1.12 Rigidité diélectrique –Phénomène de claquage

Lorsqu'un diélectrique est soumis à un champ électrique intense, les électrons des couches supérieures vont être soumis à des forces électriques importantes ce qui provoque leurs arrachement de leurs atomes d'où apparition de charges libres : on dit que le diélectrique a perdu sa propriété d'isolant. L'isolant est détruit et on parle de claquage de l'isolant.

On appelle rigidité diélectrique, la valeur maximale du champ électrique notée E_c auquel peut-être soumis un diélectrique sans apparition de claquage. Cette donnée est propre aux diélectriques et s'exprime en kV/mm ou MV/m. Le tableau I.1 (voir annexe) donne la rigidité de certains isolants.

1.13 Dégradation de la rigidité et contraintes soumise à la fonction isolation

De nombreux phénomènes sont susceptibles d'altérer un diélectrique au cours du temps, provoquant en particulier une diminution de sa rigidité. On peut citer les effets de : la température, la pression, l'humidité, les

Chapitre I Matériaux Diélectrique

vibrations, la présence d'impuretés dans l'isolant (bulles d'air par exemple) sont des facteurs dégradant de la rigidité.

*Durée de vie de l'équipement électrique

La durée de vie d'un appareil électrique est limitée par la température à laquelle est soumis son isolant. Des tests effectués, sur un grand nombre d'isolants, ont montrés que la durée de vie d'un appareil, diminue de moitié chaque fois que la température augmente de 10°C.

Exemple

Soit un moteur dont la durée de vie normale est de 10 ans en fonctionnant à $T=105^{\circ}\text{C}$.

Si $T=115^{\circ}\text{C}$ la durée de vie =5ans

Si $T=125^{\circ}\text{C}$ la durée de vie =2,5ans

*Classification thermique des isolants

Selon leurs aptitudes à supporter des températures plus ou moins élevées, les isolants sont rangés en classes :

Classe	Y	A	E	B	F	H	N	R	S	C
$T_{\text{max}}^{\circ}\text{C}$	90	105	120	130	155	180	200	220	240	>240

I.14 Méthode de choix d'un isolant

Le choix d'un isolant dépend du type d'application en premier lieu puis des contraintes auxquelles il sera soumis :

- La température de fonctionnement T qui va fixer la classe d'isolation
- Le champ électrique local $E_l < E_c$
- Les contraintes mécaniques
- Les contraintes de l'environnement (la différence de température, l'humidité, contaminants chimiques, rayonnement (UV, ionisants).....

Quand ses contraintes sont satisfaites, on choisit le diélectrique ayant le coefficient des pertes le plus faible possible : $\tan\delta = \frac{1}{R_p C_p \omega}$ faible $\Rightarrow C_p$ élevé ; $C_p = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{S}{d}$ d'où ε_r la plus élevée.