

CHAPITRE 3

MESURES DIÉLECTRIQUES

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, on se propose de définir les propriétés essentielles des diélectriques.

En particulier la permittivité, la conductivité et les pertes diélectriques. Ces propriétés peuvent être déterminées par l'utilisation de technique de mesures modernes, permettant de caractériser et de diagnostiquer l'état des matériaux isolants.

Ces techniques de mesures sont notamment les techniques dans le domaine temporel (TDS) et celles dans le domaine fréquentielles (FDS). Ces deux techniques seront bien détaillées dans ce chapitre.

3.2 Généralités sur la théorie des diélectriques

Afin d'introduire la spectroscopie diélectrique, il est important de connaître la théorie des diélectriques et ses concepts. Une description bien détaillée existe dans la littérature [14-16 et 44].

3.2.1 Potentiel d'un dipôle

Sous l'action d'un champ électrique, les charges positives et négatives des molécules d'un diélectrique s'éloignent l'une de l'autre et chaque molécule ou atome se déforme, ce qui peut être assimilé à un dipôle dont le moment est [44] :

$$\vec{M}_i = q \cdot \vec{\Delta l} \quad (3.1)$$

où M_i est le moment dipolaire du $i^{\text{ème}}$ dipôle

q est une charge ponctuelle

Δl est la distance entre les charges positive et négative

Soit un volume donné, ΔV , et soit N_m le nombre d'atomes par unité de volume.

Le moment dipolaire total est donné par la formule suivante :

$$\vec{M} = N_m \cdot \Delta V \sum_{i=1} \vec{M}_i \quad (3.2)$$

Cette définition s'applique aussi à un diélectrique polaire dont le moment électrique moyen est nul en l'absence d'un champ électrique.

La polarisation \vec{P} est souvent uniforme pour un volume V fini :

Si $\Delta V \rightarrow 0$

$$\vec{P} = \frac{d\vec{M}}{dV} \quad (3.3)$$

Si on considère un milieu vide dans l'espace, et un système (o, x, y, z) avec $+q$ une charge au point $(0, 0, \frac{l}{2})$ et $-q$ au point $(0, 0, -\frac{l}{2})$, on peut déterminer le potentiel du point A de la façon suivante (voir figure 9) :

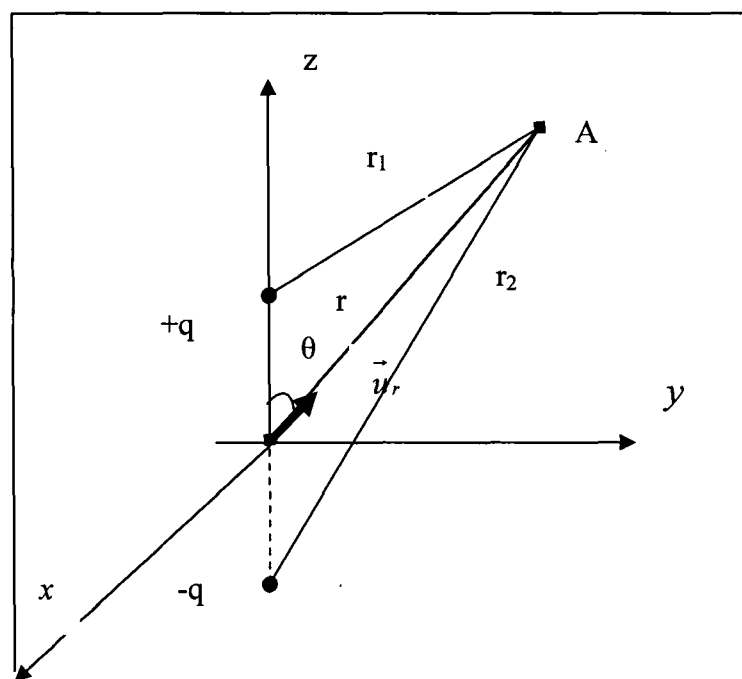


Figure 9 Potentiel d'un dipôle

$$V_A = \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (3.4)$$

Dans le cas où $r \gg l$

$$V_A = \frac{q \cdot l \cdot \cos \theta}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2}$$

Soit \vec{M} le moment électrique, \vec{u}_r un vecteur unitaire et $\vec{\nabla}$ l'opérateur Nabla. On obtient alors :

$$V_A = \frac{\vec{M} \cdot \vec{u}_r}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r^2} = - \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} M \vec{\nabla} \left(\frac{1}{r} \right) \quad (3.5)$$

3.2.2 Loi de gauss

Soit une surface S qui limite un volume contenant une densité de charges libres ρ , et soit \vec{D} le vecteur densité de charge et \vec{E} le champ électrique. La loi de Gauss pour une densité ρ de charges est donnée par:

$$\oint_S \epsilon_0 \cdot \vec{E} \cdot d\vec{s} = \int_V \rho \cdot dv \quad (3.6)$$

Si on appelle \vec{P} la polarisation diélectrique, \vec{D} sera alors donnée par la relation suivante

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} \quad (3.7)$$

En électrotechnique, la majorité des diélectriques ou des isolants utilisés sont linéaires et isotropes.

On aura donc la relation suivante entre \hat{P} et \hat{E} , dans le cas d'une excitation sinusoïdale

$$\hat{P} = \varepsilon_0 \cdot \hat{\chi} \cdot \hat{E} \quad (3.8)$$

Où \hat{P} et \hat{E} sont des phaseurs complexes de la polarisation et du champs électrique et $\hat{\chi}$ est une constante complexe qui dépend de la fréquence, et s'appelle susceptibilité électrique.

On obtient donc

$$\hat{D} = \varepsilon_0 \cdot (1 + \hat{\chi}) \cdot \hat{E} \quad (3.9)$$

Si on définit $(1 + \hat{\chi}) = \hat{\varepsilon}_r$, ainsi que $\varepsilon_0 \cdot \hat{\varepsilon}_r = \hat{\varepsilon}$, on obtient alors :

$$\hat{D} = \hat{\varepsilon} \cdot \hat{E} \quad (3.10)$$

Où $\hat{\varepsilon}$ est la permittivité complexe.

3.2.3 Polarisation

La polarisation concerne essentiellement les charges liées qui présentent un moment dipolaire permanent contrairement à la conduction qui concerne les charges libres. Les pertes diélectriques qui sont associées aux mécanismes de polarisations électroniques et moléculaires dans le domaine des fréquences industrielles sont négligeables puisque ces phénomènes se manifestent à de très hautes fréquences.

3.2.3.1 Polarisation électronique

La polarisation due au déplacement des électrons se manifeste à de très hautes fréquences. La constante de temps pour ce type de polarisation, est généralement de l'ordre de 10^{-15} s. Pour ce type de polarisation, on obtient la relation suivante :

$$P_e = N \cdot \alpha_e \cdot E_l \quad (3.11)$$

où P_e est la polarisation électronique (C/m^2)

N est le nombre de molécule par unité de volume (m^{-3})

E_l est le champ électrique local (V/m)

α_e est une constante de polarisation électronique.

3.2.3.2 Polarisation ionique

La polarisation ionique produit un déplacement mutuel des ions dans le temps et elle se produit dans la gamme de l'infra-rouge. La constante de temps relié à ce phénomène est de l'ordre de 10^{-13} à 10^{-12} s .

La polarisation ionique est donnée par :

$$P_i = N \cdot \alpha_i \cdot E_l \quad (3.12)$$

où P_i est la polarisation ionique

N est le nombre de molécule par unité de volume

E_l est le champ électrique local

α_i est une constante de polarisation ionique

3.2.3.3 Polarisation d'orientation

La polarisation d'orientation s'appelle aussi polarisation dipolaire. Elle dépend de la température T et apparaît généralement dans les liquides, les gaz et les corps visqueux.

Cette polarisation entraîne des pertes diélectriques sous l'effet du champ électrique et provoque une dissipation d'énergie au moment de la relaxation des dipôles. Le temps τ de relaxation déterminé par Debye pour un corps liquide de viscosité dynamique η peut être calculé par :

$$\tau = 4 \cdot \pi \cdot \frac{\eta \cdot r^3}{k \cdot T} = \frac{3 \cdot \eta \cdot V}{k \cdot T} \quad (3.13)$$

avec η : est la viscosité dynamique

k : est la constante de Boltzmann

V : est le volume de la molécule

r : est le rayon de la molécule

La polarisation d'orientation déterminée par l'approximation de Langevin [44] est calculée de la manière suivante :

$$P_d = N \cdot \alpha_d \cdot E_l \quad (3.14)$$

où P_d est la polarisation dipolaire

N est le nombre de molécule par unité de volume

E_l est le champ électrique local

α_d est une constante de polarisation dipolaire $\alpha_d = \frac{M^2}{3 \cdot k \cdot T}$

où M s'appelle le moment dipolaire de molécule.

3.3 Courant dans le domaine de temps

3.3.1 Généralité

Si on considère un volume élémentaire $dV = ds \cdot dl$ d'un diélectrique, soumis à une différence de potentiel $-dU$, le courant de conduction directe qui traverse ce volume peut se déterminer comme suit : $dI = J_c \cdot dS$.

La loi d'ohm appliqué à ce volume sera :

$$-dU = I \cdot dR = J_c \cdot ds \cdot \frac{dl}{\sigma \cdot ds} \quad (3.15)$$

avec σ : la conductivité du diélectrique

J_c : La densité de courant de conduction dû au déplacement des charges libres

R : La résistance de volume

La densité de courant due aux charges libres peut se réécrire comme suit :

$$J_C(t) = \sigma \cdot E(t) \quad (3.16)$$

À partir de la loi de Maxwell, la densité de courant totale $J_{TOT}(t)$ traversant un matériau diélectrique s'exprime par :

$$J_{TOT}(t) = \sigma \cdot E(t) + \frac{\partial D(t)}{\partial t} \quad (3.17)$$

où $\sigma \cdot E(t)$: transport de charges

$\frac{\partial D(t)}{\partial t}$: courant de déplacement et σ , E et D sont respectivement la conductivité,

le champ électrique et la densité de charge. La densité de charge est reliée au champ par l'équation suivante :

$$D(t) = \varepsilon_0 E(t) + P(t) \quad (3.18)$$

où ε_0 et $P(t)$ sont respectivement la permittivité du vide et la polarisation. En combinant les équations (3.17) et (3.18), on obtient :

$$J(t) = \sigma \cdot E(t) + \varepsilon_0 \frac{\partial E(t)}{\partial t} + \frac{\partial P(t)}{\partial t} \quad (3.19)$$

La polarisation est reliée au champ électrique par le biais d'une fonction $f(t)$ appelé la fonction de réponse d'un matériau. C'est cette fonction de réponse qui caractérise les propriétés diélectriques d'un matériau. En considérant qu'un matériau réagit toujours avec un certain retard à l'application d'un champ électrique, on peut alors écrire la polarisation sous la forme suivante [6] :

$$P(t) = \varepsilon_0 \int_0^{\infty} f(\tau) E(t-\tau) d\tau \quad (3.20)$$

Les phénomènes de polarisation rapides peuvent être séparés des phénomènes plus lents en utilisant l'expression suivante pour la fonction de réponse [6] :

$$f(t) : \begin{cases} \int_0^{\varepsilon} f(t) dt = \chi_{\infty} \\ = f_S(t) & t > \varepsilon \end{cases} \quad (3.21)$$

où χ_{∞} est la susceptibilité électrique correspondant aux phénomènes rapides. On peut donc réécrire l'équation (3.20) comme suit :

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi_{\infty} E(t) + \varepsilon_0 \int_0^{\infty} f_S(\tau) E(t-\tau) d\tau \quad (3.22)$$

En combinant (3.22) et (3.19), on obtient :

$$J(t) = \sigma \cdot E(t) + \varepsilon_{\infty} \varepsilon_0 \frac{\partial E(t)}{\partial t} + \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_0^{\infty} f_S(\tau) E(t-\tau) d\tau \right] \quad (3.23)$$

où $f_s(\tau)$ est la fonction de réponse concernant les mécanismes de polarisation lents. La permittivité relative à haute fréquence est donnée par: $\epsilon_\infty = (1 + \chi_\infty)$

3.3.2 Géométrie plan-plan

En considérant un diélectrique plan-plan s'étendant de $x = 0$ à $x = L$. L'équation de Poisson s'écrit :

$$\rho = \frac{\partial D(x,t)}{\partial x} \quad (3.24)$$

où ρ est la densité de charges (en C/m^3) d'espace. Si on considère une situation sans charge d'espace, alors D ne varie pas à travers l'épaisseur du matériau et le champ électrique sera donné par :

$$E(t) = \frac{U(t)}{d} \quad (3.25)$$

où $U(t)$ est la tension appliquée et d la distance entre les électrodes. Si on applique un échelon de tension tel que :

$$E(t) = \begin{cases} 0 & \text{pour } t \leq 0 \\ E_0 & \text{pour } 0 < t \leq t_{ch} \\ 0 & \text{pour } t > t_{ch} \end{cases} \quad (3.26)$$

Alors en utilisant (3.22) et (3.23), on obtient pour le courant de charge :

$$J(t) = \sigma \cdot E_0 + [\epsilon_0 \cdot \epsilon_\infty \cdot \delta(t) + \epsilon_0 \cdot f_s(t)] \cdot E_0 \quad (3.27)$$

En utilisant les relations suivantes :

$$E_o = \frac{U_o}{d} \quad \text{et} \quad I(t) = \frac{J(t)}{A}$$

L'équation (3.27) devient :

$$I(t) = U_o \cdot C_o \cdot \left[\epsilon_\infty \cdot \delta(t) + f_s(t) + \frac{\sigma}{\epsilon_o} \right] \quad (3.28)$$

où U_o est la tension appliquée

$I(t)$ est le courant mesuré par un circuit extérieur

C_o est la capacité géométrique

$\delta(t)$ est la fonction delta du Dirac.

3.3.3 Polarisation de Maxwell Wagner

L'effet Maxwell-Wagner ou l'effet de polarisation interfaciale est observé lorsqu'un matériau diélectrique est composé au moins de deux phases de propriétés diélectriques différentes ou lorsqu'il contient des impuretés macroscopiques dispersées à travers son volume. En général les matériaux composites et les isolants formés de couches successives de différents matériaux sont des cas réels de situations pouvant donner lieu à un effet de polarisation interfaciale. Le schéma électrique équivalent d'un matériau composite, utilisé pour représenter l'effet interfacial d'un diélectrique à deux phases, est illustré à la figure 10.

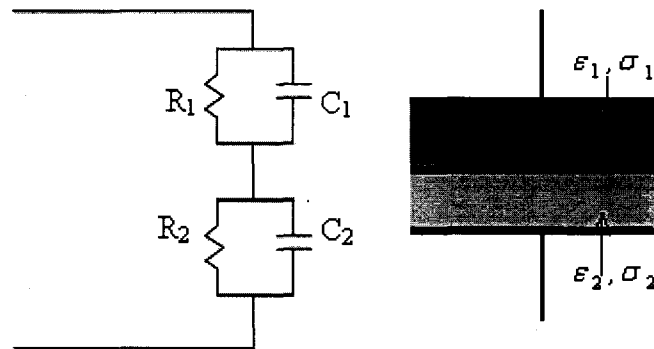


Figure 10 Circuit équivalent associé à l'effet Maxwell - Wagner

L'admittance du circuit de la figure 10 est donnée par :

$$Y = \frac{(1 + j\omega\tau_1)(1 + j\omega\tau_2)}{(R_1 + R_2)(1 + j\omega\tau)} \quad (3.29)$$

avec $\tau_1 = R_1 \cdot C_1$ et $\tau_2 = R_2 \cdot C_2$ et τ est la constante du temps de pic de relaxation interfaciale. Elle est donnée par :

$$\tau = \frac{R_1 R_2 (C_1 + C_2)}{R_1 + R_2} \quad (3.30)$$

La capacité complexe est déterminée par :

$$\hat{C}(\omega) = \frac{\hat{Y}(\omega)}{j\omega} = C'(\omega) - jC''(\omega) \quad (3.31)$$

À partir de l'équation d'admittance (3.29), on peut déterminer les équations de la capacité réelle et imaginaire, de la façon suivante :

$$\begin{cases} C'' = C_\infty \left[\frac{\tau}{\omega \cdot \tau_1 \cdot \tau_2} + \frac{K \cdot \omega \cdot \tau}{(1 + \omega^2 \cdot \tau^2)} \right] \\ C' = C_\infty \left[1 + \frac{K}{(1 + \omega^2 \cdot \tau^2)} \right] \end{cases} \quad (3.32)$$

avec C_∞ est la capacité réelle lorsque $\omega = \infty$

K est un paramètre adimensionnel donné par :

$$K = \frac{(\tau \cdot (\tau_1 + \tau_2 - \tau)) - \tau_1 \cdot \tau_2}{\tau_1 \cdot \tau_2} \quad (3.33)$$

3.4 Mesure des diélectriques

3.4.1 Mesures dans le domaine du temps

La polarisation électrique $P(t)$ dans un matériau peut être divisée en deux termes : un représente le processus de la polarisation rapide et l'autre représente celui de la polarisation lente. Le processus de polarisation rapide est considéré comme variant simultanément avec le champ, alors que le plus lent varie avec un certain retard. On peut écrire [50] :

$$P(t) = \varepsilon_0 \cdot (\varepsilon_\infty - 1) \cdot E(t) + \varepsilon_0 \cdot \int_{-\infty}^t f(t - \tau) \cdot E(\tau) d\tau \quad (3.34)$$

Le terme de la polarisation rapide suit le champ électrique appliqué, mais celui de la polarisation lente est formé à partir d'une intégrale de convolution entre le champ électrique appliqué et la fonction de réponse diélectrique $f(t)$, tel que déjà mentionné

précédemment. La fonction de réponse diélectrique représente l'effet de mémoire dans un isolant électrique et présente les caractéristiques suivantes [19] :

$$\begin{cases} f(t) \equiv 0 & \forall t < 0 \\ \lim_{t \rightarrow \infty} f(t) = 0 \end{cases} \quad (3.35)$$

Les processus de polarisation lents peuvent être mesurés à partir de la mesure des courants de polarisation et de dépolarisation dans le domaine du temps. Considérons un matériau homogène, le courant $I(t)$ peut être exprimé à partir de l'équation (3.23) par :

$$I(t) = C_0 \cdot \left[\frac{\sigma}{\varepsilon_0} \cdot U(t) + \varepsilon_\infty \cdot \frac{dU(t)}{dt} + \frac{d}{dt} \int_0^t f(t-\tau) \cdot U(\tau) d\tau \right] \quad (3.36)$$

Maintenant considérons que l'isolant à tester est totalement déchargé (initialement à $t=0$) et qu'un échelon de tension U_0 est appliqué à l'instant $t=0$. Le courant de polarisation $I_{pol}(t)$ peut alors être exprimé par l'équation suivante :

$$I_{pol}(t) = C_0 \cdot U_0 \cdot \left[\frac{\sigma}{\varepsilon_0} + f(t) \right] \quad (3.37)$$

Le courant de polarisation résultant après l'application d'un échelon de tension U_0 est formé de deux termes : un est relié à la conductivité de l'isolant à tester et l'autre est relié à l'activation des différents processus de polarisation dans l'isolant à tester. Après un temps de charge t_c , la tension appliquée est mise à zéro et l'isolant à tester est court-circuité à travers l'appareil de mesure. Le courant de dépolarisation est ainsi généré. Ce courant représente la relaxation des processus de polarisation. Selon le principe de

superposition, le courant de dépoliarisation $I_{\text{depol}}(t)$ après le court-circuit est donné par l'expression suivante :

$$I_{\text{depol}}(t) = -C_0 \cdot U_0 \cdot [f(t) - f(t+t_c)] \quad (3.38)$$

Le second terme dans l'équation (3.38) peut être négligé pour des grandes valeurs de t_c et le courant de dépoliarisation devient proportionnel à la fonction de réponse diélectrique [20] :

$$f(t) \approx \frac{I_{\text{depol}}}{C_0 \cdot U_0} \quad (3.39)$$

Donc il est possible d'estimer la conductivité σ à partir du courant de polarisation et de dépoliarisation.

$$\sigma = \frac{\epsilon_0}{C_0 \cdot U_0} [I_{\text{pol}}(t) + I_{\text{depol}}(t)] \quad (3.40)$$

$$\sigma = \frac{\epsilon_0}{C_0 \cdot U_0} \cdot I_{\text{dc}}(t)$$

Chaque isolant électrique a sa propre et unique fonction de réponse diélectrique. Des fonctions de réponse diélectrique représentant les processus de polarisation lents trouvés dans des isolants électriques sont présentés dans la figure 11 [18].

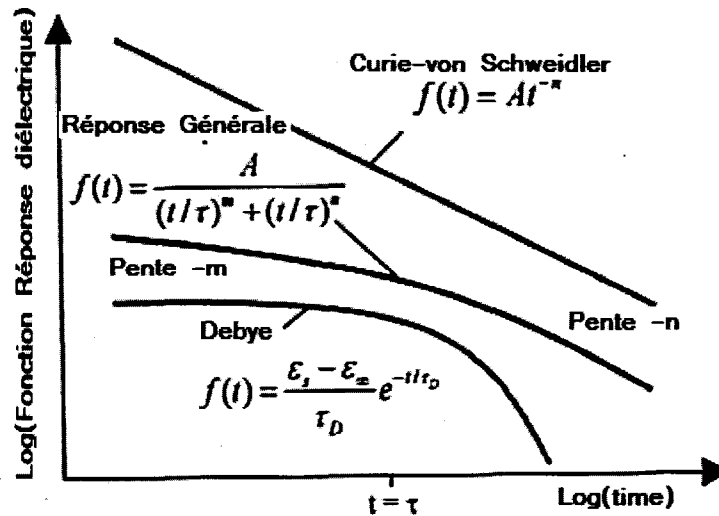


Figure 11 Différents types de réponse diélectrique dans le domaine du temps

3.4.1.1 Le courant capacitif ($I_{cap}(t)$)

Le courant capacitif est donné par la relation habituelle des condensateurs :

$$I_{cap} = C \cdot \frac{dU}{dt} \quad (3.41)$$

Où C est la capacité de l'échantillon en Farad et U est la tension aux bornes de l'échantillon. Comme on peut le voir, lorsque la tension aux bornes du condensateur est constante, par exemple 1000 V lors de la charge et 0 V lors de la décharge pour nos essais temporels, ce terme devient mathématiquement égal à zéro. Ce terme est non négligeable seulement pendant une courte durée, qui dépend de la valeur de la résistance, R_m , utilisée. Considérons un circuit $R_m \cdot C$ composé d'une résistance en série (appelée résistance de mesure) avec un condensateur de capacité C . Alors, pendant la charge, le courant capacitif est donné par :

$$I_{cap} = \frac{U}{R_m} \cdot e^{-\frac{t}{R_m \cdot C}} \quad (3.42)$$

En pratique, on essaie d'ajuster la résistance de mesure de telle sorte que la constante de temps $R_m \cdot C$ soit faible ($R_m \cdot C < 0,01$ seconde). En effet, puisque l'acquisition des données commence approximativement à partir d'une valeur de l'ordre de 0,1s après le début de la charge (ou de la décharge), le courant capacitif peut alors être considéré comme négligeable. Si la constante de temps $R_m \cdot C$ est trop élevée, le courant capacitif apparaît au début de la courbe de charge et de décharge.

3.4.1.2 Le courant de conduction directe ($I_f(t)$)

On appelle courant de conduction directe (ou bien aussi courant de fuite), le courant qui mesure la contribution des charges électriques provenant d'une électrode, traversant l'isolant le long des surfaces ou à travers le volume du diélectrique et atteignant la deuxième électrode. Ce courant est proportionnel à la tension appliquée aux bornes de l'échantillon si l'échantillon est en régime ohmique ou linéaire.

3.4.1.3 Le courant d'absorption ou de relaxation diélectrique ($I_{abs}(t)$)

Le courant d'absorption ou de relaxation diélectrique provient essentiellement de deux sources : les déplacements de charges électriques (électrons ou ions) à l'intérieur du diélectrique et le changement d'orientation de dipôles électriques dans le matériau. Ce courant est le plus important parmi les trois contributions au courant total parce qu'il est intimement relié à l'état du matériau diélectrique alors que le courant de conduction directe est souvent relié à des paramètres extrinsèques comme l'encrassement des

surfaces ou l'absorption d'humidité, et que le courant capacitif reflète uniquement l'arrangement instrumental utilisé pour la mesure.

Lors de l'application d'un échelon de tension, ce courant décroît avec le temps de telle sorte que sa contribution pour $t = \infty$ est nulle. Les deux formes mathématiques rencontrées le plus fréquemment pour modéliser ce type de courant sont des lois de puissance du type $I_{abs}(t) \propto t^{-n}$ et de décroissance exponentielle du type $I_{abs}(t) \propto e^{-t/\tau}$.

Le courant de déplacement est déterminé par le terme suivant : $\frac{\partial D(t)}{\partial t}$ (deuxième terme du membre de droite de l'équation (3.17)), et ce terme représente la somme du courant capacitif et du courant d'absorption.

3.4.1.4 Les courants de charge et de décharge

Le courant de charge est déterminé par l'équation (3.43). En effet, il représente la somme des courants de conduction directe, capacitif et d'absorption :

$$I_{ch}(t) = I_{dc}(t) + I_{cap}(t) + I_{abs}(t) \quad (3.43)$$

Généralement, tel que mentionné précédemment, les conditions instrumentales sont tel que le courant capacitif est négligeable devant le courant d'absorption dès la première mesure. Le courant de déplacement se réduit donc au courant d'absorption.

Étant donné que le courant capacitif est négligeable, on peut écrire :

$$I_{charge} = I_{abs} + I_{dc} \quad (3.44)$$

Quant au courant de décharge, il ne mesure que la contribution du courant d'absorption, le courant de conduction directe et le courant capacitif étant nuls ($U = 0$ et $dU/dt = 0$). Le signe du courant de décharge est l'opposé à celui du courant de charge :

$$I_{déch} = -I_{abs} \quad (3.45)$$

On peut donc isoler le courant de conduction directe en additionnant les courants de charge et de décharge puisque :

$$I_{dc} = I_{ch} + I_{déch} \quad (3.46)$$

Il est bon de mentionner que les équations (3.45) et (3.46) ne sont valables que si le courant d'absorption est réversible, c'est-à-dire si le diélectrique se comporte de façon linéaire. En pratique, cette condition de linéarité n'est pas toujours respectée [10], mais pour les essais réalisés à des valeurs de tension relativement moyenne (de l'ordre de 1000V), elle semble l'être. C'est pourquoi nous utilisons dans ce présent travail le courant de décharge pour calculer plusieurs paramètres de diagnostic. L'avantage de l'utilisation du courant de décharge est évidemment d'obtenir directement le courant d'absorption puisque le terme de conduction directe n'apparaît pas dans l'équation (3.45).

3.4.1.5 Normalisation par la capacité

Considérons la situation d'un condensateur plan aux bornes duquel une différence de potentiel U est appliquée. On peut alors écrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} J(t) = \frac{I(t)}{A} \\ D(t) = \varepsilon_0 \cdot E(t) + \varepsilon_0 \cdot \int_0^{\infty} f(\tau) \cdot E(t-\tau) \cdot d\tau \\ E(t) = \frac{U(t)}{d} \end{array} \right. \quad (3.47)$$

où $I(t)$ est le courant en Ampère. A est la surface et d la distance inter - électrodes. En utilisant les équations ci-dessus dans l'équation (3.17), on obtient :

$$I(t) = \frac{A \cdot \varepsilon_0}{d} \cdot \left[\frac{\sigma}{\varepsilon_0} \cdot U(t) + \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left(U(t) + \int_0^{\infty} f(\tau) \cdot U(t-\tau) \cdot d\tau \right) \right] \quad (3.48)$$

Le terme $\frac{A \cdot \varepsilon_0}{d}$ de l'équation (3.48) ci-dessus représente la capacité sous vide de l'échantillon ou la capacité géométrique, que nous appelons C_0 . On constate donc que, peu importe la nature de l'échantillon testé, le courant est toujours proportionnel à C_0 . Pour comparer deux échantillons de taille différente, il est important de prendre en considération la capacité de chacun. Une façon simple de procéder est de diviser les courants de charge et de décharge par une valeur standard de capacité. La capacité standard utilisée pour la normalisation est celle qui est mesurée par un appareil de mesure normalisé (multimètre).

3.4.1.6 Correction du courant de décharge

Le protocole expérimental consiste à appliquer une tension $U(t)$ durant un certain temps de charge t_{ch} . L'acquisition de courant de décharge durant un temps $t_{déch}$ est ensuite effectuée en court-circuitant l'échantillon. Physiquement, cette expérience est tout à fait équivalente à appliquer un échelon de tension $+U(t)$ durant toute la durée de charge et de décharge et à superposer à cet échelon de tension un échelon inverse

$-U(t)$ à partir de $t_{\text{déch}}$ (théorème de superposition). Ceci est illustré à la figure 12. Considérons maintenant que le courant de charge peut être modélisé approximativement par une loi de puissance telle que :

$$I_{\text{ch}}(t) = A \cdot t^{-n} \quad t < t_{\text{ch}} \quad (3.49)$$

À partir du début de la décharge, au courant donné par l'équation ci-dessus se superpose le courant produit par l'échelon de tension $-U(t)$. En ramenant la position $t = 0$ au début de la décharge, on obtient donc :

$$I_{\text{déch}}(t) = A \cdot (t + t_{\text{ch}})^{-n} - A \cdot t^{-n} \quad (t > t_{\text{ch}}) \quad (3.50)$$

Si $t_{\text{ch}} = \infty$, le terme $A(t + t_{\text{ch}})^{-n}$ de l'équation (3.50) est nul et le courant mesuré lors du cycle de décharge correspond exactement au courant véritable de décharge. Mais expérimentalement, le temps de charge est fini de telle sorte que le terme $A \cdot (t + t_{\text{ch}})^{-n}$ (premier terme du membre de droite de l'équation (3.50)) peut potentiellement perturber la forme de la courbe de décharge.

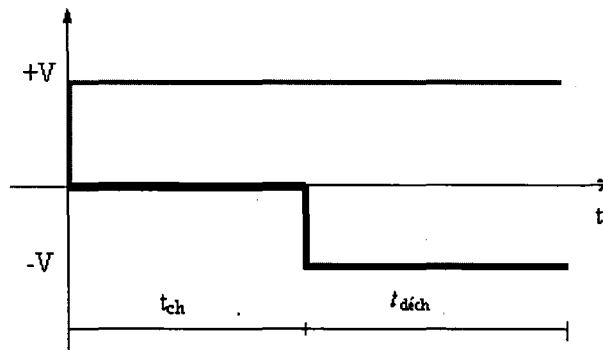


Figure 12 Méthode de superposition pour le courant de décharge

3.4.2 Mesures dans le domaine des fréquences

Dans la littérature, plusieurs méthodes de mesure dans les domaines des fréquences ont été proposées telles que la méthode en courant continu [51], la méthode de Cole-Cole [51], la méthode de Schering [51] et la méthode des fréquences élevées [51]. Toutes ces méthodes se basent sur la mesure de la permittivité complexe.

En effet, la composante réelle de la permittivité complexe ε' peut être déterminée par la variation capacitive entre électrodes, et la permittivité imaginaire ε'' est déterminée par le facteur de perte $\tan \delta$.

3.4.2.1 La Méthode non destructive

Une méthode équivalente pour l'étude du terme de polarisation lente est une étude de la réponse diélectrique dans le domaine des fréquences avec une excitation sinusoïdale. Quand seulement les excitations sinusoïdales sont considérées, la transformée de Fourier est applicable à l'équation (3.36) comme suit :

$$\hat{I}(\omega) = C_0 \cdot \left[\frac{\sigma}{\varepsilon_0} \cdot U(\omega) + i \cdot \omega \cdot \varepsilon_\infty \cdot \hat{U}(\omega) + i \cdot \omega \cdot \hat{\chi}(\omega) \cdot \hat{U}(\omega) \right] \quad (3.51)$$

Où $\hat{\chi}(\omega)$ est la transformée de Fourier de la fonction de réponse diélectrique $f(t)$.

$\hat{I}(\omega)$, $\hat{U}(\omega)$ sont les phaseurs complexes de $I(t)$ et $U(t)$

ω , est la fréquence angulaire.

$\hat{\chi}(\omega)$ est défini comme la susceptibilité diélectrique complexe.

Le lien entre le domaine du temps et le domaine des fréquences se fait par la transformée de Fourier. Si le matériau diélectrique est linéaire, homogène et isotrope, le principe de

superposition est valide et donne lieu à la relation suivante liant le domaine du temps au domaine des fréquences :

$$\hat{f}(\omega) = \int_0^{\infty} f(t) \cdot e^{i \cdot \omega t} dt = \hat{\chi} = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega) \quad (3.52)$$

Le courant total dans le matériau diélectrique sous l'excitation $\hat{U}(\omega)$ peut être exprimé comme suit :

$$\begin{aligned} \hat{I}(\omega) &= i \cdot \omega \cdot C_0 \left[\varepsilon_{\infty} + \chi'(\omega) - i \left(\frac{\sigma}{\varepsilon_0 \cdot \omega} + \chi''(\omega) \right) \right] \hat{U}(\omega) \\ &= i\omega \cdot C_0 \cdot (\varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega)) \cdot \hat{U}(\omega) = i\omega \cdot C_0 \cdot \hat{\varepsilon}(\omega) \cdot \hat{U}(\omega) \end{aligned} \quad (3.53)$$

où $\hat{\varepsilon}(\omega)$ est la permittivité relative complexe. Ainsi dans plusieurs situations, il est plus commode d'employer la permittivité relative complexe au lieu de la susceptibilité complexe [21]. Le facteur de perte $\text{tg}\delta(\omega)$ dans le domaine des fréquences peut être défini comme suit.

$$\text{tg } \delta(\omega) = \frac{\varepsilon''(\omega)}{\varepsilon'(\omega)} = \frac{\frac{\sigma}{\varepsilon_0 \cdot \omega} \cdot \chi''(\omega)}{\varepsilon_{\infty} + \chi'(\omega)} \quad (3.54)$$

3.4.2.2 Transformation des données temporelles dans le domaine des fréquences

Les mesures des pertes diélectriques à très basses fréquences sont sensibles aux mouvements des porteurs de charge, ioniques ou électroniques. Elles se révèlent particulièrement bien adaptées à la détection de défauts dans les diélectriques utilisés en électrotechnique. Dans le domaine du temps, ces mesures peuvent être effectuées en appliquant un échelon de tension aux bornes du diélectrique et en observant la forme du

courant de charge et de décharge en fonction du temps. Les contributions des courants à différentes fréquences peuvent être obtenues en appliquant la transformée de Fourier à la courbe de charge ou de décharge. En effet, à partir des mesures du courant en fonction du temps, les valeurs des capacités réelles et imaginaires peuvent être obtenues par les équations suivantes.

$$\begin{cases} C'(\omega) = \frac{1}{U} \int_0^{\infty} i(t) \cdot \cos(\omega t) dt + C_{\infty} \\ C''(\omega) = \frac{1}{U} \int_0^{\infty} i(t) \cdot \sin(\omega t) dt \end{cases} \quad (3.55)$$

Où C_{∞} est la capacité à haute fréquence. Il est à noter que lorsque le courant utilisé dans les équations (3.55) est un courant de décharge, un terme doit être ajouté à la capacité imaginaire pour tenir compte de la conduction directe. En théorie, les deux équations ci-dessus (3.55) peuvent être résolues numériquement pour n'importe quelle valeur de la fréquence angulaire. En pratique, la mesure du courant est limitée dans le temps entre deux points t_1 et t_2 , ce qui limite approximativement la plage de fréquence comprise entre $(\frac{1}{t_1})$ et $(\frac{1}{t_2})$.

Plusieurs autres méthodes de calcul à ce propos sont rencontrées dans la littérature [22-24]. Considérons que la valeur de $C'(\omega)$ varie peu en fonction de la fréquence, ce qui est généralement le cas pour les bons diélectriques. On peut alors se contenter de ne calculer que la dispersion de la partie imaginaire de la capacité. Il est généralement possible d'utiliser une approximation simple de l'intégration ci-dessus, connue sous le nom de l'approximation d'Hamon [24]. On peut alors calculer $C''(\omega)$ par :

$$C''(f) \cong \frac{i\left(\frac{0,1}{f}\right)}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot U} \quad (3.56)$$

Où f est la fréquence en Hz. L'équation ci-dessus permet de calculer la valeur de $C''(f)$ à toutes les fréquences correspondant au temps de charge ou de décharge pour lesquelles $f = \frac{0,1}{t}$.

Le courant $I(t)$ peut être soit celui de charge, soit de décharge. L'utilisation du courant de charge permet de superposer les pertes dues au courant de conduction directe à celles dues au courant de déplacement. Il est intéressant de constater que cette méthode permet de « gagner une décade vers le bas », c'est-à-dire que la mesure du courant de l'ordre de 10^3 secondes permet d'estimer la valeur des pertes diélectriques à 10^{-4} Hz. On constate aisément que la méthode temporelle est beaucoup plus rapide que la méthode fréquentielle pour les mesures à basses fréquences.

Si on considère que la partie réelle de la capacité reste à peu près constante en fonction de la fréquence, la tangente de l'angle des pertes peut être reliée directement au courant mesuré dans le temps, tel que exprimé par l'équation suivante :

$$\operatorname{tg} \delta \cong \frac{i\left(\frac{0,1}{f}\right)}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot U \cdot C} \quad (3.57)$$

Où C représente la capacité de l'échantillon mesurée par un appareil de mesure tel que le multimètre.

3.5 Méthodes temporelles de diagnostic des systèmes d'isolations

3.5.1 Méthode d'échelons de tension

Cette méthode implique l'application d'un échelon de tension pendant un intervalle de temps bien déterminé (voir figure 13). Le courant mesuré s'appelle alors courant de charge ou courant de polarisation. Lors de l'application de l'échelon de tension, la mesure du courant de charge permet de mesurer à la fois le courant d'absorption et de fuite. Des variations significatives de ce courant peuvent être masquées par les variations de courant d'absorption. Pour réduire au minimum les effets du courant d'absorption, la tension appliquée peut être maintenue à chaque niveau assez longtemps pour permettre au courant d'absorption de tendre vers une valeur négligeable. Ce temps de stabilisation peut être très long [11].

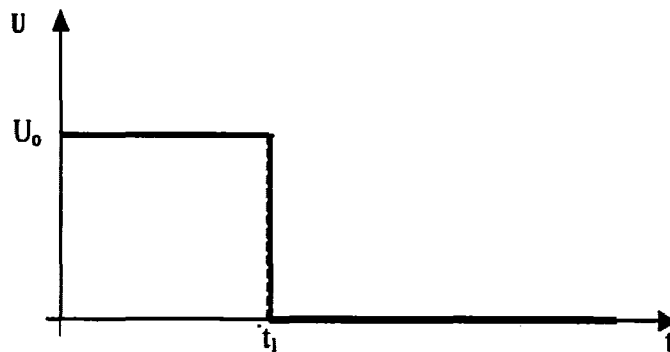


Figure 13 Application d'un échelon de tension

Ainsi, le rapport entre la valeur de tension appliquée et le courant de fuite reflète de la résistance équivalente du système d'isolation à la masse.

$$R = \rho \cdot L / A \quad (3.58)$$

ρ , L et A sont respectivement la résistivité du matériau, la longueur du chemin et la section de l'échantillon.

3.5.2 Méthode en rampe de tension

L'approche, utilisée pour former la rampe en tension, est réalisée sous forme d'une montée progressive en tension à des intervalles temporels très courts (voir figure 14). Cette technique linéarise approximativement la composante du courant d'absorption.

Ainsi les déviations dues au courant de fuite seront facilement visualisées. Le courant mesuré en fonction de la tension appliquée est tracé dans un graphique de coordonnées X-Y, fournissant l'observation et l'analyse en continue de la réponse de l'isolation pendant la progression de l'essai.

Dans le domaine des machines tournantes, l'essai de rampe à haute tension en courant continu s'est avéré être un moyen efficace pour établir une bonne maintenance préventive pour éviter des éventuels échecs en service [25]. En outre, cette méthode permet de n'utiliser qu'une seule personne pour l'exécution des essais disposant d'un contrôle suffisant pour éviter l'endommagement de l'isolation lors de ces essais. Ce type d'essai est relativement de courte durée.

La plupart des mesures, effectuées suivant cette méthode, propose une augmentation lente et continue de la tension appliquée au taux de 1 kV/min ou 18 V/s de telle sorte qu'il sera peu susceptible d'endommager l'isolation par rapport à l'application d'une tension au taux de 1 kV/s [25].

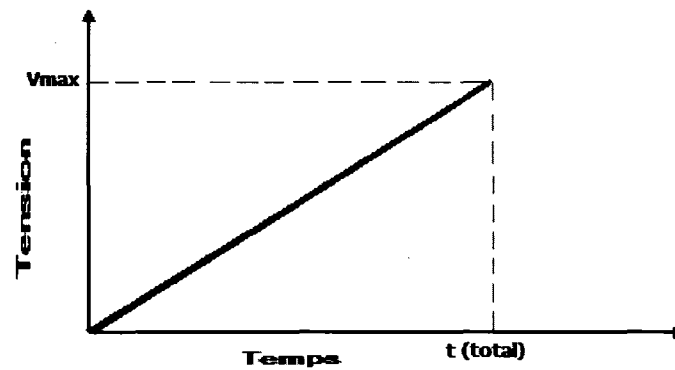


Figure 14 Méthode de rampe en tension

3.5.3 Méthode de tension de retour

Pour la méthode de tension de retour, l'échantillon est soumis à une tension en courant continu pendant un certain temps, puis il est mis en court-circuit pendant une courte période, ensuite il est laissé en circuit ouvert. La tension aux bornes de l'échantillon durant le circuit ouvert est alors mesurée.

Le courant de décharge peut être relié à la tension de retour par l'approximation suivante [29].

$$I_{\text{déch}} \approx C \frac{dU_r(t)}{dt} \quad (3.59)$$

La figure 15 suivante illustre cette méthode [29, 55].

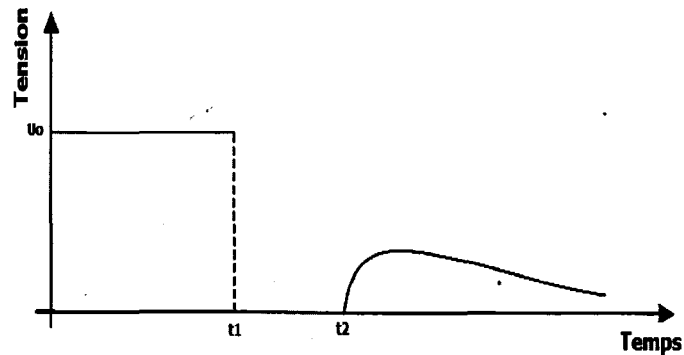


Figure 15 Méthode de tension de retour

Lors de l'application des diverses méthodes, ils existent souvent des sources d'erreurs qui ne sont pas toujours faciles à détecter pendant le déroulement de la mesure. Ces erreurs vont agir sur la modélisation et l'interprétation des résultats de mesure, d'où une mauvaise évaluation d'état du système d'isolation. Identifions ces sources d'erreurs afin de les minimiser par la suite.

3.6 Effet de charge et de décharge

3.6.1 Effet du temps de charge

Le courant d'absorption est nécessaire pour évaluer l'état d'isolation de l'échantillon. Cependant, le courant de décharge est affecté par le temps de charge. On peut se baser sur le principe de superposition pour démontrer ce phénomène. En appliquant un échelon de tension à l'échantillon à tester, pour $t = 0$, le courant d'absorption peut être représenté par la relation suivante :

$$I_{abs}(t) = U \cdot K \cdot t^{-n} \quad (3.60)$$

où U est la tension de charge et K et n sont des constantes. Le courant de décharge $I_{déch}(t)$ obtenu, en court-circuitant à $t = T$, devient :

$$I_{abs}(t_1) = U \cdot K \cdot (t_1^{-n} - (t_1 + T)^{-n}) \quad (3.61)$$

avec $t_1 = t - T$.

La figure suivante illustre les courants de décharge théoriques pour $K=110$ et $n=0.82$ [32].

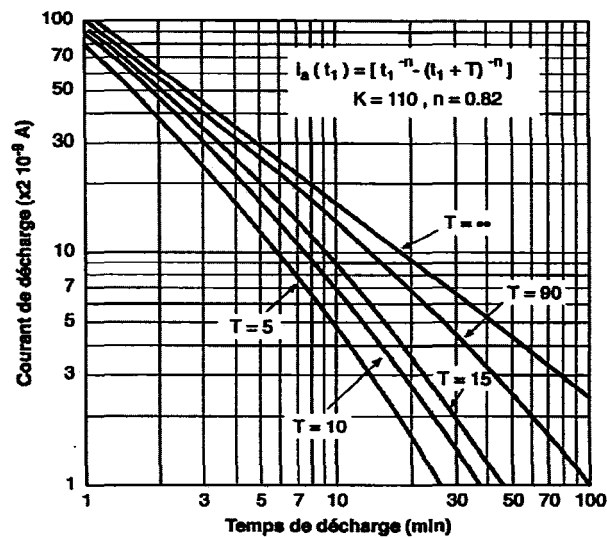


Figure 16 Courbes de décharge théoriques pour différents temps de charge

Le fait de choisir un temps de charge trop court produit un courant de décharge pour lequel les valeurs de n et de K sont déformées par rapport aux valeurs réelles. Les courbes pour un temps de charge incomplet s'éloignent rapidement d'une ligne droite sur un graphique logarithmique lorsque l'on raccourcit le temps de charge (voir figure 16 et figure 17). Le choix des meilleures valeurs de K et de n pour déterminer le courant

d'absorption dépend de la période de charge dans lequel le courant d'absorption devrait être négligeable par rapport au courant de décharge [32].

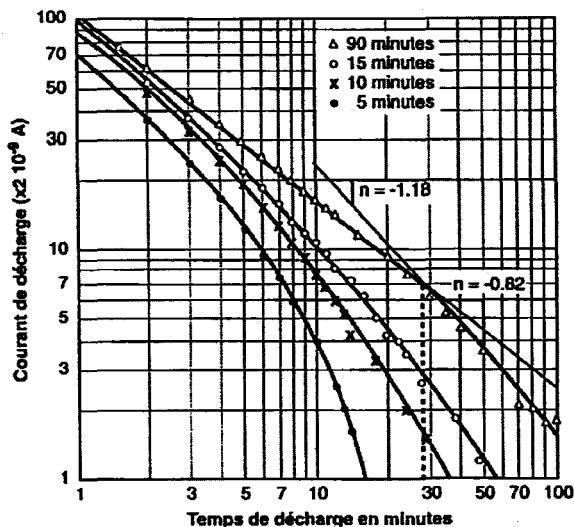


Figure 17 Courant de décharge théorique pour différents temps de charge

3.6.2 Effet du temps de décharge

La même perturbation artificielle se produit pour l'effet du temps de décharge sur le courant de charge, surtout lors des mesures à répétition à tension constante ou décroissante. Ce phénomène peut être observé quand on applique à $t = 0$ une tension U_1 à un échantillon, et à $t = T_1$ l'échantillon est mis en court-circuit. Maintenant, on applique de nouveau une tension U_2 à $t = T_2$, en supposant que le courant d'absorption prédomine (les autres composantes du courant sont considérées comme négligeables) et en appliquant toujours le principe de superposition, le courant lu pendant l'application du troisième échelon de tension est :

$$I_{a3}(t_2) = U_1 \cdot K \cdot (t_2 + T_2)^{-n} - U_1 \cdot K \cdot (t_2 + T_2 - T_1)^{-n} + U_2 \cdot K \cdot t_2^{-n} \quad (3.62)$$

Avec $t_2 = t_1 - T_2$.

Les deux figures suivantes montrent théoriquement les différentes formes des courbes obtenues lors de l'application de deux échelons de tension d'amplitude différentes. La comparaison des formes de la première et de la deuxième courbe de charge nous permet de détecter aisément le type d'erreur existant [32].

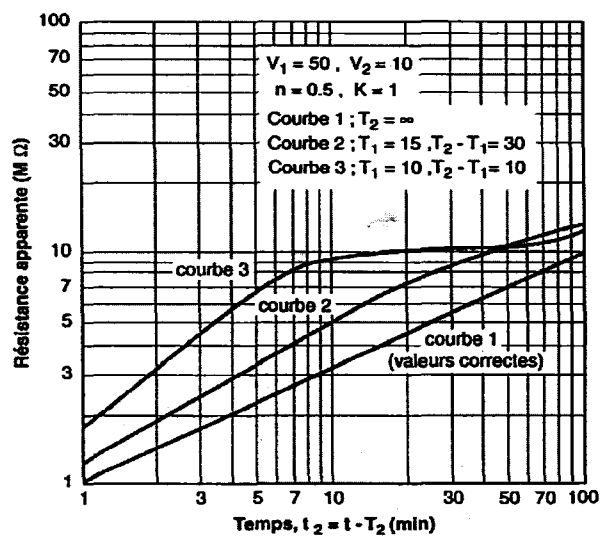


Figure 18 Effet de temps de décharge sur les caractéristiques de charge apparition de courant d'absorption.

Dans certain cas le courant d'absorption peut devenir négatif et la courbe de résistance en fonction du temps dépassera la valeur de résistance due au courant de fuite [32].

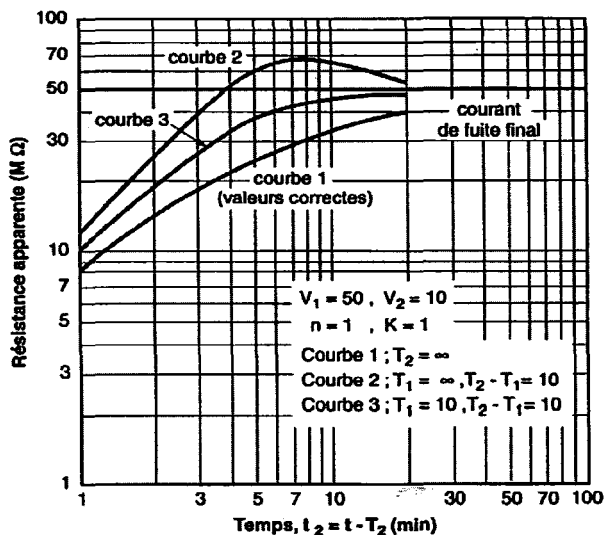


Figure 19 Effet de temps de décharge et apparition de courant de fuite

Le temps de décharge nécessaire pour diminuer l'amplitude du courant de décharge jusqu'à l'atteinte d'une valeur négligeable diminue quand le rapport des deux premiers échelons de tension diminue également. Par exemple les erreurs montrées aux figures 18 et figure 19 seraient réduites par un facteur 25 si les amplitudes des échelons de tension avaient été inversées.

3.6.3 Effet des conditions environnementales

Parmi les facteurs les plus importants affectant les courants de charge et de décharge, notons la température et l'absorption d'humidité. En effet, la résistance électrique des diélectriques solides décroît avec la température. Cette dépendance est habituellement modélisée par une équation empirique pour laquelle R varie exponentiellement avec la température. On peut utiliser des facteurs de corrections publiés dans les normes [11] pour tenir compte de l'influence de la température, mais malheureusement ces facteurs de correction, ne sont pas nécessairement les mêmes pour le courant d'absorption et le courant de conduction.

Aussi, il est recommandé de faire les essais dans des milieux à environnement contrôlé (température et humidité identiques) sinon des différences systématiques apparaîtront lors de la comparaison et de la modélisation des résultats entre eux.

3.7 Instrumentation de laboratoire pour des mesures spectroscopiques dans le domaine du temps (TDS)

Dans la dernière décennie, plusieurs travaux ont porté sur la possibilité de mesurer les pertes diélectriques en utilisant un échelon de tension ainsi que l'application de cette méthode comme outil de diagnostic en électrotechnique, tel qu'illustré à la figure 21 [55].

Une instrumentation de laboratoire a été développée afin de mesurer les courants de polarisation et de dépolarisation après l'application d'un ou de plusieurs échelons de tension parfois plus élevée que 1000 V (figure 22).

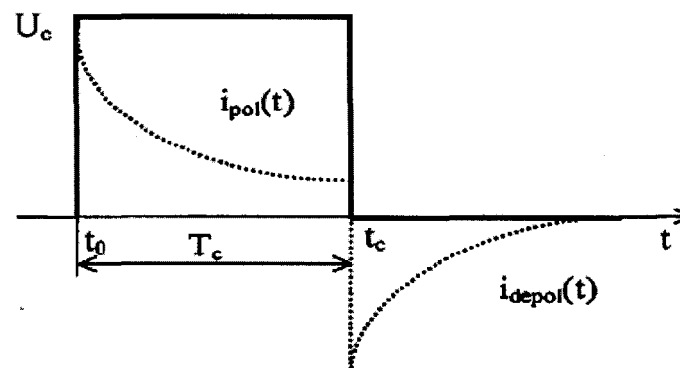


Figure 20 Courant de charge et décharge pour la méthode temporelle

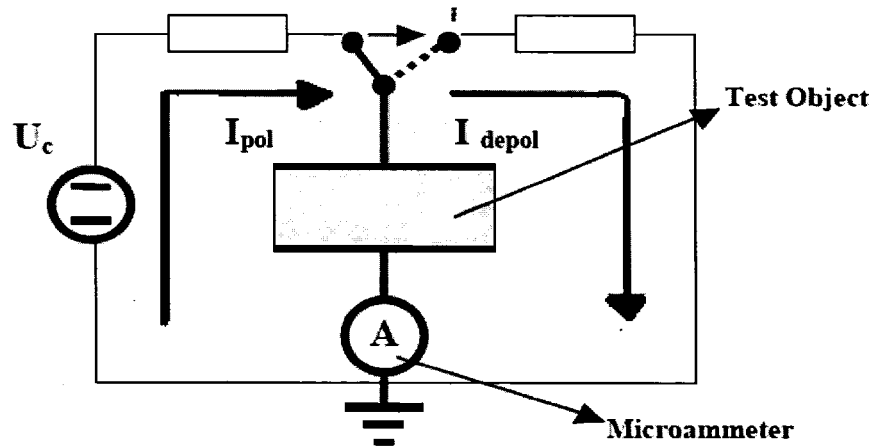


Figure 21 Méthode de mesure pour le cas d'un échelon de tension

La polarisation à haute tension (jusqu'à 60kV) permet d'obtenir des courants de polarisation beaucoup supérieurs au bruit ambiant et d'éliminer aussi les fluctuations dans les mesures. Cet instrument peut être conçu à partir des instruments existants sur le marché. La description de l'instrumentation développée et utilisée dans notre cas sera présentée dans les chapitres suivants. Le schéma simplifié de cette instrumentation est montré à la figure 22.

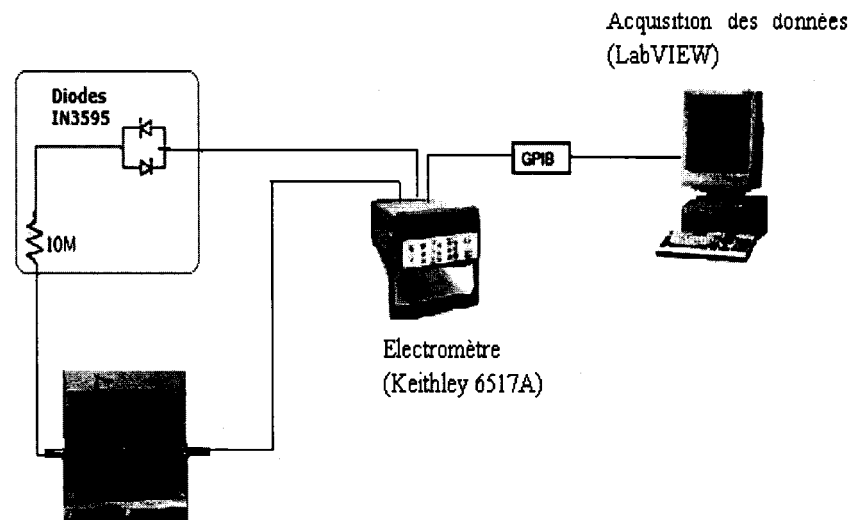


Figure 22 Schéma bloc de l'instrumentation pour la mesure TDS d'une barre, montée en laboratoire

La figure 22 ci-dessus montre le schéma du montage utilisé pour les essais en laboratoire. L'échantillon est un matériau diélectrique entre deux électrodes de cuivre. Une résistance de valeur de $10M\Omega$ est branchée en série avec l'échantillon joue deux rôles importants. Le premier est de protéger l'électromètre et les autres appareils de mesure contre les forts courants capacitifs survenant au début de la charge et de la décharge. L'autre fonction de la résistance de circuit de protection est d'obtenir une bonne immunité au bruit lors des mesures. L'électromètre a une entrée de type amplificateur de courant qui nécessite un contrôle de l'impédance de l'objet d'essai. Pour obtenir de bons résultats de mesure sur un objet capacitif, il est préférable d'utiliser une résistance en série donnant une constante de temps variant entre 0.5s et 2s. Cette constante de temps peut être réduite par l'utilisation de diodes montées en tête- bêche dans le circuit de mesure. L'impédance de protection qui se compose d'une résistance et d'un pont de diode sert donc à protéger l'électromètre en limitant les courants.

Les diodes en série avec la résistance de $10M\Omega$ permettent d'augmenter l'impédance totale lors des mesures à faible courant.

Pour avoir un bon rapport signal / bruit, il est nécessaire de faire la combinaison de la résistance et du pont de diodes comme il est indiqué à la figure 22.

3.8 Conclusion

Dans ce chapitre on a étudié la théorie fondamentale des diélectriques, qui va nous permettre de diagnostiquer l'état des systèmes d'isolation étudiés. Par la suite, on a fait une description des différentes méthodes qui seront appliquées lors de nos mesures et des techniques de passage du domaine temporel au domaine fréquentiel.

Les systèmes d'isolation qui ont été analysés dans ce présent travail de recherche sont multiples. En effet, on a eu l'occasion de travailler sur les composites polymériques renforcés par des particules notamment le carbure de silicium et l'alumine. Ces particules sont largement utilisées pour leurs propriétés électriques exceptionnelles permettant le contrôle du champ électrique. On a également étudié le cas de bobines de gros générateurs hydro-électriques à base de polyester ainsi que les systèmes d'isolation des transformateurs.

Dans le chapitre suivant, on étudiera les matériaux composites d'une façon générale, tout en mettant en évidence leurs propriétés électriques.