

CHAPITRE 3

THÉORIE DES DIÉLECTRIQUES

Pour comprendre le principe de fonctionnement de la spectroscopie diélectrique, il est important de recourir à la théorie des diélectriques et à ses concepts. Dans les prochains paragraphes un rappel sommaire sera présenté. Pour une description plus détaillée et plus profonde, il existe une littérature abondante sur le sujet [27-29].

3.1 Généralités

Quand un matériau diélectrique est polarisé l'intensité du champ électrique à l'intérieur de ce matériau est différente de celle en espace libre. Le déplacement électrique est défini comme suit [28]:

$$D(t) = \varepsilon_0 E(t) + P(t) \quad (3.1)$$

où $E(t)$, ε_0 et $P(t)$ sont respectivement le champ électrique, la permittivité du vide et la polarisation. La densité de courant $J(t)$ traversant un matériau s'exprime par la relation de Maxwell :

$$J(t) = \sigma E(t) + \frac{\partial D(t)}{\partial t} \quad (3.2)$$

où σ est la conductivité directe. Faisons une combinaison des deux équations (3.1) et (3.2). On aura :

$$J(t) = \sigma E(t) + \varepsilon_0 \frac{\partial E(t)}{\partial t} + \frac{\partial P(t)}{\partial t} \quad (3.3)$$

La relation entre la polarisation et le champ électrique est réalisée par le biais d'une fonction $f(t)$ appelée la fonction de réponse diélectrique d'un matériau [28]. C'est cette

fonction qui caractérise les propriétés diélectriques d'un matériau. Considérant qu'un matériau réagit toujours avec un certain retard à l'application d'un champ électrique, on peut alors écrire [30] :

$$P(t) = \varepsilon_0 \int_0^{\infty} f(\tau) E(t-\tau) d\tau \quad (3.4)$$

où $f(t)$ est la fonction de réponse diélectrique du matériau qui représente l'effet de mémoire dans un isolant électrique. Cette fonction inclut tous les processus de polarisation : processus de polarisation rapide et lente. L'observation des processus de polarisation rapide dans l'échelle de temps qui nous intéresse n'est pas perceptible que ceux de la polarisation lente. De ce fait, il convient bien de séparer les deux processus de polarisation qui se produisent dans la gamme de fréquences expérimentale. Ceci nous mène à écrire ce qui suit [31] :

$$\begin{cases} \int_0^{\varepsilon} f(t) dt = \chi_{\infty} = \varepsilon_{\infty} - 1 \\ f(t) = f_s(t) \quad t) \varepsilon \end{cases} \quad (3.5)$$

où χ_{∞} est la susceptibilité haute fréquence, ε_{∞} est la composante de la permittivité à haute fréquence et $f_s(t)$ est la fonction de réponse diélectrique du matériau lors des processus de polarisation lents. La densité du courant à travers ce matériau diélectrique, en combinant les équations (3.4) et (3.5), est donnée par l'équation suivante :

$$J(t) = \sigma E(t) + \varepsilon_0 \frac{d}{dt} \left\{ \varepsilon_{\infty} E(t) + \int_0^t f(\tau) E(t-\tau) d\tau \right\} \quad (3.6)$$

3.1.1 Mesures dans le domaine du temps

La polarisation électrique $P(t)$ dans un matériau peut être divisée en deux termes, un terme qui représente le processus de la polarisation rapide tandis que l'autre représente celui de la polarisation lente.

$$P(t) = \varepsilon_0 (\varepsilon_\infty - 1) E(t) + \Delta P(t) \quad (3.7)$$

$$P(t) = \underbrace{\varepsilon_0 (\varepsilon_\infty - 1) E(t)}_{\text{Polarisation rapide}} + \varepsilon_0 \underbrace{\int_0^t f(\tau) E(t-\tau) d\tau}_{\text{Polarisation lente}} \quad (3.8)$$

Le terme de la polarisation rapide suit le champ électrique appliqué, alors que celui de la polarisation lente est construit à partir d'une intégrale de convolution entre le champ électrique appliqué et la fonction $f(t)$, présentée ci-dessus. Le processus de la polarisation lente ne peut pas être mesuré directement, mais la mesure des courants de charge et de décharge dans le domaine du temps donne le comportement du processus de la polarisation lente dans un isolant électrique. Assumons un matériau homogène, le champ électrique $E(t)$ peut être considéré comme issu d'une tension externe $u(t)$. Ainsi, le courant $i(t)$ peut être exprimé à partir de l'équation (3.6) comme suit:

$$i(t) = C_0 \left[\frac{\sigma}{\varepsilon_0} u(t) + \varepsilon_\infty \frac{du(t)}{dt} + \frac{d}{dt} \int_0^t f(t-\tau) u(\tau) d\tau \right] \quad (3.9)$$

avec :

$$u(t) = \begin{cases} 0 & \text{à } t < 0 \\ U_c & \text{à } 0 \leq t \leq t_c \\ 0 & \text{à } t > t_c \end{cases}$$

Maintenant assumons que l'échantillon à tester est totalement déchargé et qu'une tension U_c est appliquée à $t=0$, durant un certain temps de charge t_{ch} , suivi d'un court-circuit de l'échantillon tout en faisant l'acquisition du courant de décharge durant un temps t_{dech} .

Physiquement, cette expérience est tout à fait équivalente à appliquer un échelon de tension $+U_c$ durant toute la durée de la charge et de la décharge et à superposer à cet échelon de tension un échelon inverse $-U_c$ à partir de t_{dech} (théorème de superposition), tel qu'il est illustré sur la figure 13 ci-dessous.

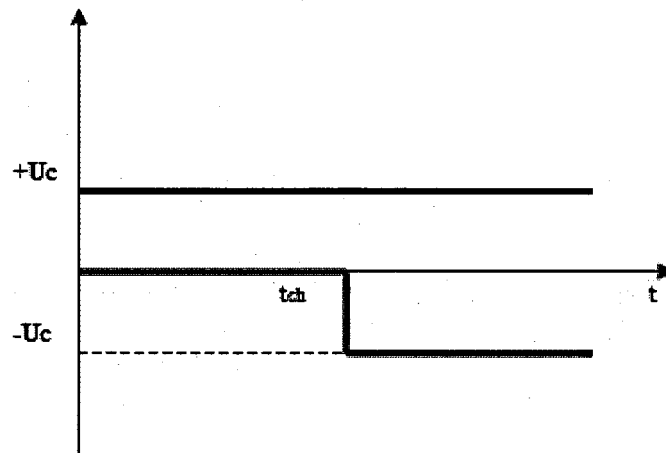


Figure 13 Technique de superposition

Le courant de charge $i_{ch}(t)$ et le courant de décharge $i_{dech}(t)$, s'expriment comme suit :

$$i_{ch}(t) = \frac{C_0 \sigma}{\epsilon_0} U_c + U_c C_0 [\epsilon_\infty \delta(t) + f(t)] \quad 0 \leq t \leq t_c \quad (3.10)$$

$$i_{dech} = -U_c C_0 [\epsilon_\infty \delta(t) - f(t+t_c) + f(t)] \quad t > t_c \quad (3.11)$$

Le courant de décharge $i_{dech}(t)$ représente la relaxation du processus de polarisation. Il est, pour des grandes valeurs de t_{ch} , proportionnel à la fonction de réponse diélectrique [14] :

$$f(t) \approx -\frac{i_{dech}}{C_0 U_c} \quad (3.12)$$

Donc, il est possible d'estimer à partir des deux équations (3.10) et (3.12) la conductivité directe σ :

$$\sigma = \frac{\epsilon_0}{C_0 U_c} [i_{ch}(t) + i_{dech}(t)] \quad (3.13)$$

Chaque isolant électrique a sa propre et unique fonction de réponse diélectrique. Des fonctions de réponse diélectrique représentant les processus de polarisation lente trouvés dans des isolants électriques sont présentées à la figure 14 [30].

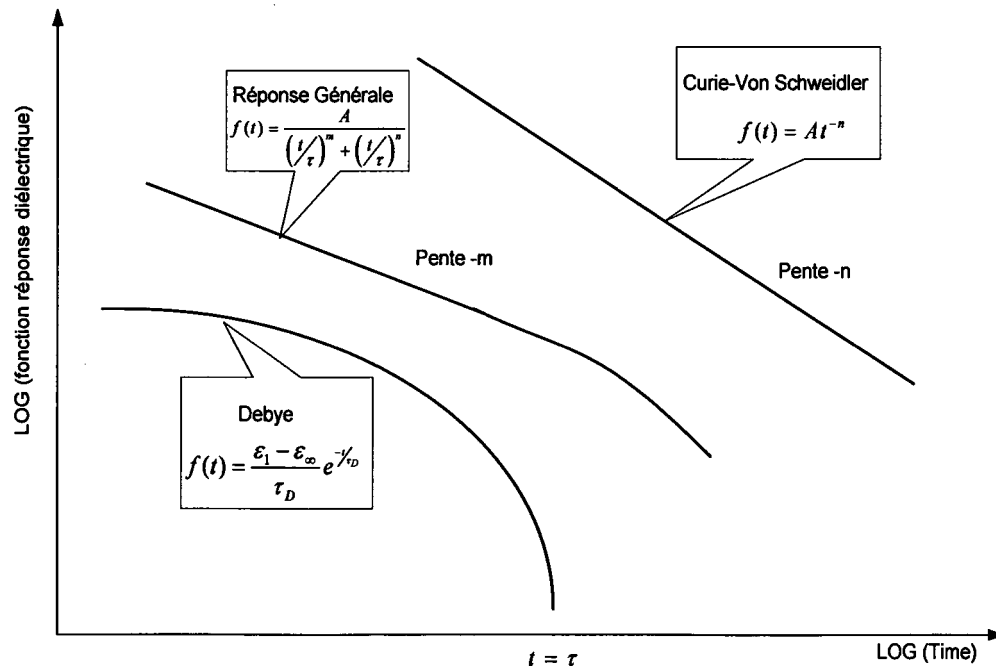


Figure 14 Différents types de fonction de réponse diélectrique dans le domaine du temps

Pendant les essais à haute tension, les trois composantes du courant d'isolation statorique (courant total) sont : le courant capacitif, le courant d'absorption diélectrique et le courant de conduction (fuite).

$$I_{charge} = I_{capacitif} + I_{absorption} + I_{conduction} \quad (3.14)$$

3.1.1.1 Le courant capacitif (I_{cap})

Le courant capacitif est cette composante attribuable à la capacité entre l'enroulement et la masse et est égal aux variations de la tension appliquée U_c en fonction des variations du temps t multipliées par la capacité géométrique C . On a donc :

$$I_{capacitif} = C \frac{dU_c}{dt} \quad (3.15)$$

La capacité C est la capacité tel que mesurée par le multimètre. Elle dépend de la géométrie et de la permittivité des matériaux isolants. Lorsqu'une résistance série est utilisée, le courant capacitif prend la forme suivante :

$$I_{capacitif} = \frac{U_c}{R} e^{-t/RC} \quad (3.16)$$

où R est la résistance série. En pratique on joue sur la valeur de la résistance en série pour ajuster la constante du temps. Dans le cas où RC est très élevée, le courant capacitif apparaît au début de la courbe de charge et de décharge.

Après l'application de la tension U_c , le courant capacitif décroît exponentiellement à zéro au bout de quelques secondes (figure 15). La charge de la capacité représente une énergie stockée réversible et elle n'est habituellement pas considérée pour l'évaluation de l'état de l'isolation [28]. Elle reflète uniquement l'arrangement instrumental utilisé pour la mesure.

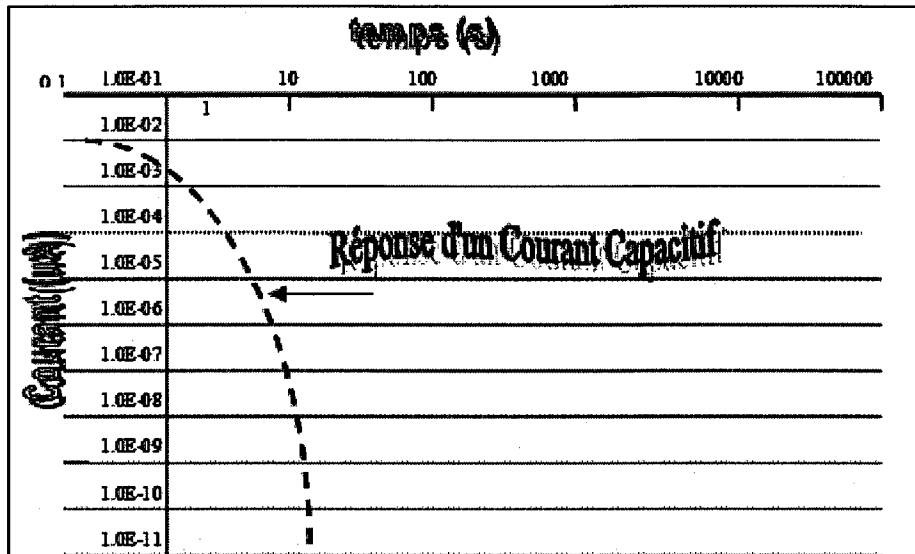


Figure 15 Réponse d'un courant capacitif mesuré sur les trois phases statoriques d'un alternateur de 160 MVA [32]

3.1.1.2 Le courant d'absorption (I_{abs})

Appelé aussi courant de relaxation diélectrique, ce courant est le plus important parmi les trois contributions du courant total, en vertu du fait qu'il est lié directement à l'état du matériau diélectrique. Il résulte essentiellement des déplacements de charges électriques (électrons ou ions) à l'intérieur du diélectrique et du changement d'orientation de dipôles électriques dans le matériau.

La réponse du courant d'absorption (figure 14 et figure 16), lors d'un essai de haute tension, est semblable à la réponse du courant capacitif sauf que le courant d'absorption prend typiquement des minutes voir des heures pour décroître à une valeur négligeable. Une expression empirique usuelle pour le courant d'absorption après l'application d'un échelon de tension U_c est donnée par (loi de Curie-Von Schweidler) :

$$I_{absorption} = KU_c t^{-n} \quad (3.17)$$

avec :

K : constante déterminée par la nature de l'isolant, et la température de l'échantillon (s^{n-1}).

U_c : la tension appliquée en (volt)

n : exposant d'absorption de l'échantillon (sa plage est typiquement de 0,5 à 0,9)

t : temps de l'application de la tension (s)

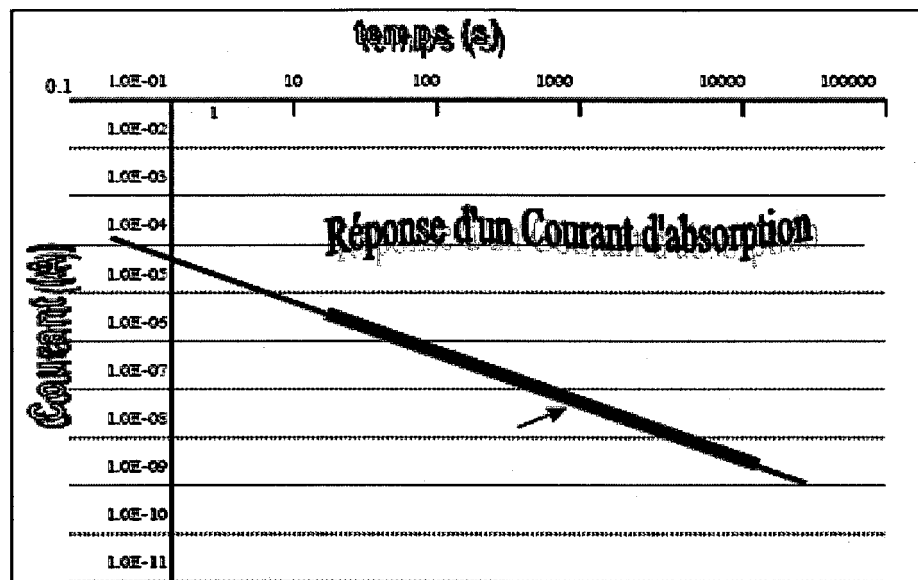


Figure 16 Réponse d'un courant d'absorption mesuré sur les trois phases statoriques d'un alternateur de 160 MVA [32]

3.1.1.3 Le courant de conduction directe (I_{dc})

La composante du courant de conduction (ou de fuite) de l'isolation statorique est un courant continu et irréversible résultant de l'application de la tension à travers une isolation imparfaite (figure 17). Il 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. Sa réponse variera en fonction de la température, de l'humidité, de la présence de contaminants. Pour une

isolation de haute qualité ce courant est, en général, petit et linéaire (proportionnel à la tension appliquée). À mesure que l'isolation commence à vieillir et s'affaiblir, le courant de fuite augmentera, et à un certain niveau de tension, il deviendra non linéaire ce qui se manifestera par une augmentation positive de la pente de la courbe du courant en fonction de la tension. Une augmentation significative du courant de fuite en fonction de la tension d'essai peut indiquer un problème imminent au niveau du système d'isolation. Le courant de fuite peut être mesuré par la soustraction des équations (3.10) et (3.11).

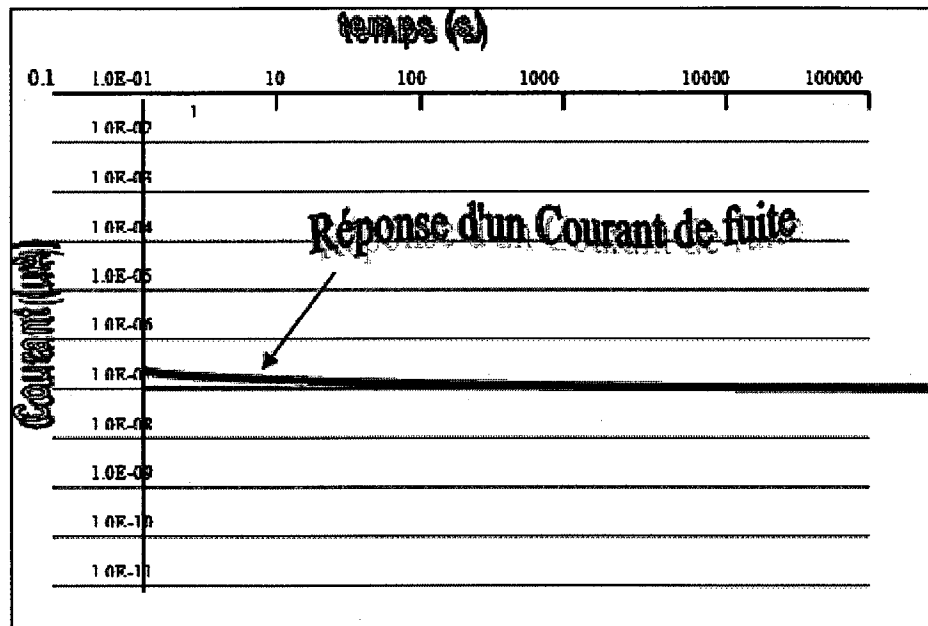


Figure 17 Réponse d'un courant de fuite obtenue par la soustraction des courants de charge et de décharge mesurés sur les trois phases statoriques d'un alternateur de 160 MVA [32]

3.1.2 Mesures dans le domaine de fréquences

Les mesures dans le domaine de fréquences représentent une autre méthodologie pour obtenir la réponse diélectrique d'un isolant. Dans ce domaine, la susceptibilité est

définie à partir de la transformée de Fourier de la fonction de la réponse diélectrique $f(t)$ selon l'expression suivante :

$$\begin{aligned}\chi^*(\omega) &= \chi'(\omega) - j\chi''(\omega) = \int_0^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt \\ \Rightarrow \chi^*(\omega) &= \int_0^{\infty} f(t) \cos(\omega t) dt - i \int_0^{\infty} f(t) \sin(\omega t) dt\end{aligned}\quad (3.18)$$

La densité du courant total $J(\omega)$ dans un isolant sous un champ électrique périodique $E(\omega) = E_c e^{-j\omega t}$ peut être exprimée par la relation suivante :

$$\begin{aligned}\hat{J}(\omega) &= \sigma \hat{E}(\omega) + \varepsilon_0 i \omega \hat{E}(\omega) + i \omega \left(\varepsilon_0 \chi_e \hat{E}(\omega) + \varepsilon_0 (\chi'(\omega) - i\chi''(\omega)) \hat{E}(\omega) \right) \\ \hat{J}(\omega) &= i \omega \varepsilon_0 \left(\underbrace{\overbrace{1 + \chi_\infty}^{=\varepsilon_\infty} + \chi'(\omega)}_{\text{partie capacitive}} - i \underbrace{\left(\overbrace{\frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega}}^{\text{perte de conduction}} + \overbrace{\chi''(\omega)}^{\text{perte diélectrique}} \right)}_{\text{partie résistive}} \right) \hat{E}(\omega) \quad (A/m^2)\end{aligned}\quad (3.19)$$

De l'équation 3.19 on remarque que le courant total est la somme de deux termes distincts. Le premier terme est purement capacitif associé à la capacité de l'échantillon. Tandis que le deuxième terme est purement résistif dû, d'un côté, aux pertes ohmiques causées par le mouvement des charges libres dans le matériau, et de l'autre côté, aux pertes de polarisation. La relation entre la permittivité complexe, la susceptibilité électrique et les pertes diélectriques est exprimée comme suit :

$$\varepsilon'(\omega) = 1 + \chi_e + \chi'(\omega)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} + \chi''(\omega)$$

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega)$$

En utilisant l'équation (3.19), le courant traversant un échantillon excité par une tension sinusoïdale $\hat{U}_c(\omega)$ est défini par :

$$\hat{I}(\omega) = [\varepsilon_r''(\omega) - i\varepsilon_r'(\omega)] \omega C_0 \hat{U}_c(\omega)$$

L'isolant électrique entre deux électrodes peut être représenté par une capacité complexe en fonction de la fréquence, de telle sorte que :

$$C^*(\omega) = \frac{\hat{I}(\omega)}{i\omega \hat{U}_c(\omega)} \quad (3.20)$$

$$C^*(\omega) = C'(\omega) - iC''(\omega) \quad (3.21)$$

La capacité imaginaire représente le terme de perte diélectrique et ω la fréquence angulaire. En pratique, la mesure du courant est limitée entre deux points temporels t_1 et t_2 d'où la plage fréquentielle suivante :

$$\frac{1}{t_1} < \omega < \frac{1}{t_2} \quad (3.22)$$

Les valeurs des capacités réelles et imaginaires peuvent être obtenues en appliquant une transformée de Fourier des mesures du courant en fonction du temps, à partir des équations suivantes :

$$C'(\omega) = \frac{1}{U_c} \int_0^{\infty} i(t) \cos(\omega t) dt + C_{\infty} \quad (3.23)$$

$$C''(\omega) = \frac{1}{U_c} \int_0^{\infty} i(t) \sin(\omega t) dt \quad (3.24)$$

où C_{∞} est la capacité à haute fréquence. La résolution de ces deux dernières équations n'est pas une tâche facile même numériquement, d'où il est plus judicieux de faire appel à des techniques numériques bien adaptées [33-35]. L'approximation d'Hamon [16], est un outil très puissant simplifiant les deux intégrales ci-dessus. Cette approximation nous permet de tirer l'expression de $C''(\omega)$:

$$C''(\omega) \cong \frac{i(0.1/f)}{2\pi f U_c} \quad (3.25)$$

où f est la fréquence en Hz. L'utilisation du courant de charge permet de superposer les pertes dues au courant de conduction directe à celles dues au courant de déplacement. La tangente de l'angle des pertes δ , qui est caractérisée par son indépendance de la géométrie de l'échantillon, est défini par :

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{C''(\omega)}{C'(\omega)} \quad (3.26)$$

Si on considère que la partie réelle de la capacité reste plus ou moins constante en fonction de la fréquence, la tangente de l'angle des pertes prend la forme suivante :

$$\operatorname{tg} \delta \approx \frac{i(0.1/f)}{2\pi f U_c C} \quad (3.27)$$

avec C est la capacité de l'échantillon telle que lue par un multimètre.

3.1.3 Normalisation par la capacité

Il est important de prendre en considération la capacité de chaque échantillon pour faire une comparaison plus exacte entre deux échantillons de taille différente. Considérons le cas d'un condensateur plan aux bornes duquel une tension u est appliquée. On définit alors :

$$J(t) = \frac{I(t)}{A}$$

$$E(t) = \frac{u(t)}{h}$$

ou $I(t)$ est le courant en Ampère, h la distance inter-électrodes et A la surface. Une fois que ces deux équations sont remplacées dans (3.6), on obtient :

$$I(t) = \frac{A\varepsilon_0}{h} \left(\frac{\sigma}{\varepsilon_0} u(t) + \frac{d}{dt} \left\{ \varepsilon_\infty u(t) + \int_0^t f(\tau) u(t-\tau) d\tau \right\} \right) \quad (3.28)$$

La capacité géométrique de l'échantillon est représentée par le terme $\frac{A\varepsilon_0}{h}$ de l'équation ci-dessus (3.28). On remarque clairement que le courant est directement proportionnel à ce terme indépendamment de la nature du spécimen. Pour amener la comparaison de deux échantillons sur une même base d'une façon plus simple, il faut diviser les courants de charge et de décharge par une valeur standard de capacité directement lue par un multimètre.

3.1.4 Influence de la température

La température est un deuxième facteur, qui est au même niveau d'importance de la capacité, si l'analyse est basée sur le principe de comparaison entre des résultats obtenus à des températures différentes. De façon générale, la résistance électrique des diélectriques solides diminue avec la température. Il existe des facteurs de correction publiés dans la norme IEEE Std 43-2000 [9] pouvant s'appliquer à différents types d'isolation. La dépendance entre la température et la résistance électrique des diélectriques solides est habituellement modélisée par une équation empirique pour laquelle R varie exponentiellement avec la température. L'équation de correction de la norme IEEE 43-2000 pour une température supérieure à 40°C est de la forme :

$$R_c = R_T e^{0.069[T-40]} \quad (3.29)$$

R_c est la résistance corrigée à 40°C et R_T est la résistance telle que mesurée à une température T en degrés Celsius. Il faut toutefois noter que le facteur de correction n'est pas nécessairement le même pour le courant de conduction ou le courant d'absorption, d'où la difficulté dans la comparaison des résultats obtenus à des températures différentes.