

Simulation par éléments finis des phénomènes de relaxation dans les diélectriques

Lionel LAUDEBAT^{1,2}, Tianbo ZHOU¹, Marie-Laure LOCATELLI¹, Pierre BIDAN¹

¹ Laplace, Université de Toulouse, CNRS, Toulouse INPT, UPS, 31062 Toulouse, France

² INU Champollion, Université de Toulouse, 81012 Albi, France

RESUME - Dans les applications de l'électronique de puissance, les matériaux isolants sont soumis à des signaux d'évolution temporelle le plus souvent non sinusoïdale. Les modèles de ces isolants actuellement implémentés dans les simulations par la méthode des éléments finis (FEM) ne prennent pas en compte les phénomènes de relaxation caractéristiques des matériaux diélectriques qui les composent. Intégrer le comportement non instantané de la polarisation de ces matériaux, via des modèles de relaxation (Debye, Cole-Cole, etc.), permet d'évaluer plus finement les distributions transitoires du champ électrique dans le système d'isolation pour un meilleur dimensionnement de ce dernier. L'étude utilise un outil mathématique, la représentation diffusive, pour modéliser ces phénomènes dans le domaine temporel et les intégrer dans des logiciels FEM. Une application est proposée dans le cas d'un module de puissance.

Mots-clés— *Diélectriques, simulation, phénomènes de relaxation, comportement non instantané des isolants, domaine temporel, FEM, représentation diffusive.*

1. INTRODUCTION

Dans la tendance actuelle des applications moyenne et haute tension, les matériaux isolants sont de plus en plus soumis à des signaux comportant des fronts raides (alimentation MLI) et plus rarement dans des configurations d'excitation sinusoïdale, que ce soit dans le bobinage des moteurs électriques ou des transformateurs, dans les terminaisons de câbles ou dans l'environnement des semi-conducteurs. Dans ce contexte, il est déterminant de connaître la distribution des grandeurs électriques (tension, champ électrique, densité de courant, etc.) dans le système d'isolation lors de la conception, afin d'étudier les contraintes sur les matériaux diélectriques. La simulation par la méthode des éléments finis (FEM) est adaptée à ce type d'étude et aux géométries complexes qui y sont associées. Cependant, pour prédire la distribution transitoire du champ électrique, il faut prendre en compte les phénomènes de relaxation diélectrique (polarisations non instantanées), ce qui n'est actuellement pas le cas pour les logiciels commerciaux. L'intégration de la polarisation diélectrique non instantanée permet de mieux prendre en compte les pertes dans les systèmes [1], mais aussi l'impact de l'ajout de particules sur l'amélioration du seuil d'apparition de décharges partielles (car ces particules impactent la réponse fréquentielle des matériaux isolants) [2], ou d'aider à la maintenance des câbles en prenant en compte le temps de dépolarisation lors des tests IRC (Isothermal Relaxation Current) [3].

Nous présenterons tout d'abord la polarisation diélectrique non instantanée dans le cas de la relaxation simple de Debye,

puis nous aborderons le cas général conduisant à des modèles fractionnaires (Cole-Cole, Cole-Davidson, etc.), pour lesquels nous utiliserons un outil mathématique appelé représentation diffusive, qui permet d'utiliser ces modèles dans un logiciel de simulation par éléments finis en régime temporel quelconque. Le formalisme mathématique associé est un instrument puissant pour identifier les paramètres de ces modèles à partir des mesures [4].

Une application dans le cas d'un module de puissance est ensuite proposée pour montrer l'apport original de ces travaux, à savoir la faisabilité de la prise en compte des phénomènes de relaxation sur l'évolution temporelle du champ électrique calculée par FEM.

2. POLARISATION NON INSTANTANEE DANS LES ISOLANTS

Les équations de simulation standard utilisées pour les simulations FEM sont basées sur une permittivité ε_r constante indépendante du temps, alors que le mécanisme d'évolution de la polarisation, c'est-à-dire l'évolution du déplacement électrique $\vec{D}(t)$ sous l'effet du champ électrique $\vec{E}(t)$, n'est pas toujours instantané. Ce phénomène est classiquement introduit dans le domaine fréquentiel au moyen de la permittivité complexe $\varepsilon_{\#}(i\omega)$.

2.1. Modèle de Debye

Dans le cas d'un milieu de faible densité, composé d'une seule famille de dipôles sans interaction entre eux, un modèle d'ordre 1 peut décrire le comportement dynamique non instantané (eq. 1) dans le domaine de Laplace (variable de Laplace p) : c'est le modèle de Debye [5], avec ε_{∞} (la permittivité instantanée), ε_s (la permittivité statique) et τ (la constante de temps) supposées indépendantes de l'amplitude du champ électrique (pour des matériaux linéaires) :

$$\vec{D}_{\#}(p) = \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + \tau p} \vec{E}(p) \quad (1)$$

L'implémentation dans les simulateurs de cette formulation est directe en transformant (eq 1) en 2 équations temporelles [6].

$$\vec{D}_{\#}(t) + \tau \frac{\partial \vec{D}_{\#}}{\partial t} = \varepsilon_0 (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}) \vec{E}(t) \quad (2)$$

$$\vec{D}(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\infty} \vec{E}(t) + \vec{D}_{\#}(t) \quad (3)$$

Le modèle de Debye permet d'approcher certains comportements tels que les phénomènes de charge d'espace très lents [7], ou les phénomènes à long terme associés à une combinaison de temps de relaxation de type Debye [8], ou la

dépendance à la température des phénomènes de polarisation [9], mais pas des relaxations diélectriques plus complexes.

2.2. Modèles fractionnaires de relaxation

Pour généraliser le phénomène de polarisation non instantanée linéaire, on peut représenter le phénomène dynamique de la relaxation par la relation :

$$\vec{D}_{\#}(p) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\#}(p) \vec{E}(p). \quad (4)$$

Cela permet de décrire le comportement fréquentiel observé par spectroscopie d'impédance des matériaux diélectriques à l'aide de modèles fractionnaires empiriques tels que ceux proposées par Cole-Cole, Cole-Davidson etc. (Fig. 1). Ces formulations fractionnaires traduisent une équation différentielle linéaire fractionnaire sous-jacente (à dérivée d'ordre non entier) reliant le déplacement électrique associé aux relaxations $\vec{D}_{\#}(t)$ et le champ électrique $\vec{E}(t)$.

Models	Formulations of $\varepsilon_{\#}(p)$
Debye (1930)	$\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + \tau p}$
Cole-Cole (1941)	$\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + (\tau p)^{\alpha}}$
Cole-Davidson (1951)	$\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{(1 + \tau p)^{\beta}}$
Havriliak-Negami (1966)	$\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{(1 + (\tau p)^{\alpha})^{\beta}}$

Fig. 1. Modèles de relaxation diélectrique dans le domaine de Laplace.

Grâce à ces modèles fréquentiels, il est possible d'envisager la simulation dans le domaine temporel en utilisant la transformée de Fourier inverse. Cependant, cette approche présente deux inconvénients : elle est lourde en temps de calcul et ne s'applique qu'aux systèmes globalement linéaires. Elle ne peut donc pas être employée pour des systèmes comportant des non-linéarités ou encore des systèmes couplés.

Pour ces raisons, on préfère une approche différentielle dans le domaine temporel par représentation d'état.

Dans le cas particulier du modèle de Cole-Cole, l'utilisation de la fonction de Mittag-Leffler [10] est une solution analytique mais, à notre connaissance, elle n'a jamais été implantée dans des logiciels de FEM.

3. PRISE EN COMPTE DES MODELES FRACTIONNAIRES PAR LA REPRSESENTATION DIFFUSIVE

3.1. Concept de représentation diffusive

Le concept de représentation diffusive a été introduit par G. Montseny et al. dans [11] et généralisé ensuite dans [12] pour la construction de réalisations temporelles (représentations d'état) d'opérateurs causaux non rationnels auxquels appartiennent les modèles fractionnaires. La version présentée dans ce document peut être considérée comme un cas particulier de la théorie générale dans le domaine des matériaux diélectriques. Une explication détaillée de cette approche se trouve dans [13].

La représentation diffusive d'un système dynamique est portée par son symbole diffusif $\eta(\xi)$. La notion de symbole diffusif se déduit directement par l'introduction d'un symbole (η) au sens classique de la transformation de Laplace ($\mathcal{L}$) avec h la réponse impulsionnelle, tel que :

$$\eta(\xi) = \mathcal{L}^{-1} h(t) \quad (5)$$

Ainsi, la permittivité relative s'exprime dans le domaine de Laplace par :

$$\varepsilon_{\#}(p) = \int_0^{+\infty} \frac{\eta(\xi)}{p + \xi} d\xi \quad (6)$$

Pour tous les modèles empiriques fractionnaires (Cole-Cole, Cole Davidson ...), le symbole diffusif $\eta(\xi)$ associé peut être déterminé analytiquement (voir [13]).

Le comportement dynamique de (éq. 6) dans le domaine temporel s'écrit sous la forme d'une représentation d'état en dimension infinie. Le déplacement électrique des phénomènes de relaxation non instantanée $\vec{D}_{\#}(t)$ par rapport au champ électrique $\vec{E}(t)$ s'exprime alors par :

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{\psi}(t, \xi)}{\partial t} = -\xi \vec{\psi}(t, \xi) + \varepsilon_0 \vec{E}(t), & \vec{\psi}(0, \xi) = 0, \xi \in \mathbb{R}^+ \\ \vec{D}_{\#}(t) = \int_0^{+\infty} \eta(\xi) \vec{\psi}(t, \xi) d\xi \end{cases} \quad (7)$$

Le déplacement électrique total $\vec{D}(t)$ est composé d'une partie non instantanée, associée aux phénomènes de relaxation $\vec{D}_{\#}(t)$ et de la partie instantanée $\varepsilon_0 \varepsilon_{\infty} \vec{E}(t)$ (8) :

$$\vec{D}(t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\infty} \vec{E}(t) + \vec{D}_{\#}(t). \quad (8)$$

La dimension infinie ne constitue pas un obstacle pour l'utilisateur, car des approximations en dimension finie sont réalisables pour la simulation numérique.

3.2. Discrétisation pour l'intégration dans les logiciels FEM

Une approximation en dimension finie (noté $\widetilde{\vec{D}}_{\#}$), par discrétisation suivant la variable ξ , est nécessaire pour implémenter ces équations dans un logiciel FEM :

$$\begin{cases} \frac{d\vec{\psi}_k(t)}{dt} = -\xi_k \vec{\psi}_k(t) + \varepsilon_0 \vec{E}(t), & \vec{\psi}_k(0) = 0, k = 1:K \\ \widetilde{\vec{D}}_{\#}(t) = \sum_{k=1}^K \eta_k \vec{\psi}_k(t) \end{cases} \quad (9)$$

Cette discrétisation conduit à une troncature de ξ , qui correspond en pratique à la plage dans laquelle le symbole prend des valeurs significatives en fonction du domaine de fréquence ou de temps exploré.

Le déplacement électrique non instantané $\vec{D}_{\#}(t)$ est alors calculé de manière couplée en introduisant autant d'équations différentielles partielles (EDP) que de valeurs de k dans (éq. 9) (en pratique moins d'une vingtaine) et avec le champ électrique comme variable d'entrée pour chaque équation (équation 8).

Le vecteur de déplacement électrique est calculé dans les différentes directions spatiales ($\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$) pour une géométrie 3D. Par conséquent, le déplacement électrique non instantané dans les trois directions $D_{\#,x}(t)$, $D_{\#,y}(t)$, $D_{\#,z}(t)$ est généré par trois équations EDP liées au champ électrique dans ces trois directions (E_x , E_y , E_z) (éq. 10, 11, 12). Le déplacement électrique dans un matériau diélectrique linéaire et isotrope dans COMSOL est alors exprimé par les équations différentielles :

$$\vec{D}_{\#,k,x}(t) + \frac{1}{\xi_k} \frac{\partial \vec{D}_{\#,k,x}(t)}{\partial t} = \varepsilon_0 \frac{\eta_k}{\xi_k} E_x(t) \quad (10)$$

$$\vec{D}_{\#,k,y}(t) + \frac{1}{\xi_k} \frac{\partial \vec{D}_{\#,k,y}(t)}{\partial t} = \varepsilon_0 \frac{\eta_k}{\xi_k} E_y(t) \quad (11)$$

$$\tilde{D}_{\#,k,z}(t) + \frac{1}{\xi_k} \frac{\partial \tilde{D}_{\#,k,z}(t)}{\partial t} = \varepsilon_0 \frac{\eta_k}{\xi_k} E_z(t) \quad (12)$$

Les équations 10, 11 et 12 sont résolues avec des conditions initiales nulles. Par exemple, pour la composante x :

$$\tilde{D}_{\#,x}(0) = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial \tilde{D}_{\#,x}(0)}{\partial t} = 0 \quad (14)$$

Cette formulation nous permet de simuler des modèles empiriques classiques dans un logiciel FEM.

4. EXEMPLE DE SIMULATION

La géométrie proposée est une géométrie de module de puissance classique avec deux électrodes de dimensions différentes de part et d'autre d'un substrat céramique d'une épaisseur de 1 mm (Fig. 2). L'ensemble est encapsulé dans du gel silicone. Afin de pouvoir comparer les résultats pour des caractéristiques de matériaux différentes et d'éviter toute influence de la singularité du point triple (PT) lors de la simulation du champ électrique (qui se trouve à la jonction entre l'électrode, le gel et le substrat), on définit deux points P1 et P2, situés à une distance de 21 μm (à 15 μm de l'interface céramique/gel) de PT dans le substrat céramique et le gel [14].

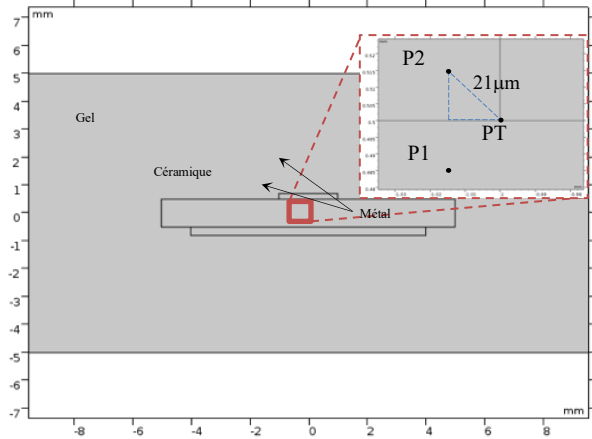


Fig. 2. Schéma de la structure DBC.

Trois modèles décrivant l'évolution de la polarisation dans le substrat céramique sont comparés : un modèle de référence avec des polarisations instantanées (ε_r), un modèle Cole-Cole (eq. 15) et un modèle Havriliak-Negami (eq. 16). Les paramètres des modèles ont été définis empiriquement à partir de valeurs proches de celles mesurées par spectroscopie diélectrique pour des substrats AlN (non présentées ici). Les paramètres du gel silicone sont les suivants [$\sigma = 10^{-13}$ S/m – $\varepsilon_r = 3,26$].

Tableau 1. Paramètres des modèles qui seront simulés.

Paramètres	Modèle de référence	Modèle Cole-Cole	Modèle H-N
σ (S/m)	10^{-11}	10^{-11}	10^{-11}
ε_r	6	-	-
ε_s	-	18	18
ε_∞	-	6	6
τ (s)	-	10^{-3}	100
α	-	0,7	0,7
β	-	-	0,8

$$\varepsilon_{\#}(p) = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{1 + (\tau p)^\alpha} + \varepsilon_\infty \quad (15)$$

$$\varepsilon_{\#}(p) = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{1 + ((\tau p)^\alpha)^\beta} + \varepsilon_\infty \quad (16)$$

Les permittivités relatives (eq. 15 et eq. 16) sont représentées dans le diagramme de Bode (Fig. 3) et les symboles diffusifs associés sur la Fig. 4.

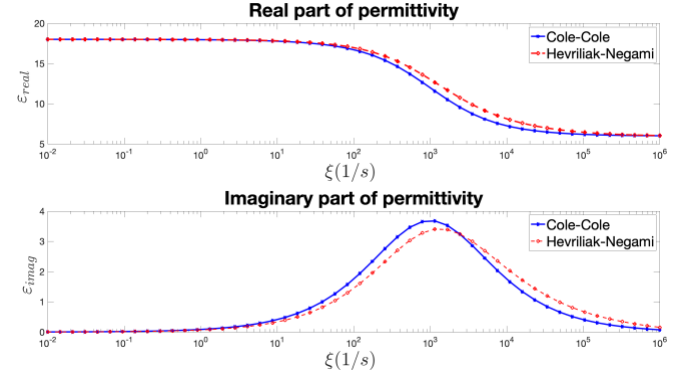


Fig. 3. Diagramme de Bode des permittivités des modèles Cole-Cole et Havriliak-Negami.

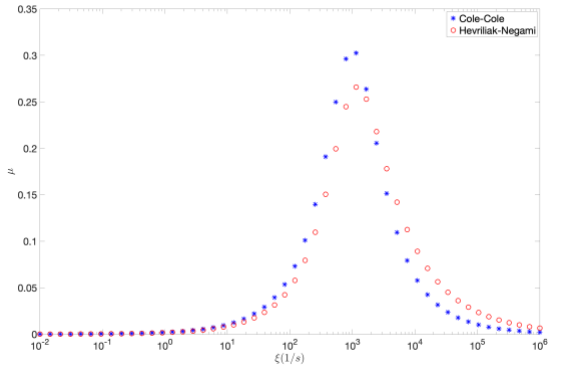


Fig. 4. Symboles diffusifs des modèles (K=20).

La tension appliquée à l'électrode supérieure du module de puissance est ici un échelon d'amplitude de 10 kV, avec une vitesse de montée de 1 kV/ μs (représentative d'un front de tension rencontré lors d'une excitation de type MLI). Sur la Fig. 5, on observe le renforcement du champ électrique au point triple

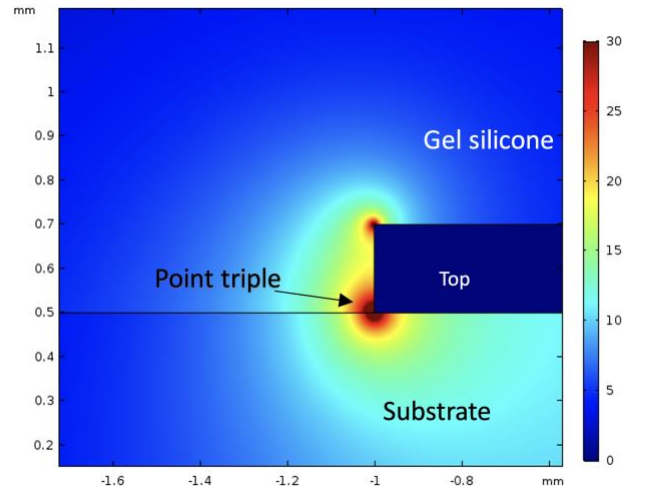


Fig. 5. Distribution du champ électrique en fonction du temps au point triple 10 s après l'application d'un échelon de tension d'amplitude 10 kV. (Substrat [$\sigma = 10^{-11}$ S/m, $\varepsilon_r = 9$] et gel [$\sigma = 10^{-13}$ S/m, $\varepsilon_r = 3,5$].

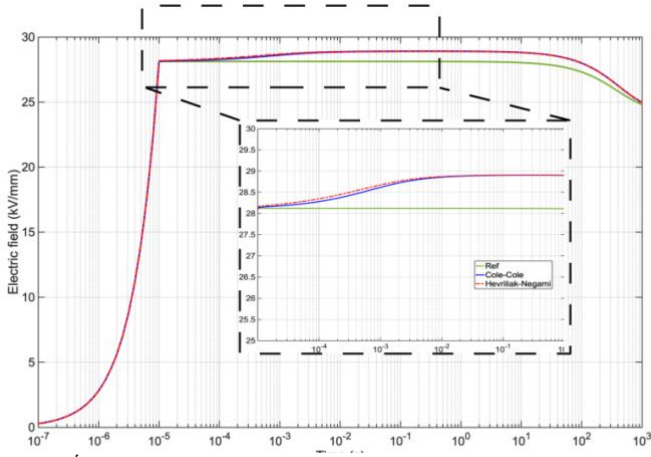


Fig. 6. Évolution du champ électrique proche du point triple pour une excitation avec un front de montée de 1 kV/μs.

(PT) simulé, extrait au bout de 10 s d'application de l'échelon de tension (cas avec le modèle de référence).

La Fig. 6 présente un résultat original concernant l'évolution du champ électrique au PT dans la céramique (P1) en fonction du temps, pour les différents modèles. Le champ électrique augmente rapidement avec l'augmentation de la tension d'alimentation (front), puis la valeur de la tension se stabilise à 10 kV après 10 μs, et le champ électrique atteint 28 kV/mm. La même valeur est atteinte par les différentes courbes en raison de la même permittivité relative à très hautes fréquences des différents modèles et de la référence ($\epsilon_\infty = \epsilon_r = 6$). Le champ électrique varie ensuite lentement en fonction de la dynamique des constantes de temps et l'on observe une différence entre la courbe de référence vert clair à paramètres constants et les courbes rouge et bleue qui intègrent les modèles de polarisation. Il convient de noter que la valeur du champ électrique à l'état stationnaire dépend de la conductivité du matériau, qui est fixée à la même valeur dans toutes les simulations, de sorte que ces courbes vont converger vers cette même valeur.

En intégrant la densité de courant (A/m²) le long de la longueur de l'électrode supérieure dans la géométrie 2D, nous pouvons calculer le courant total (courant de fuite) en mA/mm pour l'ensemble du système. La Fig. 7 montre l'évolution du courant lorsqu'une excitation en échelon est appliquée. On observe pour les trois modèles, un fort courant capacitif gouverné par la permittivité à très haute fréquence (ϵ_∞ ou ϵ_r) qui se produit entre 0 et 10 μs en raison de l'augmentation rapide de la tension (dv/dt). Pour la courbe vert clair du modèle

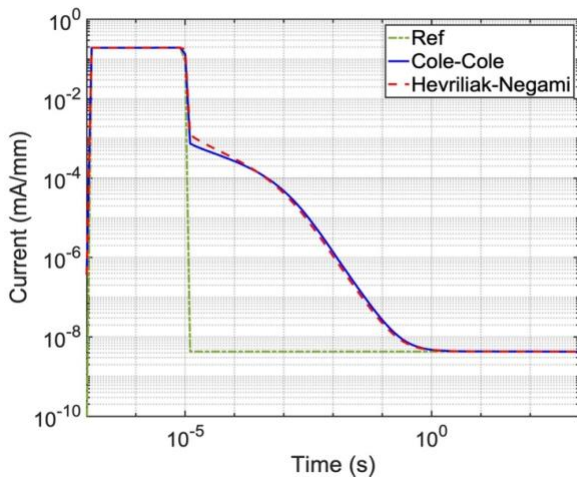


Fig. 7. Evolution du courant pour les différents modèles pour la réponse à un échelon de tension avec un temps de montée de 10 μs.

classique, le courant passe soudainement à un courant de conduction d'une valeur de $4,23 \cdot 10^{-9}$ mA/mm dès que l'excitation de tension atteint le plateau. En revanche, pour les courants obtenus à partir des modèles prenant en compte les phénomènes de relaxation, les courbes décrivent un courant de polarisation qui diminue progressivement avec le temps, c'est-à-dire qu'il existe un phénomène transitoire pour le courant qui finit par converger vers un état stable, un courant purement conducteur après un certain temps.

D'après la réponse fréquentielle de la Fig. 3, nous avons pu identifier que pour la valeur de la partie imaginaire du modèle Havriliak-Negami (courbe en pointillés rouges), celle-ci est supérieure à celle du modèle Cole-Cole (courbe continue bleue) à haute fréquence, ce qui signifie qu'à court terme, la polarisation du modèle Havriliak-Negami génère plus de pertes que le modèle Cole-Cole. Ce phénomène peut également être observé dans les courbes temporelles du courant. Pendant le régime intermédiaire, le courant de polarisation généré dans le matériau avec le modèle Havriliak-Negami est plus élevé que celui généré dans le matériau avec le modèle Cole-Cole (Fig. 7).

La polarisation non instantanée génère des pertes diélectriques qui sont converties en chaleur et donc en dissipation thermique et qui ne sont pas prises en compte dans les simulations habituelles dans le domaine temporel. Ces pertes peuvent toutefois être calculées à l'aide du modèle diffusif.

Les diélectriques sont des matériaux qui stockent l'énergie, ce qui implique une variation d'énergie par unité de volume donnée par :

$$dW = \vec{E} \cdot d\vec{D} \quad (17)$$

Ensuite, à partir des équations constitutives du milieu et de l'introduction de la permittivité, nous pouvons obtenir l'expression bien connue de l'énergie, à condition que les vecteurs $\vec{E}$ et $\vec{D}$ soient colinéaires :

$$W = \int_0^{D_{max}} E dD = \int_0^{E_{max}} E d(\epsilon_0 \epsilon_r E) \quad (18)$$

$$= \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r E_{max}^2$$

Il s'agit dans (eq. 18) de l'énergie contenue dans le diélectrique parfait, c'est-à-dire l'énergie stockée dans le diélectrique. Nous devons modifier le modèle afin d'intégrer les pertes diélectriques.

En effet, dans le cas général d'une excitation temporelle, la densité de puissance instantanée s'exprime par :

$$p(t) = \vec{E}(t) \cdot \vec{J}_p(t) = \vec{E}(t) \cdot \frac{d\vec{D}(t)}{dt} \quad (19)$$

On peut alors ajouter la conduction électrique pour obtenir l'expression générale des pertes :

$$p(t) = \sigma_{dc} E(t)^2 + \vec{E}(t) \cdot \frac{d\vec{D}(t)}{dt} \quad (20)$$

Des travaux antérieurs ont montré que la représentation diffusive a une cohérence thermodynamique [13]. Le déplacement électrique calculé par la représentation diffusive en combinaison avec la représentation temporelle permet l'introduction de tout type de signaux d'entrée $E(t)$ (eq. 7) et nous permet de résoudre l'équation (20) afin d'obtenir les pertes générées par les relaxations diélectriques quel que soit le type d'excitation.

Un exemple d'estimation des pertes diélectriques pour un signal MLI est présenté dans la suite, avec le calcul des pertes dans le matériau à partir du courant total composé du courant de conduction et du courant de polarisation (éq. 21).

$$\vec{J}_t(t) = \sigma_{DC} \vec{E}(t) + \vec{J}_p(t) \quad (21)$$

Le courant de polarisation est le résultat de tous les déplacements calculés à partir de la discrétisation du courant de polarisation (équation 22)

$$\vec{J}_p(t) = \sum_{k=0}^K \frac{d\vec{D}_{\#k}(t)}{dt} \quad (22)$$

En utilisant les résultats de la simulation précédente, nous pouvons calculer les pertes (exprimées en puissance) dans le substrat (conduction et diélectrique). La Fig. 8 montre l'évolution temporelle des pertes surfaciques dans le substrat qui sont calculées par l'intégration surfacique de la puissance $p(t)$ sur ce dernier. Pour rappel, le courant capacitif « pur » n'engendre pas de pertes. Sur la Fig. 8 nous pouvons observer que celles-ci augmentent avec la tension lorsque l'excitation est appliquée. Puis, lorsque la tension se stabilise (après 10 μ s), les pertes diélectriques diminuent progressivement jusqu'à ce que la polarisation non instantanée soit complètement orientée, pour devenir des pertes de conductivité pure.

Dans notre modèle 2D où la section du substrat est de 1 mm x 10 mm, on peut remarquer que la puissance générée par le substrat due aux pertes diélectriques est faible devant la puissance utile moyenne d'un dispositif de puissance. Cependant l'estimation des pertes instantanées au moyen de notre modèle de diélectrique est un résultat original, utilisable dans d'autres situations mettant en œuvre des matériaux isolants.

5. CONCLUSIONS

Le développement de modèles de relaxations diélectriques par représentation diffusive permet de simuler dans le domaine temporel ces mécanismes de polarisation non instantanée.

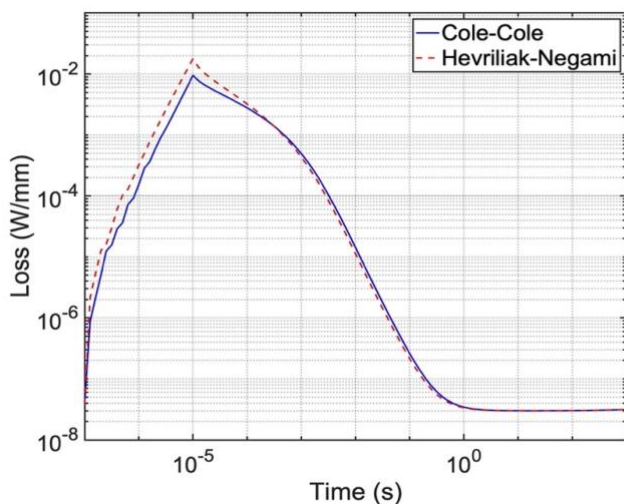


Fig. 8. Evolution des pertes diélectriques en fonction du temps dans le substrat céramique.

L'évolution du champ électrique au sein d'un système d'isolation durant les régimes transitoires peut ainsi être plus fidèlement restituée. Cette approche peut alors participer à l'aide à la conception des systèmes d'isolation en régime non sinusoïdal. Outre la démonstration de la faisabilité de la prise en compte de modèles fractionnaires en simulation FEM, notre travail montre également que le formalisme permet d'évaluer les courants et donc les pertes dans les diélectriques de ce module de puissance sous excitation non sinusoïdale et en régime transitoire. Des modèles d'autres mécanismes, comme le modèle de Maxwell-Wagner-Sillars permettant de prendre en compte les polarisations interfaciales, peuvent aussi être pris en compte grâce à la méthode présentée dans cet article.

6. REFERENCES

- [1] Z. Wu, B. Lin, J. Fan, J. Zhao, Q. Zhang et L. Li, « Effect of Dielectric Relaxation of Epoxy Resin on Dielectric Loss of Medium-Frequency Transformer », in *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol 29, n°5, pp 1651–1658, Oct. 2022.
- [2] J. Kúdelčík, E. Jahoda, J. Hornak, O. Michal et P. Trnka, « Partial discharges and dielectric parameters of epoxy resin filled with nanoparticles », 19th International Scientific Conference on Electric Power Engineering (EPE), Brno, Czech Republic, 2018, pp. 1-6.
- [3] H. Gu & al. (2023). « Improved Isothermal Relaxation Current Measurement Based on Isolated Circuit for Nondestructive Evaluation of High-Voltage Cable Insulation ». *Energies* 2023, 16, 7892.
- [4] G. Montseny, Représentation diffusive, Hermes-science, juillet 2005.
- [5] P. Debye, « Polar Molecules », Chmical Catalogue Company, New York, 1929, p. 94.
- [6] T. Zhou, P. Bidan, L. Laudebat, M.L. Locatelli (2020, October). « Time domain simulation of insulating dielectric materials with non-instantaneous polarization ». In *COMSOL Conference 2020 Europe*.
- [7] P. Cambareri, L. Di Rienzo, C. De Falco, P. Seri et G. C. Montanari, « Electric Field Calculation During Voltage Transients in HVDC Cables : Contribution of Polarization Processes », in *IEEE Transactions on Power Delivery*, 2022, vol. 37, no 6, p. 5425-5432. doi : 10.1109/TPWRD.2022.3177567.
- [8] I. Wirth, M. H. Zink, A. Kuechler, F. Berger and T. Schnitzler, « Implementation of conduction and polarization mechanisms in transient FEM simulations of HVDC insulation systems », *VDE High Voltage Technology* 2018; ETG-Symposium, 2018, pp. 1-6.
- [9] M. Eckert and J. Pihera, « Dielectric Model of Polarization Mechanisms in Time Domain Field Simulation Including Temperature Dependence », 2024 IEEE 5th International Conference on Dielectrics (ICD), Toulouse, France, 2024, pp. 1-4, doi: 10.1109/ICD59037.2024.10613256.
- [10] S. Holm, « Time domain characterization of the Cole-Cole dielectric model », *Journal of Electrical Bioimpedance*, 11(1), 101-105, 2020. <https://doi.org/10.2478/JOEB-2020-0015>
- [11] G. Montseny, J. Audounet et B. Mbodge, « Optimal models of fractional integrators and application to systems with fading memory », in *Proc. IEEE Int. Conf. Systems, Man, and Cybernetics*, Le Touquet, France, 17-20 octobre 1993, pp. 65-70.
- [12] G. Montseny, « Diffusive representation of pseudo-differential time-operators », in *Proc. ESAIM*, vol. 5, déc. 1998, pp. 159-175.
- [13] L. Laudebat, P. Bidan and G. Montseny, « Modeling and optimal identification of pseudodifferential electrical dynamics by means of diffusive representation-part I: modeling, in *IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Regular Papers* », vol. 51, no. 9, pp. 1801-1813, Sept. 2004.
- [14] C. F. Bayer, E. Baer, U. Waltrich, D. Malipaard, & A. Schletz, « Simulation of the electric field strength in the vicinity of metallization edges on dielectric substrates », in *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 22(1), 257–265; 2015. doi.org : 10.1109/TDEI.2014.004285.