

Modélisation des matériaux isolants pour le HVDC: Support à la caractérisation et à la conception

G. TEYSSÉDRE¹, P. NOTINGHER², T. T. N. VU³, S. LE ROY¹, J. CASTELLON², S. AGNEL², L. BERQUEZ¹

¹Laplace, CNRS et Université Paul Sabatier, Toulouse, France

²IES, UMR 5214 Université de Montpellier et CNRS, Montpellier, France

³Electrical Engineering Department, Electric Power University, Hanoi, Vietnam

RESUME –La distribution des contraintes dans les isolants sous contrainte HVDC est régie par un ensemble de phénomènes ayant trait à une conduction non linéaire, au stockage de charges, à des gradients thermiques, combinées à des géométries qui peuvent être complexes comme dans le cas d'accessoires de câbles. La modélisation en support à la conception s'appuie nécessairement sur des données expérimentales et est validée par l'expérience, mais l'expérience elle-même est interprétée par des hypothèses physiques sur les matériaux. C'est cette dualité modèle-mesure que nous mettons en avant dans cet article.

Mots-clés—HVDC; isolation, diélectriques multicouches, modélisation.

1. INTRODUCTION

Les systèmes d'isolation utilisés pour la conversion et la transmission d'énergie ont dans leur très grande majorité des parties dans lesquelles des matériaux d'isolation de nature différente sont associés. Il peut s'agir d'une association gaz-solide (systèmes GIS), liquide-solide, ou solide-solide (association de différents polymères dans les jonctions de câbles). Les conditions de fonctionnement sont souvent en température non homogène ; enfin s'agissant de contrainte DC, le plus souvent les contraintes en champ électrique sont telles que les matériaux répondent de manière non-linéaire et que des phénomènes transitoires relativement lents sont à l'œuvre. Cette combinaison de circonstances amène à une complexité dans l'estimation de la distribution de contrainte. Elle pourrait en principe être obtenue à partir d'une connaissance précise de la conductivité électrique des matériaux fonction de la température et du champ, et une résolution des équations de Maxwell par éléments finis par exemple.

Une difficulté première ici est que les isolants ne se réduisent pas à des matériaux avec une permittivité donnée et une résistivité donnée, fut-elle fonction du champ et de la température : la superposition de différents processus de conduction, électronique et ioniques, l'injection et le piégeage de charges font que la conductivité devrait être considérée comme résultant d'une physique plus complexe, s'intégrant mal dans des modèles d'ingénierie. La seconde difficulté, corolaire de la première, est que des phénomènes de piégeage de charges se produisent, amenant à des distorsions du champ électrique : la modélisation seule n'est pas suffisante et des mesures de

distribution de charges et de champ sont nécessaires pour accompagner la conception.

Pour ces raisons, des techniques de mesure de distribution de charges sont développées. Cependant, l'analyse des données produites requiert une prise en compte des conditions particulières, s'agissant par exemple de conditions non-isothermes, de systèmes multicouches, etc....

2. MODELE D'INGENIERIE: BICOUCHE ET JONCTION

L'association de diélectriques plans ayant des dépendances en température et champ différentes conduit à des conditions où le champ peut être maximum dans l'une ou l'autre des couches, et où une charge d'interface s'établit et se dissipe avec des cinétiques pouvant être de plusieurs heures [3]. Le modèle est relativement bien corroboré par des mesures de distribution de charges sur des échantillons plans. Ceci a montré que les modèles macroscopiques fournissent une première approche des distributions de champ dans des assemblages.

Le cas d'une jonction sous gradient thermique permet d'illustrer des situations plus complexes où le support expérimental n'est pas disponible [4]. L'objet d'étude est une jonction HVDC 200 kV, 1 kA dont la géométrie approximative a été fournie par SileCable, Figure 1. Elle est constituée d'un conducteur cuivre (du câble), d'un isolant du câble en

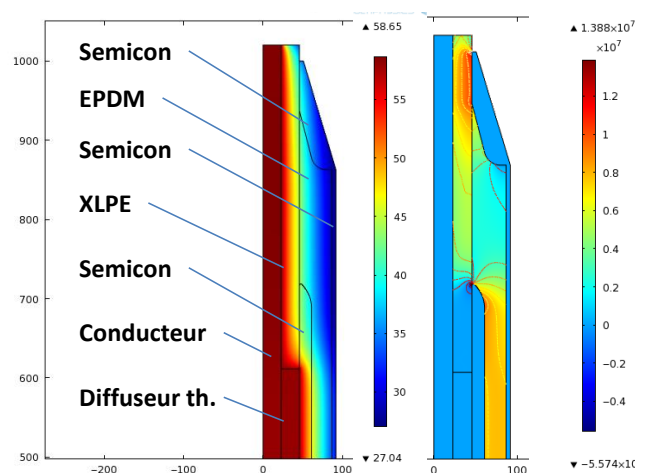


Fig. 1. Distribution de température (à gauche) et de champ (à droite) dans la jonction après 8 h sous 200 kV et 1 kA circulant dans le conducteur.

polyéthylène réticulé (XLPE), d'un matériau de raccordement, qui est un copolymère éthylène-propylène-diène monomère (EPDM) et de diverses couches de matériau semi-conducteur (polymère chargé au noir de carbone). La modélisation thermique est réalisée en considérant un apport de chaleur par effet Joule dans le conducteur et une perte extérieure par des phénomènes de convection dans l'air. Les données sur les matériaux sont issues d'une étude expérimentale [3] sur la conductivité électrique des deux isolants. Les distributions de champ sont analysées dans différentes conditions. Plus de détails sur l'objet et sur la réponse dans des conditions thermiques et électriques instationnaires sont donnés dans une autre contribution à cette conférence [5].

Dans le résultat de distribution de champ donné à la Figure 1, le champ apparaît maximum dans des régions où simplement l'isolant est plus mince, à savoir à $z \approx 1000$ et dans une moindre mesure à $z \approx 600$, hors des points de discontinuités. On peut remarquer également que le champ est reporté vers les régions les plus froides, comme conséquence d'un contrôle par la résistivité. Ces effets peuvent être assez bien prévus de manière intuitive. Le cas du champ tangentiel est plus compliqué à anticiper. Il est important à considérer car les interfaces entre diélectriques sont un des points faibles des jonctions. Un champ tangentiel élevé implique que des phénomènes de conduction à l'interface entre diélectriques peuvent être favorisés, entraînant des défaillances si l'assemblage n'est pas parfaitement réalisé. La Figure 2 représente une cartographie du champ tangentiel et la Figure 3 des profils obtenus dans l'EPDM le long de l'interface avec le XLPE, et ce pour une condition thermique isotherme (30°C) et sous gradient thermique (celui-ci est d'environ 32°C en milieu de jonction, avec une température de 72°C sur le conducteur et environ 40°C sur la partie externe).

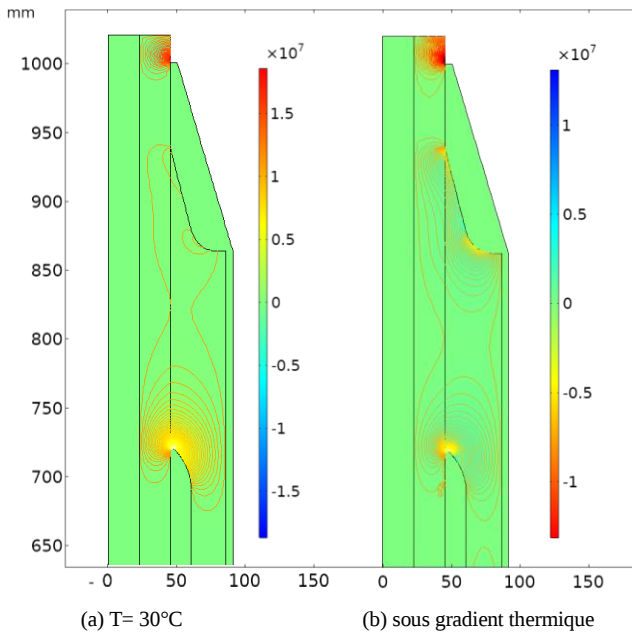


Fig. 2. Distribution de champ tangentiel dans la jonction après 24h sous 200kV dans des conditions isothermes et sous gradient thermique (1kA injecté dans le conducteur).

Sur les cartographies de la Figure 2, le champ tangentiel sous gradient thermique apparaît réparti de manière plus homogène qu'à l'isotherme 30°C . Les profils de champ à la mise sous tension (Figure 3) sont identiques selon qu'un gradient thermique soit appliqué ou non : cela résulte de la distribution capacitive du champ et de l'indépendance de la permittivité en fonction de la température considérée ici. Pour une température de 30°C , des renforcements du champ aux deux extrémités de la zone analysée se produisent. La valeur du champ atteint

10kV/mm , ce qui est significatif. Sous gradient thermique, le renforcement est moindre, la contrainte est renforcée sur la partie externe et réduite sur la partie interne. Le champ résiduel (à la remise à $V=0$) est très différent selon les conditions thermiques, et donc les effets seront différents aux inversions de polarité.

Tout ceci résulte d'une combinaison de matériaux ayant des lois de conductivité différentes. Globalement le champ est reporté sur l'EPDM à champ et/ou température élevés. La fiabilisation des accessoires requiert d'une part des matériaux ayant des propriétés physiques les plus proches possible, ce qui n'est pas toujours réalisable compte tenu de la nécessité d'assurer par ailleurs une pression permanente du matériau de raccordement de joints prémoulés (d'où l'utilisation d'élastomères, EPDM ou silicones). D'autre part le design nécessite d'avoir des données complètes les plus précises possibles sur la conductivité des matériaux en place. Enfin, ces questions appellent au développement de méthodes permettant de sonder la charge et donc les distributions de champ électrique dans des géométries complexes. Elles se mettent en place pour des géométries cylindriques, mais leur extension à du 3D reste largement un challenge. Dans ce qui suit nous présentons quelques un des verrous associés à ces méthodes pour leur développement.

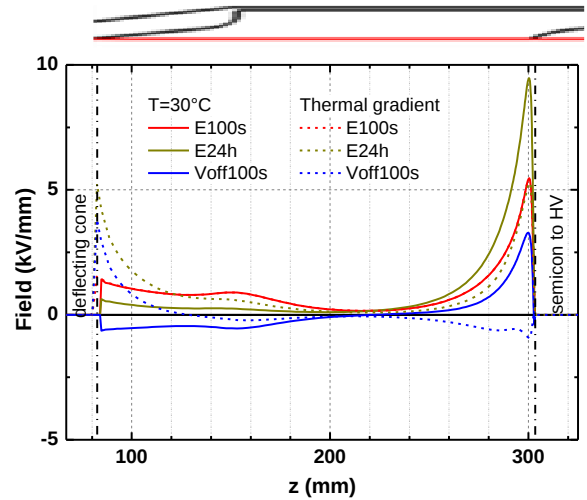


Fig. 3. Distribution de champ tangentiel à l'interface EPDM/XLPE Profils pris à la mise sous tension, 24h après et immédiatement après remise à zéro du potentiel. Une partie de la jonction est reproduite pour aider au repérage.

3. CHARGES D'ESPACE ET DISCONTINUITES THERMIQUES

3.1. Méthode de l'onde thermique (MOT)

Si des charges électriques sont piégées à l'intérieur d'une structure isolante, des charges d'influence apparaissent au niveau de ses frontières suite au principe de l'influence totale. La méthode de l'onde thermique consiste à perturber l'équilibre électrostatique ainsi établi par une onde thermique générée suite à l'application d'un échelon de température sur l'une des frontières de la structure étudiée. La diffusion de la chaleur, qui induit des déplacements très localisés des charges piégées et des variations locales de la permittivité, provoque une redistribution des charges d'influence aux électrodes. Pour un échantillon plan mono-matériau en court-circuit (Figure 4) ou sous tension, cela se traduit par l'apparition dans le circuit extérieur d'un courant transitoire (dit « d'onde thermique »), dont l'expression est, en géométrie plane [6] :

$$I(t) = -C \int_0^d \alpha(x) E(x) \frac{\partial \Delta T(x, t)}{\partial t} dx \quad (1)$$

avec C la capacité de l'échantillon, α le coefficient de variation de la permittivité du matériau avec la température, d l'épaisseur de l'échantillon, x la direction de diffusion de la chaleur ($x \in [0, d]$), $E(x)$ le champ électrique induit par les charges d'espace et $\partial \Delta T(x, t) / \partial t$ la variation spatio-temporelle de la température dans la structure. En géométrie cylindrique [7] :

$$I(t) = -\alpha C \int_{r_e}^{r_i} E(r) \frac{\partial \Delta T(r, t)}{\partial t} dr \quad (2)$$

où r_i est le rayon interne de l'isolation, r_e son rayon externe et r la coordonnée de diffusion de la chaleur ($r \in [r_i, r_e]$), en considérant que l'échelon thermique est appliqué sur la frontière extérieure de l'échantillon (à $r = r_e$).

L'échelon de température ΔT_0 est appliqué à l'aide d'un liquide chaud ou froid circulant dans un diffuseur thermique en contact avec l'échantillon [6-13].

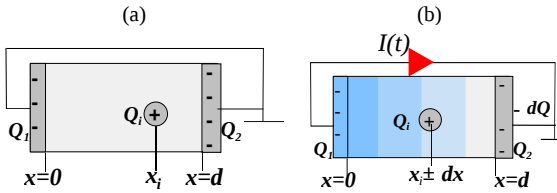


Fig. 4. Principe de la méthode de l'onde thermique (exemple pour un échantillon plan en court-circuit). (a) : La présence d'une charge d'espace Q_i dans l'échantillon induit des charges d'influence Q_1 et Q_2 aux électrodes. (b) : Lorsque l'équilibre électrostatique de l'échantillon est perturbé par la diffusion de la température dans le matériau (dilatation/contraction, variations locales de la permittivité avec la température), des variations des charges d'influence aux électrodes ($Q_2 - dQ$ et $Q_1 + dQ$, respectivement) ont lieu pour le rétablir. Le transport de charge dQ d'une électrode à l'autre à travers le circuit extérieur donne ainsi naissance à une réponse transitoire en courant $I(t) = -dQ/dt$.

Des mises en œuvres expérimentales de type « double condensateur » sont très souvent utilisées pour des contraintes électriques appliquées à des matériaux et structures épaisses pour la haute tension, afin d'éviter le « masquage » des signaux d'onde thermique par les courants d'absorption et/ou de conduction. Deux structures identiques sont alors employées [8]. Elles sont placées en parallèle par rapport à la source de tension et en série par rapport à l'instrument de mesure du courant. La capacité C de l'équation précédente vaut alors la moitié de la capacité de l'échantillon caractérisé.

La détermination des répartitions du champ $E(x)$ ou $E(r)$ à partir des équations intégrales précédentes peut se faire par diverses techniques (séries [9, 13], inversion matricielle [10]...).

3.2. MOT et systèmes avec des discontinuités de propriétés thermiques

Dans une structures plane où cylindrique où les propriétés thermiques et électriques varient le long de x ou de r , les équations précédentes deviennent :

$$I(t) = -C \int_0^d \alpha(x) E(x) \frac{\partial \Delta T(x, t)}{\partial t} dx \quad (3)$$

pour une structure plane [12], et :

$$I(t) = -C \int_{r_e}^{r_i} \alpha(r) E(r) \frac{\partial \Delta T(r, t)}{\partial t} dr \quad (4)$$

pour une structure coaxiale [11].

Dans les structures à plusieurs couches, le calcul du produit $F(x) = \alpha(x)E(x)$ (ou $F(r) = \alpha(r)E(r)$) peut ainsi se faire à l'aide

des méthodes classiques [9-11], tout en prenant en compte la répartition de la température à travers l'ensemble des couches. La distribution du champ peut être déduite par la suite en divisant $F(x)$ (ou $F(r)$) par $\alpha(x)$ (ou $\alpha(r)$). Il est néanmoins nécessaire que l'état électrique de l'échantillon puisse être considéré comme homogène dans un plan parallèle aux électrodes (pour les échantillons plans) ou sur une « peau » cylindrique infiniment mince de rayon donné (en configuration axisymétrique).

Les figures suivantes présentent l'exemple d'une structure à deux couches (Figure 5) mise en place pour approcher l'évolution temporelle du champ électrique dans un câble HVDC (isolation en XLPE) muni d'un accessoire en élastomère (EPDM). La structure a été soumise pendant plusieurs centaines d'heures à un conditionnement thermoélectrique sous gradient thermique (Tableau 2), sous une tension de -50 kV qui correspond, en conditions capacitatives (sans charges d'espace), à un champ maximum près de l'âme de -8,7 kV/mm (Figure 6).

Les résultats de la Figure 7 montrent que les distorsions du champ électrique durant le vieillissement sont plus importantes que celles données par la distribution capacitive (Laplace), car la température, la différence de propriétés électriques des deux couches dans l'isolation et le gradient thermique favorisent l'apparition de zones de charges d'espace. Dans les conditions de l'étude, les distorsions dans le volume et à l'interface ont tendance à s'amortir dans le temps, probablement en raison des recombinaisons des charges sous l'effet de leur propre champ, ce qui est plutôt favorable dans l'optique de l'utilisation de ce type d'élastomère pour développer des accessoires HVDC.

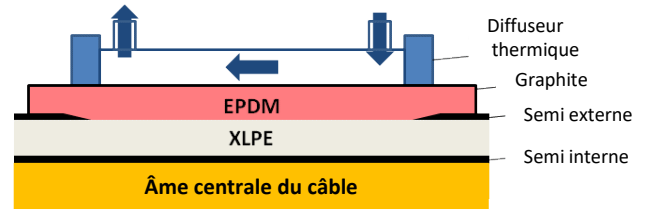


Fig. 5. Représentation axisymétrique de la configuration bi-couche étudiée, comportant l'isolation du câble (XLPE) et la couche en EPDM représentant le matériau utilisé dans une jonction HVDC [14].

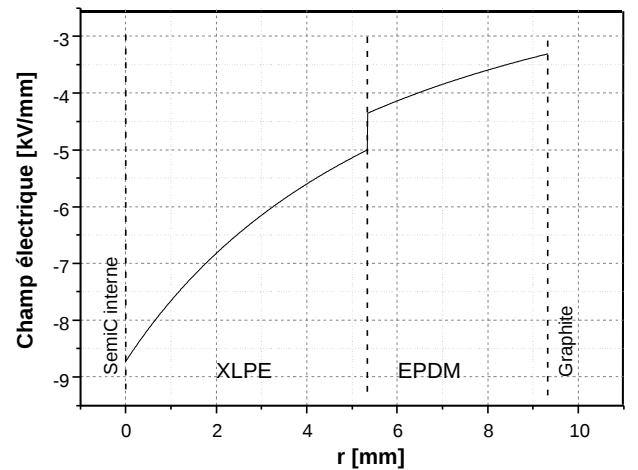


Fig. 6. Répartition du champ électrique dans la structure bi-couche sous une tension appliquée entre l'âme et l'écran de -50 kV en conditions isothermes (20°C), sans tenir compte des phénomènes de charges d'espace (répartition capacitive ou « champ de Laplace »). La discontinuité de champ de 0,7 kV/mm à l'interface XLPE/EPDM est ainsi due à la différence de permittivité entre les deux matériaux. Le champ maximum (près du semi interne) est de -8,7 kV/mm et le champ au niveau des électrodes (graphite et semi-conducteur interne), non montré sur la figure, est nul.

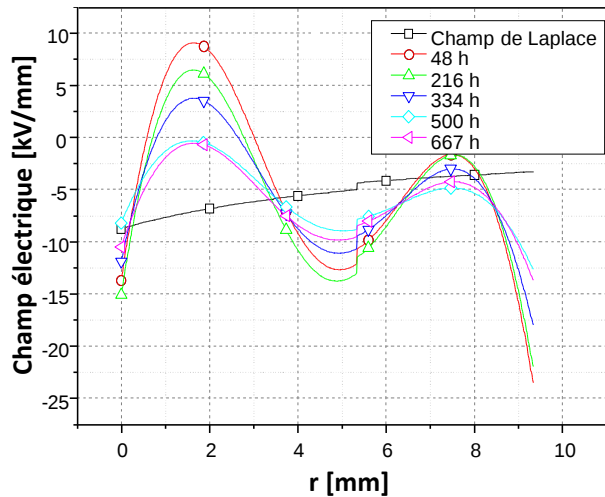


Fig. 7. Champ électrique mesuré à travers la structure bi-couche à différents moments du vieillissement, en utilisant la méthode de l'onde thermique dans les conditions indiquées dans le Tableau 3.

Dans le cas où des discontinuités ponctuelles ou de faibles dimensions existent dans l'isolation, il n'est pas possible de déterminer avec précision les effets de ces défauts localisés sans recourir à des approches 2D ou 3D, car les hypothèses concernant l'homogénéité de l'état électrique dans des surfaces parallèles aux électrodes ne sont plus remplies, et parce que la contribution du champ dans ces régions au signal global peut être très faible. Dans l'absolu, on a donc affaire à des configurations bi ou tridimensionnelles comprenant des régions de faibles dimensions mais où les valeurs locales du champ peuvent être très fortes. Ceci engendre des problèmes qui ne peuvent être résolus avec des mesures de signal globales telles que celles présentées ci-avant ; des « cartographies » des échantillons à l'échelle des discontinuités recherchées sont nécessaires, ce qui constitue un challenge pour le futur.

Tableau 1. Dimensions de la configuration étudiée

Section de l'âme centrale	95 mm ²
Épaisseur de XLPE	5,3 mm
Épaisseur de EPDM	4,0 mm

Tableau 2. Conditions de vieillissement

Courant à travers l'âme centrale	400 A
Température de l'âme centrale	70°C
Gradient thermique sur l'isolant	20°C
Tension appliquée âme/écran	-50 kV

Tableau 3. Conditions de mesure

Température de l'âme centrale	20°C
Température de l'écran	20°C
Température du liquide froid	-10°C
Echelon de température appliqué	-30°C
Potentiel de l'âme pdt. la mesure	-50 kV

Sans recourir à des approches multidimensionnelles, il reste néanmoins possible, à travers des modèles numériques (résolution locale des équations thermiques et électriques de façon simultanée et couplage à des résultats d'expériences de calibration), d'estimer la sensibilité des mises en œuvre expérimentales à de telles discontinuités, et d'obtenir, dans certaines conditions, des informations utiles à la détection non-destructive de ces défauts et de leurs effets.

Prenons ainsi l'exemple d'une structure cylindrique comme celle de la Figure 8, image très basique d'une partie d'un isolateur en résine époxy chargée d'alumine à géométrie coaxiale, tel qu'on peut en rencontrer dans des postes blindés

haute tension. Dans ce type d'application, des délaminations aux interfaces conducteur/résine, ainsi que des cavités remplies de gaz dans le volume, peuvent apparaître pendant la fabrication. Ces zones de faibles dimensions et dont les propriétés thermiques et électriques sont très différentes de celles de la résine (Tableau 4) favorisent l'apparition de champs locaux forts, l'injection et l'accumulation de charges d'espace. L'étude de leurs effets est donc très importante et leur présence peut influencer les signaux mesurés. L'analyse de ces signaux à la lumière de modèles numériques peut, dans certains cas, apporter des éléments permettant de juger de l'existence et des effets de ces défauts. L'exemple suivant illustre l'analyse de la présence de trois types de défauts de forme toroïdale (Figure 8 [15]) : cavité remplie d'air, délamination côté terre (extérieur) et délamination côté « haute tension » (intérieur).

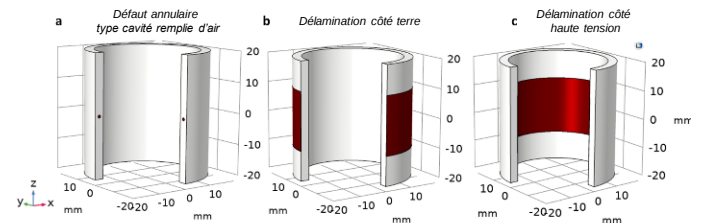


Fig. 8. Représentation en 3D d'un isolateur solide cylindrique contenant trois types de discontinuités localisées (défauts remplis d'air, en rouge).

Les Figures 9 à 11 montrent des courants d'onde thermique simulés suite à un stimulus externe de -30°C appliqué sur la face interne de la structure, en considérant l'application à l'échantillon d'un champ moyen de 10 kV/mm et d'une température homogène de 100°C, tout en tenant compte de la variation de la résistivité de l'époxy avec le champ électrique.

Ces calculs montrent qu'il est possible d'identifier des « signatures » de discontinuités (défauts) dans les signaux, à condition que les dimensions de ces défauts soient suffisamment importantes, l'amplitude et la forme des signaux étant principalement influencées par le volume qu'ils occupent dans l'échantillon. Les discontinuités localisées de faibles dimensions restent difficiles à détecter par une mesure globale s'ils ne s'étalent pas sur une surface comparable à celle des électrodes, ou si leur épaisseur est trop faible devant celle de la structure.

Ceci montre tout l'intérêt à développer des approches expérimentales multidimensionnelles pour des structures multicouches, à l'image de ce qui a été proposé pour des monocouches minces [16]. De telles mises en œuvre nécessitant par définition des échauffements très localisés, elles sont difficiles à réaliser dans le cas de structures d'épaisseur supérieure à quelques dizaines de microns, car, comme le montrent les Equations (3) et (4), les signaux sont proportionnels à la capacité électrique excitée thermiquement. Les signaux diminuent donc lorsque la surface excitée thermiquement diminue et/ou lorsque l'épaisseur de la structure augmente. Cette diminution ne peut pas être compensée raisonnablement par une augmentation du stimulus thermique sous peine de changer l'état électrique de l'échantillon ou, pire, de le détériorer ; elle affecte donc significativement soit la résolution latérale, soit la résolution en profondeur, soit les deux.

Tableau 4. Propriétés thermiques des matériaux

	Résine	Air
Conductivité thermique (Wm ⁻¹ K ⁻¹)	0,8	0,026
Chaleur massique (Jkg ⁻¹ K ⁻¹)	2400	1010
Masse volumique (kg/m ³)	2200	1,3
Diffusivité thermique (m ² /s)	1,5×10 ⁻⁷	2×10 ⁵
Permittivité diélectrique relative	5,6	1

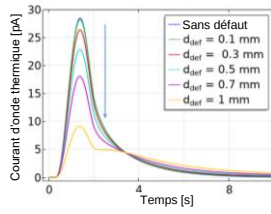


Fig. 9. Courants d'onde thermique simulés pour des défauts annulaires de type cavité remplie d'air ayant différents diamètres d_{def} et situés au milieu de l'isolateur.

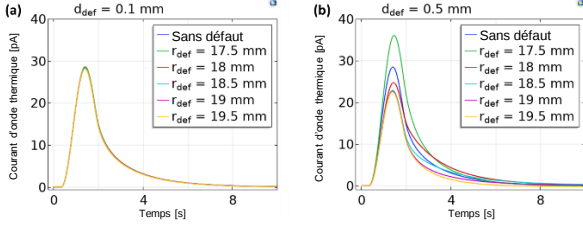


Fig. 10. Courants d'onde thermique simulés pour des défauts annulaires de type cavité remplie d'air de diamètres 0,1 mm (a) et 0,5 mm (b), placés à différents endroits r_{def} dans l'isolateur selon la coordonnée r ($z = 0$).

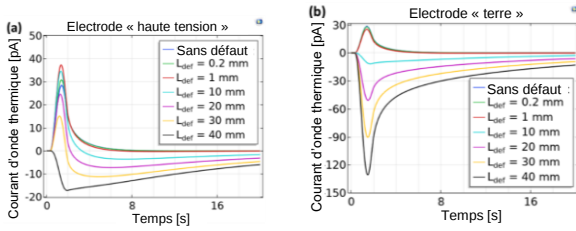


Fig. 11 Courants d'onde thermique simulés pour des défauts de type délamination aux interfaces électrode haute tension/résine (a) et résine/électrode terre (b). Les défauts ont une épaisseur (selon r) de 0,1 mm et différents longueurs L_{def} (selon z).

La réalisation de telles mesures sous contrainte électrique est, par ailleurs, une question à approfondir. Le développement de techniques très localisées reste ainsi l'un des challenges à relever pour l'avenir.

4. CHARGES D'ESPACE ET REPONSE ACOUSTIQUE AUX DISCONTINUITES

4.1. Méthode PEA

La méthode *Pulsed Electro-Acoustic* (PEA) consiste à perturber l'équilibre électrostatique par l'application d'impulsions de tension : les signaux acoustiques résultant du déplacement des charges, que ce soit les charges d'influence aux électrodes ou les charges stockées dans l'isolant, sont analysés pour remonter à leur densité et position. Le signal détecté est fonction des forces générées en tout point de l'isolant, par le champ impulsionnel δE_p , au 1^{er} ordre [17, 18] :

$$\delta f_s = -E_{DC} \frac{\partial(\epsilon + \gamma)}{\partial x} \delta E_p - \gamma \frac{\partial E_{DC}}{\partial x} \delta E_p + \rho \delta E_p \quad (5)$$

où f_s est la densité de force (N/m^3), ϵ est la permittivité, γ le coefficient d'électrostriction, E_{DC} le champ statique, ρ la densité de charge. Le signal dépend ensuite du parcours des ondes acoustiques générées de la source au capteur. Pour un matériau homogène, on devra prendre en compte l'atténuation et la dispersion des ondes, en particulier pour les isolants épais, et éventuellement les phénomènes d'électrostriction en situation de champ divergent (géométrie cylindrique par exemple). Ceci est fait en calibrant la mesure par rapport à des charges capacitatives générées sur les deux électrodes en quantité connue ; la fonction de transfert globale du système est alors déterminée.

L'expression donnant le profil de densité de charge dans le cas le plus simple, soit un matériau homogène, de géométrie plane, sans atténuation et dispersion est la suivante [19] :

$$\rho(t, v_s) = \frac{\Sigma_{\text{cal}}}{v_s} \text{Re} \left(F^{-1} \left[\frac{V_{\text{PEA}}(f)}{V_{\text{PEAcal}}(f)} \right] \right) \quad (6)$$

où V_{PEA} et V_{PEAcal} sont respectivement les transformées de Fourier des signaux acoustiques de mesure et de calibration, Σ_{cal} la charge capacitive produite lors de la calibration et v_s la vitesse du son dans l'échantillon.

4.2. PEA et systèmes multicouches

En présence d'une superposition d'isolants, une contribution à la pression est générée en raison d'une discontinuité de permittivité diélectrique :

$$\delta p_s = -E_{DC} (\epsilon_1 - \epsilon_2) \delta E_p \quad (7)$$

Cette pression s'exerce en raison de l'inhomogénéité du champ. En l'absence de charges de volume, on peut montrer que les pressions générées au niveau des différentes interfaces d'un système bicouche tel que représenté à la Figure 12a s'écrivent de la manière suivante [18] :

$$\begin{aligned} \tilde{p}_{0,1}(t) &= \Sigma_1 \delta E_p = \epsilon_1 E_1 \delta E_p \\ &= -\frac{\epsilon_1 \cdot \epsilon_2^2}{(\epsilon_1 \cdot \epsilon_2 + \epsilon_2 \cdot \epsilon_1)^2} \cdot V_{DC} \cdot v_p(t) \end{aligned} \quad (8)$$

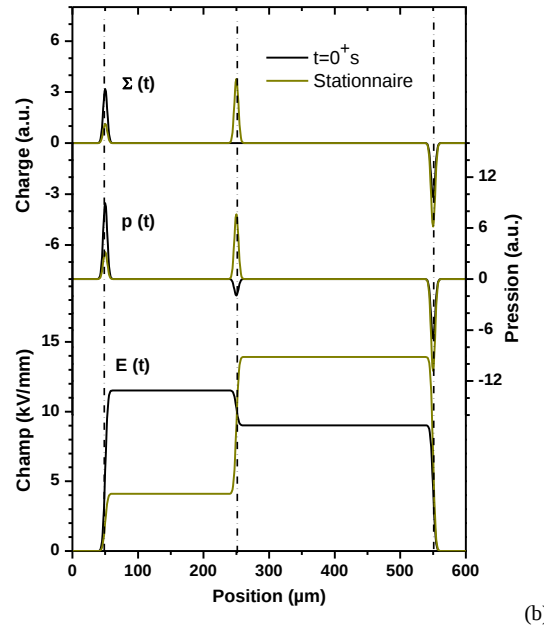
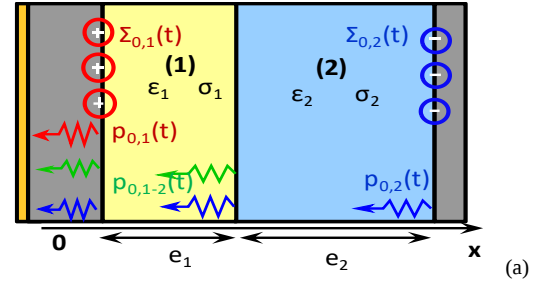


Fig. 12. (a) Représentation schématique des charges aux interfaces dans un système bicouche plan sous 5kV_{DC} et pressions générées sous impulsion de tension. (b) Profils de charge, de pression et de champ juste après l'application de la tension DC et en situation stationnaire. Les fonctions δ sont remplacées par des Gaussiennes pour des questions de visibilité.

$$\tilde{p}_{0,1-2}(t) = \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{(e_1 \cdot \varepsilon_2 + e_2 \cdot \varepsilon_1)^2} \cdot V_{DC} \cdot v_p(t) \quad (9)$$

$$\tilde{p}_{0,2}(t) = \frac{\varepsilon_2 \cdot \varepsilon_1^2}{(e_1 \cdot \varepsilon_2 + e_2 \cdot \varepsilon_1)^2} \cdot V_{DC} \cdot v_p(t) \quad (10)$$

où Σ_1 et Σ_2 représentent des charges d'influence, qui s'expriment par exemple par :

$$\Sigma_1(t=0) = \frac{\varepsilon_2}{e_1 \cdot \varepsilon_2 + e_2 \cdot \varepsilon_1} \cdot V_{DC} \quad (11)$$

$$\Sigma_{1-2}(t=0) = 0 \quad (12)$$

$$\Sigma_{1-2}(t=\infty) = \frac{\varepsilon_1 \cdot \sigma_2 - \varepsilon_2 \cdot \sigma_1}{e_1 \cdot \sigma_2 + e_2 \cdot \sigma_1} V_{DC} \quad (13)$$

Les charges d'interface, les pressions générées aux différentes interfaces et les distributions de champ pour un système bicouche dont les caractéristiques sont données au Tableau 5 sont représentées à la Figure 12b. Ces données sont celles des matériaux XLPE et EPDM considérés en section 2, où la conductivité est prise à 60°C sous 10kV/mm et est supposée indépendante du champ pour simplifier.

À $t=0$ s, la charge d'interface est nulle, et cependant une pression est générée à l'interface. Etant donné que le signal de pression détecté est considéré comme l'image de la charge interne, il existe une ambiguïté sur l'interprétation du profil de charge obtenu. On peut cependant voir, à partir des Equations (8-10), que les signaux de pression contiennent l'information sur la distribution de champ. Les profils de champ obtenus par intégration du signal de 'charge apparente' sont donc corrects. Simplement, obtenir le profil réel de charge en volume nécessiterait de connaître le champ local en tout point, pour dissocier la réponse qui relève de la charge interne de celle issue du gradient de permittivité. Or, le profil de champ est une inconnue du problème.

On peut voir que dans l'exemple présenté ici le passage d'une distribution capacitive à une distribution résistive du champ s'accompagne d'une inversion de contrainte, le champ maximum étant déplacé vers le matériau (2) au cours du temps comme conséquence d'une conductivité électrique plus faible.

Tableau 5. Données matériaux utilisées pour XLPE et EPDM. La conductivité électrique est donnée pour 60°C et un champ de 10 kV/mm [3].

	XLPE (1)	EPDM (2)
Permittivité relative ε_r	2,3	2,9
Conductivité électrique σ (S/m)	$9,1 \times 10^{-15}$	$2,7 \times 10^{-15}$
Épaisseur e (μ m)	200	300
Masse volumique ρ_M , (kg/m ³)	930	1200
Célérité du son (m/s)	2100	1800
Impédance acoustique (kg/m ² /s)	$1,95 \times 10^6$	$1,98 \times 10^6$

Un autre phénomène intervenant pour les multicouches est la différence de propagation des ondes dans les différents matériaux et la réflexion d'ondes acoustiques aux interfaces due aux désadaptations d'impédance acoustique.

La différence dans la vitesse de propagation peut être corrigée dans l'Equation (6) sans difficulté particulière, en respectant les vitesses de propagation lors du passage de la réponse temporelle à la réponse spatiale [3]. La réflexion partielle des ondes acoustiques aux interfaces est plus délicate à traiter, car elle exige de connaître l'origine spatiale du signal incident au moment du traitement, et peut amener à de multiples

réflexions et rendre la réponse inanalysable. Dans l'exemple présenté ici, les impédances acoustiques sont très voisines et le problème ne se pose pas.

L'atténuation des ondes acoustiques est un dernier élément à prendre en compte. Dans l'application de la technique PEA aux mesures de distributions de charges sur câbles, le traitement est réalisé à partir de l'analyse des réponses issues des charges capacitatives lors de la calibration [20, 21]. Les spectres d'atténuation acoustique $\alpha(f)$ et vitesse du son $c(f)$ sont déduits de :

$$\alpha(f) = \frac{-1}{d} \log \left| \frac{V_{PEA-I}(f)}{V_{PEA-E}(f)} \left(\frac{r_I}{r_E} \right)^{3/2} \right| \quad (14)$$

$$c(f) = \frac{2\pi f d}{\varphi(V_{PEA-E}(f)) - \varphi(V_{PEA-I}(f))} \quad (15)$$

où d est l'épaisseur et r_I et r_E les rayons interne et externe de l'isolation, et $V_{pea-i}(f)$ la transformée de Fourier des signaux acoustiques correspondant à ces interfaces.

Pour terminer, nous donnons un exemple issu de mesures sur des matériaux de câbles aéronautiques [22]. Le Polytetrafluoroethylene (PTFE, Teflon), utilisé en association avec du Polyimide (PI, Kapton HN) dans les isolations rubanées, présente une forte atténuation acoustique [23]. La Figure 13a représente son spectre d'absorption obtenu sur un film d'environ 80 μ m d'épaisseur. Le signal PEA brut de calibration obtenu sous une tension de 1100V en l'associant à un film de Polyimide est représenté Figure 13b. Le Polyimide est peu absorbant dans la gamme de fréquences acoustiques utiles. En revanche, le PTFE l'est fortement : l'atténuation acoustique à travers la couche de PTFE représente ici environ 75% à la fréquence principale du pic (19MHz).

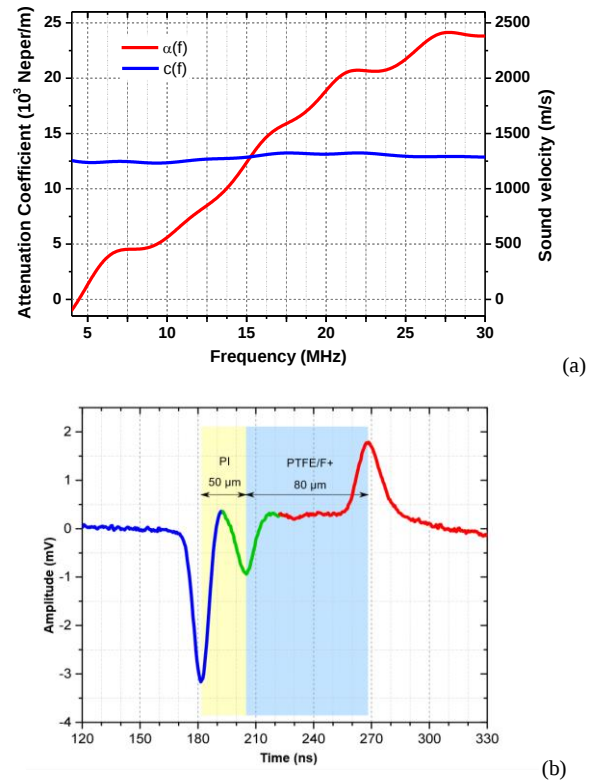


Fig. 5. (a) Spectres d'atténuation et de vitesse du son du PTFE; (b) Signal électro-acoustique brut dans un assemblage PI/PTFE sous tension de 1.1 kV [22].

Cette atténuation ne peut évidemment pas être négligée et la déconvolution ne peut donc pas être traitée ici par la forme simplifiée de l'Equation (6). On a alors recours à l'identification d'une fonction de transfert sous forme matricielle [24], ce qui permet en outre de tenir compte d'une éventuelle désadaptation d'impédance acoustique entre l'électrode supérieure et l'échantillon.

Compte tenu des valeurs de permittivité relative, cf. Tableau 6, le champ capacitif prévu dans le PTFE est d'environ 50% supérieur à celui dans le PI. Le pic présent à l'interface PI/PTFE est en principe dominé par la différence de champ électrique dans les deux matériaux. Les amplitudes des signaux acoustiques obtenus sont cohérentes avec ce qui est attendu compte tenu des propriétés diélectriques et acoustiques des deux matériaux [22].

Tableau 6. Quelques données matériaux utilisées pour PI et PTFE [21].

	PI (1)	PTFE (2)
Permittivité relative ϵ_r	3,2	2,1
Conductivité électrique σ (S/m)	7×10^{-16}	1×10^{-16}
Épaisseur e (μm)	50	80
Masse volumique ρ_M , (kg/m ³)	1420	2200
Célérité du son (m/s)	2200	1310
Impédance acoustique (kg/m ² /s)	$3,12 \times 10^6$	$2,90 \times 10^6$

Malgré des différences de masse volumique, les impédances acoustiques du PI et du PTFE sont relativement proches, de sorte que les réflexions acoustiques ne semblent pas perturber significativement la mesure (le coefficient de transmission entre les deux matériaux est supérieur à 95%).

5. CONCLUSIONS

Nous avons abordé différents aspects du comportement des isolants sous contrainte HVDC ainsi que les problématiques rencontrées dans le développement de méthodes permettant de caractériser ces isolants. La simulation permet d'obtenir les distributions de champ en tous points dans des géométries complexes. Elle requiert des données précises sur la conductivité des matériaux fonction du champ et de la température et ne permet pas d'anticiper les accumulations de charges du fait de phénomènes de piégeage, raison pour laquelle des approches expérimentales sont nécessaires. L'étude expérimentale des distributions de charge aux interfaces et dans les accessoires constituent de réels challenges, nécessitant soit un apport de chaleur localisé associé à une détection de grande sensibilité dans les cas de méthodes thermiques, soit le traitement d'un signal acoustique ayant subi des distorsions du fait de la complexité de l'objet analysé dans le cas de la méthode électro-acoustique.

6. REFERENCES

- [1] G. Mazzanti, M. Marzinotto, *Extruded Cables for High-Voltage Direct-Current Transmission*, Wiley-IEEE Press, New Jersey, 2013
- [2] D. Fabiani, G.C. Montanari, C. Laurent, G. Teyssedre, P.H.F. Morshuis, R. Bodega, L.A. Dissado, "HVDC cable design and space charge accumulation. Part 3: Effect of temperature gradient", *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 24_2, pp. 5-14, 2008
- [3] T.T.N. Vu, G. Teyssedre, B. Vissouvanadin, S. Le Roy, C. Laurent, "Correlating conductivity and space charge measurements in multi-dielectrics under various electrical and thermal stresses", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 22, pp. 117-127, 2015
- [4] G. Mazzanti et al., "The insulation of HVDC extruded cable system joints. Part 1: Review of materials, design and testing procedures", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 26, pp. 964-972, 2019
- [5] T.T.N. Vu, G. Teyssedre, S. Le Roy, T.T. Anh, T.S. Tran, "Distribution of champ dans des jonctions de câbles HVDC en situation instationnaire", *Symposium de Génie Electrique*, soumis, Nantes, Nov. 2020
- [6] A. Toureille, J.P. Reboul, P. Merle, "Détermination des densités de charges d'espace dans les isolants solides par la méthode de l'onde thermique", *J. Phys. III*, vol. 1, pp. 111-123, 1991
- [7] A. Sabir, "Sur une nouvelle méthode de mesure des charges d'espace dans les câbles haute tension", *Thèse de doctorat*, Univ. Montpellier 2, 1991
- [8] P. Notingham, S. Agnel, A. Toureille, "The thermal step method for space charge measurements under applied dc field", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 8, No. 1, pp. 972-984, 2001
- [9] A. Cherifi, M. Abou Dakka, A. Toureille, "The validation of the thermal step method", *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. 27, pp. 1152-1158, 1992
- [10] M. Abou Dakka, S. S. Bamji, A. T. Bulinski, "Space-charge distribution in XLPE, by TSM, using the inverse matrix technique", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 4, pp. 314-320, 1997
- [11] X. Sidambarompoulé, "Etude expérimentale et numérique sur l'utilisation d'un stimulus thermique pour la mesure de charges d'espace dans des liquides diélectriques. Application à la double douche couche électrique", *Thèse de doctorat*, Univ. de Montpellier, 2020
- [12] A. Cenomorcenco, P. Notingham, "Application of the thermal step method to space charge measurements in inhomogeneous solid insulating structures: a theoretical approach", *App. Phys. Lett.*, vol. 93, 192903, 2008
- [13] P. Notingham, A. Toureille, S. Agnel, J. Castellon, "Determination of electric field and space charge in the insulation of power cables with the thermal step method using a new mathematical processing", *IEEE Trans. Ind. App.*, vol. 45, pp. 67-74, 2009
- [14] L. Boyer, J. Matallana, J-F. Brame, P. Mirebeau, J. Castellon, P. Notingham, S. Agnel, A. Toureille, "Electric Field Measurements on XLPE/EPDM 2-Layer Insulation Systems under dc Stress", *Proc. 8th Intl. Conf. Ins. Pow. Cables (Jicâble 2011)*, pp. 492-495, 2011
- [15] G. Ortiz, P. Mbolo Noah, S. Agnel, P. Notingham, C-T. Vu, A. Girodet, "Numerical Modelling and Influence of Defects on Space Charges in Epoxy Resin under HVDC Stress", *Proc. 21th Intl. Symp. High Voltage Eng. ISH 2019, Lecture Notes in Electrical Engineering*, vol. 598, pp. 1108-1120, 2020
- [16] C. D. Pham, A. Petre, L. Berquez, R. Flores-Suarez, A. Mellinger, W. Wirges, and R. Gerhard, "3D high-resolution mapping of polarization profiles in thin poly(vinylidene fluoride-trifluoroethylene) (PVDF-TrFE) films using two thermal techniques", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 16, pp. 676-681, 2009
- [17] S. Holé, "Influence of divergent electric fields on space-charge distribution measurements by elastic methods", *Phys. Rev. B*, vol. 61, pp. 13528-13539, 2000
- [18] R. Bodega, P.H.F. Morshuis, J.J. Smit, "Space charge measurements on multidielctrics by means of the pulsed electroacoustic method", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 13, pp. 272-281, 2006
- [19] T. Maeno, "Calibration of the pulsed electroacoustic method for measuring space charge density", *IEEE Trans. Fundamentals Materials*, vol. 119, pp. 1114-1119, 1999
- [20] T. Ditchi, C. Alquié, J. Lewiner, "Broadband determination of ultrasonic attenuation and phase velocity in insulating materials", *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 94, pp. 3061-3065, 1993
- [21] B. Vissouvanadin, T.T.N. Vu, L. Berquez, S. Le Roy, G. Teyssedre, C. Laurent, "Deconvolution techniques for space charge recovery using pulsed electroacoustic method in coaxial geometry", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 21, pp. 821-828, 2014
- [22] A. Benyoucef, L. Berquez, G. Teyssedre, E. Aubert, "Space charge characterization in insulating materials used in aircraft cables", *Proc. Internat. Conf. on High Voltage Engineering (ICHVE)*, Beijing, China, 6-10 Sept. 2020
- [23] K. Ono, "A Comprehensive report on ultrasonic attenuation of engineering materials, including metals, ceramics, polymers, fiber-reinforced composites, wood, and rocks", *Appl. Sci.*, vol. 10, 2230, 2020
- [24] A. Pujol, L. Berquez, F. Baudoin, D. Payan, "PSpice modelling of the Pulsed Electro Acoustic device: A new approach to account attenuation, dispersion and reflection phenomena", *Proc. International Conference on Dielectrics (ICD)*, Valencia, Spain, 6-31 July 2020