

Distribution de champ dans des câbles sous contrainte DC: modèle fluide vs. macroscopique

Thi Thu Nga VU⁽¹⁾, Mai Quyen HOANG⁽²⁾, Séverine LE ROY⁽³⁾, Gilbert TEYSSÉDRE⁽³⁾

⁽¹⁾Electric Power University, Hanoi, Viet Nam; ⁽²⁾University of Industry, Hanoi, Viet Nam;

⁽³⁾Laplace, Université de Toulouse et CNRS.

RESUME – La prédiction de la distribution de champ dans les isolants soumis à des contraintes haute tension continues (HTCC) est délicate compte tenu du fait que c'est la conductivité électrique qui dirige les phénomènes, et que les matériaux peuvent retenir des charges. La distribution de champ peut être approchée par un modèle macroscopique considérant la non-linéarité de la conductivité en champ et sa dépendance en température – on parle de modèle d'ingénierie, ou bien en développant des modèles de transport rendant compte de la génération et du transport de charge et nécessitant des hypothèses beaucoup plus détaillées. Nous présentons une comparaison des résultats de simulation sur des câbles modèles à différentes températures et les confrontons à quelques résultats expérimentaux. Si le modèle fluide permet de produire certains phénomènes transitoires, des questions restent ouvertes sur l'étendue du régime transitoire et la réponse prédite avec un changement de géométrie de l'objet étudié.

Mots-clés : HTCC — Câbles — charge d'espace — modélisation — distribution de champ.

1. INTRODUCTION

La transmission d'énergie, sous haute tension continue (HTCC) est en plein essor actuellement grâce à la flexibilité apportée par les nouvelles générations de convertisseurs, et à la nécessité d'acheminer l'énergie sur de grandes distances et/ou via des liaisons enfouies ou sous-marines [1]. Sous HTCC, la distribution de champ est résistive en régime stationnaire après le passage par un régime transitoire au cours duquel les charges d'espace s'établissent [2]. Anticiper la répartition du champ est donc plus compliqué que sous tension alternative, d'autant plus que les matériaux utilisés dans les isolations de câbles notamment ont une conductivité électrique fortement dépendante de la température, et des propriétés non-linéaires en champ dans une plage de champ correspondant aux champs de service (au-delà de 10 kV/mm). Le câble est dimensionné en thermique pour avoir une température à l'âme de 70 ou 90°C à pleine puissance transmise. Il existe donc un gradient significatif de température selon le rayon dans l'isolation.

Deux familles de modèles peuvent être envisagées pour prédire la distribution de champ prenant en compte le fait que les isolants 'conduisent' et que des charges s'accumulent :

- les modèles dits 'd'ingénierie' intégrant une conductivité électrique dépendante du champ et de la température, éventuellement avec des inhomogénéités au sein même des matériaux [3] et qui s'implémentent relativement aisément dans des outils de simulation par éléments finis ;

- les modèles fluides, inspirés de la physique des gaz et des semi-conducteurs, introduisant une spéciation des types de charges impliquées (électrons, trous, ions), et pour lesquels la génération, le transport, le piégeage, etc. peuvent être incorporés. Dans le premier cas, les distributions de champ et de densité de charges résultent de gradients de conductivité électrique. Dans le second type de modèle, une conductivité n'est pas réellement définie car les courants locaux dépendent d'autres termes source que le transport comme le piégeage et sont dépendants du temps et de l'espace. Dans ce travail, nous comparons ces deux approches en les appliquant à un câble miniature soumis à différentes contraintes thermo-électriques.

2. OBJET D'ETUDE ET MODELES

2.1. Géométrie et contraintes

L'objet d'étude est un câble miniature à isolation polyéthylène réticulé chimiquement (PRC), représenté à la Figure 1. Le rayon du conducteur est de 0,7 mm ; le rayon interne de l'isolant est $r_i = 1,4$ mm, le rayon externe $r_e = 2,9$ mm ; l'épaisseur d'isolant est donc de 1,5 mm. Ces câbles 'miniatures' ou 'modèle 0' sont un modèle réduit de câbles réels, réalisés avec des procédés (extrusion/réticulation) approchant ceux des câbles réels à un moindre coût pour la production et le test [4].

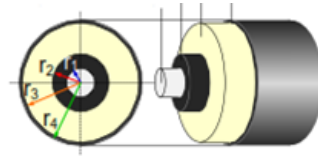


Fig. 1. Représentation schématique du câble miniature étudié. Rayon du conducteur $r_1 = 0.70$ mm ; Rayon externe du semiconducteur interne $r_2 = r_i = 1.40$ mm ; Rayon externe de l'isolant $r_3 = r_e = 2.90$ mm ; Rayon externe du semiconducteur externe $r_4 = 3.60$ mm.

Une tension jusqu'à 30 kV est appliquée, produisant un champ géométrique non uniforme, avec des valeurs aux rayons interne et externe $E(r_i) \approx 30$ kV/mm et $E(r_e) \approx 15$ kV/mm. Si un courant est injecté dans le conducteur, un gradient thermique apparaît dans l'isolant. Les effets de la polarité et du niveau de tension appliqué sont discutés ici. Les propriétés diélectriques et thermiques du PRC sont données au Tableau 1.

Tableau 1. Paramètres diélectriques et thermiques du PRC.

Permittivité relative	$\epsilon_r = 2.3$
Conductivité thermique	$\lambda = 0.38$ W/m/K
Chaleur spécifique	$c_p = 1.90$ J/g/K

2.2. Modèles

Pour le modèle d'ingénierie (I), une loi de conductivité phénoménologique a été établie sur la base de mesures de courants de fuite réalisées sur des films de 250 µm de PRC d'épaisseur métallisés à l'or [5] :

$$\sigma(T, E) = A \cdot \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right) \cdot \sinh(B(T) \cdot E) \cdot E^\alpha \quad (1)$$

où A , E_a , B et α sont des paramètres qui ont été ajustés, cf. Tableau 2, et k_B est la constante de Boltzmann ($1.38 \cdot 10^{-5}$ eV/K).

Tableau 2. Paramètres définissant la conductivité (modèle macroscopique)

A	0.8 S.I.	
E_a	1.0 eV	
α	0.15	
B=aT+b	T < 313 K	T ≥ 313 K
a	0	-1.3×10^{-9} m/V/K
b	1.38×10^{-7} m/V	5.45×10^{-7} m/V

Pour le modèle fluide, des charges positives et négatives sont générées dans le diélectrique par injection Schottky aux électrodes. Au cours du temps, elles peuvent se déplacer par saut et être piégées. Ainsi, 4 types de porteurs sont définis selon que ce sont des électrons ou trous, qu'ils sont libres ou piégés. Les charges peuvent se recombiner et être extraites librement à l'électrode opposée, le matériau restant globalement neutre. Une densité initiale de charges occupant des pièges est supposée. L'ensemble des phénomènes d'injection, piégeage, dépiégeage et recombinaison sont gérés par un jeu de paramètres obtenu expérimentalement à partir de mesures de charges d'espace et de courant sur du polyéthylène basse densité (PEBD), par définition non réticulé [6]. Un exemple d'équation de convection-diffusion pour les électrons libres est le suivant :

$$\frac{\partial n_{e\mu}}{\partial t} + \frac{\partial(n_{e\mu} \cdot \mu_e \cdot E)}{\partial x} = -B_e n_{e\mu} \left(1 - \frac{n_{et}}{N_{oet}}\right) + D_e n_{et} - S_1 n_{e\mu} n_{ht} - S_3 n_{e\mu} n_{h\mu} \quad (2)$$

où n_x , μ_x , E , B_x , D_x , S_x désignent la densité de porteurs, la mobilité, le champ, les coefficients de piégeage, dépiégeage, recombinaison, pour porteurs libres (μ) ou piégés (t). Le tableau 3 reporte l'ensemble des grandeurs utilisées dans le modèle et dont le détail des équations est disponible par ailleurs [6].

Pour les deux modèles, les données de sorties sont un courant total fonction du temps sous contrainte, des profils de densité de charges ou de champ fonction du temps, dans des conditions thermiques qui peuvent être transitoires et inhomogènes.

Le courant total, correspondant au courant pouvant être mesuré dans le circuit extérieur, peut être estimé de deux manières :

- soit en considérant une conservation du courant local, qui se décompose en courant de conduction (j_c) et courant de déplacement :

$$J_l(t) = 2\pi r \cdot j_c(r, t) + 2\pi r \frac{\partial D(r, t)}{\partial t} \quad (3)$$

où J_l représente un courant linéique (A/m) et D est le déplacement électrique.

- soit à partir de l'expression suivante qui établit que, en l'absence de variation de tension, le courant externe est la valeur moyenne du courant de transport :

$$J_l(t) = \frac{2\pi}{d} \int_{r_i}^{r_e} r \cdot j_c(r, t) dr \quad (4)$$

où $d = r_e - r_i$ est la distance inter-électrodes. Cette expression est déduite de celle établie en géométrie plaque :

$$J_l(t) = -\frac{\varepsilon}{d} \frac{dV(t)}{dt} + \frac{1}{d} \int_0^d j_c(x, t) dx \quad (5)$$

La résolution numérique est faite en 1D axisymétrique, en utilisant l'outil Comsol Multiphysics®. Celui-ci fournit le courant de déplacement et de conduction en tout point, et donc c'est l'équation (3) qui a été utilisée pour extraire le courant externe fonction du temps.

Tableau 3. Paramètres de transport utilisés pour la modélisation fluide.

Coefficients de piégeage	
électrons	$B_e = 0.1 \text{ s}^{-1}$
trous	$B_h = 0.2 \text{ s}^{-1}$
Barrières de hopping	
électrons	$w_e = 0.66 \text{ eV}$
trous	$w_h = 0.60 \text{ eV}$
Densités de pièges	
électrons	$N_{oet} = 6.25 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
trous	$N_{oht} = 6.25 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
Barrières d'injection	
électrons	$w_{ei} = 1.27 \text{ eV}$
trous	$w_{hi} = 1.16 \text{ eV}$
Barrières de dé-piégeage	
électrons	$w_{tre} = 0.96 \text{ eV}$
trous	$w_{trh} = 0.99 \text{ eV}$
Charges initiales	
électrons	$\rho_{0e} = -2 \text{ C/m}^3 \text{ ou } 0$
trous	$\rho_{0h} = -\rho_{0e}$

2.3. Données expérimentales

Un ensemble de données expérimentales de courants transitoires a été obtenu sur des sections de câbles de 25 cm de long [7]. La tension a été appliquée sur l'âme du câble et le courant de fuite collecté sur le semiconducteur extérieur. Onze niveaux de tension ont été appliqués entre 2 et 30 kV pendant 1 h en ménageant une période de décharge de 1 h entre chaque palier de tension. Le cycle a été répété de 30°C à 90°C par pas de 10°C. Des mesures de charges d'espace ont été réalisées par méthode électroacoustique pulsée (PEA) sous des tensions de -30 ou -55 kV, à température ambiante ou sous gradient thermique, avec une procédure décrite par ailleurs [8]. Nous présentons ici seulement des résultats de distribution de champ obtenus à température ambiante et sous -30 kV car s'approchant des conditions pour les mesures de courants.

3. RESULTATS

3.1. Distributions de champ électrique

La Figure 2 présente les résultats de simulation (distribution du champ à différents temps) issus des deux types d'approche et sont comparés à des résultats expérimentaux obtenus par mesure de distribution de charges par méthode PEA [7]. Une tension de -30 kV est appliquée pendant 4 h à température ambiante. La tendance au cours du temps est globalement une homogénéisation du champ. Cette homogénéisation du champ est expliquée en première approche par la non-linéarité de la conduction. Cependant, les évolutions sont différentes, le modèle fluide faisant apparaître des charges près de l'âme du câble principalement. Il est à noter que dans le modèle fluide, la distribution du champ (en module) dépend de la polarité de la tension appliquée en raison de la dissymétrie des paramètres de transport. La Figure 2.d, présentant les résultats du modèle fluide pour une tension appliquée de +30 kV, illustre ce phénomène : on voit clairement que la symétrie n'est pas respectée comparée à la Figure 2.b. Dans ce cas particulier, plus de charges sont

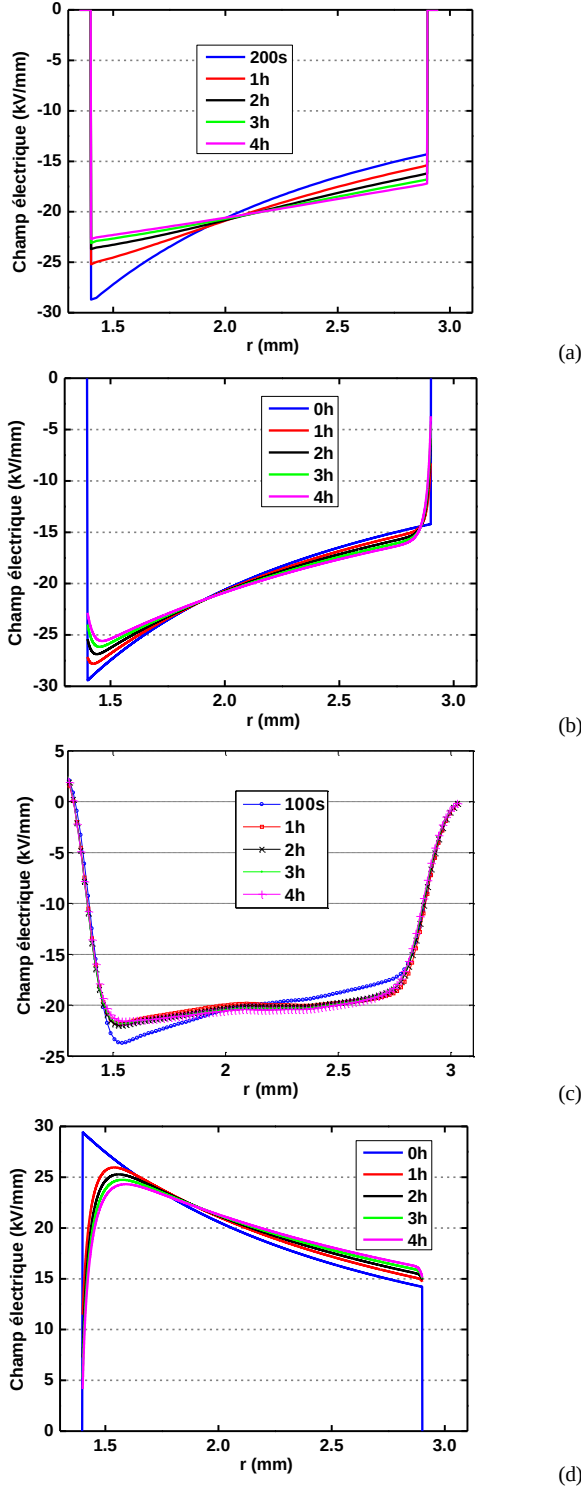


Fig. 2. Distributions de champ fonction du temps sous -30 kV appliqués à 22°C selon (a): modèle macroscopique; (b): modèle fluide; (c): expérimental. (d): Modèle fluide sous +30 kV. Pour le modèle fluide, charges initiales $\rho_0 = \pm 2 \text{ C/m}^3$.

accumulées près de l'âme en polarité positive, ce qui découle principalement d'une barrière d'injection plus faible pour les trous (cf. Tableau 3).

Il n'y a pas à notre connaissance d'études précises en mesures de charges d'espace sur câbles montrant un effet de dissymétrie de la distribution de champ selon la polarité de la tension appliquée, la réponse étant soit dominée par des phénomènes d'hétérocharges, soit par la non-homogénéité du champ. Par exemple, des phénomènes 'miroir' sont rapportés en inversion de

polarité, à savoir que la distribution de charges, fut-elle complexe, est symétrique en inversion de polarité dans des mesures sur câbles [9]. Ce comportement peut dériver de gradients de propriétés du matériau (gradients de microstructure dus à des gradients thermiques, gradients de composition liée à de la diffusion de résidus) issus du procédé de réalisation, amenant à des gradients de permittivité ou de conductivité.

Dans le cas du modèle macroscopique, en situation stationnaire, et selon la loi de conservation du courant, la distribution de champ s'exprime en fonction du gradient de conductivité par :

$$E(r) = E(r_r) \frac{r_r \sigma(r_r)}{r \sigma(r)} \quad (6)$$

Où r_r est un rayon de référence.

A cette distribution de champ, et en supposant la permittivité diélectrique (ϵ) uniforme, est associée une distribution de charge d'espace de la forme :

$$\rho(r) = -E(r) \frac{\epsilon}{\sigma(r)} \frac{\partial \sigma}{\partial r} \quad (7)$$

qui montre qu'en régime non linéaire, avec une conductivité électrique croissante avec le champ, donc avec le rayon, la charge d'espace est distribuée sur toute l'épaisseur de l'isolant et est du signe du potentiel appliqué à l'âme du câble.

3.2. Courants transitoires

La Figure 3a représente des courants transitoires obtenus expérimentalement à 30 °C pour des tensions allant de 2 à 30 kV. Pour de faibles tensions, un transitoire de courant très marqué se produit et le régime stationnaire est difficilement

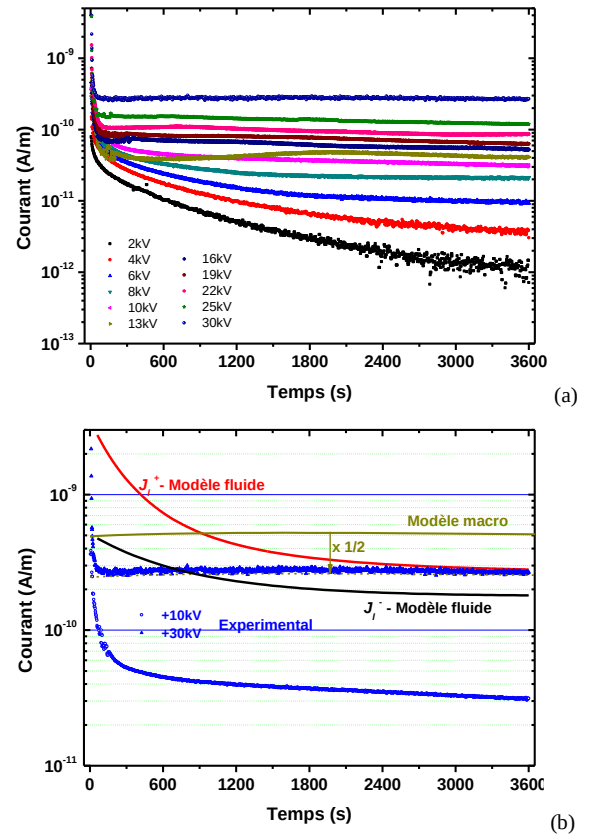


Fig. 3. Courants transitoires obtenus par mesure et modèle. (a) : Courants de charge expérimentaux à 30°C sous des tensions appliquées à l'âme du câble allant de +2 à +30 kV; (b) Comparaison mesure-modèles à 30°C pour une tension de +30 kV ($\pm 30 \text{ kV}$ pour le modèle fluide). Charges initiales: $\rho_0 = 0$.

atteint au bout de 1 h de polarisation. Ces résultats confirment le caractère non-linéaire de la conductivité, le courant en fin de polarisation variant de plus de 2 décades pour une variation de tension d'un facteur 15. Egalement, il est évident que le transitoire est beaucoup moins marqué à tension élevée. La raison peut être une contribution de polarisation d'orientation moindre et/ou le fait que le conditionnement électrique élimine des charges au fur et à mesure des cycles de tension appliqués.

La Figure 3.b présente une comparaison modèle-mesure pour une tension appliquée de 30 kV. Pour le modèle macroscopique, le courant a été calculé selon l'équation (3), pour un rayon de 2 mm pour lequel on remarquera que le champ est pratiquement invariant avec le temps, cf. Figure 2a. La forme du courant pour le modèle macroscopique correspond très bien au courant mesuré, avec une légère croissance du courant sur les 20 premières minutes. Le courant simulé est supérieur d'un facteur 2 au courant mesuré, ce qui est tout à fait raisonnable compte tenu du fait que la conductivité a été estimée sur des échantillons plans, d'épaisseur différente, avec des électrodes différentes et une mise en œuvre différente. La contribution transitoire au courant est relativement faible et représente simplement la redistribution de la charge dans l'isolant associée à la redistribution du champ de la Figure 2a : celle-ci prend des heures à température ambiante, d'où le faible courant transitoire.

Le courant issu du modèle fluide présente un transitoire plus marqué que celui issu du modèle macroscopique, en particulier pour le cas où la tension appliquée est positive. Ces résultats s'apparentent plutôt aux résultats obtenus à tension plus faible en mesure (courbe expérimentale à 10kV). A temps long, le courant simulé est du même ordre de grandeur que le courant mesuré, pour une tension positive, et faiblement sous-estimé pour une tension négative. Pour le cas particulier du câble étudié, les mesures fonction de la polarité ont été faites jusqu'à 10 kV uniquement et indiquent un courant plus grand d'un facteur 2 à 3 en polarité négative (à 30°C), cf. Figure 4 [10].

Même si les résultats obtenus avec le modèle fluide sont proches de ceux mesurés, il faut malgré tout remarquer que le modèle bipolaire a été 'optimisé' pour du polyéthylène basse densité [11], qui a une conductivité électrique plus faible que le PRC. L'accord peut donc être simplement fortuit. Nous souhaitons soulever des questions liées au choix du modèle / du protocole expérimental :

- Pourquoi un impact si important de la polarité sur le courant dans le modèle fluide ?

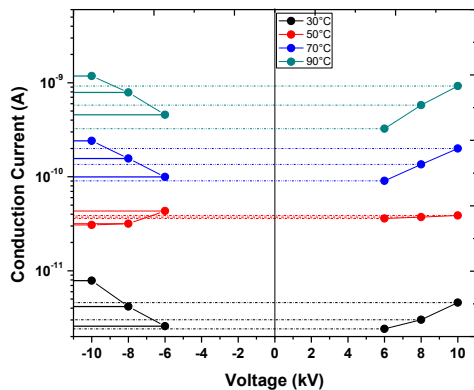


Fig. 4. Effet de la polarité sur le courant externe mesuré après 1 h sous tension sur un câble miniature à différentes températures. [10]

- Quel est l'impact du changement de géométrie et d'échelle sur la conductivité 'apparente' obtenue avec ce même modèle ?
- Comment le cycle effectif de contrainte appliqué impacte les résultats du modèle ?

4. DISCUSSION

4.1. Comparaison des modèles

Il est tout d'abord important de mentionner que le modèle macroscopique ne se suffit pas à lui seul car il ne rend pas compte de toute la partie transitoire du courant détecté à champ modéré. Soit une composante de polarisation d'orientation doit lui être ajoutée, soit un mouvement de charges initialement présentes dans le matériau se produit.

La Figure 5 compare les transitoires de courant simulés avec le modèle fluide en fonction du niveau et de la polarité de la tension, pendant un cycle de polarisation/dépolarisation de 1 h/1 h appliqué consécutivement avec les tensions indiquées. L'effet de polarité est confirmé, y compris à bas champ. Dans ce modèle, utilisant les paramètres de transport du PEBD, une barrière d'injection Schottky de 1.16 eV est utilisée pour les trous alors qu'elle est de 1.27 eV pour les électrons (cf. Tableau 3), de sorte que les trous sont les porteurs très majoritaires. La distribution du champ, Figures 2d et 2b, s'explique du reste principalement par le développement d'une charge d'espace positive. Le flux de trous injectés est nettement plus important pour une tension positive que pour une tension négative en raison des valeurs de champ aux électrodes. Pour une tension de 2 kV, et en considérant le champ géométrique aux rayons interne (2 kV/mm) et externe (1 kV/mm) de l'isolant, et une injection

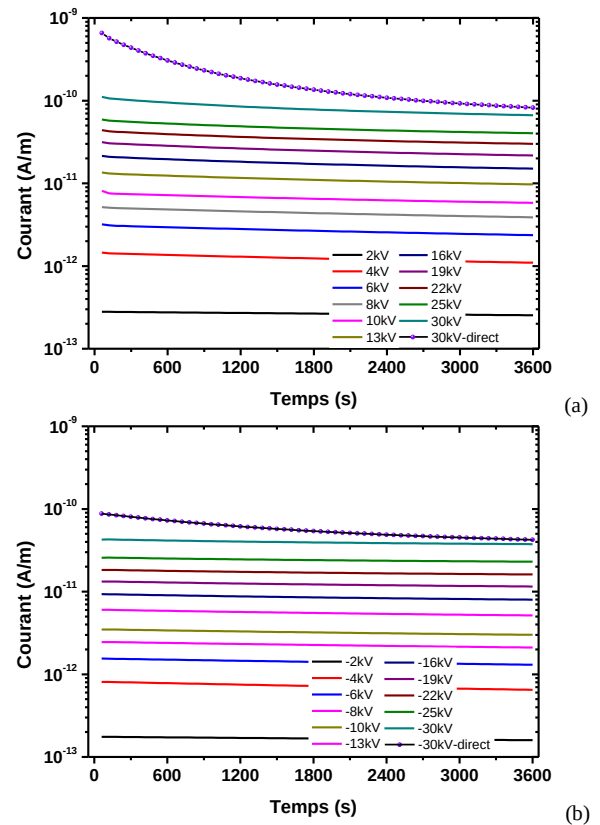


Fig. 5. Courants transitoires à 22°C simulés en considérant des paliers de 1 h de polarisation / 1 h de court-circuit appliqués consécutivement tout au long du cycle, comparés à une polarisation directe sous +/-30 kV. (a) Polarité positive; (b) Polarité négative. Charges initiales: $\rho_0=0$.

Schottky, le rapport des courants d'injection est d'environ 1.5. Il est de 4.2 pour une tension de 30 kV. Ceci explique bien l'effet de polarité à temps court observé en début de palier à ± 2 kV et ± 30 kV. Avec le temps, le champ se redistribue, plus nettement à haute tension, puisqu'une charge d'espace s'établit, mais l'effet de polarité est toujours visible avec un rapport d'environ 2 sur le courant (sous 30 kV).

Ce comportement est intéressant dans la perspective de distinguer le type de porteur principalement impliqué dans la conduction. La dissymétrie visible en géométrie cylindrique due à la non-homogénéité du champ permet de révéler si un porteur est majoritaire, ce qui ne peut être distingué sur échantillons plans. Si l'on se réfère à la Figure 4, dans le cas du PRC, ce sont les électrons qui seraient dominants. Le courant est certes régi non seulement par l'injection car d'autres facteurs, tels que la mobilité, le piégeage, etc. interviennent, mais on peut relever que pour le PRC, la tension négative est considérée être la plus contraignante par les acteurs du câble.

Il est à noter qu'une petite variation de température dans le modèle implique une variation significative de la valeur du courant, la dynamique restant la même. Ainsi, en comparant les résultats de simulation obtenus à ± 30 kV et $T=30^\circ\text{C}$ à la Figure 3b, à ceux obtenus à $T=22^\circ\text{C}$ à la Figure 5, on remarque bien l'augmentation des valeurs des courants d'un facteur 3 environ pour une augmentation de température de moins de 10°C .

4.2. Facteur d'échelle

Nous abordons ici une autre question du modèle fluide qui est son comportement avec un changement d'échelle. Le modèle a été optimisé sur du PEBD, principalement sur la base de mesures de courants et charges d'espace sur plaques de $150\ \mu\text{m}$ d'épaisseur à différentes températures [11]. Les charges nécessitent du temps pour être générées, se déplacer et atteindre un régime stationnaire et ces phénomènes peuvent être fonction de la taille de l'objet. Potentiellement, le courant peut être différent de celui mesuré sur les câbles miniatures pour ces raisons. Pour le modèle macroscopique, cela n'est pas le cas : Par exemple, dans un système isolant bicouche, la charge d'interface qui se construit pour passer d'une distribution capacitive à une distribution résistive de champ s'établit avec une constante de temps de la forme [5] :

$$\tau_{MW} = \frac{\varepsilon_2 \cdot d_1 + \varepsilon_1 \cdot d_2}{\sigma_2 \cdot d_1 + \sigma_1 \cdot d_2} \quad (8)$$

qui ne dépend que des permittivité et résistivité des couches et du rapport de leur épaisseur.

Pour éclairer le comportement du modèle fluide, deux cas sont considérés : i/ la réduction homothétique de la géométrie du câble en divisant l'épaisseur d'isolant par un facteur 2 ou 4 ; ii/ la réduction de l'épaisseur d'isolant en conservant le même rayon interne. Pour simplifier, la charge initiale est supposée nulle dans les deux cas.

La Figure 6 représente les transitoires de courant obtenus en modifiant la géométrie du câble de manière homothétique et en appliquant la même contrainte de champ. On déduit de ces résultats que le courant total (conduction + déplacement) ne dépend que très faiblement de la géométrie. La tendance est même d'avoir une décroissance plus rapide pour le rayon le plus grand. On ne peut donc pas conclure sur un effet réel de l'échelle. On doit tout de même relativiser ici avec le fait que le régime stationnaire est très loin d'être atteint en 1 h. L'étude reste donc à consolider.

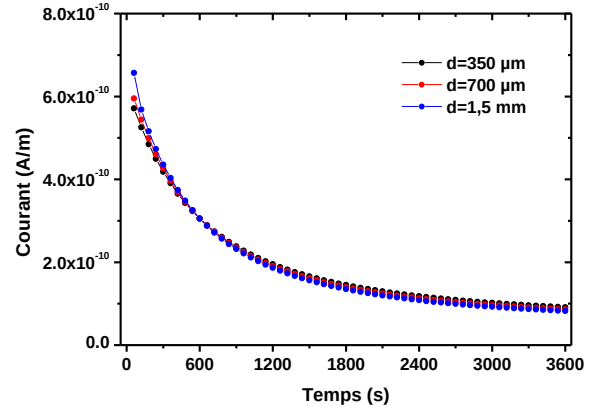


Fig. 6. Transitoires de courant obtenus par simulation à 22°C sous champ moyen de $20\ \text{kV/mm}$ pendant 1 h pour différentes géométries de câbles modifiées de façon homothétique par rapport aux dimensions données à la Fig.1. d est l'épaisseur d'isolant.

Les Figures 7 et 8 représentent les résultats de distribution de charges et les courants transitoires obtenus en conservant un rayon interne de $1.4\ \text{mm}$ et en réduisant l'épaisseur d'isolant à $200\ \mu\text{m}$. Comme précédemment, un champ moyen de $20\ \text{kV/mm}$ a été appliqué. Evidemment, le gradient de champ le long du rayon du câble se trouve réduit, les champs géométriques interne et externe étant respectivement de 21.3 et $18.7\ \text{kV/mm}$ (contre 30 vs. $15\ \text{kV/mm}$ dans le premier cas). On est donc pratiquement ramenés à un champ homogène. On peut remarquer, Figure 7, que les charges positives pénètrent un peu plus rapidement dans le cas d'un isolant de $1.5\ \text{mm}$, en raison a priori d'un champ plus important sur le rayon interne. Cependant, l'extension relative de la région de charge d'espace positive par rapport aux électrodes est bien moindre. On peut

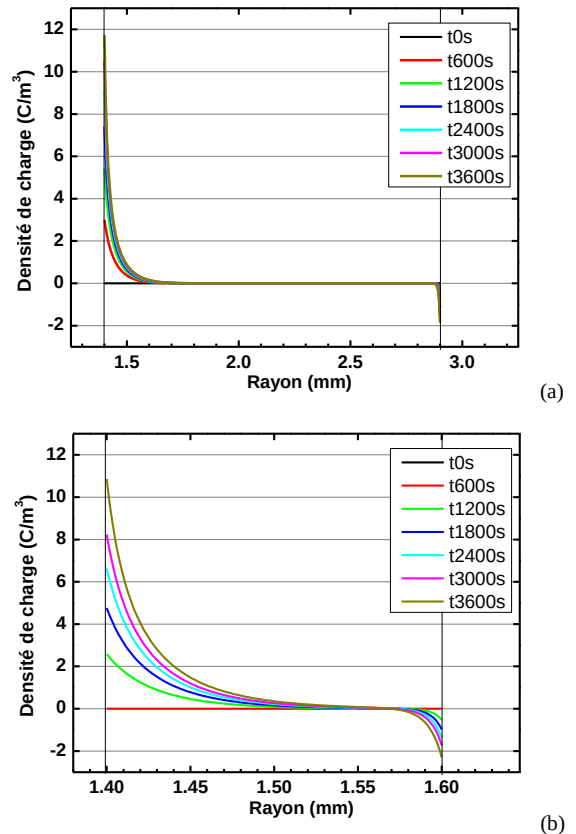


Fig. 7. Profils de distribution de charges à différents temps à 22°C . (a) épaisseur d'isolant $1.5\ \text{mm}$, tension $+30\ \text{kV}$; (b) épaisseur d'isolant $200\ \mu\text{m}$, tension $+4\ \text{kV}$.

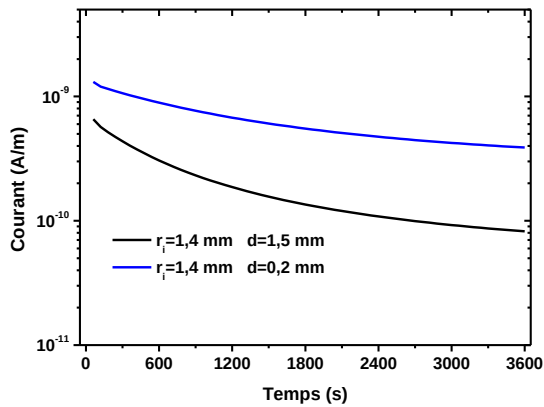


Fig. 8. Transitoires de courant obtenus par simulation à 22 °C sous champ moyen de 20 kV/mm pendant 1 h pour des épaisseurs d'isolants de 1.5 et 0.2 mm.

également noter une injection de charges négatives nettement plus importante sur la Figure 7b en raison du champ relativement élevé. Ces tendances montrent que le régime permanent nécessite plus de temps pour s'établir avec l'augmentation d'épaisseur de l'isolant.

Le courant transitoire, représenté à la Figure 8, est nettement plus élevé dans le cas de l'isolant mince et semble converger plus rapidement vers une valeur stable. On est ici dans la tendance que le modèle prévoit un courant supérieur dans un échantillon en forme de film comparé à un câble miniature. Cependant, ce constat est relevé en régime transitoire dont on n'apprécie pas la durée. La dynamique d'établissement du régime stationnaire fait intervenir plusieurs phénomènes sous-jacents, liés notamment au piégeage et à la recombinaison de charges, qui n'apparaissent pas explicitement en considérant le courant total et les profils de charges. L'explication du comportement transitoire mériterait d'analyser plus en détail ces phénomènes sous-jacents. Également, il serait intéressant de pouvoir comparer expérimentalement ces phénomènes transitoires en utilisant des géométries différentes. Ces questions ont été abordées par Ghorbani et al. [12], mais le problème est vaste. Outre la géométrie, la composition du matériau isolant et des électrodes semi-conductrices est influente et n'est pas simple à conserver. De plus, la durée du transitoire reste souvent un grand dilemme dans l'étude du comportement électrique de ces matériaux somme toute fortement résistifs.

5. CONCLUSIONS

Une comparaison de modèles macroscopique et fluide dans la distribution de champ dans des isolants de câbles a été effectuée. De manière générale, un modèle macroscopique permet de rendre compte relativement bien de l'évolution spatio-temporelle de la distribution de champ sous contrainte continue, dans des conditions de forts gradients de conductivité (matériaux non linéaires, gradients thermiques, géométrie avec importants

gradients de champ, structures multicouches). En revanche, il ne permet pas d'expliquer certains phénomènes transitoires, relevés notamment sur le courant. Le modèle fluide est plus précis mais nécessite une paramétrisation qui peut s'avérer délicate.

Un aspect intéressant des mesures et simulations sur des échantillons câbles est qu'elles peuvent faciliter l'identification des espèces majoritaires impliquées dans les phénomènes de conduction. Au stade actuel des travaux, il n'est pas possible d'évaluer si les paramètres de transport identifiés pour reproduire correctement les mesures de charges et de courant sur des plaques minces (150 μm) permettent le changement d'échelle. Une analyse plus complète en mesure et modélisation sous différentes géométries mériterait d'être entreprise.

6. REFERENCES

- [1] G. Mazzanti, M. Marzotto, *Extruded cables for high-voltage direct-current transmission*, Wiley-IEEE Press, New Jersey, 2013
- [2] D. Fabiani et al, "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] C. Jörgens, M. Clemens, "Empirical conductivity equation for the simulation of the stationary space charge distribution in polymeric HVDC cable insulations", *Energies*, vol. 12, n°3018, 2019
- [4] U.H. Nilsson, A. Campus, G.C. Montanari, P. Morshuis, "The use of model cables for evaluation of dc electrical properties of polymeric cable materials", *Actes 7th International Conference on Power Insulated Cables (JICABLE'07)*, Versailles, 24-28 June 2007, Papier B76, pp. 1-5
- [5] 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
- [6] S. Le Roy, Q.M. Hoang, "Bipolar charge transport model to simulate the impact of nanometric scale processes on the space charge behaviour in polyethylene", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 55, n°465303, 2022
- [7] N. Adi, T.T.N. Vu, G. Teyssedre, F. Baudoin, N. Sinisuka, "DC model cable under polarity inversion and thermal gradient: build-up of design-related space charge", *Technologies*, vol. 5, n°46, 2017
- [8] G. Teyssedre, T.T.N. Vu, C. Laurent, "Negative differential mobility for negative carriers as revealed by space charge measurements on crosslinked polyethylene insulated model cables", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, n°252901, 2015
- [9] M. Fu, L.A. Dissado, G. Chen, J. Fothergill, "Space charge formation and its modified electric field under applied voltage reversal and temperature gradient in XLPE cable", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 15, pp. 851-860, 2008
- [10] N. Adi Triyono, "Conduction characteristics of XLPE-insulated dc mini cable under dc stress, polarity inversion and thermal gradient", *Master of Engineering Thesis*, Institut Teknologi Bandung, 2016
- [11] S. Le Roy, G. Teyssedre, C. Laurent, G.C. Montanari, F. Palmieri, "Description of charge transport in polyethylene using a fluid model with a constant mobility: fitting model and experiments", *J Phys D: Appl. Phys.*, vol. 39, pp. 1427-1436, 2006
- [12] H. Ghorbani, A. Abbasi, M. Jeroense, A. Gustafsson, M. Saltzer, "Electrical characterization of extruded DC cable insulation — The challenge of scaling", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 24, pp. 1465-1475, 2017