



HAL
open science

**Distribution de champ électrique dans des câbles
modèles MV-HVDC sous gradient thermique:
simulation et mesure de distribution de charges d'espace**

Thi Thu Nga Vu, G. Teyssedre, Bertrand Vissouvanadin, Séverine Le Roy,
Christian Laurent, Mohamed Mammeri, Isabelle Denizet

► **To cite this version:**

Thi Thu Nga Vu, G. Teyssedre, Bertrand Vissouvanadin, Séverine Le Roy, Christian Laurent, et al.. Distribution de champ électrique dans des câbles modèles MV-HVDC sous gradient thermique: simulation et mesure de distribution de charges d'espace. Symposium de Génie Électrique 2014, Jul 2014, Cachan, France. hal-01065309

HAL Id: hal-01065309

<https://hal.science/hal-01065309>

Submitted on 18 Sep 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Distribution de champ électrique dans des câbles modèles MV-HVDC sous gradient thermique: simulation et mesure de distribution de charges d'espace

Thi Thu Nga VU¹, Gilbert TEYSSÉDRE^{1,2}, Bertrand VISSOUVANADIN¹, Séverine LE ROY^{1,2},
Christian LAURENT^{1,2}, Mohamed MAMMERI³, Isabelle DENIZET³

¹Université de Toulouse ; UPS, INPT ; LAPLACE (Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie) ;
118 route de Narbonne, F-31062 Toulouse cedex 9, France.

²CNRS ; LAPLACE ; F-31062 Toulouse, France

³SilecCable, rue de Varennes Prolongée, 77876 Montereau Cedex.

RESUME — Un des problèmes rencontrés dans le développement de câbles HVDC est l'accumulation de charges dans les matériaux isolants, en particulier isolants polymères, destinés à réaliser l'isolation de ces câbles. L'objectif de cette contribution est d'évaluer l'influence d'un gradient de température sur l'accumulation de charges et la distribution de champ électrique dans des câbles moyenne tension modèles (MV-HVDC). Ces distributions de charge/champ sont estimées par la mesure directe ou modélisées à partir de la dépendance en température et en champ de la conductivité mesurée expérimentalement. Les écarts entre modèle et mesure sont discutés.

Mots-clés— *Liaisons HVDC, câbles de transport d'énergie, charge d'espace, conductivité électrique, inversion de champ.*

1. INTRODUCTION

Un essor sans précédent de projets de liaisons de transport d'énergie sous haute tension continue –HVDC– est aujourd'hui constaté de par le monde [1], lié entre autres aux nouvelles technologies de convertisseurs, au développement de sources d'énergie distribuées, et au besoin d'interconnexions de réseaux. Un des problèmes rencontrés dans le développement de câbles HVDC (liaisons sous-marines, liaisons enfouies) est l'accumulation de charges dans les matériaux isolants, en particulier isolants polymères, destinés à réaliser l'isolation de ces câbles. Si la densité de charges accumulées dans l'isolant est suffisamment importante, le champ local peut excéder le champ de rupture diélectrique de l'isolant et donc engendrer des défaillances. De plus, le courant circulant dans le conducteur du câble produit un échauffement du conducteur par effet Joule, et par conséquent un gradient thermique suivant le rayon du câble. Si sous contrainte HVAC, la distribution de champ, de forme capacitive, est assez peu sensible à ces gradients thermiques, il n'en est pas de même sous contrainte HVDC dû à la distribution résistive du champ et à l'importante dépendance en température –et en champ– de la conductivité des isolants. La coexistence de matériaux isolants de différente

nature, entre autres dans les jonctions et terminaisons de câbles, couplées à ces effets non linéaires et aux gradients thermiques, complexifie la prédiction des distributions de champ en service. Pour palier en partie à ces difficultés, des techniques de mesure spécifiques donnent désormais accès aux distributions de densité de charges et de champ dans le volume de l'isolant du câble, et s'avèrent indispensables pour dimensionner au plus juste les isolations.

Parmi les différents mécanismes possibles d'accumulation de charges, celui résultant du gradient de conductivité et ayant pour origine le gradient thermique dans l'isolation, est un des plus directs et a fait l'objet de nombreuses études. Même si les effets sur les distributions de champ sont connus depuis longtemps, l'intérêt pour l'approche charge d'espace commence avec le travail de McAllister et al. qui ont étudié le phénomène d'accumulation de charge d'espace du point de vue macroscopique [2]. Dans leurs travaux, l'accumulation de charges est considérée comme étant la conséquence d'une conductivité électrique non-uniforme. Les effets de la température et du champ électrique sur la conductivité ont été considérés dans ce cas. Une expression de la distribution de charge d'espace en régime stationnaire dans le câble polymère soumis à une contrainte DC a été proposée en supposant que la conductivité augmente de façon exponentielle avec la température et selon une fonction puissance avec le champ électrique.

Avec l'hypothèse de la dépendance en température de la conductivité, en utilisant l'équation de Maxwell, on peut montrer que la distribution de champ électrique dans l'isolant d'un câble, en géométrie cylindrique et dans des conditions stationnaires est donnée par [3]:

$$E(r) = E_0 \frac{r_0 \sigma_0}{r \sigma(r)} \quad (1)$$

où E_0 et σ_0 sont respectivement le champ électrique et la conductivité à la position de référence r_0 . La densité de charges associée à une conductivité non-uniforme est de la forme :

$$\rho_{ig} = -E(r) \cdot \frac{\varepsilon}{\sigma(r)} \frac{d\sigma(r)}{dr} \quad (2)$$

où ε est la permittivité diélectrique. Si la conductivité dépend de la température selon une loi d'Arrhenius avec une énergie d'activation E_a , la densité de charge peut s'écrire selon l'équation ci-dessous :

$$\rho_{ig}(r) = -\varepsilon \cdot E(r) \cdot \frac{E_a}{kT^2} \frac{dT}{dr} \quad (3)$$

où T est la température. A partir des équations (2) et (3), on voit que le signe de la charge d'espace dépend directement du gradient de conductivité $d\sigma/dr$. Pour une polarité négative de la tension sur le conducteur du câble, le champ $E(r)$ est négatif; la charge d'espace est donc négative sous un gradient de température à travers l'isolant dans lequel la conductivité électrique diminue de l'âme vers l'extérieur du câble.

Boggs et al. [5] ont récemment étudié le comportement de la distribution du champ résistif dans des conditions de température non-uniformes pour deux types d'isolants polymères ayant différentes énergies d'activation de la conductivité. Leur modèle a permis de démontrer l'importance de l'utilisation de matériaux présentant des conductivités à faible énergie d'activation (E_a) et à forte dépendance en champ électrique (non-linéarité prononcée) pour répartir de manière plus homogène le champ électrique dans des conditions de forts gradients thermiques.

La distribution de champ dans le câble HVDC est contrôlée par la conductivité de l'isolant qui est fortement fonction de la température et peut sensiblement varier avec le champ électrique. Toutefois, la dépendance en température et en champ électrique de la conductivité est spécifique pour chaque matériau. Par ailleurs, l'accumulation de charge d'espace peut apparaître non liée au gradient de température dans le matériau. Ainsi, la répartition du champ électrique peut-être relativement complexe à prédire en présence de gradient de température, et dans des conditions de champ non-homogène.

L'objectif de cette contribution est d'évaluer l'influence d'un gradient de température sur l'accumulation de charge et la distribution de champ électrique dans des câbles moyenne tension modèles (MV-HVDC). Ces distributions de charge/champ en absence et en présence de gradient de température sont estimées par la mesure directe ou modélisées à partir de la dépendance en température et en champ de la conductivité mesurée expérimentalement. Les différences de comportement sont discutées.

2. CONDITIONS EXPERIMENTALES

2.1. Mesures de conductivité

Les échantillons utilisés sont des disques de polyéthylène réticulé -XLPE- d'épaisseur variant de 500 à 600 μm , fournis par SilecCable. Les deux faces d'un échantillon sont métallisées or (diamètre d'électrode 50 mm, représentant une

surface d'électrode de 20 cm^2). Un ruban silicone est déposé en périphérie d'électrode pour éviter les phénomènes de bord.

Les mesures ont été effectuées sous différentes température variant de -10°C à $+90^\circ\text{C}$ par pas de 10°C . La régulation en température est assurée par circulation d'un fluide thermostaté dans le réservoir servant de porte-échantillon. Pour chacun des paliers en température, des mesures du courant de charge/décharge ont été réalisées pour 10 valeurs de champ appliqué. Les mesures ont été réalisées en condition isotherme, pour des champs appliqués variant entre 2 et 25 kV/mm suivant le protocole représenté à la Fig. 1. La durée de polarisation/dépolarisation est 1h/1h. Un électromètre Keithley 6512 a été utilisé pour les mesures de courant. La tension a été appliquée au moyen d'une alimentation continue 65kV/0.5mA. Un nouvel échantillon est utilisé pour chaque valeur de température. Les valeurs de courant sont moyennées et enregistrées toutes les 2 secondes pendant toute la phase de polarisation/dépolarisation.

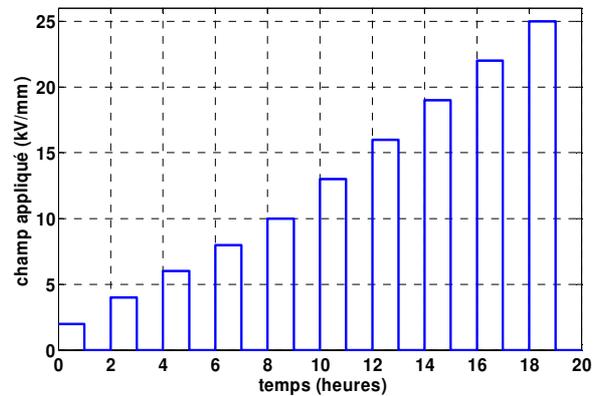


Fig.1. Protocole de mesure du courant de conduction

2.2. Mesures de charge d'espace

Les échantillons testés sont des sections de câbles moyenne tension (MV) à isolation XPLE, fournis par Silec, mesurant environ 3 m de long avec une épaisseur d'isolation de 4,5 mm. Les rayons interne et externe de l'isolant sont respectivement de 5 mm et 9,5 mm. Le diamètre du conducteur (aluminium) est de 8 mm et les épaisseurs des semi-conducteurs interne et externe sont respectivement de 1 et 0,5 mm.

La mesure de charge d'espace a été réalisée par la méthode électro-acoustique pulsée (PEA) dans la configuration de la Fig. 2. Le dispositif PEA câble a été fourni par la société TechImp® en Italie. Le câble est fixé à la cellule de détection PEA au moyen d'un support de fixation offrant la possibilité d'ajuster le serrage du câble, garantissant ainsi un bon contact acoustique entre le semi-conducteur extérieur et l'électrode en aluminium de la cellule de mesure.

Les impulsions de tension proviennent d'un générateur de 5 kV/30ns/10 kHz (pour la mesure, la fréquence est limitée à 5 kHz) et sont injectées au niveau de la zone de mesure via le semi-conducteur externe du câble. Le semi-conducteur extérieur est retiré sur une longueur de 5 cm -cf. Fig. 2- entre le point de mesure et la région où les impulsions sont appliquées. De cette façon, le câble sert de condensateur de découplage. Un générateur haute tension fournit la tension

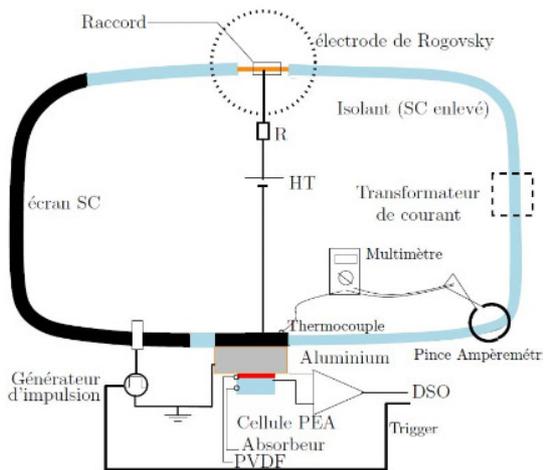


Fig.2. Schéma du banc de mesure PEA Câble

continue, variable entre 0 et -100 kV, qui est appliquée au niveau du conducteur interne par l'intermédiaire d'une électrode de Rogovsky. Ce type d'électrode est utilisé pour éviter toute intensification du champ susceptible de donner lieu à des décharges au niveau des zones de connexion entre le câble et la source haute tension.

Dans ce travail, les mesures de charge d'espace sur les câbles MV ont été réalisées sous deux conditions de température différentes: à température ambiante et sous un gradient de température de 16°C à travers le rayon du câble. Pour la première condition, le câble est laissé à la température ambiante tandis que pour la seconde, les températures au niveau des écrans semi-conducteurs interne et externe ont été respectivement fixées à 57°C et 41°C. Pour parvenir à un tel gradient de température à travers l'isolation du câble, le conducteur est chauffé par un courant de 200 A au moyen d'un transformateur de courant, tandis que la surface du semi-conducteur externe est exposée à l'air ambiant. En particulier, la cellule PEA a tendance à réduire la température à la surface externe du câble en raison du blindage en aluminium de la cellule de mesure. Ainsi, on peut anticiper que le gradient de température au niveau de la zone de mesure est plus élevé qu'ailleurs. Nous avons constaté au cours des essais qu'après une durée d'environ 100 minutes de circulation du courant dans la boucle de câble, la température à la surface du câble se stabilise autour d'une valeur de 41°C. Le flux de chaleur à travers le rayon du câble étant constant en régime stationnaire, la température au niveau du conducteur interne peut être estimée à partir de la température mesurée à la surface du câble, de la valeur des pertes par effet Joule ($R.I^2$) au niveau du conducteur interne et de la résistance thermique de l'isolation du câble. Nous avons également vérifié par modélisation thermique que la puissance dissipée dans le câble est cohérente avec la température de surface et la température ambiante mesurées.

Une tension négative (-40 ou -80 kV) a été appliquée au niveau du conducteur du câble pendant 7 heures pour -40 kV ou 3 h pour -80 kV, suivie par 1 heure de dépolarisation. Les signaux PEA ont été enregistrés et moyennés toutes les 200 secondes tout au long du cycle de tension. Ils ont été traités par une technique de déconvolution pour obtenir le profil de

densité de charges. La méthode utilisée dans ce travail prend en compte l'ensemble des phénomènes associés à la propagation et à la génération d'ondes acoustiques rencontrés en géométrie coaxiale à savoir l'atténuation, la dispersion, l'électrostriction ainsi que la réponse de l'instrumentation PEA (capteur + impulsion de tension) pour le calcul des profils de charge d'espace à partir des signaux PEA bruts. Un descriptif plus précis de ces techniques de traitement du signal est disponible par ailleurs [4].

3. RESULTATS

3.1. Mesures de conductivité fonction du champ et de la température

Les résultats de mesure de courant de conduction sur le matériau XLPE sous différentes conditions de température et de champ sont montrés sur la Fig. 3 (caractéristiques J-E en échelle log-log). Les données correspondent aux valeurs de courant au bout d'1h de polarisation. On observe l'apparition d'un champ seuil qui distingue deux régimes de conduction. En dessous du seuil, le comportement est non-linéaire, avec une pente réelle de la caractéristique J-E d'environ 1.4 à 20°C. Ce type de comportement peut apparaître lorsque la mobilité des porteurs dépend du champ, et ce même en absence d'accumulation de charges d'espace. Toutefois, les charges d'espace sont susceptibles de s'accumuler même à faible champ lorsque la température augmente. À partir du champ seuil, la dépendance de la densité de courant avec le champ est plus prononcée. Le courant de conduction augmente rapidement avec le champ appliqué selon une loi de puissance $I \propto E^\alpha$ avec $\alpha \gg 1$. Par exemple, les pentes des caractéristiques sont de 5.8, 4.1 et 3.7 à 20, 30 et 40°C, respectivement. La conductivité prend alors la forme $\sigma(E) \propto E^{\alpha-1}$.

Les données obtenues sur le matériau XLPE ont montré que la conductivité est fonction de la température et du champ électrique. Afin d'avoir une expression analytique de la dépendance de la conductivité avec la température et le champ électrique, nous avons établi l'équation semi-empirique suivante pour l'ajustement des données expérimentales:

$$\sigma(T, E) = A. \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right). \sinh(B(T). E). E^\alpha \quad (4)$$

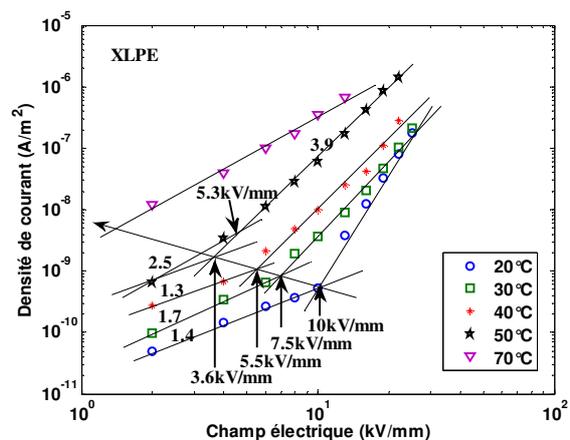


Fig.3. Caractéristique J-E en échelle log-log pour différentes températures pour le XLPE

où A et α sont des constantes. E_a est l'énergie d'activation de la conductivité. Le paramètre B dépend de la température pour prendre en compte le changement de seuil en champ avec la température: Une dépendance linéaire, $B = a.T + b$, a été obtenue.

A noter que le modèle de Eoll [5] avec une dépendance de la conductivité de forme exponentielle en fonction à la fois du champ et de la température:

$$\sigma(T, E) = \sigma_0 \cdot e^{\alpha.T} \cdot e^{k.E} \quad (5)$$

est utilisé dans le cas de câbles HVDC à isolation papier imprégné. Il ne trouve pas de justification; ni théorique ni expérimentale dans le cas d'isolants polymères. Des formes similaires à l'eq.4 ont été adoptées dans la littérature pour la conductivité d'isolants de câbles synthétiques [6], [7], [8].

Un ajustement des données expérimentales du XLPE pour les différents champs et températures a été réalisé et la comparaison modèle-mesure est présentée à la Fig. 4. Les ajustements rendent bien compte des données pour toutes les valeurs de champ et de température. Les coefficients obtenus pour l'équation 4 du XLPE sont représentés dans le Tableau 1.

Tableau 1. Coefficients de l'équation 4 de conductivité pour le XLPE

Matériau	XLPE
A	0,8
Ea (eV)	1
B (m/V)	1,38.10 ⁻⁷ pour T ≤ 313 K -1,3.10 ⁻⁹ T + 5,45.10 ⁻⁷ pour T ≥ 313 K
α	0,15

3.2. Résultats de simulation sur la base de données de conductivité

La conductivité des isolants polymères est toujours dépendante de la température. La dépendance en champ est généralement peu marquée, si l'on s'en tient à des champs modérés, de l'ordre du kV/mm. Les champs de design envisagés, pour les isolants synthétiques de câbles, sont de l'ordre de 15-20kV/mm, et correspondent à des régimes

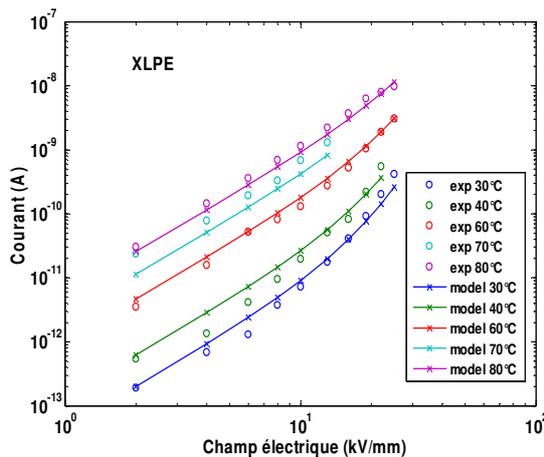


Fig.4. Caractéristiques I-E expérimentales et ajustement pour le XLPE à différentes températures

nettement non-linéaires si l'on se réfère aux données présentées ci-dessus, qui sont par ailleurs cohérentes avec les données issues de la littérature [9], [10]. La distribution du champ électrique selon le rayon du câble n'est donc pas simple à déterminer de manière analytique, même en situation stationnaire. Cette difficulté est surmontée par l'utilisation d'un solveur numérique pour calculer la distribution de champ dans des conditions de gradient de température. Un autre avantage de l'utilisation de la résolution numérique est la possibilité d'obtenir des solutions à la fois dans des conditions de régime transitoire ou permanent.

Le modèle semi-empirique de la conductivité du XLPE établi précédemment pour tenir compte de l'évolution des dépendances en température et en champ a été introduit dans le logiciel Comsol® pour le calcul des distributions de champ dans les câbles MV soumis à diverses contraintes électriques et thermiques. Le potentiel est appliqué au conducteur interne et la référence de potentiel est prise sur le semi-conducteur externe.

La Fig. 5 représente les résultats de simulation de profils de champ électrique le long du rayon du câble, pour une durée de polarisation de 7 h sous une tension appliquée de -40 kV dans des conditions de température ambiante (~ 22°C). On observe que le champ électrique évolue peu au cours du temps de polarisation et sa distribution est similaire à celle du champ Laplacien. Le module du champ électrique diminue et augmente respectivement au conducteur interne et externe. Ce phénomène provient du fait que la valeur du champ au semi-conducteur interne est plus élevée en début de polarisation (distribution capacitive), ce qui implique une conductivité plus élevée. Le régime stationnaire est établi lorsque $\sigma(r).E(r).r$ est constant selon le rayon r du fait la conservation de flux de courant (Eq. 1). En conséquence, le champ ainsi que la conductivité, diminuent au niveau du semi-conducteur interne. A l'inverse, à l'électrode extérieure, puisque la conductivité de l'isolant est initialement faible (le champ initial étant plus faible), le champ augmente au cours du temps. Après 7 heures de polarisation, les valeurs de champ électrique ont été estimées, par le modèle, à 11,8 kV/mm et 6,8 kV/mm au niveau des semi-conducteurs interne et externe.

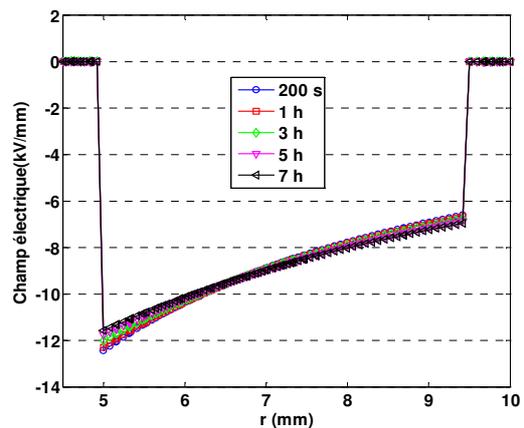


Fig.5. Profils de champ électrique calculés pour le câble MV à différents temps sous -40 kV à la température ambiante

De plus, l'accumulation de charges de même polarité (profils non montrés) que la tension appliquée à l'âme (négative dans ce cas) va de pair avec cette évolution de champ électrique. Dans ces conditions, la densité de charge d'espace est très faible. Sa valeur maximale, près du semi-conducteur interne, est d'environ -10 mC/m^3 après 7 h de polarisation.

Pour un gradient thermique de 16°C (41 et 57°C aux conducteurs externe et interne, respectivement), nous avons obtenu les profils de densité de charge d'espace et de champ électrique représentés à la Fig. 6 pour un potentiel de -40 kV appliqué au conducteur.

D'après la Fig. 6.a, les charges négatives s'accumulent rapidement à l'électrode interne pendant la première heure de polarisation. Après 2 h, leur densité varie de -43 mC/m^3 à -14 mC/m^3 du long de rayon du câble. Par la suite, cette densité de charge diminue légèrement à l'électrode interne et augmente continûment à l'électrode externe et atteint une valeur respectivement de l'ordre de -42 mC/m^3 à -19 mC/m^3 au conducteur interne et externe après 3 h de polarisation. En conséquence, le champ électrique diminue et augmente respectivement avec le temps à l'électrode interne et externe (Fig. 6b). Le champ maximal se trouve au milieu de l'isolant après 2 h de polarisation et la contrainte s'inverse (comparée au

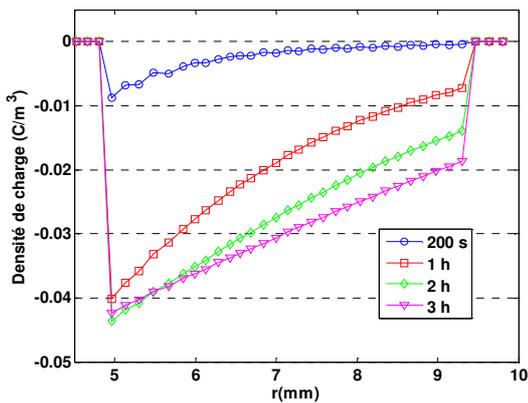


Fig.6a. Profils de charge d'espace calculés pour le câble MV à différents temps sous -40 kV et gradient thermique de 16°C

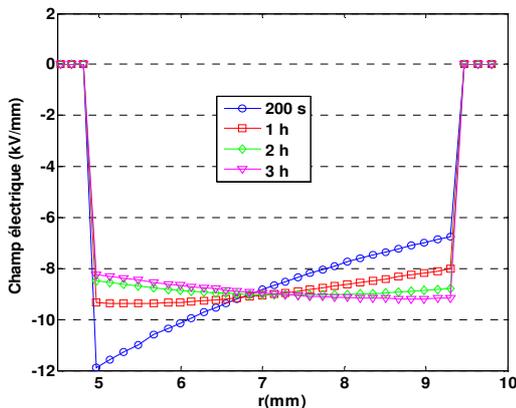


Fig.6b. Profils de champ électrique calculé pour le câble MV à différents temps sous -40 kV et gradient thermique de 16°C

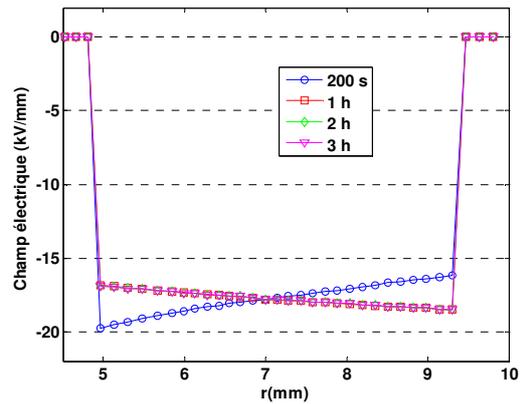


Fig.7. Profils de champ électrique calculés pour le câble MV à différents temps sous -80 kV en présence de gradient thermique de 16°C

champ Laplacien) après environ 3 h de polarisation. Une valeur maximale de champ d'environ 9 kV/mm est obtenue à l'électrode externe au bout de 3h de polarisation. Par ailleurs, on peut noter que le champ reste quasiment invariant au point à 2 mm de l'électrode interne.

Pour respecter le conditionnement électrique appliqué pendant les mesures (cf. §3.3), nous avons complété le cycle de contrainte dans la modélisation en considérant 1h de dépolarisation (court-circuit), suivie de 3h de polarisation sous -80 kV . La Fig.7 représente la distribution de champ fonction du temps sous -80 kV . Le champ à 200 s de polarisation dévie significativement par rapport de champ Laplacien et s'inverse rapidement après 1 h de polarisation. Ce phénomène est dû d'une part au fait que les charges accumulées pendant la phase de polarisation précédente (sous -40 kV) n'ont pas été relaxées pendant la phase de court-circuit et forment donc un champ résiduel. De plus, une forte accumulation de charges négatives se produit au niveau du conducteur externe lorsque la tension augmente à -80 kV . Le champ maximal passe de l'électrode interne à l'électrode externe (phénomène d'inversion de contrainte) après 1 h de polarisation et il reste stable à des valeurs de 17 kV/mm et $18,5 \text{ kV/mm}$ respectivement au conducteur interne et externe.

3.3. Résultats de mesure de charge d'espace

Dans ce qui suit, l'évolution des profils de charge d'espace et de champ électrique dans l'isolation du câble prédits d'après le modèle ci-dessus à partir des données de conductivité du matériau sont comparées à des mesures expérimentales de charge d'espace sur les câbles sous différentes conditions de température et de tension.

La Fig. 8 représente les profils de densité de charges et la distribution de champ électrique dans l'isolant de câble sous -40 kV pour la température ambiante. Sur la Fig. 8a, on observe que, immédiatement après application de la tension, des charges positives s'accumulent dans le volume près du semi-conducteur externe ainsi que des charges négatives à l'électrode externe. La densité des charges positives et négatives augmente avec le temps de polarisation et atteint des valeurs stables après 5 h de polarisation. Cependant, les

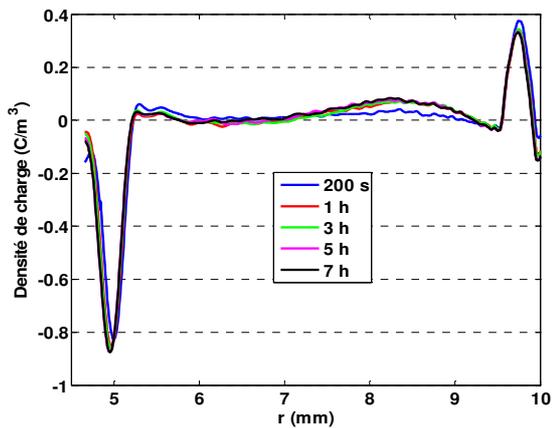


Fig.8a.: Profils de charge d'espace mesurés pour le câble MV aux différents temps sous -40 kV à la température ambiante

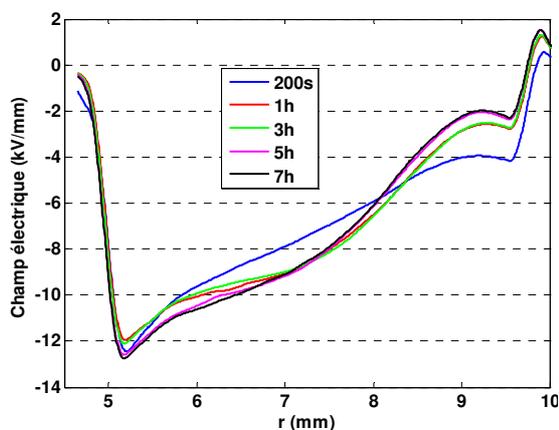


Fig.8b.: Profils de champ électrique mesurés pour le câble MV aux différents temps sous -40 kV à la température ambiante

densités de charges positives et négatives sont faibles, de l'ordre de 80 mC/m^3 et 40 mC/m^3 , respectivement.

La distribution de champ dans isolant sous -40 kV est montrée sur la Fig. 8b. Le champ maximal est toujours au niveau de conducteur interne. Les valeurs de champ varient légèrement par rapport au champ Laplacien du fait des faibles accumulations de charges. Par exemple, sous -40 kV, les champs obtenus un court instant après l'application de la tension sont respectivement d'environ 12.8 kV/mm et 4 kV/mm au niveau de conducteur interne et externe. Après 7 h de polarisation, ils sont de l'ordre de 13 kV/mm et 2 kV/mm . Ces champs ne dévient pas significativement du champ Laplacien (12 kV/mm et 6 kV/mm au conducteur interne et externe pour une distribution capacitive).

Pour un gradient de température de 16°C , la Fig. 9 montre la cartographie spatio-temporelle de densité de charge d'espace en échelle de couleur fonction du rayon de câble pour des tensions appliquées de -40 kV et -80 kV. Dans cette cartographie, l'axe X est le temps, l'axe Y est l'épaisseur du câble. Les couleurs bleu et rouge correspondent respectivement aux charges négatives et positives. Durant la phase de polarisation sous -40 kV, des charges négatives sont injectées

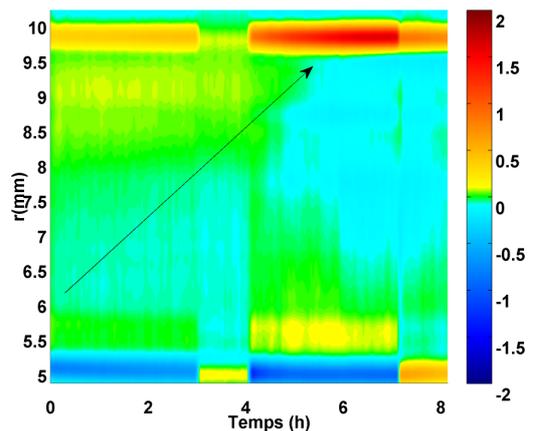


Fig.9. Cartographie de la densité de charge d'espace dans un câble maquette sous -40 kV et -80 kV en présence d'un gradient thermique de 16°C . La barre de couleurs représente l'échelle des densités en C/m^3 .

au niveau du conducteur interne et tendent à se déplacer au cours du temps en direction de l'électrode externe. Des charges positives sont également visibles à proximité du conducteur externe. La densité de charges négatives dans le volume de l'isolant est cependant relativement faible, de l'ordre de 70 mC/m^3 après 3 h de polarisation. Au cours de la phase de dépolarisation suivant la polarisation à -40 kV, les distributions de charges évoluent relativement peu ce qui indique que les charges positives et négatives sont piégées de manière stable dans le matériau.

Le début de la phase de polarisation à -80 kV est clairement marqué par le transit de charges négatives de la cathode vers l'anode. Les charges négatives atteignent le conducteur externe après environ 5 h et forment des hétérocharges. La densité maximale de charges négatives est de l'ordre de 0.2 C/m^3 en fin de polarisation à -80 kV.

Les distributions de champ électrique à différents instants obtenus sous les deux tensions appliquées sont représentées sur la Figure 10. Sous -40 kV (Fig. 10a), le champ diminue avec le temps au niveau du conducteur interne et augmente dans le volume près du conducteur externe au cours des 3h de polarisation. Le champ maximal évolue du conducteur interne vers le centre de l'isolant après 1 h de polarisation du fait de l'accumulation de charges négatives dans le volume. La contrainte maximale tend à se déplacer au cours du temps vers l'électrode externe de la même façon que les charges négatives.

Sous -80 kV, on assiste à un basculement du champ maximal de l'électrode interne vers l'électrode externe après environ 2 h de polarisation (6 h de mesure). Ce basculement est dû à l'arrivée de charges négatives au niveau du conducteur externe où elles forment des hétérocharges. En fin de polarisation, les champs au niveau des conducteurs interne et externe sont estimés respectivement à environ $16,5 \text{ kV/mm}$ et 22 kV/mm .

A partir des résultats en absence et en présence de gradient de température, on remarque que, les quantités de charges accumulées à température ambiante sont faibles comparées à

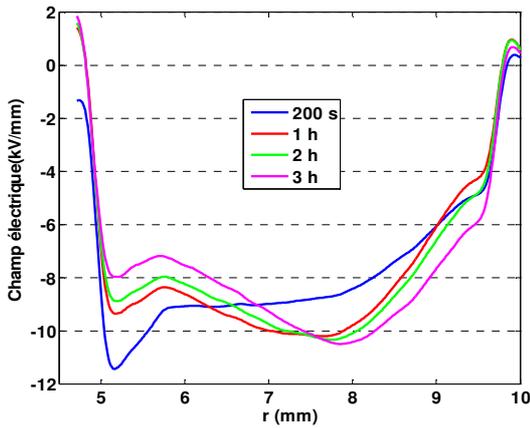


Fig. 10a. Profils de champ électrique mesurés pour le câble MV à différents temps sous -40 kV et un gradient thermique de 16°C

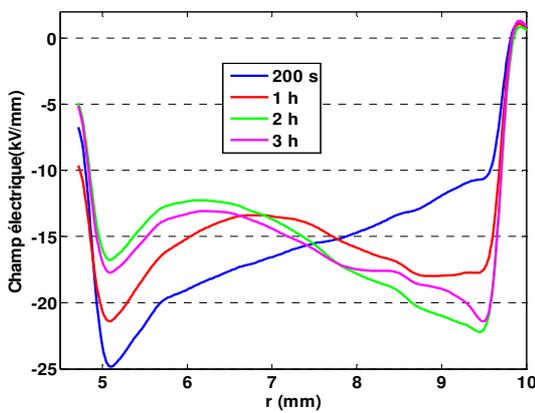


Fig. 10b. Profils de champ électrique mesurés pour le câble MV à différents temps sous -80 kV et un gradient thermique de 16°C

celles accumulées en présence de gradient de température du fait que la distribution de la température à travers l'isolant du câble induit une conductivité non-homogène.

A température ambiante, les distorsions de champ électrique dans l'isolant pour les deux valeurs de tension appliquée (-40 kV et -80 kV) sont considérées assez faibles et les profils de champ s'écartent peu du champ Laplacien. Les champs maximal et minimal se situent toujours respectivement au conducteur interne et externe du câble. Les effets transitoires et les écarts à la distribution de Laplace du champ sont uniquement dus au caractère non linéaire de la conductivité fonction du champ. Ces variations de conductivité en fonction du champ restent modérées par rapport à celles observées en température.

4. DISCUSSION

En comparant les profils de champ électrique (et de charges) obtenus par la simulation et par la mesure, un certain nombre de différences peuvent être relevées, comme la présence de charges positives en mesure, non prévues par le modèle, ou le fait que les valeurs de champ obtenues ou les cinétiques de variation de champ sont différentes.

Considérons dans un premier temps en quoi les conditions de mesures, d'une part, et les hypothèses prises sur les phénomènes physiques, d'autre part, sont différentes.

- La modélisation s'appuie sur des mesures de conductivité sur le XLPE, réalisées sur des échantillons plans munis d'électrodes d'or. Ces conditions ne sont pas réellement représentatives des conditions des matériaux dans les câbles, par exemple: les conditions de la réticulation des échantillons sont différentes, le degré de dégazage et les électrodes différentes. Ainsi les mécanismes d'origine ionique, ou l'injection de charges peuvent ne se pas se produire dans les mêmes conditions.

- L'accumulation de charges est considérée, dans la simulation, comme résultant seulement d'une conductivité non-homogène du fait de la divergence du champ et du gradient de température. D'après les très nombreuses données de charge d'espace disponibles en géométrie plane, il est bien connu que les charges s'accumulent non seulement à cause de la dépendance en température et en champ électrique de la conductivité, mais également dû à des processus de charge d'espace liés à la formation et au mouvement d'espèces ioniques ou à la conduction limitée par la charge d'espace. Il est donc intéressant de confronter la distribution de champ prévue par la modélisation avec les hypothèses restrictives du modèle macroscopique de transport et les mesures de charges d'espace, pour déterminer, par exemple, si les effets d'un gradient thermique sont dominants dans la distribution du champ électrique.

En absence de gradient thermique, l'accumulation de charges sous un potentiel appliqué de -40 kV est lente et faible, que l'on considère les résultats de mesure ou de simulation. En conséquence, la distribution de champ électrique ne dévie pas très significativement du champ Laplacien. Cependant, on peut noter que la densité et la polarité des charges de simulation et expérimentales sont différentes, et les densités de charges obtenues expérimentalement sont plus élevées qu'en simulation. Cette différence indique que d'autres mécanismes de génération de charges comme l'injection ou la dissociation des impuretés sont opérants voire prépondérants par rapport aux processus liés au gradient de conductivité. Ces mécanismes restent toutefois difficiles à identifier en considérant les profils présentés à la Fig. 8a.

En présence de gradient de température, la polarité des charges est similaire pour la simulation et l'expérience. Les charges négatives apparaissent dans le volume de l'isolant. Cependant, la distribution de charges selon le modèle est plus uniforme que dans les résultats de mesure. La densité moyenne de charges dans l'isolant est respectivement d'environ 30 mC/m³ et 60 mC/m³ sous -40 kV et -80 kV par la simulation tandis que les charges accumulées à l'électrode externe sont respectivement de l'ordre de 70 mC/m³ et 200 mC/m³ sous -40 et -80 kV par la mesure après 3 h de polarisation. Ceci conduit à une grande différence dans la distribution de champ électrique entre la simulation et la mesure. Pour la simulation, le champ augmente de manière monotone de l'électrode interne vers l'électrode externe après 3 h et 1 h de polarisation respectivement sous -40 kV et -80 kV (i.e. le phénomène d'inversion de contrainte se produit). Par ailleurs, les résultats

de mesure indiquent que la valeur minimale de champ apparaît dans le volume de l'isolant près du conducteur interne pour les deux tensions considérées. La nature des électrodes peut être une raison à ces différences. Les charges sont calculées par la simulation en supposant des contacts ohmiques parfaits (charges injectées ou extraites librement de l'isolant). Les hétérocharges observées expérimentalement indiquent une possibilité de présence d'une barrière de potentiel pour l'extraction de charges au semi-conducteur externe. Néanmoins, on peut obtenir une assez bonne estimation des champs électriques pour un régime stationnaire en utilisant la simulation basée sur la charge induite par gradient de conductivité.

5. CONCLUSIONS

Une expression semi-empirique de la conductivité fonction de la température et du champ électrique a été obtenue à partir des résultats expérimentaux de courant de conduction sur le matériau polyéthylène réticulé XLPE. Ce modèle est utilisé pour prédire la distribution de champ en absence et en présence du gradient de température dans un câble moyenne tension.

Les résultats expérimentaux obtenus par les mesures de charge d'espace au moyen de la méthode PEA ont montré qu'en présence du gradient thermique et pour un potentiel négatif appliqué sur le conducteur, des charges négatives s'accumulent dans l'isolant et forment des hétérocharges au niveau du conducteur externe. En conséquence, la distorsion de champ apparaît et s'inverse par rapport de champ Laplacien. En comparant avec les résultats de simulation, ces résultats expérimentaux sont globalement en accord avec le modèle.

6. REFERENCES

- [1] G. Mazzanti et M. Marzinotto, *Extruded Cables for High-Voltage Direct-Current Transmission*, Wiley-IEEE Press. New Jersey, 2013.
- [2] I.W. McAllister, G.C. Crichton, et A. Pedersen, « Charge Accumulation in DC Cables: A Macroscopic Approach », *Proc. IEEE Internat. Symp. Electr. Insul. (ISEI)*, pp. 212-216, 1994.
- [3] D. Fabiani, G.C. Montanari, C. Laurent, G. Teyssedre, P. H. F. Morshuis, R. Bodega, et L. A. Dissado, « HVDC Cable Design and Space Charge Accumulation. Part 3: Effect of Temperature Gradient », *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 24, n° 2, pp. 5-14, 2008.
- [4] B. Vissouvanadin, T.T.N. Vu, L. Berquez, S. Le Roy, G. Teyssedre, et C. Laurent, « Deconvolution Techniques for Space Charge Recovery Using Pulsed Electroacoustic Method in Coaxial Geometry », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 21, n° 2, pp. 821-828, 2014.
- [5] C.K. Eoll, « Theory of Stress Distribution in Insulation of High-Voltage DC Cables: Part I », *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. 10, n° 1, pp. 27-35, 1975.
- [6] W. Choo, G. Chen, et S. G. Swingler, « Electric Field in Polymeric Cable due to Space Charge Accumulation under DC and Temperature Gradient », *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 25, n° 3, pp. 596-606, 2011.
- [7] S. Boggs, H. Dwight, J. Hjerrild, J. T. Holbol, et M. Henriksen, « Effect of Insulation Properties on the Field Grading of Solid Dielectric DC Cable », *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 16, n° 4, pp. 456-462, 2001.
- [8] Shanshan Qin et S. Boggs, « Design considerations for High Voltage DC components », *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 28, n° 6, pp. 36-44, 2012.
- [9] S. Delpino, D. Fabiani, G. C. Montanari, C. Laurent, G. Teyssedre, P. H. F. Morshuis, R. Bodega, et L. A. Dissado, « Polymeric HVDC Cable Design and Space Charge Accumulation. Part 2: Insulation Interfaces », *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 24, n° 1, pp. 14-24, 2008.
- [10] R. Bodega, G.C. Montanari, et P.H.F. Morshuis, « Conduction Current measurements on XLPE and EPR insulation », *2004 Annual Rep. IEEE Conf. Electr. Insul. Dielectr. Phenom. (CEIDP)*, pp. 101-105, 2004.