



HAL
open science

Effet Maxwell-Wagner dans des multicouches: mesure et modèle de la charge d'interface

Nga Thi Thu Vu, G. Teyssedre, Séverine Le Roy, Christian Laurent

► To cite this version:

Nga Thi Thu Vu, G. Teyssedre, Séverine Le Roy, Christian Laurent. Effet Maxwell-Wagner dans des multicouches: mesure et modèle de la charge d'interface. Symposium de Genie Electrique, Jun 2016, Grenoble, France. pp. 1-6. hal-01361651

HAL Id: hal-01361651

<https://hal.science/hal-01361651>

Submitted on 7 Sep 2016

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.

Effet Maxwell-Wagner dans des multicouches: mesure et modèle de la charge d'interface

Thi Thu Nga VU¹, Gilbert TEYSSEDER², Séverine LE ROY², Christian LAURENT²

¹Electric Power University, Hanoi, Vietnam;

²Laplace, Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, Toulouse, France

RESUME –Avec l'expansion des technologies HVDC, il devient nécessaire d'étudier la conduction des isolants non plus seulement pour la compréhension des phénomènes disruptifs, mais également pour prédire la distribution des contraintes. Dans ce travail, l'effet Maxwell-Wagner dans des associations d'isolants est revisité, en considérant d'une part un modèle avec une conductivité non linéaire en champ, et des mesures de charge d'espace donnant un accès direct à cette charge d'interface. Nous montrons que des mesures de charge d'espace permettent d'estimer la charge d'interface produite par effet Maxwell-Wagner entre deux diélectriques de nature différente. Incidemment, les mesures confirment que la distribution de champ électrique passe progressivement d'une distribution capacitive à une distribution résistive sous contrainte électrique prolongée.

Mots-clés—Charge d'interface – Effet Maxwell-Wagner – Charge d'espace – HVDC – XLPE

1. INTRODUCTION

Le développement des liaisons de transport d'énergie sous haute tension continue –HVDC- est associé aux progrès dans les technologies de convertisseurs en même temps qu'une réponse au besoin d'interconnexion entre les réseaux et d'acheminement de l'énergie vers des régions favorables à la production vers les sites de consommation. Ces technologies amènent un ensemble de problématiques liées au dimensionnement et à la caractérisation comportementale des isolants sous ce type de contrainte. Alors que sous contrainte AC, les distributions de champ sont décrites essentiellement par la permittivité des matériaux, sous contrainte DC, cette distribution est résistive. Or, la permittivité est peu sensible à la température ou au champ électrique, de sorte que la contrainte est relativement bien maîtrisée. Il n'en est absolument pas de même de la résistivité des isolants, qui présente une dépendance en température très importante, de même qu'un caractère non linéaire en champ pour des contraintes d'usage.

Dans les câbles de transport d'énergie, cela se traduit par une distribution du champ électrique qui s'éloigne grandement de ce qui peut être prédit à partir d'une distribution capacitive du champ [1, 2], et résulte pour une part du caractère divergent du champ combiné au comportement non linéaire de la résistivité, mais aussi, et surtout, du gradient thermique présent entre l'âme conductrice et la partie externe de l'isolant dû aux pertes par effets Joule dans le conducteur. Les câbles à isolation synthétique extrudée (polyéthylène réticulé –XLPE-),

utilisés depuis des décennies pour le transport HVAC, tendent à remplacer les câbles à isolation papier huilé pour des questions de maintenance et d'acceptabilité environnementale [3]. On s'achemine aujourd'hui, pour des câbles à isolation XLPE, vers des températures de service de 90°C à l'âme du câble et des champs de design de 20kV/mm, voire au-delà. Les niveaux de tension en service pour l'isolation réticulée sont par exemple de 320kV pour la liaison HVDC France-Espagne [4], et des projets au-delà de 500kV sont à l'étude [5, 6].

La Fig. 1 montre des exemples de distributions du champ en situation stationnaire, sous différentes conditions thermiques, modélisées en considérant une conductivité non linéaire en champ de la même forme que celle exploitée dans la suite de ce travail [7]. Sous gradient thermique, une inversion de la contrainte se produit, i.e. le champ est reporté sur l'extérieur du câble. Dans les situations réelles, le régime stationnaire en condition thermique et électrique n'est jamais réellement atteint; des phénomènes de charge d'espace, autres que ceux introduits par la conductivité apparente sont à l'œuvre de sorte que la distribution réelle du champ est très difficile à anticiper. Deux risques à cela: pour une part, le fait que le champ peut excéder localement le champ de design, et le fait que la contrainte est reportée sur l'extérieur du câble, en particulier à l'interface avec les accessoires que sont les jonctions et terminaisons des câbles et qui sont des points de fragilité des systèmes.

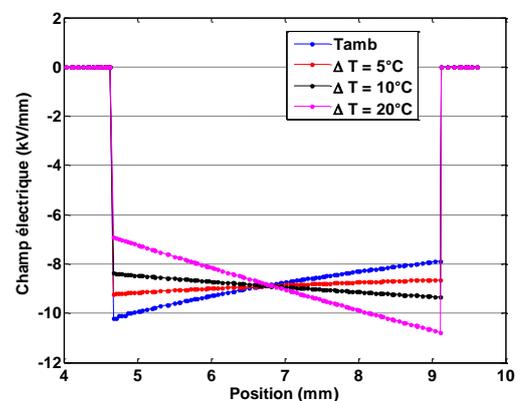


Fig.1 Profils de champ électrique selon le rayon d'un câble MV à isolation XLPE, prédits en situation stationnaire, à température ambiante et sous des gradients de température à travers l'isolant de 5, 10 et 20°C (Température externe = 40°C; Température interne = 45, 50 et 60°C, respectivement) en s'appuyant sur les données de conductivité décrites dans la suite de ce travail.

La coexistence de matériaux de différente nature, entre autres dans les accessoires de câbles, couplée à ces effets non linéaires et thermiques, complexifie la prédiction des distributions de champ en service [8]. Pour pallier ces difficultés, des techniques de mesure spécifiques donnent désormais accès aux distributions de densité de charges et de champ en volume de l'isolant et s'avèrent pertinentes pour le dimensionnement des isolations [7]. Dans ce travail, nous présentons une étude sur les phénomènes de charge d'interface entre deux natures d'isolants. La charge d'interface, régie par les équations de Maxwell, est calculée dans un domaine non linéaire de champ à partir de données expérimentales sur la conductivité. Des mesures de charges d'espace sont réalisées et comparées au modèle.

2. SYSTEME ANALYSE

Le système étudié est schématisé sur la Fig. 2. Il est constitué d'un assemblage d'un isolant de câble en polyéthylène réticulé par voie peroxyde (XLPE) associé à un matériau de raccordement, qui est un composite à matrice élastomère terpolymère éthylène-propylène-diène monomère (EPDM), avec des épaisseurs visées $d_1 = d_2 = 250\mu\text{m}$. Les permittivités du XLPE et de l'EPDM sont considérées indépendantes de la température et du champ. Les valeurs relatives utilisées ici sont $\epsilon_{1r} = 2.3$; $\epsilon_{2r} = 2.9$.

Les données d'entrée sont des mesures de conductivité réalisées pour chacun des matériaux en fonction de la température (20 à 90°C) et du champ (2 à 30kV/mm), sur des films de 500µm d'épaisseur recouverts d'électrodes d'or [9]. Ces données expérimentales ont été approchées à l'aide d'une loi du type:

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

où E est le champ, T la température, k_B la constante de Boltzmann ($8.62 \cdot 10^{-5}$ eV/K) et les autres symboles sont des coefficients. Les valeurs des coefficients pour les deux matériaux sont rapportées au Tableau 1. La Fig. 3 montre les caractéristiques courant-champ pour différentes températures: on remarque notamment ici que la variation est sous-linéaire à

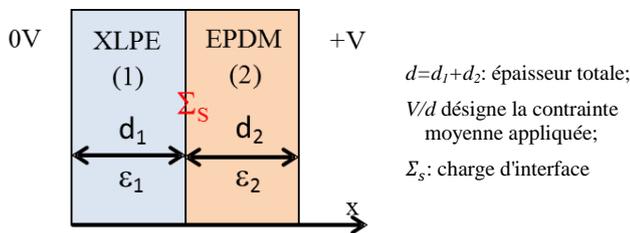


Fig. 2 Système étudié et conventions adoptées.

Tableau 1. Coefficients associés à l'expression (1), avec $B(T) = aT + b$, de la conductivité du XLPE et de l'EPDM en fonction de la température, la conductivité étant exprimée en S/m, le champ en V/m, la température en K.

	XLPE	EPDM
A (u.a.)	0.8	97
E_a (eV)	1.0	0.44
a (m/V/K)	0 (T < 313 K); -1.3 × 10 ⁻⁹ (T ≥ 313 K)	4.8 × 10 ⁻¹⁰
b (m/V)	1.38 × 10 ⁻⁷ (T < 313 K); 5.45 × 10 ⁻⁷ (T ≥ 313 K)	-5.1 × 10 ⁻⁸
α	0.15	-1.42

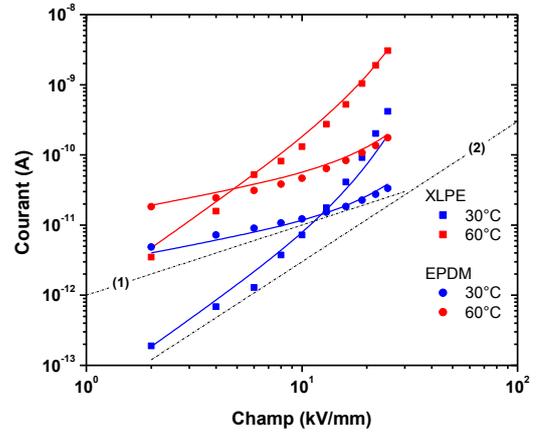


Fig. 3 Conductivité fonction du champ pour le XLPE et l'EPDM à des températures de 30 et 60°C. Symboles: mesures pour une heure de polarisation; lignes solides: ajustement selon l'Eq. 1. Les lignes en pointillés représentent des pentes 1 et 2 en coordonnées log-log.

faible champ dans le cas de l'EPDM, ce qui signifie que la conductivité tend à diminuer avec le champ appliqué. Une explication possible à ce comportement sous-linéaire peut être trouvée dans la présence de phénomènes ioniques tels qu'observés dans des diélectriques liquides [10]: l'EPDM, polymère amorphe et élastomère peut en effet être considéré comme un liquide de forte viscosité dans la gamme de températures étudiées [9].

D'après la théorie de Maxwell-Wagner, la distribution de champ, en condition stationnaire, se déduit des équations suivantes:

- Conservation du courant: $\sigma_1(E_1) \cdot E_1 = \sigma_2(E_2) \cdot E_2$ (2)

- Continuité sur D: $\epsilon_2 \cdot E_2 = \epsilon_1 \cdot E_1 + \Sigma_s$ (3)

- Condition aux limites: $d_1 \cdot E_1 + d_2 \cdot E_2 = -V$ (4)

où ϵ_i est la permittivité, σ_i la conductivité, Σ_s la charge d'interface. D'après la Fig. 3, la conductivité est maximale dans l'un ou l'autre matériau, selon le champ. Le champ de croisement est dépendant de la température (par exemple ici 12kVmm à 30°C et 5kV/mm à 60°C). Dans ces conditions, la charge d'interface, avec les conventions de la Fig. 2, est positive ou négative. Les équations la régissant en conditions instationnaires sont les mêmes, en prenant en compte que les champs E_1 et E_2 sont dépendants du temps et que la densité de charge d'interface s'écrit [11]:

$$\Sigma_s(t) = \frac{\epsilon_1 \cdot \sigma_2 - \epsilon_2 \cdot \sigma_1}{\sigma_2 \cdot d_1 + \sigma_1 \cdot d_2} \cdot V \cdot (1 - e^{-t/\tau_{MW}})$$
 (5)

avec
$$\tau_{MW} = \frac{\epsilon_2 \cdot d_1 + \epsilon_1 \cdot d_2}{\sigma_2 \cdot d_1 + \sigma_1 \cdot d_2}$$
 (6)

Dans ce qui suit, la charge d'interface prédictible en fonction des données de conductivité obtenues est d'abord illustrée, en charge comme en décharge, et une comparaison est ensuite faite entre ces données et les résultats issus de mesures directes de distribution de charges.

3. RESULTATS

3.1. Simulation de la charge d'interface

Du fait du caractère non-linéaire de la conductivité, les Eq. (5) et (6) ne peuvent être appliquées directement: la constante de temps τ_{MW} varie en même temps que le champ se redistribue dans l'isolant. Aussi, une résolution numérique par FEM (éléments finis) a été appliquée. A l'état initial, on considère le

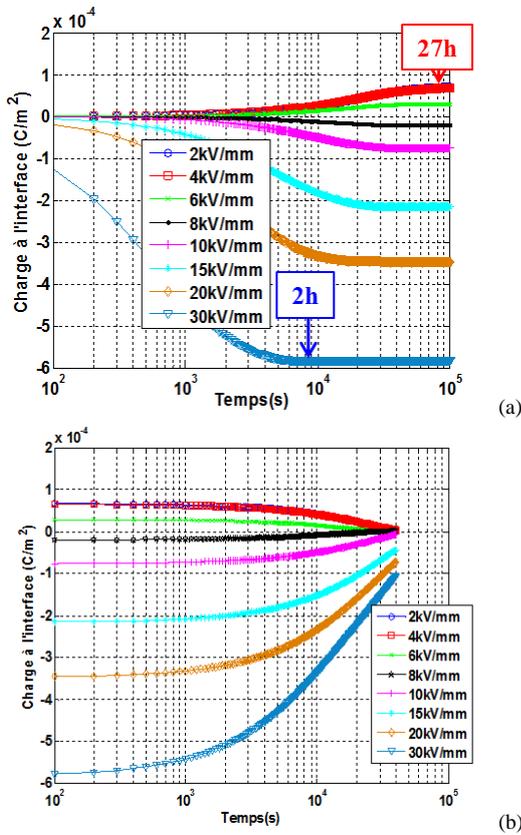


Fig.4 Etablissement (a) et relaxation (b) de la charge d'interface à 40°C selon le modèle pour différentes contraintes V/d .

système libre de charges de sorte que la distribution du champ est capacitive. L'établissement et la résorption de la charge d'interface ont été calculés sur 30h en charge et 10h pendant le court-circuit. La Fig. 4 montre un exemple de dépendance temporelle de la charge d'interface simulée pour une température de 40°C. On remarque notamment que le temps d'établissement d'un régime stationnaire varie de 27h à 2h lorsque la contrainte appliquée (V/d) varie de 2 à 30kV/mm. D'après l'équation (6), la vitesse d'établissement de la charge est contrôlée par le matériau ayant la plus grande conductivité: en l'occurrence la forte non-linéarité de la conductivité du XLPE explique cette importante diminution de la constante de temps. Le signe de la charge est positif à faible contrainte et négatif ensuite, dû au fait que le champ est reporté du XLPE vers l'EPDM en augmentant la contrainte. Pendant la décharge (Fig. 4b), les variations de cinétique de décroissance de la charge en fonction de la contrainte préalablement appliquées sont moindres. La décharge est alors contrôlée par le champ résiduel induit par les charges d'interface. Ce champ résiduel est nettement plus faible que le champ appliqué et donc l'effet non-linéaire est moins marqué.

3.2. Mesure directe de la charge d'interface

Une détermination directe de la charge d'interface a été réalisée par mesure de charge d'espace au moyen de la méthode PEA – *Pulsed Electro-Acoustic*, qui offre l'avantage de donner des profils de champ/charge sous contrainte ou en court-circuit avec une bonne dynamique temporelle (1 profil/100s pour des cycles de polarisation/ dépolarisation d'1h/1h ou 3h/1h). Les échantillons bicouches ont été réalisés par pressage à chaud (180°C pendant 15min) permettant une co-réticulation des deux matériaux. Ensuite, des électrodes d'or de 20mm de diamètre ont été déposées sur les deux faces des échantillons. Les détails des mesures sont donnés par ailleurs [9] ainsi que des cartographies spatiotemporelles de charges.

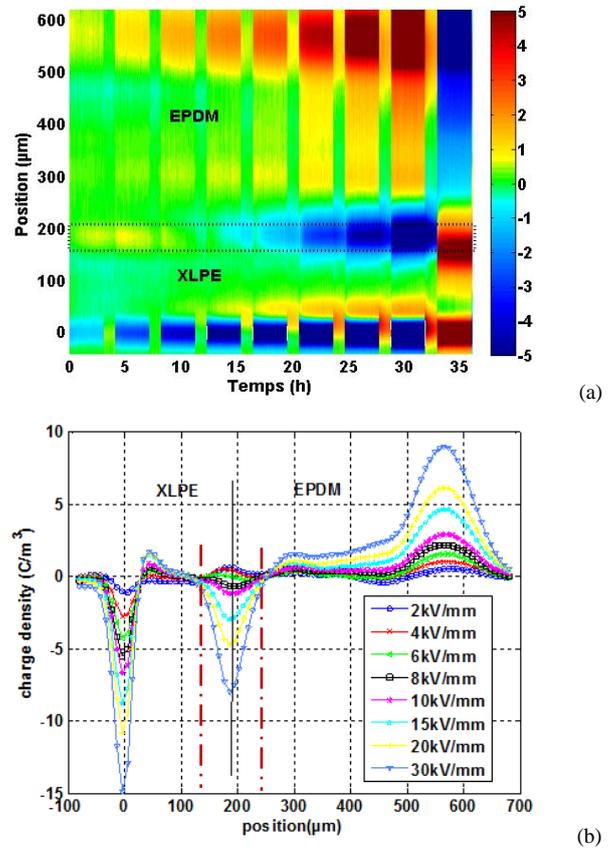


Fig.5 Représentation sous forme de cartographie (a) et de profils sous champ (b) de charges d'espace pour différentes contraintes (V/d) appliquées pendant 3h à 50°C. (a): La barre des couleurs représente l'échelle de densité en C/m^3 . Une inversion de polarité de la contrainte a été appliquée sur le dernier palier. (b): Cathode à Gauche; Anode à Droite. Les droites en rouge matérialisent le domaine d'intégration pour le calcul de la charge d'interface.

Des exemples de cartographies de charges (Fig. 5a) et profils de densité de charges sont donnés à la Fig. 5b au bout de 3h de polarisation par niveau de contrainte. Les épaisseurs de XLPE et d'EPDM sont respectivement de 200 μ m et 350 μ m dans l'exemple. Les pics principaux de charges mesurés aux abscisses 0 et 550 μ m correspondent aux charges d'influence (charges capacitatives et charges images) sur les électrodes.

Côté anode (EPDM), le pic de charge image est nettement plus large qu'à l'anode. Ceci est très vraisemblablement lié à la dispersion des ondes acoustiques lors de leur propagation vers le capteur piézoélectrique, notamment à travers l'EPDM, caractérisé par des pertes mécaniques élevées à haute fréquence [12]. La charge d'interface est nettement visible (abscisse 200 μ m), et l'on peut remarquer que son signe passe de positif à négatif en augmentant la contrainte. La largeur à mi-hauteur du pic de charge d'interface n'apparaît pas substantiellement plus grande que celle des pics de charge d'influence: a priori l'extension spatiale de la charge d'interface n'excède pas la résolution de la méthode dans ces résultats. Par ailleurs, des charges sont décelées en volume des isolants en particulier sous champ élevé, avec une charge positive dans le XLPE près de la cathode (hétérocharge) ainsi que dans tout le volume de l'EPDM. Afin de produire des données comparables à celles issues du modèle, les profils de charge tels que représentés à la Fig. 5 ont été intégrés et la charge d'interface déterminée par:

$$\Sigma_{s_exp}(t) = \int_{x_1}^{x_2} \rho(x,t). dx \quad (7)$$

où les coordonnées x_1 et x_2 sont matérialisées en rouge sur la Fig.5b, représentant une largeur d'environ 100 μ m.

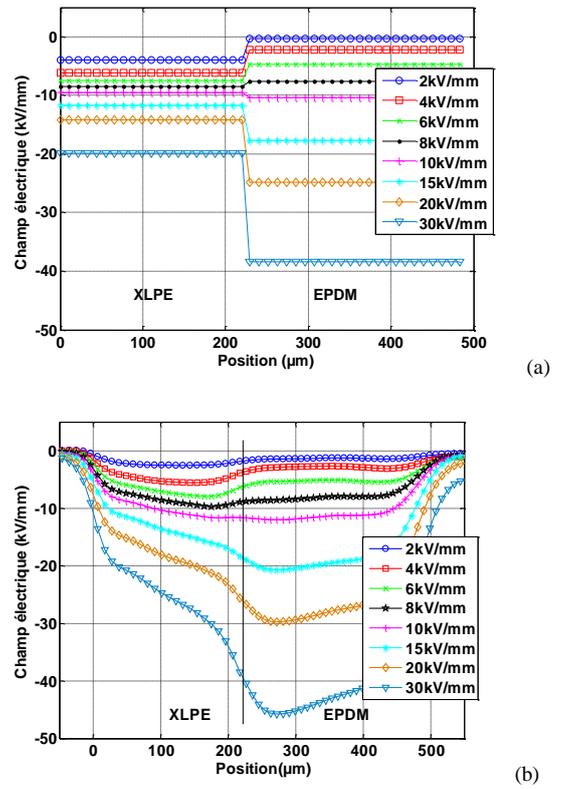
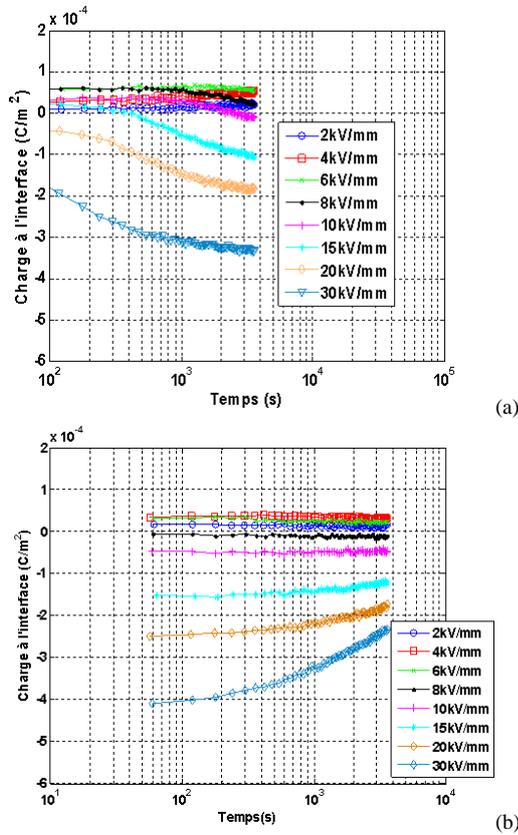


Fig.6 Etablissement (a) et relaxation (b) de la charge d'interface à 40°C d'après les mesures de charge d'espace pour différentes contraintes V/d .

Fig.7 Profils de champ électrique simulés (a) et mesurés (b) pour 3h de polarisation dans les bicouches XLPE/EPDM à 40°C sous différents champs moyens.

La Fig. 6 illustre les résultats obtenus sur les transitoires de charge d'interface sur une mesure pendant une heure de polarisation suivie d'une heure de court-circuit. Même s'il n'a pas été possible de poursuivre l'analyse sur des temps de charge/décharge aussi longs que dans le modèle, plusieurs observations peuvent être relevées en comparant les Fig. 4 et 6: On observe une charge d'interface positive à faible contrainte (2 à 6 kV/mm), devenant négative à forte contrainte (> 10 kV/mm). La cinétique d'établissement de la charge apparaît également plus rapide en augmentant la contrainte et la cinétique de relaxation est plus lente que l'établissement de la charge.

Les écarts au modèle peuvent avoir plusieurs origines. Tout d'abord, le modèle s'appuie sur des données de conduction obtenues sur des échantillons isolés, pour des temps de polarisation modérés (1h): le régime stationnaire n'est pas nécessairement atteint. Ensuite, nous avons supposé que seul l'effet Maxwell-Wagner contribue au contrôle de la distribution du champ, ce qui n'est pas le cas compte tenu du fait que ces isolants font apparaître des phénomènes d'accumulation de charges comme discuté plus haut.

Des résultats de distribution de champ et une analyse temporelle plus précise sont présentés et analysés dans la suite de ce travail.

3.3. Distributions de champ

En combinant les équations 2, 3 et 4 sous forme temporelle, on montre que les champs dans les deux matériaux sont de la forme:

$$E_1(t) = \frac{-\varepsilon_2 \cdot V_{app} - d_2 \Sigma_s(t)}{\sigma_2 \cdot d_1 + \sigma_1 \cdot d_2} \quad (8)$$

$$E_2(t) = \frac{-\varepsilon_1 \cdot V_{app} + d_1 \Sigma_s(t)}{\sigma_2 \cdot d_1 + \sigma_1 \cdot d_2} \quad (9)$$

Expérimentalement, le profil de champ est déduit du profil de densité de charge mesurée en intégrant l'équation de Poisson:

$$E(x, t) = \int_{x_0}^x \frac{\rho(u, t)}{\varepsilon(u)} \cdot du \quad (10)$$

où x_0 est pris avant le pic de charge image sur la Fig. 5. La Fig. 7 montre une comparaison des profils de champ obtenus en modèle et par la mesure pour une température de 40°C. En modèle comme en mesure, les données correspondent à 3h d'application de la contrainte. Des résultats pour des températures de 20 et 70°C sont présentés par ailleurs [9]. La position du champ maximum est remarquablement bien prédite: le maximum de champ passe du XLPE à l'EPDM à partir d'une contrainte moyenne de 10kV/mm. Toutefois le champ n'est pas homogène dans le volume des isolants, en raison, comme discuté plus haut, de phénomènes d'accumulation de charges d'espace. In fine, le champ calculé à partir des mesures de conductivité est une sous-estimation de la valeur maximale de la contrainte locale, ce qui représente une limite à l'approche et ne dispense donc pas d'effectuer des mesures directes de distribution de champ. Les approches présentées ici sur des échantillons plans sont tout à fait transposables à des isolants multicouches sous forme de câbles, représentatifs de la structure de jonctions [8].

3.4. Cinétique de la charge d'interface

Pour compléter la discussion sur la cinétique d'établissement/dissipation de la charge d'interface, nous avons considéré les constantes de temps associées. A partir des résultats de simulation de charges d'interface en polarisation,

on a pu estimer les valeurs des constantes de temps pour l'établissement de la charge à différentes températures sous plusieurs champs, cf. Fig. 8.a. Cette constante de temps est définie par l'équation (6) et peut être déterminée si les valeurs de champ dans les deux matériaux du système bicouche sont connues. Comme cette constante varie en permanence, en pratique ici, elle a été déterminée comme l'instant où la charge vaut $(1 - e^{-1}) \times \Sigma_s(t \rightarrow \infty)$, cf. Eq. (5). On observe clairement que la constante de temps diminue lorsque le champ ou la température augmentent. Par exemple, à 20°C, elle est de l'ordre de 10^5 s pour 4 kV/mm, $5,4 \cdot 10^4$ s pour 10 kV/mm et $4,5 \cdot 10^3$ s pour 30 kV/mm. Pour un champ de 15 kV/mm, les constantes de temps diminuent de $3 \cdot 10^4$ s à $6 \cdot 10^2$ s pour la température de 20°C à 70°C. Ainsi, la cinétique de stabilisation de la charge d'interface est plus rapide pour les champs électriques et les températures plus élevés en raison d'une plus forte conductivité des matériaux.

Les constantes de temps de dépolarisation à 40°C et 70°C (Fig. 8.b) ont également été estimées à partir des évolutions de la charge d'interface obtenues par simulation (temps au bout duquel la charge a diminué d'un facteur e). Pour 40°C, la valeur de la constante de temps diminue entre 2 et 8 kV/mm. Ensuite, celle-ci augmente de 8 à 15 kV/mm et décroît de nouveau avec le champ électrique appliquée pour des contraintes supérieures à 15 kV/mm. Pour 70°C, la constante de temps croît avec le champ lorsque la contrainte appliquée est inférieure à 6 kV/mm et décroît avec la contrainte électrique à partir de 6 kV/mm.

Ces variations peuvent paraître erratiques, mais en réalité la constante de temps de relaxation des charges suit l'évolution de la quantité initiale de charge d'interface. La grandeur déterminante ici est en fait le champ électrique résiduel induit par la charge d'interface, et auquel la constante de temps est reliée via l'eq. (6). La charge d'interface étant la seule contribution à ce champ résiduel, il apparaît naturel que la cinétique de relaxation soit sensible à la densité de charge d'interface.

Ainsi on peut conclure que plus la quantité de charge d'interface est importante, plus rapide est la dynamique de relaxation. Ceci explique les différences observées entre les constantes de temps en polarisation et en dépolarisation. En polarisation, les constantes de temps montrent des évolutions similaires à toutes les températures: celles-ci diminuent avec le champ appliqué. A l'inverse, en dépolarisation, la relaxation de charges dépend de la température ainsi que de la densité de charge d'interface accumulée en phase de polarisation. Le champ préalablement appliqué n'agit pas directement sur cette cinétique car, comme on l'a vu précédemment, la charge d'interface peut diminuer, s'annuler et changer de signe au cours d'une augmentation du champ électrique.

4. DISCUSSION

La conception des câbles et des accessoires destinés aux systèmes HVDC est plus complexe comparée à celle des systèmes HVAC en raison de la difficulté de pouvoir contrôler et prédire la distribution de champ électrique dans l'isolation de ces systèmes. Les résultats présentés ici sur les bicouches isolants soumis à différentes contraintes électriques et thermiques illustrent ces difficultés pour prédire les valeurs de champ dans ces structures. Ils donnent également des pistes pour mieux appréhender les problématiques vis-à-vis du design des jonctions de câbles en courant continu. La cinétique d'accumulation de charges peut être relativement lente selon les conditions de champ et de température. Dans certains cas, le régime stationnaire n'est atteint qu'au-delà d'une dizaine d'heures de polarisation. Lors du fonctionnement réel du système, le temps nécessaire à la mise en place du régime permanent est donc nécessairement long comparé à la variation du courant électrique dans le conducteur (liée aux fluctuations de la production d'énergie et de la consommation). Ceci est particulièrement vrai lors des procédures d'inversion de polarité de tension requises pour l'inversion de flux de puissance dans le cas de l'utilisation des convertisseurs LCC. Dans ces situations, les distributions de champ électrique dans les câbles ainsi que dans les accessoires seront définitivement hors d'équilibre et dépendent des conditions électriques et thermiques transitoires auxquelles le câble et les accessoires sont soumis.

Un autre aspect des résultats est qu'une bonne estimation de la distribution des contraintes électriques dans les bicouches diélectriques peut être atteinte si l'on dispose d'un modèle adéquat de la conductivité des matériaux. Ceci peut être vérifié en considérant les résultats précédents sur le signe des charges à l'interface. La cinétique d'accumulation des charges et le comportement lors de l'inversion de polarité caractérisés par méthode PEA peuvent être comparés favorablement aux données de simulation issues du modèle estimé à partir de la conductivité des matériaux. Cette comparaison a plusieurs possibilités d'échouer du fait que les techniques de mesures utilisées sont différentes (charges d'espace vs. courant de conduction), que les tests n'ont pas été réalisés sur les mêmes échantillons, et que des hypothèses simplificatrices sont prises

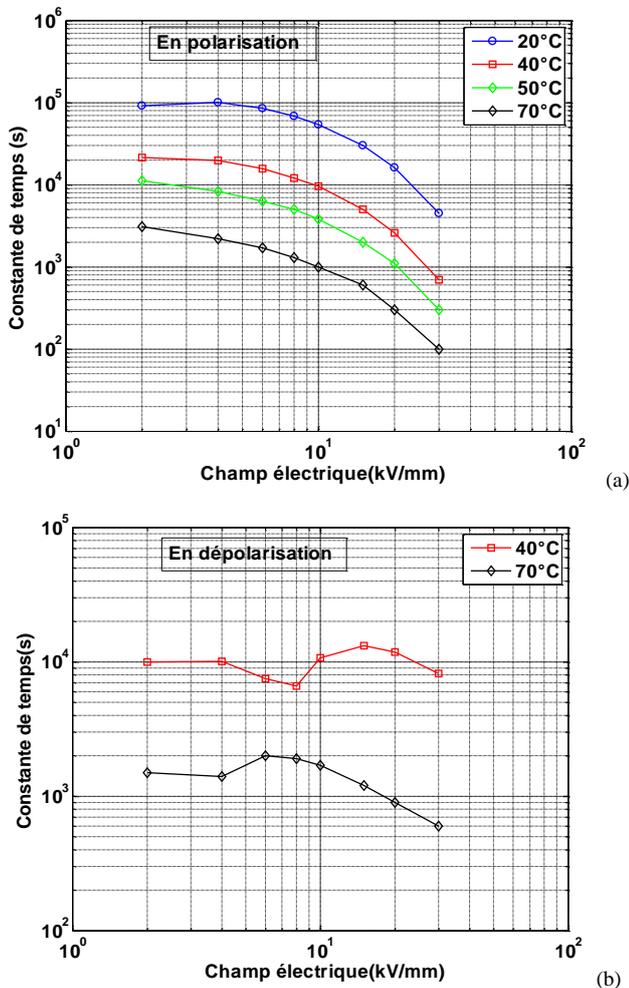


Fig.8 Constante de temps pour l'établissement de la charge d'interface en polarisation (a) et pour sa relaxation en fonction de la contrainte préalablement appliquée (b) calculée par simulation pour différentes températures.

dans l'analyse. De plus, les résultats peuvent être différents en raison de l'utilisation de différents types d'électrode.

La principale raison à notre sens pour les différences relevées entre simulation et mesure, dans le cas des bicouches, est l'accumulation de charges dans les matériaux. Les mesures de charge d'espace montrent effectivement la présence de charges dans le volume du XLPE et de l'EPDM. A 20 et 40°C, les homocharges apparaissent aux deux électrodes du fait des phénomènes d'injection [9]. Ces densités augmentent avec le champ appliqué. Par ailleurs, à 50 et 70°C, les hétérocharges se trouvent à la cathode (dans le XLPE). Ce comportement est souvent rencontré dans le polyéthylène réticulé et est vraisemblablement lié à l'effet des sous-produits de réticulation [13, 14]. En conséquence, une distribution non-homogène du champ apparaît dans les bicouches, particulièrement dans le XLPE, ce qui conduit à une sous-estimation du champ maximal de simulation comparé aux résultats expérimentaux à fort champ appliqué.

Un dernier commentaire concerne l'extension spatiale de la charge d'interface, qui reste une question importante pour la mesure comme pour le modèle. Dans la méthode PEA, la largeur apparente d'un plan de charge dépend de la dispersion des ondes acoustiques au cours de leur propagation, et donc de la nature et de l'épaisseur des matériaux traversés. Par exemple ici, l'EPDM, de par sa nature élastomère, absorbe et disperse plus les ondes acoustiques que le XLPE. Dans ces mesures de charge d'espace, si l'on considère la Fig. 5, et d'autres non reproduites ici, on peut remarquer que la largeur du pic de charge d'interface ne se distingue pas particulièrement de celle des charges d'influence mesurées sur les électrodes. On peut donc en déduire, que, dans les conditions de ces mesures, l'extension spatiale de la charge d'interface n'excède pas la résolution spatiale. Un dispositif avec une bien meilleure résolution serait nécessaire pour étudier réellement ces caractéristiques.

Du point de vue physique, le modèle MW utilisé suppose que les charges sont réparties dans un plan, ce qui n'a pas de réalité physique. Il s'agit en effet de charges réelles ayant nécessairement une extension spatiale, résultant d'un équilibre entre phénomènes de diffusion (liés aux gradients de concentration de porteurs), piégeage et transport, qui doit être abordé par un modèle plus élaboré de transport que l'approche macroscopique adoptée ici, en prenant en compte la génération de porteurs aux électrodes, leur nature (électrons, trous, porteurs ioniques), leur transport en volume, etc. Un champ de perspectives reste donc ouvert pour décrire plus finement ces phénomènes de charge d'interface.

5. CONCLUSIONS

Nous avons montré que des mesures de charge d'espace permettent d'estimer la charge d'interface produite par effet Maxwell-Wagner entre deux diélectriques de nature différente. Incidemment, les mesures confirment que la distribution de champ électrique passe progressivement d'une distribution capacitive à une distribution résistive sous contrainte électrique DC prolongée.

Si les quantités de charge d'interface mesurées sont globalement en adéquation avec celles prédites par un modèle de conduction, des écarts sont observés liés à l'accumulation de charges au sein des isolants de câbles. Les constantes de temps pour l'établissement de la charge peuvent être très longues, de plusieurs dizaines heures, de sorte qu'en fonctionnement un équilibre électrostatique peut n'être jamais véritablement atteint si l'on prend en compte les variations de flux de puissance transportée.

REMERCIEMENTS

Nous remercions Silec - General Cable pour la fourniture des échantillons et le soutien apporté à cette étude.

6. REFERENCES

- [1] C.K. Eoll, "Theory of stress distribution in insulation of High-Voltage DC cables: Part I", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 10, pp. 27-35, 1975.
- [2] S. Boggs, H. Dwight, J. Hjerrild, J.T. Holbol, M. Henriksen, "Effect of insulation properties on the field grading of solid dielectric DC cable", IEEE Trans. Power Deliv., Vol. 16, pp. 456-462, 2001.
- [3] G. Mazzanti, M. Marzinotto, *Extruded Cables for High-Voltage Direct-Current Transmission*, Wiley-IEEE Press, New Jersey, 2013.
- [4] R. Vatonne, J. Beneteau, N. Boudinet, P. Hondaa, F. Lesur, G. Denche Castejon, J.M. Arguelles Enjuanes, "Specification for extruded HVDC land cable systems", Proc. 8th International Conference on Insulated Power Cables - Jicable'11, Versailles - France, Paper A.2.1, June 2011.
- [5] G. Chen, M. Hao, Z.Q. Xu, A. Vaughan, J.Z. Cao, H.T. Wang, "Review of High Voltage Direct Current Cables", CSEE J. Power Energy Systems, Vol. 1, pp. 9-21, June 2015
- [6] Y. Murata, M. Sakamaki, K. Abe, Y. Inoue, S. Mashio, S. Kashiya, O. Matsunaga, T. Igi, M. Watanabe, S. Asai, S. Katakai, "Development of High Voltage DC-XLPE Cable System," SEI Tech. Rev., No. 76, pp. 55-62, Apr. 2013.
- [7] T.T.N. Vu, G. Teyssedre, B. Vissouvanadin, S. Le Roy, C. Laurent, M. Mammeri, I. Denizet, "Field distribution under temperature gradient in polymeric MV-HVDC model cable: simulation and space charge measurements", Eur J. Electr. Engg., Vol. 17, pp. 307-325, 2014.
- [8] S. Delpino, D. Fabiani, G. C. Montanari, C. Laurent, G. Teyssedre, P. H. F. Morshuis, R. Bodega, L. A. Dissado, "Polymeric HVDC Cable Design and Space Charge Accumulation. Part 2: Insulation Interfaces", IEEE Electr. Insul. Mag., Vol. 24, No. 1, pp. 14-24, 2008.
- [9] 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
- [10] S. Theoleyre, R. Tobazeon, "Ion injection by metallic electrodes in highly polar liquids of controlled conductivity", IEEE Trans. Electr. Insul., Vol. 20, pp. 213-220, 1985.
- [11] P.H.F. Morshuis, R. Bodega, D. Fabiani, G.C. Montanari, L.A. Dissado, J.J. Smit, "Dielectric Interfaces in DC Constructions: Space Charge and Polarization Phenomena", Proc. IEEE-ICSD, pp. 450-453, 2007.
- [12] R. N. Capps, *Elastomeric Materials for Acoustical Applications*, Naval Research Laboratory, Washington D.C., 1989.
- [13] M. Fu, G. Chen, L. A. Dissado, J. C. Fothergill, "Influence of thermal treatment and residues on space charge accumulation in XLPE for dc power cable application," Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 14, pp. 53-64, 2007.
- [14] T. T. Anh, F. Roig, P. Notinger, J. P. Habas, V. Lapinte, S. Agnel, J. Castellon, A. Allais, L. Kebbabi, L. Keromnès, "Investigation of space-charge build-up in materials for HVDC cable insulation in relationship with manufacturing, morphology and cross-linking by-products", Proc. IEEE-ICSD, pp. 440-443, 2013.