



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse III – Paul Sabatier

Discipline ou spécialité : *Génie Electrique*

Présentée par *Thi Thu Nga VU*

Le 16 Juillet 2014

Titre : *Étude des phénomènes de charges d'espace dans des matériaux de câbles et câbles modèles destinés à des applications au transport d'énergie en Haute Tension Continue (HVDC)*

JURY

M. François BURET, Professeur à l'École Centrale de Lyon, Président du Jury

M. Christian LAURENT, Directeur de Recherches au CNRS, Examineur

M. David MALEC, Professeur à l'Université Paul Sabatier, Examineur

M. Mohamed MAMMERI, Directeur R&D Silec Cable, Examineur

M. Petru NOTINGHER, Professeur à l'Université Montpellier II, Rapporteur

M. Pascal RAIN, Professeur à l'Université Joseph Fourier, Grenoble, Rapporteur

M. Gilbert TEYSSÉDRE, Directeur de Recherches au CNRS, Directeur de thèse

Ecole doctorale : *Génie électrique, Electronique, Télécommunications*

Unité de recherche : *Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie (UMR 5213)*

Directeur de Thèse: *Gilbert TEYSSÉDRE*

Rapporteurs: *Petru NOTINGHER, Pascal RAIN*

A ma famille

Remerciements

Ce travail a été réalisé au Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie de Toulouse (LAPLACE) dans l'équipe Diélectriques Solides et Fiabilité (DSF).

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Christian LAURENT, directeur du LAPLACE, pour m'avoir accueillie au sein du Laboratoire et m'avoir permis de réaliser mes travaux de recherche dans d'excellentes conditions et dans un environnement favorable.

J'adresse mes plus sincères remerciements à mon directeur de thèse, Monsieur Gilbert TEYSSÈDRE. Il a su conduire mes recherches et m'accompagner tout au long de ces trois années en combinant critiques et encouragements. Je le remercie également pour son soutien, sa confiance et sa disponibilité.

Je remercie vivement mon ancien collègue de l'équipe, Bertrand VISSOUVANADIN pour m'avoir fait partager son expérience dans la caractérisation des matériaux de câbles extrudés ainsi que pour les discussions et remarques pertinentes dont il m'a fait part.

J'exprime ma profonde gratitude à Messieurs Petru NOTINGHER et Pascal RAIN, pour avoir bien voulu accepter de rapporter sur mes travaux de thèse et avoir formulé diverses remarques et suggestions qui mettront davantage en valeur la portée de ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur François BURET qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse et également Monsieur David MALÉC d'avoir bien voulu accepter de faire partie du jury.

Merci à Mr Mohamed MAMMARI et Mr Jean-Christophe GARD d'avoir assisté à ma soutenance en tant que membre du jury et invité. Je voudrais par la même occasion remercier l'entreprise SILEC CABLE pour leur soutien financier, leur confiance et pour la fourniture en matériaux et échantillons de câbles extrudés, indispensables pour l'avancement de mes travaux de thèse.

Je saisis également cette occasion pour adresser mes remerciements à tous mes collègues de l'équipe DSF pour avoir partagé leur expérience dans le domaine des diélectriques ainsi que pour tous les moments agréables que j'ai passés avec eux.

Je n'oublie pas de remercier mes deux amis de longue date, Quan et Duc, qui m'ont beaucoup aidée pendant mon séjour en France. Je profite de cette occasion

pour saluer également tous mes amis vietnamiens, en particulier Bang, Thu et Mai, et bien sûr la communauté vietnamienne de Toulouse (Bac Ai, Anh Liem, Chi Huong, Hai Anh) qui m'ont permis de me sentir en France comme si j'étais chez moi, en partageant des moments très agréables.

Enfin, je veux dire un grand merci à ma famille au Vietnam, qui est toujours restée près de mon cœur. Leur amour, leur soutien et leur protection m'ont permis d'être là aujourd'hui.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	7
I. Etat de l'art	11
1.1. Développement et évolution du transport HVDC.....	11
1.1.1. Intérêt du transport HVDC	11
1.1.2. Historique sur le développement du transport HVDC	12
1.1.2. Fonctionnement des systèmes HVDC	17
1.2. Technologies de câbles HVDC.....	20
1.2.1. Développement des câbles HVDC.....	20
1.2.2. Enjeux des câbles HVDC extrudés	24
1.3. Principaux phénomènes élémentaires dans les isolants synthétiques sous contraintes électrique et thermique	43
1.3.1. Matériaux Polyéthylène et schéma de bande	43
1.3.2. Origines de la charge d'espace	46
1.3.3. Transport de charges.....	50
1.4. Objectifs de la thèse.....	55
II. Techniques expérimentales	57
2.1. Mesure de courant de conduction des isolants polymères pour câble HVDC	57
2.1.1. Principe de mesure.....	57
2.1.2. Conditions d'essais pour échantillons plans	59
2.1.3. Conditions d'essais pour mini-câbles.....	61
2.2. Mesure de charge d'espace.....	63
2.2.1. Méthode PEA pour échantillons plans.....	65
2.2.2. Méthode PEA pour câble maquette	69
2.2.3. Echantillons et conditions de mesure de charge d'espace	74
III. Résultats expérimentaux de courant de conduction sur les matériaux et outil de modélisation.....	81
3.1. Courant de conduction	81
3.1.1. Résultats sur le matériau XLPE.....	81

3.1.2. Résultats pour le matériau EPDM.....	87
3.1.3. Expression analytique de la conductivité.....	93
3.2. Modélisation de la distribution de charge et de champ électrique.....	97
3.2.1. Outil de simulation.....	97
3.2.2. Géométrie et conditions de calcul.....	100
3.2.3. Application du modèle au calcul du champ électrique dans un câble sous gradient de température	101
3.3. Conclusion	105
IV. Comparaison modèle-mesure de distribution de charge et de champ électrique.....	107
4.1. Bicouches XLPE/EPDM.....	107
4.1.1. Charge d'interface	107
4.1.2. Cinétique d'accumulation de charges d'interface	113
4.1.3. Cinétique de relaxation de la charge d'interface	118
4.1.4. Distributions de champ électrique dans les bicouches en régime quasi-stationnaire.....	121
4.1.5. Discussion.....	124
4.2. Câbles MV sous différentes conditions électrothermiques.....	126
4.2.1 Mesures de charge d'espace sur Câbles MV	126
4.2.2 Confrontation des résultats au modèle.....	136
4.2.3. Discussion.....	141
4.3. Conclusions.....	143
V. Application à l'évaluation de matériaux.....	145
5.1. Paramètres qualitatifs dérivés des mesures de charge d'espace	145
5.1.1. Durée de vie de l'isolant sous champ DC sans inversion	146
5.1.2. Evaluation des paramètres de piégeage du matériau	147
5.1.3. Durée de vie de l'isolant en présence d'inversion de polarité	149
5.2. Résultats sur les différentes formulations	149
5.2.1. Isolant LDPE.....	150
5.2.2. Isolant LDPE avec acétophénone	151

5.2.3. Polyéthylène réticulé peroxyde.....	155
5.2.4. Polyéthylène réticulé sans sous-produits	157
5.2.5. Analyse comparative de la performance des isolants	160
5.3. Mini-câbles HVDC	162
5.3.1. Mesures de charge d'espace à température ambiante.....	163
5.3.2. Mesures de charge d'espace sous gradient de température de 10°C	166
5.3.3. Discussion.....	171
5.4. Conclusion	178
CONCLUSION GENERALE.....	181
REFERENCES	185
ANNEXES	193

INTRODUCTION

INTRODUCTION GENERALE

Le transport et la distribution d'énergie électrique sont réalisés depuis le XIX^{ème} siècle sous forme de courant alternatif (AC) principalement en raison de la simplicité de la mise en place de systèmes de production d'électricité en AC et la possibilité d'ajuster le niveau de tension de manière relativement aisée par l'utilisation de transformateurs. Ainsi, les réseaux HVAC se sont développés en même temps que les grandes centrales de production et occupent aujourd'hui une place importante dans le transport d'énergie.

En parallèle, les besoins en énergie électrique se sont accrus et les sources, distribuées, d'énergie renouvelable prennent une part croissante des ressources, ce qui implique la nécessité de multiplier, renforcer et interconnecter les réseaux électriques. Ceci requiert généralement la construction de longues lignes aériennes ainsi que des liaisons souterraines ou sous-marines, et/ou de relier des réseaux frontaliers asynchrones. Dans ce domaine, les systèmes HVAC montrent des limitations liées aux pertes par courant capacitif et en conséquence sont inenvisageables pour le transport d'énergie sur de très longues distances. Le transport HVDC s'impose alors comme étant la seule solution possible répondant aux diverses problématiques rencontrées en AC. Par ailleurs, les progrès entrepris dans le domaine de l'électronique de puissance permettent d'envisager aujourd'hui le transport HVDC de très forte puissance.

De plus, l'utilisation des matériaux synthétiques dans l'isolation des systèmes des réseaux HVDC apporte des avantages certains en termes de coût, de température de fonctionnement, de risque de pollution ou encore de maintenance par rapport à l'isolation à base de papier imprégné. Cependant, le recours à l'isolation synthétique sous contrainte électrique continue est généralement confronté au problème d'accumulation de charges qui a pour effet une redistribution du champ électrique dans l'isolant. Ces phénomènes se produisent dans les câbles et dans les accessoires de câbles soumis à des contraintes électriques continues et sont difficiles à anticiper et à maîtriser dans les isolants synthétiques. Ce phénomène d'accumulation de charges amène à un manque de maîtrise de la distribution réelle de champ électrique et peut être à l'origine de la diminution des performances du câble et de la durée de vie du système électrique. Bien que largement étudiés, les mécanismes d'accumulation de charges dans les isolants polymères ne sont pas aujourd'hui totalement élucidés et la prévention de ces phénomènes reste difficile.

Les travaux de thèse de B. Vissouvanadin [1] (2011) ont porté sur des études comparatives de différentes formulations de matériaux et sur la mise en place d'un banc de test de charges d'espace pour câbles modèles. Notre apport se situe dans la continuité de ces

travaux et participe à l'objectif général de développer des câbles HVDC à base d'isolation synthétique. Nous contribuons en particulier à l'étude de la formation de charge d'espace dans des câbles maquettes et jonctions de câbles en lien avec les dépendances en température et en champ des propriétés des matériaux utilisés. Le but est d'établir une caractéristique complète de la répartition du champ dans les jonctions entre deux matériaux différents et du champ en géométrie cylindrique sous gradient thermique. Il s'agit également d'évaluer le mérite relatif de différents matériaux pour application à l'isolation HVDC. Ce travail est organisé en cinq chapitres distincts.

Le premier chapitre donne une description historique de l'évolution des systèmes HVDC et dresse les différents avantages du transport HVDC. Nous évoquerons également les principaux enjeux du câble HVDC extrudé. En dernier lieu, les bases théoriques sur les principaux mécanismes élémentaires de conduction et d'accumulation de charges dans les isolants synthétiques sous contraintes électriques et thermiques sont introduites en vue de l'interprétation des résultats expérimentaux.

Dans le second chapitre seront exposées les différentes techniques expérimentales utilisées pour l'étude de la conduction et de l'accumulation de charges dans les isolants polymères. Ainsi, nous présentons les procédures de mesure de courant de conduction sur des échantillons à géométrie plane et sur des mini-câbles. Par la suite, les détails de la technique de mesure de charge d'espace par la méthode électro-acoustique pulsée (PEA) sont présentés dans le cas de l'isolant seul, d'isolants bicouches et de câbles. Les différents types d'échantillons utilisés dans ce travail seront également décrits dans ce chapitre.

Le troisième chapitre est consacré aux résultats expérimentaux de conduction sur deux matériaux polymères que sont le polyéthylène réticulé (XLPE) et l'EPDM (un matériau de raccordement) respectivement utilisés pour la mise en œuvre des câbles HVDC et des jonctions de câble. Les résultats issus des mesures de courant de conduction nous permettront de discuter les principaux mécanismes de conduction et d'établir des modèles de conductivité en fonction de la température et du champ électrique dans ces matériaux. Les modèles établis seront utilisés pour prédire par le calcul la distribution de charges et de champ électrique dans les bicouches et les câbles modèles soumis à diverses contraintes électriques et thermiques.

Dans le quatrième chapitre, les résultats expérimentaux de charge d'espace sur les bicouches XLPE/EPDM seront présentés en premier lieu pour avoir une vue précise sur l'accumulation de charges à l'interface entre deux matériaux différents, représentatifs de jonctions de câbles. Les résultats expérimentaux et ceux obtenus par simulation sont ensuite

discutés et confrontés sur la base des cinétiques d'accumulation, de la relaxation de charge d'interface et des distributions de champ dans les bicouches XLPE/EPDM. En second lieu, les résultats de mesure de charges dans les câbles maquettes MV sont présentés afin d'évaluer l'effet d'un gradient thermique sur l'accumulation de charges et la répartition du champ dans l'isolant du câble. La comparaison entre les données expérimentales et les résultats de simulation est enfin discutée.

Enfin, dans le dernier chapitre nous justifions dans un premier temps la pertinence des paramètres dérivés des mesures de charge d'espace et destinés à l'évaluation des performances des formulations d'isolants pour câbles HVDC. L'étude porte principalement sur l'influence des sous-produits de réticulation sur l'accumulation de charges dans quatre formulations différentes d'isolants en géométrie plane et dans un mini-câble. Les effets du champ électrique et du gradient de température sur l'accumulation de charge dans les mini-câbles seront également considérés. Les résultats de mesures de courant sur des mini-câbles seront corrélés aux phénomènes marquants observés sur des résultats de charge d'espace.

CHAPITRE 1

ETAT DE L'ART

I. Etat de l'art

1.1. Développement et évolution du transport HVDC

1.1.1. Intérêt du transport HVDC

L'exploitation des ressources d'énergie durables telles que l'énergie éolienne, l'énergie solaire et l'hydroélectricité nécessite aujourd'hui le développement de technologies de transmission de l'énergie électrique et le renforcement des réseaux. En effet, les ressources énergétiques renouvelables sont souvent situées dans des régions éloignées comme en mer, dans des zones inhabitées ou encore dans des régions désertiques. L'utilisation optimale de ces ressources requiert souvent la construction de nouveaux réseaux de transport d'électricité impliquant plusieurs régions et pays ainsi que différents opérateurs.

Par conséquent, le choix de la technologie de transmission est d'une importance majeure afin d'exploiter pleinement les sources d'énergie durables. Deux moyens de transmission d'énergie sont aujourd'hui technologiquement possibles: la transmission à haute tension à courant alternatif (HVAC) et la transmission à haute tension à courant continu (HVDC). Les systèmes HVAC sont utilisés pour la transmission d'énergie depuis plus d'un siècle principalement en raison de la facilité d'élever (pour le transport) et d'abaisser (pour la consommation) les niveaux de tension par l'utilisation des transformateurs. Toutefois, pour un certain nombre de raisons techniques et économiques, le transport d'énergie HVDC possède des propriétés intrinsèques qui le rendent beaucoup plus pratique et plus efficace comparé au transport HVAC principalement dans le domaine de la transmission de puissance sur de longues distances [2], par exemple:

- Aucune limite de la longueur des liaisons HVDC (du fait de l'absence de courant capacitif);
- Pertes dans les câbles HVDC inférieures aux pertes des câbles HVAC (du fait de l'absence des pertes en conducteur, gaine, blindage...);
- Champs électriques de design plus élevés dans l'isolation des câbles HVDC, et donc réduction du coût matière et du poids des câbles;
- Nécessité d'un contrôle de la puissance active et réactive dans le cas HVAC;
- Possibilité de connexion entre réseaux non synchrones via des conversions HVDC;
- HVDC économiquement plus compétitif pour des distances supérieures à des centaines de kilomètres.

L'insertion de liaisons HVDC dans le réseau HVAC existant nécessite la mise en place de stations de conversion, ce qui a longtemps ralenti leur développement. Les technologies dans ce domaine-là évoluent, en même temps que des besoins nouveaux ou plus impérieux, favorables au HVDC, se font jour (sites de production éloignés des sites de consommation, mais également besoin de renforcer l'interconnexion des réseaux pour l'insertion du renouvelable). Pour ces raisons, un essor conséquent de ces technologies est observé aujourd'hui.

1.1.2. Historique sur le développement du transport HVDC

En 1882, un système de transmission présentant les caractéristiques types du HVDC a été dévoilé pour la 1^{ère} fois à l'exposition Electrotechnique en Allemagne. Le système devait fonctionner à une tension de 2 kV et était destiné à relier les villes de *Munich* et *Miesbach* distantes d'environ 57 km [3]. Il connut une défaillance après quelques jours seulement. Par la suite, le recours à l'utilisation des systèmes de transmission HVDC, avec notamment le système *Thury* [4] (courant constant-tension variable), s'est répandu en Italie, en Suisse, en Espagne, en Hongrie, en Russie et en France des années 1888 à 1912. En 1889, un système de transmission de 630 kW sous 14 kV DC fut installé sur une distance de 120 km en Italie. En France, le développement de systèmes de transmission HVDC est marqué par la construction en 1906, d'une liaison de 180 km entre la centrale électrique de *Moutiers* et la ville de *Lyon*. Opérant à une tension supérieure à 125 kV, celle-ci permettait le transport d'une puissance jusqu'à 30 MW [4].

Toutefois, les principales limites du système *Thury* étaient que la distribution du transformateur en série implique un risque accru de coupure de courant puisque le courant doit traverser chaque appareil pour se rendre au suivant. Si le circuit est rompu dans l'une des machines, l'alimentation est coupée. Malgré les avantages reconnus de la transmission HVDC, en absence de systèmes de conversion efficaces et sûrs, la transmission HVDC est tombée en désuétude dans les premières décennies du 20^e siècle. Dès lors, les systèmes de transmission HVAC se sont développés rapidement: par exemple, les liaisons 220 kV ont été réalisées dans les années 1920, et 287 kV en 1936 (*Boulder Dam, Colorado, États-Unis*). Ces systèmes sont fiables, économiques et ont le monopole dans le monde entier à cette période.

L'invention des redresseurs à vapeur de mercure dans les années 30 a été le point de départ du développement des systèmes de transmission HVDC. En 1941 fut conclu le premier contrat de système de transmission HVDC d'une puissance de 60 MW (le projet *Elbe-Berlin*) utilisant un câble souterrain de 115 km de longueur. En 1945, ce système était

prêt à fonctionner mais fut démonté par la suite et n'a jamais été exploité en raison de la seconde Guerre mondiale [5]. Après la Guerre, la demande en énergie électrique est devenue de plus en plus importante. L'exploitation des énergies renouvelables provenant des sources hydroélectriques, éoliennes ou encore solaires étaient (déjà) supposées répondre à ces demandes [6]. Cependant, la mise en place des systèmes d'exploitation de ces ressources requiert de longues lignes de transmission car les ressources en eau, en vent et en soleil sont généralement situées dans des régions montagneuses ou désertiques, souvent éloignées des zones de consommation. Cette problématique a suscité le développement des systèmes de transmission HVDC, bien adaptés au transport longue distance. La technologie en courant continu (DC) est réellement rentrée en exploitation dans les années 1950 en utilisant les ponts de conversion à valves redresseuses à vapeurs de mercure.

Ce sont en particulier les liaisons électriques sous-marines qui ont permis au HVDC de démontrer sa compétitivité pour la première fois en s'affranchissant des effets capacitifs des lignes [7]. Ainsi, en 1954, un système de transmission HVDC sous-marin a été mis en service en Suède (Fig. 1) pour relier l'île de *Gotland* et la côte suédoise avec une tension DC de 100 kV. Le câble mesurait alors 100 km de long et la capacité de transmission était de 20 MW. Après 16 ans de service, la tension est passée à 150 kV et le système était capable d'acheminer une puissance pouvant atteindre 30 MW [4], [8]. Ce système est répertorié comme étant la première liaison de transmission DC sous-marine de type commercial au monde.



Figure 1: Système de transmission HVDC sous-marin de *Gotland* montrant les stations de conversion de *Västervik* et *Ygne*.

Exploitée depuis les années 1960, la technologie HVDC est désormais une technologie mature et joue un rôle essentiel dans le transport sur de longues distances et les interconnexions entre différents réseaux. La liaison *Cook Strait* ou *Inter Island Pole 1*, en Nouvelle Zélande, fait partie des premiers projets conçus pendant cette période. Celle-ci

pouvait transmettre une puissance de 600 MW et fonctionnait à une tension de 250 kV [9]. La transmission s'effectuait par l'intermédiaire d'une ligne aérienne et un câble sous-marin, traversant le *détroit de Cook*, pour connecter la centrale hydroélectrique de *Benmore* au sud de la Nouvelle Zélande et le nord du *détroit de Cook*.

La liaison HVDC entre la Suède et le Danemark (250 MW, 275 kV) et le projet *Sakuma* au Japon (système à 300 MW, 2 x 125 kV) ont tous deux été construits par ASEA (aujourd'hui groupe ABB) et mis en service en 1965 [9]. Le projet *Sakuma* est une station de conversion de fréquence 50/60Hz et est toujours en service, les systèmes à vapeurs de mercure ayant été remplacés par des thyristors en 1993 [10].

Au cours des années 1970, notamment grâce au développement de l'électronique de puissance, le recours à l'utilisation des ponts de conversion à base de valves à thyristors s'est rapidement généralisé. La première liaison de transmission d'envergure utilisant des lignes aériennes HVDC, la liaison *Pacific DC Intertie* assure l'alimentation de la région de *Los Angeles* en électricité, produite par les centrales hydroélectriques du *Columbia River* situées dans le Nord-Ouest des Etats-Unis. Avec une longueur de 1362 km et une puissance de 1440 MW, il s'agissait d'une liaison record en termes de longueur et de puissance de transmission. La liaison *Pacific DC Intertie* a été assemblée en plusieurs étapes et la capacité actuelle est de 3100 MW [11]. Le *Cahora Bassa HVDC* fait également partie des premiers systèmes utilisant des redresseurs à valves à thyristors. Ce système est caractérisé par une puissance de 1920 MW, une tension de 533 kV et une distance de 1456 km. Il fut construit entre 1975 et 1979 pour assurer la transmission d'électricité produite dans la centrale hydroélectrique située sur la rivière *Zambèze* au Mozambique vers l'Afrique du Sud. Il a aussi été le premier système HVDC opérationnel en Afrique, et le premier à fonctionner au-dessus de 500 kV dans le monde.

Le système de transmission HVDC *Itaipu* possède une architecture de type bipolaire dont chaque pôle, muni de deux convertisseurs, est capable de transformer une puissance de 3150 MW. Avec une capacité maximale de 6300 MW, ce système a été mis en service pendant la période de 1984 à 1989 au Brésil. Celui-ci assure la connexion entre la centrale hydroélectrique d'*Itaipu* située sur le fleuve *Parana* (au Brésil) opérant à une fréquence de 50 Hz et le réseau à 60 Hz de *São Paulo* [11], [12]. Avec deux lignes de transmission de ± 600 kV, ce système reste aujourd'hui la liaison présentant la tension la plus élevée au monde. Depuis les années 1990 à aujourd'hui, nombre de projets HVDC ont émergé dans le monde avec des longueurs, des puissances et des tensions de plus en plus élevées. A titre d'exemple, la liaison *Welsh* aux Etats-Unis, mise en service en 1995, relie aujourd'hui deux réseaux, ERCOT -*Electric Reliability Council of Texas*-, et SPP -*Southwest Power Pool*- du

Sud des États-Unis avec une puissance de 600 MW et une tension de 170 kV. L'exploitation commerciale du projet HVDC *Ballia–Bhiwadi* en Inde (Fig. 2) a débuté en 2010 et est capable de transmettre une puissance de 2500 MW sur une distance de 800 km de l'état *Uttar Pradesh* vers le *Rajasthan* sous une tension de ± 500 kV [13], [14]. En Inde, cette liaison détient la capacité de transmission la plus importante en terme de puissance.

La liaison HVDC *Xiangjiaba-Shanghai* a été mise en service en 2010 et est apte à transmettre une puissance de 6.400 MW de la station hydroélectrique de *Xiangjiaba*, située dans le sud-ouest de la Chine, vers *Shanghai* sur une distance d'environ 2000 km. Cette liaison fonctionne avec une tension extrêmement élevée de 800 kV destinée à réduire au maximum les pertes de transmission [10], [11].



Figure 2: Liaison HVDC en Inde entre les stations de conversion de « Ballia » et de « Bhiwadi » d'une longueur de 800 km [14]

Après plus de 50 ans de recherche et de développement, les systèmes de transmission HVDC assurent aujourd'hui le transport d'énergie dans de nombreux pays (Fig. 3), et sont marqués par des augmentations au cours du temps de la puissance (Fig. 4), de la longueur de la liaison et de la tension de service. L'Annexe 1 recense de manière plus exhaustive les liaisons installées depuis les années 50 opérant à des tensions excédant 60 kV. On peut remarquer sur la figure 4 que la puissance cumulée installée augmente très significativement depuis les années 80.

Plusieurs systèmes de transmission HVDC sont actuellement en cours d'installation et seront mis en services dans les prochaines années.

A titre indicatif, après la mise en service de la liaison *Basslink* en 2006 entre la *Tasmanie* et l'*Australie*, la liaison HVDC *Inter Island Pole 3* est un projet de transmission de puissance de grande envergure entrepris par la compagnie Siemens dans cette région. Le

projet *Pole 3* est destiné à remplacer les systèmes de contrôle et de sécurité vieillissants actuellement utilisés dans les Pôles 1 et 2 par des technologies plus récentes. Le système *Pôle 3* intégrera par ailleurs un système de compensation de puissance réactive de ± 60 MVar. Ces modifications permettront d'une part d'accroître jusqu'à 1200 MW la capacité de transmission actuelle et d'autre part d'améliorer la stabilité de la transmission de puissance entre les îles situées au nord et au sud de la Nouvelle Zélande. La fin des travaux sur le projet *Inter Island Pole 3* est prévue en 2014.

La mise en service du projet de transmission HVDC *Inelfe* entre la France et l'Espagne, est prévue pour fin 2014. Cette liaison utilise des câbles souterrains d'une longueur de 65 km, fonctionne à une tension de ± 320 kV et est capable de transporter une puissance de 2000 MW.

La liaison sous-marine *Western HVDC* entre l'Ecosse et l'Angleterre (d'une capacité de 2200 MW, d'une longueur de 420 km, et opérant à ± 600 kV) est prévue d'être mise en service à la fin 2015.

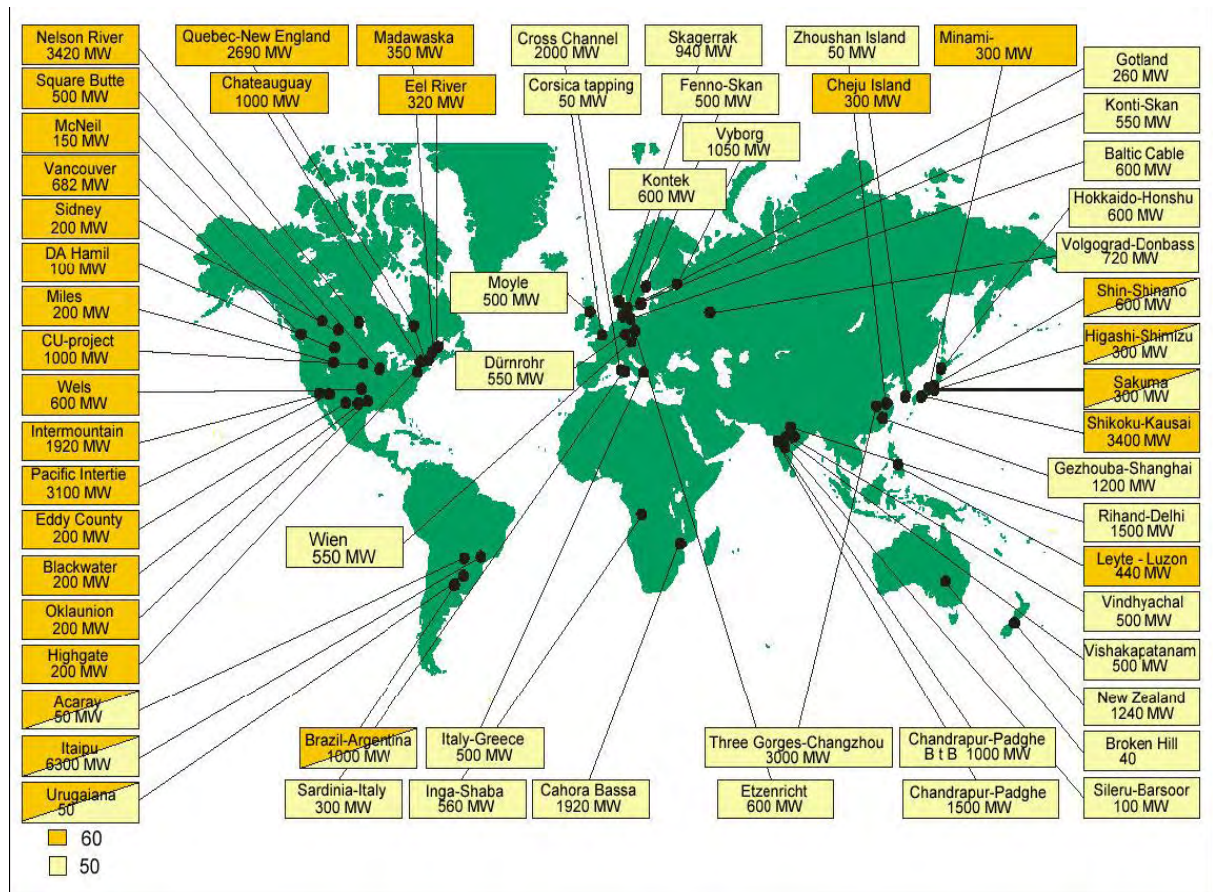


Figure 3: Principales liaisons HVDC installées dans le monde [15]

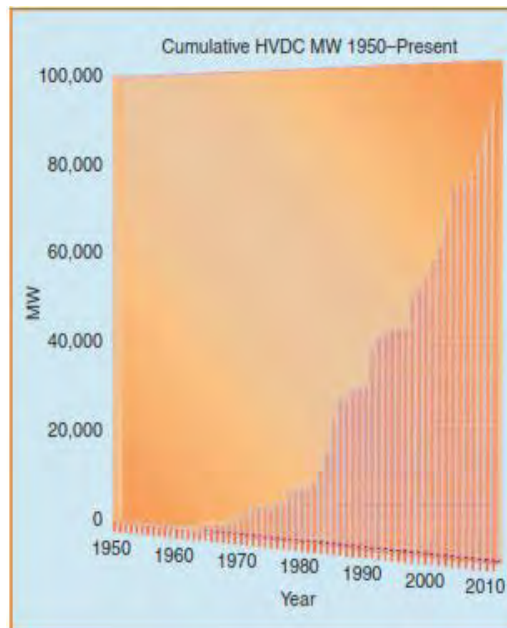


Figure 4: Evolution de la capacité de transmission des systèmes HVDC dans le monde [9]

1.1.2. Fonctionnement des systèmes HVDC

Un système de transport à courant continu est conçu pour acheminer la puissance d'un réseau A vers un réseau B et vice versa en utilisant une liaison continue. Les convertisseurs constituent la partie principale d'un système HVDC. Ceux-ci assurent la conversion de la puissance AC en puissance DC au niveau du réseau émetteur et de la puissance DC en puissance AC au niveau du réseau récepteur.

Des trois technologies de convertisseurs ayant été exploitées dans l'histoire des systèmes HVDC, deux sont aujourd'hui utilisées pour le transport HVDC : les convertisseurs LCC (*Line Commutated Converters*) à base de valves à thyristors et les convertisseurs VSC (*Voltage Source Converter*) à base de valves à Transistor Bipolaire à Grille Isolée ou IGBT. Les valves à vapeur de mercure ont été supplantées par les systèmes LCC au début des années 1970.

1.1.2.1. Fonctionnement des convertisseurs LCC

Dans la technologie LCC, le courant de ligne circule dans un même sens quel que soit le flux de puissance (de par les caractéristiques des thyristors qui sont des interrupteurs unidirectionnels en courant). Des bobines de forte inductance, appelées "bobines de lissage", disposées de part et d'autre de la ligne de transmission, permettent d'éliminer les composantes harmoniques du courant générées par les commutations successives des thyristors. Dans cette technologie, le courant de ligne est déterminé par la chute de tension entre les deux stations et par la résistance de la ligne. Les convertisseurs LCC présentent

cependant le défaut de consommer de la puissance réactive. La puissance réactive consommée est compensée au moyen de bancs de condensateurs disposés en amont des transformateurs (Fig. 5). Le flux de puissance peut être inversé par inversion de la polarité de la tension de ligne HVDC. Ainsi, dans le cas des convertisseurs LCC, les câbles utilisés doivent pouvoir supporter les contraintes d'inversion de polarité.

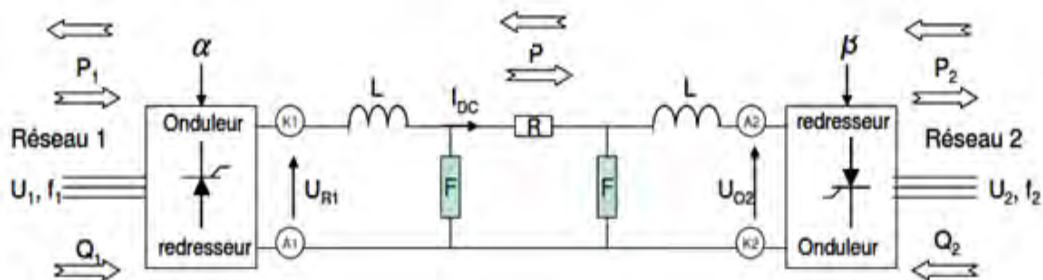


Figure 5: Système LCC. La puissance active est transférée du réseau 1 vers le réseau 2 et vice versa. L'inversion de puissance est réalisée par inversion de polarité du conducteur [1]

1.1.2.2. Fonctionnement des convertisseurs VSC

Le fonctionnement d'un convertisseur VSC-HVDC peut être expliqué en considérant chaque terminal en tant que source de tension connectée en série à un réseau AC par l'intermédiaire de réactances de phase (Fig. 6). Le convertisseur VSC fournit, à partir de la tension continue U_{DC} , une tension alternative réglable u_v de la forme [1]:

$$u_v = \frac{1}{2} U_{DC} M \cdot \sin(\omega t + \delta) + \text{harmonique} \quad (1.1)$$

où M est l'indice de modulation; ω , δ sont respectivement la fréquence et le déphasage de la tension u_v . Les quantités M , ω et δ peuvent être ajustées pour contrôler les flux de puissance active et réactive.

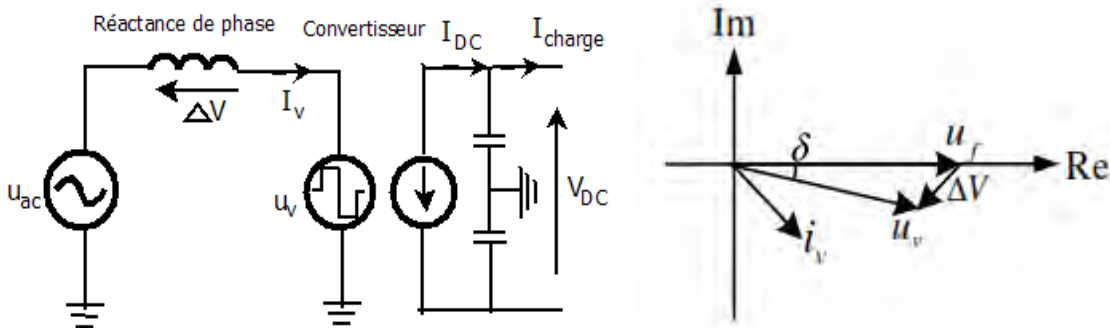


Figure 6: Circuit équivalent d'un convertisseur VSC connecté à un système AC [1]

La puissance active circulant entre le système AC et le convertisseur peut être contrôlée par le déphasage δ entre la tension u_v générée par le VSC et la tension AC u_f . En négligeant les pertes au niveau de la réactance de phase, la puissance active P est calculée par l'expression suivante:

$$P = \frac{u_f u_v \sin \delta}{X}$$

où X est la réactance de phase

La puissance réactive est déterminée par:

$$Q = \frac{u_f(u_f - u_v \cos \delta)}{X}$$

Dans une connexion VSC-HVDC, la puissance active du côté AC est égale à la puissance active transmise du côté DC (pertes négligeables). En pratique, l'un des deux convertisseurs contrôle la transmission de puissance active tandis que l'autre commande la tension DC. La génération de la puissance réactive et la consommation peuvent être utilisées pour commander la tension alternative du réseau.

L'inversion rapide du flux de puissance est un aspect important des systèmes HVDC. Le système LCC effectue cette inversion de puissance par inversion de la polarité de la ligne HVDC. Dans le cas des systèmes VSC, l'inversion de puissance ne requiert pas d'inversion de polarité de la tension du câble. C'est le sens de circulation du courant dans le câble qui est inversé, ce qui est rendu possible grâce à l'utilisation des valves (transistor + diode) bidirectionnelles en courant. L'absence d'inversion de polarité de tension peut être un aspect bénéfique du système VSC par rapport au système LCC notamment lorsqu'on utilise des câbles à isolation synthétique.

Aujourd'hui, l'inversion de la polarité reste en effet problématique pour les câbles extrudés destinés à l'application en HVDC. Pour cette raison, l'isolation de câble HVDC à base de papier est toujours utilisée aujourd'hui dans les systèmes HVDC à base de LCC alors que dans les systèmes HVDC à base de VSC (Fig. 7) les deux types d'isolants (à papier et extrudé) peuvent être envisagés.

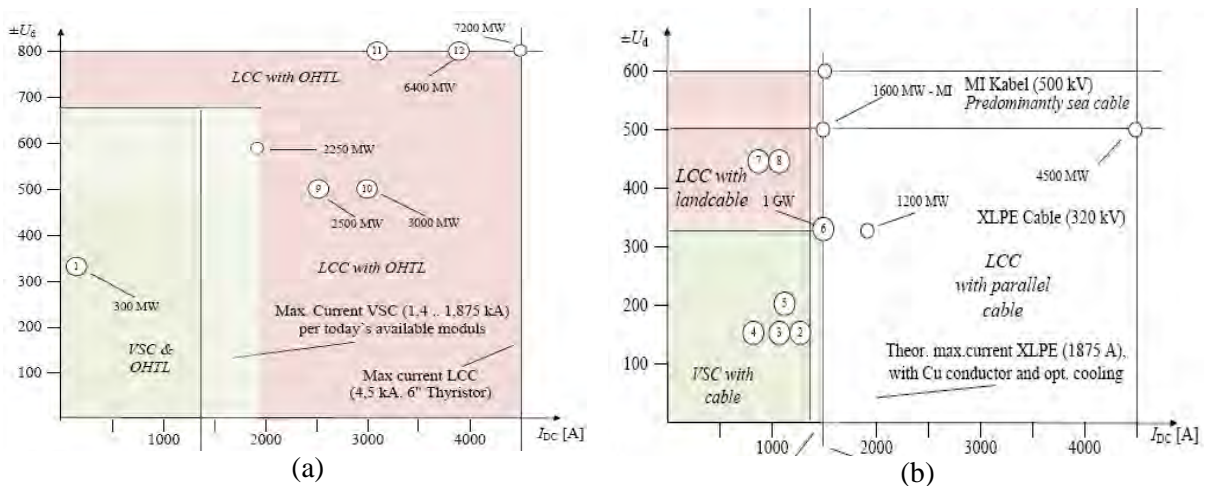


Figure 7: Les limites des technologies LCC et VSC, pour (a) liaisons aériennes (OHTL) et (b) câbles.
 (b): Courants maximum de 1500A et 1600A pour XLPE et Câbles à isolation MI. [16]

1.2. Technologies de câbles HVDC

Comme dans le cas HVAC, les liaisons HVDC peuvent être aériennes ou enfouies. Les liaisons 'grande distance' et 'très haute tension' restent aujourd'hui en liaison aérienne pour des raisons techniques et économiques. Les liaisons en service présentant aujourd'hui des records en terme de distance, puissance transportée et tension sont *Rio Madeira* au Brésil (3x2150 MW, 600 kV, 2375 km), *Jinping-Sunan* (7200 MW, 800 kV, 2090 km) et *Nuozhadu-Guangdong* (6400 MW, 800 kV, 1300 km), toutes deux en Chine [Cf. Annexe 1]. Dans ce qui suit, nous présentons brièvement les différentes technologies de câbles HVDC, avant de traiter plus spécifiquement des contraintes liées à l'isolation synthétique.

1.2.1. Développement des câbles HVDC

Le développement des systèmes de transmission HVDC passe également par le développement des câbles HVDC pour rendre optimum le transport d'énergie (entre autre en diminuant la puissance perdue dans le système électrique). Construite au début du 20e siècle, la liaison *Lyon-Moutier* utilisait une isolation papier de 18 mm d'épaisseur imprégnée de résine de pétrole et contenue dans une double gaine de plomb. Le conducteur en aluminium, de section 75 mm², permettait de transmettre une puissance maximum de 30 MW. Ce câble est considéré comme le premier câble HVDC commercial. Depuis, ce type de câble a surtout été utilisé pour la réalisation de liaisons sous-marine.

1.2.1.1. Câbles papier imprégné à isolation solide

Les câbles à papier imprégné (MI pour *mass-impregnated*), mis en œuvre à partir de papier isolant imprégné d'huile de viscosité élevée, ont été utilisés dans le projet *Gotland* HVDC en 1954. Le câble HVDC-MI reste à ce jour le câble le plus utilisé dans le domaine

du HVDC principalement en raison de sa fiabilité. Ce type de câble est aujourd'hui disponible pour des tensions allant jusqu'à 500 kV et des courants jusqu'à 1600 A correspondant à une capacité maximale en termes de puissance de 800 MW pour une liaison unipolaire et 1600 MW pour une liaison bipolaire. La dimension des conducteurs est de l'ordre de 2500 mm² (pour une transmission de 2 GW en configuration bipolaire) [17]. Ce type de câble a été récemment employé pour la réalisation de l'interconnexion sous-marine en courant continu entre l'Italie et la Grèce du projet *Grita* (connexion à 400kV, 500 MVA et longueur sous-marine de 160 km) [15]. Toutefois, les câbles MI subissent des phénomènes de contraction-dilatation sous l'effet des cycles d'échauffement et refroidissement dus à une grande différence de coefficient de dilatation des matériaux qui le constituent. Ces variations de volume ne sont pas compensées par une circulation de la matière d'imprégnation qui reste essentiellement immobile. Ces contraintes amènent à limiter la température maximale de fonctionnement des câbles à environ 55°C au conducteur, ce qui limite la capacité de transmission des câbles en comparaison à d'autres solutions.

1.2.1.2. Câbles papier imprégné à isolation fluide

Une alternative aux câbles MI est constituée par les câbles à isolation huile fluide (*Self-Contained Fluid Filled cables* - SCFF) utilisant du papier isolant imprégné d'huile synthétique à basse viscosité qui est maintenue constamment sous pression dans un conduit pratiqué dans le centre du conducteur. Ces câbles peuvent fonctionner à une température plus élevée, de 85 à 90°C et permettent ainsi de transporter une puissance plus importante. Evidemment, la présence d'un fluide en circulation impose l'adoption de circuits hydrauliques et de postes de pompage aux extrémités. La possibilité de refroidir le conducteur constitue le principal avantage du câble à huile fluide car cela permet de tripler sa capacité de transmission. La première utilisation du câble à huile fluide date de 1952. La Suède et la France ont été les premiers pays à adopter ce type de câble qui fonctionnait initialement à une tension de 400 kV (HVAC). La puissance transportée peut atteindre 10 MW sous une tension de 600 kV [8]. La transmission de puissance est faite sur une distance de l'ordre de la centaine de km. En 2000, des câbles sous-marins ont été installés au Japon avec une capacité de transmission de 2.8 GW, une tension de 500 kV et une longueur de 48,9 km. Ce type de câble fait l'objet aujourd'hui d'étude pour des tensions extra élevées supérieures à 1400 kV et des puissances de 3000 MW. Toutefois, des pannes ont été recensées sur les câbles à isolation papier liées à l'infiltration d'eau au niveau de la gaine de plomb due à des fissures ou à de la corrosion. L'isolation papier est également devenue aujourd'hui moins populaire en raison des problèmes environnementaux liés à l'utilisation

de la gaine de plomb et des risques de fuite d'huile. Il ne fait pas de doute que l'utilisation des câbles à isolation papier jusqu'à la moitié du 20^e siècle était liée au manque de matériaux extrudés de qualité satisfaisante et compétitifs.

1.2.1.3. Câbles à isolation mixte papier-polypropylène

D'un développement plus récent, les câbles à isolation mixte papier-polypropylène (PPL) sont des câbles dont le système d'isolation est constitué de papier à haute densité imprégné d'un mélange visqueux, mais dont les couches de papier sont séparées par des films de polypropylène; cette solution de développement récent conjugue les performances des deux technologies précédentes [15]. Le câble PPL a démontré la capacité à fonctionner pour un système de tension jusqu'à 600 kV et une température de 85°C.

1.2.1.4. Câbles à isolant synthétique extrudés

La demande en isolations plus respectueuses de l'environnement et capables de fonctionner à température élevée a suscité le développement des câbles HVDC extrudés. L'extrusion est une technique permettant de déposer une couche uniforme et compacte d'isolant polymère autour du conducteur, prise en sandwich entre deux écrans semi-conducteurs. L'isolation de câbles à haute tension est obtenue par un procédé de co-extrusion de l'isolant et des semi-conducteurs internes et externes, suivi, éventuellement, d'une phase de réticulation de l'isolant afin de lui conférer des propriétés thermomécaniques appropriées [18], comme dans le cas du polyéthylène réticulé (XLPE). Les câbles à isolant synthétique extrudés offrent des avantages significatifs par rapport aux câbles à isolation papier traditionnels, par exemple :

- La température du conducteur est plus élevée, ce qui donne un câble plus compact pour une même puissance transportée ;
- La barrière à l'humidité est plus compacte, donnant un câble plus léger ;
- L'assemblage de câbles extrudés est beaucoup plus simple et nécessite moins de compétences ;
- L'utilisation des câbles extrudés évite les risques environnementaux importants à long terme associés à des fuites d'huile [19].

Le développement de ce type de câble, pour du transport en HVAC, s'amorça dans les années 1950 et a connu un essor important dans les années 1960 aux Etats-Unis, au Japon et dans les pays scandinaves. Dans les années 1970, les tests à long terme en tension DC ont été réalisés au Japon pour déterminer si les câbles XLPE, utilisés pour la transmission de courant alternatif (HVAC), pouvaient également être utilisés pour le transport HVDC. Les phénomènes d'accumulation de charge d'espace et l'inversion du champ électrique en

présence de gradient de température constituait les principaux obstacles à l'adaptation des câbles HVAC-XLPE au transport HVDC. L'étude des additifs destinés à améliorer la tenue en tension continue des isolations polymères a réellement débuté en 1984. Les composants comprennent un ensemble de retardateurs d'arborescence d'eau et des antioxydants. Les projets pour le développement de câbles HVDC à base de XLPE ont effectivement débuté en 1988 pour la tension de 250 kV et en 1993 pour la tension de 500 kV. En 1995, un test de qualification a été réalisé sur un câble 250 kV. En 2001, un autre essai de qualification a été réalisé sur des câbles XLPE de 500 kV pour vérifier leurs performances [20].

Le premier système de transmission HVDC au monde utilisant des câbles à isolant synthétique extrudé a été installé sur l'île de *Gotland* (en Suède) en 1999. Cette installation utilise des convertisseurs à source de tension (VSC). Comme nous l'avons mentionné au §1.1.2, cette solution évite le recours aux inversions de polarité (pour l'inversion du flux de puissance) limitant ainsi le risque de rupture de l'isolation du câble. Au cours des années 2001 à 2005, les câbles extrudés sont devenus le type de câble DC le plus utilisé pour les liaisons enfouies pour des tensions inférieures à 220 kV. Ainsi, à la fin de l'année 2005, les câbles polymères représentaient environ 59% de l'ensemble des câbles DC en service [21]. Les efforts entrepris en recherche et développement ont permis d'améliorer grandement la fiabilité des câbles HVDC extrudés.

On dénombre aujourd'hui plusieurs installations ayant recours au câble HVDC à isolation synthétique (Fig. 8). A ce sujet, nous pouvons citer la liaison *Murray Link* en Australie mesurant 180 km de long et constituant à ce jour l'installation la plus longue au monde utilisant des câbles extrudés souterrains. Le système de transmission sous-marin *Trans Bay Cable* de San Francisco ou encore les liaisons souterraines et sous-marines *East West Interconnector* entre la Grande Bretagne et l'Irlande en sont également des exemples. Le système de câble HVDC extrudé utilisant la technique VSC permet aujourd'hui d'atteindre une tension supérieure à 300 kV et une puissance de transmission de l'ordre du GW.

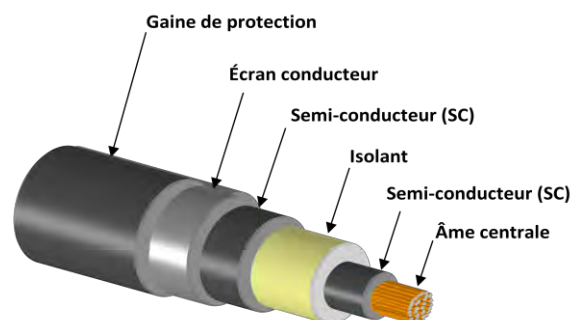


Figure 8: Câble HVDC extrudé

1.2.2. Enjeux des câbles HVDC extrudés

Nous traitons dans cette partie des principaux comportements macroscopiques qui doivent être pris en compte dans le développement de câbles HVDC et qui concernent pour l'essentiel le matériau d'isolation: il s'agit de la distribution résistive du champ et de ses conséquences comme l'inversion de contrainte lorsque le câble est soumis à un gradient thermique, de phénomènes de charge d'espace plus ou moins liés à la distribution résistive du champ, et des questions de durée de vie des câbles.

1.2.2.1. Contrôle du champ électrique

La distribution du champ électrique sous tension continue diffère de celle sous tension AC. Alors qu'en AC, la répartition du champ est capacitive et ne dépend que de la permittivité de l'isolant, en DC celle-ci est déterminée par la conductivité et par la permittivité de l'isolant. Par ailleurs, la conductivité des isolants polymères dépend fortement de la température et du champ électrique. Ainsi, la répartition du champ électrique dans l'isolant de câble HVDC est fortement influencée par la température et le niveau de contrainte électrique appliquée.

Nous avons vu précédemment que les matériaux extrudés peuvent être utilisés à des températures nettement plus élevées que les papiers imprégnés d'huile. Cependant, dans le système 'câble', le fait d'utiliser le conducteur à des températures plus élevées implique des gradients thermiques importants et se pose donc la question de l'impact de ces gradients thermiques sur la répartition de champ au sein de l'isolant. La température en fonction du rayon de câble est donnée par l'expression [22] :

$$T(r) = T(r_e) + \frac{1}{2\pi\lambda} \int_r^{r_e} \frac{dr'}{r'} [W_c + W_d(r'^2)] \quad (1.2)$$

où r_e est le rayon extérieur de l'isolation, λ est la conductivité thermique de l'isolation, et W_c et W_d sont les puissances dissipées respectivement par effet Joule dans l'âme conductrice et par pertes diélectriques dans l'isolation. Ces dernières étant généralement négligeables devant les pertes par effet Joule, le profil de température, dans des conditions stationnaires, est approximé par la relation ci-dessous [2], [22]. La température $T(r)$, représentée Fig.9, dépend des conditions aux limites du câble: structure externe, température ambiante.

$$T(r) = T(r_e) + \frac{W_c}{2\pi\lambda} \ln \frac{r_e}{r} \quad (1.3)$$

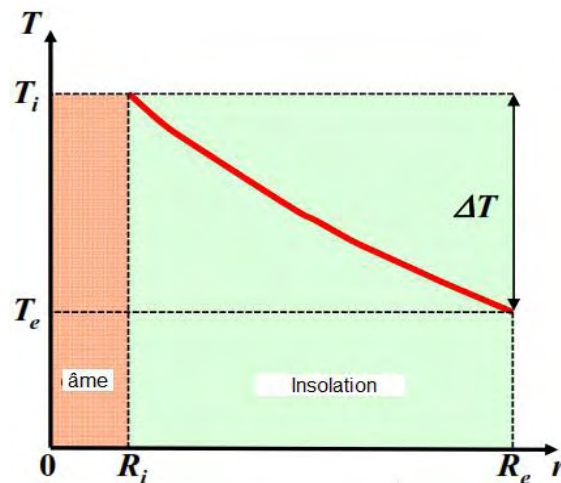


Figure 9: Profil de température $T(r)$ au sein de l'isolant en géométrie cylindrique [2] (R_i et R_e sont les rayons intérieur et extérieur du câble)

Conductivité électrique

Les résultats d'études concernant l'influence de la température et du champ électrique sur la conductivité électrique sous tension continue des matériaux de câble reflètent la complexité de la réponse diélectrique des isolants polymères. L'hypothèse la plus simple consiste à considérer un régime ohmique de conduction, dans lequel la dépendance en champ de la conduction est négligée, associé à une dépendance en température de la conductivité selon une relation d'Arrhenius [23], [24], [25]:

$$\sigma(T) = \sigma_0 \cdot \exp(-E_A/kT) \quad (1.4)$$

où σ_0 est une constante, E_A , k , T sont respectivement l'énergie d'activation, la constante de Boltzman et la température en Kelvin. L'énergie d'activation est généralement de l'ordre de 1eV pour les matériaux à base de polyéthylène [26].

En absence de gradient thermique, la distribution de champ est capacitive et sa valeur maximale est située au niveau du semi-conducteur interne:

$$E(r) = \frac{U_0}{r \cdot \ln \frac{r_e}{r_i}} \quad (1.5)$$

Sous condition de fonctionnement du câble, un courant circule dans l'âme du câble et induit un échauffement de ce dernier par effet Joule (eq. 1.3). Etant donné que la surface du câble est en contact avec le sol ou l'air et qu'ainsi un flux thermique est transmis, il apparaît un gradient de température à travers l'isolation du câble. En présence d'un tel gradient, la conductivité électrique n'est plus homogène en fonction du rayon du câble. En condition stationnaire la condition de continuité sur le courant traversant l'isolant impose :

$$J_1 = 2\pi \cdot r \cdot \sigma(r) \cdot E(r) = Cte \quad (1.6)$$

où J_1 est la densité de courant radial par unité de longueur du câble. La distribution du champ au sein du diélectrique, en géométrie cylindrique, est donc donnée par l'expression suivante en régime stationnaire [27]:

$$E(r) = E_0 \frac{r_0 \sigma_0}{r \cdot \sigma(r)} \quad (1.7)$$

où E_0 et σ_0 sont le champ et la conductivité à la position de référence r_0 . Si le gradient de conductivité - et donc de température - est suffisamment important, la contrainte électrique maximale est susceptible de s'inverser passant du conducteur interne (plus chaud) vers le conducteur externe (plus froid) [27], [28]. Plus le gradient de température dans l'isolant est élevé, plus importante est l'inversion du champ électrique [29], comme illustré à la Figure 10.

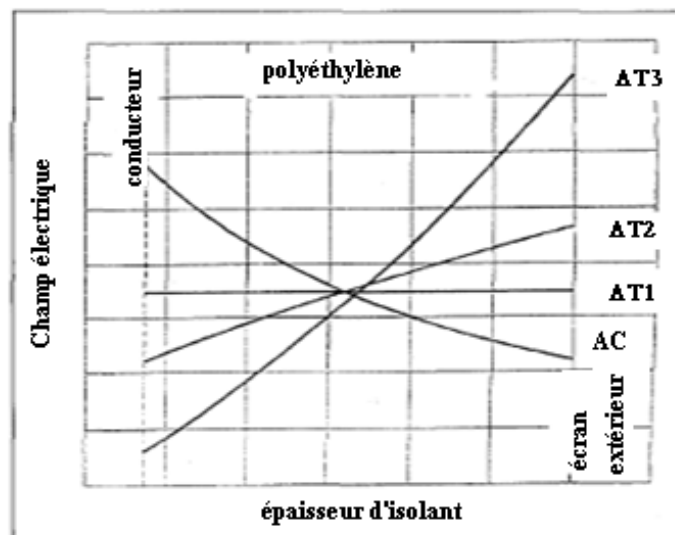


Figure 10: Phénomène d'inversion de la contrainte électrique dans un isolant de câble à base de polyéthylène pour différents gradients ($\Delta T_3 > \Delta T_2 > \Delta T_1$). L'index AC correspond à la distribution capacitive ($\Delta T=0$), d'après [29]

Différents résultats expérimentaux issus de la bibliographie montrent que dans le cas des isolants polymères, la conductivité est fonction à la fois du champ électrique et de la température [24]. Sur la Figure 11 [30] est présentée l'évolution de la densité de courant (de conduction) en fonction du champ dans le cas de matériau XLPE pour trois températures différentes. Elle montre que la pente des caractéristiques de densité de courant de conduction en fonction du champ ($J-E$) avoisine 1 à faible champ. Il s'agit du régime ohmique pour lequel toute charge injectée est extraite à l'électrode opposée. En conséquence aucune charge ne s'accumule au sein d'un matériau isolant en condition isotherme. Pour des

champs plus élevés, la pente des caractéristiques $J-E$ est supérieure à 1 signifiant une conductivité non-linéaire. Nous traitons dans la section suivante (§1.3) des origines possibles des mécanismes de conduction non linéaires. Ces deux régions sont séparées par le seuil de champ électrique. La valeur de champ seuil diminue avec la température entre 20 et 60°C, avec une dépendance de type loi d'Arrhenius [24].

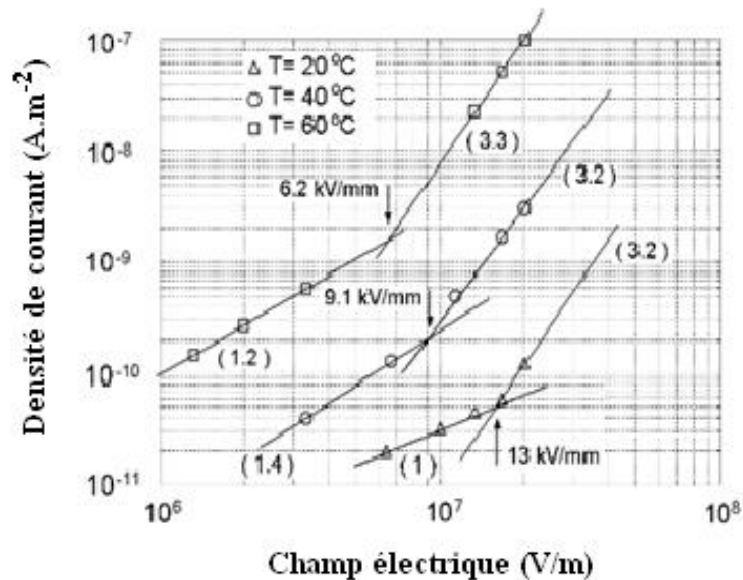


Figure 11: Densité de courant en fonction du champ électrique dans le cas d'un matériau XLPE sous différentes températures, d'après [30].

Fabiani et al. ont étudié l'évolution de la conductivité en fonction du champ et de la température dans le cas de mini-câbles formulés avec différents couples semi-conducteur/isolant [31]. On observe que les seuils de non linéarité en champ sont relativement bas et évoluent par ailleurs avec la température (le champ seuil à 25°C est par exemple plus élevé que celui à 70°C) (Fig. 12). Une déviation substantielle d'un comportement ohmique est observée lorsque le champ appliqué est supérieur au seuil de champ électrique.

En conséquence, la distribution de champ électrique dans le câble HVDC est régie par la conductivité du matériau qui est fonction à la fois de la température et du champ électrique. Cette dépendance en champ de la conductivité introduit une difficulté majeure dans l'évaluation de la distribution de champ électrique dans le câble HVDC.

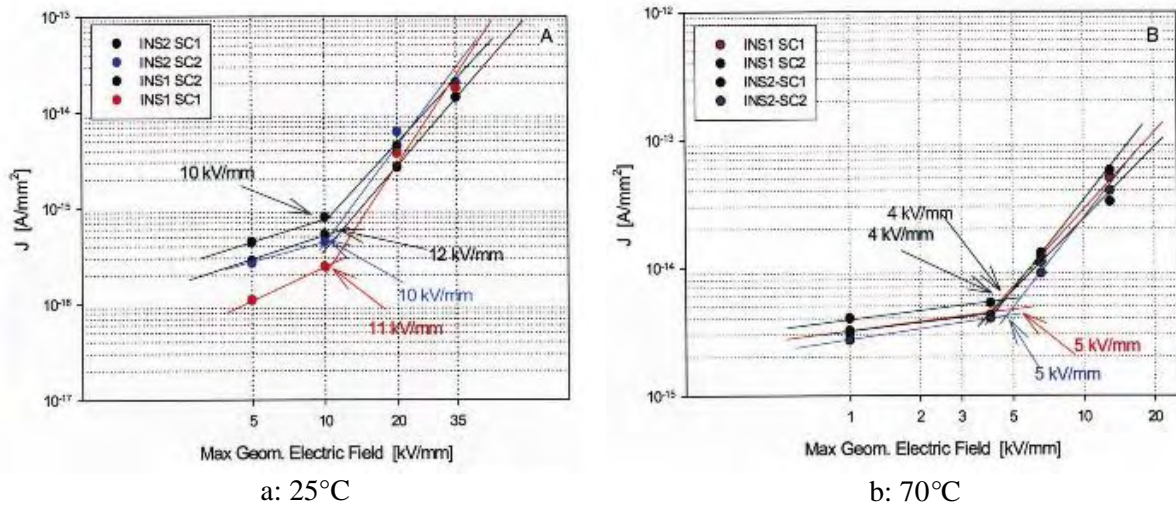


Figure 12: Caractéristiques de courant en fonction du champ électrique pour différentes formulations de mini-câbles à 25°C (a) et 70°C (b) [31]. Les seuils de champ électrique sont indiqués par des flèches.

Plusieurs modèles ont été développés pour prédire les distributions du champ électrique sous l'influence de la température et de contraintes électriques diverses. En 1996, *Coelho et al.* [32] ont dérivé de façon analytique l'évolution des profils de champ dans un câble à isolation polymère sous contrainte continue et soumis à un gradient de température. Les résultats sont conformes à ceux issus du calcul numérique obtenus par *Lau* [33] dans les années 1970. L'originalité de ce travail réside dans l'introduction du concept de rayon moyen ($\bar{r} = \sqrt{r_e r_i}$ où r_e et r_i représentent respectivement les rayons externe et interne du câble) et du champ réduit (rapport entre le champ réel et le champ Laplacien) ce qui simplifie substantiellement les calculs. L'expression de la distribution de densité de charge d'espace en régime stationnaire, dans le cas où la conductivité évolue uniquement avec la température, varie en fonction du rayon réduit $x = \frac{r}{\bar{r}}$ et de la différence de température entre le conducteur interne et le conducteur externe. Enfin, *Coelho et al.* ont démontré que l'influence de la dépendance de la conductivité en fonction du champ sur la distribution de charges, dans le cas particulier où la conductivité évolue avec le champ suivant une fonction puissance ($\sigma \propto E^\gamma$), peut être prise en compte à travers un coefficient multiplicateur dépendant de γ .

La relation entre conductivité et champ électrique pour deux types d'isolant polymère ayant différentes énergies d'activation a été traitée par *Boggs et al.* [34]. 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 pour répartir de manière plus homogène la distribution de champ électrique dans des conditions de forts gradients thermiques. La Figure 13 montre l'évolution de la conductivité avec la température (a) et le champ électrique (b). La dépendance en température de la conductivité du matériau

G (qualifié de bon matériau avec une énergie d'activation de 0,56 eV) est plus faible que celle du matériau B (qualifié de mauvais matériau avec une énergie d'activation de 0,98 eV). Par ailleurs, la dépendance en champ de la conductivité du matériau G est nettement plus importante que celle du matériau B. Sous un fort gradient thermique ($\Delta T = 40^\circ\text{C}$), les champs maximal et minimum pour le matériau G modélisés dans un câble modèle (d'épaisseur d'isolant 9 mm) sont similaires à une distribution capacitive.

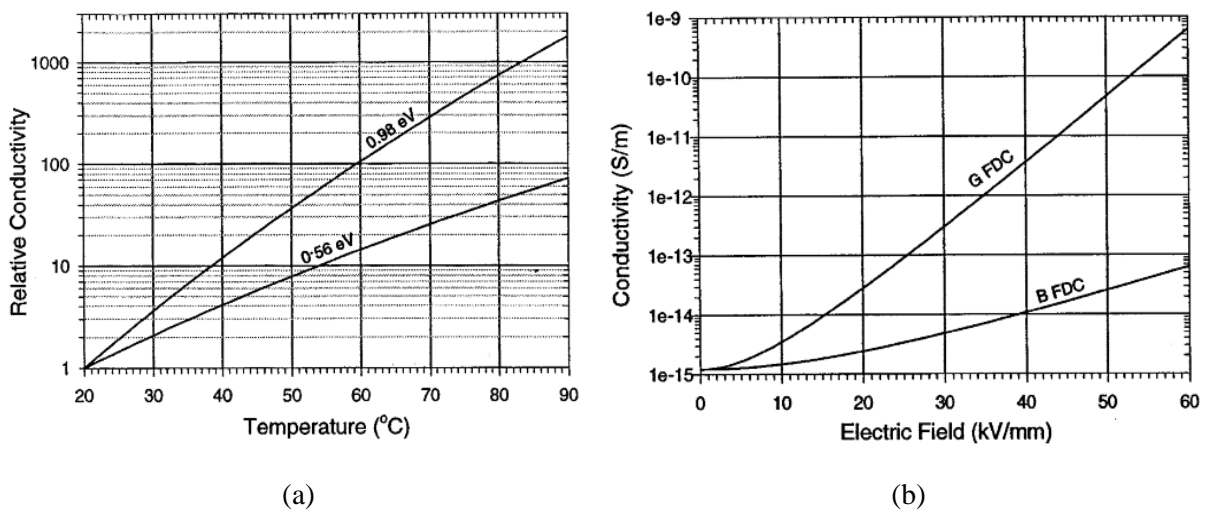


Figure 13: Conductivité en fonction de la température (a) et du champ (b) pour 2 matériaux différents à 45°C [34]. Matériau G: $E_a=0,98$ eV; Matériau B: $E_a=0,56$ eV ($E_{A\ G\ FDC} < E_{A\ B\ FDC}$).

Dans le cadre de sa thèse concernant l'étude des matériaux de câbles sous contrainte DC, *B. Vissouvanadin* [1] a également proposé de quantifier l'impact du gradient de température dans le cas des câbles moyenne tension (r_e et r_i sont 9,5 et 5 mm respectivement) sous deux régimes de conduction différents: ohmique à faible champ et limité par charge d'espace (SCLC) à fort champ. En régime ohmique, pour une tension appliquée $U_{app} = -15$ kV et une énergie d'activation de 0,89 eV (dérivée des mesures de conductivité sur des câbles maquettes), la conductivité locale $\sigma(r)$ varie avec la température $T(r)$. La distribution du champ électrique selon le rayon du câble dépend alors uniquement du gradient de température dans le câble. En absence de gradient thermique, la distribution de champ est capacitive et la contrainte est maximale au niveau du semi-conducteur interne; en présence de gradient de température, la distribution de champ est résistive et la contrainte électrique est inversée (Fig. 14a). Pour une contrainte appliquée plus élevée ($U_{app} = -60$ kV), la conduction est supposée contrôlée par la charge d'espace. L'auteur suppose dans son modèle d'une part une injection unipolaire d'électrons à la cathode (où le champ est supposé s'annuler) et d'autre part un seul niveau de pièges situé à 1 eV en dessous de la bande de conduction dans le matériau. La Figure 14b montre les profils de champ obtenus en absence et en présence de gradient thermique en régime d'accumulation de charge dans le cadre du

modèle SCLC. Dans les deux cas, le champ s'inverse par rapport au champ capacitif en raison des charges accumulées. Toutefois, la présence du gradient de température accentue le module du champ au niveau de l'électrode externe. Ceci est dû à la diminution de la mobilité effective des charges (du fait de la baisse de température) à mesure qu'on s'éloigne de l'électrode interne [1].

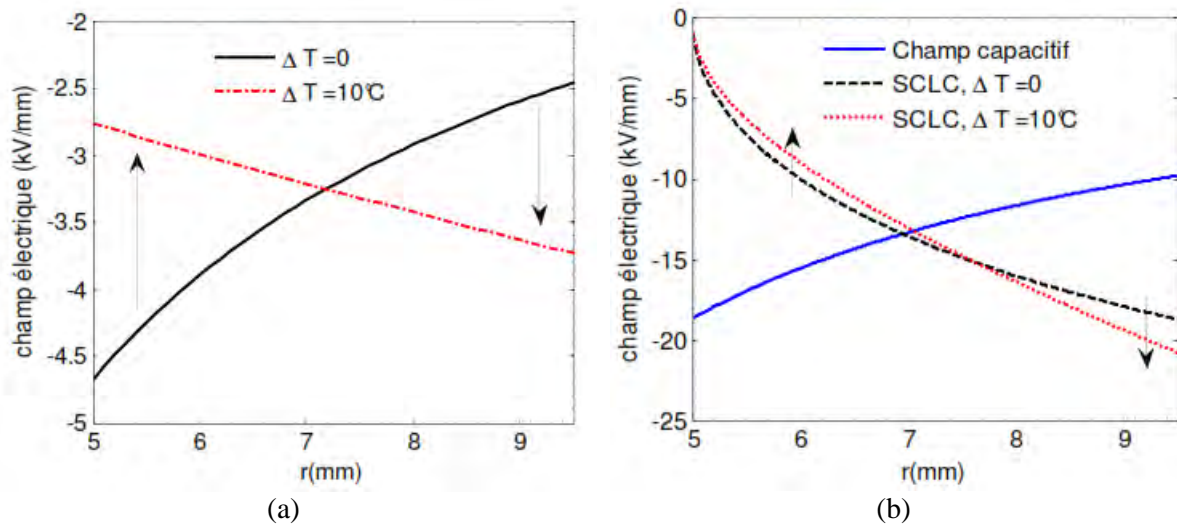


Figure 14: Profils de champ en régime ohmique ($V_{app} = -15$ kV) (a) et SCLC ($V_{app} = -60$ kV) (b) en absence et en présence de gradient thermique, d'après [1]

Conductivité thermique

Lorsque le câble est en service, il apparaît un gradient de température entre le conducteur interne et le conducteur externe (ΔT). La différence de température à travers l'isolant varie inversement avec la conductivité thermique de celui-ci (eq.1.3).

Autrement dit, plus la conductivité thermique est élevée, plus faible est le gradient thermique au sein de l'isolant. Sur la base des études précédentes, l'une des méthodes pour réduire l'intensification du champ dans les câbles HVDC consiste à augmenter la conductivité thermique de l'isolation afin de réduire la différence de température à travers l'isolant. Des formulations à base de XLPE ont été spécialement développées dans ce but en incorporant des charges minérales. Ces composés présentent une augmentation de la conductivité thermique et une faible dépendance de la résistivité électrique en température, réduisant l'effet d'inversion de la contrainte électrique associé au gradient de température [29].

Singh et al. [35] ont montré, sur la base d'une étude comparative sur trois formulations de polymères, que plus la résistivité thermique du matériau est faible, moins le champ varie avec la température. Les nanoparticules inorganiques (composites XLPE/minéral) contribuent également à l'augmentation de la conductivité thermique du matériau polymère

et permettent ainsi d'atténuer l'effet d'inversion du champ en présence de gradient de température [36].

1.2.2.2. Charge d'espace

L'accumulation de charges peut être une conséquence d'une conductivité électrique non-uniforme [37]. Le fait que la conductivité ne soit pas homogène implique que le champ ne suit pas une distribution Laplacienne, et que des charges sont présentes au sein de l'isolant. Les mesures de distribution de densité de charges aujourd'hui disponibles renseignent sur ces densités de charge résiduelles. Une des questions essentielles qui reste posée est de savoir si les distributions de charge et de champ obtenues peuvent s'expliquer uniquement par des gradients de conductivité ou si d'autres phénomènes entrent en jeu.

Charge d'espace comme conséquence de gradients de conductivité

Mc Allister et al. ont étudié le phénomène d'accumulation de charge d'espace du point de vue macroscopique [37]. 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.

Jeroense et Morshuis [38] ont également estimé les distributions de charge d'espace et de champ électrique dans des câbles soumis à différentes contraintes susceptibles d'être rencontrées lors du fonctionnement du câble. Une attention particulière a été consacrée à l'étude de l'évolution du champ électrique lors du régime transitoire en phases de polarisation et dépolarisation. Les paramètres utilisés dans le calcul sont ceux de l'isolant papier mais la plupart des considérations sont également valables pour les câbles à isolation extrudée. Ils ont par ailleurs évalué l'influence sur la distribution de champ électrique de différents paramètres tels que la température, le gradient de température, la tension appliquée, la conductivité électrique ou encore les dimensions du câble. Ils considèrent dans leur étude que la conductivité électrique de l'isolant évolue avec la température et le champ de façon exponentielle. Dans ce cas particulier, la distribution du champ est affectée principalement par la différence de température à travers le rayon du câble. Il a été montré que l'amplitude du champ est inversée par rapport au champ capacitif lorsque le gradient de température est suffisamment important. Ils montrent également que la quantité totale de charges augmente avec la tension appliquée. En négligeant l'effet du champ sur la

conductivité électrique, ils ont dérivé une expression analytique de la résistance par mètre de câble. La résistance totale dépend de la température de façon exponentielle et diminue avec la tension appliquée [38].

L'équation 1.7, obtenue en utilisant les équations de Maxwell et donnant l'expression de la distribution de champ fonction de la conductivité reste valable quelle que soit l'origine du gradient de conductivité, y compris lorsque celle-ci dépend à la fois de la température et du champ électrique [27]. Selon la loi de Poisson, à cette redistribution du champ est associé un phénomène de charge d'espace:

$$\operatorname{div} E(r) = \frac{\rho(r)}{\epsilon} \quad (1.8)$$

En combinant les eq. (1.7) et (1.8), on obtient l'expression générale suivante de la densité de charge d'espace associée à une conductivité non-uniforme:

$$\rho_{\sigma} = -E(r) \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\sigma(r)} \frac{d\sigma(r)}{dr} \quad (1.9)$$

Lorsque la conductivité électrique suit une loi d'Arrhenius avec la température, et est indépendante du champ, l'expression de la charge d'espace peut être mise sous la forme :

$$\rho_{tg} = -\epsilon_0 \epsilon_r E(r) \frac{E_a}{kT^2} \frac{dT}{dr} \quad (1.10)$$

On peut montrer à partir de l'équation (1.7) que si la conductivité varie avec le rayon plus vite qu'une loi hyperbolique, le champ croît du conducteur interne vers le conducteur externe. A partir de l'équation (1.9), on peut voir que le signe de la densité de charge d'espace associée au gradient de conductivité est directement lié à $d\sigma/dr$; pour une tension négative appliquée au niveau du conducteur interne (ce qui correspond à un champ appliqué $E_{app} < 0$), l'équation (1.10) prédit la formation de charge d'espace négative en présence de gradient de température.

Evidence d'autres contributions à la charge d'espace

En réalité, nous le verrons dans la suite de ce travail, les distributions de charge et de champ issues de mesures de charge d'espace s'écartent des résultats prédits puisque les électrodes sont supposées parfaitement ohmiques dans ce modèle macroscopique. Cette hypothèse est valide seulement lorsque le champ et la température sont assez faibles. Lorsque le champ électrique dépasse le seuil d'accumulation de charge d'espace, les expressions donnant les distributions de champ et de charges ne sont plus totalement valides puisqu'elles ne tiennent pas compte de la contribution des charges piégées issues de l'injection de charges aux électrodes ainsi que des ions générés par phénomène d'électro-

dissociation. Par exemple, en présence d'une tension positive sur l'âme ($E > 0$) en condition stationnaire et en présence de gradient de température, le câble est supposé accumuler des charges positives en vertu des équations (1.9) et (1.10). Toutefois, les mesures ont révélé la présence d'hétérocharges négatives au voisinage du conducteur interne en absence et présence de gradient thermique [27] (Fig. 15).

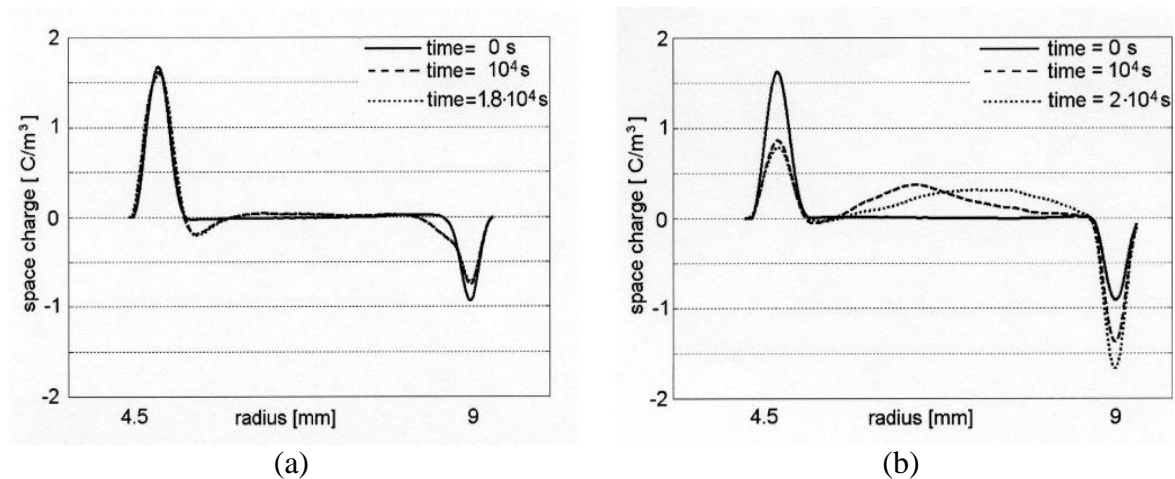


Figure 15: Profils de charges dans un câble MV (moyenne tension) sous une tension DC de +90 kV sur l'âme ($E_{\text{moy}} = 20$ kV/mm) et $\Delta T = 0^\circ\text{C}$ (a), $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ (b) [27]

Les résultats de *Fabiani et al.* [27] ont montré par ailleurs que la température a un impact majeur sur l'accumulation de charge d'espace dans des câbles maquettes soumis à des contraintes DC. Le module du champ électrique maximal subit une inversion (passant du conducteur interne vers le conducteur externe) lorsque le champ appliqué dépasse le seuil d'accumulation de charge et lorsque le gradient thermique est suffisamment important.

A partir d'un modèle macroscopique, *Bodega* [30] a estimé les distributions de la charge d'espace et du champ électrique dans différents types de câbles et jonctions de câble soumis à des contraintes DC, en considérant une conductivité dépendant à la fois de la température et du champ. Pour des isolations de câbles de 12 mm d'épaisseur (rayon interne = 19 mm et rayon externe 31 mm), un gradient thermique de 10°C et une tension de 150 kV (champ moyen de 12,5 kV/mm), le phénomène d'inversion de contrainte n'apparaît pas. Cependant, soumis à de telles contraintes, le câble développerait après 8 h de fonctionnement une charge d'espace stable de nature à induire une intensification et une baisse du champ électrique respectivement au niveau du conducteur interne et du conducteur externe. Une telle situation est bien entendu défavorable vis-à-vis des procédures d'inversion de polarité puisque le champ interne se trouverait alors augmenté de 25% par rapport au champ Laplacien pendant les premiers instants suivant l'inversion de polarité. Le modèle montre par ailleurs que la dynamique d'établissement de la charge d'espace en

présence de gradient de température est fortement corrélée à l'évolution de la température dans le câble. Le modèle ne tient toutefois pas compte des phénomènes d'injection et de blocage de charges aux interfaces diélectrique/électrode. En conséquence, il ne peut pas prédire les phénomènes d'accumulation de charges induits par des processus d'injection, piégeage et extraction.

Le modèle microscopique de *Le Roy* [39] prend en compte les phénomènes bipolaires d'injection de charges, de transport, de piégeage et de dépiégeage ainsi que la recombinaison dans le calcul de la distribution de charges accumulées dans le cas des mini-câbles dont l'épaisseur d'isolant est de 1,5 mm (rayon d'intérieur/extérieur: 1,4/2,9 mm). Le modèle permet de mettre en évidence les effets de la géométrie, de la température et des gradients de température sur le comportement du matériau sous tension DC positive. Les résultats montrent que la densité de charges injectées aux électrodes augmente avec la température et du gradient thermique dans le câble (Fig. 16). A noter ici qu'il s'agit de résultats de simulation obtenus dans des conditions thermiques stationnaires, mais instationnaires du point de vue de l'équilibre des charges. Les charges positives injectées au niveau de l'électrode interne atteignent le milieu du diélectrique d'autant plus rapidement que la température est élevée. Le champ subit une distorsion en raison de l'injection et transport de charges, le cas isotherme conduit à une situation où le champ est le plus homogène le long du rayon du câble. Pour les deux autres cas ($\Delta T = 20$ et 35°C), l'effet cumulatif d'un champ électrique élevé et d'une température élevée au niveau de l'électrode interne induit une forte injection de charges et accroît la mobilité des charges positives par rapport à celle des charges négatives. La prédominance des charges positives dans le volume de l'isolant est à l'origine d'une augmentation globale du champ électrique au niveau de l'électrode externe. Le calcul dans le cas d'une tension négative appliquée au niveau du conducteur interne aboutit à un résultat similaire [39] avec une accumulation de charges négatives dans le volume de l'isolant et une augmentation du champ électrique au niveau de l'électrode externe malgré une profondeur de piégeage plus faible pour les trous par rapport à celle des électrons.

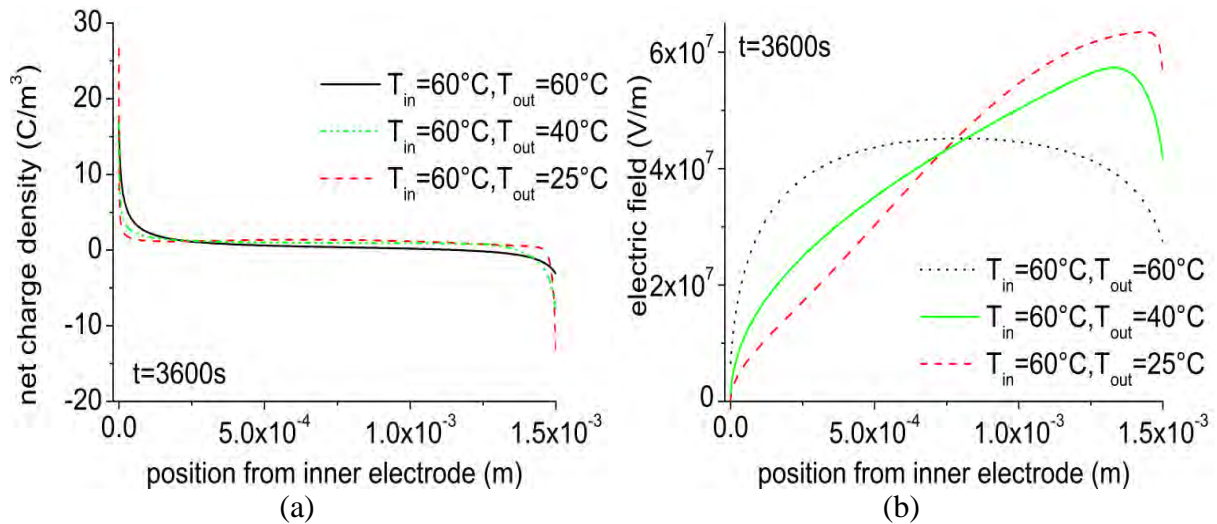


Figure 16: Profils de charge d'espace (a) et de champ électrique (b) pour différentes valeurs de gradient de température après 1 h de polarisation. Résultats issus d'un modèle bipolaire de transport appliqué à des mini-câbles. Tension de 60 kV appliquée sur l'âme du câble [39].

L'influence des sous-produits de réticulation (méthane, alcool cumylique, acétophénone, etc. pour le XLPE) sur le processus d'accumulation de charges et la distorsion du champ électrique a fait l'objet d'une étude dans le cas d'un câble HVAC commercial de 11 kV (épaisseur d'isolant de 3,4 mm) soumis à une contrainte DC en condition isotherme et sous gradient de température [40]. Le câble étudié n'a subi aucune procédure de dégazage. Au cours des 9 h d'application d'une tension de 80 kV, les auteurs ont constaté d'une part, la formation d'homocharges due aux injections d'électrons et de trous aux électrodes et d'autre part, l'accumulation qui résulterait d'un transport d'ions générés par les sous-produits et résidus présents dans le matériau [40]. Dans cette étude, le champ électrique total sous tension DC à travers le câble est calculé comme étant la somme:

- Du champ $E_{SC}(r)$ produit par la charge d'espace accumulée dans le câble après 9 h d'application de la tension sous gradient de température, et obtenu par les mesures en début de dépolarisation

$$\frac{dE_{SC}(r)}{dr} + \frac{1}{r} E_{SC} = \frac{\rho(r)}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (1.11)$$

- Du champ résistif $E_\sigma(r)$ calculé sur la base de l'équation de conductivité $J=\sigma(E_\sigma, T).E_\sigma$ où la conductivité est supposée fonction de la température et du champ électrique (eq. 1.12). Les paramètres de conductivité (σ_0, E_a, c) ont été dérivés de mesures réalisées sur les échantillons plans.

$$\sigma(E, T) = \frac{\sigma_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \sinh(cE)}{E} \quad (1.12)$$

Les profils de champ électrique total ($E_{sc} + E_{\sigma}$) dans l'isolant du câble sont représentés sur la Figure 17, illustrant les influences de la température et du champ électrique. Pour les 3 conditions de température (température uniforme, 10°C et 20°C de gradient de température), les profils (Fig. 17) montrent que le champ augmente aux interfaces et diminue dans le volume de l'isolant en raison des hétérocharges accumulées quelle que soit la condition de température. Comparé au cas sous température homogène, la présence du gradient de température a principalement pour effet d'augmenter la contrainte électrique au niveau du conducteur externe et tend à déplacer vers l'interface externe la contrainte minimale en volume [40].

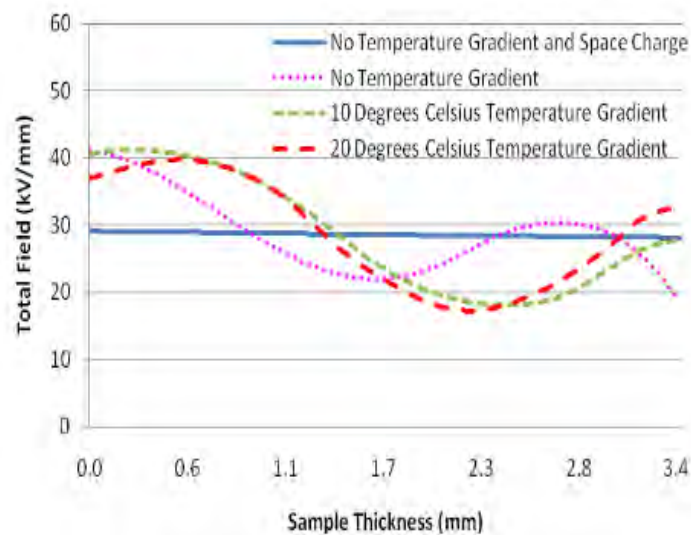


Figure 17: Distributions du champ électrique d'un câble XLPE sous 80 kV DC et pour différentes conditions de température [40]

Charge d'espace et interfaces entre diélectriques

Les situations deviennent plus critiques dans les jonctions de câbles du fait de la présence de structures complexes et de matériaux de nature différente formant des interfaces diélectrique/diélectrique. Le champ subit une discontinuité à l'interface entre deux diélectriques différents en raison de la différence de permittivité diélectrique [42]. Lorsque les deux diélectriques présentent par ailleurs des conductivités différentes (sous des conditions de champ et de température données), on assiste à l'accumulation de charges à l'interface entre les deux matériaux modifiant le profil du champ dans la structure diélectrique/diélectrique. La densité de charges d'interface peut être évaluée sur la base des équations de Maxwell par l'expression ci-dessous :

$$\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2 + \Sigma_{\text{int}} \quad (1.13)$$

$$\sigma_1 E_1 = \sigma_2 E_2 \quad (1.14)$$

Où Σ_{int} est la charge interface, ε et E sont respectivement la permittivité et le champ électrique. Les indices 1 et 2 font référence aux matériaux diélectriques.

Le signe et la quantité de charges d'interface dépendent des conditions de température et de champ appliqué. La quantité de charges accumulées à l'interface entre deux diélectriques peut être prédite par l'équation Maxwell-Wagner. Son signe est par ailleurs déterminé par le ratio entre conductivité et permittivité [43]. Ainsi dans un mini-câble fabriqué en bicouche à partir d'EPR (1) et XLPE (2), le signe de la charge d'interface peut être positif ou négatif selon la température (Fig. 18). Ce phénomène est expliqué par l'évolution du ratio de permittivité/conductivité de la manière suivante:

A 25°C, $\sigma_2/\varepsilon_2 < \sigma_1/\varepsilon_1$, par conséquent : $\Sigma_{\text{int}}(25^\circ\text{C}) > 0$;

A 70°C, $\sigma_2/\varepsilon_2 > \sigma_1/\varepsilon_1$, par conséquent: $\Sigma_{\text{int}}(70^\circ\text{C}) < 0$;

Le champ électrique est ainsi reporté dans le matériau dont le ratio permittivité/conductivité est le plus élevé [30].

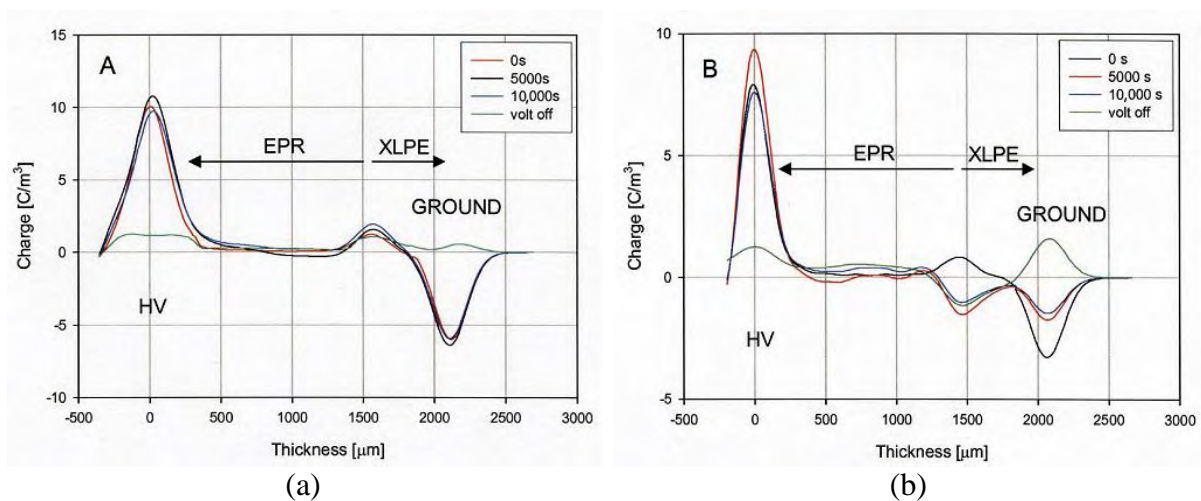


Figure 18: Profils de charges dans un mini-câble bicouche EPR-XLPE soumis à une tension de 60 kV à $T = 25^\circ\text{C}$ (a) et $T = 70^\circ\text{C}$ (b) [43]

En général, la distribution de champ électrique peut être prédite en prenant pour hypothèse que la conductivité est fonction des contraintes électriques et thermiques. Celle-ci prend en compte non plus simplement la conductivité comme description électrique de l'isolant mais intègre aussi des phénomènes liés à la génération, au piégeage et au transport de charges.

1.2.2.3. Comportement en inversion de polarité

Nous avons vu précédemment que dans le cas de la technologie de convertisseurs LCC, une inversion de polarité est nécessaire pour inverser le flux de puissance. Les inversions de polarité constituent une des faiblesses potentielles des câbles à isolation synthétique comparés aux isolations imprégnées. Les essais d'inversion de polarité constituent ainsi une phase importante pour qualifier les câbles destinés à être intégrés dans les systèmes LCC. Ces essais consistent à appliquer plusieurs cycles de tension positive à négative en présence d'un courant dans le conducteur. La recommandation suggère une durée maximale d'inversion de polarité de 2 minutes [44].

L'évolution des distributions de densité de charge d'espace et de champ électrique durant la phase d'inversion de polarité dans un câble HVDC est un phénomène complexe car dépendant de la nature du matériau, de la tension, du temps de polarisation et de la durée d'inversion. *Fu et al.*[45] ont montré que des hétérocharges négatives et positives se forment aux électrodes d'un câble à isolation XLPE avant l'inversion de polarité sous une tension positive (Fig. 19a). Les hétérocharges accumulées avant la phase d'inversion restent inchangées au cours de la phase d'inversion. Des changements remarquables sur la distribution de charges surviennent seulement 30 min après l'inversion de polarité. Les distributions de charges d'espace atteignent ensuite un nouvel état d'équilibre après environ 90 minutes sous polarisation négative. Les charges présentent des distributions similaires à celles accumulées avant l'inversion, cependant leur polarité est de signe opposé. Les auteurs ont remarqué par ailleurs que les hétérocharges négatives s'accumulent dans la région où les charges positives étaient présentes lors de la phase avant inversion. Ce phénomène est désigné sous l'appellation d'*effet miroir* en raison de la symétrie de la répartition de charges en régime stationnaire avant et après inversion de polarité. A la fin des 90 min de polarisation positive et négative (+80 kV et -80 kV), les champs électriques aux électrodes subissent une intensification en raison de la présence d'hétérocharges (Fig. 19b). Cependant, durant la phase d'inversion de tension, la contrainte maximale est localisée dans le volume car les hétérocharges accumulées avant l'inversion forment des homocharges suite à l'inversion.

Ces résultats montrent que le phénomène d'accumulation de charges d'espace est différent avant et après une inversion de polarité. Ce comportement donne un aperçu sur la manière dont l'inversion de polarité peut influencer sur la fiabilité de l'isolation. En effet, après l'inversion de polarité, du fait d'une contrainte plus élevée, les charges sont générées par électro-dissociation dans le volume de l'isolant. Ces charges transitent ensuite vers les

électrodes et s'y accumulent provoquant un renforcement du champ, phénomène pouvant être à l'origine du claquage du câble.

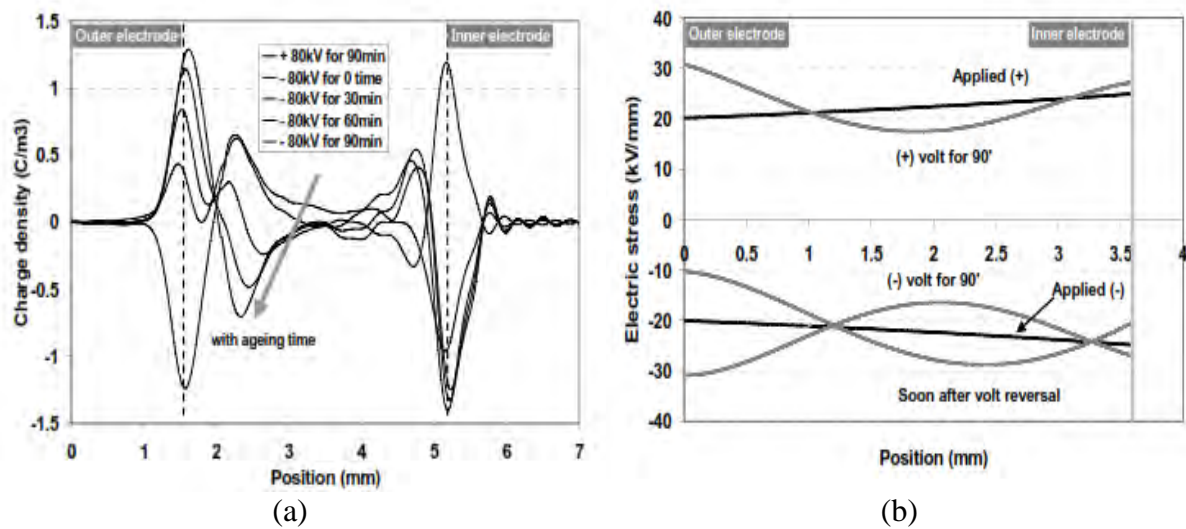


Figure 19 : Densité de charge (a) et distribution de champ (b) dans un câble moyenne tension avant et après l'inversion de polarité de tension [45]

Les effets des additifs sur l'accumulation de charges et les propriétés d'isolation sous condition d'inversion de polarité ont été étudiés en considérant les phénomènes de rupture diélectrique à long terme de câbles à isolation polyéthylène réticulé. Des polyéthylènes réticulés sans additif et contenant un composé retardateur d'arborescence (TR-XLPE) ont été soumis aux effets d'inversion de tension et ont été comparés [46]. Des différences en termes d'accumulation de charges ont été observées entre les deux matériaux sous inversions de polarité. Dans le cas du XLPE sans additif, les charges sont majoritairement piégées près des électrodes sur des sites profonds et l'inversion de polarité conduit à une augmentation soudaine du champ électrique, ce qui peut conduire à la rupture. Dans le cas du XLPE avec additif, la charge d'espace est davantage éloignée des électrodes si bien que l'effet d'inversion est nettement moins contraignant. L'inversion de polarité paraît même avoir un effet bénéfique car elle réduit la quantité de charge dans le volume du matériau. Pour les cas d'étude, les inversions de polarité sont pénalisantes en terme de durée de vie pour le XLPE sans additif mais augmentent de façon significative (de plus de 20 fois) la durée de vie du produit additive [46].

Le temps transitoire d'établissement de la tension DC, durant les procédures d'inversion de polarité ou de court-circuit, est un paramètre important affectant la valeur de la tension de claquage d'une isolation. Les études de *Riechert et al.* [47] ont porté sur les effets des temps transitoires de dépolarisation et d'inversion de polarité sur le phénomène de claquage du XLPE. Les tests de claquage ont été réalisés sur des films de XLPE

d'épaisseurs 100 μm prélevés sur un câble Haute Tension et préalablement dégazés. Une phase de précontrainte de 3 minutes sous +140 kV-DC est appliquée avant tous les essais. Les essais en polarité positive ainsi que les inversions de polarité sont précédés d'une phase de dépolarisation. Leurs résultats indiquent que des charges sont injectées au voisinage des électrodes lors de la phase de précontrainte et occupent majoritairement les pièges peu profonds, en conséquence celles-ci sont susceptibles d'être évacuées rapidement (en moins d'1 s) en phase de dépolarisation. D'autre part, dans le cas d'une polarité positive, la valeur de la tension de claquage est fonction du temps de montée de la tension. La rigidité diélectrique atteint sa valeur maximale pour des temps de montée supérieurs à 1 min. La tension de claquage est minimale lorsque le temps de montée est de 20 ms. Ce résultat est expliqué par le fait que le temps de montée est trop court pour permettre aux homocharges de se constituer et de réduire ainsi le champ aux électrodes. Le temps d'inversion de polarité affecte de la même manière la tension de claquage avec toutefois des valeurs de tension de rupture nettement plus faibles comparées au cas d'une tension positive. On peut expliquer ceci par le fait que des homocharges résiduelles formées durant la phase de précontrainte se transforment en hétérocharges lors de l'inversion de polarité et contribuent à renforcer le champ électrique aux électrodes. Un tel processus peut être décelé sur les résultats de la Figure 20 montrant les évolutions de charge (Fig. 20a) et les profils de champ (Fig. 20b) sous inversion de polarité à 40 kV/mm à la température de 40°C sur échantillons plans à base de XLPE [1]).

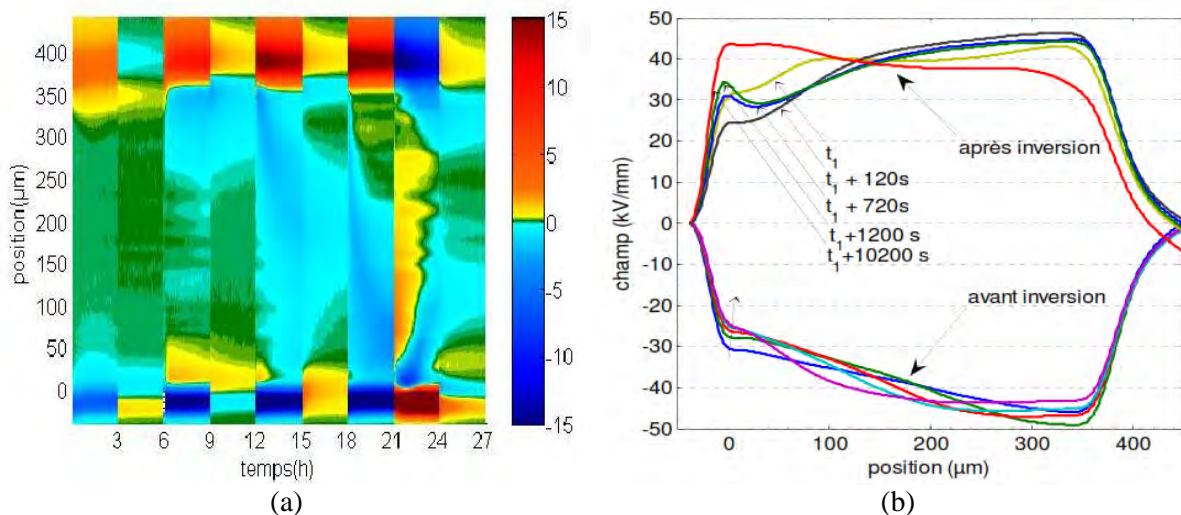


Figure 20: Cartographie de charge d'espace à 40°C (a) dans un isolant plan à base de XLPE sous différentes valeurs de champ variant de 10 à 40kV/mm avec inversion de polarité après le dernier palier. Profils de champ électrique (b) avant et après l'inversion de polarité à 40 kV/mm [1].

1.2.2.4. Durée de vie

Contrairement à un cristal idéal, un matériau polymère subit des modifications continues tout au long de sa vie. Au cours du temps de fonctionnement, sa composition chimique et sa microstructure peuvent évoluer sous les effets combinés de contraintes électriques, mécaniques, thermiques et éventuellement d'humidité. En conséquence, plusieurs de ses propriétés peuvent subir des modifications. Par exemple la conductivité et les pertes diélectriques sont susceptibles d'augmenter et sa résistance mécanique ainsi que sa rigidité diélectrique peuvent se dégrader. Le matériau peut éventuellement vieillir; en conséquence celui-ci ne peut plus assurer sa fonction d'isolation selon la norme requise. Dans ce cas, le matériau cesse de remplir sa fonction, même s'il n'y a pas une panne électrique. Le vieillissement limite la durée de vie effective de l'isolation polymère, même en l'absence d'un champ électrique appliqué. Ainsi, la fiabilité d'un système d'isolant est déterminée par les mécanismes de vieillissement.

Le problème de la modélisation de la durée de vie des isolants sous l'effet combiné de contraintes électriques et thermiques a été traité sous contrainte AC en combinant les effets des contraintes pris séparément.

Le vieillissement thermique, correspondant généralement à une dégradation chimique du matériau est dans la plupart des cas modélisé par une loi d'Arrhenius-Eyring, et correspond à une augmentation de la vitesse de dégradation du matériau par un processus activé (eq.1.15) [8] [48].

$$R_T = A \exp\left(\frac{-G}{k_B T}\right) \quad (1.15)$$

où R_T est la constante de vitesse de la réaction considérée et G une énergie libre d'activation.

Evidemment, la rupture diélectrique n'intervient pas sans qu'un champ électrique soit appliqué: on considère alors comme critère de durée de vie, le moment à partir duquel un paramètre physique particulier (rigidité diélectrique, densité, perte de masse, etc.) atteint une limite au-delà de laquelle on considère que le matériau ne peut plus assurer sa fonction. Les variations de durée de vie, pour un critère donné, s'expriment également par une loi d'Arrhenius de la forme [18], [48] :

$$L_t(T) = L_0 \exp\left[\frac{-G}{k_B} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right] \quad (1.16)$$

où L_0 est la durée de vie à une température de référence T_0 , qui est par exemple la température ambiante. Plus la valeur de l'énergie d'activation est élevée, plus la variation de durée de vie sera rapide.

Sous contrainte électrique, la durée de vie de l'isolant est généralement estimée par un modèle de vieillissement électrique avec une loi de puissance inverse (eq.1.17) ou, de manière équivalente (eq. 1.18) [48]:

$$E^n \cdot t = \text{constante} \quad (1.17)$$

où E, n, t sont respectivement le champ appliqué, la facteur de puissance lié au vieillissement et la durée de vie de l'isolant

$$L_t(E) = L_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-n} \quad (1.18)$$

où L_0 est la durée de vie à un champ de référence E_0 .

La valeur de "n" est souvent estimée par un fit des résultats expérimentaux de tension en fonction du temps de claquage (caractéristique V-t). Plus la valeur de "n" est élevée, plus la durée de vie de l'isolant est courte. Par ailleurs, il est primordial de déterminer avec exactitude le facteur de vieillissement "n" car une mauvaise détermination de sa valeur peut conduire à un écart très significatif sur l'estimation de la durée de vie de l'isolant (par exemple: selon eq. 1.17, si $E = 20$ kV/mm, $n = 9$ et $t = 50$ ans, en prenant $n = 10$, pour la même contrainte on obtient $t = 25$ ans).

Lorsqu'aucune contrainte électrique n'est appliquée au matériau, sa durée de vie est définie par le vieillissement thermique. Sous une contrainte électrique, la durée de vie est définie généralement par une combinaison des vieillissements thermique et électrique (vieillissement électrothermique). La durée de vie obtenue pour le matériau dans ce cas s'exprime par la relation [18]:

$$L_t(E) = L_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-n'} \exp \left[\frac{-G}{k_B} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (1.19)$$

où L_0 est la durée de vie sous un champ E_0 et à une température T_0 , n' est la facteur lié au vieillissement électrothermique.

Sous contrainte électrique DC, une accumulation de charge d'espace dans l'isolant peut être à l'origine de sa dégradation, par intensification locale du champ [49]. A très fort champ, l'injection de charges est responsable de phénomènes d'arborescence électrique et d'instabilité thermique. Pour des champs modérés, le vieillissement est beaucoup plus lent; par conséquent la durée de vie du câble est plus longue, cependant la présence de la charge d'espace peut contribuer, par modification morphologique du matériau, à abaisser la barrière de réaction de dégradation et augmenter ainsi le taux de vieillissement (associé à la

formation de défauts tels que les micro-vacuoles). Le temps de rupture d'une isolation est généralement corrélé à la quantité de charges stockées [50].

En absence d'inversion de polarité, la durée de vie est calculée généralement par la loi de puissance inverse comme dans le cas de la contrainte électrique AC, mais le champ dans l'équation 1.17 est remplacé par le champ maximal E_M dans l'isolant qui prend en compte l'influence des charges via la distorsion de champ électrique.

$$E_M^n t = \text{constante} \quad (1.20)$$

Montanari et Fabiani [51] ont établi un modèle phénoménologique de durée de vie sur la base de corrélation entre d'une part les résultats issus de tests de durée de vie accélérés sur différents types de polymères et d'autre part des quantités dérivées des mesures de charges d'espace sur ces mêmes polymères. Le modèle prend en compte dans l'estimation de la durée de vie, outre les effets du champ électrique appliqué, la quantité de charges accumulées dans le matériau ainsi que la dynamique de dépolarisation et la fréquence d'inversion de polarité. Par la suite, *Cavallini et al.* [52] ont apporté quelques modifications au modèle empirique initial de *Montanari* et proposé une expression donnant le rapport entre la durée de vie en présence et en absence d'inversion de polarité (L_I/L) de la façon de suivante:

$$\frac{L_I}{L} = \frac{1}{1 + K \cdot s^{-a_1} Q_M(t=0) \cdot f_I^{a_2}} \quad (1.21)$$

où s et f_I sont la vitesse de résorption des charges et la fréquence d'inversion de polarité. Q_M est la moyenne en valeur absolue de la densité de charges accumulées dans le matériau après une procédure de polarisation. K , a_1 et a_2 sont les coefficients de corrélation (>0). L_I/L diminue si $Q_M(0)$ et/ou la fréquence d'inversion (f_I) augmentent; L_I/L diminue avec la vitesse de relaxation des charges [53].

1.3. Principaux phénomènes élémentaires dans les isolants synthétiques sous contraintes électrique et thermique

1.3.1. Matériaux Polyéthylène et schéma de bande

L'isolant des câbles haute tension extrudés est généralement à base de Polyéthylène. Le polyéthylène est un polymère composé d'unités répétitives d'éthylène ($-C_2H_4-$), formant, comme tout polymère des chaînes de longueur variable, cf. Fig. 21.

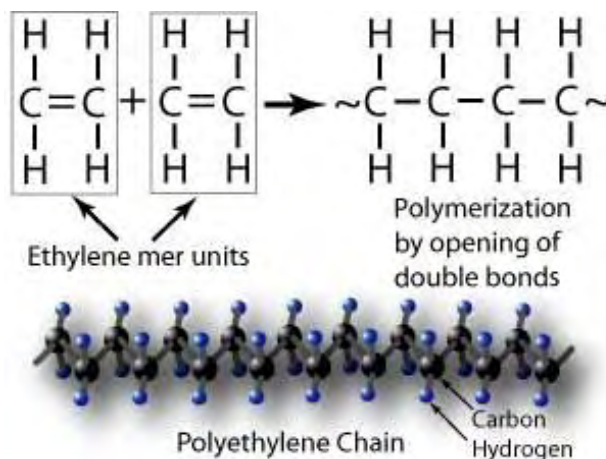


Figure 21 : Structure du polyéthylène

Selon le degré de ramification, duquel découlent le taux de cristallinité et ainsi la densité (à un taux de cristallinité élevé est associée une densité élevée), le polyéthylène est classé en trois catégories avec des caractéristiques différentes: le polyéthylène basse densité (LDPE) très ramifié, fabriqué dans un réacteur haute pression, le polyéthylène haute densité HDPE, fabriqué dans un réacteur basse pression et le polyéthylène à basse densité linéaire (LLDPE). Le LDPE, matériau d'intérêt pour la câblerie en raison de son caractère réticulable et de sa souplesse mécanique, est obtenu par un procédé de polymérisation haute pression reposant sur un catalyseur/initiateur à radicaux libres. C'est un polymère à haut degré de ramification des chaînes. Normalement le LDPE contient environ 50 à 60% de taux de cristallinité. Le LDPE présente des propriétés électriques remarquables mais sa résistance à la température est faible (la température de fonctionnement du LDPE est d'environ 70°C) ce qui limite son utilisation en tant qu'isolation des câbles d'alimentation.

Pour compenser les performances thermomécaniques modestes du LDPE, on a largement recours en isolation haute tension au polyéthylène réticulé –XLPE. Ce dernier est mis en œuvre par réticulation, c'est-à-dire la formation de pontages chimiques entre chaînes polymères, du polyéthylène basse densité, au moyen d'un peroxyde, généralement le peroxyde de dicumyl. Ces réactions de réticulation mènent à la formation de sous-produits de réticulation issus de la décomposition des peroxydes. Il s'agit entre autres d'acétophénone, d'alcool cumylique, α -méthylstyrène, eau, hydrogène. D'autres additifs sont incorporés au XLPE afin d'améliorer sa tenue thermomécanique et ses performances électriques. Les formulations sont typiquement constituées d'un ensemble de retardateurs d'arborescence d'eau et d'antioxydants destinés à limiter respectivement le phénomène d'arborescence d'eau et l'oxydation du matériau. L'ajout de ces différents additifs lui confère une meilleure performance thermique et mécanique par rapport au LDPE. Le XLPE est maintenant couramment utilisé, sous tension alternative, comme matériau d'isolation de câbles de

transport d'énergie pour une large gamme de tension jusqu'à 500 kV AC. Le matériau peut tolérer une température de fonctionnement de 90°C. Pendant les phases d'urgence, il peut résister à une température de 130°C pendant une période de 36 h et supporte quelques secondes de court-circuit pendant lesquelles la température peut atteindre 250°C [54].

Le désordre dans les matériaux d'étude est à la fois d'ordre structurel (présence de phases amorphe et cristalline) et chimique (défauts liés aux ramifications, à la réticulation et à tous les sous-produits et additifs introduits), avec des évolutions possibles fonction de la température ou du dégazage par exemple. Ces désordres structurels et chimiques impactent le comportement électrique du matériau, à la fois dans les mécanismes de polarisation (certains résidus sont polaires), de conduction et de piégeage des charges, et contribuent ainsi à la complexité de la réponse diélectrique.

Le caractère isolant d'un polymère résulte de son énergie de gap (différence d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction) élevée (de l'ordre de 9 eV pour le PE). Toutefois, le désordre lié à la conformation des chaînes donne lieu à l'apparition de pièges peu profonds localisés dans le gap (de l'ordre de 0.15 eV des bordures de bande). Ces pièges sont qualifiés de physiques de par leur nature et assistent le transport de charges. Par ailleurs, les molécules étrangères (résidus et additifs) ou encore les impuretés chimiques forment des états localisés dans la bande interdite. Ces états occupent des niveaux plus profonds pouvant être supérieurs à 1 eV des bordures de bandes. Du fait de leur position dans la bande interdite, les pièges de nature chimique sont susceptibles d'immobiliser des porteurs pendant une longue période (et par conséquent participent peu au transport de charges) [26] (Fig. 22).

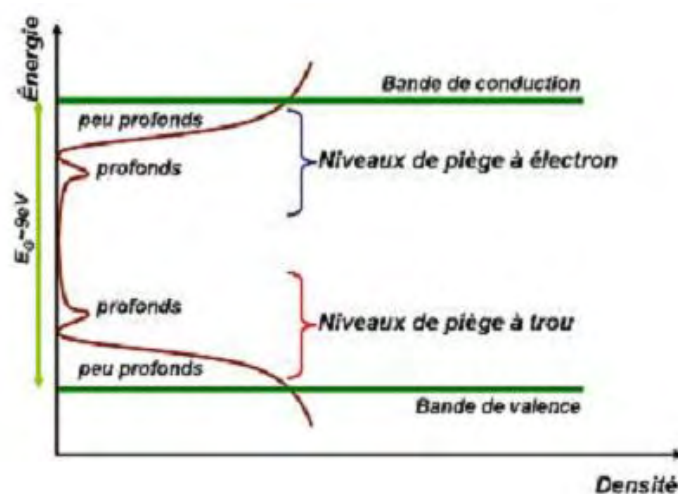


Figure 22 : Structure de bande et répartition des niveaux de pièges dans le polyéthylène [1].

1.3.2. Origines de la charge d'espace

Contrairement à un câble HVAC où le champ électrique suit une distribution capacitive déterminée par la permittivité d'isolant, le champ électrique d'un câble HVDC est contrôlé par la résistivité de l'isolant. Cependant, comme nous l'avons déjà évoqué précédemment, la résistivité des isolants polymères est fortement dépendante de la température et du champ électrique [29]. En présence de gradient de température ou de gradient de champ, qui sont des conditions rencontrées dans les câbles HVDC en fonctionnement, ce comportement de la conductivité vis-à-vis de la température et du champ est à l'origine d'une redistribution du champ électrique et de la formation d'une charge d'espace associée à cette redistribution.

Outre les charges accumulées sous l'effet du gradient de conductivité, l'injection de charges aux électrodes, les phénomènes d'ionisation et de polarisation hétérogène peuvent également avoir lieu dans un câble soumis à une contrainte continue et induisent, par effet d'accumulation de charges, la modification du champ électrique. La quantité et la distribution de charges accumulées est régit par les mécanismes d'injection de transport et de piégeage de charges dans le matériau. La Figure 23 présente les différents types de charges que l'on peut rencontrer dans un diélectrique soumis à une contrainte électrique.

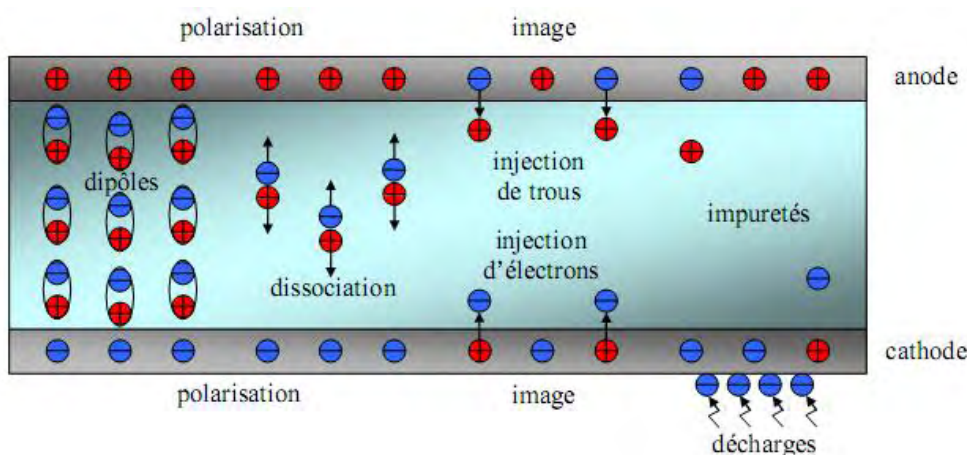


Figure 23: Schéma récapitulatif des différents types de charges d'espace [55]

1.3.2.1. Injection de charges

L'injection de charges aux électrodes est liée au transfert d'électrons (ou trous) de l'électrode d'interface. Dans le polyéthylène, elle se produit généralement à des niveaux de champ électrique supérieurs à 10 kV/mm [19]. L'injection de charges est à l'origine des phénomènes d'homocharges ou d'hétérocharges. Les homocharges sont des distributions de charges de même polarité que l'électrode adjacente (des charges négatives à la cathode ou des charges positives adjacentes à l'anode). À l'inverse, les hétérocharges sont des charges

de polarité opposée à l'électrode adjacente. Les homocharges, accumulées dans isolant près de l'électrode injectant, provoquent une diminution du champ à l'interface et une augmentation du champ dans le volume. La présence d'hétérocharges, qui suppose une injection suivie d'une accumulation à l'électrode opposée, conduit à une augmentation du champ à l'interface et à une diminution du champ en volume. L'injection de charges dépend de la nature de l'électrode, des défauts à l'interface, de la température et du champ électrique [56], [57], [58].

L'injection de charges est déterminée par le champ électrique local. Dans les isolants électriques, le mécanisme d'injection est généralement décrit par l'émission *Schottky* qui dépend de la hauteur de la barrière de potentiel entre le métal et l'isolant. Si le champ appliqué est relativement important, l'effet tunnel peut se substituer à l'injection de *Schottky*.

L'émission Schottky

L'injection de *Richardson-Schottky* est une extension du modèle d'émission thermo-ionique qui permet de décrire le transfert de porteurs de charges entre deux types de matériaux (généralement semi-conducteurs). L'application d'un champ électrique à travers la structure électrode/isolant conduit à un abaissement de la barrière de potentiel entre l'électrode et l'isolant (Fig. 24). Cet abaissement de la barrière favorise le passage des électrons du métal vers l'isolant. L'abaissement de la barrière est donné par :

$$\Delta\phi = \phi - \phi_0 = \beta_S E^{1/2} \quad (1.22)$$

où β_S est la constante de Schottky, sa valeur dépend de la nature du matériau diélectrique considéré et est calculée selon l'équation :

$$\beta_S = \sqrt{\frac{q^3}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0}} \quad (1.23)$$

où q est la charge électrique élémentaire

La densité de courant est fonction des paramètres intrinsèques du matériau (barrière d'énergie) et des paramètres extrinsèques tels que la température et le champ appliqué, elle est alors donnée par :

$$J = AT^2 \cdot \exp\left(-\frac{\phi_0 - \beta_S E^{1/2}}{kT}\right) \quad (1.24)$$

où $A = 120A/cm^2$ est la constante de *Richardson-Schottky*

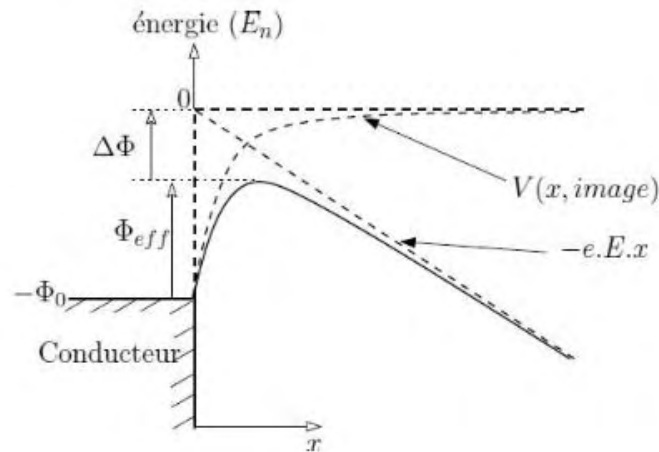


Figure 24: Emission Schottky au niveau d'un contact conducteur-diélectrique [1]

Ce mécanisme est caractérisé par une droite de pente égale à β_s/kT sur une représentation graphique de $\log(J)$ en fonction de $E^{1/2}$. L'ordonnée à l'origine de cette droite vaut $\log(AT^2) - \frac{\phi_0}{kT}$ et sa valeur expérimentale permet de calculer ϕ_0 .

L'effet tunnel

Dans ce mécanisme, les porteurs passent à travers la barrière de potentiel qui existe entre le métal et le diélectrique. La densité de courant est quasiment invariante en fonction de la température et est seulement fonction du champ appliqué et de la largeur de la barrière de potentiel; elle est donnée par l'équation de *Fowler-Nordheim*:

$$J = AE^2 \cdot \exp\left(-\frac{B}{E}\right) \quad (1.25)$$

Avec $A = \frac{q^3}{8\pi h \phi_0}$, $B = 4(2.m)^{1/2} \phi_0^{3/2}$

Ici h est la constante de Planck; m la masse effective de l'électron. Si la conduction est contrôlée par ce mécanisme, la représentation graphique de $\log(J/E^2)$ en fonction de $1/E$ donne une droite. C'est le seul mécanisme qui évolue en $1/E$ et est souvent observé à fort champ (>100 kV/mm) [59].

1.3.2.2. Impuretés ioniques

L'ionisation des impuretés et résidus génère des ions positifs et négatifs dont la plupart se recombinaient après un temps relativement bref. S'ils sont suffisamment mobiles, les ions non recombinaés peuvent transiter en direction des électrodes où ils s'accumulent car le transfert de masse n'est pas possible. S'ils ne sont pas neutralisés par des charges injectées, ils forment alors une région d'hétérocharges. Les ions immobiles constituent quant à eux une charge d'espace stable et dispersée dans le volume de l'échantillon [60], [19].

La présence de traces d'eau est susceptible de promouvoir l'ionisation d'impuretés et de sous-produits dans le polyéthylène [61]. Ceci a été confirmé par des différences vis-à-vis des charges accumulées dans l'isolant XLPE sous atmosphère sèche et humide. En effet à température ambiante, dans un isolant XLPE à fort taux d'humidité, des charges positives sont accumulées dans le volume de l'isolant ainsi qu'au voisinage de la cathode immédiatement après l'application de la tension. On constate par ailleurs une diminution de la quantité d'hétérocharges positives à mesure que la température augmente. En revanche, un échantillon de XLPE sec présente uniquement des homocharges aux électrodes [61]. L'exclusion de la vapeur d'eau constitue donc une étape importante dans la fabrication des câbles. Dans les années 1970-1980, la réticulation du XLPE fut réalisée sous vapeur d'eau pressurisée, aujourd'hui la fabrication des câbles (même en moyenne tension) est réalisée sous atmosphère de gaz inerte [19].

1.3.2.3. Polarisation d'orientation

La polarisation électrique peut être générée par des molécules à moment dipolaire permanent présentes dans le volume de l'isolation. Les molécules à fort moment dipolaire, par exemple l'acétophénone et l'alcool cumylique, sont formées dans le XLPE durant la réaction de réticulation et peuvent diffuser vers l'extérieur [1]. Cette diffusion est susceptible de donner lieu à un gradient de concentration de dipôles et donc à une polarisation hétérogène à travers l'isolation. Dans le cas de la diffusion de sous-produits de réticulation vers l'environnement extérieur, cette situation conduit à une intensification du champ aux électrodes comme dans le cas des hétérocharges. Ce mécanisme est par ailleurs compatible avec l'*effet miroir* observé sur les mesures de charge d'espace puisque en s'inversant, les dipôles présentent une variation spatiale identique (et donc en valeur absolue, la densité de charge de polarisation est inchangée) lorsque la polarité du champ appliqué est inversée [19].

1.3.2.4. Variation spatiale de permittivité et conductivité

Lorsqu'une densité de courant permanent J circule dans un isolant non uniforme soumis à une tension DC, une charge d'espace de densité ρ se forme dans l'isolant. La distribution de charge ρ dépend essentiellement de la variation spatiale du rapport entre la permittivité et la conductivité de l'isolant selon la relation suivante:

$$\rho = J \cdot \nabla(\varepsilon / \sigma) \quad (1.26)$$

où ε est la permittivité du diélectrique et σ est sa conductivité [37]. Dans un isolant polymère, la permittivité varie généralement assez peu avec les conditions extérieures (température et champ). La répartition de la charge d'espace est, par conséquent, régie

principalement par la quantité $\sigma \cdot \nabla(1/\sigma)$. A noter que le gradient de polarisation discuté à la section précédente est un cas particulier de l'équation 1.26 dans lequel le gradient de permittivité a pour origine un gradient d'orientation dipolaire. Il est tout à fait envisageable de modifier la répartition de la conductivité au sein d'un matériau diélectrique dans l'objectif par exemple de compenser les effets d'intensification locale du champ. C'est ce qui est fait du reste dans les matériaux gradateurs de champ [62]. Par ailleurs, comme nous l'avons longuement souligné dans les précédentes sections, la conductivité dépend de la température et du champ électrique [27], [34], [37], [63], [64] ce qui induit des modifications du profil de champ $E(r)$ en présence de gradient de température. En particulier, si le gradient thermique est suffisamment important, le profil du champ peut être inversé par rapport au champ Laplacien [27], [30], [38].

1.3.3. Transport de charges

La présence de charges induit, sous l'action du champ appliqué, un phénomène de transport de charge. Selon la nature des porteurs, on peut distinguer 2 types de transport de charges: le transport ionique et le transport électronique.

1.3.3.1. Transport ionique

La conduction ionique résulte du transport d'ions positifs et négatifs. Dans les cristaux ioniques, le mouvement des ions s'effectue par l'intermédiaire de déplacements relatifs des sites vacants (lacunes) [65]. Pour se déplacer, un ion a besoin d'une énergie suffisante pour passer par-dessus la barrière de potentiel. En absence de champ appliqué, la probabilité par unité de temps pour une lacune de passer à une position voisine est donnée par :

$$w = v_0 \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right) \quad (1.27)$$

où v_0 désigne la fréquence de dépiégeage thermique, E_a est l'énergie d'activation.

Ainsi en absence de champ électrique appliqué, la probabilité pour une lacune de s'échapper vers la gauche ou vers la droite est identique (Fig. 25a) ce qui est formellement équivalent à ce qu'un des deux ions vienne occuper la position centrale (où la lacune était initialement présente).

Sous l'action d'un champ appliqué, la probabilité change parce que la hauteur de barrière est modifiée par une quantité qEa (Fig. 25b), où a correspond au paramètre de maille dans le cas d'un cristal ionique [65]. La mobilité moyenne des lacunes dépend des paramètres caractéristiques des pièges, du champ appliqué E et peut être décrite selon l'expression suivante :

$$\mu_{\text{ion}} = \frac{2av_0}{E} \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right) \sinh\left(\frac{q \cdot E \cdot a}{2k_B T}\right) \quad (1.28)$$

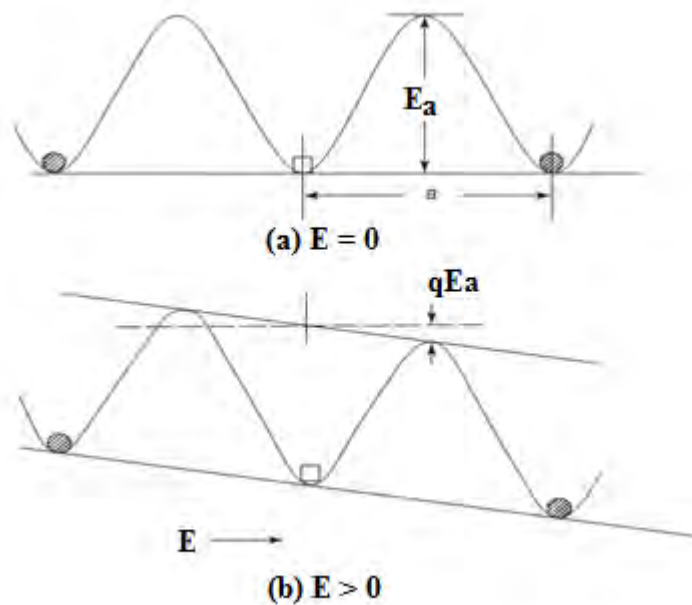


Figure 25 : Energie potentielle en absence et présence de champ externe dans le cas du transport ionique [65]

1.3.3.2. Transport électronique

La conduction dans le polyéthylène est assistée par des pièges. Différents modèles existent pour décrire le mécanisme de conduction dans les matériaux polyéthylène selon le niveau du champ appliqué, la température, la nature et la densité de pièges présents dans le matériau. Parmi ces modèles, les plus utilisés sont le mécanisme de *Poole-Frenkel*, le mécanisme de conduction par saut (ou *hopping*) et la conduction limitée par charge d'espace (ou SCLC).

Mécanisme de conduction *Poole-Frenkel*

Ce mécanisme décrit le déplacement des porteurs se trouvant dans la bande de conduction et pouvant être piégés. La Figure 26 représente la configuration énergétique d'un piège dans le matériau soumis à un champ électrique extérieur.

Un porteur issu de la bande de conduction peut donc être piégé à la profondeur Φ_0 . Ce porteur peut se dépiéger en acquérant une énergie thermique kT permettant de passer au-dessus de la barrière. L'effet du champ électrique facilite ce dépiégeage du fait de l'abaissement de la barrière d'une quantité :

$$\Delta\phi = \phi - \phi_0 = \beta_{\text{PF}} E^{1/2} \quad (1.29)$$

où β_{PF} est la constante de *Poole-Frenkel* qui s'écrit :

$$\beta_{PF} = \sqrt{\frac{q^3}{\pi\epsilon_r\epsilon_0}} \quad (1.30)$$

La conductivité s'exprime en fonction du champ appliqué par :

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \exp\left[-\frac{\phi_0 - \beta_{PF}E^{1/2}}{k_B T}\right] \quad (1.31)$$

Le mécanisme de *Poole-Frenkel* peut être identifié par représentation graphique de $\log(\sigma)$ en fonction de $E^{1/2}$. La pente de la droite obtenue donne la valeur de la constante β_{PF} . Ce mécanisme s'apparente au mécanisme d'injection de *Schottky* de par l'évolution de la conductivité en fonction du champ et de la température. L'abaissement de la barrière d'énergie est simplement deux fois plus important dans l'effet *Poole-Frenkel*. Ceci permet de distinguer les deux mécanismes sur un graphe $\log(\sigma) = f(E^{1/2})$.

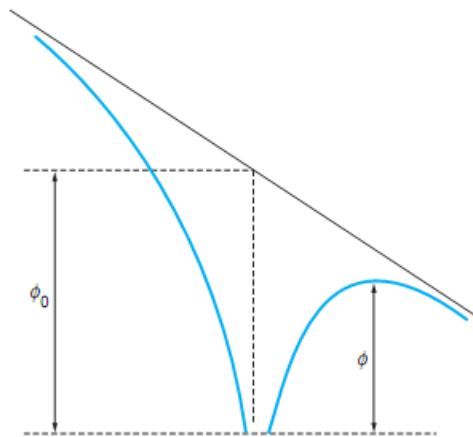


Figure 26. Diagramme de bande dans le cas de l'effet *Poole – Frenkel*

Conduction par saut (*hopping*)

Les pièges présents dans la bande interdite entraînent le piégeage des charges dans le volume du matériau. Les pièges constituent des états localisés capables de retenir les porteurs de charges pendant une certaine durée, fonction de leur profondeur. Le processus de migration des porteurs à travers le volume de l'échantillon s'effectue via un mécanisme de saut au cours duquel les charges peuvent passer d'un piège à un autre par sauts successifs. Ainsi, l'énergie thermique nécessaire à une charge pour s'échapper d'un piège correspond à la profondeur du piège. De façon similaire au transport ionique, l'application du champ électrique favorise, par abaissement de la barrière d'énergie, le transport des porteurs dans un sens (Fig. 27).



Figure 27: Conduction par saut: schéma de la barrière de potentiel avant et après l'application du champ électrique.

Soulignons par ailleurs que la distance effective de saut λ est fonction de la densité de pièges dans le matériau ($\lambda = N^{-1/3}$ où N représente la densité de pièges). Dans ce cas, la densité de courant est donnée par l'expression suivante :

$$J = J_0 \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right) \cdot \sinh\left(\frac{q \cdot \lambda \cdot E}{2k_B T}\right) \quad (1.32)$$

où λ est la distance effective entre deux pièges successifs. La densité de courant est linéaire en fonction du champ à faible champ. Dans les études proposant un mécanisme de conduction par saut ou de conduction ionique, les valeurs de λ obtenues varient de quelques dixièmes de nanomètres à plusieurs nanomètres.

Courants limités par la charge d'espace

Ce régime se produit lorsque les charges injectées sont en densité plus importante que les charges intrinsèques. Dans ce cas, la relation courant-tension dépend de la répartition énergétique et de la densité des pièges dans le matériau. L'expression de la densité de courant en fonction de la tension appliquée, dans le cas particulier où le matériau possède un seul niveau de piège, où le transport est unipolaire et où le contact est ohmique à l'électrode injectant (champ nul sur l'électrode) est donnée ci-dessous :

$$J = \frac{9}{8} \epsilon_r \epsilon_0 \theta \mu \frac{V^2}{L^3} \quad (1.33)$$

où $\theta = \eta/\eta_t$ représente la proportion entre porteurs libres et porteurs piégés, L et V sont respectivement l'épaisseur d'échantillon et la tension appliquée.

Plus θ est faible, plus le piégeage est important et plus le courant est faible.

Lorsque les niveaux de pièges suivent une distribution en énergie (de type constante, exponentielle ou gaussienne), le comportement général est similaire au cas avec un seul niveau de pièges. La caractéristique générale de densité de courant en fonction de la tension dans ces cas est représentée sur la Figure 28.

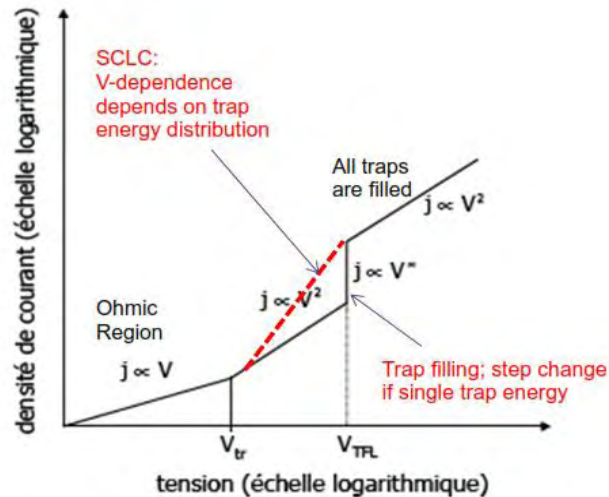


Figure 28: Caractéristique courant-tension dans le cas d'un isolant possédant un niveau de piégeage discret [2]

- Lorsque la tension V est inférieure à la tension de transition V_{tr} ($V < V_{tr}$), $j \propto V$, on obtient une droite de pente 1. Le comportement est ohmique.

- Lorsque $V_{tr} < V < V_{TFL}$, $J \propto V^2$, les charges injectées s'accumulent dans le matériau. La pente de la caractéristique $\log(J)$ en fonction de V dépend alors de la distribution énergétique des pièges. Le cas d'un matériau présentant un seul niveau de piège est caractérisé par une densité de courant évoluant de manière quadratique avec la tension ($J \propto V^2$, pente = 2 en échelle semi-logarithmique), similaire au comportement du matériau sans piège. En revanche, lorsque les niveaux de pièges suivent une distribution continue en énergie, la densité de courant suit une caractéristique du type :

$$J = \frac{9}{8} \epsilon_r \epsilon_0 \mu \frac{V^{l+1}}{L^{2l+1}} \quad (1.34)$$

où l est un nombre compris entre 0 et 3 [66]. Dans ce cas, les caractéristiques $\log(J)$ en fonction de V présentent théoriquement des pentes comprises entre 1 et 4.

- $V = V_{TFL}$, cette tension correspond au cas où la totalité des pièges est occupée. Aucun piège n'est alors disponible pour les porteurs mobiles, en conséquence le matériau se comporte comme un matériau idéal exempt de pièges. On observe à cette tension un saut sur la caractéristique courant – tension en raison du changement de comportement du matériau.

- Pour $V > V_{TFL}$, tous les pièges étant remplis, le courant évolue de nouveau de façon quadratique avec la tension ($J \propto V^2$, pente = 2 en échelle semi-logarithmique) [66].

1.4. Objectifs de la thèse

Bien que le comportement des isolants de câbles synthétiques sous contrainte électrique continue ait fait l'objet de nombreuses études, beaucoup de questions restent aujourd'hui en suspens en raison de la complexité des phénomènes physiques mis en jeu qui découle de la structure désordonnée des polymères. Les mécanismes d'accumulation de charge d'espace dans ces isolants dépendent particulièrement de la morphologie du polymère, des additifs, de la nature des électrodes ainsi que des conditions de champ et de température.

Par ailleurs, l'un des problèmes importants rencontrés dans les câbles HVDC concerne les effets de l'inversion de polarité de la tension à laquelle ont recours les convertisseurs de type LCC pour l'inversion du flux de puissance. Les procédures d'inversion conduisent généralement à des distributions de champ électrique marquées par des intensifications locales, particulièrement sous des conditions de température hétérogène (gradient de température).

S'agissant des accessoires de câbles (jonctions et extrémités), les mécanismes d'établissement de la charge d'espace sont d'autant plus complexes de par l'association de polymères de nature différente, à l'origine de l'apparition d'interfaces diélectrique/diélectrique. Les distributions de champ ainsi que l'évolution de la charge d'interface dans ces accessoires sont généralement estimées au moyen de modèles numériques basés sur la résolution des systèmes d'équations décrivant la conduction électrique dans la structure étudiée. Cette étape demande une bonne modélisation de la conductivité des différents matériaux constituant l'accessoire en question.

L'objectif général de cette thèse est d'avoir une meilleure compréhension du phénomène d'accumulation de charge d'espace ainsi que de son influence sur la distribution de champ électrique dans les isolants de câbles HVDC et de jonctions de câble sous différentes conditions de température et de champ. Pour atteindre cet objectif, les études sont menées selon les axes de recherche suivants:

- Mesure de conductivité à différentes températures et différents champs sur deux types d'isolants, l'un à base de XLPE et l'autre à base de matériau de raccordement, qui sont généralement utilisés dans la mise en œuvre des câbles haute tension et de jonctions de câbles. Cette étude vise à mieux comprendre les mécanismes de conduction électrique dans les deux isolants et à prédire les phénomènes aux interfaces et les distributions de champ électriques dans une structure formée d'une bicouche d'isolants ;

- Modélisation macroscopique sous *Comsol*® de la conduction électrique sous diverses conditions de température visant à prédire l'évolution des distributions de charges et de champ électrique dans les structures bicouches d'isolants et les câbles.

- Mesures de charge d'espace d'une part sur des structures associant deux types d'isolants (bicouches) de conductivités différentes et d'autre part sur différents types de câbles maquettes en condition isotherme et sous gradient de température. Ces mesures sont ensuite confrontées aux résultats issus de la modélisation sous *Comsol*®. Les résultats de mesure de charge d'espace issus des mesures sur câbles maquettes sont également utilisés pour comparer différentes formulations.

- Mesures de charge d'espace sur les échantillons plans pour l'étude de l'impact des sous-produits de réticulation, pour la comparaison des différentes formulations d'isolants et de semi-conducteurs et pour le choix du matériau le plus performant (en vue d'application en DC). Confrontées aux mesures sur câbles, elles permettraient d'apporter une réponse à la problématique de représentativité des échantillons plans par rapport aux câbles réels.

CHAPITRE 2

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

II. Techniques expérimentales

Des matériaux de différentes nature (isolant LDPE ou XLPE, matériau de raccordement, semi-conducteurs), composition et sous différentes formes ont été caractérisés dans ce travail. Pour des raisons de confidentialité, les formulations précises ne seront pas données, l'objectif étant de développer des méthodes génériques de caractérisation, basées sur des mesures de distribution de charges d'espace et de conductivité fonction du champ et de la température, permettant de comparer différentes solutions pour des applications à l'isolation DC. Les matériaux testés sont sous les formes suivantes:

- Plaques d'isolants polyéthylènes, réticulés ou non, pour des étapes de 'screening' d'isolants
- Sandwiches SC/isolant/SC d'échantillons plans, pour des étapes de screening de semi-conducteurs ou de couples isolants-SC complets
- Bicouches co-réticulées de XLPE et d'EPDM, ce dernier représentant, avec les silicones, l'une des deux familles de matériaux utilisées comme isolant dans les jonctions de câbles.
- Mini-câbles (aussi appelés Modèle 0) triple extrusion (SC/isolant/SC)
- Câbles moyenne tension également tricouche.

Certains des échantillons ont été fournis sous une forme prête à tester (plaques, câbles). Pour d'autres, des étapes de thermoformage, sous forme de plaques ou de multicouches, et de réticulation, ont été nécessaires. Dans ce qui suit, nous présentons les différentes techniques utilisées en détaillant les étapes de mise en forme des échantillons qui ont été réalisées lorsque nécessaire.

2.1. Mesure de courant de conduction des isolants polymères pour câble HVDC

2.1.1. Principe de mesure

Un isolant polymère, de nature apolaire, tel que le polyéthylène basse densité, présente généralement une polarisation résiduelle du fait d'impuretés ou de l'oxydation du matériau. Dans le XLPE, des résidus polaires sont également présents. Lorsqu'un isolant polymère est soumis à une tension continue, l'évolution du courant montre différentes phases [67]. Le courant de charge est la somme du courant de conduction j_c résultant de mouvement de porteurs de charges sous l'action du champ électrique appliqué et du courant de déplacement

j_d régit par l'alignement des dipôles dans la direction du champ. En absence de processus de génération ou de recombinaison, l'équation de conservation de charges donne :

$$\operatorname{div}\left(\vec{j}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\right) = \operatorname{div}(\vec{j}_c + \vec{j}_D(t)) = \operatorname{div}(\vec{j}(t)) = 0 \quad (2.1)$$

Cette relation montre que le flux de la densité de courant est conservatif, autrement dit que le courant total I à travers l'échantillon est indépendant de la position quel que soit le temps. La composante du courant de déplacement décroît en fonction du temps et par conséquent le courant $I(t)$ tend vers une valeur constante I_c correspondant au courant de conduction [67], [68]. Cependant, les phénomènes de polarisation peuvent s'établir de manière extrêmement lente de sorte que le régime stationnaire n'est pas atteint dans des temps raisonnables. De plus, des phénomènes d'accumulation de charges peuvent se superposer à la conduction et contribuer au caractère transitoire du courant. Ainsi, l'établissement de conditions stationnaires peut, selon la nature du matériau, le champ électrique appliqué et la température, nécessiter plusieurs jours de mesure [30]. On se placera donc dans la plupart des cas dans des conditions non stationnaires, en considérant une durée fixe de polarisation (1 à 3 h). L'écart au régime stationnaire, s'il est lié à des phénomènes de polarisation, peut être apprécié en comparant les courants de charge et de décharge qui sont symétriques pour des phénomènes dipolaires purs.

A partir des valeurs de courant mesurées, la conductivité de l'isolant peut être déduite sous différentes conditions de température et de champ électrique. Pour un échantillon plan homogène, la conductivité du matériau peut être calculée selon l'équation 2.2 :

$$\sigma = \frac{J_{qst}}{E_0} = \frac{I_{qst}}{A_{el} \cdot E_0} \quad (2.2)$$

où J_{qst} correspond à la densité de courant quasi-stationnaire circulant à travers l'échantillon, E_0 est le champ électrique appliqué, I_{qst} le courant (quasi-stationnaire) mesuré en fin d'étape de polarisation et A_{el} la surface des électrodes.

De la même façon, dans le cas d'un échantillon cylindrique homogène (section de câble), la conductivité, dans l'hypothèse où celle-ci est indépendante du champ, est donnée par:

$$\sigma = \frac{J_{lin}}{2\pi U} \ln \frac{r_e}{r_i} = \frac{I}{2\pi l U} \ln \frac{r_e}{r_i} \quad (2.3)$$

où J_{lin} est le courant par unité de longueur, r_e et r_i les rayons externe et interne de l'isolant, U la tension appliquée, l la longueur de câble.

Lors de certains essais dans lesquels les valeurs de courant en fin de polarisation ne sont pas stabilisées, la moyenne des valeurs de courant en fin de polarisation est utilisée pour calculer la valeur de courant de conduction.

- Les résultats des courants mesurés fournissent des informations pertinentes sur les mécanismes de conduction mis en jeu dans le matériau. A partir des mesures sous différentes conditions, les caractéristiques de conductivité-température (σ -T) permettent d'estimer la valeur de l'énergie d'activation de la conductivité caractéristique de sa dépendance en température. Les caractéristiques de courant en fonction du champ (I-E) (ou dans de densité de courant-champ (J-E)) donnent une estimation de la valeur du champ seuil qui marque un changement dans le mécanisme de conduction [24]. Dans les isolants polymères, l'accumulation de charges se produit au-dessus d'un seuil de champ électrique [43], [69], et peut expliquer certains des seuils de changement de régime de conduction. Ces seuils en champ électrique peuvent être considérés de cette façon comme des quantités pertinentes en vue de la comparaison des matériaux destinés à des applications en courant continu.

2.1.2. Conditions d'essais pour échantillons plans

2.1.2.1. Echantillons

Les échantillons utilisés sont des disques de polyéthylène réticulé -XLPE- et de matériau de raccordement -EPDM- 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.

Pour ces mesures de conductivité, aucun traitement thermique préliminaire n'a été appliqué: les produits de réticulation sont donc au moins partiellement conservés. Le dégazage des produits volatiles avant les tests présente l'avantage de s'assurer d'une certaine homogénéité dans la composition des divers échantillons et limite une évolution de la composition pendant la mesure, notamment en température. En revanche, on s'éloigne des conditions réelles des matériaux.

L'essentiel des mesures ont été réalisées à l'air. Simplement, dans le cas du XLPE et pour les mesures à basses températures ($<20^\circ\text{C}$), nous avons travaillé sous atmosphère d'azote après mise sous vide de l'enceinte. Les effets de condensation sont ainsi évités.

2.1.2.2. Cycles de contrainte

La Figure 29 représente le montage schématique utilisé pour les mesures de courant de conduction sur échantillon plan. Les électrodes utilisées habituellement pour des mesures d'électroluminescence sont reprises, ce qui explique la forme annulaire de l'électrode supérieure. Les mesures ont été réalisées de -10°C à $+90^{\circ}\text{C}$ par pas de 10°C . La régulation en température est assurée par circulation de 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.

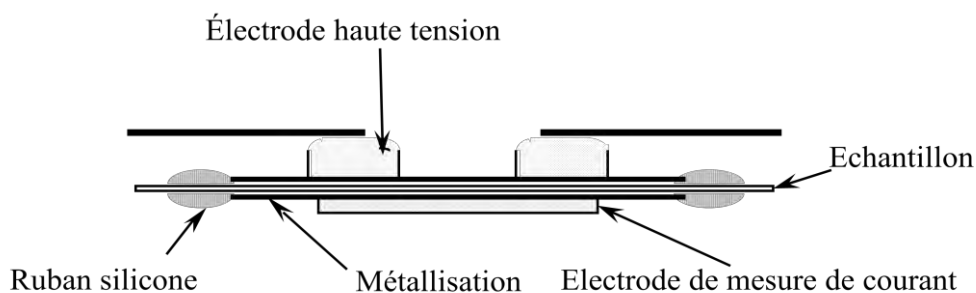


Figure 29. Dispositif expérimental de mesure de courant de conduction des échantillons plans

Les mesures ont été réalisées pour des champs appliqués variant entre 2 et 25 kV/mm (2, 4, 6, 8, 10, 13, 16, 19, 22, 25 kV/mm) en condition isotherme. 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, modèle FUG HCN35-65000. Les cycles de polarisation/dépolarisation ont été appliqués consécutivement sur un même échantillon pour les 10 valeurs de champ, en partant des valeurs les plus faibles (Fig. 30). Un nouvel échantillon est utilisé pour chaque valeur de température. Les valeurs de courant sont enregistrées toutes les 2 secondes pendant toute la phase de polarisation/dépolarisation.

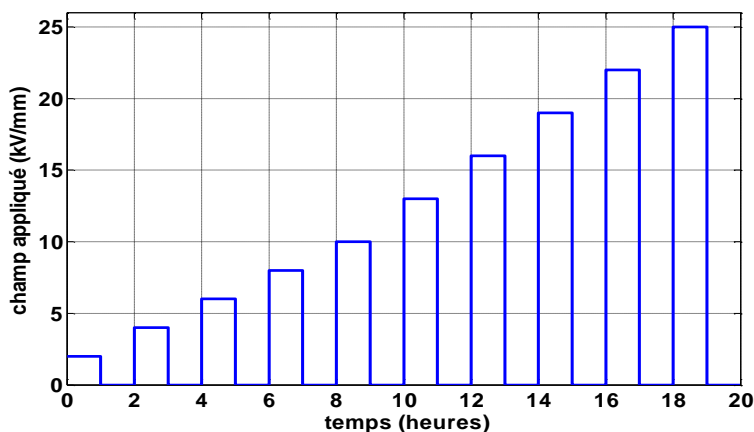


Figure 30. Protocole de mesure du courant de conduction

Une photo de l'échantillon monté sur l'électrode (a) ainsi que du banc de mesure de conductivité (b) sont présentées sur la Figure 31.



Figure 31: Echantillon monté sur l'électrode (a) et banc de mesure de conductivité (b)

2.1.3. Conditions d'essais pour mini-câbles

2.1.3.1. Echantillons

Les mini-câbles ont été fournis par Nexans®. Les échantillons testés sont des sections de câbles mesurant à peu près 1 m de long. Les dimensions caractéristiques du câble sont reportées sur la Figure 32:

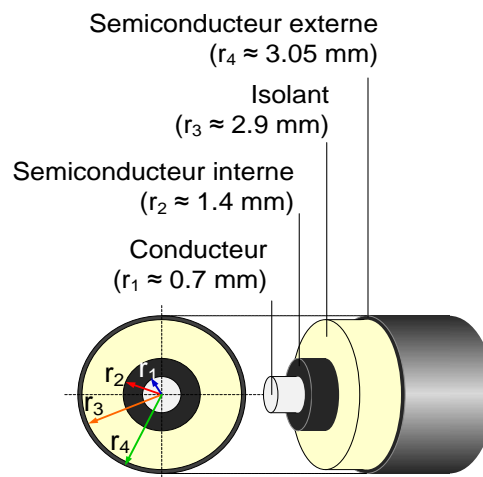


Figure 32: Dimensions du mini-câble

La Figure 33 illustre la géométrie des échantillons de mini-câbles utilisés pour les mesures de conductivité. Le semi-conducteur externe est retiré sur les sections numérotées 1, 3, 5 et 7. Les sections 2 et 6 sont mises à la masse et servent d'électrodes de garde.

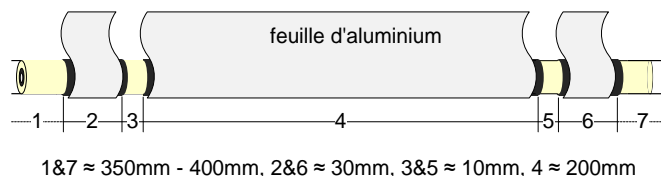


Figure 33: Préparation d'échantillon de mini-câble pour la mesure de conductivité

2.1.3.2. Cycles de contrainte

Le dispositif de mesure du courant de conduction sur un échantillon de mini-câble est montré sur la Figure 34. Un générateur haute tension DC est directement connecté sur l'âme du câble. Un électromètre Keithley 617 est utilisé pour les mesures de courant. Une électrode de garde de 1cm est utilisée afin de limiter les phénomènes de décharges couronne. L'électrode de mesure de 20 cm, distante de 1 cm de l'électrode de garde, est connectée à un électromètre. La tension continue est appliquée sur l'âme du câble. L'électromètre est interfacé avec un PC par l'intermédiaire d'un bus GPIB pour l'acquisition des données. Le câble est placé dans une étuve permettant de faire varier la température avec précision.

Les mesures ont été réalisées pour des tensions appliquées variant entre 2 et 30 kV (2, 4, 6, 8, 10, 13, 16, 19, 22, 25 et 30 kV) en condition isotherme sous des températures différentes allant de 30°C à 90°C. La durée de polarisation/dépolarisation est 1h/1h. Un nouvel échantillon est utilisé pour chaque valeur de température. Les valeurs de courant sont enregistrées toutes les 2 secondes pendant toute la phase de polarisation/dépolarisation.

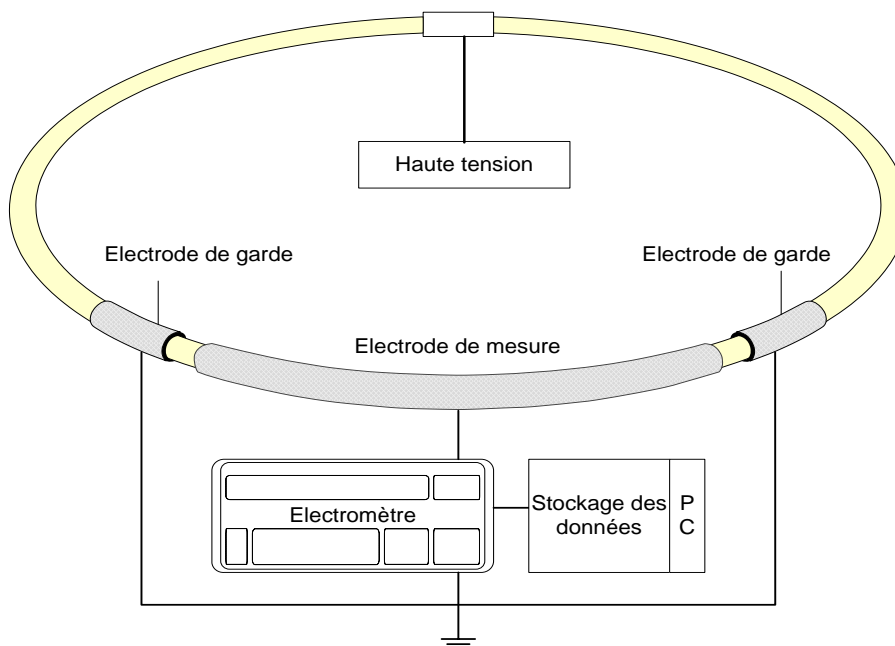


Figure 34: Dispositif expérimental de mesure de courant de conduction des mini-câbles

2.2. Mesure de charge d'espace

Le besoin de connaissances sur les mécanismes de formation et d'accumulation de charges d'espace dans les matériaux isolants a conduit au développement de nouvelles techniques de mesure donnant accès à la distribution spatiale de densité de charges – et donc de champ électrique - dans les dernières décennies. La faible mobilité des porteurs dans les isolants polymères permet la mesure, de manière non destructive, et avec résolution spatiale de la densité de charges. Ces techniques non destructives, avec résolution spatiale, se décomposent en trois familles, qui diffèrent selon la nature de la perturbation introduite pour sonder la charge : les méthodes thermiques (TP, L IMM, TS), d'impulsion acoustique (PWP, LIPP) et la méthode électro-acoustique (PEA) [70]. Ces trois groupes de techniques non destructives sont basées sur le même principe dans lequel l'équilibre entre les forces électrostatiques et élastiques est perturbé. Dans le groupe des méthodes thermiques, on utilise la diffusion de la chaleur pour modifier l'équilibre et induire ainsi une réponse électrique. Les méthodes acoustiques utilisent la déformation produite par la propagation d'ondes de pression pour modifier l'équilibre électrostatique et pour induire un signal électrique. Enfin, la méthode électroacoustique s'appuie sur une excitation par des impulsions électriques, la force électrostatique produite par interaction avec les charges produisant une réponse mécanique. Différentes techniques permettent actuellement d'établir la répartition de densité de charges dans les isolants polymères sous champ, toutefois, selon la technique utilisée, chaque type de technique de mesure présente des avantages et des inconvénients.

Dans ce travail, nous avons utilisé la méthode électro-acoustique pulsée (PEA) car cette technique permet des mesures dynamiques de charge d'espace avec une bonne résolution temporelle et est adaptée aussi bien à des échantillons plans (quelques centaines de micromètres d'épaisseur) qu'à des échantillons de câbles coaxiaux.

La méthode PEA a été mise au point en 1985 par des chercheurs japonais (T. Maeno, T. Takada et leurs collaborateurs [71], [72]). La méthode consiste à appliquer des impulsions de champ électrique (de l'ordre du kV/mm) de très courte durée (de l'ordre de la nanoseconde) à travers un échantillon. L'interaction d'une force de type Coulombien induit un déplacement élémentaire transitoire de la charge autour de sa position d'équilibre. Une onde acoustique, d'amplitude proportionnelle à la quantité de charges, est alors générée. L'une des deux composantes de l'onde de pression est détectée au moyen d'un capteur piézoélectrique (placé sous l'électrode inférieure) qui convertit le signal acoustique en signal électrique. Le signal électrique est amplifié avant d'être enregistré au moyen d'un

oscilloscope numérique. Un traitement du signal adéquat permet par la suite de remonter au profil de charge d'espace.

Cette méthode présente l'avantage de pouvoir réaliser des mesures en présence de tension extérieure (DC ou AC). Elle est donc tout à fait adaptée à l'étude de l'injection et du transport de charges dans les isolants des câbles Haute Tension.

Dans le cas de la méthode PEA classique, l'échantillon est placé entre deux électrodes (Fig. 35). L'électrode supérieure est constituée d'un matériau semi-conducteur afin de minimiser les réflexions d'onde au niveau de l'interface avec l'échantillon. Cette électrode est reliée à l'alimentation haute tension et au générateur d'impulsion. L'électrode inférieure en aluminium est connectée à la masse. Le capteur piézoélectrique en poly-fluorure de vinylidene (PVDF), est placé sous l'électrode inférieure et convertit l'onde acoustique en signal électrique. Enfin, sous le PVDF est placé un absorbeur en poly-méthacrylate de méthyle (PMMA) destiné à ne produire qu'une réflexion positive, ce qui permet d'enlever un pôle dans la réponse du capteur.

Le principe de la technique PEA câble est identique à celui de la méthode PEA classique. Cependant, les mesures sur les câbles prennent en compte la géométrie cylindrique, l'atténuation et de la dispersion de l'onde acoustique.

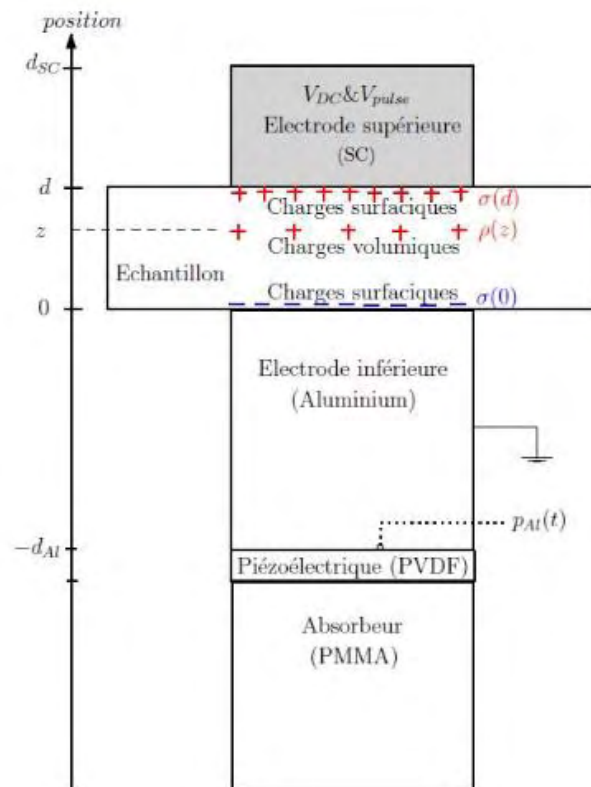


Figure 35: Principe et principaux éléments d'une cellule PEA [1]

2.2.1. Méthode PEA pour échantillons plans

2.2.1.1. Dispositif PEA classique

Le dispositif expérimental utilisé pour les mesures de charge d'espace sur échantillons plans est celui de la Figure 36:

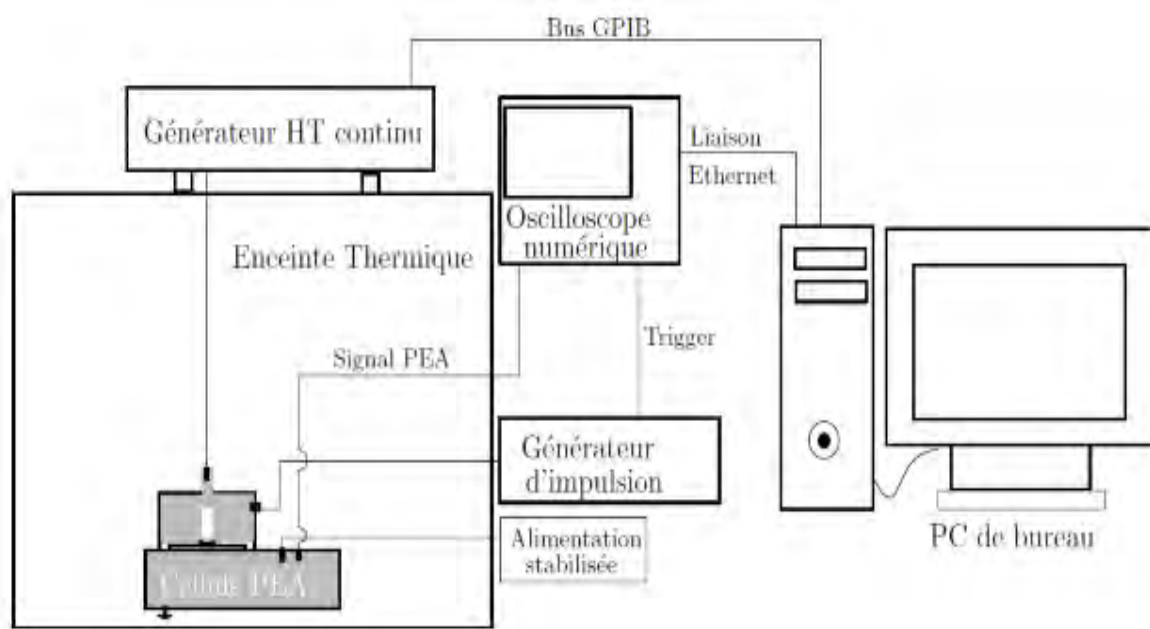


Figure 36: Schéma du montage du dispositif PEA [1]

La cellule PEA est placée dans une enceinte thermique ce qui permet d'effectuer des mesures en température dans la gamme comprise entre 0°C et 70°C . Cette cellule est bien adaptée pour la mesure de charge d'espace dans les échantillons plans d'épaisseur comprise entre 200 et 500 μm . Un générateur d'impulsions délivre les stimuli nécessaires à la mesure et permet de synchroniser les signaux PEA. L'amplitude maximale des impulsions est de 2 kV et la fréquence de répétition maximale est de 50 kHz. La largeur des impulsions à mi-hauteur est de l'ordre de 5 ns. La haute tension est délivrée par un générateur de tension continue (modèle FUG HCP35-35000) permettant entre autre de réaliser des inversions de polarité avec des tensions comprises entre -35 et +35 kV. Par ailleurs, le générateur haute tension DC peut être piloté à partir d'un PC via un bus GPIB offrant la possibilité de programmer des protocoles de longue durée. Un oscilloscope numérique modèle Lecroy 204Xi de bande passante 2 GHz permet d'échantillonner les signaux issus du dispositif de mesure PEA jusqu'à 1 milliards points/seconde ce qui permet de capturer des signaux très courts avec une résolution temporelle tout à fait acceptable. L'oscilloscope présente par ailleurs une vitesse de traitement très élevée offrant la possibilité de moyennner un grand nombre de signaux bruts en un temps relativement court ce qui permet d'améliorer le rapport signal sur bruit. Il est piloté par l'intermédiaire d'une liaison Ethernet. Les données sont

ensuite enregistrées puis traitées au moyen d'un ordinateur en vue de la détermination des profils de charge d'espace par méthode de déconvolution.

2.2.1.2. Technique de déconvolution pour échantillons plans

Pour un isolant homogène, le signal issu du capteur piézoélectrique dans le domaine temporel $v_{PEA}(t)$ est donné par la convolution des différentes fonctions de transfert [1][55]:

$$v_{PEA}(t) = B \cdot g(t) * h(t) * r(t) * e\left(t - \frac{d_{Al}}{v_{Al}}\right) \quad (2.4)$$

où B est une constante; h(t) et g(t) sont respectivement la fonction de transfert du piézoélectrique et la réponse impulsionnelle du capteur; d_{Al} et v_{Al} sont respectivement l'épaisseur et la vitesse du son dans l'aluminium qui constitue l'électrode inférieure de la cellule PEA; La fonction $r(t) = \rho(t \cdot v_s) = \rho(z)$ représente le profil de densité de charge d'espace selon l'épaisseur de l'isolant.

Le passage dans le domaine fréquentiel permet de simplifier la relation entre le signal et le profil de charges. En effet, la transformée de Fourier de $v_{PEA}(t)$ donne:

$$V_{PEA}(f) = S(f) \cdot R(f) \quad (2.5)$$

où S(f) est la fonction de transfert globale du système.

$$S(f) = B \cdot G(f) \cdot H(f) \cdot E(f) \cdot \exp\left(-2i\pi f \frac{d_{Al}}{v_{Al}}\right) \quad (2.6)$$

Cette fonction de transfert peut être dérivée à partir d'un signal de calibration $V_{PEA1}(f)$ produit par la charge capacitive (σ_1) formée au niveau de l'électrode inférieure (reliée à la masse) lors de l'application d'une tension continue U_{ref} à travers un échantillon (exempt de charges) d'épaisseur d:

$$V_{PEA1}(f) = S(f) \frac{\sigma_1}{v_s} \quad (2.7)$$

$$\text{Avec} \quad \sigma_1 = \frac{\epsilon U_{ref}}{d} \quad (2.8)$$

On en déduit R(f) :

$$R(f) = \frac{\sigma_1}{v_s} \left[\frac{V_{PEA}(f)}{V_{PEA1}(f)} \right] \quad (2.9)$$

Par ailleurs, en négligeant le phénomène d'atténuation des ondes élastiques, le profil de charges d'espace est donné par la partie réelle de la transformée de Fourier inverse de R(f) :

$$\rho(t, v_s) = \frac{\sigma_1}{v_s} \operatorname{Re} \left(F^{-1} \left[\frac{V_{\text{PEA}}(f)}{V_{\text{PEA1}}(f)} \right] \right) \quad (2.10)$$

Ce principe de déconvolution de la méthode PEA est le plus répandu, y compris dans les logiciels de dispositifs commerciaux. Un synoptique de la méthode de déconvolution est donné dans [1], cf. Fig. 53. Une alternative consiste à déterminer la fonction de transfert globale du système [73]. La méthode mise en œuvre dans le cas de câbles repose sur ce principe – cf § 2.2.2.2.

2.2.1.3. Déconvolution dans le cas de matériaux bicouches

En raison des discontinuités du profil de permittivité et des paramètres acoustiques, en particulier de la vitesse du son, le traitement des profils bruts PEA pour la détermination de la charge d'espace doit faire l'objet d'une attention particulière dans le cas de structures bicouches diélectriques. Dans ce travail, en utilisant la méthode PEA, la charge de surface utilisée pour la calibration est d'abord calculée en appliquant le théorème de Gauss et les conditions aux limites sur le potentiel électrique. On suppose en première approximation que, la distribution du champ est capacitive et que la charge d'interface, due à la différence de conductivité entre les deux matériaux, peut être négligée au cours de la procédure de calibration. Cette hypothèse est vérifiée a posteriori en considérant la constante de temps nécessaire à l'établissement de la charge interface comparée au temps de polarisation de moins d'1 min dans la procédure de calibration. Dans ces conditions, l'expression de la charge capacitive située au niveau de l'électrode de masse dans le cas des bicouches est donnée par :

$$\kappa_1 = \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot U}{\varepsilon_1 \cdot d_2 + \varepsilon_2 \cdot d_1} \quad (2.11)$$

Où ε_1 , ε_2 , d_1 et d_2 sont respectivement les permittivités et les épaisseurs des couches d'isolant 1 et 2. U est la tension appliquée.

D'après l'expression (2.10), en supposant que les réflexions d'ondes acoustiques à l'interface entre les deux matériaux peuvent être négligées, la distribution de charge d'espace à l'origine des signaux bruts $v_{\text{PEA}}(t)$ est donnée par:

$$\rho(t(x)) = \frac{1}{v_s(x)} \operatorname{Re} \left[F^{-1} \left\{ \frac{V_{\text{PEA}}(f)}{H_{\text{setup}}(f)} \right\} \right] \quad (2.12)$$

où

$$h_{\text{setup}}(t) = \frac{1}{\kappa_1} v_{\text{PEA1}}(t) \quad (2.13)$$

$V_{PEA}(f)$ et $H_{setup}(f)$ sont calculés respectivement par la transformée de Fourier des signaux temporels $v_{PEA}(t)$ et $h_{setup}(t)$. $v_s(x)$ est le profil de la vitesse du son dans l'échantillon bicouche (v_{s1} et v_{s2} dans les matériaux 1 et 2 respectivement). La position x est liée au temps t par la relation $x = v_s(x)*t$. Comme le montre la Figure 37, une simple homothétie sur le temps (t) du profil $\rho(t)$, obtenue par déconvolution des signaux bruts PEA, permet d'obtenir le profil de charge d'espace selon la position $\rho(x)$.

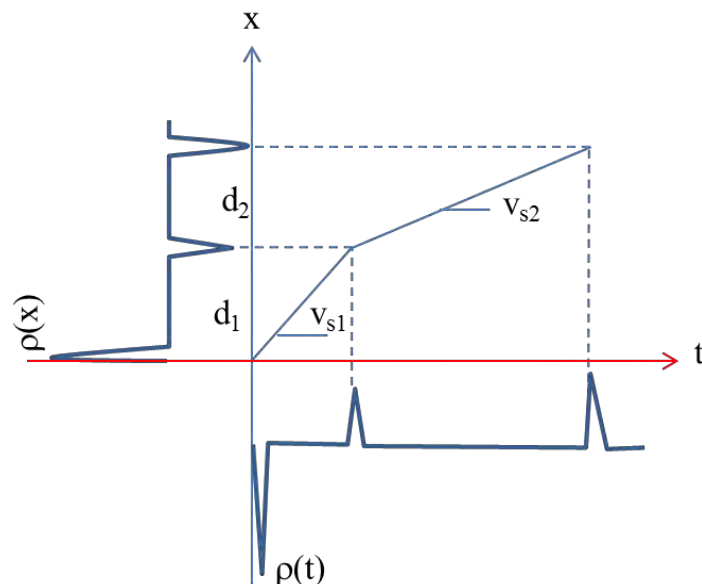


Figure 37: Détermination du profil de charge d'espace en fonction de la position à partir du profil de charge d'espace en fonction du temps issu de la déconvolution de signaux bruts PEA dans les bicouches diélectriques.

La Figure 38 représente une copie d'écran du logiciel PEADC utilisé pour l'acquisition et le traitement des profils de charge d'espace dans le cas des échantillons plans. Celui-ci a été développé sous environnement Matlab®. Il permet de:

- Choisir les paramètres de l'oscilloscope, fonctions de l'échantillon à tester et de l'information recherchée (nombre de moyennes requis etc.);
- Programmer un protocole en tension et réaliser l'ensemble des acquisitions oscilloscope/contrôle de la tension DC.
- Appliquer la déconvolution au cas des structures bicouches (ex: XLPE/EPDM);
- Tracer la cartographie spatio-temporelle de la charge d'espace en temps réel et permettre la visualisation en 1 D ou sous forme de cartographie des profils de charges, de champ et de potentiel;
- Choisir le type de correction (potentiel pour matériaux non polaires ou champ pour matériaux polaires);

- Traiter les résultats PEA pour l'estimation des paramètres pertinents tels que le facteur d'intensification du champ (FEF_{max}) ou la moyenne de la densité de charges accumulées (Q_M);

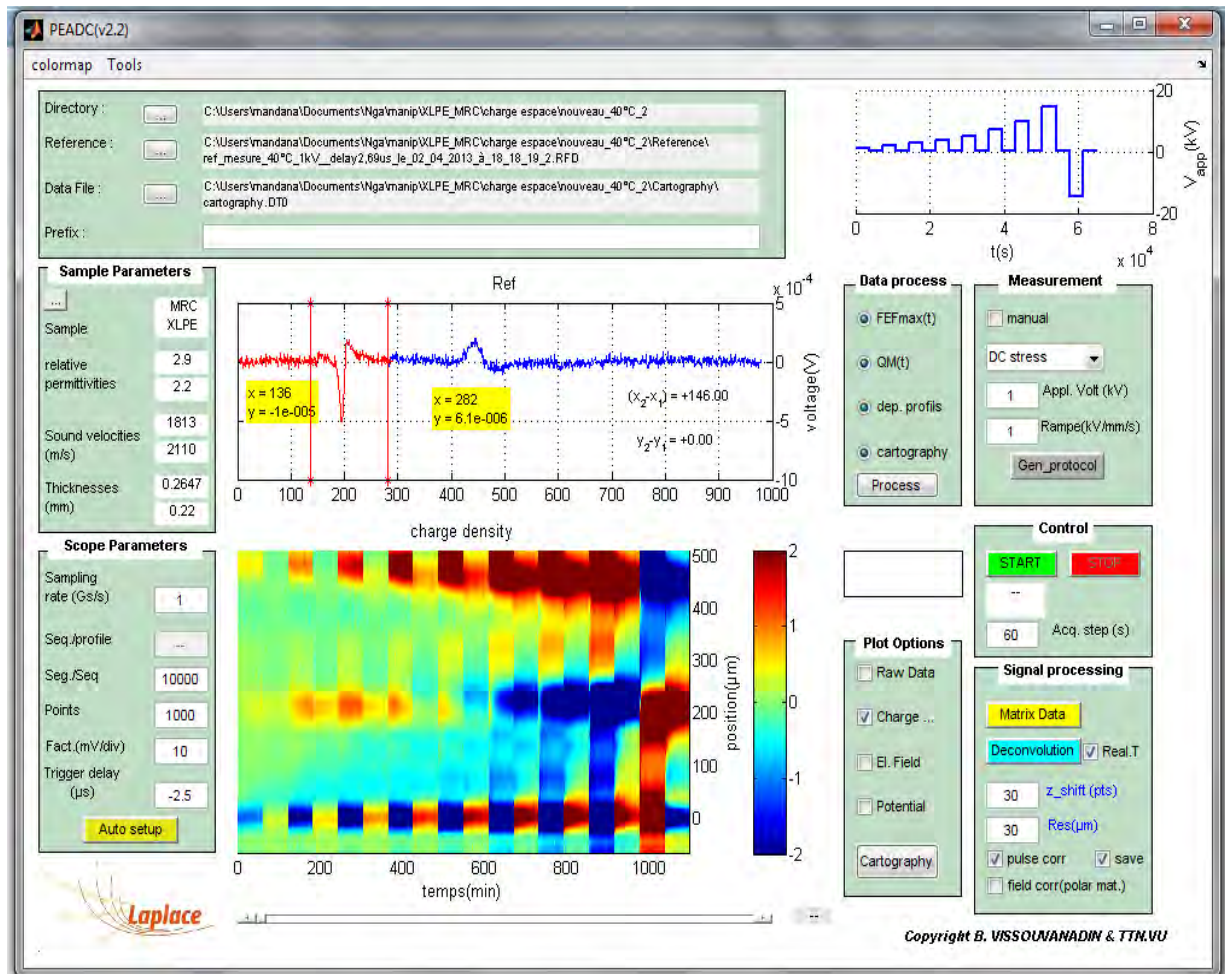


Figure 38: Interface graphique du logiciel PEADC®

2.2.2. Méthode PEA pour câble maquette

2.2.2.1. Dispositifs PEA câble

Le premier système PEA pour la mesure des profils de charge d'espace dans un câble est apparu dans les années 1990 [74], [75], [76]. Le dispositif initial était équipé d'un système d'électrode incurvée (à rayon de courbure fixe) et était donc adapté à un seul type de câble. Les difficultés apparaissent naturellement lorsqu'on veut réaliser des mesures sur des câbles avec des rayons différents. Pour pallier cette limitation, un système PEA à électrode plate remplace aujourd'hui le dispositif initial [77].

En comparaison avec d'autres techniques de mesure non destructives de la charge d'espace, la méthode PEA présente de multiples avantages. Le dispositif de mesure est de conception assez simple, peu encombrant et d'un coût abordable. Par ailleurs, le dispositif

permet de réaliser des mesures hautement reproductibles. Par conséquent, la méthode PEA est considérée comme l'une des techniques les plus performantes pour la mesure de charge d'espace dans les câbles maquettes sous haute tension [78].

Le montage PEA sur câble est représenté sur la Figure 39. 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 5kV/30ns/10kHz et sont injectées au niveau de la zone de mesure via le semi-conducteur externe du câble. Le semi-conducteur extérieur est enlevé sur une longueur de 5 cm entre le point de mesure et la région où les impulsions sont appliquées. De cette façon, le câble sert de condensateur de découplage. Pour s'assurer que la tension impulsionnelle au niveau du point de mesure soit maximale, la longueur de SC externe au point d'application de l'impulsion est maintenue grande par rapport à celle au point de mesure. Un générateur de haute tension fournit la tension continue (modèle Spellmann SL60, de tension 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 haute tension.

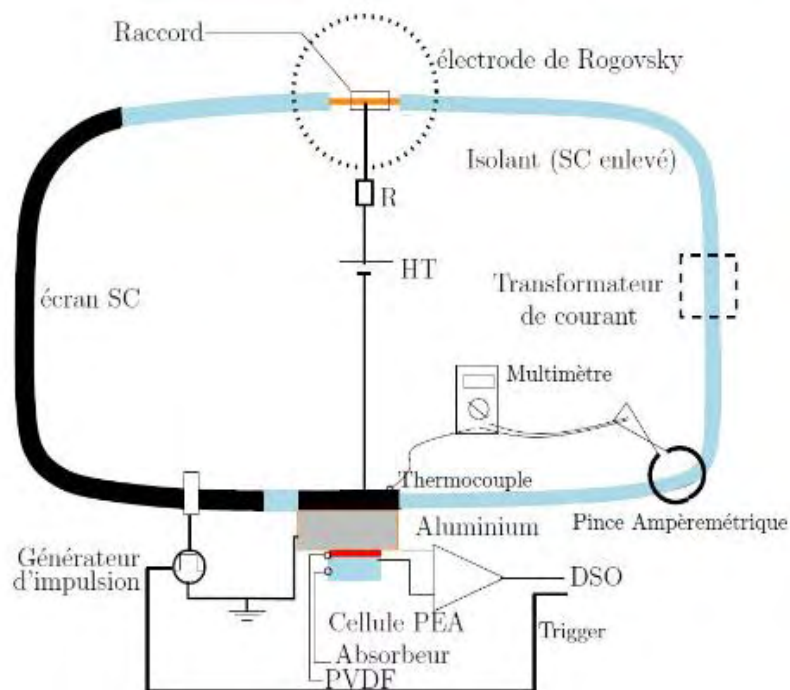


Figure 39: Schéma du banc de mesure PEA Câble [1]

Pour des mesures en température, le câble est chauffé par le passage d'un courant alternatif dans l'âme du câble au moyen d'un transformateur de courant. En chauffant de cette manière, un gradient thermique apparaît au sein de l'isolant puisque la surface du câble est en contact avec l'air ambiant. La température à la surface du câble est mesurée à l'aide d'un thermocouple placé sur la partie externe du câble et le courant circulant dans le câble est mesuré à l'aide d'une pince ampérométrique. La connaissance de ces deux grandeurs permet de remonter, par le calcul, à la température au niveau de l'âme.

2.2.2.2. Développement de la déconvolution en géométrie coaxiale

La méthode PEA repose sur la détection des forces électrostatiques générées par l'interaction entre les charges internes et l'impulsion électrique externe [79]. La propagation d'ondes acoustiques en direction du capteur piézo-électrique est principalement affectée par l'atténuation et la dispersion. Ces phénomènes sont d'autant plus importants lorsqu'on traite des structures dont la couche d'isolant est relativement épaisse, par exemple dans le cas des échantillons de câble Moyenne Tension (MT). En outre, la génération et la propagation d'ondes sont affectées par la géométrie du câble [80]. En raison de la divergence du champ électrique en géométrie coaxiale, la contribution aux signaux PEA de la force d'électrostriction issue de la variation de la permittivité induite par la déformation mécanique du polymère, au cours de la génération d'onde acoustique, doit être prise en compte contrairement au cas des échantillons plans pour lesquelles la divergence du champ est moindre [81].

La méthode de déconvolution utilisée dans ce travail vise à corriger l'ensemble des phénomènes associés à la propagation et à la génération d'ondes acoustiques spécifiquement 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. La déconvolution est présentée selon un organigramme (Fig. 40) et les différentes étapes seront exposées.

La déconvolution requiert une description précise du système, constitué dans notre cas, de l'instrument de mesure et du câble testé. La procédure de calibration permet d'établir la fonction de transfert du système. Cette étape consiste à acquérir le signal brut issu de charges capacitives générées par l'application d'une tension continue (U_{cal}). Le signal PEA détecté au niveau du capteur piézoélectrique $v_{PEA}(t)$ est donné par l'expression suivante [82]:

$$v_{PEA}(t) = h_{setup}(t) * [m_{rE} \cdot g(r_E, t) + m_{rI} \cdot g(r_I, t)] \quad (2.14)$$

Où r_I et r_E sont les rayons interne et externe du câble. $h_{setup}(t)$ et $g(r, t)$ sont respectivement la fonction de transfert de l'instrument et celle du câble à travers laquelle est

prise en compte la propagation de l'onde acoustique dans le matériau polymère. $m(r)$ est une variable intermédiaire fonction du rayon du câble (r) et du champ électrique continu $E_{DC}(r)$.

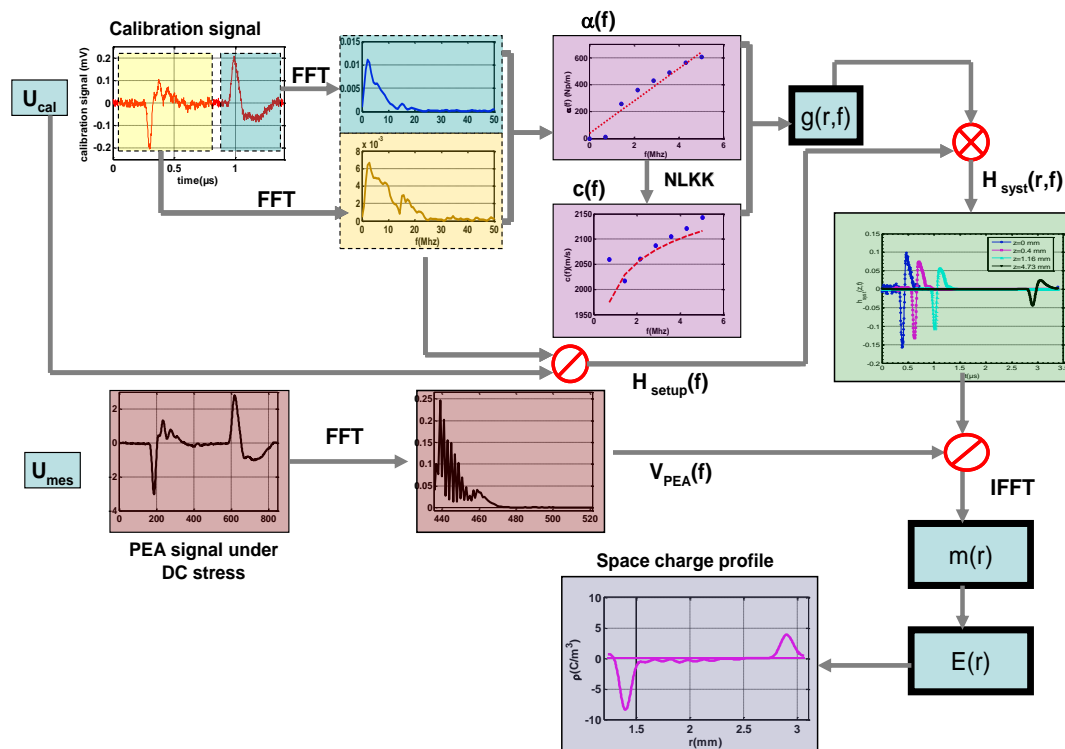


Figure 40: Synoptique de la méthode de déconvolution sur PEA câble.

Le signal de calibration PEA se compose de deux parties correspondant à la réponse des charges capacitives au niveau de l'électrode externe et de l'électrode interne ($v_{PEA1}(t)$ et $v_{PEA2}(t)$) (Fig. 40). La fonction $g(r_E, t)$ s'identifie à une distribution de Dirac. En conséquence la première partie du signal PEA, $v_{PEA1}(t)$, permet de dériver la fonction de transfert de l'instrument $h_{setup}(t)$ [82]:

$$h_{setup}(t) = \left(\frac{1}{m_{rE}} \right) \cdot v_{PEA1}(t) \quad (2.15)$$

La deuxième partie du signal de calibration PEA dans l'équation 2.14 est générée par la charge capacitive située au niveau de l'électrode interne (âme du câble) et contient par conséquent les informations relatives à la propagation de l'onde acoustique (en particulier le coefficient d'atténuation et la vitesse de phase). Dans le domaine fréquentiel, $V_{PEA2}(f)$ est donnée par l'expression ci-dessous:

$$V_{PEA2}(f) = H_{setup}(f) \cdot m_{rI} \cdot G(r_I, f) \quad (2.16)$$

où $H_{setup}(f)$ et $G(r, f)$ sont calculés par la transformée de Fourier de $h_{setup}(t)$ et $g(r, t)$. $G(r, f)$ est la fonction de transfert du câble à travers laquelle sont pris en compte les effets d'atténuation $\alpha(f)$ et de dispersion $c(f)$ des ondes acoustiques dans le câble. Les spectres en

fréquence du coefficient d'atténuation et de la vitesse de phase peuvent être déduits du spectre des deux parties du signal de calibration. Soulignons par ailleurs que cette procédure pour la détermination de l'atténuation ultrasonore et de la vitesse de phase dans les diélectriques solides a été initialement introduite par Ditchi et al. [83] :

$$\alpha(f) = \frac{-1}{d} \log \left| \frac{V_{PEA2}(f)}{V_{PEA1}(f)} \left(\frac{r_I}{r_E} \right)^{3/2} \right| \quad (2.17)$$

$$c(f) = \frac{2\pi f d}{\varphi(V_{PEA1}(f)) - \varphi(V_{PEA2}(f))} \quad (2.18)$$

où $d = r_E - r_I$ et φ est la phase du spectre.

La fonction de transfert globale du système $H_{\text{syst}}(f)$ est obtenue par multiplication de la fonction de transfert du câble $G(r, f)$ et de la fonction de l'instrument $H_{\text{setup}}(r, f)$. Ainsi, un signal PEA quelconque peut être modélisé dans le domaine fréquentiel par l'équation 2.21 :

$$V_{\text{PEA}}(f) = \sum_{j=1}^N H_{\text{syst}}(r_j, f) \cdot m(r_j) \quad (2.19)$$

La fonction intermédiaire $m(r)$ est calculée par transformée de Fourier inverse du rapport entre le signal $V_{\text{PEA}}(f)$ et la fonction de transfert du système $H_{\text{syst}}(f)$. Les profils de champ électrique $E(r)$ et de charges d'espace $\rho(r)$ sont dérivés de $m(r)$.

La Figure 41 montre une copie d'écran de l'interface graphique utilisée pour l'acquisition des signaux bruts et le calcul des profils de charge d'espace dans les câbles maquettes. L'interface graphique, réalisée sous Matlab, permet de :

- Rentrer les divers paramètres relatifs aux contraintes appliquées et aux mesures, nécessaires au calcul de la déconvolution;
- Renseigner les dimensions du câble correspondant au type de câble mesuré;
- Contrôler l'acquisition des données au moyen d'un oscilloscope Tektronix modèle TDS5034B
- Effectuer la déconvolution en absence et en présence de gradient de température;
- Observer l'évolution de la charge d'espace en temps réel durant la mesure;
- Fournir quatre types de données en sortie: signaux acoustiques moyennés, densités de charges d'espace après déconvolution, profils de champ et de potentiel électriques;
- Lancer ou arrêter les mesures et tracer les différents résultats sous forme de cartographie de couleur.

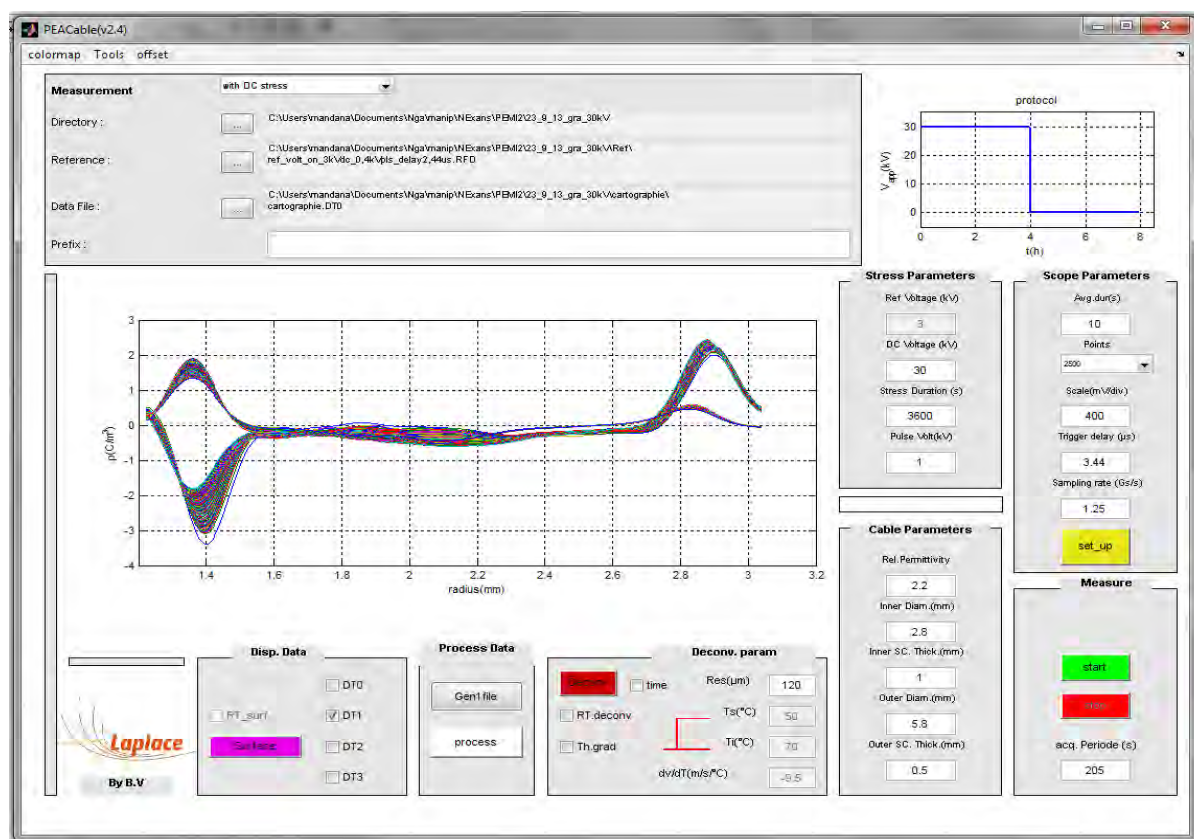


Figure 41: Interface graphique du logiciel PEA Câble

2.2.3. Echantillons et conditions de mesure de charge d'espace

2.2.3.1. Isolants et structures SC/Isolant/SC

Les échantillons d'isolants sont sous forme de disques de diamètre 80 mm et d'épaisseur 450 μ m. Ils sont soit préparés par les fournisseurs, soit formés par pressage à chaud à partir de granulés. Les formulations isolantes contenant du peroxyde sont réticulées sous presse à chaud et dégazées à 50°C pendant 2 jours afin d'éliminer la majorité des sous-produits. La Figure 42 montre le cycle de montée en pression/température pour la réticulation.

Dans le cas d'isolants nus, chaque face de l'isolant est métallisée or pour former des électrodes de diamètre 20 mm et d'épaisseur de 30nm. Le dépôt d'électrodes est réalisé par pulvérisation cathodique d'une cible en or (ou *sputtering*) qui présente l'avantage de pouvoir former les électrodes à froid contrairement à d'autres méthodes de dépôt telle que l'évaporation.

Pour les tests de screening sur semi-conducteurs (SC), des pastilles de SC réticulé de 12 mm de diamètre et d'épaisseur 200 μ m et 600 μ m sont apposées (sous presse à chaud) sur une couche d'isolant pour former un sandwich SC/isolant/SC.

Des structures tri-couches SC/isolant/SC co-réticulées ont également été testées. Dans ce cas, le cycle pression-température représenté à la Figure 42 a été appliqué aux structures décrites ci-dessus.

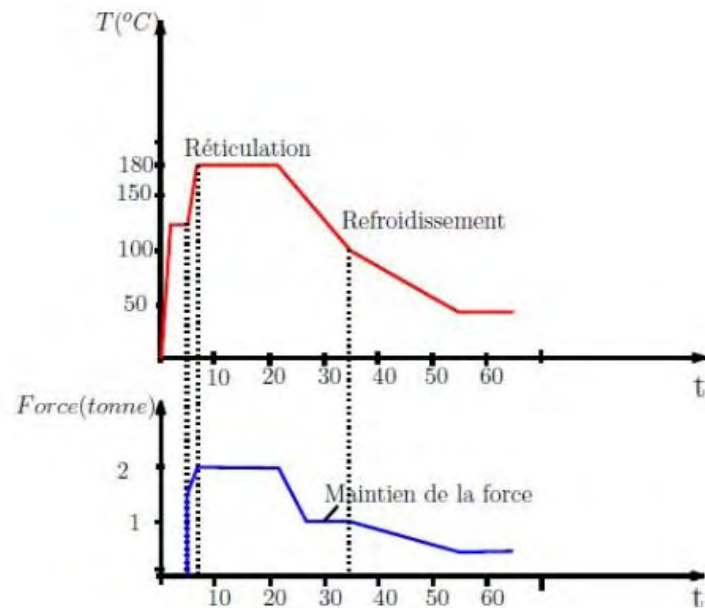


Figure 42: Protocole de fabrication des structures tri-couches SC/isolant/SC [1].

Les mesures de charge d'espace ont été réalisées par la méthode PEA. Tous les tests sont effectués selon le protocole de la Figure 43: le champ appliqué varie entre -10 et -40 kV/mm, suivi d'une inversion de polarité à 40 kV/mm. Les phases de polarisation/dépolarisation durent 3 h. Les profils de charges d'espace sont enregistrés toutes les 100 secondes tout au long du cycle. L'inversion de polarité en fin de cycle – sans phase de dépolarisation - se justifie par le besoin de tester les matériaux et d'obtenir des critères de mérite dans l'hypothèse où ils seraient appliqués à des câbles associés à des systèmes LCC.

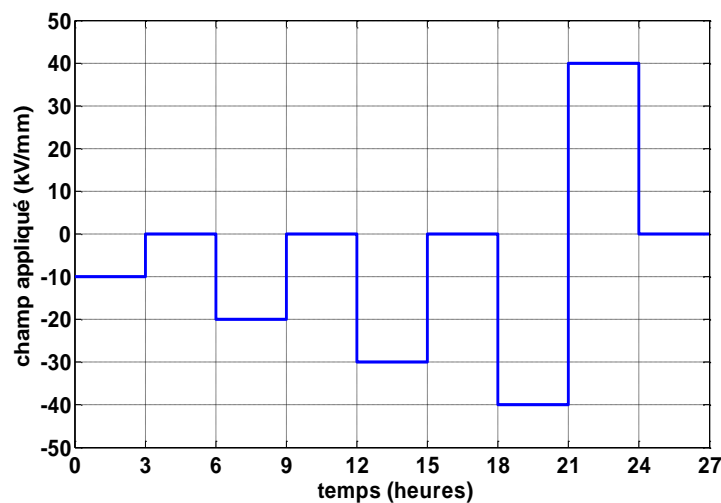


Figure 43 : Protocole en champ électrique utilisé pour les échantillons isolants plans et structures SC/isolant/SC planes.

Pour des raisons de conformité avec les conditions de mesure utilisées dans l'étude antérieure [1], la température de mesure est fixée à 40°C et à 50°C respectivement pour l'isolant seul et pour les sandwichs (SC/Isolant/SC).

2.2.3.2. Bicouches diélectriques

La méthode PEA classique a été utilisée pour mesurer la distribution de charge d'espace dans des échantillons bi-diélectrique plans (XLPE/EPDM). Les bicouches consistent en des plaques d'environ 80 mm de diamètre et 500 μm d'épaisseur fabriquées par pressage à chaud de plaques de polyéthylène basse densité et de matériau de raccordement (éthylène-propylène-diène monomère-EPDM-) contenant chacun du peroxyde. Les matériaux sont co-réticulés à 180°C sous presse pendant 15 minutes. Des électrodes en or de 30 nm d'épaisseur et de diamètre 20 mm sont déposées par sputtering sur chacune des faces des échantillons.

La face EPDM est connectée à l'électrode haute tension et la face XLPE est connectée à la masse (Fig. 44). Les structures bicouches sont soumises à des cycles de polarisation/dépolarisation. La contrainte électrique moyenne varie entre 2 et 30 kV/mm et est constituée d'une phase d'inversion de polarité à -30 kV/mm après le palier à 30 kV/mm (Fig. 45). Les températures de mesure sont de 20°C, 40°C, 50°C et 70°C. Pour les mesures à 20°C, les phases de polarisation/dépolarisation durent 3 h/1 h. En ce qui concerne les mesures à 40°C, 50°C et 70°C, chaque palier dure 1 heure, cette durée est généralement suffisante pour l'établissement du régime stationnaire. Les profils de charge d'espace ont été enregistrés toutes les 100 secondes tout au long du cycle de mesure.

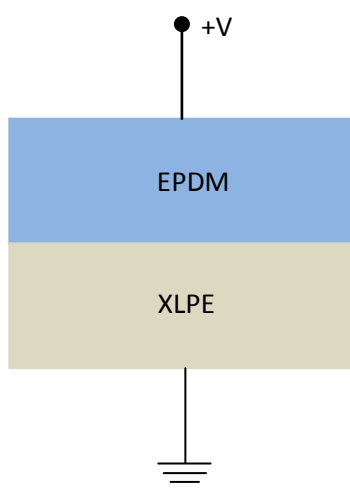


Figure 45: Structures bicouches EPDM/XLPE sous une tension appliquée.

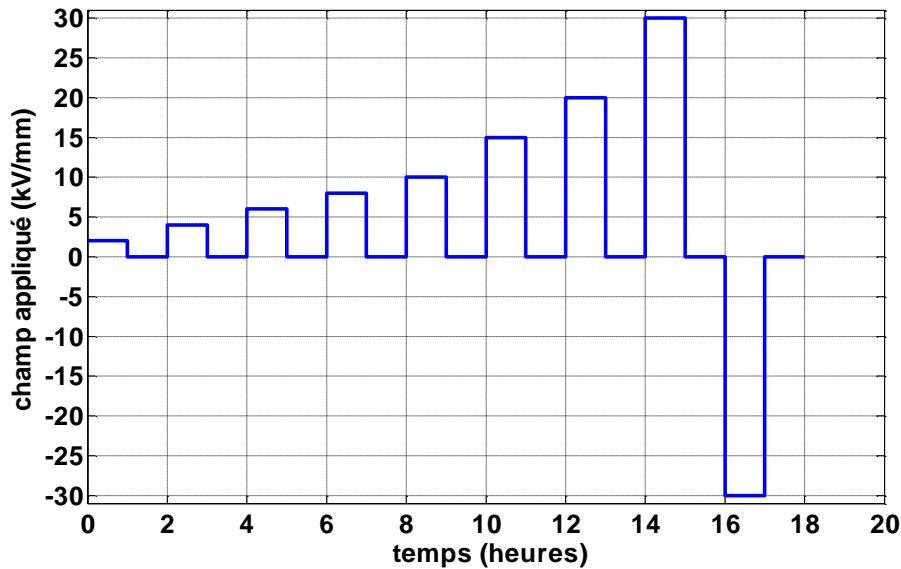


Figure 45: Protocole en champ électrique moyen appliqué sur structures bicouches EPDM/XLPE à 40°C et 70°C (à 20 et 50°C, les phases de polarisation sont de 3 h).

2.2.3.3. Câbles Moyenne Tension

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

Les mesures de charge d'espace dans les câbles moyenne tension ont été réalisées sous deux conditions de température différentes: à température ambiante et sous des gradients de température de 11°C et 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 51°C et 40°C ($\Delta T = 11^\circ\text{C}$) ou 57°C et 41°C ($\Delta T = 16^\circ\text{C}$). Pour parvenir à un gradient de température de 11°C à travers l'isolation du câble, le conducteur est chauffé par un courant de 200 A tandis que la surface du semi-conducteur externe est exposée à l'air ambiant. Dans cette configuration, on remarque que la température à la surface du câble en régime stationnaire est influencée par l'environnement extérieur. 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 penser 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 contrainte en courant dans l'âme du câble, la température à la surface du câble se stabilise autour d'une température de 40°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, 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. Des détails sur ces estimations sont donnés au chapitre 3.

Une tension négative (-40 ou -80 kV) est appliquée au niveau du conducteur du câble pendant 7 heures et est suivie par 1 heure de dépolarisation. Les champs capacitifs (ou géométriques) au niveau des interfaces SC interne/isolant d'une part et SC externe/isolant d'autre part sont reliés à la tension appliquée U par les relations suivantes :

$$E_i = \frac{U}{r_i \ln \frac{r_e}{r_i}} \text{ et } E_e = \frac{U}{r_e \ln \frac{r_e}{r_i}} \quad (2.22)$$

Pour les tensions $U = -40$ kV et -80 kV, les champs électriques capacitifs sont respectivement $E_i = 12$ kV/mm et 24 kV/mm au niveau du SC interne. Ils sont de 6 kV/mm et 12 kV/mm au niveau du SC externe.

Les signaux PEA ont été enregistrés et moyennés toutes les 200 secondes tout au long du cycle de tension. Ceux-ci ont ensuite été traités par la technique de déconvolution que nous avons exposée dans la section précédente.

2.2.3.4. Mini-câbles

Les échantillons de mini-câbles ont été fournis par Nexans. Dans ce travail, la charge d'espace a été mesurée sur deux types de câble de géométrie identique. Les échantillons testés sont des câbles mesurant à peu près 3 m de long. Les dimensions des câbles testés sont les suivantes:

- Le rayon du conducteur est de 0,7 mm;
- Les épaisseurs du semi-conducteur (SC) interne et externe sont respectivement de 0,7 mm et 0,15 mm ;
- Le rayon interne r_i de l'isolant est de 1,4 mm et le rayon externe r_e de 2,9 mm ; L'isolant mesure 1,5 mm d'épaisseur.

Les tests sur les 2 types de câbles ont été effectués sous deux conditions de température et deux valeurs de tension différente.

- Concernant la contrainte électrique, deux niveaux de tension (-30 kV et -55 kV) ont été appliqués au niveau du conducteur du mini-câble pour atteindre respectivement des champs électriques géométriques de $E_i \sim 30$ kV/mm et 55 kV/mm au niveau du SC interne; et de 14 kV/mm et 26 kV/mm au niveau du SC externe.

- S'agissant des conditions de température, les essais ont été réalisés à température ambiante ($\sim 22^{\circ}\text{C}$) et sous gradient de température de 10°C . Pour les tests en présence de gradient de température, le câble a été chauffé en faisant circuler un courant d'environ 32 A dans l'âme du câble. La température est stabilisée après environ 60 min. A la surface des câbles, la température est d'environ 60°C et celle au niveau de l'âme du câble est estimée, par le calcul, à 70°C .

L'amplitude des impulsions sondes dans la mesure PEA est réglée à 400 V et la fréquence de répétition à 5 kHz. Les mesures consistent en un cycle de 8 h de polarisation/dépolarisation. Les profils de charge d'espace ont été enregistrés toutes les 200 secondes tout au long du protocole de mesure.

CHAPITRE 3

RESULTATS EXPERIMENTAUX DE COURANT DE CONDUCTION SUR LES MATERIAUX ET OUTIL DE MODELISATION

III. Résultats expérimentaux de courant de conduction sur les matériaux et outil de modélisation

3.1. Courant de conduction

Quelques éléments essentiels présentés au Chap. 1 et résumés ici justifient le besoin de données précises sur les valeurs de conductivité fonction du champ et de la température des matériaux isolants. Les matériaux polyéthylène réticulé (XLPE) sont largement utilisés comme isolants des dispositifs haute tension. Les accessoires de câbles haute tension (jonctions et extrémités) sont généralement fabriqués en utilisant comme isolant un matériau de raccordement différent du XLPE, comme des élastomères type EPDM. Il apparaît de cette façon des interfaces EPDM/XLPE au niveau des jonctions de câbles. Sous condition de fonctionnement du câble, le champ électrique dans le ou les isolants dépend de la conductivité et de la permittivité de chaque matériau, et la valeur de conductivité varie avec la température et le champ électrique. 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.

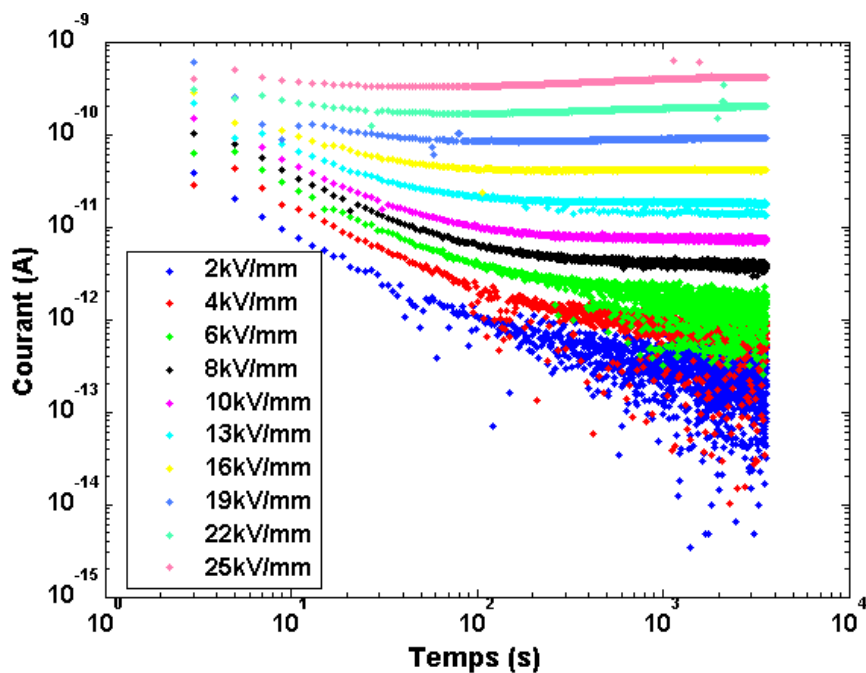
Les données expérimentales sur la conductivité du XLPE et de l'EPDM sous différents température et champ appliqués nous permettront d'étudier le mécanisme principal de conduction DC et de donner une équation de la conductivité en fonction de la température et du champ électrique dans les matériaux XLPE et EPDM. A partir de ces données, on pourra estimer le champ électrique dans le XLPE, l'EPDM ainsi que prédire l'accumulation de charges à l'interface de bicouches XLPE/EPDM représentatives de jonctions de câble HVDC sur la base de la théorie de Maxwell-Wagner.

3.1.1. Résultats sur le matériau XLPE

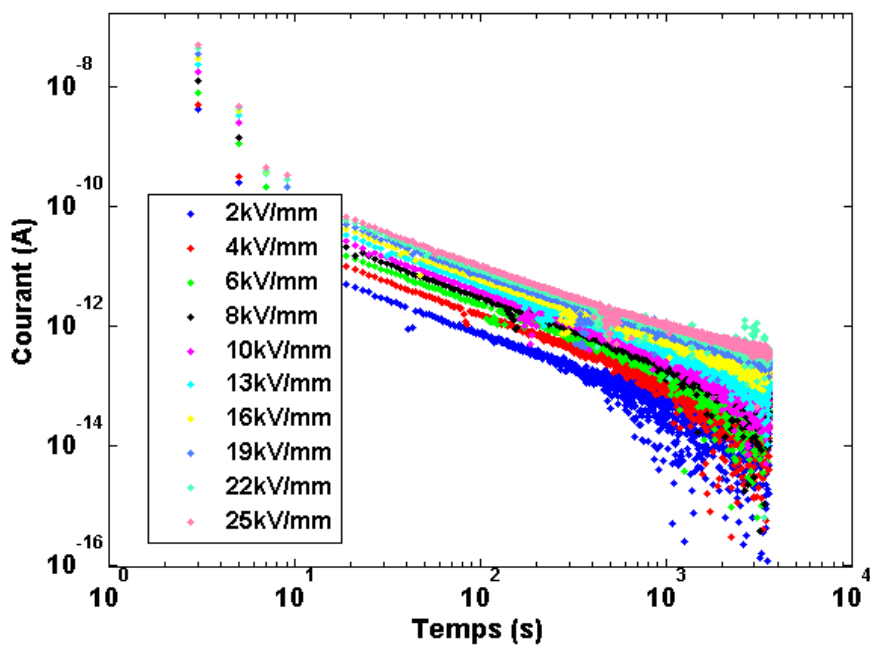
Sous une tension continue appliquée, le courant diminue vers une valeur stable, de manière éventuellement très lente, dépendant des conditions de température et de champ.

La Figure 46 présente les transitoires de courants, polarisation (a) et dépolarisation (b) sous différents champs appliqués à une température de 30°C. Le courant de charge est apparemment caractérisé par deux régions: une décroissance rapide en début de polarisation, suivi d'une diminution lente avec le temps de polarisation. Celui-ci tend vers une valeur stable au bout de 3000 s qui correspond au courant de conduction (Fig. 46a). A fort champ, la stabilisation du courant paraît plus rapide. Par exemple, à 16 kV/mm, le courant est stabilisé après environs 90 s; par contre à 6 kV/mm il faut attendre environ 1000 s. Ceci est

une conséquence de la diminution relative de la contribution du courant transitoire sur le courant total lorsque le champ augmente.



(a)



(b)

Figure 46 : Transitoires de courant de charge (a) et décharge (b) du XLPE à 30°C pour des champs allant de 2 à 25kV/mm. Le signe du courant de décharge a été inversé pour une représentation en échelle logarithmique.

A une température donnée, l'augmentation du courant de conduction avec le champ appliqué est non-linéaire: à 30°C, le courant augmente de plus de 4 décades (valeurs à temps long de 0,2 pA à 420 pA) quand le champ appliqué augmente d'une seule décade (2 à 25 kV/mm). Pour des niveaux élevés de champ (≥ 19 kV/mm), on peut également remarquer une augmentation du courant avec le temps, ce qui pourrait être la conséquence d'un phénomène d'accumulation de charge d'espace dans le matériau. L'évolution temporelle du courant de décharge portée en échelle log-log montre aussi une augmentation du courant en fonction du champ appliqué avec une pente quasi-constante correspondant à une décroissance du courant en t^{-n} (Fig. 46b).

De plus, avec l'augmentation de la température la stabilisation du courant se fait beaucoup plus rapidement (par exemple environ 1 h à 10°C et 100 s à 80°C sous 10 kV/mm) (Fig. 47). Ce comportement peut avoir deux origines:

- La présence de phénomènes de polarisation dipolaire, qui seraient de plus en plus dominés par les phénomènes de conduction avec l'augmentation de la température (ou du champ)

- La diminution de la résistivité $\rho(T)$ du matériau avec la température; la constante de temps $\tau(T) = \rho(T) \cdot \epsilon$ (ϵ : permittivité de matériau) nécessaire pour atteindre une condition stable diminue aussi avec la température.

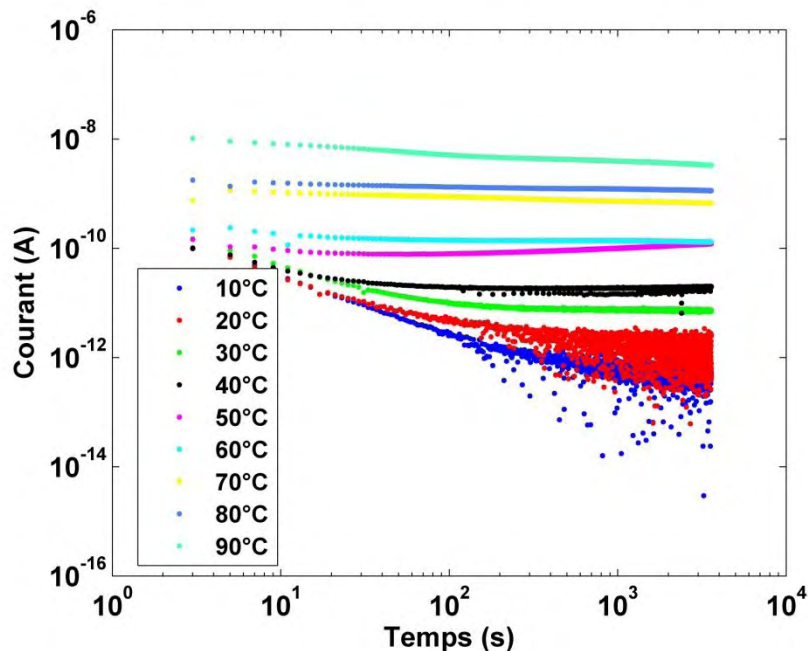


Figure 47: Transitoires de courant de charge du XLPE sous 10 kV/mm pour des températures allant de 10 à 90°C.

La Figure 48 montre un exemple de courant de charge (I_p), décharge ($-I_d$) ainsi que la somme (I_p+I_d) pour des mesures à 30°C sous 10 kV/mm. Dans l'hypothèse où la composante transitoire du courant est due à un phénomène de polarisation, celle-ci doit être symétrique en charge et décharge. En additionnant les courants de charge et de décharge, ne subsiste théoriquement que le courant de conduction qui, dans la plus simple hypothèse, doit être indépendant du temps. Cela apparaît être le cas ici au-delà d'environ 200s. A temps court, le courant de décharge excède le courant de charge: il est possible que des phénomènes de relaxation rapide de charges d'espace soient en jeu. On peut également remarquer que pour ces conditions de mesure, le courant de charge est largement dominant à temps long sur le courant de décharge, montrant ainsi que la composante dipolaire du courant est négligeable.

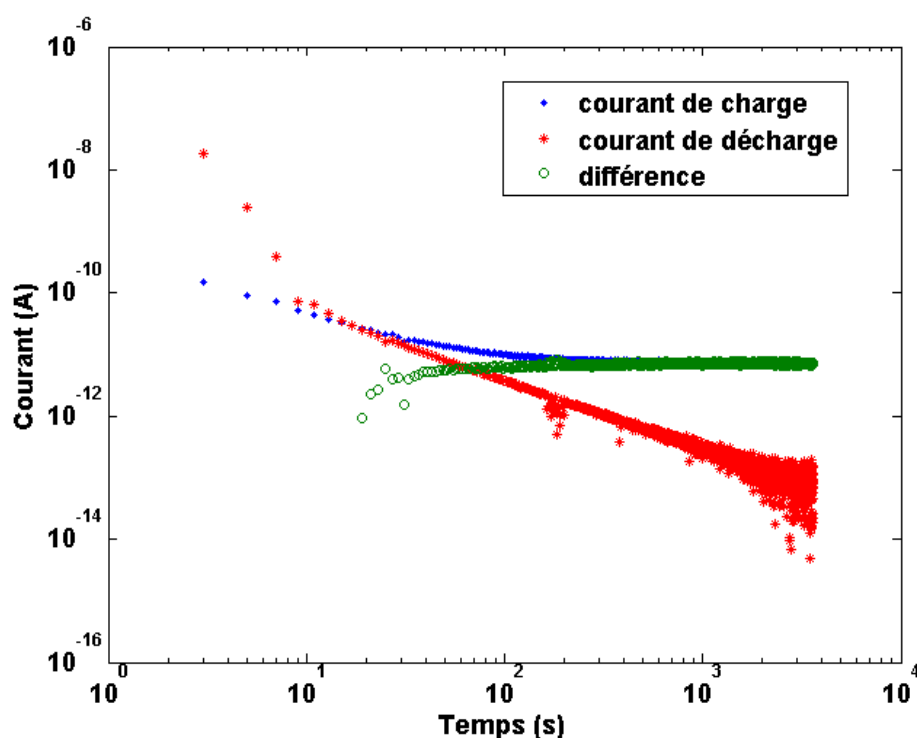
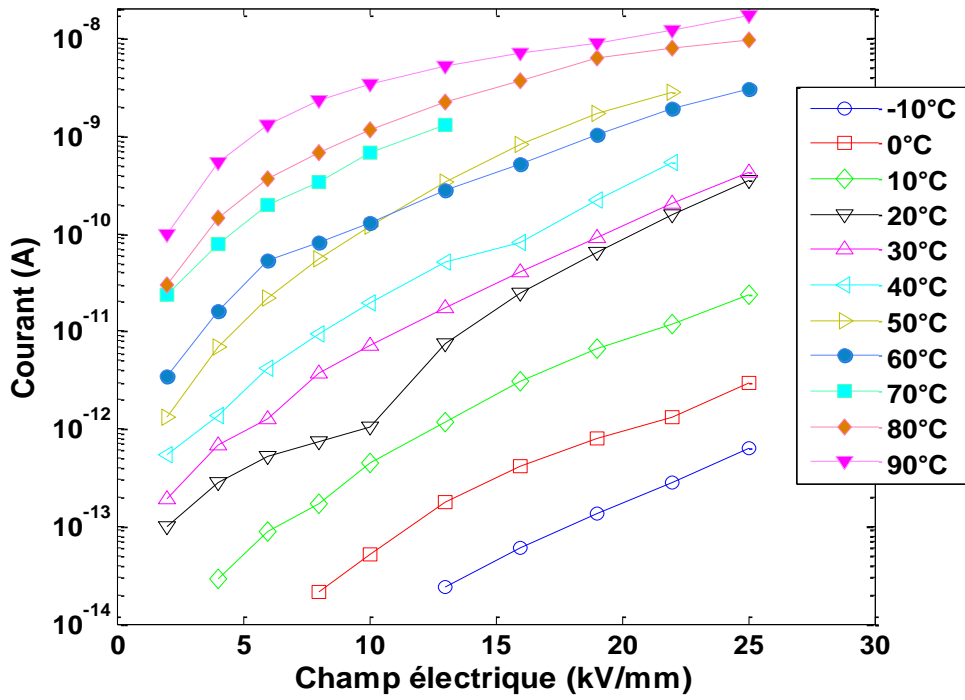
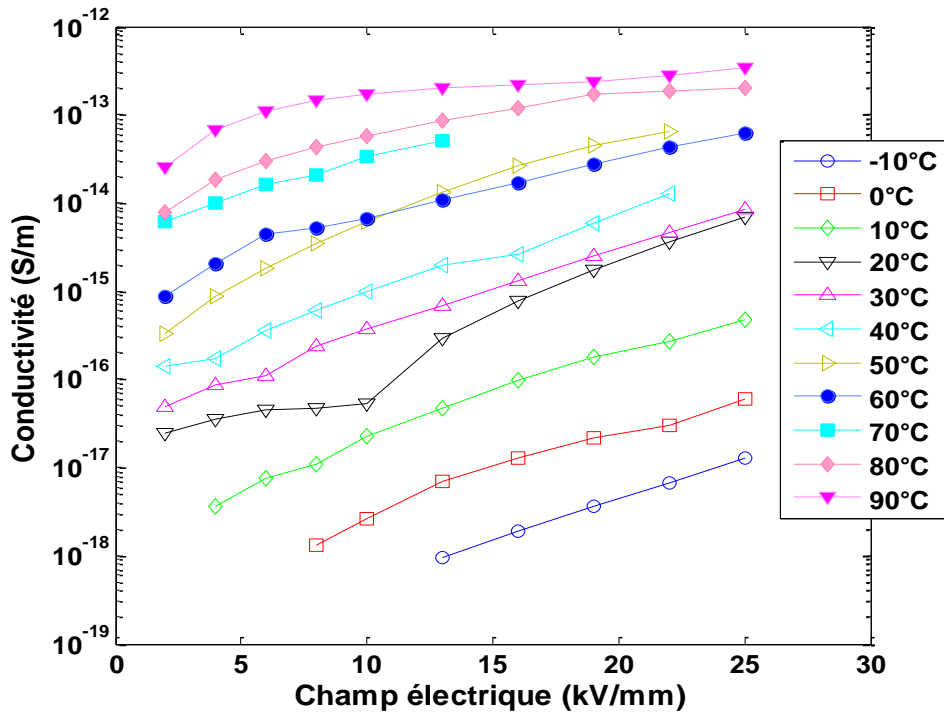


Figure 48: Courant de charge (I_p), décharge ($-I_d$) et (I_p+I_d) à 30°C sous 10kV/mm (XLPE)

Les Figures 49a et 49b montrent respectivement l'évolution du courant de conduction (courant de charge pris au bout d'1h) et de la conductivité en fonction du champ et de la température. La valeur de courant varie de 10^{-14} A à 10^{-8} A. A faible champ et basse température (-10°C à 10°C) la valeur du courant est trop faible ($< 10^{-14}$ A) pour pouvoir être détectée. On observe que le courant augmente fortement en fonction du champ pour $E < 10$ kV/mm et plus faiblement pour $E > 20$ kV/mm. D'après la Figure 49, la conductivité augmente avec la température, ce qui était attendu, mais également avec le champ, ce qui l'est moins, d'autant que l'on est ici dans des domaines de champ relativement faibles.



(a)



(b)

Figure 49 : Courant de conduction après 1 h de polarisation (a) et conductivité (b) en fonction du champ pour différentes températures pour le XLPE.

La Figure 50 montre les caractéristiques J-E en échelle log-log pour différentes températures dans le XLPE. On observe l'apparition d'un champ seuil, analyse en accord avec les résultats reportés dans la littérature [24], [57]. Le seuil en champ diminue lorsque la température augmente (10 kV/mm, 7,5 kV/mm et 5,5 kV/mm respectivement à 20, 30 et 40°C). Cette évolution du seuil de champ en fonction de la température permet de situer le seuil à environ 3,5 kV/mm à 50°C (ce qui est inférieur à 5,2 kV/mm estimé par extrapolation des courants à 2 et 4 kV/mm). Pour une température > 70°C le seuil est inférieur à 2 kV/mm si bien que seul le régime fort champ est observable. En dessous du seuil, le comportement est non-linéaire, avec une pente réelle de la caractéristique I-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 $\sigma(E) \propto E^{\alpha-1}$. Ce phénomène est souvent attribué à un mécanisme de *courant limité par la charge d'espace* (SCLC) dans le cas de matériaux polyéthylène [69].

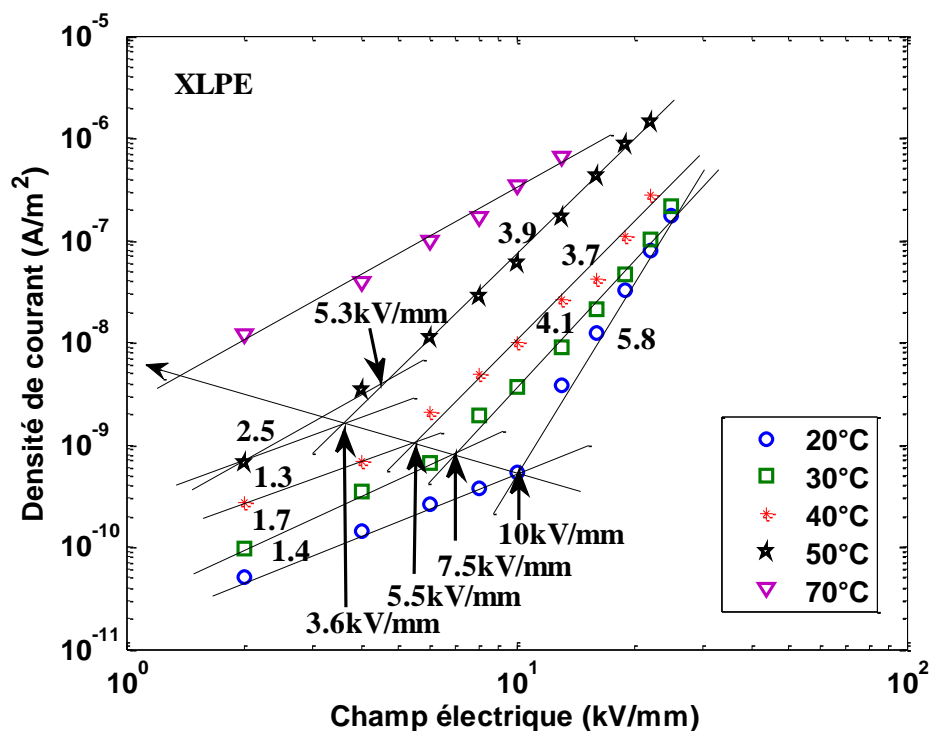


Figure 50 : Caractéristique I-E en échelle log-log pour différentes températures pour le XLPE

A partir des données ci-dessus, nous avons représenté, sur le diagramme d'Arrhenius de la Figure 51, la dépendance de la conductivité en fonction de la température pour des champs de 2, 10 et 25 kV/mm.

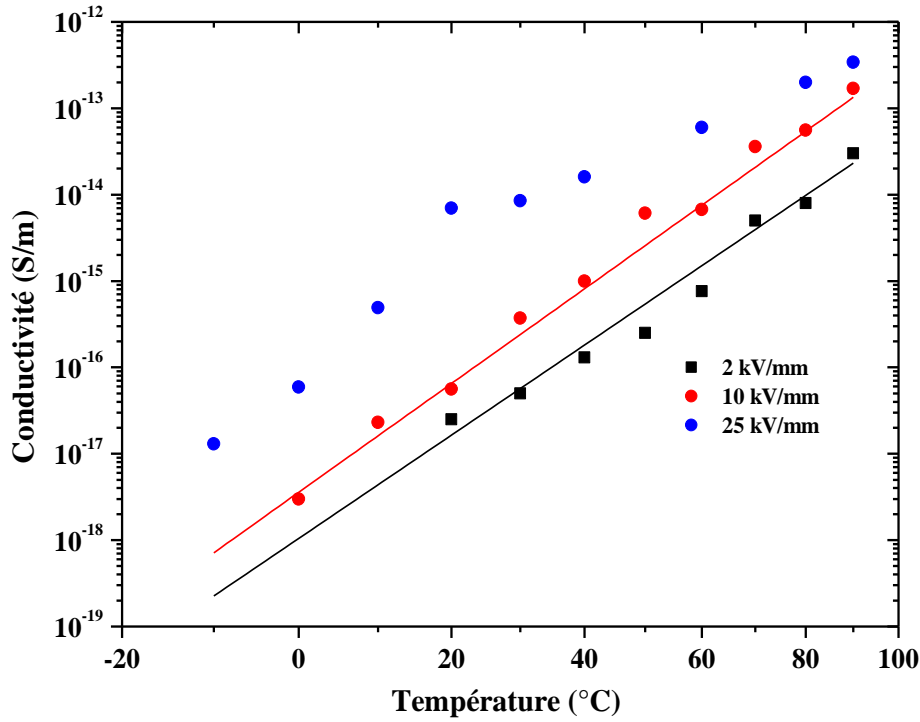


Figure 51 : Conductivité en fonction de la température pour le XLPE.

A partir de cette représentation, une relation de type Arrhenius entre conductivité et température peut être établie:

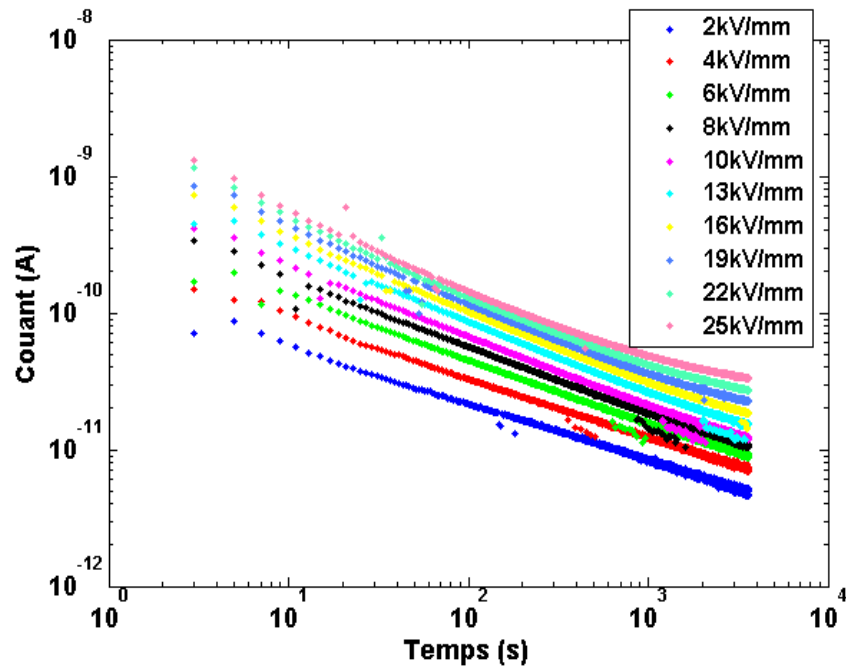
$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right) \quad (3.1)$$

L'énergie d'activation est estimée à 0,95 eV ($\sigma_0 = 0,35$ S/m) pour 2 kV/mm et 1 eV ($\sigma_0 = 10$ S/m) pour 10 kV/mm. Pour 25 kV/mm un ajustement est trop aléatoire. A noter que plus E_a est élevée, plus σ augmente rapidement avec la température, ce qui donc vient renforcer les distorsions de champ pour les câbles sous gradient thermique.

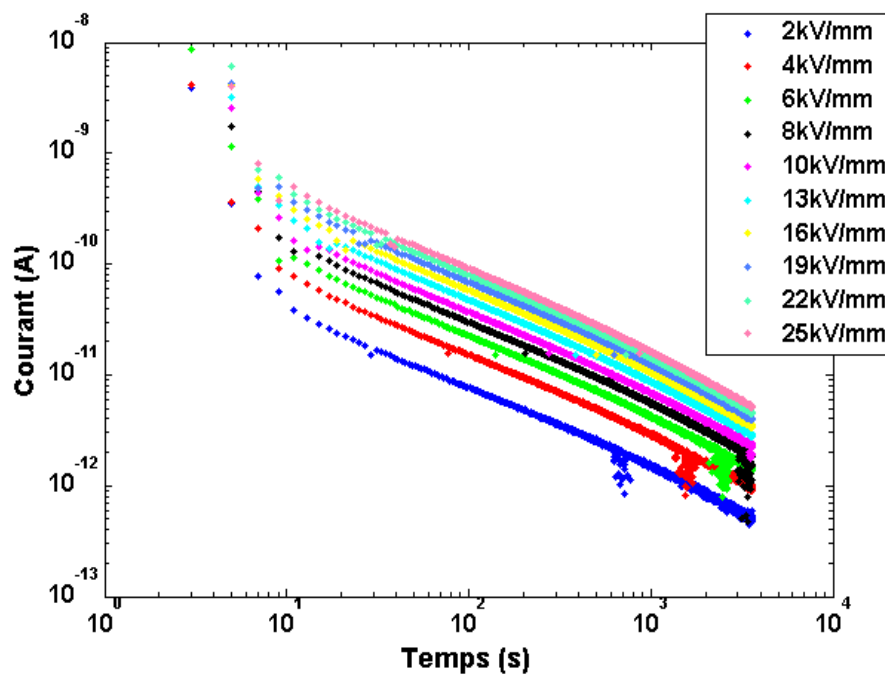
3.1.2. Résultats pour le matériau EPDM

Les transitoires de courants obtenus pour une température de 30°C en charge (a) et en décharge (b) sous différents champs électriques sont représentés sur la Figure 52. Contrairement au cas du XLPE, les courants de charge (Fig. 48a) sont encore en régime transitoire après 1 h de polarisation et n'ont donc pas atteint le régime stationnaire. Par exemple, à 30°C sous 25 kV/mm, après 1 h de polarisation, le courant est toujours

décroissant dans le cas de l'EPDM alors que l'état stationnaire est atteint après seulement 60 s dans le cas du XLPE (Fig. 46a).



(a)



(b)

Figure 52. Exemples de courants de charge (a) et décharge (b) pour des champs de 2 à 25 kV/mm obtenus sur EPDM à 30°C.

On peut remarquer qu'en dépolarisation le courant est fidèlement proportionnel au champ (caractéristiques parallèles en échelle log-log). Ceci peut laisser supposer qu'une contribution significative du courant de décharge provient de phénomènes de polarisation.

Au bout d'une heure, les valeurs du courant de décharge sont bien inférieures à celles sous champ: on peut donc estimer la conductivité (à temps long) à partir du courant de charge seulement. Par contre, pour les temps courts il n'en est pas de même: La Figure 53 montre une superposition du courant de charge (I_p), de décharge ($-I_d$) et la somme des deux (I_p+I_d). La différence de ces deux courants devrait donner une meilleure approximation de la conduction.

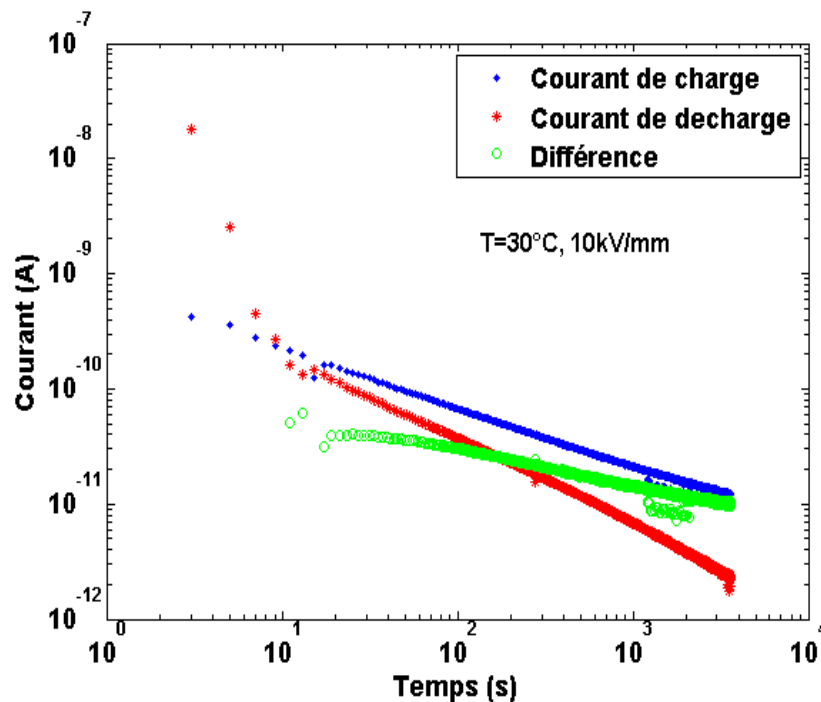


Figure 53. Exemples de courants de charge I_p , décharge ($-I_d$) et I_p+I_d obtenus sur EPDM à 30°C et 10 kV/mm.

La Figure 54 montre les résultats bruts de conductivité (à 1 h) obtenus en fonction de la température et du champ. On remarque une apparente décroissance de la conductivité en fonction du champ à faible champ: une des raisons pourrait être une contribution significative de phénomènes de polarisation. Or, les courbes obtenues en considérant les variations de conductivité à partir de (I_p+I_d), que ce soit à 120 s ou à 1 h, présentent les mêmes tendances. Le courant de polarisation apparait en fait négligeable, même à faible champ. Cette diminution apparente de la conductivité avec le champ pourrait donc être liée à l'injection de charges et la formation d'homocharges qui limitent le champ aux électrodes. A fort champ, on observe une augmentation modérée de la conductivité avec le champ (excepté à basse température où la conductivité est constante).

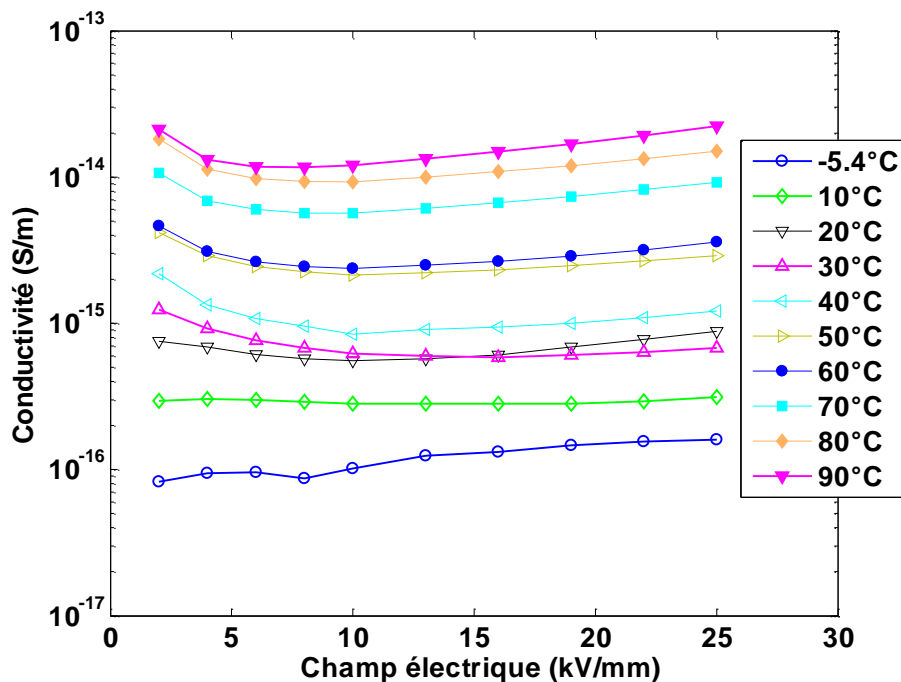


Figure 54. Conductivité fonction du champ et de la température pour l'EPDM estimées à partir du courant de polarisation à 1 h

La Figure 55 représente la densité de courant de conduction en fonction du champ électrique pour différentes températures allant de 30°C à 70°C. Deux régimes sont observés comme dans le cas du XLPE. Cependant, les pentes à faible champ comme à fort champ sont faibles indiquant une faible variation de la densité de courant avec le champ appliqué. Par ailleurs, on remarque que le champ seuil entre les deux régimes apparaît moins dépendant de la température que dans le cas du XLPE (10 kV/mm à 30 et 40°C; 9 et 7,3 kV/mm respectivement à 60 et 70°C). En dessous du champ seuil, les caractéristiques J-E sont sous-linéaires (la pente est de l'ordre de 0.5).

Le matériau de raccordement est structurellement plus proche des liquides diélectriques que ne l'est le XLPE, étant donné son faible taux de cristallinité et son caractère élastomère s'apparentant à des liquides visqueux. Dans les liquides isolants, le comportement sous-linéaire est expliqué par la saturation du taux de dissociation ionique dans le cas d'une conduction ionique pure ou par un équilibre électrochimique ayant lieu entre l'injection et l'extraction des charges électroniques à l'interface métal-liquide [84].

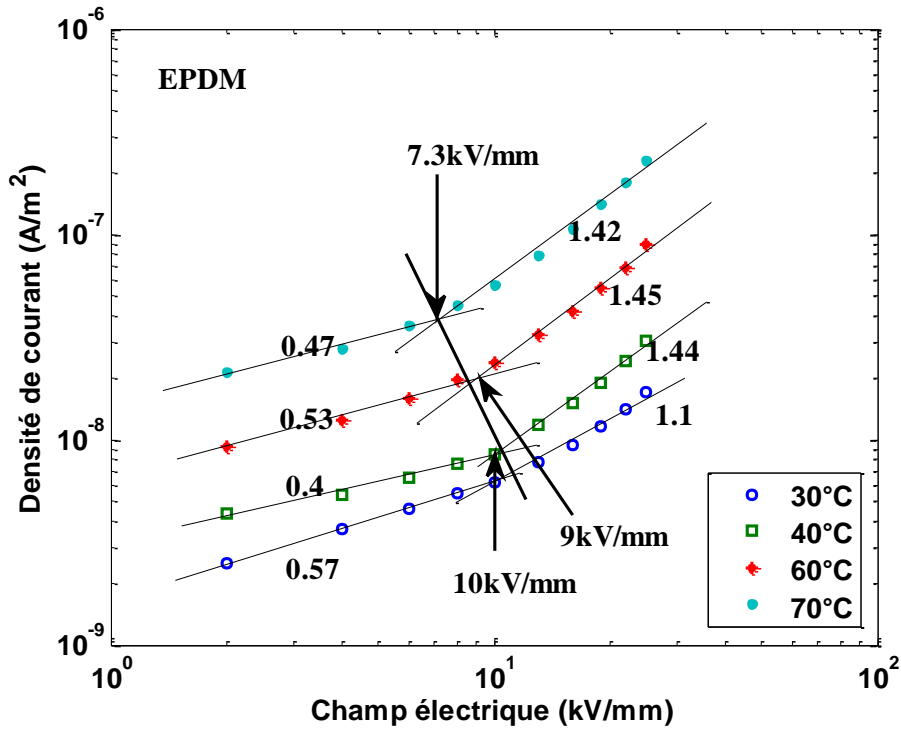


Figure 55. Caractéristiques J-E en échelle log-log pour différentes températures pour EPDM. Courant pris à 1 h de polarisation

S. Theoleyre et al. [84] ont montré que le courant d'injection est la somme du courant J_{XY} (qui résulte du mécanisme de remplissage des sites d'accepteur X donnant lieu à l'occupation des sites Y), et du courant inverse J_{YX} (issu du dépeuplement des sites Y). La densité de courant est ainsi donnée par l'expression suivante:

$$J = J_{XY} - J_{YX} \quad (3.2)$$

et

$$J_{XY} = k_{XY} [X].q. \exp [-q.V_{XY}/kT] \quad (3.3)$$

$$J_{YX} = k_{YX} [Y].q. \exp [-q.V_{YX}/kT]$$

où, k_{XY} et k_{YX} sont des constantes de réactions. V_{XY} et V_{YX} sont respectivement les barrières de potentiel entre les sites $X \rightarrow Y$ et $Y \rightarrow X$. $[X]$ et $[Y]$ sont respectivement la concentration des sites vacants et des sites occupés.

Selon l'expression (3.3), la densité de courant de conduction dépend non seulement des constantes de réaction et des barrières de potentiel mais aussi de la concentration en sites vacants $[X]$ (pour J_{xy}) et en sites occupés $[Y]$ (pour J_{yx}). Sous l'effet du champ appliqué, la hauteur des barrières de potentiel pour le passage d'un porteur de l'électrode vers l'isolant est modifiée comme suit : l'injection de porteurs qui induit une occupation des sites vacants (réaction directe $X \rightarrow Y$), est favorisée tandis que la probabilité pour qu'un porteur piégé

soit extrait vers l'électrode (réaction inverse $Y \rightarrow X$) devient plus faible. Sous l'effet de la contrainte électrique, les concentrations en sites vacants $[X]$ et en sites occupés $[Y]$ diminuent et augmentent respectivement. Ainsi, un équilibre électrochimique se produit entre l'injection et l'extraction des charges dans le matériau. Avec cette hypothèse, les charges injectées et extraites sont en équilibre électrochimique avec la formation/neutralisation des ions qui sont effectivement transportés dans le liquide. La densité de courant atteint de cette façon un régime de saturation dans certaines gammes de champ électrique au-dessus du régime ohmique. Ce phénomène permet d'expliquer l'existence d'un régime de conduction sous-linéaire dans le cas du matériau EPDM.

La conductivité est représentée en fonction de la température pour 2 valeurs de champ (10 et 25 kV/mm) sur la Figure 56. La conductivité augmente d'un facteur 1,5 entre ces deux valeurs. L'énergie d'activation a été estimée à 0,46 eV ($\sigma_0 = 2,75 \cdot 10^{-8}$ S/m) à partir de la loi d'Arrhenius. Compte tenu de la dispersion fonction de la température, il n'est pas évident de déterminer si une ou deux pentes doivent être envisagées (il est possible que l'énergie d'activation soit plus faible en dessous de 20-30°C). La dispersion semble pour l'essentiel due à des variations dans la réponse d'échantillon à échantillon puisque les écarts à la linéarité vont de pair pour les deux valeurs de champs.

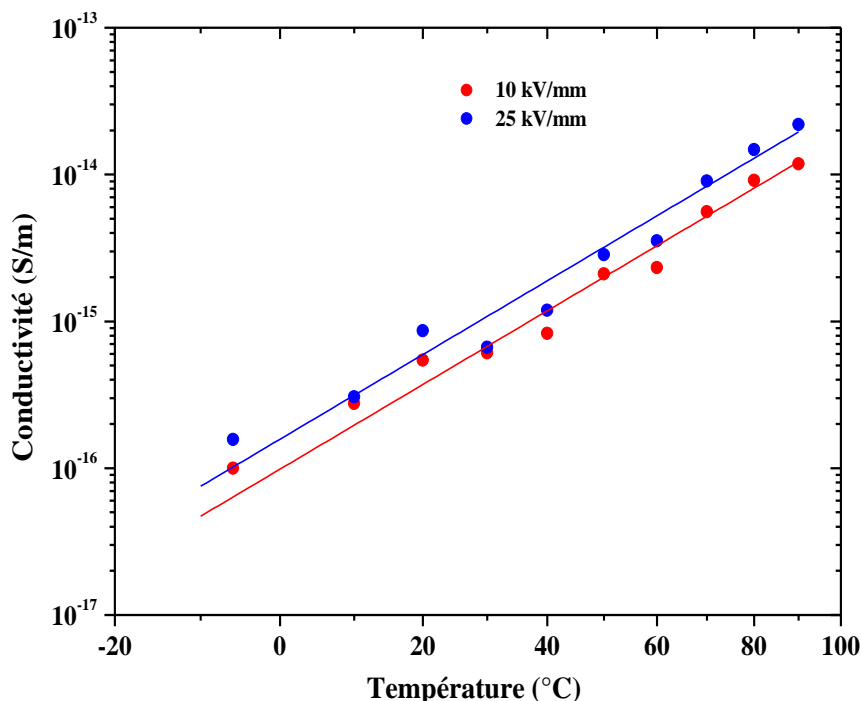


Figure 56. Conductivité de l'EPDM fonction de T pour 2 valeurs de champ. Les droites correspondent à une énergie d'activation de 0.46eV.

3.1.3. Expression analytique de la conductivité

Les données obtenues sur les deux matériaux, XLPE et EPDM, ont montré que la conductivité est fonction de la température et du champ électrique. Afin d'avoir une expression de la dépendance de la conductivité avec la température et le champ électrique, nous avons établi l'équation semi-empirique ci-dessous (éq. 3.4) pour l'ajustement des données expérimentales. Des approches similaires ont été adoptées dans la littérature pour ce type de polymère [40], [34], [85].

$$\sigma(T, E) = A \cdot \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right) \cdot \sinh(B(T) \cdot E) \cdot E^\alpha \quad (3.4)$$

où A et α : constantes

E_a : énergie d'activation de conductivité

T : température

E : champ appliqué

$B = a.T + b$: ce paramètre dépend de la température pour prendre en compte le changement de seuil en champ avec la température.

Un ajustement des données expérimentales du XLPE et de l'EPDM pour les différents champs et températures a été réalisé et la comparaison modèle-mesure est présentée à la Figure 57 et la Figure 58.

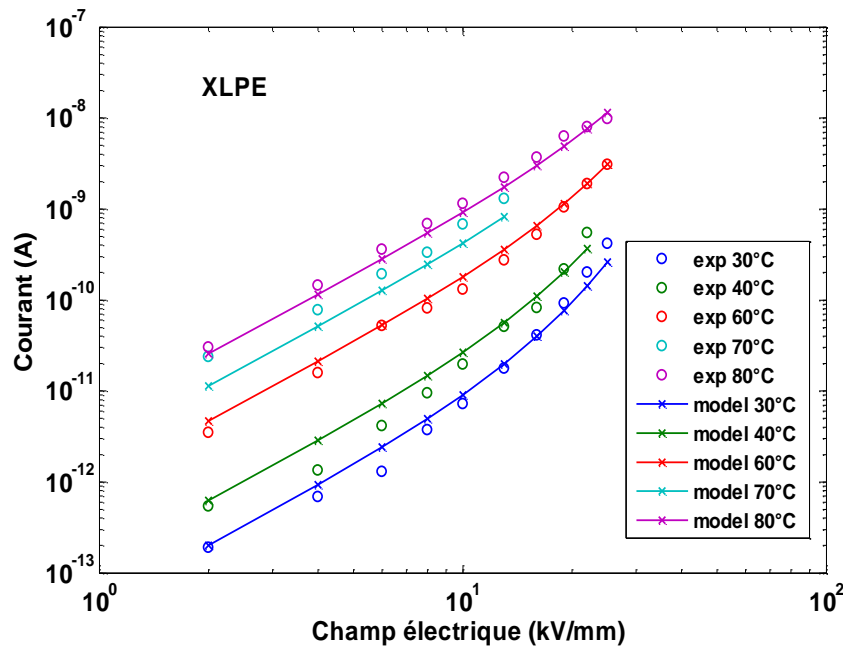


Figure 57: Caractéristiques I-E expérimentales et ajustement pour le XLPE à différentes températures.

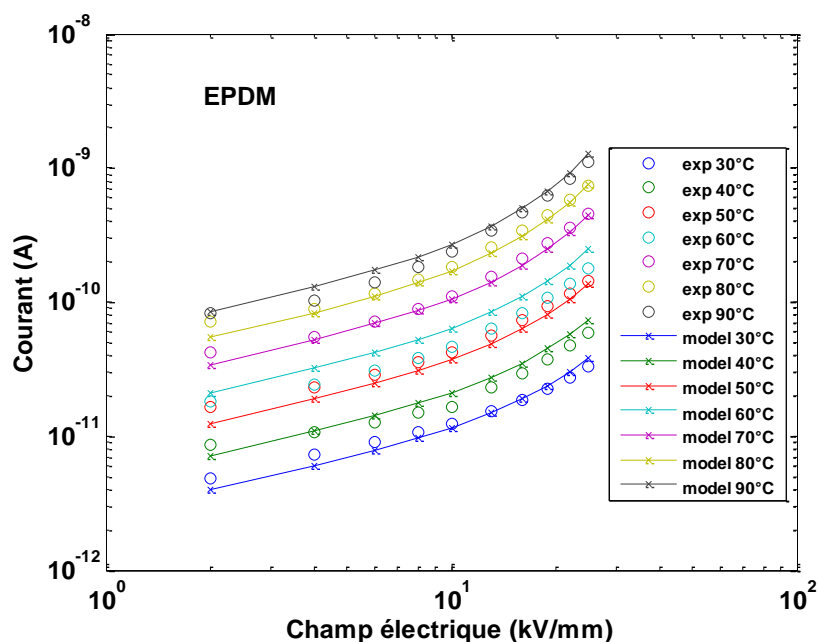


Figure 58: Caractéristiques I-E expérimentales et ajustements pour l'EPDM à différentes températures.

Les ajustements rendent bien compte des données pour toutes les valeurs de champ et de température pour les deux matériaux. Les coefficients obtenus pour l'équation 3.4 du XLPE et de l'EPDM sont représentés dans le tableau 1. Cette forme analytique de la dépendance en température et en champ de la conductivité est utilisée par la suite dans la simulation numérique pour calculer la distribution de champ, de charges à l'interface de bicouches XLPE/EPDM ainsi que la distribution de champ et de charges dans des câbles sous différentes conditions électriques et thermiques.

Tableau 1: Coefficients de l'équation 3.4 de conductivité pour XLPE et EPDM, données pour une conductivité exprimée en S/m

	XLPE	EPDM
A (S.I)	0,8	97
Ea (eV)	1	0,44
B (m/V)	$1,38 \cdot 10^{-7}$ pour $T \leq 313$ K	$4,8 \cdot 10^{-10} T - 5,1 \cdot 10^{-7}$
	$-1,3 \cdot 10^{-9} T + 5,45 \cdot 10^{-7}$ pour $T \geq 313$ K	
α	0,15	-1,42

On peut remarquer sur les Figures 57 et 58 que les courants de conduction de l'EPDM sont plus élevés que ceux du XLPE à faible champ quelle que soit la température. En revanche, à fort champ, la conductivité est plus élevée dans le XLPE. Une comparaison directe des conductivités mesurées en fonction du champ est réalisée à la Figure 59 pour une

température de 30°C, montrant des comportements très distincts entre les deux matériaux. Une première illustration des conséquences de ces différences de comportement est fournie par le signe de la charge interfaciale prévisible pour un système bicouche XLPE/EPDM.

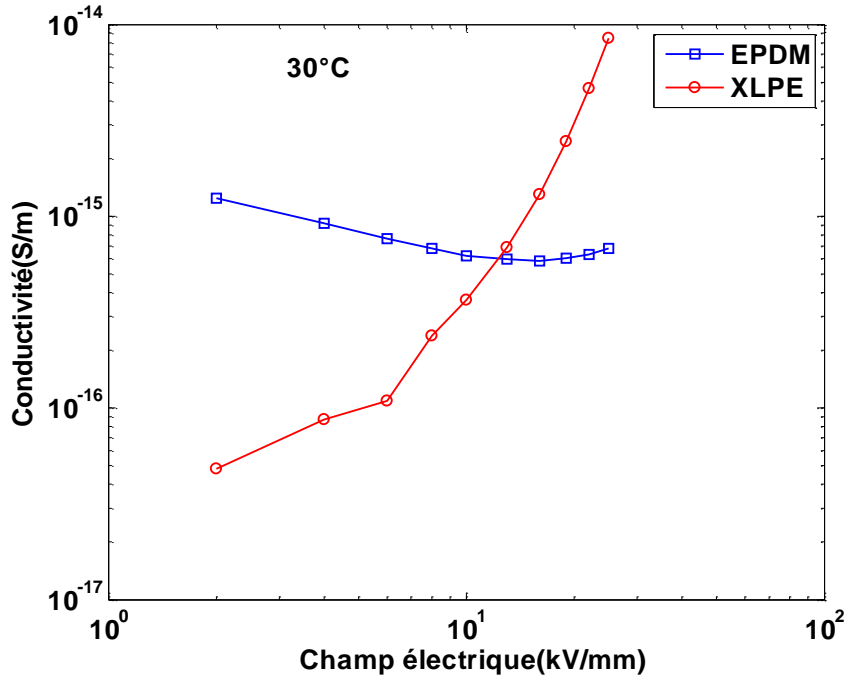


Figure 59: Caractéristiques σ -E à 30°C pour le XLPE et l'EPDM.

Considérons le système bicouche représenté à la Figure 60 et les conventions de signes associées. L'application d'un potentiel sur l'électrode de droite associée à l'EPDM produit un champ électrique distribué en fonction des permittivités et conductivités des matériaux comme nous l'avons vu au chapitre 1. En régime stationnaire, conformément à la théorie de Maxwell-Wagner (MW), une charge d'interface, Σ_s , s'établit en présence d'une discontinuité du rapport entre conductivité et permittivité des deux matériaux ($\nabla(\sigma/\epsilon) \neq 0$).

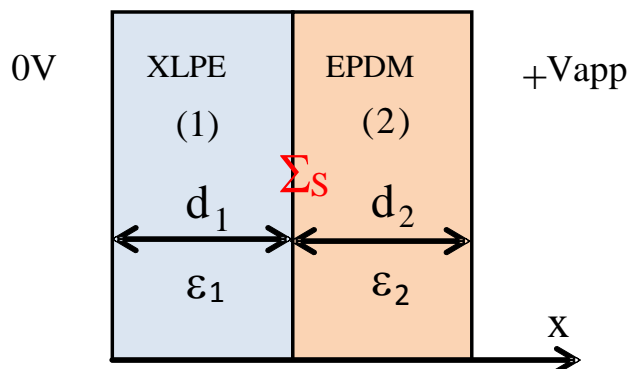


Figure 60: Bicouche XLPE/EPDM avec potentiel appliqué et conventions d'orientation.

Avec les conventions prises à la Figure 60, cette charge d'interface est définie par

$$\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2 + \sum_s \quad (3.5)$$

Les autres conditions aux limites, qui permettent de déterminer les valeurs de champ, sont données par la continuité du courant:

$$\sigma_1(E_1).E_1 = \sigma_2(E_2).E_2 \quad (3.6)$$

et par la condition aux limites sur le potentiel.

$$d_1 E_1 + d_2 E_2 = -V_{app} \quad (3.7)$$

Ainsi, à partir des données de conductivité il est possible de prédire le signe de la charge interfaciale en fonction de la tension appliquée et de la température dans les bicouches XLPE/EPDM. La Figure 61 représente le signe de la charge interfaciale prédit à l'interface entre les diélectriques en condition stationnaire, en fonction du champ moyen appliqué pour des isolants de mêmes épaisseurs. La ligne de démarcation correspond à la condition :

$$\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2 \quad (3.8)$$

et distingue deux régions de coordonnées (champ-température) de charges positives et négatives à l'interface de bicouches pour des températures de 0 à 80°C et un champ moyen appliqué entre 2 et 25 kV/mm. Plus la température est élevée, plus le signe de la charge s'inverse à faible champ moyen, ce qui revient à montrer qu'à faible champ/basse température le champ est plutôt reporté dans l'EPDM, et à l'inverse à champ/température élevés, le module du champ est maximum dans le XLPE.

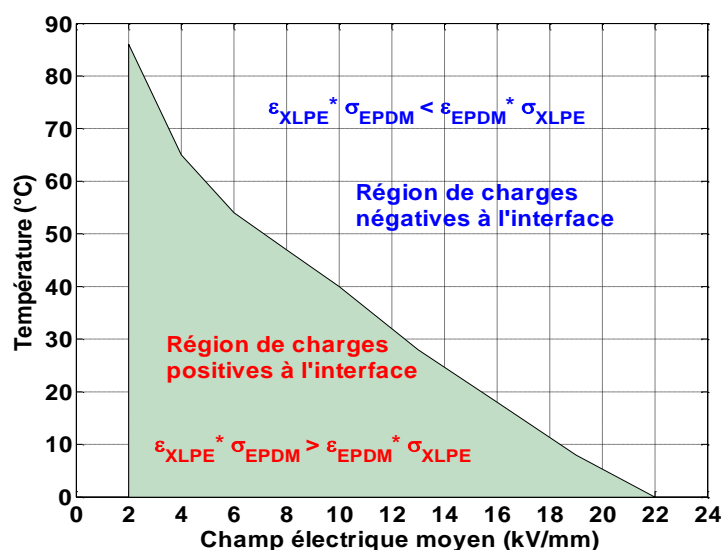


Figure 61: Signe de la charge interfaciale prédit pour la configuration bicouche XLPE/EPDM de la Figure 60. L'axe X correspond au champ appliqué moyen, i.e. $V_{app}/(d_1+d_2)$

3.2. Modélisation de la distribution de charge et de champ électrique

Sous un champ électrique DC, la formation et le déplacement de charges dans le matériau polymère sont régis par le champ électrique et la température. Pour prévoir la distribution de champ électrique, la conductivité des matériaux a été déterminée en fonction du champ et de la température. Pour diverses raisons, que ce soit dans des configurations de gradient thermique, en présence de matériaux multicouches, en champ divergent comme en symétrie cylindrique, ou une combinaison de ces situations, la conductivité est non homogène, et donc la distribution de champ, que ce soit dans des conditions transitoires ou stationnaires ne peut être déduite analytiquement. Pour ces raisons, la distribution de champ électrique a été calculée par simulation numérique en utilisant l'outil *Comsol®* Multi-Physics qui permet également de déterminer les distributions de densité de charges, le courant dans des situations stationnaires ou non, et avec également la possibilité d'intégrer les conditions thermiques de l'objet simulé.

3.2.1. Outil de simulation

Comsol® Multi-Physics est un logiciel de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis. Ce logiciel permet de modéliser et de simuler de nombreux phénomènes physiques. Par conséquent, grâce à l'utilisation de ce logiciel, nous pouvons construire une simulation qui reflète la réalité en considérant non seulement la précision des géométries et de la résolution numérique, mais aussi les diverses grandeurs physiques (contrainte et réponse) représentant les conditions réelles des matériaux utilisés. Dans ce travail, pour le calcul de la distribution de charge d'espace et du champ électrique sous différentes conditions de température, nous avons utilisé deux modules différents : le Module Transfert de chaleur et le Module Courants électriques.

3.2.1.1. Module Transfert de chaleur

Le transfert de chaleur est décrit comme le déplacement d'énergie thermique dû à la différence de température. Les trois mécanismes qui interviennent dans le transfert de chaleur sont les suivants:

- *La conduction* thermique, définie comme le mode de transfert de chaleur provoqué par la différence de température entre deux régions d'un milieu solide, liquide et gazeux. Il s'établit un transfert continu de la chaleur, par diffusion, de la région chaude vers la région froide.

- *La convection* est le mode de transmission qui implique le déplacement d'un fluide, liquide ou gazeux. On distingue deux types de convection: la convection naturelle (apparaissant spontanément en raison des différences de densité liées au gradient thermique)

et la convection forcée (lorsque le mouvement du fluide est imposé par une intervention extérieure).

- *Le rayonnement* est un transfert d'énergie électromagnétique entre deux surfaces (il est donc opérant même dans le vide). Dans les cas pratiques que nous traitons ici, le rayonnement s'effectue en présence d'un gaz et ce mode de chaleur est alors rarement le seul type d'échange thermique: la conduction et la convection sont également présentes. Cependant à hautes températures, le rayonnement est prépondérant dans le transfert thermique.

Le modèle mathématique de transfert de chaleur par *conduction* dans *Comsol*® pour des matériaux solides utilise l'équation 3.9 suivante :

$$\rho \cdot C_p \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (k \nabla T) = Q \quad (3.9)$$

où ρ , C_p , T , t et k sont respectivement la densité, la capacité thermique, la température, le temps et la conductivité thermique du matériau. Q est la source de chaleur. En régime permanent, le premier terme de l'équation (3.9) disparaît et la distribution de température est donnée par l'équation de Poisson (eq. 3.10) et les conditions aux limites sur la température (conditions de Dirichlet) ou sur le flux de chaleur (conditions de Neumann) :

$$-\nabla \cdot (k \nabla T) = Q \quad (3.10)$$

Le flux de chaleur échangée par *convection* par la surface d'un solide placé dans un fluide est donné par la formule de Newton:

$$q_0 = h \cdot (T_{\text{ext}} - T_a) \quad (3.11)$$

où T_{ext} et T_a sont les températures respectivement de la surface et loin de l'élément chauffant. h représente le coefficient de transfert convectif. Ce coefficient ne dépend pas de la nature de la paroi mais des propriétés du fluide et de la nature de l'écoulement. Dans le cas de la convection naturelle, le coefficient h est lié au nombre de *Nusselt* par la relation $Nu = h \cdot L/k$. Pour un câble de diamètre D ($L=D$), le nombre de *Nusselt* est donné par l'équation suivante [86] :

$$Nu = \left[0,6 + \frac{0,387 R_a^{1/6}}{\left[1 + \left(\frac{0,559}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{8/27}} \right]^2 \quad (3.12)$$

Enfin, le flux de chaleur échangé par *rayonnement* peut s'écrire:

$$q = \varepsilon_{em} \cdot \sigma_S (T_{\text{ext}}^4 - T_a^4) \quad (3.13)$$

Où σ_S est la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma_S = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$), ϵ_{em} est le coefficient d'émission de la surface ($\epsilon_{em} = 1$ pour un corps noir, $\epsilon_{em} \ll 1$ pour un corps brillant). Dans le cas des câbles, nous supposons que l'émissivité de la surface semi-conductrice du câble est égale à 0,8.

Le terme source Q dans l'équation 3.9 représente une puissance par unité de volume. Dans le cas des câbles, Q correspond à la densité de puissance dissipée par effet Joule qui résulte de la circulation du courant dans l'âme du câble. Q dépend du courant et de la résistivité du conducteur du câble, qui elle-même dépend de la température. Cette dépendance en température de la conductivité du conducteur est prise en compte à travers un coefficient α ($3,93 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ pour le cuivre). Ainsi la densité de puissance dissipée par effet Joule au niveau de l'âme du câble peut être exprimée sous la forme :

$$Q_{ame} = R_{T_0} (1 + \alpha(T_{ame} - T_0)) \cdot I_{ame}^2 / S_{ame} \quad (3.14)$$

Où R_{T_0} représente la résistance par unité de longueur du matériau conducteur à la température T_0 ($3,87 \cdot 10^{-4} \Omega.\text{m}^{-1}$ pour le cuivre à $T_0 = 20^\circ\text{C}$). I_{ame} et S_{ame} correspondent respectivement au courant et à la section de l'âme.

3.2.1.2. Module Courants électriques

Le module *Courants électriques* permet de résoudre l'équation de conservation du courant avec comme variable le potentiel électrique, sous contrainte DC ou AC. Ce module offre la possibilité d'effectuer des modélisations 1D, 2D et 3D en régime temporel et en régime permanent. Le module propose de résoudre le système différentiel couplé ci-dessous qui intègre l'équation de Maxwell-Gauss, l'équation de continuité et la loi de transport de charges (loi d'Ohm par exemple) spécifique au matériau étudié:

- Equation de Maxwell- Gauss : $\nabla \cdot (\epsilon E) = \rho$ (3.15)

- L'équation de continuité: $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot J = 0$ (3.16)

- La loi d'Ohm: $J = \sigma \cdot E$ (3.17)

Remarquons que, dans le cas d'une conductivité homogène, la densité de charges est donnée par l'équation aux dérivées partielles: $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\sigma}{\epsilon} \rho = 0$ qui résulte d'une combinaison des équations 3.15 à 3.17. On en déduit l'évolution de la charge: $\rho(t) = \rho_0 \cdot e^{-t/\tau}$ où $\tau = \epsilon/\sigma$ représente le temps de relaxation des charges ($\tau \approx 10^3 \text{ s}$ pour un bon isolant).

La non-linéarité de la conductivité en fonction du champ d'une part et le couplage entre les différentes équations rendent difficile la résolution analytique de ce système d'équations. C'est la raison pour laquelle nous avons recours à une résolution numérique.

3.2.2. Géométrie et conditions de calcul

Sous tension continue, la conductivité dépend fortement du champ électrique et de la température. A partir des résultats expérimentaux de mesure de courant de conduction (voir partie 3.1), nous avons établi des modèles de conductivité fonction de la température et du champ électrique pour les deux matériaux XLPE et EPDM (éq. 3.4). Ces modèles de conductivité sont ensuite utilisés dans *Comsol*® pour le calcul des distributions de charges et du champ électrique dans les structures bicouches, dans les jonctions de câble ainsi que dans les câbles maquettes en condition isotherme et en présence de gradient de température sous différents champs appliqués.

Les dimensions ainsi que les propriétés des matériaux (permittivité, conductivité thermique par exemple, voir le tableau 2) dans les modèles sont similaires à celles utilisées pour les mesures de charge d'espace (partie 2.2.3).

- L'épaisseur totale des bicouches XLPE/EPDM est de 500 μm . Chaque couche possède une épaisseur identique ;

- Pour les câbles moyenne tension (câble maquette): l'épaisseur d'isolation est de 4,5 mm (les rayons interne et externe sont respectivement de 5 mm et 9,5 mm). Le diamètre du conducteur mesure 8 mm et les épaisseurs des semi-conducteurs interne et externe sont respectivement 1 et 0,5 mm;

- Pour les mini-câbles: le rayon du conducteur est de 0,7 mm; les épaisseurs du semi-conducteur (SC) interne et externe sont respectivement de 0,7 mm et 0,15 mm ; le rayon interne r_i de l'isolant est de 1,4 mm et le rayon externe r_e de 2,9 mm ; L'isolant mesure 1,5 mm d'épaisseur.

Tableau 2 : Propriétés des matériaux utilisés dans la simulation

Condition de simulation	Permittivité ϵ	Conductivité thermique $[\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}]$	Conductivité électrique σ [S/m]
XLPE	2,3	0,38	Cf. modèle de σ (T,E) dans la partie 3.1
EPDM	2,9	0,3	
Semi-conducteur	-	0,34	6.10^3

Enfin, pour permettre la comparaison avec les résultats expérimentaux, les simulations ont été effectuées à des tensions et des températures correspondant aux conditions dans lesquelles les mesures ont été réalisées (voir tableau 3).

Tableau 3 : Valeurs de température et de tension utilisées pour le calcul du champ électrique dans les différentes structures.

Conditions de simulation	Bicouche XLPE/EPDM	Câbles MT	Mini-câble
T (cas homogène)	20°C à 70°C	20°C	23°C
Gradient de température ΔT (T_{in}/T_{ext})	–	11°C (51/40°C) 16°C (57/41°C)	10°C (70/60°C)
V_{app} (E_{app})	2 - 30 kV/mm	-40, -80 kV	-30, -55 kV

3.2.3. Application du modèle au calcul du champ électrique dans un câble sous gradient de température

La combinaison de deux modules (transfert de chaleur et courant électrique) est utilisée pour estimer la distribution de température et de champ électrique dans les câbles et dans les jonctions du câble.

La Figure 62 représente la distribution de température dans un câble Moyenne Tension lorsque le conducteur est parcouru par un courant $I_{ac} = 200A$. La température maximale (51°C) se situe au niveau du conducteur interne et décroît avec le rayon du câble jusqu'à atteindre une température de 40°C au niveau du semi-conducteur externe. Ce résultat de simulation est en accord avec les gradients obtenus dans la littérature pour ce type de câble [2], [18], [87], [88].

La distribution du champ électrique estimée par la simulation au sein de l'isolant de mini-câble est également représentée sur la Figure 63 en échelle de couleurs. Avec le gradient de température de 10°C ($T_{ext} = 60°C$, $T_{in} = 70°C$) et sous une tension appliquée de -30 kV, le champ ne s'inverse pas. Les valeurs maximale et minimale de champ sont d'environ 22 kV/mm et 18 kV/mm au conducteur interne (couleur rouge) et externe (couleur bleue).

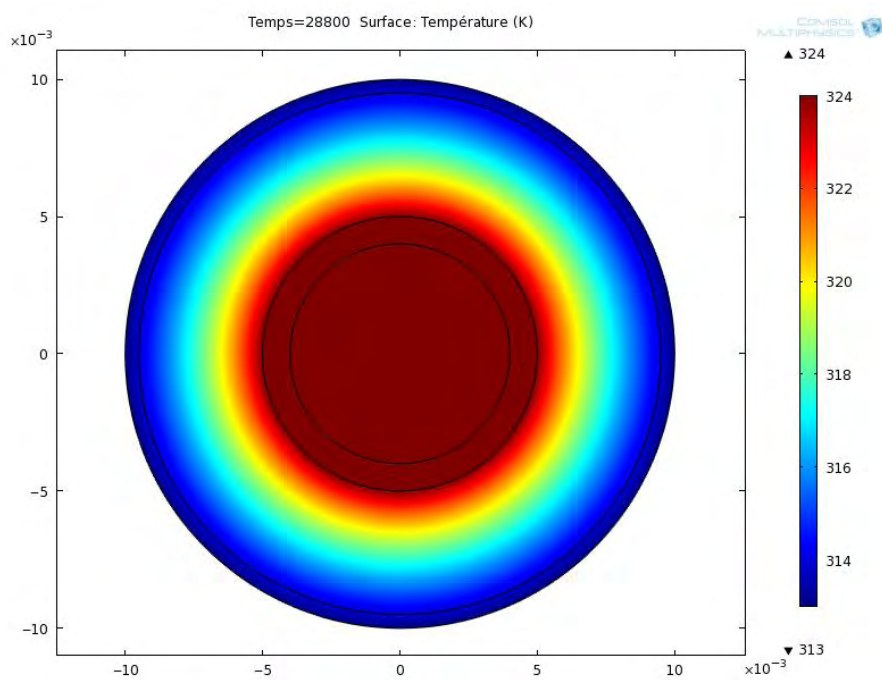


Figure 62: Distribution de la température en régime stationnaire au sein d'un câble MV (coordonnées en m) lorsque le conducteur (cuivre) est parcouru par un courant de 200 A. La température ambiante est de 20°C. L'échelle des couleurs représente les températures en K.

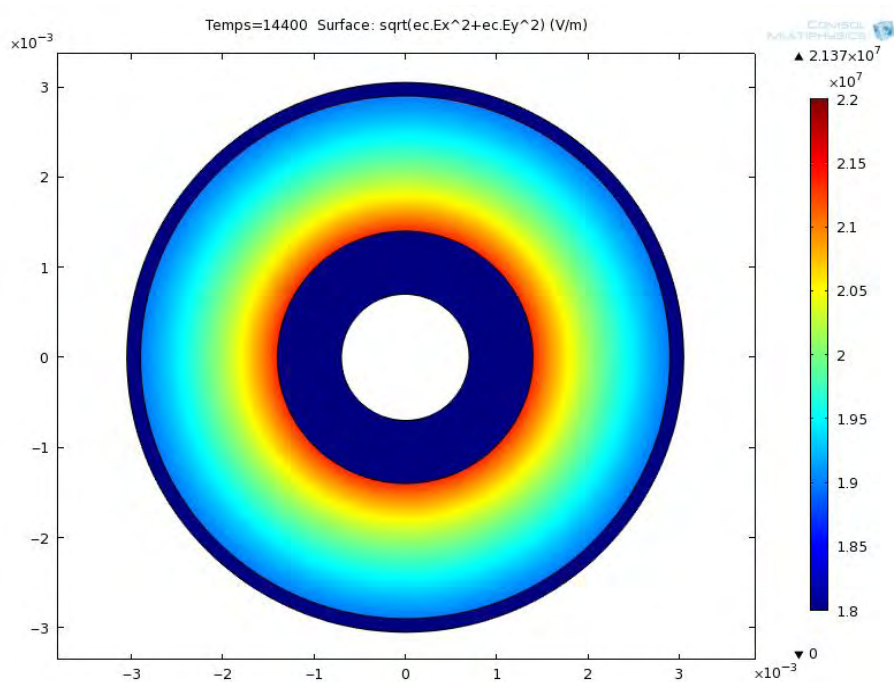


Figure 63: Distribution du champ électrique après 4 h de polarisation au sein d'un mini-câble (coordonnées en m) lorsque le conducteur (cuivre) est parcouru par un courant de 32 A et gradient thermique de 10°C. L'échelle des couleurs représente les champs en V/m.

La Figure 64 montre les profils du champ électrique en régime permanent obtenus à température ambiante et sous différents gradients de température de 5, 10 et 20°C ($T_{\text{ext}} = 40^\circ\text{C}$, $T_{\text{in}} = 45, 50$ et 60°C respectivement). Les paramètres de conductivité fonction du champ et de la température sont ceux du XLPE donnés au Tableau 1 (p. 94). A température ambiante et sous un gradient de température de 5°C, le champ maximal est localisé au niveau du conducteur interne. L'inversion du champ électrique survient lorsque le gradient de température est suffisamment élevé (10 et 20°C de gradient thermique), le champ maximal se déplace alors du conducteur interne vers le conducteur externe. On peut également noter que l'effet d'inversion du champ électrique s'accroît avec le gradient de température. Soulignons que ces résultats sont cohérents avec les différentes études portant sur l'effet du gradient thermique sur la distribution de champ dans les câbles [1], [27], [28], [29], [30], [32], [38].

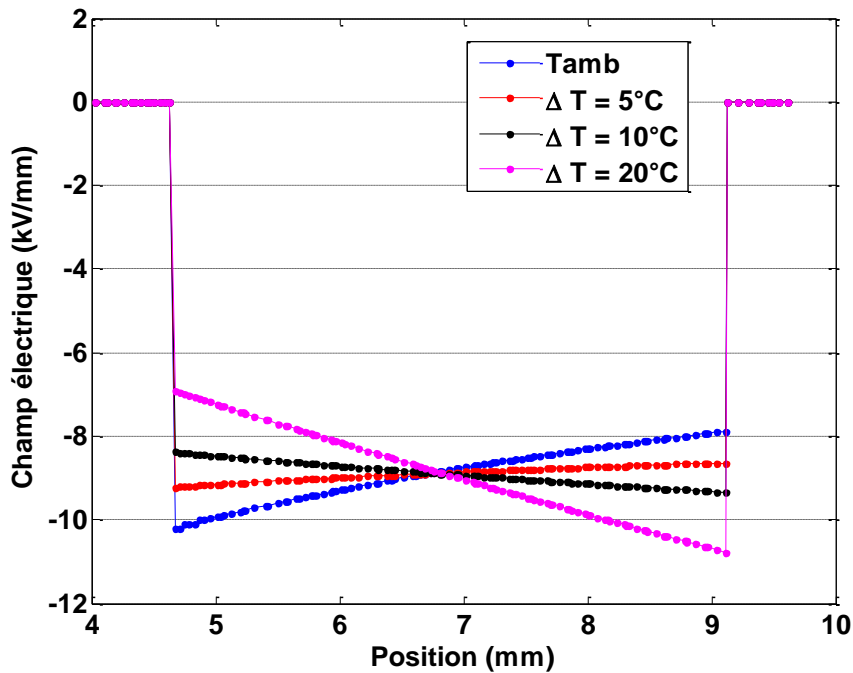


Figure 64: Evolution du profil de champ électrique dans un câble MV en régime permanent pour différents gradients de température et $V_{\text{app}} = -40$ kV

La simulation numérique permet également de calculer l'évolution temporelle de la distribution du champ pour diverses conditions de température (Fig. 65). Sous un gradient de température de 11°C ($T_{\text{ext}} = 40^\circ\text{C}$, $T_{\text{in}} = 51^\circ\text{C}$), le champ est caractérisé par une évolution rapide au cours des deux premières heures et présente ensuite une dynamique plus lente. Le champ augmente et diminue respectivement au niveau du conducteur interne et externe. D'après le modèle, la distribution de champ se stabilise après environ 7 h de polarisation sous $V_{\text{app}} = -40$ kV.

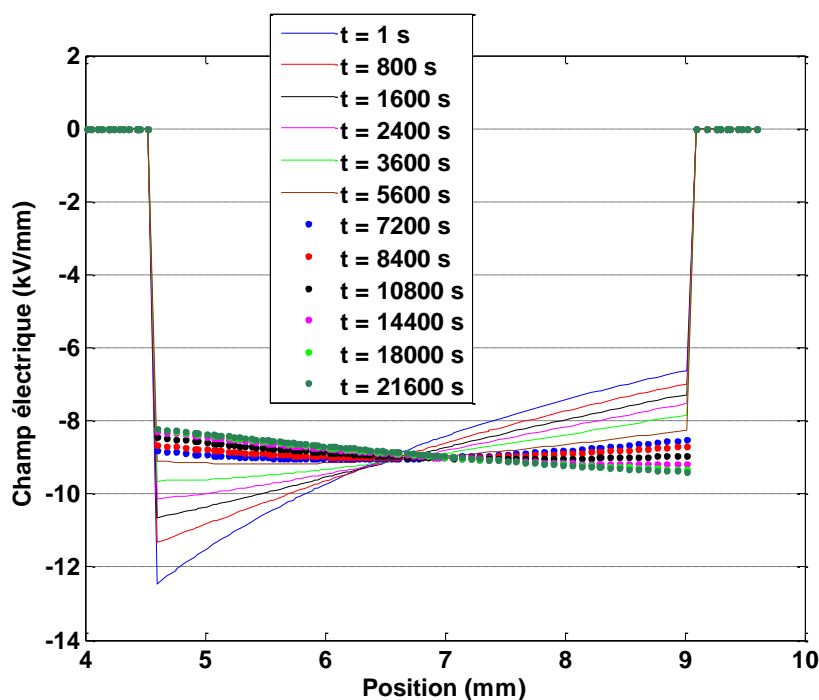


Figure 65: Evolution du profil de champ électrique dans un câble MV en régime transitoire et $V_{app} = -40$ kV et gradient de température de 11°C

Par ailleurs, en utilisant les modèles de conductivité des matériaux XLPE et EPDM, nous avons estimé l'évolution du champ électrique dans une jonction réelle 225 kV sous un gradient thermique. L'évolution du champ électrique dans une jonction est présentée sur la Figure 66 pour un courant appliqué au conducteur du câble de 1000 A et une tension de 200 kV. Le champ est plus élevé dans les deux régions agrandies. Au zoom 1, le champ maximal apparait au point rouge avec une valeur de l'ordre de 12,9 kV/mm. Le champ maximal au zoom 2 prend une valeur maximale plus faible, d'environ 10 kV/mm. Ces régions sont a priori les points faibles dans la jonction de câble représentée.

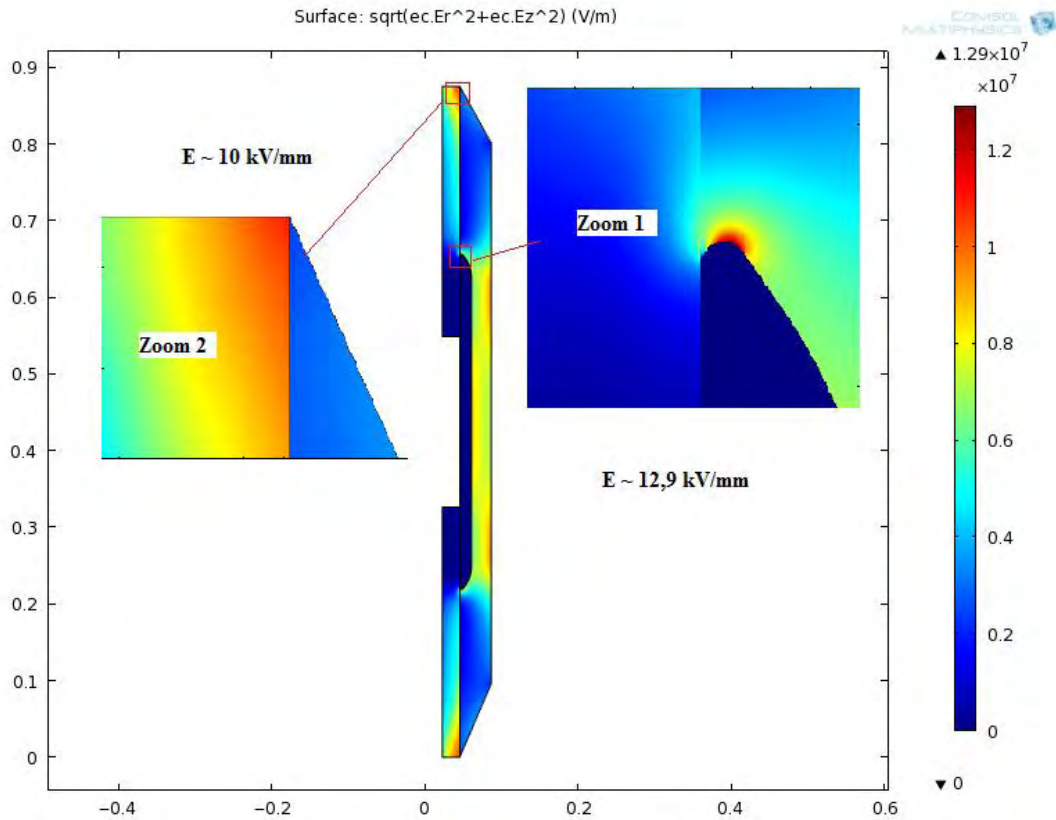


Figure 66: Cartographie du champ électrique dans une jonction de câble (coordonnées en m) lorsque le conducteur (cuivre) est parcouru par un courant de 1000A et $V_{app} = 200$ kV. L'échelle des couleurs représente les champs en V/m.

3.3. Conclusion

Les mesures expérimentales de courant de conduction, réalisées sur le polyéthylène réticulé XLPE et sur l'EPDM sous diverses conditions de température et de champ, ont permis d'estimer les valeurs de conductivité et de champ seuil de ces deux matériaux. Des modèles de conductivité prenant en compte les effets de la température et du champ électrique ont été établis par le biais de procédures d'ajustement de ces données expérimentales. Dans ce chapitre, le modèle de conductivité obtenu dans le cas du XLPE est implémenté sous Comsol® et, à titre d'illustration, a permis de prévoir l'évolution de la distribution du champ électrique dans le cas d'un câble Moyenne Tension soumis à des contraintes électriques et thermiques données. Les modèles de conductivité que nous avons établis serviront également, par la suite, à l'estimation de la répartition du champ électrique dans le cas des structures plus complexes telles que les jonctions de câbles soumis à des contraintes électriques et thermiques diverses. C'est en partie l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 4

COMPARAISON MODELE-MESURE DE DISTRIBUTION DE CHARGE ET DE CHAMP ELECTRIQUE

IV. Comparaison modèle-mesure de distribution de charge et de champ électrique

4.1. Bicouches XLPE/EPDM

4.1.1. Charge d'interface

Dans cette partie, nous proposons d'estimer, par une approche numérique, les quantités ainsi que les dynamiques d'accumulation de charges à l'interface entre deux diélectriques différents sur la base de la théorie de MW. Dans notre travail, nous considérons la structure des bicouches comme illustrée sur la Figure 60 où les deux matériaux présentent des différences en termes de permittivité et de conductivité. Dans ce problème, le système que nous devons résoudre comporte 3 inconnues à savoir les valeurs de champ dans les deux diélectriques d'une part et la densité de charge d'interface d'autre part.

La condition aux limites sur le potentiel permet d'exprimer les champs $E_1(t)$ et $E_2(t)$:

$$d_1 \cdot E_1(t) + d_2 \cdot E_2(t) = -V_{app} \quad (4.1)$$

Par ailleurs, le courant total (conduction + déplacement) étant constant quelle que soit la position, nous avons une seconde expression entre E_1 et E_2 :

$$\sigma_1(E_1) \cdot E_1(t) + \varepsilon_1 \frac{\partial E_1(t)}{\partial t} = \sigma_2(E_2) \cdot E_2(t) + \varepsilon_2 \frac{\partial E_2(t)}{\partial t} \quad (4.2)$$

De plus, nous supposons qu'aucune charge n'est présente initialement à l'interface des deux diélectriques, ainsi :

$$\varepsilon_1 \cdot E_1(t = 0) = \varepsilon_2 \cdot E_2(t = 0) \quad (4.3)$$

Enfin, la relation de passage permet de calculer la densité de charge d'interface Σ_s entre les deux diélectriques à partir des valeurs de champ (E_1) et (E_2):

$$\Sigma_s(t) = \varepsilon_2 \cdot E_2(t) - \varepsilon_1 \cdot E_1(t) \quad (4.4)$$

Les équations 4.1-4.4 sont résolues en prenant en compte les dépendances en champ et en température de la conductivité établies dans la partie 3.1.

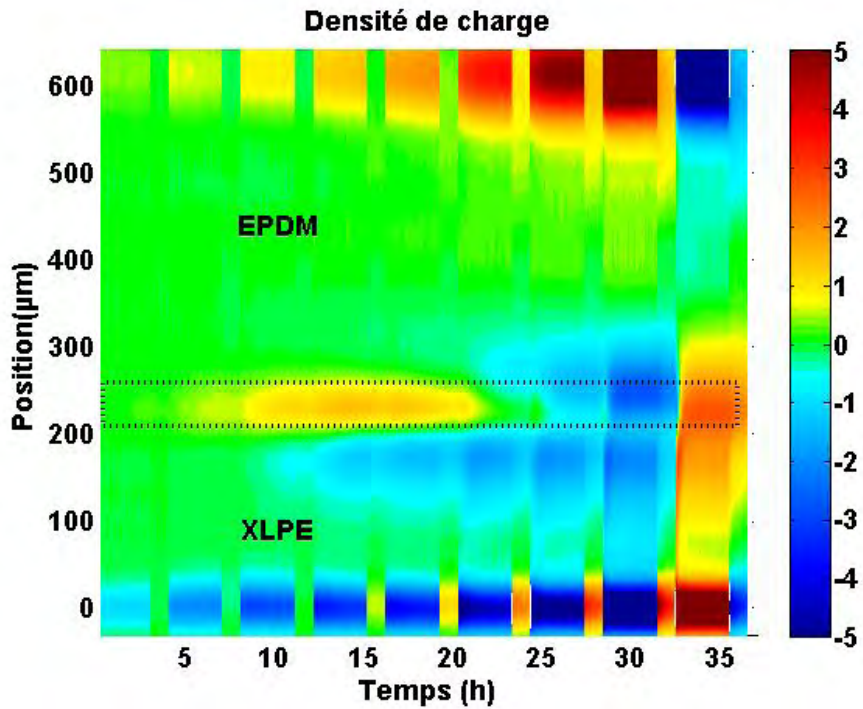
Afin d'avoir une idée précise sur la dynamique de formation de la charge d'espace à l'interface ainsi que dans les isolants des bicouches, nous avons effectué des mesures de charge d'espace à différentes températures (20, 40, 50, 70°C) et sous des champs électriques appliqués variant de 2 à 30 kV/mm. La haute tension est appliquée sur la face EPDM et la face XLPE est reliée à la masse.

Les évolutions spatio-temporelles des charges sont illustrées sous forme de cartographies dans lesquelles la valeur de densité de charges est représentée par une couleur définie sur l'échelle de densité (en C/m^3) à droite des figures. Sur ces cartographies, les régions d'accumulation des charges d'interface sont mises en évidence par des lignes pointillées. Dans le cas des bicouches, les densités de charges en fin de polarisation sont représentées sous forme de profils unidimensionnels.

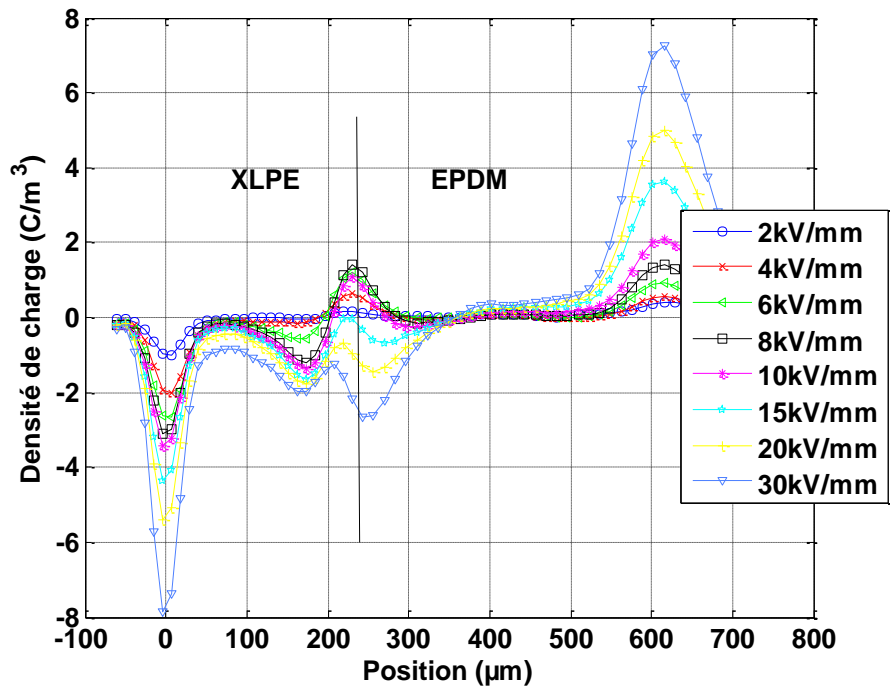
Les Figure 67a et 67b montrent respectivement la cartographie et les profils de charges en fin des 3 h de polarisation pour des mesures à 20°C. On observe sur la cartographie (Fig. 67a) que les charges à l'interface sont positives pour des champs inférieurs à 10 kV/mm et également en début de polarisation à 15 kV/mm. Un changement de signe de la charge d'interface (passant de positif à négatif) est clairement observé à partir d'un champ de 20 kV/mm. Ce résultat est en accord avec l'abaque sur le signe de la charge d'interface, établie dans la partie 3.1 (Fig. 61), prévoyant pour une température de 20°C la transition d'un régime d'accumulation de charges positives à négatives pour un champ moyen appliqué de l'ordre de 15 kV/mm.

Les profils de charge d'espace (Fig. 67b) obtenus en fin des phases de polarisation (3 h), permettent d'observer de façon claire le comportement de la densité de charges d'interface selon la contrainte électrique appliquée. La quantité de charges positives à l'interface augmente avec la contrainte électrique lorsque le champ moyen est compris entre 2 et 8 kV/mm. Le profil à 10 kV/mm est marqué par une baisse de la quantité de charges positives à l'interface. Au-delà d'un champ moyen de 15 kV/mm, la quantité de charges négatives à l'interface augmente également avec la contrainte électrique.

Les profils de densité de charges à 40°C et à 50°C sont représentés respectivement sur les Figure 68 et Figure 69. On observe également le changement de signe de la charge d'interface avec l'augmentation de la contrainte électrique, passant de positive à négative. Toutefois, ces changements se produisent à des champs nettement plus faibles comparés au cas précédent à 20°C. L'accumulation de charges positives à l'interface se produit à des champs inférieurs à 10 kV/mm et 6 kV/mm respectivement à 40°C et 50°C tandis que des charges négatives apparaissent pour des champs supérieurs à 15 kV/mm à 40°C et 8 kV/mm à 50°C. Le changement de la polarité de la charge d'interface est attribué à l'évolution de la conductivité des isolants avec le champ. Ce comportement de la charge d'interface est, par ailleurs, en accord avec l'évolution du signe de la charge d'interface estimée sur la base de la théorie de MW (Fig. 61). En effet, la courbe de la Figure 61 indique clairement que la frontière entre l'accumulation de charges positives et négatives se situe respectivement vers 10 kV/mm et 6 kV/mm pour les températures de 40°C et de 50°C.

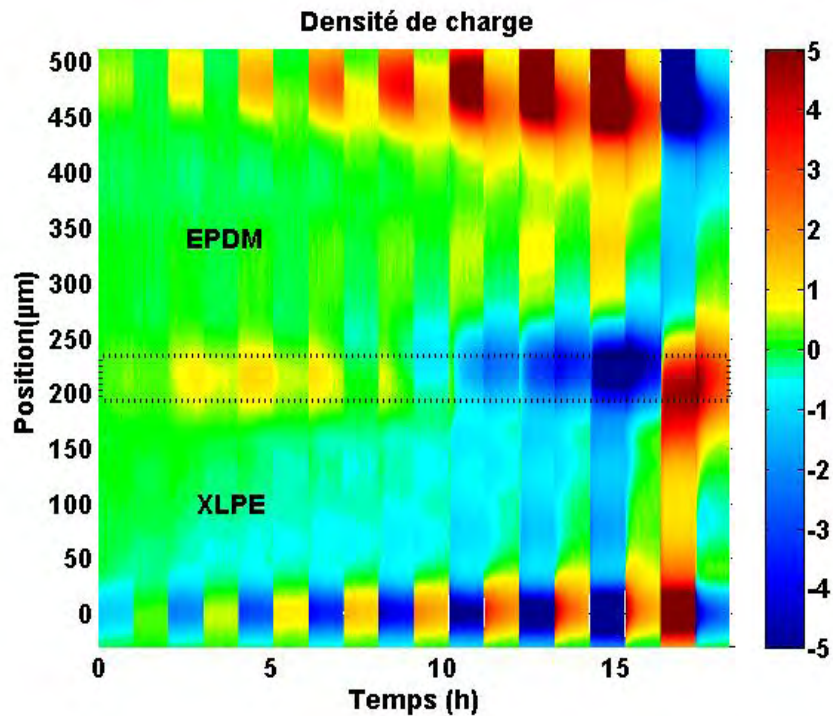


(a)

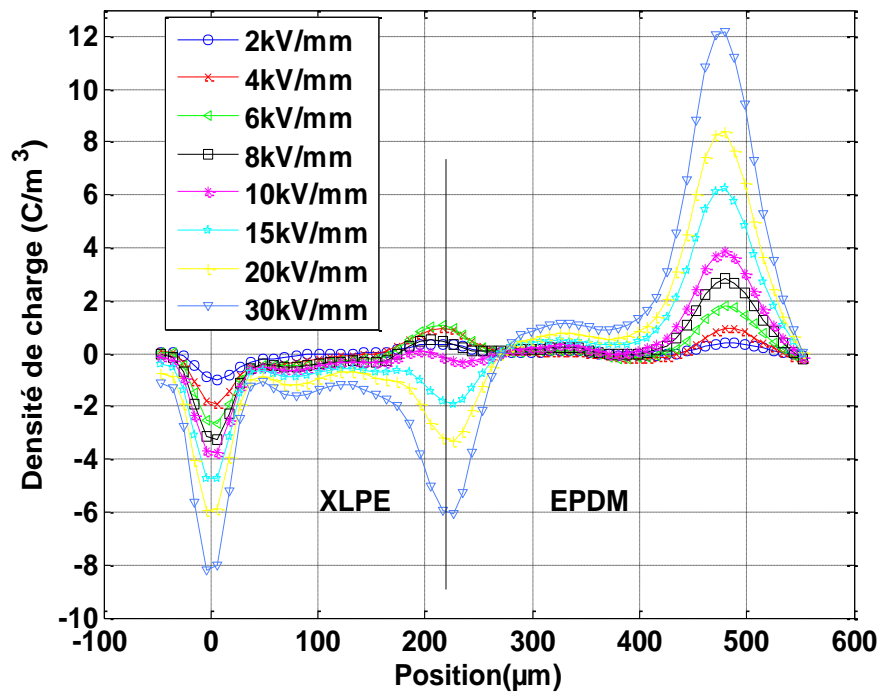


(b)

Figure 67: Cartographie (a) et profils de charges d'espace en fin de polarisation (b) dans les bicouches XLPE/EPDM à 20°C pour différents champs moyens.

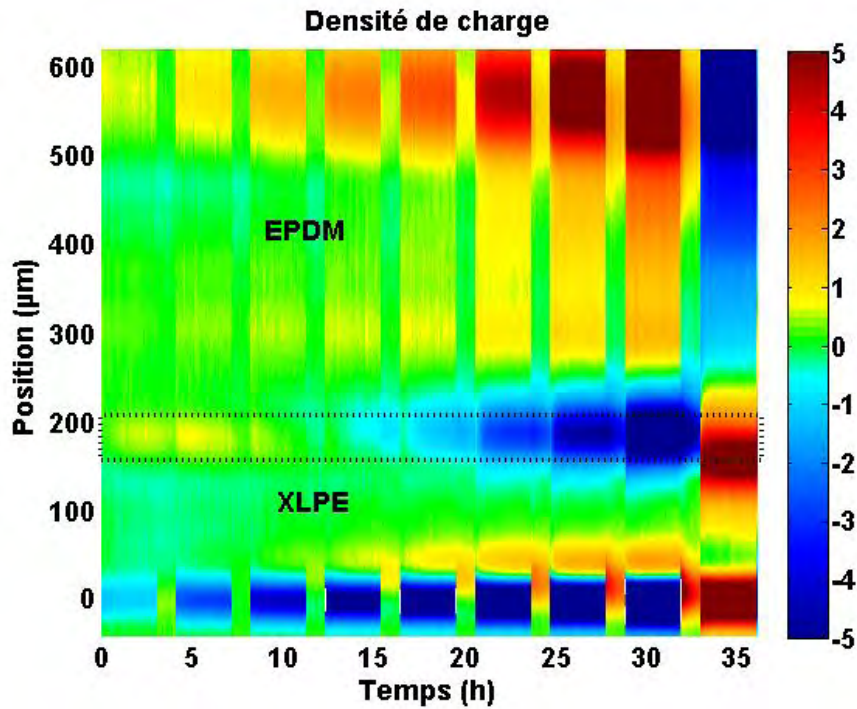


(a)

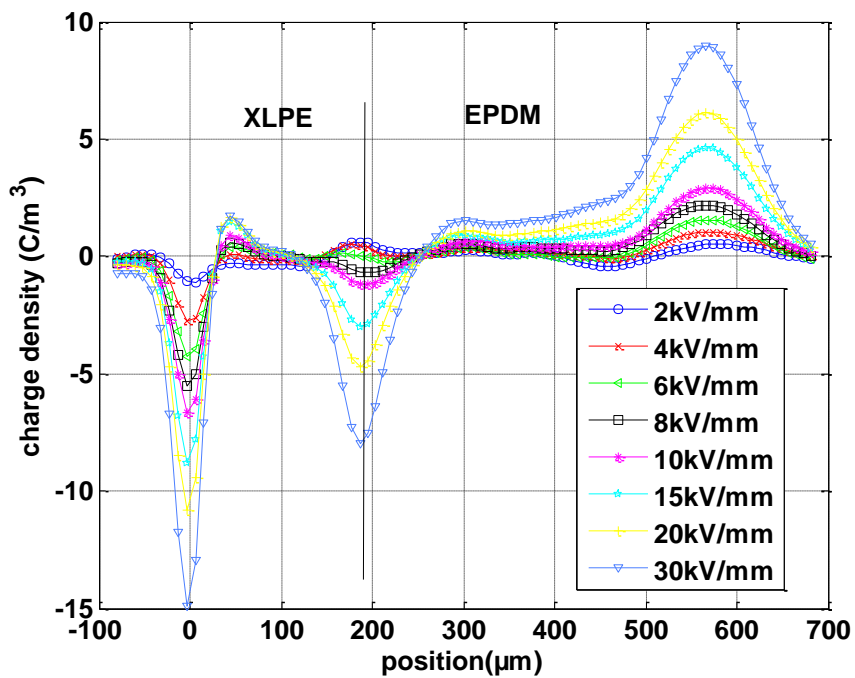


(b)

Figure 68 : Cartographie (a) et profils de charge d'espace en fin de polarisation (b) dans les bicouches XLPE/EPDM à 40°C pour différents champs moyens.



(a)

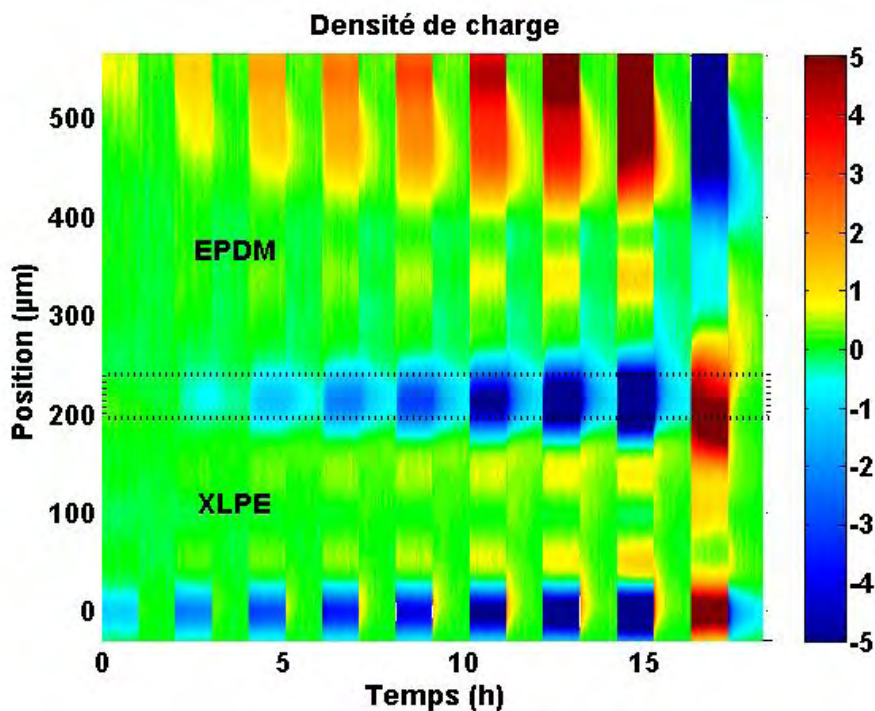


(b)

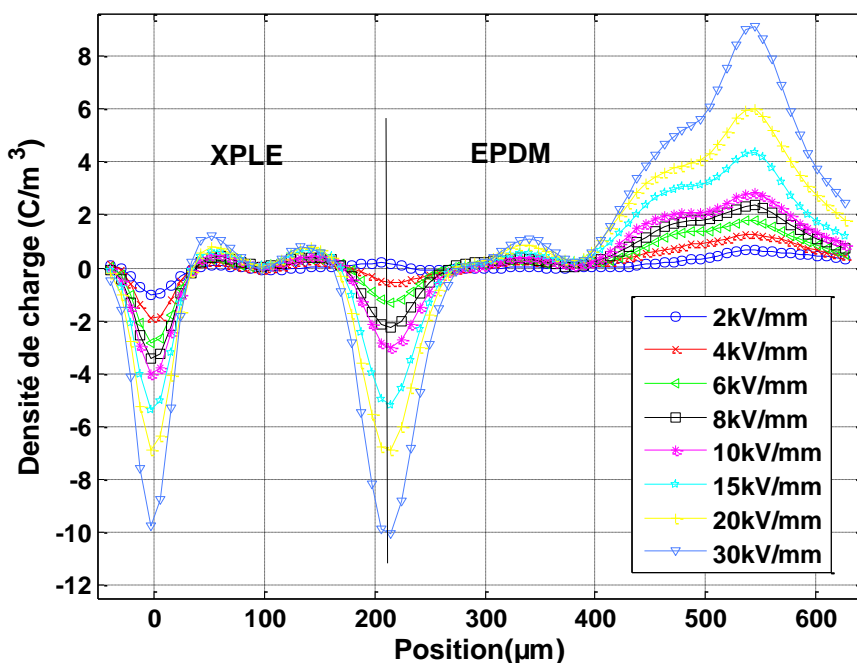
Figure 69 : Cartographie (a) et profils de charge d'espace en fin de polarisation (b) dans les bicouches XLPE/EPDM à 50°C pour différents champs moyens.

Pour 70°C (Fig. 70), les faibles densités de charges d'interface positives les rendent peu visibles sur la cartographie. A 2 kV/mm, la quantité de charges positives à l'interface est relativement faible. Elle est estimée, par intégration, à 10^{-5} C/m² (voir Fig. 70b). Par ailleurs,

l'abaque sur le signe de la charge d'interface, établi dans la partie 3.1 (Fig. 61) prévoit une accumulation de charges positives à partir d'un champ moyen supérieur à 4 kV/mm ce qui est conforme aux résultats obtenus.



(a)



(b)

Figure 70: Cartographie (a) et profils de charge en fin de polarisation (b) dans les bicouches XLPE/EPDM à 70°C pour différents champs moyens.

On remarque que les charges s'accumulent également au sein des matériaux XLPE et EPDM. Dans le XLPE, à 20 et 40°C, des homocharges négatives s'installent respectivement à partir d'un champ de 6 et 4 kV/mm et leur quantité tend à augmenter avec la contrainte électrique (voir Fig. 67b et Fig. 68b). Lorsque la température augmente (à 50°C et 70°C), des hétérocharges positives se forment à la cathode lorsque $E \geq 8$ kV/mm (Fig. 69 et Fig. 70). Ces comportements typiques du XLPE non dégazé sont généralement attribués à la dissociation, sous l'effet du champ électrique, des sous-produits générés lors de la réaction de réticulation [46], [60], [61] (voir également chapitre 5).

Dans toutes les situations considérées, il se produit des phénomènes d'injection à l'anode et d'accumulation de charges positives dans le volume de l'EPDM à toutes les températures pour des champs supérieurs à 10 kV/mm. Les mesures de charge d'espace effectuées sur des échantillons plans d'EPDM révèlent, par ailleurs, la présence d'homocharges aux deux électrodes sous différents conditions de champ de 4 à 30 kV/mm et de températures (20°C, 40°C et 70°C) (voir les cartographies de charge d'espace du matériau EPDM à 40 et 70°C sur la Fig. 71). Ces résultats permettent ainsi d'expliquer la tendance de l'EPDM à accumuler des charges positives à l'anode dans le cas des bicouches.

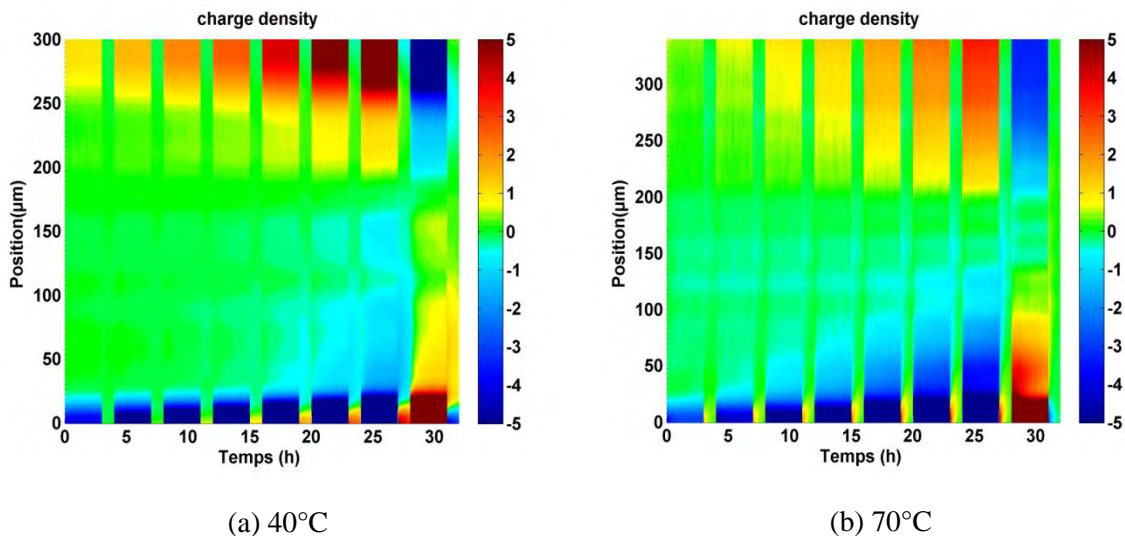


Figure 71: Cartographies de charges obtenues sur le matériau EPDM, métallisé or sous différents champs appliqués (4, 6, 8, 10, 15, 20, 30, -30 kV/mm)

4.1.2. Cinétique d'accumulation de charges d'interface

En observant les cartographies des Figures 67 à 70, il semble que la quantité de charges accumulées dépend du temps de polarisation. La charge d'interface est susceptible d'évoluer même après les 3 h de polarisation pour des températures inférieures à 50°C. Afin d'avoir une idée plus précise sur l'évolution de la charge à l'interface des bicouches, celle-ci

a été calculée par intégration des profils de densité de charges au voisinage de l'interface (zone en pointillé sur les cartographies) pour différents champs appliqués:

$$\Sigma_{s_exp} = \int_{x_1}^{x_2} \rho(x, t). dx \quad (4.5)$$

où x_1 et x_2 correspondent aux positions des régions en pointillé sur les cartographies (Fig. 67a, 68a, 69a, 70a).

Dans l'hypothèse où la conductivité est indépendante du champ électrique, l'évolution de la charge d'interface en fonction du temps peut être estimée selon la théorie de MW par l'expression suivante [89]:

$$\Sigma_s(t) = \frac{\varepsilon_1 \cdot \sigma_2 - \varepsilon_2 \cdot \sigma_1}{\sigma_2 \cdot d_1 + \sigma_1 \cdot d_2} \cdot V_{app} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{MW}}} \right) \quad (4.6)$$

où

$$\tau_{MW} = \frac{\varepsilon_2 \cdot d_2 + \varepsilon_1 \cdot d_1}{\sigma_2 \cdot d_1 + \sigma_1 \cdot d_2} \quad (4.7)$$

Toutefois, la conductivité des deux matériaux n'est pas constante, elle est une fonction de la température et de la contrainte électrique (cf. section 3.1). Pour prédire l'accumulation de charges à l'interface des bicouches et comparer avec les résultats expérimentaux, les densités de charges à l'interface sont calculées à partir des modèles de conductivité de XLPE et EPDM fonction de la température et du champ électrique (eq. 3.4) et des conditions initiales (eq. 4.1 et eq. 4.4) en utilisant Comsol® sous différentes conditions de température et de champ.

La Figure 72 compare l'évolution de la charge à l'interface obtenue expérimentalement et par simulation à 20°C pour plusieurs valeurs de champ. Les résultats expérimentaux (Fig. 72a) montrent que les charges positives d'interface tendent à augmenter avec le temps aux champs de 2 à 6 kV/mm. De 8 à 15 kV/mm, les densités de charges d'interface diminuent avec le champ. On observe également une diminution de la charge d'interface avec le temps sous 10kV/mm, et finalement le signe de la charge change de positif à négatif après environ $4 \cdot 10^3$ s sous 15 kV/mm. A fort champ (20 et 30 kV/mm), la densité des charges négatives à l'interface augmente avec le champ appliqué et le temps de polarisation. Après 3 h de polarisation, les charges d'interface ne sont pas stabilisées, excepté sous 30 kV/mm, où la charge est stable à $2 \cdot 10^{-4}$ C/m² après environ $3 \cdot 10^3$ s. En regardant les résultats de la simulation (Fig. 72b), on observe clairement l'accumulation de charges positives à l'interface aux champs de 2 à 10 kV/mm. Leur densité augmente avec le temps et n'atteint pas de niveau stationnaire après 10^5 s. Pour les champs de 15 et 30 kV/mm, les charges d'interface

sont négatives et atteignent une valeur stationnaire. Ainsi, certaines tendances observées expérimentalement sont prédites par le modèle, mais le temps pour atteindre la stabilité en simulation est plus long et la valeur de la charge prédite en régime stationnaire est plus élevée que dans la mesure.

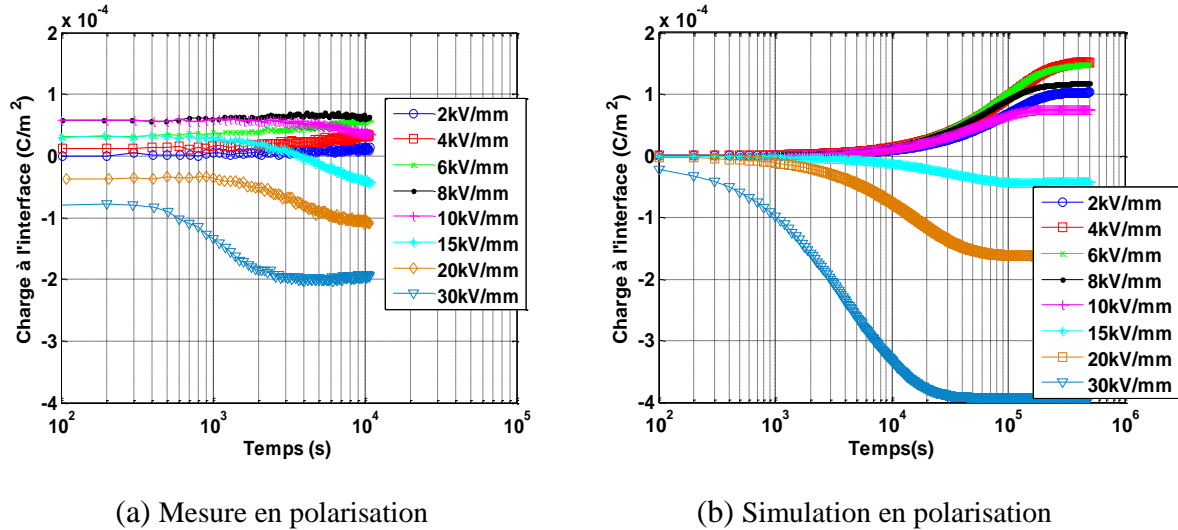


Figure 72: Densité de charge d'interface mesurée (a) et simulée (b) en fonction du temps dans les bicouches XLPE/EPDM à 20°C sous différents champs moyens.

La Figure 73 compare les transitoires de densité de charges d'interface en polarisation obtenus expérimentalement et en simulation à 40°C.

En polarisation, à 8 et 10 kV/mm, les densités de charges d'interface mesurées décroissent vers une valeur négative en fin d'étape de polarisation (Fig. 73a). Pour les champs de 15 à 30 kV/mm, la densité de charges est négative et augmente avec le champ appliqué et le temps de polarisation. On observe que l'accumulation de charge n'est pas stationnaire après 1 h de polarisation à tous champs. Selon le modèle, elle serait stabilisée après environ de $5 \cdot 10^3$ et $6 \cdot 10^3$ s à 20 et 30 kV/mm respectivement (Fig. 73b). Les valeurs de densité de charge d'interface de simulation sont plus élevées que les valeurs expérimentales à fort champ ($E \geq 15$ kV/mm).

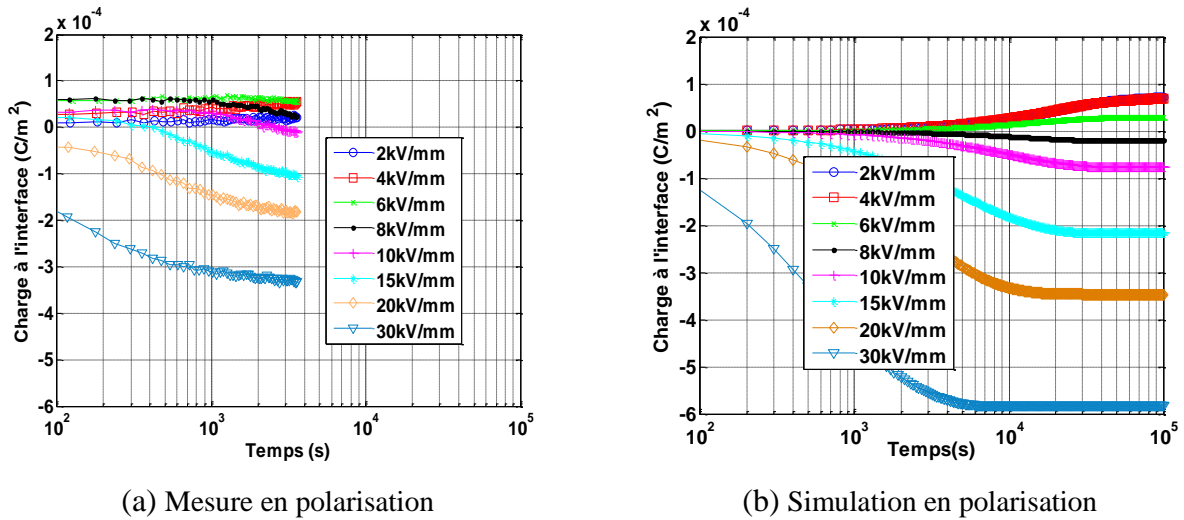


Figure 73: Transitoires de densité de charge d'interface mesurée et simulée dans les bicouches XLPE/EPDM à 40°C sous différents champs moyens.

Les Figures 74 et 75 montrent les résultats expérimentaux et de simulation de densités de charges d'interface, respectivement à 50°C et 70°C. Les évolutions obtenues par simulation sont parfaitement comparables à celles mesurées. Le signe des charges passe de positif à négatif à partir d'un champ supérieur à 6 kV/mm et 2 kV/mm pour 50°C et 70°C. Ce signe est par ailleurs identique à celui prévu par la théorie de MW (partie 3.1). On peut également souligner que la densité de charge d'interface augmente avec le champ et atteint une valeur stable plus rapidement à mesure que le champ augmente. De plus, l'accumulation de charges négatives à l'interface atteint plus rapidement le régime stationnaire à 70°C (globalement après 30 minutes de polarisation, cf. Fig. 75a) qu'à 50°C (après 2 h de polarisation, cf. Fig. 74a).

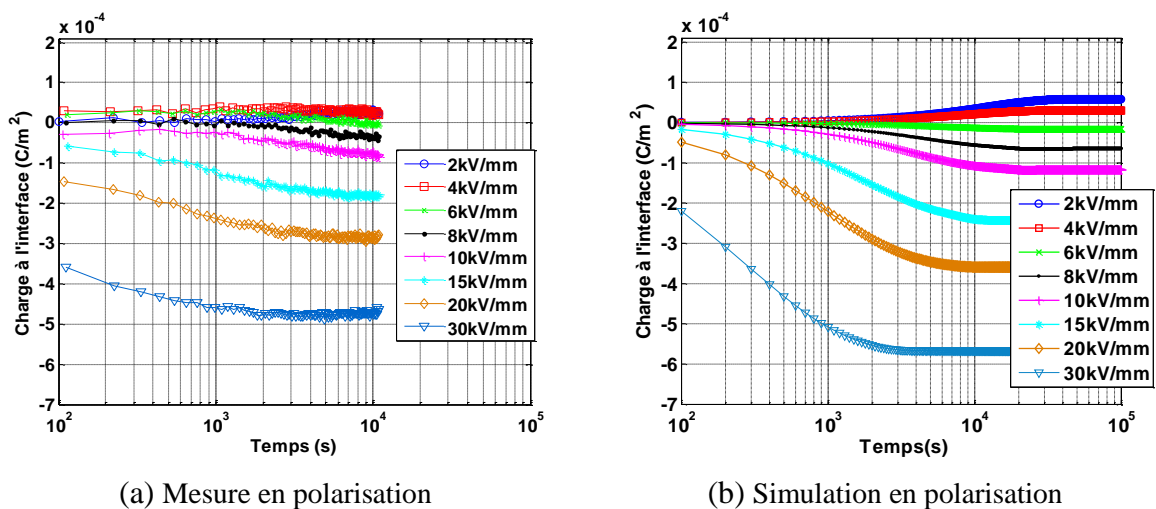


Figure 74: Transitoires de densité de charge d'interface mesurée et simulée dans les bicouches XLPE/EPDM à 50°C sous différents champs moyens.

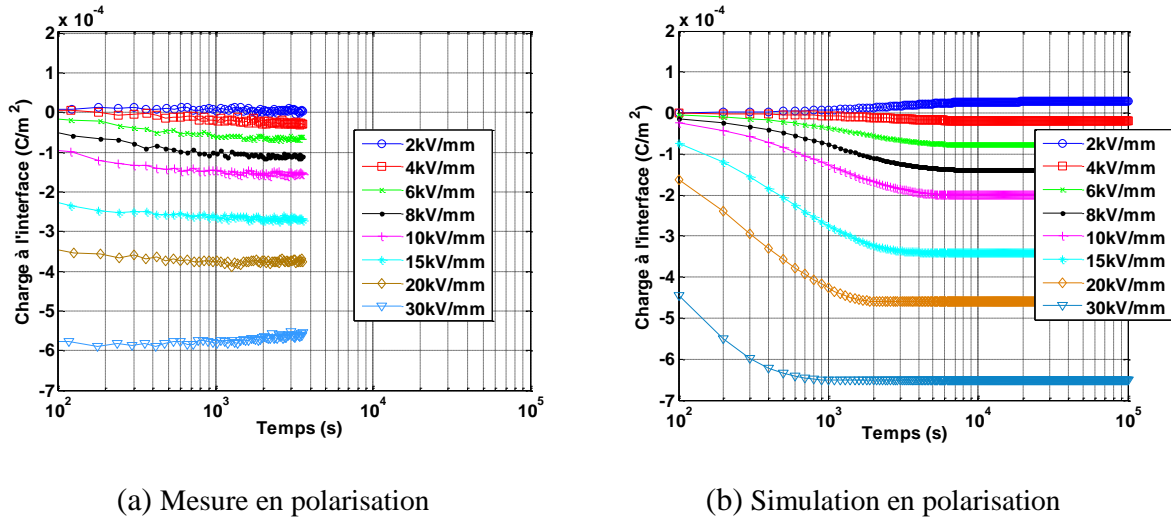


Figure 75: Transitoires de densité de charge d'interface mesurée et simulée dans les bicouches XLPE/EPDM à 70°C sous différents champs moyens.

A partir des résultats de mesure de charges d'interface obtenus sous différentes températures (Figs. 72 à 75), on remarque que les densités de charges négatives à l'interface augmentent avec le champ appliqué et la température. Par exemple, pour 30 kV/mm, la densité maximale de charges d'interface mesurée est de l'ordre de $5,9 \cdot 10^{-4} \text{ C/m}^2$ à 70°C, celle-ci est plus élevée que dans le cas de 20, 40 et 50°C ($2 \cdot 10^{-4} \text{ C/m}^2$ à 20°C, $3,3 \cdot 10^{-4} \text{ C/m}^2$ à 40°C et $4,7 \cdot 10^{-4} \text{ C/m}^2$ à 50°C). La polarité ainsi que la densité de charge d'interface est ainsi déterminée par la condition de température. Par contre, les densités de charges d'interface estimées par simulation semblent plus élevées que celles mesurées. Cette différence vient probablement du fait que les phénomènes tels que l'injection et le piégeage des charges, qui se produisent réellement dans l'isolation (observés sur les cartographies de charge d'espace), ne sont pas pris en compte dans la simulation. On peut également remarquer qu'à haute température (70°C), l'écart simulation/mesure tend à diminuer. Il s'agit également des conditions dans lesquelles la charge détectée en volume est plus faible.

A partir des résultats de simulation de charges d'interface en polarisation, on peut estimer les valeurs des constantes de temps pour l'établissement de la charge à différentes températures sous plusieurs champs (voir Figure 76). Cette constante de temps est définie par l'équation 4.7 et peut être déterminée si les valeurs de champ dans les deux matériaux du système bicouche sont connues. 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, $5,4 \cdot 10^4 \text{ s}$ pour 10 kV/mm et $4,5 \cdot 10^2 \text{ s}$ pour 30 kV/mm. Pour un champ de 15 kV/mm, les constantes de temps diminuent de $3 \cdot 10^4 \text{ s}$ à $6 \cdot 10^2 \text{ s}$ 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 élevées en raison d'une plus forte conductivité du matériau.

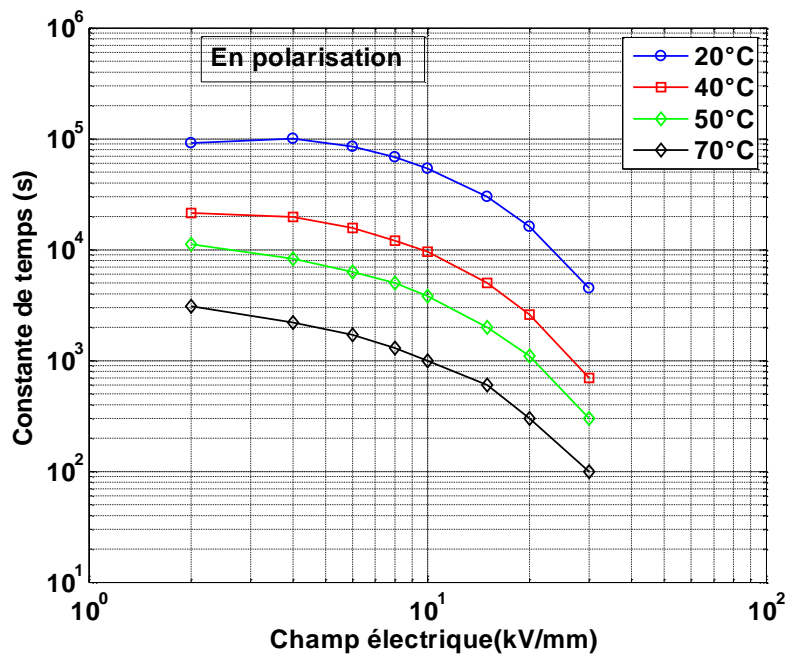


Figure 76: Constante de temps pour l'établissement de la charge d'interface calculée en polarisation par simulation en fonction du champ pour différentes températures.

4.1.3. Cinétique de relaxation de la charge d'interface

Après application de la contrainte électrique sur les bicouches XLPE/EPDM, les profils de charge d'espace ont été enregistrés en phase de dépolarisation pendant 1 h (pour 40°C et 70°C). Ces données sont exploitées ici pour évaluer la cinétique de relaxation des charges et donc du champ électrique résiduel associé. Elles sont comparées aux données simulées, le modèle prenant en compte le même cycle de contrainte que l'expérience.

La Figure 77 représente l'évolution de la charge d'interface en dépolarisation à 40°C, en mesure et en simulation. En dépolarisation, les charges d'interface se résorbent et tendent vers zéro. La Figure 77a montre que les charges d'interface accumulées à des champs inférieurs à 10 kV/mm se résorbent très lentement si bien que la majorité de ces charges restent à l'interface même après 1 h de dépolarisation. Toutefois, à fort champ ($E \geq 15$ kV/mm), la dynamique de résorption des charges d'interface est plus rapide même si la résorption totale requiert une durée plus longue en raison de leur densité plus élevée comparée à celles formées à faible champ. En considérant les résultats de simulation (Fig. 77b), on remarque des similitudes sur la dynamique d'évolution des charges d'interface par rapport aux résultats expérimentaux. Les densités de charge décroissent effectivement au

cours du temps. A 40°C, le temps nécessaire pour une disparition totale des charges d'interface est estimé à $4 \cdot 10^4$ s (soit plus de 11 h) à fort champ ($E \geq 15$ kV/mm).

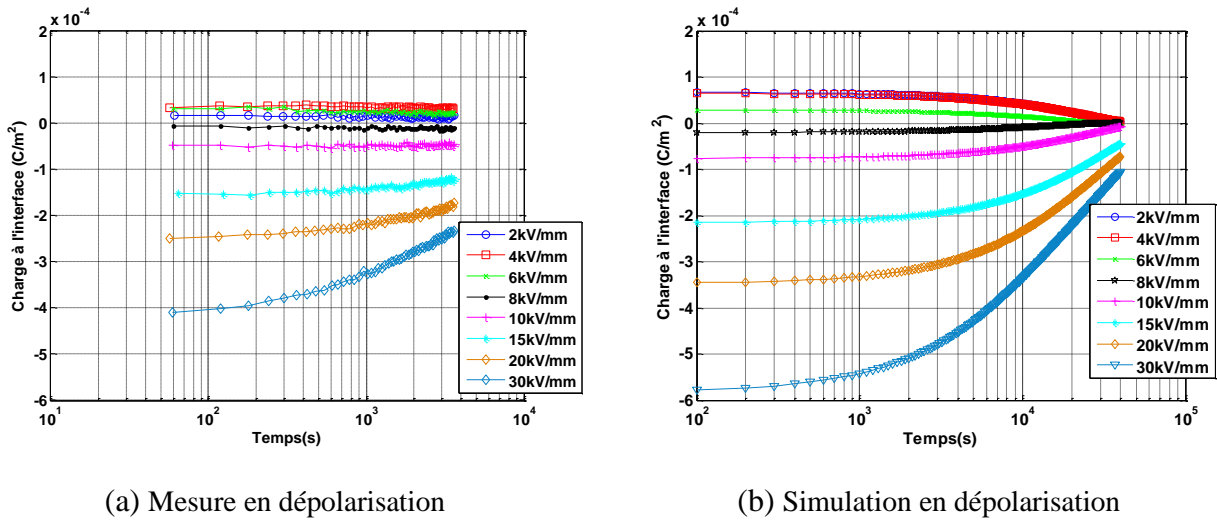


Figure 77: Relaxation de la charge à l'interface mesurée (a) et simulée (b) en fonction du temps dans les bicouches XLPE/EPDM à 40°C sous différents champs moyens préalablement appliqués.

Les courbes de dépolarisation à 70°C (Fig. 78a) montrent qu'en une heure, la quasi-totalité des charges accumulées lors des phases de polarisation est résorbée. On note par ailleurs que la dynamique de résorption est liée à la quantité de charges d'interface accumulée et par conséquent à la contrainte électrique qui précède la dépolarisation.

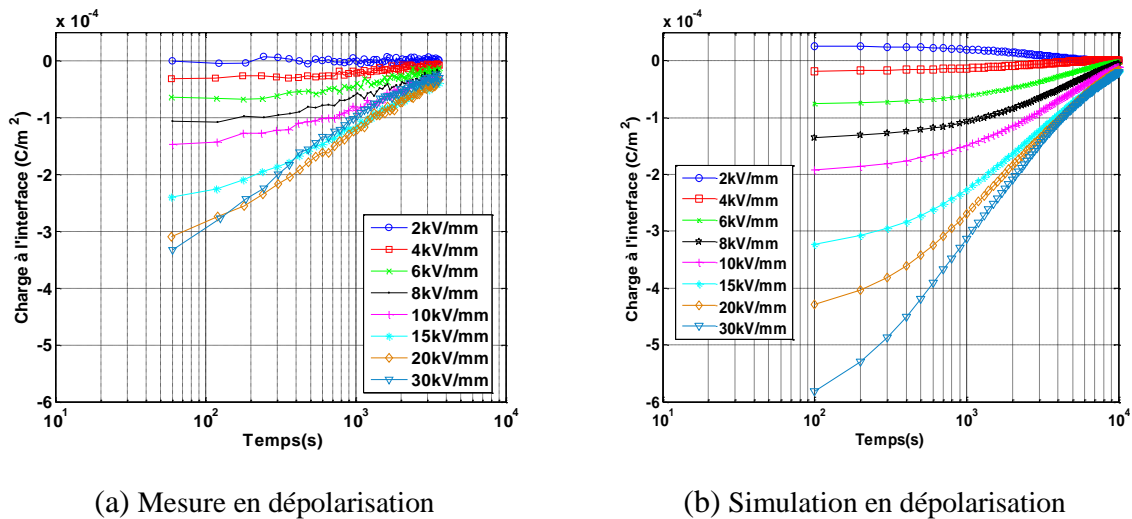


Figure 78: Relaxation de la charge à l'interface mesurée (a) et simulée (b) en fonction du temps dans les bicouches XLPE/EPDM à 70°C sous différents champs moyens préalablement appliqués.

Les constantes de temps de dépolarisation à 40°C et 70°C (Fig. 79) sont estimées à partir des évolutions de la charge d'interface obtenues par simulation. 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. On peut remarquer que 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. 4.7. 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 interfaciale peut diminuer, s'annuler et changer de signe au cours d'une augmentation du champ électrique.

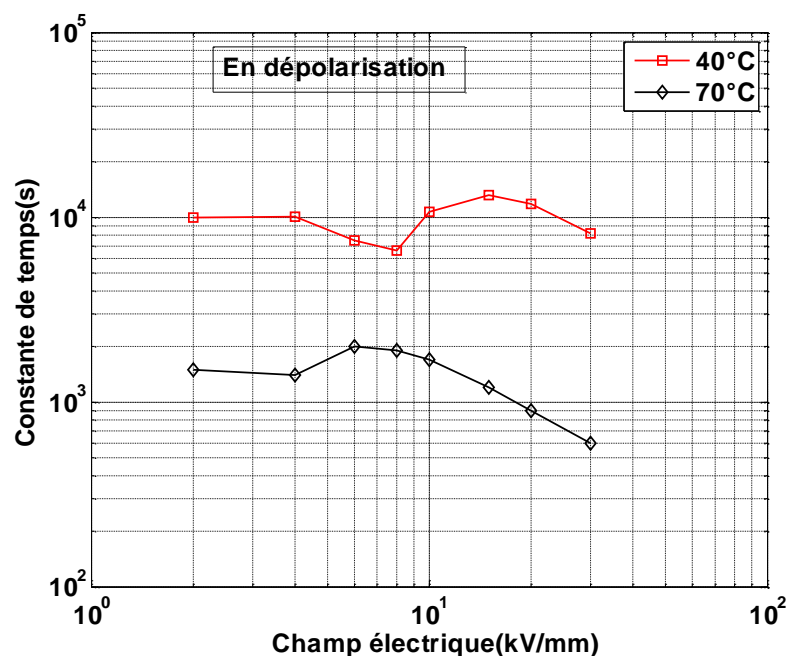


Figure 79: Constante de temps calculée en dépolarisation par simulation en fonction du champ électrique moyen préalablement appliqué à la bicouche XLPE/EPDM pour 40°C et 70°C.

4.1.4. Distributions de champ électrique dans les bicouches en régime quasi-stationnaire

Dans cette partie, nous proposons d'estimer les profils de champ électrique dans les bicouches pour différentes contraintes électriques et thermiques.

En raison de la différence de permittivité entre les deux matériaux et de la présence de charges à l'interface dans les bicouches, la distribution du champ électrique n'est pas homogène. Lorsque l'évolution de la charge d'interface en fonction du temps (éq. 4.6) est connue, le champ électrique peut être estimé en fonction du temps de polarisation dans les deux matériaux par les expressions suivantes:

$$E_1(t) = \frac{\varepsilon_2 \cdot V_{app} - d_2 \Sigma_s(t)}{\sigma_2 \cdot d_1 + \sigma_1 \cdot d_2} \quad (4.8)$$

$$E_2(t) = \frac{\varepsilon_1 \cdot V_{app} - d_1 \Sigma_s(t)}{\sigma_2 \cdot d_1 + \sigma_1 \cdot d_2} \quad (4.9)$$

Remarquons tout d'abord qu'il existe une solution graphique pour déterminer le champ dans les deux matériaux et le courant total (Cf. Annexe 2). Toutefois, dans ce travail, il nous a paru plus judicieux d'utiliser le logiciel Comsol® étant donné que les solutions en régime transitoire ont été obtenues par ce moyen. Nous nous plaçons donc ici, non pas en régime stationnaire, mais en régime 'quasi-stationnaire', soit après 3h de mise sous contrainte.

Les distributions de champ électrique issues des mesures de charge d'espace après 3 h de polarisation et les résultats de simulations dans les bicouches à 20°C sont représentés sur la Figure 80. A partir des mesures (Fig. 80a) à faible champ ($E \leq 10$ kV/mm), le champ électrique dans le XLPE est plus élevé que dans l'EPDM. Ce phénomène vient du fait que la conductivité de l'EPDM est plus élevée que celle du XLPE pour cette condition. On remarque également que la distribution de champ devient moins homogène dans le XLPE à partir de 6 kV/mm. Le champ augmente à proximité de l'interface en raison de la présence de charges négatives dans le volume du XLPE. Pour des champs plus élevés ($E > 10$ kV/mm), étant donné que la conductivité de l'EPDM devient plus faible que celle du XLPE, la contrainte électrique la plus élevée se trouve alors dans l'EPDM. Sa valeur maximale est d'environ 30% supérieure au champ Laplacien moyen. En considérant les résultats de simulation (Fig. 80b), on constate que le champ maximal est localisé dans le XLPE pour des champs appliqués inférieurs à 15 kV/mm et bascule dans l'EPDM pour 20 et 30 kV/mm. Soulignons que les profils de champ sont comparables aux résultats expérimentaux. En revanche, dans la simulation, l'inversion de la contrainte maximale se produit pour un champ moyen de l'ordre de 20 kV/mm ce qui est légèrement supérieur à la valeur obtenue expérimentalement qui est de l'ordre 15 kV/mm. Les écarts constatés sur les modules de

champ entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par simulation sont globalement assez faibles ($< 5 \text{ kV/mm}$) pour cette condition de température.

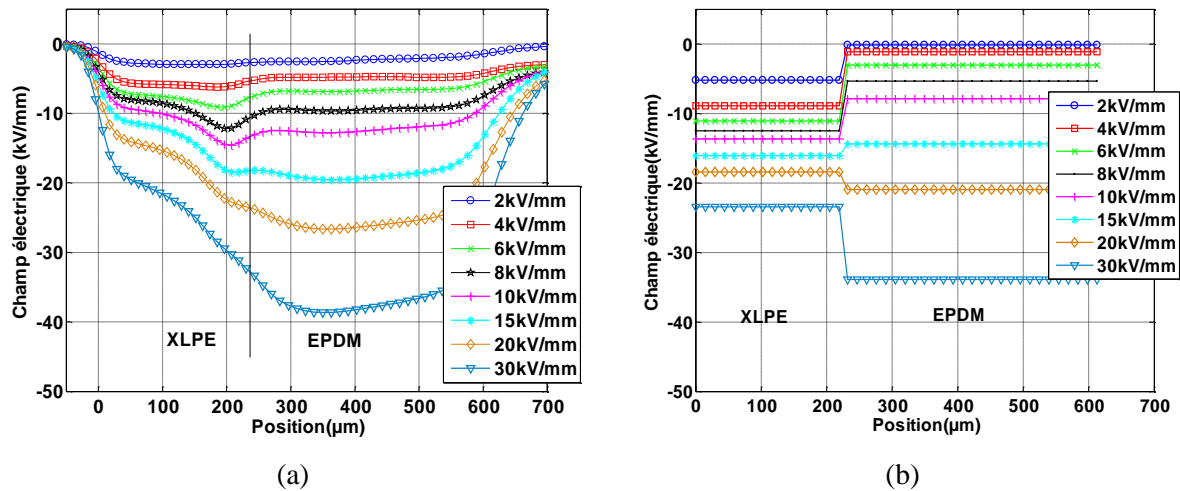


Figure 80: Profils de champ électrique mesurés (a) et simulés (b) en régime stationnaire dans les bicouches XLPE/EPDM à 20°C sous différents champs moyens.

Les distributions de champ électrique obtenues expérimentalement et par simulation à 40 , 50 et 70°C dans les bicouches XLPE/EPDM sont représentées respectivement sur les Figures 81, 82, et 83. Les résultats expérimentaux (Figs. 81a, 82a, 83a) montrent le déplacement de la position du champ maximal d'un matériau à l'autre avec la contrainte électrique du fait de la différence du signe des charges obtenues à l'interface [89]. A 40 , 50 et 70°C , le champ maximal est localisé dans le XLPE pour des champs moyens inférieurs à 10 , 6 et 4 kV/mm , respectivement. Pour des contraintes plus élevées, le champ maximal bascule dans l'EPDM.

A 40°C (Fig. 81a), la présence d'homocharges aux deux électrodes induit une intensification et un point de champ maximum à proximité de l'interface du côté de l'EPDM. A 50°C (Fig. 82a) et 70°C (Fig. 83a), le champ augmente dans le XLPE en raison de l'apparition d'hétérocharges positives à la cathode. Toutefois, les valeurs de champ dans l'EPDM sont plus élevées que dans le XLPE car l'effet des charges d'interface, négatives, l'emporte sur celui des charges positives accumulées dans le matériau XLPE. On observe sur les Figures 81b, 82b, 83b que les résultats de simulation pour ces trois températures sont tout à fait en accord avec les données expérimentales. Pour des températures de 40 , 50 et 70°C , les contraintes maximales sont localisées dans l'EPDM à partir des champs moyens appliqués de 10 , 8 et 6 kV/mm , respectivement. Toutefois, des écarts subsistent entre les champs calculés et ceux obtenus expérimentalement. La raison principale réside dans la non prise en compte dans la simulation des mécanismes d'accumulation de charge d'espace autres que l'effet Maxwell-Wagner.

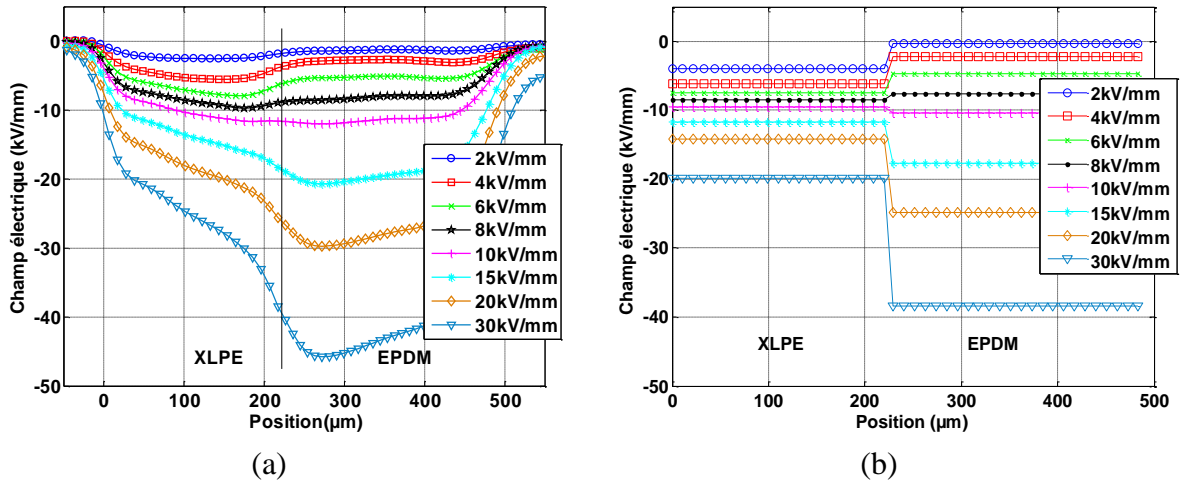


Figure 81: Profils de champ électrique mesurés (a) et simulés (b) en régime stationnaire dans les bicouches XLPE/EPDM à 40°C sous différents champs moyens.

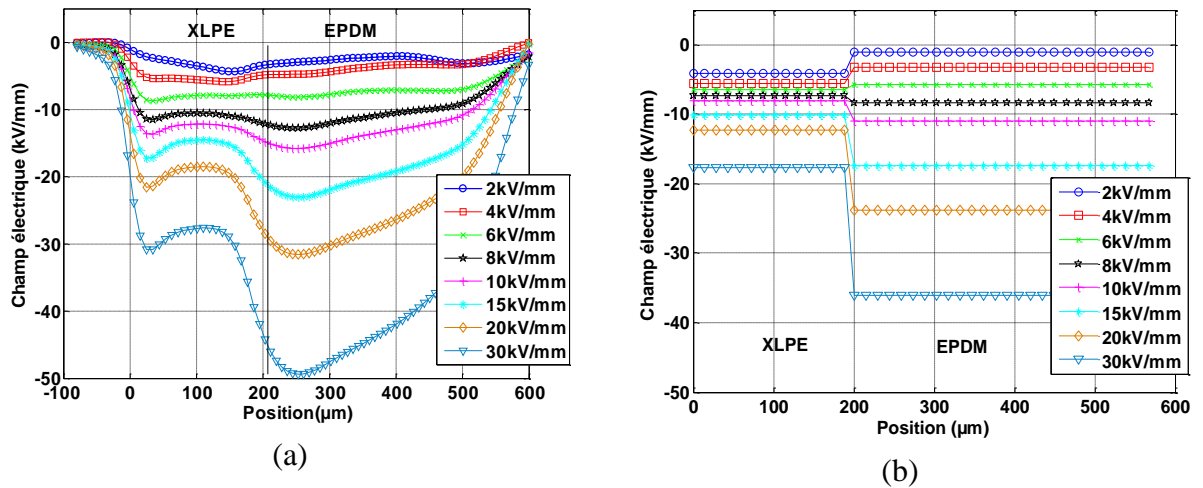


Figure 82: Profils de champ électrique mesurés (a) et simulés (b) en régime stationnaire dans les bicouches XLPE/EPDM à 50°C sous différents champs moyens.

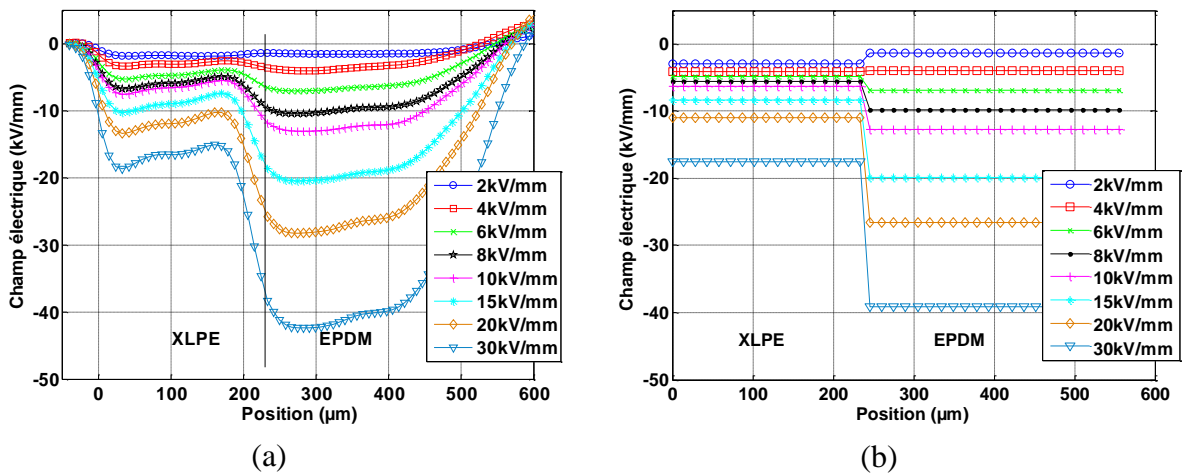


Figure 83: Profils de champ électrique mesurés (a) et simulés (b) en régime stationnaire (b) dans les bicouches XLPE/EPDM à 70°C sous différents champs moyens.

4.1.5. 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 précédents 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 est atteint au bout d'une dizaine d'heure 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 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. 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. 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 les Figs. 67 à 70, on peut remarquer que la largeur du pic de charge interfaciale 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 interfaciale 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 interfaciale.

4.2. Câbles MV sous différentes conditions électrothermiques

4.2.1 Mesures de charge d'espace sur Câbles MV

L'accumulation de charge d'espace et la distribution de champ électrique dans l'isolant de câbles MV ont été étudiées sous différentes conditions de température et de champ, comme résumé au Tableau 4. Deux gradients thermiques ont été considérés: $\Delta T = 11^\circ\text{C}$, correspondant à des températures $T_{\text{in}} = 51^\circ\text{C}$ et $T_{\text{ext}} = 40^\circ\text{C}$ au niveau des semi-conducteurs interne et externe du câble, et $\Delta T = 16^\circ\text{C}$ avec $T_{\text{in}} = 67^\circ\text{C}$ et $T_{\text{ext}} = 51^\circ\text{C}$.

L'isolant XLPE est de même formulation que celui utilisé dans les mesures de conductivité fonction du champ et de la température. Un des objectifs sera de déterminer dans quelle mesure les valeurs de conductivité et la modélisation associée peuvent rendre compte du comportement de la charge d'espace dans les câbles, à l'image de ce qui a été fait à la section 4.1 pour les systèmes bicouches.

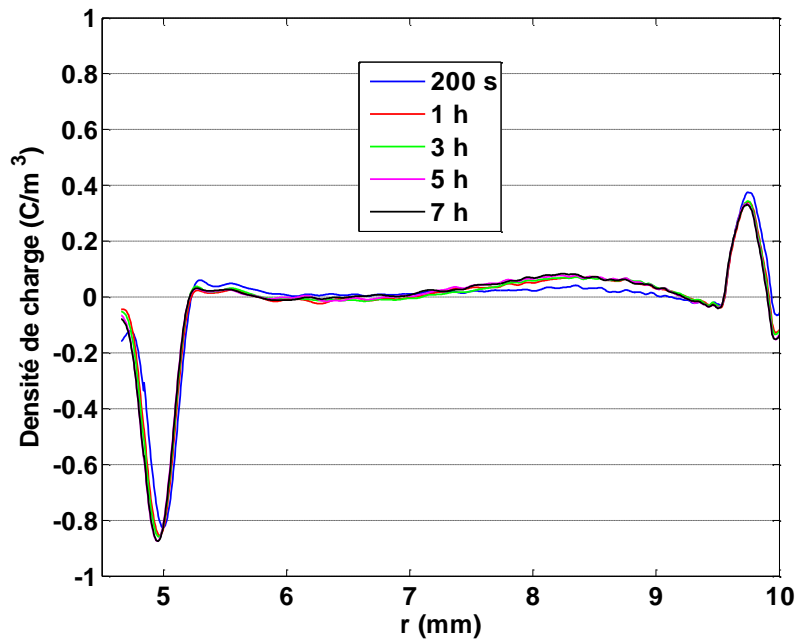
Tableau 4: Différentes conditions de mesure de charge d'espace sur des câbles MV

Température ($^\circ\text{C}$)	Température ambiante	$\Delta T = 11^\circ\text{C}$ (40/51 $^\circ\text{C}$)	$\Delta T = 16^\circ\text{C}$ (41/57 $^\circ\text{C}$)
Tension appliquée (kV)	-40, -80	-40, -60, -80	-40, -80
Temps de polarisation (h)	7 h	7 h	3h

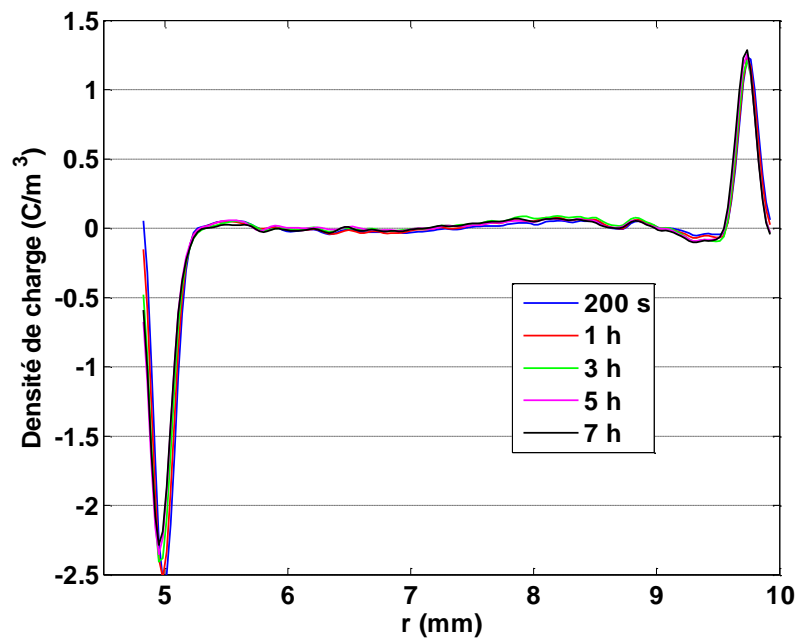
4.2.1.1. Mesures à température ambiante

La Figure 84 représente les profils de charges dans l'isolant de câble sous -40kV et -80 kV à température ambiante. Les mesures ont été réalisées pendant 7 h sous tension, sur des sections de câbles différentes. A -40 kV (Fig. 84a), on observe que des charges positives s'accumulent dans le volume, côté semi-conducteur externe (anode) immédiatement suite à l'application de la tension ainsi que des charges négatives au niveau de l'électrode externe. On note également la formation d'une charge positive près du semi-conducteur interne (cathode); Cette dernière doit toutefois être analysée avec précaution car pouvant résulter d'un artefact de calibration. Les densités de charges positives et négatives augmentent avec le temps de polarisation et atteignent des valeurs stables après environ 5 h de polarisation. Cependant, les densités de charges positives et négatives sont faibles, de l'ordre de 80 mC/m^3 et 40 mC/m^3 , respectivement. Pour une tension appliquée de -80 kV (Fig. 84b), les densités de charges positives dans le volume sont inchangées, évaluées à 80 mC/m^3 . Toutefois, les hétérocharges négatives au niveau de conducteur externe se développent et leur densité est de l'ordre de 0.1 C/m^3 après 7 h de polarisation. Egalement, la densité des

hétérocharges négatives au voisinage du conducteur externe augmente avec la tension appliquée, conformément avec les résultats de la littérature [90].



(a)



(b)

Figure 84. Profils de charge d'espace dans l'isolant de sections de câble MV sous -40 kV (a) et -80 kV (b) à température ambiante. A gauche, cathode (SC interne); à droite, anode.

L'évolution temporelle du champ au niveau du conducteur interne ($r = 5$ mm) et externe ($r = 9,5$ mm) sous -40 kV et -80 kV sont montrées sur la Figure 85. On constate que

le maximum du champ est toujours situé au niveau du 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 modules du champ après quelques instants d'application de la tension sont respectivement d'environ 12,8 kV/mm et 4 kV/mm au niveau du conducteur interne et externe. Après 7 h de polarisation, les modules du champ sont de l'ordre de 13 kV/mm et 2 kV/mm respectivement au niveau du conducteur interne et externe. Les modules de champ sont peu différents de ceux du champ Laplacien dont les valeurs aux électrodes sont de 12 kV/mm (cathode) et 6 kV/mm (anode). Pour -80 kV, le champ varie lentement avec le temps de polarisation et atteint respectivement des valeurs de 23,5 kV/mm et 12 kV/mm à la cathode et à l'anode à la fin des 7 h de polarisation.

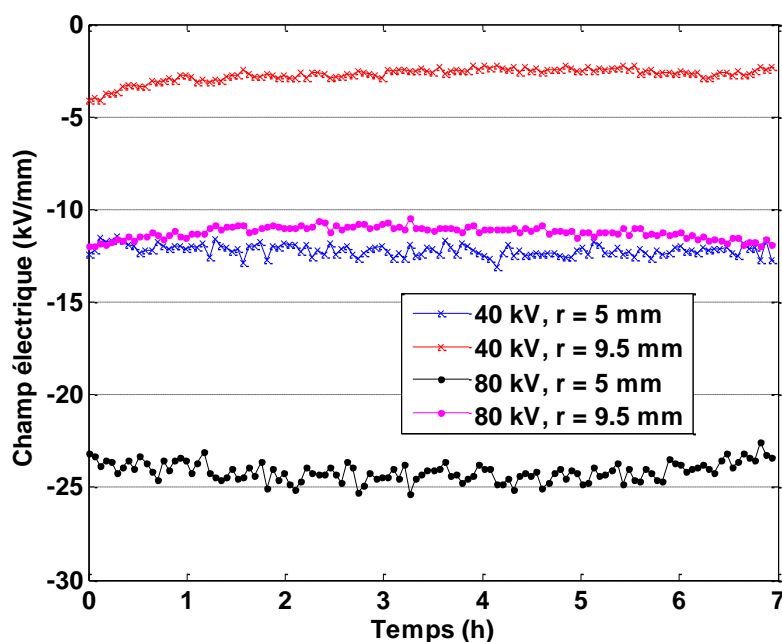


Figure 85. Evolution temporelle du champ électrique aux interfaces interne ($r=5\text{mm}$) et externe ($r=9,5\text{mm}$) de l'isolant d'un câble MV sous -40 kV et -80 kV à la température ambiante

4.2.1.2. Mesures en présence de gradient de température

Gradient de température de 11°C (40°C - 51°C)

La Figure 87 représente les profils de charge d'espace sous une tension de -40 kV, -60 kV et -80 kV appliquée sur l'âme en présence d'un gradient de température de 11°C à travers l'isolant du câble. Les mesures ont été réalisées sur le même échantillon dans les conditions suivantes (Fig. 86): i/ mesure sous -40 kV pendant 7 h, suivie de 1 h en court-circuit et refroidissement pendant 10 h à température ambiante; ii/ mesure sous -60 kV pour les mêmes durées et cycle thermique que précédemment; iii/ mesure 1 h en court-circuit sous gradient thermique, puis mesure sous -80 kV, même cycle que sous -60 kV.

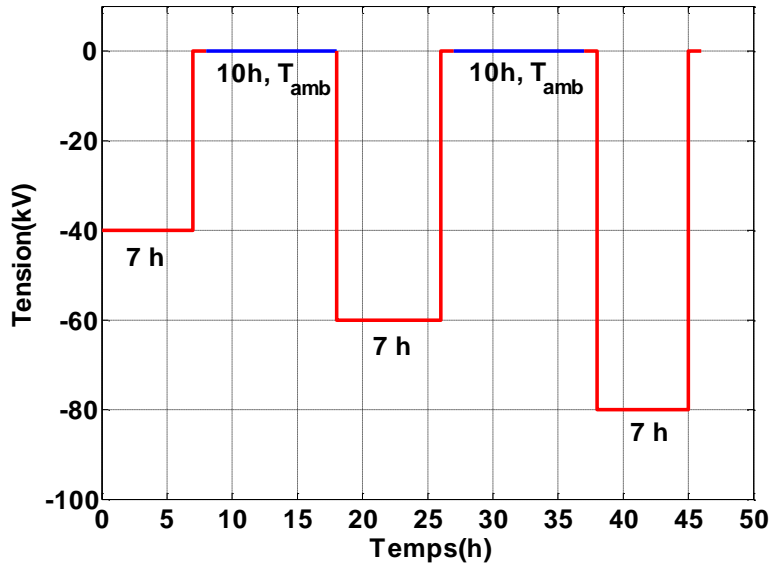
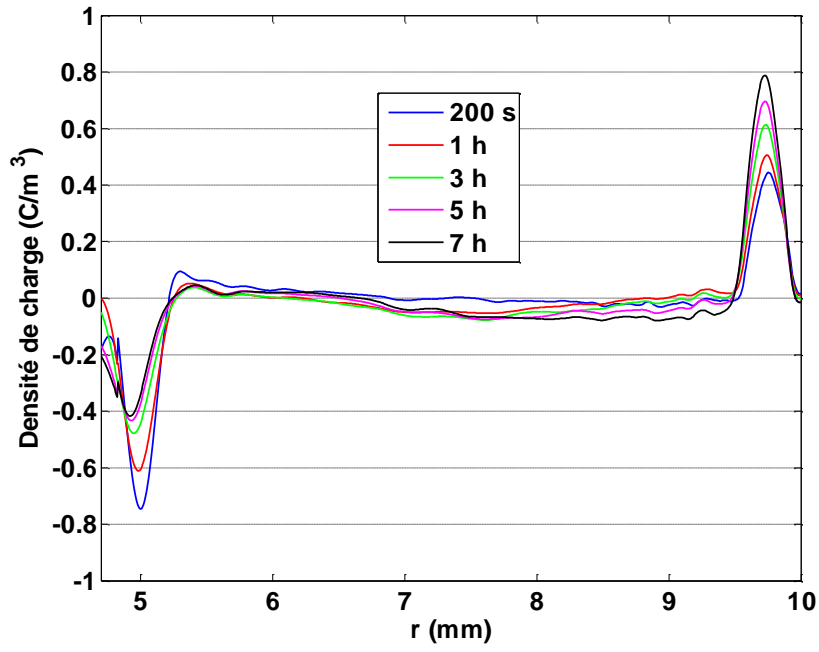


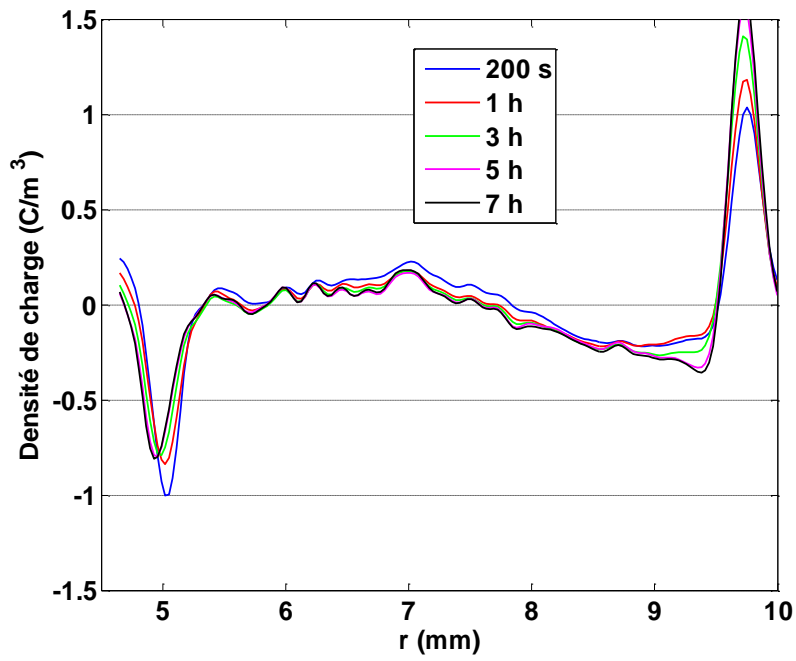
Figure 86: Protocole de mesure de charge d'espace sur câble MV sous un gradient thermique de 11°C (40/51°C)

Sur la Figure 87a, on observe clairement l'établissement d'une charge d'espace négative au centre de l'isolant de câble au cours de la première heure de polarisation. Cette zone de charge d'espace s'étend ensuite progressivement en direction du semi-conducteur externe pour former des hétérocharges. La densité de charges négatives accumulées dans l'isolant est de l'ordre de 80 mC/m^3 .

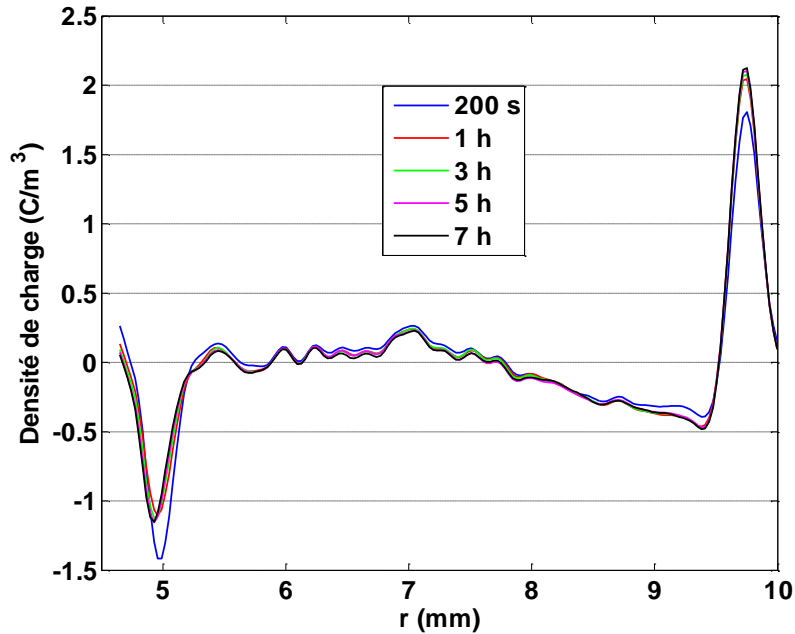
Pour -60 kV (Fig. 87b), des charges positives sont observées dans le volume de l'isolant avec des densités maximum de l'ordre de $0,18 \text{ C/m}^3$ après 7 h de polarisation. De plus, on observe clairement l'augmentation de la densité des hétérocharges négatives avec le champ au voisinage du semi-conducteur externe. La densité atteint une valeur approximative de $0,35 \text{ C/m}^3$. Après le réchauffage, la mesure de charge d'espace pendant 1 h de court-circuit montre une augmentation de la quantité de charge positive accumulée dans le volume avec une densité de $0,24 \text{ C/m}^3$ sur le premier profil (200 s). Ces charges positives s'estompent avec le temps et une densité d'environ $0,1 \text{ C/m}^3$ est atteinte après 1 h de court-circuit. Sous -80 kV (Fig. 87c), des charges positives réapparaissent rapidement dans le volume de l'isolant et leur densité maximale est de l'ordre de $0,23 \text{ C/m}^3$ après 7 h de polarisation. L'augmentation de la densité des hétérocharges négatives avec le champ est également observée au voisinage du semi-conducteur externe. La densité est environ de $0,5 \text{ C/m}^3$ sous -80 kV en fin de polarisation.



(a)



(b)



(c)

Figure 87. Profils de densité de charge d'espace dans l'isolant de câble MV sous -40 kV (a), -60 kV (b) et -80 kV (c) en présence de gradient de température ($\Delta T = 11^\circ\text{C}$)

Les évolutions du champ électrique au niveau du conducteur interne ($r=5\text{mm}$) et au niveau du conducteur externe ($r = 9,5\text{mm}$) en fonction du temps de polarisation en présence du gradient thermique sous des tensions de -40 et -80 kV sont représentées sur la Figure 88. Pour -40 kV, les valeurs de champ sont de l'ordre de 12 kV/mm et 6 kV/mm au niveau des semi-conducteurs interne et externe en début de polarisation, et sont conformes aux valeurs du champ Laplacien (12 kV/mm et 6 kV/mm au conducteur interne et externe). Au cours du temps de polarisation, le module du champ diminue et augmente respectivement au niveau des conducteurs interne et externe du fait de l'accumulation de charges négatives au niveau du conducteur externe. Après 2 h de polarisation environ, les modules du champ aux électrodes sont inversés et la valeur la plus élevée est située au niveau du conducteur externe. Le phénomène d'inversion de contrainte s'est donc produit. Après 7 h de polarisation, la valeur du champ au niveau du conducteur externe est estimée à environ 10,5 kV/mm ce qui représente presque le double de la valeur du champ Laplacien. Le champ minimal dans ce cas est situé au milieu de l'isolant en raison de l'accumulation de charges négatives près de l'anode et de la nature divergente du champ en géométrie coaxiale.

Pour -80 kV, la mesure de charge d'espace a été effectuée sur le même câble que celui utilisé pour les mesures sous -40 kV. Le câble a subi ensuite 7 h de polarisation sous -60 kV et 10 h de dépolarisation à température ambiante. La distorsion du champ apparaît immédiatement après l'application de la tension, les champs en début de polarisation au

niveau des conducteurs interne et externe sont par ailleurs comparables (25 kV/mm) et la valeur minimale du champ se trouve au milieu de l'isolant. Ceci peut être dû aux charges accumulées lors des polarisations à -40 kV et -60 kV, non résorbées après les 10 h de dépolarisation à température ambiante. Le champ diminue continûment au niveau du conducteur interne et augmente au niveau du conducteur externe avec le temps de polarisation en raison de l'accumulation massive d'hétérocharges au voisinage du conducteur externe. Les champs sont d'environ 20,5 kV/mm et 29 kV/mm au niveau des conducteurs interne et externe à la fin des 7 h de polarisation. La valeur du champ maximal (située au niveau du conducteur externe) est approximativement 2,5 fois supérieure au champ Laplacien.

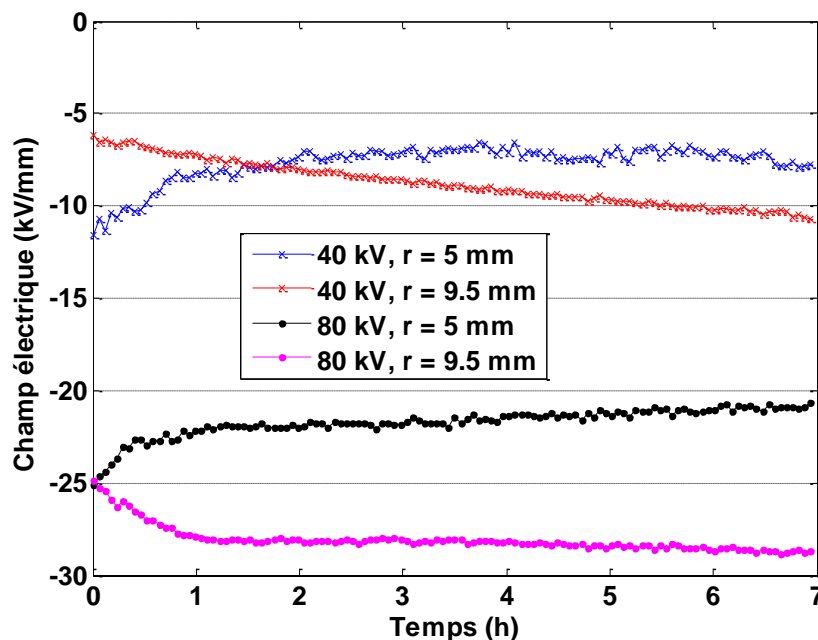


Figure 88. Evolution temporelle du champ électrique aux interfaces interne et externe de l'isolant d'un câble MV sous -40 kV et -80 kV en présence de gradient de température ($\Delta T = 11^\circ\text{C}$).

Gradient de température de 16°C ($41^\circ\text{C} - 57^\circ\text{C}$)

La Figure 89 montre la cartographie spatio-temporelle de densité de charge d'espace en présence d'un gradient de température de 16°C sous des tensions appliquées de -40 kV et -80 kV. Pour éviter les éventuelles dérives du signal de référence dans des mesures effectuées sur plusieurs jours – cf. résultats précédents, le temps de polarisation a été ramené à 3h, le court-circuit à 1 h. Le cycle complet de mesure pour les deux valeurs de tension est de 10 h, dont 2 h destinées à la mise en équilibre thermique.

Durant la polarisation sous -40 kV, des charges négatives sont injectées 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 semi-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 sous -40 kV , les distributions de charges évoluent 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 sous -80 kV est clairement marqué par le transit de charges négatives de la cathode vers l'anode. Les charge négatives atteignent pour la première fois le conducteur externe après environ 5 h et forment des hétérocharges. La densité maximale de charges négatives est de l'ordre de $0,2 \text{ C/m}^3$ en fin de polarisation sous -80 kV .

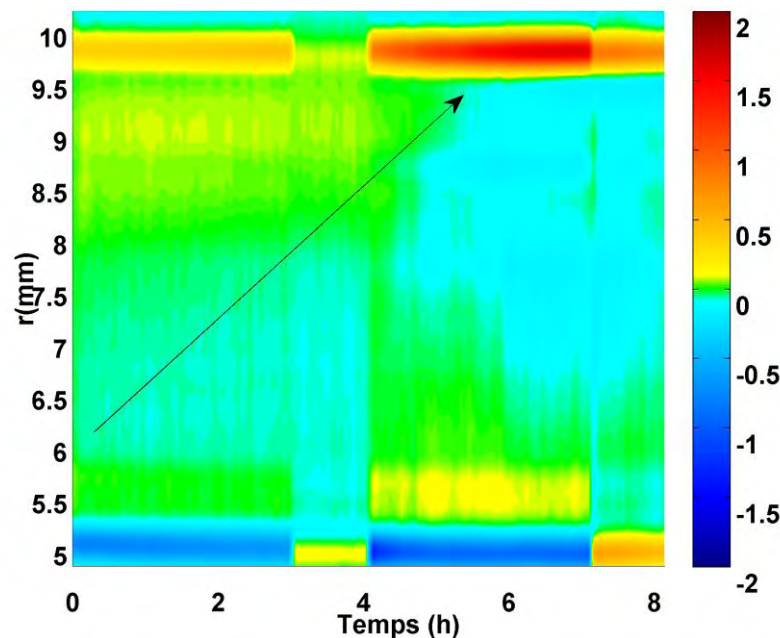
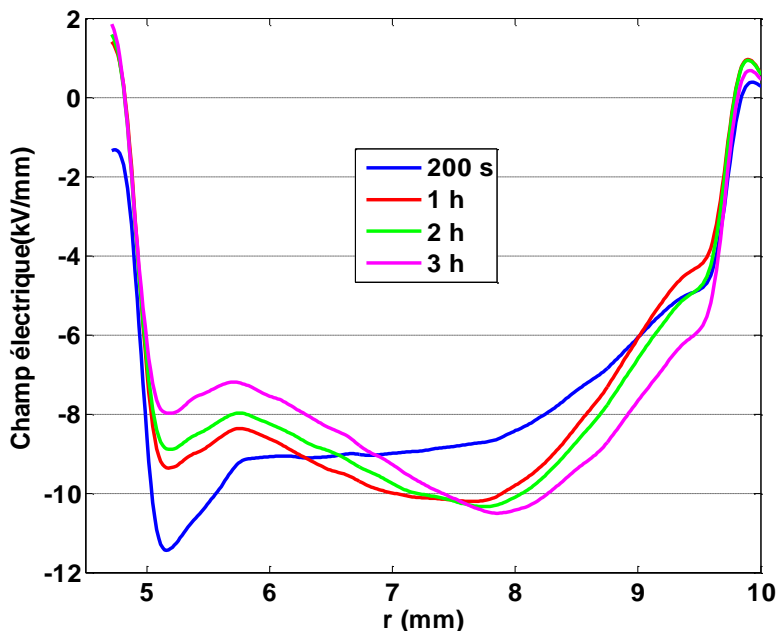


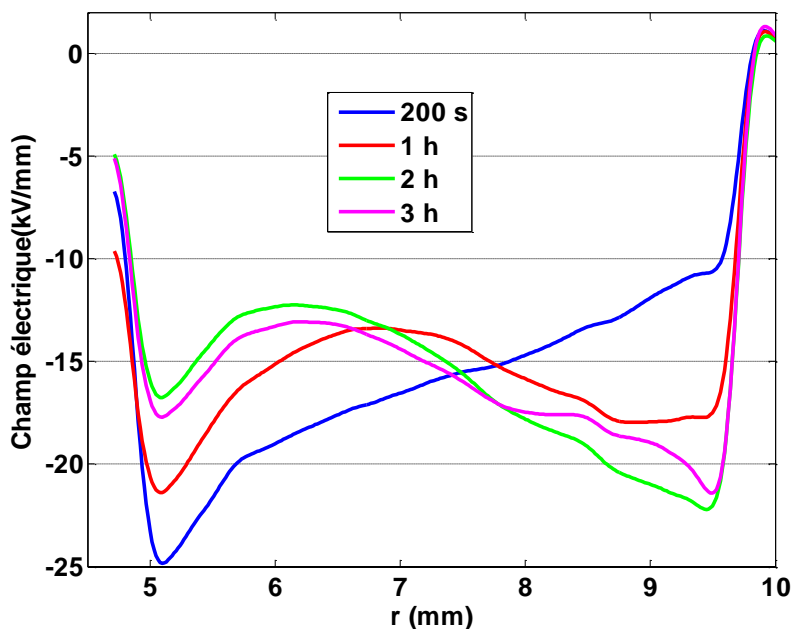
Figure 89: Cartographie de densité de charge d'espace dans un câble MV sous -40 kV et -80 kV en présence d'un gradient thermique de 16°C . L'échelle des couleurs représente la densité de charge en C/m^3 .

Les distributions de champ électrique obtenues à différents instants sous les deux tensions appliquées sont représentées sur la Figure 90. Sous -40 kV (Fig. 90a), le champ diminue avec le temps au niveau de l'interface interne et augmente dans le volume près du semi-conducteur externe au cours des 3 h de polarisation. Le champ maximal évolue du SC 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 (Fig. 90b), 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 SCs interne et externe sont estimés respectivement à environ 16,5 kV/mm et 22 kV/mm.



(a)



(b)

Figure 90: Profils de champ électrique mesurés dans un isolant de câble MV sous -40 kV (a) et -80 kV (b) à différents temps en présence de gradient de température ($\Delta T = 16^\circ\text{C}$).

4.2.1.3. Bilan sur l'effet des conditions thermiques sur la distribution de champ

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 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 dus au caractère non linéaire de la conductivité fonction du champ et/ou d'éventuelles accumulations de charges.

En présence de gradient thermique, les résultats obtenus montrent que les densités de charges mesurées sont très nettement supérieures à celles en absence de gradient de température. Les charges dominantes sont les charges négatives, ce qui est prévu dans l'hypothèse d'une charge d'espace liée à un gradient de conductivité. De plus, les charges négatives s'accumulent d'autant plus rapidement dans le volume que le gradient thermique est élevé ($\Delta T = 16^\circ\text{C}$). Dans le cas de $\Delta T = 16^\circ\text{C}$, l'accumulation de charges négatives dans le volume se manifeste immédiatement suite à l'application de la tension alors que pour $\Delta T = 11^\circ\text{C}$ le phénomène se produit bien après 200 s de polarisation sous -40 kV. Plus le gradient de température est élevé, plus l'accumulation de charges est rapide [91]. Cette rapide accumulation de charges induit, dans le cas d'un gradient de température élevé, une rapide variation du champ et par conséquent un fort courant de déplacement. Sous une tension appliquée de -40 kV, le champ maximal se trouve dans le volume pour $\Delta T = 16^\circ\text{C}$ après 1 h de polarisation tandis que pour $\Delta T = 11^\circ\text{C}$, le champ maximal reste localisé au niveau du conducteur interne. Après 3 h de polarisation sous -40 kV et pour $\Delta T = 16^\circ\text{C}$, le champ atteint respectivement au niveau des conducteurs interne et externe des valeurs de l'ordre de 8 et 10,5 kV/mm. Ces valeurs de champ sont supérieures à celles obtenues dans le cas de $\Delta T = 11^\circ\text{C}$, estimées à environ 7,2 et 9 kV/mm au niveau des conducteurs interne et externe, respectivement.

Soulignons enfin que les effets ci-dessus peuvent certes pour partie, être attribués à l'amplitude du gradient thermique dans le câble, mais également à la température moyenne dans le câble, qui augmente significativement des mesures isothermes aux mesures sous gradient de 11°C et aux mesures sous gradient de 16°C . Le dispositif expérimental utilisé ne

permet pas à l'heure actuelle de travailler à température extérieure contrôlée, et ne permet donc pas de mesures isothermes ni de mesures sous gradient fixé et température moyenne variable. La confrontation au modèle constitue un autre moyen d'apprécier la contribution d'un gradient thermique au développement de la charge d'espace dans ces câbles MV modèles.

4.2.2 Confrontation des résultats au modèle

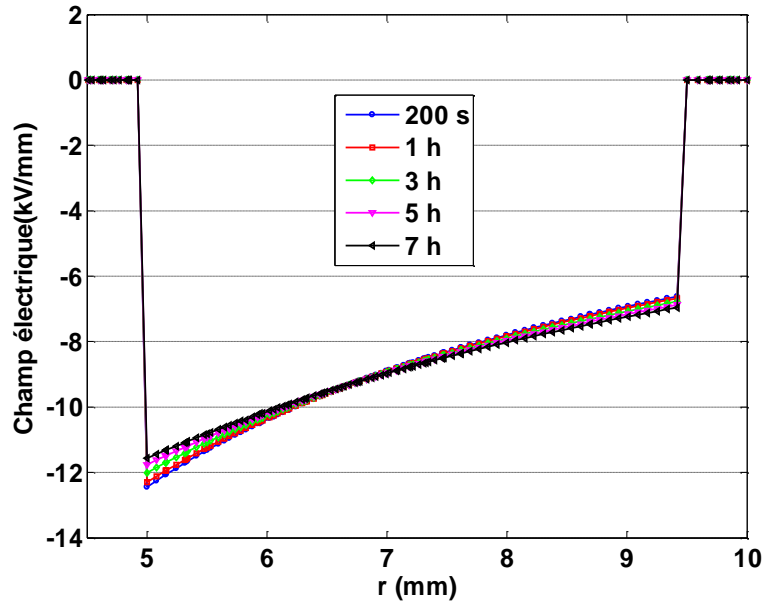
Le modèle semi-empirique de la conductivité du XLPE établi précédemment pour tenir compte de l'évolution des dépendances en température et en champ a été introduit dans le logiciel Comsol® pour le calcul des distributions de champ dans les câbles MV soumis à diverses contraintes électriques et thermiques.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

Pour les conditions de température ambiante ($T = 22^\circ\text{C}$), la Figure 91 représente les résultats de simulation de l'évolution des distributions du champ électrique dans l'isolant du câble pendant une durée de 7 h de polarisation sous une tension appliquée de -40 kV (Fig. 91a) et -80 kV (Fig. 91b).

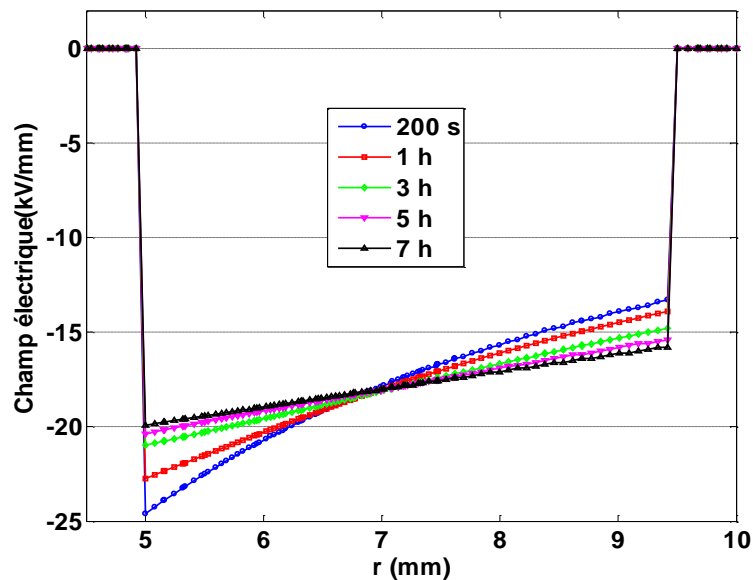
Sous -40 kV (Fig. 91a), on observe que le champ électrique évolue peu au cours du temps de polarisation et sa distribution est similaire à celle du champ Laplacien. Le module du champ électrique diminue et augmente respectivement au niveau des SCs interne et externe. Ce phénomène provient du fait que 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 de la conservation de flux de courant (Eq.1.8). En conséquence, le champ ainsi que la conductivité, diminuent au niveau du SC 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 SCs interne et externe. 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.

Sous -80 kV (Fig. 91b), le champ est abaissé au niveau du conducteur interne et renforcé au niveau de l'électrode externe de façon plus importante que dans le cas à -40 kV en raison de l'accumulation de charges négatives en quantité plus importante. Après 7 h de

polarisation, les densités de charges atteignent respectivement -60 mC/m^3 et -18 mC/m^3 à proximité de l'électrode interne et de l'électrode externe. Toutefois, la contrainte ne subit pas d'inversion; le champ électrique maximal est situé au niveau de l'électrode interne et les modules du champ atteignent respectivement 20 kV/mm et 16 kV/mm au niveau du conducteur interne et du conducteur externe à la fin des 7 h de polarisation.



(a)



(b)

Figure 91. Distributions du champ électrique dans un câble MV obtenues par simulation à différents temps sous -40 kV (a) et -80 kV (b) à 22°C.

Sous gradient thermique de 11°C, les évolutions de la charge d'espace ainsi que du champ électrique sous les tensions de -40 kV et -80 kV sont montrés respectivement sur les Figure 92 et Figure 93.

Les résultats de la Figure 92a montrent une accumulation rapide des charges négatives au voisinage du SC interne pendant la première heure de polarisation. Après 3 h, leur densité varie de -40 mC/m^3 à -16 mC/m^3 tout au long du rayon du câble. Ensuite, la densité de charge diminue légèrement à l'électrode interne alors que celle-ci continue à s'accroître au niveau de l'électrode externe. En conséquence, le champ électrique diminue et augmente avec le temps respectivement à l'électrode interne et externe (Fig. 92b). La contrainte s'inverse après environ 3h de polarisation. Le champ atteint le régime permanent après 5 h de polarisation et atteint une valeur maximale de 9 kV/mm au niveau de l'électrode externe. Par ailleurs, on peut noter que la valeur du champ à 2 mm du SC interne reste quasiment constante au cours du temps.

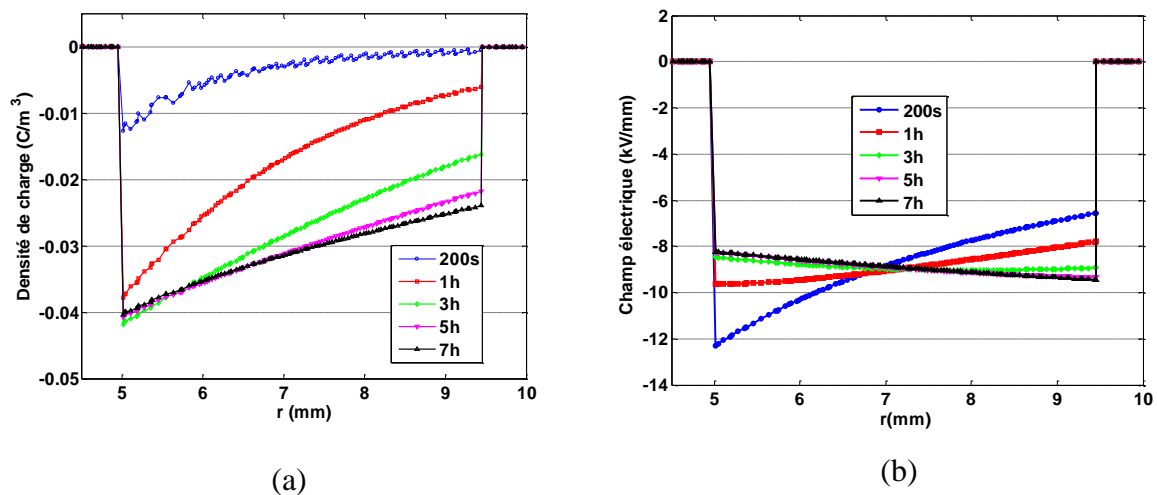


Figure 92: Distributions de charge d'espace (a) et du champ électrique (b) dans un câble MV obtenues par simulation à différents temps sous -40 kV dans le cas de $\Delta T = 11^\circ\text{C}$.

Pour la tension appliquée de -80 kV, les charges négatives s'accumulent de façon plus rapide qu'à -40 kV (Fig. 93a). La densité de charges après 1 h de polarisation atteint -70 mC/m^3 à proximité de l'électrode interne et -35 mC/m^3 proche de l'électrode externe, valeurs plus élevées que celles obtenues après 7 h de polarisation à -40 kV. Ensuite, la densité de charge décline légèrement au niveau de l'électrode interne alors que celle-ci continue à augmenter au voisinage de l'électrode externe et se stabilise après 2 h de polarisation. Ceci conduit à l'inversion du module du champ électrique après 2 h et la contrainte électrique maximale est située au niveau de l'électrode externe évaluée à environ 17,8 kV/mm (Fig. 93b).

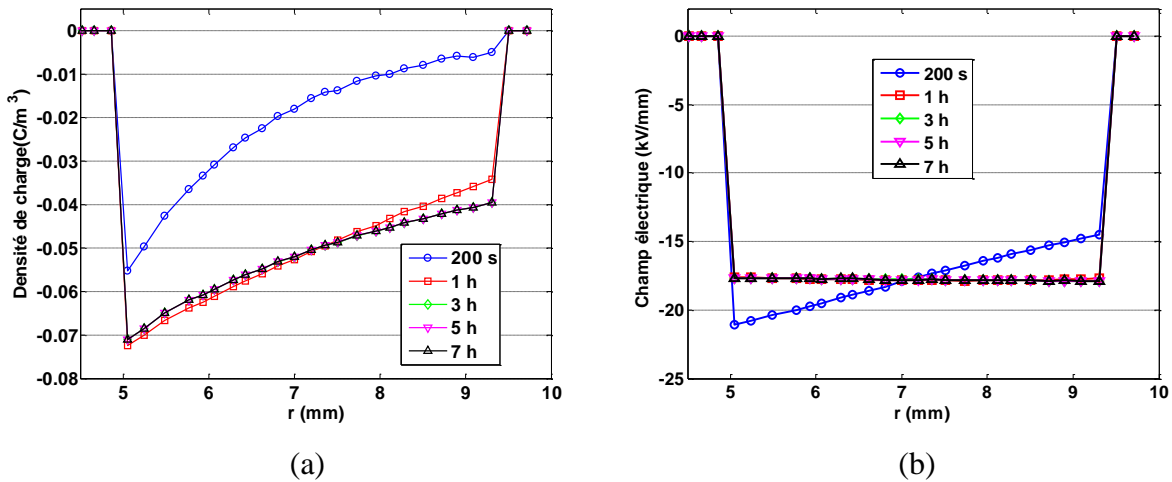


Figure 93: Distributions de charge d'espace (a) et du champ électrique (b) dans un câble MV obtenues par simulation à différents temps sous -80 kV dans le cas de $\Delta T = 11^\circ\text{C}$.

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. 94 pour un potentiel de -40 kV appliqué au conducteur.

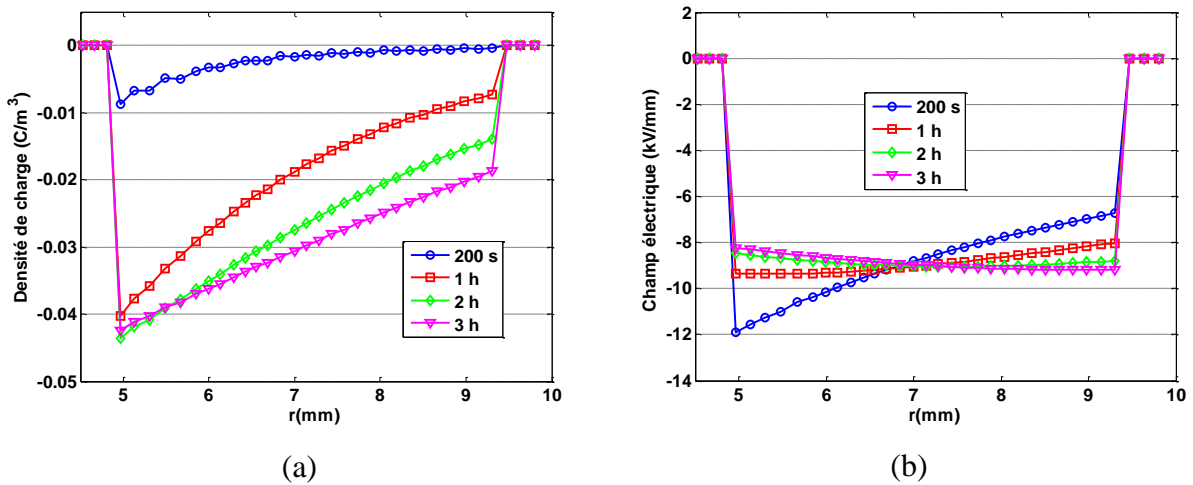


Figure 94: Distributions de charge d'espace (a) et du champ électrique (b) dans un câble MV obtenues par simulation à différents temps sous -40 kV dans le cas de $\Delta T = 16^\circ\text{C}$.

D'après la Fig. 94a, les charges négatives s'accablent 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 le long du 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 et -19 mC/m^3 au conducteur interne et externe après 3h de polarisation. En conséquence, le champ électrique diminue et augmente respectivement avec le temps à l'électrode interne et externe (Fig. 94b). Le champ maximal se trouve au milieu de l'isolant après 2 h de polarisation et la contrainte s'inverse (comparée

au 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. Fig. 89), nous avons complété le cycle de contrainte dans la modélisation en considérant 1 h de dépolarisation (court-circuit), suivie de 3 h de polarisation sous -80kV. La Fig.95 représente la distribution de champ fonction du temps sous -80 kV. Le champ à 200 s de polarisation dévie significativement du 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 kV/mm respectivement au conducteur interne et externe.

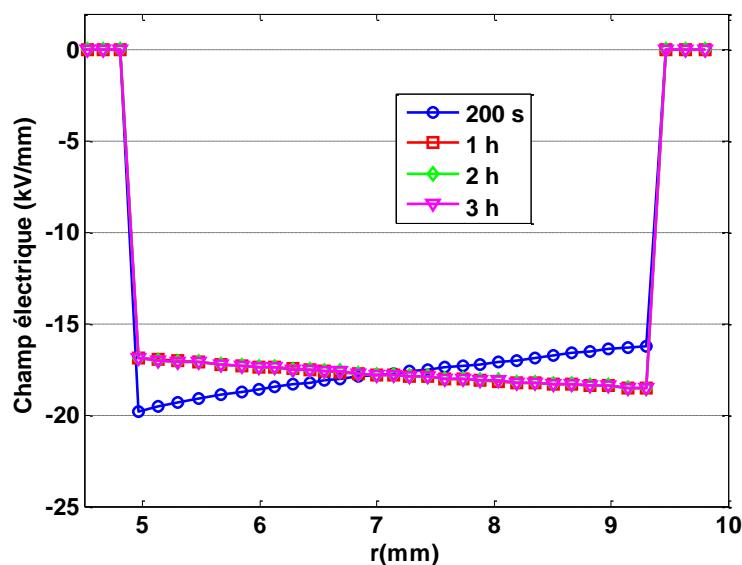


Figure 95. Profils de champ électrique calculés pour le câble MV à différents temps sous -80 kV en présence de gradient thermique de 16°C

La présence d'un gradient de température à travers l'isolation du câble induit donc un changement drastique vis-à-vis de l'accumulation de charges par rapport à la situation à température ambiante. En effet, une quantité de charges négatives relativement importante s'accumule dans l'isolant en présence de gradient de température entre les conducteurs interne et externe. Ce gradient thermique entraîne un fort gradient de conductivité à travers

le rayon du câble. Ceci est à l'origine de l'importante distorsion du champ électrique comparée à la situation où la température est homogène (température ambiante dans notre cas) dans le câble où seule l'hétérogénéité du champ électrique à travers le rayon est susceptible d'induire des modifications sur la conductivité.

4.2.3. 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. Les mesures de conductivité sur le matériau XLPE ont été effectuées sur des échantillons plans munis d'électrodes en or. D'une part, les mesures de conductivité sont susceptibles d'être influencées par les conditionnements des échantillons qui peuvent être différents de ceux des câbles mesurés. En effet le dégazage des échantillons plans est difficilement contrôlable en raison de leur géométrie (épaisseurs de quelques centaines de microns). Ainsi la contribution des mécanismes d'origine ionique peut être différente. D'autre part, la nature des électrodes peut également influencer la conductivité de l'échantillon quoique les mesures semblent indiquer, compte tenu du modèle établi (de type *hopping*), que le mécanisme de conduction dans les échantillons XLPE munis d'électrodes d'or est contrôlé par le volume de l'échantillon. 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. Les densités de charges expérimentales 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 au processus de gradient de conductivité. Ces mécanismes restent toutefois difficiles à identifier en considérant les profils présentés à la Fig. 84.

En présence de gradient de température de 11/16°C, la polarité des charges obtenue expérimentalement et par simulation est identique. Par ailleurs, les profils de charges évoluent en fonction du rayon de façon monotone dans le cas de la simulation à l'opposé des profils PEA qui présentent davantage de distorsions attribuées à des phénomènes plus complexes d'accumulation de charges (injection/piégeage). Les densités moyennes de charges en volume, obtenue par simulation au gradient thermique de 11°C, sont estimées à 30 mC/m³ et 55 mC/m³ respectivement sous -40 kV et -80 kV tandis que les densités de charges mesurées au voisinage de l'électrode externe sont de l'ordre de 80 mC/m³ et 500 mC/m³ respectivement sous -40 et -80 kV après 7 h de polarisation. Pour $\Delta T = 16^\circ\text{C}$, les charges au niveau de l'électrode interne et externe sont d'environ 30 mC/m³ et 60 mC/m³ par la simulation et 70 mC/m³ et 200 mC/m³ par la mesure après 3 h de polarisation. Ceci conduit à une différence conséquente sur les distributions de champ électrique entre mesure et simulation. Pour la simulation, le champ augmente de façon monotone de l'électrode interne à l'électrode externe et se stabilise après 5 h (-40 kV) et 1 h (-80 kV) de polarisation au gradient thermique de 11°C (3 h (-40 kV) et 1 h (-80 kV) au gradient thermique de 16°C). En revanche, les résultats de mesure indiquent que le minimum du champ se situe dans le volume de l'isolant quelle que soit la tension appliquée. La nature de l'électrode peut être à l'origine de cette différence. 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, la simulation basée sur le phénomène d'accumulation de charges induit par gradient de conductivité permet d'obtenir une assez bonne estimation des modules de champ électrique en régime stationnaire pour diverses contraintes électriques et thermiques.

Nous n'avons pas réalisé d'étude précise sur la cinétique d'établissement de la charge, les constantes de temps étant très dépendantes de la position dans l'isolant. Nous pouvons simplement remarquer qu'en présence de gradient thermique à travers l'isolant, sous -40 kV, la constante de temps nécessaire à l'établissement de la charge d'espace ($\tau = \epsilon/\sigma$) est de

l'ordre de 3 h au niveau du conducteur interne (51°C) et 6.7 h au niveau du conducteur externe (40°C) (Fig. 91a), ce qui apparaît cohérent avec la mesure qui montre que la distribution de champ tend à être stabilisée après 7 h de polarisation (Fig. 88).

4.3. Conclusions

Des mesures de charge d'espace ont été réalisées sur des bicouches d'isolants formées de polyéthylène réticulé (XLPE) et de matériau de raccordement (EPDM) et sur des câbles moyenne tension (MV) à isolation XLPE par la méthode électro-acoustique pulsée (PEA). Les résultats obtenus dans les bicouches sous différentes conditions de température et de champ indiquent que le signe de la charge d'interface dans les bicouches dépend de la température et du champ électrique. En conséquence, la répartition de la contrainte dans les bicouches dépend très fortement du champ électrique comme de la température. Pour les câbles, les résultats montrent le déplacement au cours du temps de la contrainte électrique maximale du conducteur interne en direction du conducteur externe due à l'accumulation d'hétérocharges au niveau du conducteur externe. Les résultats de charges d'espace mettent également en évidence l'effet du gradient thermique sur l'accumulation de charges.

Les résultats obtenus par simulation en utilisant l'expression semi-empirique de la conductivité fonction de la température et du champ électrique sur les structures bicouches et sur les câbles MV sont compatibles avec les distributions de charges issues de la méthode PEA sous différentes contraintes électriques et thermiques. Les écarts observés entre les résultats de simulation et de mesure sont attribués à la présence d'autres phénomènes d'accumulation de charges non pris en compte dans la simulation.

CHAPITRE 5

APPLICATION A L'EVALUATION DE MATERIAUX

V. Application à l'évaluation de matériaux

Cette dernière partie concerne une comparaison de différents matériaux pour application à l'isolation de câbles. Dans un premier temps nous déclinons un certain nombre de critères liés à la quantité de charges piégées, à leur cinétique de relaxation et aux distorsions de champ qu'elles induisent pour établir des critères de comparaison et de mérite relatif de matériaux sur la base des mesures spatio-temporelles de densités de charges. Nous avons appliqué ces critères à un ensemble de formulations sous forme d'échantillons plans concernant des isolants, des semi-conducteurs, ainsi que leur association. Ces résultats sur les diverses formulations ne sont pas présentés ici. Pour illustrer l'application de ces critères, nous considérons un ensemble de mesures réalisées sur une famille de matériaux, réticulés ou non, mettant en évidence le caractère pénalisant des sous-produits associés à la réticulation du Polyéthylène par voie peroxyde selon les critères de comparaison établis précédemment.

Dans un dernier volet, nous présentons des mesures de charges d'espace réalisées sur mini-câbles (câbles Modèle 0). Comme ci-dessus, d'une étude portant sur une comparaison de deux formulations d'isolants, nous avons retenu dans ce document des mesures qui confirment l'impact manifeste de la présence de sous-produits de réticulation sur la formation de charges d'espace à partir de sections de mini-câbles ayant subi différents degrés de dégazage.

Rappelons ici que pour des raisons de confidentialité, les formulations précises ne sont pas données, un des objectifs étant de développer des méthodes génériques de caractérisation, dans l'objectif de comparer différentes solutions pour des applications à l'isolation DC.

5.1. Paramètres qualitatifs dérivés des mesures de charge d'espace

L'objectif ici est de comparer différentes formulations à base de polyéthylène destinées à l'isolation de câble HVDC par le biais des quantités dérivées des mesures de charge d'espace, lesquelles devraient permettre de donner une indication sur la durée de vie de l'isolant en présence d'inversion de polarité. Sans occulter complètement l'aspect qualitatif des profils de densité de charge mesurés, et les informations obtenues en considérant la dynamique d'établissement de la charge quant à son origine, il s'agit également d'extraire des grandeurs quantitatives de réponses qui peuvent apparaître complexes, dissemblables et donc difficilement comparables d'un matériau à un autre.

Selon le modèle phénoménologique de *Cavallini et al* [52], exposé dans le chapitre 1, la durée de vie en présence d'inversion de polarité est estimée à partir de la durée de vie en absence d'inversion de polarité (L) pondérée par une fonction qui dépend de la vitesse de résorption des charge (s), de la quantité moyenne de charges accumulées Q_M dans le volume de l'isolant et de la fréquence d'inversion de polarité f_I , cf. eq 1.21.

5.1.1. Durée de vie de l'isolant sous champ DC sans inversion

La durée de vie de l'isolant en absence d'inversion est généralement exprimée selon la loi de puissance inverse (cf. Eq. 1.18) du champ *Laplacien* moyen dans le câble en fonctionnement réel. Toutefois, les phénomènes de dégradation étant fortement affectés par le champ local il paraît plus judicieux de considérer le champ *Poissonien* maximal au lieu du champ *Laplacien* dans l'expression de la durée de vie sans inversion. Par ailleurs, le facteur de vieillissement n est susceptible de dépendre du champ appliqué. Il est possible que le coefficient de vieillissement évolue de façon croissante avec la contrainte électrique appliquée traduisant une dégradation plus sévère, ou impliquant plusieurs mécanismes, à mesure que la contrainte électrique augmente. Nous supposons dans notre cas que le coefficient n reste constant dans la gamme des champs considérés (compris entre 10 et 40 kV/mm).

En introduisant le facteur d'intensification du champ ou FEF (*Field Enhancement Factor*) – défini comme étant le rapport entre le champ *Poissonien* et le champ *Laplacien* – la durée de vie sans inversion peut être estimée de la manière suivante :

$$L = L_H \left(\frac{E_L}{E_H} \right)^{-n} FEF_{\max}^{-n} \quad (5.1)$$

Où L_H est la durée de vie pour un champ homogène de module E_H ; E_L représente le champ *Laplacien* moyen et FEF_{\max} correspond au facteur d'intensification maximal du champ interne. Ainsi, au cours d'une procédure de polarisation, une augmentation du FEF_{\max} (produite par une accumulation de charges) se traduit nécessairement par une réduction de la durée de vie de l'isolant. Toutefois, la valeur du FEF_{\max} dépend de la forme de la distribution de charges. A densité moyenne de charges égale, les situations d'hétérocharges conduisent à une intensification de champ plus importante, car concentrée au niveau de l'électrode adjacente, comparée à celle produite par des homocharges, qui mènent à une intensification de champ répartie dans le volume du matériau.

5.1.2. Evaluation des paramètres de piégeage du matériau

La quantité $Q_M(t)$ est définie selon l'équation (5.2) comme étant la moyenne sur l'épaisseur du module de la densité de charges. L'évolution de Q_M au cours du temps permet de quantifier la cinétique de relaxation des charges piégées.

$$Q_M(t) = \frac{1}{d} \int_0^d |\rho(x, t)| dx \quad (5.2)$$

Dans le cadre de l'hypothèse où le dépiégeage des charges s'effectue essentiellement par émission thermique des charges depuis les pièges vers la bande de conduction et la bande de valence, respectivement pour les électrons et pour les trous, d'une part (voir Figure 96) et d'autre part en considérant le repiégeage des charges négligeable et la distribution énergétique de pièges constante (N_0) au voisinage de l'énergie de Fermi, il est possible, comme proposé initialement dans [92], d'exprimer l'évolution temporelle de la quantité $Q_M(t)$ au cours de la dépolarisation en fonction de N_0 et des profondeurs minimale Δ_{\min} et maximale Δ_{\max} des pièges de la façon suivante :

$$Q_M(t) = N_0 \cdot k_B \cdot T \cdot [E_1(\omega_{\min} \cdot t) - E_1(\omega_{\max} \cdot t)] \quad (5.3)$$

Les quantités ω_{\min} et ω_{\max} sont liées à la fréquence d'émission des pièges $\nu(T)$ et des profondeurs de pièges Δ_{\min} et Δ_{\max} :

$$\omega_{\min} = \nu(T) \cdot \exp\left(\frac{-\Delta_{\max}}{k_B T}\right) \quad (5.4)$$

$$\omega_{\max} = \nu(T) \cdot \exp\left(\frac{-\Delta_{\min}}{k_B T}\right)$$

E_1 est la fonction exponentielle intégrale définie comme suit :

$$E_1(x) = \int_x^{+\infty} \frac{\exp(-u)}{u} du \quad (5.5)$$

L'ajustement des courbes expérimentales de $Q_M(t)$ par l'équation 5.3 permet de dériver les quantités N_0 , Δ_{\min} et Δ_{\max} . Un exemple de courbe de décroissance de la charge interne, prise en valeur absolue et moyennée sur l'épaisseur est présenté à la Fig. 97 ainsi que l'ajustement à l'éq. 5.3 réalisé.

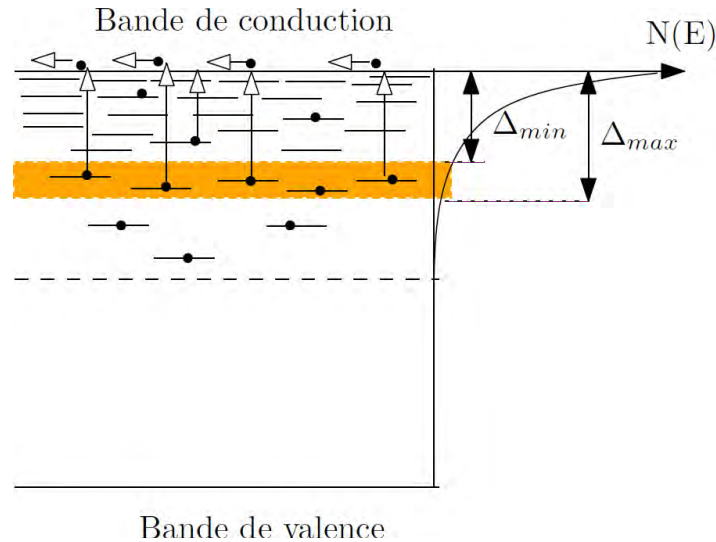


Figure 96: Dépiégeage de charges par effet thermique [1] sans repiégeage. On approxime ici la densité de pièges à une constante, N_0 , sur l'intervalle $[\Delta_{min}, \Delta_{max}]$.

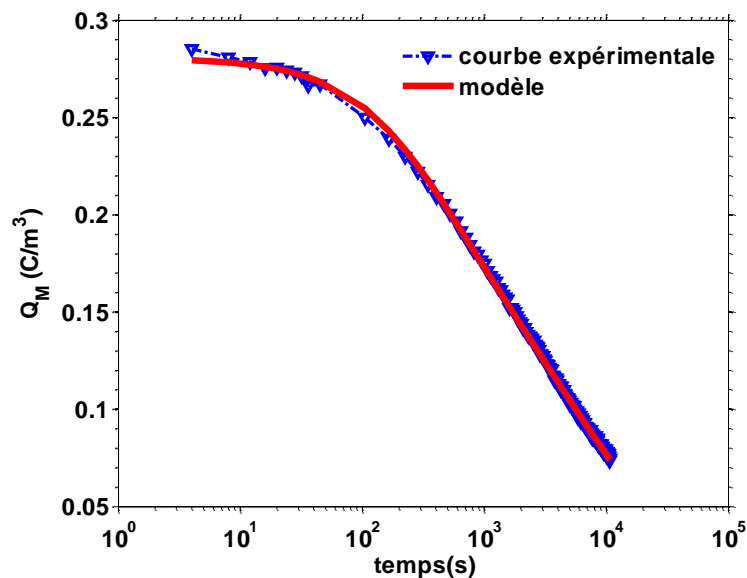


Figure 97 : Ajustement de $Q_M(t)$ par l'équation 5.3 dans le cas d'un échantillon de XLPE pré-polarisé sous 40 kV/mm à 40°C pendant 3h. $N_0=10^{19}m^{-3}.eV^{-1}$, $\Delta_{min}=0.93$ eV et $\Delta_{max}=1.1$ eV. La pente de la droite représente le taux de décroissance de la charge par décade de temps.

Par ailleurs, de l'équation 5.3 nous déduisons la relation suivante :

$$Q_M(t = 0) = Q_{M0} = q \cdot N_0 \cdot (\Delta_{max} - \Delta_{min}) \quad (5.6)$$

où q est la charge élémentaire. Ainsi, la vitesse de résorption des charges, exprimée en % de la charge initiale (Q_{M0}) par décade de temps, dépend des profondeurs maximale et minimale des pièges:

$$s = \frac{1}{Q_{M0}} \cdot \frac{dQ_M(t)}{d\log(t)} = \frac{-k_B T}{\Delta_{\max} - \Delta_{\min}} \ln(10) \quad (5.7)$$

5.1.3. Durée de vie de l'isolant en présence d'inversion de polarité

En introduisant les expressions 5.1, 5.6 et 5.7 dans l'expression de la durée de vie en présence d'inversion de polarité (équation 1.21), on obtient pour un champ appliqué donné:

$$L_I \propto \frac{1}{FEF_{\max}^N \cdot \left(1 + a_0 \cdot \left(\frac{\Delta_{\max} - \Delta_{\min}}{k_B T}\right)^{1+a_1} \cdot N_0 \cdot k_B \cdot T \cdot I^{a_2}\right)} \quad (5.8)$$

Où a_0 , a_1 et a_2 sont des constantes positives.

Cette expression met en évidence l'influence des paramètres FEF_{\max} , N_0 et des profondeurs apparentes de pièges sur la réduction de L_I .

L'étude de la performance des différentes formulations de matériau de câble est donc effectuée en considérant :

- La cartographie de la densité de charges ;
- Le FEF_{\max} et sa position au cours du temps, caractéristiques du comportement sous contrainte ;
- Les paramètres Q_{M0} , Δ_{\max} et Δ_{\min} caractéristiques de la quantité et cinétique de relaxation des charges.

5.2. Résultats sur les différentes formulations

Dans ce qui suit, les critères de comparaison présentés ci-dessus sont appliqués aux mesures de charges d'espace réalisées sur les matériaux dont les caractéristiques sont présentées au Tableau 5. Il s'agit d'échantillons sous forme de plaques d'environ 500 μ m d'épaisseur. Le matériau de base est du LDPE. Le même LDPE a été caractérisé après incorporation de 1% en poids d'acétophénone, un des sous-produits de réticulation. Deux polyéthylènes réticulés sont également considérés. L'un, référencé XLPE-1, a été réticulé par voie peroxyde et présente des comportements en charge d'espace acceptables pour des applications HVDC d'après la thèse de B Vissouvanadin [1]. Il a été dégazé pendant 48 h à 50°C préalablement à la mesure. Le dernier matériau est un Polyéthylène réticulé par un procédé sans sous-produits et n'a pas subi de traitement thermique.

Toutes les mesures ont été réalisées à 40°C sur des échantillons métallisés or.

Tableau 5 : Liste des matériaux à l'étude.

Matériau	LDPE-1	LDPE-2	XLPE-1	XLPE-2
Caractéristiques du Mélange	LDPE	LDPE-1+ 1% w./w. Acétophénone	PE-1 réticulé peroxyde +, antioxydant	Sans sous-produits de réticulation
Conditionnement	aucun	aucun	Dégazage à T= 50°C pendant 48h	aucun

5.2.1. Isolant LDPE

Cartographie de charge d'espace

La cartographie de charges d'espace dans le LDPE-1, présentée à la Fig. 97, révèle la présence d'une faible densité de charges négatives occupant tout le volume de l'échantillon à toute valeur de champ. Des injections de charges positives et négatives se produisent également aux électrodes sous -40 kV/mm mais les densités d'homocharges formées sont assez faibles.

La présence de charges négatives à la cathode a pour effet d'amplifier le champ électrique à l'interface au cours de l'inversion de polarité à 40 kV/mm (transition de homocharges à hétérocharges).

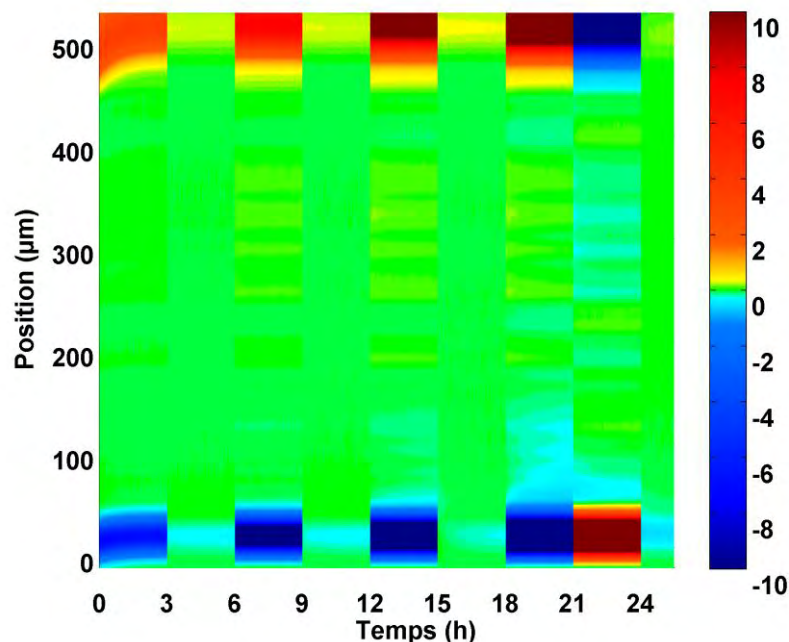


Figure 97 : Cartographie de charge d'espace dans un échantillon de LDPE-1. Polarisation sous -10, -20, -30 et -40 kV/mm avec inversion de polarité à la dernière étape (40kV/mm). Densité de charge en C/m³ donnée sur l'échelle des couleurs.

Distorsion du champ électrique

Les valeurs du facteur d'intensification du champ maximum, FEF_{max} , et de la densité initiale moyenne de charges en dépolarisation, Q_{M0} , sont regroupées dans le tableau 6. Les valeurs de FEF_{max} augmentent sensiblement avec le champ appliqué. Elles sont comprises entre 1.06 et 1.09 et restent faibles en comparaison à d'autres matériaux. La quantité de charges moyenne en début de dépolarisation Q_{M0} augmente avec le champ. Ces valeurs de Q_{M0} restent également relativement faibles ($<0,15 \text{ C/m}^3$). Compte tenu de la faible valeur de ces densités de charge, leur cinétique de résorption n'a pu être analysée de manière significative.

Tableau 6: FEF_{max} et Q_{M0} obtenus à 40°C sur LDPE-1 pour différentes contraintes électriques

E_{app} (kV/mm)	-10	-20	-30	-40	+40
FEF_{max}	1.06	1.05	1.07	1.09	1.09
Q_{M0} (C/m ³)	0.075	0.08	0.115	x	0.13

5.2.2. Isolant LDPE avec acétophénone

Cartographie de charge d'espace

La Figure 98 montre la cartographie de charge pour un échantillon de LDPE-2 (LDPE + 1% acétophénone) pour un cycle habituel en champ (de -10 à -40 kV/mm). A -10 kV/mm on observe dans un premier temps des injections de faibles quantités de charges positives et négatives, suivies de l'apparition progressive d'une faible quantité de charges négatives dans le volume. A -20, -30, -40 kV/mm, des hétérocharges se forment rapidement à l'anode et on assiste à une augmentation de la quantité de charges négatives dans le volume de l'échantillon. Après l'inversion de polarité, en début d'inversion il y a une injection d'un front de charges positives à l'anode. Puis les charges négatives deviennent prédominantes dans le volume de l'échantillon. Les charges négatives apparaissent ainsi dans l'échantillon à tous champs, vraisemblablement dues à l'introduction de l'acétophénone dans l'échantillon capable de piéger les charges négatives injectées.

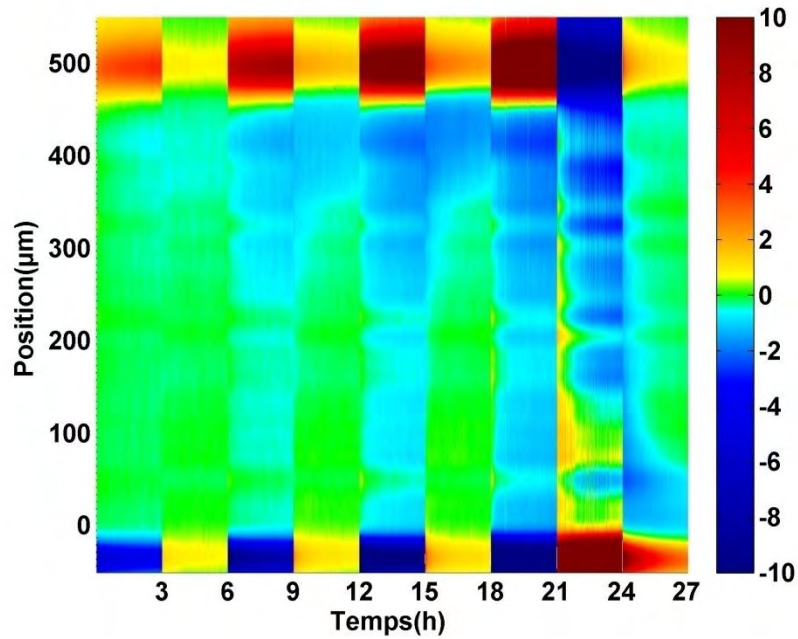


Figure 98 : Cartographie de charge d'espace dans un échantillon de LDPE-2

Distorsion du champ électrique

La Figure 99 montre les évolutions du facteur de renforcement du champ maximal ainsi que de la position du point de champ maximum dans l'échantillon. A -10 kV/mm, en début de polarisation, le champ maximal se positionne très rapidement dans le volume de l'échantillon et bascule ensuite à l'anode. La valeur du champ maximal diminue dans un premier temps puis augmente pour atteindre une valeur d'environ 1,5 fois le champ Laplacien. A -20, -30, -40 kV/mm, le FEF_{max} augmente avec le temps de polarisation et atteint une valeur de l'ordre de 1,53 à la fin des 3 h de polarisation. L'augmentation du champ est la conséquence directe d'une accumulation d'hétérocharges négatives à l'anode et dans le volume. La position du FEF_{max} reste à l'anode.

Après l'inversion de polarité, dans un premier temps, la valeur maximale du FEF est située dans le volume du fait de la présence d'homocharges au niveau des deux électrodes. Puis celle-ci se déplace vers l'anode après un temps supérieur à une heure en raison d'une accumulation d'hétérocharges. La valeur de FEF_{max} est de l'ordre 1,5.

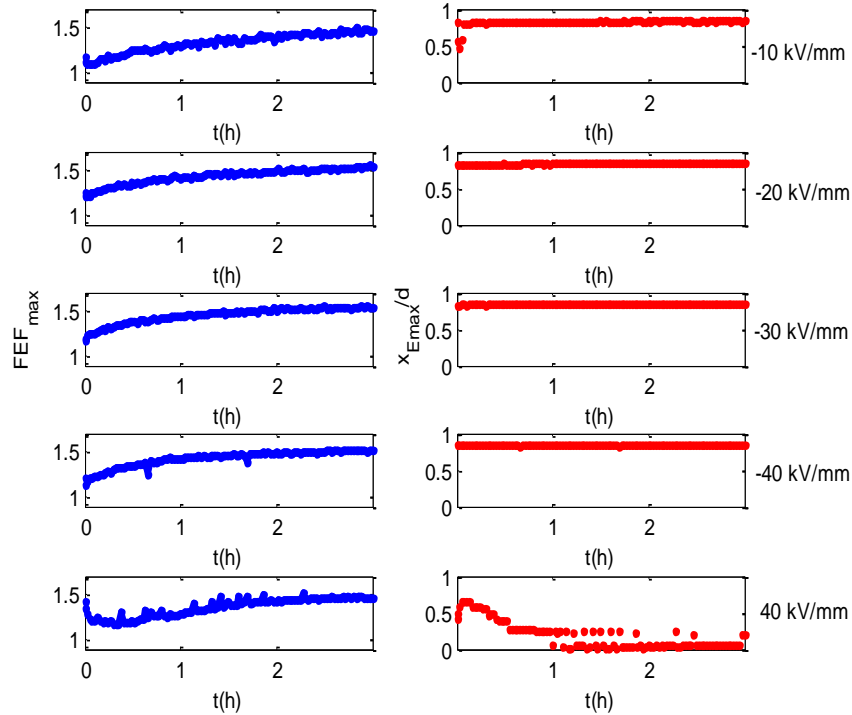


Figure 99 : Evolutions de la valeur et de la position du FEF_{max} (facteur d'intensification du champ) pour différents champs appliqués sur LDPE-2. Anode à la position '1', cathode à la position '0' (quand le champ appliqué est <0)

Etude de la dépolarisation

Sur les profils de densité de charges en dépolarisation de la Figure 100, on observe clairement la présence de charges négatives dans le volume de l'isolant avec une quantité plus importante près de l'anode pour toutes les valeurs de champ appliqué. La résorption des charges est lente ce qui est synonyme de piégeage profond.

La quantité de charges accumulées augmente avec le champ appliqué. Les quantités de charges moyennes mesurées dans le matériau sont respectivement de l'ordre de 0,25, 0,65, 0,97 C/m³ à -10, -20, -30 kV/mm. Après l'inversion, la quantité moyenne de charges est de 1,45 C/m³, soit supérieure à celle obtenue à -30 kV/mm.

A partir des profils de charges résiduelles de la Figure 100, on obtient les courbes de relaxation de la Figure 101. Les paramètres apparents de pièges estimés à partir de ces courbes de relaxation sont résumés dans le tableau 7. La valeur de Δ_{min} est proche de 1 eV et Δ_{max} reste autour de 1,1eV ce qui est de l'ordre de grandeur de la profondeur de piège de l'acétophénone (0,9 eV donnée dans la littérature [93]). Pour un champ appliqué de 40 kV/mm, la valeur de Δ_{max} est plus faible. Ceci est probablement dû au fait que des charges

positives sont injectées en début d'inversion de polarité ce qui a pour effet de neutraliser en partie les charges négatives profondément piégées.

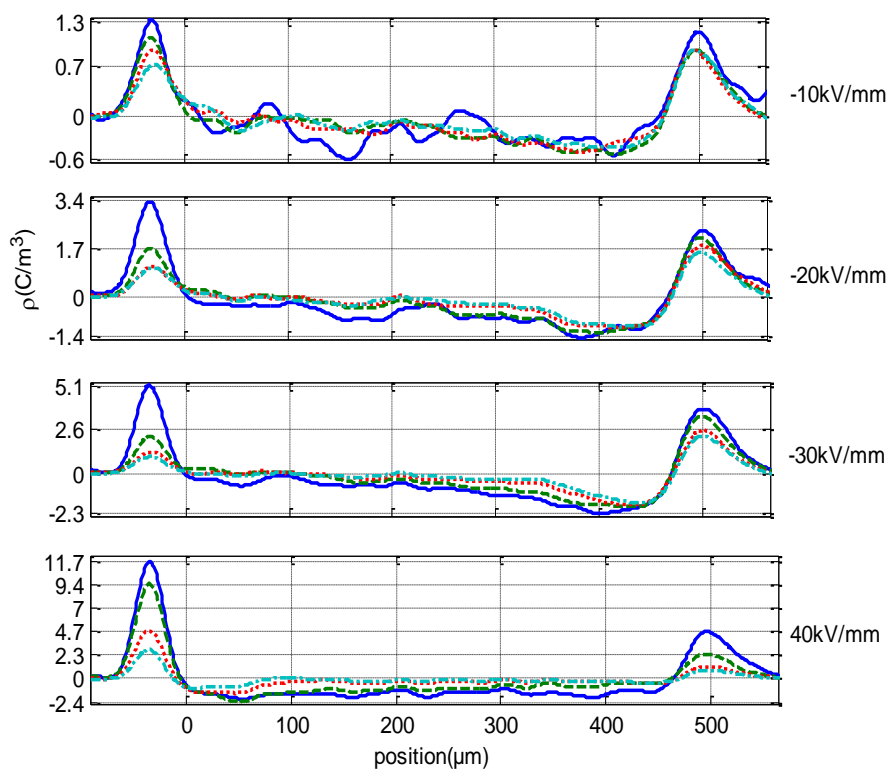


Figure 100: Profils de densité de charges résiduelles de LDPE-2 (-/ bleu début de dépolarisation, -/vert après 9min, ./rouge après 90min, -/ gris après 180min) suite à l'application de différents champs. Ex-anode à droite pour les champs négatifs.

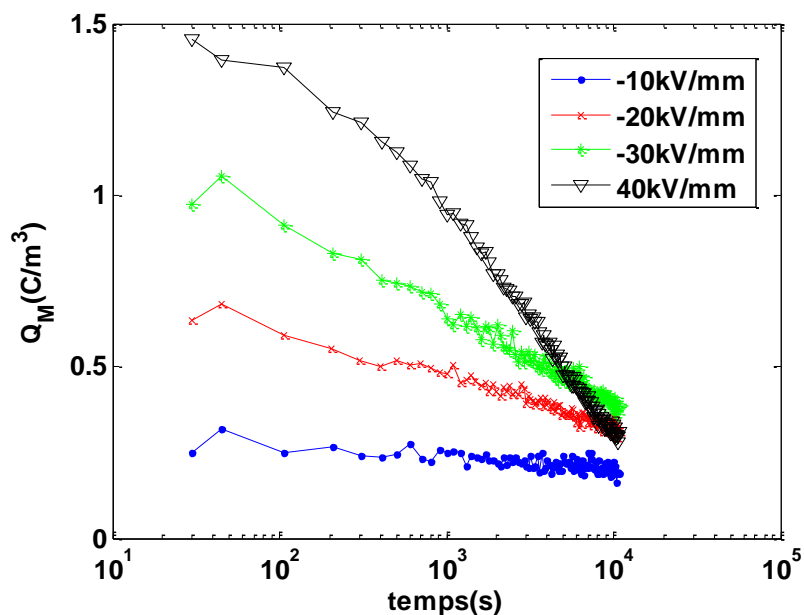


Figure 101: Evolutions de $Q_M(t)$ pour LDPE-2 obtenues au cours des différentes phases de dépolarisation.

Tableau 7: Valeurs de FEF_{max} et des paramètres de pièges apparents du LDPE-2

E_{app} (kV/mm)	-10	-20	-30	-40	40
FEF_{max}	1,5	1,53	1,53	1,53	1,47
Q_{M0} (C/m ³)	0,25	0,63	0,97	x	1,45
Δ_{min} (eV)	1,04	1	0,92	x	0,96
Δ_{max} (eV)	1,14	1,14	1,13	x	1,07

5.2.3. Polyéthylène réticulé peroxyde

Cartographie de charge d'espace

La cartographie de charges relative au XLPE-1 (réticulé peroxyde) est représentée à la Figure 102. On observe ici une injection de charges positives et négatives à l'anode et à la cathode à tous champs de -10 kV/mm à -40 kV/mm en même temps qu'une rapide accumulation de charges négatives en volume. Sous -40 kV/mm, la charge tend à devenir positive en volume.

Après l'inversion de polarité, les charges négatives laissent rapidement place à des charges positives en grande quantité qui se trouvent essentiellement dans le volume. On peut envisager que l'inversion de polarité est à l'origine d'une forte injection d'un front de charges positives qui tend à neutraliser les charges négatives.

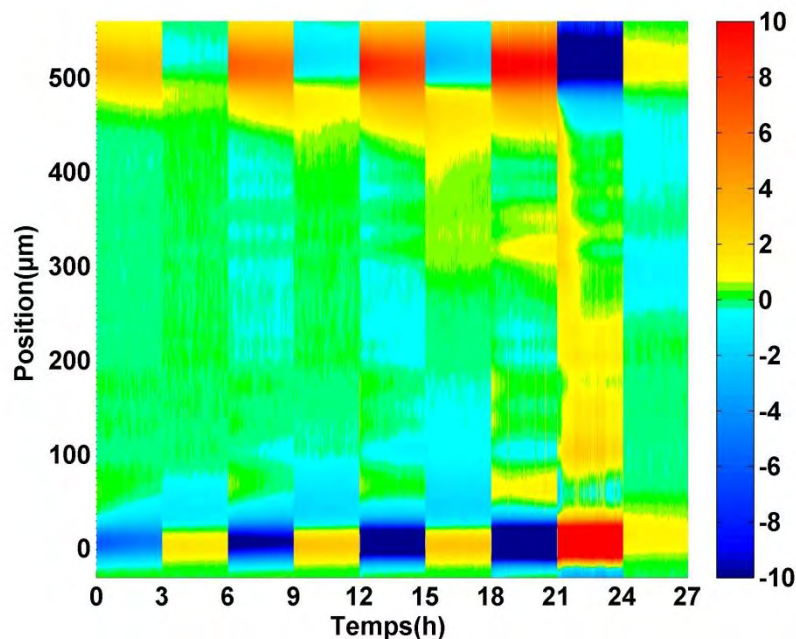


Figure 102 : Cartographie de charge d'espace dans un échantillon de XLPE réticulé : XLPE-1

Distorsion du champ

L'évolution du champ maximal est montrée sur la Figure 103. Pour des champs appliqués de -10 à -30 kV/mm, le champ maximal est localisé à l'anode et le FEF_{max} atteint rapidement une valeur stable de l'ordre de 1,1. Sous -40 kV/mm, le FEF_{max} évolue peu au cours de la polarisation et reste voisin de 1,1. La position de la contrainte maximale bascule de la cathode vers l'anode après environ 10 min puis revient à la cathode après un temps supérieur à 2 heures.

Après inversion de polarité, le FEF_{max} reste à la cathode et devient très élevé (1,5) du fait de la présence de charges positives injectées à l'ex-anode. Celui-ci diminue ensuite au cours du temps et atteint une valeur de l'ordre de 1,15 à la fin des 3h de polarisation.

En dépolarisation après les paliers de -10 à -30 kV/mm, on constate que les charges positives et négatives sont localisées à proximité des électrodes (cf. Fig. 102). Leur quantité augmente avec le champ appliqué. Après l'inversion à 40 kV/mm, les charges résiduelles négatives deviennent prépondérantes dans le volume de l'échantillon. Enfin, à partir des courbes de relaxation (Figure 104), on estime les valeurs de profondeur de pièges entre 1,02 eV et 1,19 eV (Tableau 8). La profondeur relativement importante des pièges reflète la lente résorption des charges piégées.

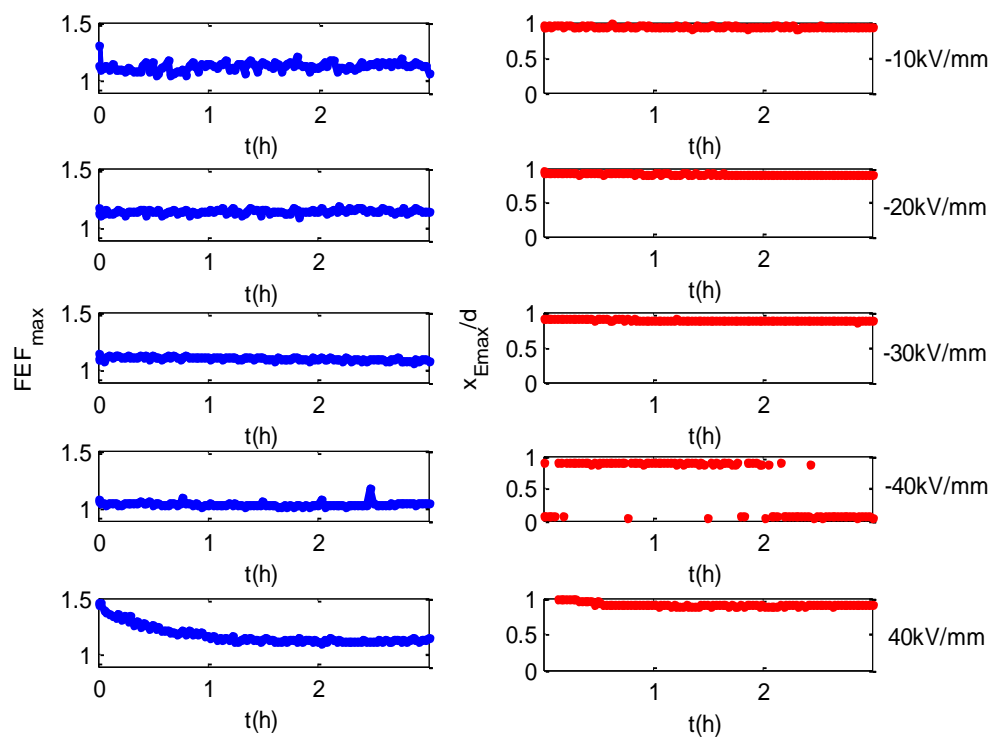


Figure 103: Evolutions de la valeur et de la position du FEF_{max} sous différents champs pour XLPE-1

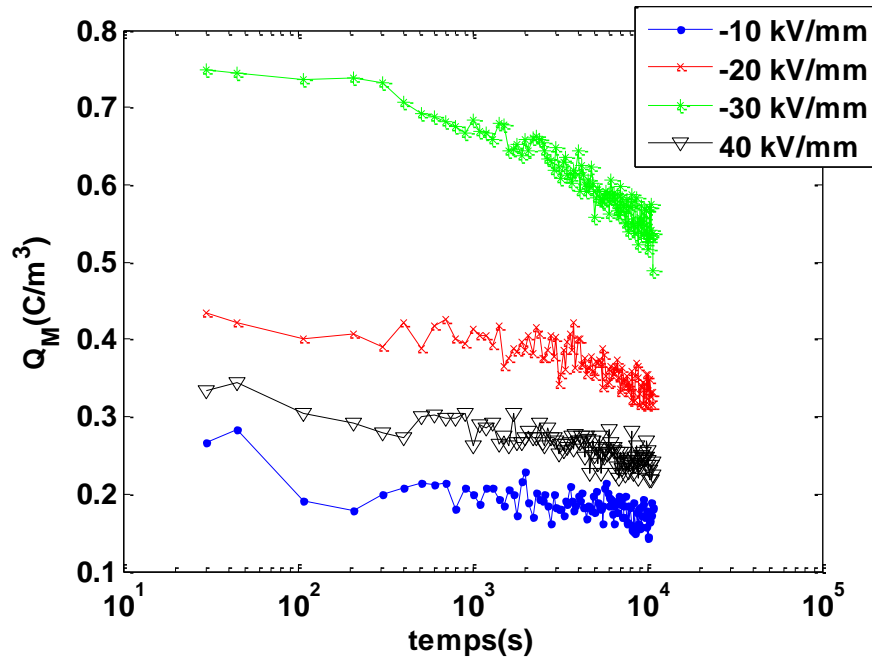


Figure 104 : Evolutions de $Q_M(t)$ pour le XLPE-1 obtenues au cours des différentes phases de dépolarisation

Tableau 8: Paramètres de pièges apparents de XLPE-1

E_{app} (kV/mm)	-10	-20	-30	-40	40
FEF_{max}	1,1	1,13	1,1	1,05	1,15
$Q_{M0}(C/m^3)$	0,26	0,45	0,75	x	0,35
Δ_{min} (eV)	1,05	1,03	1,02	x	1,05
Δ_{max} (eV)	1,14	1,19	1,17	x	1,13

5.2.4. Polyéthylène réticulé sans sous-produits

Cartographie de charge d'espace

La cartographie de distribution de charges de XLPE-2, Fig. 105, montre essentiellement une injection de charges négatives à la cathode à tous champs de -10 kV/mm à -40 kV/mm en même temps qu'une accumulation de charges négatives dans le volume. La densité de charges négatives injectées augmente avec le champ appliqué.

Après l'inversion de polarité, les charges négatives dans le volume sont remplacées par des charges positives. Des homocharges négatives se trouvent aussi à la cathode (électrode du haut) dans ce cas.

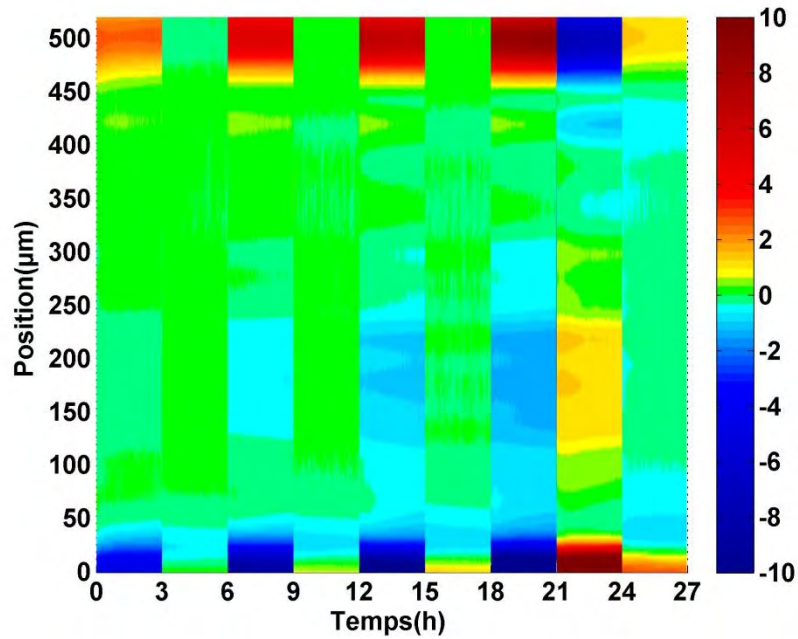


Figure 105: Cartographie de charge d'espace dans un échantillon d'isolant XLPE-2

Distorsion du champ

La Figure 106 montre les variations ainsi que l'évolution de la position du champ maximal au cours du temps sous différentes contraintes électriques. Le champ maximal ne change pas de façon importante pendant la durée de la polarisation et est caractérisé par une valeur de FEF_{max} de l'ordre de 1,06 en fin de polarisation à tous champs de -10 kV/mm à -40 kV/mm. A -10 et -20 kV/mm, le champ maximal est localisé dans le volume. A -30 et -40 kV/mm, le FEF_{max} est situé plus proche de l'anode dû à l'injection de charges négatives à la cathode.

Après l'inversion de polarité à 40 kV/mm, dans un premier temps, le champ est maximal proche de la cathode (en raison de l'injection de charges positives), ensuite le FEF_{max} est localisé dans le volume du fait d'un accroissement de la densité d'homocharges négatives à la cathode.

Les quantités de charge moyennes accumulées dans le matériau en dépolarisation sont faibles et sont de l'ordre de 0,1 C/m³ pour les trois premières valeurs de champ (-10, -20 et -30 kV/mm). Après l'inversion, la quantité moyenne de charges est de 0,33 C/m³, soit environ 3 fois supérieure à celle obtenue avant l'inversion.

Les profondeurs apparentes de pièges, dont les valeurs sont résumées dans le tableau 9, ont été estimées à partir des courbes de relaxation de charges de la Figure 107. Les

valeurs de Δ_{\min} sont autour de 1 eV et Δ_{\max} autour de 1,2 eV. Le niveau relativement profond des pièges rend compte de la lente résorption des charges piégées.

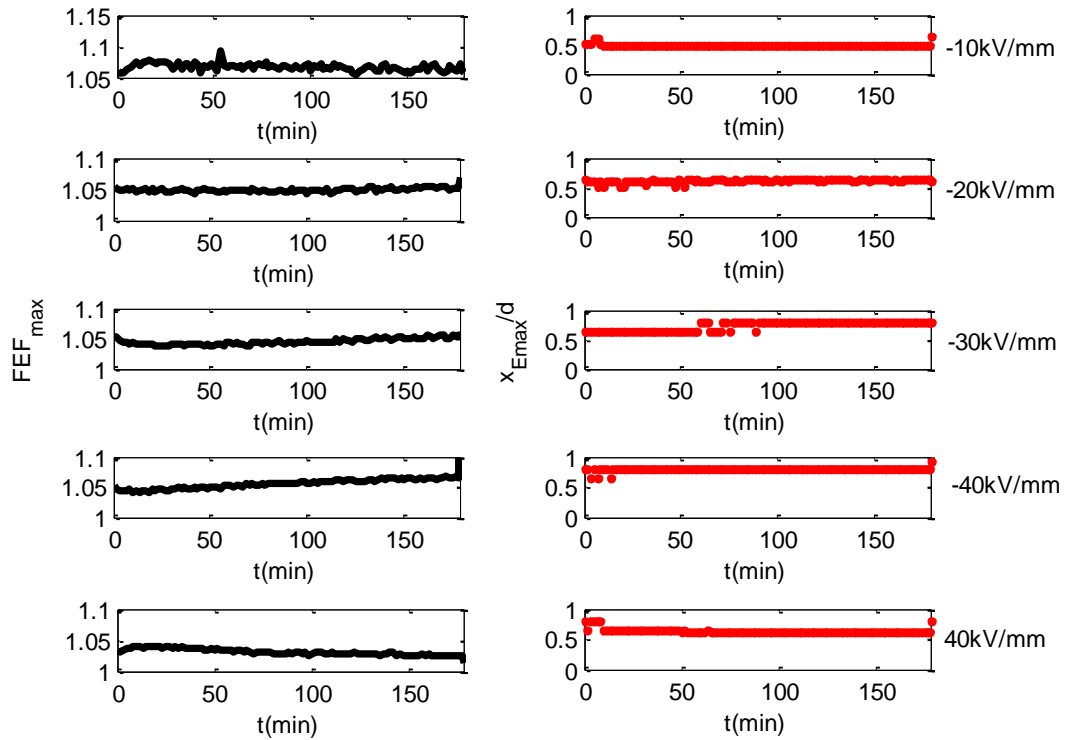


Figure 106: Evolutions de la valeur et de la position du FEF_{\max} (facteur d'intensification de champ) sous différents champs appliqués pour XLPE-2. Anode en "1", cathode en "0" (pour $E < 0$)

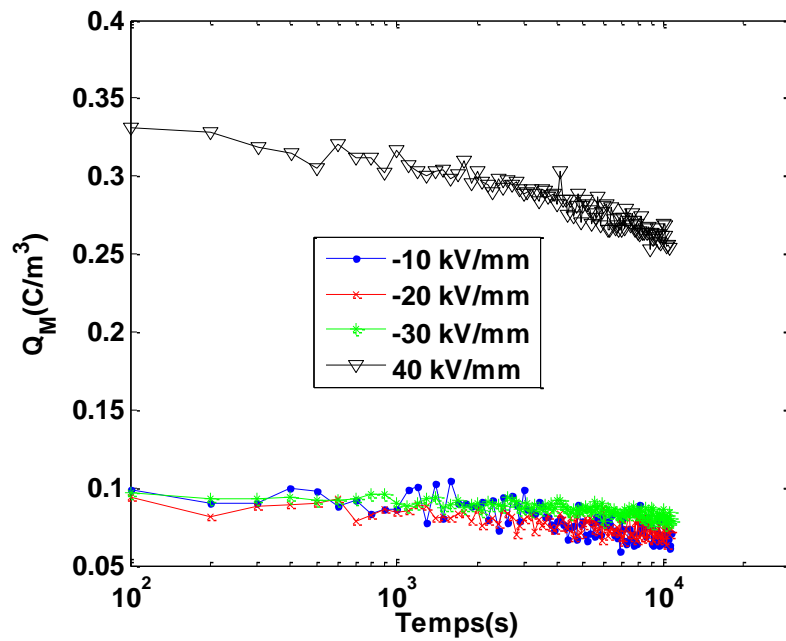


Figure 107: Evolutions de $Q_M(t)$ pour le XLPE-2 obtenues au cours des différentes phases de dépolarisation.

Tableau 9: Paramètres de pièges apparents de l'isolant XLPE-2

E_{app} (kV/mm)	-10	-20	-30	-40	40
FEF_{max}	1,07	1,055	1,055	1,065	1,025
Q_{M0} (C/m ³)	0,1	0,096	0,093	x	0,33
Δ_{min} (eV)	1,01	1,02	1,04	x	1,03
Δ_{max} (eV)	1,16	1,21	1,22	x	1,17

5.2.5. Analyse comparative de la performance des isolants

Le tableau 10 récapitule les principaux paramètres obtenus pour les différents isolants.

En considérant les différents paramètres de classification dérivés des mesures de charges d'espace des isolants LDPE-1 (de référence) et LDPE-2 (avec acétophénone), il apparait de manière évidente que les valeurs de FEF_{max} ainsi que de Q_{M0} de LDPE-2 sont très importantes par rapport à celles de LDPE-1. L'acétophénone affecte donc considérablement l'accumulation de charge d'espace et semble particulièrement promouvoir la formation d'hétérocharges négatives à l'anode quel que soit le champ appliqué [60] ce qui induit une augmentation globale du champ d'environ 50% par rapport au champ Laplacien. En conséquence, LDPE-1 est nécessairement plus performant que LDPE-2.

Pour les deux matériaux réticulés, XLPE-1 (réticulé peroxyde et dégazé) et XLPE-2 (réticulé, sans sous-produit), on remarque que les valeurs de FEF_{max} sont sensiblement plus faibles pour XLPE-2, et ce quel que soit le champ appliqué. En comparant les valeurs de Q_{M0} des deux isolants, on observe que les quantités moyennes de charges résiduelles en début de dépolarisation de XLPE-2 sont nettement plus faibles que celles de XLPE-1 avant l'inversion de polarité à 40 kV/mm. Les grandeurs mesurées de champ et charges résiduels se rapprochent ici de celles du LDPE de référence. Après l'inversion de polarité, les valeurs de Q_{M0} sont comparables pour les deux isolants. Par contre, les temps de dissipation des charges de XLPE-2 sont un peu plus longs que ceux de XLPE-1, ce qui se traduit par des profondeurs de pièges apparentes plus faibles dans le cas du XLPE-1 à tous les champs appliqués. Le fait même que les densités résiduelles de charges soient plus faibles peut être une des raisons pour laquelle leur résorption est plus lente, et donc la profondeur apparente de piège plus grande. Le champ résiduel et donc le transport de charges ne sont en effet pas pris en compte dans le modèle cinétique de dépiégeage adopté. L'isolant XLPE-2 réticulé sans sous-produit présente donc de meilleures performances au regard des critères sélectionnés, du moins en absence d'inversion de polarité. Ce résultat est d'autant plus

remarquable qu'il est obtenu sans traitement thermique préalable de l'échantillon, traitement qui est susceptible d'éliminer des traces de produits volatiles comme l'eau.

Tableau 10: Récapitulatif des paramètres de classification pour les différents isolants.

E_{app} (kV/mm)		-10	-20	-30	-40	40
LDPE-1	FEF_{max}	1,06	1,05	1,07	1,09	1,09
	Q_{M0} (C/m ³)	0,075	0,08	0,115	x	0,13
LDPE-2 (1% acétophénone)	FEF_{max}	1,5	1,53	1,53	1,53	1,47
	Q_{M0} (C/m ³)	0,25	0,63	0,97	x	1,45
	Δ_{min} (eV)	1,04	1	0,92	x	0,96
	Δ_{max} (eV)	1,14	1,14	1,13	x	1,07
XLPE-1 (peroxyde, dégazé)	FEF_{max}	1,1	1,13	1,1	1,05	1,15
	Q_{M0} (C/m ³)	0,26	0,45	0,75	x	0,35
	Δ_{min} (eV)	1,05	1,03	1,02	x	1,05
	Δ_{max} (eV)	1,14	1,19	1,17	x	1,13
XLPE-2 (sans sous-produits)	FEF_{max}	1,07	1,055	1,055	1,065	1,025
	Q_{M0} (C/m ³)	0,1	0,096	0,093	x	0,33
	Δ_{min} (eV)	1,01	1,02	1,04	x	1,03
	Δ_{max} (eV)	1,16	1,21	1,22	x	1,17

En comparant les deux types de matériaux avec et sans sous-produit, il apparaît évident que la tendance avérée des sous-produits est de favoriser l'accumulation de charges et de dégrader par voie de conséquence les propriétés électriques de l'isolant. L'impact des sous-produits, en particulier l'acétophénone incorporée dans le LDPE ou présent sous forme de sous-produits dans le XLPE sont connus et étudiés depuis longtemps, sans que l'on ait de consensus sur le détail des mécanismes. Dans les matériaux modèles où l'acétophénone est incorporée dans du LDPE, des phénomènes de charge d'espace marqués sont observés, parfois avec des phénomènes d'hétérocharges, et la conductivité est augmentée. Trois effets peuvent être envisagés, à savoir une assistance à l'injection de charges électroniques [94], une assistance au transport de ces charges [95], et la promotion de phénomènes de transport

ionique, soit par ionisation directe de l'acétophénone, soit indirectement par des effets de solvation. Par exemple, *Hozumi et al.* [96] ont montré que la saturation en acétophénone d'échantillons de LDPE favorise l'injection de charges négatives. Des paquets de charges peuvent également être formés par solvation d'impuretés dans l'acétophénone [97]. Enfin, selon *Kobayashi et al* [98] la conduction du LDPE contenant de l'acétophénone est de type ionique.

Dans les résultats présentés ici, l'acétophénone promeut nettement la formation d'une charge d'espace négative dans le LDPE; dans le cas du XLPE réticulé, les mêmes effets sont observés à champ modéré (10, 20 kV/mm). En revanche à champ plus élevé (40 kV/mm), on assiste à une coexistence de charges négatives et positives. Le cas des résidus dans le XLPE est plus complexes car les sous-produits sont multiples et peuvent éventuellement interagir avec les antioxydants par exemple. Le fait important et nouveau ici est que par un procédé de réticulation ne donnant pas de sous-produits, on obtient des matériaux avec des phénomènes de charge d'espace nettement moins marqués.

5.3. Mini-câbles HVDC

Des mesures de charge d'espace ont été réalisées sur deux types de mini-câbles, dont la géométrie est présentée dans la partie 2.1.3.1, sous différentes conditions de température et de champ électrique résumées dans le tableau 11. Les conditions expérimentales de mesure sont présentées à la partie 2.2.3.4. Rappelons que pour une tension appliquée de 30 kV, le module du champ au niveau des semi-conducteurs interne et externe, pour une distribution capacitive (champ Laplacien) est de 30 et 14 kV/mm, respectivement. Pour 55 kV, il est de 55 et 26 kV/mm. Le conditionnement des échantillons (traitement thermique) a été réalisé par Nexans.

Nous nous attachons ici dans un premier temps à comparer les résultats de mesures de charges d'espace pour différents degrés de dégazage des câbles. L'impact du dégazage sur les résultats de charge d'espace s'avère en effet beaucoup plus important que la nature de l'isolant pour les tests réalisés. Une excellente reproductibilité a été obtenue sur des mesures réalisées dans les mêmes conditions. Les résultats présentés ci-dessous sont représentatifs du comportement observé sur 21 section de mini-câbles, toutes conditions confondues.

Tableau 11: Conditions de mesure de charge d'espace et conditionnements des échantillons de mini-câbles

Température (°C)	Température ambiante	$\Delta T = 10^\circ\text{C}$ ($T_{\text{in}} = 70^\circ\text{C}$, $T_{\text{ext}} = 60^\circ\text{C}$)
Tension appliquée (kV)	-30, -55	-30, -55
Durée de polarisation (h)	4 h	4 h
Durée de dépolarisation (h)	4 h	4 h
Conditionnement des échantillons de mini-câbles	- Fortement dégazé - Faiblement dégazé	- Fortement dégazé - Faiblement dégazé - Faiblement dégazé & stockage 5 mois à température ambiante

5.3.1. Mesures de charge d'espace à température ambiante

5.3.1.1. Sous une tension appliquée de -30 kV

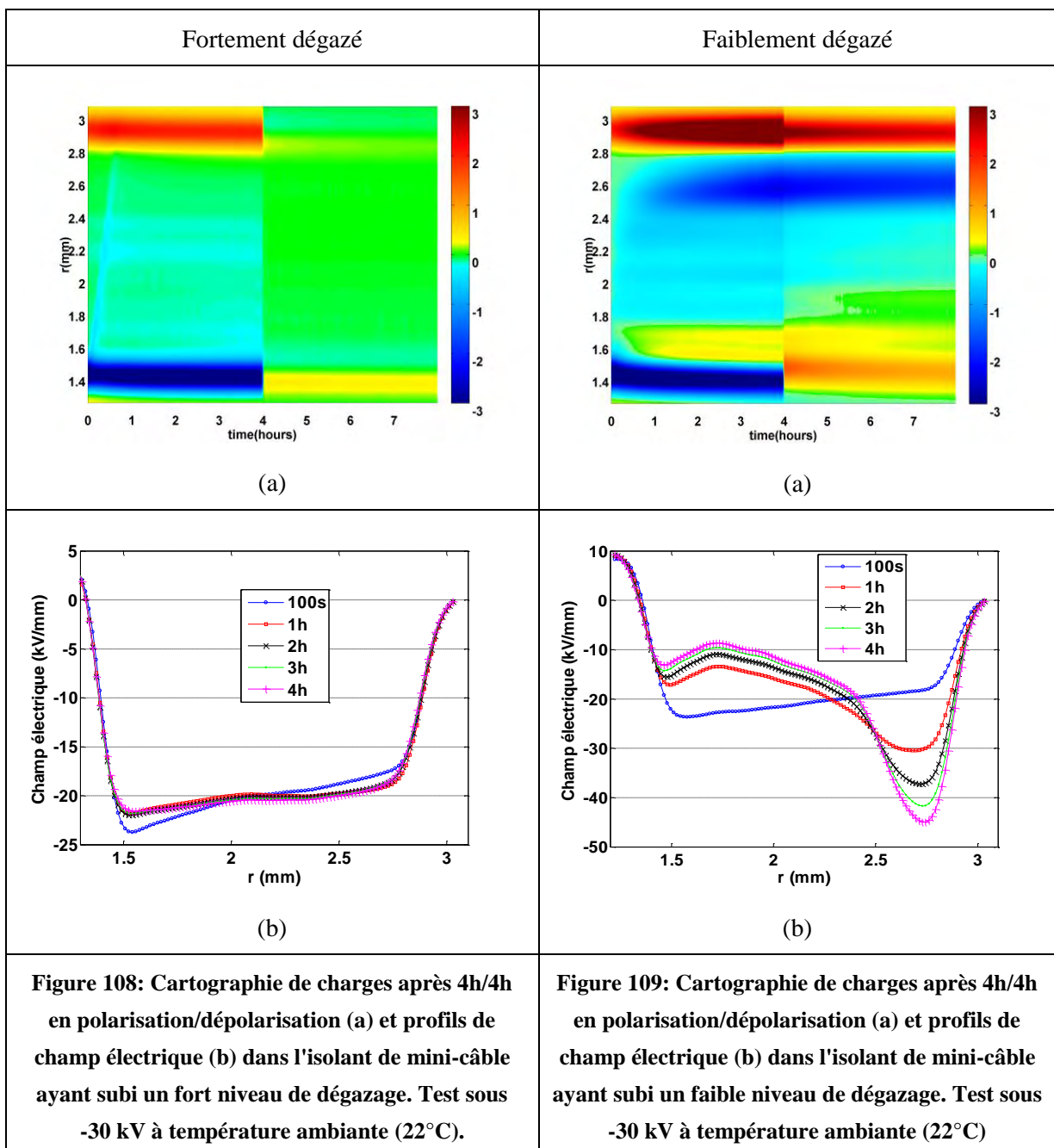
La cartographie de densité de charge d'espace et les profils de champ pour un échantillon de mini-câble ayant subi un fort dégazage sont montrés sur la Figure 108. Un front de charges négatives, provenant de la cathode, apparaît dès le début de la polarisation. Le front de charges traverse l'isolant de l'électrode interne vers l'électrode externe. La durée de transit de l'électrode interne vers l'électrode externe est estimée à environ 38 min. Des charges négatives s'accumulent dans le volume de l'isolant à mesure que le front de charges progresse en direction de l'anode.

Le champ électrique s'abaisse et se renforce respectivement au niveau du conducteur interne et externe du fait de l'accumulation de charges négatives dans l'isolant. Cependant, la valeur maximale du champ électrique est toujours située au niveau du conducteur interne après 4 h de polarisation. A la fin des 4 h de polarisation sous -30 kV, le champ maximal est estimé à environ -22 kV/mm.

La Figure 109 représente la cartographie de densité de charges et les profils de champ électrique dans un échantillon de mini-câble faiblement dégazé. Sur la cartographie de charge d'espace (Fig. 109a), on observe clairement des hétérocharges positives et négatives, se formant respectivement au niveau de l'électrode interne et externe, dont les densités augmentent avec le temps de polarisation. La densité de charges négatives est par ailleurs plus importante que celle des charges positives. En dépolarisation, les charges négatives se résorbent lentement si bien qu'une forte proportion de charges négatives accumulées au

niveau de l'électrode externe est présente en fin de dépolarisation. Soulignons par ailleurs qu'aucun front de charges n'a été observé dans le cas du mini-câble faiblement dégazé pour ce niveau de tension.

Le champ électrique croit rapidement au niveau de l'électrode externe du câble (Fig. 109b). Le champ subit une inversion du fait de la présence d'hétérocharges négatives. La valeur maximale du champ après 4 h de polarisation est de l'ordre de -45 kV/mm sous -30 kV.



5.3.1.2. Sous une tension appliquée de -55 kV

Pour un mini-câble fortement dégazé (Fig. 110), on observe clairement sur la cartographie (Fig. 110a) que des charges négatives s'accumulent au niveau du conducteur interne sous une tension appliquée de -55 kV. La densité de charges négatives en volume est plus élevée par rapport à celle obtenue à -30 kV.

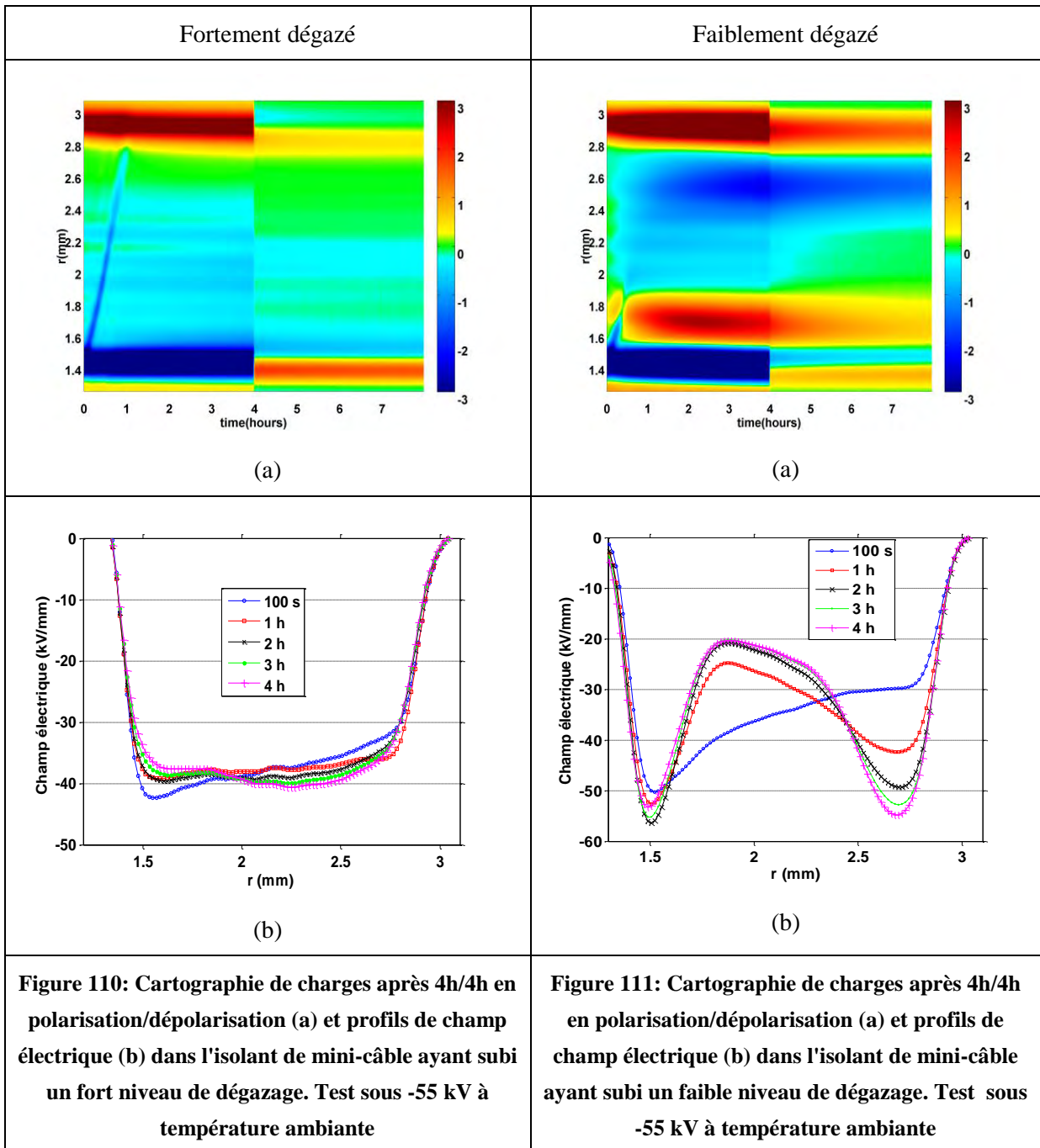
On observe également un front de charges négatives, injecté en début de polarisation, traversant l'isolant de la même façon qu'à -30 kV. Toutefois, sous -55 kV, le front de charges négatives dans le câble est plus net qu'à -30 kV (la densité de charge étant plus élevée). On remarque également que le front de charges négatives sous -55 kV met davantage de temps pour atteindre la contre-électrode (environ 1h) comparé à -30 kV pour lequel le temps de transit est environ 38 min.

Les profils de champ sont représentés sur la Figure 110b. Le champ électrique est légèrement abaissé et renforcé respectivement à l'électrode interne et externe en raison de la formation d'homocharges négatives à la cathode se déplaçant avec le temps vers l'anode. Par ailleurs, les valeurs maximales du champ électrique après 4 h de polarisation sont situées dans le volume plus proche de l'électrode externe. Sous -55 kV, le champ maximal après 4 h de polarisation atteint une valeur de l'ordre de -40 kV/mm.

Pour l'isolant faiblement dégazé (Fig. 111), on observe clairement sur les cartographies de la Figure 111a l'accumulation d'hétérocharges au voisinage des électrodes. Les densités de charges sont nettement plus importantes comparées à celles du câble fortement dégazé. La densité de charges négatives est par ailleurs plus importante que celle des charges positives. En dépolarisation, les charges négatives se résorbent rapidement mais une quantité importante de charges négatives reste au niveau de l'électrode externe à la fin des 4 h de dépolarisation.

Un front de charges négatives est également observé sous -55 kV dans le cas du mini-câble faiblement dégazé. Le transit du front est cependant masqué par la forte densité de charges négatives accumulées dans le volume.

Le champ électrique est rapidement renforcé au niveau des deux électrodes dans ce câble (Fig. 111b). Par contre, le champ diminue fortement au milieu de l'isolant. Par ailleurs, les champs électriques au niveau de l'électrode externe et interne atteignent des valeurs comparables après 4 h de polarisation car les densités d'hétérocharges aux deux électrodes sont sensiblement identiques. Sous -55kV, le champ maximal après 4 h de polarisation atteint une valeur de l'ordre de -55 kV/mm au niveau du conducteur externe.

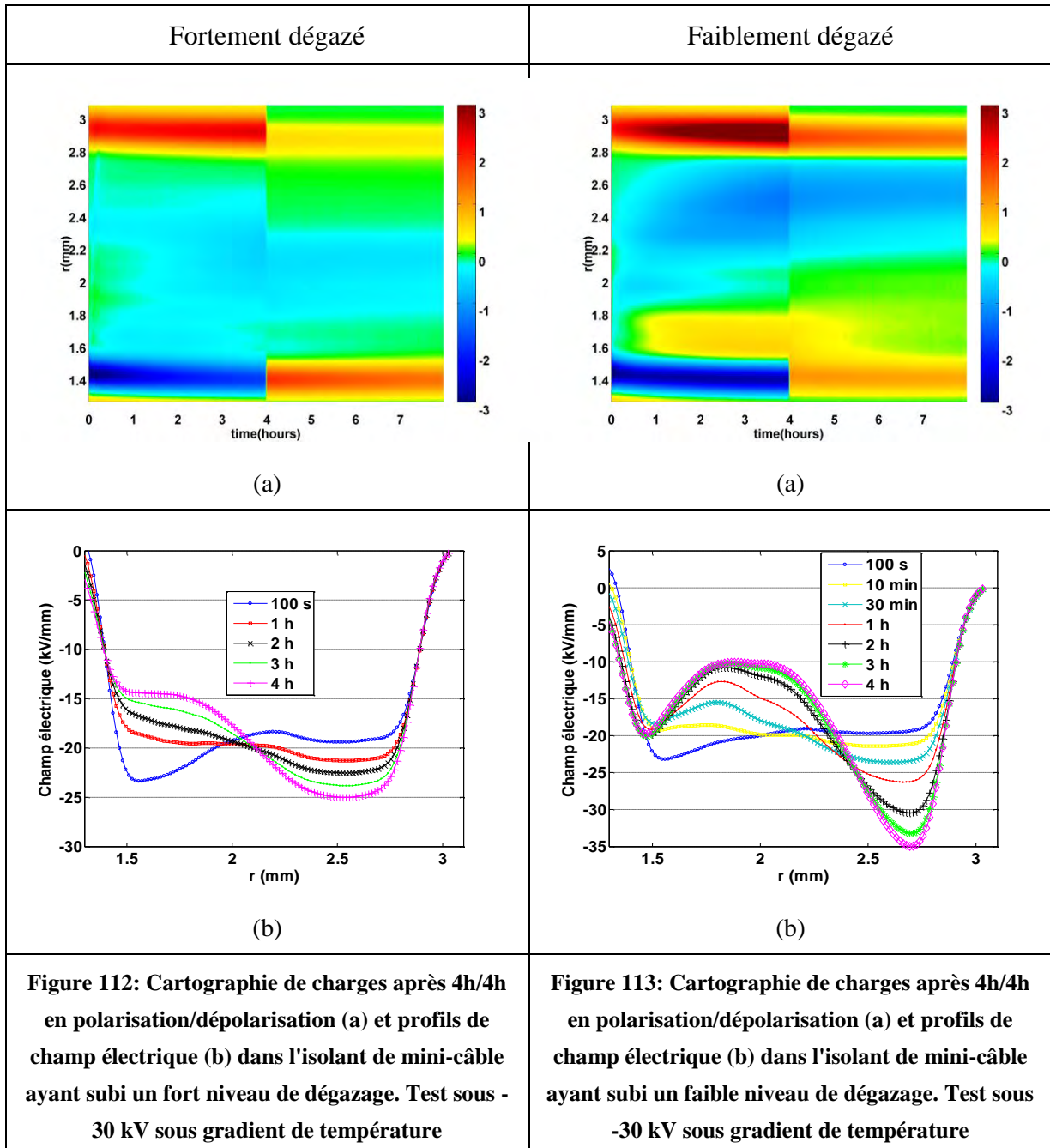


5.3.2. Mesures de charge d'espace sous gradient de température de 10°C

5.3.2.1. Sous une tension appliquée de -30 kV

Pour le mini-câble fortement dégazé, des charges négatives sont injectées au niveau de l'électrode interne et occupent tout le volume durant la phase de polarisation (Fig. 112). On n'observe pas de charges positives dans ce cas. La densité maximale de charges négatives est de l'ordre de $0,5 \text{ C/m}^3$.

Le champ est déformé par l'effet des charges accumulées dans l'isolant (Fig. 112b). Celui-ci diminue et augmente respectivement au niveau de l'électrode interne et externe dû aux charges négatives dans le volume. Le module du champ atteint une valeur maximale de l'ordre de - 25 kV/mm au niveau du conducteur externe sous une tension appliquée de -30 kV à la fin des 4 h de polarisation. On observe la présence d'un front de charges négatives comme dans le cas sans gradient thermique avec cependant une vitesse du front de charges nettement plus importante qu'à température ambiante. La durée de transit du front de charges de la cathode à l'anode est d'environ 12 min dans ce cas.



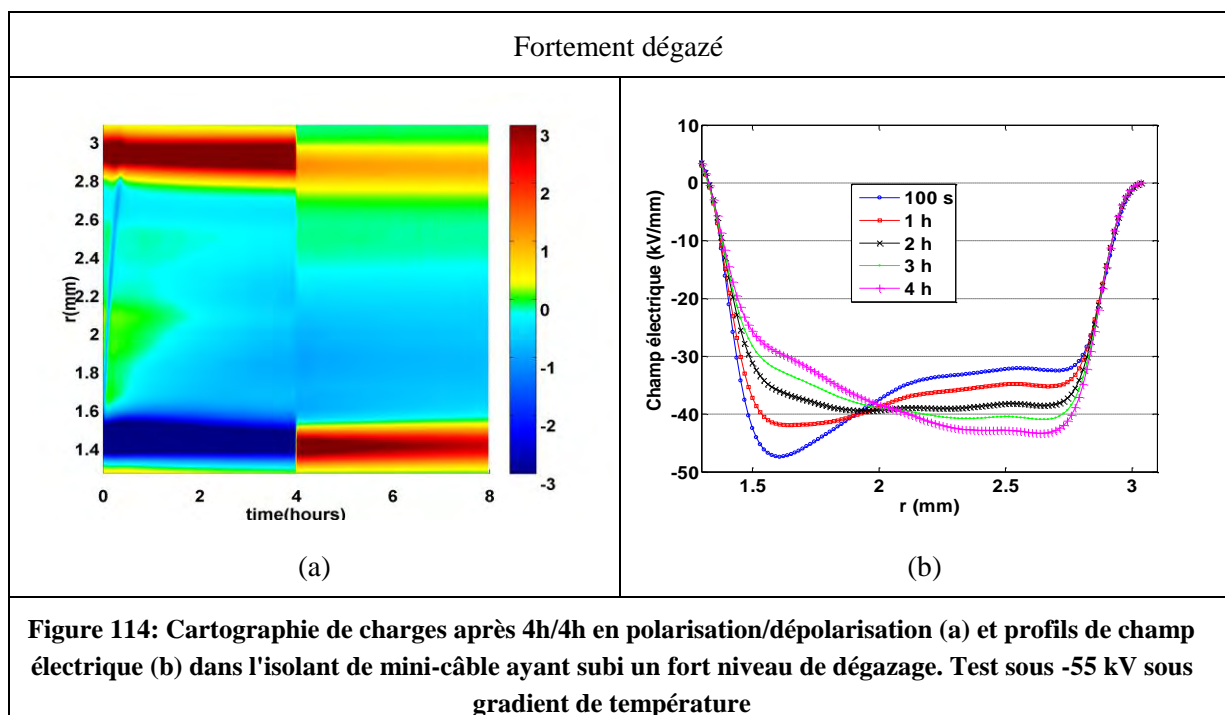
Pour le mini-câble faiblement dégazé, la cartographie (Fig. 113a) montre des hétérocharges positives et négatives aux deux électrodes. En raison des fortes densités

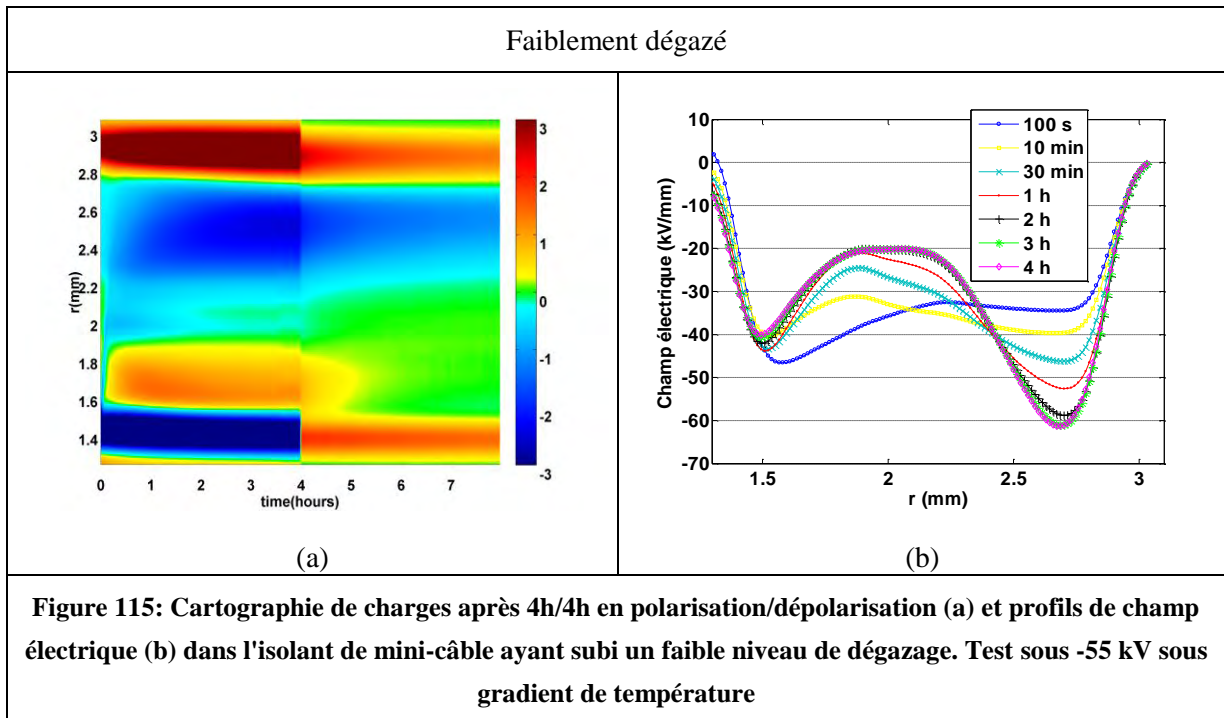
d'hétérocharges négatives, le champ électrique maximal est localisé au niveau de l'électrode externe et son module est d'environ 35 kV/mm à la fin des 4 h de polarisation (Fig. 113b). En dépit de la température de mesure relativement élevée, on observe que les charges, négatives en particulier, se résorbent lentement en phase de dépolarisation.

5.3.2.2. Sous une tension appliquée de -55 kV

Pour le mini-câble fortement dégazé (Fig. 114), sous -55kV, des charges négatives sont injectées au niveau de l'électrode interne et forment rapidement des hétérocharges au voisinage de l'électrode externe (après 100 s environ). La densité maximale de charges négatives est de l'ordre de 1 C/m^3 à la fin des 4 h de polarisation. Cette accumulation de charges induit la diminution et l'augmentation du champ respectivement au niveau de l'électrode interne et de l'électrode externe. L'amplitude du champ maximal atteint environ -43 kV/mm sous -55 kV. La cartographie permet également d'observer le passage d'un front de charges négatives avec un temps de transit pour atteindre l'anode estimé à 18 min, soit plus lent que sous -30 kV (12 min).

On observe sur la cartographie de charges de la Figure 115 l'accumulation d'hétérocharges positives et négatives aux deux électrodes du mini-câble faiblement dégazé, de façon similaire au cas à -30 kV. Le module du champ maximal au niveau de l'électrode externe excède -60 kV/mm sous une tension appliquée de -55 kV. En dépolarisation, les charges se résorbent plus rapidement qu'à température ambiante. Cependant, une quantité importante de charges négatives reste piégée à proximité de l'électrode externe en fin de dépolarisation.





Les valeurs et les positions du champ maximal obtenues à partir des données expérimentales sous différentes conditions de température et de champ électrique sont regroupées dans le tableau 12.

Tableau 12: Valeurs et positions (au terme des 4h de polarisation) du champ maximal sous différentes conditions de température et de tension

Température	Ambiante				Gradient thermique 70 / 60°C			
	-30 kV		-55 kV		-30 kV		-55 kV	
Dégazage	Fort	Faible	Fort	Faible	Fort	Faible	Fort	Faible
E_{max} (kV/mm) (4h Pol.)	22	45	40	55	25	35	43	60
Position de E_{max}	Electrode interne	Electrode externe	En volume près d'El. interne	Electrode externe	Electrode externe	Electrode externe	Electrode externe	Electrode externe

Entre les différentes conditions de dégazage du câble, il est évident que les phénomènes d'accumulation de charges sont très nettement différents. La nature, la position et la densité de charges varient considérablement. Dans le cas de l'échantillon fortement dégazé, les charges sont essentiellement négatives, et tendent à se distribuer dans tout le volume. Ces phénomènes paraissent compatibles avec une conductivité du matériau fonction à la fois du champ et de la température, d'après l'analyse qui a été réalisée précédemment (cf. § 1.2.2.2).

Dans le cas de matériaux faiblement dégazés, des phénomènes d'hétérocharges prononcés sont observés. De tels effets sont difficilement concevables comme ayant pour origine un gradient de conductivité et des phénomènes de migration ionique sont certainement opérants. Les valeurs maximales du champ sont nettement plus importantes pour les mini-câbles faiblement dégazés. Par exemple, dans certains tests, le champ au niveau du semi-conducteur externe excède -90 kV/mm sous gradient thermique et -55 kV appliqués. La situation est d'autant plus critique qu'un régime stationnaire ne semble pas atteint après 4 h de polarisation: l'amplification du champ peut se poursuivre pour des polarisations prolongées.

Afin d'évaluer la stabilité de ce comportement, nous avons testé un échantillon de mini-câble, initialement faiblement dégazé, après 5 mois de stockage à température ambiante. Le câble ne présentant pas de gaine autour du semi-conducteur extérieur, les produits volatiles ont pu diffuser et s'extraire pendant la durée de stockage. Ces résultats sont présentés ci-dessous.

5.3.2.3. Câble faiblement dégazé mesuré après 5 mois à température ambiante

Les mesures de charges d'espace sur l'échantillon faiblement dégazé et stocké à température ambiante ont été réalisées sous une tension de -30 kV et sous un gradient de température de 10°C . La Figure 116 représente la cartographie de la densité de charges et les profils de champ électrique en fonction du temps de polarisation.

Sur la Fig. 116a, on observe que les charges négatives sont rapidement injectées en début de polarisation et atteignent l'électrode externe. Les charges négatives s'accumulent majoritairement en volume, celles proches de l'anode sont probablement compensées par des charges positives injectées. Des hétérocharges positives se forment également au niveau du conducteur interne à partir de 3 h de polarisation mais leur densité est faible comparée à celle des charges négatives en volume. L'injection d'un front de charges négatives en début de polarisation se produit également mais sa densité est relativement faible. Le temps de transit à travers l'isolant est estimé à environ 18 min.

Le champ diminue et augmente respectivement au niveau des électrodes interne et externe du fait des charges négatives injectées à la cathode. Le champ s'inverse par rapport au champ Laplacien après environ 2 h de polarisation. Sa valeur maximale atteint environ 22 kV/mm au niveau du conducteur externe en fin de polarisation.

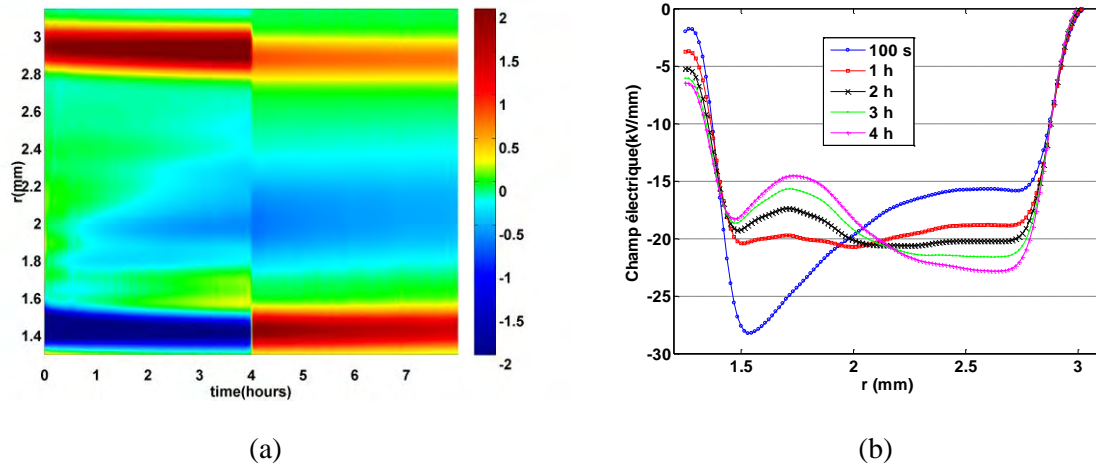


Figure 116: Cartographie de charges après 4h/4h de polarisation/dépolarisation (a) et profils de champ électrique (b) dans l'isolant de mini-câble faiblement dégazé, après stockage à l'ambiante pendant 5 mois, pour une tension de -30 kV et sous un gradient de température de 10°C.

Les 5 mois de stockage à l'ambiante semblent ainsi induire une diminution de la quantité d'hétérocharges négatives ce qui a pour effet de réduire considérablement le module du champ maximal situé au niveau de l'électrode externe. Notons par ailleurs que le profil de champ en fin de polarisation s'apparente à celui obtenu dans le cas du mini-câble fortement dégazé ce qui indique que l'échantillon a très probablement perdu une bonne partie de ses sous-produits volatiles, d'une part, et confirme que les phénomènes d'hétérocharges observés dans le cas de matériaux incomplètement dégazés sont dus à la présence de ces sous-produits.

5.3.3. Discussion

Les différences observées sur les mesures de charge d'espace dans les diverses conditions de mesure peuvent se résumer et s'interpréter comme suit.

5.3.3.1. Effet de la tension appliquée

La quantité de charges accumulées augmente généralement avec la contrainte électrique. Ainsi, lorsque la tension appliquée passe de -30 à -55 kV, la densité de charges croît dans l'isolant et la distorsion de champ électrique est d'autant plus importante, que ce soit en absence ou en présence de gradient thermique.

5.3.3.2. Effet de la température et du gradient de température

Considérons le cas de matériaux dégazés. Une température plus élevée (65°C en moyenne à travers l'isolant du câble, à comparer aux mesures à température ambiante) couplée à un gradient de température de 10°C conduit à une accumulation significativement plus marquée de charges négatives en volume de l'isolant. Le signe de la charge et la forme

des profils apparaissent cohérents avec un effet de conductivité fonction de la température pour les mesures sous gradient thermique. Pour les mesures à température ambiante, une conductivité fortement dépendante du champ est nécessaire pour expliquer la formation d'une charge d'espace négative. Nous présentons en fin de chapitre quelques mesures de conductivité sur ces câbles, mais celles-ci sont limitées à 30 kV appliqués et ne peuvent être aisément extrapolées à plus haut champ. Le modèle de conductivité établi pour les échantillons plans n'est pas applicable ici, les matériaux étant différents. On note l'injection d'une charge positive près de l'anode, visible en particulier à température ambiante. Il semble donc que les résultats sur échantillons dégazés soient pour une bonne partie contrôlés par les gradients de conductivité, a priori complétés par des injections de porteurs électroniques.

Les matériaux faiblement dégazés présentent des phénomènes d'hétérocharges très marqués, aux deux électrodes. On peut concevoir qu'un gradient thermique produit un phénomène d'hétérocharges marqué dans la partie 'froide' de l'isolant, sans que ceci corresponde rigoureusement à un gradient de conductivité. En effet, une température plus importante au niveau du conducteur interne (70°C) a pour effet d'augmenter le flux de charges négatives injectées et d'autre part une température moins élevée (60°C) au niveau de l'électrode externe abaisse la mobilité de charges négatives au voisinage de l'anode. Ces deux phénomènes peuvent expliquer le fait que les charges négatives s'accumulent préférentiellement au niveau de l'électrode externe et forment des hétérocharges, comme observé dans le cas des matériaux peu dégazés. En revanche, un processus réciproque pour l'accumulation à la cathode de charges positives injectées depuis l'anode n'est pas concevable.

5.3.3.3. Effet des sous-produits dans l'isolant

Dans l'isolant des mini-câbles fortement dégazés, des charges négatives sont injectées et s'accumulent dans le volume pour des tensions de -33 kV et -55 kV et ce aussi bien à température ambiante qu'à haute température (65°C) en présence d'un gradient thermique de 10°C. A température ambiante, le champ électrique est pratiquement homogène dans le câble alors qu'en présence de gradient de température celui-ci augmente de façon monotone entre le conducteur interne et le conducteur externe. On observe également que le module du champ à 2 mm du conducteur interne garde une valeur quasi-identique tout au long de la phase de polarisation. Comme discuté ci-dessus, les profils de charge et de champ peuvent s'interpréter comme résultant, de manière principale, de gradients de conductivité, cette dernière étant fonction du champ et de la température. Secondairement, l'injection de trous tend à neutraliser en partie la charge négative près de l'anode.

Pour les câbles faiblement dégazés, les hétérocharges positives et négatives apparaissent constamment aux deux électrodes avec des densités, et des distorsions de champ induites pouvant être très importantes. Les sous-produits contenus dans les mini-câbles (à base de XLPE) faiblement dégazés sont susceptibles d'accroître la conductivité de l'isolant, et induire ainsi une accumulation rapide des charges et l'établissement d'un régime stationnaire. *Kebbabi et al* [99] a montré que la valeur de la conductivité du mini-câble non dégazé est plus élevée (23 fois à 10 kV/mm) que celle dans le cas dégazé du fait de l'influence de la concentration des sous-produits. En revanche, ceci n'explique pas les accumulations de charges en elles-mêmes. On l'a vu ci-dessus, le gradient thermique peut éventuellement expliquer la formation d'une hétérocharge dans la partie 'froide' de l'isolant, mais certainement pas dans la partie 'chaude'. De plus, ces phénomènes d'hétérocharges aux deux électrodes sont clairement visibles en condition de température homogène. Pour ces raisons, il nous paraît incontournable que les phénomènes de charge d'espace dans ces matériaux peu dégazés soient liés à des phénomènes ioniques.

L'interprétation est corroborée par les tests sur un mini-câble stocké pendant 5 mois à l'ambiante, pour lequel les hétérocharges positives et négatives ont quasiment disparu sous -30 kV. Les hétérocharges à proximité des deux électrodes diminuent donc lorsque le câble est dégazé.

5.3.3.4. Front de charges à temps court

La plupart des cartographies révèle la présence d'un phénomène de front de charges négatives injectées à la cathode et atteignant l'anode après un certain temps. La vitesse du front de charges est différente selon la condition de température et la tension appliquée. Le temps de transit du front et les mobilités apparentes des charges négatives sont regroupés dans le tableau 13. Les mobilités estimées ont été obtenues à partir de l'équation suivante, en considérant le champ moyen E_{moy} dans l'isolant de câble.

$$\mu \cong \frac{r_e - r_i}{E_{moy} \cdot t_t} \quad (5.9)$$

où r_e et r_i sont les rayons externe et interne de l'isolant et t_t et le temps de transit, E_{moy} est la moyenne des champs Laplaciens aux rayons interne et externe de l'isolant.

Tableau 13: Temps de transit du front de charges négatives et mobilité apparente du front de charges sous différentes conditions de température et de tension

Condition thermique	Température ambiante (22°C)		Gradient de température ($T_{in}= 70^{\circ}C$, $T_{ext} = 60^{\circ}C$)	
	30 kV	55 kV	30 kV	55 kV
Tension appliquée	30 kV	55 kV	30 kV	55 kV
Temps de transit du front de charges négatives	38 min	60 min	12 min	18 min
Mobilité du front de charges négatives ($m^2/V/s$)	$3,3 \cdot 10^{-14}$	$1,3 \cdot 10^{-14}$	$1,04 \cdot 10^{-13}$	$3,8 \cdot 10^{-14}$

On constate que le temps de transit du front de charges croît, et en conséquence la mobilité décroît, avec la tension appliquée. D'après ces résultats, dans la gamme de champ considérée la mobilité différentielle serait négative [100], [101]. Cette condition est semblait-il une condition nécessaire pour assurer un déplacement non dispersif du front de charges [102]. *Chen et al.* [103] ont montré expérimentalement quelques évidences d'une mobilité différentielle négative, dans la gamme de champ 40-60 kV/mm, sur du LDPE. Par ailleurs, la vitesse de transit des fronts de charges négatives est thermiquement activée [104]. Afin d'avoir davantage d'information sur l'évolution des fronts de charges en fonction de la température et de la tension appliquée, des mesures de courant de conduction ont été réalisées sur des échantillons de mini-câble soumis à diverses conditions électriques et thermiques.

5.3.3.5. Courants transitoires sur mini-câbles

Les mesures de courants sur mini-câbles ont été mises en œuvre selon les conditions décrites au § 2.1.3.2. Les mesures ont été réalisées dans des conditions isothermes, pour des températures allant de 30 à 90°C, avec des temps de polarisation/dépolarisation de 1h/1h, et des tensions appliquées dans la gamme 2 à 30 kV. Un pré-conditionnement des échantillons pendant deux jours à 60°C a été réalisé. Ceci, combiné au temps de stockage à l'ambiante de 3 mois au moins, nous permet de considérer que ces mesures de courants sont caractéristiques d'échantillons dégazés.

Les transitoires de courant de charge dans les mini-câbles sous différents champs sont représentés à la Fig. 117 pour les mesures réalisées à 30°C. Le courant augmente dans un premier temps et atteint un maximum, puis diminue avec le temps et atteint un régime stationnaire. Trois mécanismes possibles peuvent être envisagés pour expliquer l'augmentation du courant transitoire aux temps courts:

(a) un régime transitoire de conduction dans lequel les porteurs sont injectés à une électrode et traversent l'isolant pour atteindre la contre-électrode: dans ce cas, le temps de transit des porteurs serait mesuré;

(b) une contribution spécifique du mécanisme ci-dessus limité au front de charges négatives observé en mesures de charges d'espace: les temps de transit devraient être comparables.

(c) en raison de la combinaison d'une conductivité dépendante du champ et de la géométrie cylindrique: le courant transitoire peut correspondre à la mise en équilibre de la distribution de charge et de champ. Cette hypothèse nécessite un modèle de conductivité fonction du temps et de la température pour être vérifiée. Les mesures de courant ont été limitées à 30 kV en raison de phénomènes de décharges se produisant pour des tensions supérieures. Elles ne couvrent donc pas le champ des mesures PEA. De plus, nous n'avons pas d'a priori sur la forme du transitoire de courant escomptée dans cette hypothèse. Des compléments à ce travail feront l'objet du mémoire de magister de *J.Y. Rembert* [105].

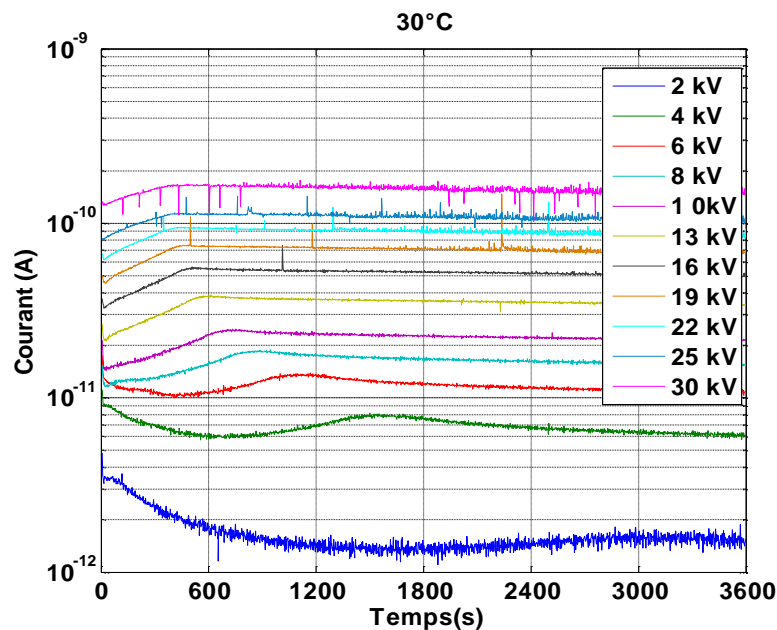


Figure 117: Transitoires de courant de charge des mini-câbles pour des tensions allant de 2 à 30 kV à 30°C

La Fig. 118 représente le temps pour lequel le courant mesuré atteint un maximum en fonction de la température pour différentes tensions appliquées (Fig. 118a) et en fonction de la tension pour différentes températures (Fig. 118b). Ce temps dépend fortement de la température et du champ. Dans l'hypothèse où le temps mesuré correspondrait à un temps de transit de porteurs, et en considérant le champ moyen appliqué à l'isolant, comme pour

l'estimation de la vitesse de propagation du front de charges, on obtient une dépendance du temps de transit t_{ti} en $1/V$:

$$t_{ti} \cong \frac{r_e - r_i}{\mu \cdot E_{moy}} \cong \frac{(r_e - r_i)^2}{\mu} \cdot \frac{1}{V_{app}} \quad (5.10)$$

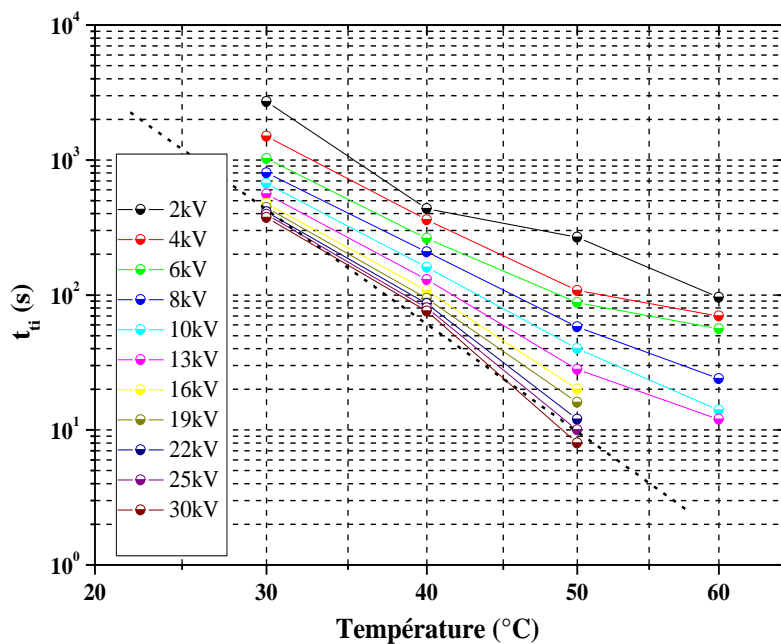
Cette variation hyperbolique peut être approximativement observée sur la Fig. 118b, en particulier à basse température et pour des tensions jusqu'à 10 kV. Pour donner un ordre de grandeur de la mobilité obtenue, à 30°C sous 6 kV, t_{ti} est de l'ordre de 1000 s et la mobilité déduite de l'ordre de $\mu \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$.

Pour une tension appliquée de 30 kV, Fig. 118a, le temps correspondant au pic de courant décroît avec la température suivant une loi d'Arrhenius avec une énergie d'activation d'environ 1,6 eV. Suivant cette tendance, à température ambiante (22°C) le pic de courant se produirait après 2100 s (35 min) de polarisation. Ce temps est comparable au temps de transit du front de charges négatives estimé à partir des mesures de charge d'espace (38 min) pour la même condition. Ce résultat indiquerait que le pic se produit au moment où le front de charges atteint la contre-électrode, i.e. que le pic de courant et le front de charges négatives observé en mesure de charge d'espace sont la signature d'un même phénomène.

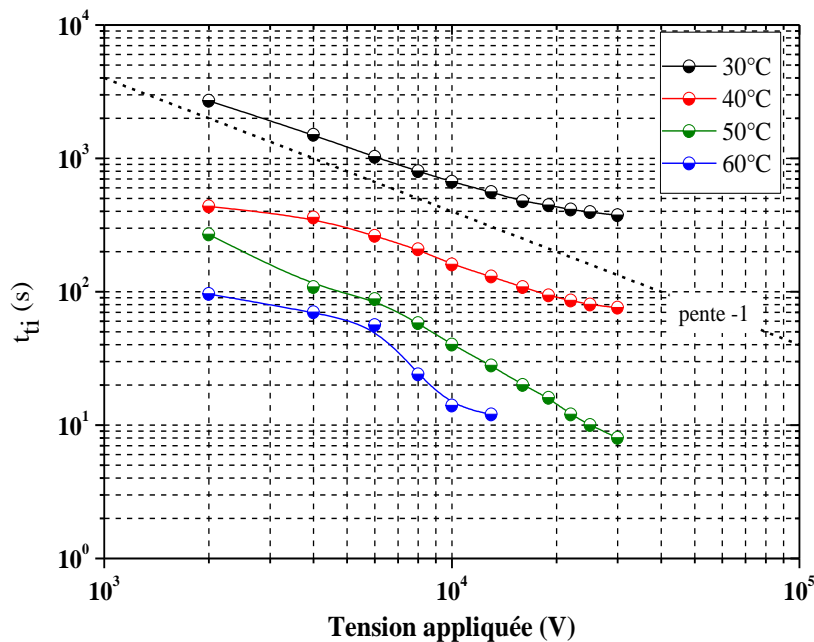
Cependant, des doutes subsistent sur cette interprétation pour deux raisons. Tout d'abord, le temps de transit issu des mesures de courant décroît nettement avec l'augmentation de la tension, cf. Fig. 118b. Or, dans les mesures de charge d'espace, le temps de transit augmente lorsque la tension appliquée passe de 30 à 55 kV. Même si effectivement pour des tensions dans la gamme 20-30 kV/mm, cette décroissance s'estompe, voire une stabilisation apparaîtrait, une augmentation du temps de transit, pour des tensions plus élevées (55 kV) reste à prouver pour pouvoir identifier les phénomènes transitoires en courant et en charge d'espace. Les mesures de courant sous des tensions supérieures à 30 kV n'ont pas été possibles ici principalement en raison de l'apparition de décharges importantes au niveau de l'électrode haute tension. L'absence de données de courants à des tensions plus élevées n'a donc pas pu permettre de confirmer l'allongement du temps transit du front de charges avec la tension appliquée.

La deuxième difficulté concerne le comportement en température. A 60°C, soit 30 kV/mm, le temps de transit en courant serait de quelques secondes (Fig. 118a). Il est de 12 min sous 30 kV et gradient thermique de 60/70°C en mesure PEA. Même si les conditions thermiques ne sont pas identiques, les comportements fonction de la température apparaissent très nettement différents pour les deux phénomènes. Il serait intéressant à

l'avenir de pouvoir réaliser des mesures de charge d'espace sur câbles dans des conditions isothermes.



(a)



(b)

Figure 118: Evolution du temps correspondant au pic de courant: (a) en fonction de la température pour différents potentiels appliqués; (b) en fonction du potentiel appliqué pour différentes températures.

5.4. Conclusion

Des critères quantitatifs associés aux mesures spatio-temporelles de distributions de charges d'espace ont été déclinés afin de fournir des éléments de comparaison entre matériaux sur la base de ces mesures. Le maximum de facteur d'intensification de champ, la densité résiduelle de charges à l'issue d'une étape de polarisation, et les paramètres apparents de pièges associés à la cinétique de décharge ont été considérés. Ces critères sont en lien avec les modèles de durée de vie d'isolants, sous contrainte HVDC avec inversion de polarité, issus de la littérature. Ils ont été explicités pour le cas d'échantillons plans, mais une transposition au cas des mesures sur câbles est tout à fait envisageable.

Ces critères ont été appliqués à une série de mesures sur différentes formulations de matériaux. Nous avons illustré dans ce travail l'application de ces critères à des matériaux réticulés ou non. L'incorporation d'acétophénone, un des sous-produits de réticulation du XLPE, dans du LDPE, amène à des phénomènes de chargement très marqués, essentiellement avec des charges négatives, et en conséquence à des distorsions de champ. Des effets ioniques sont probablement à l'origine de ces processus. La réticulation du XLPE par un procédé sans sous-produits amène à des phénomènes de charge d'espace très peu marqués en comparaison à du XLPE réticulé par voie peroxyde. Ces résultats confirment que les sous-produits de réticulation sont pénalisants pour le comportement en charge d'espace du XLPE.

Des mesures de charges d'espace ont été réalisées sur des mini-câbles ayant subi différents degrés de dégazage. Elles concernent des mesures à température ambiante et sous gradient thermique, pour deux valeurs de tension appliquée. Pour des échantillons insuffisamment dégazés, des hétérocharges sont détectées aux deux électrodes, et un report et une amplification très significative du champ près de l'électrode externe sont relevés. Ces phénomènes de charge d'espace apparaissent clairement dus à des phénomènes ioniques. Ils confirment la nécessité de contrôler la concentration en sous-produits pour ces applications HVDC. Pour des échantillons convenablement dégazés, les mesures de profils de charge d'espace semblent, en première approximation, refléter un comportement non-linéaire de la conductivité fonction du champ associé à une conductivité dépendante de la température. Essentiellement des charges négatives sont détectées, ce qui est attendu dans les conditions de mesure et en condition de conductivité non homogène, d'après les résultats des chapitres 3 et 4. Des charges positives sont détectées près de l'anode, ce qui constitue une première entorse à ce phénomène de charge d'espace contrôlé par la conductivité.

Un phénomène singulier a été observé dans ces mesures sur mini-câbles, à savoir l'apparition d'un front de charges négatives traversant l'isolant en quelques dizaines de minutes. La vitesse de propagation du front augmente avec la température, mais tend à diminuer avec l'augmentation de la contrainte électrique. Le comportement à température ambiante pourrait correspondre à un pic de courant observé dans des mesures de charge/décharge sur ces câbles. Les mobilités correspondantes ont été estimées. Un phénomène de résistance différentielle négative pourrait éventuellement expliquer le comportement en tension. En revanche le comportement en température montre que le front de charge observé en charge d'espace et le pic sur le transitoire de courant sont des phénomènes distincts. Des travaux complémentaires, incluant des mesures de conduction à fort champ sur mini-câbles, des mesures de charge d'espace dans des conditions isothermes, et un modèle de conductivité sont nécessaires pour élucider l'origine de ce front de charges comme des transitoires de courant.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Cette étude est relative au phénomène de charge d'espace dans l'isolant et des jonctions de câbles HVDC. Contrairement au HVAC, le système HVDC permet de concevoir des liaisons longues distances à coût réduit, de connecter facilement deux réseaux AC asynchrones et de contrôler le flux de puissance. Toutefois, lorsque soumise à des contraintes électriques continues, l'isolation synthétique est exposée à un certain nombre de problèmes en particulier l'accumulation de charge d'espace dans l'isolant des câbles HVDC et à l'interface des jonctions de câbles induisant des distorsions du champ électrique et par voie de conséquence la réduction de la durée de vie de l'isolation.

La mesure de charge d'espace est un moyen nécessaire pour évaluer la performance des isolants polymères dans la perspective d'une application à l'isolation HVDC. Pour notre étude, la méthode électro-acoustique pulsée (PEA) a été utilisée. Cette méthode permet d'établir la cartographie, le profil de densité de charge et par intégration le profil de champ électrique au moyen de techniques de déconvolution adaptées. Dans le cas de structures bicouches, la technique de déconvolution utilisée dans ce travail prend en compte la discontinuité de permittivité et la différence de paramètres acoustiques des deux matériaux constituant les bicouches, en particulier la vitesse du son. Pour les câbles, l'algorithme de déconvolution intègre un module permettant de corriger 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 charges à partir des signaux PEA bruts.

L'étude expérimentale débute sur l'évaluation des conductivités de deux isolants polymères: le polyéthylène réticulé XLPE (utilisé pour les câbles HVDC) et le matériau de raccordement EPDM (utilisé pour les jonctions de câbles). Pour les deux isolants, la conductivité augmente de façon non-linéaire avec le champ et évolue avec la température suivant une loi d'Arrhenius. Un champ seuil marque la séparation entre les régimes de conduction à faible et à fort champ (seuil d'accumulation de charges dans l'isolant) qui diminue avec la température pour les deux matériaux. Cependant, cette dépendance en température du champ seuil de l'EPDM est moins forte que dans le cas du XLPE. Les courants de conduction de l'EPDM sont plus élevés que ceux du XLPE à faible champ quelle que soit la température. En revanche, à fort champ, la conductivité est plus élevée dans le XLPE. A partir des données expérimentales, un modèle de conductivité fonction de la température et du champ électrique a été établi pour chacun des matériaux. Ce modèle rend

compte de la dépendance de la conductivité en fonction de la température et du champ électrique, du comportement non-linéaire du courant avec le champ et de la dépendance en température du champ seuil. Cette équation semi-empirique est utilisée dans la simulation pour calculer les distributions de charges et de champ dans l'isolant du câble ainsi que dans les bicouches XLPE/EPDM soumis à des contraintes électriques et thermiques diverses.

L'accumulation de charge d'interface est un phénomène courant dans les jonctions de câbles dû à la juxtaposition de l'isolant de câble et du matériau de raccordement (XLPE et EPDM dans notre cas). Ceci peut également induire une intensification locale du champ à l'origine du claquage prématuré des jonctions. Pour cette raison, la modélisation et l'étude des charges d'interface permettent d'avoir une vue précise des phénomènes dans les jonctions. En combinant les résultats de conductivité sur le XLPE et l'EPDM avec la théorie de Maxwell-Wagner, le signe de la charge d'interface a été prédit pour un couple de température et de champ électrique moyen dans les bicouches XLPE/EPDM. Les mesures de charge d'espace par la méthode PEA sur les bicouches XLPE/EPDM sous différentes conditions de champ et de température ont montré que les résultats expérimentaux sont compatibles avec les prédictions, faites sur la base de la théorie de MW, du signe de la charge d'interface et de la distribution du champ électrique dans les bicouches. Le signe de la charge d'interface change de positif à négatif lorsque la température et/ou le champ moyen appliqué augmente. La contrainte maximale se déplace d'un matériau à l'autre lorsque la tension augmente en raison de l'évolution du rapport des conductivités des isolants avec le champ électrique. Toutefois, les valeurs de champ calculées par simulation sont sous-estimées par rapport à celles obtenues expérimentalement en raison de la présence d'autres phénomènes d'accumulation de charges tels que l'injection de charges ou la dissociation d'impuretés dans l'isolant qui ne sont pas pris en compte dans la simulation. La dynamique d'établissement/relaxation de la charge d'interface a également été étudiée, par le modèle et par l'expérience. Les constantes de temps calculées en phases de polarisation et de dépolarisation par simulation en fonction du champ pour différentes températures ont montré que la cinétique d'accumulation et de relaxation des charges dépendent fortement du champ et de la température.

Les mesures de charge d'espace sur les câbles maquettes MV dans différentes conditions de contrainte électrique et de température ont été réalisées avec un dispositif PEA pour câbles et visaient à évaluer l'effet d'un gradient de température sur la distribution de champ dans l'isolant du câble. En absence de gradient thermique (à température ambiante), les charges accumulées ne sont pas suffisantes pour inverser le champ électrique dans l'isolant. A température plus élevée ($>40^{\circ}\text{C}$) et en présence de gradient de température de

l'ordre de 10°C, les résultats montrent un phénomène de déplacement au cours du temps de la contrainte électrique maximale du conducteur interne en direction du conducteur externe dû au gradient de conductivité électrique au sein de l'isolant de câble. Plus le gradient thermique est élevé, plus importante est la densité des charges accumulées et donc l'effet d'inversion du champ. L'évolution du profil de densité de charges et la distribution du champ sont également calculées par simulation en utilisant le modèle de conductivité établi à partir des mesures de courant de conduction sur échantillons plans. Des déviations ont été constatées en comparant les distributions de champ électrique entre simulation et mesure. Les mesures de conductivité sur le matériau XLPE ont été effectuées sur des échantillons plans munis d'électrodes en or. Ces conditions ne sont pas réellement représentatives des conditions des matériaux des câbles, par exemple: les conditions de la réticulation des échantillons sont différentes, le degré de dégazage et les électrodes sont différents. Ainsi les mécanismes d'origine ionique, ou l'injection de charges peuvent ne se pas se produire dans les mêmes conditions.

L'effet des sous-produits sur l'accumulation de charges dans le matériau a été considéré par la prise en compte des paramètres pertinents dérivés des mesures de charges (facteur d'intensification du champ, quantité moyenne de charge résiduelle après polarisation, profondeurs apparente des pièges). En comparant les paramètres pertinents extraits de mesures de charges d'espace sur plaques d'isolants, on montre que, selon les critères utilisés, les sous-produits de réticulation réduisent manifestement les performances de l'isolant. Une étude de charges d'espace sur câbles miniatures a enfin été réalisée. Ces mesures de charge d'espace ont clairement montré que le dégazage atténue les phénomènes d'intensification du champ et améliore donc potentiellement la fiabilité des câbles sous une contrainte DC. L'effet du champ et du gradient thermique est également pris en compte dans l'accumulation de charges dans ce cas. Enfin, dans les mesures de charge d'espace sur ces câbles miniatures, un front de charges négatives est généré à l'électrode interne et se déplace vers l'électrode externe au cours temps. Un pic de courant est observé dans des mesures transitoires de courant réalisées sous différents champs et températures sur ces câbles. La corrélation entre ces deux phénomènes transitoires est discutée.

REFERENCES

- [1] B. Vissouvanadin, "Matériaux de câble à isolation synthétique pour des applications au transport d'énergie HVDC," Thèse, Université Paul-Sabatier, Toulouse, 2011.
- [2] G. Teyssedre and P. Notingher, "Performance of Materials used for HVDC Cables," in *Tutorial, European Seminar on Materials for HVDC cables and accessories*, JiCable-HVDC Conference, Perpignan, Oct. 2013.
- [3] D. Tiku, "dc Power Transmission: Mercury-Arc to Thyristor HVdc Valves [History]," *IEEE Power and Energy Magazine*, vol. 12, no. 2, pp. 76–96, 2014.
- [4] T. Worzyk, "100 years of high voltage DC links," *Mod. Power Syst.*, vol. 27, no. 11, pp. 21-24, 2007.
- [5] C.K Kim, V.K. Sood, G.S. Jang, S.J. Lim, and S.J. Lee, "Development of HVDC Technology," in *HVDC Transmission*, John Wiley & Sons (Asia), pp. 1–35, 2009.
- [6] G. Carbonnier and J. Grinevald, "Energie et développement," *Int. Dev. Policy*, no. 2, pp. 9–28, 2011.
- [7] O. Daniélo, "Le HVDC : une revanche posthume pour Edison", *Techniques de l'Ingénieur*, Article 78737, pp.1-4, Nov. 2012.
- [8] R. Liu, "Long-distance DC Electrical Power Transmission," *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 29, no. 5, pp. 37–46, 2013.
- [9] W. Long and S. Nilsson, "HVDC transmission: Yesterday and Today," *IEEE Power Energy Mag.*, vol.5, no.2, pp. 22–31, 2007.
- [10] O. Peake, "The History of High Voltage Direct Current Transmission", *Australian J. of Multi-disciplinary Engineering*, vol. 8, no. 1, pp. 47-55, 2010.
- [11] O. Heyman, L. Weimers, and M.L. Bohl, "HVDC – A key solution in future transmission systems." *Proc. World Energy Congress, Montreal*, pp. 1-16, Sept. 12-16, 2010.
- [12] J. Graham, A. Kumar, and G. Bileedt, "HVDC Power Transmission for Remote Hydroelectric Plants," in *CIGRE SC B4 Colloquium*, Bangalore (India), pp. 1–14, 2005.
- [13] K. Tharani, A. Gupta, and A. Gupta, "An Overview to HVDC links in India," *Int. J. Electr. Electron. Computer Eng.*, vol. 2, no. 1, pp. 94–98, 2013.
- [14] "HVDC – High Voltage Direct Current Transmission," Published by Siemens AG Energy Sector, Erlangen, pp. 1-46, 2012.
- [15] B.Cova, M. de Nigris, "Analyse des besoins pour une nouvelle interconnexion entre la France et l'Espagne – Cahier n. 2 - Annexe 1: Description détaillée des technologies alternatives à l'aérien au câble enterré," *Rapport CESI Communauté Européenne A8008164*, 2008.
- [16] D. Westermann, A. Küster, D. van Hertem, D. Soerangr, G. Real, G. Asplund, M. Meisingset, M. Takasaki, T. Rauhala, B. Klöckl, M. Kurra, B. Deppe, M. Bennett, R. Atmuri, and K. Friedrich, "Voltage Source Converter (VSC) HVDC for Power Transmission – Economic Aspects and Comparison with other AC and DC Technologies", *Cigré Technical Brochure N° 492*, 110p., April 2012.
- [17] Europacable, "An Introduction to High Voltage Direct Current (HVDC) Underground Cables," Bruxelles 2011.
- [18] G. Mazzanti and M. Marzinotto, *Extruded Cables for High-Voltage Direct-Current Transmission*, Wiley-IEEE Press. New Jersey, 2013.
- [19] T. L. Hanley, R. P. Burford, R.J. Fleming, and K.W. Barber, "A General Review of polymeric insulation for use in HVDC Cables," *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 19, no. 1, pp. 13–24, 2003.

- [20] Y. Murata, M. Sakamaki, K. Abe, Y. Inoue, S. Mashio, S. Kashiyama, O. Matsunaga, T. Igi, M. Watanabe, S. Asai, and S. Katakai, "Development of High Voltage DC-XLPE Cable System," *SEI Tech. Rev.*, no. 76, pp. 55–62, Apr. 2013.
- [21] R.D. Rosevear, M. Choquette, M. Fairhurst, R. Garcia, H.J. Jorgensen, B. Mampaey, R. Mosier, A. Rakowska, H. Shigetugu, S. Tricoli, and V. Waschke, "Up Dating of Service Experience of HV Underground and Submarine Cable Systems." *CIGRE WG B1.10*, Avril 2009.
- [22] C.K. Eoll, "Theory of Stress Distribution in Insulation of High-Voltage DC Cables: Part I," *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. EI-10, no. 1, pp. 27–35, 1975.
- [23] G.C. Montanari and A. Motori, "Electrical conduction measurements in aged cables and compensation effect," *Proc. IEEE 5th Int. Conf. Conduct. Breakdown Solid Dielectr. -ICSD-*, pp. 23-27, 1995.
- [24] R. Bodega, G.C. Montanari, and P.H.F. Morshuis, "Conduction Current measurements on XLPE and EPR insulation," *Proc. IEEE Conf. Electr. Insul. Dielectr. Phenom. -CEIDP-*, pp. 101–105, 2004.
- [25] W. Choo, G. Chen, and S.G. Swingler, "Temperature Gradient Effect on the Conductivity of an XLPE Insulated Polymeric Power Cable," *Proc. IEEE Int. Conf. Solid Dielectr. -ICSD-*, pp. 1-4, 2010.
- [26] G. Teysseire and C. Laurent, "Charge transport modeling in insulating polymers: From molecular to macroscopic scale," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 12, no. 5, pp. 857–875, 2005.
- [27] D. Fabiani, G.C. Montanari, C. Laurent, G. Teysseire, P.H.F. Morshuis, R. Bodega, and L. A. Dissado, "HVDC Cable Design and Space Charge Accumulation. Part 3: Effect of Temperature Gradient," *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 24, no. 2, pp. 5–14, 2008.
- [28] R. Bodega, G. Perego, P.H.F. Morshuis, U.H. Nilsson, and J.J. Smit, "Space Charge and Electric Field Characteristics of Polymeric-type MV-size DC Cable Joint Models," *Proc. IEEE Conf. Electr. Insul. Dielectr. Phenom. -CEIDP-*, pp. 507–510, 2005.
- [29] M.S. Khalil, "International Research and Development Trends and Problems of HVDC Cables with Polymeric Insulation," *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 13, no. 6, pp. 35–47, 1997.
- [30] R. Bodega, "Space charge accumulation in polymeric high Voltage DC Cable systems," PhD Thesis, Delft University of Technology, 2006.
- [31] D. Fabiani, G.C. Montanari, C. Laurent, G. Teysseire, P.H.F. Morshuis, R. Bodega, L. A. Dissado, A. Campus, and U. H. Nilsson, "Polymeric HVDC Cable Design and Space Charge Accumulation. Part 1: Insulation/Semicon Interface," *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 23, no. 6, pp. 11–19, 2007.
- [32] R. Coelho, B. Aladenize, and P. Mirebeau, "On the intrinsic space-charge in a D.C. power cable," *Proc. Conf. Electr. Insul. Dielectr. Phenom. -CEIDP-*, pp. 278–282, 1996.
- [33] H. Lau, "Aufbau der Raumladung in einem betriebswarmen Gleichspannungskabel," *Arch. Für Elektrotechnik*, no. 53, pp. 265–275, 1970.
- [34] S. Boggs, H. Dwight, J. Hjerrild, J.T. Holbol, and M. Henriksen, "Effect of Insulation Properties on the Field Grading of Solid Dielectric DC Cable," *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 16, no. 4, pp. 456–462, 2001.
- [35] N. Singh and A.C. Bruhin, "Application of Extrudable Insulations to DC Cables," *Proc. Conf. Electr. Insul. Dielectr. Phenom. -CEIDP-*, pp. 60–69, 1973.
- [36] Ch. Chakradhar Reddy and T. S. Ramu, "Polymer Nanocomposites as Insulation for HV DC Cables – Investigations on the Thermal Breakdown," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 15, no. 1, pp. 221–227, 2008.
- [37] I.W. McAllister, G.C. Crichton, and A. Pedersen, "Charge Accumulation in DC Cables: A Macroscopic Approach," *Proc. IEEE Int. Symp. Electr. Insul. -ISEI-*, pp. 212–216, 1994.
- [38] M.J.P. Jeroense and P.H.F. Morshuis, "Electric Fields in HVDC Paper-Insulated Cables," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 5, no. 2, pp. 225–236, 1998.

-
- [39] S. Le Roy, T.T.N. Vu, C. Laurent, and G. Teyssedre, "Modelling charge generation and transport in solid organic dielectrics under DC stress," *Proc. European Seminar on Materials for HVDC cables and accessories*, JiCable-HVDC Conference, Perpignan, p. 4.1, 2013.
- [40] W. Choo, G. Chen, and S.G. Swingler, "Electric Field in Polymeric Cable due to Space Charge Accumulation under DC and Temperature Gradient," *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 25, no. 3, pp. 596–606, 2011.
- [41] T. Andrews, R.N. Hampton, A. Smedberg, D. Wald, V. Waschke, and W. Weissenberg, "The Role of Degassing in XLPE Power Cable Manufacture," *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 22, no. 6, pp. 5–16, 2006.
- [42] R. Bodega, P.H.F. Morshuis, and J.J. Smit, "Space Charge Measurements on Multi-dielectrics by Means of the Pulsed Electroacoustic Method," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 13, no. 2, pp. 272–281, 2006.
- [43] S. Delpino, D. Fabiani, G.C. Montanari, C. Laurent, G. Teyssedre, P.H.F. Morshuis, R. Bodega, and 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.
- [44] B. Sanden, J. Matallana, J.L. Parpal, A. Macphail, D. Wald, T. Kvarts, L. Benard, E. Zaccone, S. Hirano, J.N. Kim, R. Bodega, M. Jeroense, R. Svoma, J. Ferencs, L. Colla, and S. Eckroad, "Recommendations for testing DC extruded cable systems for power transmission at a rated voltage up to 500 kV", *Cigré Technical Brochure N° 496*, 110p., April 2012
- [45] M. Fu, L.A. Dissado, G. Chen, and J.C. 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, no. 3, pp. 851–860, 2008.
- [46] M. Abou-Dakka, A.T. Bulinski, and S.S. Bamji, "Space Charge Evolution in XLPE with Long-term Aging under DC Voltage - the Effect of Temperature and Polarity Reversals," *Proc. Conf. Electr. Insul. Dielectr. Phenom. -CEIDP-*, pp. 537–540, 2006.
- [47] U. Riechert, J. Kindersberger, and J. Speck, "Effects of Short-Time Voltage Drops and Polarity Reversals on Breakdown Behaviour of Cross-Linked Polyethylene," *Proc. High Volt. Eng. Symp.*, pp. 216–219, 1999.
- [48] L. Simoni, "A general approach to the endurance of electrical insulation under temperature and voltage," *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. EI-16, no. 4, pp. 1981.
- [49] G.C. Montanari, "Bringing an Insulation to Failure: the Role of Space Charge," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 18, no. 2, pp. 339–364, 2011.
- [50] G. Mazzanti, G.C. Montanari, and L. A. Dissado, "Electrical Aging and Life Models: The Role of Space Charge," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 12, no. 5, pp. 876–890, 2005.
- [51] G.C. Montanari and D. Fabiani, "Evaluation of dc Insulation Performance Based on Space-charge Measurements and Accelerated Life Tests," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 7, no. 3, pp. 322–328, 2000.
- [52] A. Cavallini, D. Fabiani, G. Mazzanti, and G.C. Montanari, "Life Model Based on Space-Charge Quantities for HVDC Polymeric Cables Subjected to Voltage-Polarity Inversions," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 9, no. 4, pp. 514–523, 2002.
- [53] B. Vissouvanadin, G. Teyssedre, S. Le Roy, C. Laurent, I. Denizet, M. Mammeri, and B. Poisson, "A methodology for the assessment of HVDC-XLPE cable insulation," *Proc. 8th Int. Conf. Insul. Power Cable -JiCable-*, vol. 2, pp. 50–55, 2011.
- [54] R. Arrighi, "From Impregnated Paper to Polymeric Insulating Materials in Power Cables," *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. EI-21, no.1, pp.7-18, 1986.
- [55] C. Thomas, "Développement de la méthode électro-acoustique pulsée pour des mesures sous contrainte périodique de forme arbitraire : caractérisation de la charge d'espace dans les isolants polymères," Thèse, Université Paul-Sabatier, Toulouse, 2008.

- [56] J.C. Fothergill, G.C. Montanari, G.C. Stevens, C. Laurent, G. Teyssedre, L.A. Dissado, U.H. Nilsson, and G. Platbrood, "Electrical, Microstructural, Physical and Chemical Characterization of HV XLPE Cable Peelings for an Electrical Aging Diagnostic Data Base," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 10, no. 3, pp. 514–527, 2003.
- [57] G.C. Montanari and P.H.F. Morshuis, "Space charge Phenomenology in Polymeric Insulating Materials," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 12, no. 4, pp. 754–767, 2005.
- [58] G. Chen, Y. Tanaka, T. Takada, and L. Zhong, "Effect of Polyethylene Interface on Space Charge Formation," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 11, no. 1, pp. 113–121, 2004.
- [59] J.J. O'Dwyer, "Theory of High Field Conduction in a Dielectric," *J. Appl. Phys.*, vol. 40, no. 10, pp. 3887–3890, 1969.
- [60] Y. Maeno, N. Hirai, Y. Ohki, T. Tanaka, M. Okashita, and T. Maeno, "Effects of Crosslinking Byproducts on Space Charge Formation in Crosslinked Polyethylene," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 12, no. 1, pp. 90–97, 2005.
- [61] T.A. Ve, F. Mauseth, and E. Ildstad, "Space Charge Accumulation in XLPE Insulation at High Temperature and Water Content," *Proc. IEEE Int. Conf. Solid Dielectr. -ICSD-*, pp. 435–439, 2013.
- [62] L. Donzel, F. Greuter, and T. Christen, "Nonlinear Resistive Electric Field Grading Part 2: Materials and Applications," *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 27, no. 2, pp. 18–29, 2011.
- [63] J.T. Holboll, K.R. Bambery, and R.J. Fleming, "Space charge and steady state current in LDPE samples containing a permittivity conductivity gradient," *Proc. IEEE Conf. Electr. Insul. Dielectr. Phenom. -CEIDP-*, pp.381-384, 2000.
- [64] T.T.N. Vu, G. Teyssedre, B. Vissouvanadin, S. Le Roy, C. Laurent, M. Mammeri, and I. Denizet, "Electric field profile measurement and modeling in multi-dielectrics for HVDC application," *Proc. IEEE Int. Conf. Solid Dielectr. -ICSD-*, pp. 413–416, 2013.
- [65] K.C Kao, *Dielectric phenomena in Solids*, Elsevier Academic Press, 2004.
- [66] Y. Segui, "Diélectriques-Courants de conduction," *Techniques de l'Ingénieur*, chap. D2301, 2000.
- [67] G. Lengyel, "Schottky Emission and Conduction in Some Organic Insulating Materials," *J. Appl. Phys.*, vol. 37, no. 2, pp. 807–810, 1966.
- [68] R. Fournié and R. Coelho, "Diélectrique - Bases théoriques," *Techniques de l'Ingénieur*, chap. D2300, 2000.
- [69] G.C. Montanari, I. Ghinello, F. Peruzzotti, and M. Albertini, "Behavior of Voltage-Current Characteristics and Threshold Indications for XLPE-Based Materials," *Proc. IEEE Conf. Electr. Insul. Diel.Phenom -CEIDP-*, pp. 128–131, 1998.
- [70] T. Mizutani, "Space Charge Measurement Techniques and Space Charge in Polyethylene," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 1, no. 5, pp. 923–933, 1994.
- [71] T. Takada and T. Sakai, "Measurement of electric fields at a dielectric/electrode interface using an acoustic transducer technique," *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. EI-18, no. 6, pp. 619–628, 1983.
- [72] T. Maeno, T. Futami, H. Kushibe, T. Takada, and C.M. Cooke, "Measurement of Spatial Charge Distribution in Thick Dielectrics Using the Pulsed Electroacoustic Method," *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. 23, no. 3, pp. 433–439, 1988.
- [73] M. Arnaout, "Caractérisation d'une cellule de mesure Electro-Acoustique-Pulsée pour la qualification électrostatique des diélectriques spatiaux: modélisation électro-acoustique et traitement du signal," Thèse, Université Paul-Sabatier, Toulouse, 2011.
- [74] M. Yasuda, M. Ito, and T. Takada, "Measurement of charge Distributions in Coaxial Cable using the Pulsed Electroacoustic Method," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 30, pp. 71–73, 1991.
- [75] N. Hozumi, T. Okamoto, and T. Imajo, "Space charge distribution measurement in a long size XLPE cable using the pulsed electroacoustic method," *Conf. Rec. 1992 IEEE Int. Symp. Electr. Insul.*, pp. 294 – 297, 1992.

-
- [76] R. Liu, T. Takada, and N. Takasu, "Pulsed electro-acoustic method for measurement of space charge distribution in power cables under both DC and AC electric fields," *J. Phys. D*, vol. 26, no. 6, pp. 986–994, 1993.
- [77] M. Fu, G. Chen, A.E. Davies, and J.G. Head, "Space charge measurement in power cables using a modified PEA system," *Proc. 8th Int. Conf. Dielectr. Mater. Meas. Appl.*, pp. 74-79, 2000..
- [78] T. Takada and N. Hozumi, "Space Charge Measurements as a Diagnostic Tool for Power Cables," *Proc. IEEE Power Eng. Soc. Winter Meet.*, pp. 1609–1614, 2000.
- [79] T. Maeno, and K. Fukunaga, "High-resolution PEA Charge Distribution Measurement System," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 3, no. 6, pp. 754–757, 1996.
- [80] G. Chen, Y.L Chong, and M. Fu, "Calibration of the pulsed electroacoustic technique in the presence of trapped charge," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 17, pp. 1974–1980, 2006.
- [81] S. Holé, "Influence of divergent electric fields on space-charge distribution measurements by elastic methods," *Phys. Rev. B*, vol. 61, no. 20, pp. 13528–13539, 2000.
- [82] B. Vissouvanadin, T.T.N. Vu, L. Berquez, S. Le Roy, G. Teyssedre, and C. Laurent, "Deconvolution Techniques for Space Charge Recovery Using Pulsed Electroacoustic Method in Coaxial Geometry," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 21, no. 2, pp. 821–828, 2014.
- [83] T. Ditchi, C. Alquié, and J. Lewiner, "Broadband determination of ultrasonic attenuation and phase velocity in insulating materials," *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 94, no. 6, pp. 3061–3065, 1993.
- [84] S. Theoleyre and R. Tobazeon, "Ion injection by metallic electrodes in highly polar liquids of controlled conductivity," *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. EI-20, no. 2, pp. 213–220, 1985.
- [85] ShanshanQin and S. Boggs, "Design considerations for High Voltage DC components," *IEEE Electr. Insul. Mag.*, vol. 28, no. 6, pp. 36–44, 2012.
- [86] Y. Peles, "Nature Convection," Course, Departement of Mechanical, Aerospace and Nuclear Engineering, Rensselaer Polytechnic Institute.
- [87] "Loi d'Ohm thermique," http://fr.wikipedia.org/wiki/Loi_d%27Ohm_thermique.
- [88] F. Salata, A. De Lieto Vollaro, and R. De Lieto Vollaro, "A model for the evaluation of heat loss from underground cables in non-uniform soil to optimize the system design," *Thermal Science OnLine-First*, Issue 00, p. 119, 2013.
- [89] P.H.F. Morshuis, R. Bodega, D. Fabiani, G.C. Montanari, L.A. Dissado, and J.J. Smit, "Dielectric Interfaces in DC Constructions: Space Charge and Polarization Phenomena," *Proc IEEE Int. Conf. Solid Dielectr. -ICSD-*, pp. 450–453, 2007.
- [90] M. Fu, G. Chen, L.A. Dissado, and J.C. Fothergill, "Influence of thermal treatment and residues on space charge accumulation in XLPE for DC Power cable application," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 14, no. 1, pp. 53–64, 2007.
- [91] W. Choo, G. Chen, and S.G. Swingler, "Space Charge Accumulation under Effects of Temperature Gradient and Applied Voltage Reversal on Solid Dielectric DC Cable," *Proc. Int. Conf. Prop. Appl. Dielectr. Mater. -ICPADM-*, pp. 946–949, 2009.
- [92] L. A. Dissado, O. Paris, T. Ditchi, C. Alquie, and J. Lewiner, "Space Charge Injection and Extraction in High Divergent Fields," *Proc IEEE Conf. Electr. Insul. Dielectr. Phenom. -CEIDP-*, pp. 23–26, 1999.
- [93] G. Teyssedre, C. Laurent, A. Aslanides, N. Quirke, L.A. Dissado, G.C. Montanari, A. Campus, and L. Martinotto, "Deep Trapping Centers in Crosslinked Polyethylene investigated by Molecular Modeling and Luminescence Techniques," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 8, no. 5, pp. 744–752, 2001.
- [94] Y. Li, M. Yasuda, and T. Takada, "Influence on spatial charge distribution of cross-linking agent residues in XLPE," *Proc. Int. Conf. Prop. Appl. Dielectr. Mater -ICPADM-*, pp. 1210-1213, 1991.

- [95] N. Hussin and G. Chen, "The Effect of Acetophenone and alpha-Methylstyrene on the Space Charge Properties of Low Density Polyethylene," *Proc IEEE Conf. Electr. Insul. Dielectr. Phenom. -CEIDP-*, pp. 702–705, 2008.
- [96] N. Hozumi, H. Matsumura, Y. Murakami, and S. Mitsumoto, "Carrier Mobility in Acetophenone-soaked Polyethylene Estimated by Transient Space Charge," *Proc. Int. Conf. Prop. Appl. Dielectr. Mater. -ICPADM-*, pp. 943–946, 2000.
- [97] N. Hozumi, T. Takeda, H. Suzuki, and T. Okamoto, "Space Charge Behavior in XLPE Cable Insulation under 0.2-1.2 MV/cm dc Fields," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 5, no. 1, pp. 82–90, 1998.
- [98] K. Kobayashi, T. Ohara, Y. Ohki, and T. Maeno, "Effect of acetophenone on the space charge evolution in LDPE and LLDPE," *Proc IEEE Conf. Electr. Insul. Dielectr. Phenom. -CEIDP-*, pp. 27–31, 1999.
- [99] L. Kebbabi, A. Allais, J.H. Doumbe, and C. Frohne, "Influence of cross-linking by-products on electrical properties of HVDC insulating materials (Relationship between by-products, conductivity and cable dielectric breakdown)," *Proc. Jicable-HVDC Conference*, Perpignan, vol. P08, 2013.
- [100] G. Chen and T.V. Nguyen, "Apparent Mobility and its Relationship with Ageing in Polymeric Insulation Materials," *Proc IEEE Int. Conf. Cond. Monit. Diagn.*, pp. 633–637, 2008.
- [101] J.P. Jones, J.P. Llewellyn, and T.J. Lewis, "The Contribution of Field-Induced Morphological Change to the Electrical Aging and Breakdown of Polyethylene," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 12, no. 5, pp. 951–966, 2005.
- [102] F. Baudoin, C. Laurent, G. Teyssedre, and S. Le Roy, "Charge packets modeling in polyethylene," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, p. 152901, 2014.
- [103] G. Chen and J. Zhao, "Observation of negative differential mobility and charge packet in polyethylene," *J Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 44, pp. 212001, 2011.
- [104] D. Fabiani, G C. Montanari, L. A. Dissado, C. Laurent, and G. Teyssedre, "Fast and Slow Charge Packets in Polymeric Materials under DC Stress," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 16, no. 1, pp. 241–249, 2009.
- [105] J.Y. Steven, "Current conduction and space charge measurement in polymeric-insulated HVDC model cables," Master of Engineering, Institut Teknologi Bandung, 2014.

ANNEXES

ANNEXES

ANNEXE 1: PROJETS HVDC DANS LE MONDE

Projets au-delà de 60kV. Cette liste a été établie et mise à jour (Mars 2012)* par l'IEEE-Power and Energy Society sur la base de données de l'édition 2005 de la documentation technique B4.04 du CIGRE "Compendium of HVDC Schemes Throughout the World".

Système / Projet	Fournisseur	Année mise en Service (Retrait)	Puissance -MW-	Tension DC -kV-	Long. -km-***	Technologie**	Pays
Moscow-Kashira	Gvt URSS (Elbe, Berlin)	1951 (>1970)	30	±100	100	Merc	Russie
Volgograd-Donbass	Gvt URSS	1962/65	720	±400	473	Merc /Thy	Russie
Vyborg	Gvt URSS	1981	355	1x170 (±85)	B-B	Thy	Russie / Finlande
Vyborg	Gvt URSS	1982	710	2x170	B-B	Thy	Russie / Finlande
Vyborg	Gvt URSS	1984	1065	3x170	B-B	Thy	Russie / Finlande
Vyborg	Gvt URSS	1999	4x405	±85	B-B	Thy	Russie / Finlande
Estlink	ABB	2006	350	±150	105	Tra	Estonie / Finlande
Estlink 2	Siemens	2014	670	±450	171	Thy	Estonie / Finlande
Fenno-Skan	ABB/Alcatel	1989/98	500	400	303	Thy	Finlande / Suède
Fenno-Skan II	ABB/Nexans	2011	800	500	303	Thy	Finlande / Suède
Gotland I	ASEA	1954 (1986)	20	±100	96	Merc	Suède
Gotland Extension	ASEA	1970 (1986)	30	±150	96	Thy	Suède
Gotland II	ASEA	1983	130	150	100	Thy	Suède
Gotland III	ASEA	1987	260	±150	103	Thy	Suède
Gotland HVDC Light	ABB	1999	50	±60	70	Tra	Suède
Visby-Nas	ABB	1999	50	80	70	Thy	Suède
Konti-Skan 1	ASEA	1965	250	±250	180	Merc	Danemark / Suède
Konti-Skan 1	AREVA	2005	250	±250	180	Thy	Danemark / Suède
Konti-Skan 2	ASEA	1988	300	285	150	Thy	Danemark / Suède
Baltic Cable	ABB	1994	600	450	261	Thy	Suède / Allemagne
Swepol Link	ABB	2000	600	±450	254	Thy	Suède / Pologne
Valhall	ABB	2011	78	150	292	Tra	Norvège
Skagerrak I	ASEA	1976	275	±250	240	Thy	Norvège / Dk
Skagerrak II	ASEA	1977	275	±250	240	Thy	Norvège / Dk
Skagerrak III	ABB	1993	500	±350	240	Thy	Norvège / Dk
Skagerrak IV (Construction)	ABB	2014	700	500	244	Tra	Norvège / Dk
Norned	ABB	2008	700	±450	580	Thy	Norvège / P.Bas
Storebaelt	Siemens	2010	600	400	56	Thy	Danemark
Kontek	ABB/NKT Cables	1995	600	400	171	Thy	Dk / Allemagne
Norde.On 1	ABB	2009	400	150	203	Tra	Allemagne
Borwin1	ABB	2013	400	±150	200	Tra	Allemagne

Projet	Fournisseur	Année	P-MW-	V -kV-	L-km-	Techn.	Pays
Etzenricht	Siemens	1993 (1997)	600	160	B-B	Thy	Rép. Tchèque /Allemagne
Duernrohr 1	BBC/Siemens	1983 (1997)	550	145	B-B	Thy	Autriche
Vienna South-East	Siemens	1993 (1997)	600	145	B-B	Thy	Autriche/Hongrie
Kingsnorth	English Electric	1972 (1987)	640	±266	82	Thy	Angleterre
East-West Interconnector	ABB	2012	500	±200	261	Tra	Irlande- Angleterre
Britned	Siemens	2011	1000	±400	260	Thy	Angleterre / P. Bas
Moyle Interconnector	Siemens	2001	2x250	2x250	64	Thy	Irlande du Nord /Ecosse
English Channel	ASEA	1961 (1984)	160	±100	64	Merc	Angleterre -France
Cross Channel Bp 1+2	CGEE Alsthom/GEC	1985/86	2000	±270	70	Thy	France / Angleterre
France - Spain Interconnection Link	Siemens	<i>Construction</i> 2013	2000	±320	65	Thy	France / Espagne
Sapei	ABB	2011	1000	±500	435	Thy	Italie / Sardaigne
Sacoi 1	English Electric	1965	200	200	385	Thy	Italie
Sacoi Corsica	CGEE/Alsthom	1985	50	200	415	Thy	Italie / Corse
Sacoi (C & S)	Ansado/GE	1993	300	±200	385	Thy	Italie / Corse
Sardinia	English Electric	1967 (1992)	200	200	413	Thy	Italie
Grita	Pirelli/ABB	2001	500	400	316	Thy	Grèce / Italie
Cometa	Prismian/Nexans/ Siemens	2012	400	250	247	Thy	Espagne
Black Sea Transmission Network	Siemens	2013	2x350	96	B-B	Thy	Géorgie / Turquie
Al Fadhili	AREVA	2009	3 x 600	3 x 222	B-B	Thy	Arabie/Saoudite
Inga-Shaba	ASEA/GE	1983	560	±500	1700	Thy	Zaïre
Caprivi	ABB	2010	300	350	950	Tra	Namibie
Cahora-Bassa	AEG/BBC/Siemens	1978/1998	1920	±533	1456	Thy	Afrique du Sud / Mozambique
Cahora-Bassa (<i>Rénovation</i>)	ABB	2008	1920	±533	1420	Thy	Afrique du Sud / Mozambique
The Apollo Converter Station (<i>Rénovation</i>)	ABB	2008	2500	±533	1420	Thy	Afrique du Sud
Vancouver I	ASEA	1968/69	312	±260	74	Merc	Canada
Vancouver II	GE	1977/79	370	±280	74	Thy	Canada
Eel River	GE	1972	320	±80	B-B	Thy	Canada
Nelson River 1	English Electric /GEC Alsthom	1973	1854	±463	890	Merc	Canada
Nelson River 1	GEC Alsthom	1992/93	1854	±463	890	Merc/ Thy	Canada
Nelson River 1	Siemens	2001/02	1854	±463	890	Thy	Canada
Nelson River 2	AEG/BBC /Siemens	1978	900	±250	940	Thy	Canada
Nelson River 2	AEG/BBC /Siemens	1985	2000	±500	940	Thy	Canada
Madawaska	GE	1985	350	130,5	B-B	Thy	Canada

Projet	Fournisseur	Année	P-MW-	V -kV-	L-km-	Techn.	Pays
Outaouais	ABB	2009	2x625	315	B-B	Thy	Canada
Chateauguay Upgrade	ABB	2009	2x500	145	B-B	Thy	Canada
Poste Chateauguay	BBC/Siemens	1984	2x500	145	B-B	Thy	Canada / USA
Des Cantons-Comferford	GE	1986	690	±450	172	Thy	Canada / USA
Quebec-New England (Three Terminal)	ABB	1990-92	2250	±450	1500	Thy	Canada / USA
Square Butte	GE	1977	500	±250	749	Thy	Etats-Unis
Cu	ASEA	1979	1000	±400	701	Thy	Etats-Unis
Pacific Intertie	ASEA/GE	1970	1440	±400	1362	Merc	Etats-Unis
Pacific Intertie	ASEA/GE	1982	1600	±400	1362	Merc	Etats-Unis
Pacific Intertie (Extension)	ASEA	1985	2000	±500	1362	Thy	Etats-Unis
Pacific Intertie (Extension)	ABB	1989	3100	±500	1362	Thy	Etats-Unis
Sylmar East (Replacement Valves)	Siemens	1995	550	500	1200	Thy	Etats-Unis
Pacific Intertie Sylmar (Extension)	ABB	2004	3100	±500	1362	Thy	Etats-Unis
Eddy County	GE	1983	200	82	B-B	Thy	Etats-Unis
Oklunion	GE	1984	200	82	B-B	Thy	Etats-Unis
Miles City HvdC System (Mccs)	GE	1985	200	82	B-B	Thy	Etats-Unis
Intermountain Power Project (I.P.P.)	ASEA	1986	1920	±500	785	Thy	Etats-Unis
I.P.P. (mise-à-jour)	ABB	2011	2400	±500 kV	785	Thy	Etats-Unis
Welsh	Siemens	1995	600	170	B-B	Thy	Etats-Unis
Welch-Monticello	Siemens	1998	600	162	B-B	Thy	Etats-Unis
Cross Sound	ABB	2002	330	±150	40	Tra	Etats-Unis
Celilo (Replacement Valves)	Siemens	2004	3100	±400	1200	Thy	Etats-Unis
Neptune	Siemens	2007	660	500	105	Thy	Etats-Unis
Trans Bay Cable	Siemens / Pirelli	2010	400	200	88	Tra	Etats-Unis
Hudson Transmission	Siemens / Prysmian	2013	660	±345	12	Thy	Etats-Unis
Itaipu 1	ASEA	1984	1575	±300	785	Thy	Brésil
Itaipu 1	ASEA	1985	2383	±300	785	Thy	Brésil
Itaipu 1	ASEA	1986	3150	±600	785	Thy	Brésil
Itaipu 2	ASEA	1987	3150	±600	805	Thy	Brésil
Rio Madeira (Construction)	ABB (Bipole 1) Alstom (Bipole 2)	2014 2014	2 x 3150	±600	2375	Thy	Brésil
Rio Madeira	ABB	2013	2x400 -TB	100	B-B	Thy	Brésil
Melo Interconnector	Alstom	2012	500	525	B-B	Thy	Uruguay-Brésil
Garabi 1	ABB	2000	1100	±70	B-B	Thy	Argentine-Brésil
Garabi 2	ABB	2002	2000	±70	B-B	Thy	Argentine-Brésil

Projet	Fournisseur	Année	P-MW-	V -kV-	L-km-	Techn.	Pays
Sakuma	ASEA	1965 (1993)	300	2x125	B-B	Merc	Japon
Shin-Shinano 1	Hitachi/Toshiba /Nisshin	1977	300	125	B-B	Thy	Japon
Shin-Shinano 2	Hitachi/Toshiba /Nisshin	1992	300	125	B-B	Thy	Japon
Hokkaido-Honshu	ASEA	1979	150	125	167	Thy	Japon
Hokkaido-Honshu	Hitachi /Toshiba	1980	300	250	167	Thy	Japon
Hokkaido-Honshu	Hitachi /Toshiba	1993	600	±250	167	Thy	Japon
Sakuma	Hitachi/Toshiba/Mits ubishi/Nisshin	1993	300	±125	B-B	Thy	Japon
Minami-Fukumitsu	Hitachi/Toshiba	1999	300	125	B-B	Thy	Japon
Kii Channel	Hitachi/Toshiba/Mits ubishi	2000	1400	±250	102	Thy	Japon
Higashi-Shimizu	Hitachi/Toshiba	2001	300	125	B-B	Thy	Japon
Qinghai-Tibet	CET/SGCC	2012	1500	±400	1038	Thy	Chine-Tibet
Zhou Shan Project		1982	50	100	42	Thy	Chine
Gesha (Gezhouba-Shanghai)	BBC/Siemens	1989	600	500	1000	Thy	Chine
Gesha (Gezhouba-Shanghai)	BBC/Siemens	1990	1200	±500	1000	Thy	Chine
Tian-Guang	Siemens	2001	1800	±500	960	Thy	Chine
Three Gorges-Changzhou	ABB/Siemens	2003	3000	±500	860	Thy	Chine
Three Gorges-Guangdong	ABB	2004	3000	±500	940	Thy	Chine
Three Gorges-Shanghai	ABB	2006	3000	±500	900	Thy	Chine
Three Gorges - Shanghai 3	Alstom	2010	3000	±500	1000	Thy	Chine
Gui-Guang I	Siemens	2004	3000	±500	980	Thy	Chine
Gui-Guang II	Siemens	2007	3000	±500	1200	Thy	Chine
Lingbao		2005	360	168	B-B	Thy	Chine
Lingbao II	ABB/Alstom	2010	750	168	B-B	Thy	Chine
Yunnan-Guangdong	Siemens	2010	5000	±800	1418	Thy	Chine
Xianjiaba-Shanghai	ABB	2010	6400	±800	1980	Thy	Chine
Hulunbeir-Liaoning	ABB	2010	3 000	±500	920	Thy	Chine
Hulunbeir (Inner Mongolia) - Shenyang		2010	3000	± 500	920	Thy	Chine
Jinping - Sunan (Sgcc)	ABB	2013	7200	±800	2090	Thy	Chine
Ningdong - Shangdong	Alstom	2011	4000	±660	1335	Thy	Chine
Nuozhadu-Guangdong	Siemens	Prévu 2015	5000	800	1500	Thy	Chine
Xiluodu-Hanzhou	Siemens	Prévu 2015	6400	800	1300	Thy	Chine
Haenam-Cheju	GEC Alsthom	1997	300	±180	101	Thy	Corée
Jindo-Jeju	Alstom	2011	400	±250	105	Thy	Corée
Vindhyachal	ASEA	1989	500	2x69.7	B-B	Thy	Inde

Projet	Fournisseur	Année	P-MW-	V -kV-	L-km-	Techn.	Pays
Barsoor Lower Sileru	BHEL	1989/91	100	±200	196	Thy	Inde
Rihand-Delhi	ABB/BHEL	1991	750	500	814	Thy	Inde
Rihand-Delhi	ABB/BHEL	1992	1500	±500	814	Thy	Inde
Chandrapur-Ramagundum	GEC Alsthom	1997/98	1000	2x205	B-B	Thy	Inde
Chandrapur Back-To-Back	ABB	1998	1500	±500	736	Thy	Inde
Vizag 1	GEC Alsthom	1999	500	205	B-B	Thy	Inde
Vizag 2	ABB	2005	500	±88	B-B	Thy	Inde
Sasaram	GEC Alsthom	2002	500	205	B-B	Thy	Inde
East-South Interconnector II	Siemens	2003	2000	±500	1450	Thy	Inde
East-South Interconnector II (<i>Rénov.</i>)	Siemens	2007	2500	±500	1450	Thy	Inde
Ballia - Bhiwadi	Siemens	2010	2500	500	800	Thy	Inde
Mundra – Haryana (<i>Construction</i>)	Siemens	2012	2500	±500	960	Thy	Inde
Biswanath-Agra (<i>Construction</i>)	ABB	2014-2015	6000	±800	1728	Thy	Inde
Leyte-Luzon	ABB/Marubeni	1998	440	350	455	Thy	Philippines
Thailand-Malaysia	Siemens	2001	300	±300	110	Thy	Thaïlande-Malaisie
Sumatra-Java (<i>Projet</i>)		2013	3000	±500	700	Thy	Indonésie
Directlink	ABB	2000	3 x 60	±80	59	Tra	Australie
Murraylink	ABB	2002	200	±150	176	Tra	Australie
Basslink	Siemens	2006	500	400	350	Thy	Australie
New Zealand Hybrid Inter Island Link	ASEA	1965	600	±250	609	Merc	Nouvelle-Zélande
New Zealand Hybrid Inter Island Link	ABB	1992	1240	+270/-350	612	Thy	Nouvelle-Zélande
New Zealand Inter-Island 2		1992	640	350	610	Thy	Nouvelle-Zélande
Inter Island Connector	Siemens	2013	700	±350		Thy	Nouvelle-Zélande

* <http://www.ece.uidaho.edu/hvdcfacts/> . Une liste de projets envisagés (m-à-j 2012) est également disponible à l'adresse: <http://www.ece.uidaho.edu/hvdcfacts/Projects/HVDCProjectsListingMarch2012-planned.pdf>

** Thy = Convertisseurs à Thyristors; Merc = Redresseurs à vapeur de mercure; Tra = Convertisseurs IGBT

***B-B = Stations de conversion "Back-to-back".

ANNEXE 2: CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LES BICOUCHES PAR
UNE SOLUTION GRAPHIQUE

Nous proposons une solution graphique pour déterminer le champ dans les deux matériaux et le courant total.

En régime stationnaire, le courant de conduction est identique dans les deux matériaux, l'équation 4.2 se réduit alors à :

$$\sigma_1(E_1) \cdot E_1 = \sigma_2(E_2) \cdot E_2 \quad (\text{A.1})$$

Compte-tenu de la relation 4.8 le champ E_1 peut-être exprimé en fonction du champ E_2 et de la tension appliquée V_{app} de la manière suivante :

$$\sigma_1 \left(\frac{-V_{app} - d_2 E_2}{d_1} \right) \cdot \frac{-V_{app} - d_2 E_2}{d_1} = \sigma_2(E_2) \cdot E_2 \quad (\text{A.2})$$

Par ailleurs, étant donné que les conductivités sont positives, le champ E_2 doit nécessairement satisfaire la condition suivante:

$$-E_2 < V_{app}/d_2 \quad (\text{A.3})$$

En régime stationnaire, pour un champ moyen appliqué E_{moy} , l'égalité des courants de conduction dans les deux matériaux nous donne :

$$j_1(E_1(E_2, E_{moy})) = j_2(E_2) \quad (\text{A.4})$$

En posant Y_1 la fonction composée $j_1 \circ E_1$ de paramètre E_{moy}

$$Y_{1,E_{moy}}(E_2) = j_1(E_1(E_2, E_{moy})) \quad (\text{A.5})$$

On obtient l'égalité suivante :

$$Y_{1,E_{moy}}(E_2) = j_2(E_2) \quad (\text{A.6})$$

Cette équation non linéaire peut être résolue par différentes méthodes notamment par méthode graphique pour laquelle le point d'intersection entre le courant j_2 et le graphe de la fonction $Y_{1, E_{moy}}$ donne la solution E_2 (Fig. 119). En conséquence, les valeurs de E_1 sont calculées selon Eq. 4.1.

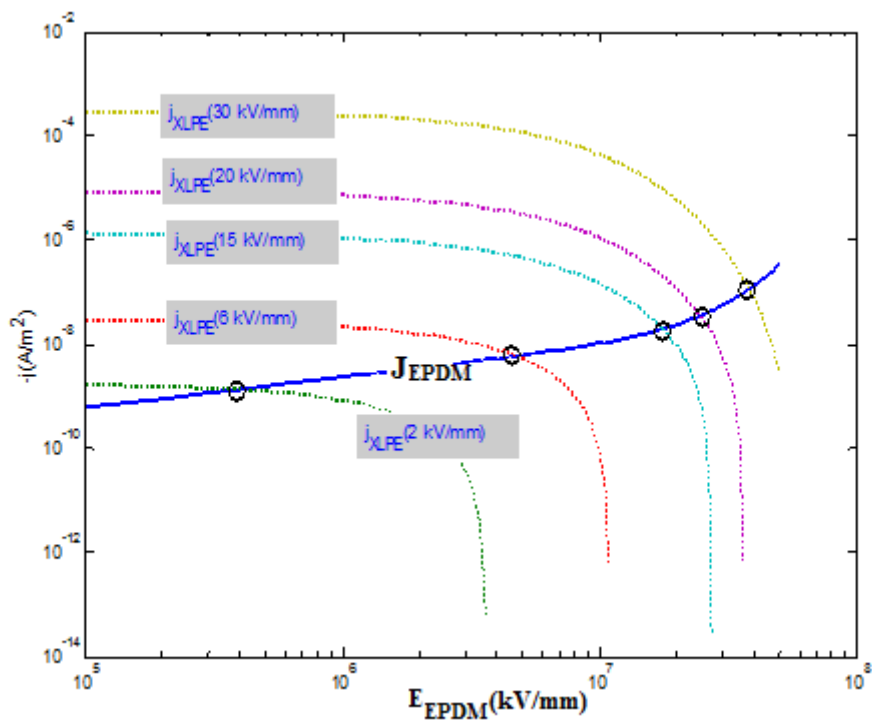


Figure 119: Abaque permettant de calculer le courant stationnaire dans le système bicouche. Les lignes pointillées correspondent à la fonction $Y(E_2)$, tracée pour différents champs moyens appliqués. Le point d'intersection avec la courbe $j_2(E_2)$ donne le champ E_2 en abscisse (dans l'EPDM dans l'exemple) et le courant stationnaire en ordonnée.

LISTE DES CONTRIBUTIONS SCIENTIFIQUES

1 PUBLICATIONS DANS DES REVUES A COMITE DE LECTURE

A.R.A. Raja, B. Vissouvanadin, T.T.N. Vu, G. Teyssède and N. Sinisuka, "*Space charge measurement on XLPE cable for HVDC transmission using PEA method*", **Procedia Technology**, 11, 327-333, **2013**

B. Vissouvanadin, T.T.N. Vu, L. Berquez, S. Le Roy, G. Teyssède, C. Laurent, "*Pulsed Electroacoustic Deconvolution Techniques for Space Charge Recovery in Coaxial Geometry Taking into Account Electrostrictive Effect, Loss and Dispersion of Acoustic Waves*", **IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.** 21, 821-828, **2014**

T.T.N. Vu, G. Teyssède, B. Vissouvanadin, S. Le Roy, C. Laurent, "*Correlating conductivity and space charge in multi-dielectrics under various electrical and thermal stresses*", soumis à **IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.**

2 CONFERENCES INTERNATIONALES AVEC PUBLICATION

A.R.A. Raja, B. Vissouvanadin, T.T.N. Vu, G. Teyssède, N.I. Sinisuka, "*Space Charge Measurement on XLPE Cable for HVDC Transmission using PEA Method*", 4th Intern. Conf. on Electrical Engineering and Informatics 2013, UKM, Malaysia, 24-25 June 24-25 2013, **Proc. ICEEI 2013**, pp. 1-6, **2013**.

T.T.N. Vu, G. Teyssède, B. Vissouvanadin, S. Le Roy, C. Laurent, M. Mammeri, I. Denizet, "*Electric field profile measurement and modeling in multi-dielectrics for HVDC application*", IEEE Intern. Conf. on Solid Dielectrics, Bologna, Italy, 30th Jun. – 4th Jul. 2013. **Proc. ICSD-2013**, pp. 413-416, **2013**.

S. Le Roy, T.T.N. Vu, C. Laurent, G. Teyssède, "*Modelling charge generation and transport in solid organic dielectrics under DC stress*", European Seminar on Materials for HVDC Cables and Accessories: Performance, Modelling, Testing, Qualification (Jicable HVDC'13), Perpignan, France, 18 - 20 Nov. 2013. Proc. pp.1-6, **2013**. Sur Invitation

T.T.N. Vu, G. Teyssède, B. Vissouvanadin, S. Le Roy, C. Laurent, M. Mammeri, I. Denizet, "*Investigation of the effect of temperature gradient on field distribution in polymeric MV-HVDC model cable by simulation and space charge measurement*", European Seminar on Materials for HVDC Cables and Accessories: Performance, Modelling, Testing, Qualification (Jicable HVDC'13), Perpignan, France, 18 - 20 Nov. 2013. Proc. pp.1-6, **2013**. 2e Prix du Concours Jeunes Chercheurs de la Conférence.

J.Y. Steven, T.T.N. Vu, G. Teyssède, N.I. Sinisuka, "*Conductivity Measurements and Space Charge Inference in Polymer-insulated Model Cables for HVDC*", International Conference on High Voltage Engineering and Application, Poznan, Poland, 8-11 Sept. 2014. **soumis, 2014**

3 CONFERENCES NATIONALES AVEC PUBLICATION

T.T.N. Vu, G. Teyssède, B. Vissouvanadin, S. Le Roy, C. Laurent, M. Mammeri, I. Denizet, "*Distribution de champ électrique dans des câbles modèles MV-HVDC sous gradient thermique: simulation et mesure de distribution de charges d'espace*", Symposium du Génie Electrique, Cachan, France, 8 - 10 Juillet 2014. **Proc. SGE**, pp. 1-7, **2014**.

Auteur: Thi Thu Nga VU

Directeur de thèse: Gilbert TEYSSÉDRE

Lieu et date de soutenance: Toulouse, le 16 juillet 2014

Discipline administrative: Génie Electrique

Laboratoire d'accueil: Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie - UMR 513 (UPS-CNRS-INPT), 118 Route de Narbonne, Bât. 3R3, 31062 Toulouse Cedex 9.

Titre: Etude des phénomènes de charges d'espace dans des matériaux de câbles et câbles modèles destinés à des applications au transport d'énergie en Haute Tension Continue (HVDC).

Résumé:

Ce travail s'inscrit dans le cadre général du développement de câbles haute tension continue (HVDC) à isolation synthétique et se focalise sur l'étude des phénomènes d'accumulation de charges d'espace et de leurs conséquences sur la distribution de champ électrique dans les câbles et jonctions de câbles sous gradient thermique.

Dans cette étude, des mesures de courant de conduction ont été réalisées sur deux matériaux polymères: le polyéthylène réticulé (XLPE), majoritairement utilisé comme isolant des câbles à haute tension, et un élastomère (EPDM) servant de matériau de raccordement. Ces résultats issus d'échantillons plans sont utilisés pour établir des modèles semi-empiriques de conductivité fonction de la température et du champ électrique.

L'incorporation de ces modèles dans un logiciel de simulation numérique a permis par la suite de prédire les distributions de densité de charge et de champ dans différentes structures à géométrie plus complexe telles que les câbles et les associations d'isolants, modèles d'accessoires de câbles, soumis à diverses contraintes électriques et thermiques, en régime transitoire.

Des mesures de charge d'espace, réalisées sur des bicouches d'isolants XLPE/EPDM, sur des câbles maquettes moyenne tension (MV) et mini-câbles, ont été effectuées par la méthode électro-acoustique pulsée. Les résultats obtenus dans les bicouches, modèles de jonctions, sous différentes conditions de température et de champ montrent que le signe de la charge d'interface dans les bicouches dépend de la température et du champ électrique. A ce comportement est associée une discontinuité du champ électrique dans les bicouches. Pour les câbles soumis à un gradient thermique, les résultats montrent le déplacement au cours du temps de la contrainte électrique maximale du semi-conducteur interne au semi-conducteur externe dû au gradient de conductivité électrique associé au gradient thermique selon le rayon du câble.

Les résultats obtenus par simulation sur les structures bicouches (signe et densité de charge d'interface) et câbles MV sont compatibles avec les profils de densité de charges issus de la mesure sous différentes contraintes électriques et thermiques. Les écarts observés entre les résultats de simulation et de mesure sont attribués à la présence d'autres phénomènes d'accumulation de charges non pris en compte dans la simulation, liés entre autres à la présence de sous-produits de réticulation.

L'effet des sous-produits de réticulation sur la réponse des isolants est considéré dans des mesures de charges d'espace sur mini-câbles et par l'évaluation des paramètres pertinents sur l'accumulation de charges appliquée à diverses formulations d'échantillons plans. Des distorsions très significatives du profil de champ électrique ont été mesurées, attestant de la tendance manifeste des sous-produits à se dissocier sous l'effet du champ et/ou à assister l'injection de charges.

Mots clés: HVDC, charge d'espace, charge d'interface, câble HVDC, champ électrique, jonction de câble.

Title: Investigation of space charge phenomena in cable materials and model cables for application to high voltage direct current (HVDC) power transmission.

Abstract:

This work contributes to the development of polymer-insulated high voltage direct current (HVDC) cables, focusing on the investigation of space charge build-up phenomena and their consequences on electric field distribution within cables and cable joints under thermal gradient.

In this study, conduction current measurements were realized on two different materials often used for HVDC cable construction, being cross-linked polyethylene (XLPE) used as cable insulation and an elastomer (EPDM) used in accessories. These data were used to build semi-empirical models of conductivity versus temperature and electric field.

These models were incorporated in a commercial simulation tool in order to predict charge density and field distributions in more complex geometries such as cylindrical geometry and insulations association, submitted to various thermal and electrical stresses, in non-stationary conditions.

Space charge measurements were carried out on bi-layers of XLPE/EPDM, and on medium voltage (MV) model cables and mini-cables, using the pulsed electro acoustic method. Results obtained on bi-layers as models of joints under various conditions of temperature and field show that the sign of the interfacial charges in the bi-layers depends on temperature and electric field. This makes non-homogeneous field distribution in bi-layers. For cables under thermal gradient, results show a switching in time of the position of field maximum from the inner semi-conductor to the outer semi-conductor due to the electrical conductivity gradient resulting from the thermal gradient along cable radius.

Simulation results obtained on bi-layers (sign and density of charges) and within MV cables are consistent with charge density profiles obtained experimentally under various electrical and thermal stresses. Deviations between simulation and measurements are attributed to charge accumulation processes not accounted for in the model, involving notably cross-linking by-products.

The effect of cross-linking by-products on the response of insulations is investigated through measurements on mini-cables and through the evaluation of parameters relevant to the accumulation of charges applied to various formulations of samples in plaque form. Substantial distortions of the electric field profile were measured, testifying for the evident propensity of by-products to dissociate under the electric field and/or assist charge injection.

Keywords: HVDC, space charge, interfacial charge, HVDC cable, electric field, cable joint.