

Couplage électrique-mécanique dans les diélectriques

Gilbert TEYSSÉDRE^{1,2}, Laurent BERQUEZ¹, Christian LAURENT^{1,2}

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

²CNRS ; LAPLACE ; F-31062 Toulouse, France

RESUME - La capacité des matériaux isolants à générer et/ou stocker des charges électriques conduit à une variété de phénomènes électromécaniques qui peuvent être soit exploités dans des applications en lien avec le Génie Électrique, soit représenter des limitations dans les performances des matériaux isolants. L'objectif de cette communication est de présenter ces divers aspects des couplages électriques-mécaniques, en portant l'attention plus spécifiquement sur la mesure de déformation sous champ de polymères chargés, sur la mesure de distribution de densité de charges par méthode électro-acoustique, et sur l'importance des effets électromécaniques dans les phénomènes de vieillissement électrique.

Mots-clés— *Electrets, charge d'espace, effets électromécaniques, arborescence électrique.*

1. INTRODUCTION

Les effets électromécaniques couplés interviennent sous un très grand nombre de formes dans les matériaux du génie électrique, allant des phénomènes de piézoélectricité directe ou inverse, aux électrets où des charges statiques sont implantées, à la rupture électromécanique, ou aux phénomènes électroacoustiques en présence de perturbations transitoires incluant des décharges. Parmi les dispositifs technologiques exploitant ces couplages entre réponses électrique et mécanique, on trouve bien évidemment les dispositifs piézoélectriques: capteurs acoustiques (conversion d'énergie mécanique en énergie électrique, émetteurs et actionneurs (effet inverse), transformateurs piézoélectriques (effets directs et inverses), dans lesquels sont utilisés soit des matériaux purement piézoélectriques (i.e. dont la polarisation varie avec la contrainte électrique), organiques ou inorganiques, mais également des électrets dont les propriétés électro-actives sont conditionnées par leur capacité à stocker de manière permanente des charges électriques. Ces électrets trouvent leurs applications dans divers domaines, allant des microphones et haut-parleurs aux actionneurs MEMS (micro-systèmes électromécaniques), ou à la récupération d'énergie.

Dans cette communication, destinée à contribuer à la Session Spéciale "Génie Électrique – Mécanique" organisée à l'occasion du Symposium, nous abordons plus particulièrement les propriétés électromécaniques de matériaux, principalement polymères, induites par leur capacité à générer et stocker des charges électriques. Ces propriétés électromécaniques peuvent être exploitées pour réaliser des dispositifs spécifiques, comme on l'a vu ci-dessus. Nous aborderons dans ce cadre-là les électrets et plus spécifiquement les "piezo-" ou "ferro-"

électrets, matériaux cellulaires chargés par décharges partielles générées dans les cavités.

Une deuxième illustration de cette communication concerne la caractérisation de la réponse électromécanique de matériaux isolants chargés et la caractérisation même de la charge implantée par méthode électroacoustique ou thermique. Dans le premier cas, nous montrons que la déformation mécanique sous champ DC, déterminée par une technique de corrélation d'image, dans le cas d'un isolant préalablement chargé est supérieure à celle résultant des forces de Maxwell sur un condensateur plan (non chargé). L'application d'un champ électrique impulsif est un des moyens pour perturber transitoirement l'équilibre électrostatique d'un isolant chargé: Par effet Coulombien, les forces ainsi générées sur les zones chargées produisent une onde acoustique qui peut être détectée au moyen d'un capteur piézoélectrique. C'est sur ce principe qu'a été développée la méthode *Pulsed Electro-Acoustic* –PEA–, une des techniques non-destructives de mesure de distribution de densités de charges d'espace dans les isolants.

Enfin, nous verrons dans un dernier volet de quelle manière le couplage de contraintes mécaniques et électriques peut induire une dégradation des performances diélectriques des matériaux isolants. Le champ de contrainte induit par la présence de charges constitue une voie d'initiation de la dégradation à l'échelle moléculaire. La propagation et l'extension des défauts fait appel à l'énergie cinétique des porteurs.

2. ELECTRETS

2.1. Principe

Les électrets sont des matériaux isolants dans lesquels des charges ont été implantées, généralement en surface des matériaux. Si les premiers transducteurs électrets, à base de paraffines, ont été fabriqués et commercialisés à la fin des années 20, ce n'est qu'au début des années 60 que des produits fiables et de grande diffusion, tels que des microphones, ont abouti, avec des films minces de PET (Mylar®) ou de polymères fluorés (Teflon®) [1]. Ces derniers restent aujourd'hui parmi les matériaux les plus performants en termes de rétention et stabilité de la charge. Plusieurs méthodes ont été utilisées pour former les électrets telles qu'une combinaison champ électrique-température, le bombardement par faisceau d'électrons non traversant ou la mise en contact avec une

décharge couronne, cette dernière restant la plus communément utilisée car très simple à mettre en œuvre.

2.2. Matériaux cellulaires

Dans les années 90, une nouvelle famille d'électrets est apparue, constituée par les polymères cellulaires, principalement du polypropylène mais également des polymères fluorés. En effectuant une détente de pression à chaud de films polymères fortement orientés, il est possible de former, au sein des films, des cavités sous forme de lentilles de quelques μm d'épaisseur, cf. Figure 1 [2].

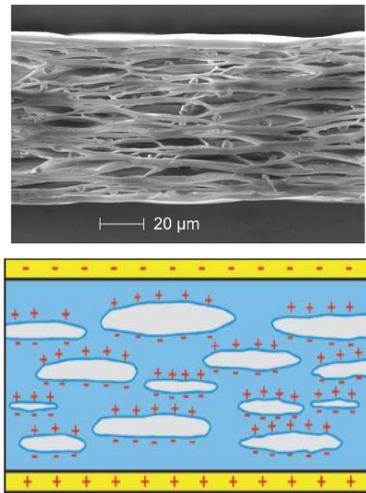


Fig.1 Image MEB d'un PP cellulaire en coupe et concept du chargement [2].

Pour obtenir des matériaux ayant une activité électromécanique s'apparentant à de la piézoélectricité, les cavités doivent être chargées. La Fig. 1 montre un schéma en coupe des cavités une fois chargées en appliquant un champ électrique. Un ensemble de micro-décharges plasma est produit, créant des macro-dipôles au sein de l'isolant. Le terme "ferro-electret" provient du fait que des cycles d'hystérésis entre champ électrique et induction électrique qualitativement semblables à ceux des matériaux ferroélectriques sont observés dans ce type de matériaux. Des modèles ont été développés pour corrélérer l'efficacité de chargement et le comportement piézoélectrique aux conditions de chargement [3]. Les courbes de Paschen aux faibles dimensions doivent être modifiées pour rendre compte de décharges à barrières diélectriques dans des microcavités. Moyennant cela, il a été montré qu'il existe une pression optimale de chargement dépendante de la distribution en taille des cavités. A noter que les coefficients d'électrostriction de ces matériaux cellulaires sont également améliorés par polarisation corona [4].

Les électrets cellulaires présentent des coefficients piézoélectrique d_{33} très élevés, de l'ordre de 600pC/N , soit significativement plus élevés que ceux de céramiques comme le PZT (170pC/N) ou le PVDF (20pC/N). Ce fort coefficient provient de la déformabilité importante des cavités sous contrainte mécanique. Un certain nombre d'autres avantages de ces matériaux justifie l'intérêt qui leur est porté, notamment pour des applications acoustiques (microphones, haut-parleurs miniatures par exemple): légèreté, adaptabilité en termes de forme, bas coût, impédance acoustique bien plus faible que celle du PVDF ou des céramiques. Un des points faibles reste

une tenue en température limitée, de l'ordre de 50°C : la charge stockée sur les parois des cavités est moins stable que celle des électrets. Egalement, ils sont sujets à un vieillissement de leurs propriétés électro-actives, en particulier si des grandes déformations leur sont appliquées. De par leur structure cellulaire, ils ne peuvent transmettre d'efforts importants, et sont limités pour des applications haute fréquence. Les applications relevant de la récupération d'énergie sont des domaines d'application possibles de ces matériaux et des électrets en général [5, 6].

3. DEFORMATION SOUS CHAMP DE POLYMERES CHARGES

A l'échelle macroscopique, lorsqu'un champ électrique est appliqué à un isolant polymère, celui-ci se déforme sous l'effet de la pression électrostatique. Dans un condensateur, cette pression électrostatique générée par l'attraction mutuelle des électrodes induit une diminution de l'épaisseur du diélectrique et par conséquent une augmentation du champ électrique. Ces processus peuvent mener à un phénomène de rupture électromécanique aux temps courts.

D'autre part, dans les matériaux diélectriques soumis à de fortes contraintes (champ électrique élevé, irradiation, variation de température, etc.), il apparaît dans certaines régions un excès de charges électriques. Ces charges, appelées charges d'espace, englobent l'ensemble des charges positives et négatives piégées dans un isolant. La présence de charges dans des zones à pièges, comme l'interface entre les phases amorphes et cristallines, peut produire un champ électrique interne très important pouvant conduire à la rupture diélectrique et/ou un vieillissement prématuré du matériau. Diverses études ont montré les rôles des contraintes électromécaniques et des charges d'espace sur le vieillissement des matériaux diélectriques et il semble que ces deux facteurs n'agissent pas de manière indépendante.

3.1. Dispositif expérimental

La Fig. 2 présente le schéma d'un dispositif permettant de mesurer simultanément la charge d'espace et la déformation mécanique induite par l'application d'un champ électrique.

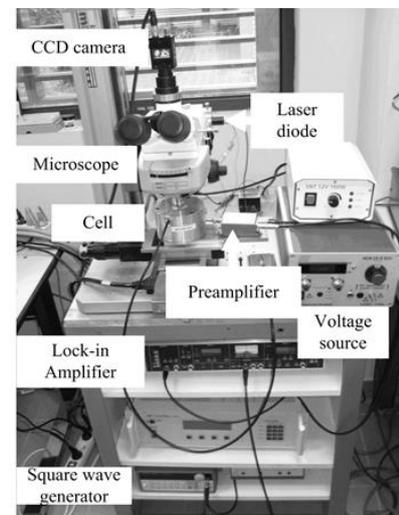


Fig.2 Dispositif expérimental permettant la mesure simultanée de la charge d'espace et de la déformation mécanique induite par l'application d'un champ électrique.

Ce dispositif est basé sur un microscope qui permet d'observer la surface d'un échantillon pour effectuer une mesure de déformation mécanique par la méthode DIC (*Digital Image Correlation*) et de focaliser un faisceau laser pour la mesure de charge d'espace par la méthode FLIMM (*Focused Laser Intensity Modulation Method*). La technique de mesure de déformation DIC utilise une méthode de corrélation d'image qui permet de mesurer les déformations de l'échantillon entre une image de référence et une image de la surface de l'échantillon déformée par l'application d'un champ électrique ou de tout autre champ de contrainte [7]. La méthode FLIMM [8] consiste à irradier la surface de l'échantillon par un faisceau laser modulé en intensité et focalisé à la surface de l'échantillon afin de créer un gradient thermique non uniforme à l'intérieur de l'échantillon. Cette onde thermique modifie la permittivité du matériau et engendre une variation des charges d'influence créées par les charges internes sur les électrodes de l'échantillon. Sous condition de court-circuit, la variation des charges d'influence génère un courant pyroélectrique qui permet de remonter à la distribution spatiale de la charge d'espace après un traitement mathématique.

3.2. Charge d'espace et déformation sur matériaux irradiés par faisceau d'électrons

Pour mettre en évidence le lien entre charge d'espace et déformation mécanique, nous avons irradié un film de PTFE de 50 μm d'épaisseur métallisé sur ses deux faces (30 nm d'or) avec un canon à électrons à 40 keV pendant 5 minutes. Pour limiter la zone irradiée, un masque avec une ouverture de 200 μm de diamètre a été placé sur l'échantillon au cours de l'irradiation. La zone irradiée a tout d'abord été cartographiée (Fig. 3) avec une résolution de 5 μm .

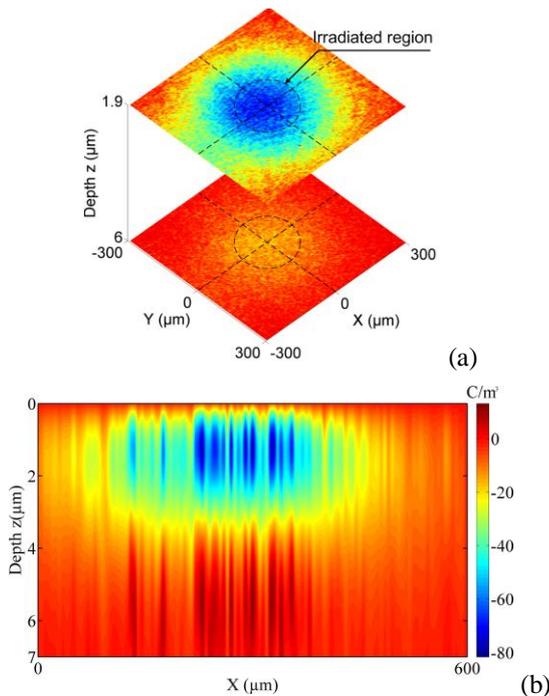


Fig.3 Distribution en trois dimensions des électrons implantés (a) dans des plans (XY) parallèles à la surface de l'échantillon, (b) dans un plan (XZ) perpendiculaire à la surface de l'échantillon.

On peut voir que la charge se situe en surface avec un étalement qui correspond au diamètre de l'ouverture dans le masque lors de l'irradiation. La profondeur de pénétration des électrons est de l'ordre de 3 à 4 μm .

L'application d'un champ électrique de 60kV/mm à l'échantillon permet de mesurer les déformations mécaniques ϵ_{xx} et ϵ_{yy} dans le plan de l'échantillon (Fig. 4).

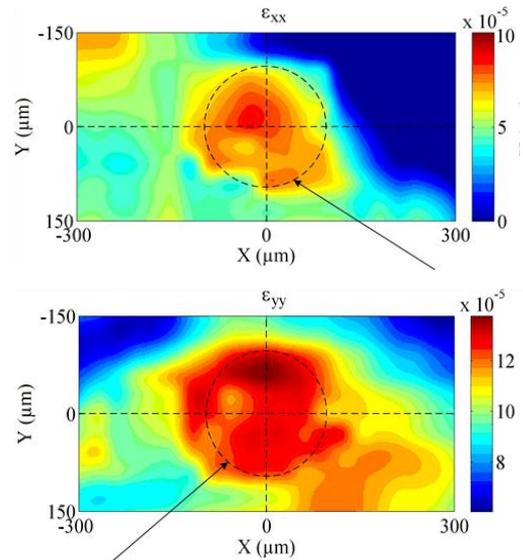


Fig.4 Déformation induite dans deux directions orthogonales par l'application d'un champ électrique de 60kV/mm selon l'axe Z.

On peut donc apprécier sur les Figures 3 et 4 le lien entre charge d'espace, déformation mécanique et champ électrique. En effet, la zone irradiée est parfaitement reconstruite à partir des mesures de charge d'espace et de déformation mécanique. Il faut également noter des déformations mécaniques plus importantes dans les zones irradiées où le champ électrique interne est modifié par la présence de charges électriques.

3.3. Dissymétrie de la déformation mécanique induite par l'application d'un champ électrique en fonction de la charge d'espace

Un autre lien entre charge d'espace et déformation mécanique induite par l'application d'un champ électrique est illustré sur les Figures 5 et 6 [9]. Des échantillons de PEN de 25 μm d'épaisseur ont été polarisés sous un champ de 200 kV/mm pendant 1h, 3h et 24h. Après la phase de polarisation, une mesure de charge d'espace par la méthode FLIMM a été effectuée (Fig. 5). Elle montre la présence d'une charge positive très importante près de l'anode (vraisemblablement due à de l'injection de charges). Une charge négative est également présente à la contre-électrode, et est sous-estimée dans la mesure en raison de la perte de résolution en profondeur de la méthode LIMM.

La déformation mécanique a été mesurée pour des champs électriques croissants en polarité alternée. Cela permet d'obtenir une courbe de déformation mécanique pour des champs allant de -200 à +200 kV/mm. On peut voir sur ces caractéristiques une dissymétrie de la déformation mécanique en fonction du champ. Pour un champ d'amplitude donné, la déformation mécanique est plus importante pour un champ de

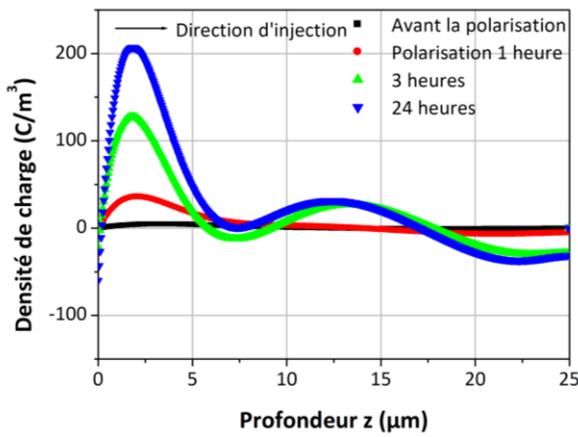


Fig.5 Charge d'espace dans un échantillon de PEN de 25 μm fonction du temps de polarisation sous 200 kV/mm. Anode à gauche pendant la polarisation.

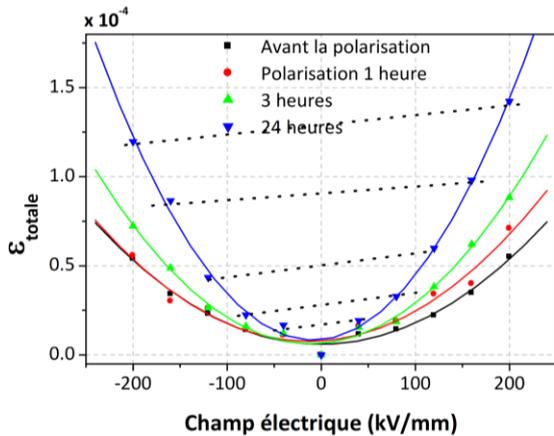


Fig.6 Déformation mécanique dans le plan ($\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}$) en fonction du champ électrique pour un film de PEN de 25 μm pré-polarisé de 1h à 24h sous 200 kV/mm.

polarité positive en présence de charge positive que pour un champ de polarité négative. Si on polarise l'échantillon sous un champ de -200 kV/mm, on obtient des charges négatives proches de la surface observée et des déformations mécaniques plus importantes pour cette fois un champ de polarité négative.

Les raisons pour lesquelles la déformation électromécanique est plus élevée dans un matériau chargé ne sont pas complètement comprises à ce jour. La distribution résiduelle de charge et de champ électrique est à prendre en compte, de même qu'une éventuelle polarisation d'orientation du matériau sous l'effet du champ créé par les charges injectées. Zhang et al. [4] ont observé des effets très similaires, en particulier savoir une augmentation du coefficient d'électrostriction de polymères cellulaires lorsque une charge d'espace bipolaire est présente. Ils ont expliqué ces phénomènes par une augmentation de la permittivité apparente du matériau sous l'effet des charges d'espace.

4. METHODES ACOUSTIQUES DE MESURES DE CHARGE D'ESPACE

4.1. Principes de mesure

Diverses méthodes de mesure de distribution de densité de charges ont été développées, pouvant s'appuyer sur des phénomènes électromécaniques [10]. Si l'application d'un champ électrique continu crée une force de Coulomb sur une charge, l'application d'une impulsion de tension sur une région chargée génère une onde acoustique au sein du matériau où se trouve cette charge. C'est ce principe qui est utilisé dans la méthode PEA (*Pulsed Electro-Acoustic*) de mesure de distribution de charge d'espace. Ainsi, l'application d'une impulsion de tension entre les deux électrodes d'un film diélectrique génère une onde acoustique dont la forme d'onde est l'image de la distribution de charge dans l'échantillon.

A l'inverse, la propagation d'une onde acoustique dans un matériau va induire un déplacement relatif des charges par rapport aux électrodes, et donc un courant électrique de déplacement entre les deux électrodes en présence de charge d'espace. Ce courant caractérise la distribution de charge dans l'échantillon. Ce principe est à l'origine des méthodes de mesure de charge d'espace LIPP (*Laser Induced Pressure Propagation*) et PIPWP (*Piezoelectric Induced Pressure Wave Propagation*) qui se distinguent par la manière dont les perturbations acoustiques sont générées. Dans la première, il s'agit d'une onde pression générée par ablation par l'impact d'un faisceau laser sur une cible. Le courant transitoire est détecté sur une seule impulsion. Dans la méthode PIPWP, dont le synoptique est donné à la Fig. 7, la pression acoustique est générée par un transducteur piézoélectrique et la réponse électrique est moyennée sur un grand nombre de périodes.

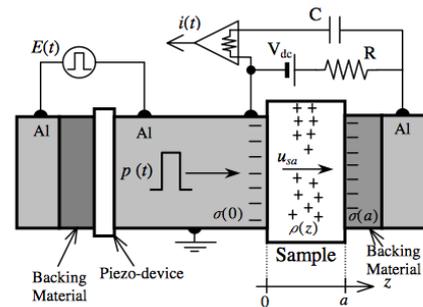


Fig.7 Synoptique d'un dispositif de mesure PIPWP [11]

4.2. Méthode électroacoustique

Le principe de la méthode électroacoustique -PEA- est schématisé à la Fig. 8. Le diélectrique est placé entre deux électrodes et une impulsion de tension est appliquée sur une des électrodes. Les charges oscillent autour de leur position d'équilibre sous l'effet d'une force coulombienne. Leur déplacement génère des ondes acoustiques qui se propagent dans toute la cellule de mesure et sont converties en tension par le capteur piézoélectrique. Le signal de tension est ensuite amplifié par un amplificateur large bande faible bruit puis un traitement du signal, décrit succinctement ci-dessous, permet de retrouver la densité de charges dans l'échantillon.

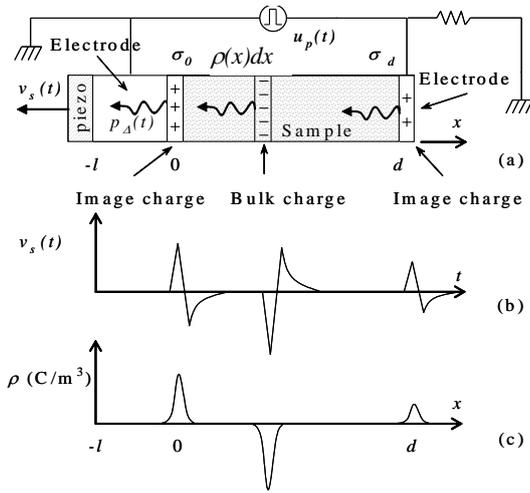


Fig.8 Principe de la méthode PEA (a) les régions chargées sont le siège d'ondes acoustiques sous l'effet d'un champ impulsif; (b) le capteur piézoélectrique détecte les ondes et délivre une tension $v_s(t)$ dont l'amplitude et le retard sont fonction de la quantité et de la position des charges; (c) le traitement du signal permet de remonter à la distribution de charges d'influence et de charges internes [12].

Pour décrire le principe du traitement du signal dans la méthode PEA, on se place dans une géométrie 1D (plans infinis) [12]. La pression transitoire générée par les charges présentes dans un élément d'épaisseur dx de l'isolant sous l'influence du champ impulsif $e(t)$ est de la forme:

$$p_{\Delta}(x, t) = \rho(x) \cdot \Delta x \cdot e(t) \quad (1)$$

Si l'on suppose que les ondes acoustiques se propagent sans atténuation ni dispersion, alors la pression vue au niveau du transducteur piézoélectrique dépend du retard pris à la traversée des différents milieux:

$$p_{\Delta}(x, t) = \rho(x) \cdot \Delta x \cdot e\left(t - \frac{l}{v_e} - \frac{x}{v_p}\right) \quad (2)$$

où v_p et v_e sont les vitesses du son dans l'échantillon et dans l'électrode adjacente au détecteur et l l'épaisseur de cette dernière.

Pour l'ensemble du diélectrique chargé, en posant $\tau = x/v_p$ et $\rho(x) = r(\tau)$, la pression transmise au niveau du capteur est sous la forme d'une convolution:

$$p(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} p_{\Delta}(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} r(\tau) \cdot e\left(t - \frac{l}{v_e} - \tau\right) d\tau \quad (3)$$

qui s'écrit de la manière suivante par transformée de Fourier:

$$P(v) = F[p(t)] = v_p \cdot R(v) \cdot E(v) \cdot \exp\left[-2i\pi v \frac{l}{v_e}\right] \quad (4)$$

La tension délivrée par le capteur acoustique $v_s(t)$ est elle-même liée à la pression par une fonction de transfert globale $H(v)$ du système:

$$V_s(v) = H(v) \cdot P(v) \quad (5)$$

Cette fonction de transfert, qui est la seule inconnue dans la mesure, est obtenue à partir de la réponse du système à une charge calibrée, en l'occurrence la charge capacitive σ_l générée sur l'électrode adjacente au capteur en appliquant une tension DC à l'échantillon et en le supposant libre de charges. La pression de calibration $p_l(t)$ et la tension en sortie $V_{s1}(v)$ sont données par:

$$p_l(t) = \sigma_l e\left(t - \frac{l}{v_e}\right) \quad (6)$$

$$\text{et } V_{s1}(v) = H(v) \cdot \sigma_l \cdot E(v) \cdot \exp\left[-2i\pi v \frac{l}{v_e}\right]$$

Le profil de charge s'obtient *in fine* en combinant les eq. (4-6):

$$\rho(x) = F^{-1}[R(v)] = F^{-1}\left[\frac{\sigma_l V_s(v)}{v_p V_{s1}(v)}\right] \quad (7)$$

Des méthodes de déconvolution plus élaborées qu'une division spectrale, prenant en compte effectivement l'atténuation et la dispersion dans le matériau, ainsi que la divergence du champ dans le cas d'une géométrie cylindrique, ont été développées. En effet, une variation substantielle de la vitesse de propagation des ondes acoustiques ainsi que du coefficient d'atténuation en fonction de la fréquence se produisent dans les polymères pour des fréquences de quelques dizaines de MHz, de sorte les signaux acoustiques générés ne peuvent être considérés invariants lors de la propagation. On utilise alors les signaux produits sur les deux électrodes pour procéder à la calibration, en s'appuyant sur des modèles type NLKK (Nearly Local Kramers-Kronig) [13].

La méthode est également applicable au cas de matériaux multicouches, moyennant la prise en compte à minima des différences de vitesse de propagation des signaux acoustiques dans les deux matériaux. La Fig. 9 représente un exemple de

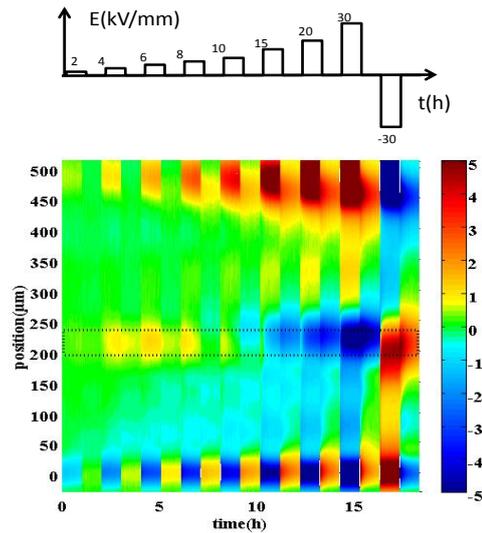


Fig. 9. Cartographie de charge d'espace obtenue sur une structure bicouche polyéthylène réticulé (0-220 μ m) / élastomère (220-500 μ m) à 40°C, au cours du cycle de contrainte (champ moyen appliqué sur la structure) représenté sur le schéma du haut. L'échelle vertical représente la profondeur dans l'isolant; l'échelle horizontale le temps. La barre des couleurs donne l'échelle des densités de charge en C/m³. La zone d'interface est représentée par le rectangle en pointillé. La charge d'influence est visible aux deux électrodes [14].

cartographie temporelle de charges obtenue sur une structure bicouche polyéthylène réticulé/élastomère d'environ 500µm d'épaisseur et selon le cycle en champ électrique représenté.

On observe ici en particulier l'établissement d'une charge d'interface entre les deux matériaux, explicable pour l'essentiel à partir de la théorie Maxwell-Wagner-Sillars (MWS) et des différences de conductivité électrique et permittivité entre les deux matériaux. Le signe de la charge d'interface est positif à faible champ électrique (<10kV/mm) et devient négatif pour des champs >15 kV/mm. Ce comportement s'explique parfaitement à partir des valeurs de conductivité électrique, nettement non-linéaires en champ pour les deux isolants, et des différences de caractéristiques entre les deux matériaux. La cinétique d'établissement de la charge est également bien décrite par l'effet MWS [14].

5. CONTRAINTE ELECTROMECHANIQUE ET TENUE DES ISOLANTS

La durée de vie des isolants dans les composants du GE est limitée par un enchaînement de phénomènes qui s'initient au niveau microscopique et se développent ensuite progressivement aux niveaux méso- et macroscopique, conduisant éventuellement à la rupture diélectrique –voir Fig. 10 [15]. Les propriétés mécaniques sont fortement couplées à ces phénomènes de vieillissement et interviennent aux diverses étapes des processus.

5.1. Des zones de charge d'espace à la formation de domaines à faible densité

Comme décrit plus haut, la présence de charges d'espace dans les isolants induit des contraintes mécaniques sur le matériau. Au niveau moléculaire, la présence d'une charge électrique localisée (donc piégée sur un défaut du réseau moléculaire) induit un champ de contrainte sur les liaisons interatomiques voisines [16], diminuant ainsi le seuil énergétique nécessaire aux ruptures de liaison (de l'ordre de 10

eV dans les polymères non contraints). Les calculs montrent que le champ de contrainte mécanique n'est pas suffisant à lui seul pour expliquer la formation de défauts par rupture et réarrangement des liaisons inter-atomiques. La présence de charges électriques libres, en densité très faible, peut, combinée à ce champ de contrainte, induire des dissociations atomiques. Il a en effet été démontré que des charges électroniques libres de faible énergie cinétique (typiquement 1 eV – [17]) peuvent générer des ruptures de liaisons si celles-ci sont déjà contraintes. La longueur de diffusion d'un électron libre dans un isolant solide peut atteindre 10 nm sous un champ de 100 kV/mm. L'énergie cinétique gagnée par un électron libre (injecté à partir d'une électrode, dé-piégé par effet thermique ou optique, généré par des rayonnements ionisants, etc.) sous ce champ est donc suffisante pour affecter les liaisons interatomiques de façon irréversible. Il s'en suit, par effet cumulatif, la formation de zones de plus faible densité dans lesquelles les électrons libres sont susceptibles de gagner une énergie cinétique plus grande (leur longueur de diffusion augmentant), et donc d'accélérer l'extension du défaut initial. Ces idées ont été développées dans la littérature depuis les années 80 [18] mais les éléments permettant d'en étayer le schéma –cf. Fig. 11- ne sont apparus que plus tard et restent assez largement non finalisés.

5.2. Des domaines à faible densité aux microcavités

L'extension de ces domaines à faible densité conduirait à l'apparition de microcavités au sein du diélectrique. Les réactions de dégradation sont alors amplifiées puisqu'on peut dès lors parler de libre parcours moyen électronique dans un gaz (selon la nature de la microcavité). Les énergies cinétiques potentiellement mises en jeu sont alors bien plus importantes

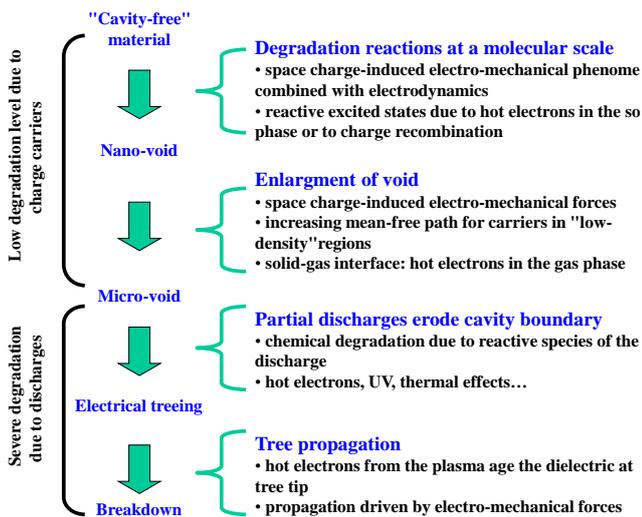


Fig. 10. Les différentes phases du processus de vieillissement électrique des isolants solides selon un schéma largement accepté par la communauté. Les propriétés électromécaniques interviennent à tous les stades et contrôlent, en partie ou totalement, les deux premières phases ainsi que la phase finale de propagation des arborescences électriques [15].

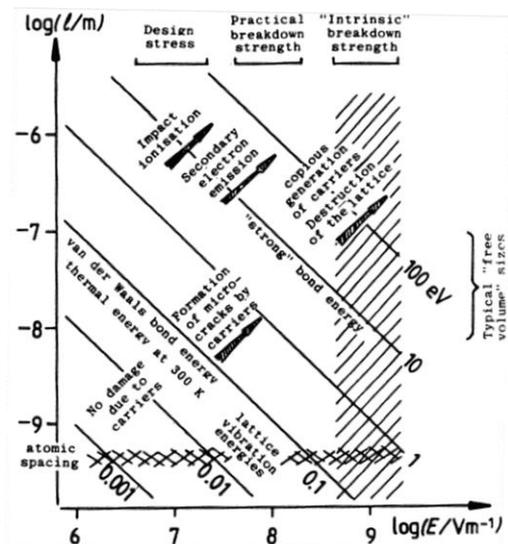


Fig.11. Relation entre champ électrique, libre parcours moyen des porteurs dans les isolants et énergie cinétique gagnée par les porteurs sur le libre parcours moyen. Les lignes d'énergie cinétique constante sont mises en relation avec l'énergie de processus caractéristiques des solides. Les principaux phénomènes de multiplication de porteurs sont indiqués. Le domaine typique de champ de rupture intrinsèque est représenté hachuré. La distance interatomique (hachures horizontales) représente la limite physique inférieure pour un "libre" parcours. A droite, le domaine de taille typique de vacuoles (volume libre) dans des polymères est représenté [18].

puisque l'énergie gagnée par un électron libre accéléré par le champ dans un micro-vide ne dépend que de sa dimension. Pour une distance d'accélération de 1 μm , l'énergie gagnée dans un champ de 100 kV/mm est de 100 eV. Le seuil des réactions de dégradation est alors très largement dépassé. Dans le cas d'une vacuole gazeuse, l'énergie gagnée est limitée par le libre parcours moyen électronique –la distance entre deux collisions avec les molécules du gaz. L'ordre de grandeur de celui-ci reste de l'ordre du μm à la pression atmosphérique.

5.3. Des microcavités aux cavités sièges de décharges partielles, origines des arborescences électriques

Par extension des microcavités, la dimension minimale critique pour l'amorçage de décharges électriques (dites décharges partielles) est atteinte (typiquement une dizaine de μm). Les réactions de dégradation font alors intervenir des espèces excitées, des ions, des électrons, des rayonnements UV, etc. Des arborescences électriques, structures filamenteuses ramifiées issues de ces défauts, se propagent alors en des temps très variables en fonction des conditions (ms, mois ou années!) et conduisent à la rupture.

Les mécanismes de propagation des arborescences électriques sont fortement couplés aux propriétés mécaniques. L'arborescence est en effet une structure filamenteuse creuse (d'un diamètre de l'ordre du μm à plusieurs μm) qui nécessite donc la formation de nouvelles interfaces internes et un certain degré de déformation plastique du matériau. L'énergie nécessaire à l'apparition de cette structure filamenteuse doit être fournie par le champ électrique. Les arborescences électriques étant le siège de décharges électriques internes et intermittentes, plusieurs tentatives d'interprétation ont été proposées sur cette base mais fort est de constater que 90% de l'énergie des décharges est dissipée le long des parois de la structure ce qui peut expliquer l'augmentation du diamètre des filaments au cours de leur propagation mais plus difficilement leur avancement. Les théories les plus étayées sur cette question mettent en balance l'énergie électrostatique dissipée en pointe de filament (régulièrement impacté par les décharges électriques internes à la structure) et l'énergie mécanique nécessaire à la formation du filament. Là encore, les estimations montrent que les charges électriques injectées dans le matériau en extrémité de filament sont nécessaires pour affecter les propriétés mécaniques [19].

Une très belle illustration de l'importance des propriétés mécaniques sur les structures arborescentes a été apportée récemment par des mesures effectuées sur des gels, intermédiaires entre solides et liquides vis-à-vis de leurs propriétés mécaniques. Alors que les arborescences sont des structures permanentes dans le cas des solides, elles apparaissent comme des structures transitoires dans les gels (la pression électrostatique étant nécessaire à leur observation) et disparaissent dès que la tension n'est plus appliquée à l'objet. Elles se reforment dès que la tension est de nouveau appliquée à l'objet ce qui démontre que la structure est bien permanente mais ne « s'ouvre » que sous contrainte électrique [20].

6. CONCLUSIONS

Nous avons succinctement illustré les liens qui pouvaient exister entre la charge présente dans un diélectrique et le comportement électromécanique du matériau: les électrets, qu'ils soient sous forme de films classiques ou cellulaires présentent un comportement piézoélectrique, comportement qui peut lui-même être exploité pour sonder la densité et la position de la charge dans un isolant. Une illustration de l'exploitation d'effets électromécaniques pour sonder la distribution de densité de charges dans des isolants a été apportée avec le principe de la méthode de l'impulsion électroacoustique –PEA– consistant à détecter les ondes acoustiques générées par l'interaction Coulombienne entre une impulsion de champ électrique sonde avec la charge présente dans l'isolant.

Nous avons également observé que l'implantation de charges dans des isolants amplifie apparemment les phénomènes d'électrostriction. Parce que la charge produit localement des contraintes sur le matériau, elle peut se révéler être une faiblesse dans le contexte de matériaux appliqués à l'isolation. Les effets électromécaniques sont susceptibles d'intervenir à tous les stades de la dégradation des isolants, de l'initiation jusqu'à la rupture diélectrique. Lorsque des charges excédentaires sont suffisamment mobiles, elles entraînent des dommages irréversibles sous forme de filaments dans lesquels des phénomènes de fracture se produisent.

7. REFERENCES

- [1] G.M. Sessler, J.E. West, "Electret transducers: a review", *J. Acoust Soc. Am.*, vol. 53, p. 1589, 1973
- [2] S. Bauer, R. Gerhard-Mulhaupt, G.M. Sessler, "Ferroelectrets: Soft electroactive foams for transducers", *Physics Today*, vol. 57, p. 37, 2004
- [3] S. Harris, A. Mellinger, "Pressure dependence of space charge deposition in piezoelectric polymer foams: simulations and experimental verification", *Appl Phys A*, vol. 107, p. 553, 2012
- [4] J.W. Zhang, L. Lebrun, B. Guiffard, P.J. Cottinet, R. Belouadah, D. Guyomar, L. Garbui, "Influence of corona poling on the electrostrictive behavior of cellular polypropylene films", *Sensors & Actuators A*, vol. 175, p.87, 2012
- [5] S. Boisseau, G. Despesse, B. Ahmed Seddik, "Electrostatic Conversion for Vibration Energy Harvesting" in *Small-Scale Energy Harvesting*, Ed. M Lallart, InTech, DOI: 10.5772/51360, Chap.5, 2012
- [6] F. Belhora, P.J. Cottinet, D. Guyomar, L. Petit, L. Lebrun, A. Hajjaji, M. Mazroui, Y. Boughaleb, "Optimization of energy harvesting conversion using the hybridization of electrostrictive polymers and electrets", *Sensors and Actuators A*, vol. 189, p. 390, 2013
- [7] T. Tran Anh, L. Berquez, L. Boudou, J. Martinez-Vega, "Space charge and Induced Mechanical Deformation Cartographies by FLIMM and Digital Image Correlation on electron irradiated PTFE thin film", *Proc. 14th International Symposium on Electrets (ISE)*, p.39, 2011
- [8] A. Petre, C.D. Pham, D. Marty-Dessus, L. Berquez, "Three-dimensional space charge cartographies by FLIMM in electron irradiated polymers", *J. Electrostat.*, vol. 67, p. 430, 2009
- [9] T. Tran Anh, L. Berquez, L. Boudou, J. Martinez-Vega, "Effect of trapped space charge on mechanical deformation induced by electric field", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 18, p. 1416, 2011
- [10] R. J. Fleming, "Space Charge Profile Measurement Techniques: Recent Advances and Future Directions", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 12, p. 967, 2005
- [11] R. Watanabe, H. Tanaka, Y. Tanaka, T. Takada, Y. Murooka, N. Tomita, "Development of Deep Charge Monitoring System for Spacecraft Utilizing the PIPWP Method", *Proc. 7th International Conf. On Spacecraft Charging Technology (ESTEC)*, p.429, 2001

- [12] O. Gallot-Lavallee, V. Griseri, G. Teysse, C. Laurent "The pulsed electro-acoustic technique in research on dielectrics for electrical engineering: today's achievements and perspectives for the future". *Revue Int. de Génie Electrique*, vol. 8, p. 749, 2005
- [13] B. Vissouvanadin, T.T.N. Vu, L. Berquez, S. Le Roy, G. Teysse, 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.*, vol. 21, p. 821, 2014
- [14] T.T.N. Vu, G. Teysse, B. Vissouvanadin, S. Le Roy, C. Laurent, M. Mammeri, I. Denizet, "Electric field profile measurement and modeling in multi-dielectrics for HVDC application", *Proc. IEEE Intern. Conf. on Solid Dielectrics (ICSD)*, p. 413, 2013
- [15] C. Laurent, G. Teysse, "Hot Electron and Partial-Discharge Induced Aging of Polymers", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 208, p. 442, 2003
- [16] G. Mazzanti, G. C. Montanari, L.A. Dissado, "Electrical Aging and Life Models: The Role of Space Charge", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 12, p. 876, 2005
- [17] L. Sanche, "Nanoscopic Aspects of Electronic Aging in Dielectrics", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 4, p. 507, 1997
- [18] A. K. Jonscher, R. Lacoste, "On a cumulative model of dielectric breakdown in solids", *IEEE Trans. Electr. Insul.*, vol. 19, p. 567, 1984
- [19] H. R. Zeller, W. R. Schneider, "Electrofracture mechanics of dielectrics aging", *J. Appl. Phys.*, vol. 56, p. 455, 1984
- [20] L. Salvatierra, S. Dodd, L. Dissado, E. Mola, "Electrical Trees in Silicone Gel: A Combination of Liquid and Solid Behaviour", *Proc. IEEE Conf. on Electr. Insul. and Dielectr. Phen. (CEIDP)*, p. 1018, 2013