

Comment modéliser un isolant en électrostatique ? Approches classiques et modernes d'un problème complexe.

Philippe Molinié

Supélec, Département Energie
Plateau du Moulon, 91192 Gif-sur-Yvette Cedex

philippe.molinie@supelec.fr

Résumé –L'électrostatique reste une science vivante et dynamique car la réponse des matériaux à la charge électrique est complexe et reste un sujet de recherche. Nous présentons ici quelques aspects de la modélisation des isolants solides en électrostatique. La réponse de l'isolant chargé consiste en des phénomènes de polarisation et de conduction qui sont superposés de manière variée et très dépendante du type de matériau considéré. Les principaux modèles classiques de ces phénomènes sont passés en revue, et la question de leur domaine de validité est posée, ainsi que celle de l'apport des progrès scientifiques actuels à ces modélisations.

1 Introduction

L'électrostatique est une science ancienne, dont les principes fondamentaux peuvent sembler figés depuis que Poisson, Gauss, et finalement Maxwell en ont résolu les mystères. Et si des progrès récents ont été faits dans le calcul de champ entre des surfaces dont le potentiel est connu, ils relèvent plus de l'informatique que de l'électrostatique.

Ce sont les matériaux qui font la complexité et l'actualité de l'électrostatique moderne, matériaux qui sont bien loin de pouvoir se résumer à un paramètre (la permittivité) ou à deux (en y ajoutant la conductivité), en particulier parce que cette discipline se caractérise par l'application de contraintes de longue durée. Nous envisagerons dans la suite deux types classiques de situations : le « circuit fermé » où la source apparaît comme un potentiel (la plupart des cas où l'isolant sert à séparer des conducteurs), et le « circuit ouvert » où cette source est une charge déposée (la plupart des cas où l'isolant n'est pas dans un circuit électrique), selon la figure 1.

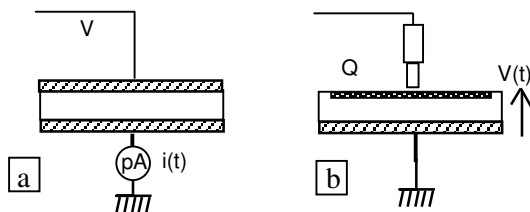


Figure 1 : Mesures électrostatiques
a) $i(t)$ en circuit fermé b) $V(t)$ en circuit ouvert

Le premier cas est le plus classique, et le plus facile à maîtriser, car la surface de l'isolant est à un potentiel unique, fixée par le circuit. Le deuxième cas [1] est plus proche de ce qu'on connaît dans les études de « risque électrostatique » : un mécanisme de charge alimente la surface, et le potentiel qu'elle atteint (donc le risque de décharges internes ou externes) dépend de la compétition entre cette accumulation de charge et les mécanismes de dissipation dans l'isolant.

Dans certains cas, les phénomènes de surface sont déterminants pour la génération ou l'injection de la charge dans l'isolant, lorsque la charge est injectée par une interface, sous l'effet du champ (câbles HT), du rayonnement (rouleau photoconducteur en photocopie), ou du frottement (tribologie). Ce qui donne autant de cas particuliers que de situations concrètes. On n'abordera pas cette problématique dans cet article, centré sur les modèles volumiques de l'isolation solide.

2 Historique

Le concept de matériau isolant électrique est né au XVIIIème siècle avec la découverte par Gray de la différence entre isolants et conducteurs, mais on peut dire que les premières modélisations modernes des propriétés des isolants datent des années 1830, avec d'une part, la description par Faraday de leur capacité à stocker de l'énergie électrostatique, et la naissance du terme « diélectrique », et d'autre part la découverte par Ohm de sa célèbre loi. Cette séparation par la pensée, sinon dans la réalité, des deux aspects de l'isolant, stockage de l'énergie et rétention (ou dissipation progressive) de la charge, résumée dans le modèle résistance – condensateur, est restée jusqu'à aujourd'hui la pierre angulaire de la modélisation des isolants.

Dans la deuxième partie du XIXème siècle, l'unification opérée par Maxwell de la théorie électromagnétique, ainsi que la formalisation de la thermodynamique et de la physique statistique ont posé les lois fondamentales fixant les relations entre la charge et le champ, l'énergie et la température. Cependant, ce n'est que vers la fin du XIXème siècle et les débuts du XXème que les propriétés électriques des matériaux réels ont commencé à être explorées. On peut citer notamment les travaux de Jacques et Pierre Curie sur les cristaux, leur découverte de la piézoélectricité et de la loi (dite aujourd'hui Curie-Von Schweidler) de la décroissance du courant d'absorption dans les

isolants, ou ceux de Clausius, Langevin, Lorenz et Debye sur la relaxation et le problème du champ local. La découverte des rayons X par Roentgen (1897) et son application par Von Laue (1912) ont enfin permis de disposer d'un outil qui, pour la première fois, donnait accès aux structures cristallines à l'échelle atomique.

Tous ces développements de la physique concernèrent surtout, dans le domaine de la modélisation des isolants, l'aspect « diélectrique » des matériaux. Il fallut l'avènement de la mécanique quantique pour que les théories de la conduction dans la matière condensée puissent être bâties sur un fondement solide. La division fondamentale des solides entre matériaux isolants et conducteurs, restée elle-même énigmatique jusque là, trouva une explication élégante dans le modèle de Bloch (1928), et la démonstration que le mouvement d'un électron dans un réseau périodique tridimensionnel se faisait dans des bandes d'énergie bien déterminées séparées par des bandes interdites, la position du niveau de Fermi issu du remplissage de ces bandes par les électrons déterminant le caractère isolant ou conducteur du solide [2].

Le développement impétueux des semiconducteurs et de l'électronique, des redresseurs à galène aux microprocesseurs, en passant par l'invention déterminante du transistor en 1947, ont impulsé les avancées ultérieures de la physique du solide. Le modèle triplement périodique initial, s'il pouvait convenir aux matériaux monocristallins, ou aux semiconducteurs, dont il expliquait en première approximation les propriétés, n'était pas adapté au cas de la grande majorité des isolants, oxydes ou polymères, utilisés dans la pratique, de bonnes propriétés isolantes nécessitant l'utilisation de matériaux désordonnés présentant un faible libre parcours moyen des porteurs de charge. Les conséquences du désordre, localisation, piégeage, et conduction par sauts entre niveaux pièges, ont été développés par la suite, notamment par Anderson et Mott. Par ailleurs, les propriétés du transport et de l'injection de charge aux interfaces dans des structures combinant dans des ordres variés semiconducteurs et isolants entre électrodes métalliques ont été étudiées et modélisées en détail, conduisant à de multiples modèles, de courants limités par la charge d'espace, par l'émission des électrodes, etc.

Enfin, les progrès non moins impétueux de la chimie des polymères, et l'élaboration dans tous les domaines de l'activité industrielle, de plastiques et de composites remplaçant peu à peu les matériaux organiques ou minéraux traditionnels, ont rapidement bouleversé notre environnement. Parmi les multiples conséquences de cette révolution technologique, on peut placer le renouveau actuel de l'électrostatique : dans l'automobile, le génie électrique, l'agroalimentaire, le spatial, l'équipement de la maison, la mécanique, l'électronique, ou la pharmacie, se multiplient les situations où le contrôle de la charge électrique dans des matériaux désormais souvent « trop isolants » est un phénomène clé.

Concernant les modélisations, l'omniprésence de matériaux composites et macromoléculaires entraîne un tel éloignement par rapport au modèle

périodique initial de Bloch, que les notions de bandes d'énergie ou les théories de la conduction issues de la physique des semiconducteurs et des oxydes sont souvent peu opérantes dans la pratique. Il en résulte à l'heure actuelle un éclatement des modèles, et des conceptions sur les isolants, reflétant la difficulté pour les communautés travaillant sur les matériaux d'acquérir un langage commun, ou simplement de maîtriser les bases scientifiques complexes qui seraient nécessaires pour la compréhension en profondeur des propriétés. Dans le cadre de cet article, on se limitera à poser ce problème dans certains de ses aspects, sans avoir la prétention d'apporter une véritable synthèse.

3 Equations de base électrostatiques

Comme pour tout problème d'électrostatique, les équations de Maxwell relient le déplacement électrique D ($D = \epsilon_0 E + P$, E étant le champ électrique et P la polarisation dans l'isolant), la densité de charge ρ et la densité de courant j en chaque point de l'isolant, par :

$$\operatorname{div} D = \rho \quad (\text{équation de Poisson}) \quad (1)$$

et
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} j = 0 \quad (\text{équation de continuité}) \quad (2)$$

Les conditions aux limites, elles, dépendent du problème considéré. Le potentiel de la face inférieure de l'isolant étant fixé (généralement zéro), en considérant un problème unidimensionnel (isolant homogène, dont l'épaisseur peut être négligée par rapport à ses autres dimensions), les deux cas-type de la figure 1 s'exprimeront par des relations faisant intervenir, pour le premier, l'intégrale du champ électrique E sur l'épaisseur du matériau, et pour le second, le déplacement électrique D dans le matériau près de sa surface.

Considérons par exemple le deuxième cas, avec l'utilisation d'une sonde électrostatique de mesure asservie au potentiel de l'isolant. Le champ électrique est alors nul à l'extérieur de l'isolant, et d'après le théorème de Gauss, le déplacement électrique en chacun des points de l'isolant sera égal à la densité surfacique de charge existant entre ce point et l'extérieur de l'isolant. Ce sera donc la « grandeur d'entrée » du système, fixée initialement par l'extérieur (par la charge). L'équation de continuité s'écrit dans ce cas en chaque point de l'isolant :

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \left(\sigma + \sum_i \mu_i \rho_i \right) E = 0 \quad (3)$$

Le second terme représente la conduction, σ étant la conductivité intrinsèque, le troisième représente la conduction due à la charge d'espace, μ_i et ρ_i étant la mobilité et la densité de charge du porteur de type i . La diffusion est supposée nulle. On va examiner dans les paragraphes suivants l'influence de ces trois mécanismes physiques sur les observables (courant de masse dans le premier cas de la figure 1, déclin de potentiel dans le deuxième).

4 Polarisation dipolaire

On supposera dans cette partie l'absence de tout phénomène de conduction dans l'isolant. Seule une variation de polarisation pourra alors donner une variation de potentiel, ou un courant de masse. Ce cas est fréquent, car la relaxation diélectrique de la plupart des isolants, notamment des polymères, a une composante à très basse fréquence, liée à la fois aux réorganisations moléculaires internes, et à des phénomènes de polarisation interfaciale complexes.

En régime linéaire, on peut modéliser cette réponse par des fonctions diélectriques $\phi_D(t)$ et $\phi_E(t)$ établissant des relations de convolution entre le déplacement électrique et le champ [3] :

$$D(t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t E(\tau) \phi_D(t - \tau) d\tau \quad (4)$$

$$E(t) = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{-\infty}^t D(\tau) \phi_E(t - \tau) d\tau \quad (5)$$

ϕ_D et ϕ_E ne sont pas indépendantes, le produit de leurs transformées de Laplace valant 1.

Pour un diélectrique homogène d'épaisseur L , chargé uniquement en surface, le champ électrique sera constant dans l'isolant, et relié au potentiel par $E = V/L$. Le déplacement sera, lui, égal à la densité de charge libre sur la surface q .

Dans le cas de l'application à $t=0$ d'un créneau de potentiel ($V(t) = \Gamma_0(t)V_0$), on déduit de (4) le courant d'absorption de l'isolant, qui va être proportionnel à $\phi_D(t)$:

$$i(t) = S \frac{dD}{dt} = \frac{\varepsilon_0 S V_0}{L} \frac{d}{dt} \int_0^t \phi_D(\theta) d\theta = C_0 V_0 \phi_D(t) \quad (6)$$

(S étant la surface de l'isolant, et C_0 sa capacité géométrique)

Dans le cas du dépôt à $t=0$ d'une quantité de charge q_0 sur la surface ($q(t) = \Gamma_0(t)q_0$), on déduit de (5) la vitesse de déclin du potentiel de surface :

$$\frac{dV(t)}{dt} = \frac{1}{L} \frac{dE}{dt} = \frac{Lq_0}{\varepsilon_0} \frac{d}{dt} \int_0^t \phi_E(\theta) d\theta = \frac{Lq_0}{\varepsilon_0} \phi_E(t) \quad (7)$$

Pour des raisons étudiées en particulier par Jonscher [4], les fonctions diélectriques dans la matière condensée sont composées de lois de puissance, selon la figure suivante.

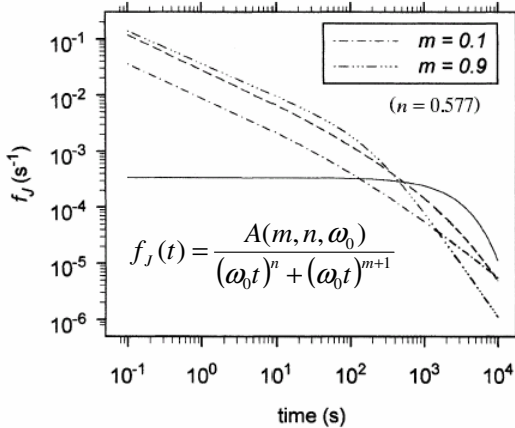


Figure 2 : Fonctions de réponse de Jonscher
(la fonction f_j est égale à ϕ_D pour $t > 0$) [4]

La courbe $\log \phi_E(t) = f(\log t)$ sera également composée de lois de puissance, mais avec des pentes différentes de $\log \phi_D(t) = f(\log t)$. Le déclin de potentiel sera donc également composé d'un ou deux segments de droite, en utilisant la représentation $\log(dV/dt) = f(\log t)$.

5 Conduction

Dans le cas où la polarisation est stabilisée, elle peut être décrite par une constante diélectrique ε , et le courant externe ou les variations de potentiel mesurées seront alors liés à des effets de conduction. On ne s'intéresse ici qu'aux phénomènes volumiques, même si la modélisation globale de l'isolation doit nécessairement faire intervenir ses interfaces avec le monde extérieur : elles interviendront ici par la fixation des conditions aux limites, la recombinaison des porteurs de charge aux électrodes, et l'apport d'une certaine répartition initiale de charge – ou l'émission d'un certain courant – dans le matériau.

La conductivité en un point est proportionnelle au produit de la densité locale des porteurs de charge mobiles du matériau par leur mobilité. On distingue alors deux cas principaux : celui de la conduction intrinsèque, qui suppose la préexistence dans le matériau d'une densité de porteurs mobiles créés de manière homogène par des causes réparties (température, champ électrique externe appliqué, rayonnement, humidité...), et la conduction extrinsèque, liée à l'injection de porteurs de charge, généralement à partir d'une surface injectrice, constituant une charge d'espace dans le matériau.

5.a conduction intrinsèque

L'existence d'une conduction intrinsèque entraîne un écrantage de toute charge nette présente dans le matériau, car (2) peut s'écrire ici $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sigma \text{div} E = 0$, ce qui donne : $\frac{d\rho}{\rho dt} = -\frac{\sigma}{\varepsilon}$. (8)

Une conductivité intrinsèque constante doit donc donner naissance à un déclin exponentiel de toute densité de charge présente dans le matériau, avec une constante de temps égale au produit de sa résistivité par sa permittivité.

La conduction intrinsèque est cependant pratiquement nulle à température ambiante et champ modéré pour la plupart des polymères utilisés en isolation, qui présentent un grand gap et surtout une mobilité effective des porteurs extrêmement faible. Les courants ou le déclin de potentiel qui sont mesurés dans ce cas seront avant tout d'origine dipolaire, ou liés à une charge d'espace injectée.

Une véritable conduction intrinsèque dans le volume de l'isolant nécessite la génération d'une certaine quantité de porteurs dans des niveaux d'énergie où ils seront mobiles, avec un renouvellement qui compense les recombinaisons. Seule l'irradiation sera suffisamment énergétique pour permettre la création de paires électron-trou par saut de la bande interdite. La théorie générale de la conductivité assistée par radiation (RIC) a été

développée par Fowler [5] : la conductivité d'un diélectrique exposé à une radiation ionisante est proportionnelle à une certaine puissance du débit de dose qu'il reçoit, suivant la loi :

$$\sigma_{RIC} = k \left(\frac{dD}{dt} \right)^\Delta, \text{ avec } 0,5 < \Delta < 1. \quad (9)$$

(Δ dépend de la forme de la distribution énergétique des pièges dans le matériau).

Par ailleurs, pour des isolants présentant essentiellement des pièges peu profonds, ou, pour des polymères à température ou à champ élevés, le dépiégeage thermique d'une partie de la charge piégée dans le matériau n'est plus négligeable, et la conductivité intrinsèque doit être prise en compte. Ce processus, décrit par la loi de Poole-Frenkel, se manifeste par une conductivité proportionnelle à l'exponentielle de la racine carrée du champ électrique, divisée par kT .

5.b Injection et transport de charges

De nombreux modèles concernant l'injection et le transport ont été développés, qu'on peut schématiquement diviser en plusieurs groupes, suivant la manière dont les propriétés du matériau sont prises en compte dans le transport de charges.

On distinguera par ailleurs les deux cas de la figure 1. Le premier peut permettre l'établissement d'un régime permanent, le deuxième est toujours celui d'un régime transitoire.

5.b.1 Modèles électrostatiques

Ce sont les modèles qui ne prennent pas en compte l'influence du piégeage et du dépiégeage de la charge, et qui considèrent donc le transport uniquement par la valeur d'une mobilité μ .

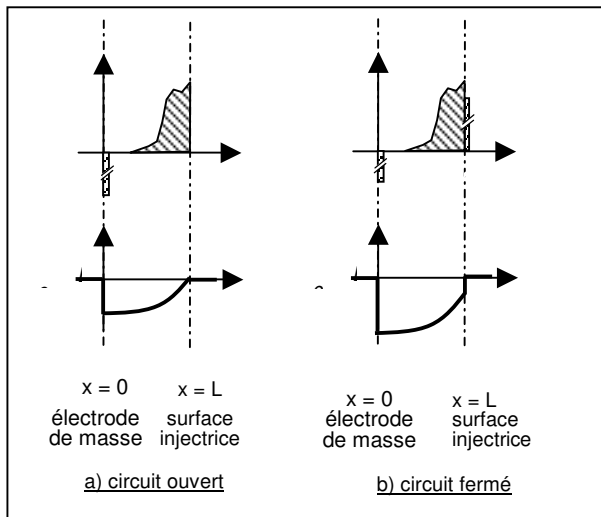


Figure 3 : Densité de charges et champ

5.b.1.1 Circuit ouvert

Ce cas a été calculé en détail par Batra et al. [6], qui ont établi les équations de décroissance du potentiel. Dans le cas d'une condition aux limites de champ nul à l'extérieur de l'isolant (figure 3a), si on considère la distribution de charge comme des plans s'injectant successivement dans le matériau, chaque

plan de charge subit un champ constant durant sa dérive, proportionnel à la quantité de charge qui le sépare de la surface (théorème de Gauss). Il se déplacera donc à vitesse constante, proportionnelle à cette quantité ; la distribution s'élargira donc progressivement, de manière homothétique.

Ce type de modèle prévoit notamment une vitesse de déclin initial du potentiel dV/dt constante, ainsi qu'une dépendance quadratique de cette pente en fonction de la charge déposée.

On peut remarquer également que la charge image sur l'électrode de masse reste constante jusqu'au transit complet du premier plan de charge (l'influence électrostatique de la distribution de charges sur le plan de masse est totale). Une mesure de courant sur l'électrode de masse ne détectera donc pas le mouvement des charges, mais seulement leur arrivée sur cette électrode.

5.b.1.2 Circuit fermé

Dans ce cas, le potentiel est fixé par l'extérieur, mais pas le champ dans l'isolant, qui va dépendre de la charge d'espace présente dans le matériau. Comme dans le cas précédent, le champ sera plus faible dans l'isolant au voisinage de l'électrode injectrice (figure 3b), et pourra s'y annuler dans le cas limite d'une électrode parfaitement injectrice. Mais cet abaissement a ici pour corollaire une élévation du champ – et donc de la charge image – sur l'électrode de masse : une mesure de courant sur l'électrode de masse détecte donc l'injection de charge dans le volume du matériau, contrairement au cas précédent. Cette différence est dû au fait que dans ce cas, l'influence électrostatique est partagée entre les deux électrodes, et se répartit avec la dérive de plus en plus au profit de l'électrode de masse.

Un régime transitoire s'établit donc, caractérisé par une rapide montée du courant pendant la phase d'injection, puis une baisse du courant traduisant la diminution de cette injection liée à la baisse du champ à l'électrode injectrice [7].

En régime permanent, on observera un régime caractéristique de courant limité par charge d'espace (SCLC). D'une manière analogue au circuit ouvert, ce courant sera proportionnel au carré de la tension appliquée [8].

5.b.2 Modèles combinant électrostatique et thermodynamique. Influence du piégeage et transport dispersif

Un traitement correct du transport de la charge dans un matériau désordonné nécessite la prise en compte du piégeage, qui est une conséquence du désordre du matériau. Or ce désordre comporte différents aspects, entraînant des énergies de pièges très variées. Les pièges sont habituellement divisés en deux groupes. Les niveaux peu profonds en énergie sont des conséquences d'un léger désordre, souvent lui-même plus ou moins périodique, d'un matériau : c'est le cas par exemple des niveaux polaroniques dans les oxydes, pour lesquels la localisation est liée à des faibles variations locales de la constante diélectrique du matériau [9]. La profondeur de ce type de pièges est typiquement inférieure à 0,1 eV. En revanche, les pièges liés à des défauts chimiques, comme des lacunes

d'oxygène dans les oxydes, donnent généralement des niveaux d'énergie bien plus bas, de l'ordre de 3eV sous la bande de conduction. On parle alors de piégeage profond. La densité de ces niveaux est particulièrement grande dans les polymères, où ils peuvent correspondre à des extrémités de chaîne, des chaînes latérales « pendantes », ou des sites polaires [10]. Les niveaux de piégeage liés aux interfaces peuvent rentrer dans cette catégorie, ou être moins profonds, suivant la nature des interfaces.

Dans la modélisation, on peut introduire les pièges peu profonds sous la forme d'une mobilité effective des porteurs, modélisant la conduction par sauts par les niveaux de conduction entre ces pièges. En circuit fermé, les porteurs étant renouvelés par une interface et absorbés par l'autre, un équilibre peut en effet être rapidement atteint, dans lequel le taux de remplissage de ces pièges en chaque point atteint une valeur d'équilibre. Ce modèle ne produira pas des résultats très différents du modèle électrostatique, pour peu que la mobilité prise en compte soit la mobilité effective. En revanche, en circuit ouvert, où le régime étudié est par définition transitoire, il faut prendre en compte le caractère dispersif du transport de charge. Ce type de modélisation a été fait, en supposant par exemple une distribution continue en énergie des niveaux de pièges, ou une distribution exponentielle [11].

Le piégeage dans les niveaux profonds peut être modélisé comme un piégeage irréversible, ou en incluant un dépiégeage – éventuellement assisté par le champ et la température. Dans le premier cas, le seul régime permanent possible en circuit fermé (sauf si on arrive à une saturation des pièges) est le blocage complet du courant par la charge d'espace piégée ; si on inclut un dépiégeage, on voit que le courant qui va circuler dans l'isolant sera égal à la charge dépiégée par unité de temps. Ce cas est traité dans le paragraphe suivant.

5.b.3 Modèles purement thermodynamiques : courant contrôlé par le dépiégeage

Le temps va jouer un rôle clé dans l'évolution de la distribution de la charge. Pour les temps courts, la charge se répartit entre les niveaux de pièges profonds et les niveaux superficiels, proportionnellement aux probabilités de capture de ces différents niveaux : les pièges superficiels étant les plus nombreux, la charge sera donc encore assez mobile. Puis, la charge va être progressivement piégée dans des niveaux plus profonds où elle sera plus stable. Sa mobilité moyenne va donc diminuer avec le temps.

Pour les temps longs, lorsque le temps de transit des porteurs de charge est faible comparé à leur temps caractéristique de dépiégeage, on peut éliminer complètement le facteur géométrique des modèles, la cinétique de dépiégeage étant le facteur déterminant la valeur du courant d'équilibre (circuit fermé), ou la forme du déclin de potentiel (circuit ouvert).

Ce phénomène de piégeage progressif de la charge a été modélisé par Simmons et Tam [12] par une énergie de démarcation, définie par :

$$E_d(t) = -kT \ln \left[\left(N_c / N_t \right) (t / \tau_0) \right] \quad (10)$$

(N_c étant la densité d'états de conduction, N_t la densité de pièges, et τ_0 la durée de vie des porteurs dans les états de conduction).

Cette énergie de démarcation à l'instant t peut être considérée comme l'énergie en dessous de laquelle à cet instant l'émission des pièges peut être négligée, et au dessus de laquelle on peut considérer les niveaux pièges comme en équilibre avec les états de transport. Cette énergie est alors à un instant donné, la limite entre niveaux de pièges profonds remplis, et pièges superficiels dépeuplés.

On peut en déduire que le courant d'émission des pièges à t est lié à leur densité énergétique à l'énergie de démarcation correspondante $N(E_d)$:

$$I(t) \propto N(E_d(t)) \frac{dE_d}{dt} = N(E_d(t)) \frac{kT}{t} (N_t / N_c) \tau_0 \quad (11)$$

Lors d'une mesure de courant en circuit fermé, on peut en déduire que la représentation $tI(t) = f(\log t)$ donnera une image de $N(E)$ en fonction de l'énergie de piégeage. En ce qui concerne la mesure de déclin de potentiel, l'utilisation de $t dV/dt$ donnera le même résultat (figure 4).

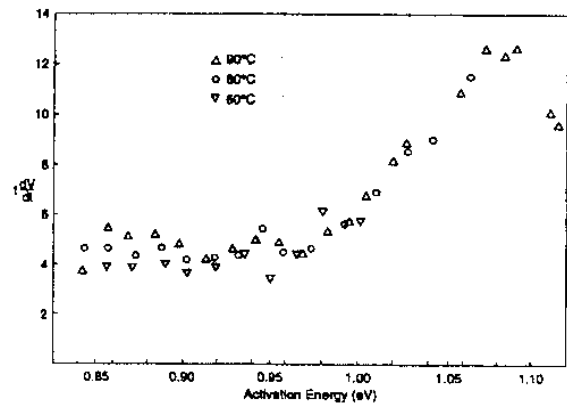


Figure 4 : Exemple de traitement des données du déclin de potentiel (sur du polystyrène) par le modèle de l'énergie de démarcation [13].

Ce mode de calcul sous-estime la densité de pièges superficiels, puisqu'elle néglige l'influence du repiégeage durant la dérive de la charge. Elle donne cependant des résultats intéressants, comme la montré Watson sur du polystyrène [13].

6 Quel modèle pour quel matériau ?

La difficulté essentielle dans l'exploitation de la variété de modèles présentés ici, est leur adéquation à un matériau donné.

La littérature fournit une grande abondance d'articles présentant des résultats expérimentaux, par exemple des mesures de courants d'absorption ou de déclin de potentiel, une partie théorique reprenant tel ou tel modèle, et une discussion montrant un bon accord des courbes qu'il produit et celles produites par la théorie. Bien souvent cette discussion est insuffisante, car des modèles fondés sur des hypothèses physiques différentes, comme la polarisation d'un matériau désordonné, le transport dispersif d'une charge injectée, ou le dépiégeage progressif d'une charge, peuvent donner exactement le même type de courbes, composées de deux lois de puissance, analogues à celles de figure 2. Or la

signification physique du coude de la courbe pour les trois types de modèles est différente : dans le premier cas, il s'agit d'un temps de relaxation caractéristique, dans le deuxième cas, d'un temps de transit, et dans le troisième, d'une énergie caractéristique de pièges.

Ce type de confusion est d'autant plus fréquent que la plupart des études portent aujourd'hui sur des polymères, alors que les modèles les plus populaires (le « paradigme » actuel) sont dérivés de la physique des semiconducteurs et des oxydes, et ne prennent généralement pas en compte la conduction ionique, et la polarisation lente qui dominent les propriétés des polymères à faible champ. Les conséquences pratiques de cette confusion peuvent être importantes, car les contraintes internes ne seront pas les mêmes dans les trois cas.

Il importe d'être conscient de cette difficulté, et de réaliser différents types d'essais pour discriminer autant que possible les phénomènes. Le recours aux techniques de mesure de charge d'espace résolues en profondeur peut parfois permettre d'apporter un diagnostic, même si il ne résout pas toujours la question de la discrimination entre charges injectées et hétérogénéités de polarisation.

7 Limites de cette présentation, et perspectives

Si cette tentative de synthèse des phénomènes physiques « internes » à prendre en compte dans la modélisation des propriétés électriques « externes » de l'isolant couvre des aspects assez variés, elle a bien des limites, que nous voudrions évoquer.

La première est le manque d'intégration des aspects moléculaires et nanométriques. De considérables progrès ont été faits ces dernières décennies dans le domaine de la physico-chimie à l'échelle moléculaire. Sur le plan de la modélisation (chaînes des polymères, repliement des protéines...) comme pour celui de l'expérience (microscopie à sondes locales, nanotechnologies, chimie supramoléculaire, ...) il est probable que les nouvelles technologies vont modifier notre vision des matériaux aussi profondément que l'ont fait la physique du solide et le développement des semiconducteurs dans les années 1930-1950.

Une des insuffisances des modèles de conduction présentés ici, c'est qu'ils supposent une distinction assez rigide entre la charge et son environnement, qui est supposé n'intervenir que par le biais de la polarisation, et du piégeage. Mais dans les polymères, l'importance du piégeage profond rend la charge pendant l'essentiel de son parcours dans le matériau solidaire des molécules du matériau, qui sont elles-mêmes en mouvement permanent. La distinction entre conduction électronique et ionique est dès lors impossible, la même charge se présentant alternativement sous les deux aspects. La prise de conscience de ce phénomène est déjà un peu ancienne, mais elle n'a pas encore vraiment « diffusé » dans les modèles macroscopiques que nous utilisons.

Il faut remarquer en effet que les différentes modélisations présentées ici, si elles se retrouvent sous des formes guère plus évoluées dans bien des publications récentes, ont toutes dans leur formulation initiale, plus de trente ans et parfois

plus de cinquante. Il est bien évident que beaucoup de travaux ont été faits depuis par les théoriciens comme sur le plan expérimental, mais ils sont dispersés dans des champs technico-scientifiques variés (chimie des polymères, microélectronique, nucléaire, spatial, génie électrique, etc.). Or la diffusion « naturelle » de nouveaux modèles et concepts est souvent très lente, notamment lorsqu'ils doivent surmonter le cloisonnement qui se reforme en permanence entre les diverses communautés scientifiques. Un véritable travail d'exploration, puis de synthèse, reste à mener.

REFERENCES

- [1] P. Molinié, 2005 : "Measuring and Modeling Transient Insulator Response to Charging: the Contribution of Surface Potential Studies", *IEEE Tr. Diel. & El. Ins.* vol.12, pp. 939-950.
- [2] W. Kohn, 1999, "An essay on condensed matter physics in the twentieth century", *Reviews of Modern Physics*, vol. 71, pp.S59-77
- [3] D. K. Das Gupta and P. C. N. Scarpa, 1996, "Polarization and dielectric behavior of ac-aged polyethylene", *IEEE Tr.Diel.&El. Ins.*, Vol. 3, pp. 366-374.
- [4] A. K. Jonscher, 1996, *Universal relaxation law*, Chelsea Dielectrics Press, London.
- [5] J.F. Fowler, 1965, "X-ray induced conductivity in insulating materials", *Proc. Roy. Soc. (London)* A236, pp 464-480.
- [6] I. P. Batra, K. D. Kanazawa and H. Seki, 1970, "Discharge characteristics of photoconducting insulators", *J. Appl. Phys*, Vol. 41, pp. 3416-3422.
- [7] A. Many and G. Rakavy, 1962, "Theory of transient space charge limited current in solids in the presence of trapping", *Phys. Rev.* Vol. 126, pp. 1980 – 1988.
- [8] N.F. Mott and E.A. Davis, 1978, *Electronic Process In Non-crystalline Materials*, Clarendon Press, Oxford 2nd edition.
- [9] G. Blaise, 1998, "Space charge in dielectrics. Energy storage and transfer dynamics from atomistic to macroscopic scale", *IEEE Tr.Diel.&El. Ins.*, vol. 5, pp.779-808
- [10] T.J. Lewis, 2002, "Polyethylene under electrical stress", *IEEE Trans. Diel. & El. Ins.*, Vol.9, pp717-728
- [11] H. Scher and E. W. Montroll, 1975, "Anomalous transit-time dispersion in amorphous solids", *Phys. Rev. B*, Vol. 12, pp. 2455-2477.
- [12] J. G. Simmons and M. C. Tam, 1973, "Theory of isothermal currents and the direct determination of trap parameters in semiconductors and insulators containing arbitrary trap distributions", *Phys. Rev. B*, Vol. 7, pp. 3706-3713.
- [13] P. K. Watson, 1995, "The transport and trapping of electrons in polymers", *IEEE Trans. Diel. & El. Ins.*, Vol. 2, pp. 915-924.