

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou



Faculté des sciences

Département de physique

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de :

MAGISTER

Spécialité : **Physique**

Option : **Matériaux**

Présenté Par :

Ourdia HAMADOUCHE

Sujet :

**Modélisation numérique du transport de charges
dans les diélectriques soumis à un champ électrique extérieur**

Soutenu le, / / , devant le jury composé de :

LAMROUS Omar

Professeur UMMTO

Président

HANDALA Mohand Amokrane

Maître de conférences UMMTO

Rapporteur

BENLIZIDIA Fadila

Professeur UMMTO

Examinatrice

MOUDOUD Mustapha

Maître de conférences UMMTO

Examineur

Remerciements

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur **Mohand Amokrane HANDALA**, Maître de conférences à l'UMMTO, pour avoir accepté de diriger ce travail. Je le remercie vivement de la confiance qu'il m'a accordée et d'avoir mis à ma disposition ses compétences scientifiques.

J'adresse mes remerciements à Monsieur **O. LAMROUS**, Professeur à l'UMMTO, qui m'a fait l'honneur de présider ce jury.

Que Madame **F. LALAM**, Professeur à l'UMMTO, trouve ici l'expression de mon profond respect et je la remercie d'avoir accepté de faire partie du jury de ce mémoire.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur **M. MOUDOUD**, Maître de conférences à l'UMMTO, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail en acceptant de faire partie de la commission d'examen de ce mémoire.

J'adresse ma reconnaissance envers **M. BOUTOURA** pour son aide dans la partie modélisation.

Je voudrais également exprimer ma gratitude à toutes les personnes qui, de façon directe ou indirecte, m'ont aidée à faire ce travail.

Je dédie ce travail à :

Mes très chers parents

Mes frères, et sœurs

Mes amis (es).

Introduction générale	2
Chapitre I : Phénomènes de conduction et de polarisation dans les diélectriques	
I.1 Introduction.....	5
I.2 Bandes d'énergies dans un solide	6
I.3 Généralités sur les diélectriques.....	7
I.3.1 Utilisation des diélectriques dans le domaine de l'isolation électrique	7
I.3.2 Caractéristiques électriques des diélectriques.....	8
I.4 Comportement d'un diélectrique en présence d'un champ électrique.....	10
I.5 Conduction électrique.....	11
I.5.1 Nature et origine des porteurs de charges.....	12
I.5.1.a Les charges intrinsèques	12
I.5.1.b Les charges extrinsèques	12
I.5.2. Conduction électronique.....	13
I.5.2.1 Mécanisme régis par l'interface Métal-isolant.....	13
I.5.2.2 Mécanisme régis par le volume.....	15
I.5.3 Conduction ionique.....	18
I.6 Les paramètres d'atténuation de la conduction	18
I.6.1 Piégeage des charges	18
I.6.2 Recombinaison électrons-trou.....	20
I.7 Conclusion.....	20
Chapitre II : Equation régissant les phénomènes de transports et mécanismes de claquages	
II.1 Introduction.....	23
II.2 Vieillessement des isolants.....	23
II.2.1 Influence du champ électrique.....	24
II.2.2 Effet des charges d'espace sur le comportement des isolants.....	24
II.2.3 Effet de l'épaisseur sur la rigidité diélectrique des isolants	25
II.2.4 Effet de la température	25
II.3 Différents mécanismes de claquage.....	26

II.3.1 Rupture diélectrique intrinsèque	28
II.3.2 Claquage électromécanique.....	29
II.3.3 Mécanisme de claquage par avalanche	30
II.3.4 Mécanisme de claquage thermique.....	31
II.3.5 Claquage par arborescence.....	31
II.4 Formalisme mathématique et équations de base.....	32
II.4.1 loi de poisson.....	32
II.4.2 Loi de conservation des charges.....	33
II.5 Conclusion.....	34

Chapitre III : Modélisation et simulation d'un système isolé à l'aide d'un diélectrique céramique à base d'alumine Al_2O_3

III.1 Introduction	36
III.2 logiciel éléments finis femm.....	36
III.3 Méthode des éléments finis.....	37
III.3.1 Construction de maillage	38
III.3.2 Avantage et inconvénient de la méthode	40
III.4 Rupture diélectrique dans l' Alumine.....	41
III.4.1 Structure et propriétés de l'alumine.....	41
III.4.2 Caractéristique de l'alumine.....	42
III.4.3 Domaines d'utilisation de l'alumine.....	43
III.4.4 Influence de divers paramètre sur la rupture diélectrique de l'alumine	43
III.4.4.1 Effet de l'épaisseur.....	43
III.4.4.2 Effet de la pureté.....	44
III.4.5 Origine de la rupture diélectrique dans l'alumine	45
III.5 Modélisation du transport de charges.....	47
III.5.1 Modèle d'Alison et Hill.....	47
III.5.2 Modèle de Fukuma et al.....	48
III.5.3 Modèle de Kaneko et al	48
III.5.4 Modèle de Le Roy.....	49
III.6 Démarche de la modélisation.....	49
III.6.1 Modèle physique (hypothèses physiques).....	49
III.6.2 Modèle mathématique.....	50

III.6.3 Modèle numérique.....	53
III.6.3.1 Géométrie et grille de discrétisation.....	54
III.6.3.2 Problème du pas dans le temps.....	54
III.6.3.3 Résolution de l'équation de transport.....	55
III.6.3.4 Résolution de l'équation de poisson.....	59
III.7 Modèle électrostatique	60
III.8 Résultats du modèle et commentaires.....	62
III.9 Conclusion.....	67
Conclusion générale	70
Références bibliographiques	73

Introduction générale

Introduction générale

Les matériaux solides isolants sont toujours présents dans les structures haute tension. Ils servent à la fois de supports mécaniques pour les pièces conductrices et de matériaux isolants pour séparer ces pièces les unes des autres.

Généralement, un système d'isolation est composé d'une combinaison de matériaux solides, gazeux et mêmes liquides.

Ces matériaux sont notamment très utilisés dans le cadre d'applications haute tension. Leur utilisation dans de telles conditions ou sous irradiation peut cependant se révéler limitée par un phénomène communément appelé claquage diélectrique conduisant à la détérioration du matériau (perforation, fusion, fissuration) qui perd alors ses propriétés d'isolant.

La contrainte électrique crée des charges dont l'accumulation est intimement liée à la dégradation du diélectrique, ce qui peut conduire à la rupture diélectrique de l'isolant. Des études sont donc nécessaires pour comprendre cette accumulation de charges et les mécanismes par lesquels l'isolant est affecté, afin de développer des stratégies d'amélioration de ces matériaux.

Dans ce contexte, de nombreuses approches, expérimentales basées sur des mesures qui relient le transport électrique et la dissipation de l'énergie (donc, potentiellement, qui relient le transport au vieillissement).

La rupture diélectrique des solides est un phénomène destructif qui modifie, de façon irréversible, la structure du matériau. Comme pour les gaz et les liquides, la rupture diélectrique des solides dépend d'un grand nombre de paramètres, comme la géométrie des échantillons, la procédure d'application de la tension etc... [24].

En effet, parmi les problèmes les plus répandus dans la pratique, citons la tendance des isolants à accumuler, dans leur volume, des charges qui proviennent soit à travers l'injection aux interfaces métal/isolant, soit à partir des processus de génération internes. Cette charge d'espace produit la distorsion du champ électrique interne, ce qui conduit à des dysfonctionnements catastrophiques lors de la transmission de l'énergie électrique.

La capacité d'un matériau à résister au claquage diélectrique est donc étroitement liée à son comportement face à une injection de charges et à la manière dont ces charges vont se comporter sous l'effet d'un champ électrique. La déstabilisation de la charge d'espace est à l'origine du claquage diélectrique des matériaux isolants. Afin d'améliorer les propriétés de résistance à ce phénomène catastrophique il est donc important de mieux comprendre les mécanismes de transport et de dépiégeage des charges dans ces matériaux.

L'objectif essentiel de ce travail est d'apporter une contribution à l'étude des phénomènes de transport dans les isolants solides en général, en mettant en évidence la nature des porteurs de charge qui constituent l'une des causes des phénomènes de claquage diélectrique par leur mobilité, leur concentration et leur répartition dans le matériau. D'autre part, nous envisageons de proposer un modèle de simulation numérique afin de décrire le phénomène étudié en l'appliquant au cas précis d'une céramique à base d'alumine Al_2O_3 qui est un matériau solide très prisé dans l'industrie pour ses propriétés d'isolant électrique.

L'ensemble de notre travail comprend trois chapitres :

Le premier chapitre est un rappel global sur les phénomènes de polarisation et de conduction dans les diélectriques.

Le deuxième chapitre est réservé à l'étude des phénomènes de claquage dans les solides isolants ainsi que les nombreux phénomènes qui sont susceptibles d'altérer un diélectrique au cours du temps (vieillessement), provoquant en particulier une diminution de la rigidité diélectrique. Les équations fondamentales nécessaires à la modélisation sont abordées à la fin du chapitre.

La méthode numérique pour la résolution des équations différentielles régissant le comportement des diélectriques sera exposé au troisième chapitre. Nous décrirons le modèle de simulation utilisé et présenterons le développement des équations pour le calcul numérique des charges, du potentiel, du champ et du courant électriques.

Enfin, nous terminerons par une conclusion générale.

Phénomènes de conduction et de polarisation dans les diélectriques

I.1 Introduction

Pour conduire l'électricité, un matériau doit disposer de charges (ions ou électrons) mobiles. Dans certains matériaux les électrons sont liés et ont du mal à se déplacer car ils participent aux liaisons fortes qu'elles soient ioniques ou covalentes, ces matériaux sont en général des isolants électriques (diélectriques). Grâce à leurs propriétés isolantes les diélectriques ont une très grande importance dans l'industrie, comme composants actifs (piézoélectrique, pyroélectriques, électro-optiques.etc), mais également comme composants passifs (condensateur pour le stockage de l'énergie électrique, isolation de câbles). Cependant, plusieurs facteurs extérieurs peuvent provoquer la dégradation du diélectrique. Ces dégradations peuvent être de nature électrique, chimique ou provenir de l'environnement extérieur.

Une des situations les plus critiques est l'application d'une tension à un isolant, dans ce cas le champ électrique interne du matériau est perturbé. Ces distorsions de champ peuvent atteindre des valeurs critiques et conduire à la rupture diélectrique.

La capacité d'un diélectrique à s'opposer au passage d'un courant électrique est caractérisée par sa résistivité qu'est l'inverse de la conductivité.

Une autre caractéristique importante d'un diélectrique est sa permittivité qui indique la capacité à se polariser sous l'action d'un champ électrique.

Dans ce chapitre, nous présenterons le phénomène de conduction dans les diélectriques. Nous donnerons l'origine des électrons libres responsables de la conduction et les processus de leurs éliminations.

Nous traiterons aussi du phénomène de polarisation qui joue un rôle important dans le comportement des diélectriques.

I.2 Bandes d'énergies dans un solide

Les propriétés de conduction électrique des matériaux peuvent être expliquées par leur structure électronique décrites par la théorie des bandes. Les électrons occupent des niveaux d'énergie bien définis dont le nombre est proportionnel au nombre d'atomes dans le cristal. Ces niveaux sont extrêmement proches les uns des autres et sont regroupés en bandes appelées bandes d'énergie permise.

Les bandes d'énergie permise sont séparées par des zones appelées bandes interdites où il n'y a pas de niveau d'énergie permise.

Dans un solide à 0 K, toutes les bandes d'énergie les plus basses sont remplies, sauf la dernière qui peut être partiellement remplie ou complètement remplie, deux configurations sont alors possibles (Figure I.1)

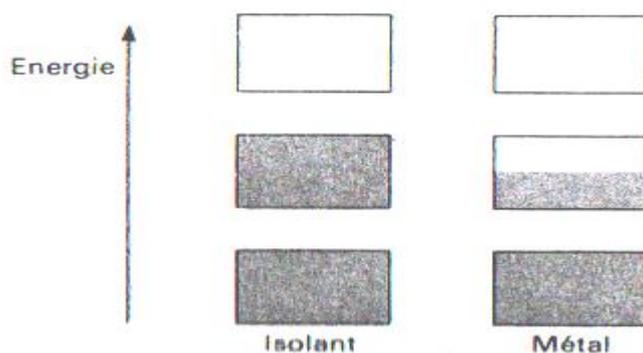


Fig. I.1 : Structure de bande d'un conducteur et d'un isolant à 0K [31]

Lorsque cette bande est partiellement remplie, on a affaire à un conducteur car si on applique un champ électrique, les électrons qui ont l'énergie la plus élevée peuvent acquérir une énergie supplémentaire en occupant des niveaux d'énergie très voisins disponibles.

Lorsque cette bande est remplie, on a affaire à un isolant à 0 K car l'application d'un champ électrique ne peut fournir assez d'énergie pour lui faire franchir la bande interdite afin d'atteindre les premiers niveaux disponibles : les électrons ne peuvent acquérir un mouvement collectif correspondant au passage du courant.

La principale différence entre un isolant et un conducteur est le nombre d'électrons disponibles pour assurer la conduction. En effet, dans un bon conducteur, le nombre

d'électrons de conduction est de l'ordre de $4,5 \cdot 10^{22}$ électrons par cm^3 , alors que dans un isolant comme l'alumine ce nombre vaut environ $3,1 \cdot 10^{-2}$ électrons par cm^3 . Par contre, du fait de la faible densité de porteurs dans l'alumine les interactions électron-électron sont faibles et la mobilité de ces charges est donc très élevée ($200 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) que dans le cas d'un bon conducteur ($80 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$). La très faible conductivité de l'alumine ($10^{-18} \text{ S} \cdot \text{cm}^{-1}$) est donc due au trop faible nombre d'électrons de conduction. En revanche, si des charges sont injectées dans l'isolant, celui-ci est capable d'assurer leur conduction jusqu'à ce qu'elles soient piégées.

I.3 Généralités sur les diélectriques

Les isolants ou diélectriques sont des matériaux ayant une résistivité très élevée : 10^8 à $10^{16} \Omega \cdot \text{m}$, car ils contiennent très peu d'électrons libres. Un bon isolant ne devrait pas laisser passer de courant lorsqu'il est soumis à une tension continue. Autrement dit, sa résistance en courant continue doit être infiniment grande ou la largeur de bande interdite des diélectriques est relativement grande ($>3\text{eV}$). Cependant, en pratique, un courant de fuite très faible circule dans tous les matériaux isolants utilisés en HT continue. Le courant passant à travers un isolant en HT continue est également constant et est appelé courant résiduel. En HT alternative, n'importe quel matériau isolant laisserait passer un courant capacitif. Un isolant est caractérisé par ses propriétés mécaniques, chimiques, thermiques et électriques.

I.3.1 Utilisation des diélectriques dans le domaine de l'isolation électrique

Les diélectriques étant de bons isolants électriques, ils sont utilisés pour remplir les fonctions de diélectrique d'un condensateur, afin de stocker le maximum d'énergie électrique dans le volume le plus faible possible. On insère aussi des couches de diélectriques dans les condensateurs industriels, ce qui permet d'augmenter la capacité en diminuant l'encombrement.

Les diélectriques sont aussi utilisés pour isoler des câbles électriques afin d'éviter des contacts avec d'autres câbles, ou assurer la protection des personnes, ou supporter les conducteurs d'un réseau électrique et les isoler les uns par rapport aux autres et par rapport à la terre.

I.3.2 Caractéristiques électriques des diélectriques

I.3.2.a La résistivité

La résistivité ρ , qui s'exprime en $\Omega.m$ caractérise la résistance opposée au passage d'un courant électrique dans le matériau, pour une section et une longueur unitaire.

Son inverse est la conductivité électrique σ qui est donc une mesure de la facilité de passage du courant électrique dans la matière.

La conductivité et la résistivité électrique des matériaux varient très fortement en fonction de la nature de leurs liaisons chimiques, de la composition et de la température (fig. I.2).

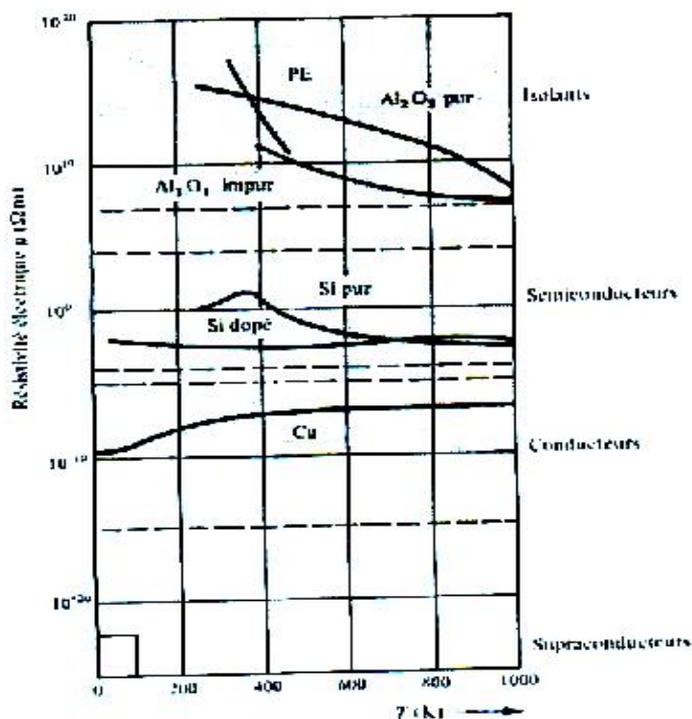


Fig. I.2 : variation de résistivité électrique ρ en fonction de la température T [1]

Ainsi à température ambiante, la conductivité électrique varie de $10^8 (\Omega.m)^{-1}$ pour les meilleurs conducteurs métalliques jusqu'à $10^{-16} (\Omega.m)^{-1}$ pour les isolants électriques les plus performants [1,2].

La conductivité électrique se mesure en appliquant à un matériau un champ électrique \vec{E} pour mesurer la densité de courant \vec{j} .

Elle est définie par la relation $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ **(I.1)**

Avec $\sigma = ne\mu$

n est le nombre d'électrons

e est la charge d'un électron

μ est la mobilité

A la température ambiante, les porteurs de charge dans les isolants (diélectriques) sont principalement les électrons.

I.3.2.b La permittivité

Placer un élément isolant entre deux électrodes soumises à une ddp revient à polariser le matériau. Ce matériau se comporte comme un condensateur de capacité C. celle-ci dépend des dimensions géométriques du condensateur et de la permittivité diélectrique (ou constante diélectrique) du matériau. Dans le cas d'un condensateur plan

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{d} \quad \text{(1.2)}$$

Avec :

$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ La permittivité diélectrique relative

Où $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ est la permittivité absolue du vide.

S : la surface des électrodes appliquées sur le matériau en m^2 .

d : l'épaisseur du diélectrique en m.

La permittivité d'un matériau se manifeste par l'augmentation de la capacité d'un condensateur lorsque l'espace inter-électrode initialement vide ; est rempli par ce matériau. Cela est dû à son aptitude à se polariser dans un champ électrique, à cause des déplacements en sens opposé des charges positives et négatives présentes dans le matériau.

I.3.2.c Rigidité diélectrique (Tenue au claquage)

Le facteur limitant l'utilisation des diélectriques est le claquage diélectrique. Ce phénomène catastrophique conduit à une forte détérioration des propriétés mécaniques et diélectriques d'un isolant. Un défaut macroscopique traverse alors le matériau de part en part.

La mesure de la tenue au claquage consiste à appliquer aux bornes d'un matériau isolant à l'aide d'électrodes, un champ électrique d'intensité croissante jusqu'à ce que le champ électrique atteigne une valeur seuil au delà de laquelle le matériau laisse passer le courant (on dit alors qu'il y a claquage). Ce champ seuil ramené à l'épaisseur du matériau est appelé rigidité diélectrique noté E_c (en $V.m^{-1}$). La rigidité diélectrique est une des grandeurs les plus mesurées, normalisées et étudiées dans le domaine des isolants.

Lorsque des charges sont injectées dans un matériau isolant, il s'y produit une accumulation d'électrons et de trous. Ces charges induisent une polarisation et une déformation locale de la structure du matériau : accumuler des charges revient à accumuler de l'énergie. La résistance au claquage diélectrique dépend de la capacité du matériau à stabiliser ces charges. Lorsqu'il ne peut plus en stocker de supplémentaires, celles-ci peuvent se déstabiliser (quitter les pièges) brutalement et amorcer le claquage. L'énergie alors libérée est suffisante pour fondre et vaporiser localement le matériau [3].

I.4 Comportement d'un diélectrique en présence d'un champ électrique

La propriété la plus importante d'un diélectrique est la polarisation sous l'action d'un champ électrique externe.

A l'échelle atomique : en l'absence d'un champ électrique, le moment électrique est nul car la somme algébrique des charges dans toutes les molécules dans un volume donné est nulle, du fait que les centres de gravité des charges positives et négatives coïncident. Lors de l'application d'un champ électrique, les centres de gravité ne coïncident plus et se séparent de quelques dixièmes d'angströms (figure I.3). Les particules (atomes et molécules) sont alignées

suivant la direction de \vec{E} et acquièrent un moment dipolaire \vec{p} , la matière peut alors être décrite comme une assemblée de dipôles électriques.

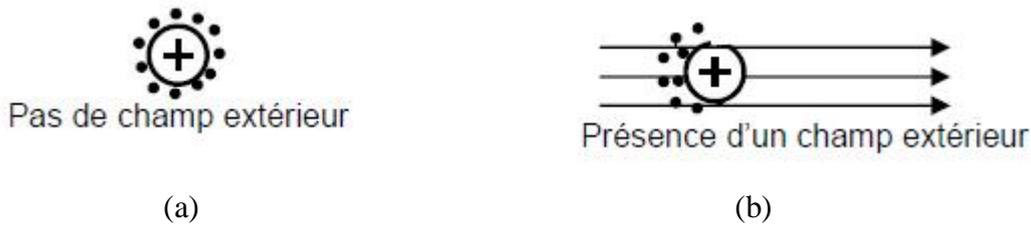


Fig. I.3 : Moyenne temporelle de distribution de charges dans un atome normal (a) et un atome placé dans un champ électrique (b).

D'après Dubois [4] on distingue quatre types de polarisation : électronique, ionique, par charge d'espace et dipolaire.

Un dipôle placé dans un champ électrique est soumis à un couple qui tend à l'aligner suivant la ligne de ce champ (fig. I.4).

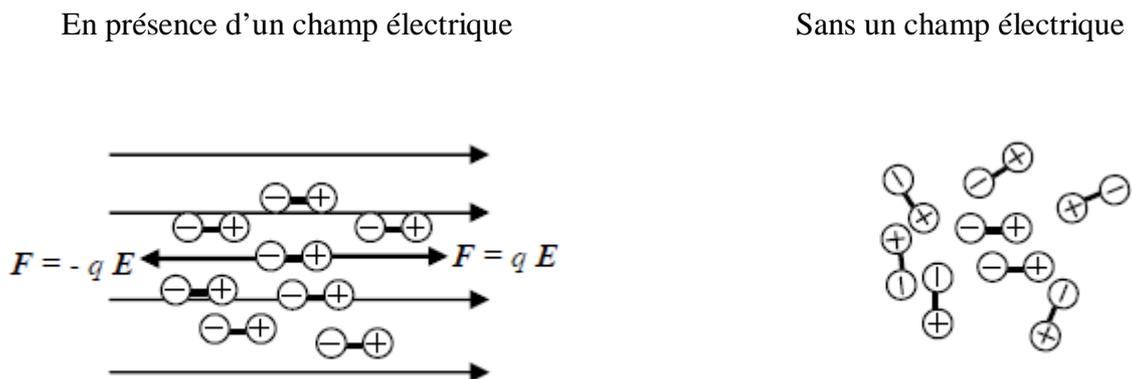


Fig. I.4 : Effet d'un champ électrique sur un dipôle [5].

I.5 Conduction électrique

L'étude de la conduction électrique dans les matériaux isolants qui s'effectue le plus souvent en mesurant les courants traversant le diélectrique a pour but de fournir des réponses sur la nature, l'origine, et la concentration des porteurs de charges dans l'isolant.

I.5.1 Nature et origine des porteurs de charges

On appelle charges d'espace l'ensemble des charges réelles positives ou négatives, contenues dans un isolant, ce qui inclut les charges de surface et de volume.

Dans un diélectrique, les charges peuvent être des électrons, des trous ou encore des ions. Leur origine peut être intrinsèque ou extrinsèque [6,7].

I.5.1.a Les charges intrinsèques :

Il s'agit des ions contenus initialement dans l'isolant ou générés soit par électrodissoociation (fig. I.5.b) d'espèces neutres, soit par ionisation des constituants du solide ou de la migration d'espèces ioniques, sous l'action de la température et/ou de la contrainte électrique, ces espèces pouvant être des molécules du matériau ou des adjuvants divers (catalyseur, anti-oxydants, impuretés) [8].

I.5.1.b Les charges extrinsèques :

Elles sont des électrons et des trous injectés à partir des électrodes métalliques vers l'isolant sous l'action d'un champ électrique (fig. I.5.c). Elles peuvent aussi résulter de la diffusion des ions des électrodes vers l'isolant.

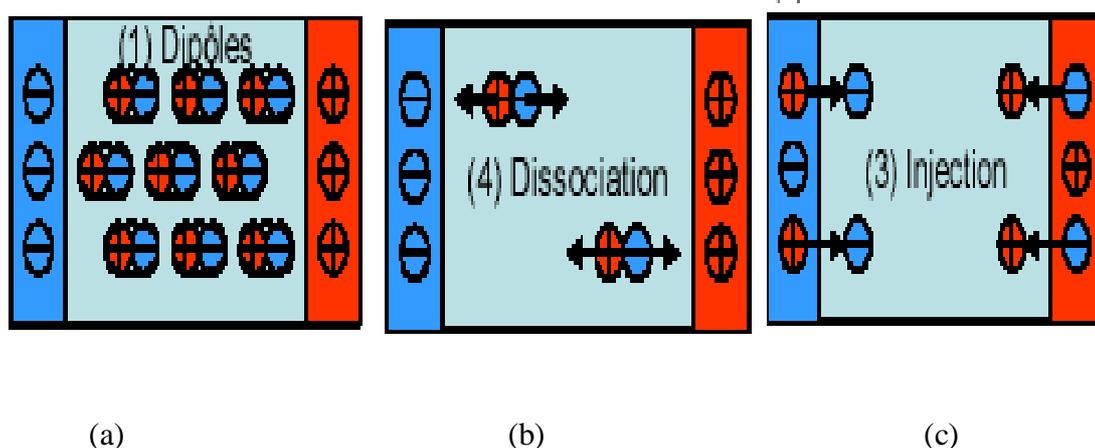


Fig. I.5: Synthèse des différents types de charge d'espace [9]

I.5.2 Conduction électronique

I.5.2.1 Mécanisme régis par l'interface Métal-isolant

Le problème est de positionner les unes par rapport aux autres, les bandes de valences et de conduction des différents matériaux. La barrière d'énergie conditionne le passage d'un électron ou d'un trou d'un matériau à l'autre.

Les niveaux énergétiques à l'interface métal-isolant après application d'un champ électrique orienté de telle sorte que le métal soit la cathode, sont montrés dans la figure I.6.

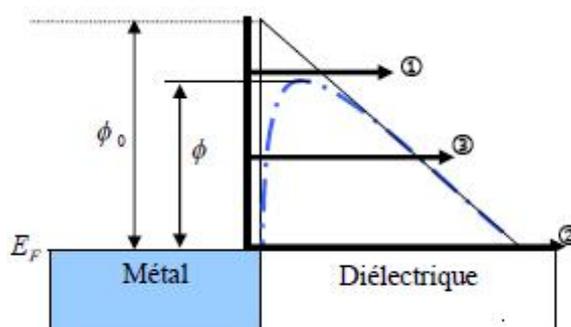


Fig. I.6 : Diagramme de bande à l'interface métal-isolant

- | | |
|---|--|
| (1) Effet Schottky | ϕ_0 : Travail de sortie du métal |
| (2) Effet Fowler-Nordheim | ϕ : Hauteur de la barrière de potentielle |
| (3) Effet Fowler-Nordheim assisté thermiquement | E_F : Niveau de Fermi |

La résultante des forces appliquées sur un électron de conduction dans un métal est nulle. Il en résulte que cet électron est libre de se déplacer, sous l'action d'un champ électrique appliqué. Par exemple lorsqu'un électron atteint la surface du métal, la compensation des forces dues aux ions n'est plus totale, de sorte que l'électron est retenu à l'intérieur du métal. Pour extraire cet électron il faut lui fournir de l'énergie [10,11].

● Effet Schottky (thermoélectronique)

L'effet Schottky (ou thermoélectronique) traduit l'injection de charges dans l'isolant par sauts au-dessus de la barrière de potentiel à l'interface. L'application d'un champ électrique permet d'abaisser la barrière de potentiel et donc de favoriser ce type d'injection.

La hauteur de barrière s'exprime alors par :

$$\Phi = \Phi_0 - \beta_S \sqrt{E} \quad (\text{I.3})$$

Où β_S est la constante de Schottky donnée par :

$$\beta_S = \sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}} \quad (\text{I.4})$$

Où $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ est la charge électrique et Φ_0 est le travail de sortie du métal dans le vide.

L'expression de la densité de courant en fonction du champ électrique appliqué est de la forme :

$$J = AT^2 \exp \left[-\frac{\Phi_0 - \beta_S \sqrt{E}}{k_B T} \right] \quad (\text{I.5})$$

Où $A = 120 \text{ A.cm}^{-2}$ est la constante de Richardson-Dushman et $k_B = 8.617 \times 10^{-5} \text{ eV.K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann.

•Effet Fowler-Nordheim

C'est le passage de l'électron du niveau de Fermi du métal vers la bande de conduction de l'isolant en traversant la barrière de potentiel par effet tunnel.

La loi d'émission est indépendante de la température, ce qui est la différence de l'injection Schottky.

$$J = AE^2 \exp\left(-\frac{\beta_{FN}}{E}\right) \quad (\text{I.6})$$

Avec A et β_{FN} deux constantes caractéristiques données par :

$$A = \frac{e^3}{8\pi h \Phi_0} \quad \text{et} \quad \beta_{FN} = \frac{8\pi \sqrt{2m\Phi_0^3}}{3he} \quad (\text{I.7})$$

Où $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J.s}$ est la constante de Planck et $m = 9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$ est la masse de l'électron.

Un processus intermédiaire, pour lequel l'électron est activé thermiquement au dessous du sommet de la barrière métal/isolant est possible : C'est l'effet Fowler-Nordheim assisté thermiquement.

I.5.2.2 Mécanisme régis par le volume

Dans ce mécanisme la conduction est gouvernée par deux phénomènes : un processus de remplissage des pièges par les porteurs injectés par les électrodes, et un processus de vidage assisté thermiquement, car les porteurs injectés à partir des électrodes seront piégés par le premier défaut rencontré et la conduction ne s'établit que si les porteurs peuvent passer d'un piège à un autre.

• Effet Poole-Frenkel

Les défauts ou les imperfections existant dans le matériau sont des sites capables de piéger les porteurs de charge. Lorsque ces derniers ont été effectivement capturés, ils peuvent être réémis dans la bande de conduction de l'isolant ou dans un piège voisin supposé vide, ce qui donne naissance à l'effet Poole-Frenkel. La figure I.7 représente la situation énergétique dans l'environnement d'un piège coulombien à l'intérieur du matériau lorsqu'on applique un champ extérieur.

Un porteur issu de la bande de conduction peut donc être piégé à la profondeur Φ_0 mais peut également se dépiéger en acquérant une énergie thermique $k_B T$ suffisante lui permettant de franchir la barrière de potentiel Φ . L'effet du champ électrique facilite ce dépiégeage grâce à l'abaissement de la hauteur de barrière d'une quantité :

$$\Delta\Phi = \Phi_0 - \Phi = \beta_{PF}\sqrt{E} \quad (\text{I.8})$$

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

$$\beta_{PF} = \sqrt{\frac{e^3}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}} = 2\beta_S \quad (\text{I.9})$$

La densité de courant en fonction du champ électrique appliqué s'exprime alors par :

$$\sigma = A \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right)$$

(I.10)

Où A est un facteur pré-exponentiel.

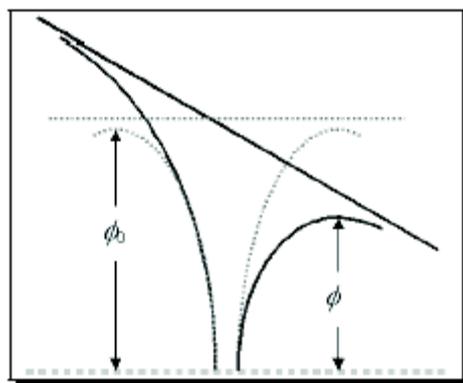


Fig. I.7 : Diagramme de bande dans le cas de l'effet Poole-Frenkel.

Effet Hopping (conduction par saut)

Le mécanisme de Poole-Frenkel décrit au paragraphe précédent est habituellement observé pour une faible quantité de pièges que l'on peut considérer comme isolés. Lorsque la densité de pièges augmente, les hauteurs énergétiques des barrières sont différentes et lorsque les charges ont acquis une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel, elles sont « libérées » pour se repiéger immédiatement dans un piège voisin. Cette énergie de dépiégeage leur est fournie par les vibrations du réseau. La conduction, thermo-activée, se fait donc par saut de piège en piège, ce mécanisme étant plus communément appelée hopping (Fig. I.8)

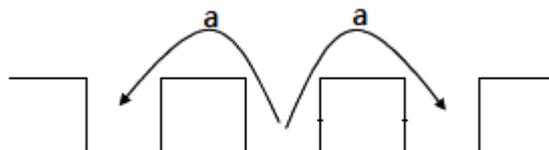


Fig. I.8 : Représentation schématique de la conduction par Hopping [12].

L'expression de la densité de courant Hopping est de la forme suivante :

$$J = J_0 \exp\left(\frac{e\lambda E}{2k_B T}\right) \quad (\text{I.11})$$

Où λ est la distance moyenne entre deux pièges consécutifs.

• Courant limité par charge d'espace

Dans le cas réel, l'injection des porteurs crée souvent une charge d'espace qui provoque la distorsion du champ électrique à l'intérieur du matériau, et par voie de conséquence, le champ électrique au niveau de la cathode n'est plus le même que le champ moyen appliqué (V/d). Un calcul très simplifié a été proposé par Saidi [13], et qui permet de donner une idée précise du phénomène. Suivant l'origine de la charge d'espace créée ; deux cas peuvent se présenter (homocharges et hétérocharges)

a- Cas des homocharges

Si l'émission à l'interface est plus forte que l'écoulement des charges dans le diélectrique, il y aura accumulation d'électrons au voisinage de l'électrode injectrice, ils sont de même signe que l'électrode, ce sont alors des « homocharges ». La charge d'espace ainsi formée abaisse la valeur du champ électrique à cet endroit.

b- Cas des hétérocharges

Quand le champ appliqué devient beaucoup plus intense, les charges à l'intérieur du matériau peuvent être attirées par l'électrode de signe contraire. Ces charges sont généralement ioniques, ou des impuretés de signe opposé à l'électrode qui les attire. L'accumulation de ce type de charge d'espace renforce le champ électrique aux interfaces.

I.5.3 Conduction ionique

Il est indispensable, pour la conduction ionique de tenir compte de la masse et de la taille des ions, en comparaison avec celle des électrons et des trous.

La mobilité de ces ions est plus faible que la mobilité électronique. Les modèles de transport purement quantiques sont donc improbables à cause de la masse des ions. Par contre les autres mécanismes : Pool, Pool Frenkel, charge d'espace peuvent parfaitement intervenir dans le cas des porteurs ioniques.

La conduction ionique dans un diélectrique peut se produire de deux manières différentes : dans un cristal ionique, les défauts structuraux sont responsables de la conduction, dans les matériaux non ioniques, la conduction est due aux impuretés.

I.6 Les paramètres d'atténuation de la conduction

Les électrons et les trous balistiques, après atténuation par le champ électrique, continuent à évoluer dans le matériau en diffusant (ou dérivant) sous l'action du champ électrique le long du bas de la bande de conduction pour les électrons et du haut de la bande de valence pour les trous.

Durant cette diffusion, ils peuvent être piégés ou bien se recombiner avec les charges piégées de signe opposé.

I.6.1 Piégeage des charges

Les défauts dans les solides peuvent être de différentes natures : ponctuels (lacunes, interstitiels), linéaires (dislocations) ou surfaciques (interfaces : joints de grains, entre différentes phases). Tous ces défauts entraînent une variation de la permittivité du milieu et constituent donc des sites possibles pour le piégeage des charges. Selon leur nature, ces pièges sont plus ou moins profonds. On peut ainsi les classer en deux catégories (Fig. I.9) :

-Les pièges peu profonds (autour de 0,1 eV) dans lesquels les électrons ne sont que momentanément localisés (autopiégeage polaronique, défauts étendus...).

- Les pièges profonds (> 1 eV) dans lesquels les électrons sont durablement localisés (défauts ponctuels, impuretés...). La Figure I.13 présente les niveaux des différents types de piège dans un schéma de bandes.

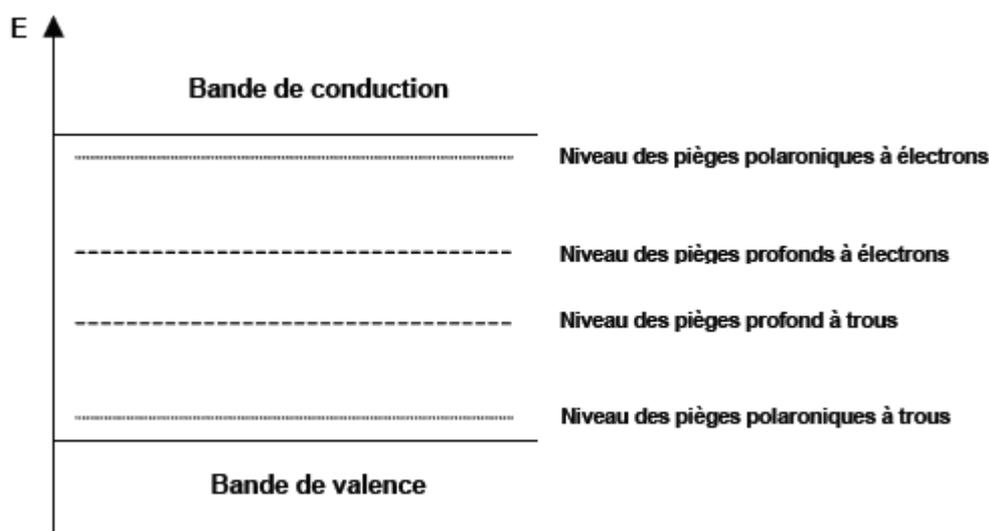


Fig. I.9 : Schéma de bandes d'un isolant avec les différents niveaux de piégeage

Une polarisation locale du matériau a pour effet de créer une bande de conduction dite polaronique au sein de la bande interdite [14]. Elle constitue un puit de potentiel (d'énergie W_p) pour les électrons peu énergétiques (appelés polarons). La présence de défauts ponctuels, linéaires (dislocations), et surfaciques (joints de grain) introduit des perturbations locales du réseau cristallin. Cela modifie localement la constante diélectrique ϵ du matériau ($\Delta\epsilon$).

Lorsque la constante diélectrique varie, l'énergie de polaron peut se trouver modifiée d'une valeur (ΔW_p), ce site va alors se comporter comme un piège pour le polaron (Fig. I.10). La stabilisation de polaron dans ce site va accentuée la polarisation autour de l'électron, et renforce le piégeage.

La mobilité des porteurs peut être ainsi considérablement augmentée par un processus de conduction par saut d'un puit à un autre appelé également « hopping conduction ». On peut généraliser ce phénomène aux pores et fissures qui peuvent être considérés comme des interfaces matériau / vide et qui provoquent également une perte locale de symétrie du réseau.

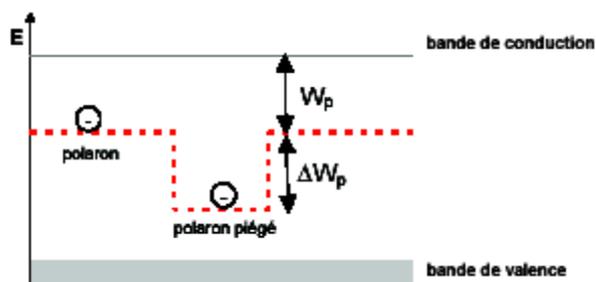


Fig. I.10 : Schéma du mécanisme de piégeage polaronique[14]

I.6.2 Recombinaison électrons-trou

Les charges, lors de leur diffusion, peuvent se recombiner avec des charges piégées de signe opposé. Les transitions de recombinaison d'un porteur avec une charge piégée mettent en jeu des énergies plus faibles qu'une transition directe électron dans la bande de conduction, trou de la bande de valence, elles sont donc beaucoup plus probables qu'une transition bande à bande.

I.7 Conclusion

L'interaction d'un champ électrique avec la matière est un problème étudié depuis très longtemps et l'un des mieux connus. Dans ce chapitre nous avons rappelé l'essentiel des propriétés des matériaux isolants.

La seule propriété qui les distingue du vide est d'avoir une constante diélectrique relative différente de l'unité. Nous avons montré également que la présence de défauts dans ces matériaux donne lieu à des pièges (superficiels ou profonds) qui peuvent capturer les porteurs de charges (électrons, trous, ions).

La réponse des matériaux à la charge électrique est complexe et reste un sujet d'actualité. Elle consiste en des phénomènes de polarisation et de conduction qui sont superposés et liés diversement selon la nature du matériau.

La création, le transport, l'accumulation, le piégeage et le dépiégeage de charges libres se produisent aussi selon divers processus.

Equations régissant les phénomènes de transports et mécanismes de claquages

II.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons rappeler les contraintes qui affectent la durée de vie d'une isolation et les processus de rupture diélectrique. Par la suite, les équations qui permettent de décrire les phénomènes qui se produisent dans un diélectrique soumis à une contrainte électrique sont décrites. Les mêmes équations fondamentales sont résolues dans les gaz et les solides qui sont les équations de continuités couplées à l'équation de poisson, dès qu'il s'agit de décrire les mécanismes de transport de charges.

Dans les diélectriques solides, des espèces très diverses, chargées ou non (ion, électron, molécules) interagissent entre elles et le comportement de chacune est fortement dépendant des autres. Cette dépendance est accentuée en présence d'un champ électrique. Le facteur limitant leur utilisation est le claquage diélectrique. Ce phénomène conduit à une forte détérioration des propriétés mécaniques et diélectriques d'un isolant car associée à une fusion et une évaporation locale du matériau de part en part.

II.2 Vieillessement des isolants

De nombreux phénomènes sont susceptibles d'altérer un diélectrique au cours du temps (vieillessement), provoquant en particulier une diminution de la rigidité diélectrique (E_c). Ils sont responsables de la majorité des claquages intervenant des mois, voire des années après la mise sous tension.

De telles réductions de E_c se manifestent par exemple quand l'isolant présente des défauts d'homogénéité, cavités, inclusions de particules étrangères etc.

La compréhension de ces phénomènes de vieillissement permet de mieux saisir le choix des mesures électriques adaptées pour caractériser et diagnostiquer l'état de l'isolation.

Parmi les contraintes qui vont affecter la durée de vie d'une isolation figurent notamment : les contraintes liées à la présence d'un champ électrique (contraintes diélectriques), contraintes liées au réchauffement des matériels, contraintes résultant d'efforts mécaniques et contraintes liées à l'environnement (humidité, pollution).

II.2.1 Influence du champ électrique

L'application d'un champ électrique dans un isolant entraîne le déplacement de charges, et fait donc apparaître un courant électrique plus ou moins élevé. Ce courant dépend de la valeur du champ appliqué, de l'état de l'isolant et des conditions dans lesquelles l'isolant travaille.

Les décharges partielles prenant naissance au voisinage des défauts dès que le champ est suffisant peuvent, par érosion, fusion localisée, transformations chimiques induites ou autres processus, créer dans l'isolant des réseaux de canaux plus ou moins conducteurs, appelés arborescences (fig. II.1) en raison de leur ressemblance avec les branches d'un arbre. Les arborescences croissent au cours du temps provoquant un claquage dès que leur taille est suffisante.

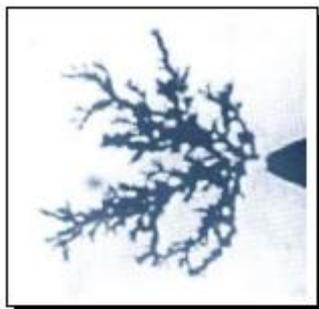


Fig. II.1 : Décharges arborescentes [15]

II.2.2 Effet des charges d'espace sur le comportement des isolants

La conséquence première de la présence de charges d'espace dans le volume d'un isolant électrique est la distorsion du champ électrique appliqué. Les renforcements locaux de champ électrique peuvent être à l'origine de mécanismes néfastes pour l'isolation. C'est le cas par exemple pour l'injection de charges favorisée par la présence préalable d'hétérocharges. Ces renforcements locaux peuvent également être à l'origine des défauts responsables de la dégradation rapide de l'isolant telles que les décharges partielles et les arborescences. Zhang, Lewiner et Alquié ont observé que le champ appliqué peut être multiplié par un facteur 5 à 8 au voisinage des électrodes après de longues polarisations sous contrainte continue [16]. Or

un champ électrique renforcé signifie une plus grande énergie des porteurs mobiles qui peuvent donc endommager la structure chimique de l'isolant.

À partir de ces considérations, il est supposé que les charges d'espace sont les responsables du vieillissement "silencieux" des isolants. Elles sont donc prises en compte dans les modèles de vieillissement.

II.2.3 Effet de l'épaisseur sur la rigidité diélectrique des isolants

Il a été montré que la rigidité diélectrique est influencée par l'épaisseur de l'isolant et la présence d'impuretés. En effet quand l'épaisseur augmente, la rigidité évolue dans le sens d'une diminution. Pour les matériaux polycristallins, plus l'épaisseur augmente, plus le nombre de grains augmente et plus la densité d'interfaces (joints de grains) augmente. Les joints de grains dans ces matériaux, constitue les pièges peut profonds aux porteur de charges ce qui augmente la probabilité de piégeage avec l'épaisseur.

La figure II.4 montre l'évolution de la rigidité du mica en fonction de l'épaisseur.

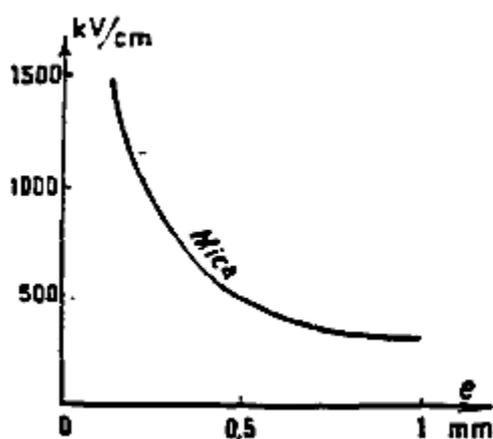


Fig. II.2: Rigidité du mica en fonction de l'épaisseur

II.2.4 Effet de la température

La température est un facteur qui a une importance non négligeable pour tous les types de matériaux et un de ceux qui changent le plus dans les phases de contrôles industriels.

La grande diversité des matériaux utilisés comme isolants solides ne permet pas de dégager une loi générale sur leurs comportements en température.

Pour les polymères, les rigidités diélectriques en courant continu sont de l'ordre de 1 à 9 MV/cm à 20°C. C'est aux basses températures que l'on trouve les valeurs maximales, de la rigidité diélectrique. Aux températures élevées, elles décroissent rapidement (figure II.3).

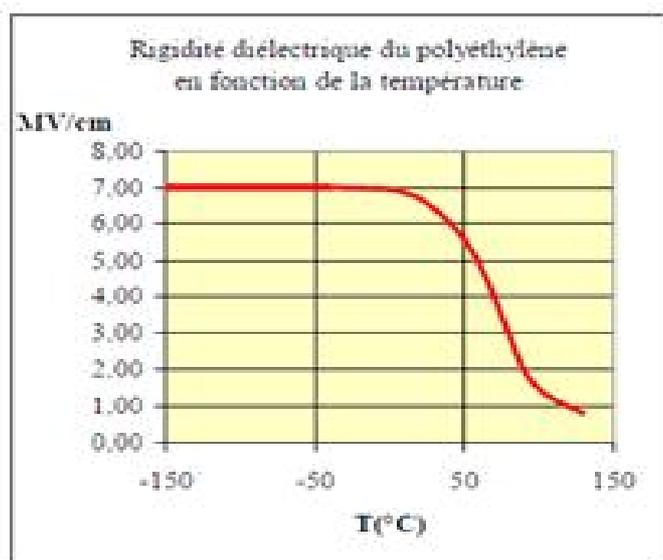


Fig. II.3: Rigidité diélectrique du polyéthylène en fonction de la température.

Pour certains isolants tels que les polyéthylènes la présence de charges d'espace modifie sensiblement la rigidité diélectrique: Cela peut s'expliquer par le fait que la formation des charges d'espace dépend fortement de la température (Perret, Jocteur, Fallou 1972).

La rigidité diélectrique dans les milieux cristallins est spécifique. Généralement elle augmente en fonction de la température depuis les basses températures jusqu'à l'ambiance (ou légèrement au-dessus) et redescend rapidement pour les températures élevées.

II.3 Différents mécanismes de claquage

Le claquage des solides isolants peut présenter plusieurs aspects :

1) Le temps d'application de la tension : Le claquage peut avoir lieu après des temps extrêmement courts (< 1 ns) ou n'intervenir qu'après de très longues périodes (plusieurs

années) durant lesquelles se produisent des transformations physico-chimiques du matériau. On parle alors de vieillissement.

2) L'effet des volumes et des surfaces soumis au champ électrique : Leur accroissement réduit la rigidité diélectrique du matériau.

3) Le déplacement de charges : Il est toujours présent même si d'autres phénomènes (thermiques, mécaniques, etc...) interviennent de façon plus ou moins inter corrélée pour conduire au claquage.

4) Le claquage se produit dans une zone très localisée : La décharge en forme de canal unique ou d'arborescence relie les deux électrodes et l'autre partie du matériau reste souvent saines.

5) Les valeurs mesurées de la tension de claquage présentent une dispersion : Elles varient dans une large plage nécessitant une étude statistique du phénomène de claquage.

En général, les solides isolants sont utilisés en association avec les isolants gazeux ou liquides. Contrairement aux gaz qui recouvrent entièrement leurs propriétés diélectriques après un claquage, et aux liquides qui les recouvrent partiellement, les solides les perdent complètement. Ils doivent être remplacés après avoir subi un claquage, ce qui constitue un grand inconvénient et nécessite une bonne connaissance des mécanismes de rupture pour mieux prévoir toute décharge dans le matériau.

Le claquage des solides isolants ne dépend pas seulement de l'amplitude de la tension appliquée, mais aussi du temps d'application de la tension. On peut écrire approximativement d'après la figure ci-dessous: $V_d \cdot \ln(t_d) = Cte$

V_d : Tension de claquage

T_d : temps d'application de la tension

Le temps d'application de la tension joue un rôle très important dans le processus de claquage. C'est pourquoi il est intéressant de diviser ce temps en régions dans lesquelles interviennent des mécanismes de claquage différents :

- Le claquage intrinsèque
- Le claquage électromécanique
- Le claquage par avalanche

- Le claquage thermique
- Le claquage par arborescences

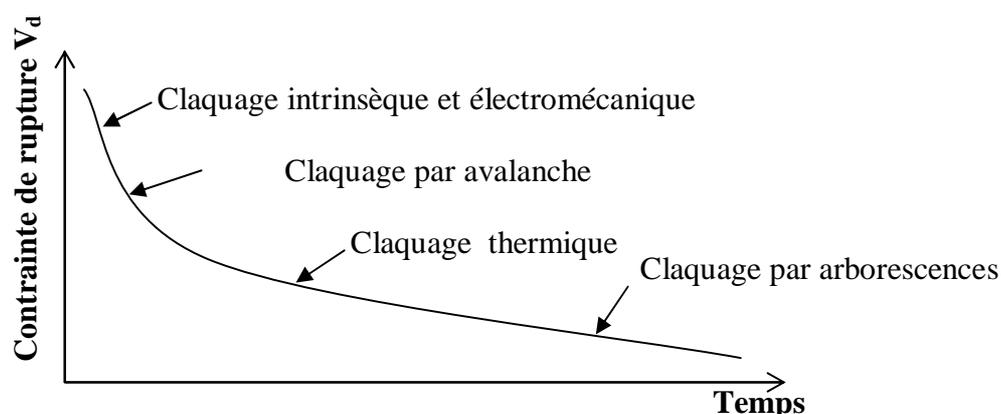


Fig. II.4 : Mécanisme de claquage en fonction du temps d'application de la tension.

II.3.1 Rupture diélectrique intrinsèque

Quand le diélectrique est pure et homogène et les conditions de l'environnement sont bien contrôlées, si la contrainte diélectrique appliquée à l'isolant solide atteint, en un temps très court, une limite supérieure appelée contrainte diélectrique intrinsèque, on a alors une rupture diélectrique intrinsèque. Celle-ci a lieu pour des temps d'application de la tension de l'ordre de 10^{-8} s, c'est pourquoi elle est considérée comme étant de nature électronique.

Les contraintes entraînant la rupture diélectrique intrinsèque sont supérieures à 10^6 V/cm.

La contrainte intrinsèque est considérée atteinte lorsque les électrons du solide acquièrent suffisamment d'énergie de la part du champ électrique appliqué pour traverser la barrière d'énergie et passer ainsi de la bande de valence à la bande de conduction.

La dépendance de la rigidité diélectrique intrinsèque des dimensions de l'isolant et des électrodes est très faible.

Remarque : Expérimentalement la tension critique de claquage intrinsèque est rarement atteinte, mais de nombreuses tentatives ont été faites afin de la mesurer pour différents matériaux. Jusqu'à nos jours il n'y a eu aucune preuve expérimentale franche pour

affirmer si le claquage observé est intrinsèque ou pas, excepté pour les matières plastiques comme le polyéthylène. Ce mécanisme est tellement conceptuel, qu'il reste un mécanisme idéal identifié comme la valeur la plus élevée qui peut être obtenue si on élimine tous les effets secondaires.

II.3.2 Claquage électromécanique

Quand un matériau diélectrique est soumis à un champ électrique, des charges de signes contraires sont induites sur les faces opposées de l'isolant qui se trouve alors soumis à des forces de compression électrostatiques. Lorsque ces forces dépassent la rigidité mécanique du matériau, celui-ci rompt.

La force de compression développée électriquement est :

$$f = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{V^2}{d^2} \quad (\text{II.1})$$

Où : ε_r , est la permittivité relative du matériau. ε_0 , est la permittivité absolue du vide. d , l'épaisseur de l'isolant après l'application de la tension V .

La résistance à la compression mécanique s'écrit :

$$Y \text{Ln} \left(\frac{d_0}{d} \right) \quad (\text{II.2})$$

Avec, d_0 l'épaisseur de l'isolant avant l'application de la contrainte, Y est le module de Young.

La force de compression et la résistance à la compression sont en équilibre si :

$$\frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{V^2}{d^2} = Y \text{Ln} \left(\frac{d_0}{d} \right) \quad (\text{II.3})$$

Ou bien :

$$V^2 = \frac{2Yd^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \text{Ln} \left(\frac{d_0}{d} \right) \quad (\text{II.4})$$

Si nous dérivons l'expression de V par rapport à d , nous obtenons :

$$\frac{d}{dd} \left(\frac{2Yd^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \text{Ln} \left(\frac{d_0}{d} \right) \right) = \frac{2Y}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} (2d \text{Ln} \left(\frac{d_0}{d} \right) - d) \quad (\text{II.5})$$

L'expression possède un maximum quand

$$\frac{d}{d_0} = \exp\left(-\frac{1}{2}\right) = 0,6 \quad (\text{II.6})$$

Pour toute valeur réelle de V, la réduction de l'épaisseur de l'échantillon du matériau ne peut excéder 40 %. Si le rapport V/d de cette valeur de la tension V est plus petit que la rigidité intrinsèque du matériau, toute augmentation de la tension rendra l'épaisseur de l'échantillon instable et provoquera la rupture de l'isolant. La plus grande valeur de rigidité apparente est alors donnée, en remplaçant par $d = 0,6d_0$ dans les expressions suivantes :

$$\frac{V}{d} = \left[\frac{2Y}{\epsilon_0 \epsilon_r} \text{Ln} \left(\frac{d_0}{d} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad \text{Or} \quad \frac{V}{d_0} = E_c = 0.6 \left[\frac{Y}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.7})$$

Dans ces équations, la possibilité d'une instabilité pouvant se produire pour une tension plus faible à cause de la concentration de la contrainte au niveau des défauts n'est pas prise en compte.

II.3.3 Mécanisme de claquage par avalanche

Dans ce mécanisme de claquage ce sont les électrons présents à l'application du champ électrique qui sont responsables de la destruction du matériau.

Quelquefois le libre parcours moyen peut être assez long pour que l'énergie cinétique acquise excède l'énergie d'ionisation qui se termine par la libération d'un électron. Le processus se répète et peut mener à la formation d'une avalanche électronique semblable à celle qui se produit dans les gaz. Le claquage se produit si l'avalanche dépasse une certaine taille critique.

Ce phénomène est observé dans les matériaux à bande interdite étroite, il ne peut, par conséquent se produire dans l'alumine.

II.3.4 Mécanisme de claquage thermique

Les pertes diélectriques de polarisation et de conduction provoquent un dégagement de chaleur dans les isolants. Tant que la quantité de chaleur ainsi produite est supérieure à celle que peut évacuer l'isolant, la température augmente. Avec elle, la conductivité augmente entraînant un accroissement de la chaleur produite par effet Joule.

Le fait que la rigidité diélectrique décroisse quand la température augmente favorise l'apparition du claquage thermique. Parfois, celui-ci est précédé de la décomposition chimique ou de la fusion de l'isolant.

II.3.5 Claquage par arborescence

Les isolants habituellement utilisés en haute tension ne sont jamais parfaitement homogènes. Il existe dans le matériau des cavités de formes et dimensions diverses. Elles sont la cause principale du vieillissement et de la destruction des isolations solides à moyen et à long terme.

La dégradation d'un isolant par un mécanisme d'arborescence est généralement initiée par un défaut dans le système d'isolation. Ce défaut peut être présent sur une interface électrode-isolant ou dans le volume du matériau. Dans ce cas, le renforcement de champ électrique, peut conduire à une injection de charges dans l'isolant. Lorsque la quantité de charges accumulées, est suffisante, le phénomène de décharge partielle intervient sur une épaisseur limitée de l'isolant. En général, le claquage des isolants solides n'est pas accompli par la formation d'un seul canal de décharge, mais prend une forme à arbre comme montré à la figure II.1.

II.4 Formalisme mathématique et équations de base

La description analytique des phénomènes de conduction par charge d'espace est basée sur des équations fondamentales qui sont à l'origine de plusieurs travaux de modélisation.

II.4.1 loi de poisson

Au voisinage de tout point M où il n'y a pas de charges, le flux de \vec{E} est conservatif.

Ceci se traduit en langage vectorielle par : $\text{div } \vec{E} = 0$ (II.8)

Considérons une distribution de charges de densité cubique ρ finie au voisinage d'un point M.

Le champ \vec{E} reste fini et continu en M.

D'après le théorème de Green, dans un élément de volume $d\tau$ entourant M, on a :

$$d\Phi = \text{div} \vec{E} d\tau \quad \text{(II.9)}$$

Φ est le flux du champ électrique

D'autre part, d'après le théorème de Gauss :

$$d\Phi = \rho \frac{d\tau}{\epsilon_0} \quad \text{(II.10)}$$

En rapprochant ces deux expressions, il vient :

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad \text{(II.11)}$$

En remplaçant par $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V$ nous obtenons : $-\text{div} \overrightarrow{\text{grad}} V = \frac{\rho}{\epsilon_0}$

$$\Delta V + \frac{\rho}{\epsilon_0} = 0 \quad \text{(II.12)}$$

C'est l'équation de poisson. Elle traduit la distorsion du champ électrique interne $E(x)$, qui s'écarte sensiblement du champ appliqué.

V : variation du potentiel au voisinage d'un point.

Dans le cas où il n'y a pas de charges, elle se réduit à

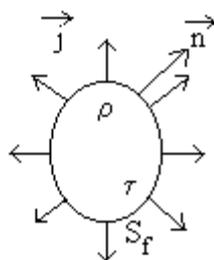
$$\Delta V = 0 \quad \text{(II.13)}$$

C'est l'équation de Laplace.

II.4.2 Loi de conservation des charges

Un volume τ , délimité par une surface S_f , contient une charge $q = \iiint_{\tau} \rho d\tau$.
 Le vecteur unitaire normal est orienté vers l'extérieur au volume.
 On rappelle qu'à chaque particule est attachée une charge multiple entier de la charge élémentaire.

Le flux d'électricité qui sort du volume s'écrit : $\iint_{S_f} \vec{j} d\vec{s}$



La conservation de la charge s'écrit : $\iint_{S_f} \vec{j} d\vec{s} = -\frac{\partial q}{\partial t} = -\iiint_{\tau} \frac{\partial \rho}{\partial t} d\tau$

L'application du théorème d'Ostrogradsky conduit à l'expression locale de conservation de la charge.

$$\text{div } \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.14})$$

C'est l'équation à la dérivée partielle décrivant la variation spatiale et temporelle de la densité de charge $\rho(\mathbf{r}, t)$ d'une espèce quelconque.

Si on ne tient pas compte de la diffusion, la densité de courant \mathbf{j} est exprimée ci-dessous :

$$J(x, t) = \rho(x, t) \cdot \mu \cdot E(x, t) \quad (\text{II.15})$$

Avec μ la mobilité de l'espèce correspondante. Pour les espèces piégées, cette densité de courant est nulle.

Si on tient compte du terme source, l'équation de conservation de la charge ou l'équation de continuité s'écrit :

$$\operatorname{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = s \quad (\text{II.16})$$

S traduit l'apparition et disparition de charges non liées au transport.

II.5 Conclusion

De façon générale, les problèmes liés à la rupture diélectrique des isolants solides sont très complexes, c'est pourquoi il est difficile de recourir à des modèles basés sur des théories fondamentales. Dans l'étude des isolants solides, nous devons recourir à l'analyse statistique pour l'étude des distributions de tension de claquage et au vieillissement accéléré pour l'approche des mécanismes de dégradation. La connaissance des phénomènes qui régissent l'apparition, le transport, le piégeage et le dépiégeage des charges contribuera certainement à l'amélioration de la prédiction des phénomènes de vieillissement et de claquage des solides isolants.

Modélisation et simulation d'un système isolé à l'aide d'un diélectrique céramique à base d'alumine

III.1 Introduction

La détermination du potentiel et du champ électrique d'un matériau passe par la résolution de l'équation de Poisson ou de Laplace. Il s'agit donc de la détermination de la répartition spatiale du champ électrostatique (\vec{E}) (ou du vecteur déplacement (\vec{D}) et du potentiel (V) en fonction de la répartition connue des charges et des conditions aux limites, c'est à dire de la répartition donnée du potentiel sur les surfaces limitant le volume pour lequel le champ est calculé. Le calcul du champ peut être effectué par plusieurs méthodes: analytiques, graphiques, expérimentales et numériques.

Le développement des méthodes numériques a ouvert des champs d'applications très divers et plus particulièrement celui de la détermination des caractéristiques des matériaux. La performance de ces méthodes numériques a été démontrée par plusieurs chercheurs [17, 18]. Parmi les méthodes numériques les plus connues et les plus répandues pour la résolution des équations différentielles, décrivant des phénomènes ou des structures électromagnétiques, on peut citer la méthode des éléments finis (MEF), la méthode des différences finis (MDF), la méthode des équations intégrales de frontière (MEIF), la méthode des différences finies dans le domaine des temps (FDTD), la méthode simulation de charge (MSC), la méthode des éléments de frontière (BEM). Dans ce chapitre on se limite uniquement à la présentation de la méthode des éléments finis celle utilisé par Femm (Finite Element Method Magnetics), logiciel de résolution des problèmes physiques représentés par des équations aux dérivées partielles.

Depuis quelques décennies, des progrès considérables ont été réalisés dans la modélisation et les calculs électromagnétiques, à 2 et à 3 dimensions. Le développement et la sophistication des techniques numériques ont conduit un grand nombre de chercheurs à s'intéresser à leurs applications dans le domaine des sciences des matériaux.

III.2 Logiciel éléments finis femm

Le logiciel femm (Finite Element Method Magnetics) est un logiciel libre et gratuit, disponible sur le réseau internet. Ce logiciel est devenu un outil très convoité par les

chercheurs. La méthode qu'il utilise est celle des éléments finis, méthode appliquée aux structures électromagnétique, électrostatique...etc.

Le logiciel femm est composé de trois modules essentiels, un module d'édition qui permet de définir le type de problème, de tracer la géométrie, de définir les différents milieux, ainsi que les conditions aux limites, et de mailler la structure proposée (préprocesseur). Un deuxième module permet de résoudre le problème (processeur). Et un troisième module qui permet d'exploiter les résultats du calcul (post processeur). Le logiciel est utilisé généralement en compagnie d'un outil de programmation (lua scripting).

III.3 Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis (MEF) est l'une des méthodes les plus employées aujourd'hui pour résoudre des équations aux dérivées partielles. Elle a fait son apparition dans les années 70, après la MDF. Néanmoins, son histoire remonte à l'année 1943 [19,20]. La MEF est une méthode générale qui s'applique à la majorité des problèmes rencontrés dans la pratique: problèmes stationnaires ou non stationnaires, linéaires ou non linéaires, définis dans un domaine géométrique quelconque à une, deux ou trois dimensions. En plus, elle s'adapte bien aux milieux hétérogènes. Elle consiste à utiliser une approximation simple des variables inconnues pour transformer les équations aux dérivées partielles en équations algébriques. Les conditions aux limites sont prises en compte aisément. Enfin, la méthode est décrite par une théorie mathématique très riche, qui permet de conserver les propriétés des opérateurs mathématiques. Néanmoins, cette méthode exige un traitement particulier des équations, qui sont transformées à l'aide d'une formulation intégrale, puis discrétisées pour aboutir à un système d'équations algébriques (fig. III.1)

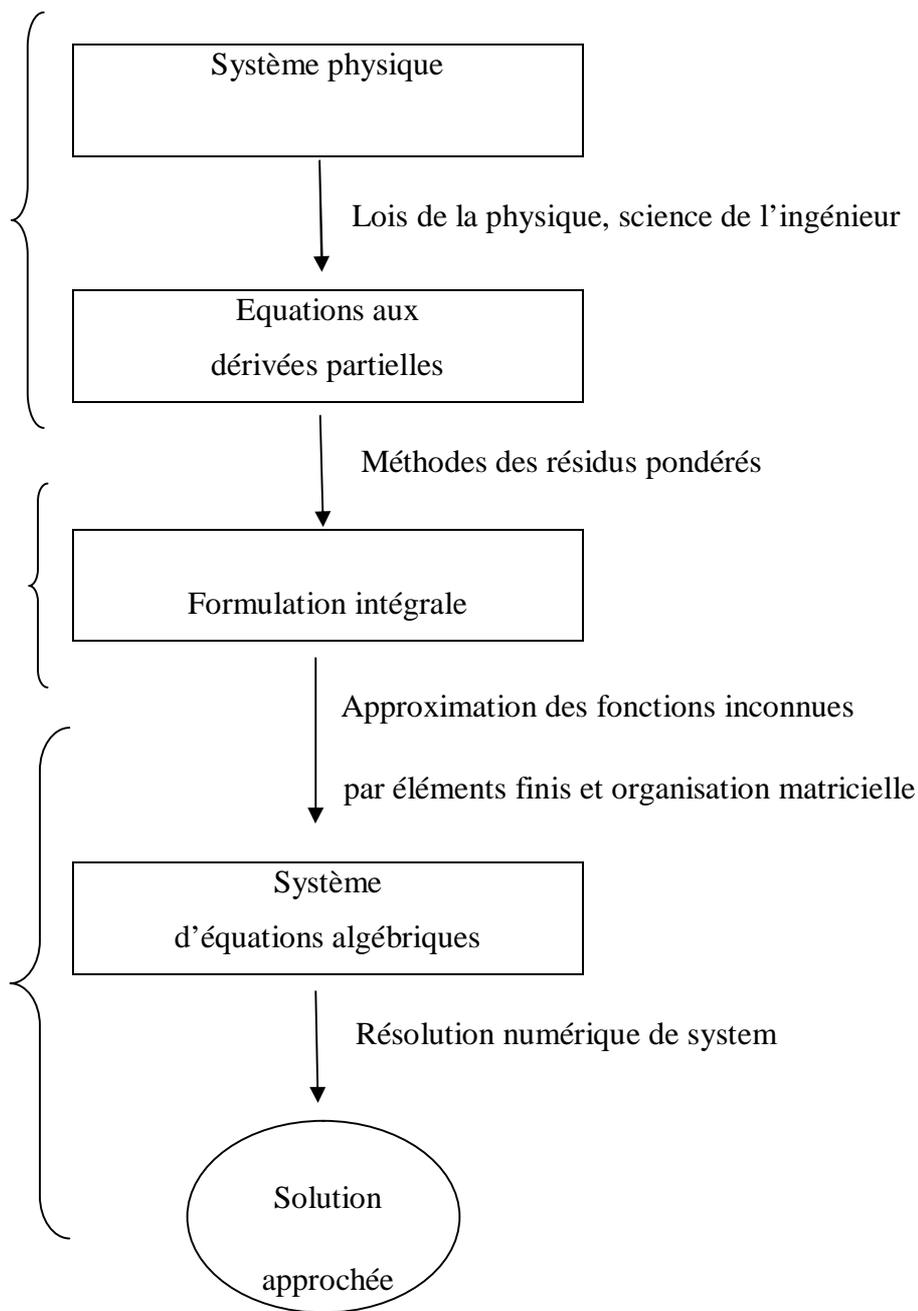


Fig. III.1 : Transformation des équations d'un système physique. [21]

III.3.1 Construction de maillage

Dans la méthode des éléments Finis, la construction du sous-espace nécessite la discrétisation préalable du domaine Ω en éléments géométriques simples Ω_i .

Dans un système à une dimension, la discrétisation préalable du domaine, dans un intervalle de IR , en éléments, ne posait pas de difficultés. En dimension deux et plus encore en dimension trois, la discrétisation du domaine, est un problème technique difficile. La qualité du maillage est cruciale pour la qualité de l'approximation.

On peut distinguer deux types de maillages :

-Les maillages structures qui fournissent une discrétisation régulière obtenue par transformation d'une grille régulière sur un domaine rectangulaire.

-Les maillages non-structures, principalement construits par la méthode de Delaunay-Voronoi, qui peuvent s'appliquer aux géométries les plus générales.

En dimension deux, les éléments sont des triangles ou des quadrangles de côtés droits ou curvilignes. En dimension trois, ce sont des tétraèdres, pentaèdres ou hexaèdres.

Un maillage en éléments finis doit satisfaire les critères suivants :

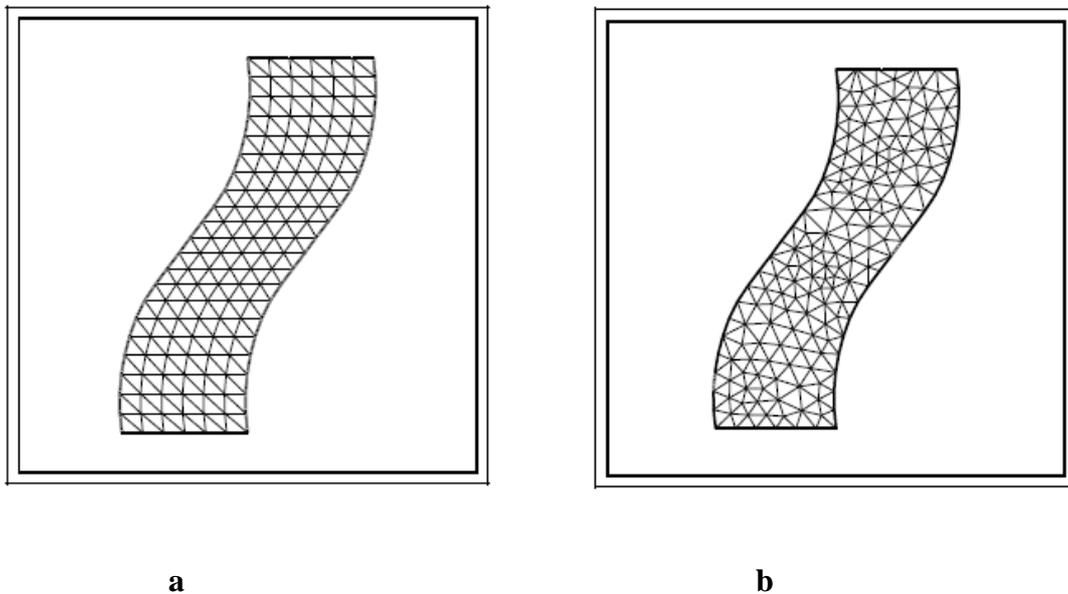


Fig. III.2 : Maillage structuré(a) et maillage non-structuré (b) [22]

1) Les éléments Ω_i du maillage doivent recouvrir le domaine Ω

$$\coprod_i^n \Omega_i = \Omega \quad \text{(III.1)}$$

Ceci implique que, par exemple en dimension deux, ce domaine soit polygonal ou approché par un polygone si l'on utilise des éléments droits.

2) L'intersection de deux éléments distincts ne peut être que

- l'ensemble vide
- un sommet
- un côté
- une face (en dimension trois)

Ceci a pour but d'assurer la continuité des fonctions, on parle alors d'éléments conformes. En particulier la disposition présentée dans la Figure III.3 est interdite.



Fig. III.3 : Configuration interdite

III.3.2 Avantage et inconvénient de la méthode

La méthode des éléments Finis consiste à approcher, dans un sous-espace de dimension finie, un problème écrit sous forme variationnelle (comme minimisation de l'énergie, en général) dans un espace de dimension infinie. La solution approchée est dans ce cas une fonction déterminée par un nombre fini de paramètres comme, par exemple, ses valeurs en certains points (les nœuds du maillage).

Cette méthode est intéressante compte tenu de sa souplesse d'utilisation, en particulier lorsqu'il s'agit de phénomène non linéaire, de géométrie complexe et de couplage multi physique. Elle a aussi la possibilité de démonstrations mathématiques de convergence et de majoration d'erreurs, et la détermination plus naturelle des conditions aux limites [23].

La Complexité de mise en œuvre et coût en temps de calcul et en mémoire, sont les inconvénients de la méthode.

III.4 Rupture diélectrique dans l'Alumine

Comme l'ont montré plusieurs études, la rigidité diélectrique des isolants solides est étroitement liée à leur microstructure. L'objectif de cette partie est de mettre en évidence les relations existant entre la microstructure de l'alumine et sa résistance au claquage diélectrique.

III.4.1 Structure et propriétés de l'alumine

L'alumine est obtenue à partir de minerai de bauxite (roche caractérisé par sa forte teneur en alumine Al₂O₃ et en oxyde de Fer). L'extraction de l'alumine est donc un procédé chimique qui permet d'extraire l'oxyde d'aluminium appelé alumine contenu dans la bauxite.

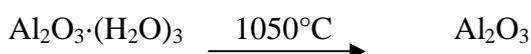
Plusieurs procédés ont été élaborés, mais finalement c'est le procédé Bayer qui sera universellement utilisé.

Le procédé Bayer sépare les hydrates d'alumine (monohydrate, Al₂O₃·(H₂O) et trihydrate, Al₂O₃·(H₂O)₃) de la bauxite par de la soude.

Les réactions de dissolution sont les suivantes :



Le trihydrate d'alumine est calciné afin de produire de l'alumine :



La calcination permet donc au trihydrate d'alumine de perdre ses 3 molécules d'eau pour devenir de l'alumine.

L'alumine Al₂O₃ est obtenue à partir du minerai de bauxite le principale minerai d'aluminium.

Les alumines existent sous sept formes cristallographiques différentes (polymorphes) dont six d'entre elles sont des formes métastables, appelées aussi alumines de transition Al₂O₃-θ, -χ, -η, -κ, -δ, -γ. Elles sont toutes instables thermiquement. Au delà d'environ 1000°C, elle se

transforme, par une réaction exothermique irréversible, en alumine α . Ce dernier appelé aussi corindon, est la seule forme stable de l'oxyde d'aluminium Al_2O_3 .

L'alumine se distingue par des liaisons hybrides ioniques et covalentes. Sa grande aptitude à résister aux dégradations dues aux agents extérieurs s'explique par la force et la stabilité de ces deux types de liaisons. A température ambiante, elle est inattaquée par les composés chimiques courants, elle fond à plus de $2000^\circ C$. Par ailleurs, l'inertie chimique des céramiques est due à leur état énergétique défavorable aux combinaisons chimiques. En particulier, l'inexistence de la réactivité de l'alumine vis-à-vis de l'air.

III.4.2 Caractéristique de l'alumine

Il est très difficile de connaître de façon très précise les caractéristiques physiques microscopiques d'un matériau tant que les éléments qui le composent sont très divers et les interactions entre eux très complexes. C'est pourquoi l'approche macroscopique faisant appel à des caractéristiques globales obtenues expérimentalement nous paraît plus adéquate.

Les Principales caractéristiques de l'alumine à température ambiante obtenues expérimentalement sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Densité ($g\ cm^{-3}$)	3,72 à 3,90
Taille des grains (μm)	6
Température de fusion ($^\circ C$)	~ 2050
Le module de Young (GPa)	303 à 370
Résistance en compression (MPa)	300 à 377
Conductivité thermique ($Wm^{-1}\ K^{-1}$)	24,7 à 30
Permittivité relative (1MHz)	9 à 9,7
Résistivité volumique (Ωcm)	10^{14}
Energie de gap (eV)	9,7
Energie d'ionisation (eV)	28

Tableau III.1 : Principales caractéristiques de l'alumine à température ambiante

L'alumine présente une structure d'isolant caractérisée par une bande de conduction vide et une bande de valence complètement remplie d'électrons. Les transitions électroniques inter-bandes activées thermiquement sont possibles.

Cependant, la largeur de la bande interdite de l'alumine est très large (9,6 eV), ce phénomène ne peut rendre l'alumine « conductrice » qu'aux hautes températures (conduction de type intrinsèque). A la température ambiante, l'alumine ne possède pas d'électrons dans la bande de conduction. Celle-ci peut en contenir lorsqu'on injecte des électrons dans le matériau. Ils diffusent alors dans le matériau.

III.4.3 Domaines d'utilisation de l'alumine

Les céramiques les plus utilisées actuellement comme substrat dans les composants de puissance sont le nitrure d'aluminium AlN et l'alumine Al_2O_3 . Le premier présente une meilleure rigidité diélectrique et conductivité thermique par rapport à l'alumine mais ce dernier reste le moins onéreux. Ainsi il est couramment utilisé dans les applications de puissance où le facteur économique est important.

En plus des applications en électronique de puissance, l'alumine est utilisée dans de nombreux autres domaines pour des applications très variées (écran thermique, protection nucléaire, prothèses médicales, isolateurs,...).

III.4.4 Influence de divers paramètres sur la rupture diélectrique de l'alumine

III.4.4.1 Effet de l'épaisseur

Comme tous les autres isolants solides, la rigidité diélectrique des échantillons d'alumine diminue avec l'épaisseur. La figure III.4, montre les valeurs du champ de claquage en fonction de l'épaisseur des échantillons de pureté 96% et 99,6%.

Pour des épaisseurs inférieures à $635 \mu m$, la diminution de la rigidité diélectrique est plus importante que pour les échantillons dont les épaisseurs sont supérieures à $635 \mu m$.

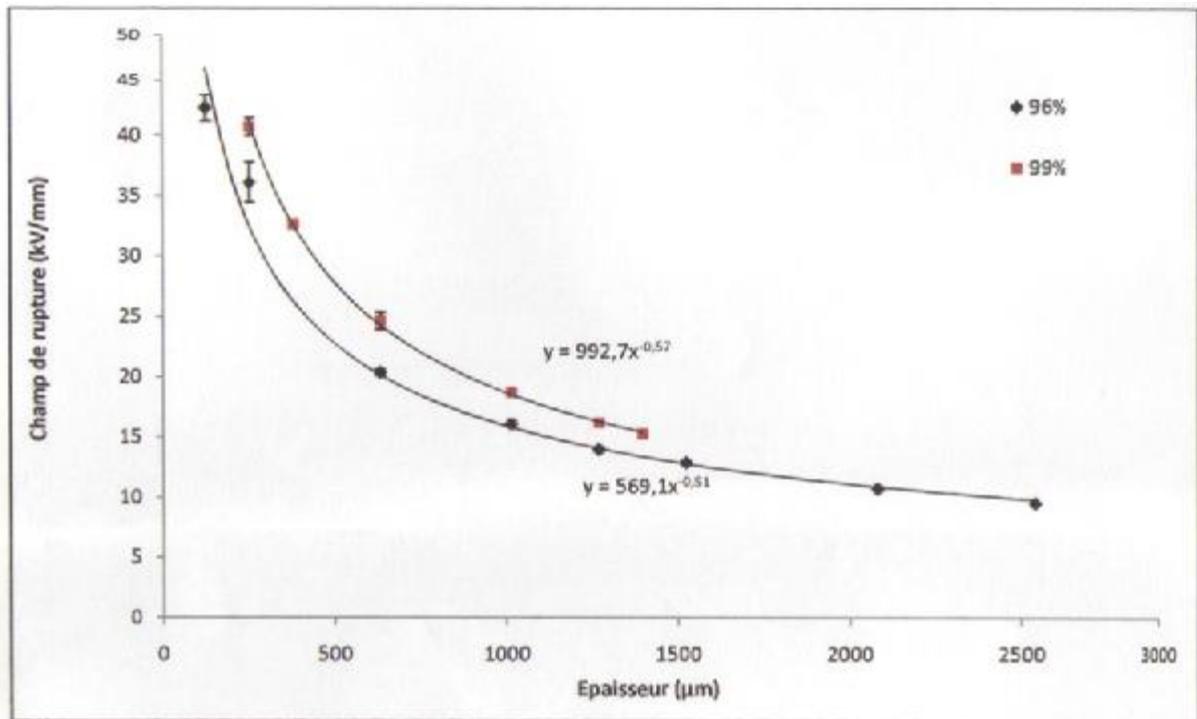


Fig.III.4 : Evolution du champ électrique de claquage de l'alumine 96% et 99,6% en fonction de l'épaisseur [24].

III.4.4.2 Effet de la pureté

Les résultats des mesures de la rigidité diélectrique des échantillons d'alumine pour différentes puretés (92%, 96%, 99,6%), et d'épaisseur de 635 μm , sont portés sur la figure III.5. Elle montre que la rigidité diélectrique augmente quand les échantillons sont plus purs.

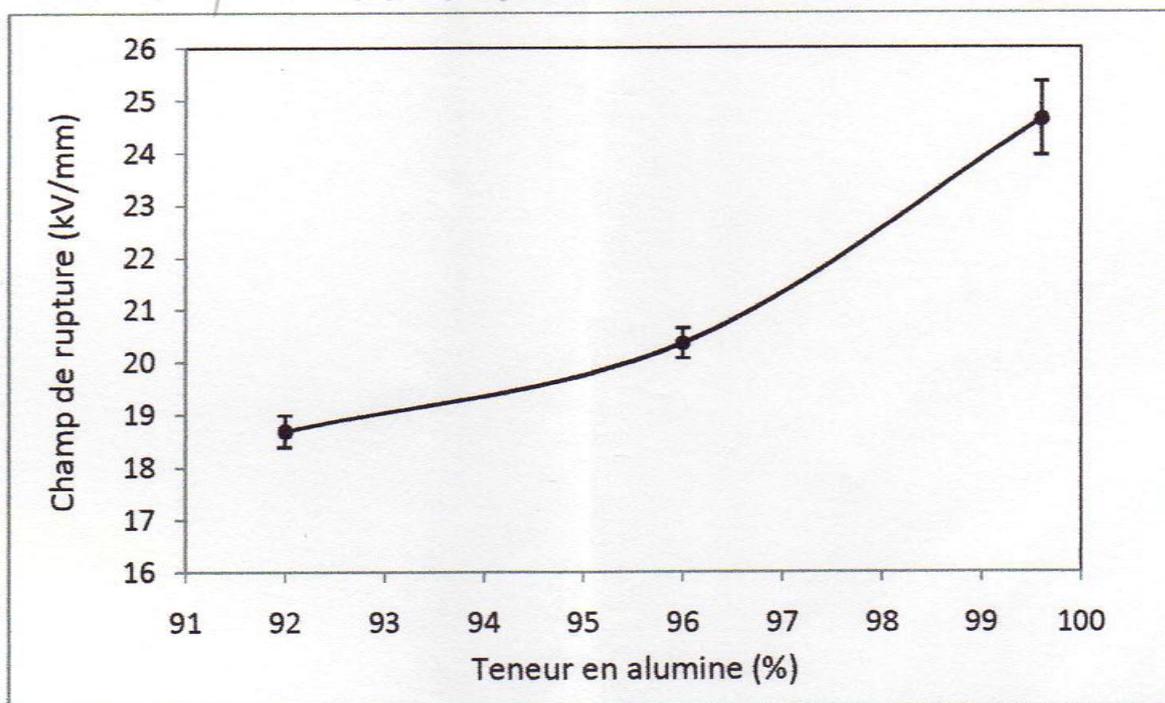


Fig. III.5 : Evolution du champ électrique de claquage en fonction de la teneur en alumine pour une épaisseur de 635 [24].

III.4.5 Origine de la rupture diélectrique dans l'alumine

La bonne tenue au claquage diélectrique dépend de la capacité du matériau à stabiliser les charges afin d'augmenter la valeur du champ critique de dépiégeage conduisant au claquage.

Les défauts surfaciques sont essentiellement constitués de nombreuses interfaces que le matériau renferme. Elles sont principalement localisées aux joints de grains, entre les phases intergranulaires et les grains d'alumine.

En effet la rigidité diélectrique diminue lorsque l'épaisseur augmente autrement dit l'augmentation de nombre de grains n'est pas favorable à la tenue au claquage car plus le nombre de grains augmente, plus la densité d'interfaces (joints de grains) augmente.

Les joints de grains dans l'alumine constituent les pièges peu profonds aux porteurs de charges ce qui augmente la probabilité de piégeage avec l'épaisseur.

Le claquage diélectrique est initié par la déstabilisation brutale des charges piégées dans le matériau. En effet, le dépiégeage de ces charges va induire des variations de champ électrique dans le matériau qui vont finalement aboutir au dépiégeage d'une grande quantité de charges. L'énergie ainsi libérée est alors suffisante pour conduire à la fusion et la sublimation du matériau dans la zone concernée.

L'équation II.7 (P30), donne une valeur du champ de claquage pour l'alumine égale à $11,5 \cdot 10^4$ kV /mm. Cette valeur théorique de champ de claquage électromécanique est très grande devant le champ de claquage trouvée expérimentalement (20 kV/mm). Les charges injectées dans le matériau et piégées dans les joints de grains forment ainsi une charge d'espace qui induit une polarisation local du matériau. L'application d'un champ électrique extérieur engendre un champ électrique local intense autour de la zone peuplée. Ce champ local peut atteindre l'ordre de grandeur de champ de claquage électromécanique trouvé théoriquement pour l'alumine. Ce champ, à son tour, provoquera un dépiégeage de l'ensemble des charges. Cette brusque relaxation de l'énergie de polarisation peut atteindre 5 à 10 eV et provoquer localement la fusion du matériau.

III.5 Modélisation du transport de charges

Plusieurs recherches ont été menées pour la modélisation de la conduction dans les isolants. Certains ont utilisés une approche microscopique, d'autre une approche macroscopique.

Quelque soit l'approche utilisée pour la simulation du transport de charge, il est nécessaire de connaître les caractéristiques intrinsèques du matériau (densité de pièges, leur distribution dans la bande interdite,) ainsi que les données concernant les charges (mobilité, section efficace de piégeage, coefficients de piégeage, coefficients de recombinaison, etc...).

Parmi les modèles de conduction microscopique, celui de Quirk et al [25] porte sur du polyéthylène réticulé placé entre deux électrodes planes soumises à une tension continue.

Dans ce modèle dit unipolaire, seule la conduction électronique est prise en considération. Les électrons injectés par la cathode sont piégés dans les pièges les plus profonds.

Dès qu'un électron passe du diélectrique à l'anode, un autre est injecté dans le diélectrique au niveau de la cathode.

Il n'est donc pas tenu compte dans ce modèle de l'épaisseur de l'échantillon simulé. Un électron peut se dépiéger et se repiéger à proximité du premier piège rencontré.

Lorsqu'une grande partie des pièges profonds est remplie, une conduction par hopping dans les pièges peu profonds se produit. La mobilité dépend, par conséquent du taux de remplissage des pièges.

Ce modèle donne la caractéristique courant/tension pour des faibles champs. Les résultats de modèle ne sont pas en accord avec l'expérience.

Les approches macroscopiques du transport de charges considèrent les phénomènes liés à la conduction dans leur globalité.

Nous exposons ci-dessous les modèles macroscopiques que nous estimons les plus significatifs.

III.5.1 Modèle d'Alison et Hill

Ce modèle représente un échantillon de polyéthylène réticulé placé entre deux électrodes planes parallèles auxquelles sont appliqués des cycles de tension continue.

Deux types de porteurs de charges sont pris en compte dans l'injection aux niveaux des électrodes, des charges positives à l'anode et négatives à la cathode.

Pour chaque espèce on prend en considération la densité de charges injectées, la densité de charges piégées et les pièges profonds créés par les impuretés chimiques. La recombinaison est aussi prise en compte.

Par contre, il n'y a pas de diffusion ni de dissociation dans le volume.

Comme résultats, le modèle d'Alison et Hill calcule les densités nettes de charges en fonction du temps et de l'épaisseur du diélectrique [26].

III.5.2 Modèle de Fukuma et al

Ce modèle bipolaire simule aussi un échantillon de polyéthylène réticulé soumis à une tension continue en champ uniforme.

En plus des paramètres pris en compte dans le modèle précédent, on considère l'existence d'une densité de charges dans le volume du matériau avant l'application du champ électrique et l'injection de charges au niveau des électrodes par effet Schottky.

Les barrières d'injection, de hopping et d'extraction sont symétriques pour les deux espèces mobiles considérées.

Le transport se fait par hopping pour les deux espèces.

Les deux espèces, peuvent être piégées dans des pièges profonds.

La recombinaison entre les deux espèces mobiles et l'augmentation de la température par effet joule dû à l'accroissement du champ local et à la conduction sont pris en considération [27].

III.5.3 Modèle de Kaneko et al

Ce modèle représente un polyéthylène basse densité. L'injection de charges négatives et positives se fait respectivement au niveau de la cathode et de l'anode. Contrairement au modèle de Fukuma et al, les barrières d'injection et de hopping pour les électrons et les trous ne sont pas symétriques et il n'y a pas de pièges profonds.

La recombinaison est prise en compte entre les trous et les électrons.

La conduction se fait par hopping et elle est continue entre les deux électrodes.

Cette simulation permet de calculer la densité nette de charges et la densité de courant. Les résultats obtenus ne coïncident pas avec les mesures expérimentales [28].

III.5.4 Modèle de Le Roy

L'approche macroscopique adoptée s'inspire du même modèle physique qu'Allison et Hill. A la différence des travaux présentés précédemment, le modèle de Le Roy se base sur plusieurs expériences (mesure de charges d'espace, de la luminescence, de courant).

III.6 Démarche de la modélisation

Dans ce qui suit, nous exposons la démarche que nous avons utilisée pour modéliser le transport de charge dans un diélectrique solide en prenant le cas de l'alumine.

L'expérience a montré que la conduction résultante d'un mouvement de porteurs de charges sous l'effet d'un champ électrique appliqué, est souvent fonction de plusieurs paramètres. Pour établir un modèle de transport de charges qui donne des résultats cohérents avec les résultats expérimentaux, il faut disposer d'une bonne connaissance de l'état de l'art concernant la physique dans le domaine considéré, afin de pouvoir établir les lois de la physique qui régissent le comportement.

Cette démarche nécessite trois phases distinctes (modèle physique, modèle mathématique et modèle numérique).

III.6.1 Modèle physique (hypothèses physiques)

L'application d'un champ électrique élevé aux bornes d'un film isolant, fait apparaître des charges positives à l'anode, et des charges négatives à la cathode (homocharges).

Quelle est l'Origine de ces charges d'espace ?

Tanaka et al [12] ont mesuré la charge d'espace dans un LDPE entre deux couches capables de bloquer l'injection de charges aux électrodes. Ils ont montré dans la présence de charges positives à la cathode et de charges négatives à proximité de l'anode. Ces hétérocharges proviennent donc de la dissociation d'espèces neutres ou de la migration d'espèces ioniques, sous l'action de la température et/ou de la contrainte électrique, ces espèces pouvant être des molécules du matériau ou des adjuvants divers (catalyseur, anti-oxydants, impuretés), alors que seules des homocharges sont observées dans une configuration normale. Ces résultats concluent à une charge d'espace dominée par l'injection de charges électroniques (électrons et trous) aux électrodes dans le cas d'interfaces normalement injectantes, même s'il existe bien un mécanisme de génération de charges dans le volume.

Dans une première approche de modélisation, Il semble nécessaire de considérer un modèle bipolaire qui suppose l'existence de deux types des porteurs de charge, de mobilités μ_e pour les électrons et μ_h pour les trous.

Ces matériaux sont cependant capables d'assurer la conduction de charges injectées jusqu'à ce que celles-ci soient piégées dans le réseau.

Les sites de piégeage correspondent à des variations locales de la constante diélectrique comme c'est le cas au niveau d'interfaces (joints de grains, joints interphases...) mais aussi du fait de la présence de défauts ponctuels (lacunes, interstitiels) ou linéaires (dislocations).

Le matériau étudié dans ce travail étant constitué de grains d'alumine, l'importante densité d'interfaces engendrée par ce type de microstructure conduit à l'existence de nombreux sites susceptibles de piéger les porteurs de charges. La différence de permittivité entre les différentes phases est à l'origine de ce piégeage.

Quelle que soit l'interface considérée, la profondeur de ce type de piège est faible ($< 0,1$ eV).

Les charges piégées dans ce type de pièges seront donc très sensibles au phénomène de dépiégeage par l'action combinée du champ électrique et de la température (effet Poole-Frenkel).

Les défauts ponctuels (lacunes, interstitiels...) et les impuretés présents dans la structure de l'isolant entraînent également une modification de la structure de bandes du fait de l'apparition de niveaux d'énergie supplémentaires dans la bande interdite. Ces derniers vont constituer des pièges pour les porteurs de charge.

Dans le cas de l'alumine ces défauts sont des lacunes. La profondeur de ce type de piège est très importante puisqu'elle est de l'ordre de 3eV. L'énergie thermique nécessaire au dépiégeage est de ce fait très élevée et correspond à des températures bien supérieures à la température ambiante.

Les pièges dans le volume du matériau sont supposés de concentrations fixes N_{te} et N_{th} .

III.6.2 Modèle mathématique

Si on considère le cas simple où la bande interdite contient un seul niveau piège à électron, et un seul également à trous, La schématisation du mécanisme de conduction est représentée sur la figure III.6 [29].

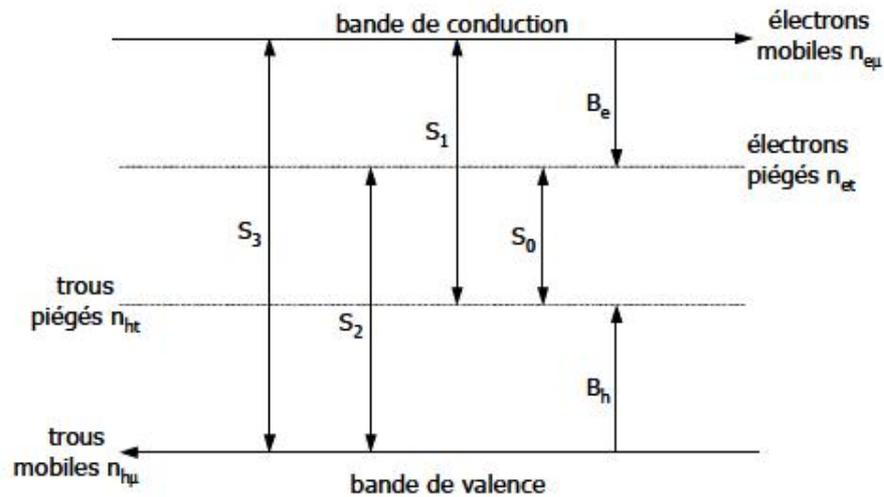


Fig.III.6 : Schématisation du mécanisme de conduction. S_0, S_1, S_2, S_3 sont les coefficients de recombinaison ; $n_{e\mu}, n_{et}, n_{ht}, n_{h\mu}$ sont les densités de porteurs de charges, et B_e, B_h sont les coefficients de piégeage.

La modélisation des phénomènes de transport est basée sur la résolution d'un même système d'équations qui sont les équations de continuité couplées à l'équation de Poisson.

La distorsion du champ électrique interne causée par la présence des charges, fixes et/ou mobiles, est exprimée par l'équation de Poisson qui s'écrit, à une dimension, de la manière suivante :

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{\rho(x,t)}{\varepsilon} \quad (\text{III.4})$$

Où $\rho(x, t)$ est la densité de charge nette elle s'écrit :

$$\rho(x, t) = n_{h\mu}(x, t) + n_{ht}(x, t) - n_{e\mu}(x, t) - n_{et}(x, t) \quad (\text{III.5})$$

Où n_{ht} et n_{et} sont les concentrations des trous et des électrons piégés.

$n_{h\mu}$ et $n_{e\mu}$ sont les concentrations des trous et des électrons mobiles.

L'équation de continuité s'écrit, dans le cas général, pour un type de charge de la manière suivante :

$$\frac{\partial n_a(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial j_a(x,t)}{\partial x} = 0 \quad (\text{III.6})$$

Où n_a représente la densité de charges et j_a la densité de courant de l'espèce considérée.

Electrons libres et piégés par exemple sont considérés comme des espèces distinctes.

Si on ne tient pas compte de la diffusion, la densité de courant j_a est exprimée ci-dessous :

$$J_a(x,t) = n_a(x,t) \cdot \mu_a \cdot E(x,t) \quad (\text{III.7})$$

Avec μ_a la mobilité de l'espèce correspondante. Pour les espèces piégées, cette densité de courant est nulle.

Afin de tenir compte des phénomènes de piégeage/dépiégeage des porteurs de charge, et ceux de recombinaison (électron-trou), on définit un terme d'échange (terme source) $S_a(x, t)$ qu'on introduit dans l'équation de continuité. Il exprime les différents types de recombinaison et toutes les transitions possibles, autrement dit, ce terme nous donne la cinétique des porteurs de charge. Il permet d'écrire les équations de conservation de la charge pour tous les types de porteurs. Ainsi, dans le cas unidimensionnel, l'équation précédente devient :

$$\frac{\partial n_a(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial j_a(x,t)}{\partial x} = S_a(x, t) \quad (\text{III.8})$$

Les mesures de charges d'espace [12] montrent qu'une charge d'espace est dominée par l'injection de charges électroniques (électrons et trous) aux électrodes dans le cas d'interfaces normalement injectantes, même s'il existe bien un mécanisme de génération de charges dans le volume (dissociation).

Les porteurs de charge sont donc supposés être injectés à partir de la cathode (électrons) et de l'anode (trous) par effet Schottky. Les courants de conduction aux interfaces dépendent du champ à l'électrode injectrice et s'expriment par :

$$\left\{ \begin{array}{l} J_{inj}(d, t) = AT^2 \exp \left[-\frac{\phi_{hi} - \beta_s \sqrt{E(d, t)}}{k_B T} \right] \text{ à l'anode} \\ J_{inj}(0, t) = AT^2 \exp \left[-\frac{\phi_{ei} - \beta_s \sqrt{E(0, t)}}{k_B T} \right] \text{ à la cathode} \end{array} \right. \quad (\text{III.9})$$

Où ϕ_{hi} et ϕ_{ei} sont les barrières d'injection respectivement pour les trous et les électrons [30].

• Courant externe

Le courant total induit aux électrodes par les charges à l'intérieur du diélectrique est en fait la somme du courant de conduction et du courant de déplacement. Cependant, lorsqu'on travaille en courant continu, et qu'il n'y a pas de rampe de tension, la tension appliquée aux bornes de l'isolant est constante quel que soit le temps. Le courant de déplacement est donc nul, et seul le courant de conduction intégré sur la totalité de l'épaisseur du diélectrique contribue à l'obtention d'un courant dans le circuit extérieur. Les courants d'injection aux électrodes sont eux aussi compris dans le courant externe.

En une seule dimension la densité du courant totale est donnée par l'équation ci-dessous :

$$j_T = \frac{1}{d} \int_0^d j_c \cdot dr - \frac{\epsilon}{d} \frac{\partial V_0}{\partial t} \quad (\text{III.10})$$

V_0 est la tension appliquée et d l'épaisseur de l'échantillon.

III.6.3 Modèle numérique

La solution des problèmes scientifiques passe par une représentation mathématique des phénomènes mis en jeu, qui sont en général multiples et compliqués. Pour les représenter, on est amené à négliger certains faits et à simplifier certains autres. Même avec ces simplifications, les équations obtenues sont souvent insolubles par les méthodes analytiques connues. Il est alors nécessaire d'avoir recours à des méthodes numériques.

Le comportement d'un système continu est le plus souvent représenté par un système d'équations aux dérivées partielles ou intégrro-différentielles associé à des conditions aux limites en espace et en temps.

Les équations algébriques des systèmes discrets peuvent être résolues par des méthodes numériques, par contre, les équations des systèmes continues ne peuvent en général pas être résolues directement. Il est nécessaire de discrétiser ces équations c'est-à-dire de les remplacer par des équations algébriques.

Dans ce qui suit, nous présentons successivement les discrétisations spatiale et temporelle qui sont mises en place dans la simulation, suivies des schémas numériques utilisés pour résoudre les différentes équations.

III.6.3.1 Géométrie et grille de discrétisation

La simulation repose sur un modèle unidimensionnel, La structure discrétisée non uniformément en éléments Δx_i , très petits à proximité des électrodes, afin de rendre compte du phénomène d'injection choisi en termes d'injection de Schottky.

Le nombre d'éléments dépendent de l'épaisseur de l'échantillon. Cependant, pour une meilleur précision, le nombre de cellules peut être augmenté (figure III.7).

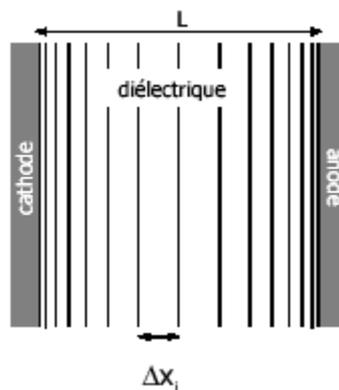


Fig. III.7 : Discrétisation de l'épaisseur du diélectrique en éléments Δx_i .

III.6.3.2 Problème du pas dans le temps

Dans la qualité de l'algorithme, on tiendra également compte de son efficacité en termes de temps de calcul.

Le déplacement d'une charges pendant un temps Δt doit être plus petit que la taille de la cellule Δx , d'où le pas dans le temps doit satisfaire le critère de stabilité de Courant-Friedrich-Levy qui s'écrit de manière générale:

$$\Delta t < \frac{\Delta x}{w} \quad (\text{III.11})$$

Où Δt le pas dans le temps, w la vitesse de derive, et Δx le pas dans l'espace.

Le pas dans le temps est minimisé pour l'ensemble des cellules, puisque la taille des cellules, ainsi que la vitesse de dérive sont variables pour chaque Δx_i :

$$\Delta t_{CFL} < \frac{\Delta x_i}{w_{i+\frac{1}{2}}} \quad (\text{III.12})$$

A chaque phénomène ayant lieu dans l'isolant est associé un pas dans le temps (respectivement Δt_p pour le piégeage, Δt_r pour chaque type de recombinaison, Δt_D pour la diffusion si elle est prise en compte, calculé grâce à un opérateur qui est lui aussi minimisé pour l'ensemble des cellules de la grille de discrétisation.

Le pas dans le temps final est calculé pour être inférieur au plus petit des pas dans le temps calculés précédemment (Δt_{CFL} , Δt_p , Δt_r , Δt_D).

III.6.3.3 Résolution de l'équation de transport

L'équation de transport, qui traduit l'évolution spatio-temporelle des charges, nécessite plusieurs étapes pour sa résolution. Nous tenterons ici de les décrire

•Condition de positivité et de conservation

L'équation aux dérivées partielles décrivant la variation spatiale et temporelle de la densité de charges $n(\vec{r}, t)$ d'une espèce quelconque est notée :

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{\partial j(\vec{r}, t)}{\partial x} = S(\vec{r}, t) \quad (\text{III.13})$$

Où $j(\vec{r}, t)$ est le courant assimilé à la densité de particules, $n(\vec{r}, t)$ la densité de charges d'une espèce quelconque assimilée à la densité de particules, et $S(\vec{r}, t)$ le terme source rendant compte de la création ou de la disparition de charges de l'espèce considérée.

L'équation (III.13), doit être approchée par une solution théorique adéquate. Celle-ci doit garantir la positivité de la valeur de la densité de particules, qui n'a pas de sens si elle est négative. Le schéma numérique utilisé pour résoudre l'équation de transport devra donc répondre à cette première condition.

Plaçons-nous maintenant dans un cas général, en supposant que le terme source est nul.

$$\frac{\partial n(\vec{r},t)}{\partial t} + \frac{\partial j(\vec{r},t)}{\partial x} = 0 \quad (\text{III. 14})$$

En intégrant sur un volume l'équation (III. 14)s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{volume}} n(\vec{r}, t) d^3r = - \int_{\text{volume}} \frac{\partial}{\partial r} j(\vec{r}, t) d^3r \quad (\text{III. 15})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{volume}} n(\vec{r}, t) d^3r = - \int_{\text{surface}} j(\vec{r}, t) d^3s \quad (\text{III. 16})$$

Le terme de droite traduit l'apparition et la disparition de charges aux limites du système par l'intermédiaire des flux et d'extraction.

Lorsque l'état stationnaire est atteint, le nombre total de charges est conservé. Cette propriété de conservation est fondamentale et doit être respectée par tout schéma numérique.

•Méthode des volumes de contrôle

La première approximation de l'équation de transport est de travailler sur un espace de dimensions finies, et d'approcher l'équation de transport par des petits volumes de contrôle. On parlera alors de schéma discret. La Figure III.8 représente la grille de discrétisation unidimensionnelle détaillée qu'utilise le modèle.

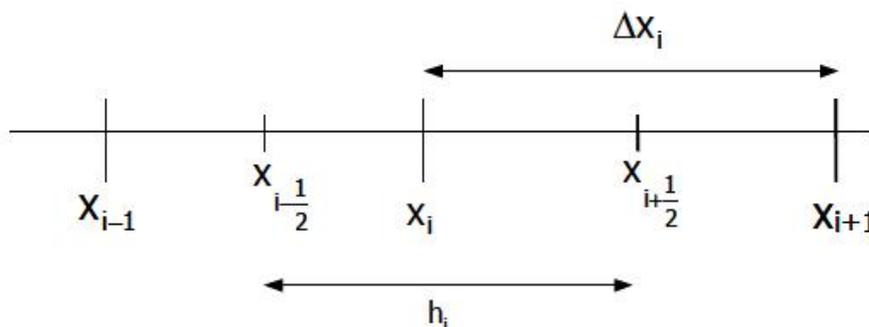


Fig. III.8 : Schéma de la discrétisation de l'épaisseur du diélectrique en utilisant la méthode des volumes de contrôle.

En une dimension, et pour un terme source nul, l'équation de transport s'écrit :

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial j(x,t)}{\partial x} = 0 \quad (\text{III. 17})$$

En intégrant l'équation (III.17) sur la distance de contrôle $h_i = x_{i+\frac{1}{2}} - x_{i-\frac{1}{2}}$, on obtient alors :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{h_i} n(x,t) dx + \int_{h_i} \frac{\partial}{\partial x} j(x,t) dx = 0 \quad (\text{III. 18})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} n(x,t) dx + [j(x_{i+\frac{1}{2}}, t) - j(x_{i-\frac{1}{2}}, t)] = 0 \quad (\text{III.19})$$

Soit
$$\bar{n}_i(t) = \frac{1}{h_i} \int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} n(x,t) dx \quad (\text{III. 20})$$

Tel que $\bar{n}_i(t)$ représente la valeur moyenne de la densité de charges sur l'intervalle $[x_{i-\frac{1}{2}}, x_{i+\frac{1}{2}}]$ on aura alors :

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{n}_i(t) h_i + [j(x_{i+\frac{1}{2}}, t) - j(x_{i-\frac{1}{2}}, t)] = 0 \quad (\text{III. 21})$$

En intégrant sur un espace de temps $[t_k, t_{k+1}]$, l'équation (III. 21) devient :

$$h_i [\bar{n}_i(t_{k+1}) - \bar{n}_i(t_k)] + \int_{t_k}^{t_{k+1}} [j(x_{i+\frac{1}{2}}, t) - j(x_{i-\frac{1}{2}}, t)] dt = 0 \quad (\text{III. 22})$$

Hypothèses :

$$j(x,t) = j(x, t_k) \quad \forall t \in [t_k, t_{k+1}] \quad (\text{III. 23})$$

$$n(x,t) = \bar{n}_i(t) \quad \forall x \in [x_{i-\frac{1}{2}}, x_{i+\frac{1}{2}}] \quad (\text{III. 24})$$

En adoptant une écriture simplifiée, l'équation (III. 22) devient :

$$h_i[\bar{n}_l(t_{k+1}) - \bar{n}_l(t_k)] + \left[j(x_{i+\frac{1}{2}}, t_k) - j(x_{i-\frac{1}{2}}, t_k) \right] \Delta t = 0 \quad (\text{III. 25})$$

$$\bar{n}_l(t_{k+1}) - \bar{n}_l(t_k) = \frac{\Delta t}{h_i} \left[j(x_{i+\frac{1}{2}}, t_k) - j(x_{i-\frac{1}{2}}, t_k) \right] \quad (\text{III. 26})$$

$$n_i^{k+1} - n_i^k = -\frac{\Delta t}{h_i} \left[j_{i+\frac{1}{2}}^k - j_{i-\frac{1}{2}}^k \right] \quad (\text{III. 27})$$

Les indices représentent les coordonnées spatiales, les exposants représentent les coordonnées temporelles. L'équation ci-dessus est la représentation explicite de l'équation(III. 17), et présente les mêmes propriétés de conservation que l'équation initiale.

D'après la relation(III. 27), la valeur de la densité n_i^{k+1} s'obtient à partir des valeurs de n_i^k et $j_{i+\frac{1}{2}}^k$ qui est difficile à déterminer avec précision.

Il faut donc une approximation du flux.

•Choix de l'algorithme

L'approximation de $j_{i+\frac{1}{2}}^k$ se fait par combinaison linéaire des densités de charges situées de part et d'autre du centre de l'intervalle et les schémas diffèrent par la manière dont cette combinaison est faite et dont les densités de charges sont estimées.

La méthode la plus simple pour approximer le flux est de considérer que la densité n_i^k est constante sur l'intervalle $[x_i, x_{i+1}]$. Selon le sens de propagation des porteurs de charges, on peut donc écrire :

$$j_{i+\frac{1}{2}}^k = w_{i+\frac{1}{2}} n_{i+\frac{1}{2}}^k = w_{i+\frac{1}{2}} n_i^k \quad w > 0 \quad (\text{III.28})$$

$$j_{i+\frac{1}{2}}^k = w_{i+\frac{1}{2}} n_{i+\frac{1}{2}}^k = w_{i+\frac{1}{2}} n_{i+1}^k \quad w < 0 \quad (\text{III.29})$$

La structure de ce schéma étant dépendante du sens de déplacement des charges, on lui a donné le nom de 'upwind'. Dans ces conditions, et dans le cas où la vitesse w est constante, les deux équations (III.28) et (III.29) s'écrivent successivement comme suit :

W > 0

$$n_i^{k+1} = n_i^k - \frac{\Delta t}{h_i} \left[w_{i+\frac{1}{2}} n_i^k - w_{i+\frac{1}{2}} n_{i+1}^k \right] \quad (\text{III. 30})$$

$$n_i^{k+1} = n_i^k \left[1 - c_{i+\frac{1}{2}} \right] + n_{i-1}^k \left[c_{i+\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{III. 31})$$

W < 0

$$n_i^{k+1} = n_i^k - \frac{\Delta t}{h_i} \left[w_{i+\frac{1}{2}} n_{i+1}^k - w_{i+\frac{1}{2}} n_i^k \right] \quad (\text{III. 32})$$

$$n_i^{k+1} = n_i^k \left[1 + c_{i+\frac{1}{2}} \right] - n_{i+1}^k \left[c_{i+\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{III. 33})$$

Avec $c_{i+\frac{1}{2}} = w_{i+\frac{1}{2}} \frac{\Delta t}{\Delta x_i}$ représentant le nombre de courant, qui doit être inférieur à 1 dans le cas d'un schéma explicite.

III.6.3.4 Résolution de l'équation de poisson

Il existe plusieurs méthodes pour résoudre une équation différentielle de ce type.

Pour notre cas unidimensionnel, on utilise la méthode de discrétisation de l'équation de Poisson, basée sur la division de l'épaisseur de l'échantillon en cellules de petite taille, afin de rendre compte du phénomène physique global. Nous utilisons donc la grille de calcul spécifiée précédemment (Fig. III.8). Cette méthode résout dans un premier temps l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 v(x)}{\partial^2 x} = - \frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad (\text{III.34})$$

Où $v(x)$ est le potentiel inconnu sur chaque élément Δx_i , ρ représente la densité nette de charge, et ε la permittivité diélectrique.

Pour rester fidèle aux conditions expérimentales, deux conditions aux limites doivent être choisies. Nous choisissons donc $v(1) = 0$, et $v(n) = v$.

En intégrant l'équation (III. 34) sur chaque Δx_i , l'équation de poisson devient :

$$\int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} \frac{\partial^2 v}{\partial^2 x} dx = - \int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} \frac{\rho(x)}{\varepsilon} dx \quad (\text{III. 35})$$

On ne fait pas d'approximation, puisque le potentiel est centré en x_i . Et pour des raisons de simplification, nous utiliserons par la suite la notation $v(x_i) = v_i$. L'équation (III. 35) devient :

$$\frac{v_{i+1}-v_i}{\Delta x_i} - \frac{v_i-v_{i-1}}{\Delta x_{i-1}} = - \frac{\rho_i}{\varepsilon} h_i \quad (\text{III. 36})$$

L'équation précédente peut être écrite sous forme de matrice pour chaque x_i .

$$v_{i-1} \left[\frac{\varepsilon}{h_i} \cdot \frac{1}{\Delta x_{i-1}} \right] - v_i \left[\frac{\varepsilon}{h_i} \left(\frac{1}{\Delta x_i} + \frac{1}{\Delta x_{i-1}} \right) \right] + v_{i+1} \left[\frac{\varepsilon}{h_i} \cdot \frac{1}{\Delta x_i} \right] = -\rho_i \quad (\text{III. 37})$$

Les valeurs du champ électrique sont calculées dans un deuxième temps pour chaque intervalle, en utilisant l'équation :

$$E_i = - \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = - \frac{v_{i+1}-v_i}{\Delta x_i} \quad (\text{III. 38})$$

III.7 Modèle électrostatique

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. Le temps va jouer un rôle clé dans l'évolution de la distribution de la charge (Modèles combinant électrostatique et thermodynamique). Les modèles électrostatiques ne prennent pas en compte l'influence du piégeage et du dépiégeage de la charge, ils considèrent donc le transport uniquement par la valeur d'une mobilité μ .

Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes initié à l'utilisation d'un logiciel Femm (Finite Element Method Magnetics), qui permet d'établir un maillage et de déterminer le potentiel et le champ électriques dans le cas de phénomènes électrostatiques. Quant aux équations de transport que nous avons établies, développées et discrétisées, elles doivent être intégrées dans un code que nous espérons concevoir dans le cadre d'un travail de doctorat.

Le problème étudié est de type axisymétrique, une géométrie axisymétrique est couramment définie par un système de coordonnées cylindriques (r, θ, z), l'axe (Oz) étant l'axe de symétrie du système. Il est donc possible de traiter le problème comme un problème à

deux dimensions (2D) contenant l'axe (Oz) (géométrie axisymétrique ou géométrie à symétrie axiale) qui nous permet ainsi de ramener une structure de trois dimensions (r, θ, z) à une structure à deux dimensions (r, z).

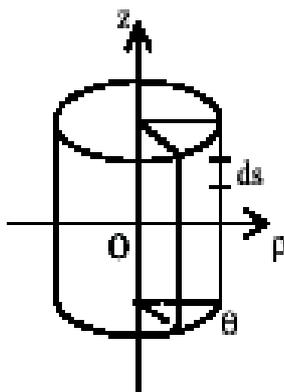


Fig. III.9 : Figure axisymétrique dans un repère cylindrique (r, θ, z).

La figure est invariante par rotation suivant θ .

Pour utiliser le logiciel femm, nous considérons un échantillon placé entre deux électrodes : la cathode en $z = 0$ reliée à la masse ($v=0$), et l'anode en $z = d$ reliée à la haute tension ($v=1000\text{V}$). Une condition aux limites de type Dirichlet est donc imposée sur les deux frontières (limites du domaine).

III.8 Résultats du modèle et commentaires

Le problème étudié est de type axisymétrique, donc l'étude sera faite sur un demi-plan.

Le plan de coupe et les principales dimensions de la structure étudiée sont donnés sur la figure ci-après :

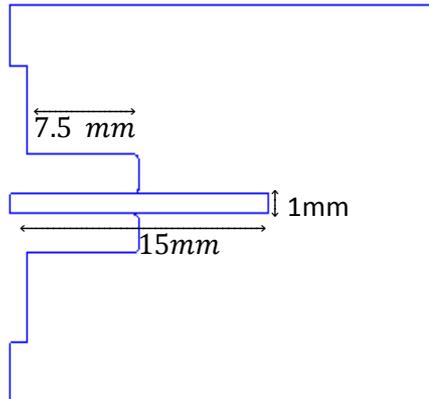


Fig.III.10 : Plan de coup de la structure étudiée

Femm est un logiciel qui résout un problème physique par la méthode des éléments finis. Un maillage en éléments géométriques simples de l'échantillon est donc nécessaire.

En deux dimensions les éléments sont des triangles comme montre la figure ci-dessous :

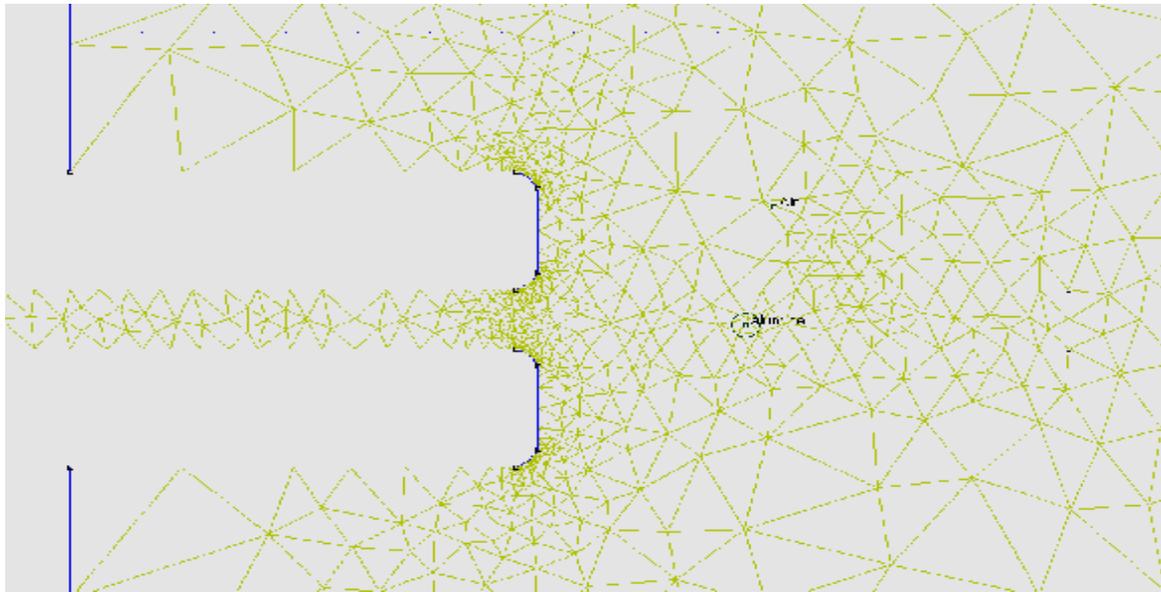


Fig. III.11 : Maillage en éléments triangulaire

Les cartographies globales du potentiel et du champ électrique obtenu par femm sont représentées sur les figures suivantes :

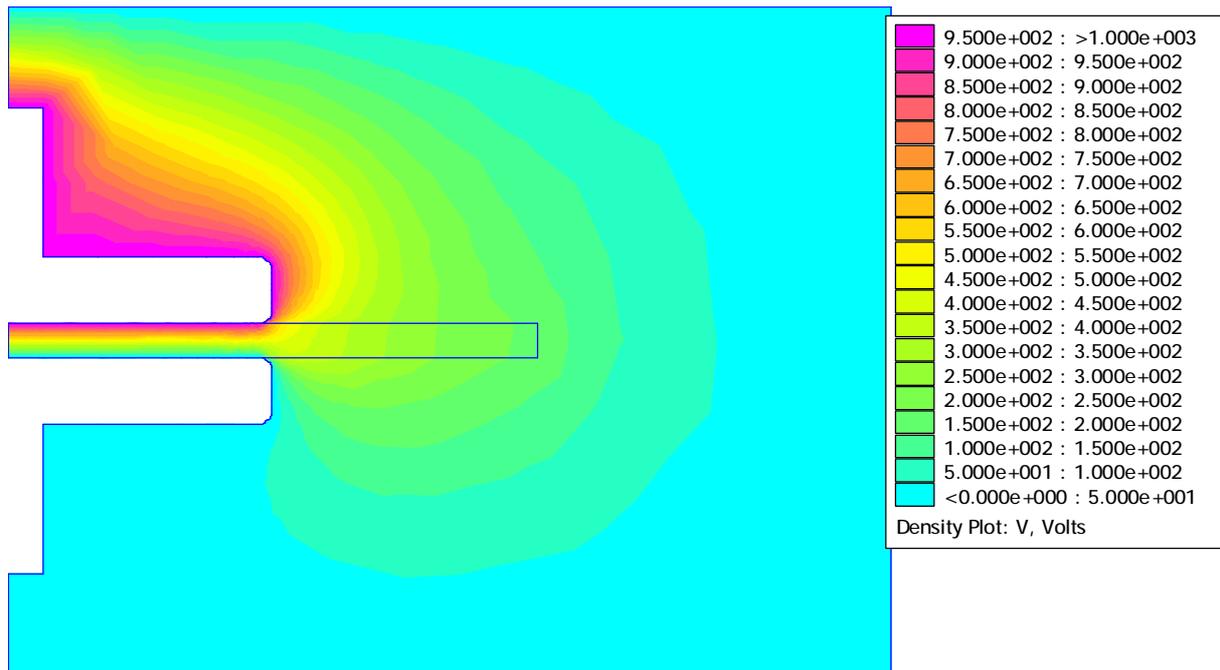


Fig. III.12 : Cartographie de potentiel

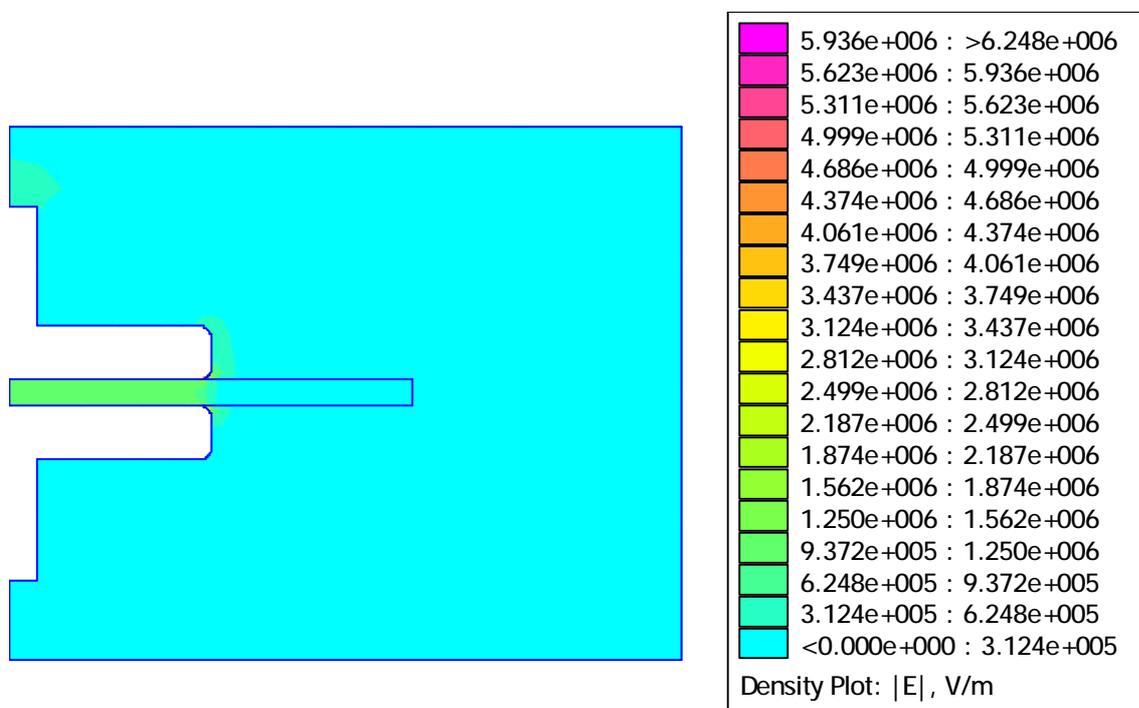


Fig. III.13: Cartographie du champ électrique

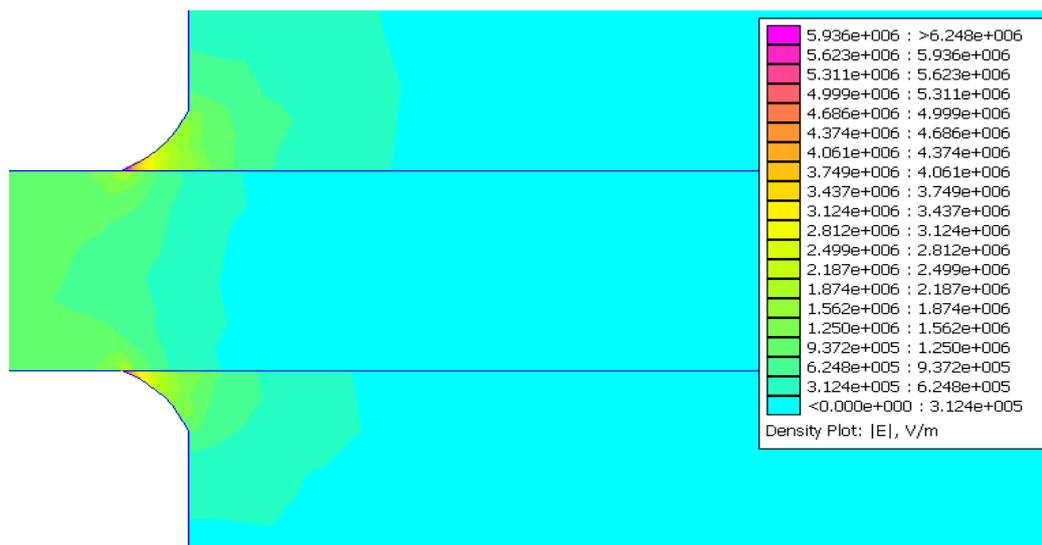


Fig.III.14 : Effet loupe sur les extrémités des deux électrodes (cartographie du champ).

La figure III.12 montre la distribution spatiale des lignes de potentiel électrique en configuration plan/plan. Dans la zone qui se trouve entre les deux électrodes les lignes de potentiel sont parallèles mais à l'extrémité de l'électrode supérieure les lignes sont distordues. On remarque aussi, que le potentiel prend une valeur très grande à la surface de l'échantillon en contact avec l'électrode supérieur.

La figure III.13 représente le champ électrique interne dans le volume du matériau. Il paraît que ce champ est uniforme dans toute l'épaisseur de l'échantillon, mais une vue en loup de la partie situé au alentour de l'extrémité des deux électrodes montre que le champ électrique prend des valeurs relativement grande. Par conséquence, les points d'initiations de claquage diélectrique dans la configuration plan/plan se situent aux extrémités des électrodes. Il est à noté aussi, que la probabilité que le claquage s'initié sur l'une ou l'autre face de l'échantillon est la même.

Dans ce qui suit nous allons convertir les résultats obtenus par femm, sous forme de courbes. Les premières courbes à représenter seront celles de la variation du potentiel et du champ électrique au sein du l'échantillon perpendiculairement aux deux électrodes (fig.III.15 et fig.III.16). La seconde courbe sera celle de la variation du champ électrique au sein du matériau parallèlement aux électrodes (fig.III.17).

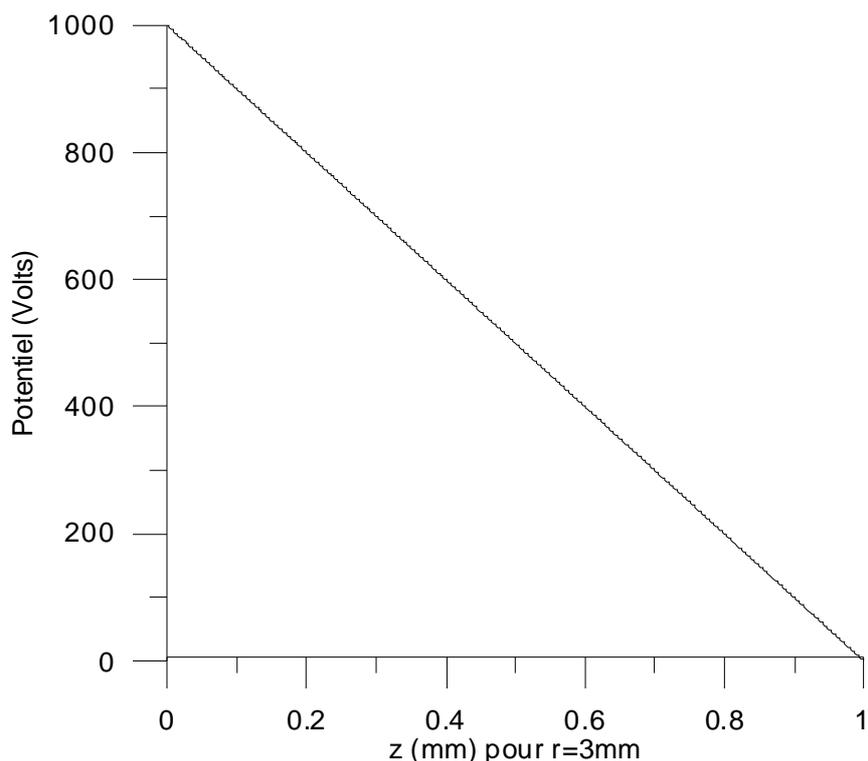


Fig. III.15 : variation du potentiel électrique au sein de matériau selon l'axe Z

D'après la figure ci-dessus, le potentiel électrique diminue linéairement selon l'axe Z jusqu'à ce que, il atteigne une valeur nulle à la surface de l'échantillon en contact avec l'électrode mise à la terre.

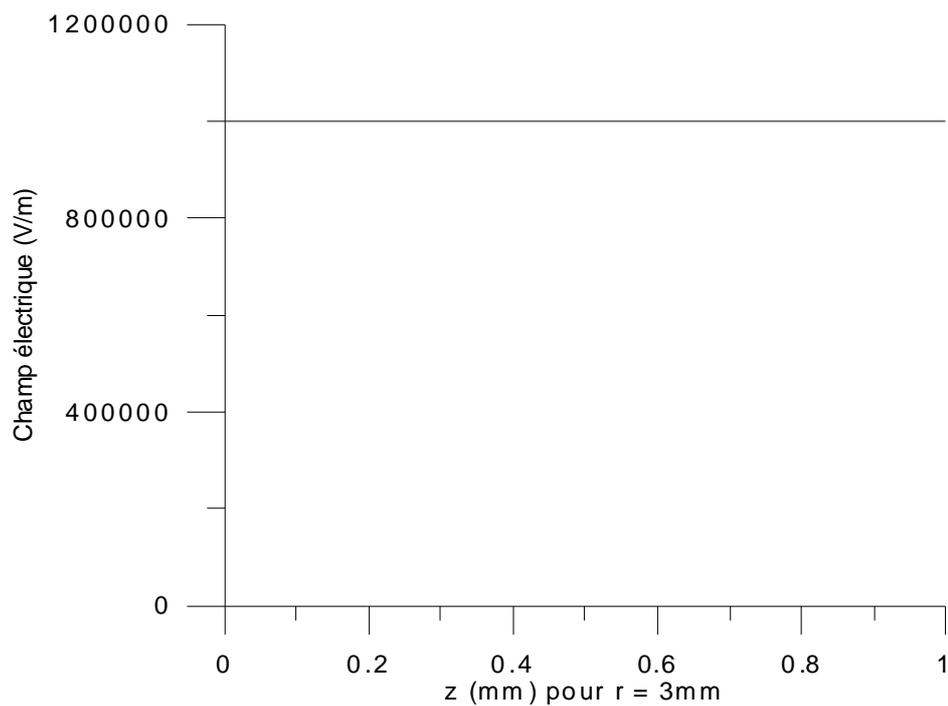


Fig. III.16: champ électrique au sein du matériau

D'après la figure III.16, le champ est uniforme dans toute l'épaisseur de l'échantillon et égal au champ appliqué.

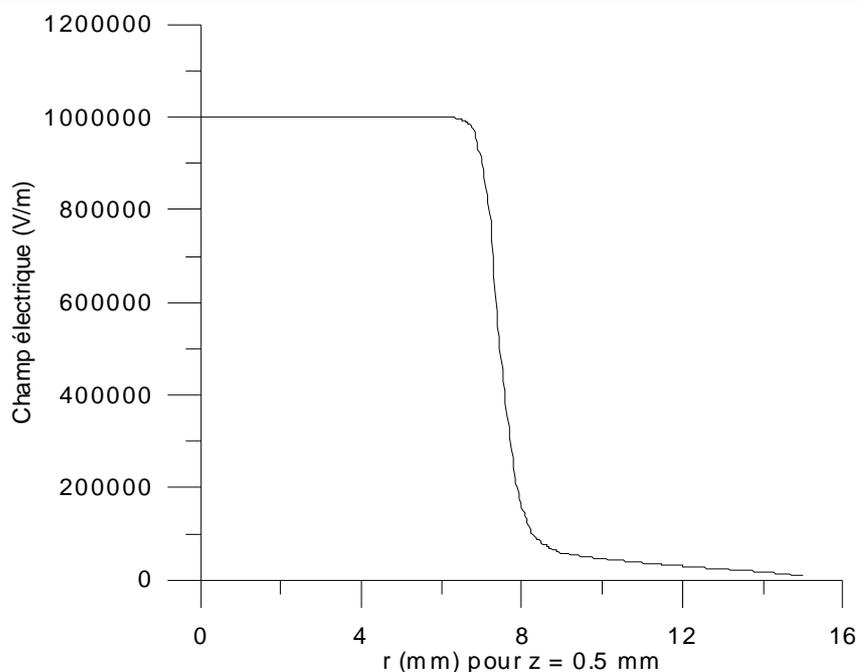


Fig. III.17 : variation du champ électrique selon r

La courbe montre que, dans la région qui se trouve sous les deux électrodes, le champ électrique est uniforme et égale au champ appliqué, mais à l'extrémité des électrodes (région triple jonction) il marque une chute importante (fig.III.17) puis il diminue progressivement pour qu'il s'annule en $r = 15$ mm (rayon de l'échantillon).

III.9 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre nous avons considéré la méthode des éléments finis, qui est une méthode numérique pour la résolution des équations différentielles décrivant les phénomènes électromagnétiques qui se produisent dans les matériaux diélectrique.

Ensuite, dans le cas de l'alumine que nous avons pris comme exemple de diélectrique, utilisé dans un système d'électrodes planes, nous avons établi les différentes équations qui régissent le phénomène de transport de charge, objet de notre étude.

Pour modéliser ce phénomène, nous avons écrit développé et simplifié les équations de continuité et de poisson afin de calculer la charge nette, le potentiel, le champ électrique et le courant extérieur.

Enfin nous nous sommes initiés à l'utilisation d'un logiciel (Femm) qui permet d'établir un maillage et de déterminer le potentiel et le champ électriques dans le cas de phénomènes électrostatiques.

Conclusion générale

Conclusion générale

Le travail d'un physicien consiste à expliquer à partir de la microstructure connue du matériau, les mécanismes de divers processus qui se déroulent dans un tel milieu.

L'intérieur des diélectriques est un espace très complexe, c'est pourquoi les physiciens, ne disposant pas d'une description complète de la structure atomique et de son comportement sous l'effet de diverses contraintes en particulier le champ électrique, ils furent amenés à adopter une description macroscopique.

Dans cette étude, nous avons tenté de comprendre les phénomènes liés au transport de charges dans les isolants solides, en nous basant d'abord sur les différents résultats de la littérature, expérimentaux et théoriques, ceci afin de développer une approche d'un modèle numérique du comportement réel du système physique étudié.

L'alumine que nous avons prise comme exemple dans notre étude étant un matériau qui n'est pas parfait, la conduction électrique dans le domaine limité par la charge d'espace est gouvernée aussi par la densité des pièges présents en son sein. Le nombre d'interfaces contenues dans l'alumine et qui constituent des pièges pour les charges augmente avec le volume du matériau et devrait théoriquement augmenter la rigidité diélectrique de l'alumine, or l'expérience a montré que plus l'épaisseur de l'isolant augmente, plus la rigidité diélectrique du matériau diminue. Ce phénomène peut être attribué à la déstabilisation de la charge d'espace.

En effet, lorsque des charges sont injectées dans un isolant (par application d'une tension électrique entre deux électrodes...), celles-ci ainsi que celles générées (par création de paires électron-trou) s'accumulent dans le matériau provoquant localement une polarisation et une déformation du réseau qui s'accompagnent d'une accumulation importante d'énergie. La déstabilisation brutale de ces charges par une perturbation due à l'élévation du champ électrique va entraîner la libération brutale de l'énergie stockée par le réseau conduisant ainsi à la fusion et à la sublimation locale du matériau. La rupture diélectrique serait donc le résultat du déplacement d'un grand nombre de charges libérées brusquement sous l'action du champ électrique entraînant une élévation de température. La capacité d'un matériau à résister au claquage diélectrique est donc étroitement liée à ses propriétés de transport et de piégeage des charges.

Conclusion générale

Nous nous sommes, par conséquent, intéressés à la modélisation du transport des charges dans ce matériau isolant. Nous avons établi le modèle physique du diélectrique. Ensuite nous avons écrit les équations de continuité, de Poisson et du courant extérieur pour le modèle simplifié ramené à une dimension en tenant compte de la géométrie des électrodes. Afin de résoudre numériquement ces équations pour déterminer la charge, le potentiel, le champ électrique et finalement le courant qui provoquerait le claquage du diélectrique, nous avons discrétisé chacune de ces équations selon une méthode adéquate. Nous nous sommes initié à l'utilisation d'un logiciel (Femm) qui permet d'établir un maillage et de déterminer le potentiel et le champ électriques dans le cas de phénomènes électrostatiques. Les équations de transport que nous avons établies, développées et discrétisées, sont prêtes à être intégrées dans un code que nous espérons concevoir dans le cadre d'un travail de doctorat.

Références bibliographiques

[1] : Jean P.Mercier, Gérard Zambelli, Wilfried Kurz, « Introduction à la science des matériaux », édition presses polytechniques et universitaires romandes (2002).

[2] : Maurice Gerl, Jean-Paul, « Physique des matériaux », Première édition (1997).

[3] : X. Meyza, « Relations Microstructures – Comportement face à l’injection de charges – Rigidité diélectrique pour des alumines polycristallines – Effet de la température et du vieillissement thermique », Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint Etienne (2003).

[4] J. C. Dubois, « Propriétés diélectriques des polymères », Techniques de l'Ingénieur (2001).

[5] : G Bruhat, « Cours de physique générale » Electricité, Edition Masson (huitième édition) (1967).

[6] : R. Sarathi, M. G. Danikas, Y. Chen et T. Tanaka, « Understanding Charge Dynamics in Elastomers Adopting Pulsed Electro Acoustic (PEA) Technique”, Proceedings of World Academy of Science, Engineering and Technology (volume 38). pp:2070-3740 (2009)

[7] S. Melle, « Analyse et modélisation des phénomènes de chargement de diélectriques dans les MEMSRF : Application à la fiabilité prédictive de micro commutateurs électromécaniques micro-ondes », Thèse de Doctorat, Laboratoire d’analyse et d’architecture des systèmes du CNRS (2005).

[8] R. Coelho et B. Aladenize, « Propriétés diélectriques des matériaux isolants », édition Hermès, Paris (1993).

[9] Olivier Gallot-lavallee, « Etude de la charge d’espace et des phénomènes luminescents comme précurseurs du vieillissement électrique d’une résine époxy utilisée dans l’isolation haute tension », Thèse de doctorat, l’Université Paul Sabatier (Toulouse III) (2004).

[10] : H. Mathieu, « Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques », 2eme Edition. Masson Paris 1987,1990.

[11]: Bernard Sapoval, Claudine Hermann, « Physique des semi-conducteurs » Edition Marketing, © Copyright (1990).

[12] : Séverine LE ROY, « Modélisation numérique des phénomènes de transport électrique dans un isolant polyéthylène sous contrainte électrique », Thèse de doctorat, Toulouse (2004).

[13] M. Saidi, « Etude des phénomènes de conduction dans les polymères sous effet du champ électrique de la température et de la pression », Thèse de doctorat d'état, USTHB (1996).

[14] Sébastien Beauvais, « étude de l'influence de la porosité sur les propriétés électriques de dépôts réalisés par projection plasma », Thèse de doctorat, l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris (2003).

[15] L.A. Dissado, G. Mazzanti et G.C. Montanari, "The role of trapped space charges in the electrical aging of insulating materials", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 4(5) pp.496–506, (1997).

[16] Y. Zhang, J. Lewiner, C. Alquie et N. Hampton, «Evidence of strong correlation between space-charge buildup and breakdown in cable insulation», IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 3(6) pp.778–783 (1996).

[17]: M. El Feddi, Z. Ren, A. Razek, A. Bossavit," Homogenisation technique for Maxwell equations in periodic structures", IEEE Trans. Magnet. Vol. 33 (2), March (1997), pp. 1382-1385.

[18] :Sareni B., Krähenbühl L., Beroual A., Brosseau C, 1 August 1996, " Effective dielectric constant of periodic composite materials", J. Appl. Phys. 80 (3), pp. 1688-1696

- [19] R. Courant, "Variational methods for solution of problems of equilibrium and vibrations", Bull. Amer. Math. Soc. 49, (1943), pp. 1-23.
- [20] P. Silvester, "Finite elements for electrical engineers", Cambridge University Press, Cambridge (1996.)
- [21] Gouri Dhatt, Gilbert Touzot, Emmanuel Lefrançois, « Méthodes des éléments finis », Lavoisier (2005).
- [22] J-H Saiacle, « Polycopie des cours de calcul scientifique », CSC108 et CSC109(2006).
- [23] Adel Mustapha Benselama, « Modélisation numérique du comportement d'une particule sous champ électrique dans les microsystemes : de la déformation au déplacement ». Thèse de doctorat. Université Joseph Fourier, Grenoble I(2005).
- [24] Fatiha Talbi,« Etude des phénomènes de conduction et de rupture dans les céramiques à haute teneur en alumine »,Thèse de doctorat , UMMTO (2010).
- [25] J. A. Anta, G. Marcelli, M. Meunier, and N. Quirke, "Models of Electron Trapping and Transport in Polyethylene: Current-Voltage Characteristics", J. Appl. Phys., vol. 92, pp. 1002-1008, (2002).
- [26] J. M. Alison, and R. M. Hill, "A Model for Bipolar Charge Transport, Trapping and Recombination in Degassed Crosslinked Polyethylene", J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 27, pp. 1291-1299, (1994).
- [27] M. Fukuma, M. Nagao, and M. Kosaki, "Computer Analysis on Transient Space Charge Distribution in Polymer", proc. International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials, Brisbane, AUSTRALIE, pp. 24-27, (1994).

[28] K. Kaneko, Y. Suzuoki, and T. Mizutani, "Transient Current and Space Charge Behaviour due to Double Injection", proc. International Symposium on Electrical Insulating Materials, Himeji, JAPAN, pp. 44-47, (2001).

[29] S Le Roy, G Tessedre, C Laurent, G C Montanari and F Palmieri, "Description of charge transport in polyethylene using a fluid model with a constant mobility: fitting model and experiments" J.Phys. D:Appl.Phys.39(2006) 1427-1436.

[30] E Belgaroui, I Boukhris, A Kallel, G Teyssedre and C Laurent, "A new numerical model applied to bipolar charge transport, trapping and recombination under low and high dc voltages". Phys. D:Appl.Phys.40(2007) 6760-6767.

[31] Charles Kittel, " Physique de l'état solide ", 5eme edition DUNOD, Paris 1983