

N° d'ordre : 19/2009-M/PH

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université des Sciences et de la Technologie

« Houari Boumediene »

FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

EN : PHYSIQUE

Spécialité : Matériaux et Composants

Par : ABDELLAOUI Merouane

Sujet :

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DES PHENOMENES  
PRECURSEURS AU CLAQUAGE DIELECTRIQUE  
DANS LES POLYMERES ISOLANTS**

Soutenu publiquement le :07/02/2009 ; devant le jury composé de :

Mr D. BRADAI	Professeur	U.S.T.H.B	Président
Mr M.SAIDI	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Directeur de Thèse
Mme N.AMROUN-SAIDI	Professeur	U.S.T.H.B	Examineur
Mr N.HAINE	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Examineur
Mr BENREKAA Nasser	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Examineur
Mr S.BOUAZABIA	Maître de Conférences	U.S.T.H.B	Examineur



# *Sommaire*

Introduction

Chapitre I : TRANSPORT DE CHARGE DANS LES ISOLANTS.

I- Introduction

II- Mécanismes de conduction en régime permanent :

II-1 : Conduction électronique, phénomènes d'injection de charge

II-1-1- : Courrant limité par l'interface métal -isolant :

II-1-1-1 : Effet Schottky

II-1-1-2 : Effet Fowler-Nordheim

II-1-2-Mécanisme de conduction régi par le volume

II-1-2-1-Effet Poole-Frenkel

II-1-2-2-Conduction par saut

II-1-2-3- : courant limité par charge d'espace

II-1-2-4- : Conduction ionique

III : phénomènes transitoires

III : 1--Rappel du modèle de debye et de ses limites

III : 2-Autres mécanismes

III-3 : Conclusion :

CHAPITRE II : DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET MATERIAU

II- Dispositif expérimental

II-1Circuit d'alimentation

II-2-Système de mesure

II-3-Système d'acquisition de données

II-4-Groupe de pompage

II-5-Cellule de mesure

II-6-Protocole expérimental de mesure

CHAPITRE III : RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

### III – Résultats expérimentaux

#### III - I-1-Conditions expérimentales

#### III –I-2- Caractéristiques densité de courant/temps

##### III -I-2-1-Effet du champ électrique

##### III -I-2-Mecanisme de shottky

Calcul de la constante de Schottky

##### III -I-3- Conduction ionique

Calcul de la distance de saut des  $\lambda$

Calcul de la température de transition vitreuse et de l'énergie d'activation en dessous et au dessus de la  $T_g$ .

### Chapitre IV : MODELISATION DES COURANTS TRANSITOIRES DE CHARGE ET DE DECHARGE ELECTRIQUE

#### IV –I- Modélisation des courants de décharge électrique

##### IV -1 -Introduction

IV -2-Principe de mesure de la charge d'espace par la méthode de l'onde thermique

##### IV -3-Equations fondamentales

##### IV -4-Méthode de résolution numérique

##### IV -5-Conditions initiales

##### IV -6-Résultats

#### IV –II- Modélisation des courants de charge électrique

##### II-I- Injection d'homo charges à une électrode

##### II-2-Equations fondamentales

##### II-3-Résultats

##### II-4- Injection d'homo charges à deux électrodes

##### II-5-Résultats

### Chapitre V : ETUDE THEORIQUE DU CLAQUAGE DIELECTRIQUE DANS LES ISOLANTS.

#### V-1-Introduction

Etude historique

Caractères généraux du claquage

V-2 : Claquage électronique

V-2-1/Claquage intrinsèque

V-2-2/Claquage par avalanche

V-2-3/Claquage par émission de champ

V-2-4/Claquage de Frohlich

V-2-5/Effet de la charge d'espace

V-3 : Claquage mécanique

V-3-1 : Claquage électromécanique

V-4-Claquage du à des défauts dans l'isolant

V-4-1/Claquage par décharges partielles

V-4-2/Arborescences électriques

V-5- Claquage thermique

V-5- 1-Introduction

V-5- 2-Claquage thermique en régime permanent

A/Contact thermique idéal

B/ Contact thermique non idéal

V-5-3-Claquage thermique en régime impulsionnel

Chapitre VI : MODELISATION DE LA RUPTURE DIELECTRIQUE DANS LE PEN

VI -1/Introduction

Claquage thermique en régime transitoire et impulsionnel

VI -2/ Domaine d'application de chaque modèle

VI -3 : Claquage thermique en régime impulsionnel

VI -3/1 : Procédure de calcul

VI -3-2/ Résultats et discussion

VI -3-2/1- Effet de la vitesse de montée en tension.

VI -3-2/ 2- Effet du paramètre intrinsèque  $J_0$

VI -3-2/ 3- Effet de la température ambiante

Conclusion

Références

## **INTRODUCTION**

On assiste depuis quelques années à une forte progression de l'utilisation des systèmes d'électronique de puissance dans de nombreux secteurs industriels tels que l'aviation, le transport ferroviaire, l'automobile, le forage....

L'évolution rapide de ces technologies, pose le problème de l'isolation électrique. Ce qui nécessite la recherche permanente tant du point de vue fondamental dans l'étude des phénomènes de claquage diélectrique, qu'appliqué dans la conception de nouveaux matériaux diélectriques capables de supporter les conditions extrêmes de température et de champ électrique.

Parmi les matériaux diélectriques qui présentent d'excellentes qualités d'isolation électrique et de très bonnes propriétés thermomécaniques le poly(éthylène-Néptalate) est sans doute le plus utilisé. Le but de ce travail est dans un premier temps d'étudier expérimentalement le comportement électrique du PEN sous l'influence de paramètres extérieurs tels que le champ électrique et la température afin de connaître la nature des porteurs de charges responsables des phénomènes de conduction et de claquage diélectrique. Au vu de ces résultats un mécanisme de conduction pourra être proposé. Connaissant l'expression du courant de conduction prédominant dans le PEN, la simulation numérique du claquage thermique en régime impulsionnel permettra d'accéder à des informations importantes comme l'ordre de grandeur des champs de claquage dans les films minces de PEN et son évolution en fonction de différents paramètres, tels que : la distance de saut ionique, la température ambiante, l'énergie d'activation, etc.....

Le premier chapitre de ce mémoire porte sur la présentation générale du transport de charge dans les isolants.

Le second chapitre sera consacré à la modélisation des courants de charge et de décharge et de l'évolution de la charge d'espace du champ électrique et courant au cours du temps.

Nous présentons dans le troisième chapitre le dispositif expérimental et la procédure de mesure.

L'étude expérimentale de la conduction électrique dans le PEN et les résultats obtenus sur le mécanisme de conduction prédominant dans les films minces de PEN, sont donnés dans le quatrième chapitre.

Le cinquième chapitre sera consacré à la théorie du phénomène de claquage thermique où il sera abordé par deux approches, la première par le claquage thermique en régime permanent et la seconde par le claquage thermique en régime impulsionnel

Enfin le dernier chapitre présente et discute les résultats théoriques obtenus, par calcul numérique, grâce à l'utilisation de l'expression théorique du courant de conduction dans l'équation générale de la chaleur appliquée au modèle du claquage thermique en régime impulsionnel.

## Chapitre I :

---

# Transport de charges dans les isolants

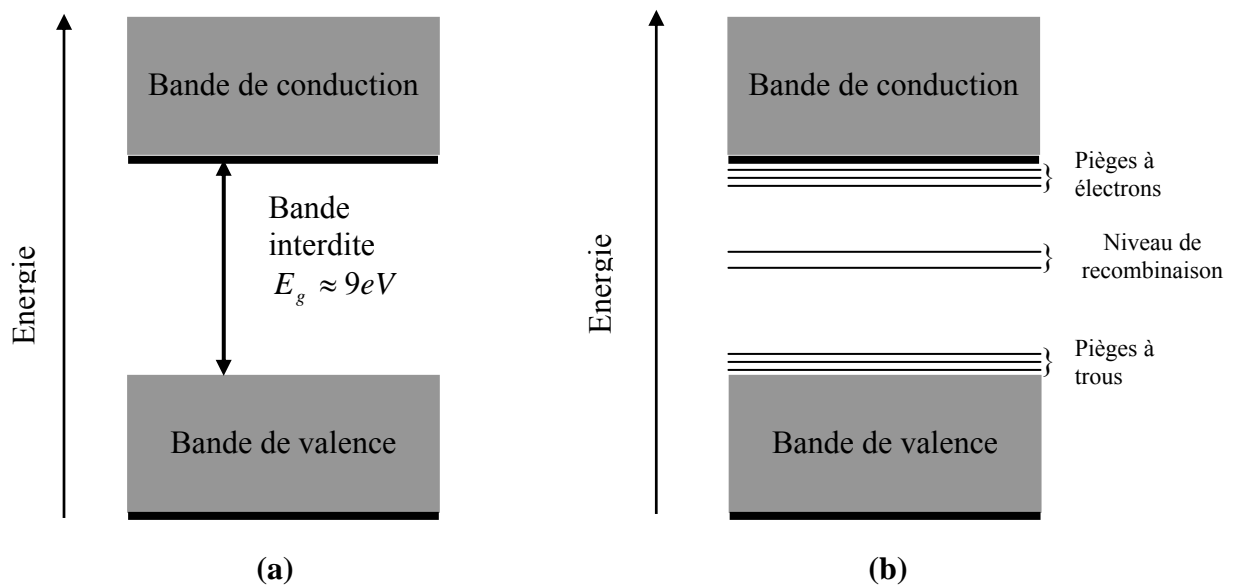
---



## Introduction :

Un polymère organique est constitué de longues chaînes de molécules souvent complexes. Les forces de Van-der-Waals sont relativement faibles et dans une chaîne on trouve des défauts de sites. Dans un même échantillon, la longueur des macromolécules n'est pas constante et leur répétition spatiale n'est pas régulière. On peut, certes trouver des domaines cristallisés, mais on considère les polymères comme des corps localement ordonnés et désordonnés à longue distance [1].

Mott [2] a montré qu'un isolant réel, donc imparfait, possède des niveaux intermédiaires, ou d'états localisés, entre la bande de valence et la bande de conduction (figure I.1), [3] et que l'on pouvait les considérer comme des niveaux de pièges identiques à ceux dû aux impuretés, défauts, etc....

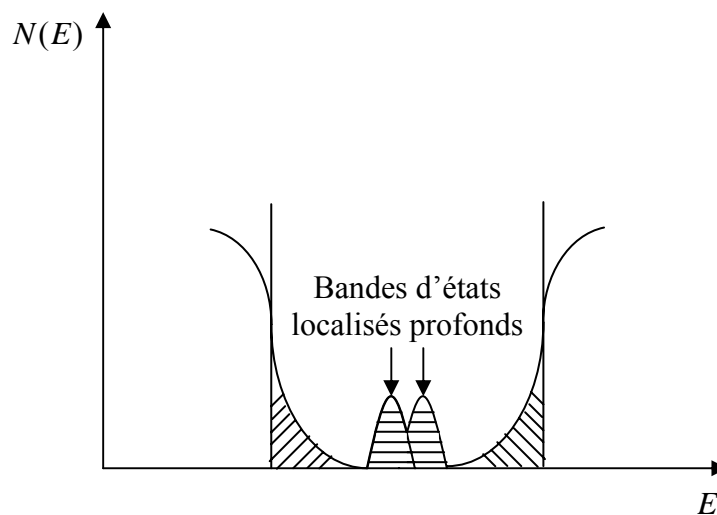


**Figure I.1 :** Niveaux d'énergie d'isolants parfait (a) et réel (b)

Le diagramme de densité d'états pour un isolant avec désordre structurale en fonction de l'énergie est schématisé sur la figure I.2, d'après le modèle de Mott et Davis, [4]. Cette densité dans la bande interdite a pour conséquence de favoriser le déplacement des charges, qui peuvent alors franchir la bande interdite moyennant ces

niveaux, ou bien rester piégées plus longtemps sur des centres plus profonds. Nous distinguons alors deux types d'états localisés :

- Les états localisés qui sont proches les uns des autres.
- Les états localisés qui sont isolés.



**Figure I.2 :** Répartition des niveaux de pièges

Il en résulte que les charges électriques se déplacent plus ou moins rapidement selon le mode de transport dans le diélectrique et participent ainsi à l'établissement d'un courant. Nous classerons toutefois ces charges en deux catégories selon leur origine :

- Les charges provenant de l'extérieur, c'est-à-dire les charges injectées dans le matériau. Généralement, ces charges ont pour origine les électrodes (électrons, trous, ion, etc.), mais elles peuvent aussi être émises de l'environnement extérieur (contact avec une décharge ou un faisceau d'électrons).
- Les charges intrinsèques au matériau qui sont soit contenues initialement dans le matériau, soient créées ultérieurement par des mécanismes tels que l'électrodissociation, l'ionisation, etc.

## II: Mécanismes de conduction en régime permanent :

Plusieurs mécanismes sont à l'origine des courants de conduction. Certains apparaissent à l'interface entre l'électrode métallique et l'isolant et d'autres se manifestent dans le volume de l'isolant. Ils peuvent être propres à un type de porteurs ( $e^-$ , trous, ion) ou de différents porteurs de charges. Dans cette partie nous citerons les mécanismes de base responsables de la conduction.

Cependant, il existe d'autres modèles combinés dans la littérature.

### II-1 : Conduction électronique, phénomènes d'injection de charge :

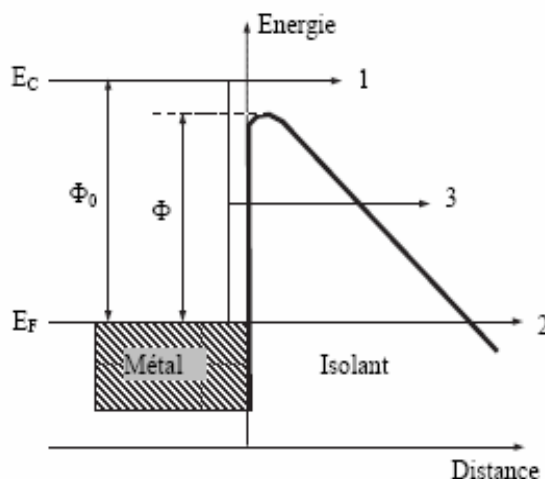
Les phénomènes d'injection de charge sont étudiés par l'analyse des mécanismes pour lesquels les électrons du métal peuvent franchir la barrière de potentiel métal- isolant.

Ces mécanismes sont les mêmes qui permettent l'émission d'électrons dans le vide, mais On tient compte ici de l'isolant par l'intermédiaire de son affinité électronique.

Les lois régulièrement considérées dans les polymères sont celles relatives aux effets Schottky et Fowler-nordheim. Cependant, ces lois supposent un champ électrique uniforme à travers tout le matériau, ce qui n'est pas rigoureusement réel.

#### II-1-1- : Courrant limité par l'interface métal -isolant :

La figure 1-3 représente schématiquement les niveaux énergétiques d'un électron près de l'interface métal -diélectrique après polarisation par un champ orienté de telle sorte que le métal soit cathode.



(1) Effet Schottky

(2) Effet Fowler-Nordheim

(3) Effet Fowler-Nordheim assisté thermiquement

Figure 1-3 : configuration des bandes d'énergies à l'interface métal-isolant

### II-1-1-1 : Effet Schottky :

Cet effet, appelé aussi thermoélectronique, représenté par la voie 1 de la figure (I-3), traduit l'émission thermoélectronique d'un porteur dans le diélectrique lorsque la barrière de potentiel est abaissée, sous l'action du champ électrique de :

$$\Delta\Phi = \Phi_0 - \beta_s \sqrt{F} \quad (\text{I.1})$$

Où  $\beta_s$  est la constante de Schottky et est défini par :

$$\beta_s = \sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon}} \quad [28] \quad (\text{I.2})$$

$\Phi_0$  : Hauteur entre le niveau de fermi du métal et la bande de conduction du diélectrique.

L'expression de la densité de courant est simple si on suppose que le champ est uniforme dans le matériau c'est-à-dire que les porteurs injectés dans l'isolant, sont évacués sans zone où ils peuvent rester piégés, la densité de courant s'exprime alors par, [5] :

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{1}{kT}(\Phi_0 - \beta_s \sqrt{F})\right) \quad (\text{I.3})$$

Avec :

$$A = \frac{4\pi m e k^2}{h^3} = 12.10^5 \text{ A}/(\text{m.K}^2) : \text{ Constante de Richardson-Schottky-Duschman}$$

Ce modèle ne donne pas lieu à un régime transitoire et est très dépendant de la température.

### II-1-1-2 : Effet Fowler-Nordheim :

C'est le passage des porteurs dans l'isolant par effet Tunnel, c'est-à-dire, à travers la barrière de potentiel amincie par le champ. Cet effet ne se manifeste que pour des champs très intenses et a lieu essentiellement à basse température, il est représenté par les voies 2 et 3 de la figure I.-3. La voie 2 correspond à un effet tunnel pur, et le courant obtenu est indépendant de la température, ce qui nous donne l'expression de la densité de courant suivante :

$$J = AF^2 \exp\left(-\frac{\beta_{FN}}{F}\right) \quad (I.4)$$

Avec :

$$A = \frac{e^3 m}{8\Phi_0 h m_*} \left( \frac{1}{g^2 \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0}} \right) \quad (I.5)$$

Et

$$\beta_{FN} = \frac{8\pi\sqrt{2m_*}\Phi_0^{\frac{3}{2}}}{3eh} v\left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi_0}\right) \quad (I.6)$$

Où  $g$  et  $v$  sont les fonctions spéciales utilisées par Good et Muller (cf. table de O'Dwyer, [5]).

Pour des températures plus élevées, le passage s'effectue à un niveau dont l'énergie est supérieure à l'énergie de Fermi (voie 3). C'est l'effet Fowler-Nordheim assisté thermiquement, [6], la densité de courant est élevée et s'exprime par :

$$J(T) = J(0) \frac{\pi \frac{kT}{d_1}}{\sin\left(\pi \frac{kT}{d_1}\right)} \quad (\text{I.-7})$$

Avec :

$$d_1 = \frac{4\pi\sqrt{2m_*\Phi_0}}{heF} v \left( \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0} \right) \quad (\text{I.-8})$$

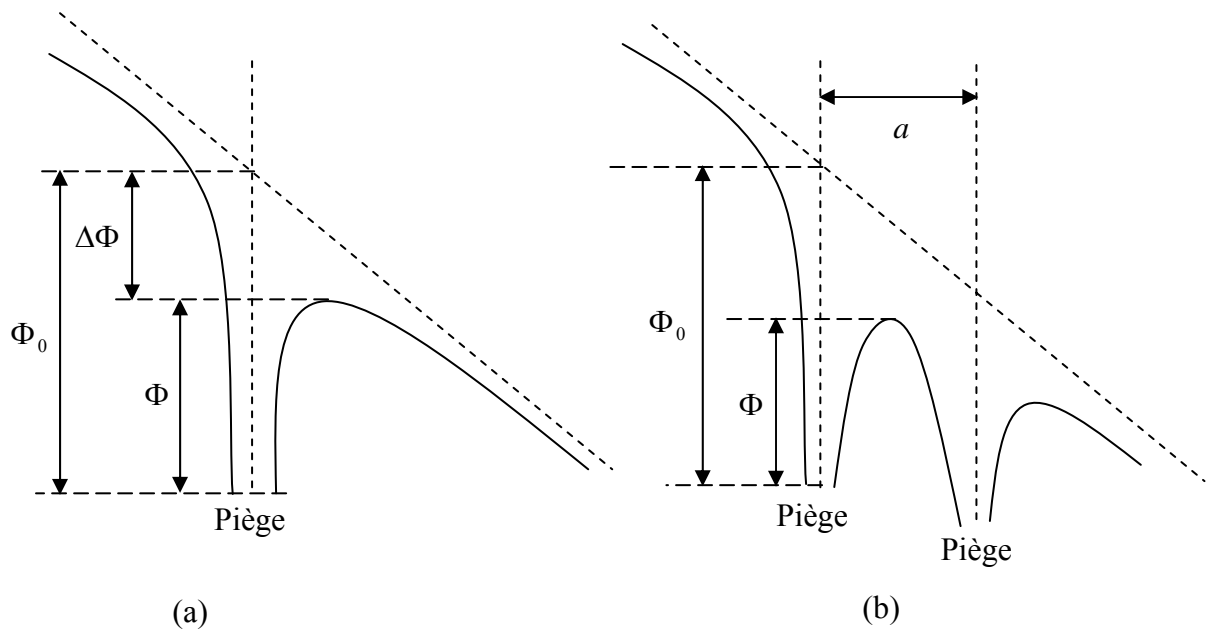
et la condition  $\frac{kT}{d_1} \ll 1$ .

## **II-1-2-Mecanisme de conduction régi par le volume :**

### **II-1-2-1-Effet Poole-Frenkel :**

Ce mécanisme s'apparente à l'effet Schottky, à la différence qu'il se manifeste dans le volume du diélectrique et que la barrière de potentiel est ici créée par un piège .

On suppose qu'il existe dans le matériau un certain nombre de sites capable de piéger les porteurs. Lorsque les porteurs ont été effectivement capturés, ils peuvent être réémis dans la bande de conduction -effet Poole-Frenkel- (figure I.4 -a), ou dans un piège voisin –effet Poole- (figure I.4-b). Pour ce faire ils doivent vaincre un potentiel coulombien qui les rappelle vers le site d'origine.[6, 7]



**Figure I.4 :** Les effets Poole et Poole-Frenkel

Si le potentiel du piège est coulombien alors l'énergie potentielle d'un électron à droite du piège, en champ appliqué est :

$$\Phi(x) = \Phi_0 - eFx - \frac{e^2}{4\pi\epsilon x} \quad (\text{I-9})$$

elle est maximum en :

$$x_0 = \sqrt{\left(\frac{e}{4\pi\epsilon F}\right)} \quad (\text{I.10})$$

La barrière de potentiel, sous l'effet du champ est abaissée de :

$$\Delta\Phi = 2\sqrt{\left(\frac{e^3 F}{4\pi\epsilon}\right)} \quad (\text{I.11})$$

et vaut :

$$\Phi = \Phi_0 - \beta_{PF} F^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I.12})$$

où :  $\beta_{PF} = 2\beta_S = \sqrt{\left(\frac{e^3}{\pi\epsilon}\right)}$  est la constante de Poole-Frenkel

Le nombre de porteurs de charge susceptibles de passer dans la bande de conduction est :

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{1}{kT} \left(\Phi_0 - \beta_{PF} F^{\frac{1}{2}}\right)\right) \quad (\text{I.13})$$

La densité de courant est alors :

$$J = K(F) \exp\left(-\frac{\Phi_0 - \beta_{PF} F^{\frac{1}{2}}}{kT}\right) \quad (\text{I.14})$$

$K(F)$  : Un facteur pré exponentiel dépendant du champ électrique.

Avec :

$K(F) = K_0 F$  Pour les matériaux cristallins et semi-cristallins. [8].

$K(F) = K_0$  pour les matériaux désordonnés selon Jonscher [9].

### II-1-2-2-Conduction par saut :

Le phénomène de conduction par saut aussi appelé *Hopping*, se produit entre états localisés en énergie dans les queues de bande, ce qui implique l'existence de plusieurs niveaux répartis dans la bande interdite de l'isolant. Le porteur se déplace d'un site à



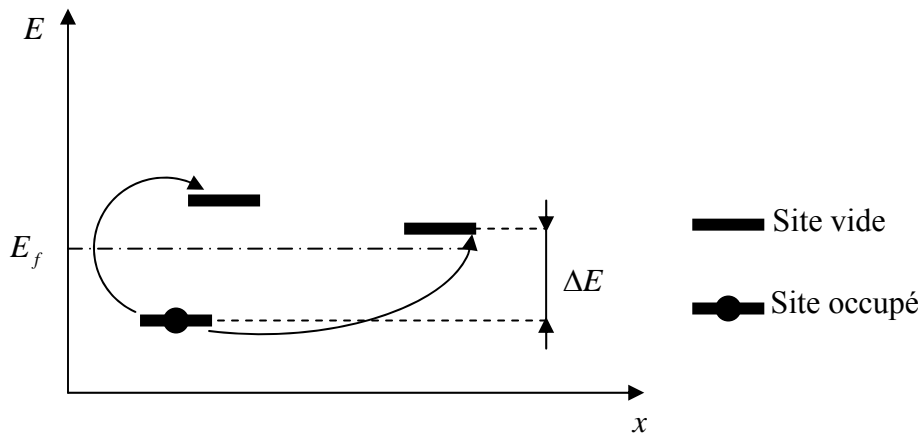
un autre par saut assisté par phonon [10, 11]. Sa probabilité de saut en absence du champ électrique a pour expression :

$$P = P_0 P(\lambda) \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (\text{I.-15})$$

Où  $\Delta E$  est la différence d'énergie moyenne entre deux sites (figure I.-5),  $P(\lambda)$  est un facteur qui dépend du recouvrement des fonctions d'onde associées au porteur dans les états correspondant aux deux sites, et qui peut être introduite lorsque la distance intersite  $\lambda$  est grande.

$$P(\lambda) = \exp(-2\alpha\lambda) \quad (\text{I.-16})$$

Où  $\alpha$  est un facteur qui exprime la décroissance de la fonction d'onde



**Figure I.5 :** Sauts de site à site dans un mécanisme de Hopping

Cette conduction dépend des caractéristiques intrinsèques du matériau, nombre de pièges, distance moyenne les séparant, etc. En faisant des compromis entre distance spatial et distance énergétique, Mott [2] a montré que la conductivité  $\sigma$  s'exprime ainsi :

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-AT^{-1/4}\right) \quad (\text{I.-17})$$

Où  $A$  est une constante dépendant de la densité et de la nature des pièges.

La loi très particulière en  $T^{-1/4}$  est très caractéristique de ce mécanisme de transport. Elle a été vérifiée à de nombreuses reprises, presque toujours à basse température (typiquement à la température de l'azote liquide ou inférieure).

### II-1-2-3- : courant limite par charge d'espace :

a- concept :

Dans un isolant solide ne contenant pas de charges électriques, un potentiel électrique constant appliqué à ses bornes conduit à un champ uniforme. L'injection et la capture éventuelle de porteurs de charge dans le volume du matériau (homo charges, figure I-6a)

Ainsi que l'existence d'un champ électrique interne dû à l'accumulation aux électrodes des porteurs issus de dissociations ioniques ou d'impurtes sous l'effet d'un champ électrique appliqué (hetero charges, fig.I-6b), Détruisant localement la neutralité.

Sur le plan mathématique, ceci se traduit par l'équation de poisson qui s'écrit dans le cas unidimensionnel de la forme :

$$\frac{\delta F(x,t)}{\delta x} = \frac{\rho(x,t)}{\epsilon_r \epsilon_0} = [n(x,t) - n_0 + n_t(x,t) - n_{t,0}] \quad (\text{I-18})$$

Ou  $n(x,t)$  et  $n_t(x,t)$  représentent respectivement les concentrations de porteurs libres et piégés en un point d'abscisse 'x' à un instant donné 't' alors  $n_0$  et  $n_{t,0}$  sont les concentrations initiales correspondantes supposées uniformes dans le volume du diélectrique. Par souci de signification nous avons envisagé des porteurs de même signe.

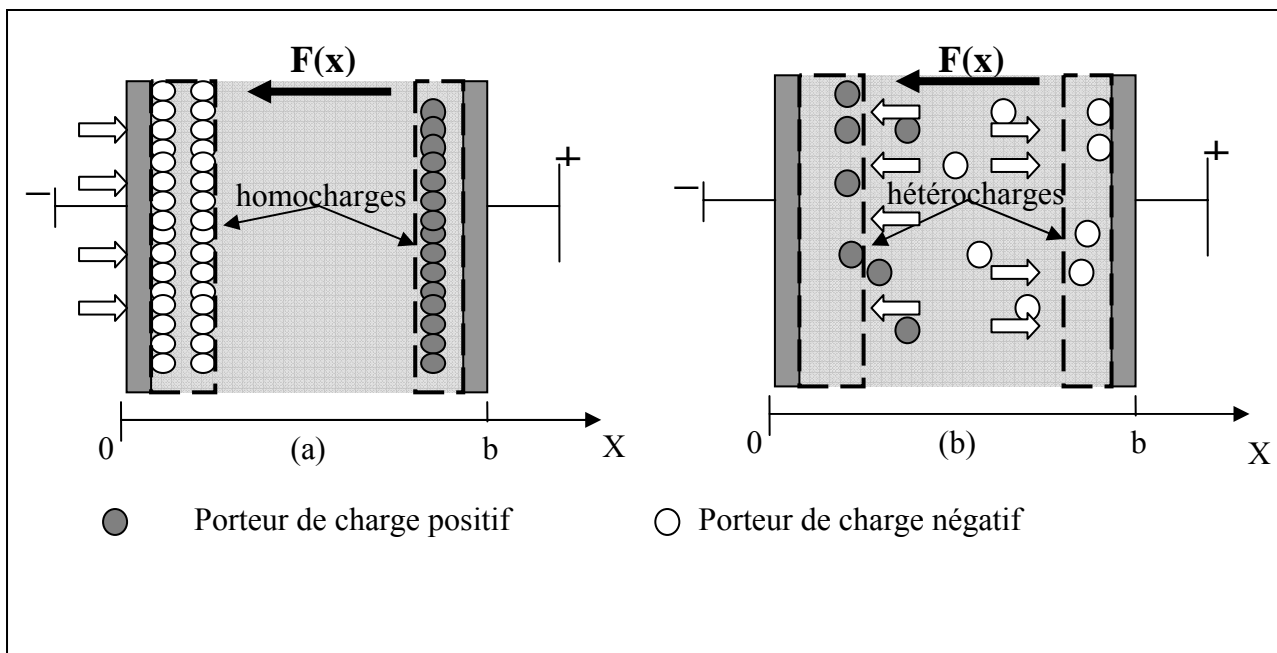


Figure (I-6) : représentation des homo charges (a) et des hetero charges (b)

### b- Autres équations de base :

En nous limitant toujours au cas unidimensionnel, deux autres équations générales exprimant respectivement le courant local  $j(x,t)$  (qui est la somme des courants de conduction, de diffusion et de déplacement électrique) et l'équation de conservation de la charge, peuvent s'écrire :

$$j(x,t) = qn(x,t)\mu F(x,t) - qD \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} + \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial F(x,t)}{\partial x} \dots (I-19)$$

$$\frac{\partial j(x,t)}{\partial x} = - \frac{\partial \rho(x,t)}{\partial t} \dots (I-20)$$

Afin de résoudre ce système d'équation, il faut d'abord effectuer quelques approximations pour simplifier le problème. Les plus courantes consistent à négliger le courant de diffusion et à supposer une mobilité indépendante du champ électrique [12]

Dans le cas particulier de l'étude du régime permanent les équations (I-18), (I-19), (I-20) deviennent respectivement :

$$\frac{\partial F(x)}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \dots (I-21)$$

$$j(x) = qn(x)\mu F(x) \dots (I-22)$$

$$\frac{\partial J(x)}{\partial x} = 0 \dots (I-23)$$

La condition de polarisation s'écrit :

$$\int_0^d F(x) dx = F_a d = V \quad (I-24)$$

A ces conditions aux limites doivent s'ajouter les caractéristiques propres du matériau étudié, à savoir la concentration de pièges dans le volume du matériau et la forme de leurs distributions en énergie.

### C -Caractéristiques courant -tension :

Nous nous limitons au cas particulier d'un contact ohmique avec une injection unipolaire. Les caractéristiques typiques des courants limités par charge d'espace sont schématisées en figure ( I-7 ) et les relations représentant la variation des densités de courant avec la tension appliquée, pour différentes caractéristiques du matériau, sont classifiées dans le tableau ( I-1)

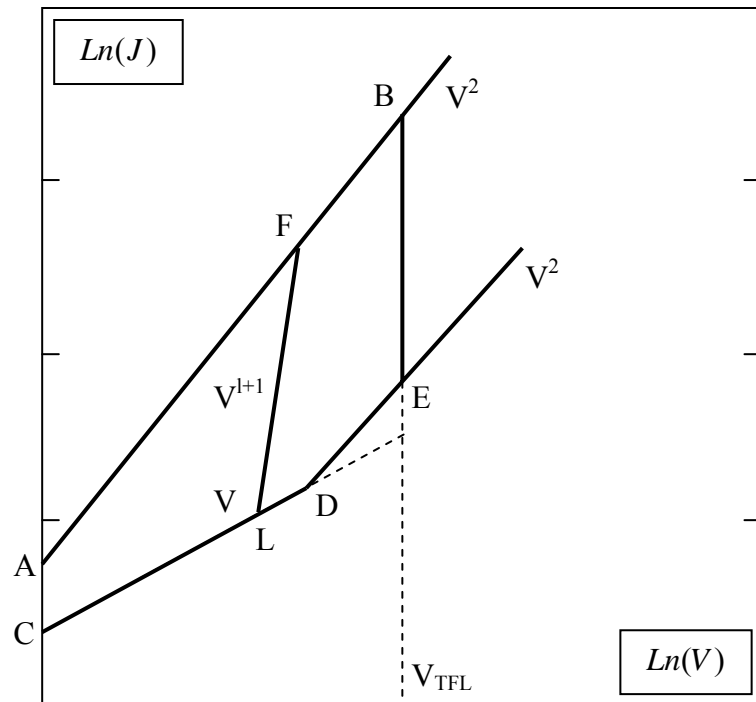


Figure (I-7) : Caractéristique courant-tension des courants limités par la charge d'espace

**Tableau (I-1)** : Expressions des densités de courants limités par charges d'espace

Diélectrique Sans pièges $n_t = 0$	sans porteur intrinsèque	avec porteurs intrinsèques	
	$J = \frac{9}{8} \varepsilon \mu \frac{V^2}{d^3}$ courbe AB	champ faible $n_0 \gg n$	champ fort $n_0 \ll n$
		$J = q \mu n_0 \frac{V}{d}$	$J = \frac{9}{8} \varepsilon \mu \frac{V^2}{d^3}$

Diélectrique contenant des pièges et des porteurs internes $n_0$	distribution discrète	
	champ faible $n_0 \gg n$	champ fort $n_0 \ll n$
	$J = q \mu n_0 \frac{V}{d}$  courbe CD	$J = \frac{9}{8} \varepsilon \mu \frac{V^2}{d^3} \theta$  $\theta = \frac{N_c}{N_t} \exp(-\Phi / kT)$ courbe DE et à $V = V_{TFL} \Rightarrow$ courbe AB
	distribution uniforme	distribution exponentielle
	$n_t = \frac{N_t}{F_1 - F_2}$  avec $E_1 < E_2 < E_F$  $J \propto V \exp(cV)$	$n_t = \frac{N_t}{kT_c} \exp(-\frac{E}{kT_c})$  $J = B \frac{V^{(l+1)}}{d^{(2l+1)}}$ pour un champ faible $\Rightarrow$ régime ohmique CL puis il suit le parcours LF en $V^{l+1}$

#### II-1-2-4- : Conduction ionique :

La conduction ionique est envisageable dans le cas des polymères. La plupart des théories électriques peuvent s'appliquer à des porteurs de charges ioniques, à condition de considérer l'ion comme une charge ponctuelle. Ce mécanisme est discuté de façon détaillé par O'Dwyer [5] principalement pour les cristaux ioniques.

Dans ce cas, le déplacement des ions peut être assimilé à une série de sauts au dessus des barrières de potentiels créées par la structure locale du matériau. L'ion se déplace sous l'effet du champ électrique dans un système de puits de potentiels égaux en profondeur  $\Phi_0$  et répartis uniformément. La hauteur de la barrière de potentiel que doit franchir le porteur est abaissée de :  $\frac{eaF}{2}$  dans le sens du champ et augmente de la même valeur dans le sens contraire (figure I.-8).

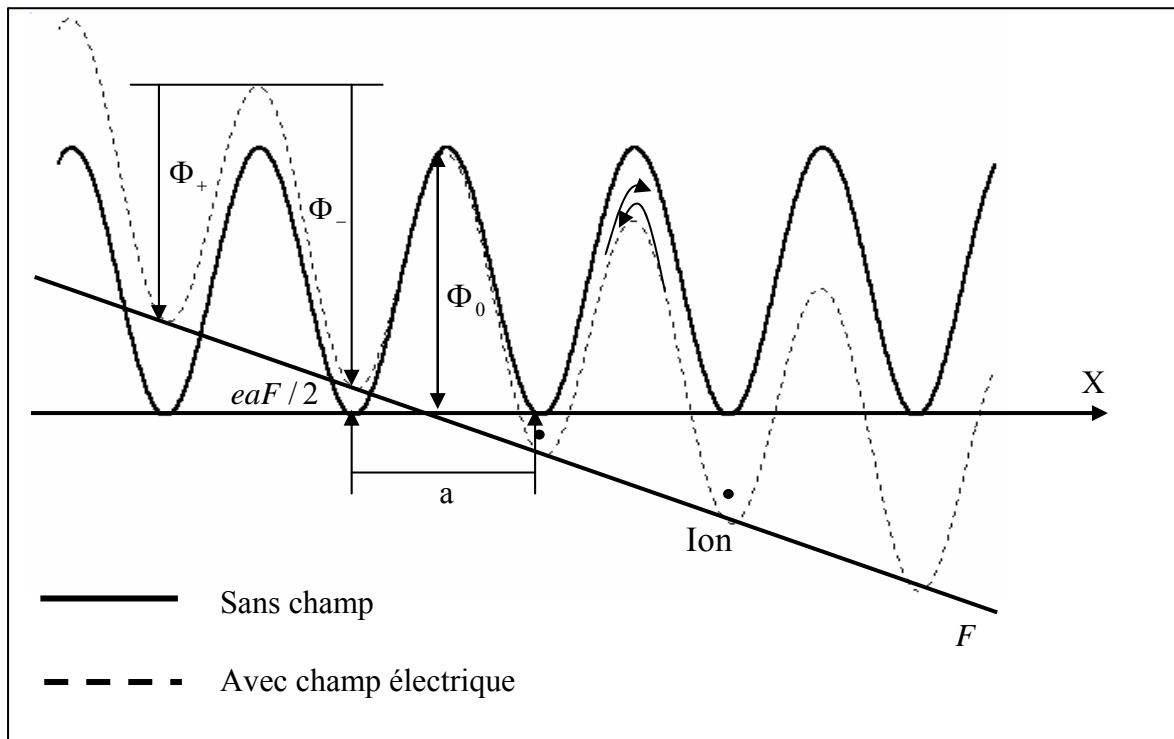


Figure I-8 : Potentiel cristallin avec et sans champ électrique

La densité de courant résultante  $J$  est alors la somme d'un courant direct et d'un courant inverse, s'exprimant par, [10, 13] :

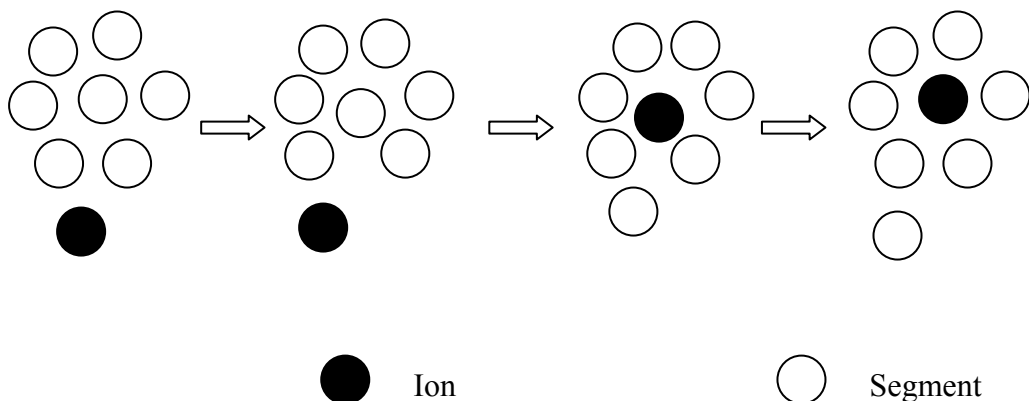
$$J = 2neav \exp\left(-\frac{\Phi_0}{kT}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{eaF}{2kT}\right) \quad (\text{I-25})$$

Avec :

- $n$  : Concentration des porteurs de charge
- $e$  : Charge élémentaire de l'électrons
- $a$  : Distance entre deux positions d'équilibre.
- $\nu$  : Fréquence entre deux sites
- $\Phi_0$  : Hauteur de la barrière en champ nul
- $F$  : Intensité du champ électrique
- $k$  : Constante de Boltzmann
- $T$  : Température absolue

Il est clair que cette théorie supposant un arrangement régulier des puits de potentiel, ne peut s'appliquer rigoureusement aux matériaux dont la structure est désordonnée. Dans ce cas il existe des sauts plus difficiles les uns que les autres, car  $\Phi_0$  et  $a$  ne sont plus constants, il en résulte une accumulation de charge à certains endroits mais une telle charge d'espace n'est pas prise en compte par cette théorie.

En réalité l'ion possède un volume propre, et le courant qui résulte de son déplacement ne s'explique que si l'arrangement des molécules qui l'entourent prend une configuration favorable (figure I-9). Myamoto et al. [14] ont élaboré un modèle de transport ionique basé essentiellement sur la notion de volume libre. Dans ce modèle, le déplacement des ions sous l'effet du champ n'est assuré que par des mouvements coopératifs entre ces derniers et les molécules environnantes, c'est-à-dire le volume libre.



**Figure I.9 :** Vue schématique du transport des ions (Volume libre)



L'expression du courant dans ce dernier cas est :

$$J = 2nea v \alpha \operatorname{sh}\left(\frac{eaF}{2kT}\right) \exp\left(-\left(\frac{\gamma \mathcal{V}_i^*}{V_f} + \frac{E_j + W/2\varepsilon}{kT}\right)\right) \quad (\text{I.26})$$

Avec :

$\alpha$  : Facteur de correction compris entre 0 et 1

$\gamma$  : Facteur numérique de correction

$V_i^*$  : Volume critique requis pour le transport des ions

$V_f$  : Volume libre

$E_j$  : Hauteur de la barrière de potentiel

$W$  : Énergie de dissociation ionique

$\varepsilon$  : Constante diélectrique

$a$  : Distance de saut entre deux positions d'équilibre

Il apparaît que si par un moyen extérieur, comme une pression hydrostatique, on arrive à modifier le volume libre, on doit observer de larges variations de  $J$ , et il y a peut être là un moyen d'identifier expérimentalement une conduction ionique en la différenciant d'une conduction électronique

### III : Phénomènes transitoires :

L'évolution d'un matériau isolant à partir d'un état de polarisation à l'état de dépolarisation – ou vice versa- a fait l'objet de très nombreux travaux. Depuis la fin du 19eme siècle, **curie et Van Schweider [ 15]** notaient que les courants transitoires en circuit fermé, dits de résorption s'il s'agit de décharge, ou d'absorption dans le cas du courant de charge obéit à a des lois empiriques de la forme :

$$I = I_0 t^{-n} \dots\dots\dots(\text{I-27})$$

$n$  : étant compris entre 0.5 et 1.5 suivant le matériau étudié et les conditions expérimentales.

Les nombreux résultats publiés sur toute une gamme de matériaux, allant des polymères aux céramiques, ont montré que la décroissance des courants transitoires n'est jamais

exponentielle et n'est donc pas due à un processus de dépolarisation dipolaire de type de Debye à temps unique de relaxation.

### III : 1--Rappel du modèle de Debye et de ses limites :

P. Debye [16] a montré que pour une distribution en concentration homogène  $N$  de dipôles permanents  $\mu$ , la permittivité en fonction de la pulsion  $\omega$  est :

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + i\omega\tau} \dots\dots\dots (I-28)$$

$\varepsilon_\infty$  et  $\varepsilon_s$  sont respectivement les permittivités du matériau en haute et basse fréquence et  $\tau$  est le temps de relaxation des dipôles.

Le modèle de Debye considère l'échantillon comme électriquement homogène et non chargé, et l'assimile donc à un circuit série linéaire.

En effectuant une transformée de Fourier sur la relation (précédente), on obtient l'évolution temporelle de la permittivité :

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_\infty + (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)[1 - \exp(-\frac{t}{\tau})] \dots\dots\dots (I-29)$$

Si on applique une tension  $V$  à un échantillon de capacité géométrique  $C_0$  la charge des matériaux après polarisation est donnée par la relation suivante :

$$Q = C V \text{ ou } C = C_0 \left[ \frac{\varepsilon(t)}{\varepsilon_0} \right] \dots\dots\dots (1-30)$$

En dérivant cette relation de la charge totale on obtient la relation du courant transitoire :

$$j(t) = \frac{C_0 V}{\varepsilon_0 \tau} (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) [1 - \exp(-\frac{t}{\tau})] \dots\dots\dots (1-31)$$

Il a été vérifié que les diagrammes de permittivité complexe  $\varepsilon''$  ( $\varepsilon'$ ) obtenus expérimentalement ne coïncident jamais avec le demi cercle centré sur l'axe  $\varepsilon'$  prévu par la

loi de Debye. Il en résulte que la forme donnée par l'éq  $[\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{1 + i\omega\tau}]$  n'est pas une représentation valable de la permittivité complexe des isolants réels et par conséquent un déclin exponentiel du courant n'est pas réaliste.

En considérant que le temps de relaxation n'est pas unique mais distribué entre deux limites  $\tau_1$  et  $\tau_2$  selon une loi normalisée  $f(\tau)$ , le courant transitoire se met sous la forme :

$$j(t) = \frac{C_0 V}{\varepsilon_0 \tau} (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \int_{\tau_1}^{\tau_2} f(\tau) \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \frac{d\tau}{\tau} \dots\dots\dots (I-32)$$

En particulier, pour  $f(\tau) = a/\tau$  ou 'a' est un coefficient de normalisation, l'équation précédente (I-32) devient :

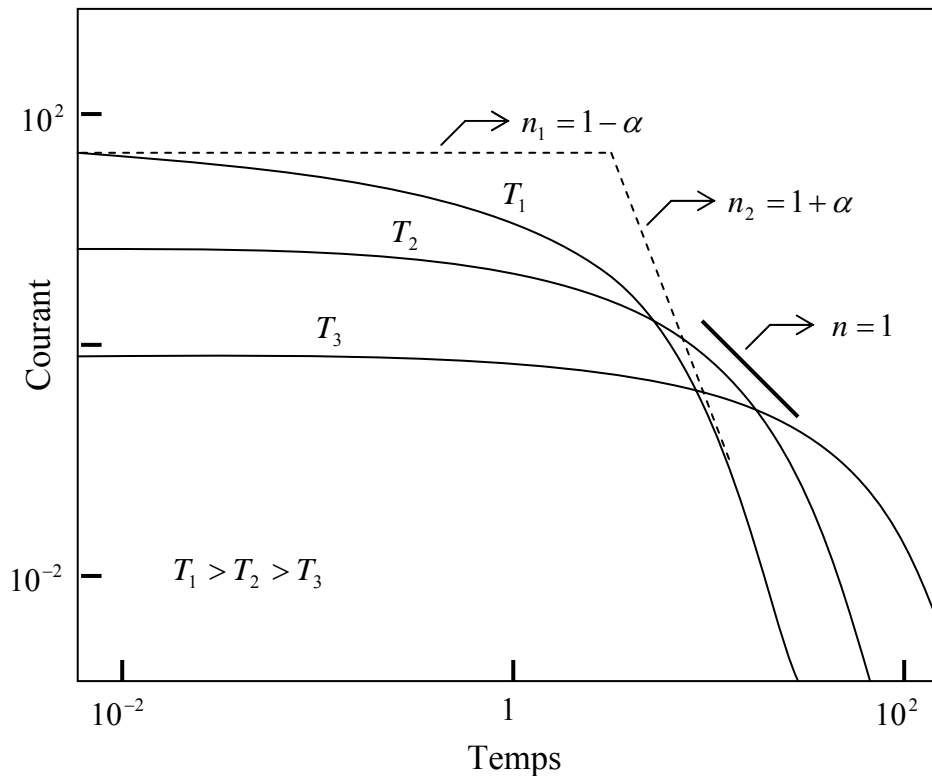
$$j(t) = a \left(\frac{C_0 V}{\varepsilon_0}\right) (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \left[ \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) - \exp\left(\frac{-t}{\tau_1}\right) \right] / t \dots\dots\dots (I-33)$$

Pour toutes les valeurs de t, de sorte que  $\tau_1 \ll t \ll \tau_2$ , la relation (I-33) redonne la loi de Curie-Von Schweidler avec n=1.

Une autre approche a été proposée par Cole et Cole [17] en partant d'une permittivité ayant la forme empirique suivante :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{1 + (i\omega\tau)^a} \dots\dots\dots (I-34)$$

Le courant transitoire déterminé à partir de la relation (I-32) se présente en coordonnées double logarithmiques (Figure I.9),



**Figure I.9** : Courant transitoire d'absorption

### III : 2-Autres mécanismes:

En pratique, il peut apparaître plus intéressant de comparer le courant transitoire d'absorption observé après polarisation et le courant de résorption observé après dépolarisation. En effet, si on considère l'échantillon comme un circuit linéaire, la théorie de la réponse indicielle prévoit que les deux transitoires doivent être les mêmes au signe près. Ainsi, toute différence entre eux pourrait être attribuée à la conduction du matériau. On peut ainsi dire que plusieurs phénomènes [20 ,21 ] peuvent se combiner, parmi lesquels on peut citer :

- 1- La polarisation associée à l'accumulation de porteurs mobiles aux interfaces, ou polarisation par charges d'espace : Coelho [10] a montré qu'aux temps longs c.à.d. quand la charge est pratiquement uniformisée, le courant obéit à la loi en  $t^{-2}$  . (le cas où l'on suppose une distribution particulière de la charge d'espace).
- 2- La pénétration vers l'intérieur de l'échantillon des charges déposées en surface [22].
- 3- Le dépiégeage contrôlé thermiquement des électrons piégés [ 23].
- 4- La relaxation mécanique et l'hypothèse de Lowell :

Si un champ électrique  $F$  est appliqué à un échantillon, il génère dans le matériau une pression qui peut conduire à une réduction progressive de son épaisseur. Ceci est observé en particulier pour les matériaux viscoélastiques, comme la plupart des polymères. Cet effet provoque un déplacement de la charge dans le circuit extérieur, donc un courant de l'ordre de quelques  $pA$ , un tel courant peut contribuer de façon non négligeable au courant mesuré.

Par ailleurs, il est envisageable que les porteurs, et en particulier les électrons, aient une façon particulière de se mouvoir en milieu polymérique. Lowell, [24] suggère que dans un champ appliqué, un électron piégé sur un site particulier d'une chaîne polymérique pourrait participer par la force coulombienne due au champ sur cet électron à une distorsion viscoélastique locale de la chaîne. Cela pourrait faire sauter l'électron piégé entre le site initial et une chaîne voisine où il serait de nouveau piégé, et ainsi de suite. Par conséquent la vitesse d'un tel électron serait diminuée d'un terme viscoélastique. En partant de cette dernière considération, Lowell aboutit à une loi de variation de courant de type Curie-Von Schweidler avec  $n = 1$  Cette loi est donc loin d'avoir une interprétation unique.

### **III-3 : Conclusion :**

Ce chapitre a discuté brièvement les principaux mécanismes intervenant dans les phénomènes de conduction en régime transitoire et permanent. Nous avons montré en particulier la grande diversité de ces phénomènes. Un article bibliographique de Wintle. [25] sur la physique des isolants contient une bibliographie complémentaire à ce sujet.



## Chapitre : II

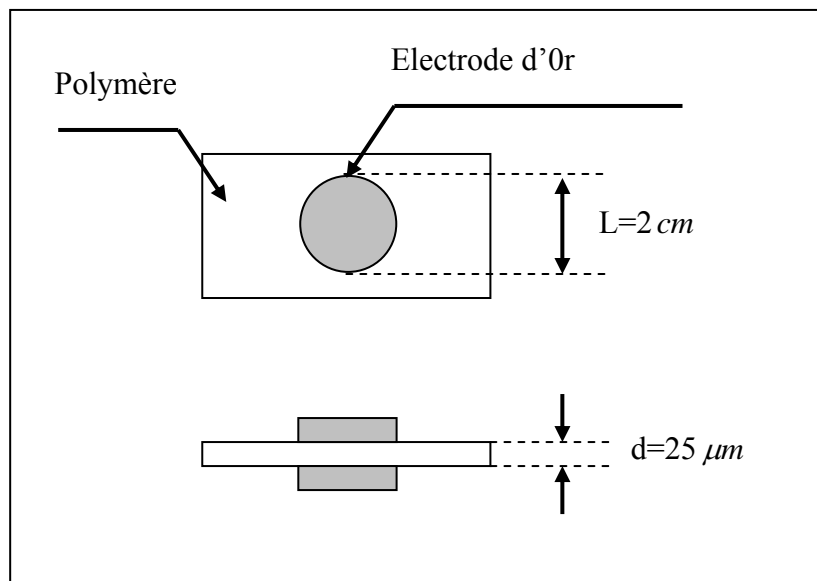
---

# Dispositif expérimental et matériau

---

Les mesures des courants de charges et de décharges ont été effectuées par l'équipe des diélectriques du laboratoire de physique des matériaux de la faculté de physique de l'USTHB. Les films de PEN ont été gracieusement fournis par le laboratoire de Génie électrique de l'UPS de Toulouse.

L'échantillon de PEN utilisé dans ce travail a été fourni par la société Dupont de Nemours (Luxembourg), il se présente sous forme de film de  $25 \mu m$  d'épaisseur (figure III.1.). Il comporte un système d'électrodes circulaires.



**Figure II.1:** Echantillon de PEN métallisé

Pour établir un bon contact électrique, ces électrodes sont obtenues en métallisant les deux faces du polymère. Le matériau qui servira à la métallisation, est d'abord dégraissé dans l'acétone bouillant puis séché, il est ensuite déposé sous forme de morceaux dans un creuset en tungstène qui sert aussi de résistance chauffante. Une fois le vide ( $10^{-6} \text{ torr}$ ) atteint dans la cloche, le passage d'un courant de  $40A$  à travers le creuset permet l'élévation de la température du métal jusqu'à son évaporation. Le film de polyéthylène naphthalène est installé entre deux masques identiques munis d'orifices circulaires en regard. Ce qui permet d'avoir les deux électrodes présentées précédemment



## II-Dispositif expérimental :

Le dispositif expérimental (photo 1) utilisé pour effectuer les mesures de courant au court du temps est schématisé sur la figure III.2, il comprend :

- Une cellule de mesures.
- Un circuit d'alimentation électrique.
- Un système de mesure électrique.
- Un système d'acquisition de données.
- Un groupe de pompage.

### II-1Circuit d'alimentation :

Il est constitué d'une source de tension stabilisée (HP 6525A DC) délivrant une tension continue pouvant atteindre une valeur maximale de 4000V. Les opérations de polarisation et de dépolarisation du matériau s'effectuent grâce à un commutateur relié à cette source.

### II-2Système de mesures :

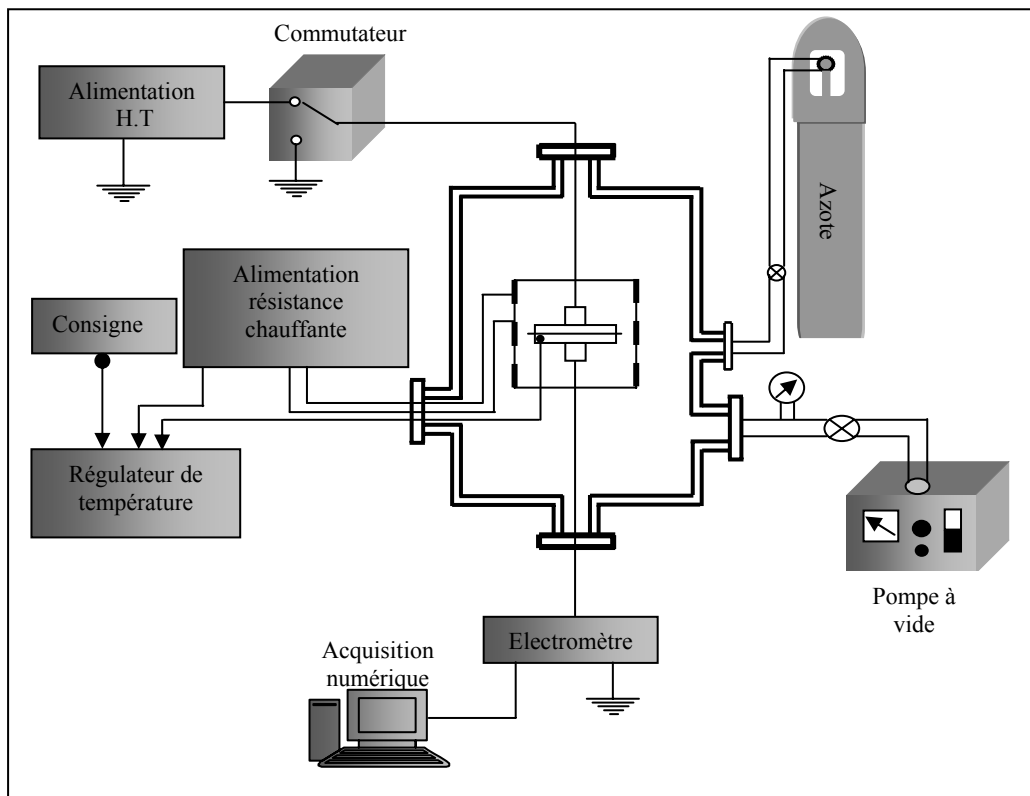
Le courant qui circule à travers le matériau est mesuré à l'aide d'un électromètre programmable (Keithley 617) pouvant détecter des courants de l'ordre de  $10^{-15}$  Ampères.

### II.3-Caractéristiques du PEN :

Caractéristiques Physiques	Valeurs
Masse Volumique	1.36 g/cm <sup>3</sup>
Température de transition vitreuse (Tg)	130°C
Température de fusion	267°C
Champ de claquage (pour d=50µm)	300 KV/mm
Taux de cristallinité	44%
Permittivité relative ( $60 \text{ Hz} \leq f \leq 1\text{KHz}$ )	$2.9 \leq \epsilon_r \leq 3.0$



**Photo 1 :** Banc de mesure expérimental



**Figure II.2 :** Schéma synoptique du dispositif expérimental

#### **II-4 :Système d'acquisition des données :**

Une carte d'interface GPIB placée entre l'électromètre et un micro-ordinateur à l'aide d'un BUS IEEE 488, permet la lecture des courants à des instants de l'ordre d'une seconde, un programme de pilotage sous visual-basic a été réalisé pour prélever les courants à des intervalles de temps réguliers.

#### **II-5 :Groupe de pompage :**

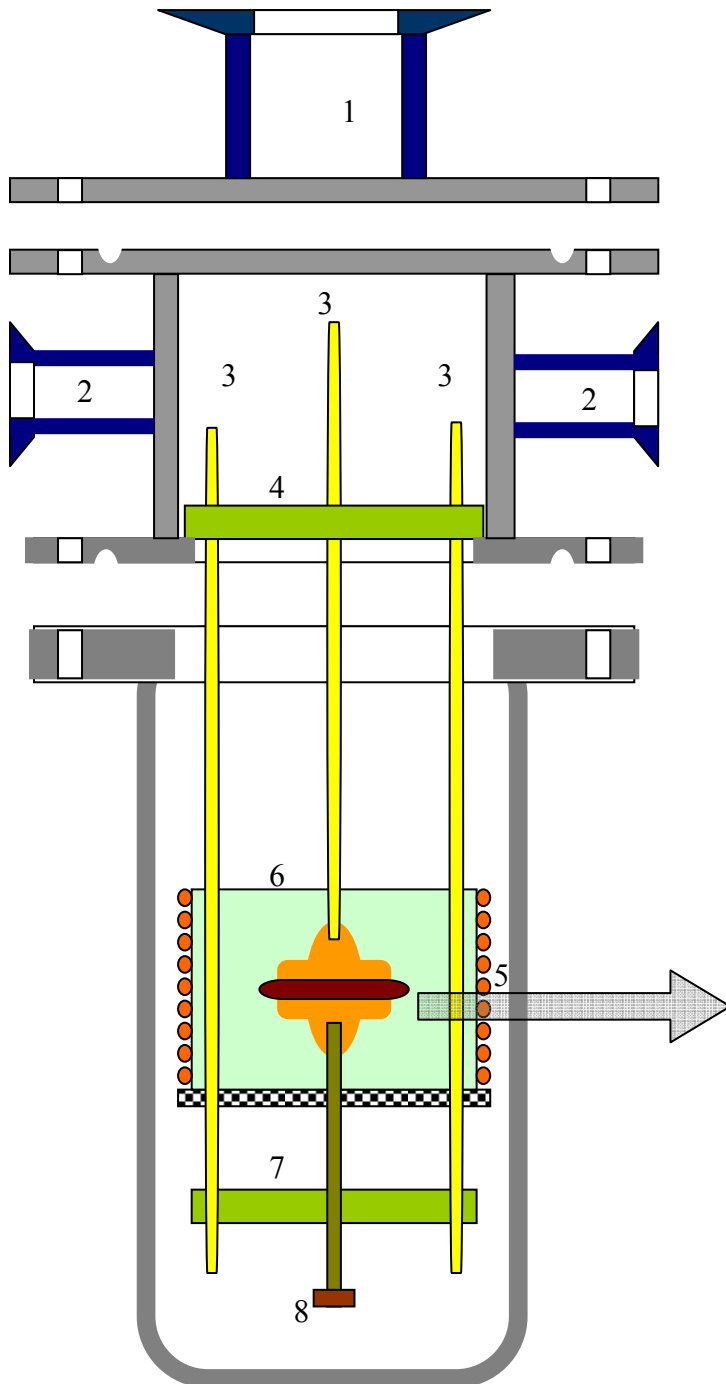
La cellule de mesure, permet de travailler dans un milieu où la pression peut varier de  $10^{-6}$  à 2 bar .A cet effet, elle est reliée à une pompe à vide Alcatel ASM10 et possède une entrée de gaz munie d'une vanne à vis micrométrique. La pression à l'intérieur de l'enceinte est lue sur un manomètre de Bourdon et la mesure du vide est effectuée à l'aide d'une jauge Pirani.

#### **II-6 :Cellule de mesure :**

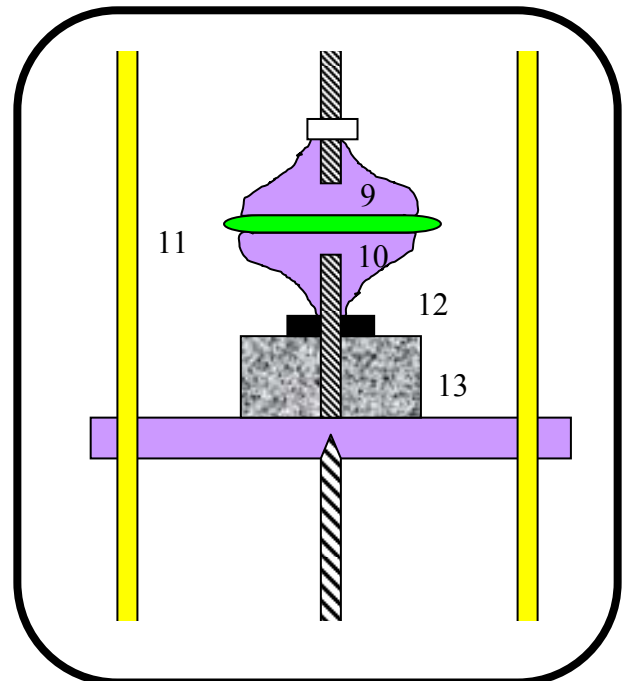
Les mesures ont été effectuées dans une enceinte cylindrique (figure. II.3) de longueur  $L = 49cm$  et de diamètre  $d = 7.6cm$  , surmontée d'une partie fixe qui comporte quatre passages étanches pour les connections extérieures. Le couvercle est muni d'un conduit électrique de haute tension permettant le passage d'une tension continue délivrée par une source d'alimentation, cette enceinte en acier inoxydable est reliée à la terre et constitue un blindage électrostatique. À l'intérieur, l'échantillon est placé entre deux électrodes circulaires, présentant un profil de Rogowsky qui permet d'avoir un champ électrique uniforme. L'électrode supérieure est portée à la haute tension et l'électrode inférieure placé sur un support isolant en Téflon et est reliée au circuit de mesure.

Cette cellule permet d'opérer dans un milieu où la température peut varier de  $-190^{\circ}C$  à  $+200^{\circ}C$  . Le chauffage est assuré à l'aide d'une résistance de type thermocoax enroulée sur un petit cylindre en cuivre qui entoure les électrodes. Pour obtenir des températures supérieure à la température ambiante : Une sonde à résistance

de platine, placée près de l'échantillon, permet de relever la température du milieu, un régulateur thermique (Minicor 41), relié à la sonde et à la résistance chauffante, maintient la cellule à une température constante.



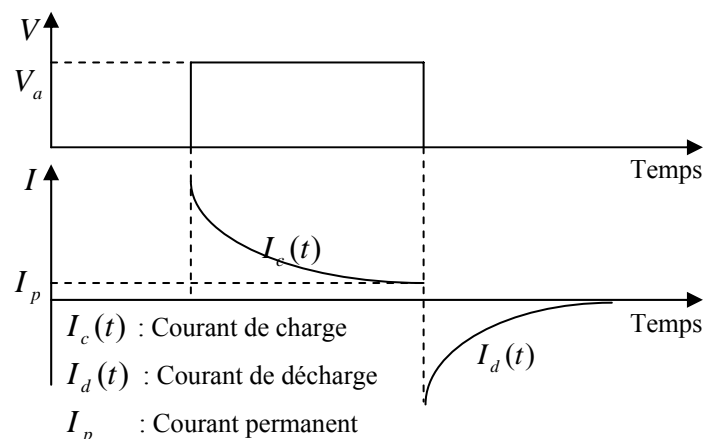
1. Passage électrique de haute tension
2. Passage à haute résistance d'isolement en saphir
  - Passage pour le vide
  - Passage pour l'arrivée du gaz
  - Passage électrique pour le thermocoax
3. Tiges métalliques
4. Support en téflon
5. Résistance chauffante de type thermocoax
6. Cylindre métallique
7. Support réglable
8. Vis de réglage
9. Electrode de haute tension
10. Electrode de mesure
11. Echantillon
12. Borne de mesure
13. Support en téflon



**Figure II.3 :** Schéma en coupe de la cellule de mesure

## II-7 : Protocole expérimental de mesure :

Avant chaque mesure de courant les échantillons métallisés, placés entre deux électrodes métalliques, sont court-circuités pendant plusieurs heures à température ambiante pour éliminer les charges résiduelles contenues dans le matériau après avoir effectué un vide primaire, on injecte un gaz inerte (azote) pour revenir à la pression atmosphérique. Ensuite l'enceinte est chauffée jusqu'à la température de consigne. Lorsque l'équilibre thermique est atteint, une tension de polarisation constante est appliquée à l'échantillon, et le courant de décharge est mesuré pendant plusieurs heures. L'application d'un échelon de tension à l'échantillon fait apparaître un courant décroissant dans le temps appelé courant de charge ou de polarisation (figure. III.4). Après un temps suffisamment long, on atteint une valeur de courant quasi constante : C'est le courant permanent. La différence entre le courant de charge et le courant permanent donne le courant d'absorption  $I_a$ . Deux régimes caractérisent ainsi la réponse à un échelon en tension : l'un transitoire traduit les phénomènes de polarisation, l'autre permanent caractérise les mécanismes de conduction électrique. Quand le régime permanent est atteint, la tension de polarisation est supprimée, l'échantillon est de nouveau court-circuité et le courant de décharge ou de résorption  $I_r$  est enregistré. Cette opération est renouvelée à d'autres valeurs de températures et de tensions.



**Figure II.4 :** Principe de mesure du courant

## **Chapitre III :**

---

# Résultats expérimentaux et discussion

---

### **III –Résultats expérimentaux :**

#### **III- I-1-Conditions expérimentales :**

Dans ce chapitre, nous allons étudier l'effet combiné du champ électrique et de la température sur le PEN, pour cela les échantillons de polyéthylène naphthalène que nous avons expérimentés sont des films de  $25\mu m$  d'épaisseur, Les électrodes sont en Or. Les mesures de courant de charge et de décharge sont effectuées dans une gamme de température allant de  $100^{\circ}C$  à  $160^{\circ}C$  .

Afin d'éviter la non reproductibilité des résultats expérimentaux, due en générale à l'effet de l'humidité sur la conductivité électrique [31], nous avons entamé les mesures à partir des températures élevées. Pour une température fixe, le cycle du champ électrique consistait en une application de créneaux de tension d'amplitude croissante allons de  $800V$  à  $1800V$  par pas de  $200V$  avec un court circuit à  $0V$  entre chaque palier de tension, les valeurs de densité de courant  $J$  et de champ électrique  $F$  sont déduites des courants et tensions connaissant l'épaisseur des films et la surface des électrodes

#### **III –I-2- Caractéristiques densité de courant/temps :**

##### **III-I-2-1-Effet du champ électrique :**

La figure (II-4) représente l'évolution des densités de courant de charge et de décharge au cours du temps à température constante pour des valeurs croissantes du champ électrique appliqué.

La représentation des courants enregistrés au cours du temps, nous donne une appréciation globale du phénomène de transport, Il est néanmoins possible de constater que le courant de charge diminue et tend à se stabiliser après quelques heures de polarisation vers un courant permanent appelé courant de transport ou de conduction. La durée du régime transitoire varie très peu avec le champ électrique et le courant de conduction augmente d'environ deux décades lorsque le champ passe de  $40MV / m$  à  $72MV / m$  .



Il faut noter aussi que le courant de décharge est de signe opposé au courant de charge sur toute la gamme de champ électrique explorée et pour toutes les températures. Sur une échelle logarithmique, on peut dire qu'il décroît au cours du temps de façon monotone jusqu'à s'annuler au temps infini. Sa variation avec le champ électrique n'est pas très importante (environ une décade).

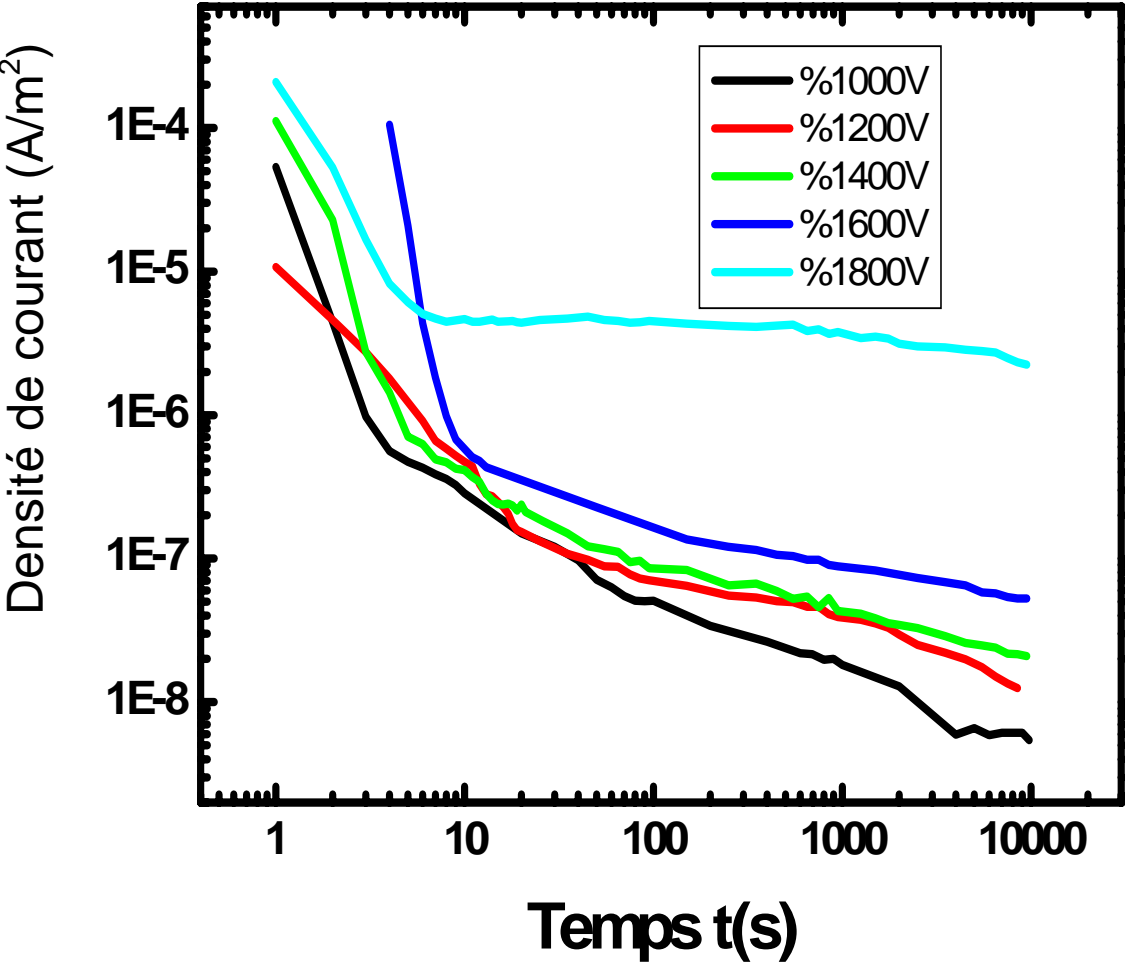


Figure (III-1) : Densité de courant de charge à  $T = 100^{\circ}c$

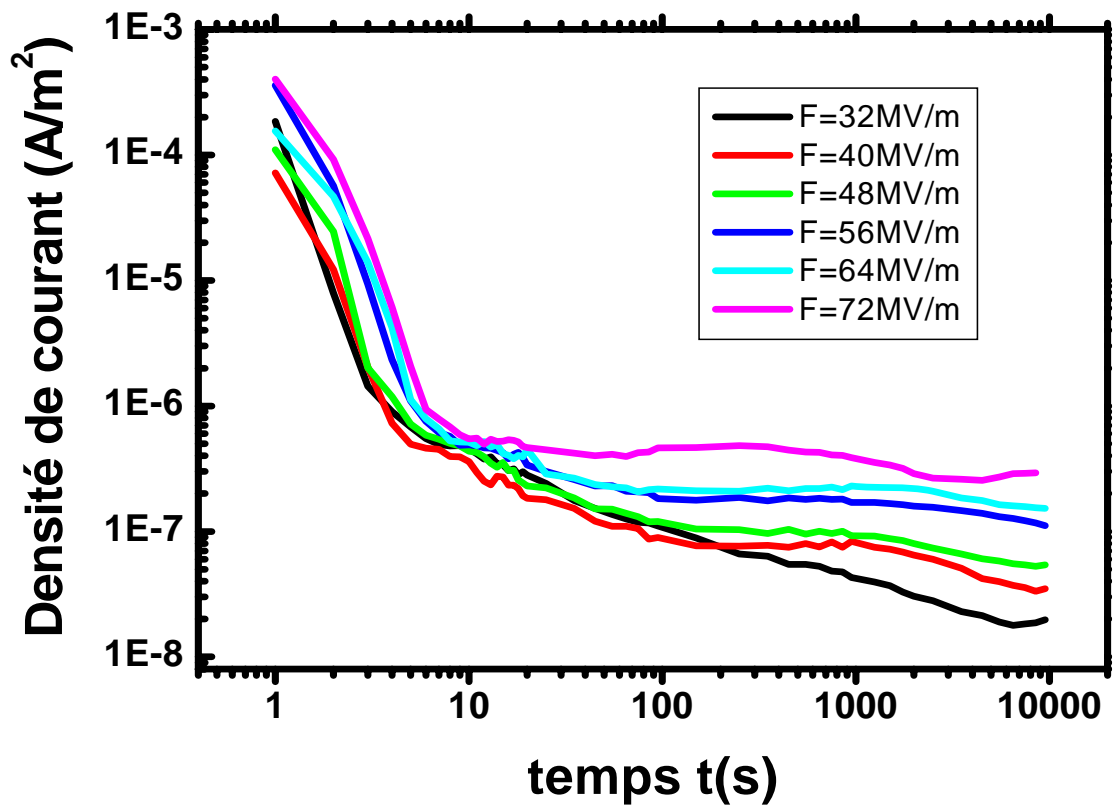


Figure (III-2) : Densité de courant de charge à  $T = 120^{\circ}c$

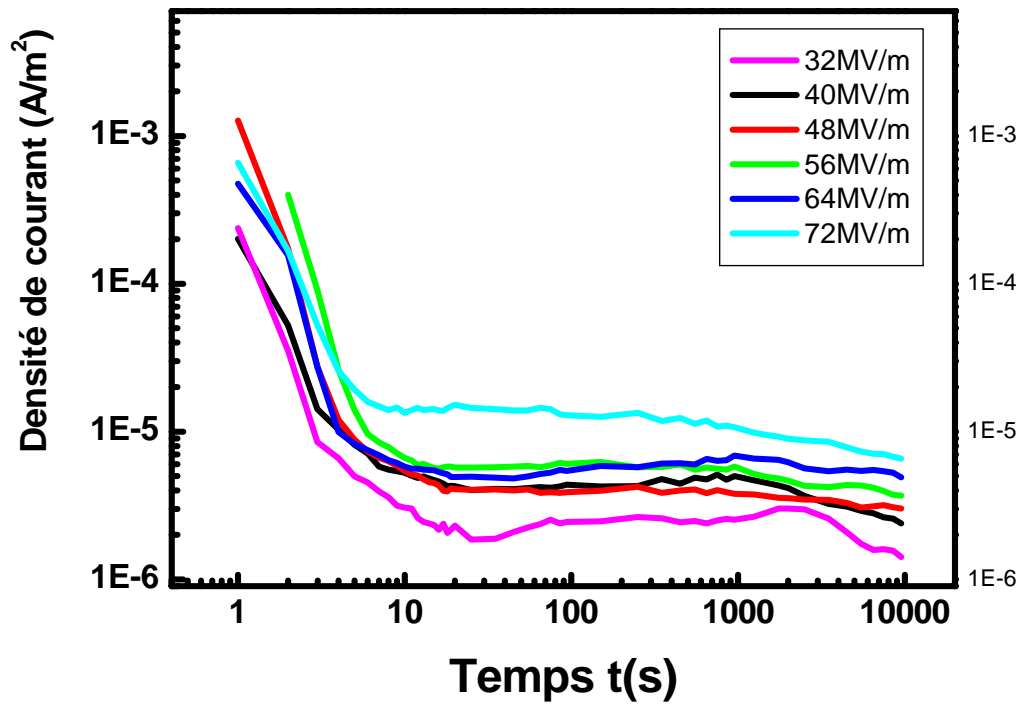
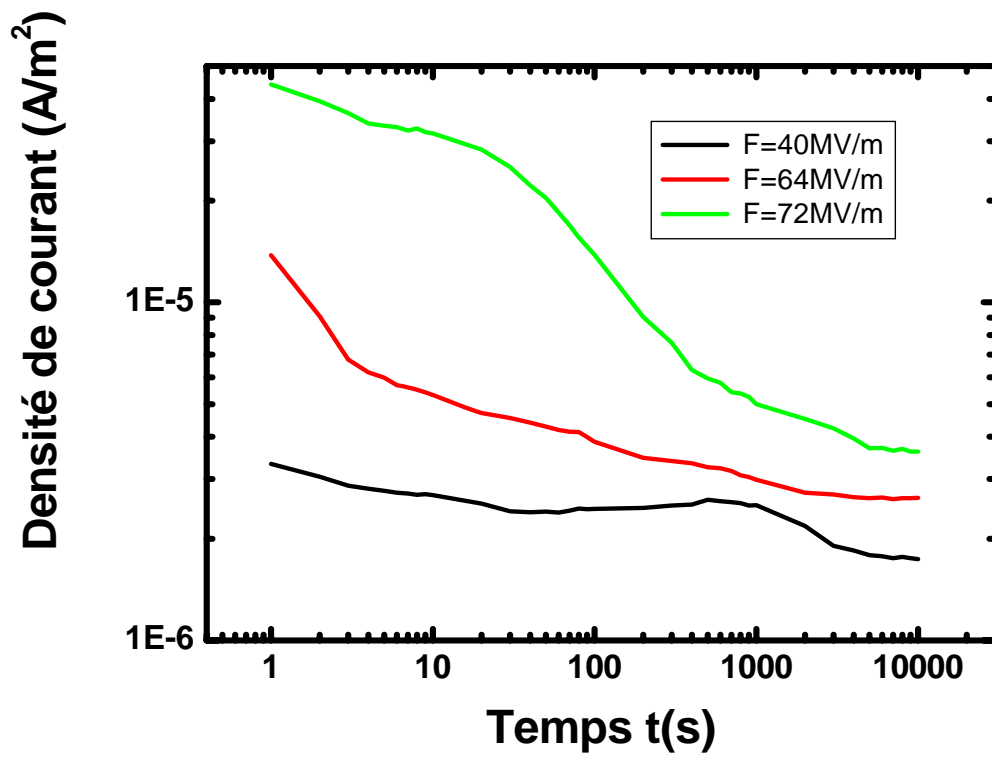


Figure (III-3) : Densité de courant de charge à  $T = 140^{\circ}c$



**Figure (III-4) :** Densité de courant de charge à  $T = 160^{\circ}c$

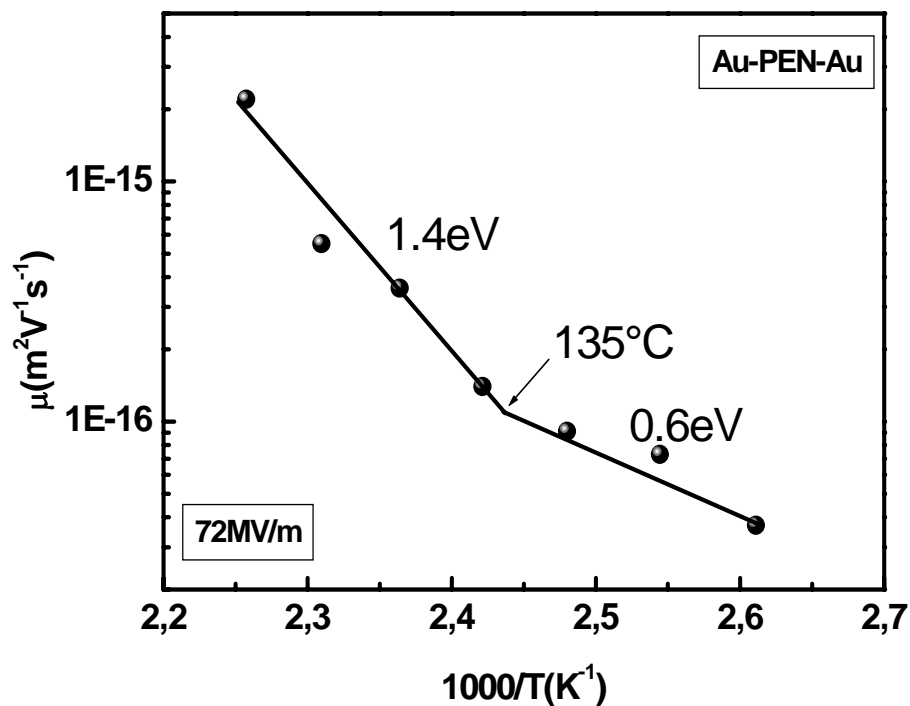
Ces résultats sont en accord avec ceux enregistrer par OUBOUCHOU [41] sur le même matériau au sein de notre laboratoire.

### III-I-3-Conduction ionique :-

#### -Calcul de l'énergie d'activation :

A partir des courbes expérimentales Figures (III-1), (III-2), (III-3), (III-4), nous utilisons les courants permanents à la fin de la charge pour avoir l'allure de la densité de courant en fonction du champ électrique et de la racine de celui-ci, pour déterminer les paramètres intrinsèques de notre matériau.

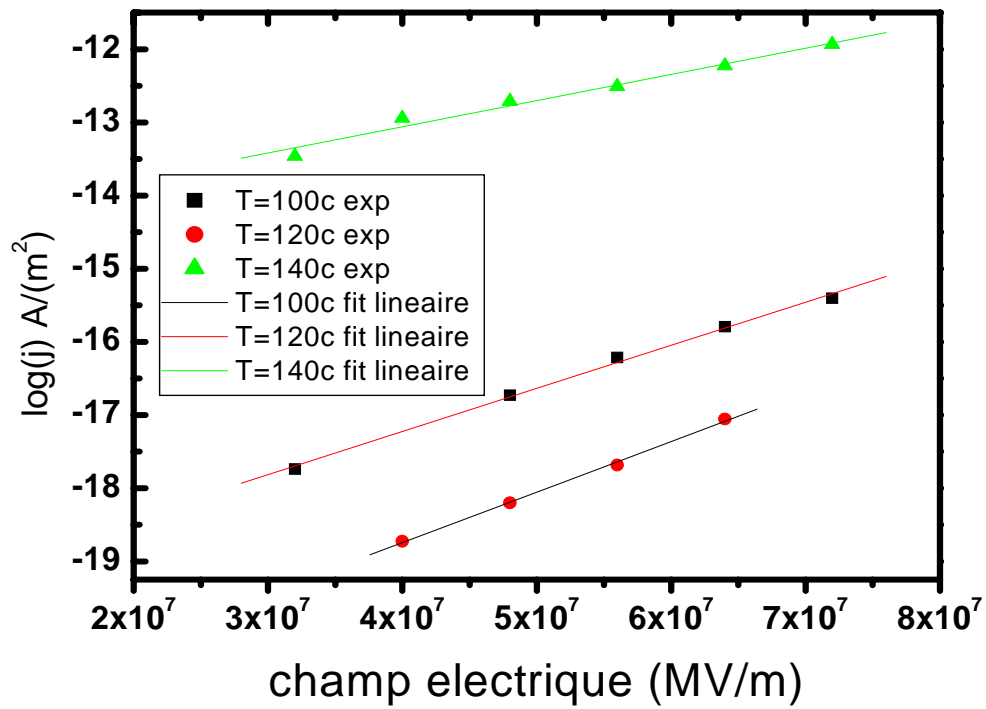
L'énergie d'activation  $\phi$  a été calculé à partir de la figure (III.7) des résultats expérimentaux de OUBOUCHOU [41] effectué sur le même matériaux.



**Figure (III.7) :** Variation de la mobilité des porteurs avec l'inverse de la température

$$J = J_0 \exp\left(-\left(\frac{\phi - E \lambda F / 2}{KT}\right)\right)$$

$$\ln(J) = \ln(J_0) - \left(\frac{\phi}{KT}\right) + \frac{e \lambda F / 2}{KT}$$



**Figure (III-5)** : Variation des densités de courant avec le champ électrique

<b>T(c)</b>	<b>100</b>	<b>120</b>	<b>140</b>	<b>160</b>
$\lambda(10^{-10}m)$	<b>45.4</b>	<b>38.6</b>	<b>27.3</b>	<b>25.2</b>
$J_0(A / m^2)$	0.06	0.144	$5.34 \cdot 10^{10}$	$1.5 \cdot 10^{10}$
$\phi_0(ev / ^\circ k)$	<b>0.6</b>	<b>0.6</b>	<b>1.4</b>	<b>1.4</b>

Tableau (III-1) :-

- Ce tableau de valeurs qui constitue les caractéristiques intrinsèques du PEN trouvé expérimentalement seront utilisé pour le calcul du claquage.

- Mécanisme d'injection Schottky :

### Calcul de la constante de shottky

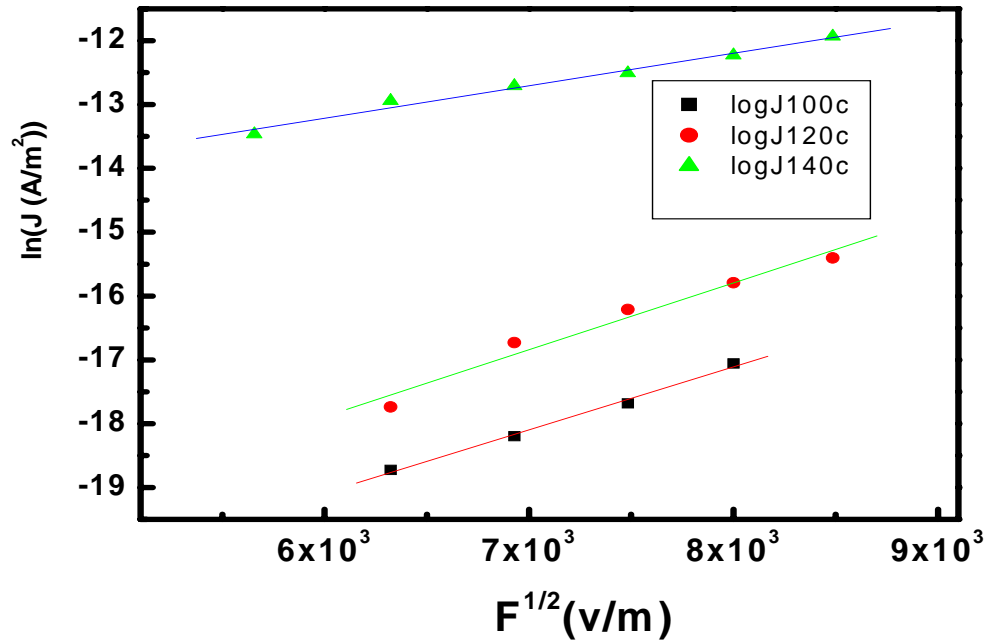


Figure (III-5) : Variation de la densité de courant de conduction en fonction de la racine carrée du champ électrique

A partir de l'équation (I-3) nous calculons les valeurs de shottky expérimentales.

T(c)	100	120	140
$\beta \left( 10^{-24} J m \frac{1}{2V} \frac{-1}{2} \right)$	6.74	5.39	5.08
$\beta / \beta_{Schottky}$	1.7	1.3	0.7

## **Chapitre IV:**

# **Modélisation des courants de charge et de décharge électrique**



---

# I- Modélisation des courants de décharge électrique

---

## **I-1 -INTRODUCTION :**

L'étude des courants transitoires dans les isolants électriques a suscité ces dernières années, l'intérêt de nombreux chercheurs.

Le courant transitoire est généralement attribué à la relaxation des moments dipolaires.

Il peut également être dû aux mouvements de la charge d'espace dans le volume du matériau.

Dans ce chapitre nous présentons un modèle théorique qui permet de calculer numériquement les courants transitoires de décharge électrique.

La modélisation et la simulation des courants transitoires de décharge ont été effectuées en considérant non pas une distribution spatiale de charge d'espace théorique, telle que dans les précédentes études [26] (rectangulaire uniforme, triangulaire linéaire), mais à partir d'une répartition de charge expérimentale [27] obtenue à la fin du processus de charge pour des valeurs de champ électrique et de température comparables à celles utilisées lors de l'expérience au laboratoire sur des films de polyéthylène naphthalate (PEN) sous un champ électrique élevé, à différentes températures [28].

La modélisation des courants transitoires est faite à partir de la résolution numérique de l'équation de Poisson, de l'équation de conservation de la charge et de l'équation exprimant le courant local. Les calculs sont développés pour une distribution de charge d'espace obtenue expérimentalement sur un échantillon de PEN.

### **I-2-Principe de mesure de la charge d'espace par la méthode de l'onde thermique :**

Soit un isolant d'épaisseur  $D$ , de surface  $S$ , contenant une charge  $Q_i$ . La charge  $Q_i$ , est située dans une couche plane infiniment mince, parallèle aux électrodes, à la distance  $x$  et  $D-x$ .

Par influence totale cette charge  $Q_i$  induit, sur les électrodes des charges images  $Q_{i1}$  et  $Q_{i2}$  qui dépendent des distances  $x$  et  $D-x$ . La pénétration d'une onde de chaleur à partir de l'une des électrodes et la dilatation qui l'accompagne fait varier les valeurs relatives de ces distances et modifie l'équilibre des charges images  $Q_{i1}$  et  $Q_{i2}$ . Comme par ailleurs la somme  $Q_{i1} + Q_{i2}$  reste constante, les échanges de charge se traduisent par un courant dans le circuit extérieur que l'on peut mesurer et enregistrer.

Si l'on connaît à chaque instant, la valeur du courant et la répartition de la température dans l'échantillon, on peut retrouver la valeur de la charge  $Q_i$  et sa position  $x$ .

C'est à partir d'une répartition de charge d'espace obtenue de cette manière sur un échantillon de PEN que nous allons simuler la décharge.

### I-3-Equations fondamentales :

L'application d'un champ électrique intense aux bornes d'un film isolant, fait apparaître une injection d'électrons à partir de l'anode (x=0) et de la cathode (x=d).

Lorsque l'équilibre de la distribution de la charge d'espace est atteint, les électrodes sont mises en court-circuit. L'équilibre est alors détruit par la dérive des électrons et des trous causée par leur propre champ électrique interne, les distributions respectives du champ électrique interne est de la densité de charge d'espace se modifient au cours du temps et induisent ainsi un courant externe de dépolariation ou de décharge.

En négligeant les phénomènes de recombinaison (électrons -trous), les équations de continuité pour les deux types de porteurs de charge s'écrivent, dans le cas général, de la manière suivante :

$$\text{div}(j_e) + e \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \dots \dots \dots (IV - 1)$$

$$\text{div}(j_h) + e \frac{\partial p}{\partial t} = 0 \dots \dots \dots (IV - 2)$$

Dans le cas unidimensionnelles ces deux équations s'écrivent :

$$\frac{\partial j_e}{\partial x} + e \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \dots \dots \dots (IV - 3)$$

$$\frac{\partial j_h}{\partial x} + e \frac{\partial p}{\partial t} = 0 \dots \dots \dots (IV - 4)$$

Ou les densités de courants dues aux électrons  $j_e(x, t)$  et aux trous  $j_h(x, y)$  sont :

$$j_e(x, t) = en(x, t)\mu_e F(x, t) - eD_e \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \dots \dots \dots (IV - 5)$$

$$j_h(x, t) = ep(x, t)\mu_h F(x, t) - eD_h \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} \dots \dots \dots (IV - 6)$$

Dans ces équations  $n(x, t)$  et  $p(x, t)$  représentent respectivement les concentrations d'électrons et de trous, 'e' la valeur de la charge électronique,  $\rho(x, t), F(x, t), j_t(t)$ , la charge totale, le champ local et la densité de courant totale respectivement,  $\mu$  la mobilité des porteurs de charge, 'D' leur coefficient de diffusion et  $F(x,t)$  le champ interne local. L'indice 'e' représente la composante des électrons et l'indice h celle des trous (hole).

La mobilité et le coefficient de diffusion sont liées par la relation d'Einstein :

$$D = k T \mu / e$$

Où  $k$  est la constante de Boltzmann et  $T$  la température absolue.

La densité de courant total externe est donnée par :

$$j_t(t) = j_e(x, t) + j_h(x, t) + \varepsilon \frac{\partial F(x, t)}{\partial t} \dots \dots \dots (IV - 7)$$

Et l'équation de poisson s'écrit dans le cas unidimensionnel :

$$\frac{\partial F(x, t)}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon} \{p(x, t) - n(x, t)\} \dots \dots \dots (IV - 8)$$

Où  $\varepsilon$  est la permittivité diélectrique du matériau.

La condition au limites de court-circuit d'un échantillon d'épaisseur  $d$  est donnée par :

$$\int_0^d F(x, t) dx = 0 \dots \dots \dots (IV - 9)$$

En tenant compte de la relation (IV - 9), l'intégration de la relation (IV-7) sur toute l'épaisseur nous donnera la densité de courant de décharge totale au cours du temps :

$$j(t) = \frac{1}{d} \int_0^d \{j_e(x, t) + j_h(x, t)\} dx \dots \dots \dots (IV - 10)$$

#### I-4-Méthode de résolution numérique :

Pour une distribution donnée de la charge d'espace dans le matériau à l'instant  $t=0$  de dépolarisation  $n(x, 0)$ ,  $p(x, 0)$ , déduite expérimentalement sur notre échantillon de PEN, on peut déduire les valeurs du champ électrique interne  $F(x, 0)$  à partir des équations

Ainsi que celles des densités de courant  $J_e(x, 0)$  et  $J_h(x, 0)$  à partir des équations

En utilisant la méthode des trapèzes pour intégrer numériquement l'équation (IV-10), on déduit la valeur du courant total à l'instant initial de dépolarisation  $J_t(0)$ .

A l'instant  $(t + \Delta t)$ , le calcul de la densité de courant total se fait après la détermination des valeurs de la densité de courant de conduction et du champ électrique, un développement limite du premier ordre permet d'écrire les équations :

$$n(x, t + \Delta t) = n(x, t) + \frac{\partial n(x, t)}{\partial t} \Delta t \dots \dots \dots (IV - 11)$$

$$p(x, t + \Delta t) = p(x, t) + \frac{\partial p(x, t)}{\partial t} \Delta t \dots \dots \dots (IV - 12)$$

$$F(x, t + \Delta t) = F(x, t) + \frac{\partial F(x, t)}{\partial t} \Delta t \dots \dots \dots (IV - 13)$$

Les équations (IV-3), (IV-4), (IV-7) permettent respectivement de calculer les dérivées

partielles par rapport au temps :  $\frac{\partial n(x,t)}{\partial t}$ ,  $\frac{\partial p(x,t)}{\partial t}$ ,  $\frac{\partial F(x,t)}{\partial t}$ .

$j_e(x,t + \Delta t)$  et  $j_h(x,t + \Delta t)$  sont alors évaluées à partir des équations (IV-5), (IV-6)

Ainsi nous avons calculé successivement les grandeurs :  $\rho(x,t)$ ,  $F(x,t)$ ,  $j_i(t) \Delta x$ .

### I-5-Conditions initiales :

Les dérivées partielles par rapport à x sont calculées par les méthodes des différences finies.

L'échantillon est en M=100 d'où un pas d'échantillonnage  $\Delta x=d/ M$ .

Nous avons choisi une forme analytique qui coïncide bien avec la distribution de charge obtenue expérimentalement pour un champ de 90 MV /cm

Les distributions initiales des électrons et des trous dont la somme est égale à la concentration de charge totale sont:

$$n(x, 0) = -2500 - b \cdot \sin(10^6 \cdot (x \cdot c)) \cdot \exp(-e \cdot x \cdot 10^6) \dots \dots \dots (IV -14)$$

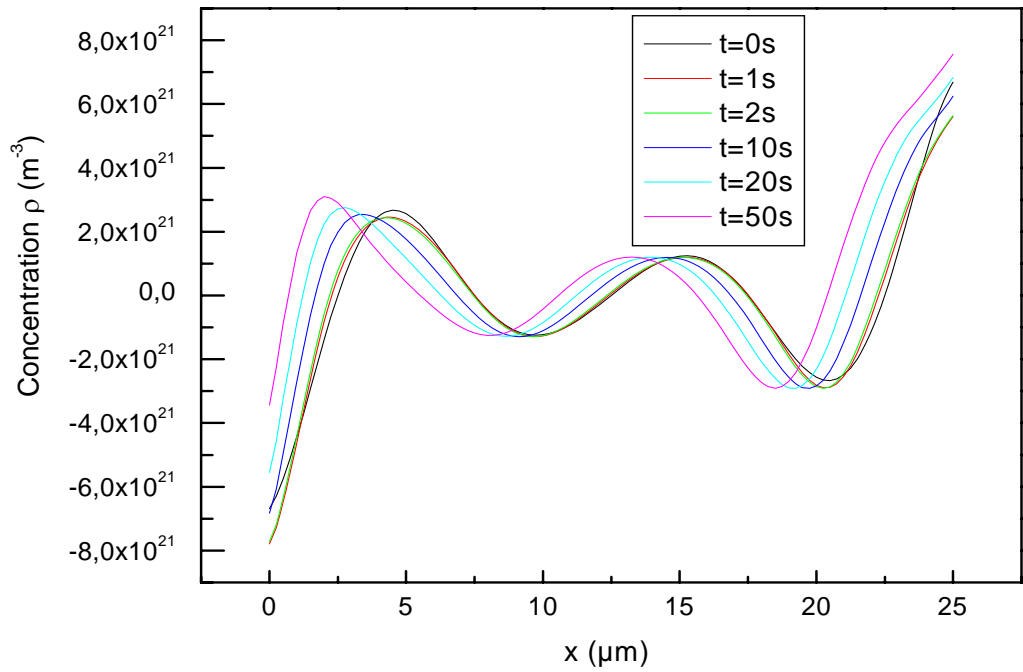
$$p(x, 0) = 2500 + b \cdot \sin(10^6 \cdot (d-x) \cdot c) \cdot \exp(-e \cdot (d-x) \cdot 10^6) \dots \dots \dots (IV -15)$$

ou :  $b=1062$        $c=0.66$ ,       $e=0.2$

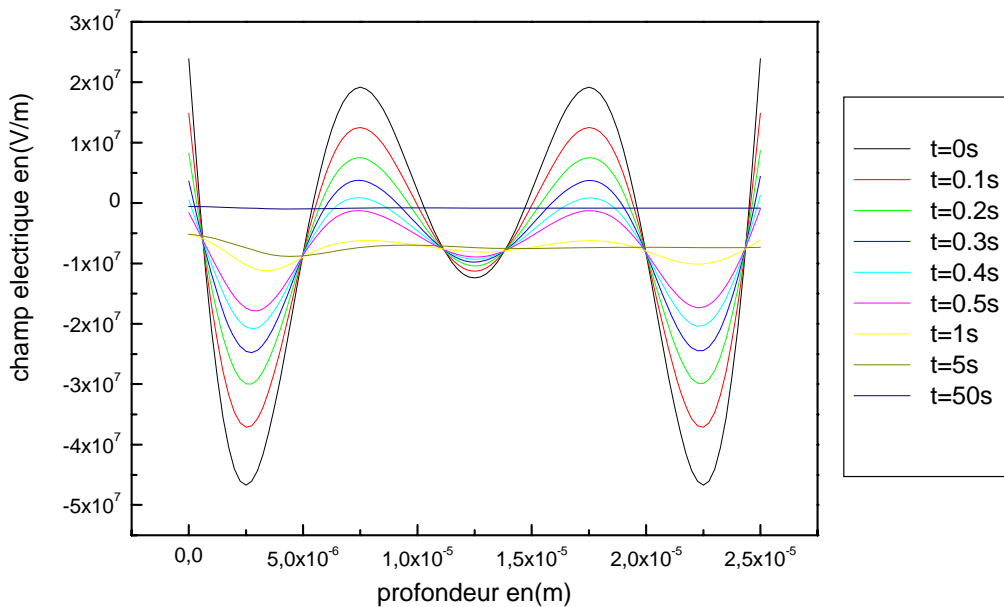
La figure (IV-4) nous montre que le courant de décharge est relativement important en valeur absolue et tend à diminuer rapidement à travers le temps, ce qui est en adéquation avec les travaux expérimentaux effectués dans notre laboratoire notamment par [29].

Sur la figure (IV-5) nous observons qu'après un temps d'environ 120 s le régime permanent commence à s'établir.

## I-6-Resultats :



**Figure(IV-1)** :-Evolution de la charge d'espace en fonction de la profondeur pour différents temps



**Fig. (IV-2)** Evolution du champ électrique en fonction de la profondeur pour différents temps

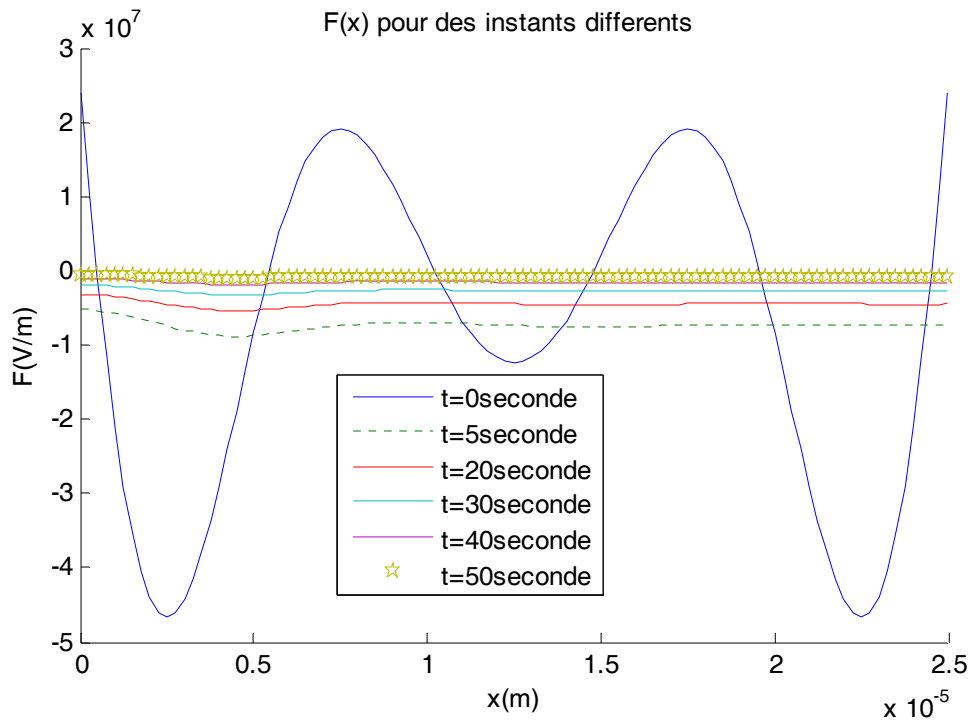


Fig. (IV-3) : Evolution du champ électrique en fonction de la profondeur pour différents temps.

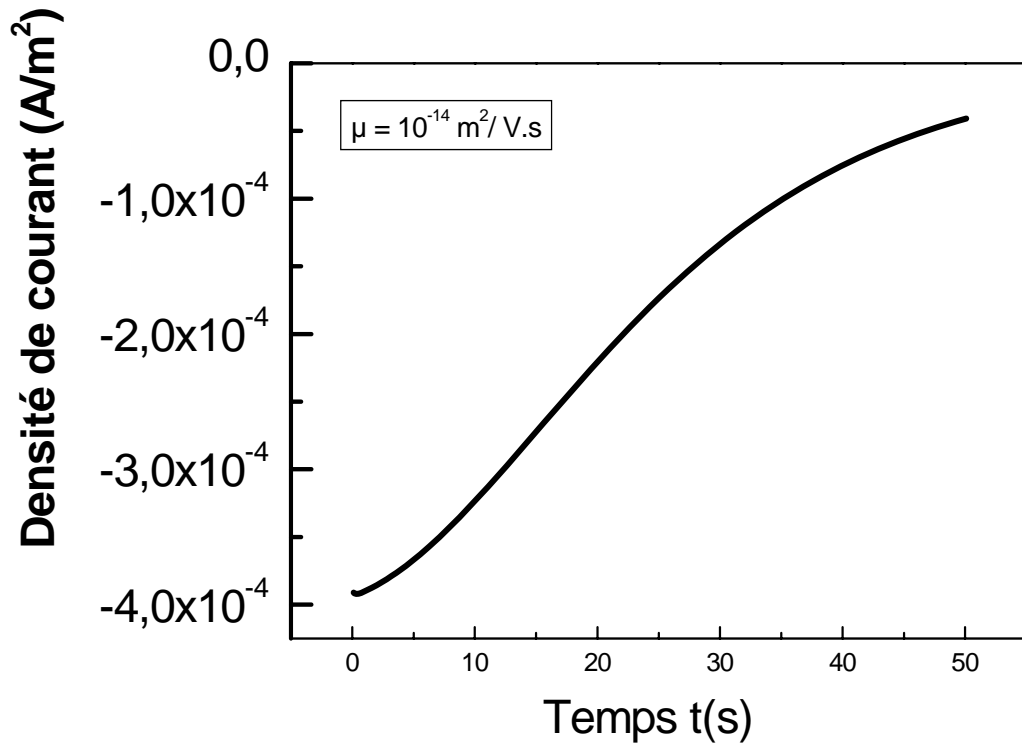


Fig (IV-4) : Courant de décharge  $d\hat{u}$  à une charge d'espace initiale

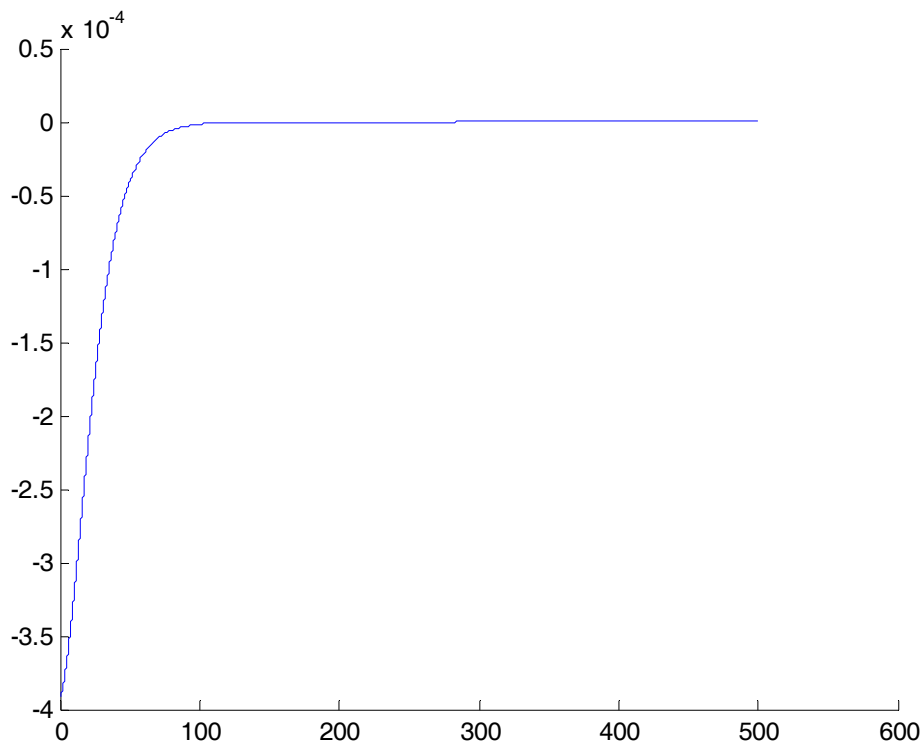


Fig.(IV-5) : Courant permanent de décharge  $d\hat{u}$  à une charge d'espace initiale



## I-7\_ : Influence de la mobilité des porteurs sur la densité de courant :

La figure (IV-6) montre que le régime permanent est atteint plus rapidement quand la mobilité des porteurs augmente ce qui peut s'expliquer par le fait que les porteurs se déplacent pour établir un équilibre dans leurs distribution dans l'échantillon est cela se réalise plus rapidement plus leurs vitesses est plus grande.

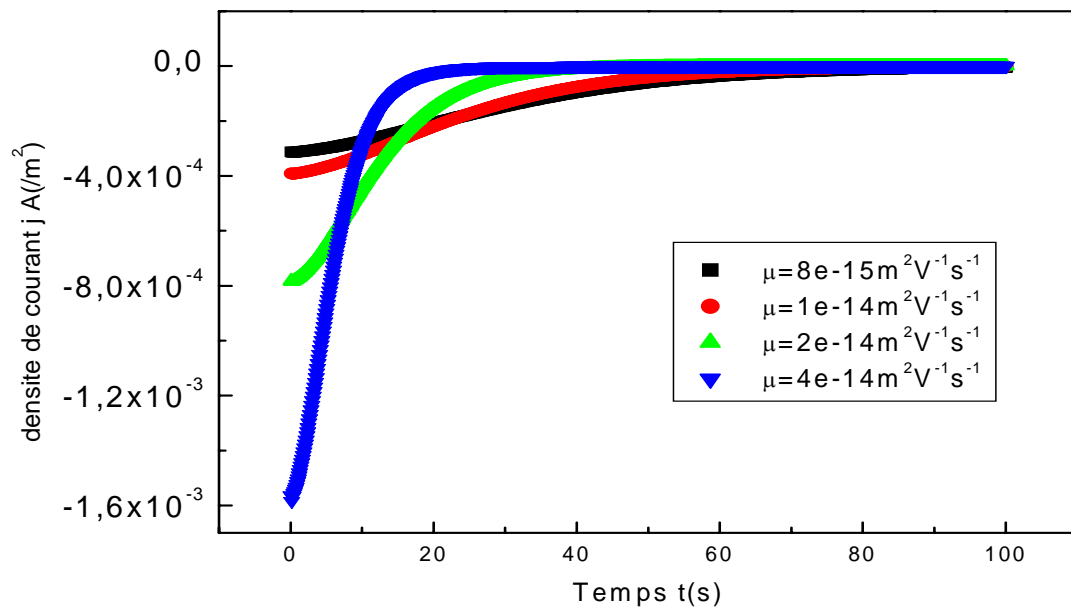


Fig. (IV-6) Variation de la densité de courant avec la mobilité dans le temps

## I-8-Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté un modèle pour le calcul de l'évolution de la charge d'espace.

Un programme MatLab avec la méthode des différences finies a été conçu. Nous avons établi le comportement du champ électrique avec la charge d'espace, les résultats obtenus sont en adéquation avec les travaux effectués dans ce sens [30].

Nous avons aussi obtenu le profil de la densité de courant électrique que nous avons comparé aux résultats expérimentaux obtenus au sein de notre Laboratoire des Diélectrique à la Faculté de Physique de l'USTHB.

# I-Modélisation des courants de charge électrique

## IV-1-Injection d'homo charges à une électrode :

Nous allons étudier l'évolution de  $J(t)$  dans le cas simple d'un diélectrique sans pièges, l'échantillon est pourvu de contacts injectant.

Le courant d'injection à la cathode dépend du champ à l'électrode injectrice et est de la forme :

$$j_e(t, 0) = A_i \cdot \exp\left(q \cdot \frac{\sqrt{(F(t,0)/4 \cdot \pi \cdot \epsilon)}}{KT}\right) \dots\dots\dots (IV-16)$$

Ou :  $A_i$  est le coefficient d'injection.

La méthode de calcul et les équations sont les mêmes que celles utilisées pour le calcul de la décharge sauf l'équation de la condition au limites de court-circuit :

$$\int_0^d F(x, t) dx = 0 \quad \text{devient :} \quad \int_0^d F(x, t) dx = V_a = F_a d \dots\dots\dots (IV-17)$$

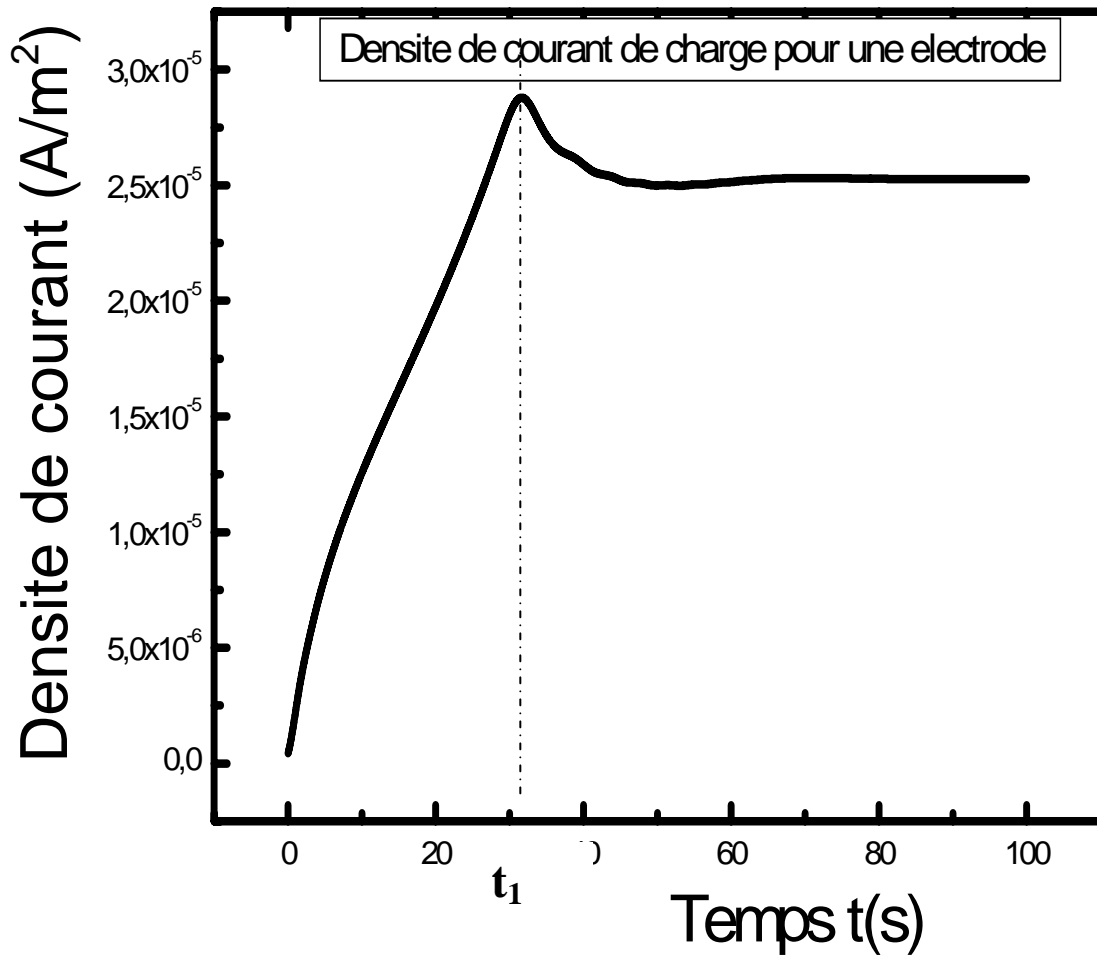
Le feuillet de charge  $Q$ , initialement prêt de la cathode, atteindra l'autre électrode (l'anode) au bout d'un temps  $t_0$  donné par l'intégrale :

$$d = \int_0^{t_0} \mu F dt \quad : \quad \text{soit} \quad t_0 = \frac{d^2}{\mu W} \quad (IV-18)$$

La figure (IV-7) représente la densité de courant en fonction du temps  $J(t)$ .

La courbe présente les caractéristiques suivantes:

- Un courant instantané  $J_0$  à  $t=0$ .
- Un accroissement monotone du courant jusqu'à une valeur maximale  $J_1$  au temps  $t_1 < t_0$ .
- Un changement de pente discontinu puis une décroissance du courant (point anguleux).
- Un décroissement du courant jusqu'à une valeur légèrement inférieure au courant permanent.
- Atteinte du courant permanent après un temps  $t = 2 t_0$ .
- Ces résultats ont déjà été obtenus par Many et Rakavy.

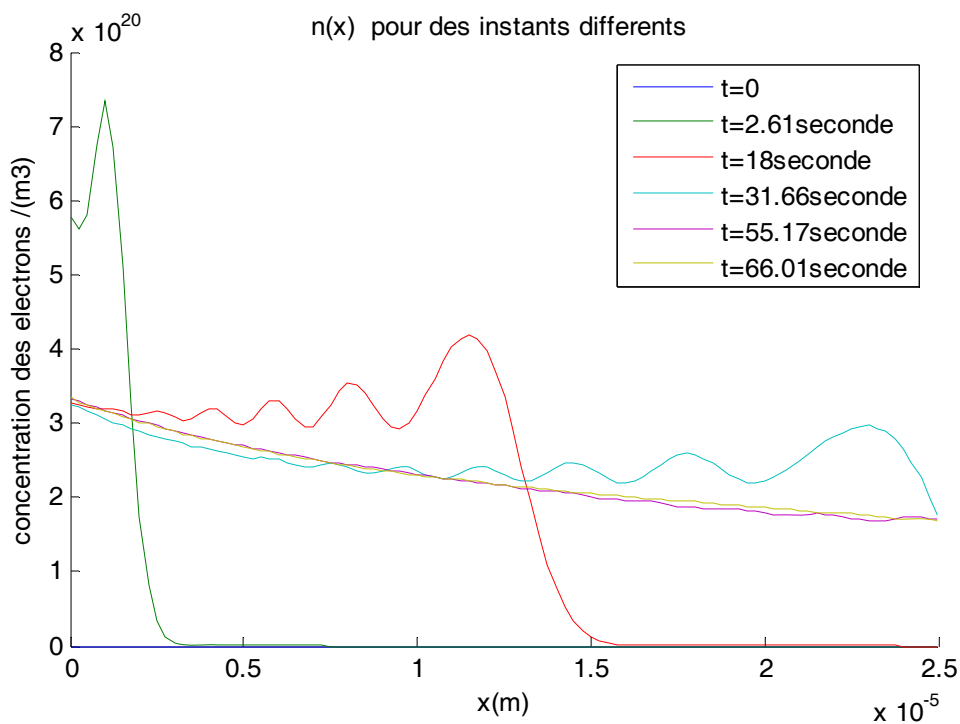


**Fig. (IV -7) Courant dû au déplacement d'une charge importante (sans piège) en fonction du temps**

-Nous remarquons que la distribution des électrons a travers l'échantillon se fait au fur et a mesure dans le temps.

-Dans la figure (IV-8) nous remarquons qu'à l'instant  $t=31$ s ou la concentration des électrons a la cathode devient importante correspond a l'instant  $t_1$  de la courbe de la densité de courant sur la figure (IV-7).

- Quand la concentration des électrons dans l'échantillon devient presque uniforme sur la figure (IV-8) a l'instant  $t=2t_0=66$ s le courant permanent est atteint sur la figure (IV-7).



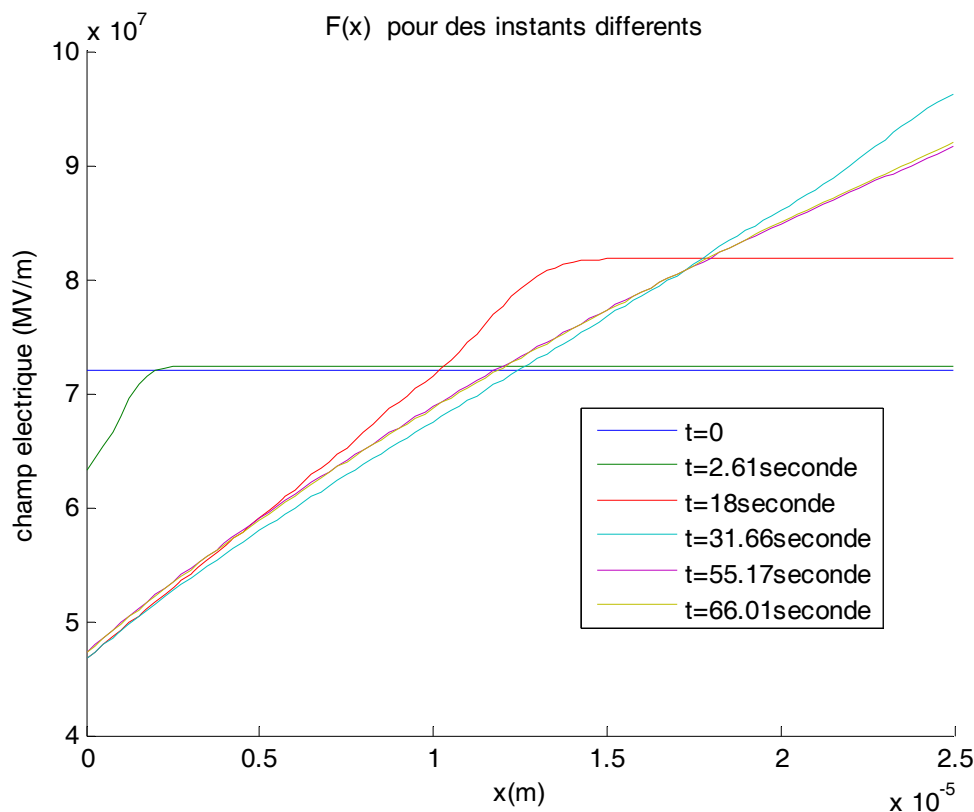
**Figure (IV-8)** Distribution des électrons dans l'échantillon pour des temps différents

- L'évolution du profil du champ au cours du temps est illustré par la figure (IV-9).

À l'instant initial ( $t=0$ ) le champ est uniforme et égal au champ appliqué. Au fur et à mesure que le temps s'écoule, il diminue au niveau de la cathode et augmente au niveau de l'anode. Tant que la charge d'espace n'a pas encore atteint l'électrode opposée, le champ présente deux régions : l'une de pente positive et l'autre stable, c.à.d un champ croissant jusqu'à une certaine profondeur et un champ uniforme dans le reste du matériau.

Le point de jonction correspond à la profondeur de pénétration de la charge. Par exemple, à  $t=18$ s la charge arrive au milieu de l'isolant. Ceci est confirmé par la courbe figure (IV-8), au même instant.

Lorsque le front de charge arrive à l'électrode opposée, ici à  $t=31$ s, le champ ne présente plus de région uniforme. À partir de cet instant il va tendre vers une évolution linéaire dans toute l'épaisseur comme c'est le cas à  $t=66$ s. Ceci peut s'expliquer par l'équation de Poisson (IV-8) dans laquelle on considère une charge d'espace uniforme. En effet la figure (IV-8) montre que la charge tend à s'uniformiser au cours du temps.



**Figure (IV-9) :** Champ électrique dans l'échantillon pour des temps différents

## IV-2-Injection d'homo charges à deux électrodes :

Dans cette partie, nous considérons le cas de l'injection d'homo charges au niveau des deux électrodes, ou injection bipolaire. Les équations sont celles données dans le cas précédent, auxquelles s'ajoute l'équation aux limites au niveau de la deuxième électrode, c. à.d une électrode injectant de type schottky. La méthode de calcul est conservée.

Dans l'hypothèse symétrique on considère les mêmes valeurs des constantes d'injection aux deux électrodes, réunis dans le paramètre  $A_i$ , et des porteurs de mêmes mobilités  $\mu_e = \mu_p$ .

Il est vrai que dans la réalité les niveaux d'injection sont généralement différents à l'anode et la cathode et les mobilités des électrons et des trous ne sont pas identiques.

Cependant nous avons délibérément considéré cette hypothèse afin de ne prendre en compte que l'effet de l'injection bipolaire par rapport à l'injection unipolaire et donc d'éviter l'effet des autres paramètres.

La résolution numérique de ces équations permet d'obtenir le courant  $J(x, t)$  en tout point du matériau à chaque instant et par la suite, la valeur du courant externe  $J(t)$ .

Les valeurs sont rapportées dans la Figure (IV-10), où l'on constate une augmentation de la densité de courant avec un changement de pente...

La Figure (IV-11) représente l'évolution au cours du temps du profil du champ électrique  $F(x)$ .

Deux observations peuvent ressortir de ces résultats :

D'une part on constate un abaissement du champ près des électrodes et un accroissement de ce dernier dans le volume du matériau. Ceci est la signature des homo charges.

D'autre part on constate un profil symétrique du champ électrique aux deux électrodes.

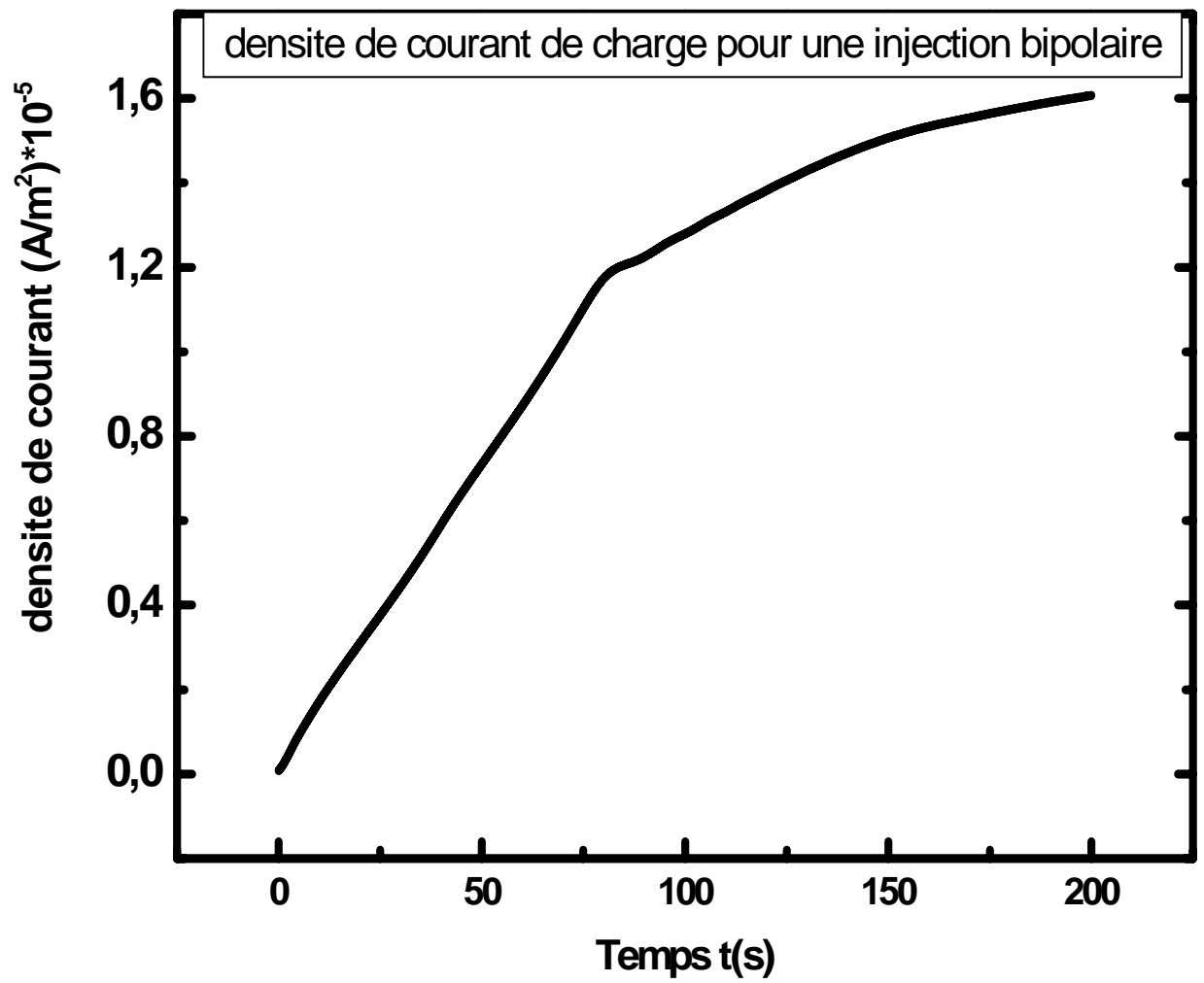
Tant que les fronts de charge de signes contraire ne se sont pas encore rencontrés, le champ reste uniforme dans la zone entre les deux fronts situés en  $(x_0)$  et  $(d-x_0)$ . Ceci est vérifié jusqu'à environ 40s comme le montrent les figures (IV-12) et (IV-13). Au delà de cet instant, par exemple à  $t=50s$ , on observe une allure différente du champ avec la présence de deux petits pics à une profondeur de  $10\mu m$  de chaque cote de l'isolant. Puis, à partir de  $t=80s$ , l'allure change pour ne plus présenter qu'un seul pic, situé au milieu de l'échantillon. Ceci est illustré par les courbes  $F(x)$  à  $t=100s$  et  $200s$ . il faut signaler que ce changement de comportement de  $F(x)$  a lieu au même temps que le changement de pente de la courbe  $J(t)$  c.à.d à  $t=80s$ .

Il faut aussi noter que, dans cette deuxième phase, l'évolution du champ est contraire à celle de la phase initiale. En effet, on constate un réaccroissement du champ près des électrodes et une rediminution dans le volume, pour tendre vers une valeur unique, qui celle du champ appliqué. Ce qui conduit à une uniformisation du champ dans tout le matériau. Ceci est illustré par la courbe à  $t=200\text{s}$  en figure (IV-11), où l'on approche de la fin du régime transitoire. Ce comportement est confirmé par l'allure de la densité de courant figure (IV-10), qui tend à se stabiliser à la valeur du courant permanent.

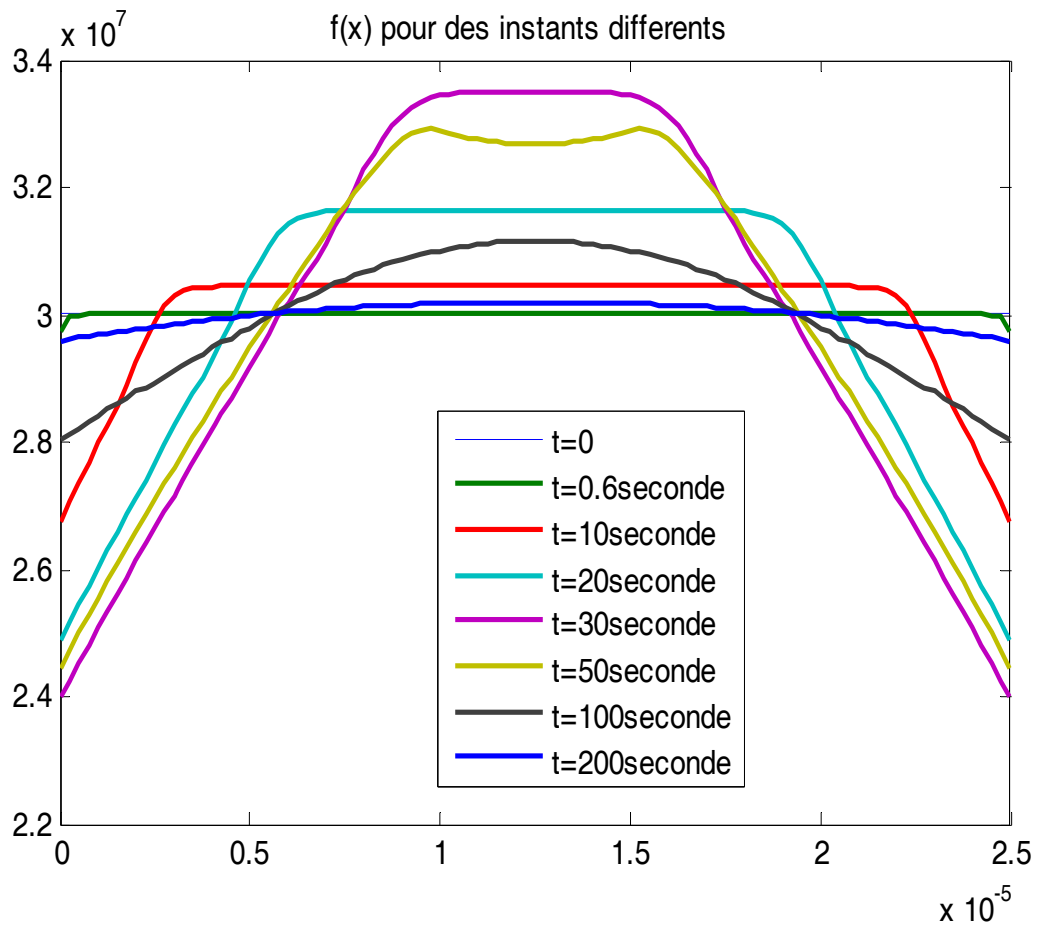
Les figures (IV-12) et (IV-13) représentent l'évolution au cours du temps, de la répartition dans le matériau des charges d'espace positives et négatives respectivement.

Les homocharges positives sont injectées au niveau de l'anode en  $x = d$ , et les homocharges négatives à la cathode en  $x = 0$ . Au cours du temps les charges pénètrent progressivement dans l'isolant jusqu'à atteindre l'électrode opposée à même instant  $t=80\text{s}$ . Au delà de ce temps les densités de charges deviennent uniforme dans tout le matériau, ce qui conduit à une densité de charge totale nulle.

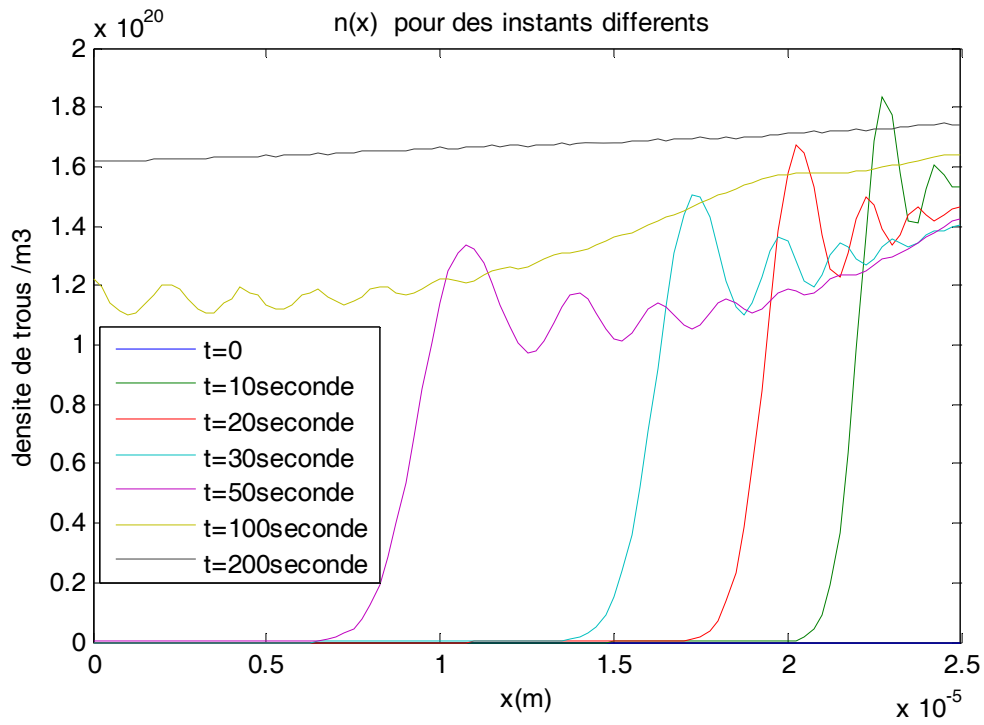




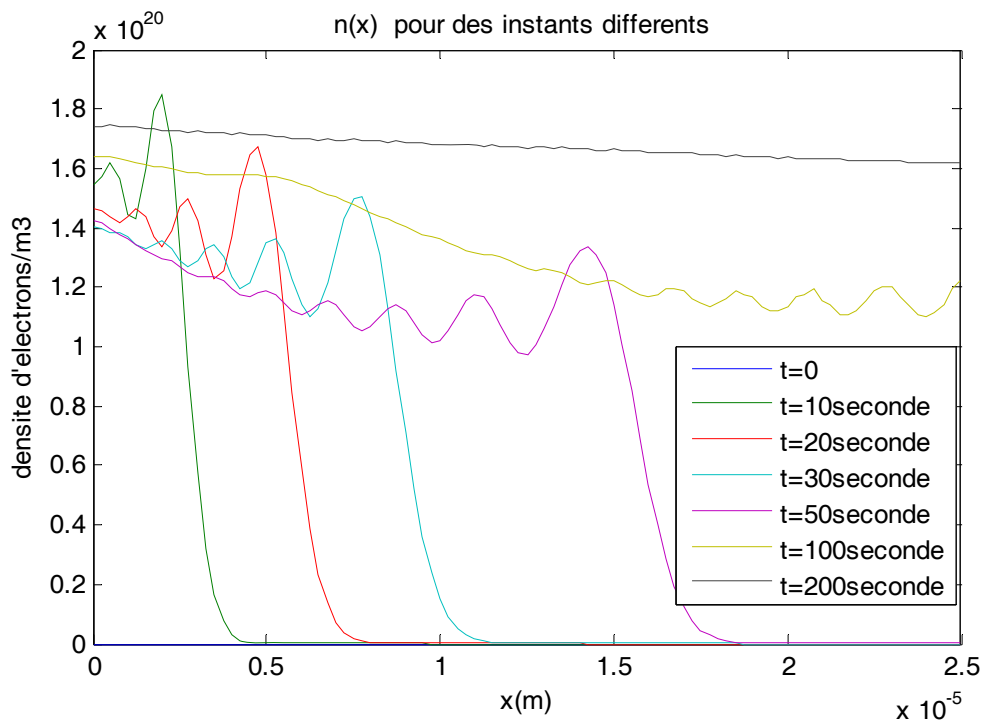
**Figure (IV-10) :** densité de courant de charge pour une injection bipolaire



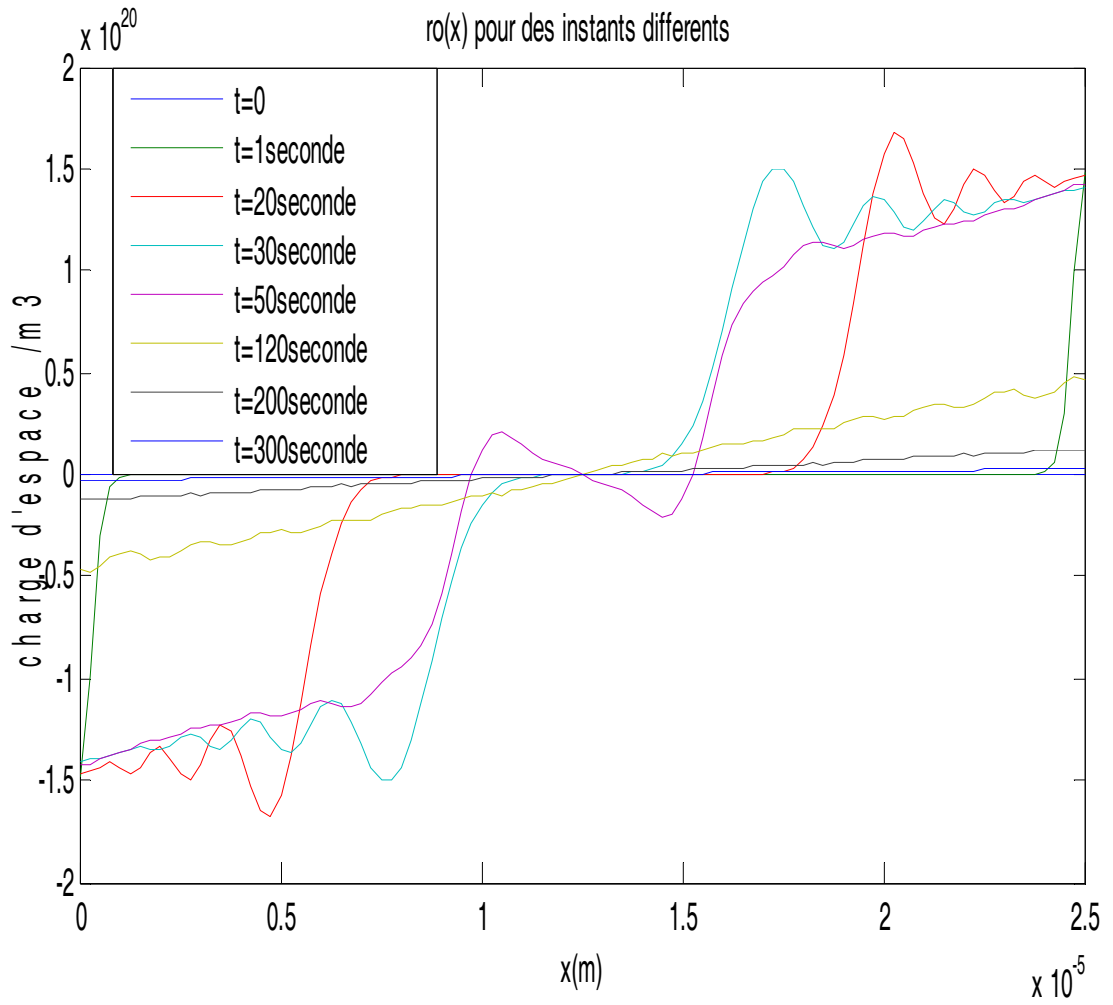
**Figure (IV-11) :** profil du champ électrique a différents temps de charge



**Figure (IV-12) : Concentrations  $p(x)$  des trous dans l'échantillon**



**Figure (IV-13) : Concentrations  $n(x)$  des électrons dans l'échantillon**



**Figure (IV-14) :- concentration de la charge d'espace totale dans l'échantillon**

## Chapitre V :

---

# **Théories sur le claquage Diélectrique dans les isolants solides**

---

## V - I-1-Introduction :

Le claquage ou rupture diélectrique est un changement d'état qui se manifeste par la perte de la propriété isolante d'un matériau d'une façon subite ou graduelle, lorsque celui-ci est soumis à un champ électrique intense.

Ce phénomène s'accompagne souvent par la formation d'une ou plusieurs zones de conduction (micros courts-circuits) dans l'échantillon, ce qui engendre l'augmentation du courant de fuite qui devient si important qu'il cause la destruction irréversible de la structure de l'isolant. Cette destruction prend la forme d'une ou plusieurs perforations (trous de dimensions allant de 0.1 à 0.5 mm de diamètre) causées soit par évaporation soit par fusion de la matière.

En pratique le claquage peut être causé par plusieurs processus différents pouvant agir soit simultanément soit séparément parmi lesquels on distingue :

– Les processus d'origine électrique, comme la génération de charge dans le matériau. Ces charges proviennent des électrodes (par injection) ou par dissociation d'espèces ioniques contenus dans le matériau.

– Processus d'origine thermique. A l'origine il existe un phénomène électrique conduisant à un échauffement excessif du matériau.

– Processus dû à des effets parasites, il s'agit de défauts dans le matériau sous forme d'inclusions solides ou gazeuses qui provoquent une distorsion du champ.

– Processus électromécanique sous l'action d'un champ électrique, le matériau de permittivité est soumis à une pression électrostatique qui a tendance à rapprocher les électrodes et donc d'exercer une contrainte de compression sur le matériau.

La rupture diélectrique est donc une phase ultime résultant d'une chaîne de phénomènes complexés qui peuvent durer de quelques fractions de secondes à quelques années.

Le champ de claquage ou de rigidité diélectrique est une caractéristique importante des matériaux isolants et c'est le champ appliqué atteint quand la destruction du matériau s'amorce, il est défini par le rapport de la tension de claquage sur l'épaisseur de l'échantillon.

### V-1-1 -Caractères généraux du claquage :

#### **Brusque**

Le claquage diélectrique est un phénomène qui apparaît brusquement. Le temps de formation est souvent inférieur à la microseconde.

#### **Irréversible**

Le claquage possède un caractère irréversible. Tant que la tension reste appliquée, même

réduite l'état conducteur persiste.

### **Non reproductible**

Les mesures de champ de claquage faites dans les mêmes conditions semblables que possible donnent des valeurs très dispersées

### **Localisé**

Le claquage est un phénomène localisé qui n'affecte qu'une partie de l'isolant. La partie saine conserve ses propriétés isolantes.

### **Dépendant de plusieurs paramètres physiques**

Le claquage diélectrique dépend de paramètres physiques comme la température, la pression, la tension et son temps d'application, la conductivité électrique et/ou thermique, la pureté du matériau, la nature des électrodes et leurs géométrie, etc.

## **V-I-2 : Claquage électronique :**

### **V-I-2 -1 /Claquage intrinsèque :**

Les théories du claquage intrinsèques traitent l'énergie d'équilibre des électrons. Elles sont basées essentiellement sur deux hypothèses :

- l'approximation du déplacement d'un seul électron soumis à un champ électrique.
- la densité des électrons de conduction doit être faible pour que seul le champ appliqué et les interactions avec le réseau influent sur le mouvement des électrons de conduction.

Dans ces conditions et d'après le principe de conservation de l'énergie le bilan énergétique des électrons est donné par :

$$A_g (F, T, \alpha) = B_t (T, \alpha) \dots\dots\dots (V-1) \text{ Ou } A_g \text{ est le gain d'énergie}$$

des électrons qui dépend du champ appliqué  $F$  et de la température  $T$ , et  $B_t$  est la quantité d'énergie transférée par les électrons au réseau, dépendant aussi de la température  $T$ .

Le claquage intrinsèque a lieu lorsque l'équilibre énergétique des électrons de conduction, illustré par l'équation précédente est rompue en faveur de  $A_g$ .

Les différents modèles de distribution en énergie des électrons de conduction, ainsi que les différents mécanismes de transfert de cette énergie au réseau, ont donné lieu à plusieurs interprétations à ce type de claquage.

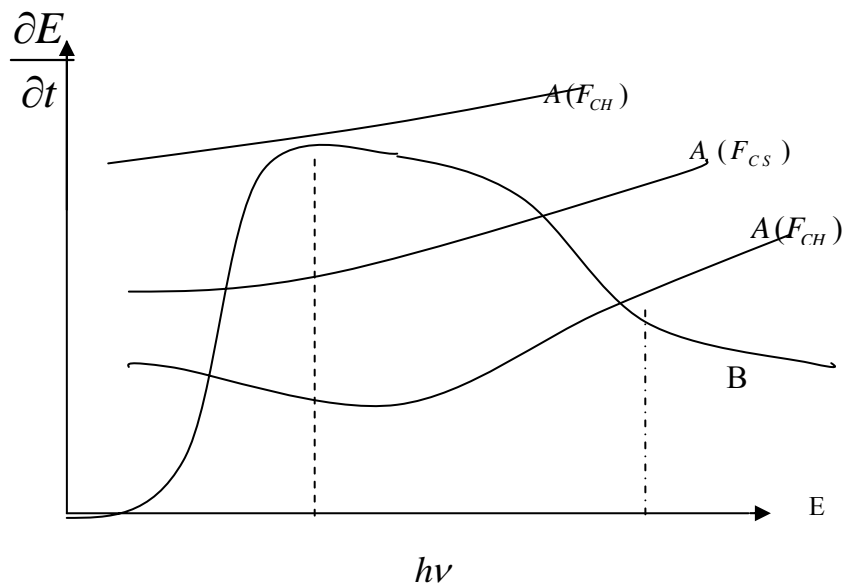
Von Hoppel [32], dans son critère de basse énergie, considère que le champ de claquage  $F_H$  est atteint quand le gain d'énergie ( $\alpha = E_M$ ) des électrons excède le maximum de perte d'énergie avec le réseau. Cette situation critique suivie par une accélération des électrons qui

acquièrent une énergie d'ionisation  $E_i$  conduisant au claquage a moins que les ionisations soient compensées par les recombinaisons. C'est la condition pour laquelle les courbes A et B se touchent. Figure (1).

Dans le critère de haute énergie, Frohlich [33] ne tient pas compte du comportement du moyen des électrons, mais il stipule que le claquage n'est déterminé que par les électrons ayant une énergie voisine de l'énergie d'ionisation ( $\alpha = E_i$ ), le champ de claquage de Frohlich  $F_H$  est montré sur la figure (1). La situation critique réside dans le déséquilibre entre les collisions de recombinaison et collisions ionisantes.

O'Dwyer [5] affirme que pour calculer la distribution des électrons permanents, l'ensemble des processus de recombinaison et d'ionisation doivent être pris en compte ainsi que les effets dus au champ appliqué et aux collisions avec le réseau, et cela en montrant qu'il peut exister un état dans lequel le nombre d'électrons libre reste constant bien que la perte d'énergie ne soit plus égale au gain d'énergie, par exemple les collisions ionisantes peuvent augmenter le nombre d'électrons, mais celui-la est équilibré par les recombinaisons radiatives. Par conséquent une partie du gain en énergie est perdue sous forme d'émission de lumière gardant ainsi le nombre d'électrons libres constant.

La figure (1) illustre le tracé des courbes du gain A et de la perte B en énergie d'un électron fonction de l'énergie de l'électron E



**Fig. (V-1) :** courbes illustrant les gain et perte d'énergie



Les deux champs critiques de Von Hoppel et de Frohlich sont donnés par inuishi [34] comme suit :

$$F_H = \frac{ch\nu}{e\lambda_m} \dots\dots\dots (V-2)$$

$$F_F = \frac{h\nu}{E_i} \dots\dots\dots (V-3)$$

C : constante ( $\approx 1$ ).

$\lambda_m$  : Libre Parcours moyen de l'électron

En général les approches théoriques du claquage intrinsèque traitent l'instabilité des électrons dans un diélectrique considère, soumis a un champ uniforme sans tenir compte de la façon dont la tension est appliquée, ces théories prédisent un champ électrique indépendant de la géométrie de l'électrode et de l'épaisseur de l'échantillon .

Néanmoins, la possibilité de l'existence d'une forte densité d'électrons libre entraînant les collisions électrons -électrons, qui peuvent être prédominantes, reste le principal point de discussion pour cette théorie.

### V-I-2 -2 /Claquage par avalanche :

La théorie a été présente par Seitz [35] qui considère qu'a cause des fluctuations dans la distribution des électrons, certains électrons peuvent ne pas subir une perte d'énergie et seront accéléré jusqu'à atteindre l'énergie d'ionisation, le coefficient d'ionisation est :

$$\alpha_e = \frac{1}{\lambda_e} \exp\left(\frac{-h\nu}{e\lambda_e F}\right) \dots\dots\dots (V-4)$$

Le taux critique d'ionisation dans l'avalanche est atteint après 40 générations d'ionisations primaires, il est donné par :

$$\alpha_e d = 40 \dots\dots\dots (V-5) \text{ 'd' est la distance totale parcourue}$$

par les ionisations successives depuis l'électron initial émis par la cathode jusqu'à l'avalanche qui contient  $\exp.(\alpha_e d)$  électrons.

Le claquage a lieu lorsque l'énergie totale de l'avalanche excède l'énergie requise pour la destruction du réseau limite par le volume de l'avalanche.

O'dwyer a calculé le champ critique qui s'écrit comme suit :

$$F_{cs} = \frac{E_i}{e \lambda_e \log\left(\frac{d}{40\lambda_e}\right)} \dots\dots\dots (V-6)$$

Si la densité des électrons de conduction est suffisamment générale, les collisions électron-électron vont empêcher les électrons d'atteindre l'énergie d'ionisation ce qui provoque l'arrêt de la multiplication de l'avalanche. Par conséquent cette théorie n'est applicable que pour les matériaux dont le libre parcours moyen est tel que l'électron accéléré gagne suffisamment d'énergie entre deux collisions pour provoquer une ionisation et pour les échantillons dont l'épaisseur est grande devant le libre parcours moyen.

**V-I-2 -3 /Claquage par émission de champ :**

D'après l'équation déduite à partir de la théorie de claquage par avalanche, le champ de claquage est inversement proportionnel au libre parcours moyen de l'électron et augmente avec la diminution de l'épaisseur de l'échantillon et ceci caractérise aussi les échantillons minces de matériaux comme les jonctions P-N des semi conducteurs ou bien dont le libre parcours moyen est petit, comme les liquides ou les solides amorphes.

Dans ces deux cas et sous l'influence d'un champ élevé, la majorité des électrons sont des électrons tunnels et sont émis soit :

- A partir de la bande de valence vers la bande de conduction par effet tunnel. Zener [36] a illustré cette théorie et a calculé la probabilité de passage d'un électron de la bande valence à la bande de conduction, l'expression de cette probabilité est :

$$P = \frac{eF \lambda}{h} \exp\left(\frac{\pi^2 m \lambda E_i^2}{heF}\right) \dots\dots\dots (V-7 )$$

$\lambda$  : est la distance inter site et  $h$  : est la constante de planck.

Cette expression ne nous donne qu'un ordre de grandeur du champ critique. Pour que la probabilité de passage soit maximum, il faudrait des champs de quelques dizaines de MV/cm.

• Soit à partir du métal de l'électrode. Et pour donner un critère pour l'avalanche par émission de champ, Franz [37] utilisa la théorie du claquage thermique impulsif. Si l'effet de l'interaction coulombienne entre un électron émis et un trou de la bande de valence est pris en compte, la probabilité de transition s'écrit :

$$P = 10^{-7} F^{10/3} \exp\left(4.10^{-7} \sqrt{\frac{m^*}{m}} \frac{\sqrt[3]{E_i}}{F}\right) \dots\dots\dots (V-8)$$

Et le champ de claquage est donné par :

$$F_c = \frac{4.10^{-7} \sqrt{\frac{m^*}{m}} \sqrt[3]{E_i}}{\log\left(\frac{e \mu 10^{-7} F_c^{10/3} N_v t_c}{2C_v (T_m - T_0)}\right)} \dots\dots\dots (V-9)$$

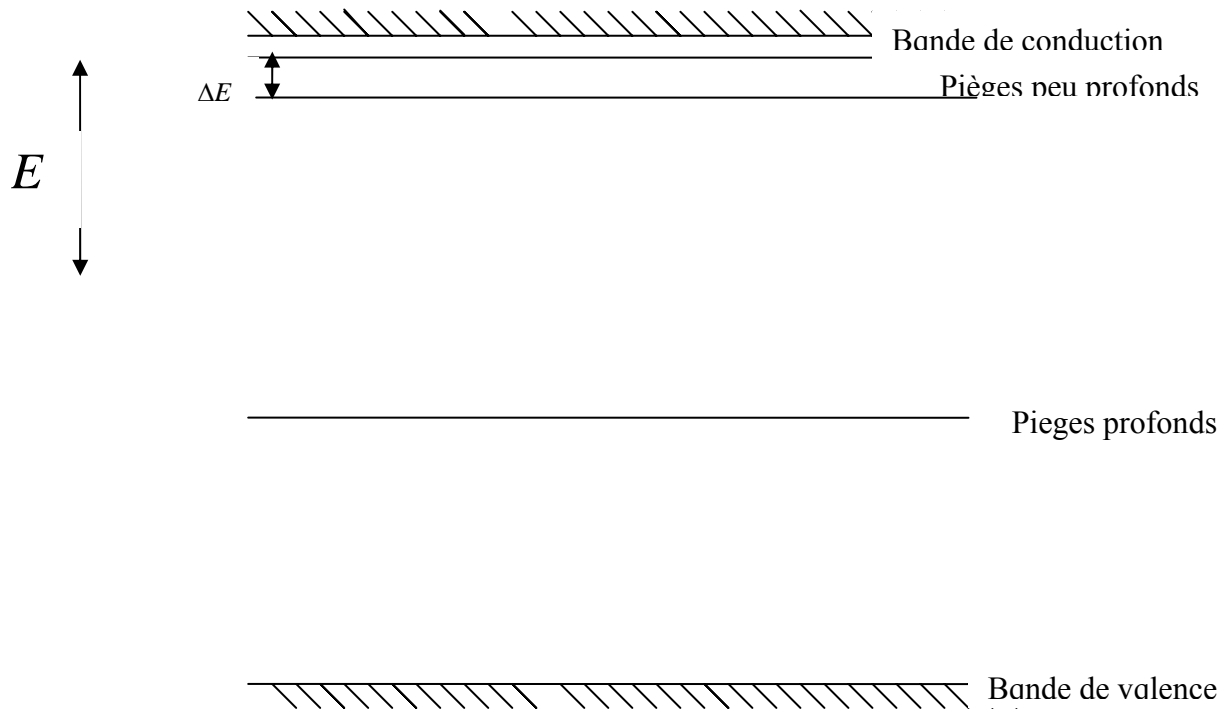
$\mu$  est la mobilité de l'électron,  $N_v$  est la densité des électrons dans la bande de valence,  $t_c$  est le temps au bout duquel  $T_c$  est atteint.

L'équation n'est valable que si  $F_c T_c \ll \frac{d}{\mu}$  ou 'd' est l'épaisseur de l'échantillon.

Dans ces deux cas de claquage la rigidité électrique est étroitement liée à la température et à l'épaisseur de l'échantillon.

### V-I-2 -4/Claquage de Frohlich :

Pour expliquer la dépendance de la rigidité avec la température, Frohlich a présenté sa théorie sur le claquage thermique d'origine électronique. Ces calculs sont basés sur l'hypothèse des niveaux d'énergie illustrés sur la figure (V-2).



**Fig. (V-2) :** modèle de Frohlich pour un diélectrique amorphe

Les électrons de conduction sont issues des impuretés donneurs de pièges profonds situés dans la bande interdite. Il existe aussi une bande d'énergie  $\Delta E$ , juste en dessous de la bande de conduction, où se situent les pièges peu profonds. D'où on a l'inégalité suivante :

$$E \gg \Delta E \gg KT \dots\dots\dots (V-10)$$

Les grandes lignes de cette théorie sont dans [38]

1• les électrons générés par les collisions électron -électron sont plus prédominants que les électrons générés par les électrons électron -réseau, parce que les interactions entre les électrons de conduction et les électrons des états localisés sont si fortes que leur température est identiques.

2• quand un champ électrique est appliqué, l'énergie transférée par l'électron de conduction à un électron du réseau est :

$$A = N_0 \exp\left(\frac{-E}{KT_e}\right) e \mu_e F^2 = \sigma F^2 \dots\dots\dots (V-11)$$

$N_0$  : Est la densité effective des états dans la bande de conduction

$\mu_e$  : La mobilité des électrons dans les états non localisés dans la bande de conduction.

E : Bande d'énergie entre le niveau de fermi et l'intérieur de la bande de conduction.

L'énergie A est directement transférée aux électrons des états localisés les ramenant ainsi aux états localisés excités.

3• selon frolich l'énergie perdue dans le réseau est :

$$B = N \left(\frac{h\nu}{\tau}\right) \exp\left(\frac{-\Delta E}{KT_e}\right) \exp\left(\frac{h\nu}{KT_e} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e}\right)\right) \dots\dots\dots (V-12)$$

Où  $\tau$  est le temps entre les collisions des électrons avec les phonons.

4• quand on a l'inégalité  $A \geq B$  la situation critique s'amorce, ainsi la température de l'électron ne peut être stable. Le champ critique est donné par :

$$F_c = C \exp\left(\frac{\Delta E}{2KT_e}\right) \dots\dots\dots (V-13)$$

C : est une constante dépendant de la température.

Cette théorie a été critiquée sur deux points de vue :

- la possibilité d'avoir une forte émission de champ à partir des pièges peu profonds
- C'est l'idéalisation excessive de la structure des électrons qui peut être difficile à maintenir pour représenter la structure électronique des polymères

### V-I-2 -5/ Effet de la charge d'espace :

Les charges d'espace peuvent être générées soit par des collisions ionisantes, soit par une migration d'ions.

En supposant que la mobilité des électrons de conduction est beaucoup plus grande que celle des trous et que le courant n'est dû qu'aux électrons, ceci nous impose la condition suivante :

$$\frac{n\mu_n}{p\mu_p} \gg 1 \dots\dots\dots (V-14)$$

Dans ce problème les caractéristiques d'émission à la cathode doivent être connues, le courant à la cathode doit être d'origine électronique.

En supposant une émission du type schottcky :

$$j = j_0 \exp\left(-\frac{\phi - (e^3 F / 4\pi\epsilon)^{1/2}}{KT}\right) \dots\dots\dots (V-15)$$

Un critère peut être donné pour déterminer si le claquage est d'origine thermique ou dû à une charge d'espace suivant l'épaisseur de l'échantillon.

$$d_c = \frac{F_c \mu_p \mu_n \epsilon H^3 \lambda_e}{KT_0^2} [\phi - (e^3 F / 4\pi\epsilon)^{1/2}] \dots\dots\dots (V-16)$$

Avec :

$$H = \frac{E_i}{\lambda_e e} \dots\dots\dots (V-17)$$

Si  $d \leq d_c$  : le claquage devrait être d'origine thermique.

Si  $d \geq d_c$  : le claquage devrait être développé à l'aide de la charge d'espace.

### V-I-3: Claquage mécanique:

#### V-I-3-1 :Claquage

##### électromécanique :

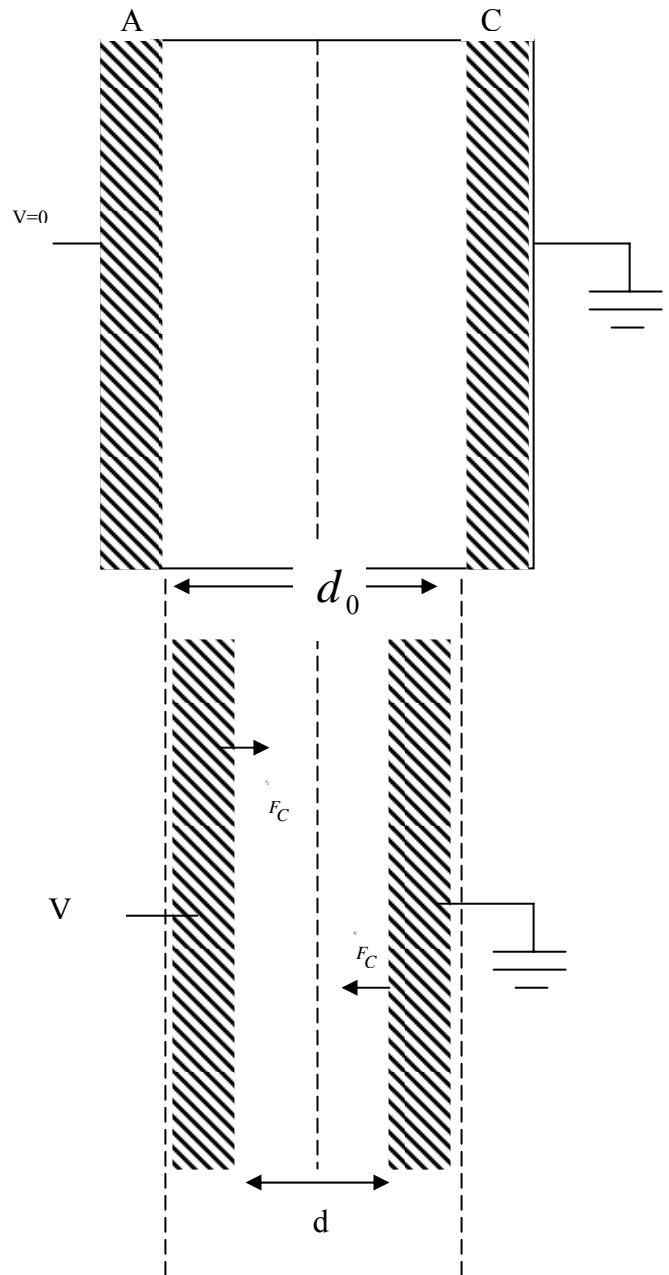
L'application d'une différence de potentiel aux bornes d'un échantillon va causer des contraintes électromécaniques sur le matériau qui sont dû à l'attraction mutuelle par les forces coulombiennes des deux électrodes qui portent des charges opposées. Ces contraintes se manifestent sous formes de forces de compression qui provoquent la diminution de l'épaisseur de l'échantillon.

Pour première approximation, on admet que le volume de l'échantillon reste constant, du fait que la diminution de son épaisseur est suivie par l'augmentation de sa surface

$$\text{Soit: } S_0 d_0 = S d$$

La force coulombienne d'attraction est déduite à partir de la variation de l'énergie emmagasinée dans le condensateur de capacité :  $C = (\epsilon_0 \epsilon_r S_0 / d)$

que constitue la système forme par l'échantillon et les deux électrodes.



**Fig. (V-3) :** déformation due a l'application de la tension

$$F_{coul} = (\partial E_{em} / \partial d)_{v=cte} = \frac{\partial}{\partial d} (CV^2 / 2)_{v=cte} \dots (V-18)$$

A partir de l'équation précédente on déduit la pression électromécanique :

$$P_{em} = \frac{F}{S_0} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r \left(\frac{v}{d}\right)^2 \dots (V-19)$$

Par la loi de Hooke on peut déduire la contrainte mécanique, si on a une épaisseur initiale  $d_0$

alors: 
$$P_m = -Y \int_{l=d_0}^{l=d} \frac{\partial l}{l} = Y \log\left(\frac{d_0}{d}\right) \dots\dots (V-20)$$

Y : est le module de young.

A l'équilibre la force élastique du matériau compense la force d'attraction coulombienne comme l'indique l'équation suivante :

$$\frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r \left(\frac{v}{d}\right)^2 = Y \log\left(\frac{d_0}{d}\right) \dots\dots\dots (V-21)$$

$d_0$  : Épaisseur initiale de l'échantillon.

d : Épaisseur de l'échantillon après l'application de la différence de potentiel.

$\varepsilon_0, \varepsilon_r$  : Permittivité du vide et permittivité relative respectivement.

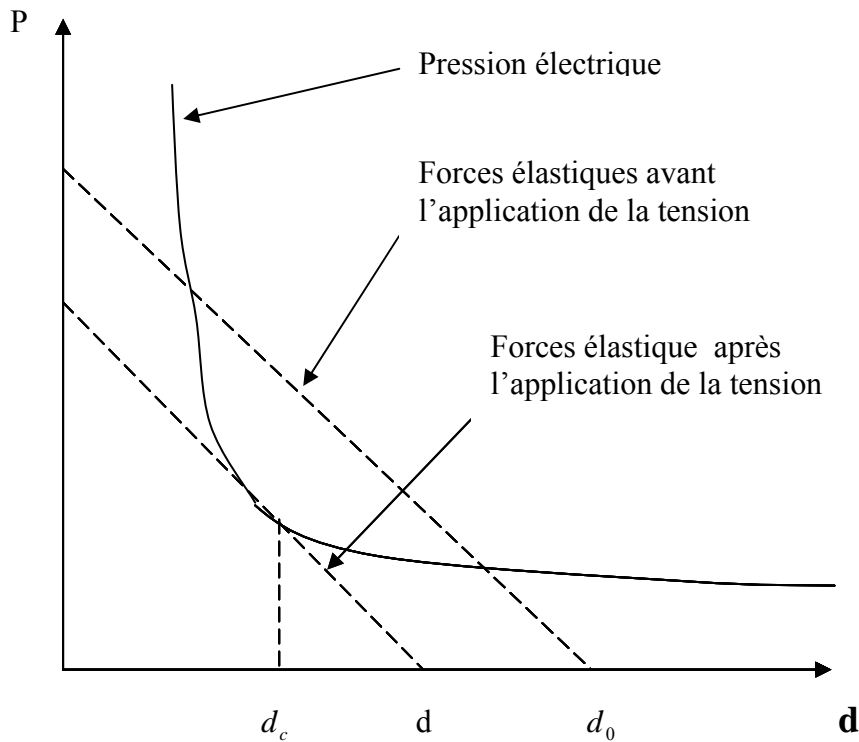


Figure (V-4) : résolution graphique de l'équation (V-21)

Le déséquilibre a lieu lorsqu'on atteint une tension critique  $V_c$  où la force de compression l'emporte sur la force élastique du matériau ce qui provoque la détérioration mécanique de l'échantillon. On peut résoudre graphiquement l'équation précédente. La valeur limite de la tension  $V_c$  lui correspond une valeur extrême de l'épaisseur ' $d_c$ '. C'est le point où se touchent



les deux courbes dans la figure (V-4), qui sont tangentes donc leurs dérivées sont égales à ce point :

$$\varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{v_c^2}{d_0^3} = \frac{Y}{d_c} \dots\dots\dots (V-22)$$

Et par conséquent la valeur critique de l'épaisseur  $d_c$  est :

$$d_c = d_0 e^{-1/2} \dots\dots\dots (V-23)$$

Ou bien encore  $\frac{d_c}{d_0} = 0.6 \approx 60\% \dots\dots\dots (V-24)$

On peut écrire aussi à partir des équations (V-22) et (V-24)

$$V_c = \left( \frac{Y}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^{1/2} 0.6 d_0 \dots\dots\dots (V-25)$$

L'équation précédente représente la valeur limite de la tension au delà de laquelle l'échantillon se détériore mécaniquement. Le champ de claquage réel donc apparent est le champ critique qu'on applique à une épaisseur initiale ' $d_0$ ', au delà duquel il y a détérioration. Son expression est la suivante :

$$E_{cr} = \frac{v_c}{d_c} = 0.6 \left( \frac{Y}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^{1/2} = 0.6 E_{cf} \dots\dots\dots (V-26)$$

Où  $E_{cf}$  est le champ de claquage fictif, il est donné comme suit :

$$E_{cf} = \frac{v_c}{d_c} = \left( \frac{Y}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (V-27)$$

Dans le claquage électromécanique, la contrainte électrique diminue avec l'augmentation de la température. Cette augmentation de la température cause aussi la diminution du module d'Young. Donc dans cette forme de claquage, la contrainte électrostatique dépend de l'élasticité du matériau.

Le module de Young diminue avec la température en particulier dans les polymères. La température de fusion de ses matériaux n'est pas brutale, mais elle s'étend sur une gamme, donc le module de Young chute lentement avec l'augmentation de température, jusqu'à la fusion, dans ce cas on a effondrement de la structure du matériau et par conséquent le module de Young étant quasiment considéré comme nul.

## **V-I-4-Claquage dû à des défauts dans l'isolant:**

### **V-I-4-1/Claquage par décharges partielles :**

Les décharges partielles sont des micro-claquages se produisant dans les inclusions gazeuses piégées dans l'isolant solide. Elles sont les causes principales du vieillissement et de destruction des isolations solides à moyen et long terme.

Ces décharges sont caractérisées par leur tension d'allumage et d'extinction.

Lorsqu'une décharge se produit, les charges (ions, électrons) entraînées par le champ électrique se déposent sur les parois isolantes et y restent fixées. Ces charges créent un champ antagoniste au champ appliqué qui entraîne l'extinction de la décharge. La succession des décharges dans le temps est différente suivant que la tension appliquée est continue ou alternative.

Les décharges partielles peuvent aussi apparaître soit à la surface de l'isolant solide, soit sur les aspérités métallique sur le matériau. L'action des décharges partielles sur le matériau se manifeste par :

- L'érosion :

L'usure mécanique du matériau dans le temps qui conduit à la formation de trous et Craquelures et parfois à la décroissance de l'épaisseur de l'isolant.

- les effets chimiques :

Les décharges partielles peuvent conduire à l'oxydation du matériau, à sa réticulation où à une coupure de chaînes.

Les effets des décharges partielles entraînent la formation d'arborescence (défauts générés dans les isolants solides sous l'effet d'arbuste), à l'élévation du niveau des pertes diélectriques et donc l'échauffement du matériau.

Les actions de décharge sur le matériau peuvent conduire soit à la formation de produits inhibiteurs de décharge (Auto extinction), soit à la défaillance totale ou partielle de l'isolation par échauffement excessive ou par formation d'un défaut (craquelure ou arborescence) dépassant une taille critique.

### **V-I-4-2/Arborescences électriques :**

En absence de toute bulle de gaz, une autre forme de dégradation peut se produire, avec formation d'arborescence électrique, soit, une zone de matière dégradées par la formation et le mouvement des ions avec des canaux de diamètre de 1 à 100  $\mu$ m. [39].

Ces arborescences peuvent être induites expérimentalement en renforçant le champ électrique alternatif au moyen d'une pointe. Elles prennent naissance préférentiellement aux endroits où une impureté conductrice (particule ou poussière métallique) s'est incrustée dans l'isolant ; pour cette raison, la réalisation d'isolants organiques hautes tension fait l'objet de soins extrêmes pour éviter toute contamination. Les claquages précoces de câbles haute tension sont le plus souvent liés à l'existence d'une impureté occluse, siège de l'arborescence qui ouvre chemin de l'arc électrique. L'examen des câbles vieillissants montrent souvent des débuts d'arborescence électrique à l'interface isolant/semi conducteur, et des progrès ont été obtenus en utilisant des semi conducteurs particulièrement lisses.

Les dégradations par arborescence électrique présentent une évolution en trois temps. Un premier temps d'incubation, puis un temps de propagation lente et enfin une évolution rapide vers le claquage.

## V-I-5- Claquage thermique:

### V-I-5-1-Introduction:

Plusieurs auteurs attribuent le phénomène de claquage diélectrique à la conséquence de l'augmentation de la température générée par l'augmentation du courant de conduction. C'est de la que la première approche de la théorie du claquage thermique a été établie par Wagner [40], qui a introduit l'idée que le claquage peut être traité comme un problème d'équilibre thermique entre la chaleur générée par la conduction électrique et la dissipation de la chaleur due à la conduction thermique.

L'équation fondamentale du bilan énergétique est :

$$C_v \frac{\partial T}{\partial t} - \text{div} [K \overline{\text{grad}}(T)] = jF \dots\dots (V-28)$$

Où :

$C_v$  : est la chaleur spécifique à volume constant.

$K$  : la conductivité thermique.

$J$  : la densité de courant.

$F$  : le champ électrique appliqué.

Les deux premiers termes du premier ordre représentent respectivement l'élévation de la température de l'échantillon en fonction du temps et la dissipation thermique de l'échantillon.

Le second terme représente l'apport d'énergie d'origine électrique.

Avant de procéder à l'étude des différentes approches concernant le claquage thermique, il faut faire l'approximation suivante : l'épaisseur de l'échantillon est négligeable devant sa dimension latérale. Ainsi l'équation (V-28) peut s'écrire dans le cas unidimensionnel en prenant la direction  $X$  la normale à la surface des électrodes :

$$C_v \frac{\partial T}{\partial t} - K \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) = jF \dots\dots\dots (V-29)$$

Deux approches principales peuvent être faites :

- on néglige dans l'équation (V-29) le terme portant sur la dérivée temporelle, on aura l'équation du régime permanent.
- on annule le terme traduisant la dissipation thermique, dans ce cas, on se place dans le régime impulsionnel.

### V-I-5- 2-Claquage thermique en régime permanent :

Dans ce cas, le champ appliqué varie lentement pour permettre à l'élévation de la température du réseau de se trouver dans un état quasi-permanent et pour qu'il y'ait pas de rupture prématurée.

$$K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = jF \dots\dots\dots (V-30)$$

Avec l'équation de continuité du courant qui s'écrit :

$$j = -\sigma \frac{\partial V}{\partial x} \dots\dots\dots (V-31)$$

Pour tout ce qui suit, on se rapportera à la figure (V-5) qui illustre la configuration d'un échantillon d'épaisseur  $d$  et soumis à une tension  $V_0$  par l'intermédiaire d'un système d'électrodes planes maintenues à une température  $T_0$ .

En combinant les équations (V-30) et (V-31), on obtient :

$$K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = j \frac{\partial V}{\partial x} \dots\dots\dots (V-32)$$

En intégrant entre  $x=0$  et un point  $x$  variable :

$$jV = \int_0^x K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = K \frac{\partial T}{\partial x} \dots\dots\dots (V-33)$$

De (V-33) on obtient :

$$V \partial V = -\frac{K}{\sigma} \partial T \dots\dots\dots (V-34)$$

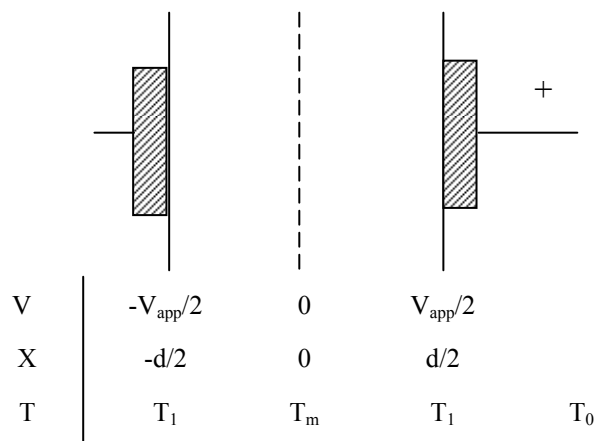


Fig. (V-5) : configuration de l'échantillon

A ce niveau et pour une conduction électrique indépendante du champ, deux cas peuvent se présenter suivant que les électrodes ont un comportement thermique idéal ou non.

**A/contact thermique idéal :**

En intégrant l'équation (V-34), entre  $x=0$  et un point  $x$ , on obtient :

$$v^2 = 2 \int_T^{T_m} \frac{K}{\sigma} dT \dots\dots\dots (V-35)$$

Entre le centre de l'échantillon ( $x=0$ ) et les électrodes ( $x=d/2$ ,  $V=V_{0/2}$ ) et avec la condition aux limites ( $T_1 = T_0$ ) nous obtenons :

$$v_0^2 = 8 \int_{T_0}^{T_m} \frac{K}{\sigma} dT \dots\dots\dots (V-36)$$

La tension de claquage est obtenue lorsque la température au milieu atteint une valeur critique  $T_{mc}$  :

$$v_c^2 = 8 \int_{T_0}^{T_{mc}} \frac{K}{\sigma} dT \dots\dots\dots (V-37)$$

Où  $T_{mc}$  est la valeur critique maximum de la température, elle peut être prise le plus souvent comme tendant vers l'infini sans apporter d'erreur importante, ainsi  $T_{mc} \gg T_0$ .

Le tableau (V-1) donne les solutions pour plusieurs formes de dépendance de  $\sigma$  et  $K$  avec la température, où  $\alpha, \beta, et \gamma$  sont des constantes et  $\phi$  est l'énergie d'activation.

	$\sigma = \sigma(t)$	$V_c^2$
(1)	$\sigma = \sigma_0 \exp\left(\frac{-\phi}{kT}\right)$	$V_c^2 = \frac{8kKT_0^2}{\phi\sigma_0} \exp\left(\frac{\phi}{kT_0}\right)$
(2)	$\sigma = \gamma \frac{T^3}{\alpha^2}$ $K = \gamma$	$V_c^2 = \alpha^2 \left( \frac{1}{T_0^2} - \frac{1}{T_{mc}^2} \right)$
(2)	$\sigma = \alpha \exp(2\beta T)$ $K = \alpha\beta\gamma^2$	$V_c^2 = \gamma^2 \left[ \exp(-2\beta T_0) - \exp(2\beta T_{mc}) \right]$
(2)	$\sigma = \alpha \exp\left(\frac{-\phi}{kT}\right)$ $K = \frac{\gamma}{T^2}$	$V_c^2 = \left(\frac{2k}{\alpha\varepsilon}\right) \left[ \exp\left(\frac{\varepsilon}{kT_0}\right) - \exp\left(\frac{\varepsilon}{kT_{mc}}\right) \right]$

**Tableau (V-1)**

**B/ contact thermique non idéal :**

Dans ce cas on va tenir compte de l'échange entre l'échantillon et les électrodes, la quantité de chaleur perdue par la surface du diélectrique au profit du milieu extérieur est donnée par :

$$Q_{th} = H (T_1 - T_0) \dots\dots\dots (V-38)$$

H : le coefficient d'échange thermique entre l'échantillon et l'électrode.

Si un régime permanent existe cela implique que :

$$j \frac{V_0}{2} = H (T_1 - T_0) \dots\dots\dots (V-39)$$

En remplaçant la valeur du courant j tirée de cette équation dans l'équation (V-39), on

trouve :

$$K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{2H (T_1 - T_0)}{V_0} \frac{\partial V}{\partial x} \dots\dots (V-40)$$

$$K \frac{\partial T}{\partial x} = 2H (T_1 - T_0) \frac{V}{V_0} \dots\dots (V-41)$$

Analytiquement on peut résoudre l'équation (V-41) seulement si la température est uniforme dans l'isolant, ce qui limite ce modèle aux échantillons à faible épaisseur, d'après O'Dwyer [5] le critère définissant qu'un échantillon est épais ou mince est basé sur les inégalités suivantes :

$$\frac{Hd}{2k} \gg 1 \quad \text{Échantillon épais}$$

$$\frac{Hd}{2k} \ll 1 \quad \text{Échantillon mince}$$

Dans l'approximation de l'échantillon mince, la condition d'équilibre thermique se présente sous la forme suivante :  $jV_0 = H(T - T_0) \dots$  (V-42).

Pour une conductivité électrique vérifiant une loi type Arrhenius :

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(\frac{-\phi}{KT}\right) \quad (\text{V-43}).$$

La tension de claquage est donnée par :  $V_c^2 = \frac{HKT_0^2}{e\sigma_0\phi} \exp\left(\frac{\phi}{KT_0}\right)$  (V-44).



### V-I-5-3-Claquage thermique en régime impulsionnel:

Dans ce cas le claquage est caractérisé par l'augmentation de la température de manière uniforme dans tout le volume de l'échantillon, jusqu'à atteindre une valeur critique. Cette forme de claquage est appelée claquage impulsionnel, qui est l'un des cas particuliers de l'équation (V-29), et est obtenue quand le terme de la conduction thermique est négligé :

$$C_v \frac{dT}{dt} - jF = 0 \quad (\text{V-45}).$$

En se plaçant, par exemple dans le cas où le champ électrique croît linéairement avec le temps (rampe de tension), en utilisant une conductivité électrique suivant la relation (V-43), on peut établir une combinaison entre le champ critique  $F_c$  et le temps critique  $t_c$  requis pour que la température excède la valeur maximale  $T_m$ . Ainsi on peut écrire :

$$F = \frac{F_c}{t_c} t \quad (\text{V-45}).$$

$$\text{D'où :} \quad \frac{\partial F}{\partial T} = \frac{F_c C_v}{t_c \sigma_0 F^2} \exp\left(\frac{\phi}{KT}\right) \quad (\text{V-46}).$$

En séparant les variables on obtient :

$$\int_{T_0}^{T_m} \exp\left(\frac{\phi}{KT}\right) \partial T = \frac{t_c \sigma_0}{F_c C_v} \int_0^{F_c} F^2 \partial F \quad (\text{V-47}).$$

Dans le cas où:  $\phi \gg KT_0$  et  $T_m \gg T_0$ , l'inégalité (V-48) donne approximativement:

$$F_c \approx \left[ \frac{3c_v KT_0}{\sigma_0 \phi t_c} \right] \exp\left(\frac{\phi}{KT}\right) \quad (\text{V-49}).$$

D'autre part nous avons tiré l'expression de la variation de la température :

$$C_v \frac{dT}{dt} = \sigma_0 t^2 \left(\frac{F_c}{t_c}\right)^2 \exp\left(\frac{-\phi}{KT}\right) \quad (\text{V-50}).$$

L'intégration de cette équation nous donne:

$$\frac{KT_0^2}{\phi} \exp\left(\frac{\phi}{KT_0}\right) - \frac{KT^2}{\phi} \exp\left(\frac{\phi}{KT}\right) = \frac{\sigma_0 t^3}{3c_v} \left(\frac{F_c}{T_c}\right)^2 \quad (\text{V-51}).$$

Si  $T \approx T_0$  une solution simple de cette l'équation nous donne :

$$T = T_0 \left[ 1 + \frac{\sigma_0 t^3}{3c_v T_0} \left(\frac{F_c}{T_c}\right)^2 \exp\left(\frac{-\phi}{KT}\right) \right] \quad (\text{V-52}).$$

La température croît progressivement et le claquage est atteint pour  $T \succ T_0$ .

La figure (V-5) montre l'évolution de la température avec le temps pour différents types de claquage :

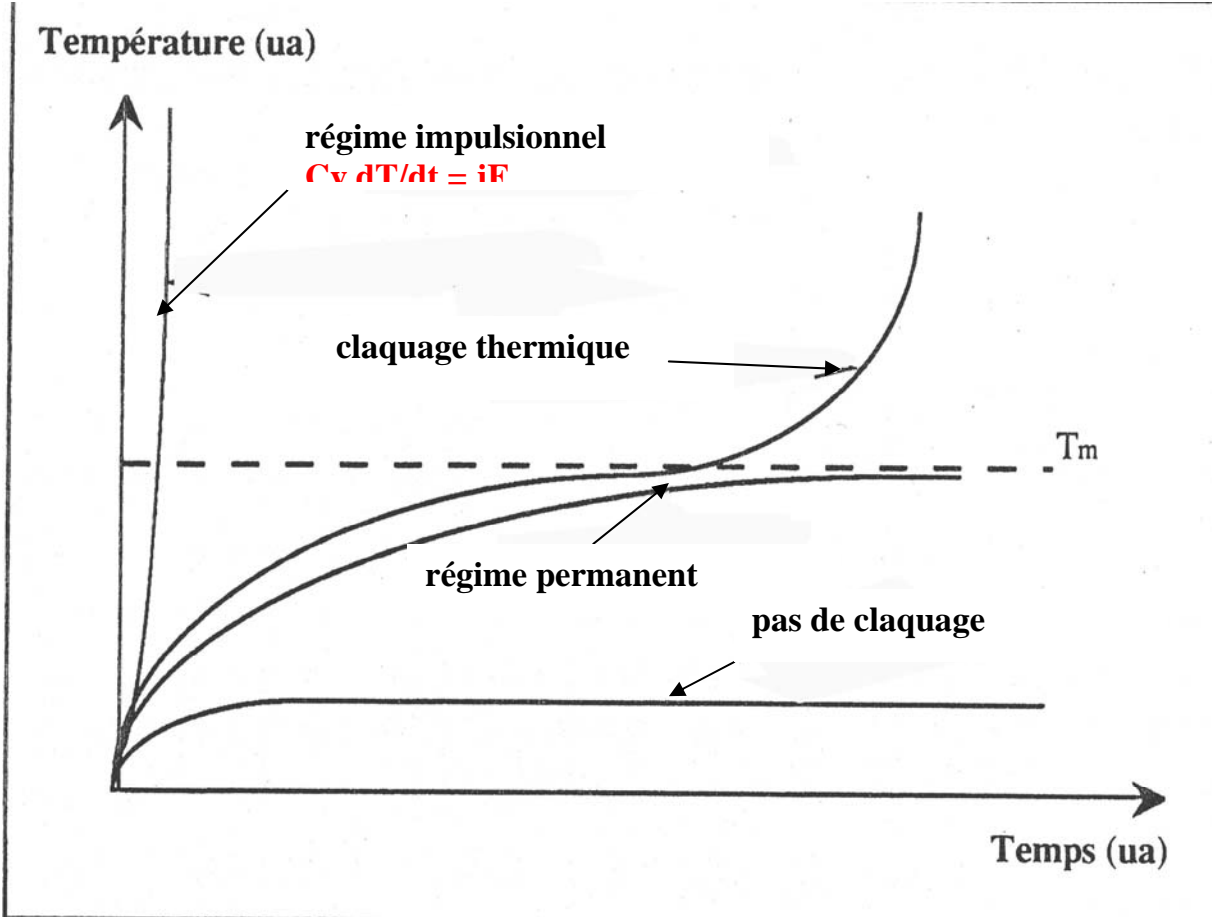


Fig. (V-5) : Température de la partie la plus chaude de l'échantillon

# **Chapitre VI**

## **Modélisation de la rupture diélectrique dans le PEN**

## **VI -1 / INTRODUCTION**

Le claquage thermique est le modèle le plus utilisé [42] dans l'étude du phénomène du claquage diélectrique pour son importance à expliquer les résultats de la rupture diélectrique dans les matériaux polymères.

Dans ce chapitre, on aborde le modèle de claquage thermique en utilisant le claquage thermique en régime impulsionnel. Par conséquent, une procédure de résolution numérique lui est consacrée, en utilisant l'expression théorique du courant de conduction prédominant dans les films minces de PEN

## **VI -2 / DOMAINE D'APPLICATION DE CHAQUE MODELE**

Chaque type de claquage thermique n'est applicable que pour des épaisseurs données. En effet, le modèle de claquage thermique en régime impulsionnel est adapté aux films minces, c'est-à-dire des échantillons d'épaisseur allant jusqu'à quelques centaines de microns. Alors que le modèle de claquage thermique en régime permanent est utilisé pour décrire la rupture diélectrique des films épais [43] d'épaisseur allant de plusieurs centaines de micromètres à quelques centimètres.

## **VI -3 / CLAQUAGE THERMIQUE EN REGIME IMPULSIONNEL**

### **VI -3-1 / Procédure de calcul**

Dans le cas unidimensionnel, l'équation thermique est donnée par :

$$C_v \frac{\partial T}{\partial t} - k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = jF \quad (\text{VI -1}).$$

Où  $C_v$  est la chaleur spécifique à volume constant,  $K$  la conductivité thermique et  $F$  le champ électrique appliqué.

L'échange thermique entre le milieu extérieur et l'isolant ne peut se produire rapidement dans les films minces. Par conséquent, on peut considérer l'échantillon comme étant isotherme, et l'équation fondamentale se réduit à :

$$C_v \frac{dT}{dt} - jF = 0 \quad (\text{VI -2}).$$

Pour étudier ce modèle de claquage dans les échantillons minces on applique une rampe de tension, i.e. une dépendance linéaire du champ électrique avec le temps :

$$F = \alpha t \quad (\text{VI -3}).$$

Où  $\alpha$  est la vitesse de montée du champ appliqué, et ce sont le rapport entre la vitesse de montée en tension appliquée et l'épaisseur de l'échantillon.

Le courant de conduction tel que proposé dans l'échantillon de PEN étudié dans ce travail est de la forme :

$$J = J_0 \exp\left[-\frac{\phi}{kT}\right] \sinh\left(\frac{e\lambda F}{2kT}\right) \quad (\text{VI -4}).$$

Où  $\phi$  est l'énergie d'activation,  $\lambda$  la distance de saut ionique et  $k$  la constante de Boltzmann.

Et en combinant les équations (Vi-2), (Vi-3) et (V-4).on obtient l'équation suivante :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\alpha \cdot t \cdot J_0}{C_V} \exp\left[-\frac{\phi}{kT}\right] \sinh\left(\frac{e\lambda F}{2kT}\right) \quad (\text{VI -5}).$$

Avec :

$$K=8.625 \cdot 10^{-5} \text{ eV.K}^{-1}$$

$$C_V = 1.08 \cdot 10^{25} \text{ eV n}^{-3} \text{ K}^{-1}$$

L'équation finale (VI -5) représente une équation différentielle du premier ordre dépendant du temps  $t$  et de la température.

Elle peut être résolue numériquement par la méthode de range-kutta.

La résolution de cette équation permet d'obtenir l'évolution de la température  $T$  du matériau en fonction du temps  $t$ , lorsque le champ électrique est appliqué avec une vitesse de montée  $\alpha$ .

Lorsque la température  $T$  dépasse une valeur critique  $T_m$ , on supposera que le matériau est détruit et on dit qu'il a subi un claquage électrique.

Pour le PEN, on prendra comme température critique, sa température de fusion  $T_m=540\text{K}$ . Le temps  $t_c$  correspondant au temps mis pour atteindre  $T_m$ , c'est le temps de claquage et le champ  $F_c$  qui lui correspond, est appelé champ de claquage électrique du matériau.

Dans nos calculs, les valeurs de  $J_0, \lambda$  et  $\phi_0$  sont celles obtenues par les mesures de courant dans le PEN, c.a d :

$$\begin{cases} \text{pour } T < T_g & \phi_0 = 0,6\text{eV} , \lambda = 40^0 \text{ \AA} , J_0 = 0,4 \text{ A / m}^2 \\ \text{pour } T > T_g & \phi_0 = 1,4\text{eV} , \lambda = 22^0 \text{ \AA} , J_0 = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ A / m}^2 \end{cases}$$

### VI -3-2/ Résultats et discussion :

Les calculs sont effectués pour différents paramètres tels que :

- la vitesse de montée  $\alpha$  du champ électrique.
- La température initiale  $T_0$  du matériau.
- La densité de courant  $J_0$ .
- La distance de saut  $\lambda$ .

#### VI -3-2/1- Effet de la vitesse de montée en tension :

En tenant compte des conditions initiales (a  $t=0$ ,  $T=T_0$ , ou  $T_0$  est la température ambiante,), en prend les valeurs des paramètres suivants :

$$J_0=0.4\text{A/m}^2, \quad \lambda = 40 \text{ }^{\circ}\text{A}, \quad \phi=0.6\text{ev}$$

Dans la figure ci-dessous, on montre un exemple de variations de la température en fonction de  $t$ , pour différentes valeurs de  $\alpha$ , la température initiale étant fixée a  $T_0 = 80^{\circ}\text{C}$ .

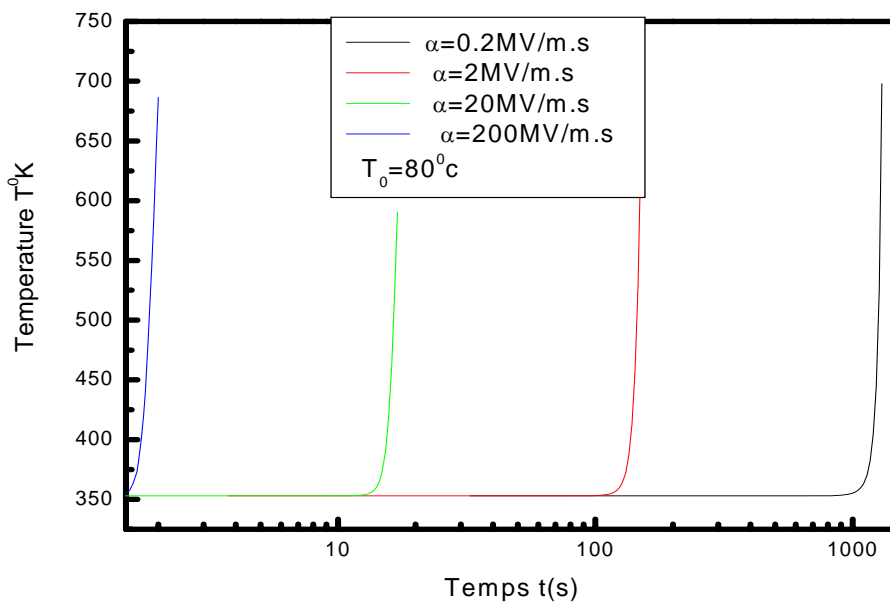


Fig. (VI-1) Evolution de la température en fonction du temps pour différentes

Vitesse de montée en tension avec  $T_0 < T_g$

Le tableau ci-dessous donne les valeurs du champ de claquage  $F_c$  correspondant au temps de claquage  $t_c$ .

$\alpha$ (MV / m.s)	$2.10^8$	$2.10^7$	$2.10^6$	$2.10^5$
$t_c$ (s)	1.88	16.75	147	1275
$F_c$ (MV / cm)	3.76	3.35	2.94	2.55

Tableau (VI-1) : Evolution du champ de claquage en fonction de la vitesse de montée

Ces valeurs de  $F_c$  comprises entre 2.55 et 3.76MV/cm sont très proches de la réalité (pour le PEN,  $F_c$  donné par le fabricant est de 2,5MV/cm).

En reprenant les mêmes calculs pour différentes valeurs de  $T_0$ , on obtient les champs de claquages correspondants.

La représentation du champ de claquage  $F_c$  en fonction de la vitesse de montée  $\alpha$  pour différentes température  $T_0$  sont données dans les figures (VI-2) et (VI-3) correspondants respectivement aux température  $T_0 < T_g$  et aux températures  $T_0 > T_g$ .

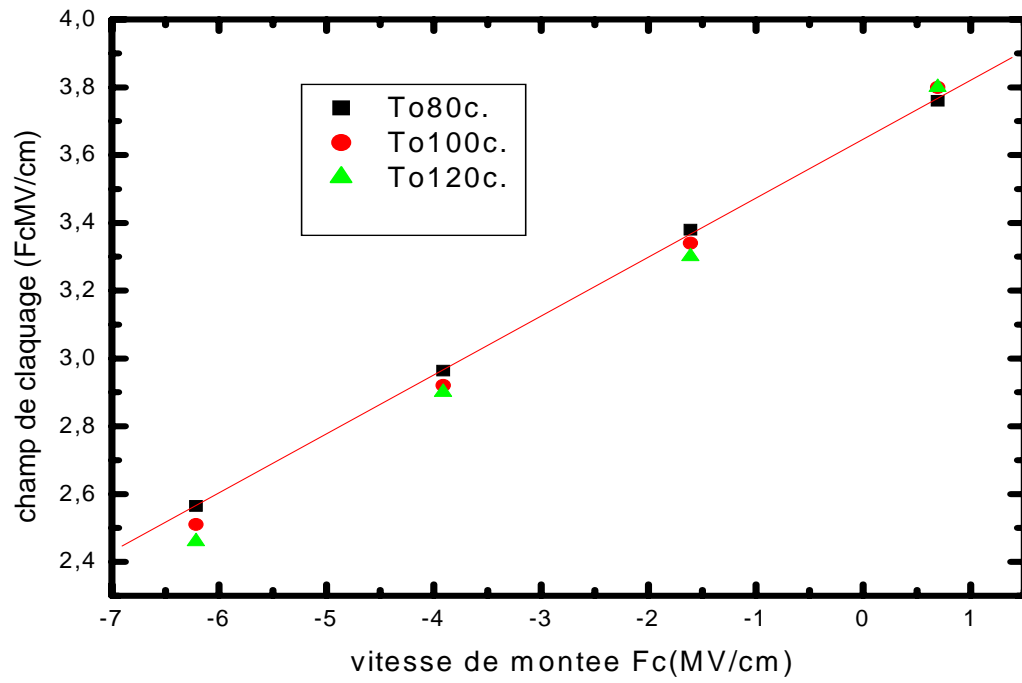
On remarque aussi que le champ  $F_c$  augmente avec  $\alpha$ , quelques soit la valeur de  $T_0$ , cette augmentation obéit à la loi :

$$F_c = A \ln(\alpha) + F_0 \quad (\text{VI -6}).$$

Ou bien : 
$$\alpha = A \exp\left(\frac{F_c}{C}\right) \quad (\text{VI -7}).$$

Avec 
$$C > 0$$
  

$$0 < A < 1$$



- Fig. (VI-2) : Champ de claquage en fonction de la vitesse de montée du champ électrique  $\alpha$ , pour différentes température  $T_o < T_g$ .



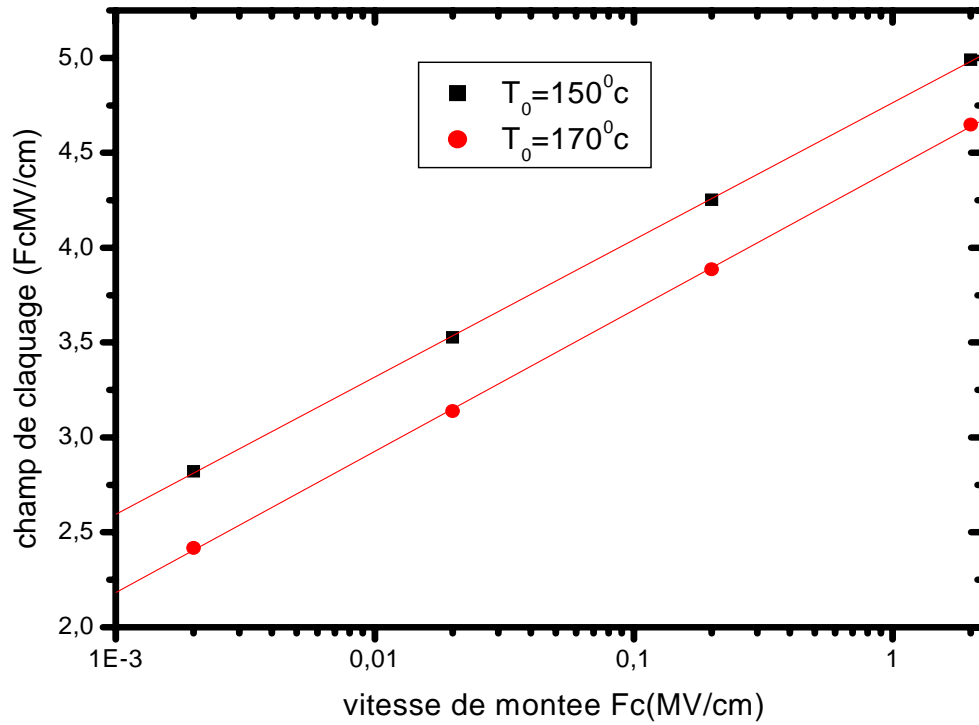


Fig. (VI-3) : Champ de claquage en fonction de la vitesse de montée du champ électrique  $\alpha$ , pour différentes température  $T_0 < T_g$ .

- pour  $T_0 < T_g$ , les droites représentant  $F_c$  en fonction de  $\ln(\alpha)$ , sont confondues. Les valeurs de  $F_0$  et  $A$  de l'équation (VI-6), sont constantes.  
 $F_0 = 3,67 \text{ MV/cm}$  et  $A = 0,188$ .
- pour  $T_0 > T_g$ , les droites sont parallèles, la valeur de  $F_0$  varie, elle passe de  $4,77 \text{ MV/cm}$  pour  $T_0 = 150^\circ\text{C}$  à  $4,4 \text{ MV/cm}$  pour  $T_0 = 170^\circ\text{C}$

### VI -3-2/ 3- Effet de la température initiale $T_0$ :

Dans la figure ci-dessous, Fig. (VI-4), on montre un exemple de variations de la température  $T$  dans le matériau en fonction de  $t$ , pour différentes valeurs de  $T_0$ .

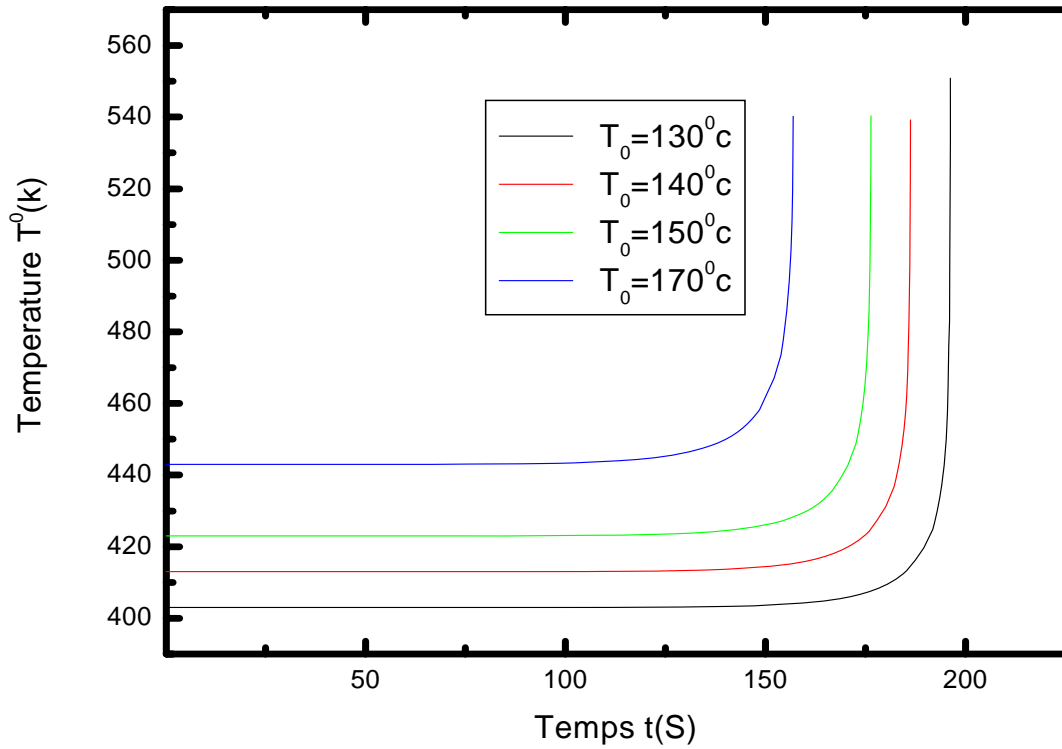


Fig. (VI-4) : Evolution de la température en fonction du temps avec  $T_0$  comme paramètre.  $J_0 = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ A} / \text{m}^2$ ;  $\lambda = 22 \text{ \AA}$ ;  $\phi = 1.4 \text{ eV}$ ;  $\alpha = 2 \text{ MV} / \text{m.s}$

Le tableau ci-dessous VI-2 donne les valeurs correspondantes du champ de claquage de  $F_c$ .

$T_0 (^{\circ}\text{K})$	403	413	423	443
$t_c$ (s)	196.16	186.21	176.36	156.95
$F_c$ (MV / cm)	3.9232	3.7242	3.5272	3.139

Tableau (VI-2) : Evolution du champ de claquage en fonction de la vitesse de montée

Les figures VI-5 et VI-6, montrent la dépendance du champ  $F_c$  en fonction de la température initiale  $T_0$ .

On peut noter que le champ  $F_c$  est quasiment constant lorsque  $T_0 < T_g$  et chute brutalement lorsque  $T_0 > T_g$ .

Ces résultats montrent que le champ de claquage  $F_c$  est constant dans l'état vitreux du PEN ( $T_0 < T_g$ ). D'autre part, la rigidité diélectrique du PEN diminue lorsque ce dernier est dans l'état caoutchouteux ( $T_0 > T_g$ ).

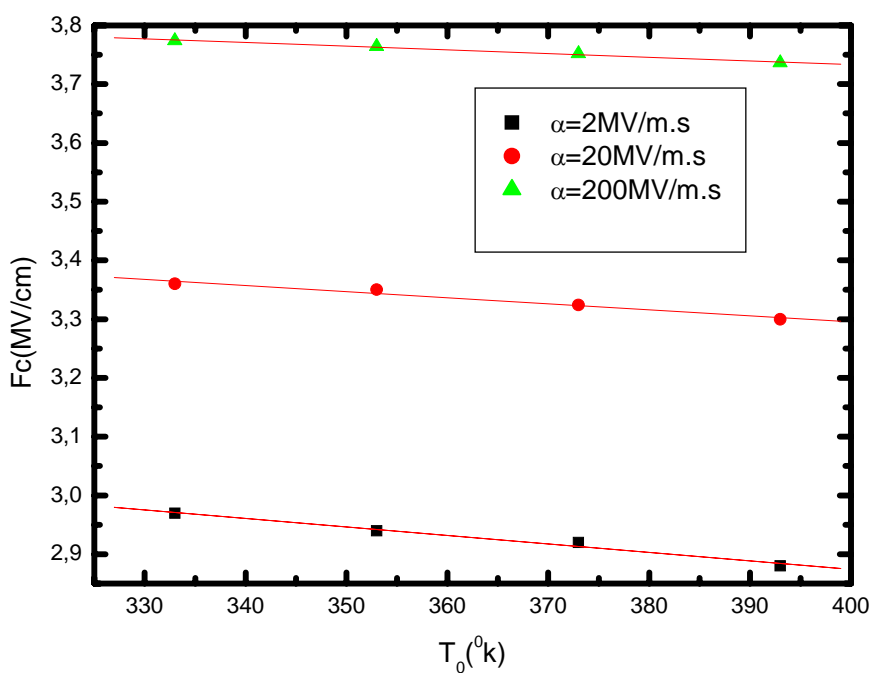


Fig. (VI-6) : champ de claquage  $F_c$  en fonction de la température initiale  $T_0$  (cas ou  $T_0 < T_g$ ), pour différentes valeurs de  $\alpha$ .

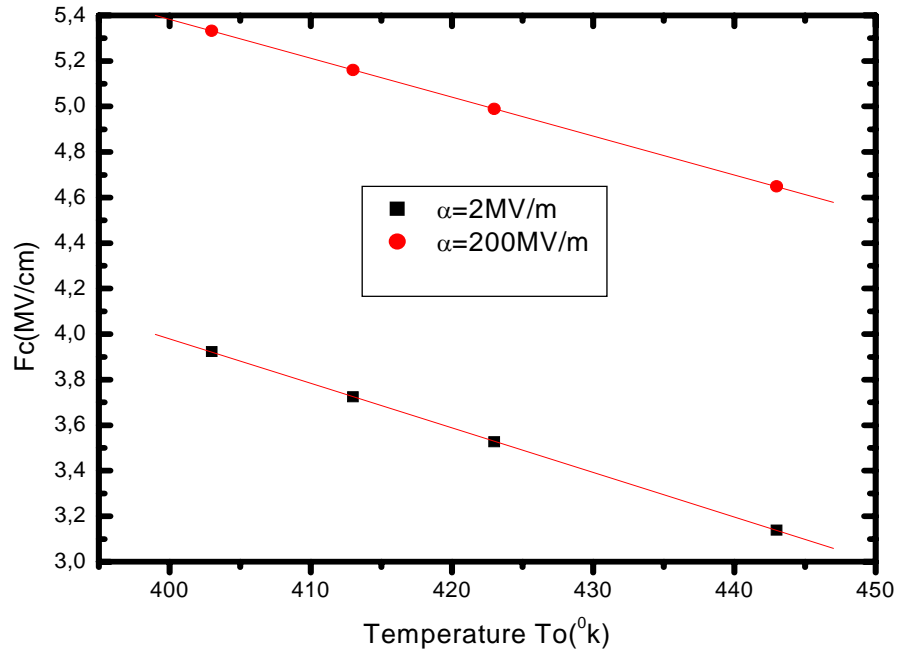


Fig. (VI-7) : champ de claquage  $F_c$  en fonction de la température initiale  $T_o$  (Cas ou  $T_o < T_g$ ), pour différentes valeurs de  $\alpha$ .

# **Conclusion générale**

## CONCLUSION

Le travail présenté dans ce mémoire contribue à une meilleure connaissance des phénomènes de conduction et de claquage diélectrique dans le polyéthylène Néphthalate (PEN).

L'étude de la conduction électrique dans le PEN a montré que le comportement des porteurs de charge électrique suit un processus d'activation thermique qui obéit à la loi d'Arrhenius relative aux isolants, et montré que le PEN présente un  $T_g$  à 130 °C, et deux énergies d'activation distinctes avant et après le  $T_g$  ( $E_a=0.6$  eV  $T < T_g$ , et  $E_a=1.4$  eV  $T > T_g$ ). L'augmentation de l'énergie d'activation pour des températures supérieures à  $T_g$  nous montre qu'il y'a un changement dans le processus de conduction lié à l'augmentation du volume libre du matériau et cette conduction a été attribuée aux porteurs de type ionique. Par ailleurs la comparaison du modèle de conduction utilisé avec les résultats expérimentaux, par le fit des courbes donnant la variation de  $j$  en fonction de  $F$  de l'équation du courant ionique, nous donne une bonne adéquation entre les points expérimentaux et la courbe théorique et nous a permis d'obtenir des paramètres importants comme la distance de saut ionique (25 à 40 Å) ainsi que la constante du matériau  $J_0$ . Ces résultats montrent bien que la conduction dans le PEN est essentiellement gouvernée par une conduction de type ionique.

Par ailleurs l'étude du claquage thermique impulsionnel, nous a permis d'avoir l'évolution de la température en fonction du champ électrique appliqué dans les films minces de PEN. Nous avons pu constater qu'à partir d'un certain temps critique  $t_c$  correspondant à un champ appliqué  $F_c$ , une augmentation brutale et irréversible de la température apparaît dans le matériau, qui est signe du claquage électrique. Des informations importantes sur la rigidité électrique ont pu être obtenues comme par exemple, l'ordre de grandeur des champs de claquage et leur évolution en fonction des paramètres tels que  $J_0$ ,  $T_0$ ,  $\alpha$ .

Pour améliorer ces résultats :

- ◆ Prendre un modèle de conduction qui tient compte de la présence de la charge d'espace soit par l'injection de charge de type Schottky, soit par la présence de charges d'espace dans le volume et régies par effet Poole Frenkel.
  
- ◆ Tenir compte de l'effet mécanique des électrodes sur le matériau à cause de la présence des forces électrostatiques qui s'exercent lorsque le champ électrique est appliqué (claquage électromécanique).
  
- ◆ Procéder a des mesures de claquage sur des films de PEN afin de vérifier ses résultats expérimentaux.





---

# Références

---

- [1] A. Toureille, « Les phénomènes de conduction a champ électrique élevé dans les hauts polymères », Thèse en sciences physiques. Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier, (1974).
- [2] N. F. Mott, « Electronic processes in non crystalline materials », *Phil. Mag*, Vol. 19, PP.835, (1969).
- [3] G. Tardieu, « Apport des mesures de luminescence à la compréhension du piégeage et du transport dans les isolants synthétiques », Thèse de doctorat, U.P.S. Toulouse, (2003).
- [4] A. Moliton, « Optoélectronique moléculaire et polymère : des concepts aux composants » Collection Technique et Scientifique des télécommunications. Springer (2003)
- [5] J. J. O'Dwyer, « The theory of electrical conduction and breakdown in solid dielectrics », Clarendon press Univ, Oxford, (1973).
- [6] N. A. Saidi, « Contribution à l'étude de la conduction électrique dans le polyéthylène basse densité, effet de la pression hydrostatique », Thèse de magistère, USTHB, (1991).
- [7] H. Adachi, Y. Shibata et S. Ono, *J. Phys. D : Appl. Phys*, Vol 4, 988-94, (1971).
- [8] Y. Segui, « Contribution à l'étude des mécanismes de conduction dans les films minces de polymère. Application à la passivation des composants à semi-conducteur », thèse de doctorat d'état, Université Paul Sabatier, Toulouse, (1974).
- [9] A. K. Jonscher, *Thin solid films* Vol 1, pp.213, (1967)
- [10] R. Coelho et B. Aladenize, « Les diélectriques- Propriétés diélectriques des matériaux isolants », Hermès ed, (1993)
- [11] G. Tardieu, « Apport des mesures de luminescence à la compréhension du piégeage et du transport dans les isolants synthétiques », Thèse de doctorat, U.P.S. Toulouse, (2003).
- [12] M.A.Lampert et P.Mark, « current injection in solids, academic press (1970).
- [13] Y. Segui, « Dielectriques-Courants de conduction », *Techniques de l'ingénieur*, Vol. 301, pp. 1-12, (2000).
- [14] T. Myamoto et K. Shibayama, *J. Appl. Phys*, Vol.44,No.12, (1973).
- [15] J. Curie, « *Annales de chimie physique* », Vol.18, pp.203, (1889)
- [16] P. Debye, « polar molecules », *Chemical Catalog Company*, New-York (1929).
- [17] K. S. Cole et R. H. Cole, *J. Chem.Phys*, Vol 10, pp.98,(1942).
- [18] G. Williams, N. G. Mac Crum et B. E. Read, « Anelastic and dielectric effects in polymeric solids », *John Wiley and Son editor*, (1967).
- [19] G. Williams, « *Transactions of the Faraday Society* », Vol.58, pp.1041, (1962).
- [20] R. H. Walden, *J. Appl. Phys*.Vol.43, No.3, pp.1178-86, (1972).
- [21] H. J. Wintle, *J. Non. Crist. Solids*, Vol.15, pp.471-486, (1974).

- [22] A. Many et G. Rakavy, « Theory of transient se currents in solids », Phys.Rev, 126,1980, (1962).
- [23] J. G. Simmons et M. C. Tam, « Theory of isothermal current and direct determination of trap parameters in semiconductors and insulators », Phys. Rev. B7, 3706, (1973).
- [24] J. Lowell, J. Phys. D: Appl. Phys, Vol.23, pp.205-210, (1990).
- [25] H. J. Wintle, « Basic physics of insulators », IEEE Trans, on E. I, EI25-27, (1990).
- [26]. N. Amroun, M. Saidi, M. Bendaoud and T.G. Hoang. *Materials Chemistry and Physics*, 1993, 33, 168.
- [27] J.F. Chavez, A. Petre, J.J. Martinez-Vega and D. Marty-Dessus. *Proceedings of the 2004 IEEE International Conference on Solid Dielectrics, ICSD 2004*, 1, 197.
- [28] N. Saidi-Amroun, H. Oubouchou, S. Berdous, M. Saidi and M. Bendaoud, *International Journal of Polymer Analysis and Characterisation*, 2006, 11, 159
- [29] These magister, Berdous Sakina, «contribution a la conduction électrique dans le polyéthylène teriphtalate »
- [30] E Belgaroui, I Boukhris, A Kallel1, G Teyssebre and C Laurent, « A new numerical model applied to bipolar charge transport, trapping and recombination under low and high dc voltages»2007\
- [31] D. Benzerouk, « Contribution à l'étude des mécanismes de conduction électrique dans le kapton. Effet du champ électrique et de la température », thèse de magister, USTHB(1996).
- [32] A. Von Hippel, *Ergeb. Exakten. Naturwiss.*, 14 , 79-129 (1935)
- [33] H. Fröhlich, *Proc. R. Soc. London*, A160, 230-241, (1937)
- [34] Inuishi, J. *IEEE Japan*, 95, 357 (1975)
- [35] F. Seitz, *Phy. Rev.*, 76, 1376, (1949)
- [36] C. Zener, *Proc. Roy. Soc. London*, A145, 53, (1934)
- [37] W. Franz, *J. Phys.*, 113607, (1939)
- [38] M. Hikita, Thesis, Nagoya University, Japan, (1982)
- [39] M. Iwamoto, *J. Appl. Phys.*, 79 (10), (1996)
- [40] K. W. Wagner, *Trans. AIEE*, 41, 288. (1922)
- [41] *mémoire de magister OUBOUCHOU .H*
- [42] M. Hikita, M. Leda, G.Sawa; *j.Appl.Phys*; 54 (4), (1983).
- [43] H. J. Wintle *j.Appl.Phys* 52 (6) (1981)
- [44] LALAM FADILA (1), TALBI FATIHA(1) et MALEC DAVID(2) *cnpa2008*
- [45] N.Zebouchi, M.Bendaoued, R.Essolbi,D.Malec, A.bui,H-T.giam *j. Appl.phys .vol. 79,no5(1996).*

