*RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE*

*Ministère de l'Enseignement supérieur et de la recherche scientifique*

# Université Amar Telidji de Laghouat

**Faculté de Technologie**
**Département d'Electrotechnique**

## Thèse de Doctorat en Electrotechnique

**Discipline : Génie des Systèmes Electriques Option : Vieillissement et Dégradation Des Matériaux Haute Tension.**

**BOUKHARI Hamed**

**THEME**

# Caractérisation expérimentale et modélisation numérique du transport de charge dans les polymères synthétiques utilisés pour l'isolation électrique sous basse et haute tension.

| | | | |
|---|---|---|---|
| Mr : ZEGNINI Boubakeur | **Président de jury** | **Prof** | **Université Amar Telidji de Laghouat** |
| Mr : ROGTI Fatiha | **Encadreur** | **Prof** | **Université Amar Telidji de Laghouat** |
| Mr : BOUKEZZI Larbi | **Examinateur** | **Prof** | **Université Zian Achour de Djelfa** |
| Mr : SEGHIR Taher | **Examinateur** | **Prof** | **Université Amar Telidji de Laghouat** |
| Mr :MOULAI Hoçine | **Examinateur** | **Prof** | **Université Science et Technologie de Alger** |
| Mr : HAFIFA Ahmed | **Invité** | **Prof** | **Université Zian Achour de Djelfa** |

# *Remerciements*

*Les travaux présentés dans ce mémoire ont été effectués au sein du laboratoire de développement des matériaux semi-conducteur et matériaux diélectrique au département d'électrotechnique de l'université Amar Telidji Laghouat.*

*Mes remerciements vont tout premièrement, à Dieu le tout puissant de m'avoir donné le courage, la patience et la force d'acquérir le peu connaissance dans ce vaste domaine de la science.*

*Je tiens, avant tout, à exprimer ma profonde gratitude à mon encadreuse* ***ROGTI Fatiha****, professeur à l'Université Amar Telidji Laghouat , pour la confiance qu'il m'a prodigué pour la direction et tout l'aide qu'il m'a apporté durant toute la durée de ce travail de recherche.*

*Je tiens à remercier également monsieur* ***ZEGNINI Boubakeur,*** *professeur et directeur de laboratoire de développement des matériaux semi-conducteur et matériaux diélectrique à l'université Amar Telidji Laghouat pour tous ces échanges fructueux, ses conseils précieux.*

*Je remercie sincèrement* ***BOUKEZZI Larbi*** *professuer à l'université Zian Achour Djelfa , de m'avoir fait l'honneur de faire partie de mon jury de thèse. Je remercie chaleureusement professeur* ***SGHIR Taher*** *pour avoir accepté d'être le rapporteur de ce travail.*

*J'adresse également ma profonde reconnaissance Monsieur MOULAI Hocine, Professeur à l'Université Science et Technologie de Alger (USTA) pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail. Je souhaite aussi remercier Monsieur HAFAIFA Ahmed professeur à l'Université Zian Aachour Djelfa, pour l'honneur que vous m'avez fait en acceptant de faire partie du jury.*

*Je souhaite également remercier tous les membres de l'équipe URAER (L'unité de recherche appliquée en* énergies *renouvelables) de ghardaia spécialement* ***Dr. CHERGUI Toufik*** *et* ***Dr.BOUHADDA Youcef*** *pour leur soutien, leur gentillesse et leur sympathie qui ont rendu très agréables.*

*Je remercie bien évidemment mes collègues de laboratoire****, Youcef, Abdelatif, Hamou, Farid, Hamza, Bilal*** *pour leur aide, leur soutien quotidien et pour l'excellente ambiance générale partagée ensemble. Je pense aussi à toutes les personnes avec qui j'ai partagé des moments agréables au travail et ailleurs.*

*Enfin je remercie infiniment tous mes amis, mes collègues et surtout ma famille ma mère et mon père et ma femme mes férers et sœurs qui m'a toujours aidée et encouragée pour poursuivre mes travaux.*

# Table des matières

Introduction générale .....1

**CHAPITRE I :Etat de l'art** ..... 5

I.1.Introduction .....6

I.2. Généralité sur les polymères et l'application dans le domaine du génie électrique .....6

I.3.Structure et morphologie des polymères .....8

I.3.1 Structure chimique d'un polymère .....9

I.3.2 Structure physique d'un polymère .....9

I.3.3.Cas particulier du polyéthylène .....10

I.3.4.Structure physico-chimique et propriétés thermomécaniques du polyéthylène.....11

I.3.5.Propriétés électriques du polyéthylène .....13

I.4.Structure des câbles HT synthétiques .....14

I.5. Les charges d'espaces .....16

I.6. Effet des charges d'espace sur le champ appliqué .....17

I.7. Transport de charges dans les polymères .....19

I.7.1.Théorie des bandes .....19

I.7.2. La polarisation .....21

I.8.1.Mécanismes contrôlés par l'interface .....23

I.8.2. Mécanismes contrôlés par le volume du polymère .....26

I.9.Techniques expérimentales .....30

I.9.1. La technique électro-acoustique pulsée .....30

I.10. Conclusion .....31

**CHAPITRE II : Description de modèle physique et numérique du transport bipolaire de charge** *:* .....31

II.1. Introduction *:* .....33

II.2. Modèles existants du transport de charges dans le polyéthylène .....33

II.3.Notre approche.....36

II.4. Mise en équations .....39

II.4.1. Equation de Poisson .....39

II.4.2 .Equations de continuité et de transport.....40

II.4.3. Equations de variation des densités de porteurs .....41

II.4.4. Conditions initiales et aux limites : .....42

II.4.5 Injection et extraction des charges aux électrodes .....43

II.4.6. Courants externe, de conduction et de déplacement .....43

II.4.7. Taux nets de recombinaison .....44

II.5.Résolution numérique ..... 44
II.5.1 Principes des modèles numériques appliqués ..... 44
II.5.2. Stratégie d'application des modèles numériques ..... 47
II.6. Développements des calculs des modèles numériques appliqués à l'échantillon polyéthylène ..... 47
II.6.1.Grille de discrétisation ..... 47
II.6.2. Approximation de la solution de l'équation de Poisson dans l'espace sur un élément arbitraire ..... 48
II.6.2.1. Assemblage des équations algébriques de tous les éléments ..... 50
II.6.3. Développement relatif au modèle de Léonard ..... 51
II.6.4. Développement relatif au modèle de Runge Kutta pour la détermination des densités des électrons et trous mobiles et piégés ..... 51
II.7.Conclusion ..... 56
**CHAPITREIII : Résultat numérique de validation du modèle physique** ..... 56
III.1. Introduction ..... 58
III.2. Résultats de validation numérique sous différente tension appliqués ..... 59
III.2.1. Résultats de validation sous faibles tension ..... 59
III.2.2. Résultats de validation sous haute tension ..... 71
III.2.3. Résultats de validation sous très haute tension ..... 83
III.3. Conclusion ..... 85
**CHAPITRE IV : Influence des différents paramatéres du modèle de transport** ..... 85
IV.1.Introduction ..... 87
IV.2.Résultat numérique de l'influence des paramètres du transport ..... 87
IV.2.1. variation de la mobilité ..... 87
IV.2.2. Variation des barrières d'injection ..... 90
IV.2.3.Variation de la densité maximale de pièges ..... 93
IV.2.4. Variation des coefficients de piégeage ..... 96
IV.2.5.variation de la barrière de dépiégeage ..... 99
IV.2.6.Variation des coefficients de recombinaison ..... 102
IV.3. l'effet de la mobilité dépendant du champ ..... 109
IV.4.Conclusion ..... 114
Conclusion générale ..... 116
Référence bibliographé ..... 116

# Liste des figures

## CHAPITRE I

**Figure I.1.** Représentation schématique de l'arrangement des atomes les uns par rapport aux autres rotations f autour de l'axe d (exemple d'un groupement –C2H4-) 9

**Figure 1.2 :** Molécule d'éthylène, monomère du polyéthylène 10

**Figure I.3 :** Structure chimique du polyéthylène 10

**Figure I.4** : Description simplifiée de l'enchevêtrement aléatoire des chaînes 11

**Figure I.5** : alignement des segments de chaînes adjacentes formant les zones cristallines 11

**Figure I.6 :**création des radicaux 12

**Figure I.7** : polymérisation, 12

**Figure I.8 :** terminaison. 13

**Figure I.9** réticulation du polyéthylène. 13

**Figure I.10 :** Structure d'un câble THT 400 kV (Diamètre = 13 cm) pour les réseaux souterrains 14

**Figure I.11** : Synthèse des différents types de charge d'espace 17

**Figure I.12 :** Charge d'espace et distribution du champ électrique 18

**Figure I.13 :** Représentation des bandes d'énergie des différents matériaux. 19

**Figure.I.14.** Diagramme de bande d'énergie 20

**Figure I.15**. : Représentation schématique d'un diagramme de bande pour un polymère, 21

**Figure I.16** : Diagramme de bande à l'interface électrode métallique-diélectrique. 24

**Figure I.17** : Caractéristique de la densité de courant limité par charge d'espace en fonction de la tension, dans le cas d'un niveau de piège unique 28

**Figure I.18 :** Conduction par saut : schéma de la barrière de potentiel avant et après l'application du champ électrique. 29

**Figure I.19.** Principe de la méthode PEA 30

## CHAPITRE II

**Figure II.1** Plaque de polyéthylène entre électrodes sous tension continue 36

**Figure II.2** : Schématisation du mécanisme de conduction 38

**Figure II.3 :** Schématisation d'une cellule arbitraire lieu des mécanismes 45

**Figure II.4 :** Schéma d'ensemble des modèles physique et numérique 46

**Figure II.5**. Discrétisation de l'épaisseur du diélectrique en éléments 48

**Figure II.6**. Schématique de la discrétisation de l'épaisseur de la diélectrique cellule où se produisent les mécanismes de piégeage, de dépiégeage et de recombinaison 52

**Figure II-7 :** Organigramme de résolution du modèle 55

## CHAPITRE III

**Figure III.1** : Profils instantanés des densités nettes de charges en fonction de l'épaisseur 61

du l'échantillon pour les tensions de 1, 5 et 10 kV et différents instants

**Figure III.2** : Profils instantanés des champs électriques en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour les tensions de 1, 5 et 10 kV et différents instants 63

**Figure III.3** : Profils instantanés des densités des électrons mobiles et pièges en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour la tension de 1 kV avec des instants compris entre 1000 s et 15000 s 64

**Figure III.4** : Profils instantanés des densités des électrons mobiles et pièges en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour les tensions de 5 kV et des instants compris entre 500 s et 12000 s 65

**Figure III.5** : Profils instantanés des densités des électrons mobiles et pièges en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour les tensions de 10 kV et des instants compris entre 50 s et 4000 s 66

**Figure III.6** : Profils instantanés des densités des trous mobiles et pièges en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour les tensions de 10 kV et des instants compris entre 50 s et 4000 s 67

**Figure III.7** : Profils instantanés des taux net de recombinaison dans le volume du polyéthylène en fonction de l'épaisseur du l'échantillon et différents instants 69

**Figure.III.8** : Densité de courant externe en fonction du temps dans un polyéthylène basse densité (LDPE) sous les tensions appliquées de 5 et 10 kV 70

**Figure.III.9**: Profils instantanés des densités nettes de charges en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour les tensions de 30, 40 et 50 kV et différents instants 73

**Figure III.10** : Profils instantanés des champs électriques en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour les tensions de 30, 40 et 500 kV et différents instants 75

**Figure III.11** : Profils instantanés des densités des trous mobiles et pièges en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour les tensions de 30 kV et des instants compris entre 30 s et 400 s: 76

**Figure III.12** : Profils instantanés des densités des trous mobiles et pièges en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour les tensions de 40 kV et des instants compris entre 10 s et 250 s 76

**Figure III.13** : Profils instantanés des densités des trous mobiles et pièges en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour les tensions de 50 kV et des instants compris entre 10 s et 200 s 77

**Figure III.14** : Profils instantanés des taux net de recombinaison dans le volume du polyéthylène en fonction de l'épaisseur du l'échantillon et différents instants 78

**Figure III.15** : Profils instantanés des courants de conductions dans le volume du polyéthylène en fonction de l'épaisseur du l'échantillon et différents instants 80

**Figure III.16** : Profils instantanés des courants de déplacements dans le volume du polyéthylène en fonction de l'épaisseur du l'échantillon et différents instants 81

**Figure.III.17** : Densité de courant externe en fonction du temps dans un polyéthylène basse densité (LDPE) sous les tensions appliquées 83

**Figure.III.18** : Densité de courant externe en fonction du temps dans un polyéthylène basse densité (LDPE) sous les tensions appliquées 85

**CHAPITRE IV**

**Figure.IV.1** : densité nette des charges en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de mobilité avec 1000 s 88

**Figure.IV.2** : Champ électrique en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de mobilité avec 1000 s 88

**Figure.IV.3** : Taux de recombinaison en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de mobilité avec 1000 s 89

**Figure.IV.4** : Densité de courant externe en fonction du temps pour 5 valeurs de mobilité 90

**Figure.IV.5** : densité nette des charges en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de barrière d'injection avec 1000 s 91

**Figure.IV.6** : Champ électrique en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de barrière d'injection avec 1000 s 91

**Figure.IV.7** : Taux de recombinaison en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de barrière d'injection avec 1000 s 92

**Figure.IV.8** : Densité de courant externe en fonction du temps pour 5 valeurs de barrière d'injection 92

**Figure.IV.9** : densité nette des charges en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de la densité maximale des pièges avec 1000 s 93

**Figure.IV.10** Densité d'électrons mobiles en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs des densités de pièges 94

**Figure.IV.11** Densité d'électrons piégés en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs des densités de pièges 94

**Figure.IV.12** : Taux de recombinaison en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs des densités de pièges avec 1000 s 95

**Figure.IV.13** : Densité de courant externe en fonction du temps pour 5 valeurs de densité de pièges avec 1000 s 95

**Figure.IV.14** : densité nette des charges en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de coefficients de piégeage avec 1000 s 96

**Figure.IV.15** Densité d'électrons mobiles en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 97

valeurs de coefficients de piégeage.
**Figure.IV.16** Densité d'électrons piégés en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de piégeage 97
**Figure.IV.17** Champ électrique en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de piégeage. 97
**Figure.IV.18** : Taux de recombinaison en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de coefficients de piégeage avec 1000 s 98
**Figure.IV.19** : Densité de courant externe en fonction du temps pour 5 valeurs de coefficient de piégeage 99
**Figure.IV.20** : densité nette des charges en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de barrière de dépiégeageavec 1000 s 100
**Figure.IV.21** Densité d'électrons mobiles en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de barrière de dépiégeage 100
**Figure.IV.22** Densité d'électrons piégés en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de barrière de dépiégeage. 100
**Figure.IV.23** Taux nets de recombinaison en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de barrière de dépiégeage. 101
**Figure.IV.24** : Densité de courant externe en fonction du temps pour 5 valeurs de barrière de dépiégeage 102
**Figure.IV.25** : densité nette des charges en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison électrons piégés-trous piégés $S_0$ avec 1000 s. 103
**Figure.IV.26** Densité des porteurs mobiles en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison électrons piégés-trous piégés $S_0$ 103
**Figure.IV.27** Densité des porteurs piégés en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison électrons piégés-trous piégés $S_0$ 103
**Figure.IV.28** : Densité de courant externe en fonction du temps pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison électrons piégés-trous piégés $S_0$ 104
**Figure.IV.29** Taux nets de recombinaison en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour5 valeurs de coefficients de recombinaison électrons piégés-trous piégés $S_0$ 104
**Figure.IV.30 :** Densité nette de charges en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison. 105
**Figure.IV.31 :** Taux nets de recombinaison en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison. 105

**Figure.IV.32 :** Densité des charges mobiles en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison 106

**Figure.IV.33** Densité des charges piégés en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison 106

**Figure.IV.34** : Densité nette des charges en fonction de l'épaisseur du polyéthylène avec et sans coefficients de recombinaison électrons mobiles-trous mobiles $S_3$ pour 1000 s. 107

**Figure.IV.35** : densité des charges mobiles en fonction de l'épaisseur du polyéthylène avec et sans coefficients de recombinaison électrons mobiles-trous mobiles S. 107

**Figure.IV.36** : densité des charges piégés en fonction de l'épaisseur du polyéthylène avec et sans coefficients de recombinaison électrons mobiles-trous mobiles $S_3$. 108

**Figure.IV.37** : Densité de courant externe en fonction du temps avec et sans coefficients de recombinaison électrons mobiles-trous mobiles $S_3$ 108

**Figure.IV.38** : Comparaison des profils des densités nette de charges d'espace pour une mobilité constante et des mobilités dépende du champ électrique sous différente tension appliquée. 111

**Figure.IV.39** : Comparaison des profils des champs électriques pour une mobilité constante et des mobilités dépende du champ électrique sous différente tension appliquée. 112

**Figure.IV.40** : Comparaison la variation de la mobilité en fonction des tensions appliquées 113

**Figure.IV.41** : Comparaison des profils des densités de courant externes en fonction du temps pour une mobilité constante et des mobilités dépende du champ électrique sous différente tension appliquée 114

# Liste des tableaux

## CHAPITRE I

**Tableau I.1** : application courants de quelque polymère dans le domaine électrique 8

**Tableau I.2 :** Caractéristiques électriques et mécaniques de deux types de polyéthylène haute et basse densité 12

## CHAPITRE II

**Tableau II.1** : Caractéristiques générales du modèle numérique 38

**Tableau II.2** : Définition des paramètres du modèle et de leurs symboles 39

## CHAPITRE III

59

**Tableau III.1 :** Paramètres du modèle

## CHAPITRE IV

**Tableau. IV.1 :** Les variations des paramètres

**Tableau IV.2** : Les paramètres des mobilités dépend du champ (hopping et poole-frankel)

## CHAPITRE V

**Tableau V.1** : Les valeurs des paramètres du modèle utilisé dans la simulation 119

# Liste d'abréviation

HVDC : Haute Tension Courant Continu

PE : polyéthylène

PS : polystyrène

PEN : polyéthylène naphtalate

LDPE : Polyéthylène basse densité

XLPE : Polyéthylène réticulé

PI : polyimide

HDPE : Polyéthylène haute densité

PS : Polystyrène

PES : Polyester sulfone

PA : Polyamide

PP : Polypropylène

PET : Polyéthylène téréphtalate

PVC : Polychlorure de vinyle

PEA :Electro-acoustique pulsée

DCP : Dicumyl peroxyde

$\varepsilon$ : Permittivité du matériau

$\varepsilon_r$ : Permittivité relative du diélectrique

$\varepsilon_0$ : Permittivité du vide ($8.8542 \times 10^{-12}\ C.V^{-1}m^{-1}$)

X : susceptibilité diélectrique

A : Constante de Richardson ($1.2 \times 10^{6} Am^{-1}K^{-2}$)

e : Charge élémentaire ( $1.6 \times 10^{-19}\ C$)

h : Constante de Plank ( $6.6261 \times 10^{-34}\ J.s$)

E : Champ électrique

V : Tension appliquée

$Pe$ : Polarisation électronique

$Pa$ : Polarisation atomique ou ionique

$Pd$ : Polarisation d'orientation dipolaire

$Pc$ : Polarisation par charge d'espace

$K_b$ : Constante de Boltzmann ($1.3806 \times 10^{-23} J.K^{-1}$)

T : Température (K)

$\Phi$ : La hauteur de barrière

$E_C$ : niveau de la bande de conduction de

$E_F$ : le niveau de Fermi

D : L'épaisseur de l'isolant

$\beta_s$ : Constante de Schottky

m : masse de l'électron

ν : vitesse

$\mu$ : Mobilité

$\rho_{nt}$ : Densité nette de charge

$n_{ep}$ : Densité d'électron piégé

$n_{tp}$ : Densité de trou piégé

$n_{e\mu}$ : Densité d'électron mobile

$n_{t\mu}$ : Densité de trou mobile

$j$ : Densité de courant

$B$ : Coefficient de piégeage

$dN$ : Densité totale de pièges

$S_a$ : Le terme source

$S$ : Coefficient de recombinaison

$D_{dp}$ : Coefficient de dépiégeage

$w_{dp}$ : Barrière de dépiégeage

$w_{in}$ : Barrière d'injection

$TR$ : Taux de recombinaison.

**Auteur :** BOUKHARI Hamed
**Directeurs de thèse :** ROGTI Fatiha
**Lieu et date de soutenance :** UNIVERSITE AMMAR TELIDJI LAGHOUAT 09/11/2017
**Discipline administrative :** Génie Des Systèmes Electrique

**Title : Experimental characterization and numerical modeling of charge transport in synthetic polymers used for low and high voltage electrical insulation.**

## Abstract

Polymeric materials are the principal insulator used in high voltage (HV) cables for electrical transport. Polyethylene exhibits decisive advantages over traditional insulation based on oil-impregnated paper due to their excellent mechanical, chemical, and electrical properties, these bring high reliability, low dielectric losses, and low environmental impact. An ongoing problem of the application of materials under applied voltage is the accumulation of space charge, due to injection at the interface and/or internal generation process. This accumulation of space charge can induce field distortion, which may cause insulation degradation and aging of the material. The degradation of the polyethylene may lead to an electrical breakdown in the insulation cable. In this work, we have investigated the space charge dynamic in low-density polyethylene under low and high direct-current voltage, which is evaluated by experimental conditions. The evaluation is on the basis of simulation using a bipolar charge transport model consisting of charge injection, transports, trapping, detrapping, and recombination phenomena. Numerical results provide temporal and local distributions of the electric field, the space charge density for the different kinds of charges (net charge density, mobile and trapped electron density, mobile hole density), conduction and displacement current densities, and the external current. Then, the time variation properties are found for the space charge dynamic in the LDPE.

**Key words** : Polyethylene ;Bipolar Space Charge Transport; DC Voltage; Electrical Breakdown, Packet charge, Hopping mobility, Pool-Frenkel mobility

**Titre** : **Caractérisation expérimentale et modélisation numérique du transport de charge dans les polymères synthétiques utilisés pour l'isolation électrique sous basse et haute tension**

## Résumé

Les matériaux polymères sont largement utilisés en tant qu'isolants électriques tel que dans les câbles haute tension pour le transport de l'énergie électrique. Le polyéthylène est un matériau utilisé dans l'isolation de ces câbles. Il présente plusieurs atouts par rapport aux techniques traditionnelles à base de papier imprégné d'huile : il est moins polluant, plus facilement recyclable, les liaisons réalisées demandent moins de maintenance, caractéristique mécanique et chimique et électrique excellent et il est le moins cher parmi les isolants synthétiques. L'inconvénient de l'utilisation de matières synthétiques sous tension appliquée est l'accumulation de charge à l'intérieur du diélectrique, due à l'injection à l'interface et / ou le processus de génération interne. Cette accumulation de charge peut induire une distorsion du champ interne, ce qui peut provoquer la dégradation de l'isolation et le vieillissement du matériau, ce qui peut conduire à la rupture diélectrique de l'isolant. L'apport global de ce travail est de montrer les problèmes originaux qui rencontrent la dégradation des câbles souterrains. Notre étude basée sur des modélisations et simulation numériques de la dynamique de charge d'espace dans un polyéthylène basse densité sous basse et haute tension qui est évalué par des conditions expérimentales. Nous présentons un modèle bipolaire de transport de charges qui constitué d'injection de charge, transport, piégeage, dépiégeage et le phénomène de recombinaison. Les résultats numériques fournissent les distributions spatio-temporelles des densités de charges ainsi que le champ électrique, taux de recombinaison, courant de conduction et courant de déplacement dans le volume du polyéthylène, et l'évolution du courant externe.

**Mot clé :** Polyéthylène ; Transport de charge d'espace bipolaire ; Tension DC ; Claquage électrique. Pâques de charge, La mobilitie de Hopping, La Mobilité de Pool-Frenkel

**<u>العنوان</u> : الخصائص التجريبية و النمذجة الرقمية لانتقال الشحنات الكهربائية في البوليميرات الاصطناعية المستعملة في العزل الكهربائي تحت جهد كهربائي منخفض و عالي**

**الملخص**

البوليميرات تعتبر من أكثر المواد استعمال في مجال العزل الكهربائي من اجل النقل الكهربائي المستمر العالي الجهد، و من أهم هذه المواد هو البولي إثلين منخفض الكثافة مما يحمله من خصـائص ميكانـيكية و كيميائية و كهربائية تجـعله الـعازل الأفضل من حيث العـوازل التقليـدية الأخرى. لكن مساوئ استعمـال البوليميرات تحت جهد كهربائي عالي هو أنها تخزن شحنات داخل العازل و تجمعها، و هذا يؤدي إلى تشويـه للحقل الكهربائـي الداخلي مما ينتج عنه تحطيـم هذا العـازل و شيخوخة مبكرة له و هذا قد يؤدي إلى انهيار التام للعازل. في هذا العمل، سنقوم بدراسة انتقال الشحنـات في البولي إثلين منخفض الكثافة تحت جهد كهربائي منخفض و جهد كهربائي عالي و ذلك من خلال شروط تجريبية . من خلال هذا، سنقدم نموذج ثنائي القطب لنقل الشحنات الذي يتكون من حقن الشحنات، نقل الشحنات، حصر الشحنات' تحرر الشحنات، و إعادة تركيب الشحنات. نتائج المحاكات تعطي التوزيع المكاني و الزمني للحقل الكهربائي و أيضا لكثافة الشحنات، مدى إعـادة تركيب، تيار التوصيل، تيار الإنتقال، التيار الخارجي بالنسبة للزمن.

**كلمات مفتاح**: بولي إثلين; توصيل ثنائي القطب للشحنات ; تيار مستمر ; إنهيار كهربائي ; الحزم الكهربائية ; ناقلية هوبين ; ناقلية بول- فرنكيل

# Introduction générale

## Introduction générale

Les matériaux polymères occupent une place très importante en tant qu'isolants électriques dans des applications très variées, qu'elles soient industrielles ou domestiques à cause de leurs excellentes propriétés électriques, thermiques et mécaniques, tels que les câbles, les machines électriques, les condensateurs, les revêtements thermiques dans les satellites, etc. Le polyéthylène aujourd'hui largement utilisé dans le domaine d'isolation des câbles haute tension pour le transport de l'énergie électrique à cause de leurs excellentes propriétés diélectriques et thermomécaniques. En effet, lorsqu'un isolant polyéthylène est soumis à diverses contraintes (champ électrique élevé, variations de température, efforts et frottements mécaniques importants, irradiation, rayonnement solaire UV), il apparaît dans certaines régions de l'isolant un excès de charges électriques. Ces charges sont un facteur potentiel de vieillissement des matériaux qui pouvant conduire à l'accumulation de charges électriques et à terme à la rupture diélectrique de l'isolant. Cependant, les mécanismes de génération, d'accumulation et de stockage des charges électriques à l'intérieur des matériaux ne sont pas encore bien compris, ce qui rend difficile la prédiction de leur comportement électrique et de leur durée de vie. Le domaine auquel nous nous somme intéressés est celui de l'isolation des câbles électrique haute tension (HT) pour le transport de l'énergie électrique utilisé dans les applications Haute Tension Courant Continu (HVDC).

Durant la dernière décennie des efforts d'envergure ont été fournis pour développer les aspects expérimentaux pour étudier les mécanismes de vieillissement, mesurer les charges d'espace ou identifier des espèces chargées. Bien que les mesures de charge d'espace dans les matériaux polymères aient été intensivement développées, mais les travaux de modélisation et de simulation ont progressé lentement. En 1994, Alison et Hill ont publié la première intéressante tentative de développer un modèle de transport bipolaire de charges dans le polyéthylène réticulé dégazé. Ce modèle présente une double injection de porteurs de charges aux électrodes avec l'extraction aux deux électrodes sans barrières potentielles et le transport de charge avec une mobilité constante effective tandis que les porteurs de charge peuvent être piégés dans des sites de piégeage profonds.

Depuis lors, quelques travaux de modélisation sont apparus portant sur la dynamique de charge dans le polyéthylène. Les modèles physiques considèrent généralement la nature bipolaire du transport, du piégeage, de la recombinaison et négligent la diffusion. Ces modèles diffèrent par le mécanisme d'injection, le nombre et la répartition de niveaux d'énergie des pièges profonds ainsi que les méthodes de résolution. Le but de ces recherches

est avant tout de pouvoir comparer des résultats théoriques et expérimentaux, telles que la mesure de charge d'espace, ou le champ électrique.

Dans ce travail, nous présentons un modèle bipolaire de transport de charges dans les polyéthylènes utilisée pour les isolants des câbles électriques. Ce modèle basé sur le model de Alison, en tenant compte des phénomènes de piégeage, de dépiégeage et de recombinaison. Notre modèle est appliqué sur un polyéthylène basse densité (LDPE) placé entre deux électrodes sous une tension continue.

L'objectif principal de ce modèle est d'atteindre les distributions spatio-temporelles des densités de charges ainsi que le champ électrique, taux de recombinaison, courant de conduction et courant de déplacement dans le volume du polyéthylène, et l'évolution du courant externe.

Ce travail est structuré en quatre chapitres :

Le premier chapitre rappelle quelques généralités sur les polymères, en particulier les polyéthylènes utilisent pour les transports électriques hauts tension. Nous détaillons dans ce chapitre, les principaux mécanismes d'injection et de transport de charges dans les isolants solides. En fin, nous allons présenter un aperçu sur la technique expérimentale qui permette de mesure de la distribution spatio-temporelle des charges d'espace dans des diélectriques.

Le second chapitre nous présenterons les différentes approches de modélisation du transport de charges et de la polarisation dans le polyéthylène développées par différents auteurs. Nous présentons, par la suite, les hypothèses et les équations de notre modèle. La formulation théorique de ce modèle regroupe les équations du problème et les conditions aux limites et initiales appropriées. Nous verrons aussi l'importance du choix des schémas numériques nécessaires à la résolution des équations aussi présentés dans ce chapitre.

Nous consacrerons dans le troisième chapitre à la présentation des résultats numérique de validations du modèle physique en trois gammes de tensions appliquées (faible, haute et très haute tension). Cette validation était nécessaire pour la meilleure compilation du programme relatif au modèle et elle permet aussi de comprendre l'évolution des distributions associées au champ électrique, aux densités des différents types de charges, taux nets de recombinaison ainsi que les courants externe, de conduction et de déplacement. Nous aborderons le phénomène de paquets de charges qui apaisent dans la gamme de haute tension, et aussi le phénomène de claquage électrique qui produit sous très haute tension appliquée.

Le dernier chapitre sera consacré pour la détermination l'influence des paramètres du transport sur l'évolution des différents résultats numériques obtenus par le modèle. Ce travail permettra d'accéder aux paramètres adéquats donnant les résultats les plus proches aux

mesures expérimentales. En suit, nous allons étudier l'effet de la mobilité des porteurs de charges dépende du champ électrique sur la dynamique des charges d'espace et comparé les résultats de notre modèle pour une mobilité constante.

Une conclusion générale ainsi que des perspectives de recherche clôtureront ce travail.

# CHPITRE I :

# Etat de l’art

## I.1. Introduction

Le premier chapitre on a divisé en deux parties et il est consacré à une étude bibliographique. Dans la première partie de ce chapitre, nous rappelons les bases permettant d'avoir une compréhension globale des polymères en abordant leurs formulations chimiques et leurs principales propriétés. Les différents types de polymères sont aussi présentés en fonction de leurs structures et les propriétés qui les caractérisent. Ensuite, nous dissertons sur le polyéthylène qui constitue le principal polymère utilisé pour l'isolation électrique sous haute tension, et auquel nous nous intéressons dans ce travail. Nous nous concentrons dans la deuxième partie sur les bases théoriques sur les principaux mécanismes élémentaires des phénomènes des transports de charges et les mécanismes de conduction dans les polymères. En fin, nous allons présenter un aperçu à la technique expérimentale qui permette de mesure de la distribution spatio-temporelle des charges d'espace dans des diélectriques.

## I.2. Généralité sur les polymères et l'application dans le domaine du génie électrique

L'histoire de l'homme est témoin de l'apparition et de l'évolution des matériaux polymères ou plastiques depuis environ un siècle et demi. Le terme « polymère » a été inventé par Berzelius en 1833 et la production des matériaux semi-synthétiques comme la celluloïde et l'acétate de cellulose par Braconnot dans les années 1830 est peut-être le premier exemple moderne de la science des polymères [*Tung 11*].

Des avances significatives dans la synthèse des polymères ont été faites à partir de cette découverte, mais sa nature moléculaire n'a été montrée qu'en 1922 avec les travaux de Staudinger. Il a été le premier à proposer que les polymères soient composés de longues chaînes d'atomes lié par des liens covalents. Ce point de départ du développement scientifique des polymères reste encore aujourd'hui la base de l'étude de ces derniers. Après la deuxième guerre mondiale, la production des polymères de synthèse a littéralement explosé avec un taux de croissance de l'ordre de 10 à 15% par an, autrement dit un doublement de la production environ tous les cinq ans. Actuellement, la production mondiale des polymères de synthèse (thermoplastiques, thermodurs et élastomères) dépasse cent millions de tonnes par an et ne cesse de s'accroitre.

# CHAPITRE I : Etat de l'art

Dès leur apparition, les matériaux polymères ont joué un rôle important dans des domaines d'application très vastes. On les retrouve dans presque tous les aspects de la vie quotidienne : aviation, automobile, train à grande vitesse, construction, secteur pharmaceutique et médical, etc. Dans le domaine électrique, les matériaux polymères (appelés spécialement isolants organiques) servent à isoler des éléments portés à des potentiels différents dans un souci de protection des biens et des personnes [*Tey 10*], [*Tung 11*]. Au sein de systèmes électriques, les fonctions qu'ils assurent et les contraintes qu'ils doivent endurer sont très variables. Généralement, les applications des matériaux polymères dans le domaine de l'électrotechnique sont classées en trois catégories:

- **Isolation :** le polyéthylène (PE) utilisé comme isolant dans les câbles de transport d'énergie en est un exemple typique. Il est principalement utilisé pour les câbles moyenne et haute tension en raison de ses excellentes propriétés diélectriques (permittivité et angle de pertes diélectriques faibles) [*Kub 94*],[*Fot* 03].
- **Stockage d'énergie**: on peut trouver des isolants polymères dans la fabrication des condensateurs type électronique ou de puissance. Les polymères les plus utilisés sont le polystyrène (PS), le polypropylène (PP) dans le cas des condensateurs de puissance ou les polyesters comme le polyéthylène naphtalate (PEN) et le polyéthylène téréphtalate (PET) pour les applications faibles tensions mais qui exigent une excellente tenue aux contraintes thermiques et mécaniques [*Wak 90*], [*Tung 11*]
- **Éléments de structure des systèmes électroniques ou composants de puissance** : il s'agit de dispositifs de tailles réduites mais qui possèdent une densité d'énergie élevée. Cela se traduit alors par une augmentation du niveau des contraintes électriques et thermiques imposées à l'ensemble des constituants, y compris des matériaux polymères. Dans ces dispositifs, les polymères assurent parfois le rôle de support mécanique, mais surtout d'isolation. Parmi les polymères, les polyimides (PI) apparaissent comme très intéressants pour les applications d'isolation électrique à haute température [*Dia 07*].

Les applications importantes des matériaux polymères en tant qu'isolants électriques dans l'industrie électrique et électronique sont résumées dans le Tableau I-1.

**Tableau I.1** : application courants de quelque polymère dans le domaine électrique [*Fuk 04*],[*Sghi* 11].

| Application | Polymère |
|---|---|
| **Câble de transports d'énergie** | Haute et très haute tension : PE, LDPE, HDPE, PR<br>Basse tension : PVC, EPR, EPDM |
| **Machine électrique tournante**<br>**Transformateur de puissance** | PU, PES, PI, PA |
| **Condensateur de puissance** | PP, PS |
| **Condensateur électronique** | PET, PEN |
| **Dispositif et circuit électrique** | PI, PET |
| **Revêtement spatiaux** | LDPE, PTFE, PI |

## I.3.Structure et morphologie des polymères

Un polymère est un matériau composé de longues chaînes moléculaires appelées macromolécules. Dans ces macromolécules, un motif, appelé monomère, est répété un grand nombre de fois. Un polymère est organique ou inorganique. Il peut se présenter sous forme liquide (plus ou moins visqueux) ou solide à température ambiante. Les polymères ont un comportement viscoélastique, ils montrent simultanément des propriétés élastiques et un caractère visqueux [*Dis 92*],[*Rog 09*].

### I.3.1. Structure chimique d'un polymère

L'élaboration d'un polymère se fait en reliant entre elles les unités de répétition (provenant elles-mêmes de l'ouverture d'une liaison dans le monomère) par des liaisons covalentes. La chaîne carbonée est appelée squelette du polymère. Lors de la polymérisation, les monomères peuvent s'additionner de manière linéaire, ou former des ramifications. On appelle ces deux types de configurations linéaire et ramifiée. La formation préférentielle d'une de ces configurations est liée à l'encombrement du monomère de départ, et/ou à l'ajout de réactifs qui permettent l'accrochage de chaînes latéralement au squelette de la macromolécule [*Roy 04*].

La synthèse d'un polymère peut se faire de différentes manières : polymérisation anionique, cationique, radicalaire, en émulsion. Le point commun à ces synthèses est souvent la présence d'agents amorceurs de réaction et/ou de catalyseurs, qui sont ajoutés pour augmenter la vitesse de polymérisation [*Seg 00*],[*Thi 14*]. Malheureusement, les polymères « purs » sont fragiles, et ils peuvent subir, sous l'action de diverses sources (chaleur, humidité, lumière…) des dégradations qui se traduisent par une modification de leur structure chimique, et entraînent une altération des propriétés physiques. Ils ne peuvent donc pas être utilisés tels

quels. Lors de leur élaboration, les fabricants ajoutent diverses substances qui modifient et renforcent leurs propriétés :

- **Des anti-oxydants**, permettant aux polymères de ne pas réagir en présence de l'oxygène de l'air ;
- **Des agents de réticulation**, qui, après réaction chimique, peuvent se lier aux chaînes de polymères pour former des ponts inter-moléculaires. Ces agents permettent la formation d'un réseau macromoléculaire, qui confère au matériau une meilleure stabilité mécanique et thermique
- **D'autres additifs**, peuvent aussi être ajoutés, comme des plastifiants, des colorants…, en fonction des propriétés recherchées.

Tous ces additifs, lors de l'élaboration du polymère, peuvent réagir avec d'autres molécules, et on retrouve dans la matrice solide des traces de ces substances, ou des produits de dégradation de celles-ci [*Dis 92*].

## I.3.2 Structure physique d'un polymère

On entend par structure physique l'architecture de la chaîne lors de l'élaboration du polymère. L'arrangement le plus simple est la disposition des atomes ou des groupes d'atomes les uns par rapport aux autres. Ceux-ci peuvent s'arranger en tournant autour des liaisons covalentes simples, afin d'adopter la conformation qui demande le moins d'énergie (Figure I.1.). ADN (polymère de nucléotides) par exemple, qui est une macromolécule, a une conformation hélicoïdale, mais d'autres peuvent opter pour une conformation plus simple [*Dis 92*],[*Coel 93*].

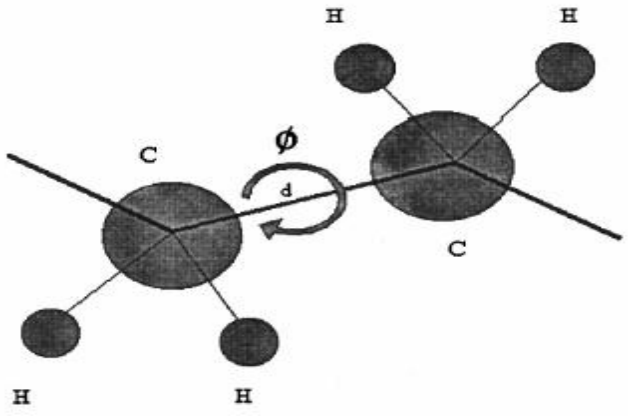



**Figure I.1.** Représentation schématique de l'arrangement des atomes les uns par rapport aux autres rotations f autour de l'axe d (exemple d'un groupement –C2H4-)[*Roy 04*], [*Rog 09*].

La cristallinité qualifie le caractère ordonné à longue distance de molécules ou d'atomes. Les polymères cristallisent lorsqu'ils ont une structure régulière (condition non suffisante). Il existe souvent des irrégularités, comme des ramifications, et le polymère ne cristallise que

partiellement. Il est dit semi-cristallin. Il comporte deux phases, une cristalline, très ordonnée, et une amorphe. S'il n'existe aucun arrangement, le polymère est amorphe.

### I.3.3.Cas particulier du polyéthylène

Le polyéthylène (PE) est thermoplastique, translucide, inerte et facile à manier. Il est le polymère de synthèse qui a la structure chimique la plus simple. Il appartient à la grande famille des polyoléfines, son nom vient du fait qu'il est obtenu par la polymérisation du monomère d'éthylène. Les formules chimiques de l'éthylène et du polyéthylène sont données respectivement par les figures I.2 et I.3[*Imd 10*].

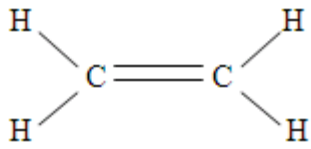



**Figure 1.2 :** Molécule d'éthylène, monomère du polyéthylène.

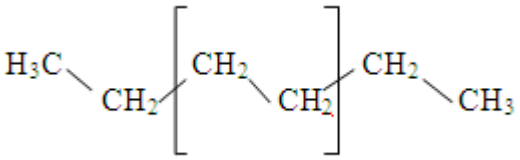



**Figure I.3 :** Structure chimique du polyéthylène.

Il existe plusieurs types de polyéthylènes, qui sont différenciés par leur structure chimique**.** Nous pouvons citer trois différents types du polyéthylène fréquemment utilisés dans le domaine du génie électrique:

- **Le polyéthylène à basse densité (LDPE) :** possède un plus grand nombre de ramifications que le HDPE, ce qui produit une structure moléculaire moins compacte et un taux de cristallinité moindre.

- **Le polyéthylène à haute densité (HDPE) :** possède peu de ramifications, ce que le rend plus rigide et moins perméable que le LDPE.

- **Le polyéthylène réticulé (XLPE) :** est une forme de polyéthylène basse densité dans lequel les chaînes moléculaires individuelles sont liées les unes aux autres pour former un polymère en réseau avec toutefois des réseaux beaucoup moins denses que dans le cas des résines époxydes par exemple. Par rapport au LDPE, ce sont principalement

les propriétés thermomécaniques qui sont améliorées. Le matériau est plus complexe, chimiquement et structurellement que le LDPE.

### I.3.4.Structure physico-chimique et propriétés thermomécaniques du polyéthylène

Le polyéthylène est composé de macromolécules d'éthylène ($-C_2H_4$). Les macromolécules peuvent être de très longues chaînes (composées en moyenne de 10000 groupements) si bien qu'elles ont tendance à s'enrouler et s'enchevêtrer entre elles à l'image des spaghettis. Ces enchevêtrements confèrent au polyéthylène sa souplesse et facilitent sa mise en œuvre. Cependant ces régions dites « amorphes » sont perméables à la pénétration de gaz et/ ou des contaminants [*Viss* 11].

**Figure I.4** : Description simplifiée de l'enchevêtrement aléatoire des chaînes.

Dans certaines régions, les segments de chaînes adjacents s'alignent parallèlement les uns aux autres formant des zones plus ordonnées dites « cristallites ». Celles-ci sont encastrées dans la matrice amorphe dans laquelle les chaînes sont disposées de manière désordonnée. Les zones cristallines confèrent une certaine rigidité au matériau ainsi que la résistance à la pénétration d'humidité et de gaz[*Viss* 11].

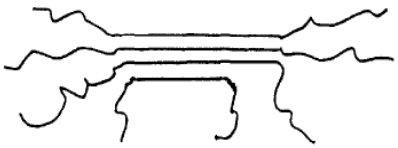


**Figure I.5** : Alignement des segments de chaînes adjacentes formant les zones cristallines.

Il est par ailleurs possible de greffer des ramifications à la chaîne principale. Ces greffons empêchent les chaînes principales de s'aligner entre elles et ainsi affectent la cristallinité du matériau [*Ber*99].

Enfin, notons que ce sont les conditions de polymérisation qui déterminent la longueur moyenne des chaînes ainsi que le taux de ramifications et donc les différentes propriétés du

polyéthylène. Pour illustrer ces différents aspects, le Tableau.I.2 compare les divers paramètres concernant le polyéthylène basse densité (LDPE), fabriqué dans un réacteur haute pression, et haute densité (HDPE), fabriqué dans un réacteur basse pression.

**Tableau I.2 :** Caractéristiques électriques et mécaniques de deux types de polyéthylène haute et basse densité[*Khal* 97] [*Viss* 11][*Zhao 12*].

| Caractéristique | HDPE | LDPE |
|---|---|---|
| **Structure** | Linéaire | Ramifiée |
| **Masse volumique ($Kg/m^3$)** | 940-960 | 915-935 |
| **Taux de cristallinité** | 65-80% | 55-70% |
| **Rigidité électrique à 23°C ($KV.mm^{-1}$)** | 140 | 160 |
| **Permittivité à 23°C et 50 Hz** | 2.3 | 2.3 |
| **Température max de service (°C)** | 80 | 70 |
| **Température de transition vitreuse (°C)** | -110 | -110 |
| **Température de fusion (°C)** | 128-135 | 110-120 |

La manière la plus simple d'élaborer du polyéthylène basse densité est la polymérisation vinylique radicalaire. Elle nécessite l'ajout d'amorceurs, qui sont souvent des peroxydes, que nous noterons R-O-O-R. Sous l'effet de la température ou d'un apport d'énergie, la liaison O-O se casse pour donner deux radicaux libres, notés R-0$^{*}$.

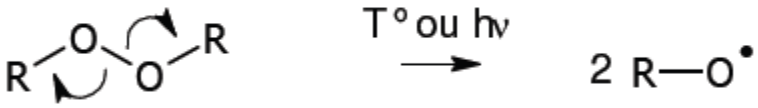



**Figure I.6 :** Création des radicaux.

Chaque radical attaque un monomère d'éthylène, en ouvrant la double liaison, pour former un radical plus gros, qui lui-même réagit avec un autre monomère [*Roy 04*].

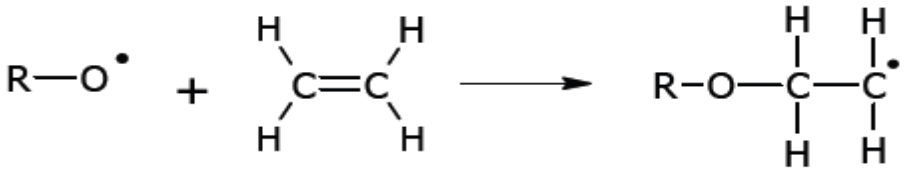



**Figure I.7** : Polymérisation.

Le phénomène se poursuit de proche en proche jusqu'à ce qu'il s'arrête par manque de monomère ou par fixation d'un autre radical ou d'une impureté R'.

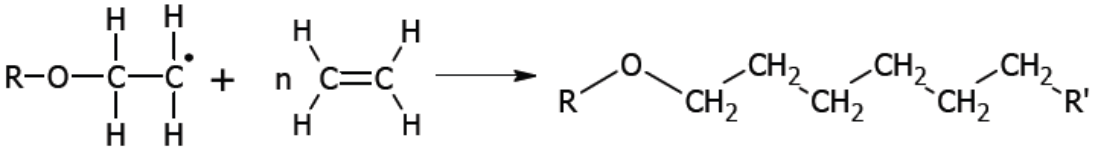


**Figure I.8 :** Terminaison.

La réaction ne se produit pas uniquement en bout de chaîne, mais des radicaux peuvent se créer, via un réarrangement moléculaire, au milieu du squelette. Ces réarrangements donnent naissance à des ramifications sur la chaîne carbonée. La totalité de la réaction est schématisée.

Pour améliorer la tenue thermique et mécanique du polyéthylène, un agent de réticulation est ajouté lors de la mise en œuvre. Il permet de créer un réseau intermoléculaire. L'agent usuel de réticulation pour le polyéthylène est le dicumyl peroxyde(DCP). De même que les initiateurs de réactions peroxydent, le DCP crée des radicaux libres, capables d'arracher un hydrogène à la macromolécule polyéthylène. La chaîne carbonée est donc insaturée. La rencontre entre deux chaînes insaturées permet la mise en commun de leurs électrons pour créer une liaison intermoléculaire (Figure I.9 ).

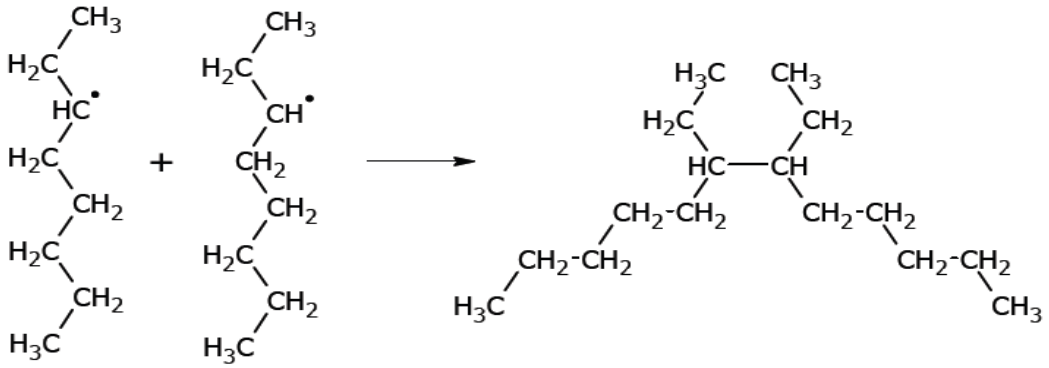


**Figure I.9** Réticulation du polyéthylène.

La mise en forme du polyéthylène, en particulier pour les câbles électriques, se fait parco-extrusion du polymère avec un semi-conducteur. Lors de l'extrusion, le polyéthylène se retrouve au contact de l'air, et s'oxyde facilement. Pour parer à cette dégradation, les fabricants introduisent des anti-oxydants avant la mise en forme. Ils permettent de fixer la majeure partie de l'oxygène de l'air, protégeant ainsi le polymère. Ces anti-oxydants peuvent être de plusieurs types : des amines, des sulfures, ou encore des phénols [*Roy 04*].

## I.3.5.Propriétés électriques du polyéthylène

Le polyéthylène pur est un matériau non polaire et possède un constant diélectrique de l'ordre de 2.3. Toutefois, l'oxydation du matériau peut rendre le matériau quelque peu polaire, du

moins au niveau des zones à proximité de la surface. De même, les défauts présents dans le matériau sont susceptibles de modifier localement la constante diélectrique du polymère.

La conductivité du polyéthylène pur est très faible, typiquement de l'ordre de $10^{-15}$ S/m. Cette valeur de conductivité, non nulle, résulte des phénomènes de transport dans le matériau et évolue entre autre avec le champ électrique appliqué, la température ainsi que le degré d'impuretés contenues dans le volume du diélectrique[*Viss* 11].

La rigidité diélectrique est un paramètre permettant d'effectuer une rapide qualification de la performance d'un isolant. Cette quantité représente la valeur moyenne de champ au-dessus duquel le claquage est inévitable. Le polyéthylène pur possède une forte rigidité diélectrique. Cependant, celle-ci se dégrade lorsque le matériau contient des défauts (cavités par exemple), des impuretés ou encore des sous-produits. Les conditions de mise en œuvre ont ainsi un impact majeur sur la rigidité diélectrique de l'isolant. Cette dernière évolue également avec le temps en fonction des contraintes subies par le matériau (champ électrique, température, environnement etc…).

## I.4.Structure des câbles HT synthétiques

Les matériaux les plus couramment utilisés sont le polyéthylène, haute et basse densité dans le câble HT , mais surtout sous sa forme réticulée. La structure d'un câble très haute tension pour les réseaux souterrains est présentée sur la Figure suivant:

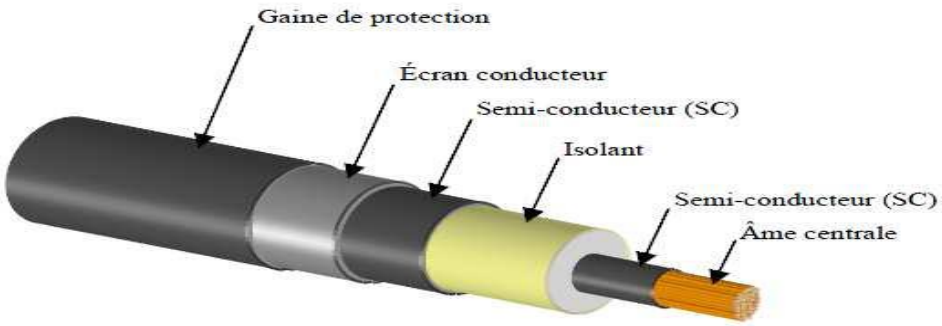



**Figure I.10 :** Structure d'un câble THT 400 kV (Diamètre = 13 cm) pour les réseaux souterrains[*Rog 09*].

- **L'âme centrale**: transmission l'énergie
- **L'écran semi-conducteur:** maintenir un champ électrique uniformément divergent dans le câble
- **L'isolant:** pour l'isolation des câbles HT.

- **Ecran conducteur :** pour la protection mécanique
- **Gain de protection** L'environnement extérieur (température, humidité, contrainte mécanique, ensoleillement)

L'inconvénient de l'utilisation de matériaux synthétiques tels que le polyéthylène dans l'isolation des câbles haute tension est leur capacité à stocker des charges électriques (appelées *charges d'espace)* lorsqu'ils sont soumis à de fortes contraintes (champ électrique élevé, irradiations, efforts et frottements mécaniques importants, variations de température)[*Rog 09*] [Talb 11].

Il semble aujourd'hui de plus en plus probable que les problèmes de baisse de performances et de rupture des isolants soient liés à la présence et à l'accumulation de la charge d'espace en volume et en surface du diélectrique. Cette présence peut donc nuire à la fiabilité des systèmes dans lesquels ils sont utilisés, et ce quelle que soit l'échelle des dispositifs. Ces effets néfastes peuvent être vus sous deux aspects:

- La présence de charges conduisant au vieillissement à travers la relaxation d'énergie cinétique et potentielle; ces phénomènes peuvent se manifester pour des champs électriques nettement inférieurs au champ de rupture propre au matériau [*Bouf 05*]. Cette baisse de performance est attribuée principalement au vieillissement électrique des diélectriques, terminologie générique qui regroupe l'ensemble des mécanismes par lesquels les caractéristiques de ces matériaux évoluent au cours du temps [*Mon 05*].
- L'accumulation de la charge d'espace provoque la distorsion du champ électrique interne qui peut excéder le champ du matériau dans le cas des câbles. Ce problème est largement rencontré et conduit à la distorsion du champ électrique interne qui peut entraîner la rupture diélectrique du matériau.

De nombreuses études ont été menées afin de comprendre le comportement des charges dans les diélectriques sous contrainte électrique et en particulier sur le polyéthylène, et mais peu de recherches portent sur la génération de ces charges aux interfaces. Or quel que soit le domaine d'application (génie électrique, électronique de puissance, microélectronique), il existe toujours des contacts métal/isolant [Fuku 04], semi-conducteur/isolant[*Chen 05* ] ou même isolant/isolant[*Rog 09*].

## I.5. Les charges d'espaces

Un isolant parfait ne devrait pas contenir d'autres charges que les noyaux atomiques et les électrons des couches internes et de valence. En réalité, les matériaux utilisés dans l'isolation électrique ne se comportent jamais comme des isolants parfaits. Ils sont susceptibles de se charger électriquement par des mécanismes dont la nature est connue et décrite théoriquement dans certaines situations idéalisées  Lorsqu'un isolant est soumis à de fortes contraintes (champ électrique élevé, irradiation  efforts et frottements mécaniques importants, variations de température. Nous appellerons charge d'espace l'ensemble des charges réelles, positives ou négatives piégées dans un diélectrique, ce qui inclut les charges de surface et de volume[*Tou 07*], [*Lau 99*].

Il semble aujourd'hui de plus en plus probable que les problèmes de baisse de performances et de rupture des isolants soient liés à la présence et à l'accumulation de la charge d'espace en volume et en surface [*Fakh 06*]. En effet, le champ électrique dû à la charge d'espace dit « champ résiduel » peut augmenter localement la contrainte électrique, en sur-sollicitant l'isolant. De plus, lor d'un piégeage massif de la charge accumulée, l'énergie relaxée est considérable et peut endommager localement ou complètement le matériau.

Nous pouvons classer les charges électriques dans un diélectrique en deux catégories :

- les charges extrinsèques sont les électrons et trous injectés à partir des électrodes, ou les ions qui diffusent des électrodes vers l'isolant. Elles peuvent aussi résulter du contact entre la surface libre du diélectrique et un plasma gazeux ou un faisceau de particules chargées [*Coel 93*].

- les charges intrinsèques sont les ions contenus initialement dans l'isolant, ou générés soit par électro-dissociation d'espèces neutres, soit par ionisation des constituants du solide par interaction avec des rayonnements énergétiques ou des particules.

La charge d'espace a différentes origines Les charges en volume peuvent être des dipôles d'orientation ou de déformation (Figure I.11-a), des impuretés ioniques « provenant du mode de fabrication (Figure I.11-b), issues d'un phénomène d'injection d'électrons / trous (Figure I.11-c), ou enfin issue d'une dissociation d'espèces initialement neutres (Figure I.11-d). Les charges en surface apparaissent par principe d'influence totale soit en réponse aux dipôles et en vertu du déplacement électrique équivalent à une absence de matière inter électrode, on parle alors de charge de polarisation dipolaire et de déplacement électrique absolu, soit en

réponse aux autres charges d'espace, et on les nomme alors charges images, soit enfin par décharge de surface (Figure I.11.e)[*Lau 98*].

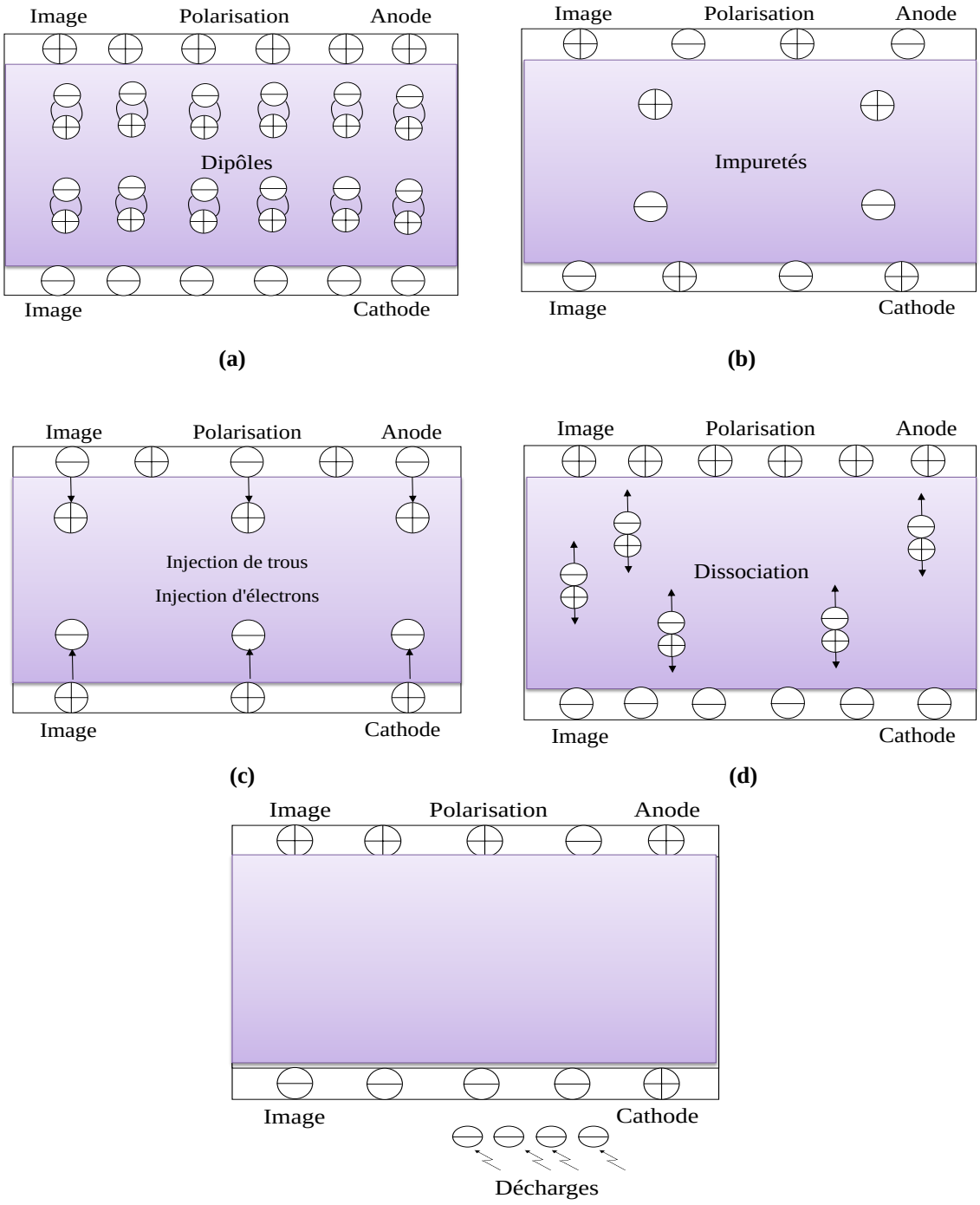



**Figure I.11** : Synthèse des différents types de charge d'espace[*Rog 09*].

## I.6. Effet des charges d'espace sur le champ appliqué

L'effet majeur de la présence de charges dans un diélectrique est la modification de la distribution interne du champ électrique. Cet aspect, illustré à la Figure I-15[*Lau 98*], peut être

décrit par une situation simple où l'on considère un film isolant d'épaisseur d et ses électrodes en supposant le problème unidimensionnel selon la direction z.

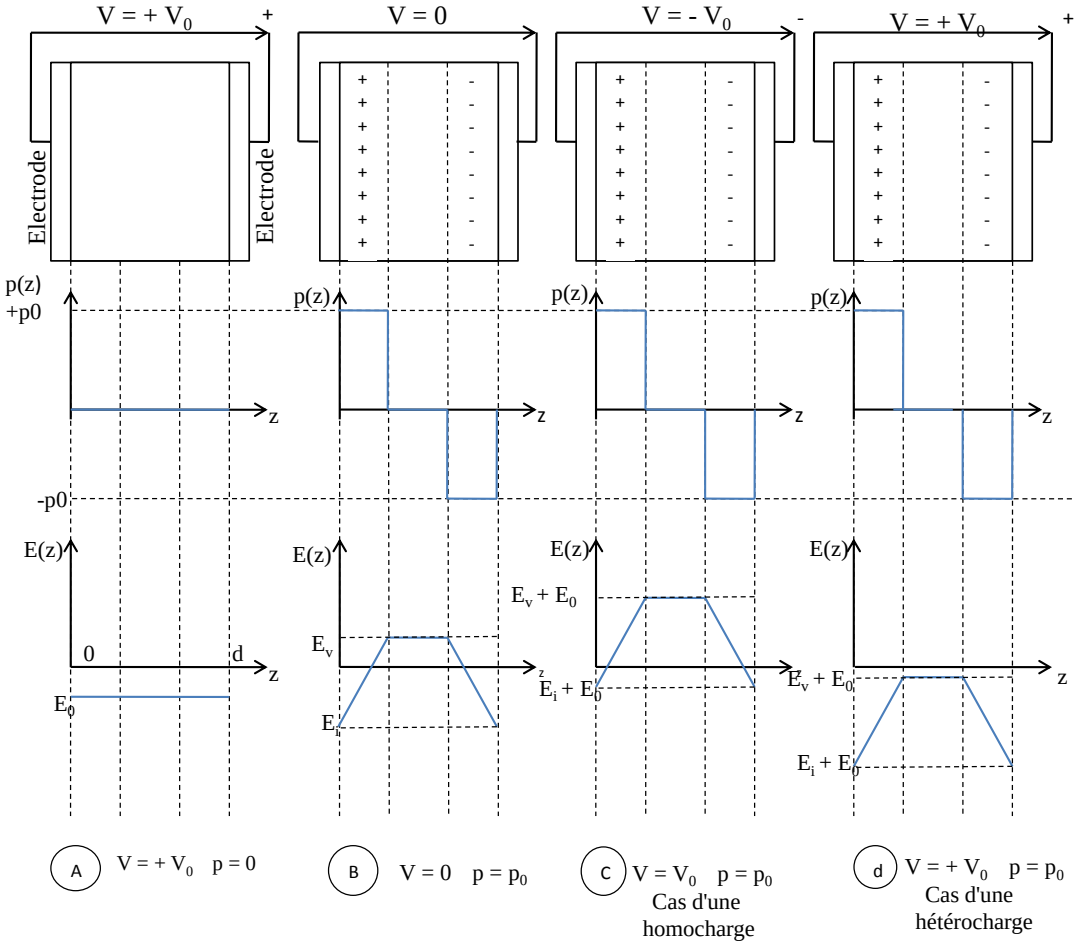



**Figure I.12 :** Charge d'espace et distribution du champ électrique [*Lau 98*].

L'absence de charge $\rho(z)$ et pour un potentiel appliqué $V_0$, le champ est constant en tout point et a pour valeur $E_0 = V_0/D$ (Figure I-12-a). On envisage ensuite l'existence de deux zones de charge d'espace adjacentes aux électrodes, de même épaisseur, de signes opposés et d'égale densité $\rho_0$. En l'absence de tout potentiel appliqué, le champ propre de charge d'espace est obtenu comme indiqué à la Figure I-12-b.

Sous l'application d'un potentiel entre deux électrodes, on a deux types de distribution du champ électrique total selon le signe de potentiel. Lorsque l'anode est adjacente à la distribution de charge positive, on parle alors d'homocharge puisque les distributions décharge considérées ont le même signe que les électrodes adjacentes. On constate que la présence d'homocharge diminue le champ interfacial et augmente le champ volumique (Figure I-12-c). Inversement, on applique la même tension en imposant que l'anode soit

adjacente à la distribution de charges négatives, on parle d'hétérocharges. La présence d'hétérocharges conduit donc à une augmentation du champ interfacial et à une diminution du champ volumique (Figure I-12-d). A partir de cet exemple, on conçoit donc que les charges internes et leur répartition spatiale puissent fortement perturber la distribution du champ électrique.

## I.7. Transport de charges dans les polymères

### I.7.1.Théorie des bandes

Dans un solide cristallin, les électrons occupent des états quantiques ayant la symétrie du cristal. Chacun de ces états est caractérisé par une énergie et l'ensemble des énergies accessibles aux électrons est appelé le spectre.

Pour tous les solides cristallins ce spectre est constitué de deux bandes d'énergies distinctes :

- La bande de valence est la bande d'énergie où se situent les électrons contribuant à la cohésion locale du cristal (entre atomes voisins). Ces états de plus haute énergie sont affectés par la présence des autres atomes.
- La bande de conduction où se situent les états d'énergie supérieure délocalisés. Les électrons occupant cette bande sont appelés électrons de conduction, ou électrons libres. Ces deux bandes sont séparées par une bande interdite ou gap (Figure I.13).

L'énergie de la bande interdite est la quantité d'énergie nécessaire à un électron pour passer de labande de valence à la bande de conduction lorsque celui-ci est soumis à une excitation[*Pha 09*].

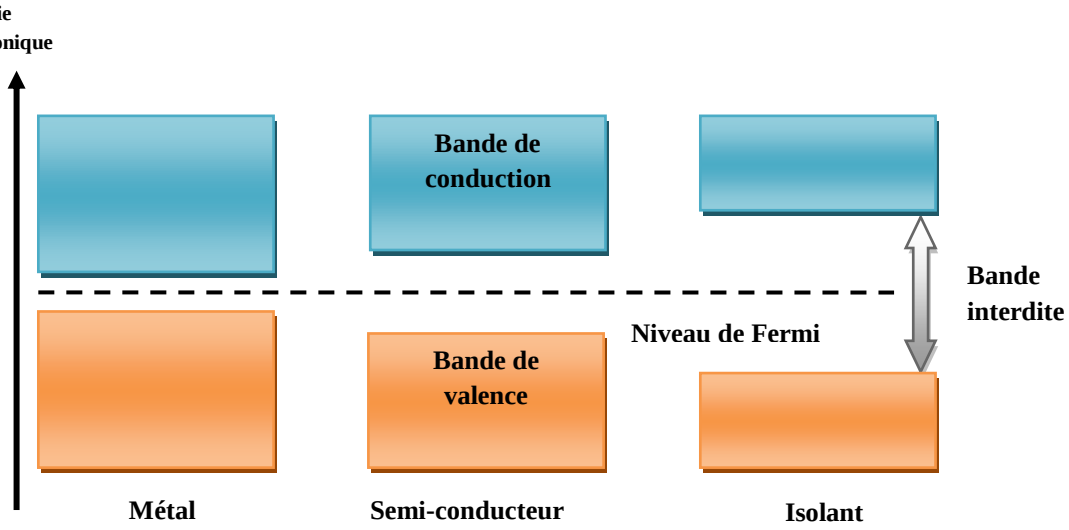



**Figure I.13 :** Représentation des bandes d'énergie des différents matériaux.

#### I.7.1.1.Cas des polymères

Dans les matériaux diélectriques (matériaux polymères) de structure semi-cristalline complexe, plusieurs phénomènes ou mécanismes de conduction électriques peuvent générer de très faibles courants. Nous pouvons représenter la conductivité des isolants dans le cadre

de la théorie des bandes d'énergie, en considérant le diélectrique comme un semi-conducteur de bande interdite supérieure à 5 eV. Pour les polymères, il faudra également tenir compte de leur structure moléculaire très spécifique et de leur grande densité de pièges. Cependant, la physique du solide prévoit des valeurs de conductivité extrinsèque (en présence d'impureté) extrêmement faibles, de l'ordre de $10^{-35}$S/m à 300 K, alors que des mesures effectuées sur des échantillons supposés ohmiques révèlent des conductivités minimales de $10^{-18}$S/m, Ceci s'explique par l'existence de phénomènes qui augmentent le nombre de porteurs libres ou qui favorisent leur conduction. Ainsi, pour expliquer le comportement des matériaux non cristallins comme les polymères, plusieurs auteurs ont fait des ajustements à la théorie de bandes :

- les frontières entre la bande de valence, la bande interdite et la bande de conduction ne sont plus parfaitement définies à un niveau donné et on peut trouver une certaine densité d'états coupables dans ce qui était précédemment la bande interdite. Ces états, qui sont occupés ou vides selon leur position par rapport au niveau de Fermi sont dits «localisés»(Voire la Figure I.14-b), car ils sont énergétiquement distincts de leurs plus proches voisins, la mobilité des porteurs occupant éventuellement ces états sera de plus en plus faible au fur et à mesure que l'on se rapproche conduction

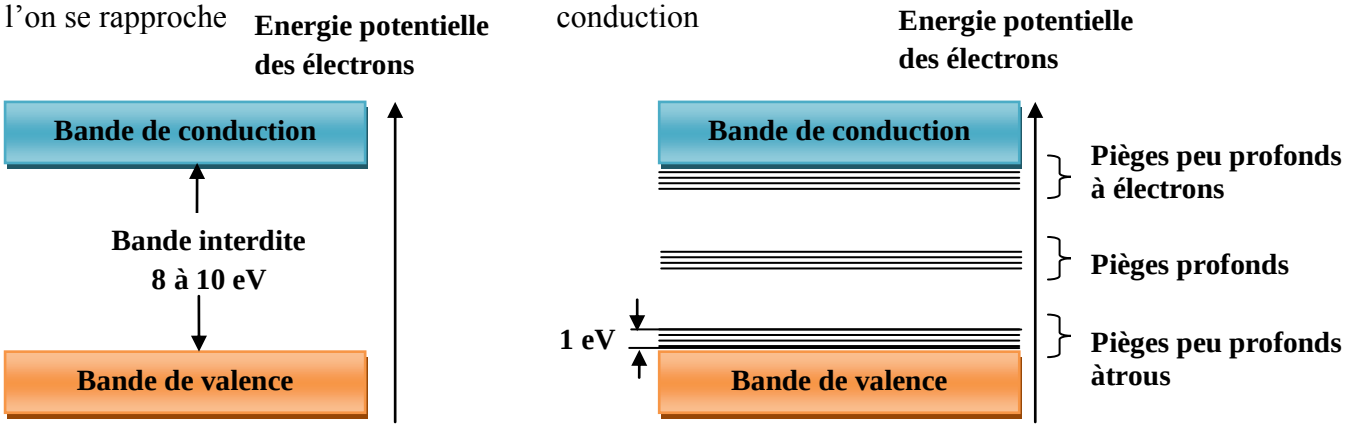



**Figure.I.14 :** Diagramme de bande d'énergie, a) pour un réseau cristallin parfait, b) pour un polymère

Il faut distinguer deux types d'états localisés [*Bla 01*]:

- les sites peu profonds, qui sont dus au désordre conformationnel. Ces niveaux d'énergie sont proches des bandes de valence ou de conduction, et les porteurs de charges (électrons et trous) ayant acquis une faible énergie peuvent se mouvoir en « sautant » de site en site.

- Les sites profonds, dus au désordre chimique. Ce sont des états isolés dans la bande interdite, dans lesquels les charges peuvent se piéger durablement. Ces niveaux d'énergie sont appelés pièges profonds, et ils participent peu au transport de charges.

Une représentation schématique d'un diagramme d'énergie appliqué aux polymères est donné Figure I.15.

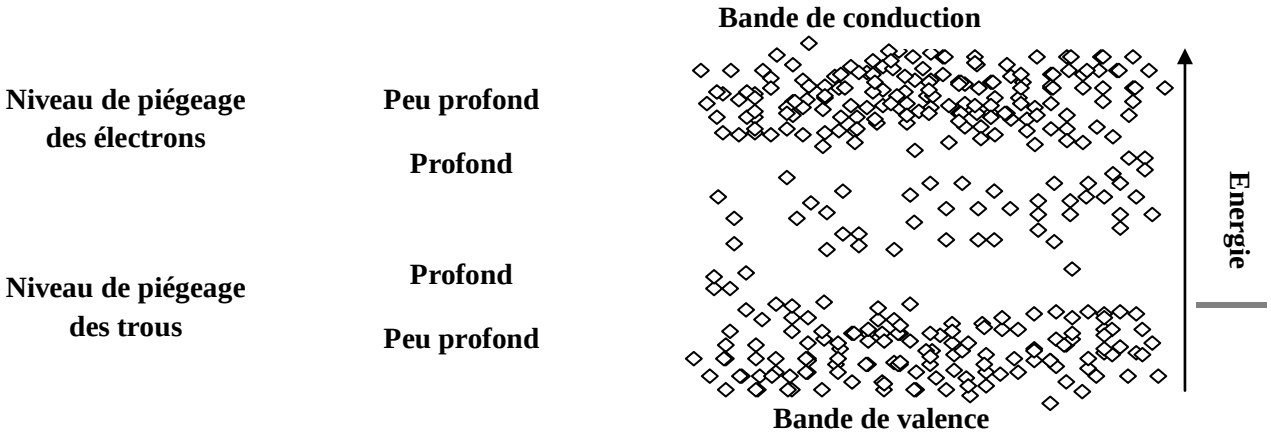



**Figure I.15**. : Représentation schématique d'un diagramme de bande pour un polymère, Les losanges représentent les états localisés dans le gap.

## I.7.2. La polarisation

### I.7.2.1. Notions générales

On désigne par polarisation électrique, la réorganisation des charges électriques de façon à s'opposer à l'action d'un champ électrique appliqué. La propriété essentielle des matériaux diélectriques est de se polariser lorsqu'un champ électrique leur est appliqué.

En pratique, la polarisation diélectrique s'exprime par une grandeur fondamentale, la permittivité relative $\varepsilon_r$ aussi appelée constante diélectrique. Cette grandeur peut traduire « l'aptitude » d'un matériau à stocker de l'énergie électrique : la capacité d'un condensateur est multipliée par $\varepsilon_r$ lorsque celui-ci contient ce matériau diélectrique entre ses armatures. La polarisation *P* est le moment dipolaire par unité de volume, elle est reliée à la permittivité du matériau et au champ électrique *E* par la relation suivante :

$$P = \varepsilon_r \chi E = \varepsilon_0(\varepsilon_r \quad 1)E \qquad \text{(I.1)}$$

où $\chi$ est la susceptibilité diélectrique du matériau et $\varepsilon_0$la permittivité diélectrique du vide.

### I.7.2.2. Comportement dynamique de la polarisation dipolaire

Si un champ électrique *E* est appliqué sur un système moléculaire, tous les dipôles, pris individuellement, tendent à s'orienter dans la direction du champ, de façon à diminuer l'énergie potentielle du système. Toutefois, les molécules étant en interaction thermique,

l'agitation moléculaire tend à s'opposer à l'orientation des dipôles due au champ. Le passage de l'état non polarisé en absence du champ électrique à un état polarisé en équilibre avec le champ n'est pas un phénomène instantané. En effet, un certain retard à l'établissement de la polarisation se manifeste à cause de l'inertie du mouvement des dipôles. Ce phénomène est appelé relaxation diélectrique.

### I.7.2.3. Les différents processus de polarisation

Lorsqu'on soumet le matériau à un champ électrique dynamique, les différents types de polarisation apparaissent successivement. Pour les temps courts, les entités les plus légères arrivent à suivre le champ. En fonction du temps, les entités les plus lourdes auront le temps de réagir à la présence du champ électrique.

#### a- . Polarisation électronique : *Pe*

La polarisation électronique apparait dans tous les matériaux et s'établit en un temps très court ($10^{-15}$ s). Dans ce cas, le centre de gravité des charges négatives (les électrons de l'orbitale) et celui des charges positives (le noyau) sont confondus. Sous l'action d'un champ électrique, l'orbitale se déforme, les électrons étant attirés par le pôle positif du champ appliqué, ce qui provoque l'apparition d'un moment dipolaire.

#### b- Polarisation atomique ou ionique : *Pa*

Dans le cas où deux atomes différents sont liés par une liaison covalente, les électrons qui les lient vont être légèrement déplacés du côté de l'atome le plus électronégatif. On a donc création d'un moment dipolaire induit de liaison. Lorsqu'on applique au dipôle induit un champ électrique, les atomes se déplacent les uns par rapport aux autres, donnant naissance à une polarisation atomique.

#### c- Polarisation d'orientation dipolaire *: Pd*

Pour les molécules dont les centres de charges positives et négatives ne coïncident pas, il y'a apparition des moments dipolaires : on parle alors de molécules polaires. En absence d'un champ électrique, les dipôles sont orientés de manière aléatoire de sorte que le moment dipolaire global est nul. Sous l'action d'un champ électrique, les dipôles tendent à s'orienter selon la direction du champ appliqué : c'est la polarisation d'orientation[*Fou 86*] [*Coel 93*].

#### d- Polarisation interfaciale ou par charge d'espace *: Pc*

Ce type de polarisation intervient dans le matériau diélectrique hétérogène (amorphe-cristallin) ou lorsqu'il contient des charges libres (défaut, impureté…). Sous l'influence du

champ électrique, ces porteurs de charges se déplacent et ont tendance à se concentrer. Cette accumulation locale de charges provoque la création de dipôles [*imd 10*].

Dans le cadre de notre travail, nous allons nous intéresser essentiellement à ce dernier mécanisme (Polarisation par charge d'espace).

## I.8.Mécanismes de conduction sous champ continu.

Toute charge électrique entraînée dans un mouvement ordonné par un champ électrique constitue ce que nous appelons la conduction électrique. Les charges électriques susceptibles de donner ainsi naissance à un courant électrique sont des ions ou des électrons (à défaut des trous). Face à une configuration isolant/conducteur, il existe plusieurs mécanismes de conduction. Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à des mécanismes physiques de base qui s'appliquent au transport de charges et qui permettront de mieux comprendre les phénomènes entrant en jeu, ainsi d'asseoir les hypothèses de travail dont nous aurons besoin par la suite.

### I.8.1.Mécanismes contrôlés par l'interface

Sous l'effet d'un champ électrique élevé, des charges peuvent être injectées dans l'isolant à partir de l'électrode et peuvent bouger vers l'intérieur. Ces mécanismes ne dépendent pas seulement de la tension appliquée, mais aussi d'autres facteurs comme la température, la nature du polymère et de l'électrode. D'après Ieda.M [*Led 84*], l'interface métal-isolant joue un rôle important dans la conduction et est à l'origine de plusieurs phénomènes :

- Injection des porteurs.
- Etats de surface.
- Réactions électrochimiques.
- Ionisation.
- Courants ohmiques et limitation de la charge d'espace.

La Figure I.16 représente le schéma de bande à l'interface électrode métallique diélectrique. $E_F$ est le niveau de Fermi du métal d'électrode, et ne dépend que de la nature de ce métal. $E_c$ et $E_v$ sont respectivement les énergies correspondant au niveau supérieur de la bande de valence du diélectrique et au niveau inférieur de la bande de conduction.

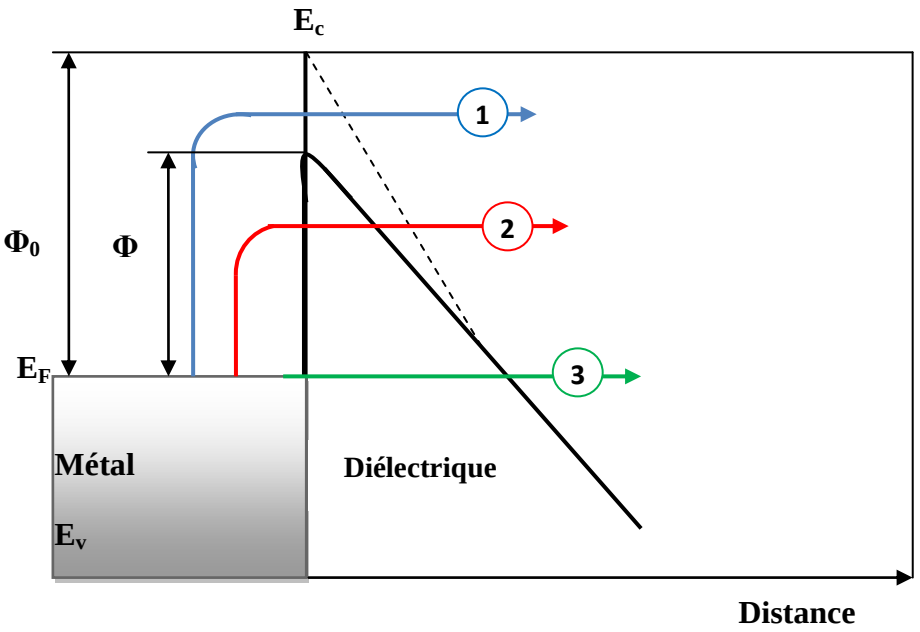



**Figure I.16** : Diagramme de bande à l'interface électrode métallique-diélectrique.

Dans le métal, on trouve des électrons disponibles jusqu'au niveau de Fermi et pratiquement aucun au-dessus. Un électron situé au niveau $E_F$ à la cathode (métal de gauche sur la figure) a trois possibilités pour pénétrer dans le diélectrique où il doit arriver jusque dans la bande de conduction pour pouvoir participer au transport :

- voie 1 : passage par dessus la barrière ; elle est appelée effet thermoélectronique (ou plus communément effet Schottky).
- voie 2 : passage au travers de la barrière à énergie constante.
- voie 3 : passage au travers de la barrière après un gain d'énergie (énergie Thermique $K_bT$ par exemple).

Les voies 2 et 3 sont appelées effet Fowler-Nordheim et sont traitées comme l'effet tunnel à travers une barrière d'énergie triangulaire.

### I.8.1.1.Effet Schottky

Si l'on considère que la hauteur de la barrière de potentiel est suffisamment basse, des électrons avec une énergie suffisante peuvent la franchir [*Dis 92*][*Seg 00*]. La hauteur de barrière Φ que doit franchir un porteur issu de l'électrode métallique est déterminé par trois facteurs:

- la hauteur de barrière, en l'absence de champ appliqué $\Phi_0 = E_C - E_F$ où $E_C$ est le niveau de la bande de conduction de l'isolant et $E_F$ le niveau de Fermi du métal ;
- le champ électrique extérieur, appliqué au système ; il est supposé uniforme dans l'isolant et donc égal à V/D où V est la différence de potentiel appliqué entre les deux électrodes et D l'épaisseur de l'isolant :

- l'énergie liée à la force image ; cette force est due au champ électrostatique créé par l'électron qui s'éloigne du métal et par la charge de signe opposé induite par l'électron à la surface de ce métal.

Le calcul détaillé montre que la hauteur de barrière est donnée par :

$$\phi = \phi_0 - \beta_s \sqrt{E} \tag{I.2}$$

La constante de Schottky $\beta_s$ est donnée par :

$$\beta_s = \sqrt{\frac{e^3}{4\varepsilon_r \varepsilon_0}} \tag{I.3}$$

Où $\varepsilon_r$ étant la permittivité relative du diélectrique, $\varepsilon_0$ la permittivité du vide et $e$ charge élémentaire $e = 1.6 \times 10^{-19} C$.

La densité de courant quant à lui s'exprime :

$$J_{schot} = AT^2 \exp\left[-\frac{\phi}{K_b T}\right] = AT^2 \exp\left[-\frac{\phi_0 - \beta_s \sqrt{E}}{K_b T}\right] = AT^2 \exp\left[-\frac{\phi_0}{K_b T}\right] \exp\left[\frac{\beta_s \sqrt{E}}{K_b T}\right] \tag{I.4}$$

Où A est constante de Richardson-Schottky, $K_b$ constante de Boltzmann, T température thermodynamique.

La première partie du terme de droite représente l'émission thermique, alors que la seconde est fonction du champ électrique. Il est à noter que lorsque le champ électrique est nul, la densité de courant n'est pas nulle, mais provient simplement de l'effet thermique.

### I.8.1.2. Effet Fowler-Nordheim

L'injection par effet de champ, aussi appelée Fowler-Nordheim[*Fow 28*] [*Sim 71*], est liée à la théorie quantique. Un électron de la couche électronique du métal a une probabilité non nulle de se trouver à un instant donné de l'autre côté de la barrière de potentiel. Cette probabilité non nulle permet à certains électrons de passer à travers la barrière de potentiel sans avoir l'énergie nécessaire pour la franchir (tunnel). Le phénomène est intiment lié à la fonction d'onde des particules, qui décroît rapidement avec l'augmentation de la distance. L'injection de type Fowler-Nordheim ne devient significative que pour des champs élevés ($10^9$ V.m$^{-1}$), dans ce cas l'épaisseur de la barrière de potentiel est très fine.

La densité de courant a pour expression :

$$J_{F-N} = A^{'} E^2 \exp\left[\frac{A^{''}}{E}\right] \qquad \text{(I.5)}$$

Avec :

$$A^{'} = \frac{e^3}{8\pi h \phi_0} \qquad \text{et} \qquad A^{''} = \frac{8\pi\sqrt{2m\phi_0^{\frac{3}{2}}}}{3he} \qquad \text{(I.6)}$$

où *h* est la constante de Planck, *m* masse de l'électron.

L'équation est indépendante de la température, et dépend principalement du champ électrique. Cependant, des études ont montré que l'effet tunnel était aussi fonction de la température. Ainsi, lors de l'augmentation de température, des électrons se trouvant dans un état excité dans le métal ont une probabilité plus grande de passer dans la bande de conduction du diélectrique par effet tunnel. La densité de courant d'injection par effet tunnel sera donc plus grande pour des températures plus élevées.

## I.8.2. Mécanismes contrôlés par le volume du polymère

### I.8.2.1. Courants limités par charge d'espace

La conduction résulte du mouvement de porteurs de charges sous l'effet d'un champ appliqué. Elle est souvent fonction de l'épaisseur du diélectrique. Considérons le cas idéal d'un diélectrique sans piège, sans porteurs intrinsèques, où le transport est unipolaire. Les électrons sont injectés à la cathode par un bon contact ohmique, et la diffusion est négligée [*Lam 70*]. Dans un premier temps, la charge d'espace $\rho$, injectée à la cathode, est faible à l'intérieur du diélectrique. Ces charges, de mobilité μ, soumises à un champ électrique *E*, auront une vitesse $v = \mu.E$. La densité de courant résultant du mouvement de ces charges libres, $\rho$, à la vitesse ν, est régie par la loi d'Ohm :

$$J_{Ohm} = \nu.\rho.E \qquad \text{(I.7)}$$

Cette relation ne reste valide que si les charges injectées ne modifient pas le champ interne. Lorsque le courant d'injection augmente sous tension appliquée croissante, un changement de comportement s'opère, dans lequel le champ local est contrôlé par la charge d'espace. En résolvant le système d'équations constitué de l'équation de Poisson, l'équation de continuité et la relation liant le champ à la tension, on arrive à une densité de courant limitée par charge d'espace (SCL) de la forme :

$$J_{SCL} = \frac{9}{8} \times \frac{\varepsilon \mu V^2}{D^3} \tag{I.8}$$

Ainsi, pour un diélectrique sans piège qui contient la densité de porteurs intrinsèque $n_0$, la densité de courant est fonction de la densité de charges à l'intérieur du matériau, et elle peut se résumer sous cette forme :

$$J_{Cond} = e.n_0 \mu \frac{V}{D} + \frac{9}{8} \times \frac{\varepsilon \mu V^2}{D^3} \tag{I.9}$$

Si la densité de charges injectées est plus grande que celle déjà présente dans le diélectrique, alors $n_0$ est négligeable et on obtient un courant exclusivement limité par la charge d'espace. Il est possible de calculer d'après l'équation (I.9) la tension limite pour laquelle le courant limité par charge d'espace est dominant par rapport au courant ohmique :

$$V_{trs} = \frac{9}{8} \times \frac{e.n_0 D^3}{\varepsilon} \tag{I.10}$$

Considérons maintenant un diélectrique imparfait, dans lequel on peut trouver un niveau de pièges. La présence de pièges implique la création d'une nouvelle espèce de charges, les charges piégées $n_t$. Il faut donc introduire un coefficient signifiant la proportion de charges libres par rapport aux charges piégées $\theta = n_c/n_t$ l'équation (I.8) devient alors :

$$J_{SCL} = \theta \frac{9}{8} \times \frac{\varepsilon \mu V^2}{D^3} \tag{I.11}$$

et

$$V_{trs} = \frac{1}{\theta} \times \frac{8}{9} \times \frac{e.n_0 D^2}{\varepsilon} \tag{I.12}$$

Ce coefficient $\theta$ peut être très faible, c'est à dire qu'il existe un grand nombre de pièges, et que le nombre de charges disponibles pour le transport est très faible. Alors la tension de transition entre le comportement ohmique et le comportement limité par charge d'espace sera infiniment grande.

Cependant, la densité de pièges n'étant pas infinie, un changement de régime s'opère pour une tension $V_{TFL}$ correspondant à la limite de remplissage des pièges (Trap Filled Limit). La

conduction augmente brusquement et les charges libres peuvent se mouvoir, comme si le diélectrique était exempt de pièges. La valeur de $V_{TFL}$ peut être déterminée par :

$$V_{TFL} = eN_t \frac{D^2}{\varepsilon} \qquad \text{(I.13)}$$

Où $N_t$ est la densité de pièges.

La Figure. I.17 résume les 4 différents comportements de la densité de courant en fonction de la tension pour un diélectrique contenant un seul niveau de piégeage.

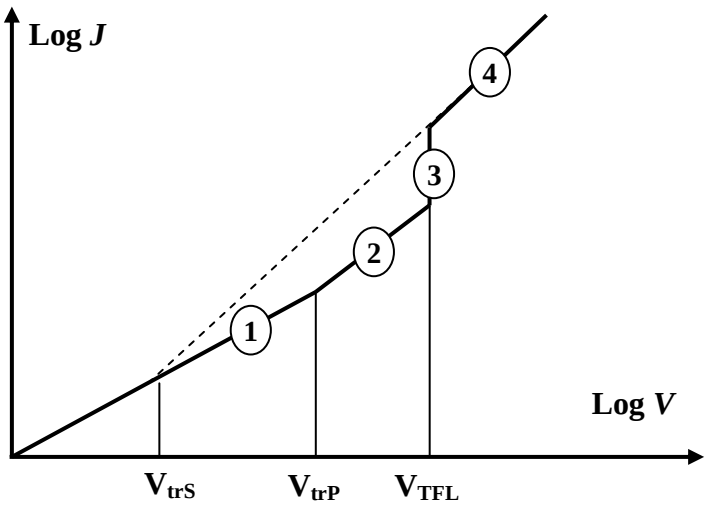



**Figure I.17** : Caractéristique de la densité de courant limité par charge d'espace en fonction de la tension, dans le cas d'un niveau de piège unique.

Cependant, il y a des différents types de pièges présents dans les polymères isolants. Ceux-ci ne peuvent donc pas être considérés comme des diélectriques ayant un seul niveau de pièges. Il est donc nécessaire de revoir l'analyse du courant limité par charge d'espace pour une distribution de pièges plus réaliste (exponentielle par exemple), et de prendre en compte un transport bipolaire (électrons et trous). Les calculs sont plus complexes, mais la caractéristique courant-tension se rapproche plus des mesures expérimentales de courant[*Dwy 73*].

### I.8.2.2. Conduction par saut « hopping »

Les pièges présents dans la bande interdite entraînent le piégeage des charges dans le volume du matériau. Les pièges constituent des états localisés capables de retenir les porteurs de

charges pendant une certaine durée, fonction de leur profondeur. Le processus de migration des porteurs à travers le volume de l'échantillon s'effectue via un mécanisme de saut au cours duquel les charges peuvent passer d'un piège à un autre par sauts successifs[*Dis 92*][*Thi 14*].

Ainsi, l'énergie thermique nécessaire à une charge pour s'échapper d'un piège correspond à la profondeur du piège. De façon similaire au transport ionique, l'application du champ électrique favorise, par abaissement de la barrière d'énergie, letransport des porteurs dans un sens (Figure I.18).

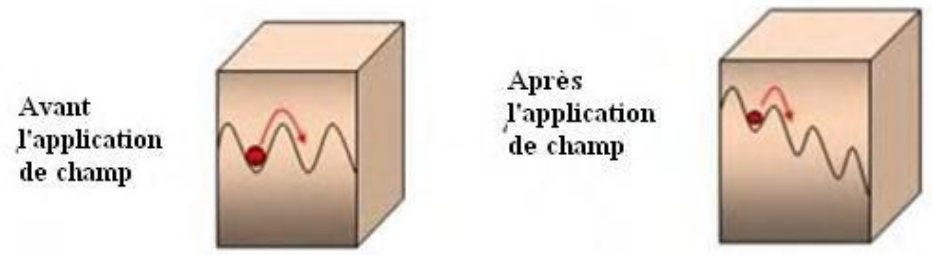



**Figure I.18:** Conduction par saut: schéma de la barrière de potentiel avant et après l'application du champ électrique.

L'expression de la densité de courant pour le "hopping" doit alors tenir compte des valeurs des barrières de potentiel, et de la probabilité demouvement. Elle est de la forme [*Bouf 06*]:

$$J_{Hop} = 2\rho.d.v.\exp\left[-\frac{w}{K_bT}\right]\sinh\left[\frac{e.E.d}{2K_bT}\right] \qquad \text{(I.14)}$$

où $\rho$est la densité de charge, $w$est la barrière de potentiel, $v$est la fréquence des sauts, $d$ est la distance entre pièges.

### I.8.2.3. Mécanisme de Poole – Frenkel

Ce mécanisme, proposé par Poole Frenkel, évoque le cas d'un électron piégé et soumis à un champ extérieur. Ce phénomène est analogue à l'effet Schottky. Ce mécanisme tient compte du possible piégeage et dépiégeage des porteurs de charges par activation thermique. Contrairement au phénomène de Schottky, où la barrière d'injection est diminuée par la charge présente dans le diélectrique, le mécanisme de Poole-Frenkel est basé sur la diminution de la hauteur de la barrière de potentiel à franchir grâce à l'application d'un champ électrique. L'expression de la densité de courant résultant de ce phénomène peut être écrite selon [*Dwy 73*]

$$J_{P-F} = J_0 \exp\left[-\frac{\Delta\phi}{2K_bT}\right]\exp\left[\frac{e}{K_bT}\sqrt{\frac{eE}{4\pi\varepsilon}}\right] \qquad \text{(I.15)}$$

Où ΔØ est la hauteur de la barrière et $J_0$ est la densité de courant à T= 0 K.

## I.9.Techniques expérimentales

### I.9.1. La technique électro-acoustique pulsée

La méthode PEA a été mise au point en 1985 par Maeno et al [*Mae 85*].La Figure I-19présente le principe de la méthode PEA. Son principe est lié à la génération d'ondes acoustiques par la charge d'espace lorsque cette dernière est soumise à un champ électrique. Lorsqu'une impulsion électrique est appliquée sur une charge, celle-ci est soumise à une force de type Coulombien, qui induit un déplacement élémentaire transitoire de cette charge autour de sa position d'équilibre. L'interaction coulombienne entre l'impulsion et la charge nette d'espace engendre donc deux ondes de pression de même amplitude et proportionnelles à la densité de charge. L'une des deux composantes se propage en direction du capteur piézoélectrique qui convertit le signal acoustique en signal électrique. Le signal électrique est amplifié avant d'être enregistré au moyen d'un oscilloscope. Un traitement numérique adéquat du signal permet de reconstruire le profil de charge d'espace [*Vis 2 14*], [Rog 2 ].

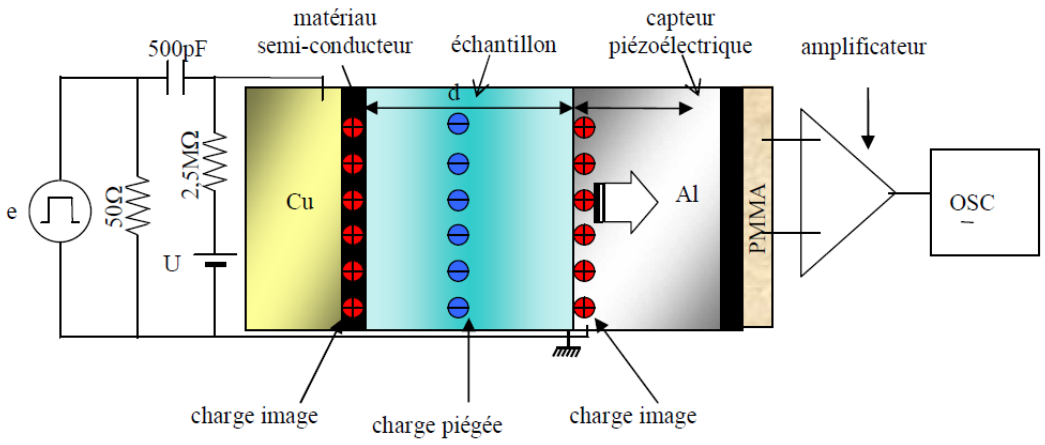



**Figure I.19.** Principe de la méthode PEA [*Rog 09*].

L'avantage majeur de la méthode PEA est l'utilisation d'un capteur piézoélectrique très fin (dizaine de micromètres) ayant une large gamme de fréquences de l'ordre du kilohertz et une impulsion de tension très courte (la largeur à mi-hauteur est de quelques nanosecondes)

permettant d'éviter une déconvolution mathématique délicate, souvent utilisée pour les méthodes thermiques. Les signaux obtenus sont directement l'image de la distribution de charge. Cependant, la résolution de la méthode dépend de l'épaisseur du capteur piézoélectrique et limite la PEA à l'étude des films épais de l'ordre de la centaine de micromètres à quelques millimètres.

## I.10. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un bref aperçu sur l'élaboration des matériaux polyéthylènes. La présence des produits de réticulation et des additifs engendre l'apparition des niveaux d'énergie localisés dans la bande interdite qui indiquent l'existence de deux types de pièges. Les pièges profonds sont associés aux impuretés chimiques, alors que ceux qui sont peu profonds sont attribués au désordre conformationnel des chaînes de polyéthylène. L'accumulation des charges électriques dans ces pièges provoque la dégradation prématurée de ces matériaux pouvant amener ainsi à leur claquage. Les principaux mécanismes physiques de génération et de transport de charges ont été aussi présentés en vue d'être appliqués dans le modèle physique du chapitre suivant.

# CHAPITRE II :

# Description de modèle physique et numérique du transport bipolaire de charge

**CHAPITRE II : Description de modèle physique et numérique du transport bipolaire de charge**

## II.1. Introduction :

La description physique du transport de charges dans les matériaux isolants polymères, tels que les polyéthylènes, est difficile à réaliser. Pour modéliser la conduction, il faut avoir accès à un certain nombre de paramètres intrinsèques du matériau, tels que la densité totale de pièges, leur distribution dans la bande interdite, mais aussi à des paramètres relatifs aux charges : la mobilité, section efficace de piégeage et le taux de recombinaison, etc. Nous avons vu dans le chapitre précédent que la formulation du matériau influe sur la conduction via la présence de niveaux d'énergie localisés dans la bande interdite. De plus, le comportement de la charge d'espace n'est pas entièrement connu.

Plusieurs travaux antérieurs ont été intéressés par la modélisation du transport bipolaire de charges dans les polymères utilisés pour l'isolation électrique. Nous présentons dans le paragraphe qui suit un aperçu sur les principales voies de modélisation.

## II.2. Modèles existants du transport de charges dans le polyéthylène

Dans les diélectriques solides, plusieurs espèces cohabitent, chargées ou non (ions, électrons, atomes et molécules). Toutes ces espèces interagissent entre elles et le comportement de chacune est fortement dépendant des autres.

La modélisation du comportement des charges dans un matériau isolant combine deux phases principales qui sont la génération de charges et le transport de charges. Le but du développement de ces approches théoriques à long terme est la prédiction du comportement du matériau sous une contrainte électrique quelconque, mais aussi la prédiction de la dégradation ou du vieillissement du matériau isolant menant à la rupture diélectrique. Cependant, la difficulté commune à toutes les approches est de prendre en considération l'ensemble des phénomènes physiques qui jouent un rôle dans le comportement du matériau.

Une approche mathématique rigoureuse des phénomènes de transport dans les isolants solides impose une connaissance approfondie de tous les mécanismes microscopiques ayant lieu dans l'isolant, et des interactions entre les diverses espèces en présence. Or, les connaissances actuelles sur le LDPE et le XLPE ne permettent pas de répondre à toutes les questions posées sur les phénomènes de génération, de recombinaison et de transport de charges dans ces matériaux.

Pour ces raisons, nous avons choisi de nous orienter vers une approche macroscopique, traitant globalement les phénomènes de transport, avec des hypothèses de travail reposant sur des faits microscopiques et expérimentaux que nous détaillerons dans ce chapitre. Le but de

ces recherches est avant tout de pouvoir comparer des résultats théoriques et expérimentaux, telles que la mesure de charge d'espace, ou champ électrique. Les modèles physiques considèrent généralement la nature bipolaire du transport, du piégeage, de la recombinaison et négligent la diffusion. Ces modèles diffèrent par le mécanisme d'injection, le nombre et la répartition de niveaux d'énergie des pièges profonds ainsi que les méthodes de résolution.

Alison et Hill [*Ali 94*] ont développé un modèle bipolaire de transport de charges dans le polyéthylène réticulé (XLPE). Cette étude s'appuie sur des résultats expérimentaux de charge d'espace (PEA) sur des échantillons de XLPE d'une épaisseur de 200 μm en champ homogène. La génération de charges dans le diélectrique se fait uniquement par injection constante aux électrodes. Le phénomène de dissociation et la diffusion dans le volume sont négligés .La phase de transport de charges se fait par la conduction par des porteurs libres avec une mobilité effective indépendante du champ, tenant compte du possible piégeage et dépiégeage des charges dans des pièges peu profonds. Les impuretés de type chimique, créant des états localisés profonds dans le gap, sont représentées par un niveau unique de piégeage pour chaque espèce de porteurs de charges. Le temps de résidence dans ce niveau de piège profond est considéré comme infini. La recombinaison via des coefficients de recombinaison pour chaque niveau d'énergie et chaque espèce, est prise en compte.

D'autres modèles de transport ont été proposés par la suite, prenant en compte d'autres hypothèses pour l'injection et le transport. Fukuma et al [*Fuku94*] ont proposé un modèle bipolaire simule aussi un échantillon de polyéthylène réticulé soumis à une tension continue. La génération de charges se fait par injection de type Schottky mais une densité initiale de charges existe dans le volume avant application de la tension. Le transport se fait par hopping pour les deux espèces. L'extraction des charges est possible via une barrière d'extraction pour chaque type de charge, les charges devant franchir une barrière pour pouvoir sortir de l'isolant. La recombinaison est prise en compte seulement entre les deux espèces mobiles. Un paramètre de température est ajouté afin de tenir compte de l'augmentation de la température par effet Joule avec l'augmentation du champ local.

Kaneko et al [*Kan 01* ] présentent un modèle basé sur des hypothèses similaires à celles d'Alison et Hill et le matériau d'étude est un polyéthylène basse densité (LDPE). Le modèle est bipolaire dissymétrique, et la génération de charges se fait uniquement par le mécanisme à l'injection Schottky à travers les électrodes. . Il diffère du modèle d'Alison essentiellement par le fait que la conduction des porteurs de charge se fait par « hopping » en négligeant tout

piégeage profond. L'extraction des charges à l'électrode opposée est continue. La recombinaison est prise en compte entre les trous et les électrons.

En 2004,LeRoy et al [*Roy 2 94*] présentent un modèle macroscopique bipolaire s'appuyant sur le modèle de Alison et Hill avec une injection de type Schottky et une barrière de dépiégeage pour les pièges profonds qui est activé thermiquement. L'échantillon simulé est le LDPE. Une densité initiale de charges est ajoutée afin de reproduire les expériences. Les résultats obtenus sont comparés à des mesures expérimentales de charge d'espace, de luminescence et de courants.

Boufayed et al [*Bouf 06*] présentent un modèle macroscopique bipolaire s'appuyant sur le modèle de Le Roy pour un matériau plus complexe (polyéthylène réticulé), en considérant une distribution exponentielle pour le piégeage et un niveau maximal de profondeur de pièges (électrons, trous) qui remplace le niveau unique de piégeage profond du modèle Le Roy. Une génération de charges par injection de Schottky aux électrodes est considérée pour les deux types de porteurs. La deuxième modification apportée par l'auteur est la dépendance de la mobilité en fonction du remplissage de la distribution de pièges au lieu d'une mobilité effective constante. Le transport de charge se fait par 'hopping' pour une fraction de charges. Ce modèle ne tient pas compte de la recombinaison des charges, et les seules expériences auxquelles les résultats peuvent être comparés sont les profils de charges et les courants d'externes.

Belgaroui at al [*Bel 07*] présentent un modèle microscopique bipolaire s'appuyant sur le modèle de Alison pour baisse et haute tension appliqué. Belgaroui représente une nouvelle méthode numérique pour la résolution les équations de la modélisation, basé sur la méthode des éléments finie FEM et la méthode du Runge–Kutta a haute degré. Pour la haute tension est observée une apparition des paquets des charges (électrons et trous) qui est révélée pour la première fois dans la modélisation.

Dans les années suivantes, divers modèles bipolaires s'appuyant sur le modèle de Alison et Hill et de Le Roy ont été développés. Chacun d'entre eux a pris en considération des hypothèses particulières, soit pour la génération soit pour le transport de charges, afin d'adapter leurs modèles à l'application visée. Xia et al [*Xia 11*] ont considéré une zone d'interface à une électrode, dans laquelle des charges injectées depuis le métal par injection Schottky pouvaient se piéger si le champ électrique était inférieur à un champ seuil. Ils ont aussi considéré une mobilité différentielle négative (NDM) qui permet de simuler des paquets de charges. Un modèle de Min et al [*Min 12*] s'appuyant sur celui de Le Roy considère que les

électrons, déposés par décharge couronne, sont piégés à la surface air/diélectrique, puis sont « injectés » dans le volume par effet Poole-Frenkel, alors que les trous sont injectés depuis le métal par injection Schottky. Ils ont simulé le potentiel de surface pour différents matériaux : tissu de verre époxy (FR4) et polytétrafluoroéthylène (PTFE). Lv et al [*Lv 13*] ont proposé sur la base du modèle de Le Roy d'associer la densité maximale de pièges à la quantité de nanoparticules introduites dans une matrice LDPE. Ils tiennent également compte d'un coefficient d'extraction des charges ainsi que de la diffusion.

## II.3.Notre approche

L'objectif principal de ce travail sera d'élaborer un modèle de conduction bipolaire unidimensionnelle symétrique destiné à décrire l'évolution spatiale et temporelle de la charge d'espace générée par l'injection de particules chargées dans le LDPE soumis à une contrainte continue basse et haute tension, ainsi que celles du champ électrique dans le volume du polyéthylène. Ces grandeurs permettent d'approcher la dynamique des charges, de suivre et de comprendre l'évolution de certaines grandeurs. Le modèle de base adopté dans notre travail d'Alison [*Ali 94*]. Notre modèle est appliqué sur un polyéthylène bas densité (LDPE) placé entre deux électrodes sous une tension continue (Figure II.1).

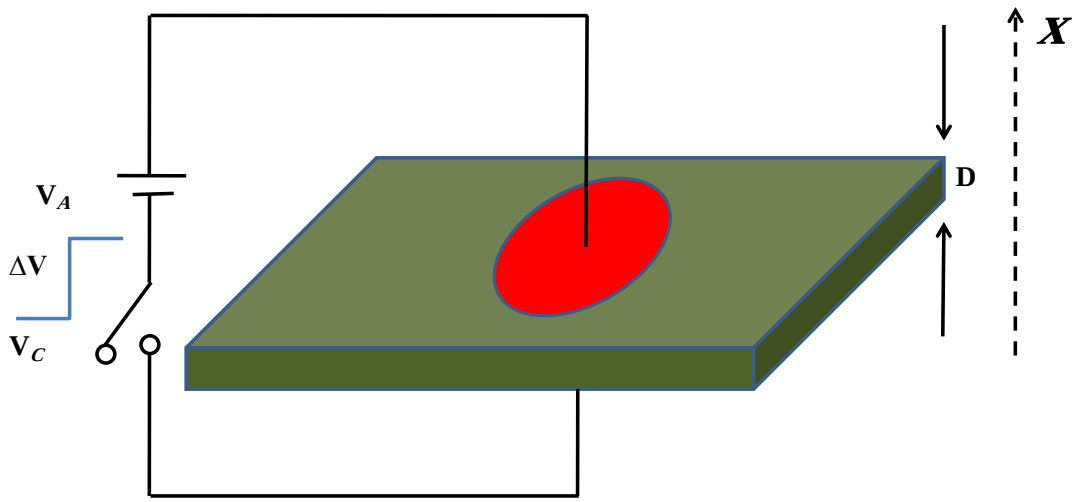



**Figure II.1** Plaque de polyéthylène entre électrodes sous tension continue.

Les pièges existant dans l'échantillon polyéthylène manière uniforme sur toute l'épaisseur. En se basant sur les travaux de Quirke et al [ *Meu 00*],[*Meu 01*] qui ont montré l'existence de deux types de pièges. Des pièges sont soit associés aux désordres conformationnels et sont appelés pièges physiques, soit attribués aux impuretés et sont appelés pièges chimiques. Les pièges

chimiques sont très profonds, et sont caractérisés par des temps de résidence très longs (temps virtuellement infini) de telle sorte qu'on peut supposer que ces pièges contribuent uniquement à l'accumulation de charges. Les pièges physiques sont peu profonds ayant des temps de résidence très courts de l'ordre de $10^{-12}$ s. De ce fait, on peut considérer que ces pièges physiques contribuent à la conduction au cours de l'application de la tension.

Le contact électrode-polyéthylène est supposé parfait, et les champs appliqués dans ce travail sont supposés satisfaire le modèle de Schottky [*Dis 92*] [*Coel 93*]. L'échantillon est considéré plan infini, par conséquent, on peut admettre que tous les mécanismes mis en jeu agissent principalement suivant l'épaisseur de l'échantillon selon l'axe des *x* représenté sur la Figure II.1. La distribution de la température dans l'échantillon est supposée uniforme. Le porteur de charge est supposé possédant une mobilité effective $\mu$ ayant une dépendance exponentielle de la température [*Bel 07*] [*Imed 2 10*].Comme l'échantillon est isotherme, cette mobilité effective est alors constante.

Naturellement, sans contrainte électrique appliquée, l'énergie d'activation thermique permet à la charge de se mouvoir via les pièges peu profonds existant dans l'isolant polyéthylène. Quand l'échantillon est soumis à une tension continue, le champ appliqué fournit une énergie cinétique supplémentaire au porteur permettant ainsi d'intensifier sa vitesse [*Kwa 04*] .

Etant supposé que l'échantillon est initialement sans charges et que les densités accumulées sont faibles durant la période d'application de la tension, on peut alors négliger les courants de diffusion devant ceux de conduction [*Roy.2 94*], [*Bel 07*], [*Imed 13*]. En se basant sur les travaux d'Alison [*Ali 94*] et les expériences de Takada effectués sur le polyéthylène [*Tak 94*], quatre types de recombinaison entre électron-trou ont été considérés : électron mobile- trou mobile, électron mobile-trou piégé, électron piégé-trou mobile et électron piégé-trou piégé. Les termes de recombinaison entre les différents types de porteurs ont des formes données par le modèle de Langevin [*Ruh 89*].Elle tient aussi compte du possible les charges piégés dépiégeage des charges dans des pièges profonds.

La schématisation du mécanisme de conduction est représentée sur la Figure II.2 en tenant compte des phénomènes de piégeage, dépiégeage et de recombinaison.

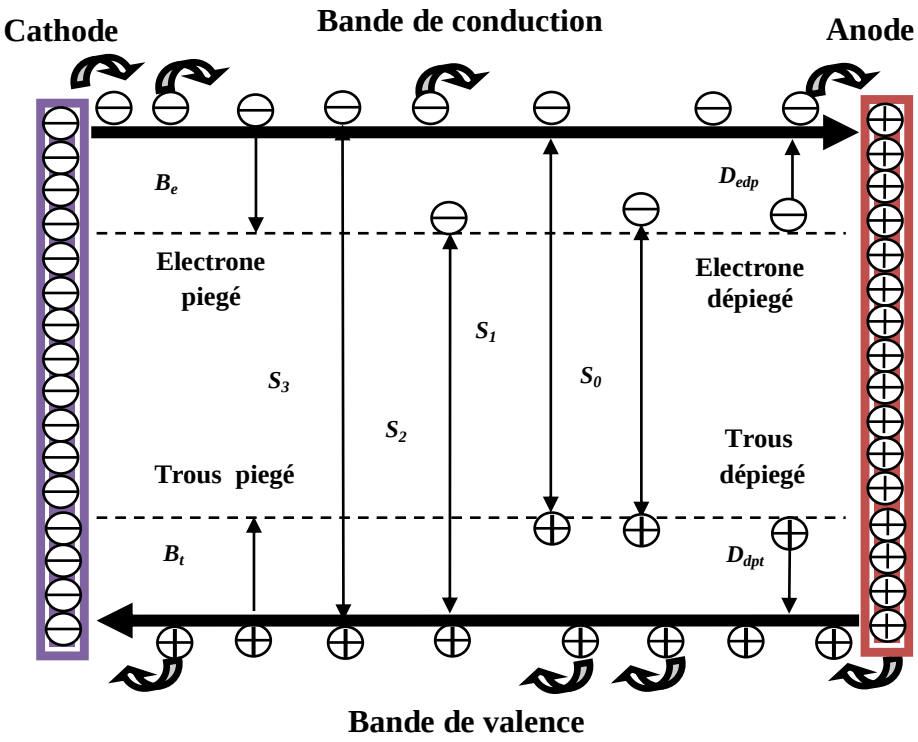



**Figure II.2** : Schématisation du mécanisme de conduction [*Bouk 16*].

Les caractéristiques du modèle et les définitions des paramètres utilisés sont regroupées respectivement dans les tableaux II.1 et II.2.

**Tableau II.1** : Caractéristiques générales du modèle numérique.

| Caractéristiques | Modèle |
|---|---|
| **Description générale** | Modèle bipolaire incluant la recombinaison, le piégeage et le dépiégeage de charges |
| **Type de transport** | Electronique (électrons et trous) |
| **Génération de charges** | Injection de type Schottky aux électrodes |
| **Description de la conduction** | Mobilité effective constante |
| **Description du piégeage** | Niveau unique de piégeage pour les électrons et pour les trous |
| **Description de la recombinaison** | Recombinaison entre charges mobiles-piégés ou piégés-piégés de signes opposés |

**Tableau II.2** : Définition des paramètres du modèle et de leurs symboles.

| | |
|---|---|
| **Mobilités** | $\mu_e$ **pour les électrons**<br>$\mu_h$ **pour les trous** |
| **Coefficients de recombinaison** | $S_0$ électron piégé / trou piégé<br>$S_1$ électron mobile / trou piégé<br>$S_2$ électron piégé / trou mobile<br>$S_3$ électron mobile / trou mobile |
| **Coefficients de piégeage** | $B_e$ pour les électrons<br>$B_t$ pour les trous |
| **Coefficients de depiégeage** | $D_{dpe}$ pour les électrons<br>$D_{dpt}$ pour les trous |
| **Densités maximales de piégeage** | $dNe$ pour les électrons<br>$dNt$ pour les trous |
| **Densités de charges** | $n_{e\mu}$ électron mobile<br>$n_{t\mu}$ trou mobile<br>$n_{ep}$ électron piégé<br>$n_{tp}$ trou piégé |

## II.4. Mise en équations

Quel que soit le milieu étudié (solide, liquide, gaz,…), la modélisation des phénomènes de transport est basée sur la résolution d'un même système d'équations, qui sont l'équation de Poisson et les équations de continuité et de transport pour le couple de porteurs électrons et trous. Ces équations sont des équations d'évolution temporelle unidimensionnelle (suivant l'axe *x*).

### II.4.1. Equation de Poisson

L'équation de Poisson dérive du théorème de Gauss : le flux du champ électrique sortant d'une surface fermée est égal à la charge contenue à l'intérieur de la surface divisée par la permittivité du milieu. Dans le cas unidimensionnel, l'équation de Poisson s'écrit [*Kwa 04*] :

$$\frac{\partial^2 V(x,t)}{\partial x^2} = \frac{\rho_{nt}(x,t)}{\varepsilon} \qquad \text{(II.1)}$$

Avec

$$\overrightarrow{grad}\left(V(x,t)\right) = -\vec{E}(x,t) \qquad \text{(II.2)}$$

où $V(x, t)$ , $E(x, t)$ et e sont respectivement le potentiel, le champ électrique et la permittivité diélectrique de l'isolant ( $2.3\varepsilon_0$ pour LDPE). La densité nette de charges $\rho_{nt}(x,t)$ est localement composée des électrons et des trous mobiles et piégés :

$$\rho_{nt}(x,t) = n_{t\mu}(x,t) + n_{tp}(x,t) - n_{e\mu}(x,t) - n_{ep}(x,t) \quad \text{(II.3)}$$

Où $n_{ep}(x,t)$ et $n_{tp}(x,t)$ : sont respectivement les densités des électrons et des trous piégés, et $n_{e\mu}(x,t)$et $n_{t\mu}(x,t)$ sont respectivement les densités des électrons et des trous mobiles.

### II.4.2 .Equations de continuité et de transport

Le modèle développé est basé sur la résolution de l'équation de continuité. Celle-ci s'écrit :

$$\frac{\partial n_{(e,h)\mu}(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial j_{(e,h)}(x,t)}{\partial x} = S_a \quad \text{(II.4)}$$

$j_{(e,h)}(x,t)$ est le flux des électrons ou des trous mobiles**.** Le terme $S_a$ représente le terme source, qui traduit l'apparition et la disparition des charges. Cette variation est due au piégeage, depiégeage et à la recombinaison. Les équations (II.5), (II.6) et (II.7) donnent les expressions des termes sources de piégeage, de recombinaison et de dépiégeage, respectivement :

$$S_{p(t)}(x,t) = B_t n_{t\mu}(x,t)\left(1 - \frac{n_{tp}(x,t)}{dN_t}\right) \text{ et } S_{p(e)}(x,t) = B_e n_{e\mu}(x,t)\left(1 - \frac{n_{ep}(x,t)}{dN_e}\right) \quad \text{(II.5)}$$

$$S_{r(e,t)}(x,t) = S_i \times n_{(ep,e\mu)}(x,t).n_{(tp,t\mu)}(x,t) \quad \text{(II.6)}$$

$$S_{dp(e)}(x,t) = \pm D_{dpe} n_{ep}(x,t) \quad \text{et} \quad S_{dp(t)}(x,t) = \pm D_{dpt} n_{tp}(x,t) \quad \text{(II.7)}$$

Avec
$$D_{dp(e,t)} = v.\exp\left[-\frac{e.w_{dp(e,t)}}{K_b T}\right] \quad \text{(II.8)}$$

Où $S_{p(t)}(x,t)$ et $S_{p(e)}(x,t)$ sont respectivement les termes source de piégeage pour les électrons et les trous. $S_{dp(e)}(x,t)$ et $S_{dp(t)}(x,t)$ sont respectivement les termes source de dépiégeage pour les électrons et les trous. *S* est le coefficient de recombinaison électron piégé-trou piégé ($S_0$), électron mobile-trou piégé ($S_1$), électron piégé-trou mobile ($S_2$) ou électron mobile- trou mobile ($S_3$). *B* est le coefficient de piégeage pour les électrons ($B_e$) ou pour les trous ($B_t$). $dN_e$et $dN_t$sont, respectivement, les densités des pièges à électron et à trou. $D_{dpe}$ et $D_{dpt}$sont les coefficients de dépiégeage pour les électrons et les trous, respectivement (voir le

Tableau II.2). $w_{dpe}$ et $w_{dpt}$ sont respectivement les barrières de dépiégeage pour les électrons et les trous. $v$ est la fréquence d'activation de dépiégeage, $v = 6.2 \times 10^{12} s^{-1}$. $K_b$ est le constante de Boltzmann ($1.3806 \times 10^{-23} J.K^{-1}$)

L'équation de transport s'écrit comme suit :

$$J_{(e,t)}(x,t) = \mu_{(e,t)} n_{(e,t)\mu}(x,t).E(x,t) \quad \text{(II.9)}$$

$\mu_{e,t}$ est la mobilité soit des électrons, soit des trous

### II.4.3. Equations de variation des densités de porteurs

Les termes sources de recombinaison, de piégeage et de dépiégeage renseignent sur la variation (disparition ou apparition), locale et dans le temps, des densités de chaque type de porteur mobile ou piégé. Pour le coefficient de piégeage $B$, le signe (+) et (-) est correspondent respectivement à l'apparition de charges piégées et la disparition des charges mobiles. Pour le coefficient de piégeage $D_{dp}$, le signe (+) et (-) est correspondent respectivement à l'apparition de charges mobiles et la disparition des charges piégées [*Amel 13*]. Ces variations sont représentées par les équations suivantes:

- Variation de la densité des électrons mobiles :

$$S_{e\mu} = \underbrace{S_3 n_{e\mu}(x,t).n_{t\mu}(x,t)}_{\text{Disparition par recombinaison avec les trous mobile}} - \underbrace{S_1 n_{e\mu}(x,t).n_{tp}(x,t)}_{\text{Disparition par recombinaison avec les trous piégé}} - \underbrace{B_e n_{e\mu}(x,t).\left(1 - \frac{n_{ep}(x,t)}{dN_e}\right)}_{\text{Disparition par piégeage}} + \underbrace{D_{dp(e)}.n_{ep}(x,t)}_{\text{Apparition par dépiégeage}} \quad \text{(II.10)}$$

- Variation de la densité des trous mobiles :

$$S_{t\mu} = \underbrace{S_3 n_{t\mu}(x,t).n_{e\mu}(x,t)}_{\text{Disparition par recombinaison avec les électrons mobile}} - \underbrace{S_2 n_{t\mu}(x,t).n_{ep}(x,t)}_{\text{Disparition par recombinaison avec les électrons piégé}} - \underbrace{B_t n_{t\mu}(x,t).\left(1 - \frac{n_{tp}(x,t)}{dN_t}\right)}_{\text{Disparition par piégeage}} + \underbrace{D_{dp(t)}.n_{tp}(x,t)}_{\text{Apparition par dépiégeage}} \quad \text{(II.11)}$$

- Variation de la densité des électrons piégés :

$$S_{ep} = \underbrace{S_0 n_{ep}(x,t).n_{tp}(x,t)}_{\text{Disparition par recombinaison avec les trous piégés}} - \underbrace{S_2 n_{ep}(x,t).n_{t\mu}(x,t)}_{\text{Disparition par recombinaison avec les trous mobiles}} + \underbrace{B_e n_{e\mu}(x,t).\left(1-\frac{n_{ep}(x,t)}{dN_e}\right)}_{\text{Apparition par piégeage}} - \underbrace{D_{dp(e)}.n_{ep}(x,t)}_{\text{Disparition par dépiégeage}} \quad \text{(II.12)}$$

- Variation de la densité des trous piégés :

$$S_{tp} = \underbrace{S_0 n_{tp}(x,t).n_{ep}(x,t)}_{\text{Disparition par recombinaison avec les électrons piégés}} - \underbrace{S_1 n_{tp}(x,t).n_{e\mu}(x,t)}_{\text{Disparition par recombinaison avec les électron mobiles}} + \underbrace{B_t n_{t\mu}(x,t).\left(1-\frac{n_{tp}(x,t)}{dN_t}\right)}_{\text{Apparition par piégeage}} - \underbrace{D_{dp(t)}.n_{tp}(x,t)}_{\text{Disparition par dépiégeage}} \quad \text{(II.13)}$$

### II.4.4. Conditions initiales et aux limites :

Les mesures de charges d'espace montrent une densité nette de charges initiale nulle pour des échantillons convenablement conditionnés [*Bouk 16*]. Avant l'application d'une tension, nous considérerons donc qu'aucune charge mobile ou piégée n'est présente dans le diélectrique. La condition initiale d'un échantillon sans charges s'écrit comme suit :

$$\rho_{nt}(x, t=0) = 0 \quad \text{(II.14)}$$

Les conditions aux limites aux électrodes concernant le potentiel et les densités des flux injectés pour les électrons et les trous sont données par les équations suivantes:

$$V(0, t>0) = V_{cat} \quad \text{(II.15)}$$

$$V(D, t>0) = V_{and} \quad \text{(II.16)}$$

$$\int_0^D \boldsymbol{E}d\boldsymbol{x} = \Delta \boldsymbol{V} \quad \text{(II.17)}$$

$$\Delta V = V_{cat} - V_{and} \quad \text{(II.18)}$$

Où $V_{cat}$ et $V_{and}A$ sont respectivement les potentiels à la cathode (en *x = 0*) et à l'anode (en *x = D*).

### II.4.5 Injection et extraction des charges aux électrodes

Contrairement à l'approche d'Alison et Hill [*Ali 94*], l'injection de charges aux électrodes est prise en considération au travers d'un terme d'injection de type Schottky [*Zho 15*], qui s'écrit à la cathode (*x=0*) et à l'anode (*x=D*), pour les électrons et les trous, respectivement

$$j_e(0,t) = AT^2 \exp\left(-\frac{ew_{in(e)}}{K_bT}\right)\exp\left(\frac{e}{K_bT}\sqrt{\frac{eE(0,t)}{4\pi\varepsilon}}\right) \quad \text{(II.19)}$$

$$j_t(D,t) = AT^2 \exp\left(-\frac{ew_{in(t)}}{K_bT}\right)\exp\left(\frac{e}{K_bT}\sqrt{\frac{eE(D,t)}{4\pi\varepsilon}}\right) \quad \text{(II.20)}$$

$j_e(0,t)$ et $j_t(D,t)$sont respectivement les densités des électrons et des trous injectés à la cathode et à l'anode. $E(0,t)$ et $E(D,t)$sont respectivement le champ électrique à la cathode et à l'anode. $A = 1.2 \times 10^6 Am^{-1}K^{-2}$ est la constante de Richardson [*Bouf 06*]. $w_{in(e)}$ et $w_{in(t)}$ sont respectivement les barrières d'injection des électrons et des trous, et *T* est la température de l'échantillon. Les électrons et les trous ont une densité de courant d'extraction, à l'anode et à la cathode, respectivement :

$$j_e(D,t) = \mu_e n_{e\mu}(D,t)E(D,t) \quad \text{(II.21)}$$

$$j_h(0,t) = \mu_t n_{t\mu}(0,t)E(0,t) \quad \text{(II.22)}$$

### II.4.6. Courants externe, de conduction et de déplacement

Lorsqu'un diélectrique est soumis sous tension, les charges électriques induisent un courant dans le circuit extérieur appelé courant externe. Ce courant est la somme des courants de conduction et de déplacement.

La densité locale du courant de conduction pour les électrons et les trous mobiles s'écrit :

$$j_{(e,t)}(x,t) = (\mu_e n_{e\mu} + \mu_t n_{t\mu})E(x,t) \quad \text{(II.23)}$$

La densité locale du courant de déplacement s'écrit :

$$j_d(x,t) = \varepsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} \quad \text{(II.24)}$$

La densité du courant externe est obtenue par intégration numérique [*Imed 2 10*] ,[*Bouk 16*]

$$J_{ext} = \int_0^D j_{(e,t)}(x,t) + j_d(x,t) \quad \text{(II.25)}$$

Selon l'hypothèse d'une tension appliquée constante, la contribution du courant de déplacement est nulle et l'équation (II.17) permet de satisfaire à la condition suivante :

$$\int_0^D j_d(x,t) = 0 \qquad \text{(II.26)}$$

### II.4.7. Taux nets de recombinaison

Comme nous avons signalé dans le premier de chapitre, quatre types de recombinaison entre électron-trou ont été considérés : électron mobile- trou mobile ($TR_{e\mu-t\mu}$), électron mobile-trou piégé ($TR_{e\mu-tp}$), électron piégé-trou mobile ($TR_{ep-t\mu}$) et électron piégé-trou piégé ($TR_{ep-tp}$). Le taux nets de recombinaison est calculé par l'équation suivant :

$$TR_{net} = TR_{(e\mu-t\mu)} + TR_{(e\mu-tp)} + TR_{(ep-t\mu)} 6TR_{(ep-tp)} \qquad \text{(II.27)}$$

Ou

$$TR_{net} = S_3 n_{e\mu}.n_{t\mu} + S_1 n_{e\mu}.n_{tp} + S_2 n_{ep}.n_{t\mu} + S_0 n_{ep}.n_{tp} \qquad \text{(II.28)}$$

## II.5.Résolution numérique

Dans ce qui suit, nous présentons successivement les techniques numériques que nous avons utilisées pour la résolution du modèle physique suivies de l'organigramme générale du modèle et du post-traitement des résultats de simulation.

### II.5.1 Principes des modèles numériques appliqués

Le modèle physique déjà présenté concerne l'injection et le transport bipolaire d'électrons et trous auxquels sont associés les mécanismes d'injection, de piégeage, depiégeage et de recombinaison. Dans ce qui suit, nous présentons les méthodes appliquées pour résoudre les équations constituant le modèle physique. Bien que les méthodes analytiques aient été couramment appliquées dans le cas du modèle physique de transport mono-polaire, elles restent, à notre connaissance, absentes dans tous les travaux relatifs au transport bipolaire dans les polyéthylènes [*Roy.3 06*], [*Dao 13* ]. Cette absence est due à la difficulté de traiter analytiquement les termes non linéaires de recombinaison formés par les densités des différents types de porteurs de charges. A ce propos, les méthodes numériques s'avèrent nécessaires pour surmonter cette difficulté rencontrée lors de la résolution.

Le choix des modèles numériques que nous avons appliqués dans ce travail repose sur certaines considérations et contraintes physiques rencontrées dans le modèle. En effet, les grandeurs champ électrique et densité de charges font coupler les équations de Poisson, de continuité et de transport. Ce couplage qui persiste lors de l'évolution de la charge dans le

matériau, ainsi que la distribution discrète des pièges permettent d'avantage d'appliquer les procédures de discrétisation numériques de l'épaisseur en cellules de charges. Pour ces considérations, nous avons appliqué le modèle des éléments finis [*Rdy 84*], [*Dua 88*] ,[*Bel 07*], [*Imed 2 10*] à l'équation de Poisson afin de déterminer à chaque instant la distribution du champ électrique aux entrées et aux sorties des cellules de pièges. Ce modèle des éléments finis peut être appliqué à des configurations plus compliquées telle que par exemple la géométrie cylindrique des polyéthylènes des câbles électriques.

Le gradient de densité de courant présent dans l'équation de continuité peut présenter des instabilités sous haute tension. En effet, des forts gradients de densité de courant apparaissent aux électrodes lorsque la tension appliquée est très haute. Ces forts gradients induisent des oscillations qui apparaissent sur les densités de charges mobiles à proximité des électrodes. Ces oscillations engendrent des instabilités numériques qui peuvent se propager dans les valeurs de la densité sur toute l'épaisseur. Pour remédier à cette contrainte, nous avons choisi d'appliquer le modèle numérique de transport de Léonard auquel nous avons associé la procédure du limiteur universel qui permet d'éviter ces oscillations [*Leo 88*] ,[*Leo.2 88*] .Le troisième modèle numérique a été choisi en vue d'obtenir une meilleure précision sur les valeurs des densités des électrons et des trous. En effet, cette meilleure précision a été assurée par l'application de la méthode de Runge Kutta d'ordre cinq de plus élevé [*Thé 82*], [*Red 99*].

Enfin, on nous présentons ci-dessous sur la figure II.3 un schéma d'ensemble des modèles physique et numériques. On remarque que pour une cellule de piège profond choisie d'une manière arbitraire, le modèle éléments finis est appliqué à l'entrée et à la sortie de la cellule alors que ceux de Léonard et de Runge Kutta sont appliqués au centre (Figure.II.4).

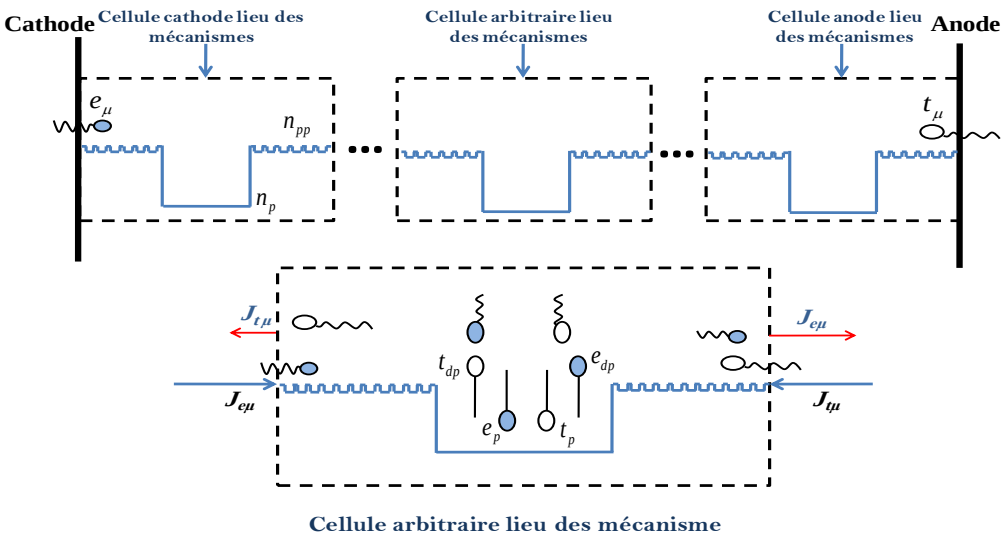


**Figure II.3 :** Schématisation d'une cellule arbitraire lieu des mécanismes.

$(e_\mu, t_\mu)$ : électron-trou mobiles.

$(e_p, t_p)$ : électron-trou piégés

$(e_{dp}, t_{dp})$ : électron-trou dépiégés

$(n_p, n_{pp})$ : niveaux de pièges profond et peu profond

$(J_{e\mu}, J_{t\mu})$ : Densités des courants électron-trou mobiles.

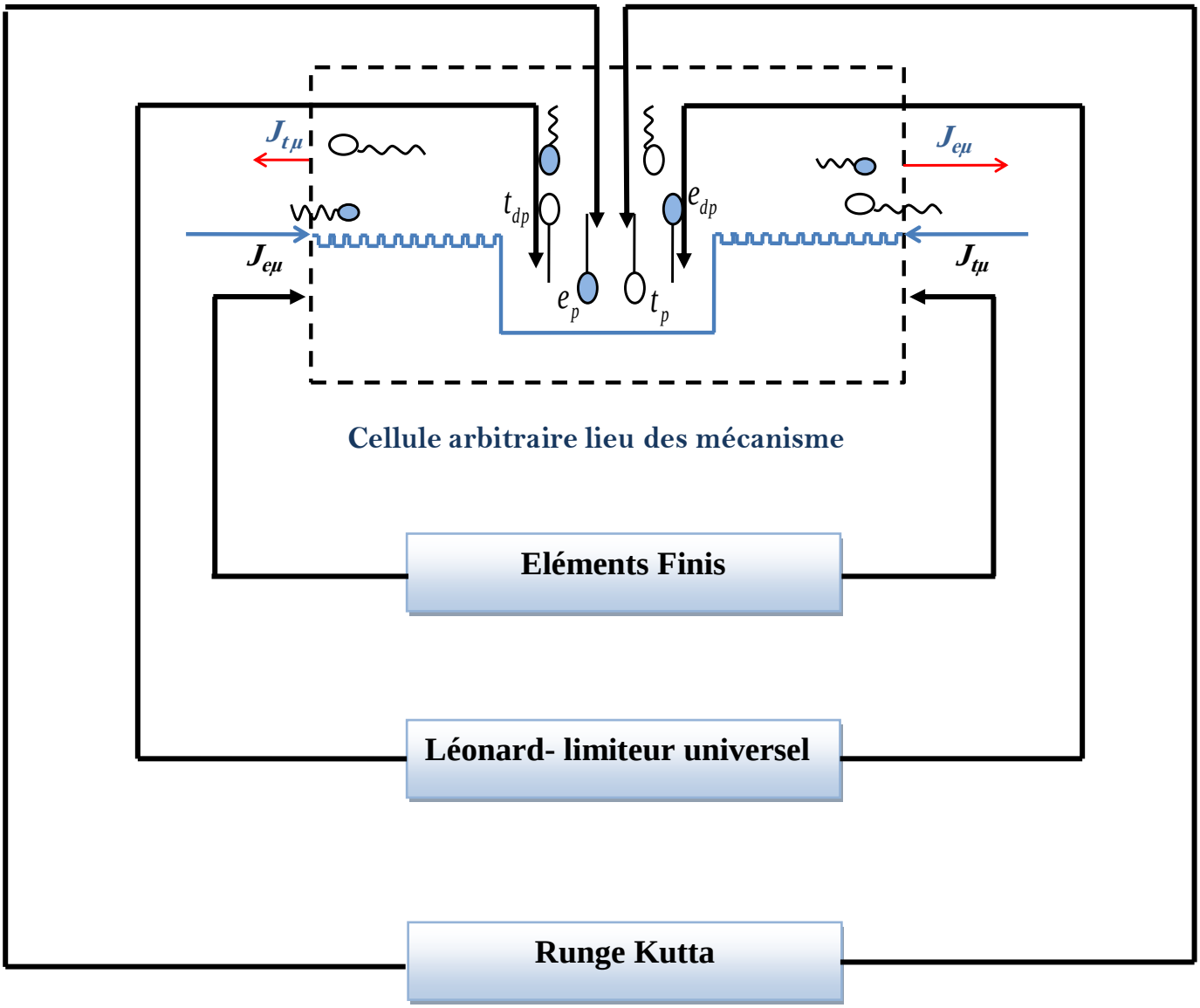



**Figure II.4 :** Schéma d'ensemble des modèles physique et numérique.

### II.5.2. Stratégie d'application des modèles numériques

Partant par exemple de l'état initial caractérisé par un échantillon sans charges, le modèle éléments finis est appliqué en premier lieu à l'équation de Poisson pour déterminer la distribution du champ électrique sur l'épaisseur de l'échantillon. Par la suite, l'application des modèles de Léonard et de Runge Kutta se fait en deux pas de temps. Dans le premier pas de temps, en se basant sur l'approche Splitting [*Alb 92*], on applique le modèle de Léonard à l'équation de continuité sans considérer les termes sources de piégeage et de recombinaison. Les densités des porteurs mobiles obtenues au bout de ce premier pas de temps ainsi que celles des charges piégées choisies initialement nulles d'après l'hypothèse, seront considérées comme des données initiales pour le modèle de Runge Kutta. Ce modèle est appliqué aux les équations de (II.10) à (II.13) en cascade, en quatre étapes, et ce en vue de donner, au bout du second pas de temps, les densités des électrons et des trous mobiles et piégés. La densité totale sera calculée à partir de l'équation (II.3). Ce processus sera répété jusqu'au bout de la durée choisie pour l'application de la tension.

## II.6. Développements des calculs des modèles numériques appliqués à l'échantillon polyéthylène

Le modèle éléments finis est choisi pour résoudre l'équation de Poisson. Ce modèle est considéré le plus utilisé pour être appliqué àn'importe quelle géométrie d'échantillon et à toutes les conditions aux limites associées. Ce modèle est composé de différentes étapes qui sont présentées ci-dessous.

### II.6.1.Grille de discrétisation

La grille de calcul est discrétisée suivant une seule direction, la structure considérée étant unidimensionnelle, fonction de l'épaisseur du diélectrique (D). Celle-ci est discrétisée non uniformément en élément $\Delta x(i) = x(i+1) - x(i)$ , très petits à proximité des électrodes (voir figure II.5) , afin de suivre la pénétration des charges dans l'isolant avec une bonne précision [*Roy.3 06*], [*Bouf 06*] .

Puisque la grille de calcul présente un plan de symétrie en son milieu, il suffit de diviser seulement la moitié de cette grille en éléments $\Delta x(i)$ et appliquer une symétrie sur cette moitié pour retrouver la grille entière par les points d'abscisses suivants :

-

$$x(i) = x(2)\frac{1-q^{i-1}}{1-q} \qquad \text{(II-29)}$$

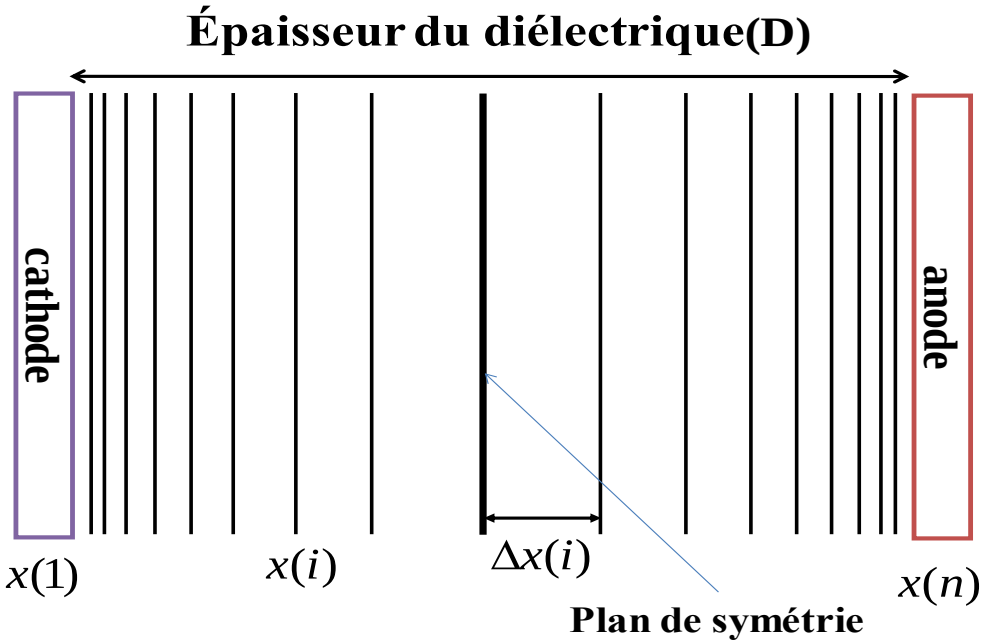



**Figure II.5** : Discrétisation de l'épaisseur du diélectrique en éléments $\Delta x(i)$ [Bouk 16]

Avec $x(2) = \frac{1-q}{1-q^{m-1}} \frac{D}{2}$ et $q = X^{\frac{1}{m-2}}$ et $m = \frac{n-1}{2}$ et $2 < i \leq m$

($n$-1) désigne le nombre totale des cellules, la cathode est situé en $x(1) = 0$ , l'anode est symétrique de la cathode et elle est en $x(n) = D$ , $X$ désigne le rapport entre l'épaisseur de la cellule du milieu et celle de la première cellule :

$$X = \frac{x(\frac{n-1}{2}+1) - x(\frac{n-1}{2})}{x(2) - x(1)} \qquad \text{(II-30)}$$

Typiquement nous utilisons 100 cellules (n=101) avec Z=10.

## II.6.2. Approximation de la solution de l'équation de Poisson dans l'espace sur un élément arbitraire

Un élément arbitraire, noté e, de longueur $\Delta x_e = x_{e+1} - x_e$ est isolé de la grille. La procédure éléments finis commence par la formulation variationnelle de l'équation de Poisson sur cet élément e. Dans le cas de ce problème, cette formulation s'écrit :

$$\int_{x_e}^{x_{e+1}} \left[ \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \frac{\rho_{nt}}{\varepsilon} \right] u \, dx = 0 \qquad \text{(II.31)}$$

Où $u$ est une fonction test arbitraire [*Bel 07*]

L'intégration par partie de cette équation permet d'affaiblir le degré de la dérivée portée sur la coordonnée d'espace $x$, ce qui permet d'aboutir à la formulation faible suivante :

$$\int_{x_e}^{x_{e+1}} \left[ \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right) \right] dx + u(x_{e+1}) \left( -\frac{\partial V}{\partial x} \right)_{x=x_{e+1}} + u(x_e) \left( \frac{\partial V}{\partial x} \right)_{x=x_e} - \frac{1}{\varepsilon} \int_{x_e}^{x_{e+1}} \rho_{nt} u . dx = 0 \qquad \text{(II.32)}$$

Le problème variationnel construit sur l'élément (e) sera composé par l'équation de la formulation faible et les nouvelles conditions du potentiel aux nœuds d'abscisse $x_e$ et $x_{e+1}$.La résolution de ce problème variationnel consiste à chercher sur l'élément (e) une solution de la forme :

$$V^{(e)}(x,t) = \sum_{j=1}^{2} V_j(t)\, \Psi_j(x) \qquad \text{(II.33)}$$

$V_j$ est la valeur du potentiel à déterminer au nœud $j$. La fonction $\Psi_j$ est appelée fonction d'approximation, elle sera égale à la fonction test $u$. L'avantage de cette méthode est que ces fonctions $\Psi_j$ seront construites sur l'élément considéré en tenant compte des conditions du potentiel aux nœuds extrêmes. En adoptant une approximation linéaire de la solution et en tenant compte des conditions aux limites précédentes, les fonctions $\Psi$ aux nœuds $x_e$ et $x_{e+1}$ de l'élément (e) sont respectivement :

$$\Psi_1^{(e)} = \frac{x_{e+1} - x}{\Delta x_e} \text{ et } \quad \Psi_2^{(e)} = \frac{x - x_e}{\Delta x_e} \qquad \text{(II.34)}$$

En remplaçant $V^{(e)}(x,t)$ dans l'équation (II.32) du problème variationnel et en posant la fonction test $u$ égale à la fonction $\Psi_i$, nous obtenons sur l'élément (e) le système d'équations suivant :

$$\sum_{j=1}^{2} \left[ \int_{x_e}^{x_{e+1}} \frac{d\Psi_i}{dx} \frac{d\Psi_j}{dx} dx \right] V_j^{(e)} - E(x_e)\Psi_i(x_e) - E(x_{e+1})\Psi_i(x_{e+1}) - \frac{1}{\varepsilon} \int_{x_e}^{x_{e+1}} \rho_{nt} \Psi_i \, dx = 0 \qquad \text{(II.35)}$$

$i, j = 1, 2$

$$E(x_e) = \left(-\frac{\partial V}{\partial x}\right)_{x = x_e} \quad \text{et} \quad E(x_{e+1}) = \left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)_{x = x_e + 1} \qquad \text{(II.36)}$$

$E(x_e)$ est le champ électrique au point $x_e$.

$E(x_{e+1})$ est le champ électrique au point $x_{e+1}$.

Ce système peut être écrit sous la forme suivante :

$$K^{(e)} \quad \{V\}^{(e)} \quad = \quad \{F\}^{(e)} \tag{II.37}$$

Les coefficients de la matrice carrée $K^{(e)}$ s'écrivent :

$$K_{ij}^{e} \quad = \int_{x_e}^{x_{e+1}} \frac{d\psi_i}{dx} \frac{d\psi_j}{dx} dx = 0 \quad i,j = 1,2 \tag{II.38}$$

La composante (i) du vecteur colonne F est :

$$F_i = P_1^{(e)} \Psi_i(x_e) - P_2^{(e)} \Psi_i(x_{e+1}) - \frac{1}{\varepsilon} \int_{x_e}^{x_{e+1}} \rho \, \Psi_i dx \qquad i = 1, 2 \tag{II.39}$$

Avec $P_1^{(e)} = E(x_e)$ et $P_2^{(e)} = E(x_{e+1})$ (II-40)

### II.6.2.1. Assemblage des équations algébriques de tous les éléments

Sur chaque élément, nous avons un système algébrique dont les inconnues sont les deux valeurs du potentiel aux nœuds extrêmes de l'élément. On procède par la suite à l'assemblage des systèmes algébriques de tous les éléments. Pour ce faire, on considère la continuité du potentiel aux nœuds de connections entre les différents éléments. A la suite de cet assemblage, nous aboutissons au système algébrique de tous les éléments de la grille comprenant n+ 1 valeurs inconnues du potentiel.

### II.6.2.2 Impositions des conditions aux limites

Les conditions aux limites du potentiel $V_C$ et $V_A$ sur les deux extrémités de l'épaisseur de l'isolant sont imposées aux nœuds extrêmes 1 et $n$+1. Les valeurs inconnues du potentiel seront réduites alors à $n$-1. Le nouveau système algébrique constitué de $n$-1 équations est résolu en utilisant la méthode de Cholesky [*Ruh 89*], afin d'obtenir la distribution du potentiel et du champ électrique à l'intérieur du volume de l'isolant.

## II.6.3. Développement relatif au modèle de Léonard

La résolution de l'équation de continuité est assez complexe par rapport à l'équation de Poisson que nous avons vue précédemment. Nous tenterons ici de décrire dans le détail les étapes de la résolution, qui traduit l'évolution spatiotemporelle des charges. Comme on a déjà signalé dans le paragraphe II.5.2 le modèle de Léonard est appliqué sur l'équation de continuité en se basant sur la méthode à pas fractionnaire (Splitting) [*Alb 92*] dont le principe est rappelé dans le paragraphe ci-dessous.

### II.6.3.1. Principe de la méthode Splitting

La méthode de splitting basée sur l'éclatement de l'équation (II. 4) en deux niveaux de temps, qui correspondent respectivement à la résolution des équations :

$$\frac{\partial n_{(e,t)\mu}(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial j_{(e,t)}(x,t)}{\partial x} = 0 \qquad \text{(II.41)}$$

$$\frac{\partial n_{(e,t)\mu,p}(x,t)}{\partial t} = S_a \qquad \text{(II.42)}$$

Le pas élémentaire dans le temps est ici divisé par 2. Dans le premier pas $\Delta t_1$, l'équation de continuité sans les termes sources est résolue dans le but d'obtenir les densités de charges mobiles pour les électrons et les trous. Dans le second pas de temps $\Delta t_2$, les termes sources seront considérés et les équations de (II.10) à (II.13) seront résolues.

### II.6.3.2. Principe d'application de la méthode de Léonard

Le principe d'application de la méthode de Léonard est le même pour les électrons et les trous. Par conséquent, pour simplifier le développement, nous allons choisir dans la suite de présenter ce principe pour le cas des électrons.

#### II.6.3.2.1.Principe

Les densités des électrons mobiles $\rho_{e\mu}^{t_n+\Delta t1}(x, t_n + \Delta t_1)$ à l'instant $t_n + \Delta t_1$ sont calculées à partir de $\rho_{e\mu}^{n}(x, t_n)$ à l'instant $t_n$. L'épaisseur de l'échantillon est divisée en cellules (Figure II.6). La Figure II-6 représente la grille de discrétisation unidimensionnelle détaillée que nous avons utilisée dans tout le modèle. Rappelons que les largeurs $\Delta x(i)$ des cellules de la grille ne sont pas constantes.

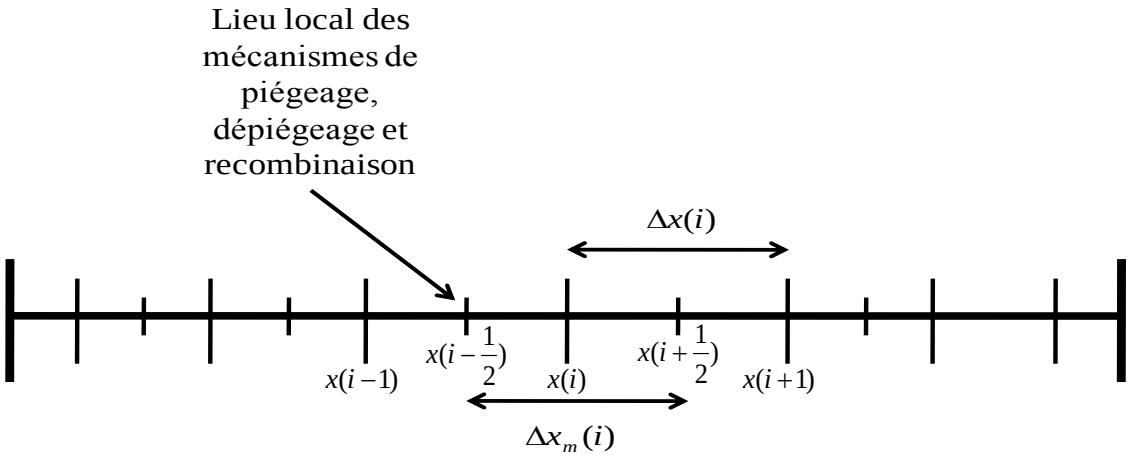



**Figure II.6**. Schématique de la discrétisation de l'épaisseur de la diélectrique cellule où se produisent les mécanismes de piégeage, de dépiégeage et de recombinaison.

Avec $\Delta x_m = \quad x(i-\frac{1}{2}), x(i+\frac{1}{2})$

Les charges sont considérés mobiles à l'entrée et à la sortie de chaque cellule. La procédure de calcul consiste à appliquer la méthode de Léonard de manière séquentielle sur toutes les cellules découpées sur l'épaisseur de l'isolant polyéthylène. Dans l'exemple des électrons, la première cellule est adjacente à la cathode et la dernière est limitée par l'anode. L'ordre des cellules s'inverse dans l'exemple des trous.

### II.6.3.2.2. Calcul des densités des porteurs à l'entrée et à la sortie d'une cellule

***a)*** La première celle (i=1) du côté de la cathode de longueur $\Delta x_m$

L'équation (II.41) peut être approximée par le schéma numérique suivant :

$$\rho_1^{n+1}(e\mu) = \rho_1^n(e\mu) + \frac{\Delta t_1}{\Delta x_m}\left( j(0,t) - \nu_d \rho_d(e\mu)\right) \qquad \text{(II.43)}$$

Où $\rho_1^{n+1}(e\mu)$ *et* $\rho_1^n(e\mu)$ sont les densités des électrons mobiles au centre de la première cellule au bout et au début du pas $\Delta t_1$. $j(0,t)$ est la condition d'injection de Schottky des électrons à la cathode et $\nu_d = \mu_e E_{1+1/2}$ est le vecteur vitesse de l'électron mobile à travers la face droite de la première cellule. $\rho_d(e\mu)$ est la densité des électrons mobiles à la face droite (pace de sortie) de la cellule. Pour déterminer la valeur de la densité des électrons mobiles $\rho_1^{n+1}(e\mu)$ au bout

de $\Delta t_1$, il faut chercher une approximation de la valeur de $\rho_d(e\mu)$. Cette approximation peut être donnée par le schéma de Quickest Léonard [*Leo 88*], [*Leo.2 88*] [*Tia 11*] suivant :

$$\rho_d(e\mu) = \frac{\rho_1^n(e\mu)+\rho_2^n(e\mu)}{2} - v_d \frac{\Delta t_1}{\Delta x_m}\frac{(\rho_2^n(e\mu)-\rho_1^n(e\mu)}{2} + \frac{((v_d \frac{\Delta t_1}{\Delta x_m})^2-1)}{6}\left[\frac{(\rho_3^n(e\mu)-\rho_2^n(e\mu)-\rho_1^n(e\mu)+\rho_0^n(e\mu)}{2}\right.$$
$$\left. - \frac{sgn(v_d \frac{\Delta t_1}{\Delta x_m})}{2}((\rho_3^n(e\mu)-3\rho_2^n(e\mu)+3\rho_1^n(e\mu)-\rho_0^n(e\mu))\right] \quad \text{(II.44)}$$

$\rho_0^n(e\mu)$ est une valeur additionnelle de $\rho(e\mu)$ au centre d'une cellule supplémentaire adjacente à la cathode située en dehors de l'épaisseur *D*.

$\rho_1^n(e\mu)$, $\rho_2^n(e\mu)$ et $\rho_3^n(e\mu)$ sont les densités des électrons mobiles respectivement aux centres de la première, de la deuxième et de la troisième cellule adjacentes à la cathode.

Un arrangement de calcul permet d'atteindre l'expression de $\rho_d(e\mu)$ donnée dans l'équation suivante :

$$\rho_d(e\mu) = \frac{\frac{\rho_1^n(e\mu)+\rho_2^n(e\mu)}{2} - v_d \frac{\Delta t_1}{\Delta x_m}\frac{(\rho_2^n(e\mu)-\rho_1^n(e\mu))}{2} + \frac{((v_d \frac{\Delta t_1}{\Delta x_m})^2-1)}{6}\left[\frac{(\rho_3^n(e\mu)-\rho_2^n(e\mu)+2\rho_1^n(e\mu))}{2} - \frac{sgn(v_d \frac{\Delta t_1}{\Delta x_m})}{2}(\rho_3^n(e\mu)-3\rho_2^n(e\mu))\right]}{1+\frac{((v_d \frac{\Delta t_1}{\Delta x_m})^2-1)}{6}(1+sgn\ (v_d \frac{\Delta t_1}{\Delta x_m}))} \quad \text{(II.45)}$$

Enfin la valeur de $\rho_1^{n+1}(e\mu)$ peut être calculée en remplaçant l'expression précédente de $\rho_d(e\mu)$ dans l'équation (II.41), soit alors :

$$\rho_1^{n+1}(e\mu) = \rho_1^n(e\mu) + \frac{\Delta t_1}{\Delta x_m}(\ j(0,t) - \ v_d \rho_d(e\mu)) \quad \text{(II.46)}$$

Cette procédure de calcul peut être répétée de manière séquentielle sur les restes des cellules pour déterminer la distribution des densités de charges sur l'épaisseur de l'échantillon.

### II.6.4. Développement relatif au modèle de Runge Kutta pour la détermination des densités des électrons et trous mobiles et piégés

Les termes sources de piégeage et depiégeage et de recombinaison des électrons et des trous sont traités par la méthode de Runge Kutta au cours du second pas de temps $\Delta t_2$ et ce pour

déterminer les densités des électrons et trous mobiles et piégés. Afin d'atteindre une meilleur précision, nous avons appliqué la méthode de Runge Kutta d'ordre 4 le plus élevé.

Les données initiales traitées par la méthode de Runge Kutta sont les densités des électrons et des trous mobiles obtenues par la méthode de Léonard au bout du premier pas de temps $\Delta t_1$ ainsi que les densités des électrons et des trous piégés présentes au début de $\Delta t_1$. La variation de la densité de chaque type de charges, en fonction du temps, est la somme des termes sources $S_{p(e,t)}$, $S_{dp(e,t)}$ et $S_{r(e,t)}$ associés respectivement aux mécanismes de piégeage et dépiégeage et de recombinaison. Le terme source $S_{p(e,t)}$ s'écrit en fonction du coefficient de piégeage, des densités de charges mobiles et piégés(pour électron ou trou) et également en fonction de la densité des pièges. Le terme source $S_{dp(e,t)}$ est en fonction du coefficient de depiégeage et la densité des charges piégés(pour électron ou trou). Le terme source $S_{r(e,t)}$ est fonction du coefficient de recombinaison des électrons-trous et des produits des densités mobiles-piégées et/ou piégées-piégées. Afin de déterminer les densités des électrons et des trous mobiles et piégées, la méthode de Runge Kutta est basée sur le principe du calcul en cascade sur quatre étapes. Par exemple, dans le cas de la première étape, l'application de la méthode de Runge Kutta à une cellule arbitraire *(i)* (figure II.4) est représentée par l'ensemble des équations suivantes [*Red 99*], [*Bel 07*] :

Pour la valeur notée $k_1$ de la densité des électrons mobiles, on peut écrire :

$$k_1 = \Delta t_2(-s_3\, n_{e\mu}(x_i,t).n_{t\mu}(x_i,t) - s_1\, n_{e\mu}(x_i,t).n_{tp}(x_i,t) - B_e\, n_{e\mu}(x_i,t)(1-\frac{n_{ep}(x_i,t)}{dN_e}) + D_{dpe} n_{tp}(x_i,t)) \quad \text{(II.47)}$$

La valeur notée $m_1$de la densité des trous mobiles s'écrit :

$$m_1 = \Delta t_2(-s_3\, n_{t\mu}(x_i,t)\, n_{e\mu}(x_i,t) - s_1\, n_{t\mu}(x_i,t)\, n_{ep}(x_i,t) - B_t.n_{t\mu}(x_i,t)\,(1-\frac{n_{tp}(x_i,t)}{dN_t}) + D_{dpt} n_{tp}(x_i,t)) \quad \text{(II.48)}$$

Pour la densité des électrons piégés, cette valeur est notée $p_1$ :

$$p_1 = \Delta\, t_2(-s_0\, n_{tp}(x_i,t)\, n_{ep}(x_i) - s_2\, n_{t\mu}(x_i,t)\, n_{ep}(x_i,t) + B_e\, n_{e\mu}(x_i,t)(1-\frac{n_{ep}(x_i,t)}{dNe}) - D_{dpe} n_{ep}(x_i,t)) \quad \text{(II.49)}$$

La valeur notée $q_1$de la densité des trous piégés s'écrit :

$$q_1 = \Delta\, t_2(-s_0\, n_{ep}(x_i,t)\, n_{tp}(x_i,t) - s_1\, n_{e\mu}(x_i,t)\, \rho_{tp}(x_i,t) + B_t\, \rho_{t\mu}(x_i,t)(1-\frac{\rho_{tp}(x_i,t)}{\rho_{Pt}}) - D_{dpt} n_{tp}(x_i,t)) \quad \text{(II.50)}$$

Dans la deuxième étape de la méthode de Runge Kutta, les valeurs $k_2$, $m_2$, $p_2$et $q_2$sont déterminées par des équations ayant les mêmes formes que les équations (II.47)-(II.50). Les

valeurs $\rho_{e\mu}$, $\rho_{t\mu}$, $\rho_{ep}$ et $\rho_{tp}$ sont, respectivement, remplacées par $\rho_{e\mu} + k_1/2$, $\rho_{t\mu} + m_1/2$, $\rho_{ep} + p_1/2$ et $\rho_{tp} + q_1/2$.

Dans la troisième étape de la méthode de Runge Kutta, les valeurs $k_3$, $m_3$, $p_3$ et $q_3$ sont déterminées en remplaçant $\rho_{e\mu}$, $\rho_{t\mu}$, $\rho_{ep}$ et $\rho_{tp}$, respectivement, par $\rho_{e\mu} + k_2/2$, $\rho_{t\mu} + m_2/2$, $\rho_{ep} + p_2/2$ et $\rho_{tp} + q_2/2$.

La dernière étape de la méthode de Runge Kutta consiste à remplacer les valeurs $\rho_{e\mu}$, $\rho_{t\mu}$,$\rho_{ep}$ et $\rho_{tp}$ respectivement par $\rho_{e\mu} + k_3$, $\rho_{t\mu} + m_3$, $\rho_{ep} + p_3$ et $\rho_{tp} + q_3$.

Finalement, les densités des électrons et des trous mobiles et piégés sont obtenues à partir de l'ensemble des équations suivantes :

$$n_{e\mu}(x_i, \Delta t_2) = n_{e\mu}(x_i, \Delta t_1) + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad \text{(II.51)}$$

$$n_{t\mu}(x_i, \Delta t_2) = n_{t\mu}(x_i, \Delta t_1) + \frac{1}{6}(m_1 + 2m_2 + 2m_3 + m_4) \quad \text{(II.52)}$$

$$n_{ep}(x_i, \Delta t_2) = n_{ep}(x_i, \Delta t_1) + \frac{1}{6}(p_1 + 2p_2 + 2p_3 + p_4) \quad \text{(II.54)}$$

$$n_{tp}(x_i, \Delta t_2) = n_{tp}(x_i, \Delta t_1) + \frac{1}{6}(q_1 + 2q_2 + 2q_3 + q_4) \quad \text{(II.55)}$$

Le déroulement du programme est utilisé par un code de logiciel de Matlab. Ce logiciel permet de fournir toutes les distributions relatives aux champs électriques, aux densités nettes de charges, aux densités des porteurs mobiles et piégés, aux taux nets de recombinaison ainsi que les courants externe, de conduction et de déplacement.

## II.7.Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le modèle physique et numérique de transport bipolaire de charges électroniques dans un polyéthylène sous tension continue appliquée. Dans la premier partie, , nous avons montré la caractéristique principale de ce modèle, ce modèle de transports est unidimensionnelle qui consiste l'injection de Shottky, la conduction est prise en compte via une mobilité effective, traduisant le possible piégeage et dépiégeage des charges dans des pièges peu profonds, la recombinaison entre les charges hétéro- polaire, et en fin l'extraction des charges aux l'opposite électrode. La seconde partie de ce travail montre la résolution numérique des équations nécessaires au développement du modèle, nous avons appliqué la méthode des éléments finis pour résoudre l'équation de poisson, le model de Léonard pour l'équation de continuité. Afin d'atteindre une meilleure précision sur la détermination des distributions instantanées des densités nettes de charges, nous avons choisi la méthode de Runge Kutta du plus haut degré de précision.

# CHAPITRE III :

# Résultat numérique du modèle physique

**CHAPITRE III : Résultat numérique du modèle physique**

## III.1. Introduction

L'intérêt de la simulation numérique est de pouvoir prédire, dans un temps raisonnable, le transport dans le diélectrique répondant à un modèle physique complexe et multi paramètre, modèle qui dans son paramétrage, voire dans ses principes, est appelé à évoluer à partir des hypothèses et des équations les plus simplifiées vers d'autres plus complexes et qui représentent en mieux la réalité [*Bouf 06*].Afin d'obtenir des résultats numériques relatifs aux équations et aux conditions physiques formulées dans le chapitre précédent, et comme nous l'avons déjà aussi signalé au chapitre précédent, nous avons développé un logiciel en Matlab. Ce logiciel permet de fournir toutes les distributions relatives aux champs électriques, aux densités nettes de charges, aux densités des porteurs mobiles et piégés, taux nets de recombinaison ainsi que les courants externe, de conduction et de déplacement. Pour simplifier, nous considérons des paramètres symétriques pour les deux types de porteurs de charges (électrons et trous). Les résultats obtenus seront classés selon l'intensité de la tension appliquée à un échantillon polyéthylène basse densité (PEBD) d'épaisseur D=150 μm. Les valeurs initiales des paramètres introduits lors de ces simulations sont tirées de la littérature d'Alison [*Ali 94*]. Les études expérimentales de Takada et Li [*Tak 92*] montrent qu'on peut aussi négliger les recombinaisons relatives aux porteurs électron mobile-trou mobile.

Dans la suite, les résultats de la première validation seront classés selon l'intensité de la tension appliquée à l'échantillon de polyéthylène (LDPE). En effet, en tenant compte des tests des paramètres du modèle, nous avons dégagé trois gammes de tensions appliquées. La première est considérée la gamme de faibles tensions inférieures à 15 kV. La seconde gamme est relative à moyenne tensions supérieures à la valeur seuil et inférieures à 50 kV. La troisième est considérée la gamme de haute tension pour la tension appliquée supérieures à 50 kV. Donc, nous avons choisi les trois gammes des tensions appliqués, pour faible tension nous avons applique les tensions de 1 et 5 et 10 kV qui correspondent respectivement à des champs électriques appliqués de $6.66 \times 10^6$, $3.33 \times 10^7$ et $6.66 \times 10^7$ V/m. Pour la moyenne tension, nous avons applique les tensions de 30 et 40 et 50 kV qui correspondent respectivement à des champs électriques appliqués de $2 \times 10^8$ , $2.66 \times 10^8$et $3.33 \times 10^8$ V/m. Pour la gamme haute tension, nous avons applique les tensions de 73.5, 74, 74.5 et 75 kV qui correspondent respectivement à des champs électriques appliqués de $4.9 \times 10^8, 4.933 \times 10^8, 4.966 \times 10^8$ et $5 \times 10^8$ V/m. En outre, nous indiquerons que sur toutes les figures suivantes sont situées à gauche (x=0) est la cathode et l'anode est à droite (x=*D).*

Tous les paramètres de compilation du modèle sont regroupés dans le tableau III.1 suivant :

**Tableau III.1 :** Paramètres du modèle

| Paramètres | Valeur | |
|---|---|---|
| ***Coefficients de piégeage*** | Électrons | $B_e = 7 \times 10^{-3}\ s^{-1}$ |
| | Trous | $B_t = 7 \times 10^{-3}\ s^{-1}$ |
| ***Mobilités*** | Électrons | $\mu_e = 9 \times 10^{-15}\ m^2.V^{-1}.s^{-1}$ |
| | Trous | $\mu_t = 9 \times 10^{-15}\ m^2.V^{-1}.s^{-1}$ |
| ***Densité des pièges*** | Électrons | $dN_e = 100\ C\ .m^{-3}$ |
| | Trous | $dN_t = 100\ C\ .m^{-3}$ |
| ***Barrière d'injection*** | Électrons | $w_{in(e)} = 1.2\ eV$ |
| | Trous | $w_{in(t)} = 1.2\ eV$ |
| ***Barrières de dépiégeage*** | Électrons | $w_{dp(e)} = 0.8\ eV$ |
| | Trous | $w_{dp(t)} = 0.8\ eV$ |
| ***Coefficients de recombinaison*** | électron piégé-trou piégé | $S_0 = 4 \times 10^{-3}\ m^3.C^{-1}.s^{-1}$ |
| | électron mobile-trou piégé | $S_1 = 4 \times 10^{-3}\ m^3.C^{-1}.s^{-1}$ |
| | électron piégé-trou mobile | $S_2 = 4 \times 10^{-3}\ m^3.C^{-1}.s^{-1}$ |
| | électron mobile -trou mobile | $S_3 \approx 0$ |
| ***Tension appliquée*** | 1 à 50 $KV$ | |
| ***Epaisseur de l'échantillon*** | $D = 150\ \mu m$ | |
| ***Pas de temps*** | $\Delta t = 0.01$ | |
| ***Température*** | $T = 300\ K$ | |

## III.2. Résultats de validation numérique sous différente tension appliqués

### III.2.1. Résultats de validation sous faibles tension

#### III.2.1.1. Résultats numériques des distributions des densités nettes de charges

Les figures (III.1-a), (III.1-b) et (III.1-c) montrent des profils des densités nettes de charges obtenus respectivement pour les tensions de 1, 5 et 10 kV pour différents instants. Ces trois valeurs appartiennent à la gamme des faibles tensions et correspondent respectivement à des champs appliqués de $6.66 \times 10^6 3.33 \times 10^7$et $6.66 \times 10^7$ V/m.

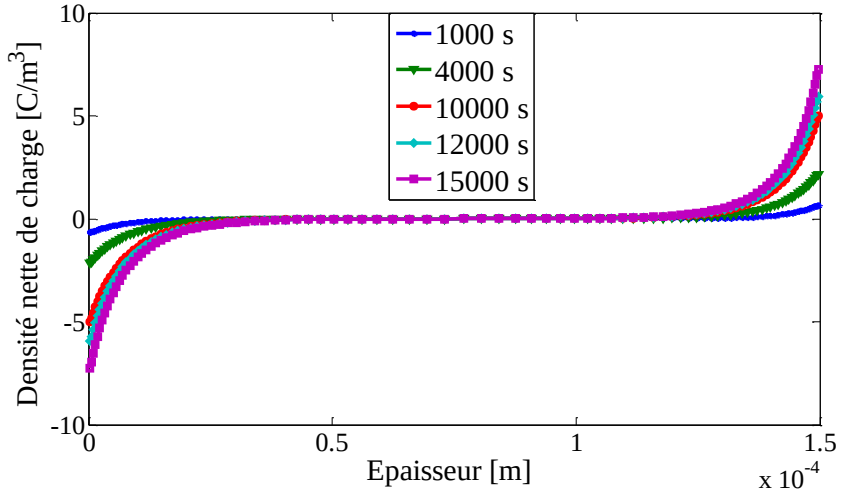
## CHAPITRE III : Résultat numérique du modèle physique

Pour la plus faible tension appliquée, les profils instantanés sont obtenus pour des instants compris entre 1000 et 15000 s. Ces profils de densité de nette des charges portent le caractère symétrique choisi pour les barrières d'injection, les coefficients de piégeage, dépiégeage et la recombinaison. Toutes ces figures indiquent que les profils de densité de nette des charges, sur l'épaisseur de l'échantillon, présentent des allures similaires renseignant sur une faible injection au début de l'application de la tension. En outre, ces profils montrent que la profondeur de pénétration des charges augmente à mesure que la tension croit. Au centre de l'échantillon, la densité nette reste presque nulle.

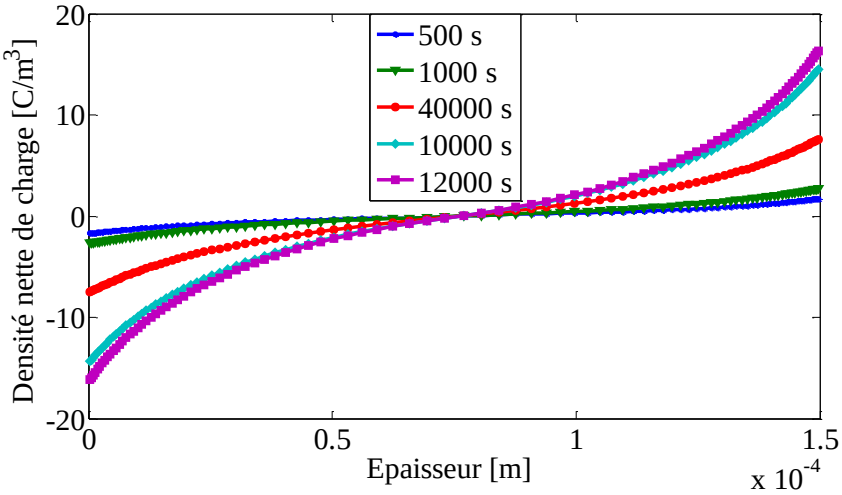
Pour la tension de 1 kV, parce que la quantité des charges injectée et la tension appliquée sont faible, on remarque que les charges injectées s'accumulent au voisinage des électrodes et migrent lentement vers le volume de l'échantillon, et la densité de charge augmente régulièrement avec le temps et ce comme le montre la figure.III.1.a. En effet, après plus de quatre heures d'application de cette tension, les deux fronts de charges relatives aux électrons et trous injectés restent séparés par une distance presque égale à 110 μm. Enfin, nous notons que l'état stationnaire n'est pas atteint durant plus de quatre heures de l'application de cette faible tension.

En ce qui concerne la tension de 5 kV (figure. III.1.b), qui correspond à un champ électrique appliqué de $3.33 \times 10^7$V/m, on remarque que la quantité des charges injectées augmente relativement par rapport à la tension appliquée de 1 kV, elles se propagent à partir des électrodes vers le volume de l'échantillon. En outre, on remarque une tendance vers un état stationnaire comme est observé sur les profils de 10000 et 12000 s.

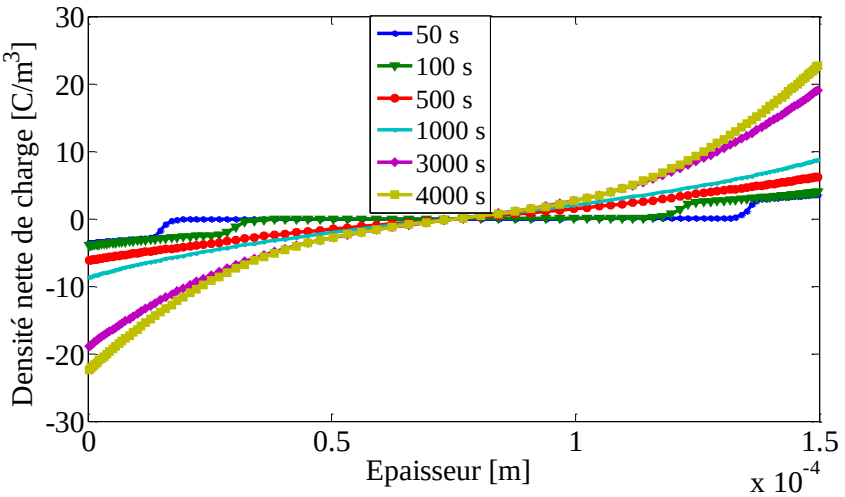
Pour la dernière tension de 10 kV, qui correspond à un champ électrique appliqué de 6.66 $10^7$V/m, la figure III.1.c montre les profils de densité nette des charges pour des instants compris entre 50 s et 4000 s. L'augmentation de la tension appliquée entraîne une augmentation de la quantité des charges injectées et accélère l'état stationnaire comme le montre le profil de la figure (III.1.c) à l'instant 4000 s. Alors la tendance vers un régime stationnaire qui s'établit plus rapidement et ceci comparé à celle de la tension 5 kV.




(a)




(b)



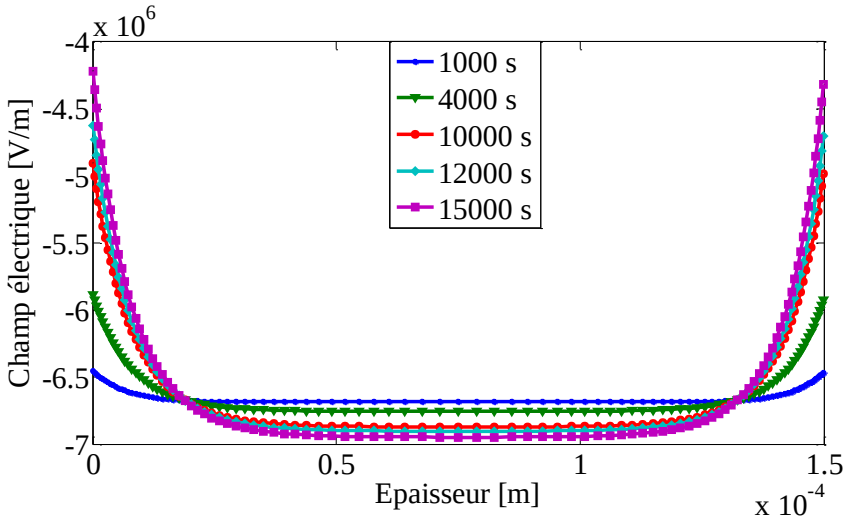

(c)

**Figure III.1** : Profils instantanés des densités nettes de charges en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour les tensions de 1, 5 et 10 kV et différents instants : (a) : 1 kV, (b) : 5 kV, (c) : 10 kV.

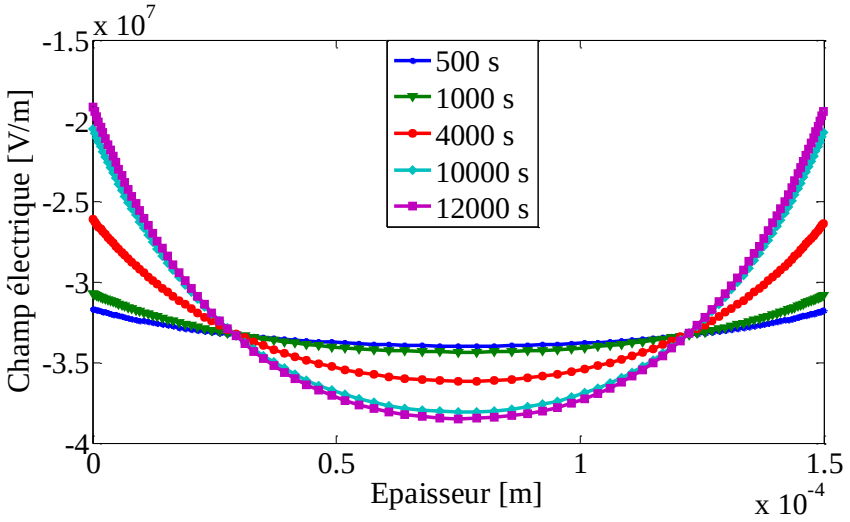
### III.2.1.2. Résultats numériques des distributions des champs électriques

Les figures (III.2.a), (III.2.b) et (III.2,c) montrent des profils du champ électrique obtenus respectivement pour les tensions de 1, 5 et 10 kV. Ces trois valeurs appartiennent à la gamme des faibles tensions et correspondent respectivement à des champs appliqués de $6.66 \times 10^6 3.33 \times 10^7$et $6.66 \times 10^7$V/m.

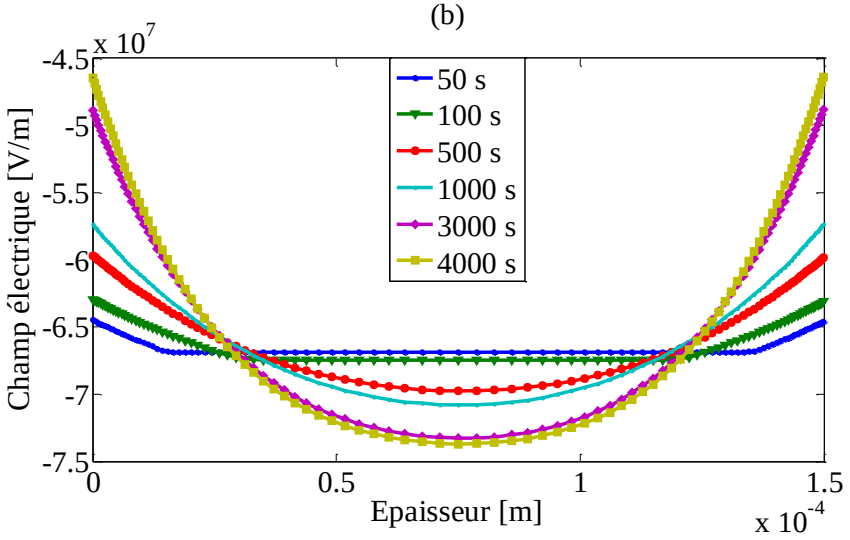
Toutes les figures des profils des champs électriques indiquent une chute en valeur absolue du champ électrique à proximité de chaque interface électrode/polyéthylène suite à l'injection des électrons en (x = 0) et des trous en (x = D), et induisant ainsi son intensification au centre de l'échantillon. Cet aspect de distorsion du champ est assuré pour satisfaire la condition physique associée à la circulation du champ électrique qui est représentée dans le chapitre précédent par l'équation (II.17) [*Imd 10*]. Pour la tension appliquée 1 kV, la réduction du champ électrique à l'interface est signalée entre les instants 1000 et 15000 s, indique la pénétration des charges injectées dans le volume qui est provoquée par le mécanisme de transport par conduction. De la même manière, la réduction du champ électrique aux interfaces et son intensification dans le volume augmente avec l'augmentation de la tension appliquée comme le montrent les figure.III.1.b.et figure.III.1.c pour 5 et 10 kV respectivement, sauf que la distorsion du champ est plus importante sous la tension 10 kV. Par ailleurs, on remarque une tendance vers un état stationnaire comme le montrent les figure.III.1.b.et figure.III.1.c pour 5 et 10 kV respectivement, manifestée par l'affaiblissement des écarts temporels entre les profils des derniers instants, sauf ce qui signale une tendance vers un régime stationnaire pour la tension de 10 kV, qui s'établit plus rapidement et ceci comparé à celle de la tension 5 kV.




(a)




(b)



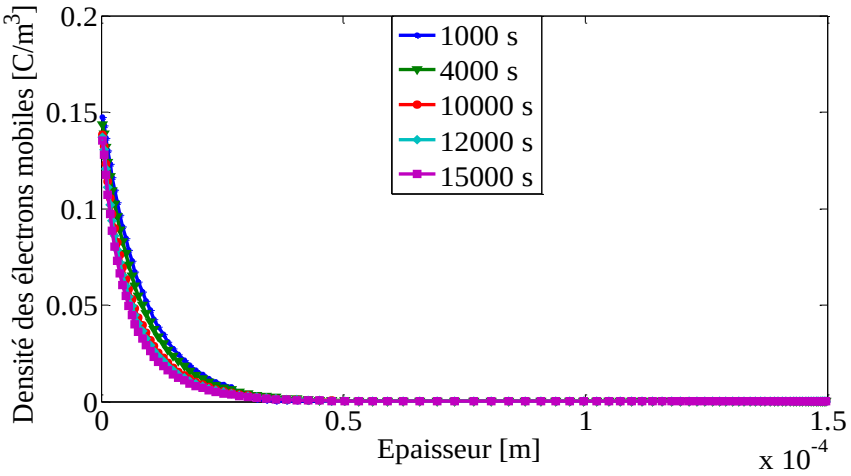

(c)

**Figure III.2** : Profils instantanés des champs électriques en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour les tensions de 1, 5 et 10 kV et différents instants : (a) : 1 kV, (b) : 5 kV, (c) : 10 kV.

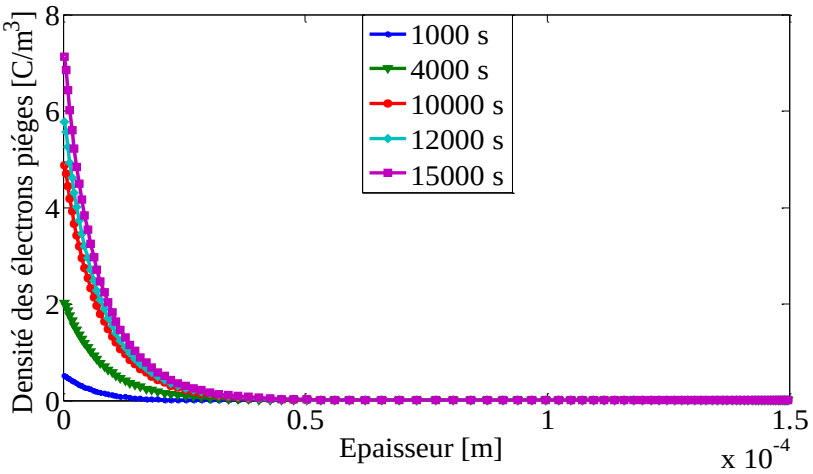
### III.2.1.3. Résultats numériques des densités des charges mobiles et pièges.

Nous présenterons dans ce paragraphe une analyse des résultats concernant les densités de charges, en valeur absolue, des électrons mobiles et piégés. Ayant choisi des paramètres symétriques dans ce modèle bipolaire, cette analyse reste la même pour les trous.

Les figures (III.3.a) et (III.3.b) montrent respectivement les profils des densités des électrons mobiles et piégés dans le volume du polyéthylène pour différents instants sous tension appliquée de 1 kV.




(a)




(b)

**Figure III.3** : Profils instantanés des densités des électrons mobiles et pièges en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour la tension de 1 kV avec des instants compris entre 1000 s et 15000 s: (a) : Densités des électrons mobiles, (b) : Densité des électrons piégés.

Quand la tension appliquée est faible, la plupart des charges injectées sont piégées à proximité de l'électrode. Pour illustrer cet effet, nous portons sur la figure (III.3.b) les profils de la densité des électrons piégés montrant l'évolution de l'accumulation au cours du temps. Par contre, Les densités des charges mobiles restent très faibles comme le montre le profil de la figure (III.3,a). A l'instant 15000 s, le rapport entre les densités des électrons piégés et mobiles peut atteindre un facteur de l'ordre de 47. Par conséquence, ce facteur signale que la densité nette de charges est majoritairement représentée par les charges piégées.

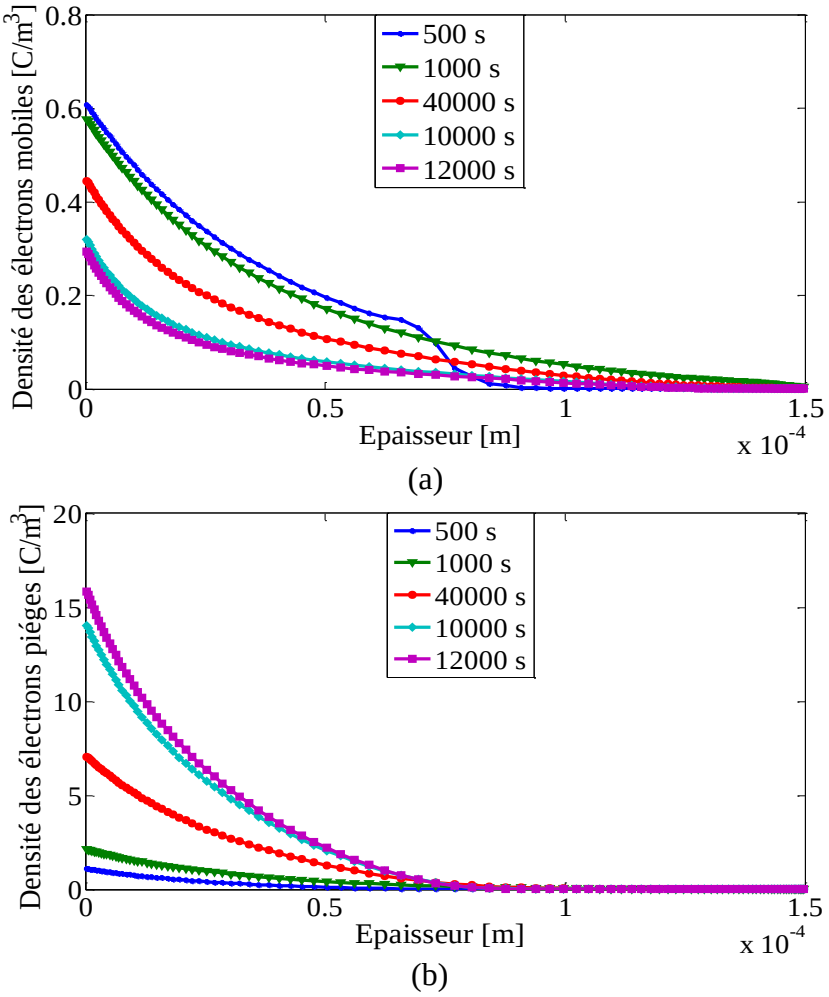
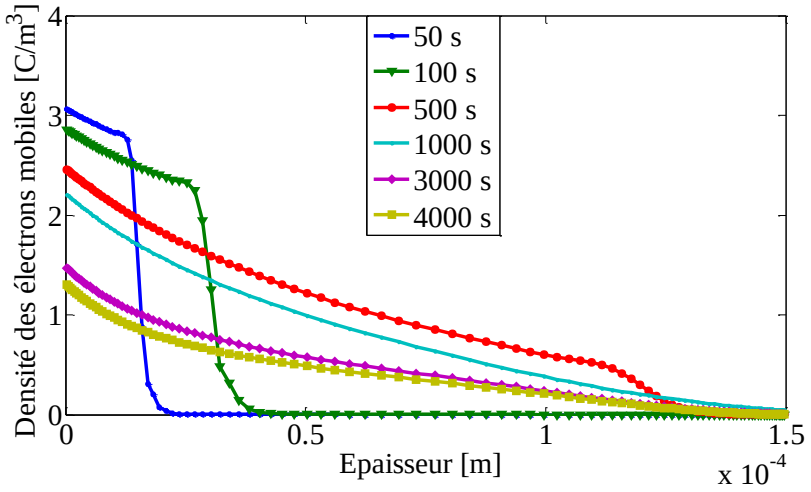



**Figure III.4** : Profils instantanés des densités des électrons mobiles et pièges en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour les tensions de 5 kV et des instants compris entre 500 s et 12000 s: (a) : Densités des électrons mobiles. (b) : Densités des électrons pièges.

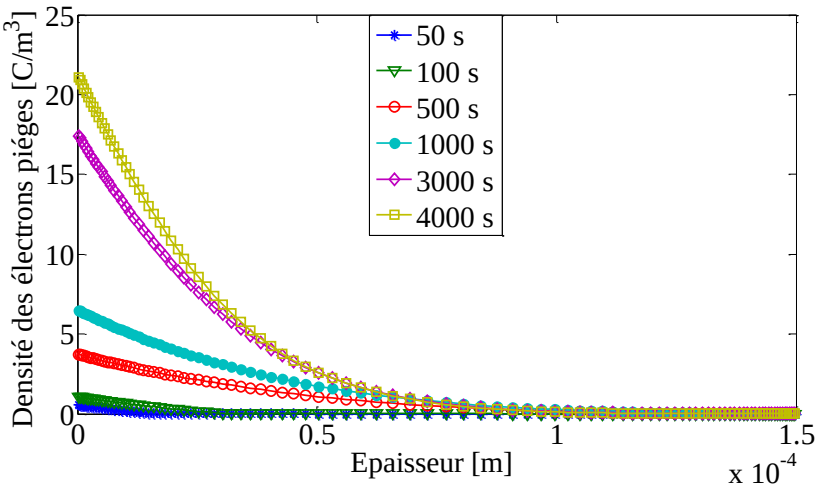
Les figures (III.4.a) et (III.4.b) représentent respectivement les profils instantanés des densités des électrons mobiles et piégés pour une tension appliquée de 5 kV. Les profils de la figure (III.4.a) montrent que la densité des charges transporte au volume de diélectrique et décroît en fonction du temps. Ce phénomène de décroissance peut être expliqué par trois mécanismes mis en jeu à savoir le piégeage, la recombinaison et l'extraction des porteurs réduisant le nombre des électrons et des trous mobiles. En plus, quand la tension appliquée est faible, la génération de charges par injection ne permet pas de compenser cette décroissance. En conséquence, ce phénomène se traduit par une réduction progressive des charges mobiles jusqu'à atteindre un état stationnaire représenté par le profil 12000 s. La figure (III.4.b) montre que la densité des charges profondément piégées augmente en fonction du temps. Après 12000 s d'application de la tension, commence à apparaître l'accumulation de charges au milieu du polyéthylène. Ces densités de charges accumulées sont plus importantes que celles des densités de charges mobiles représentées sur les profils de la figure (III.4.a) et ceci pour la même durée considérée. A l'instant 12000 s, le rapport entre les densités des électrons

piégés et mobiles peut atteindre un facteur de l'ordre de 53. Donc ce facteur aussi signale que la densité nette de charges sur la figure.III.1,b est majoritairement représentée par les charges piégées.

Tous les aspects associés aux charges mobiles et piégées expliqués dans le paragraphe précédent sont nettement observés respectivement sur les figures (III.5.a) et (III.5.b) relatives à la tension 10 kV. Quand cette dernière tension appliquée est deux fois plus grande que la tension appliquée précédente, l'état stationnaire relatif aux charges mobiles apparaît plutôt à l'instant 4000 s (voir figure (III.5.a)).




(a)




(b)

**Figure III.5** : Profils instantanés des densités des électrons mobiles et pièges en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour les tensions de 10 kV et des instants compris entre 50 s et 4000 s: (a) : Densités des électrons mobiles. (b) : Densités des électrons pièges.

Pour illustrer le caractère symétrique associé au choix des paramètres relatifs aux électrons et trous, nous présentons sur les figures (III.6.a) et (III.6.b) respectivement les profils des densités des trous piégés et mobiles sous la tension 10 kV. Le même processus se produit avec les densités de trous mobiles et piégés à l'anode. La distribution de trous mobiles et piégés est l'image à l'anode de la distribution des électrons mobiles et piégés respectivement à la cathode.

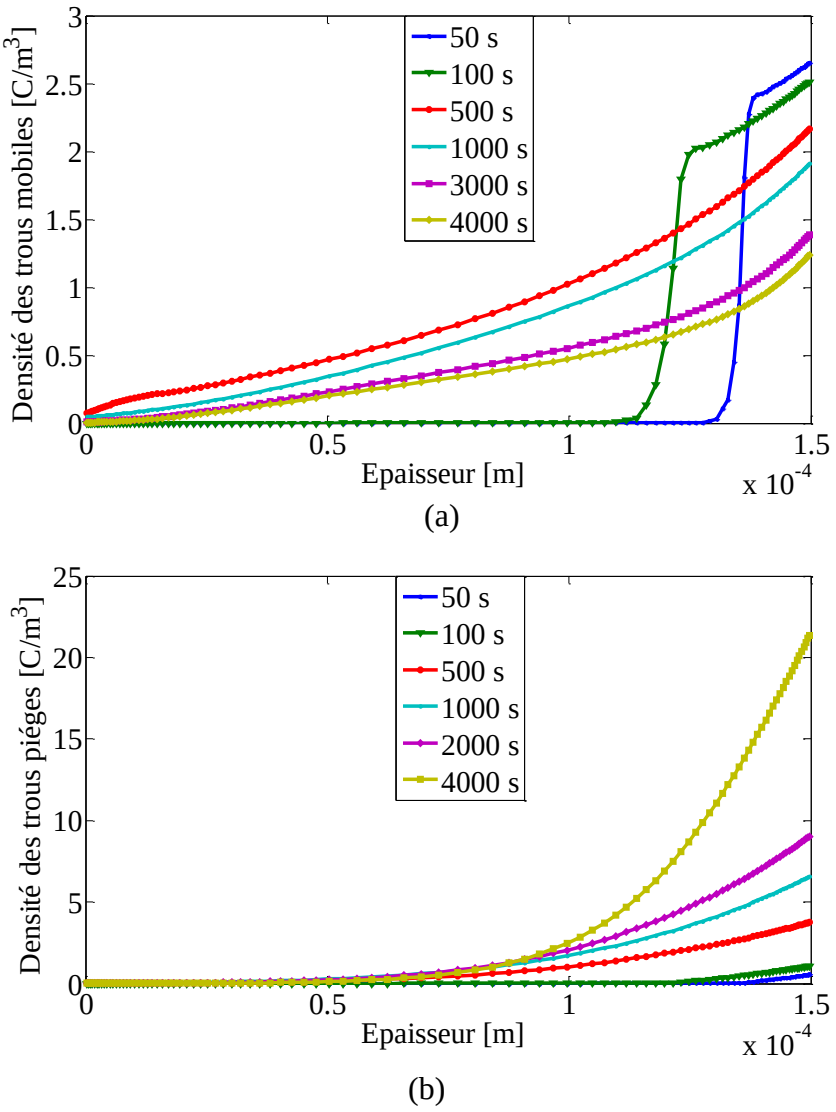
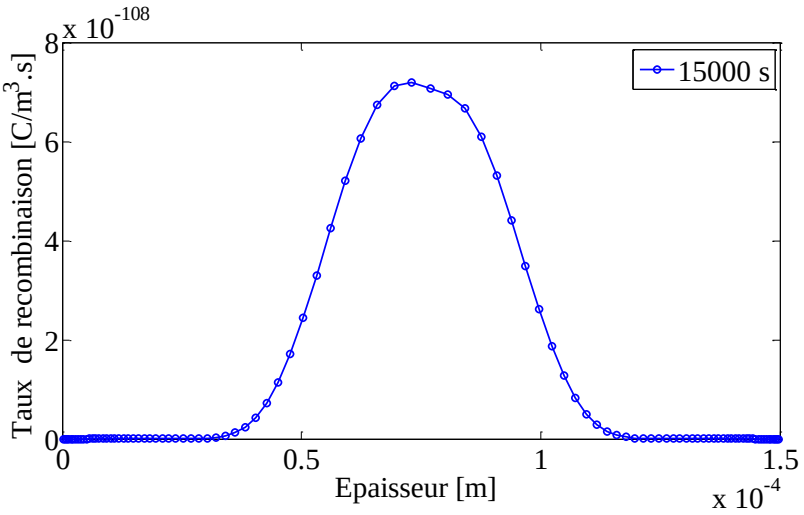



**Figure III.6** : Profils instantanés des densités des trous mobiles et pièges en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour les tensions de 10 kV et des instants compris entre 50 s et 4000 s: (a) : Densités des trous mobiles. (b) : Densités des trous pièges.

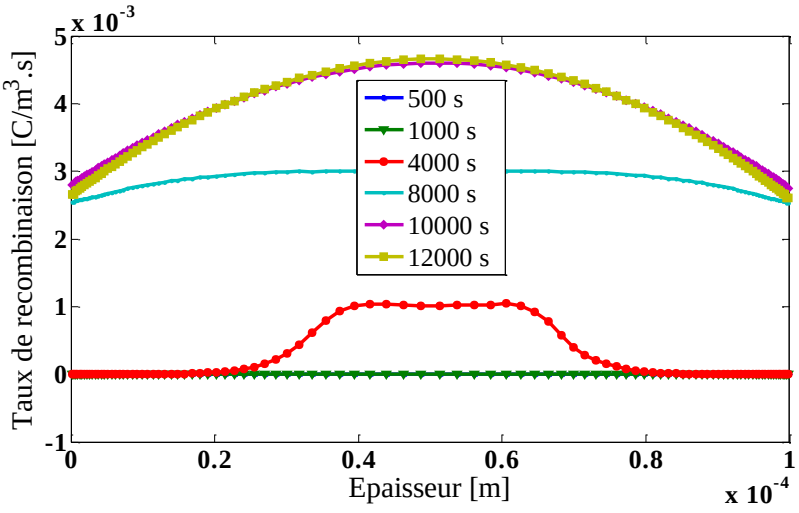
### III.2.1.4. Résultats numériques des taux nets de recombinaison

La figure (III.7.a) montre le profil du taux net de recombinaison dans le volume du polyéthylène à l'instant 15000 s après l'application de la tension continue de 1 kV. Ce profil indique l'absence du phénomène de recombinaison à cet instant, le taux net de recombinaison est quasiment nul. En effet, comme a été déjà expliqué sur la figure (III.1.a). Les deux fronts les plus avancés des électrons et des trous mobiles restent séparés et donc n'interagissent pas pour la période considérée sauf un nombre de charges mobiles très faible qui traversent le diélectrique, et une petite quantité de charges a la possibilité de se recombiner, mais cette quantité est négligeable.

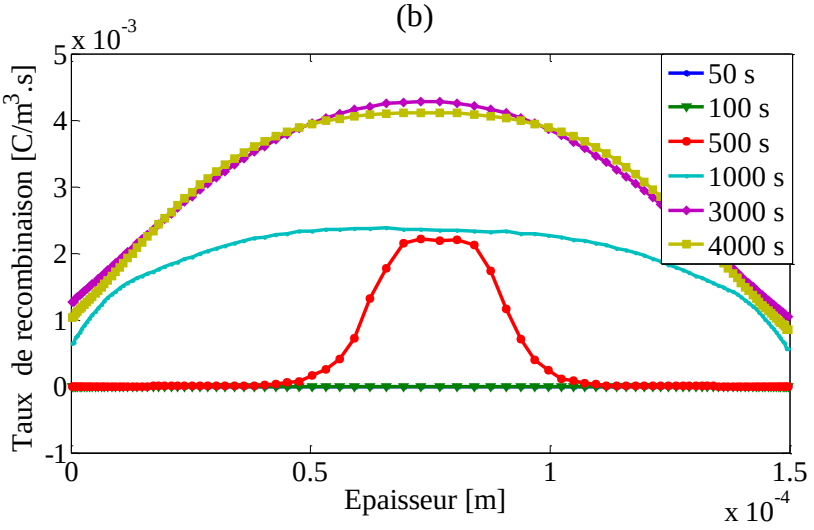
Les évolutions de la recombinaison des tensions 5 kV et 10 kV qui représenté respectivement sur les figure.III.7.b et figure.III.c sont similaires. Pour illustrer le comportement de l'évolution de la recombinaison, nous avons porté sur la figure.III.7,c l'exemple des profils instantanés relatifs à 10 kV. Dans cette figure, nous avons observé que la recombinaison apparaît au milieu du polyéthylène suite à la rencontre des deux porteurs de charges. Le taux de recombinaison montre un pic et augmente et évolue, grâce au mécanisme de transport, vers les deux électrodes. A l'état stationnaire, les profils sont caractérisés par des convexes qui sont fort au milieu et faible à l'interface du polyéthylène. Il est à noter que la recombinaison entre les deux espèces mobiles est nulle (S3=0). En effet, la recombinaison se trouve hautement confinée dans le volume du polyéthylène où le taux est dominé par la recombinaison électron piégé- trou piégé. Nous rappelons que pour les faibles tensions appliquées, les densités des charges piégées sont beaucoup plus importantes que celles des mobiles.




(a)




(b)



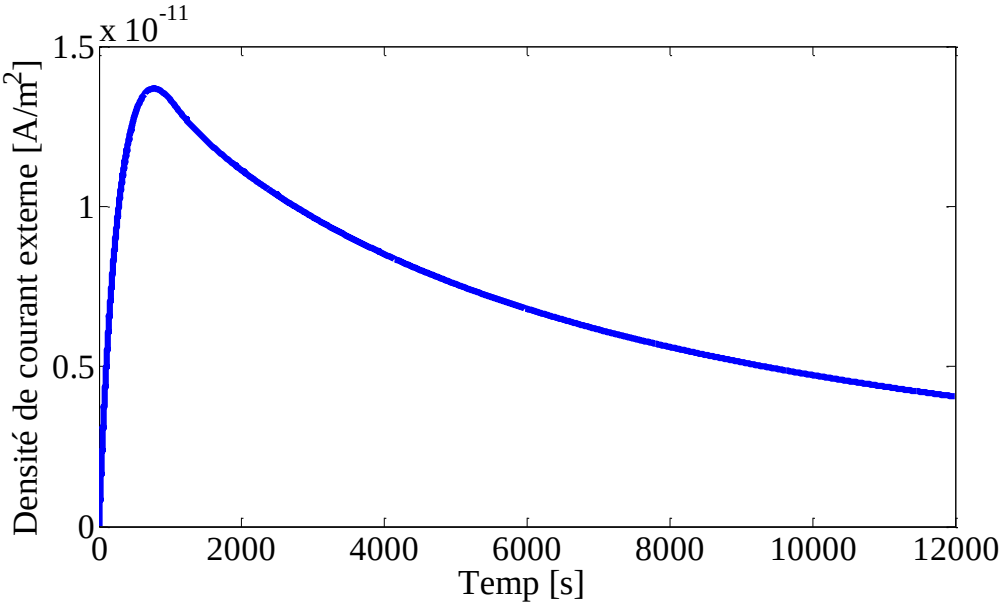

(c)

**Figure III.7** : Profils instantanés des taux net de recombinaison dans le volume du polyéthylène en fonction de l'épaisseur du l'échantillon et différents instants : (a) : 1 kV, (b) : 5 kV, (c) : 10 kV.

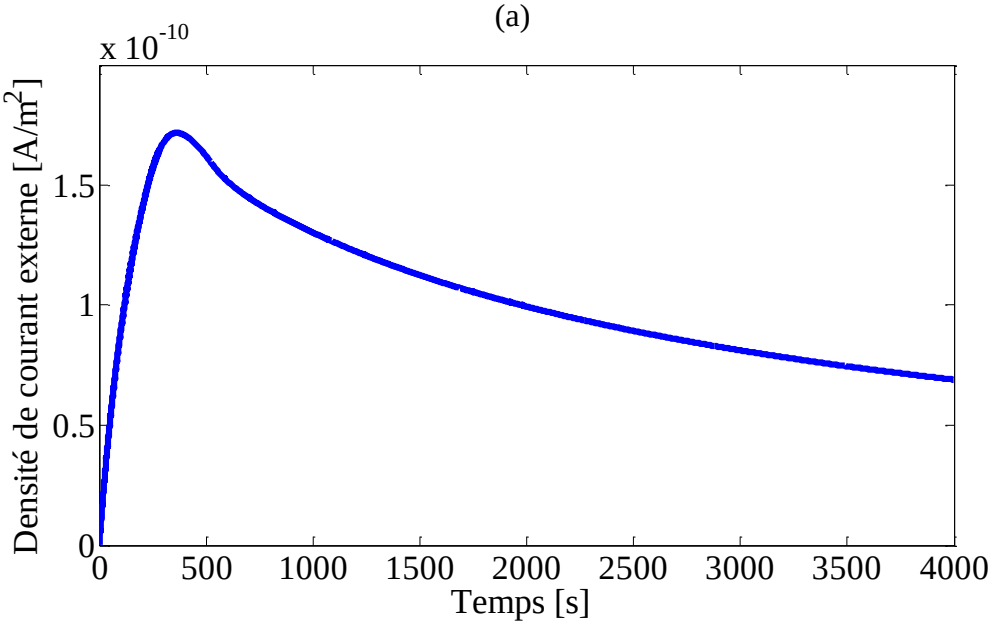
### III.2.1.5. Résultats numériques des densités des courants externes.

Les figures (III.8.a), (III.8.b) montrent l'évolution de la densité de courant externe du polyéthylène basse densité en fonction du temps sous des tensions appliquées respectivement du 5 et 10 kV. Pour une tension appliquée faible, Les évolutions de la densité de courant externe des tensions 5 kV et 10 kV qui est représenté respectivement sur les figure.III.8.a et figure.III.b sont similaires, la densité de courant externe augmente rapidement jusqu' à atteindre un maximum, ce maximum de courant externe coïncide avec l'arrivée des charges mobiles à l'électrode de signe opposé. Cet instant est appelé le temps de transite (transit time). Les temps de transite des charges sont 755 et 362 s pour les tensions appliquées de 5 et 10 KV respectivement. Par la suite, l'évolution du courant externe décroit et tend vers un état stationnaire [*Bau 08*].Pour expliquer la décroissance observée sur les profils des courants externes des figures.III.8.(a,b) relatives aux tensions 5 kV et 10 kV, nous

pouvons nous référer aux mécanismes mis en jeu lors de ces évolutions. En effet, pour les basses tensions, la réduction du nombre des charges mobiles (électrons et trous) existant dans le volume du polyéthylène n'est pas compensée par la génération par injection des électrons et des trous respectivement à la cathode et à l'anode. Nous rappelons que cette réduction est due aux mécanismes de recombinaison et d'extraction de charges mobiles aux électrodes. Comme le courant est proportionnel à la densité des charges mobiles (voire les équations (II.23) et (II.25)), cette réduction se traduit par une décroissance du courant après passage par son maximum.




(a)




(b)

**Figure.III.8** : Densité de courant externe en fonction du temps dans un polyéthylène basse densité (LDPE) sous les tensions appliquées de 5 et 10 kV. (a) : 5 kV. (b) : 10 kV.

## III.2.2. Résultats de validation sous moyenne tension

### III.2.2.1. Résultats numériques des distributions des densités nettes de charges

Comme nous avons signalé dans la première section, la gamme de moyenne tension sont les tensions appliquées supérieures à 15 kV, valeur correspondante à la tension seuil. Par la suite nous aborderons le phénomène de « paquets de charges », observé notamment dans le polyéthylène à hauts champs électrique (champ électrique plus de 100 kV/mm). La première observation de paquets de charges a été signalée dans la mesure de la charge d'espace du câble XLPE, en utilisant la méthode électro-acoustique pulsée (PEA method ) par N. Hozumi [*Hoz 94*] et al en 1994. L'apparition des paquets de charges est liée directement à la variation du champ électrique sur les électrodes qui gouverne l'injection [*Mat 05*]. Ces paquets de charges apparaissent sous forme des lobes. Ces lobes de charge sont associés respectivement aux électrons et aux trous. Dans la dernière décennie, le phénomène de paquets des charge a été rapporté en polyéthylène à base des matériaux d'isolation d'un câble haute tension [*Kan 99*], [*Hoz 98*], [*Kon 96*], [*Mat 08*] et epoxy à base de nanocomposite [*Fab 09*] sur une large gamme des conditions de champ électrique. Les caractéristiques des paquets de charge varient d'un matériau à l'autre et dépendent du champ électrique, la température et la présence d'une contamination. Ces paquets de charges d'espaces peuvent causer une distorsion importante du champ électrique et accélère le vieillissement et la rupture de la matière d'isolation.

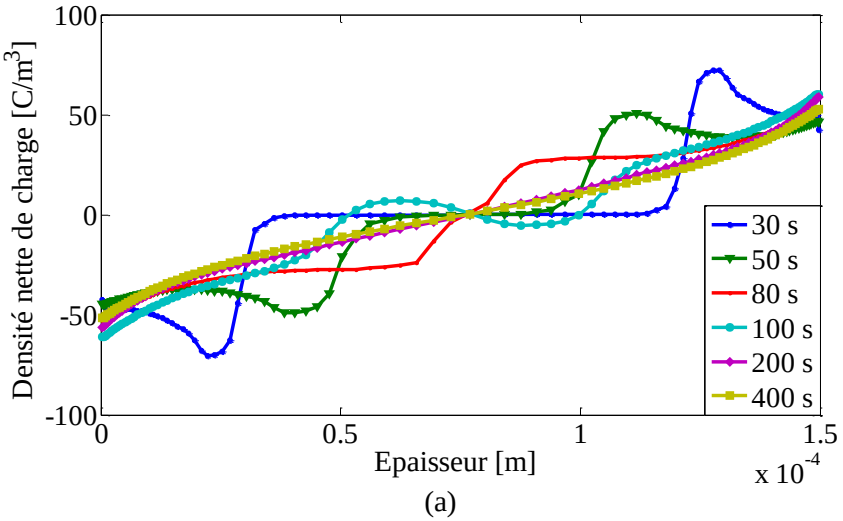
Les paquets de charges peuvent être classés en deux catégories:

(a) paquets de charge rapide : qui ont une grande mobilité à l'ordre de $10^{-11}$et $10^{-10}$ $m^2.V^{-1}.s^{-1}$. il est normalement lié à l'accumulation de hétérocharge tel qu'il apparaît dans les deux polarités, i.e, paquets des charges négatives et positives existent tout les deux simultanément dans le matériau [*Fab 09*]. Normalement, les paquets de charge rapide ont observés des champs électriques relativement bas de 30-50 $kV.mm^{-1}$.

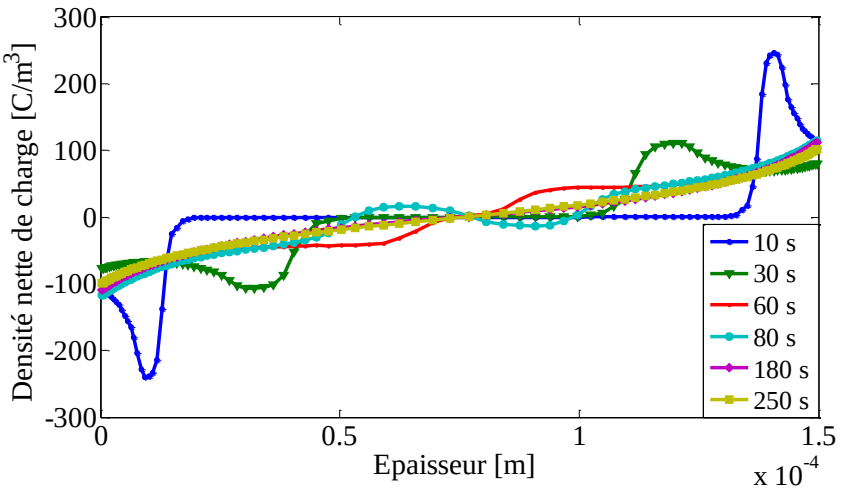
(b) paquets de charge lente : qui ont une faible mobilité à l'ordre de $10^{-16}$et $10^{-14}$ $m^2.V^{-1}.s^{-1}$ [*Bau 13*], sont liés à l'injection de homocharge et apparaissent normalement à être unipolaires, i.e, paquets des charges négatives ou paquets des charges positives. Les champs électriques nécessaires pour observer les paquets de charges lentes sont relativement plus élevés et varient généralement de 110 à 200 kV $mm^{-1}$ dans les câbles XLPE ou 100-400 kV $mm^{-1}$ dans les films de LDPE

Les figures (III.9-a), (III.9-b) et (III.9-c) montrent les profils des densités nettes de charges en fonction de l'épaisseur du diélectrique obtenus respectivement pour les tensions de 30, 40 et 50 kV pour différents instants. Ces trois valeurs appartiennent à la gamme des moyennes

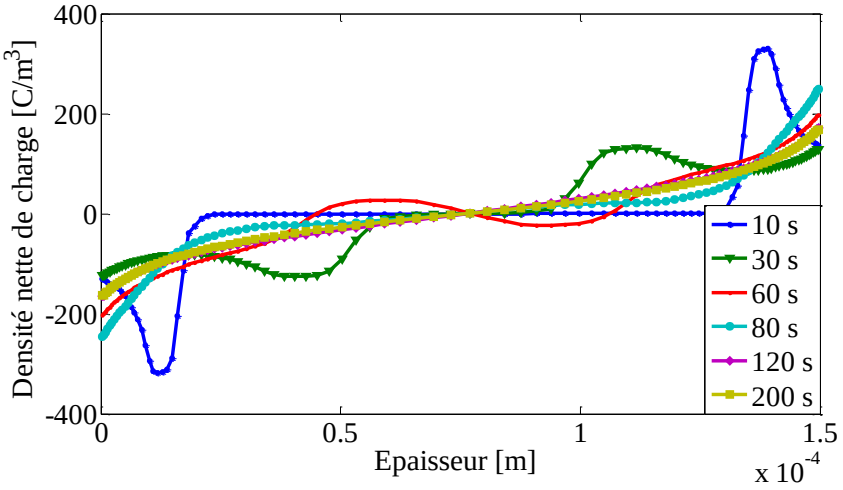
tensions et correspondent respectivement à des champs appliqués de $2 \times 10^8$ , $2.66 \times 10^8$et $3.33 \times 10^8$ V/m. On observe dans tous les profils correspondant aux les tensions appliquées 30, 40,50 kV montrent que les paquets des électrons et des trous produits à proximité respectivement de la cathode et de l'anode, ces paquets des électrons et trous propagent vers l'autre électrode (électrons vers l'anode et trous vers la cathode). Durant leur propagation, l'intensité de chaque paquet diminue progressivement avec l'augmentation de temps sous l'effet du piégeage profond. La vitesse de propagation via les pièges peu profonds augmente avec augmentation de la tension appliquée. En effet, les paquets des électrons et des trous se rencontrent au milieu du polyéthylène et interagissent et donnent naissance à une zone d'alternance centrale. Cette zone formée est constituée d'une partie d'électrons du coté de l'anode et d'une partie de trous du coté de la cathode comme elle est indiquée respectivement sur les figures.III.9.a,b,c à les instants 100, 80 et 60 s. Cette zone d'alternance était observée dans plusieurs travaux expérimentaux [*Cho 13*], [*Ali.2 98*] .Juste après la rencontre des deux paquets d'électrons des trous, leurs intensités décroissent suite à la recombinaison ainsi qu'au phénomène du piégeage. Finalement, en état stationnaire, les paquets des charges d'électrons et des trous ont disparus comme est représenté respectivement sur les trois figures.III.9.a,b,c aux instants 400, 250 et 200 s.




(a)




(b)




(c)

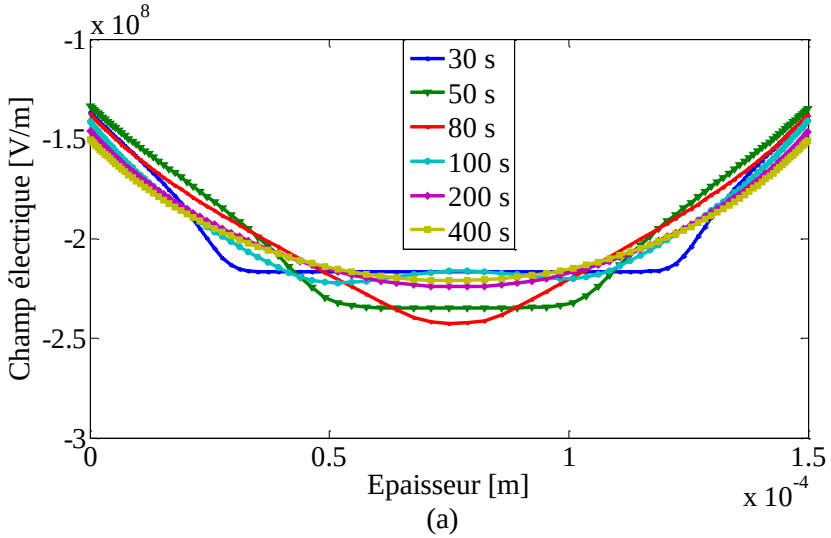
**Figure.III.9**: Profils instantanés des densités nettes de charges en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour les tensions de 30, 40 et 50 kV et différents instants : (a) : 30 kV, (b) : 40 kV, (c) : 50 kV.

### III.2.2.2. Résultats numériques des distributions du champ électrique :

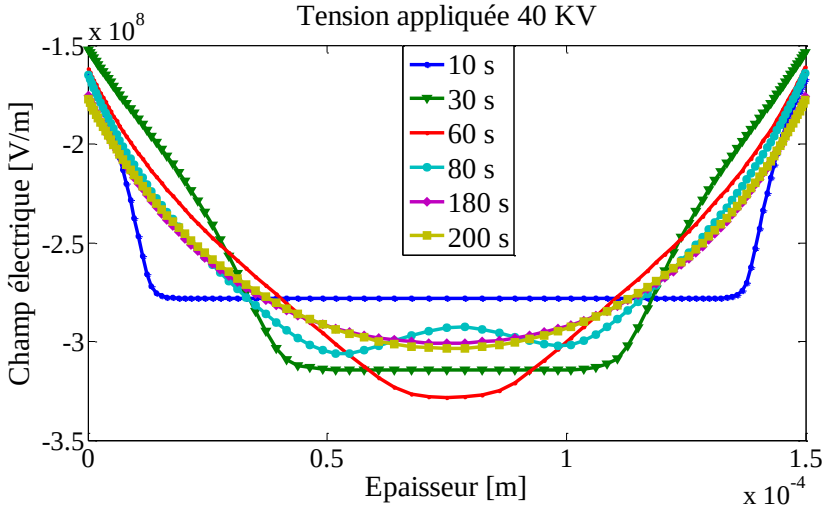
Les figures (III.10-a), (III.10-b) et (III.10-c) montrent les profils des distributions du champ électrique en fonction de l'épaisseur du diélectrique obtenus respectivement pour les tensions de 30, 40 et 50 kV pour différents instants. Tous ces profils présentent des allures similaires avec quelques différences relatives à la valeur du champ et à la rapidité du phénomène de transport de charges. En effet, l'augmentation de la tension appliquée entraine une variation importante et rapide sur les champs électriques. Au début de l'application de la tension, on observe dans toutes les figures une chute du champ électrique à côté des interfaces (cathode et l'anode) et augmentant au milieu de diélectrique comme le représente respectivement aux instants 50, 30 et 10 s dans les figures.III.10.a,b,c. Ces distorsions du champ électrique

continuent jusqu'à attendre les paquets des charges au milieu de polyéthylène et commencent le mécanisme de recombinaison. Après la recombinaison, on observe une augmentation du champ électrique est observée aux interfaces et diminution aux volumes.

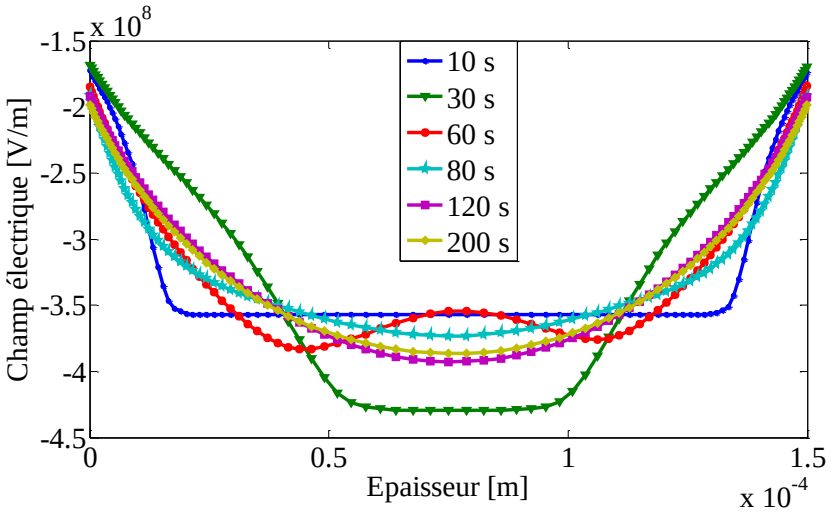
Par la suite, on observe les alternances respectivement sur les figure.III.10.a,b,c. aux instants 100,80 et 60 s, traduisent celles qui ont été montrées aux même instants des densités nettes de charges dans les figures.III.9.a,b,c. Les champs électriques au milieu de polyéthylène dans les figures.III.10.a,b,c aux instants 100,80 et 60 s sont respectivement $2.164 \times 10^8$ , $2.93 \times 10^8$ $et$ $3.545 \times 10^8$ V/m. Nous rappelons que les distributions du champ électrique sont obtenues à partir des distributions des densités nettes de charges par l'application de l'équation de Poisson (voir l'équation II.1). En état stationnaire, la distribution du champ électrique est caractérisée par des profils presque paraboliques comme est montré sur les profils aux instants 300, 250 et 200 s. En effet, l'état stationnaire s'établit plus rapidement en passant de la tension 30 kV à la tension 50 kV.




(a)




(b)



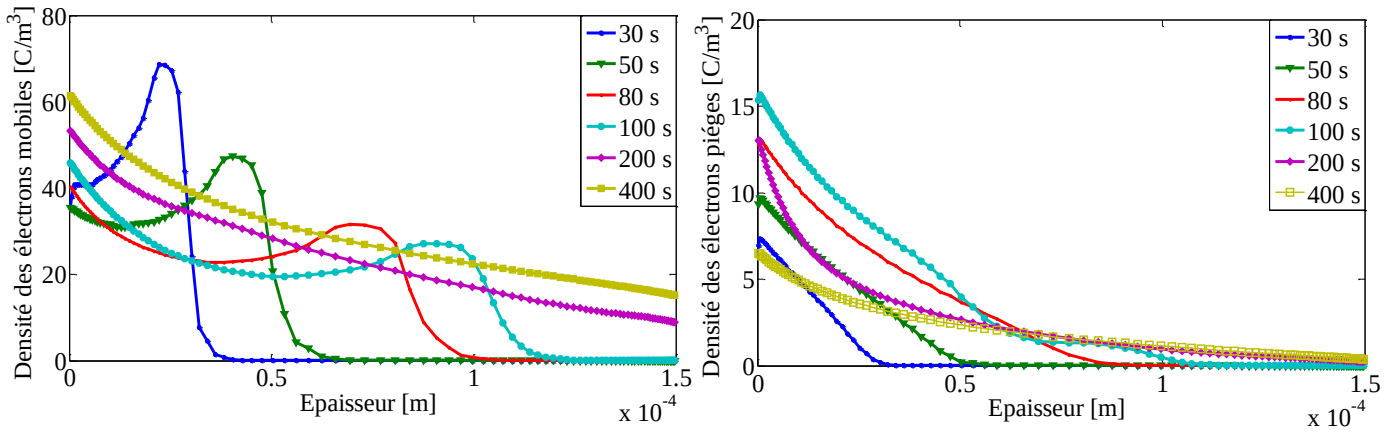

(c)

**Figure III.10** : Profils instantanés des champs électriques en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour les tensions de 30, 40 et 500 kV et différents instants : (a) : 30 kV, (b) : 40 kV, (c) : 50 kV.

### III.2.2.3.Résultats numériques des densités des charges mobiles et pièges

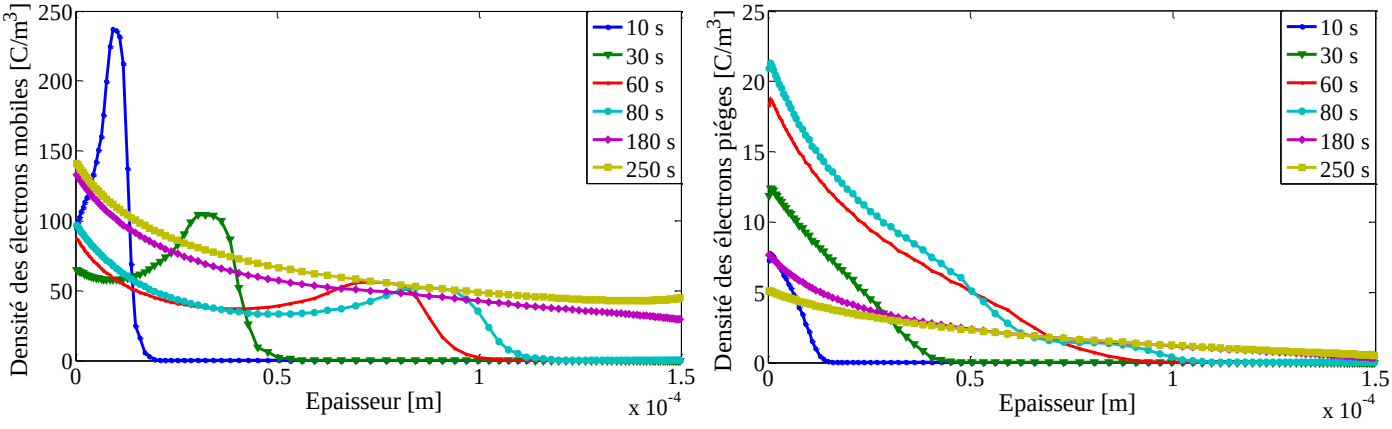
Nous avons vu dans la section da la gamme de faible tension appliquée que les charges piégés plus important que celles des charges mobiles. En moyenne tension on observe le contraire, l'augmentation de la tension appliquée entraine de l'augmentation des charges mobiles que celles des charges piégées. Les figure.III.11.a,b et figure.III.12.a,b, figure.III.13.a,b montrent respectivement les profils du la valeur absolue des densités des électrons mobiles et électrons piégés dans le volume du polyéthylène pour différents instants sous des tensions appliquées de 30,40 et 50 kV (a :électrons mobiles, b : électrons piégés). On observe dans tous les figures que ces profils des densités des électrons mobiles et électrons piégés présentent des allures similaires avec quelques différences relatives à la valeur de la densité des électrons mobiles et piégés et à la rapidité du phénomène de transport de charges. Au début d'application de la tension on observe l'apparition des paquets d'électrons mobiles représentés par des lobes comme le montre respectivement aux instant 30 et 10 s dans les figure.III.11.a et figure.III.12.a figure.III.13.a. Ces paquets d'électrons se propageant vers l'anode, les intensités de ces paquets de charges s'affaiblissent suite au piégeage des électrons et aussi à leur recombinaison avec les paquets des trous piégés. En se propageant vers l'anode, les intensités de ces paquets de charges s'affaiblissent progressivement à cause de piégeage profonde des électrons et aussi à leur recombinaison avec les paquets des trous piégés. Ensuit, les figure.III.11.a et figure.III.12.a figure.III.13.a montrent qu'après l'arrivée des paquets des électrons à l'anode, les densités locales des électrons mobiles s'intensifient jusqu'à atteindre un état stationnaire. Les figure.III.11.b et figure.III.12.b figure.III.13.b

montrent clairement que les densités d'électrons piégés augmentent avec l'avancement des paquets d'électrons mobiles vers l'anode, mais reste une quantité non considérable par apport les densités d'électrons mobiles. Comme exemple, on peut montrer que le rapport entre la densité des électrons mobiles et piégés peut atteindre presque un facteur 39 près de la cathode pour la tension appliquée 50 kV au l'instant 200 s. Ce dernier aspect est l'opposé de celui observé pour les faibles tensions qui ont montré une diminution des densités locales des électrons mobiles. Enfin, l'application de la moyenne tension montre que la dynamique de l'état électrique du polyéthylène est dominée par les charges mobiles. A ce propos, les paquets de charges qui apparaissent sur les profils des densités nettes des charges sont clairement attribués aux charges mobiles (voire les figures.III.9.a,b,c).



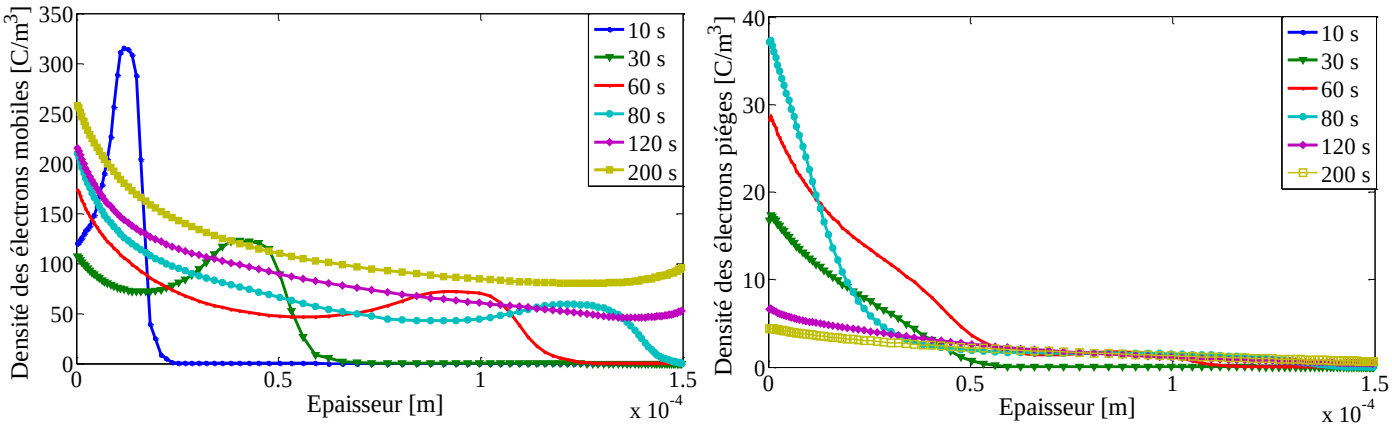

(a) (b)

**Figure III.11** : Profils instantanés des densités des électrons mobiles et pièges en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour la tension de 30 kV et des instants compris entre 30 s et 400 s: (a) : Densités des électrons mobiles. (b) : Densités des électrons pièges.




(a) (b)

**Figure III.12** : Profils instantanés des densités des électrons s mobiles et pièges en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour la tensions de 40 kV et des instants compris entre 10 s et 250 s: (a) : Densités des électrons mobiles. (b) : Densités des électrons pièges.

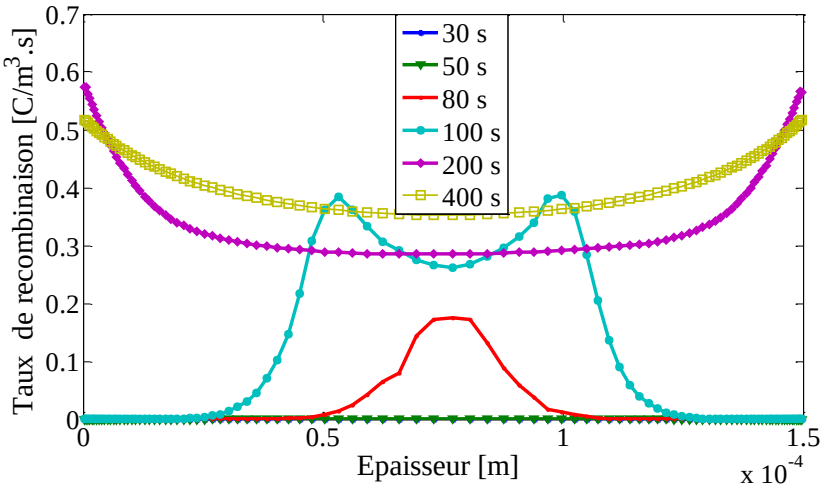



(a) (b)

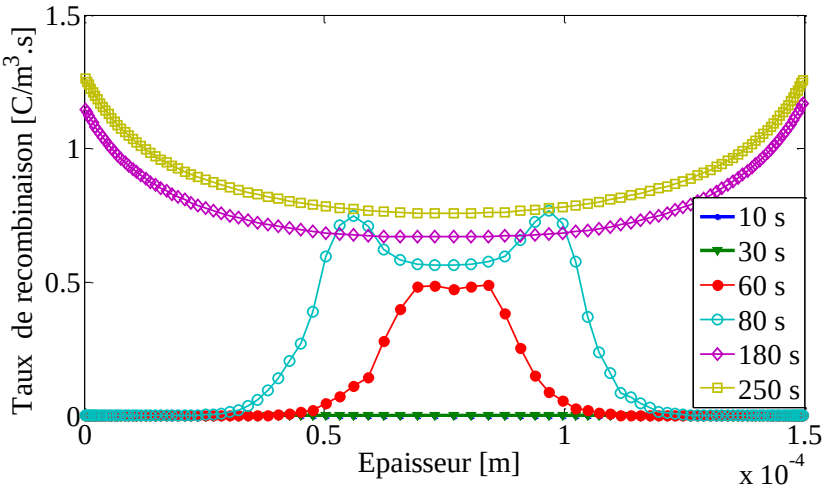
**Figure III.13** : Profils instantanés des densités des électrons mobiles et pièges en fonction de l'épaisseur du l'échantillon pour la tension de 50 kV et des instants compris entre 10 s et 200 s: (a) : Densités des électrons mobiles. (b) : Densités des électrons pièges.

### III.2.2.4.Résultats numériques des taux nets de recombinaison

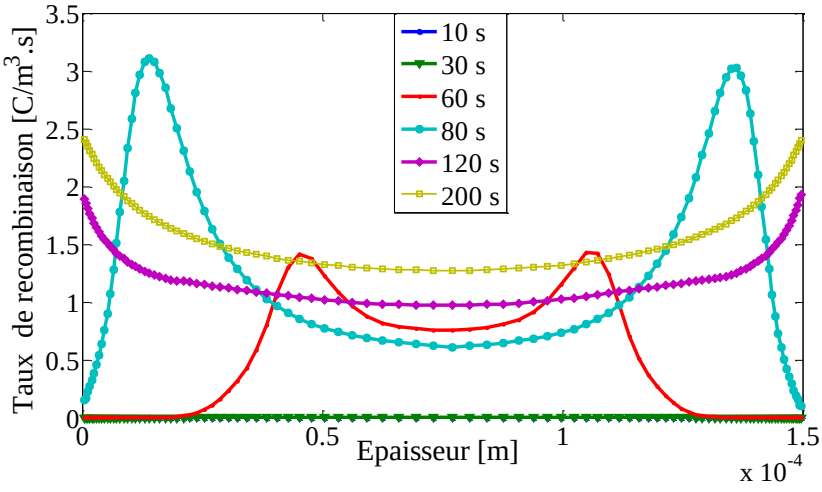
Les figures (III.14.a), (III.14.b) et (III.14.c) représentent les profils instantanés des net de recombinaison des électrons et des trous dans le volume du polyéthylène respectivement pour les tensions 30 kV, 40 kV et 50 kV. Tous les profils de ces figures montrent des allures similaires. En effet, la recombinaison apparaît initialement au milieu du polyéthylène. Le tau de recombinaison augmente et évolue par transport des charges vers les deux électrodes. A l'état stationnaire, les profils sont caractérisés par des concavités qui tournent vers les forts taux de recombinaison [*Lau 13*]. En outre, la recombinaison est hautement confinée à proximité des électrodes. Ce dernier aspect est attribué à l'intensification des densités de charges mobiles injectées. En effet, sous moyenne tension, il y'a apparition de paquets d'électrons et de trous mobiles qui se propagent l'un vers l'autre. Après leur recombinaison, le champ électrique diminue au centre et s'amplifie aux interfaces, ce qui intensifie l'injection d'après le modèle de Schottky [*Bel 09*]. Les différences essentielles montrent qu'à mesure que la tension augmente, la recombinaison est rapidement transportée aux électrodes et le tau de recombinaison est plus important. De plus, nous rappelons que pour les moyennes tensions appliquées, les densités des charges mobiles sont beaucoup plus importantes que celles des piégés. De cet effet, le tau est dominé par les recombinaisons électron piégé-trou mobile et électron mobile-trou piégé.




(a)




(b)

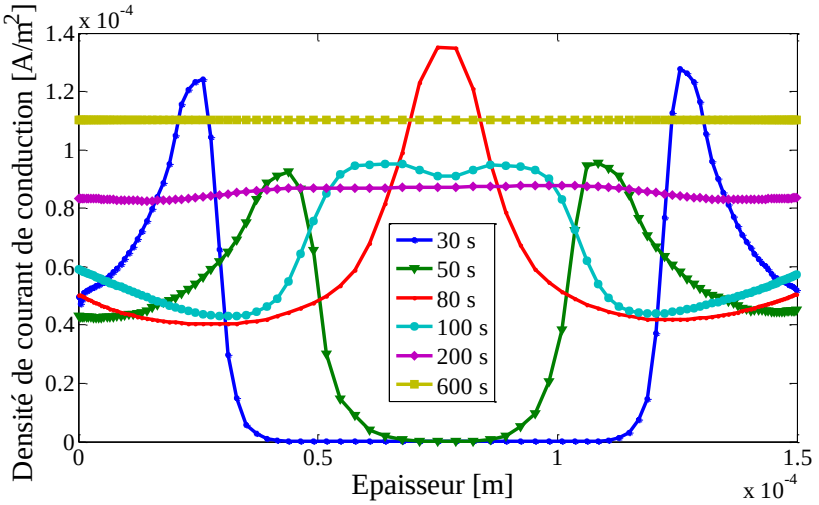



(c)

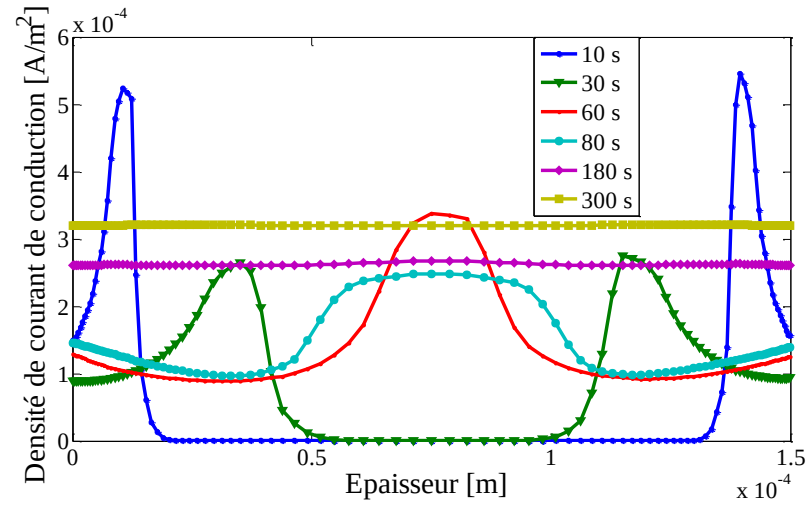
**Figure III.14** : Profils instantanés des taux net de recombinaison dans le volume du polyéthylène en fonction de l'épaisseur du l'échantillon et différents instants : (a) : 30 kV, (b) : 40 kV, (c) :50 kV.

### III.2.2.5.Résultats numériques courants de conduction et de déplacement

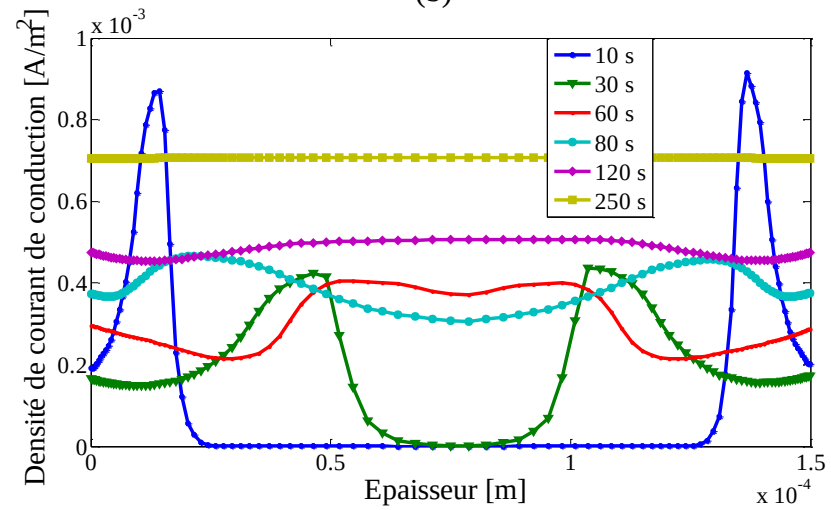
La densité courant de conduction a été calcules par l'équation II.23 qui présenté dans la chapitre précédent. En effet, la densité de courant de conduction est proportionnelle à la densité des porteurs mobiles, et nous avons vu dans la section III.2.2.3 qui l'application de la moyenne tension montre que la dynamique de l'état électrique du polyéthylène est dominée par les charges mobiles. Pour cette raison, nous avons porté de sur le résultat de la densité de courant de conduction et la densité de courant de déplacement de la gamme de moyenne tension. Les figures (III.15.a), (III.15.b) et (III.15.c) représentent respectivement les profils instantanés des densités des courants de conductions en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour les tensions 30 kV, 40 kV et 50 kV. Tous les profils de ces figures montrent des allures similaires avec quelque déférence à la valeur et à la rapidité du phénomène. Au début de l'application des ces tensions, on observe une apparition de deux maximums des côtés des électrodes comme est indiqué respectivement aux instants 30, 10,10 s pour les tensions 30,40 et 50 kV. Ces maximums des courants de conductions sont associés aux paquets de charges mobiles qui sont produits sous moyenne tension [*Zhao 12*] [*Cho 13*]. Ensuite les courants de conductions continuent d'avancer vers le milieu de polyéthylène comme des oscillations autour d'une valeur moyenne qui augmente avec le temps jusqu'à attendre l'état stationnaire. Ces oscillations sont été observées dans les résultats expérimentaux d'Alison [*Ali.2 98*]. En état stationnaire, ces oscillations sont disparues et les courants de conduction sont une valeur constante en tous les points de polyéthylène comme est indiqué respectivement aux instants 600, 300 et 205 s pour les tensions 30,40 et 50 kV. Les valeurs des courants de conduction en état stationnaire sont respectivement$1.104 \times 10^{-4}$, $3.261 \times 10^{-4}$et $7.201 \times 10^{-4}$ A/m$^2$ pour les tensions 30,40 et 50 kV.




(a)



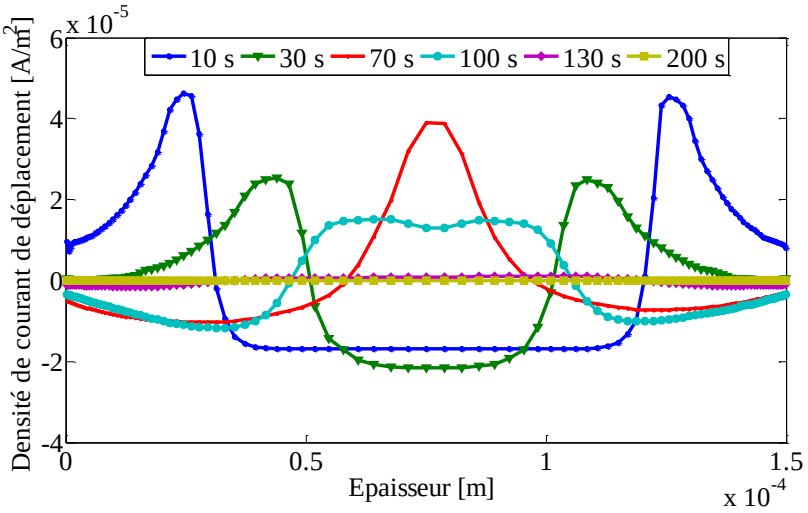

(b)



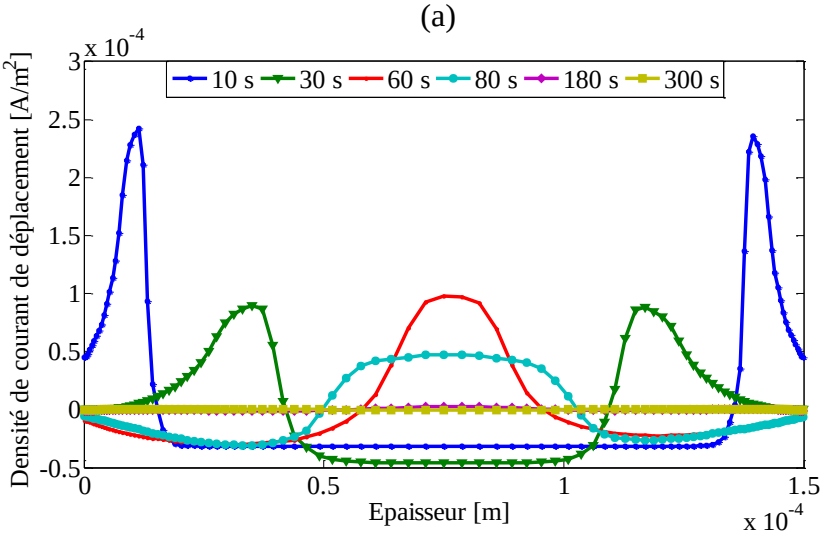

(c)

**Figure III.15** : Profils instantanés des courants de conductions dans le volume du polyéthylène en fonction de l'épaisseur du l'échantillon et différents instants : (a) 30 kV, (b) : 40 kV, (c) :50 kV.

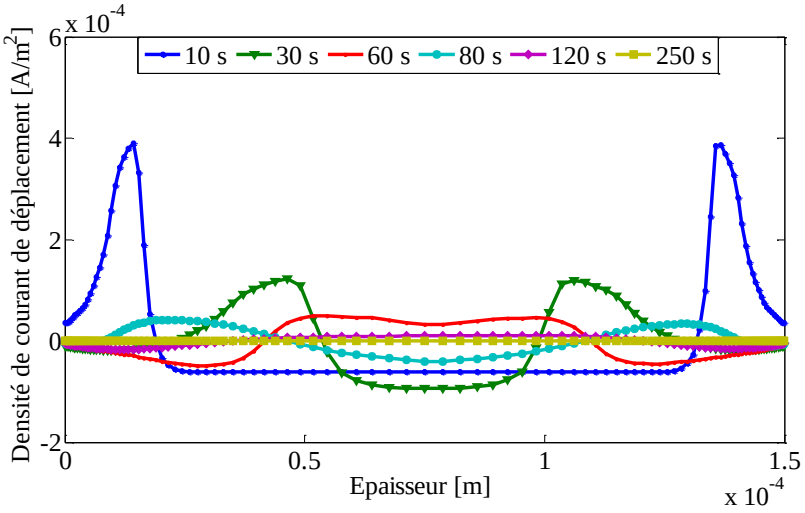
Les figures (III.16.a), (III.16.b) et (III.16.c) représentent respectivement les profils instantanés des densités des courants de déplacements en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour les tensions 30 kV, 40 kV et 50 kV. Au début de l'application des ces tensions on observe dans tous les profils des oscillations autour de la valeur zéro, ces oscillations semblables à celles du courant de conduction. Ensuite les courants de conductions continuent d'avancer vers le milieu de polyéthylène et s'atténuent progressivement avec le temps jusqu'à attendre l'état stationnaire où les courants des déplacements sont nul en tout point du polyéthylène comme la montre respectivement aux instants 600, 300 et 250 s pour les tensions 30,40 et 50 kV [*Imd 10*] .Ces derniers, satisfaire à la condition physique représentée par l'équation II.26 qui présenté dans la chapitre précédent.




(a)




(b)

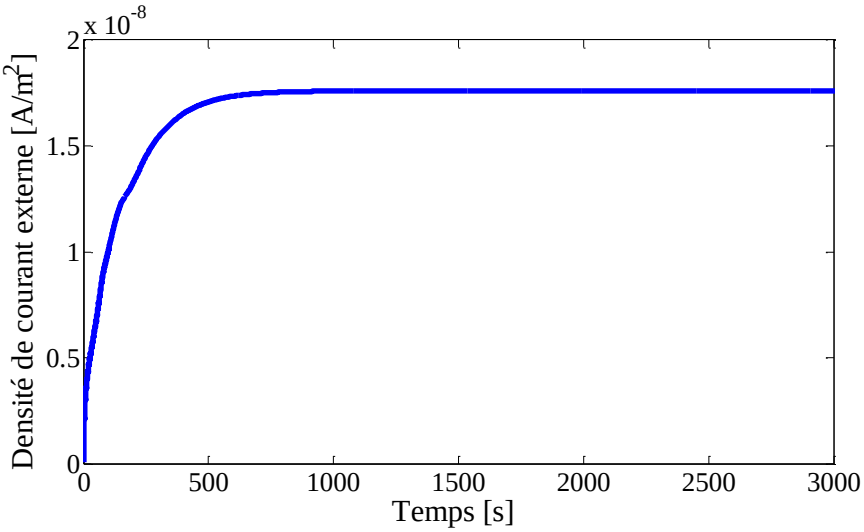



(c)

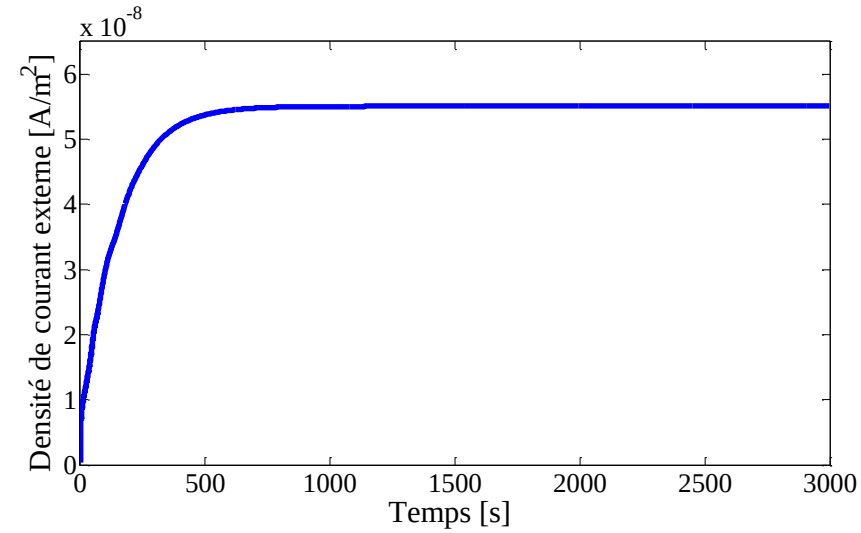
**Figure III.16** : Profils instantanés des courants de déplacements dans le volume du polyéthylène en fonction de l'épaisseur du l'échantillon et différents instants : (a) 30 kV, (b) : 40 kV, (c) :50 kV.

### III.2.2.6.Résultats numériques des densités des courants externes.

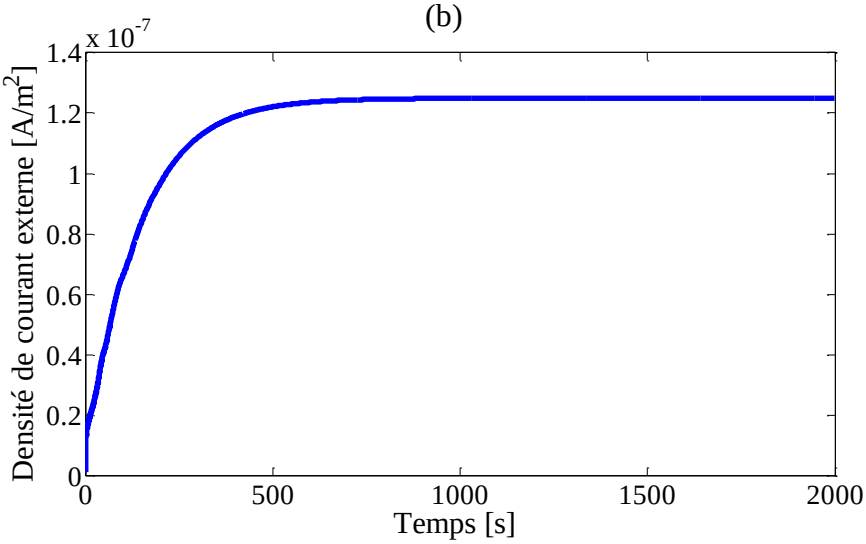
Les figures (III.17.a), (III.17.b), (III.17.c) montrent l'évolution de la densité de courant externe du polyéthylène basse densité en fonction du temps sous des tensions appliquées respectivement du 30,40 et 50 kV. Au début de l'application des tensions, on observe dans toutes les figures des courants externes augmentent rapidement, et puis augmentent progressivement jusqu'à attendre l'état stationnaire sans diminuer [*Bau 08*]. Ces réductions de la vitesse d'augmentation des courants externes sont dues à la recombinaison et à l'extraction des charges. En état stationnaire, les courants externes atteignent des valeurs constantes, ces valeurs des courants externes en état stationnaire sont respectivement$1.76 \times 10^{-8}$, $5.5 \times 10^{-8}$ et $1.25 \times 10^{-7}$A/m$^2$ pour les tensions 30,40 et 50 kV. En outre, comme le montre dans la section III.2.2.3, de la moyenne tension montre que la dynamique de l'état électrique du polyéthylène est dominée par les charges mobiles, et le courant externes qui est toujours proportionnel aux densités des charges mobiles continue à augmenter jusqu'à l'état stationnaire. Ce dernier aspect est également montré dans les travaux de Ruhstaller [*Ruh 01*] qui l'a attribué à l'effet d'injection. Enfin, nous indiquons que l'augmentation de la tension appliquée entraine une accélération de l'établissement de l'état stationnaire du courant externe.




(a)




(b)




(c)

**Figure.III.17** : Densité de courant externe en fonction du temps dans un polyéthylène basse densité (LDPE) sous les tensions appliquées : (a) 30 KV, (b) : 40 KV, (c) :50 KV.

## III.2.3. Résultats de validation sous haute tension

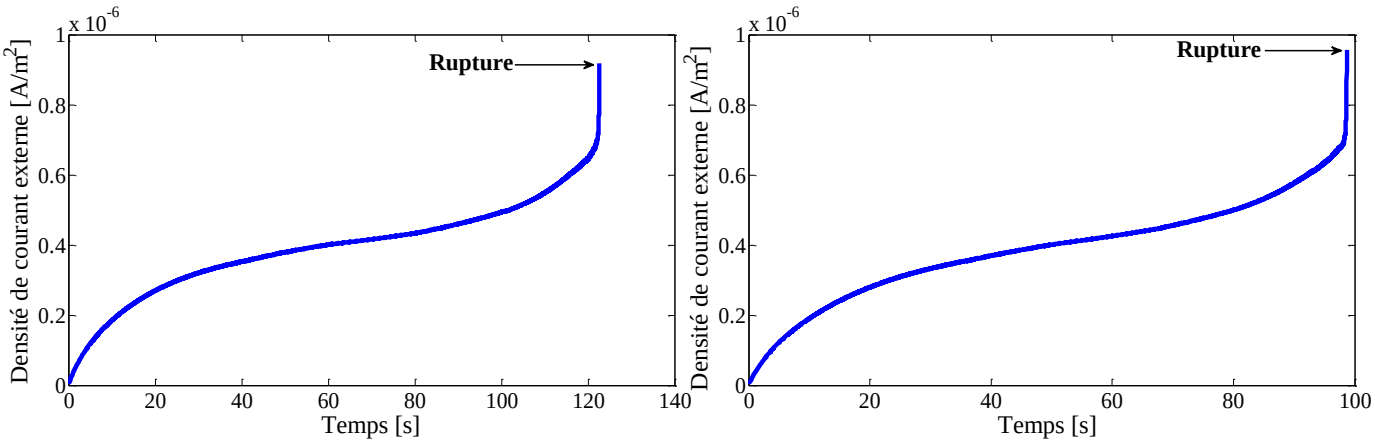
### III.2.3.1. Phénomène de claquage

Les champs générés par la charge d'espace peuvent excéder localement la rigidité diélectrique. Il se produit alors un phénomène d'emballement du courant, ce qui conduit irrémédiablement au claquage. Dans ce cas, la rupture diélectrique se déroule sur une durée très courte. On distingue, trois types de rupture à court terme :

- *La rupture électrique* (ou électronique) : due à une avalanche électronique.
- *La rupture thermique* : résulte d'un effet d'emballement du courant (avalanche) non compensé par la diffusion de la chaleur.
- *La rupture électromécanique* : survient lorsque les forces de compression (dues au champ électrique) provoquent des fissures qui se propagent dans le matériau [*Aub* 08].

## CHAPITRE III : Résultat numérique du modèle physique

Dans ce travail, nous nous allons intéresser sur la rupture électrique causée par la dynamique des paquets charges d'espaces dans le volume du polyéthylène basse densité. Nous allons étudier les résultats numériques des densités de courants externes pour déterminer le pré - claquage (post breakdown) sous haute tension. Les figures (III.18.a), (III.18.b),(III.18.c) (III.18.d), montrent l'évolution de la densité de courant externe du polyéthylène basse densité en fonction du temps sous les tensions appliquées respectivement du 73.5, 74, 74.5 et 75 kV et correspondent respectivement à des champs appliqués de $4.9 \times 10^8$ , $4.933 \times 10^8$ , $4.966 \times 10^8$ et $5 \times 10^8$ 5 $10^8$V/m. Toutes les figures montrent des allures similaires avec quelque différence de la rapidité du phénomène. Au début de l'application des tensions, on observe dans toutes les figures des courants externes augmentent jusqu'à atteindre un instant qui le montre un pic et augmente jusqu'à atteindre le poste de claquage comme le montre dans toutes les figures.III.18.a,b,c,d. Cet instant est appelé le temps du claquage, le temps de claquage décroît avec l'augmentation de tension appliquée. Ainsi nous observons le courant d'avalanche qui atteint $9.4 \times 10^{-6}$ A/m$^2$ pour toutes les tensions appliquées aux instants 123 s, 99 s, 84 s, 74 s pour les tensions respectivement 73.5, 74, 74.5, 75 kV. Cet aspect est dû au fait que l'intensification du champ électrique interfaciale qui devient très important et les densités de charge injectés sont aussi très importantes ce qui entraîne l'amplification de la conduction dans l'échantillon [*Kwa 04*],[*Imd 12*],. En outre, l'intensification des charges mobiles injectées contribue à l'augmentation de la densité de charge locale et peut provoquer le champ local dans de volume de polyéthylène. L'amplification de la conduction et le champ local provoquée peut montrer l'aspect pré-claquage ou peut entraîner la rupture effective du matériau.




(a)




(b)

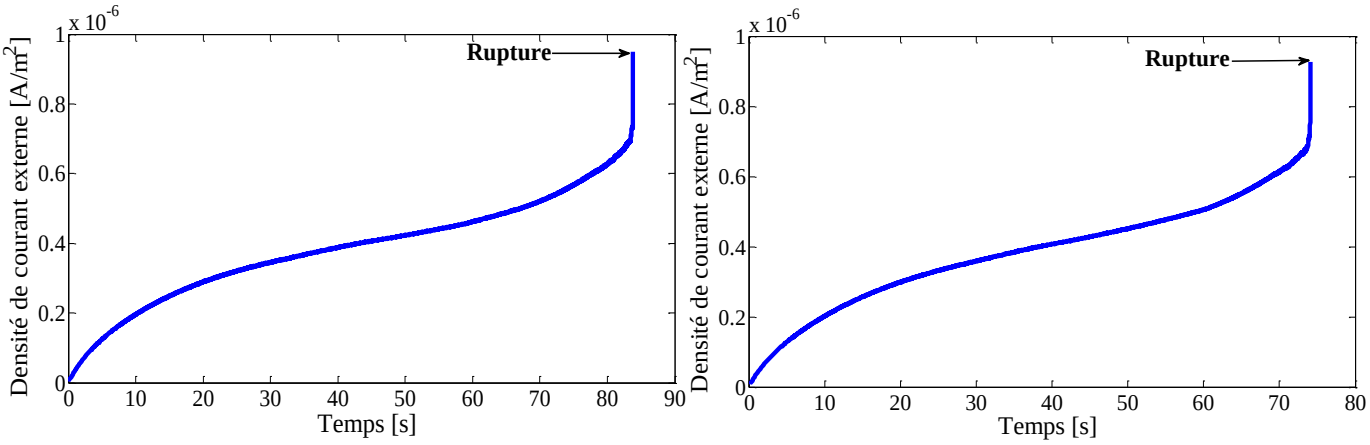



**Figure.III.18** : Densité de courant externe en fonction du temps dans un polyéthylène basse densité (LDPE) sous les tensions appliquées : (a) 73.5 KV, (b) : 74 KV, (c) :74.5 KV, (d) :75 KV.

## III.3. Conclusion

Un premier résultat de simulation du modèle avec paramètres choisis d'une manière symétrique pour les électrons et les trous générés sous tension continue, a été nécessaire. Ces résultats ont concerné aussi bien que faible et moyenne et haute tension appliqués au polyéthylène basse densité LDPE. Pour faible tension, le transport des charges dominé par les charges piégées. Par contre, en moyenne tension le transport des charges dominé par les charges mobiles. Plus particulièrement, pour les moyennes tensions, le modèle fait apparaître des paquets de charges mobiles, Ces paquets de charges engendrent l'apparition de zones d'alternance d'électrons et trous au centre de l'échantillon qui sont de plus en plus importantes que la tension appliquée augmente. En outre, le taux nets de recombinaison pour les faibles tensions est dominé par la recombinaison électron piégé- trou piégé, alors que pour les hautes tensions, le taux est dominé par les recombinaisons : électron piégé-trou mobile et électron mobile-trou piégé. Le courant externe en faible tension externe augmente rapidement jusqu' à atteindre un maximum et décroit et tend vers un état stationnaire. En moyenne tension, Le courant externe en haute tension augmente rapidement jusqu' à atteindre l'état stationnaire sans diminuer. Finalement, nous avons observé la rupture électrique causée par la dynamique des paquets charges en haute tension appliquée qui entraîne l'amplification de la conduction dans l'échantillon. Le pré-claquage est présenté par un pic sur les profils de courant externe qui se produit pendant l'état stationnaire.

# CHAPITRE IV :

# Influence des différents paramètres du modèle de transport

## IV.1.Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux effets de la variation de certains paramètres sur les résultats du modèle. Il est utile de connaître l'influence d'un paramètre sur les valeurs numériques, spécialement quand celui-ci est difficilement accessible expérimentalement. Le deuxième enjeu de cette critique des paramètres est de connaître exactement les variations engendrées par le changement d'un paramètre, avec comme objectif d'adapter les paramètres pour obtenir des comparaisons raisonnables entre les résultats expérimentaux et la simulation. Les valeurs initiales des paramètres introduits lors de ces simulations sont tirées de la littérature Alison [*Ali 94*]. Il est à noter que les paramètres symétriques pour les électrons et les trous sont encore utilisés. Tous les résultats des simulations sont obtenus avec une tension appliquée de 15 KV, correspondant à un champ électrique de $1 \times 10^8$V/m (100 kV/mm) après 1000 s alors en état stationnaire. Les variations des paramètres sont présentées dans le tableau. IV.1.

**Tableau. IV. :** Les variations des paramètres.

| Paramètre | Valeur | Unité |
|---|---|---|
| **Mobilité** | $9 \times 10^{-17}$- $9 \times 10^{-14}$ | $m^2.V^{-1}.s^{-1}$ |
| **barrières d'injection** | $1.0 - 1.4$ | eV |
| **Densité maximale de piège** | $10 - 1000$ | $C.m^{-3}$ |
| **Coefficient de piégeage** | $7 \times 10^{-5}$-$7 \times 10^{-1}$ | $s^{-1}$ |
| **Coefficient de dépiégeage** | $0.6 - 0.95$ | eV |
| **Coefficient de recombinaison** | $4 \times 10^{-5}$-$4 \times 10^{-1}$ | $C.m^{-3}.s^{-1}$ |

## IV.2.Résultat numérique de l'influence des paramètres du transport

### IV.2.1. variation de la mobilité

Les transports des charges sont choisis dans notre modèle via une mobilité effective constante tenant compte du possible piégeage et dépiégeage des charges mobiles dans des pièges profonds. Dans cette section, fait varier la mobilité des électrons et des trous symétriquement en 5 valeurs de mobilité, de 2 décades en dessous de la mobilité initiale de $9 \times 10^{-15}$ $m^2.V^{-1}.s^{-1}$, de 2 décades au dessus de cette même mobilité, alors $9 \times 10^{-17}$- $9 \times 10^{-14}$ $m^2.V^{-1}.s^{-1}$. La Figure IV.1 représente la densité nette des charges dans l'épaisseur de l'échantillon pour ces 5 valeurs de mobilité avec un temps de 1000 s. Cette figure montre que plus la mobilité est faible, les porteurs des charges se déplacent lentement menant à une grande quantité d'accumulation de charge à côté des électrodes. Cet aspect est dû au fait que lorsque la mobilité est faible, les charges s'accumulent près des électrodes sous l'effet du piégeage

profond. Ces charges accumulées provoquent la chute en valeur absolue du champ électrique aux interfaces comme le montre la figure IV.2. Plus on augmente la mobilité, plus la densité nette de charges est faible. Les porteurs des charges injectées se propagent rapidement vers le volume de polyéthylène, menant à une réduction de la quantité des charges nettes [*Roy 03*]. Ces derniers, peuvent perturber faiblement le champ électrique dans le volume car la densité de charges au voisinage des électrodes est diminuée comme le montre la figure IV.2.

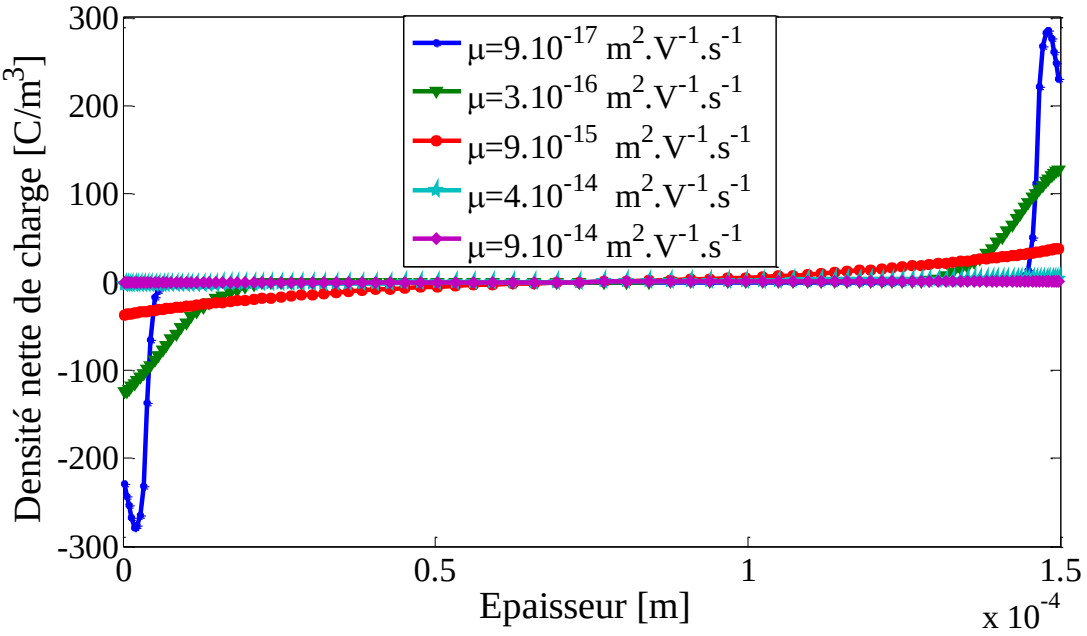



**Figure.IV.1** : Densité nette des charges en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de mobilité avec 1000 s.

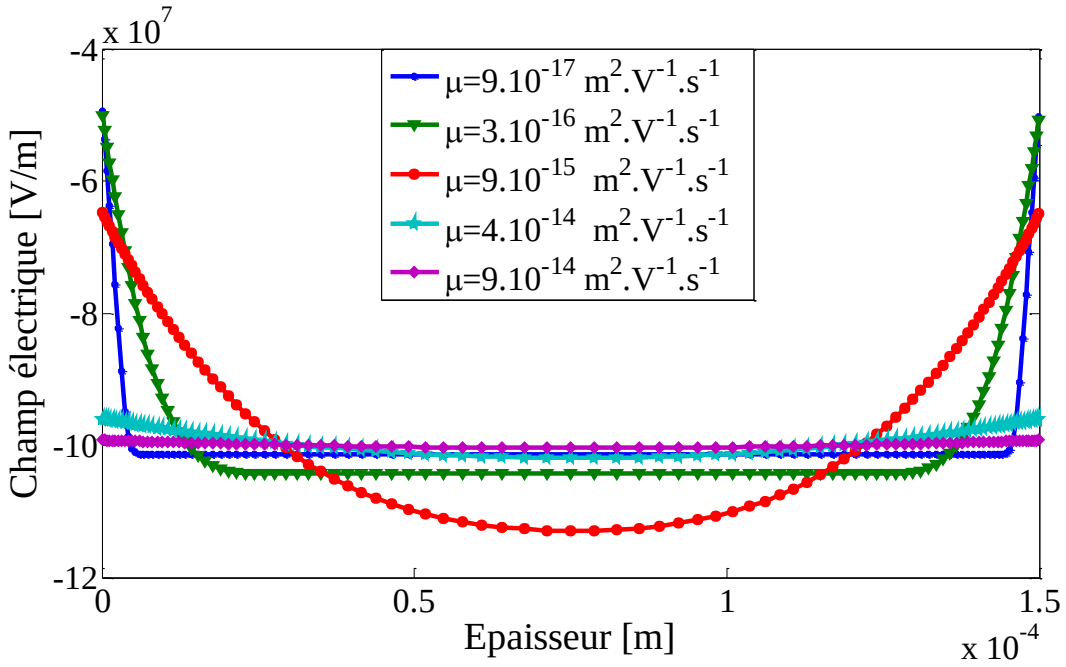



**Figure.IV.2** : Champ électrique en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de mobilité avec 1000 s.

L'augmentation de la mobilité joue aussi sur le taux net de recombinaisons. La Figure IV.3 représente du taux net de recombinaison en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour ces 5 valeurs de mobilité. Pour les deux faibles mobilités de $9 \times 10^{-17}$et $3 \times 10^{-16}$m$^2$.V$^{-1}$.s$^{-1}$, les charges mobiles de signe opposé ne sont pas encore arrivées au milieu du diélectrique, donc la recombinaison n'apparait pas même après 1000 s de l'application de la tension sauf un nombre très faible des charges mobiles qui traversent le diélectrique et une petite quantité de charges a la possibilité de se recombiner, mais cette quantité non prise en compte. Alors, Le taux de recombinaison est nul pour les deux premières faibles mobilités. Pour une valeur de mobilité de $\mu=9 \times 10^{-15}$m$^2$.V$^{-1}$.s$^{-1}$, on observe une première apparition de recombinaison au milieu de diélectrique et propage vers les électrodes. Après cette dernière, le taux de recombinaison augmente avec l'augmentation de mobilité jusqu'à atteindre une valeur très forte qui accélère le transport des charges vers les électrodes et augmente l'extraction des charges. Ce phénomène d'extraction explique la diminution de la recombinaison pour une valeur de $\mu=9 \times 10^{-15}$m$^2$.V$^{-1}$.s$^{-1}$.

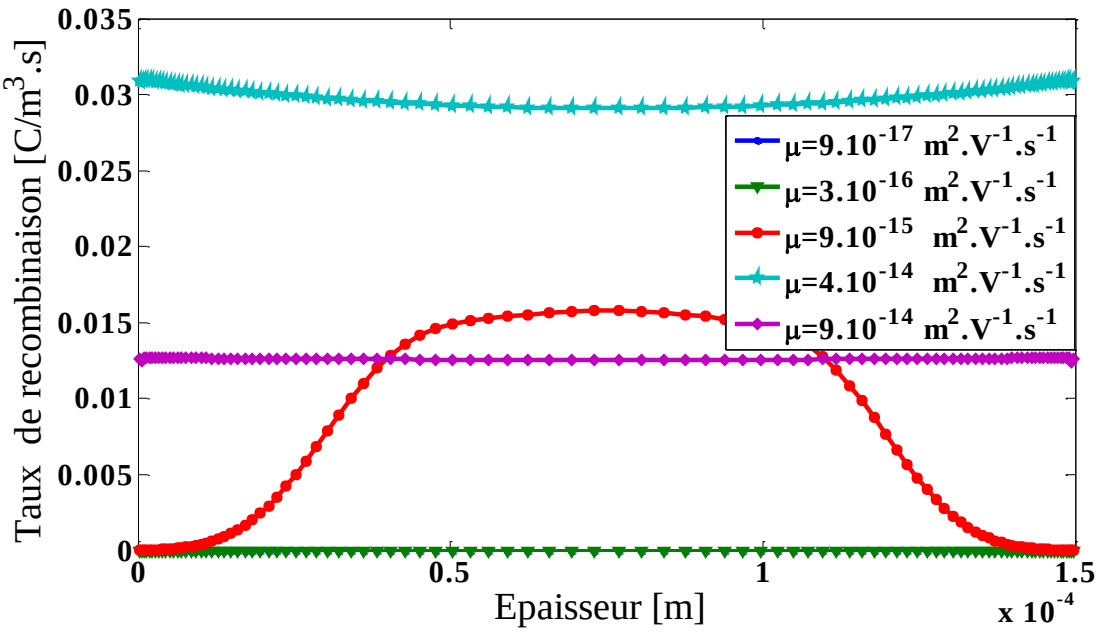



**Figure.IV.3** : Taux de recombinaison en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de mobilité avec 1000 s.

La figure IV.4 montre les profils du courant externe en fonction du temps pour5 valeurs de mobilité. On observe que l'augmentation de la mobilité entraîne une augmentation de la densité de courant externe, et accélère l'établissement d'un régime stationnaire. Nous rappelons que la densité de courant et proportionnelle avec la mobilité (voir les équations II.22 II.26). La densité de courant externe a été déterminée par les charges injectées, et les

charges injectées dépendent du champ électrique. Comme nous avons indiqué pour une faible mobilité, les charges s'accumulent au voisinage des électrodes, ce qui fait diminuer le champ électrique à l'interface, donc les charges injectées seront fortement diminuées.

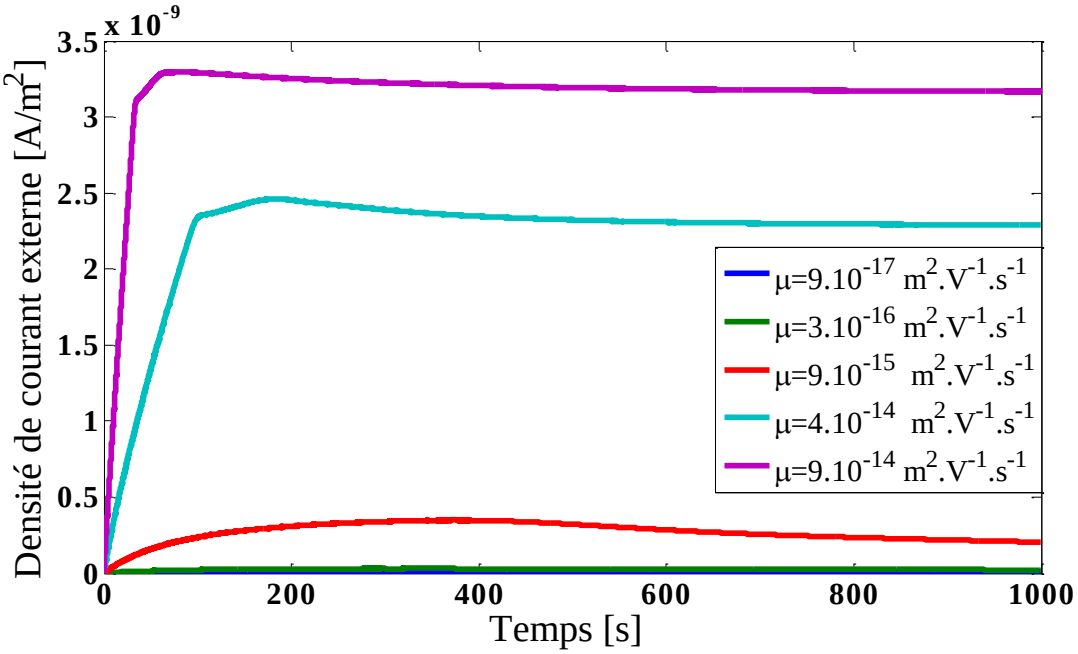



**Figure.IV.4** : Densité de courant externe en fonction du temps pour 5 valeurs de mobilité.

### IV.2.2. Variation des barrières d'injection

L'injection aux électrodes étant l'unique source de génération de charges dans le diélectrique, il semble donc normal que la variation de la barrière affecte les résultats de simulation. Nous avons fait varier les barrières d'injection symétriquement pour les électrons et les trous à 5 valeurs de 1.0-1.4 eV avec une mobilité $\mu=9\times10^{-15}$ $m^2.V^{-1}.s^{-1}$, coefficient de piégeage $B=7.10^{-3}$ $s^{-1,}$ température $T=300$ K. Figure.IV.5 montre la densité de charge nette en fonction de l'épaisseur pour 5 valeurs de barrière d'injection. On observe clairement que l'augmentation de la barrière d'injection implique une diminution de la densité nette de charge. Pour faible barrière d'injection, une grand quantité des charges injectées dans le polyéthylène, ce qui entraîne une diminution du champ électrique interfacial et une distorsion importante du champ électrique dans le volume du polyéthylène comme le montre sur la figure.IV.6. Ces charges injectées diminuées avec l'augmentation de la barrière d'injection. Cet aspect est bien vérifié par les expressions des flux de charges injectées données dans le chapitre II par les équations II.19 et II.20.

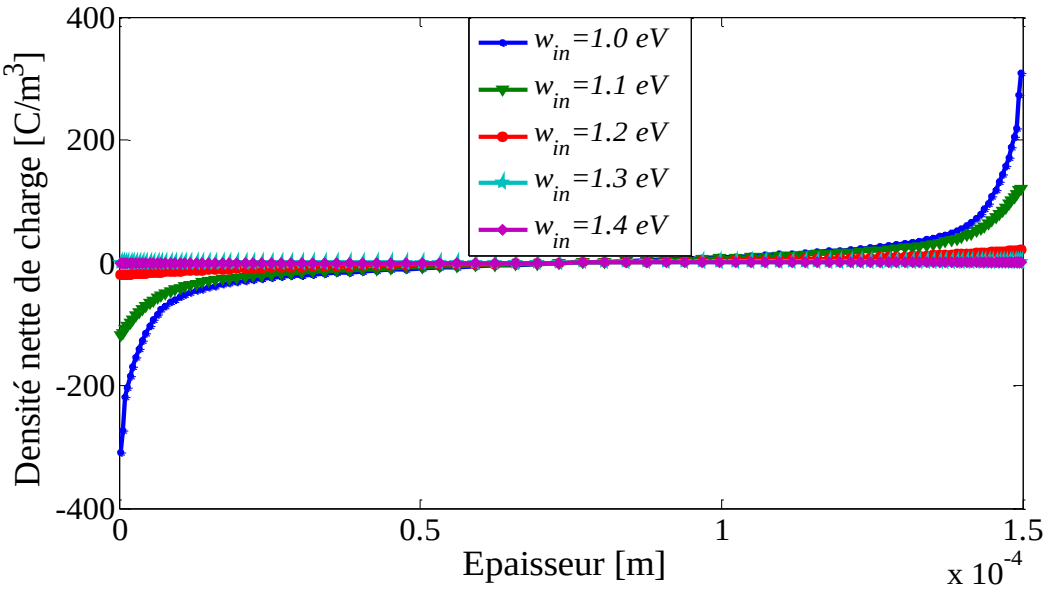



**Figure.IV.5** : Densité nette des charges en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de barrière d'injection avec 1000 s.

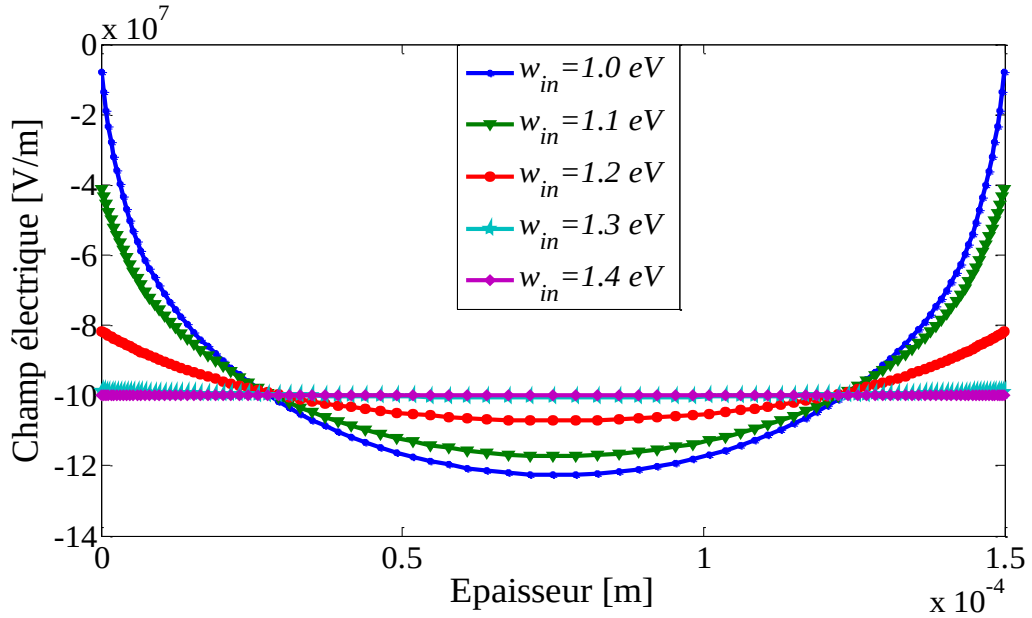



**Figure.IV.6** : Champ électrique en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de barrière d'injection avec 1000 s.

La variation de la barrière d'injection affectée aussi sur le résultat du taux net de recombinaisons. La Figure IV.7 représente du taux net de recombinaison en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour ces 5 valeurs de barrières d'injection. Pour faible valeur de barrières d'injection, les charges injectées à travers des électrodes qui se traduisent par les deux maximums du taux net de recombinaison à côté des électrodes comme le montre dans

les profils de 1.0 et 1.1 eV. Ce maximum diminue avec l'augmentation de la barrière d'injection. Pour la plus haute valeur de barrière d'injection, la recombinaison est presque nulle comme le montre dans le profil 1.4 eV.

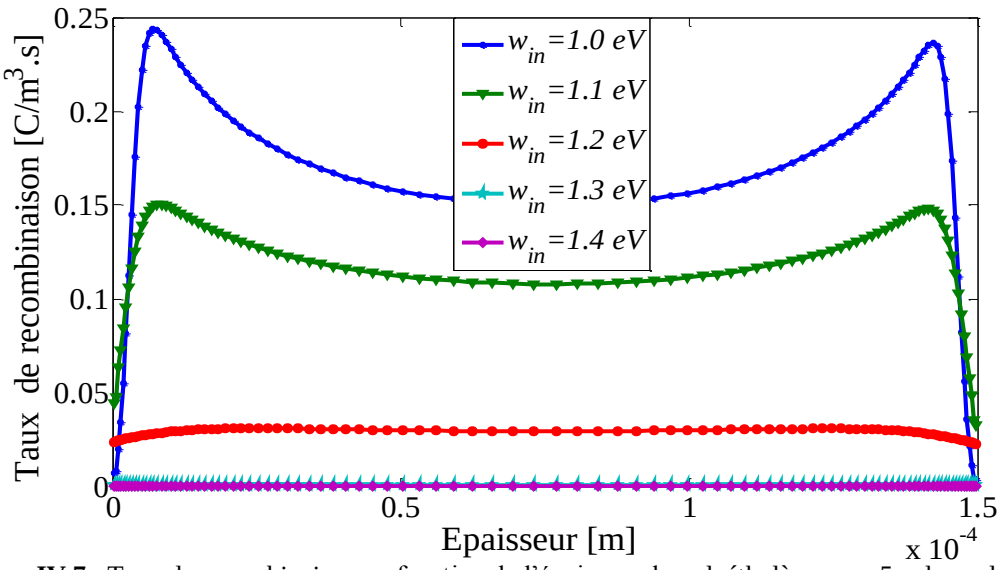



**Figure.IV.7** : Taux de recombinaison en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de barrière d'injection avec 1000 s.

La figure IV.8 montre les profils du courant externe en fonction du temps pour 5 valeurs de barrière d'injection. Comme nous avons signalé que la densité de courant externe a été déterminée par les charges injectées dans le diélectrique, et l'augmentation de barrière d'injection diminue la densité des charges injectées, donc sans doute sera diminué la densité de courant externe.

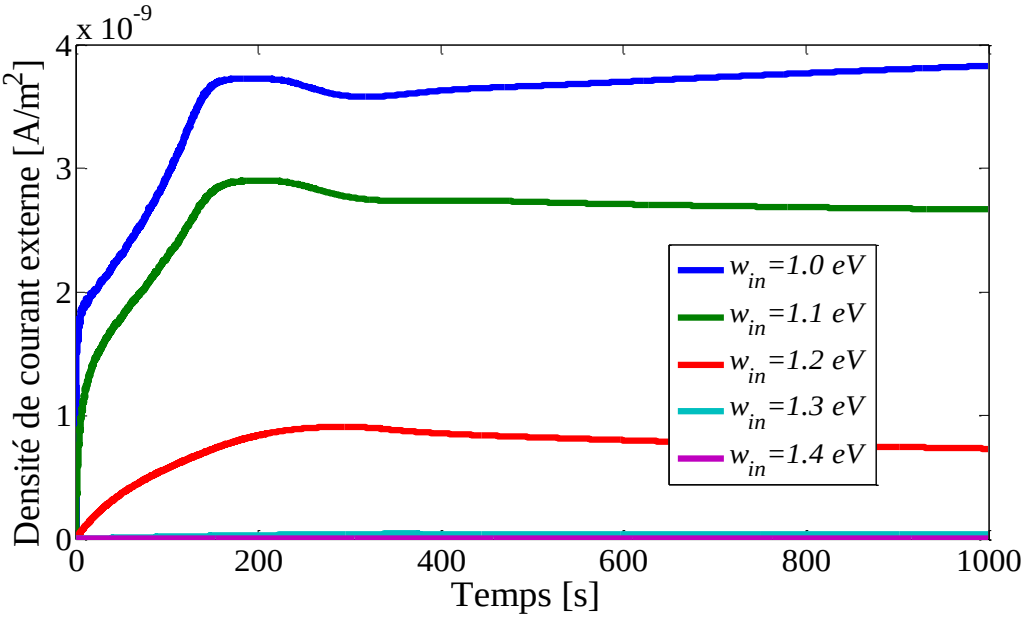



**Figure.IV.8** : Densité de courant externe en fonction du temps pour 5 valeurs de barrière d'injection.

### IV.2.3.Variation de la densité maximale de pièges

Comme nous avons montré dans le chapitre II, notre modèle est basé sur un unique niveau de pièges profonds, correspondant au désordre chimique. La densité maximale de piège indique la quantité maximale de charges piégées dans les sites de piégeage profonds [*imd 10*]. Mais il est difficile de quantifier le nombre de ces états localisés profondément dans la bande interdite. Il est possible d'arriver à une densité d'électrons piégés de l'ordre de $10^{22}$ C/m$^3$ dans certaines configurations expérimentales [*Bog 04*]. Nous avons fait varier les densités maximale de pièges symétriquement pour les électrons et les trous à 5 valeurs de $10 - 1000$ C/m$^3$ avec une mobilité $\mu = 9 \times 10^{-15}$m$^2$.V$^{-1}$.s$^{-1}$, coefficient de piégeage $B$=7.10$^{-3}$ s$^{-1,}$ température $T$=300 K, barrière d'injection $w_{in}$=1.2 eV.

La figure.IV.9 représente la densité de charge nette en fonction de l'épaisseur pour 5 valeurs des densités de pièges. Plus on augmente la densité maximale de piège, plus on aura une grande probabilité de piégeage de se produire. Pour la valeur plus faible de densité de piège, l'accumulation des charges sont faible, et les charges injectées seront transportées vers l'opposite électrode. Pour les valeurs 50-1000 C.m$^{-3}$, tous les profils ne démontrent pas de différence significative, mais on observe l'augmentation de densité de piège, la densité des charge piège augmentent lentement. Par contre, la densité de charge mobile décroit plus en augmentation de la densité de piège comme le montre dans les figures IV.10-11.

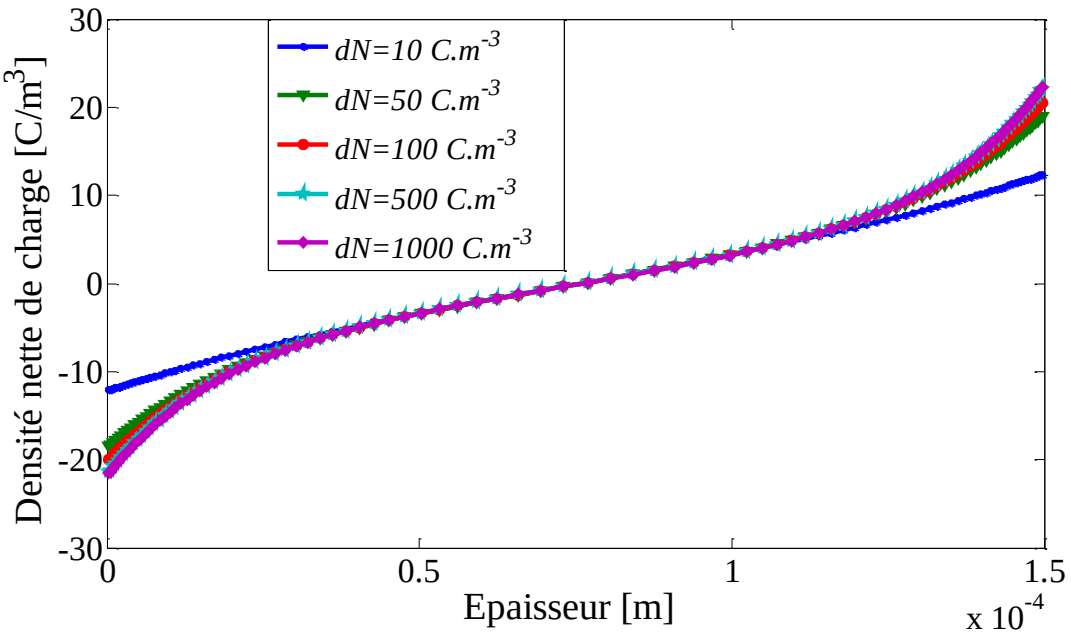



**Figure.IV.9** : Densité nette des charges en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de la densité maximale des pièges avec 1000 s.

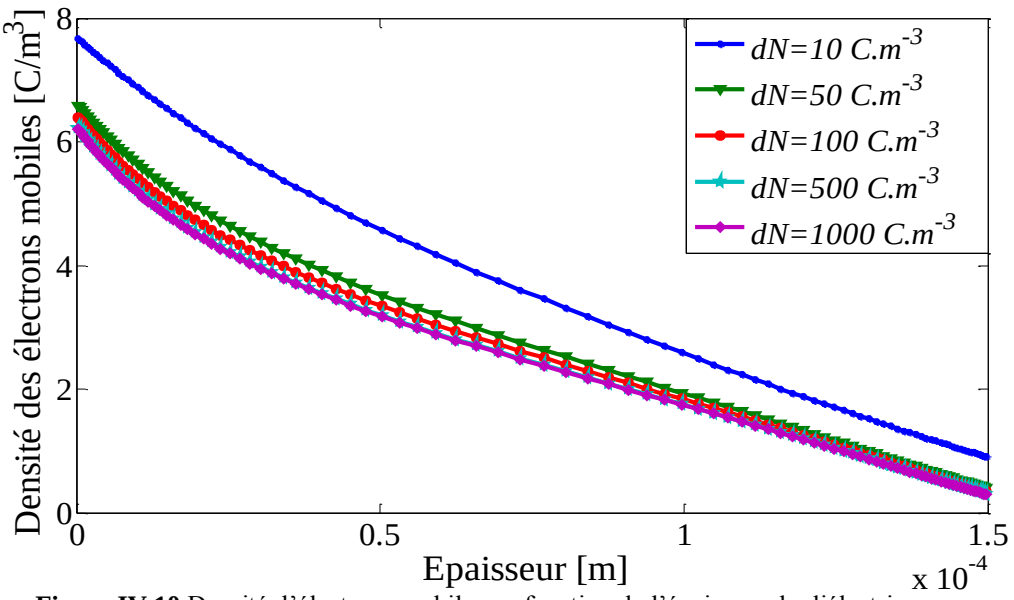



**Figure.IV.10** Densité d'électrons mobiles en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs des densités de pièges.

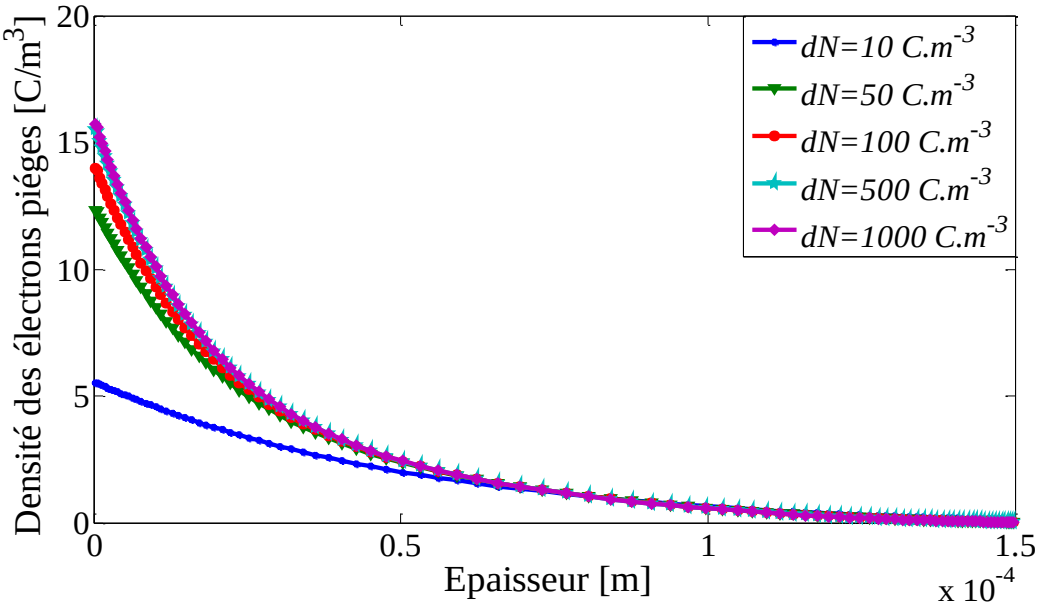



**Figure.IV.11** Densité d'électrons piégés en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs des densités de pièges.

La Figure IV.12 représente du taux net de recombinaison en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour ces 5 valeurs des densités de pièges. On observe que le taux net de recombinaison diminue avec l'augmentation des densités des pièges. Pour faible densité de piège, le taux de recombinaison est plutôt important dans le volume de l'échantillon. Pour les valeurs $50 - 1000$ C.m$^{-3,}$ le taux de recombinaison décroit dans le volume avec l'augmentation de densité de piège qui se traduit par les deux maximums avancés vers les électrodes.

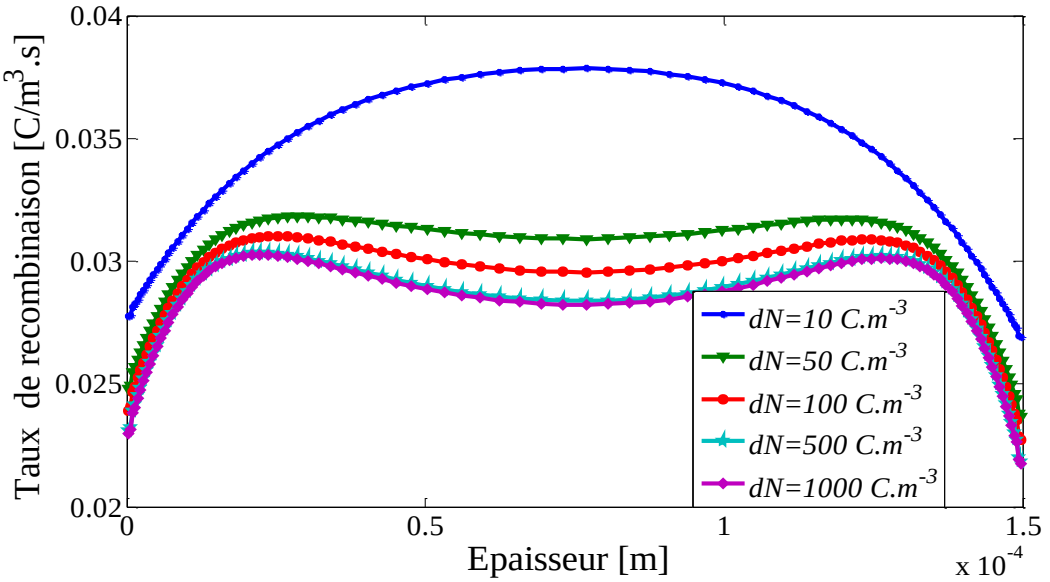



**Figure.IV.12** : Taux de recombinaison en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs des densités de pièges avec 1000 s.

La Figure IV.13 représente la densité de courant externe en fonction du temps, pour 5 valeursde densités de pièges. La densité de courant externe décroît avec l'augmentation de la densité de pièges. Ce phénomène est dû aux charges injectées qui sont piégées pour de grandes valeurs de densité de pièges, et induit la réduction de la densité des charges mobiles et ainsi la diminution de la densité du courant de conduction.

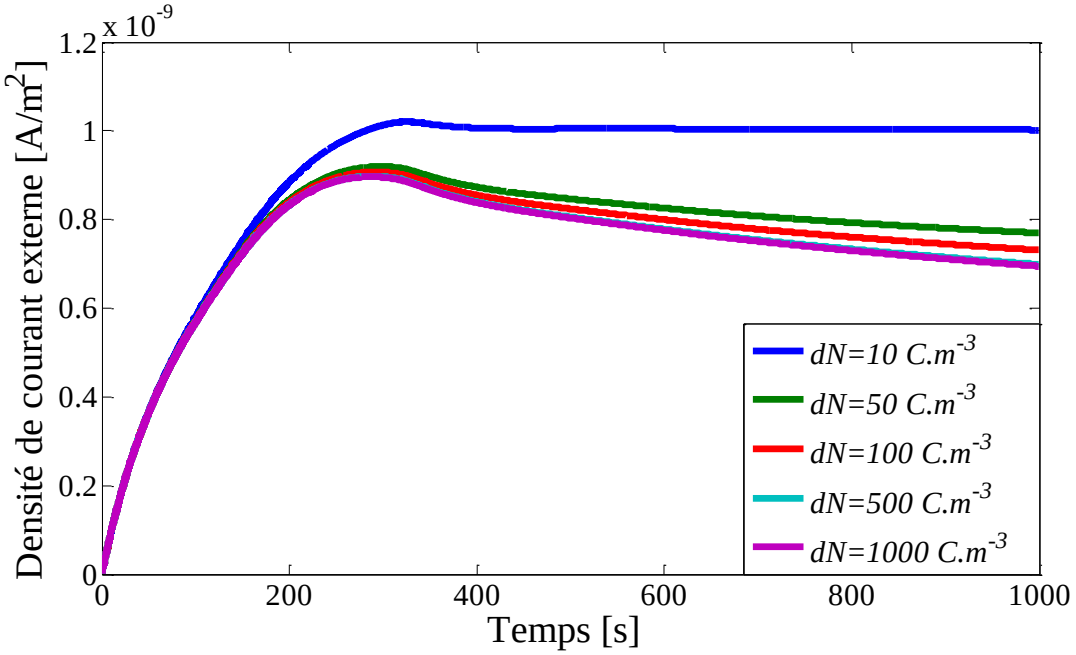



**Figure.IV.13** : Densité de courant externe en fonction du temps pour 5 valeurs de densité de pièges avec 1000 s.

### IV.2.4. Variation des coefficients de piégeage

La Figure IV.14 montre la densité nette de charge en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour 5 valeurs coefficients de piégeage centrés autour de la valeur $7 \times 10^{-3} s^{-1}$. Contrairement de la densité de pièges, la variation du coefficient de piégeage affecte grandement les résultats. L'augmentation du coefficient de piégeage augmente la densité de charges piégées, en particulier au voisinage des électrodes. Les coefficients de piégeage contrôlent le taux de porteurs de charge mobiles étant piégé dans les pièges profonds. Pour les deux faibles coefficients de piégeage, engendre plusieurs électrons mobiles et propagent vers le volume de l'échantillon. Ceci cause un nombre relativement important d'accumulation des porteurs de charge dans le milieu de polyéthylène comme le montre dans la figure. IV.15. Plus on augmente le coefficient de piégeage, plus la densité de charges piégé augmente, les charges injectées sont directement piégées au voisinage des électrodes comme le montre dans la figure.IV.16. La conséquence de cette grande densité d'homocharges aux électrodes est la diminution du champ à l'interface (Figure IV.17). Pour un grand coefficient de piégeage ($B$=$7 \times 10^{-1}$ $s^{-1}$), la densité nette est dominé par les charges piégés.

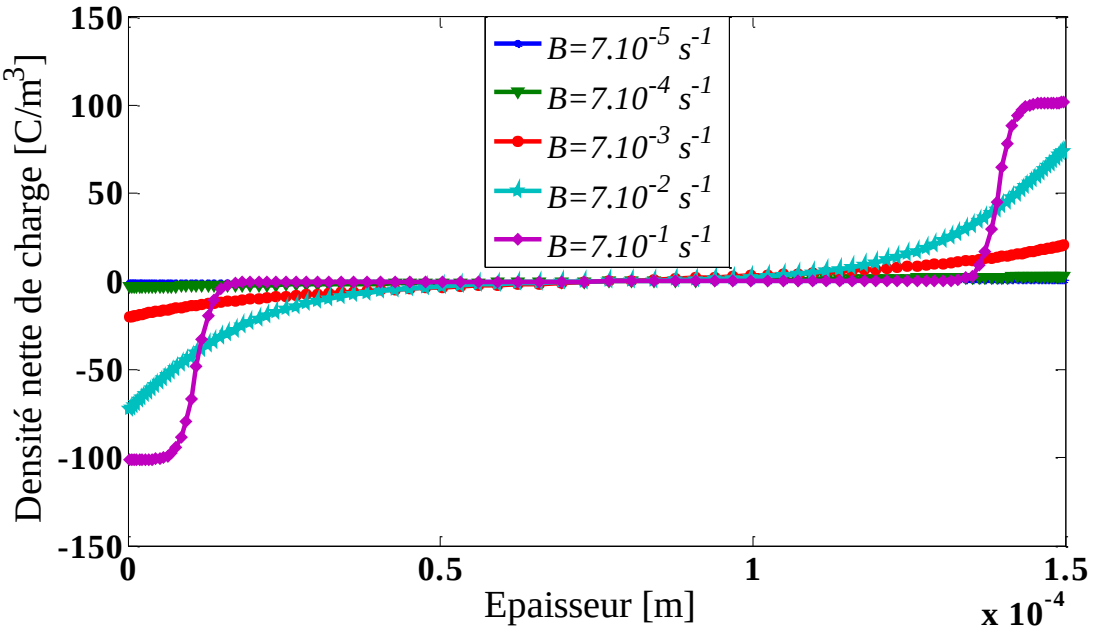



**Figure. IV.14** : Densité nette des charges en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de coefficients de piégeage avec 1000 s.

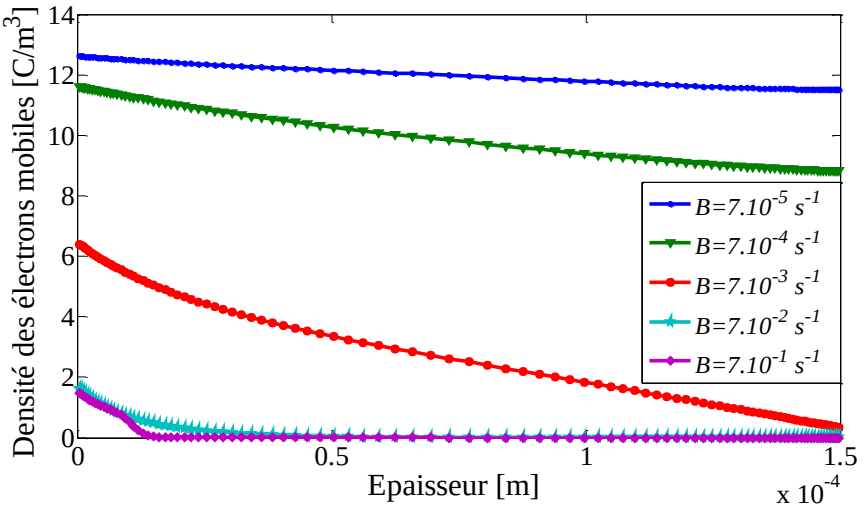



**Figure.IV.15** : Densité d'électrons mobiles en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de piégeage.

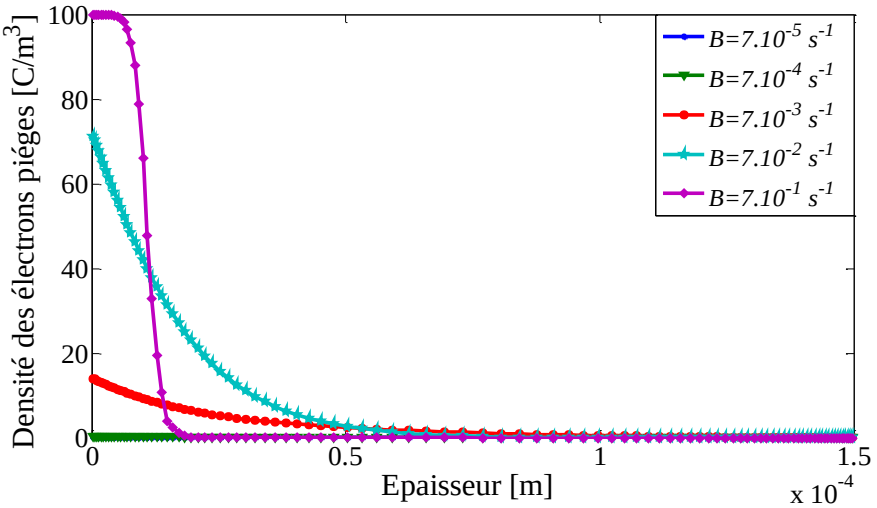



**Figure.IV.16 :** Densité d'électrons piégés en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de piégeage.

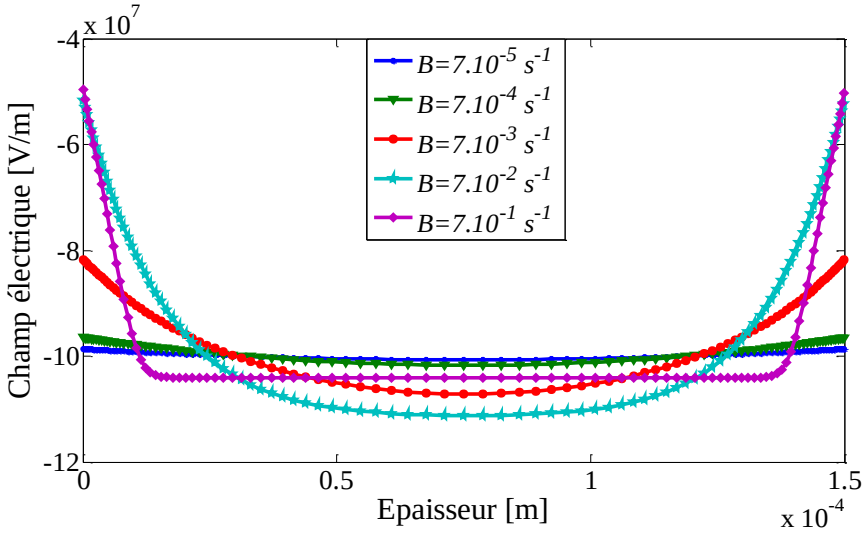



**Figure.IV.17 :** Champ électrique en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de piégeage.

La Figure IV.18 représente du taux net de recombinaison en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour ces 5 valeurs des coefficients de piégeage. Pour les trois premiers coefficients (B=7 × $10^{-5}$-7.$10^{-3}$ $s^{-1}$), l'augmentation du coefficient de piégeage entraîne une augmentation du taux de recombinaison jusqu'à atteindre le maximum a B=7 × $10^{-3}$ $s^{-1}$ qui résulte un équilibres entre les porteurs mobiles et piégés. Pour les deux grandes valeurs du coefficient de piégeage, le taux net de recombinaison est presque nul. En effet, nous avons déjà montré que le plus grand coefficient de piégeage les charges injectées sont majoritairement piégées près des électrodes sans pénétrer au milieu du diélectrique.

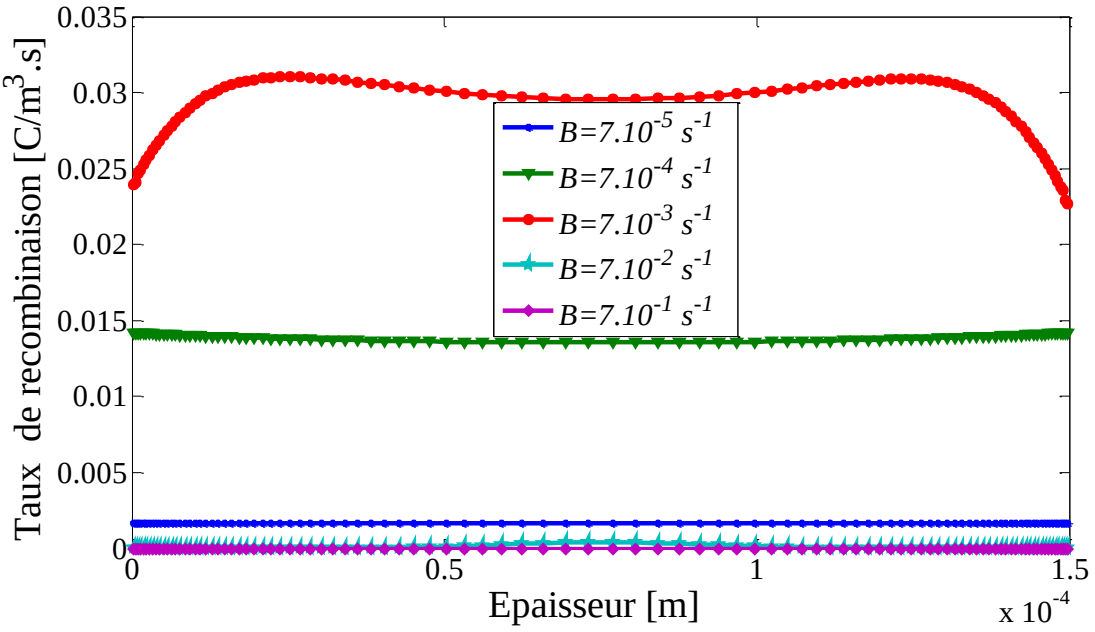



**Figure.IV.18** : Taux de recombinaison en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de coefficients de piégeage avec 1000 s.

La variation du coefficient de piégeage affecte grandement les résultats de densité de courant externe. Figure IV.19 représente la densité de courant externe en fonction du temps pour cinq coefficients de piégeage. Comme nous l'avons déjà montré dans les paragraphes précédents, l''augmentation du coefficient de piégeage réduit la densité de charges mobiles et augmente la densité de charges piégées, et le courant externe est proportionnelle avec les porteurs mobiles, donc la densité de courant externe est fortement diminuée avec l'augmentation du coefficient de piégeage.

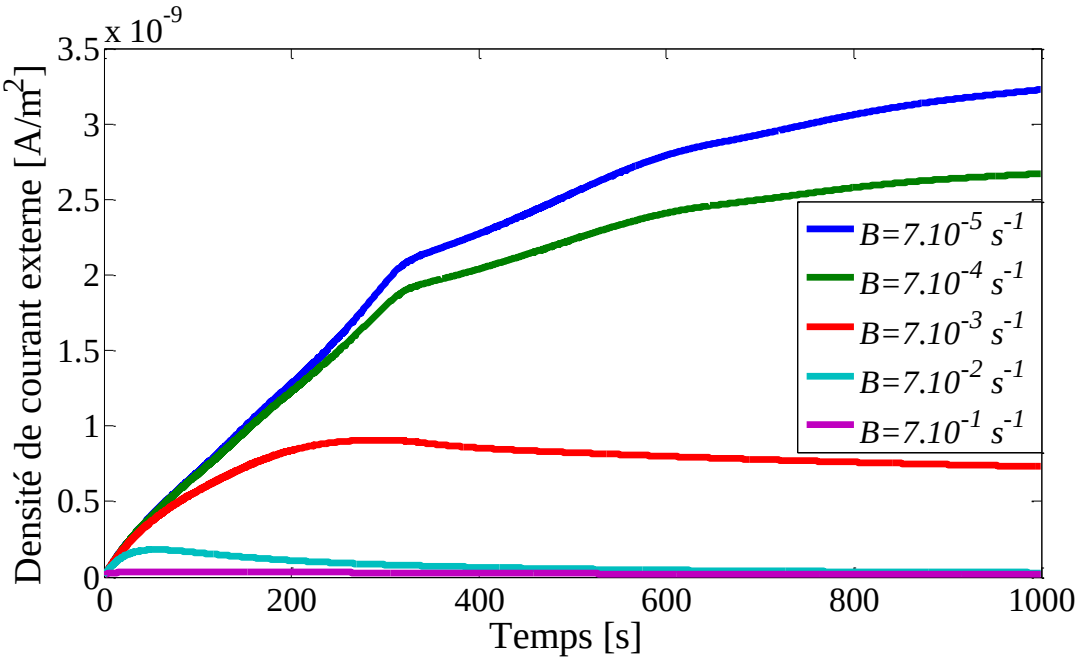



**Figure.IV.19** : Densité de courant externe en fonction du temps pour 5 valeurs de coefficient de piégeage.

## IV.2.5.variation de la barrière de dépiégeage

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons de l'effet du phénomène de dépiégeage sur le phénomène de transport. Le coefficient de dépiégeage dépend de la température et de la barrière de dépiégeage qui est présenté dans le chapitre II par l'équation II.8. Nous avons fait varier les barrières de dépiégeage symétriquement pour les électrons et les trous à 5 valeurs de 0.5-0.95 eV. La figure IV.20 montre la densité nette de charge en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour cinq valeurs de coefficients de dépiégeage. Dans cette figure, on observe la diminution de barrière de dépiégeage qui entraine une diminution de la densité de charge nette .Cet effet est signalé plus particulièrement à proximité des électrodes. En effet, la diminution de barrière de dépiégeage augmente la probabilité de dépiégeage des charges piégées. Ce dernier, implique une augmentation des charges mobiles et aussi une diminution de charges piégées. Ceci explique bien la diminution de la densité nette de charges sous l'effet de recombinaison et l'extraction des charges mobiles. Pour plus d'explication, les figures IV.21 et IV.22 présentent respectivement les densités des électrons mobiles et piégés en fonction de l'épaisseur pour les même cinq valeurs de barrière de dépiégeage. En effet, en diminuant les barrières du dépiégeage, on observe clairement une augmentation des charges mobiles et une diminution forte et rapide de la densité des électrons piégés. En effet, pour la valeur plus faible de barrière de dépiégeage la densité nette de charge dominée par les charges mobiles. L'effet du dépiégeage fait donc augmenter la densité des charges mobiles tout en diminuant celle des charges piégées.

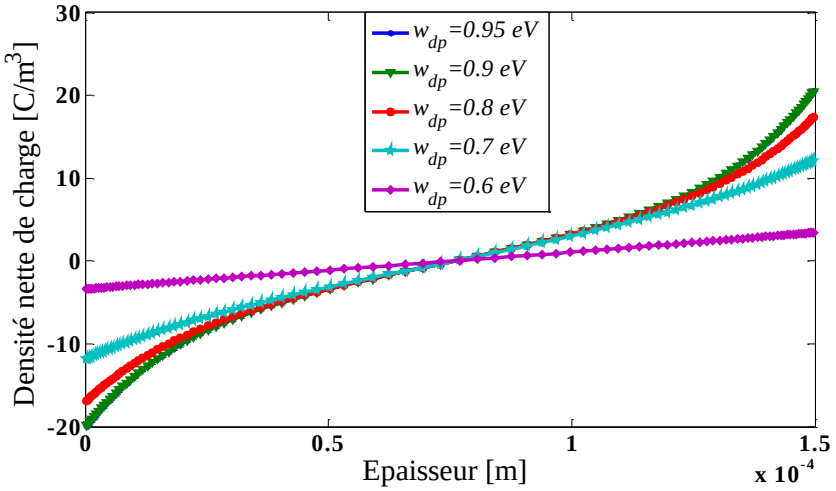



**Figure.IV.20** : Densité nette des charges en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de barrière de dépiégeage avec 1000 s

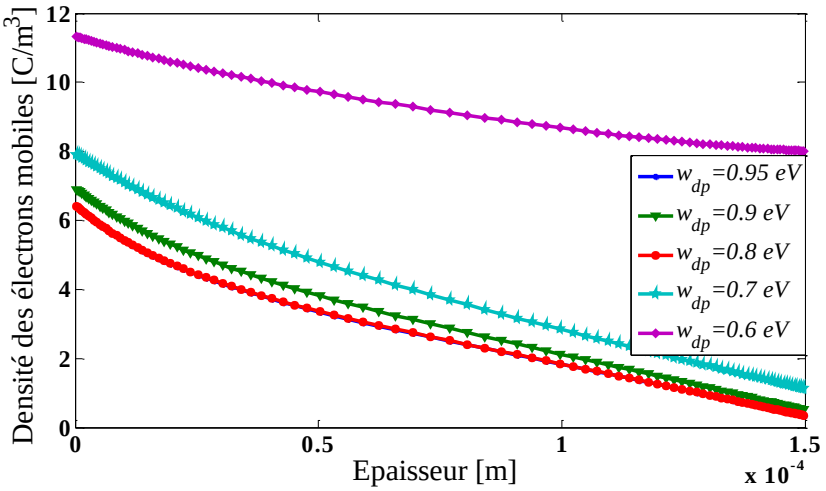



**Figure.IV.21 :** Densité d'électrons mobiles en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de barrière de dépiégeage.

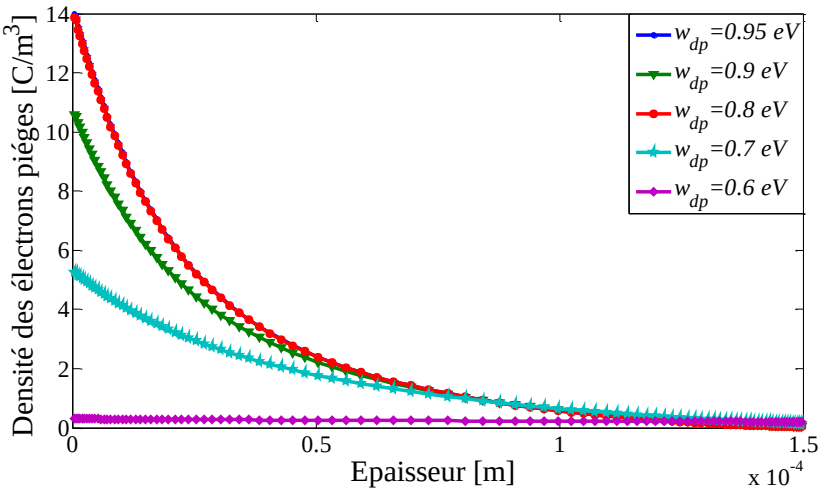



**Figure.IV.22 :** Densité d'électrons piégés en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de barrière de dépiégeage.

Le coefficient de dépéageage affecte aussi sur le taux nets de recombinaison, la figure IV.23 représente le taux net de recombinaison en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour ces 5 valeurs des barrières de dépiégeage. On observe que le taux net de recombinaison augmente avec la diminution de barrières de dépiégeage. Le taux de recombinaison atteint le maximum pour la valeur de barrière de dépiégeage $w_{dp}$=0.7 eV, dans cette valeur se produit un équilibre entre les porteurs mobiles et piégés. Apres cette valeur, le taux de recombinaison diminue parce que les charges mobiles deviennent dominées sous l'effet de dépéageage, et puis la recombinaison entre les porteurs mobiles est nulle, donc il est normal que le phénomène de dépéageage impacte le taux de recombinaison.

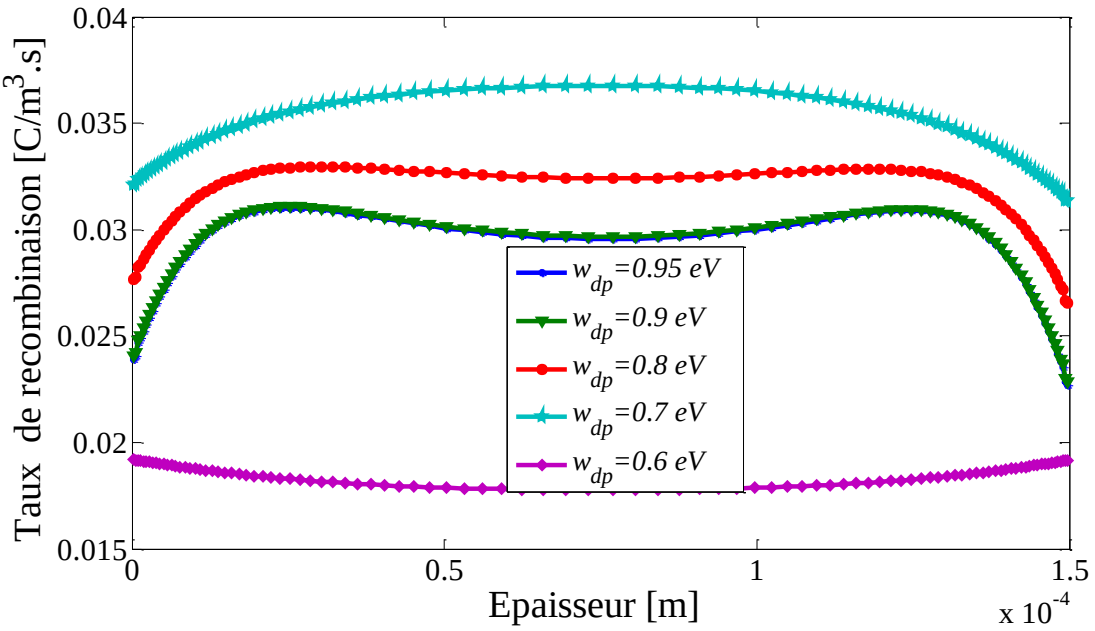



**Figure.IV.23 :** Taux nets de recombinaison en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de barrière de dépiégeage.

Figure IV.24 représente la densité de courant externe en fonction du temps pour cinq barrières de dépiégeage. Comme nous avons signalé dans les paragraphes précédents, L'effet du dépiégeage fait augmenter la densité des charges mobiles tout en diminuant celle des charges piégées. Par la suite, la diminution des barrières de dépiégeage augmente fortement la densité de courant externe qui est proportionnelle avec la densité des charges mobiles, et d'atteindre rapidement un état apparemment stationnaire.

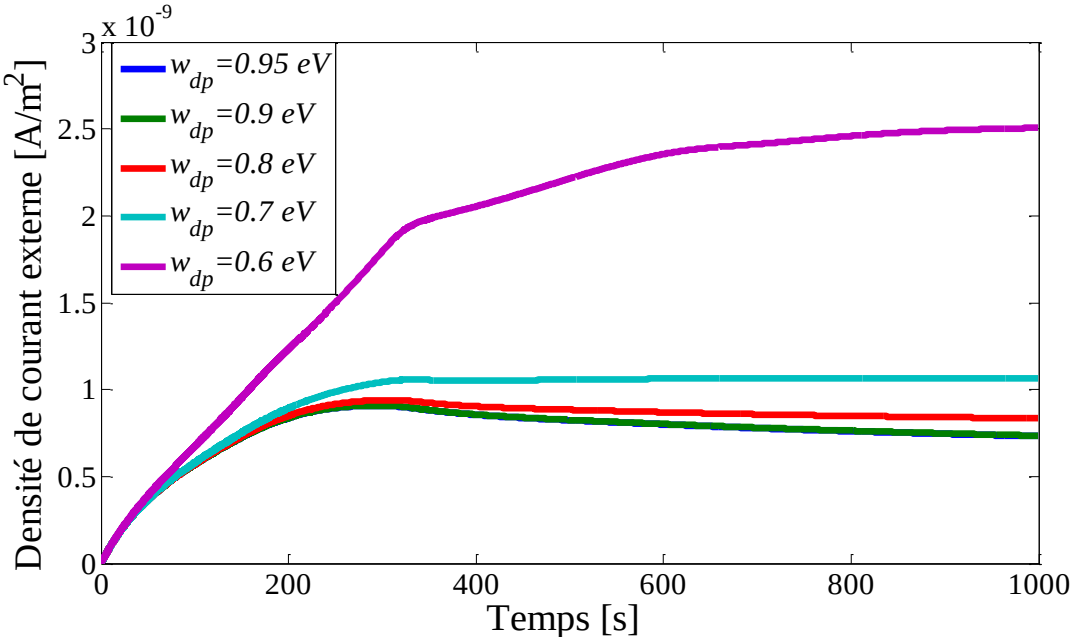



**Figure.IV.24** : Densité de courant externe en fonction du temps pour 5 valeurs de barrière de dépiégeage

## IV.2.6.Variation des coefficients de recombinaison

Même si la recombinaison est une caractéristique importante du modèle, les coefficients de recombinaison ne semblent pas jouer un rôle très important dans le bilan des résultats de modélisation. Nous avons fait varier les coefficients de recombinaison des électrons piégés-trous piégés $S_0$, électrons mobiles-trous piégés $S_1$, électrons piégés-trous mobiles $S_2$ pour cinq décades centré autour de la valeur $4 \times 10^{-3}$C.m$^{-3}$.s$^{-1}$. Pour le coefficient de recombinaison des électrons piégés-trous piégés$S_0$, la figure IV. 25 représente les profiles des densités nette des charge pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison $S_0$. L'augmentation du coefficient $S_0$ fait diminuer faiblement la densité nette de charges. L'augmentation du coefficient $S_0$ augmente la probabilité de recombinaison entres les porteurs piégés, donc qui entraine une diminution des charges piégés comme le montrent respectivement dans les figures IV.26.a et figures IV.26.b pour les électrons et les trous, et aussi faire entraine une augmentation des charges mobiles comme le montrent respectivement dans les figures IV.27.a et figures IV.27.b pour les électrons et les trous. Ces derniers affectés aussi sur le courant externe qui présenté dans la figure IV.28. Pour des temps inférieurs au temps de transit des charges 250 s, il n'y a aucune différence entre les cinq valeurs de coefficients de recombinaison. Après t=250s, le coefficient de recombinaison affectée sur le résultat du courant externe. L'augmentation de coefficient $S_0$ entraine une augmentation de courant externe. Pour grand valeur de coefficient $S_0 = 4 \times 10^{-1}$C.m$^{-3}$.s$^{-1}$, le courant externe atteindre un régime quasi stationnaire.

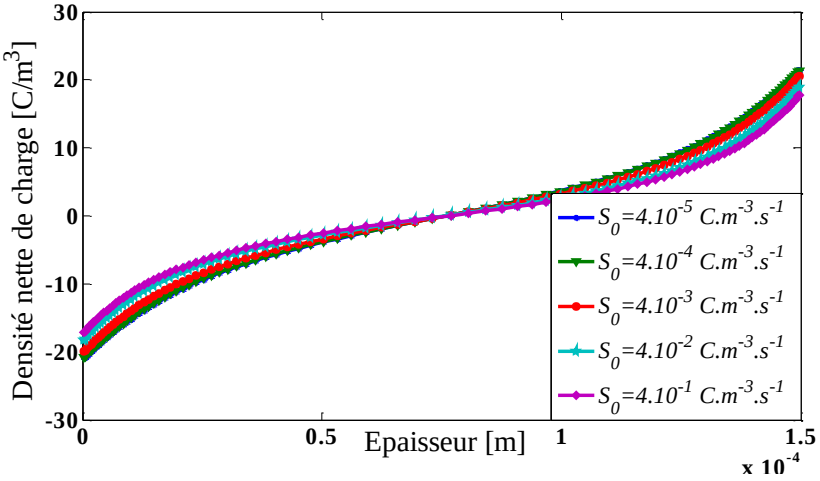
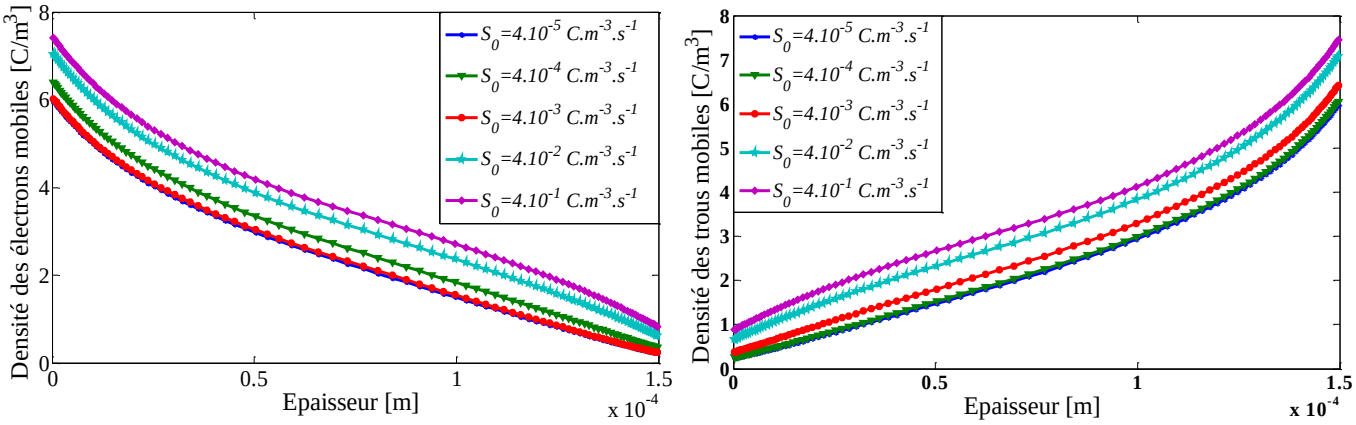
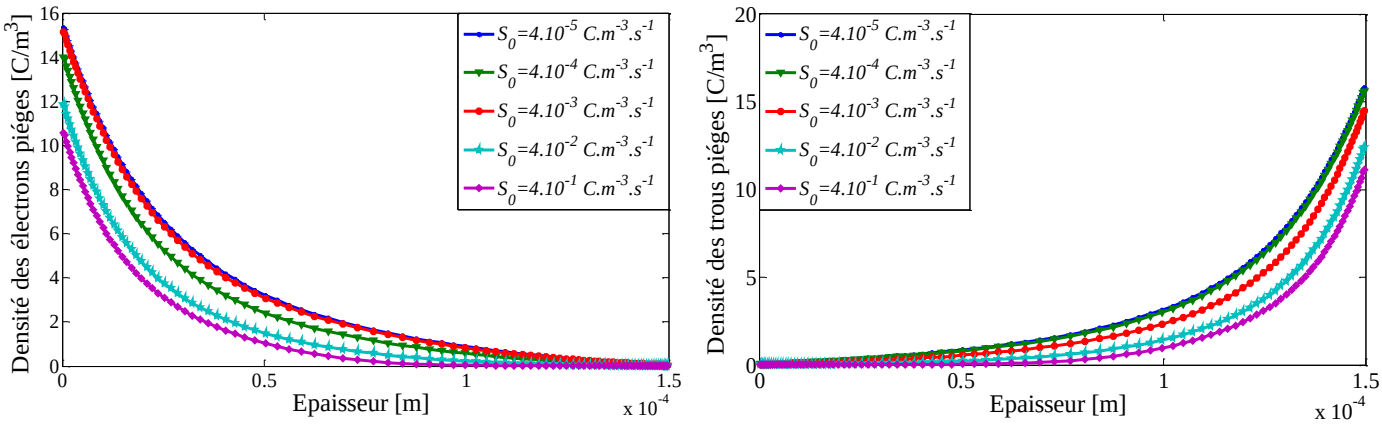



**Figure.IV.25** : Densité nette des charges en fonction de l'épaisseur du polyéthylène pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison électrons piégés-trous piégés $S_0$ avec 1000 s.




(a) : Densité des électrons mobiles. (b) : Densité des trous mobiles.

**Figure.IV.26 :** Densité des porteurs mobiles en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison électrons piégés-trous piégés $S_0$.




(a) : Densité des électrons piégés. (b) : Densité des trous piégés.

**Figure.IV.27** Densité des porteurs piégés en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison électrons piégés-trous piégés $S_0$.

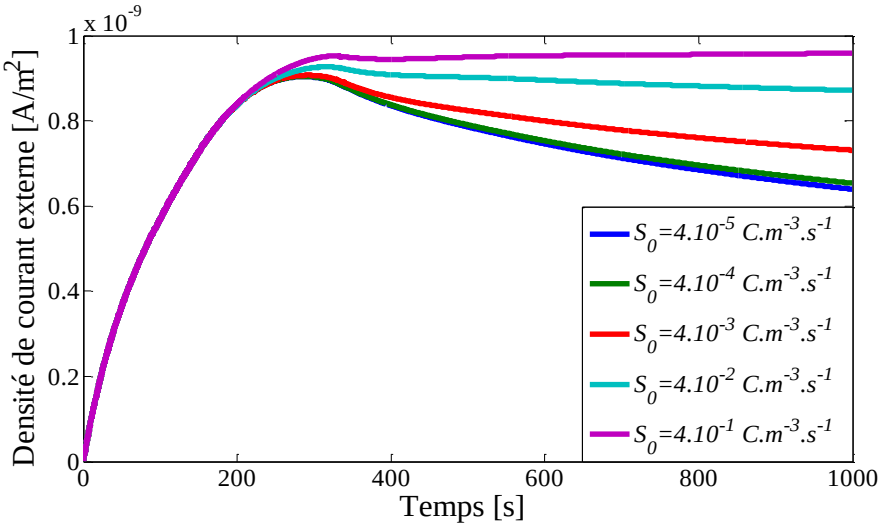



**Figure.IV.28** : Densité de courant externe en fonction du temps pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison électrons piégés-trous piégés $S_0$.

La figure I.29 montre le taux nets de recombinaison en fonction du l'échantillon pour cinq coefficient de recombinaison entre les électrons piégés- trous piégés. On observe que l'augmentation de coefficient de recombinaison $S_0$ entraine une augmentation le taux de recombinaison a proximité des électrodes. Pour les deux faibles coefficients de recombinaison, Le maximum de recombinaison entre ces deux espèces intervient d'abord au centre du diélectrique, puis se propage avec l'augmentation de coefficient de recombinaison. Pour la fort valeur, le taux nets de recombinaisons présenté par deux maximums près des électrodes.

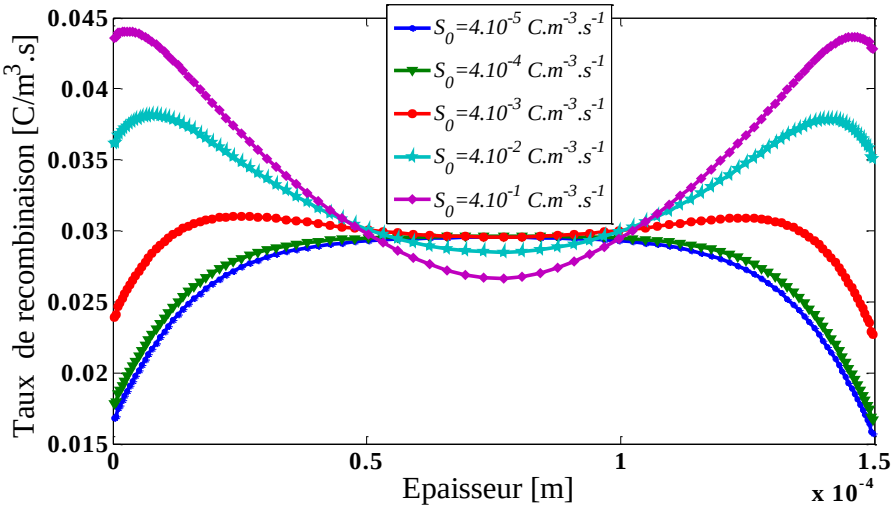
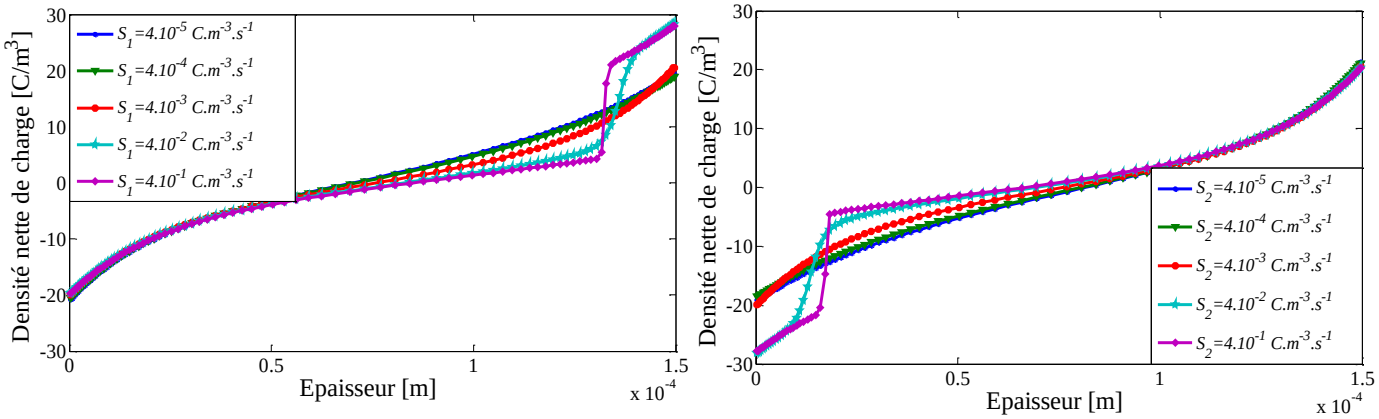


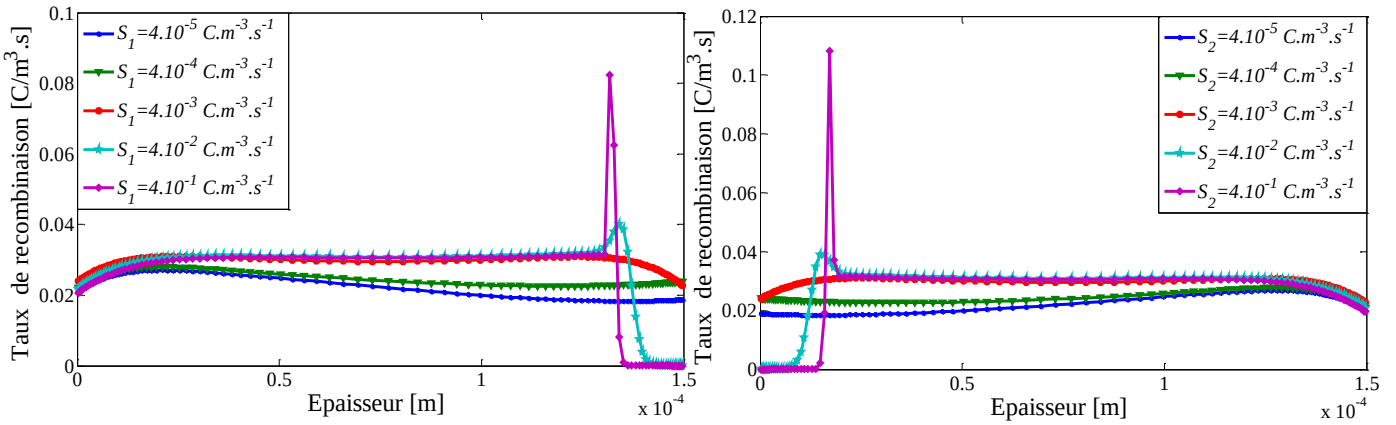

**Figure.IV.29 :** Taux nets de recombinaison en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour5 valeurs de coefficients de recombinaison électrons piégés-trous piégés $S_0$.

Pour les coefficients de recombinaison entre les électrons mobiles- trous piégés $S_1$et les électrons piégés- trous mobiles $S_2$, les figure IV.30.a et figure IV.30.b montrent respectivement la densité nette des charges pour cinq valeurs de coefficient de recombinaison $S_1$ et $S_2$. Dans les deux figure IV.30.a,b, ne sont elles aussi que faiblement affectée par la variation des coefficients de recombinaison de cinq décades. Pour les deux valeurs de $S_1$ $S_2$ de $4 \times 10^{-1}$et $4 \times 10^{-2}$ $m^3.C^{-1}.s\text{-}^1$, les profiles montrent une augmentation brutale de la densité nette de charges à proximité de l'anode pour la figure IV.30.a et la cathode dans les figure IV.30.b. Ce phénomène vient de la recombinaison massive d'électrons libres avec des trous piégés pour la figure IV.31.a et électrons piégés avec trous mobiles pour la figure IV.31.b.




(a) : Densité nette de charge pour $S_1$. (b) : Densité nette de charge pour $S_2$.

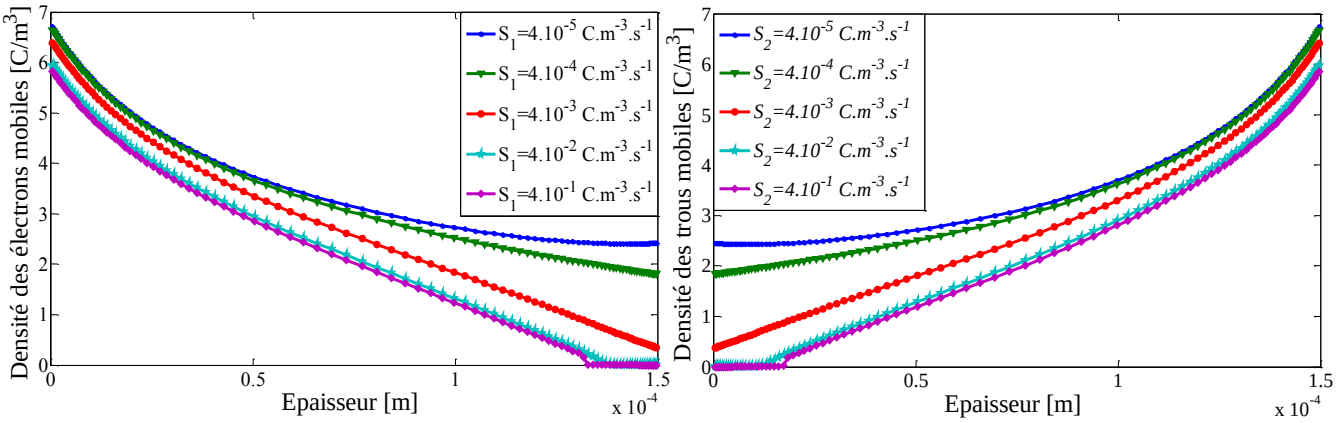
**Figure.IV.30 :** Densité nette de charges en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison. (a) :Pour $S_1$, (b) :Pour $S_2$.




(a) : Taux de recombinaison pour $S_1$ (b) : Taux de recombinaison pour $S_2$

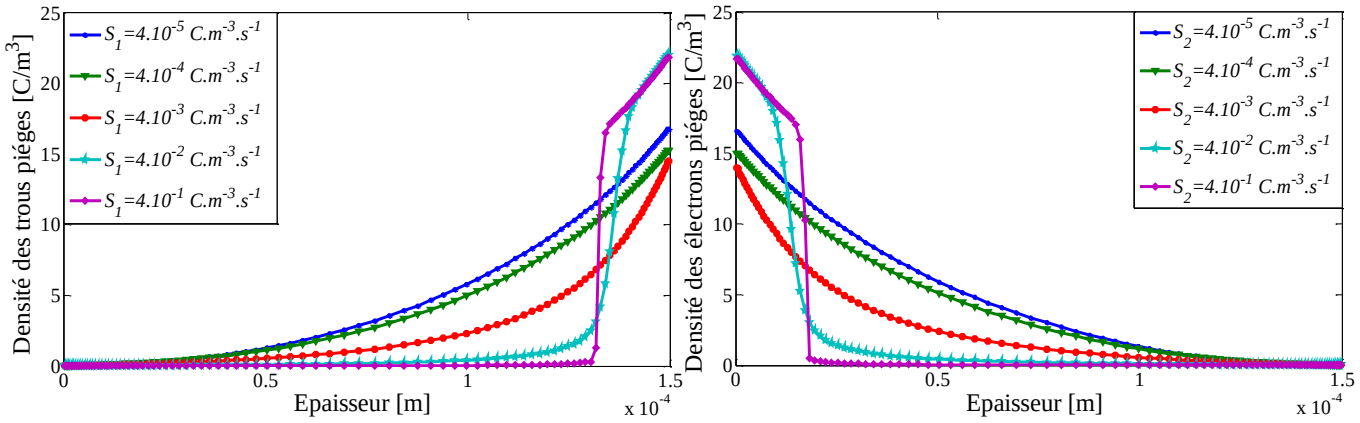
**Figure.IV.31 :** Taux nets de recombinaison en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison. (a) : Pour $S_1$, (b) : Pour $S_2$.

Le maximum de recombinaison entre ces deux espèces apparaissent d'abord au centre du diélectrique, puis se propage vers les électrodes, où la densité des charges piégés sont plus importante comme le présenté dans les figures IV.33.a,b. A 40 $\mu m$ à coté de l'anode pour la variation de coefficient de recombinaison $S_1$ et aussi à 40 $\mu m$ pré de la cathode pour la variation de coefficient de recombinaison $S_2$ comme le présenté respectivement dans les figures IV.31.a et IV.31. b. un l'équilibre est atteint entre le nombre d'électrons mobiles provenant de la cathode et les trous piégés pour les deux forts coefficients de recombinaison $S_1$, et aussi entre le nombre des trous mobiles et d'électron piégés pour les même deux forts coefficients $S_2$. Ces derniers, due une augmentation brutale du taux de recombinaison prés des électrodes. La densité des porteurs mobiles à proximité des électrodes est nulle (voir les figures IV.32.a,b), cette espèce étant totalement consommée par recombinaison.




(a) : Densité d'électrons mobiles pour $S_1$. (b) : Densité des trous mobiles pour $S_2$.

**Figure.IV.32 :** Densité des charges mobiles en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison. (a) : Electrons pour $S_1$, (b) : Trous pour $S_2$.




(a) : Densité d'électrons piégés pour $S_1$. (b) : Densité des trous piégés pour $S_2$.

**Figure.IV.33** Densité des charges piégés en fonction de l'épaisseur du diélectrique pour 5 valeurs de coefficients de recombinaison. (a) : Electrons pour $S_1$, (b) : Trous pour $S_2$.

A notre model, la recombinaison entre les deux porteurs mobiles est nulle ($S_3$=0). Dans cette partie, nous avons fait étudier l'effet de présence de la recombinaison entre les électrons mobiles et des trous mobiles $S_3$ sur les résultats de simulation. La figure IV.34 montre la densité nette de charges en fonction de l'épaisseur avec et sans coefficients de recombinaison $S_3$. La figure indique clairement l'effet de la présence de coefficient de recombinaison $S_3$. Contrairement de la variation de coefficient de recombinaison entres les électrons et trous piégés $S_0$, la présence du coefficient $S_3$ augmente la densité nette de charges. Puis, L'augmentation du coefficient $S_3$ fait l'augmentation très faible la densité nette de charges. En effet, l'augmentation du coefficient $S_3$ augmente la probabilité de recombinaison entres les porteurs mobiles, donc qui entraine une diminution des charges mobiles comme le montrent respectivement dans les figures IV.35.a et figures IV.35.b pour les électrons et les trous, et aussi faire entrainer une augmentation des charges piégés comme le montrent respectivement dans les figures IV.36.a et figures IV.36.b pour les électrons et les trous.

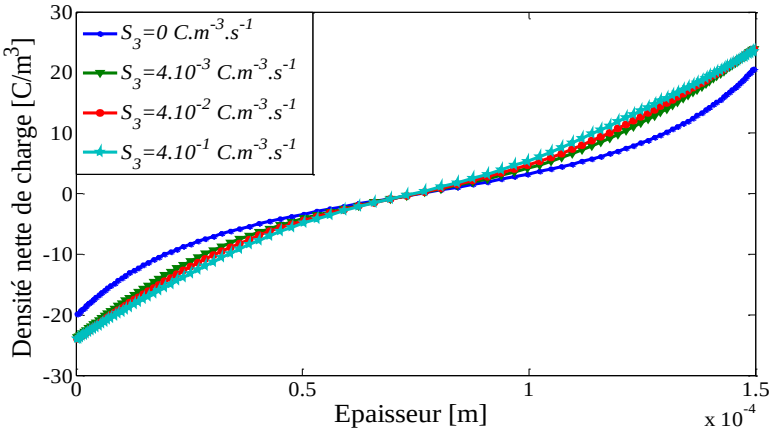
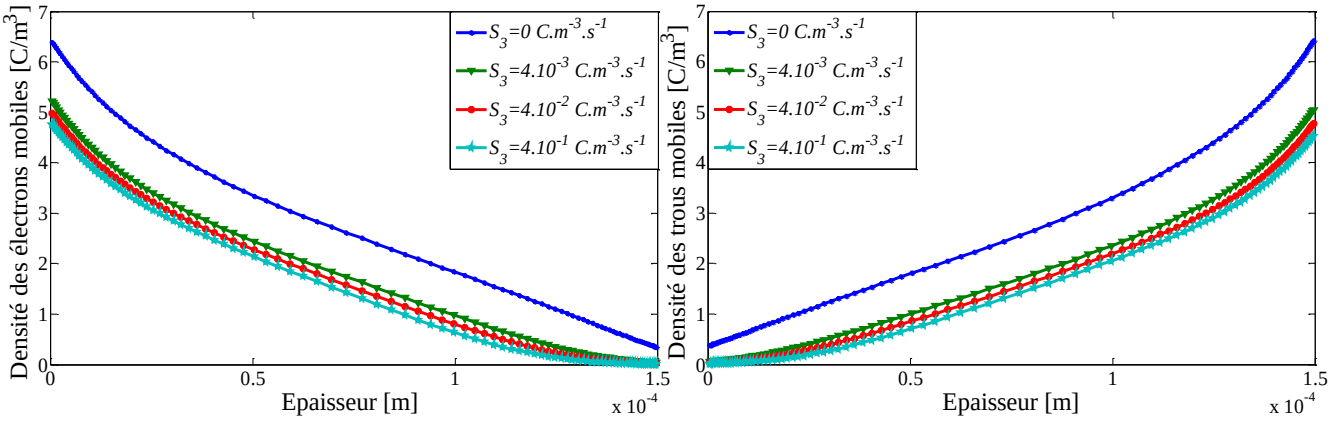
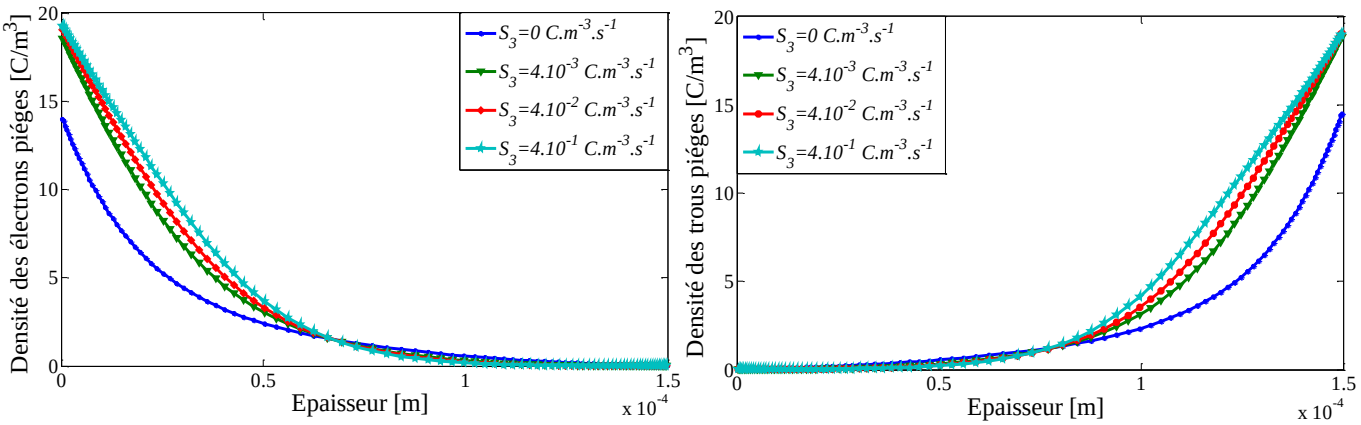



**Figure.IV.34** : Densité nette des charges en fonction de l'épaisseur du polyéthylène avec et sans coefficients de recombinaison électrons mobiles-trous mobiles $S_3$ pour 1000 s.




(a) : Densité d'électrons mobiles. (b) : Densité des trous mobiles.

**Figure.IV.35** : densité des charges mobiles en fonction de l'épaisseur du polyéthylène avec et sans coefficients de recombinaison électrons mobiles-trous mobiles $S_4$.




(a) : Densité d'électrons piégés. (b) : Densité des trous piégés.

**Figure.IV.36** : densité des charges piégés en fonction de l'épaisseur du polyéthylène avec et sans coefficients de recombinaison électrons mobiles-trous mobiles $S_3$.

Le coefficient $S_3$ affecté aussi sur la densité de courant externe, la figure IV.37 représenté la densité de courant externe en fonction du temps. Selon ces résultats, on peut noter que la présence du coefficient de recombinaison $S_3$ provoque l'affaiblissement du courant externe, puis le courant externe diminue faiblement avec l'augmentation du coefficient $S_3$.Pour des temps inférieurs au temps de transit des charges 190 s, il n'y a aucune différence entre les valeurs de coefficients de recombinaison. Après t=190s, coefficient de recombinaison $S_3$ affectée sur le résultat du courant externe. En effet, l'établissement de la recombinaison entre les porteurs mobiles induit la réduction de la densité des charges mobiles et ainsi la diminution de la densité du courant de conduction.

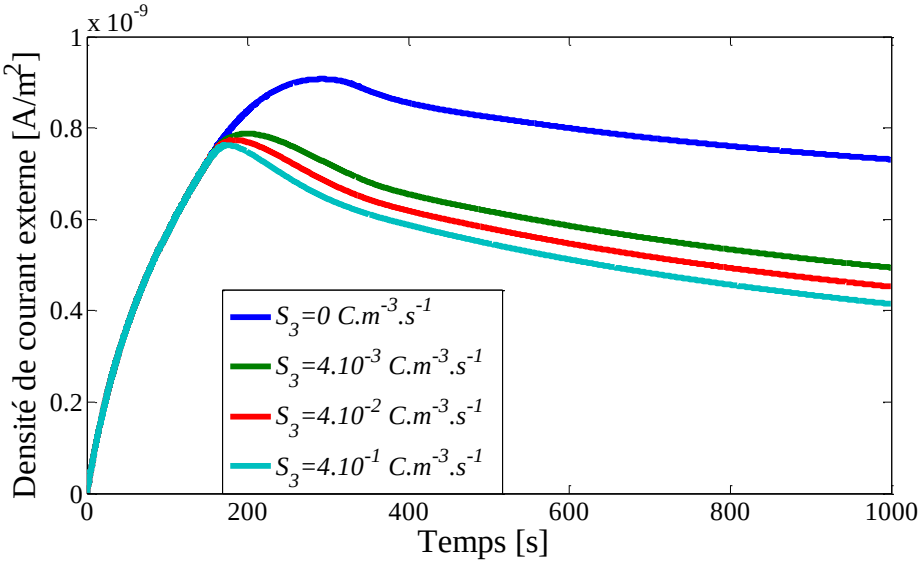



**Figure.IV.37** : Densité de courant externe en fonction du temps avec et sans coefficients de recombinaison électrons mobiles-trous mobiles $S_3$.

## IV.3. l'effet de la mobilité dépendant du champ

Nous avons abordé au chapitre I les différents mécanismes de transport des charges électroniques, en particulier la conduction par 'Hopping' et la conduction par 'Poole-Frenkel'. Dans cette partie, nous allons étudier l'effet de la mobilité des porteurs de charges dépend du champ électrique sur la dynamique des charges d'espace et comparé les résultats de notre modèle pour une mobilité constante dans un polyéthylène. La mobilité constante utilisée dans la modélisation pourrait ne pas être exacte pour décrire le transport de charge électronique. Deux types de mobilité dépendant du champ, le première modèle est la mobilité de hopping, l'équation de la mobilité pour les deux types de porteurs (électrons et trous) est de la forme [*Fuku94* ] [*Bouf.2 06*] :

$$\mu_{hopp(e,t)}(x,t) = \frac{2vd}{E(x,t)} exp\left(-\frac{ew_{h(e,t)}}{K_bT}\right) sinh\left(\frac{eE(x,t)d}{2K_bT}\right) \qquad \text{IV.1}$$

Où $v$est la fréquence des sauts fixée par $\frac{K_bT}{h} = 6.2 \times 10^{12} s^{-1}$ , $h$ est la constante de Planck ,$w_{h(e,t)}$ est la barrière de potentiel à franchir pour les électrons et les trous. $d$ est la distance moyenne entre les pièges, $e$ est la charge élémentaire.

Le second est la mobilité de Poole-Frenkel qui représente pour les deux types de porteurs (électrons et trous) de la forme [*Min 12*] ,[*Son 75*] :

$$\mu_{PF(e,t)}(x,t) = \mu_0 exp\left(\frac{e}{2K_bT}\right) exp\left(\sqrt{\frac{eE(x,t)}{\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}}\right) \qquad \text{IV.2}$$

Où $\mu_0$ est la mobilité extrapolée à champ nul, $\varepsilon_0$ est la permittivité du vide, $\varepsilon_r$ est la permittivité relative. Par la suit, nous allons comparer les résultats de simulation obtenu précédemment par la mobilité constant avec des mobilités dépend du champ, en particulier la mobilité de hopping et la mobilité de Poole-Frenkel sous différente tension appliquée de 5, 9, 15, 30 kV correspondant respectivement du champ électrique $3.33 \times 10^7$,$6 \times 10^7$, $1 \times 10^8$, $2 \times 10^8$ kV/m. Nous allons intéresser sur les résultats de simulation de la densité nette de charge et le champ électrique et la densité de courant externe.

Dans cette partie, nous considérons les paramètres des deux types des conductions dépend du champ (Hopping ,Poole-Frenkel) symétriques pour les deux types de porteurs de charges (électrons et trous). Les paramètres sont classés dans le tableau IV.2.

**Tableau IV.2** : Les paramètres des mobilités dépend du champ (Hopping et Poole-Frankel)

| Mobilité | paramètres | Valeur | Unité |
|---|---|---|---|
| **Hopping** | fréquence des sauts | $v = 6.2 \times 10^{12}$ | $s^{-1}$ |
| | distance moyenne | $d = 1.2 \times 10^{-10}$ | m |
| | barrière de potentiel | $w_{h(e,t)} = 0.61$ | eV |
| **Poole-Frenkel** | mobilité extrapolée | $\mu_0 = 5 \times 10^{-13}$ | $m^2.V^{-1}.s^{-1}$ |

Les figures IV.38.a, IV.38.b, IV.38.c, IV.38.d montrent les densités nette de charges en fonction de l'épaisseur pour trois type de mobilités constante, Hopping et Poole-Frenkel pour les tensions appliquées 5, 9, 15, 30 kV correspondant respectivement du champ électrique $3.33 \times 10^7$,$6 \times 10^7$, $1 \times 10^8$, $2 \times 10^8$ kV/m. Pour la tension appliqué 5 KV, on observe aucune variation de densité nette des charges pour les deux mobilités constante et Hopping, les deux profiles presque identique. Les charges injectées transportées vers le volume du diélectrique, provoquent un important du champ électrique dans le milieu de polyéthylène (Figure.IV.39,a). Par contre, les charges injectées transportent lentement et s'accumulent près des électrodes pour la mobilité de Poole-Frenkel. Cet aspect est dû au fait que lorsque la mobilité est faible pour cette tension appliquée. Ce dernier est dû à une chute très important du champ électrique à l'interface du diélectrique (Figure.IV.39,a) pour le profil de mobilité de Poole-Frenkel.

Pour la tension appliqué 9 kV, toutes les profils des densités nette de charges pour les trois types des mobilités (figure.IV.38,b) présentent des allures similaires, les profils sont quasiment identiques. La mobilité de Poole-Frenkel augmente avec l'augmentation de la tension appliquée. Ce dernier provoque la chute de champ électrique au voisinage des électrodes tout en augmentant au milieu de l'échantillon comme le montre dans la Figure.IV.39,b . Ce comportement est aussi observé dans la figureIV.38,c pour la tension 15 kV,les profils la mobilité Hopping et la mobilité constante sont aussi identiques .La mobilité de Poole-Frenkel affecté par cette tension et diminue la densité nette de charge. Cet aspect est dû au fait que lorsque la mobilité augmente par rapport aux deux autres mobilités. En moyenne tension qui correspond à la tension appliquée de 30 kV, on observe la première affectation de tension appliquée sur la mobilité de Hopping qui augmente fortement avec la mobilité de Poole-Frenkel et implique une grand diminution de densité nette des charge .Les porteurs des charges injectées se propagent très rapidement vers le volume de polyéthylène,

menant à une réduction de la quantité des charges nettes comme le présenté pour les profils de mobilité de Hopping et Poole-Frenkel dans la figureIV.38,d. En contraste, une grande quantité de charge accumulée pour la mobilité constante par rapport les deux autres mobilités. Par conclusion, la mobilité de Poole-Frenkel est plus sensible au champ électrique par rapport la mobilité de Hopping. La mobilité de Hopping en faible tension presque semblable avec la mobilité constante et en moyenne tension la mobilité de Hopping augmente fortement.

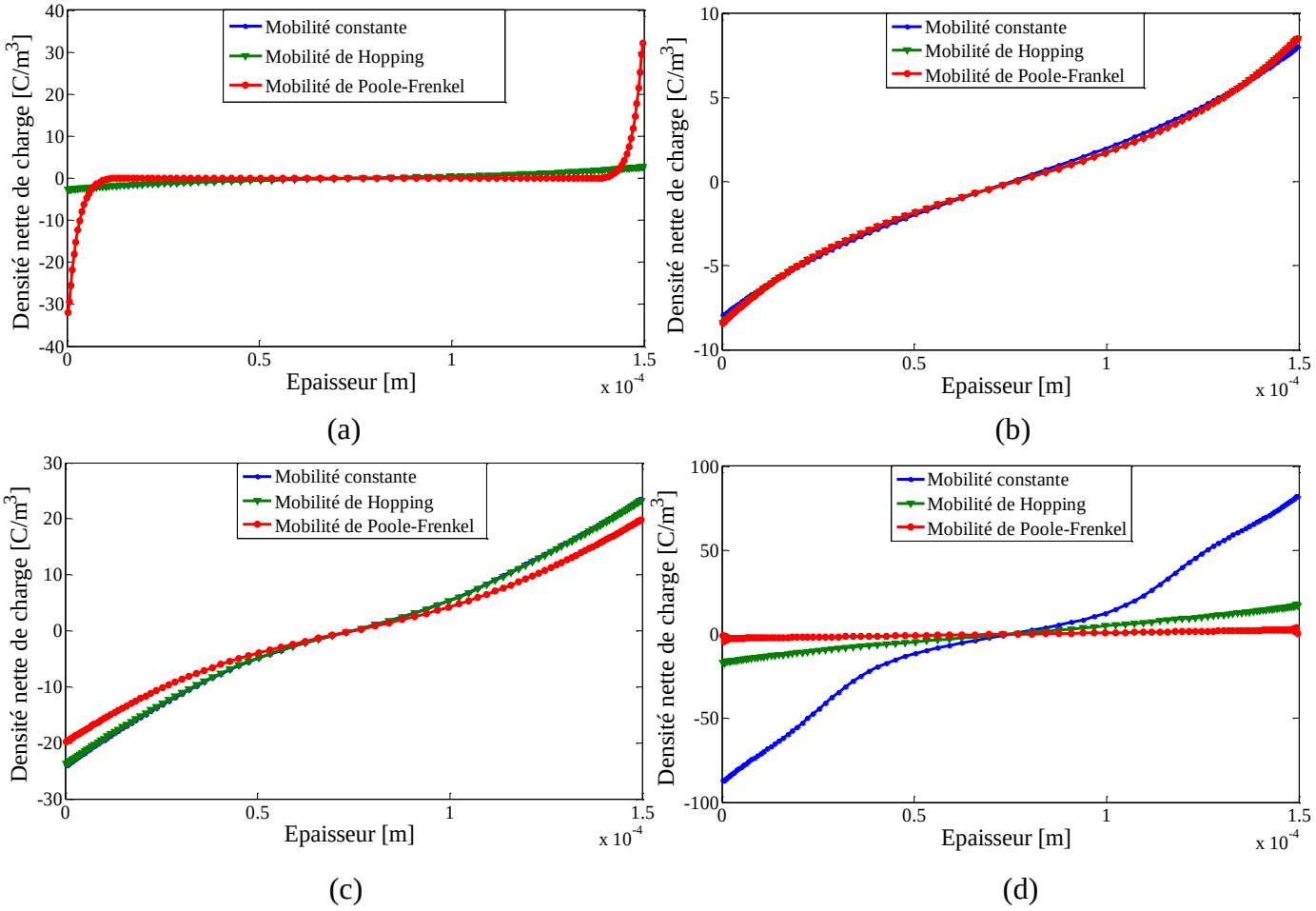



**Figure.IV.38** : Comparaison des profils des densités nette de charges d'espace pour une mobilité constante et des mobilités dépende du champ électrique sous différente tension appliquée. : (a) : 5 kV, (b) : 9 kV, (c) : 15 kV(d) : 30 kV.

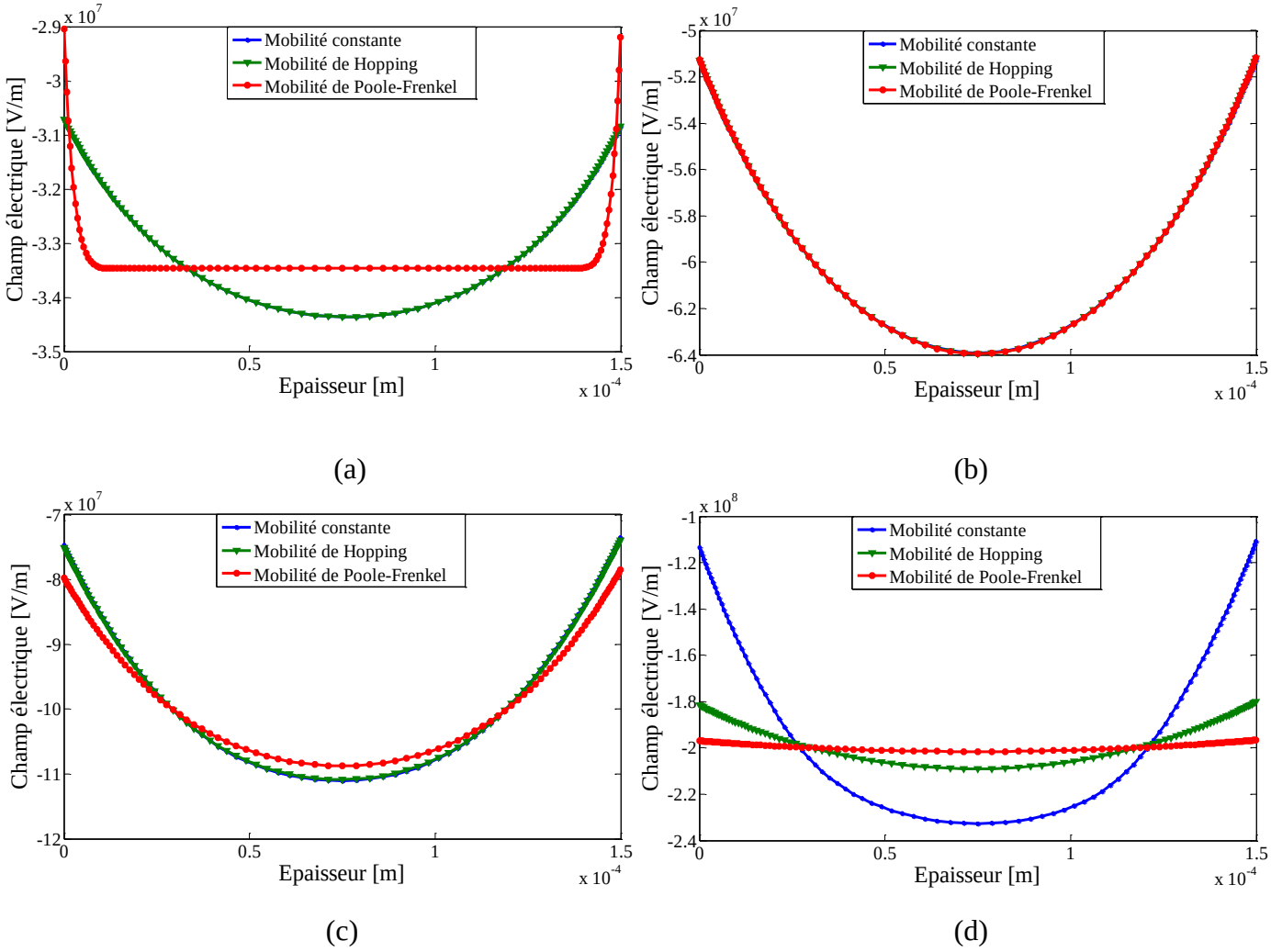



**Figure.IV.39** : Comparaison des profils des champs électriques pour une mobilité constante et des mobilités dépende du champ électrique sous différente tension appliquée. : (a) : 5 kV, (b) : 9 kV, (c) : 15 kV,(d) : 30 kV

Pour mieux expliquer l'aspect précédent, la figure.IV.40 représente la variation des mobilités en fonction des tensions appliquées. Pour la mobilité de hopping, on observe deux zones, dans la première zone mobilité de hopping reste constante pour des tensions inférieures à 20 kV, et dans la deuxième zone augmente fortement pour une tension appliquée supérieur à 20 kV. Pour la mobilité de poole-frenkel, on observe trois zones, dans la première zone la mobilité de poole-frenkel augmente pour des tensions inférieures à 7 kV, dans la deuxième zone la mobilité de poole-frenkel augmente très faiblement jusqu'à atteindre la tension 14 kV, la mobilité augmente fortement.

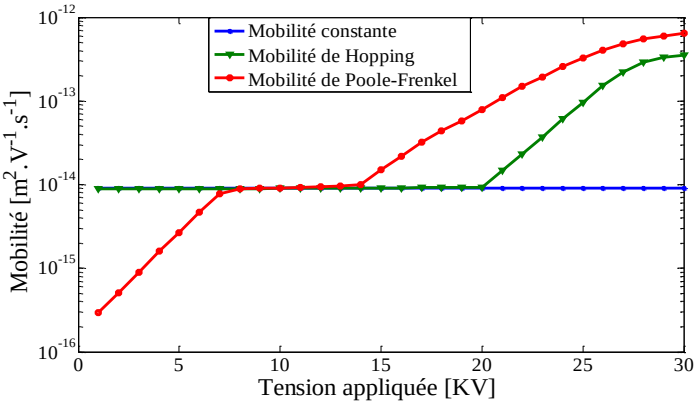
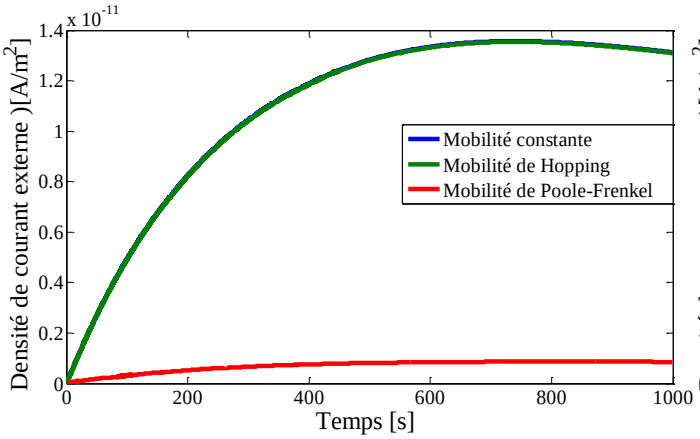
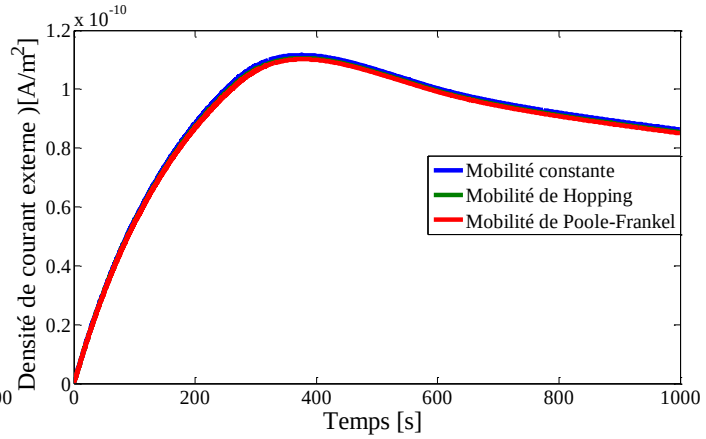



**Figure.IV.40** : Comparaison la variation de la mobilité en fonction des tensions appliquées.

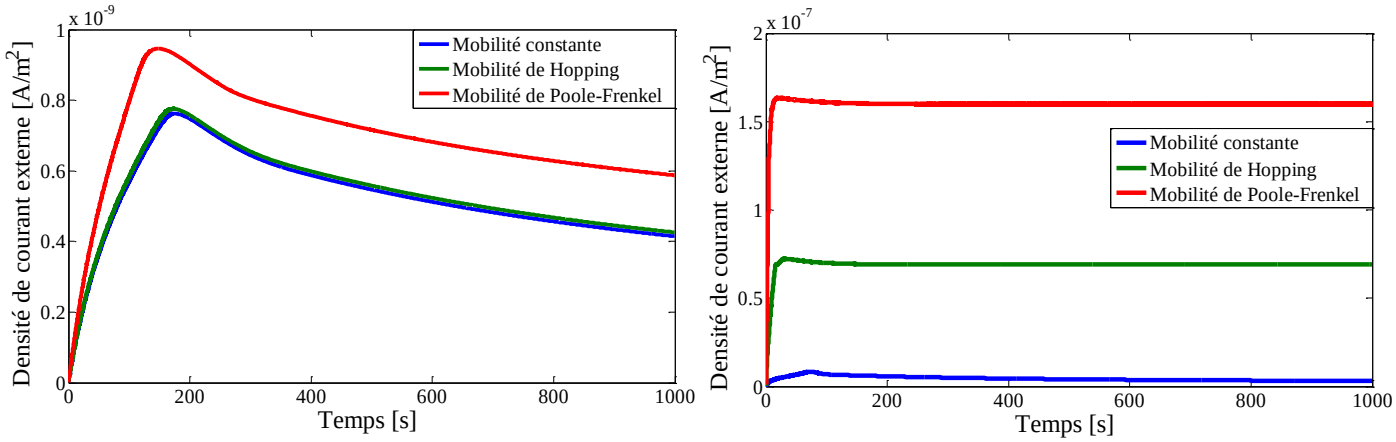
Le courant de conduction généré durant l'injection de charge et la charge transporté en polyéthylène soumis au champ appliqué continu révèle la relation entre le mouvement de charge et le champ appliqué. La variation des densités de courant externe avec des tensions appliquées sous différente mobilité dépend du champ représente dans la figure.IV.41. la densité de courant externe avec mobilité constant et mobilité de Hopping presque identique pour les tensions appliquée de 5,9 et 15 kV avec une légère augmentation de courant pour 15 KV. La mobilité de Poole-Frenkel affecté grandement les résultats de courants externe par rapport les autres mobilités. Comme nous avons signalé dans le paragraphe précédent, la mobilité de Poole-Frenkel est plus sensible au champ électrique par rapport la mobilité de Hopping .La densité de courant externe augmente fortement avec une mobilité de Poole-Frenkel sous l'augmentation de tension appliquée résulte de l'augmentation de la mobilité sous champ électrique appliquée. Pour la tension appliquée qui correspond au champ électrique applique de 200 kV/mm, la figure.IV.41,d montre une augmentation brutale de la densité de courant dans les profiles qui ont la mobilité dépende du champ par rapporte une mobilité constante et accéléré rapidement l'état stationnaire. La densité de courant via une mobilité de Poole-Frenkel est beaucoup plus importantes que celle la mobilité de Hopping.




(a)




(b)




(c) (d)

**Figure.IV.41** : Comparaison des profils des densités de courant externes en fonction du temps pour une mobilité constante et des mobilités dépende du champ électrique sous différente tension appliquée. : (a) : 5 kV, (b) : 9 kV, (c) : 15 kV (d) : 30 kV

## IV.4.Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons analysé l'effet des paramètres sur les résultats numérique des transports de charges dans un polyéthylène sous tension continue. Après les résultats de variation des paramètres du transport tel que barrière d'injection, la mobilité, coefficient de piégeage, la densité maximale de piège, coefficient de dépiégeage et coefficient de recombinaison, nous remarquons que la plupart des paramètres du modèle ont un effet important sur les différentes grandeurs physiques à une température ambiante, en particulier la barrière d'injection, la mobilité et coefficient de piégeage qui ont affecté grandement les résultat par rapport les autres paramètres. Finalement, nous avons comparé les résultats numériques de dynamique des charges d'espace entre la mobilité effective constante et des mobilités dépendent du champ électrique (Hopping- Poole-frenkel) dans le volume du polyéthylène. Nous remarquons aussi que la mobilité de poole-frenkel est plus sensible au champ électrique par rapport la mobilité de hopping. La mobilité de hopping sous tension appliquée faible presque semblable avec la mobilité constante et en moyenne tension la mobilité de hopping augmente fortement.

# Conclusion générale

## Conclusion générale

Le travail présenté dans cette thèse s'inscrit dans le cadre général des études de modélisation des propriétés des matériaux organiques solides utilisés dans l'industrie électrique et électronique. Un intérêt particulier a été porté au LDPE, qui est largement utilisé dans le câble électrique haut tension.

L'objectif principal de ce travail était de comprendre les mécanismes de transport dans les isolants solides soumis à une contrainte électrique afin de prévoir l'injection de charges dans l'isolant qui est souvent synonyme de vieillissement du matériau et de rupture de l'isolant. Pour atteindre cet objectif, nous avons développé un modèle physique relatif au transport bipolaire de charges dans un polyéthylène basse densité (LDPE) sous tension continue appliquée. Ce modèle de transports bipolaire qui consiste des charges injectées aux électrodes, ces charges injectées migrent vers l'électrode opposite via une mobilité effective, traduisant le possible piégeage et dépiégeage des charges dans des pièges peu profonds. L'injection des charges se fait selon la loi de Schottky. Le piégeage est pris en compte en ne considérant qu'un seul niveau de pièges profonds pour chaque espèce de charges, et qui correspond aux pièges chimiques dans lesquels les charges piégées ont un temps de résidence long, et nous considérons les pièges peu profonds qui correspond aux pièges physiques contribuent à la conduction au cours de l'application de la tension ayant des temps de résidence très courts. Pour chaque espèce mobile et piégée, la recombinaison est prise en compte, quatre types de recombinaison entre électron-trou ont été considérés : électron mobile- trou mobile, électron mobile-trou piégé, électron piégé-trou mobile et électron piégé-trou piégé.

Apres la présentation du notre modèle physique, nous avons montré la difficulté de la résolution numérique des équations nécessaires du modèle. Trois modèles numériques ont été bien choisis dans le but d'avoir une bonne équivalence entre les aspects physiques et mathématiques-numériques. En effet, nous avons appliqué la méthode des éléments finis pour la résolution de l'équation de Poisson afin de déterminer la distribution du champ électrique. Le modèle de Léonard est ensuite appliqué à l'équation de continuité sans prise en compte des termes sources. Le troisième modèle numérique a été choisi, la méthode de Runge Kutta d'ordre plus élevé pour déterminer les densités des électrons et des trous.

Les résultats principaux du notre modèle par l'application d'une contrainte électrique continue avec des paramètres choisis d'une manière symétrique pour les électrons et les trous, ont

montré que le type de charge dominant la dynamique de l'évolution de l'état électrique du matériau dépend de la tension appliquée. Pour faible tension, le transport des charges dominé par les charges piégées, le taux nets de recombinaison est dominé par la recombinaison électron piégé- trou piégé, le courant externe augmente rapidement jusqu' à atteindre un maximum et décroit et tend vers un état stationnaire.
Par contre, en moyenne tension le transport des charges dominé par les paquets de charges mobiles, et le taux est dominé par les recombinaisons : électron piégé-trou mobile et électron mobile-trou piégé, et le courant externe augmente rapidement jusqu' à atteindre l'état stationnaire sans diminuer. Pendant l'application de la moyenne tension, nous avons observé une apparition du phénomène de paquets de charges mobiles représentés par des lobes. Nous avons montré aussi le phénomène de claquage qui produit pendant l'application de la haute tension qui entraîne l'amplification de la conduction dans l'échantillon. Le poste de claquage est présenté par un pic sur les profils de courant externe qui se produit pendant l'état stationnaire.

L'influence de chaque paramètre du modèle sur les résultats numériques est étudiée dans le quatrième chapitre ce qui nous a permis de connaître leurs rôles dans les calculs. Cette étape est primordiale pour l'ajustement des paramètres afin de trouver un ensemble unique de paramètre qui nous permettra d'obtenir les résultats les plus cohérents par rapport aux expériences. Nous avons aussi comparé les résultats numériques de dynamique des charges d'espace entre la mobilité effective constante et des mobilités dépendent du champ électrique (Hopping- Poole-frenkel) dans le volume du polyéthylène. Nous avons remarqué que la mobilité de poole-frenkel est plus sensible au champ électrique par rapport la mobilité de hopping.
Le modèle développé permis de comprendre le comportement de charge d'espace sous différent tensions appliquées mais reste restrictif, puisque il ne prend pas en compte plusieurs phénomènes physiques qui peuvent contribuer au transport des charges comme la génération interne, la conduction ionique, la diffusion, la dissociation, etc. De plus, quel que soit le matériau, il est impossible de connaître parfaitement les paramètres physiques le caractérisant. Ceci implique qu'il est actuellement nécessaire de faire des hypothèses simplificatrices sur les mécanismes en jeu.

Un second modèle bipolaire développé en parallèle à ce travail [*Badj*], pour étudier le transport de charges dans un isolant multicouche (PE et FEP), avec une attention particulière portée aux interfaces entre électrode et diélectrique, entre deux diélectriques de même nature et entre

deux diélectriques de nature différente. Les résultats de ce modèle comparé avec les résultats expérimentaux de Rogti [*Rog 08/09/10/12*].

Une des évolutions futures, nous adopterons sur les matériaux polymères nanocomposites ont été considérés comme les matériaux d'isolations de la nouvelle génération avec l'intention de promouvoir la performance d'isolation par l'augmentation ses propriétés électriques. Nous allons nous concentrer sur notre étude sur le phénomène de la suppression de charge accumulée dans les isolants polyéthylènes nanocomposite, en particulier (LDPE/MgO, LDPE/ZnO, LDPE,$Al_2O_3$). L'incorporation de nanoparticules dans les polymères peut modifier l'énergie du piège, la densité du piège, la mobilité des porteurs et la barrière d'injection des matériaux. Nous allons utiliser ses paramètres établit une connexion entre l'incorporation de nanoparticules et l'accumulation de la charge d'espace dans les matériaux nanodiélectrique, et que ce domaine reste relativement inconnu.

# Référence Bibliographies

# Référence


**A**

**[*Alb 92*]: Albert J. Valocchi,Michael Malmstead, "*Accuracy of operator splitting for advection-dispersion-reaction problems*". DOI: 10.1029/92WR00423. Vol: 28, Pages: 1471–1476May 1992**

**[*Ali 94*]: J. M. Alison, and R. M. Hill, "*A Model for Bipolar Charge Transport, Trappingand Recombination in Degassed Crosslinked Polyethylene*", J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 27, pp. 1291-1299, 1994.**

**[*Ali 98*] : J.M Alison. "*A high field pulsed electroacoustic apparatus for space charge and external circuit current measurement within solid insulators*", Meas. Sci. Technol. 9 (1998) 1737-1750.**

**[*Amel 13*]: Amal Gargouri, Imed Boukhris, Ezzeddine Belgaroui, Ali Kallel. "*Packet charge dynamic in thin polyethylene under high dc voltage*". J Theor Appl Phys (2013) 7: 29. doi:10.1186/2251-7235-7-29**

**[*Aub* 08] : E. Aubert, "*Diagnostic optique du vieillissement électrique des résines époxydes sous faible champ électrique*", Thèse d'Université de Toulouse III, 2008.**

**B**

**[*Bau 08*]: F.Baudoin, S Le Roy, G Teyssedre and C Laurent. "*Bipolar charge transport model with trapping and recombination: an analysis of the current versus applied electric field characteristic in steady state conditions* ". J. Phys. D: Appl. Phys. 41 (2008) 025306 (10pp).**

**[*Bau 13*]: F. Baudoin, C. Laurent, S. Le Roy and G. Teyssedre. "Influence *of the transport mechanism on simulated charge packet propagation in polyethylene*". Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 2013.**

**[*Bel 07*]: E.Belgaroui, I.Boukhris, A.Kallel, G.Teyssedre andC.Larent "*A new numerical model applied to bipolar charge transport, trapping and recombination under low and high dc voltages*". J. Phys. D: Appl. Phys. 40 (2007) 6760–6767.**

**[*Bel 09*] : E,Belgaroui. I,Boukhris, A.Kallel. "*Transient and steady-state currents in polyethylene film under low and high dc voltages*". Eur. Phys. J. Appl. Phys.48, 20404 (2009)**

**[*Ber* 99] : B.S. Bernstein and A.T William, "*Electrical Power Cable Engineering*", chapter1 & 5. Washington DC: Marcel Dekker, Inc., 1999.**

**[*Bouf 05*] : F. Boufayed, S. Leroy, G. Teysskdre, C. Laurent, P. SCgur, L.A. Dissado, and G.C. Montanari, "*Simulation of bipolar charge transport in polyethylene featuring trapping and hopping conduction through an exponential distribution of traps*". ISEIM 2, 340 (2005).**

**[*Bouf 06*] : F. Boufayed, *"Simulation du transport électrique dans un polyéthylène pour câble d'énergie par un modèle de conduction bipolaire avec distribution exponentielle de pièges* ". thèse de doctorat', l'Université Toulouse III – Paul Sabatier ,2006.**

**[*Bouf.2 06*] : F. Boufayed, G. Teyssedre, C. Laurent, S. Le Roy, L. A. Dissado and P. Segur, G. C. Montanari. "*Models of Bipolar Charge Transport in Polyethylene*," J. Appl. Phys., Vol. 100, No. 10, pp. 104105(10 pp), 2006.**

[Bouk 14] : H.Boukhari, F.Rogti, " Numerical modelling for bipolar charge transport in polyethylene under high DC applied voltage". CISTEM, Tunis ,( 2014)

**[*Bouk 15*] : H.Boukhari, F.Rogti. "*Numerical Modeling of Charge Transport in Polymer Materials Under DC Continuous Electrical Stress*". Trans. Electr. Electron. Mater. 16, 107 (2015).**

**[*Bouk 16*] : H.Boukhari, F.Rogti. "*Simulation of Space Charge Dynamic in Polyethylene Under DC Continuous Electrical Stress*". Journal of Elec Materi (2016). DOI: 10.1007/s11664-016-4723-y**

**[*Bla 01*]: G. Blaise, "*Charge Localization and Transport in Disordered Dielectric Materials*", J. Electrostatics, vol. 50, pp. 69-89, 2001.**

**[*Bog 04*] : S. Boggs, "*A Rational Consideration of Space Charge*", IEEE Electrical Insulation Magazine, vol. 20, n° 4, pp. 22-27, 2004.**

**C**

**[*Che 01*] : G. Chen, T. Y. G. Tay and A. E. Davies, "*Electrodes and Charge Injection in LDPE*", IEEE Trans. Diel. Electr. Insul. Vol. 8, 2001, pp. 867-873.**

**[*Che 05* ] : G. Chen, "Interfaces *and Space Charge in Polymeric Insulating Materials*," in *MRS 2005 Fall Meeting*, Boston, 2005.**

**[*Che 08*] : G. Chen and Z. Xu. "*Space charge dynamics in low density polyethylene under DC electric fields*" J. Phys: Conf. Ser. (2008). doi: 10.1088/1742-6596/142/1/012008.**

**[*Cho 13*]: S. Chouikhi, I. Boukhris, E. Belgaroui, A. Kallel, " *Space charge packets in polyethylene nano-scales under DC applied voltages*", J. Electrost. 71 (1) (2013) 14-20.**

**[*Cho 14*]: S. Chouikhia, F. Boughariou, I. Boukhris, A. Kallel, and E. Belgaroui. " *Regenerated charge packet dynamics in polyethylene films under dc high applied fields*" Eur. Phys. J. Plus (2014) 129: 210**

**[*Cig 02*] : Cigre Joint Task Force 21/15, "*Interfaces in accessories for extruded HV and EHV cables*",Electra, N° 203, 2002, pp. 53-59.**

**[*Coel 93*] : R. Coelho, B. Aladenize, "*Les diélectriques : propriétés diélectrique des matériaux isolants*", Hermès, Paris, 1993.**

**D**

**[*Dao 13* ] : Daomin Min and Shengtao Li. "*A Comparison of Numerical Methods for Charge Transport Simulation in Insulating Materials*". *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 20, No. 3; June 2013***

**[*Dia 04*] : R. Díaz-Calleja and E. Riande, "*Comparative study of mechanical and dielectric relaxations in polymers,*" *Materials Science and Engineering A*, vol. 370, pp. 21-33, 2004.**

**[*Dis 92*]: L. A. Dissado and J. C. Fothergill, "*Electrical degradation and breakdown in polymers*". London, United Kingdom: Peter Peregrinus Ltd, 1992.**

**[*Dua 88*] : Duatary R and Louis Lions J 1988 "*Analyse mathématique et calcul numérique* vol 9 (Paris: Masson)**

**[*Dwy 73*]: J. J. O'Dwyer, "*The theory of electrical conduction and breakdown of solid*". Oxford: Clarendon Press, 1973.**

**F**

**[*Fab 09*]:D. Fabiani, G. Montanari, L. Dissado, C. Laurent, and G. Teyssedre, "*Fast and slow charge packets in polymeric materials under DC stress,*" *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation,* vol. 16, pp. 241-250,2009.**

**[*Fou 86*] :R. Fournie, " *Les isolants en électrotechnique, conceps et théories*",Eyrolles, 1986.**

**[*Fot* 03] : J. C. Fothergill, G. C. Montanari, G. C. Stevens, C. Laurent, G. Teyssedre, L. A. Dissado, U. H. Nilsson, and G. Platbrood, "*Electrical, microstructural, physical and chemical characterization of HV XLPE cable peelings for an electrical aging diagnostic data base,*" *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*", vol. 10, pp. 514-527, 2003.**

**[*Fow 28*]: R. H. Fowler and L. Nordheim, "*Electron Emission in Intense Electrical Field,*"*Proceedings of the Royal Society*, vol. 119, 1928.**

**[*Fuk 04*] : K. Fukunaga, "*Innovative PEA space charge measurement systems for industrial applications*", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 20.pp. 18-26, 2004.**

**[*Fuku 94* ]: M. Fukuma, M. Nagao, and M. Kosaki, "*Computer Analysis on Transient Space Charge Distribution in Polymer*", proc. International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials, Brisbane, AUSTRALIE, pp. 24-27, 1994.**

**H**

**[*Hor 03*] : T. Hori, K. Kaneko, T. Mizutani, and M. Ishioka, "*Effects of electrodes on space charge in low-density polyethylene,*" in Proceedings of the 7th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials 2003, pp. 855-858 vol.3.**

**[*Hoz 94*]: N. Hozumi, H. Suzuki, T. Okamoto, K. Watanabe, and A. Watanabe, "*Direct observation of time-dependent space charge profiles in XLPE cable under high electric fields*" *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation,* vol.1, pp. 1068-1076, 1994.**

**[*Hoz 98*]: N. Hozumi, T. Takeda, H. Suzuki, and T. Okamoto, "*Space charge behavior in XLPE cable insulation under 0.2-1.2 MV/cm dc fields,*" *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation,* vol. 5, pp. 82-90, 1998.**

**I**

**[*Imd 10*] : I.Boukhris. "*Modélisation du transport de charges dans les isolants synthétiques sous contraintes électriques*", 'thèse de doctorat', Université de Sfax, 2010.**

**[*Imd.2 10*]: I.Boukhris ,A,Belgaroui. A,Kallel. " *A bipolar transport model for polyethylene films under low dynamics of space charge current*". J. Elect. Eng: Theory Appl. 1, 120 (2010).**

**[*Imd 12*]: I.Boukhris ,A,Belgaroui. A,Kallel. : " Post breakdown and lifetime of low density polyethylene film under generated transient charge packets". Eur. Phys. J. Appl. Phys. 60, 10203 (2012)**

**[*Imd 13*]: I.Boukhris, Amal Gargouri, Ezzeddine Belgaroui and Ali Kallel. "*Recombination phenomenon in polyethylene under space charge dynamics and its effects on the external current evolution*". Journal of Theoretical and Applied Physics 2013, 7:18**

**K**

**[*Kan 99*]: K. Kaneko, T. Mizutani, and Y. Suzuoki, "*Computer simulation on formation of space charge packets in XLPE films,*" *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation,* vol. 6, pp. 152-158, 1999.**

**[*Kan 01*]: K. Kaneko, Y. Suzuoki, and T. Mizutani, "*Transient Current and Space Charge Behaviour due to Double Injection*", proc. International Symposium on Electrical Insulating Materials, Himeji, JAPAN, pp. 44-47, 2001.**

**[*Kha*l 97] : M. Salah Khalil, "*International research and development trends and problems of HVDC cables with polymeric insulation,*" *IEEE Electrical Insulation Magazine,* vol. 13, pp. 35-47, 1997.**

**[*Kon 96*]: H. Kon, Y. Suzuoki, T. Mizutani, M. Ieda, and N. Yoshifuji, "*Packet-like space charges and conduction current in polyethylene cable insulation,*" *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* vol. 3, pp. 380-385, 1996.**

**[*Kub 94*] : T. Kubota, Y. Takahashi, S. Sakuma, M. Watanabe, M. Kanaoka, and H. Yamanouchi, "*Development of 500-kV XLPE cables and accessories for long distance underground transmission line-Part I: insulation design of cables,*"*Power Delivery, IEEE Transactions on,* vol. 9, pp. 1741-1749, 1994.**

**[*Kwa 04*] : Kwan Chi Kao."*DIELECTRIC PHENOMENA IN SOLIDS*". Elsevier Academic Press,USA (2004)**

**L**

**[*Lam 70*]: M. A. Lampert and P. Mark, " *Current Injection in Solids*". New York and London: Academic Press, 1970.**

**[*Lau 98*] : C. Laurent, "Diélectriques solides et charge d'espace," *Traité de Génie Electrique - Techniques de l'ingénieur*, vol. D2, pp. 305-13, 1998.**

**[*Lau 13*] : C. Laurent, G. Teyssedre, S. Le Roy and F. Baudoin "*Charge Dynamics and its Energetic Features in Polymeric Materials*" IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 20, No. 2; April 2013.**

**[*Led 84*]: M. Ieda, "Electrical Conduction and Carrier Traps in Polymeric Materials," *Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. EI-19, pp. 162-178, 1984.**

**[*Leo 88*]: Leonard B P "*NASA Technical Memorandum Universal limiter for transient interpolation modelling of the advective transport equations: The ultimate conservative difference scheme* ", Septembre (1988). 100916 ICOMP-88-11**

**[*Leo.2 88*]: Leonard B P, "*NASA Technical Memorandum A cost-effective strategy for nonoscillatory convection without clipping* ", Mars (1998). 102538. ICOMP-80-09.**

**[*Lv 13*] : Z. Lv, X. Wang, K. Wu, X. Chen, Y. Cheng et L.Dissado, "*Dependence of charge accumulation on sample thickness in Nano-SiO2 doped IDPE* ", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 20, pp. 337-345, 2013.**

**M**

**[*Mae 85*]: T. Maeno, H. Kushibe, T. Takada et C.M. Cooke, " *Pulsed Electro-acoustic Method for the Measurement of Volume Charges in E-Beam Irradiated PMMA* ", 1985Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP), New York, USA, pp. 389-397, 1985.**

**[*Mat 05* ]: K. Matsui, Y. Tanaka, T. Takada, T. Fukao, K. Fukunaga, T. Maeno, and J. M.Alison, "Space *charge behavior in low density polyethylene at pre-breakdown*," IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 12, pp. 406-415, 2005.**

**[*Mat 08*]: K. Matsui, Y. Tanaka, T. Takada, and T. Maeno, "*Numerical analysis of packet like charge behavior in low-density polyethylene under DC high electric field*," IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 15, pp. 841- 850, 2008.**

**[ *Meu 00*]: M. Meunier, N. Quirke "*Molecular modeling of electron trapping in polymer insulators*", J. Chem. Phys. vol. 113, pp. 369-376, 2000.**

**[*Meu 01*]: M. Meunier, N. Quirke, "*Molecular modeling of electron traps in polymer insulator: chemical defects and impurities*", J. Chem. Phys., vol. 115, pp. 2876- 2881, 2001.**

**[*Min 12*]: D. Min, M. Cho, S. Li et A. Khan, " *Charge transport properties of insulator srevealed by surface potential decay experiment and bipolar charge transport model with genetic algorithm* ", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical insul.vol. 19, pp. 2206-2215, 2012**

**[*Mon 05*] : G. C. Montanari, C. Laurent, G. Teyssedre, A. Campus and U. H. Nilsson, "*From LDPE to XLPE: Investigating the Change of Electrical Properties*", IEEE Trans. Diel. Electr. Insul., Vol. 12, 2005, pp. 438-446.**

**[*Mon 06*] : G. C. Montanari and D. Fabiani, "*Evaluation of dc Insulation Performance Based on Space- Charge measurements and Accelerated Life Tests*", IEEE Trans. Diel. Electr. Insul., Vol. 13, 2006, pp. 903-916.**

**[Mot 48]: N. F. Mott and R. W. Gurney, "*Electronic Processes in Ionic Crystals*", 2nd edition (reprinted by Dover, New York) ed. London: Oxford U.P, 1948.**

**P**

**[*Pha 09*] : C.D. Pham, " *Cartographie de charges d'espace par méthode FLIMM / Complémentarité avec les méthodes PEA et TPT* ", Thèse de doctorat, Université Toulouse III – Paul Sabatier, 2009**

**R**

**[*Rdy 84*]: Reddy J N. " *An Introduction to the Finite Element Method* ", McGraw- Hill M Slaughter and S Hazlett, Halliday Lithograph Corporation (U S A), (1984)**

**[*Red 99*] : Rade L and Westergren B, " *Mathematics Handbook for Science and Engineering* ",4th ed. (Springer Verlag, Berlin), (1999).**

**[*Rog 08*] : F.Rogti A. Mekhaldi, C.Laurent "*Space charge behaviour at physical interfaces in cross-linked polyethylene under DC field*" . IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. Vol. 15, No. 5; October 2008 1070-9878/08/$25.00 - 2008 IEEE, pp.1478-1485.**

**[*Rog 09*] : F.Rogti "*Rôle des interfaces métal/diélectrique et diélectrique /diélectrique dans la formation des charge d'espace dans les polymères sous contrainte continue* ". Thèse de doctorat, Ecole Nationale Polytechnique-*2009***

[*Rog.2 09*] : F. Rogti, "*Effect of the interfaces polymeric /electrode and polymeric /polymeric on the formation of the space charges in an insulator polyethylene subjected to a continuous electric field*".

[*Rog 15*] : F. Rogti, " *Effect of Temperature on Formation and Stability of Shallow Trap at a Dielectric Interface of the Multilayer* " J. Journal of Electronic Materials 44(0361-5235):1-8 · September 2015

[*Roy 03*] : S. Le Roy, G. Teyssedre, and C. Laurent, "*Numerical Model for Studying Dynamic Space Charge Behavior in Polyethylene*".IEEE Conference on ICPADM (2003), p. 859.

[*Roy 04*] : S.Leroy ."*Modélisation numérique des phénomènes de transport électrique dans un isolant polyéthylène sous contrainte électrique*". Thèse de doctorat, l'Université Toulouse III – Paul Sabatier ,2004.

[*Roy.2 04*]: S. Le Roy, P. Segur, G. Teyssedre and C. Laurent, "*Description of bipolar charge transport in polyethylene using a fluid model with a constant mobility: model prediction*", J.Phys. D:Appl. Phys, Vol. 37, pp. 298-305, 2004.

[*Roy 05*]: S. Le Roy, G. Teyssedre and C. Laurent. "*Charge Transport and Dissipative Processes in Insulating Polymers: Experiments and Model*". IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 12, No. 4; August 2005.

[*Roy 06*] : S. Le Roy, G. Teyssedre and C. Laurent " *Numerical Methods in the Simulation of Charge Transport in Solid Dielectrics*". IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 13, No. 2; April 2006

[*Ruh 01*]: Ruhstaller B, Carter S A, Barth S, Riel H, Scott J C, "*Transient and steady-state behavior of space charges in multilayer organic light-emitting diodes*". J. Appl. Phys., 89, p. 8, (2001).

**S**

**[*Seg 00*] : I. Segui, "*Diélectriques. Courants de conduction,*" Techniques de l'Ingénieur, Pack Génie électrique, vol. D2301, pp. 1-12, 2000.**

**[*Sghi* 11] : *T.SEGHIR. "Etude des décharges partielles et leur influence de l'apparition des arborescences dans la couche isolant dans le cable haute tension* ", Thèse de doctorat, l'Université de Biskra ,2011.**

**[*Sim 71*]: J. G. Simmons, " *DC conduction in thin films*". London: Mills & Boon 1971.**

**[*Son 75*] : T. J. Sonnonstine and M. M. Perlman, "Surface-potentialdecay in insulators with field-dependent mobility and injection efficiency," Journal of Applied Physics, vol. 46, pp. 3975-**

**3981, 1975.**

**T**

**[*Tak 92*] : Y. Li, and T. Takada, "*Experimental Observation of Charge Transport and Injection in XLPE at Polarity Reversal*". J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 25, pp. 704-716, 1992.**
**[*Tak 94*]: Y. Li and T. Takada, "*Progress in space charge measurement of solid insulating materials in Japan,*" IEEE Electrical Insulation Magazine, vol. 10, pp. 16-28, 1994.**
**[*Talb 11*] : M. Taleb, " *Phénomènes aux interfaces des isolants : mesure et simulation*", Thèse de doctorat, Université Toulouse III, Toulouse, France, 2011.**
**[*Tey 10*] : G. Teyssedre and L. Boudou, "*Polymères et composites pour l'électrotechnique*". Traité de Génie Electrique - Techniques de l'ingénieur, vol. D2, pp. 335-19, 2010.**
**[*Thé 82*] : Théodor R "*Initiation à l'analyse numérique* " (Masson, Paris), (1982).**

**[*Thi14*] : Thi Thu Nga VU "*Étude des phénomènes de charges d'espace dans des matériaux de câbles et câbles modèles destinés à des applications au transport d'énergie en Haute Tension Continue (HVDC)* ". Thèse de doctorat , l'Université Toulouse III – Paul Sabatier ,2014.**

**[*Tia 11* ] : J.Tian, Y.Zhou and Y.Wang. "*Simulation of Space Charge Dynamics in Low-density Polyethylene under External Electric Field andbInjection Barrier Heights using Discontinuous Galerkin Method*". IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 18, No. 5; October 2011.**
**[*Tou 07*] : A. Toureille, P. Nothinger, J. Castellon, and S. Agnel, "*Les charges d'espace : définition, historique, mesure,*" in *Matériaux diélectriques pour le génie électrique 1*, vol. 1. Paris: Hermes–Lavoisier, 2007, pp. 151-164.**
**[*Tung 11*] : *TungTran Anh.* "*Corrélation entre les charges d'espace accumulées et les déformations mécaniques induites dans des isolants organiques solides soumis à un champ électrique*". Thèse de doctorat, l'Université Toulouse III – PaulSabatier ,2014.**

**V**

**[*Viss* 11] *B.VISSOUVANADIN.* "*Matériaux de câble à isolation synthétique pour des applications au transport d'énergie HVDC*", Thèse de doctorat , l'Université Toulouse III – PaulSabatier ,2014.**
**[*Viss 14*] B. *VISSOUVANADIN*, T.T.N. Vu, L. Berquez, S. Le Roy, G. Teyssèdre et C. Laurent, " *Deconvolution techniques for space charge recovery using pulsed electroacoustic method in coaxial geometry* ", IEEE Transactions on Dielectrics and Electrica lInsulation, Vol. 21, pp. 821‑828, 2014.**

**W**

**[*Wak 90*] : K. Wakino, Y. Tsujimoto, K. Morimoto, and N. Ushio, "*Technological progress in materials application for electronic capacitors in Japan,*" Electrical Insulation Magazine, IEEE, vol. 6, pp. 29-43, 1990.**

**X**

**[*Xia 11*]: J. Xia, Y. Zhang, F. Zheng, Z. An et Q. Lei, *" Numerical analysis of packet-like charge behavior in low-density polyethylene by a Gunn effect like model* ", Journal of Applied Physics, Vol. 109, pp. 034101, 2011.**

**Z**

**[*Zha 14*] : L. Zhang, Y. Zhou, J. Tian, Y. Sha, and Y. Zhang. "*Experiment and simulation of space charge suppression in LDPE/MgO nanocomposite under external DC electric field*" J.Electrostat. 72, 252 (2014).**

**[*Zhao 12*]: J.Zhao. "*Dynamics of space charge and electroluminescence modeling in polyethylene*". Phd thesis,University of Southampton, 2012**

**[*Zhao.2 12*] : J. Zhao, G. Chen, and P. L. Lewin. «Investigation *into the formation of charge packets in polyethylene: Experiment and simulation*".J. Appl. Phys. 112, 034116 (2012).**

**[*Zho 15*] : C. Zhou, G. Chen. "*Space Charge Behaviours in Polyethylene Under Combined AC and DC Electric Fields*". High Voltage Engineering. Vol.41, No.4: 1167-1177(2015)**