



جامعة بجاية
Tasdawit n'Bgayet
Université de Béjaïa



Faculté de la
Technologie
كلية
التكنولوجيا
Université de Béjaïa

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Abderrahmane MIRA-Bejaia

Faculté de Technologie

Département de Génie Electrique

Filière : Electrotechnique

Mémoire de fin de cycle

En vue de l'obtention de diplôme master en électrotechnique

Option : Automatismes Industriels.

Thème

*Evaluation de la quantité de décharge partielle
dans une vacuole piégée dans un matériau
diélectrique solide sous haute tension*

Elaboré par :

M^{elle} : KESSI OURDIA

Encadré par :

M^{elle} : N.ROUHA

Promotion 2011/ 2012

Remerciements

Je remercie Dieu le tout puissant et grâce à l'énergie et le courage qu'il m'a donné, j'ai pu entamer et finaliser ce projet de fin d'études.

Je tiens à remercier très sincèrement ma promotrice Mademoiselle ROUHA NACERA, enseignante à l'université de Bejaia, << Abderrahmane Mira >> d'avoir accepté de m'encadrer et de lui exprimer ma profonde gratitude pour sa disponibilité, ses encouragements, ses conseils précieux qu'elle a apportés pour la concrétisation de ce mémoire de fin d'étude.

Je tiens aussi à remercier chaleureusement l'ensemble des enseignants qui m'ont enseigné au département de l'électrotechnique, durant le cursus universitaire sans oublier surtout tous les membres de jury qui m'ont fait l'honneur de juger et d'examiner ce projet de fin d'études accompli.

Au terme de ce travail, j'adresse de vives reconnaissances à Monsieur: M. Azzi pour son aide, ses suggestions utiles et discussions constructives sur plusieurs points du thème de recherche et à tous ceux qui m'ont soutenu de près ou de loin dans la réalisation de ce projet, à savoir tous les membres de ma famille et mes amis.

Merci mille fois à tous !

Dédicaces

Je dédie ce mémoire de fin d'étude :

A toute ma famille.

A mon défunt grand-père, qui a toujours souhaité me voir réussir dans mes études, à ma grand-mère.

A mon cher papa et ma chère maman qui n'ont ménagé aucun effort, durant tout mon cursus scolaire pour ma réussite, que dieu les protèges.

A mes frères et sœurs.

*A tous ceux qui me connaissent ; surtout mes amis intimes en particulier
S.Telmat.*

Sommaire

Liste des figures	
Liste des tableaux	
Liste des abréviations	
Introduction générale	

Chapitre I Etude bibliographique

I.1 Introduction.....	3
I.2.Généralités sur le phénomène d'arborescence.....	3
I.2.1. classification des arborescences.....	3
I.2.2. Les arborescences électrochimiques.....	4
I.2.2.1. Arborescences d'eau.....	4
I.2.2.1.1. Structure et formes des arborescences d'eau.....	4
I.2.2.1.2. Phase d'évolution des arborescences d'eau.....	5
a. Amorçage ou incubation.....	5
b. La propagation.....	5
c. Evolution vers le claquage.....	5
I.2.2.1.3. Mécanisme d'évolution des arborescences d'eau.....	5
a. Mécanisme de décharges partielles.....	5
b. Mécanisme électrochimique.....	6
c. Mécanisme thermique.....	6
d. Effets mécaniques des forces électriques.....	6
I.2.2.2. Arborescences chimiques.....	6
I.2.3. Arborescences électriques.....	6
I.2.3.1. Les phases d'évolution des arborescences électriques.....	7
a. Phase d'initiation.....	7
b. Phase de propagation.....	7
c. Phase d'avalanche de claquage.....	7
I.2.3.2. Mécanismes d'évolution des arborescences électriques.....	8

a. Action des électrons chauds sur la structure du polymère	8
b. Rupture électromécanique du matériau	8
c. Action des décharges partielles	9
I.2.3.2.2. Mécanisme de propagation	9
a. Mécanismes électriques	9
b. Mécanisme thermique	9
I.2.4. Moyens permettant de limiter le phénomène de dégradation par l'arborescence	10
I.3. Décharges Partielles	11
I.3.1. Définition d'une décharge partielle	11
I.3.2. Généralité sur les décharges partielles	12
a. Les décharges superficielles	12
b. Les décharges transversales	12
I.3.4. Méthodes de mesure et de détection des décharges partielles	13
a. Méthode chimique	13
b. Méthode acoustique	13
c. Méthode électrique	13
d. Localisation des DP par la méthode du pont de Schering équilibré	14
e. Détection équilibrée	15
f. Traitement électronique	16
g. Localisation par ondes mobiles	18
h. Détection de la D.P par technique de déviation	18
i. Localisation des D.P. par détermination du champ électromagnétique parasite	19
I.4. Conclusion	20

Chapitre II Modélisation analytique des arborescences

II.1. Introduction	21
II.2. Pression électrostatique	21
II.3. Le modèle de l'arborescence de forme buisson	22
II.3.1. Modèle de la sphère centrée sur le centre O de la pointe haute tension	22
II.3.1.1. Equation décrivant le modèle	23
II.3.1.2. Cas d'une interface non chargée ($\sigma = 0$)	24
II.3.1.2.1. Calcul du champ électrique	24
II.3.1.2.2. Cinétique de propagation	24

II.3.1.2.3. Détermination des courants de décharge par la méthode de l'énergie de gazéification	26
II.3.1.2.4. Calcul des pertes diélectriques.....	27
II.3.1.2.5. La quantité de la décharge partielle	28
II.3.1.2.6. La tension seuil d'apparition des décharges partielle	32
II.4. Le modèle filamentaire	32
II .4.1. Equation décrivant le modèle	32
II.4.2. Cas d'une interface non chargée ($\sigma = 0$)	33
II.4.2.1. Calcul du champ électrique	33
II.4.2.2 Cinétique de propagation	33
II.4.2.3. Détermination des courants de décharge par la méthode de l'énergie de gazéification	34
II.4.3. Détermination des pertes diélectriques.....	35
II.4.4. La quantité de décharge partielle.....	36
II.4.5. La tension seuil d'apparition des décharges partielles	37
II .5. Conclusion	38

Chapitre III Simulation numérique des arborescences

III.1. Organigramme de simulation numérique des modèles d'arborescences.....	39
III.2. Présentation des paramètres de simulation.....	42
III.3. Discussion et interprétation des résultats	43
III.3.1. La cinétique de propagation	44
III.3.2.Le courant de décharge.....	48
III.3.3. Le facteur de perte diélectrique	50
III.3.4. La tension seuil d'apparition de la décharge partielle.....	53
III.3.5. La quantité de charge écoulée	56
III.4. Conclusion.....	61
Conclusion générale	62

Liste Des Figures

Fig. I.1 : représentation d'une décharge partielle dans une vacuole.....	12
Fig. I.2 : Circuit de base de mesure de la décharge partielle.....	14
Fig. I.3 : Méthode de mesure indirecte dite "en pont de SCHERING".....	15
Fig. I.4 : Ellipse de la représentation oscilloscopique en (x-y) des DPs.....	15
Fig. I.5 : Circuit de mesure.....	16
Fig. I.6 : Le câble de connexion CC.....	17
Fig. I.7 : circuit de mesure par ondes mobiles.....	18
Fig. I.8 : Les pertes diélectriques en fonction de la tension.....	19
Fig. I.9 : La sonde P pour localiser le site de décharge.....	20
Fig. II.1 : Représentation des champs électriques E_1 et E_2 des deux côtés de l'interface de la cavité.....	21
Fig. II.2 : Représentation schématique du modèle sphérique centrée sur o.....	23
Fig. II.3 : Evolution de l'arborescence.....	23
Fig. II.4 : Une sphère conductrice centrée sur le centre O de l'électrode pointe HT.....	27
Fig. II.5 : Schéma équivalent série.....	28
Fig. II.6 : schéma électrique équivalent d'une cavité dans un diélectrique solide.....	29
Fig. II.7 : Vacuole contenue dans un isolant.....	30
Fig. II.8 : Représentation schématique du modèle filamenteux (Approximation sphérique).....	33
Fig. II.9 : Schéma représentant la capacité.....	36
Fig. II.10 : schéma équivalent série.....	37
Fig. III.1 : Photos des différentes formes d'arborescences.....	40
Fig. III.2 : Organigramme du programme de simulation.....	42
Fig. III.3 : Influence du niveau de tension (continue) sur la cinétique de propagation des arborescences à $d=5\text{mm}$, $R_p=10\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MS).....	46
Fig. III.4 : Influence de la distance inter-électrode sur la cinétique de propagation des arborescences à $R_p=10\mu\text{m}$, $=15\text{kv}$ (sinusoïdale), EPDM et $\sigma = 0$ (MS).....	46
Fig. III.5 : Influence du type de polymère sur la cinétique de propagation des arborescences électrique à $U=20\text{kV}$ (continue), $d=3\text{mm}$, $R_p=5\mu\text{m}$ et $\sigma = 0$ (MF).....	47

Fig. III.6: Influence du rayon de courbure de l'aiguille HT sur la cinétique de propagation des arborescences à $U=20\text{kV}$ (sinusoïdale), $d=3\text{mm}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MF).....	47
Fig. III.7 : Influence de la nature du matériau sur la cinétique de propagation de l'arborescence électrique en fonction du temps à $U(\sim)=15\text{kV}$, $d= 3\text{mm}$ et $R_p= 5\mu\text{m}$ (MSF).....	48
Fig. III.8 : Influence de la nature du matériau sur la cinétique de propagation de l'arborescence électrique en fonction de la contrainte de champ appliqué (\sim) (MSF).....	48
Fig. III.9 : Influence du type de polymère sur l'évolution du courant de décharge à $U=20\text{kV}$ (sinusoïdale), $d=5\text{mm}$, $R_p=10\mu\text{m}$ et $\sigma = 0$ (MS).....	49
Fig. III.10 : Influence du niveau de tension (sinusoïdale) sur l'évolution du courant de décharge à $d=1\text{mm}$, $R_p=5\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MF).....	50
Fig. III.11 : Influence du rayon de courbure de l'aiguille HT sur l'évolution du courant de décharge à $d=3\text{mm}$, $U=20\text{kV}$ (sinusoïdale), EPDM et $\sigma = 0$	50
Fig. III.12 : Influence du niveau de tension (sinusoïdale) sur l'évolution du courant de décharge à $d=1\text{mm}$, $R_p=5\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MSF).....	51
Fig. III.13 : Evolution du courant de décharge en fonction de la contrainte du champ sinusoïdal appliqué (MSF).....	51
Fig. III.14 : Influence du rayon de courbure de l'aiguille HT sur la variation du facteur de pertes diélectrique, à $U=10\text{kV}$ (sinusoïdale), $d=5\text{mm}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MS).....	52
Fig. III.15 : Influence du niveau de tension sur l'évolution du facteur de perte à $d=3\text{mm}$, $R_p=5\mu\text{m}$ (sinusoïdale), EPDM et $\sigma = 0$ (mf).....	53
Fig. III.16 : Influence du rayon de courbure sur l'évolution du facteur de perte à $d=3\text{mm}$, $U=15\text{KV}$ (sinusoïdale), et $\sigma = 0$ (MSF).....	53
Fig. III.17 : Influence du type de polymère sur l'évolution du facteur de perte en fonction de la contrainte du champ électrique appliqué (sinusoïdale) (MSF).....	54
Fig. III.18 : Influence de la distance inter-électrode sur l'évolution de la tension seuil d'apparition de décharge à $U=15\text{kV}$, $R_p=10\mu\text{m}$ (sinusoïdale), EPDM et $\sigma = 0$ (ms).....	55
Fig. III.19 : Influence du rayon de courbure sur l'évolution de la tension seuil d'apparition de décharge à $U=20\text{kV}$, $d=3\mu\text{m}$ (sinusoïdale), EPDM et $\sigma = 0$ (mf).....	55
Fig. III.20 : Variation de la tension seuil d'apparition des décharges partielles en fonction du temps pour l'EPDM et le PVC (MSF).....	56

Fig. III.21 : Influence du niveau de tension (sinusoïdale) sur l'évolution de la tension seuil d'apparition des décharges partielles à $d=5\text{mm}$, $R_p=10\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MS).....	56
Fig. III.22 : Influence du niveau de tension (sinusoïdale) sur l'évolution de la tension seuil d'apparition des décharges partielles à $d=5\text{mm}$, $R_p=10\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MF).....	57
Fig. III.23 : Variation de la tension seuil d'apparition des décharges partielles en fonction de la cinétique de propagation dans l'EPDM et le PVC (MSF).....	57
Fig. III.24 : Influence du type de polymère sur l'évolution de la tension seuil d'apparition des décharges partielles en fonction de la contrainte de champ appliquée (MSF)....	58
Fig. III.25 : Influence du niveau de tension (continue) sur l'évolution de la quantité de charge à $d=5\text{mm}$, $R_p=10\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MS).....	59
Fig. III.26 : Influence de la distance inter-électrodes sur l'évolution de la quantité de décharge à $r_p=10\mu\text{m}$, $U=15\text{kV}$ (sinusoïdale), EPDM et $\sigma = 0$ (MS).....	59
Fig. III.27 : Influence du niveau de tension (sinusoïdale) sur l'évolution de la quantité de charge à $d= 5 \text{ mm}$, $R_p= 10\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MF).....	60
Fig. III.28 : Influence de la distance inter-électrode sur l'évolution de la quantité de charge à $U= 15\text{k}$ (sinusoïdale), $R_p= 5\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MSF).....	60
Fig. III.29 : Influence du type de polymère sur l'évolution de la quantité de charges partielles à $U= 15$ (sinusoïdale), $R_p= 5\mu\text{m}$ et $d=1\text{mm}$, $\sigma = 0$ (MSF).....	61
Fig. III.30 : Corrélation entre le champ électrique, la longueur de l'arborescence et la quantité de décharge partielle à $U=10\text{kV}$ (\sim), $d=3\text{mm}$, $R_p=5\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MS).....	62
Fig. III.31 : Corrélation entre le champ électrique, la longueur de l'arborescence et la quantité de décharge partielle avec $U=20\text{kV}$ (\sim), $d=1\text{mm}$, $R_p=5\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MF).....	62

Liste des tableaux

Tableau III.1: corrélation entre formes, diamètres des canaux d'arborescences et valeurs maximum du champ électrique.....	41
Tableau (III.2) : Caractéristiques des polymères utilisés.....	43
Tableau (III.3) : Caractéristiques des arborescences électriques.....	44
Tableau (III.4) : Facteurs de corrections.....	44

Liste des abréviations

Notation	Signification	Unité
a	Rayon de la cavité	m
c	Capacité	F
C_b	capacité de l'isolation saine au droit de la cavité	F
C_c	capacité de la vacuole siège de décharges	F
c_d	capacité du diélectrique saint	F
c_p	capacité parallèle	F
c_s	capacité série	F
d	distance inter-électrodes	m
d_c	distance critique	m
e_c	la profondeur de la cavité	m
E	champ électrique	v/m
E_c	énergie cinétique de l'arborescence	J
E_l	champ électrique local induit par le champ électrique extérieur appliqué	v/m
E_{loc}	champ électrique local	v/m
E_0	champ électrique	v/m
E_1	champ électrique dans le diélectrique saint	v/m
E_{1n}	composante normale de E_1	v/m
E_{1t}	composante tangentielle de E_1	v/m
E_2	champ électrique à l'interface de la cavité	v/m
E_{2n}	composante normale de E_2	v/m
E_{2t}	composante tangentielle de E_2	v/m
F	fréquence du champ électrique	Hz
I	courant	A
i_{dc}	courant de décharge	A
J	énergie de décharge	J
J_p	énergie de gazéification du matériau	J/cm ³
k	constante de BOLTZMANN	/
ℓ	longueur de l'arborescence	m
ℓ_0	longueur initiale de l'arborescence	m
L	la longueur du cylindre	m
m	masse du solide déplacé	Kg
n_i	nombre de porteurs i	/
P_D	pertes diélectriques par unité de volume	Pa
P_e	pression électrostatique	Pa
P_{en}	composante normale de la pression électrostatique	Pa
P_{et}	composante tangentielle de la pression électrostatique	c
Q	quantité de charge	c
ΔQ	quantité de charge	m
R	rayon	m
$R1, R2$	rayons interne du cylindre	m
R	rayon de la sphère	Ohm
R_c	résistance de la cavité	M
r_p	rayon de courbure de l'aiguille pour le modèle sphérique	m
r_f	rayon de courbure de l'aiguille pour le modèle filamenteux	Ohm
R_p	résistance parallèle	Ohm
R_s	résistance série	m ²

S	surface	S
t	variable temps	s
t_b	temps de claquage	s
Δt	intervalle de temps	v
u	tension appliquée entre électrode	v
U_c	tension au borne de la cavité	v
U_m	tension maximale de u	v
U_s	la tension seuil d'apparition de la décharge partielle	v
v	différence de potentiel	m/s
v	vitesse de déplacement de l'arborescence	rad/s
w	pulsation	J
W	travail	S/m
γ	conductivité de l'isolant	S/m
γ_1	conductivité électrique de la cavité	S/m
γ_2	conductivité électrique du diélectrique saint	rad
δ	angle de pertes	F/m
ϵ_{rb}	permittivité de l'isolation saine au droit de la cavité	F/m
ϵ_{rc}	permittivité de la vacuole	F/m
ϵ	permittivité du diélectrique	F/m
ϵ_0	permittivité du vide	Kg/m ³
ρ	masse volumique du polymère	c/m ³
ρ_c	densité volumique de charge	c/m ²
σ	densité de charge surfacique	s
τ	temps de relaxation	ohm.m
φ	résistivité de la cavité gazeuse	

Introducción General

Introduction générale

La fonction du transport d'énergie électrique a été au centre des préoccupations des chercheurs dont le souci majeur est d'améliorer les performances techniques et économiques des câbles à isolation synthétiques.

Ces matériaux isolants subissent l'usure lors de leurs exploitations, ce qui se traduit par un changement de leurs propriétés chimiques et physiques, affectant ainsi leurs fonctions d'isolation.

Malgré toutes les précautions prises par les constructeurs lors de la fabrication des câbles, leur isolation présente toujours des impuretés de tailles microscopiques et de formes diverses qui sont à l'origine de leur dégradation; le champ s'y trouve amplifié et atteint une intensité de plusieurs ordre la rigidité diélectrique du matériau, ce qui conduit à la dégradation progressive de l'isolation par un mécanisme appelé «arborescence ». Ce phénomène peut évoluer jusqu'à provoquer sa perforation complète. Plusieurs types d'arborescences ont été observés se qui a suscité la curiosité et l'intérêt des chercheurs qui ont mené plusieurs investigations dans le but de mieux comprendre leurs origines et leurs évolutions.

L'objet de notre travail est de modéliser cette dégradation par un modèle mathématique décrivant l'évolution de ce défaut. Nous nous intéresserons particulièrement à l'arborescence électrique ouverte considérée conductrice de forme buisson, buisson- branche et branche, tout en prenant en considération l'influence de certains paramètres physiques qui contribuent à son développement ; à savoir le niveau de la tension appliquée, le rayon de courbure de l'électrode haute tension, la distance inter-électrodes et la densité volumique de l'isolant.

Un intérêt accru sera porté à l'évaluation de la quantité de décharge partielle qui est la cause maitresse de la dégradation du matériau isolant, comme nous déterminerons le courant de décharge et les pertes diélectriques engendrées par cette dégradation. Ceci dans la tentative de trouver une corrélation entre ces grandeurs et la longueur de l'arborescence afin de trouver un moyen de diagnostic de l'état du matériau sans avoir recours à une interruption du service.

L'organisation du plan de notre travail fait ressortir essentiellement trois chapitres qui sont définis comme suit :

Le premier chapitre présentera une étude bibliographique détaillée où sera fait le point sur les travaux antérieurs et actuels menés dans ce contexte. Nous nous appuierons sur les bases théoriques des définitions des différentes arborescences, leurs mécanismes d'initiation et d'évolution, les remèdes apportés pour freiner ce phénomène ainsi que le moyen de diagnostic de ces arborescences ; soit les décharges partielles qui s'y produisent, en passant en revue les généralités sur cette grandeur électrique et les différentes méthodes de détection et de mesure.

Le deuxième chapitre sera consacré à la modélisation analytique de l'arborescence ouverte de forme buisson et branche, par la mise en équation de la cinétique de propagation des arborescences en fonction des paramètres qui s'interfèrent ainsi qu'à la détermination de la quantité de décharge partielle, des courants de décharge et du facteur de pertes, ceci pour les deux cas de tension continue et alternative et dans le cas de l'arborescence électrique.

Le troisième chapitre sera réservé à l'exposé des résultats de simulation et leur interprétation en les comparant à ceux tirés de la littérature.

Nous finirons par une conclusion générale où nous ferons la synthèse des résultats obtenus par cette étude.

Chapitre I

Etude bibliographique.

I.1 Introduction

L'étude des arborescences a suscité un intérêt accru depuis 1950 année où les premiers travaux ont été entrepris, d'abord aux USA, puis au JAPON et en EUROPE [1].

L'arborescence a pour origine la présence de défauts et d'impuretés dans le système d'isolation qui provoquent la distorsion et l'amplification du champ électrique locale, son intensité peut parfois atteindre des valeurs voisines de la rigidité diélectrique du matériau, ce qui entraîne inéluctablement la perforation de l'isolation [2, 3].

Dans les isolants synthétiques utilisés pour la protection des câbles de transport d'énergie électrique à haute tension, la dégradation évolue à plus ou moins long terme, elle est caractérisée par la diminution de la résistance de l'isolement ainsi que la rigidité diélectrique et l'augmentation du facteur de pertes. La perforation totale de l'isolation est inévitable une fois l'arborescence est formée [1, 3, 4].

Les matériaux isolants contiennent des cavités où se produisent des décharges électriques lorsque ces premiers sont soumis à des tensions excédant une valeur critique : on parle alors de décharges partielles (DP).

Ces décharges conduisent à la détérioration du matériau diélectrique par le phénomène d'arborescence qui peut évoluer jusqu'à provoquer la perforation complète de l'isolation. De nombreux chercheurs ont apporté leur contribution à l'étude de ce phénomène.

I.2.Généralités sur le phénomène d'arborescence

I.2.1. classification des arborescences

Les arborescences sont classées selon l'endroit où elles prennent naissance dans l'isolant, et l'environnement où fonctionne celui-ci [2].

Selon l'endroit où elles prennent naissance, on distingue deux types d'arborescences :

➤ **Les arborescences ouvertes**, issues des défauts de contact écran / isolant, sont les protubérances des écrans et les vacuoles, pouvant être le résultat d'un manque de coulabilité de l'isolant à l'écran [3]. Elles sont de tailles réduites et peuvent continuer à croître dans la même direction du champ électrique, jusqu'à mettre en court-circuit l'isolant. C'est pour cette raison qu'elles sont classées comme les plus dangereuses [2, 5, 6]. Leur propagation est d'autant plus accélérée que le milieu est permissif aux pénétrations d'air et d'humidité, qui en corollaire provoquent des réactions chimiques de nature à augmenter la conductivité de l'isolant [2].

➤ **Les arborescences en nœud papillon**, prennent naissance à partir de microcavités ou inclusions internes dans l'isolation. Leur développement se fait de part et d'autre du défaut et dans la direction du champ électrique [2, 6], ce qui leur donne l'allure de papillon. Par leur limite de propagation, et contrairement aux arborescences ouvertes, elles sont classées moins dangereuses que ces premières [2].

L'environnement où fonctionne l'isolant génère deux familles d'arborescences [7].

- Les arborescences électriques.
- Les arborescences électrochimiques.

I.2.2. Les arborescences électrochimiques

La formation d'arborescence électrochimique dans des câbles a été signalée par T.TABATA en 1972 et MEYASHITA en 1971 [8]. Par la suite, de nombreuses arborescences ont été observées dans les câbles isolés au polymère, après des durées de service variant de 1 à 8 ans. La naissance des arborescences électrochimiques est due à la présence d'eau ou d'une solution dans l'environnement de l'isolation du câble associée à l'application d'une tension électrique.

On classe les arborescences électrochimiques en deux sous-familles, une dite arborescences d'eau qui prennent naissance dans les isolants fonctionnant en milieux humides, et l'autre chimiques se développant dans un environnement contenant une certaine quantité de sulfure [2].

La mesure des décharges partielles est le facteur qui permet la différenciation entre les deux catégories, car celles-ci restent indétectables dans le cas des arborescences d'eau [1].

I.2.2.1. Arborescences d'eau

L'eau nécessaire à leur formation peut se retrouver dans l'isolant soit par pénétration au cours de l'exploitation, soit par l'intérieur incidemment, lors de la jonction de deux sections. Comme il ne faut pas négliger qu'au cours de l'usinage de l'isolant, la rigueur la plus poussée ne peut éviter la présence de molécules d'eau dans l'isolant [6, 9, 10].

I.2.2.1.1. Structure et formes des arborescences d'eau

La première recherche sur les phénomènes d'arborescence d'eau a laissé présumer qu'elles sont constituées de canaux remplis d'eau, de diamètre d'ordre de micron selon certains auteurs [2, 3], avant que d'autres études viennent poser une autre interprétation du phénomène,

celle-ci est considérée formée de micro cavités non interconnexion, de diamètre compris entre 0,8 à 9,8 micromètre (μm), se propageant globalement dans la direction du champ électrique.

I.2.2.1.2. Phase d'évolution des arborescences d'eau [2, 11]

Selon la plupart des auteurs, le développement des arborescences d'eau se fait en trois phases.

a. Amorçage ou incubation

Au cours de l'usinage ou de l'exploitation, La présence d'eau augmentée par les cycles thermiques auxquels sont soumis les câbles en service combinés à l'action du champ électrique, font apparaître les premières microcavités, dans ce cas on peut parler de l'amorçage proprement dit.

b. La propagation

C'est la croissance de la structure orientée formée par les nouvelles microcavités contenant de l'eau.

c. Evolution vers le claquage

L'arborescence d'eau ne produit pas de claquage, mais en est la cause de certains. Au cours de son évolution, elle se transforme en arborescence électrique et finit par produire un claquage.

I.2.2.1.3. Mécanisme d'évolution des arborescences d'eau

Depuis la découverte des arborescences d'eau, plusieurs mécanismes ont été proposés pour expliquer leurs initiation et leurs propagation [2], parmi les mécanismes les plus soutenus, avancés et ayant fait l'objet de mise en évidence expérimentale pour expliquer leurs l'évolution, on retient :

a. Mécanisme de décharges partielles

L'existence d'émission lumineuse et d'oxygène sont des mécanismes possibles de la formation des décharges partielles dans les arborescences d'eau. Malgré l'utilisation des dispositifs expérimentaux très développés, aucune émission lumineuse n'a pu être détectée ni avant ni pendant la propagation de l'arborescence, chose qui a conduit les auteurs à émettre l'hypothèse que les décharges partielles apparaissent lors de l'évolution des arborescences d'eau en arborescences électriques qui provoqueraient le claquage de l'isolant. Un tel mécanisme est donc à écarter [6].

b. Mécanisme électrochimique

Des auteurs comme R.FOURNIE et al [8] se sont penchés sur ce que peut produire la présence d'eau et d'un champ électrique. Ils supposent qu'il survient une décomposition par hydrolyse de l'eau, générant des dégagements gazeux, de l'oxygène et de l'hydrogène essentiellement qui font propager l'arborescence.

c. Mécanisme thermique

D'après T.TANAKA et al, les pertes diélectriques, dues aux phénomènes d'orientation et de relaxation des dipôles, et les pertes joule, dues à la conductivité aussi minime soit-elle de l'isolant générant une augmentation de la température, font dilater puis éclater les microcavités remplies d'eau et entraînent ainsi une augmentation de pression; qui par la suite ferait progresser l'arborescence par création de micro fissures et de nouvelles microcavités [7, 12, 13, 14].

d. Effets mécaniques des forces électriques

Selon J.Y.KOO [9], la propagation des arborescences est un mécanisme analogue à la fissuration : l'effet des forces dues au champ électrique permettent le transport direct de l'eau et exerçant sur le polymère des pressions capables de créer des microfissures ou des microcavités faisant avancer un canal.

I.2.2.2. Arborescences chimiques

L'existence des arborescences chimiques sont dues à la présence non négligeable de sulfure soit sous forme gazeuse H_2S ou liquide $S(NH_4)_2$ dans l'environnement du câble. Le sulfure diffuse dans l'isolation jusqu'à l'âme conductrice pour donner des composites sulfate/métal. Si l'âme est en cuivre il y a formation du sulfure cuivreux (Cu_2S) sous forme de cristaux, qui à leur tour initient des arborescences très particulières (sulfide trees). Elles peuvent aussi accompagner les arborescences d'eau [2, 5].

I.2.3. Arborescences électriques

Les arborescences électriques se développent dans les milieux qui ne contiennent pas de l'eau ni d'autres solutions chimiques. Elles évoluent plus rapidement que les arborescences électrochimiques, en présence de défauts : hétérogénéités au niveau des interfaces écran-isolant, impuretés ou occlusions gazeuses au sein de l'isolant. Elles apparaissent après un certain temps d'application de la tension, dit temps d'initiation ou d'incubation. Tous les

spécialistes en la matière s'accordent à dire que les canaux qui forment les arborescences électrique contiennent des gaz et sont le siège de décharges partielles. Les formes des arborescences électriques peuvent être en branches, en buissons, ou une combinaison de ces deux formes, soit donc buissons multiples ou buissons branches [2, 5].

I.2.3.1. Les phases d'évolution des arborescences électriques

L'évolution des arborescences électriques qui se font dans la direction du champ électrique, passent par trois phases distinctes :

a. Phase d'initiation

Dans la période d'initiation, il est difficile de mesurer une grandeur pouvant renseigner sur une éventuelle prémisses de dégradation, sans perturber le cours normal de ce phénomène, ce qui a poussé les auteurs à charge de leur étude à faire recours à des hypothèses pour expliquer les mécanismes débouchant sur de telles dégradations.

Parmi les mécanismes évoqués, et ayant fait objet de plusieurs expérimentations, celui des décharges partielles. Il est généralement admis que ces dernières se développent dans les microcavités, contenues dans l'isolant, et produisent des trous acérés, à la pointe des quels le champ électrique est transféré. Si les microcavités n'existent pas à l'origine, elles sont créés par la fatigue électromécanique aux points de concentration du champ électrique. Pour les mêmes conditions expérimentales, le temps d'initiation varie beaucoup et il est d'autant plus court que la fréquence est élevée et que le champ électrique est intense [5].

b. Phase de propagation

C'est la phase de propagation des arborescences électriques accompagnée de décharges partielles mesurables [1, 2, 5]; leur présence se signale par des dégagements gazeux et des phénomènes lumineux [1] ; la vitesse de propagation varie en fonction de la fréquence, de la tension appliquée et de la pression des gaz dans les canaux formant l'arborescence [5]. Les temps de propagation sont courts et moins dispersés que les temps d'initiations [1, 5].

c. Phase d'avalanche de claquage

Après que le réseau d'arborescence ait atteint une dimension suffisante, La montée d'un train de décharge de grande amplitude, commençant à partir de l'électrode reliée à la terre et se dirigeant vers l'électrode haute tension, a pour effet d'élargir le canal et lui donner une dimension convenable en diamètre et en longueur et le faire progresser jusqu'à interagir avec

les canaux proches de l'électrode haute tension, ce qui provoquerait la perforation de l'isolation [1, 2].

I.2.3.2. Mécanismes d'évolution des arborescences électriques

Plusieurs mécanismes sont avancés, pour expliquer l'initiation et la propagation des arborescences électriques.

I.2.3.2.1. Mécanismes d'initiation

Plusieurs théories ont été envisagées pour expliquer l'initiation des arborescences électriques dont on peut citer:

a. Action des électrons chauds sur la structure du polymère

Selon EICHORN [15], l'action des électrons chauds peut favoriser l'apparition de l'arborescence en absence de décharges partielles.

Des électrons sont émis dans la région du champ intense (pointe d'aiguille ou d'impuretés), sous tension alternative, durant l'alternance négative. Quand on s'éloigne de la pointe, le gradient du champ diminue ce qui limite la distance d'émission. Ces électrons reviennent pendant l'alternance positive, s'ils ne sont pas piégés pour être réémis par la suite. Ils entrent en collision avec les molécules du matériau isolant au cours de leur déplacement entraînant ainsi l'ionisation de ces molécules et leur décomposition en gaz et en produits de plus faible poids moléculaire.

La pression du gaz formé devient, avec le temps, suffisante pour provoquer les fissures et par là des arborescences.

b. Rupture électromécanique du matériau

L'apparition d'une arborescence due à une rupture électromécanique est l'hypothèse développée par NOTO et YOSHIMURA [16]. L'existence d'un champ électrique dans un isolant peut engendrer des contraintes mécaniques qui sont dues :

- Aux forces de Maxwell produites par le champ électrique élevé aux alentours de la concentration de la contrainte (pointe d'aiguille) qui provoqueraient une compression et/ou une fatigue de l'isolant résultant une fissure à partir de défauts ou de microcavité existant [2, 17].
- Aux forces attractives qui s'exercent entre électrodes de signes opposés et qui

tendent à comprimer l'isolant [1].

- Aux forces exercées par le champ électrique sur des systèmes d'hétérocharges ou d'homocharges d'espace, réparties en couche plus ou moins épaisses dans le volume avoisinant les électrodes [18].

c. Action des décharges partielles

Des décharges partielles peuvent être à l'origine de développement des arborescences électriques; ces décharges se développent dans les microcavités et produisent des trous acérés suite à une augmentation de la conductivité des parois des canaux. Le champ électrique est reporté à leurs pointes, créant ainsi les conditions nécessaires à la naissance d'un nouveau micro-canal [2].

I.2.3.2.2. Mécanisme de propagation

De même que pour l'initiation des arborescences électriques, plusieurs mécanismes ont été proposés pour expliquer leur propagation. Nous citons :

a. Mécanismes électriques

La présence des décharges partielles se trouvant dans les canaux formant l'arborescence rend le gaz qui les remplit conducteur, et le champ est reporté à leurs pointes et provoque des claquages locaux qui les font progresser [19, 20].

Le rapport du champ électrique à la pointe des branches, qui peut s'expliquer par la diminution de la résistivité des parois des filaments, favorise l'apparition de nouveau micro canaux qui prennent naissance à l'extrémité des branches [1].

b. Mécanisme thermique

Sous l'action des décharges partielles, une élévation locale de température par bombardement de particules provoque l'évaporation locale du matériau, ce qui contribue à la dégradation de l'isolant [2]. Ce mécanisme de dégradation prépondérant dans l'EPDM, peut être favorisé par l'état amorphe du matériau [2].

I.2.4. Moyens permettant de limiter le phénomène de dégradation par l'arborescence

Malgré le nombre important des recherches effectuées sur le phénomène d'arborescence jusqu'à ce jour, ce fléau restent non maîtrisé.

Cependant certains remèdes peuvent limiter ce phénomène d'arborescence, à savoir :

- ✓ Agir sur les procédés d'usinage des polymères afin de diminuer les défauts de différentes natures qui sont à l'origine des débuts d'arborescences. Cela notamment par :
 - Utilisation des écrans semi-conducteurs extrudés offrant des interfaces plus lisses pour diminuer la protubérance des écrans ;
 - Utilisation des étanchéités longitudinales et radiales à l'eau dans la zone des écrans pour éviter la diffusion de l'eau et autres solutions aqueuses [2, 5] ;

- ✓ Réduire les tailles des microcavités dans l'isolation ; ainsi que celles des impuretés organiques et minérales [5].

- ✓ Amélioration des conditions de stockage, de transport et de pose pour réduire la teneur en eau et des entrées d'humidité en ce qui concerne des arborescences d'eau dans le conducteur [2].

- ✓ Utilisation des additifs et des substances contre la dégradation comme : des plastifiants, des colorants, des Charges, des ignifugeants, des antioxydants, et des agents de réticulation ..., lors de la fabrication du polymère, afin de renforcer ces propriétés [21].

- ✓ Amélioration des gaines de protection mécanique et les conditions d'enfouissement des câbles pour éviter la pénétration de l'eau et les entrées d'humidité [1].

- ✓ Utilisation de l'additif acétophénone, qui empêche la formation d'arborescences et qui présente une meilleure résistance au claquage [2, 5, 18].

- ✓ Utilisation des additifs organiques pouvant influencer fortement la valeur du champ électrique; ce qui va retarder considérablement le temps d'apparition des arborescences.

- ✓ Incorporation de barrière solide en mica dans les polymères empêche la pénétration des arborescences électriques dans le matériau, celles-ci se retrouvent concentrées sur un côté de la barrière limitant ainsi leur propagation; d'où un temps de rupture de l'isolation prolongé [22].

✓ Utilisation des polymères modifiés a permis d'améliorer la résistance du matériau aux arborescences d'eau ; nous citons notamment les mélanges de XLPE (polyéthylène réticulé)/SEBS (Styrène-éthylène-butadiène-styrène) et XLPE / SEBS / (EVA) éthylène vinyle acétate pour lesquels le SEBS ainsi que le SEBS associé à l'EVA ont montré un effet significatif sur l'amélioration de la résistance au l'arborescence d'eau dans le XLPE. Toutefois, les additifs SEBS et EVA dénotent un effet négatif sur la cristallinité des mélanges; conséquence direct du processus de préparation qui conduit à une diminution de celle-ci, tout en préservant une excellente constante diélectrique et un bon facteur de dissipation des mélange XLPE /SEBS et XLPE/SEBS/EVA [23].

✓ Utilisation d'un fluide de rajeunissement à base de silane qui empêche l'accès de l'eau dans les régions dégradées et réduit la diffusion du taux d'humidité à travers l'isolant; Le XLPE est immergé dans le liquide de silane à 50°C jusqu'à saturation. Le silane consomme l'eau dans l'isolant à l'intérieur des régions dégradées et hydrophiles créée par les arborescences d'eau et remplit le volume libre de l'isolant avec des oligomères hydrophobes et le liquide sera éluer à l'extérieur du matériau [24].

✓ Utilisation d'un lubrifiant entrave la croissance des arborescences électriques [25].

✓ Le vinyltriméthoxysilane (VTMS (Si-(OCH₃)₃)) greffé sur les chaînes du polyéthylène empêche l'agrégation d'eau, ce qui améliore la résistance du LDPE aux arborescences d'eau, de plus l'introduction d'EVA absorbe les molécules d'eau d'où une résistance aux arborescences d'eau beaucoup plus élevée [26].

I.3. Décharges Partielles

I.3.1. Définition d'une décharge partielle

Une décharge partielle est un arc électrique se produisant dans une vacuole de l'isolant de systèmes électriques, lorsque la tension devient suffisamment grande.

Elle se manifeste sous forme d'une impulsion de courant mesurable en sortie du système [27].

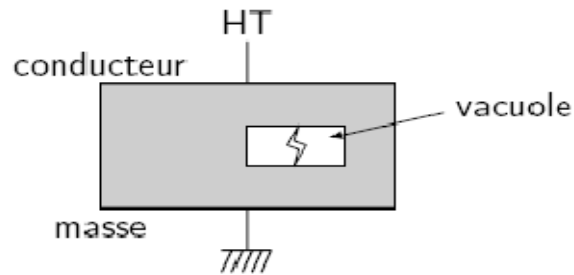


Fig. I.1 représentation d'une décharge partielle dans une vacuole.

I.3.2. Généralité sur les décharges partielles

Les décharges partielles créent localement à la fois une érosion et une oxydation, modifiant la combinaison des composés chimiques du matériau, ce qui entraîne un vieillissement local du matériau qui a de grandes chances d'évoluer avec le temps.

Les décharges partielles sont utilisées comme technique de diagnostic pour détecter d'éventuels défauts dans un appareil notamment au niveau du système d'isolation électrique.

Il devient donc important de connaître et de mesurer sur un matériel neuf ou en service, une grandeur représentative du phénomène de décharges partielles pouvant être reliée directement avec la durée de vie probable de ce matériel, ou seulement donner des renseignements intéressants en fonction des expériences passées [28].

On distingue deux types principaux de DP [3] :

a. Les décharges superficielles

Pour un matériau dont la conductivité superficielle est faible, il peut se déposer des homocharges positives ou négatives qui restent piégées.

Quand la tension s'annule, la contrainte électrique dans l'air entre les charges déposées sur la surface de l'électrode augmente et provoque une décharge de sens contraire.

b. Les décharges transversales

Dans ce cas, la décharge est essentiellement imputable à un champ perpendiculaire à la surface libre de l'isolant solide. Elle peut se situer soit dans une zone en contact avec un conducteur, soit au sein de l'isolant.

Deux facteurs contribuent à faire apparaître des décharges partielles dans les isolants :

- D'une part la permittivité relative des isolants solides ne sont pas toujours plus élevée (2 à 6 fois) que celle des gaz ($\xi_{rg} = 1$), le champ électrique dans les vacuoles est proportionnellement plus élevé d'après $E_g/E_i = \xi_{ri}/\xi_{rg}$
- D'autre part, la rigidité diélectrique des gaz est nettement plus basse (environ 10 fois) que celle des solides.

I.3.4. Méthodes de mesure et de détection des décharges partielles

Il existe plusieurs méthodes, à savoir [29] :

a. Méthode chimique

Se base sur la modification de la morphologie des matériaux. Elle est très peu sensible et d'un emploi très restreint.

b. Méthode acoustique

Les décharges électriques localisées à l'intérieur d'un vide produisent des ondes de pression ultrasoniques qui se propagent à travers le milieu isolant et atteignant l'enveloppe de l'équipement. Les transducteurs de pression convertissent les ondes de pression ultrasoniques en signaux électriques, ce qui aide à détecter et même localiser la source de D.P. On utilise les fibres optiques comme capteurs intrusifs.

c. Méthode électrique

La tension et le nombre d'impulsions de courant des D.P sont usuellement enregistrés et analysés. Même si cette méthode soit très précise, elle nécessite une alimentation à faible bruit, un calibrage et un environnement sans interférence.

d. Localisation des DP par la méthode du pont de Schering équilibré

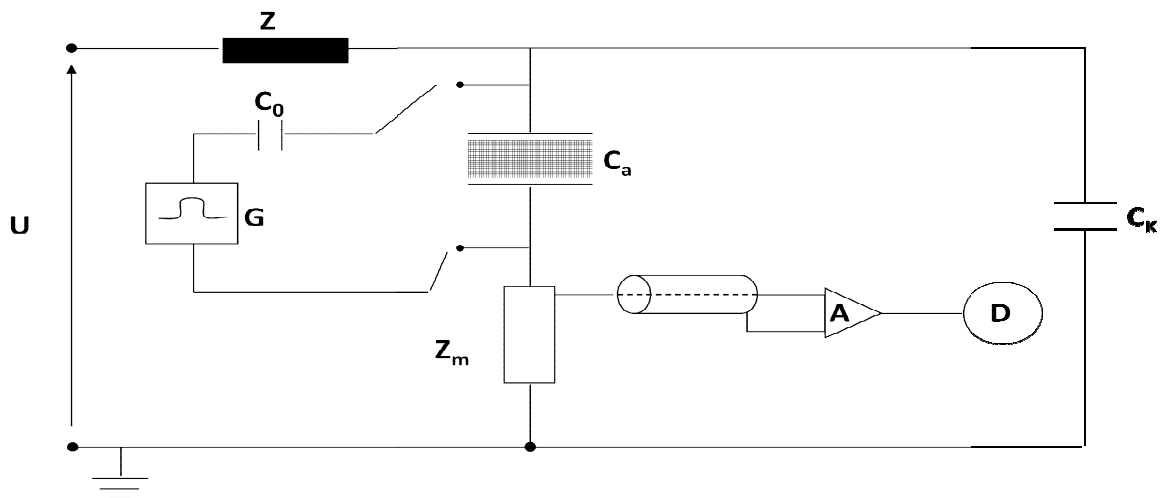


Fig. I.2 Circuit de base de mesure de la décharge partielle.

Où Z : filtre chargé d'atténuer les perturbations provenant de l'alimentation.

C_a : objet d'essai (capacité d'ordre pC).

C_k : condensateur de liaison dépourvu de décharges partielles.

G/C_0 : Calibration externe auxiliaire d'amplitude de décharges ;

Avec $g_0 = C_0 \cdot U_g$

Z_m : impédance de mesure.

A : amplificateur d'impulsion. D : oscilloscope ou P.C.

La mesure de la décharge Q , se fait après calibrage de l'appareil de mesure d'amplitude de décharge au moyen du générateur auxiliaire calibré de (5, 50, 500, 5000pc) ; avec $U_{\text{alimentation}} = 0V$.

La mesure de l'amplitude des décharges Q s'effectue après amplification (A) à l'aide d'un détecteur (D).

Cette méthode de mesure est très sensible aux perturbations électriques provenant aussi bien du réseau d'alimentation que de l'environnement de l'appareillage.

Pour cela la mesure doit s'effectuer dans des cages blindées munies de filtres d'alimentation.

Pour remédier à cet inconvénient, on fait appel à une méthode de mesure indirecte dite "en pont de SCHERING", permettant d'atténuer l'effet des perturbations électrique sur la mesure [29].

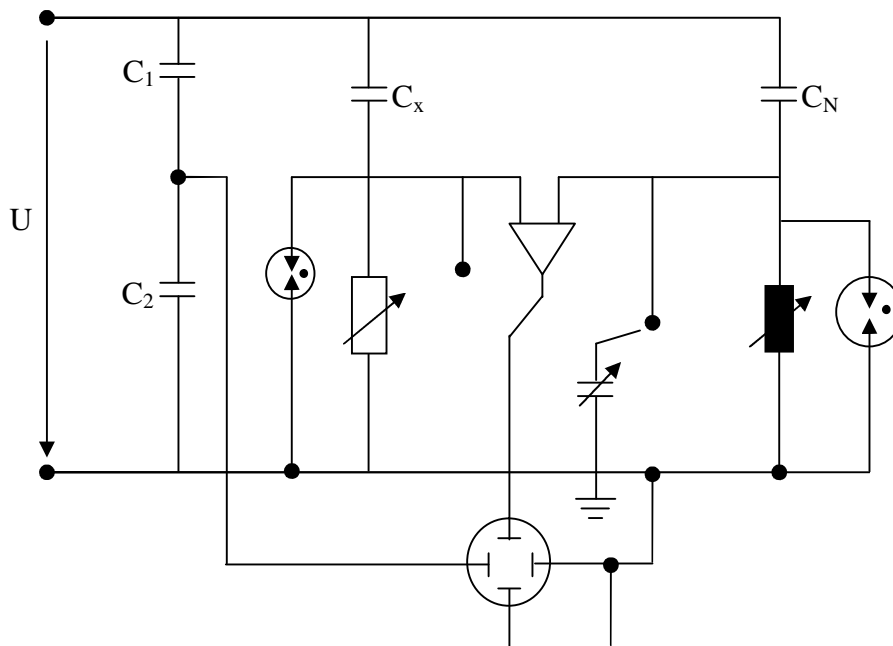


Fig. I.3 Méthode de mesure indirecte dite "en pont de SCHERING".

On injecte en abscisse de l'oscilloscope, une fraction de la haute tension sinusoïdale d'alimentation. Sur l'axe des ordonnées, on injecte les impulsions de décharges superposées à la fraction de la sinusoïde de la tension d'alimentation, le tout étant déphasé de 90° par rapport à la sinusoïde de l'abscisse.

La représentation oscilloscopique en (x-y) donne une ellipse sur laquelle on voit apparaître les décharges partielles [29].

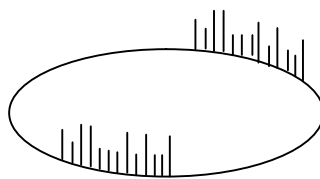


Fig. I.4 Ellipse de la représentation oscilloscopique en (x-y) des décharges partielles.

e. Détection équilibrée

Dans la méthode de détection équilibrée, deux échantillons sont mesurés simultanément dans le circuit (figure II.10.a) [29].

- les deux échantillons a et a' ont de préférence la même nature du matériau isolant, de sorte que leurs facteurs de perte $\text{tg}\delta$ soient égaux dans la gamme du spectre de fréquence.

- Les capacités a et a' ne sont pas nécessairement égales.
- Cependant les échantillons de même capacité donnent des résultats optimums.

Les décharge dans a et a' sont détectées et les décharges externes (de K ou de la H.T) sont supprimées par injection d'une grande charge entre la H.T et la terre et en équilibrant le pont par réglage de R et C à la réponse minimale.

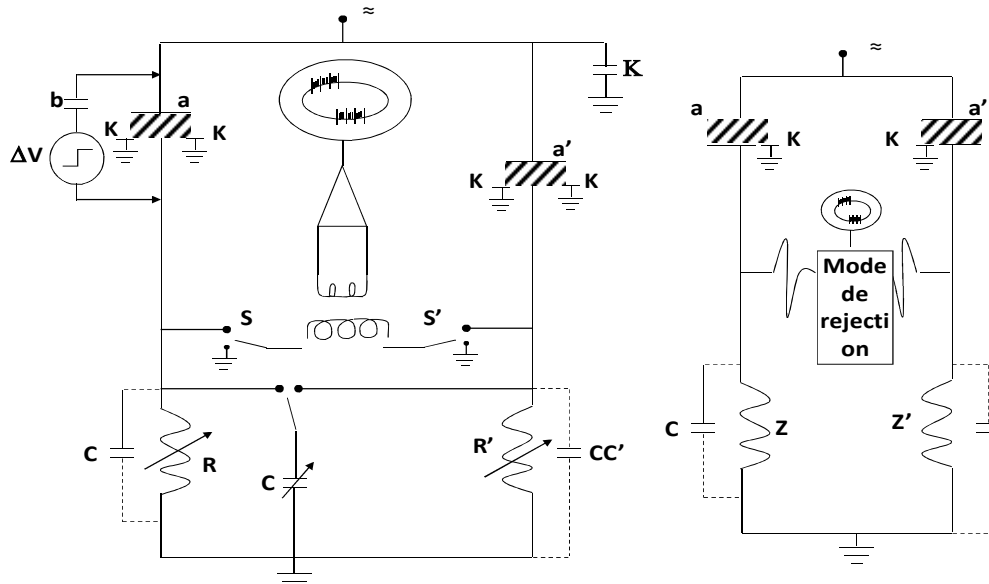


Fig. I.5 : Circuit de mesure.

f. Traitement électronique

Les impulsions du coté gauches et du coté droit du pont sont traitées dans un discriminateur d'impulsions (fig. I.5.b) [29].

Les impulsions qui arrivent au même instant, de même polarité (qui sont générées par des sources externes au circuit du pont) sont rejetées et les perturbations externes supprimées.

Les impulsions de polarités opposées sont acceptées.

- les deux méthodes (équilibrage et traitement électronique) sont utilisées pour des fins suivantes :

- 1- suppression des perturbations.
- 2- vérification de l'origine des décharges.
- 3- localisation des décharges.

Suppression des perturbations

Si les échantillons sont bien isolés et s'ils sont raisonnablement égaux, la pleine sensibilité du détecteur de décharges est atteinte même en présence d'importantes perturbations.

L'utilisation d'une cage de Faraday pour supprimer les interférences n'est plus recommandée.

Des décharge inférieures à 0,03 pC ont été mesurées dan ce cas.

Vérification

Deux méthodes sont adaptées :

1- En variant légèrement les conditions d'équilibre, les décharges externes vont montrer une grande variation de la réponse en impulsion, alors que les décharges de l'échantillon restent inchangées.

2- En fermant les interrupteurs S et S', La réponse des impulsions externes augmente énormément, mais les décharges internes de l'échantillon a disparaissent si S est ouvert et demeurent les mêmes si S est fermé.

Localisation

La méthode de détection équilibrée est utilisée avec succès pour localiser le site de décharge dans les échantillons complexes. Pour cela, la mise à la terre est interrompue en plusieurs places comme montré, par exemple, sur le câble de connexion de la fig. I.6.

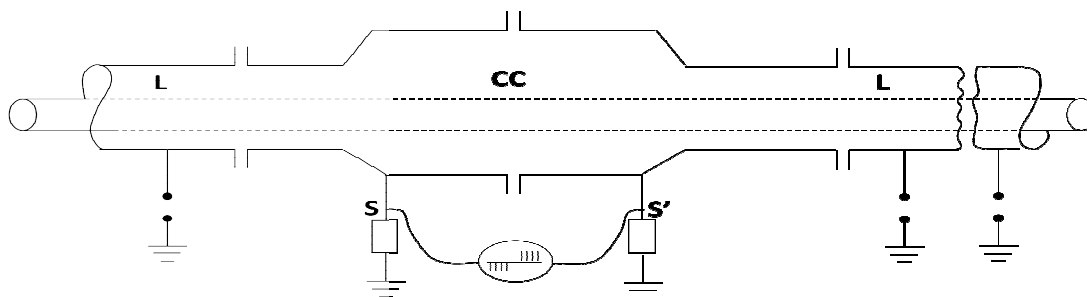


Fig. I.6 Le câble de connexion CC.

Le câble de connexion CC est divisé en deux parties et est séparé par les longueurs L de câble.

Les 2 cotés du câble de connexion CC sont mesurés dans le circuit d'équilibre.

Les longueurs L du câble sont mises à la terre. Avec les interrupteur S et S', il est établi si la décharge est originaire du coté droit ou gauche de raccord de câble, on peut diviser et mesurer le raccord jusqu'à ce que le site de décharge soit localisé à quelque centimètre près [29].

g. Localisation par ondes mobiles

Deux ondes mobiles de vitesse v démarrent à partir du site de décharge, une à gauche et l'autre à droite (la décharge est considérée comme une onde se déplaçant le long de la ligne à vitesse v) figure I.7 [29].

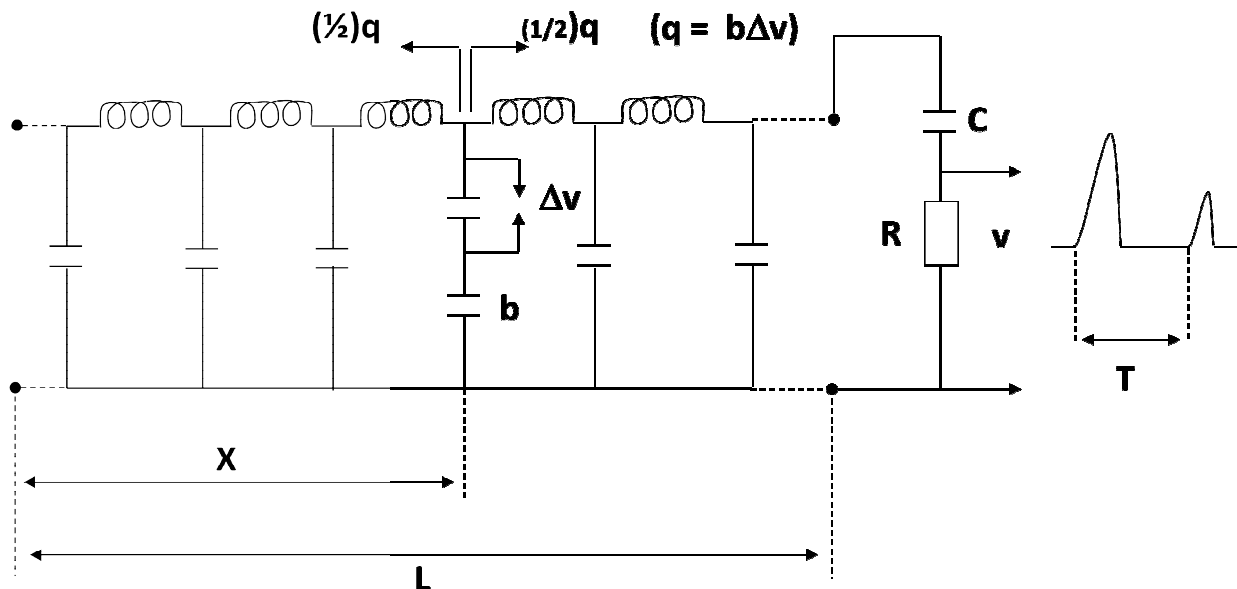


Fig. I.7 circuit de mesure par ondes mobiles.

Les ondes mobiles sont détectées par une impédance (résistance R pour éviter les distorsions de l'impulsion) à l'extrémité de la ligne.

La haute tension de la ligne est bloquée par la capacité C .

Les impulsions sont observées sur un oscilloscope à large bande (de constante de temps de quelque ns).

La base de temps est enclenchée par les impulsions de décharge.

La mesure du temps de retard des réflexions d'ondes permet la localisation du site de décharge :

- Une des deux ondes mobiles atteint le détecteur et enclenche la base de temps.
- L'onde opposée se réfléchit à l'autre extrémité et arrive à T microsecondes plus tard.

h. Détection de la D.P par technique de déviation

La décharge implique des pertes diélectriques et une augmentation soudaine de l'angle de perte révèle le grand nombre de décharge à la tension d'initiation U_i (fig. I.8) [29].

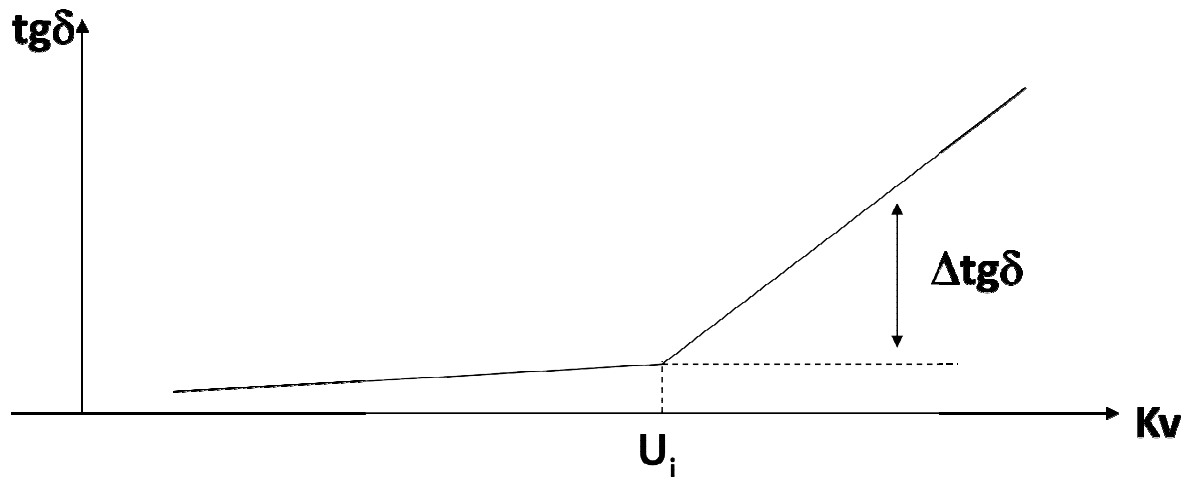


Fig. I.8 Les pertes diélectriques en fonction de la tension.

Cette méthode permet de calculer les pertes diélectriques w_1 dans l'échantillon avec la capacité a (pont de Schering), l'énergie W dans une décharge et l'énergie de dissipation w_2 .

On s'intéresse également à la plus petite décharge détectable qui correspond au plus petit accroissement de pertes $\Delta \text{tg } \delta_{\min}$ qui peut être déterminé par le pont de Schering.

i. Localisation des D.P. par détermination du champ électromagnétique parasite

Dans le cas des échantillons (objet d'essai) sans mise à la terre, des radiations électromagnétiques sont transmises par les déplacements rapides des décharges partielles [29]

Par exemple :

- Isolateurs dans l'air.
- Isolation en résine époxy des transformateurs et des disjoncteurs.
- Les parties supérieures des extrémités de câble.

Une sonde à large bande peut être utilisée pour repérer les radiations électromagnétiques de l'isolation ; telle que les extrémités de câbles ou les isolateurs en résine époxy.

La sonde P est déplacée le long de l'échantillon pour localiser le site de décharge (fig. I.9).

La sonde peut être capacitive ou inductive.

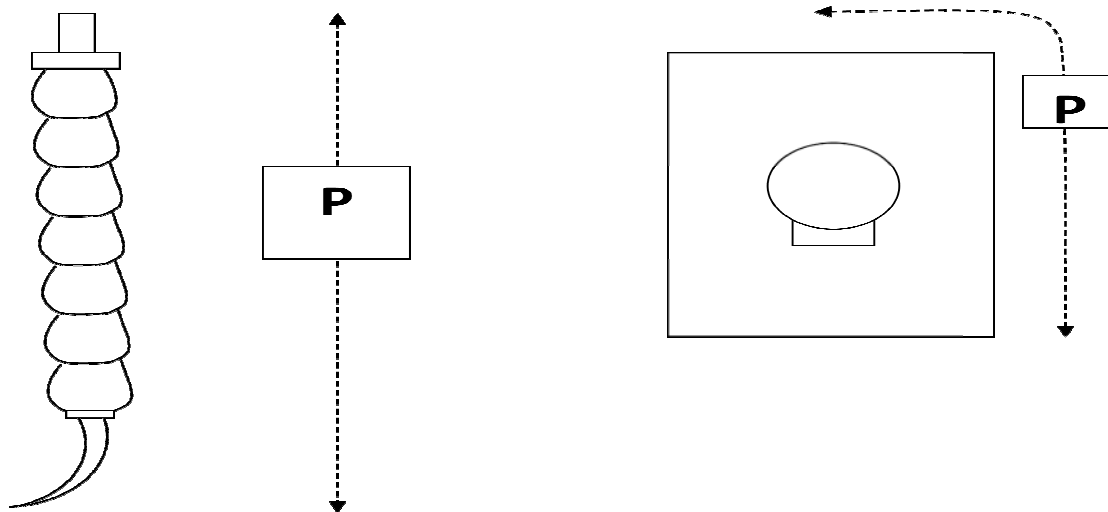


Fig. I.9 La sonde P pour localiser le site de décharge.

I.4. Conclusion

Ce chapitre nous a permis de mieux comprendre le phénomène d'arborescence, en abordant les définitions et les mécanismes de leur évolution. Comme nous avons pris connaissance de quelques remèdes utilisés et d'autres en cours d'expérimentation, visant à freiner l'évolution du phénomène d'arborescence qui menace la pérennité des câbles électriques Notre intérêt a également été porté au phénomène de décharges partielles (DP) qui est un facteur actif dans le processus de vieillissement et de dégradation de l'isolation dans les câbles de transport d'énergie électrique. Nous avons abordé les types et les différentes méthodes de mesures et de détection de ces décharges, en particulier la méthode électrique qui est une méthode de diagnostic sûre des systèmes électriques.

Chapitre II

Modélisation analytique

des arborescences.

II.1. Introduction

Dans ce présent chapitre nous étudierons l'évolution de l'arborescence ouverte de formes buisson, buisson-branche et branche en l'assimilant à des formes géométriques simples.

L'arborescence de forme buisson est assimilée à une sphère de rayon R , concentrique à l'électrode pointe HT considérée sphérique de rayon de courbure R_p [2] et l'arborescence de forme filamentaire est assimilée à un cylindre de diamètre $(2r_f)$ à tête sphérique de rayon r_f . L'arborescence buisson-branche est représentée par à une géométrie sphère-cylindre résultant de la combinaison des deux précédents modèles.

Il est alors question d'établir les équations d'évolution de l'arborescence à tout instant. Pour cela nous avons pris compte de la contrainte résultant directement de l'application du champ électrique qui est la pression électrostatique.

Il sera donc utile de connaître l'expression de la pression électrostatique en tout point de l'arborescence, ainsi que la répartition du champ électrique et du courant et de la quantité de décharge dans le matériau isolant en présence de cette arborescence.

II.2. Pression électrostatique [2]

L'expression de la pression électrostatique P_e a été déterminée dans une cavité de permittivité ϵ_2 , où règne un champ électrique E_2 , dans un matériau non chargé initialement, de permittivité ϵ_1 soumis à un champ électrique E_1 de densité de charge surfacique σ .

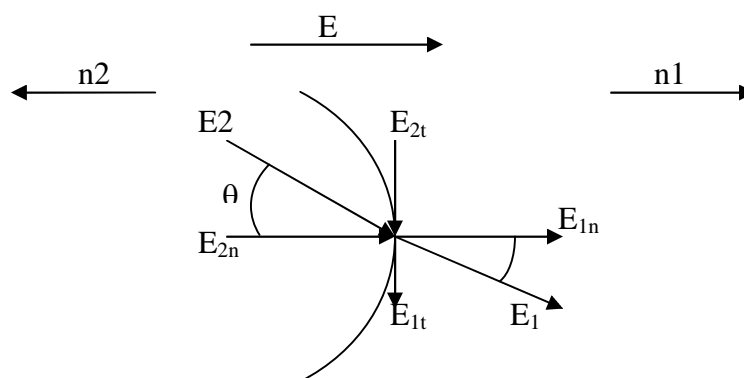


Fig. II.1 Représentation des champs électriques E_1 et E_2 des deux côtés de l'interface de la cavité.

$$P_e = \frac{1}{2} \cdot \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \cdot E_1^2 \quad (\text{II.1})$$

$$P_e = \overset{\rightarrow}{P_{en}} + \overset{\rightarrow}{P_{et}}$$

$$\bar{P}_e = \frac{1}{2\varepsilon_1} \{ (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \cdot [(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \cdot \sin^2 \theta] \cdot E_2^2 - 2 \cdot \varepsilon_2 \cdot \sigma \cdot E_2 \cdot \cos \theta - \sigma^2 \} \cdot \overset{\rightarrow}{n_2} + \sigma \cdot E_2 \cdot \sin \theta \cdot \overset{\rightarrow}{t_2} \quad (\text{II.2})$$

Si on considère la pression P_e dans la direction du champ électrique appliqué aux électrodes, on aura :

$$P_e = P_{en}(\sigma = 0 \text{ et } \theta = 0) = \frac{1}{2\varepsilon_2} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \cdot \varepsilon_2 \cdot E_2^2 = \frac{1}{2\varepsilon_2} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \cdot \varepsilon_1 \cdot E_1^2 \quad (\text{II.3})$$

Dans le cas générale, là où ($\sigma \neq 0$), la pression électrostatique orientée dans l'axe des électrodes, est :

$$P_e = P_{en}(\sigma \neq 0 \text{ et } \theta = 0) = \frac{1}{2\varepsilon_1} \{ (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \cdot \varepsilon_1 \cdot E_1^2 - 2 \cdot \sigma \cdot \varepsilon_2 \cdot E_2 - \sigma^2 \} \quad (\text{II.4})$$

Ou bien :

$$P_e = P_{en}(\sigma \neq 0 \text{ et } \theta = 0) = \frac{1}{2\varepsilon_2} \{ (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \cdot \varepsilon_1 \cdot E_1^2 - 2 \cdot \sigma \cdot \varepsilon_1 \cdot E_1 + \sigma^2 \} \quad (\text{II.5})$$

Selon le type d'arborescence en question, l'expression précédente prendra une forme plus au moins simplifiée.

Soit pour une arborescence électrique ($\varepsilon_{r2}=1$) :

$$P_e(\sigma \neq 0 \text{ et } \theta = 0) = \frac{1}{2} \{ \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r1} (\varepsilon_{r1} - 1) \cdot E_1^2 - 2 \cdot \sigma \cdot \varepsilon_{r1} \cdot E_1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon_0} \} \quad (\text{II.6})$$

Vu l'importance du champ électrique dans le mécanisme d'évolution de l'arborescence, il serait donc utile de connaître sa répartition dans le cas des différentes configurations considérées.

II.3. Le modèle de l'arborescence de forme buisson

II.3.1. Modèle de la sphère centrée sur le centre O de la pointe haute tension

L'arborescence est assimilée à une cavité sphérique conductrice, de rayon R [m], de même potentiel électrique que l'électrode pointe HT, de rayon de courbure R_p [m]. La cavité évolue du centre O de l'électrode pointe HT, tout en restant sphérique durant son expansion, vers l'électrode plane mise à la terre et qui est assimilée à une sphère de rayon $d+R_p$, concentrique à la première [2].

Où : l [m]: longueur de l'arborescence.

d [m]: distance inter-électrodes.

o : origine du rayon de courbure de la pointe de l'aiguille haute tension

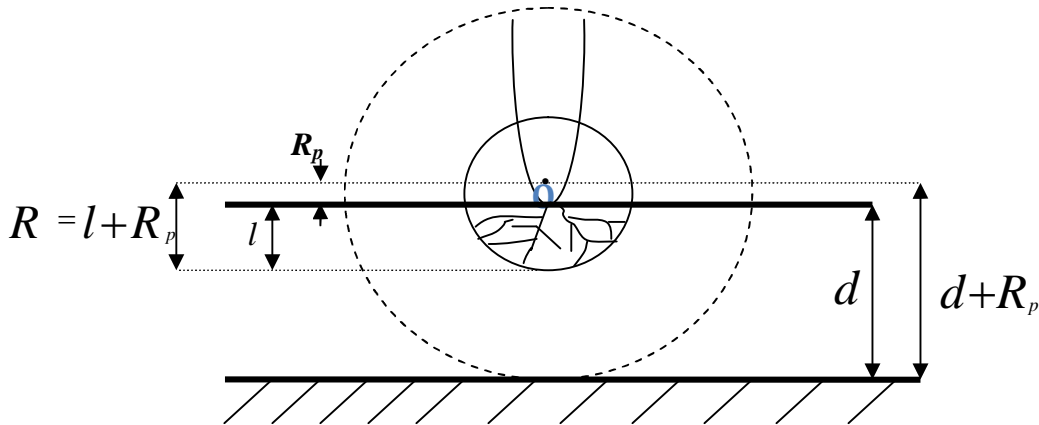


Fig. II.2 Représentation schématique du modèle sphérique centrée sur o

II.3.1.1. Equation décrivant le modèle

La cavité évolue à partir du centre O de l'électrode pointe haute tension vers l'électrode opposée [2], tel que à $t=0$, $R_0=R_p$

Où : R_0 [m] est le rayon initial de la cavité (arborescence).

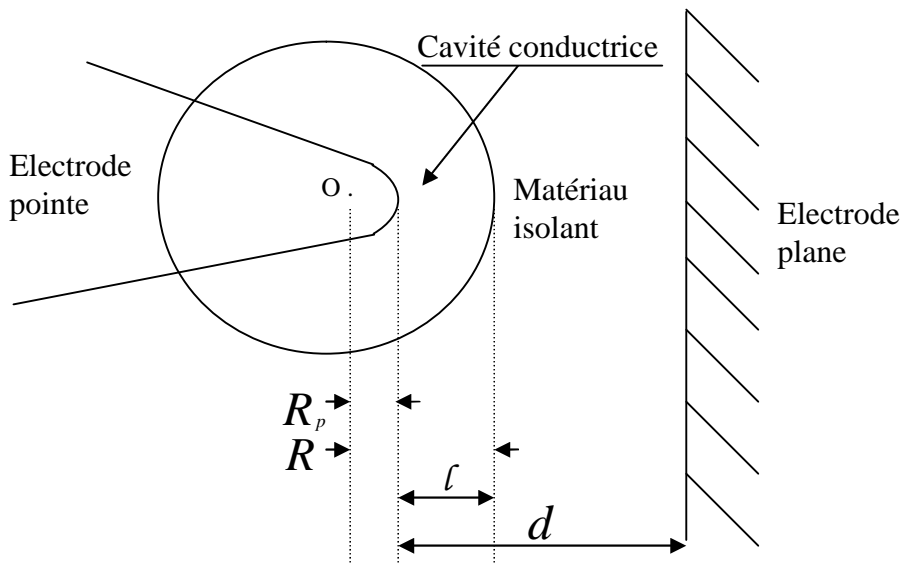


Fig. II.3 Evolution de l'arborescence

Le travail W [J] effectué par toutes les forces agissant sur l'interface cavité/ isolant est égale à :

$$W = \int_{R_0}^R 4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot P \cdot dR \quad (\text{II.7})$$

Ce travail doit être égal à l'énergie cinétique E_C [J] de l'arborescence (cavité).

$$\text{Où : } E_C = \frac{1}{2} m \cdot v^2 = \frac{1}{2} \rho \left(\frac{4}{3} \pi \cdot R^3 \right) \cdot \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (\text{II.8})$$

avec: ρ [Kg/m³] : masse volumique du polymère.

m [Kg] : masse du solide déplacé.

v [m/s] : vitesse de déplacement de l'arborescence.

Ce qui nous donne en moyennant les deux équations précédentes :

$$\int_{R_0}^R 4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot P_e \cdot dR = \frac{2}{3} \rho (\pi \cdot R^3) \cdot \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (\text{II.9})$$

En supposant le mouvement de l'arborescence uniforme, les dérivées secondes de R par rapport au temps sont nulles ; une hypothèse qui nous permet d'écrire P_e sous la forme suivante :

$$P_e = \frac{1}{2} \rho \cdot \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (\text{II.10})$$

La pression électrostatique due à la densité superficielle de la cavité dans la direction du champ électrique a pour expression l'équation :

$$P_e = \frac{1}{2\epsilon_{r2}} \epsilon_0 \epsilon_{r1} (\epsilon_{r1} - \epsilon_{r2}) \cdot E_1^2 \quad (\text{II.11})$$

L'équation (II.11) nécessite la connaissance de l'expression du champ électrique au niveau de l'interface, ce qui sera déterminé dans ce qui suit pour $\sigma = 0$.

II.3.1.2. Cas d'une interface non chargée ($\sigma = 0$)

II.3.1.2.1. Calcul du champ électrique

Le champ électrique à l'interface cavité / isolant de rayon R est donné par [2] :

$$E(l) = u \cdot \frac{(d+R_0)}{(d-l) \cdot (l+R_0)} \quad (\text{II.12})$$

Pour $R_p \ll d$

$$E(l) = u \cdot \frac{d}{(d-l) \cdot (l+R_p)} \quad (\text{II.13})$$

II.3.1.2.2. Cinétique de propagation

Dans le cas d'une interface arborescence / polymère non chargée ($\sigma=0$), l'expression de la pression électrostatique est donnée par:

$$P_e = \frac{1}{2\epsilon_{r2}} \epsilon_0 \epsilon_{r1} (\epsilon_{r1} - \epsilon_{r2}) \cdot E_1^2 \quad (\text{II.14})$$

$$P_e = K \cdot E_1^2 \quad (\text{II.15})$$

Où :

$$K = \frac{1}{2\varepsilon_{r2}} \varepsilon_0 \varepsilon_{r1} (\varepsilon_{r1} - \varepsilon_{r2}) \quad (\text{II.16})$$

Dans le cas d'une arborescence électrique où $\varepsilon_{r1} = 1$;

$$K = K_{el} = \frac{1}{2\varepsilon_{r2}} \varepsilon_0 \varepsilon_{r1} (\varepsilon_{r1} - 1) \quad (\text{II.17})$$

Les équations (II.10), (II.12) et (II.16) nous donnent :

$$\frac{dR}{dt} = \frac{dl}{dt} = K_0 \cdot u \cdot \frac{(d+R_p)}{(d-l) \cdot (l+R_p)} \quad (\text{II.18})$$

avec : $K_0^2 = \frac{2K}{\rho}$; $R = l + R_p$

R_p : est une constante, dont la dérivé par rapport au temps est nulle.

L'équation (II.18) donne la vitesse de propagation de l'arborescence, son intégration permet de déterminer la cinétique de propagation $l(t)$, en fonction des paramètres physiques mis en jeu à savoir : le temps d'évolution, le niveau et la forme de la tension appliquée, la distance inter-électrode, le rayon de courbure de la pointe HT, la nature du matériau isolant. Comme elle permet de déterminer le temps de retard au claquage t_b .

Considérons les deux cas de tensions les plus évidents, continu et alternatif.

➤ **Cas d'une tension continue :** $u = \text{constante}$

près séparation des variables et intégration de l'équation (II.18) on aura :

$$\int_0^t K_0 \cdot u \cdot dt = \int_0^t \frac{(d-l) \cdot (l+R_p)}{(d+R_p)} \cdot dl \quad (\text{II.19})$$

Le temps de retard au claquage est obtenu pour $l=d$ tel que :

$$t_b = \frac{d^2}{6 \cdot K_0 \cdot u} \cdot \left[\frac{d+3 \cdot R_p}{d+R_p} \right] \quad (\text{II.20})$$

Pour : $R_p \ll d$; $t_b = \frac{d^2}{6 \cdot K_0 \cdot u}$ (II.21)

➤ **Cas d'une tension alternative :** $u = u_m \sin(\omega \cdot t)$

Vu la périodicité de l'onde de tension qui est sinusoïdale, on admet que l'arborescence évolue telle une avalanche, de sorte qu'à chaque demi-période ($T_p/2$), son rayon R évolue

d'une valeur ΔR , déterminée par intégration de l'équation (II.18) par demi-période ($T_p/2$), en prenant comme conditions initiales les conditions finales de l'intégration précédente.

Ce qui peut se traduire par l'écriture suivante :

$$\int_{l_{i-1}}^{l_i} \frac{(d-l).(l+R_p)}{(d+R_p)} dl = K_0 \cdot u_m \cdot \int_{(i-1)T_p}^{(2i-1)\frac{T_p}{2}} \sin(\omega t) dt \quad (II.22)$$

Pour $i=1, \dots, n$, où n est le nombre de période T_p ; l_{i-1} est la longueur de l'arborescence à la $(i-1)^{ème}$ période.

II.3.1.2.3. Détermination des courants de décharge par la méthode de l'énergie de gazéification

Pour déterminer le volume de gaz généré par la décharge, on considère l'énergie de décharge J (Joule), pour une alternance qui est déterminée par :

$$J = \frac{1}{2} Q \cdot u \quad (II.23)$$

Où : Q est la quantité de charge pour une alternance.

Et : u tension appliquée entre électrodes.

Le volume de gaz dû à l'énergie de décharge d'une alternance est :

$$V = \frac{J}{J_p} [\text{cm}^3] \quad (II.24)$$

où J_p est l'énergie de gazéification du matériau ($J_p(PE)=3057 [\text{J}/\text{cm}^3]$).

Le courant de décharge est déterminé par:

$$i_{dc} = \frac{dQ}{dt} \quad (II.25)$$

En vertu de ces trois équations réarrangées et appliquées à la forme sphérique de l'arborescence, l'expression du courant de décharge sera donnée par [2]:

$$i_{dc}(t) = \frac{8 \cdot \pi \cdot J_p}{3} \left[\frac{3 \cdot (l(t)+R_p) \cdot (d+R_p) \cdot K_0}{(d-l(t))} - \frac{(l(t)+R_p)^3}{u^2(t)} \cdot \frac{du(t)}{dt} \right] \quad (II.26)$$

Considérons les deux formes de tension les plus usuelles :

➤ **Cas d'une tension continue :** $u = \text{constante}$

$$i_{dc}(t) = \frac{8 \cdot \pi \cdot J_p \cdot (l(t)+R_p) \cdot (d+R_p) \cdot K_0}{(d-l(t))} \quad (II.27)$$

➤ Cas d'une tension alternative : $u = u_m \sin(\omega.t)$

$$i_{dc}(t) = \frac{8.\pi.J_P}{3} \left[\frac{3.(l(t)+R_p).(d+R_p).K_0}{(d-l(t))} - \frac{(l(t)+R_p)^3.\omega.\cos(\omega t)}{u_m.\sin^2(\omega t)} \right] \quad (II.28)$$

II.3.1.2.4. Calcul des pertes diélectriques

Dans notre cas, nous considérons le schéma de calcul de circuits à constantes localisées série formé d'une résistance R_c en série avec une capacité C_d , où R_c serait équivalente à la résistance de la cavité gazeuse considéré conductrice (arborescence) et C_d la capacité du matériau diélectrique sain.

Rappelons que l'arborescence est assimilée à une sphère conductrice centrée sur le centre O de l'électrode pointe HT et le matériau isolant est alors concentré entre l'arborescence et l'électrode portée à la terre, supposée également sphérique et concentrique à la première sphère fig. II.4.

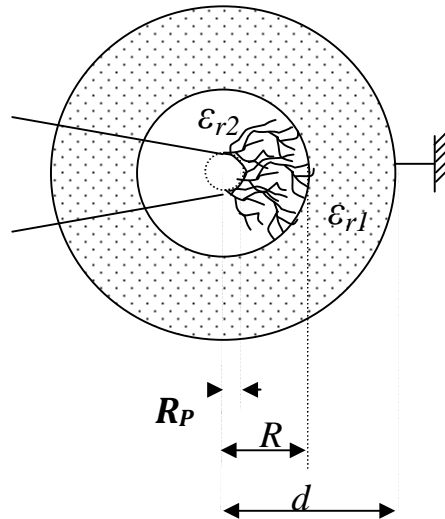


Fig. II.4 Une sphère conductrice centrée sur le centre O de l'électrode pointe HT.

De cette configuration, nous déterminons les expressions de C_d et de R_c respectivement, telles que [2] :

$$C_d = \frac{4.\pi.\epsilon_0.\epsilon_{r1}.d.(l+R_p)}{d-l} \quad (II.29)$$

$$R_c = \rho \cdot \frac{l}{4.\pi.R_p.(l+R_p)} \quad (II.30)$$

▪ Schéma équivalent série

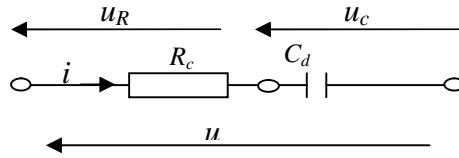


Fig. II.5 Schéma équivalent série

Le facteur de perte $tg\delta$ est donné par :

$$tg\delta = R_c \cdot C_d \cdot \omega \tag{II.31}$$

Par substitution des équations (II.29) et (II.30) on aura [2] :

$$tg\delta = \frac{\rho \cdot \omega \cdot d \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{r1} \cdot l}{(d-l-R_p) \cdot R_p} \tag{II.32}$$

Le temps de relaxation τ est obtenu par substitution des équations (II.29) et (II.30) [2] :

$$\tau = \frac{\rho \cdot d \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{r1} \cdot l}{(d-l)R_p} \tag{II.33}$$

Les pertes diélectriques sont représentées par les pertes joules dans R_s soit :

$$P_D = \frac{U_R^2}{R_S} = R_S \cdot I^2 ; \quad \text{tel que : } U_R = \frac{R_S}{R_S + \frac{1}{C_S \cdot \omega}} \cdot U \tag{II.34}$$

$$P_D = \frac{U^2 \cdot R_S}{R_S^2 + \frac{1}{C_S^2 \cdot \omega^2}}$$

$$P_D = U^2 \cdot C_S \cdot \omega \cdot \frac{tg\delta}{1+tg^2\delta} \tag{II.35}$$

Par substitution de l'équation du champ électrique (II.12) et de l'équation (II. 32); on obtient l'expression des pertes diélectriques [2] telles que :

$$P_D = \frac{\epsilon_{r1}^2 \cdot \epsilon_0^2 \cdot \omega^2 \cdot \varphi \cdot d \cdot l \cdot (d+R_p)^2}{(d-l-R_p) \cdot (d-l)^2 \cdot (l+R_p) \cdot R_p} \cdot u_m^2 \cdot \sin^2(\omega t) \tag{II.36}$$

II.3.1.2.5. La quantité de la décharge partielle

Les matériaux isolant de qualité technique comporte toujours des inclusions de particules étrangères et des vacuoles gazeuses. Sous l'effet de la contrainte du champ électrique appliqué, des décharges partielles apparaissent dans ces cavités gazeuses (arborescence) se trouvant dans le matériau solide. La figure II.6 ci-dessous schématise le

circuit électrique équivalent d'une cavité gazeuse siège de décharge partielle dans un diélectrique solide.

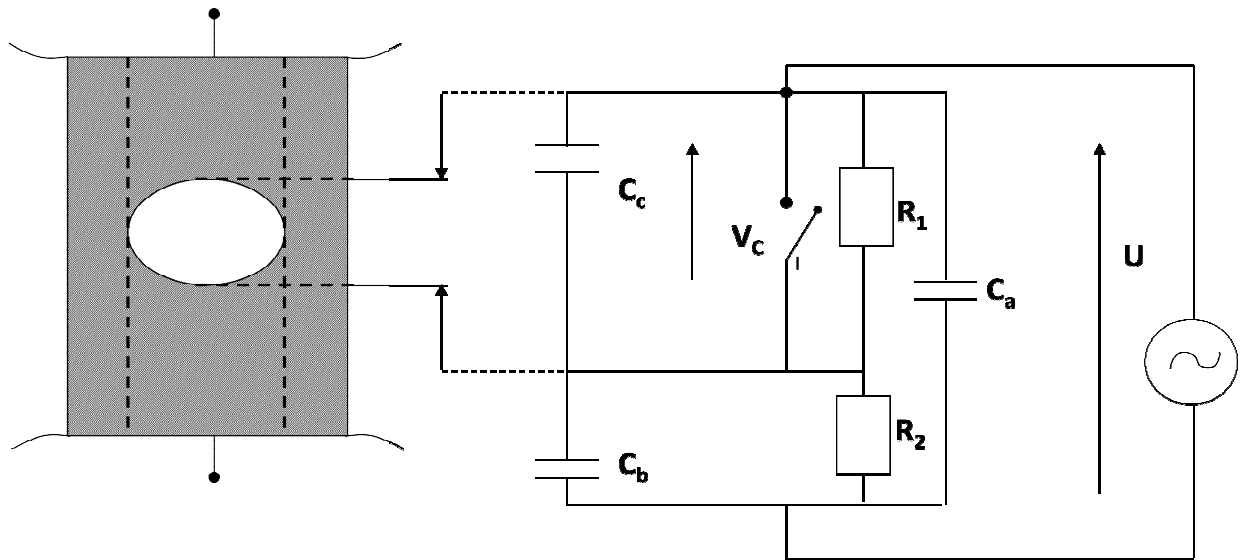


Fig. II.6 schéma électrique équivalent d'une cavité dans un diélectrique solide.

Ou : C_c : capacité de la vacuole siège de décharges.

C_b : capacité de l'isolation saine au droit de la cavité.

C_a : capacité parallèle du reste de l'isolant.

R_1 : Résistance superficielle des parois de la vacuole.

R_2 : Résistance volumique de l'isolant de capacité C_b .

Lorsqu'une tension U suffisante est atteinte aux bornes du diélectrique, une décharge disruptive apparait dans la cavité gazeuse [29].

Par suite de la neutralisation des charges sur les parois de la cavité, la tension aux bornes de C_c diminue de ΔU_c jusqu'à extinction de la décharge, appelée alors décharge partielle.

La variation ΔU_c aux bornes de la capacité C_c entraîne une chute de tension ΔU aux bornes de la capacité C_a . Le transfert des charges ΔQ de la capacité C_a vers les capacités série C_c et C_b , rétablissant l'équilibre des charges après la neutralisation de certaines d'entres-elles sur les parois de la cavité, permet d'écrire la relation suivante [29] :

$$\Delta Q = C_a \cdot \Delta U = \frac{C_c \cdot C_b}{C_c + C_b} \cdot \Delta U \tag{II.37}$$

Comme $C_b \ll C_c$ On a : $\Delta U = \frac{C_b}{C_a} \cdot \Delta U_c$ (II.38)

Au moment de la décharge (court-circuit de la cavité) on a: $\Delta U_c = U_c$

D'où : $\Delta U = \frac{C_b}{C_a} \cdot \Delta U_c$ implique $\Delta Q = C_a \cdot \Delta U = C_b U_c$ (II.39)

$C_b = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \frac{S}{d - e_c} \approx \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \frac{S}{d}$ (II.40)

Où : S est la section plane de la vacuole (cavité).

e_c , la profondeur de la cavité.

d, l'épaisseur de l'échantillon.

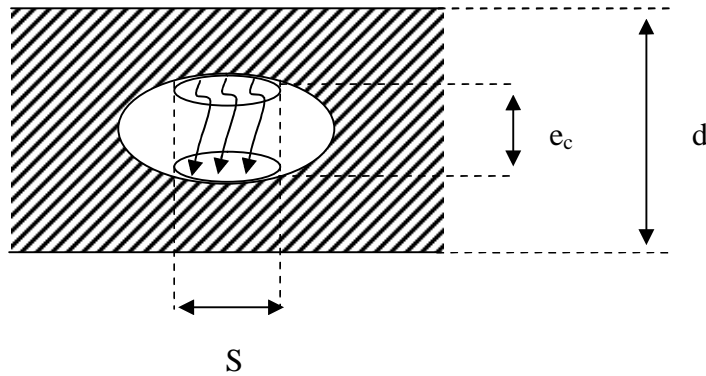


Fig. II.7 Vacuole contenue dans un isolant.

D'où : $\Delta Q = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot S \cdot U_c \cdot \frac{1}{d}$ (pC) (II.41)

L'amplitude des décharges Q peut être calculée aussi bien à travers le volume de la cavité qu'à travers l'énergie P dissipée dans la décharge :

$P = \frac{1}{2} \cdot C_c \cdot (U_c^2 - U_s^2) = \frac{1}{2} \cdot C_c \cdot (U_c - U_s) \cdot (U_c + U_s) = \frac{1}{2} \cdot C_c \cdot \Delta C_c \cdot (U_c + U_s)$ (II.42)

Comme : $U_c + U_s \approx U_c$

Et comme :

$U_c = \frac{C_b}{C_b + C_c} \cdot U_s \approx \frac{C_b}{C_c} \cdot U_s$

Ou : U_s est la tension d'amorçage.

D'où :

$P = \frac{1}{2} \cdot C_b \cdot \Delta U_c \cdot U_s = \frac{1}{2} \cdot Q \cdot U_s$ (II.43)

Dans le cas d'une cavité sphérique, La capacité C_c est donnée par l'expression d'un condensateur sphérique de rayons interne et externe r_1 et r_2 respectivement, soit :

$$C_{\text{sphérique}} = 4. \pi. \varepsilon_0. \varepsilon_r. \frac{r_1.r_2}{r_2-r_1} \quad (\text{II.44})$$

Dans le modèle de l'arborescence sphérique, la capacité C_c est délimitée par les sphères de rayons interne et externe r_p et $l+r_p$ respectivement, soit :

$$C_c = 4. \pi. \varepsilon_0. \varepsilon_{rc}. \frac{R_p.(l+R_p)}{l} \quad (\text{II.45})$$

Et par là,

$$C_b = 4. \pi. \varepsilon_0. \varepsilon_{rb}. \frac{d.(l+R_p)}{(d-l)} \quad (\text{II.46})$$

Pour $C_c = C_b$ on a :

$$U_c = \frac{C_b}{C_b+C_c} \cdot U \quad (\text{II.47})$$

En remplaçant les équations (II.45) et (II.46) dans l'équation (II.47) on trouve :

$$U_c = U. \frac{\varepsilon_{rb}.d.l}{R_p.\varepsilon_{rc}.(d-l)+\varepsilon_{rb}.d.l} \quad (\text{II.48})$$

En appliquant les équations (II.46) et (II.48) dans l'équation (II.39) on trouve la quantité de la charge égale :

$$\Delta Q = U. \frac{4.\pi.\varepsilon_0.\varepsilon_{rb}^2.d^2.l.(l+R_p)}{R_p.\varepsilon_{rc}.(d-l)^2+(d-l).\varepsilon_{rb}.d.l} \quad (\text{II.49})$$

➤ Ou encore pour $C_b \ll C_c$ on aura :

$$U_c = U. \frac{C_b}{C_c} \quad (\text{II.50})$$

D'où :

$$U_c = U. \frac{\varepsilon_{rb}.d.l}{R_p.\varepsilon_{rc}.(d-l)} \quad (\text{II.51})$$

En appliquant les équations (II.46) et (II.51) dans l'équation (II.39) on trouve la quantité de la charge égale :

$$\Delta Q = U. \frac{4.\pi.\varepsilon_0.\varepsilon_{rb}^2.d^2.l.(l+R_p)}{R_p.\varepsilon_{rc}.(d-l)^2} \quad (\text{II.52})$$

II.3.1.2.6. La tension seuil d'apparition des décharges partielle

En vertu de l'égalité des pertes diélectriques P_D Dissipée sous l'effet joule dans la cavité et l'énergie P dissipée dans la décharge, données par les équations (II.35) et (II.43)

respectivement, nous pouvons écrire l'expression de la tension seuil d'apparition de la décharge partielle, soit :

$$U_s = \frac{2.U^2.C_s.\omega.tg\delta}{(1+tg^2\delta).\Delta Q} \quad (II.53)$$

II.4. Le modèle filamentaire

II .4.1. Equation décrivant le modèle

Nous considérant dans ce qui suit une arborescence filamentaire évoluant dans un matériau diélectrique soumis a une contrainte de tension, placée entre deux électrodes de géométrie pointe-plan. Si on considère un filament comme une extension de la pointe se déplaçant vers l'électrode opposée et si on l'assimile à un cylindre de rayon r_f , l'expression de travail de toutes les forces agissant sur les parois du filament (interface arborescence / polymère) est donnée par :

$$W = \int_{l_0}^l \frac{4}{2} \cdot \pi \cdot r_f^2 \cdot P_e \cdot dl \quad (II.54)$$

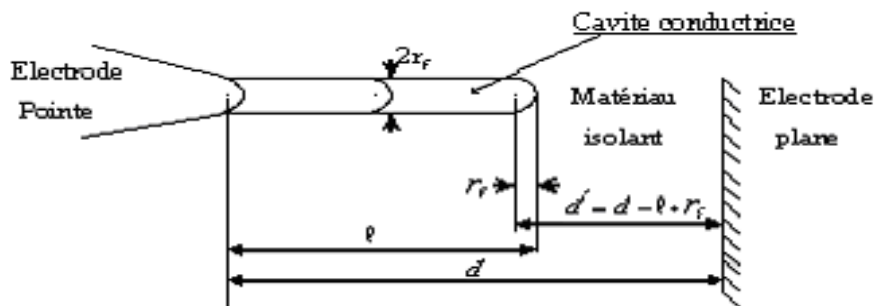


Fig. II.8 Représentation schématique du modèle filamentaire
(Approximation sphérique)

Ce travail doit être équilibré par l'énergie cinétique du polymère.

$$E_c = \frac{1}{2} \cdot m_v \cdot (\pi \cdot r_f^2 \cdot l) \cdot \left(\frac{dl}{dt}\right)^2 \quad (II.55)$$

Avec :

E_c (J) : énergie cinétique de la cavité.

m (Kg) : masse du solide déplacé.

m_v ($\frac{kg}{m^3}$) : masse volumique du solide.

$v \left(\frac{m}{s} \right)$: vitesse de déplacement de l'arborescence.

La pression électrostatique due à la densité superficielle de la cavité dans la direction du champ a pour expression l'équation suivante [2] :

$$P_e = \frac{1}{2 \cdot \epsilon_{r2}} \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{r1} \cdot (\epsilon_{r1} - \epsilon_{r2}) \cdot E_1^2 \quad (II.56)$$

II.4.2. Cas d'une interface non chargée ($\sigma = 0$)

II.4.2.1. Calcul du champ électrique [2]

Nous déterminerons les expressions des champs électriques E_1 et E_2 dans l'intervalle Inter-électrodes, constitué de l'arborescence de forme filamenteuse considérée comme un milieu conducteur de permittivité relative ϵ_{r2} où règne un champ électrique E_2 et du matériau isolant de permittivité relative ϵ_{r1} où règne un champ électrique E_1 et ce, en adoptant un système d'électrode de géométrie pointe-plan. Le champ électrique sur le front de la petite sphère de rayon r_f (fig.II-8) est déterminé pour les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} r = r_f & \text{implique } V(r) = u \\ r = d - l + r_f & \text{implique } V(r) = 0 \end{cases}$$

$$E(l) = \frac{u}{r_f} \cdot \left(\frac{d-l+r_f}{d-l} \right) \quad (II.57)$$

II.4.2.2 Cinétique de propagation [2]

Pour le calcul de la longueur de l'arborescence nous avons des expressions (II.56) et (II-57), vient:

$$K_f \cdot \left\{ \frac{u}{r_f} \cdot \left[\frac{d-l+r_f}{(d-l)} \right] \right\}^2 = \frac{1}{4} \cdot m_v \cdot \left(\frac{dl}{dt} \right)^2 \quad (II.58)$$

D'ou:

$$\frac{dl}{dt} = K_f \cdot \frac{u}{r_f} \cdot \left[\frac{d-l+r_f}{(d-l)} \right] \quad (II.59)$$

Avec:

$$K_f = \frac{1}{2 \cdot \epsilon_{r2}} \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{r1} \cdot (\epsilon_{r1} - \epsilon_{r2})$$

Et :

$$K_f^2 = \frac{4 \cdot K_f}{m_v}$$

Dans le cas d'une arborescence électrique ($\epsilon_{r2} = 1$) :

$$K_f = K_{el} = \frac{1}{2} \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r1} \cdot (\varepsilon_{r1} - 1)$$

Après séparation des variables, l'équation devient:

$$K_f \cdot u \cdot dt = \left(\frac{r_f \cdot (d - l)}{(d - l + r_f)} \right)$$

Ou encore:

$$K_f \cdot u \cdot dt = \left[r_f - \frac{r_f^2}{d-l} \right] \cdot dl \tag{II.60}$$

➤ **Cas d'une tension continue: u= Constante:**

Par intégration de l'équation (II-58) on aura:

$$K_f \cdot \int_0^t u \cdot dt = \int_{r_f}^l \left[r_f - \frac{r_f^2}{d-l} \right] dl \tag{II.61}$$

Le temps de retard au claquage est obtenu pour $l = d$ tel que :

$$t_b = t(l = d) = \frac{1}{K_f \cdot u} r_f \cdot \left[(d - r_f) + r_f \cdot \ln \left(\frac{r_f}{d} \right) \right] \tag{II.62}$$

➤ **Cas d'une tension sinusoïdale: u=U_m sin (ω t)**

Vu la périodicité de l'onde de tension qui est sinusoïdale, l'équation (II-60) doit être intégrée après chaque période T_p, en prenant comme conditions initiales, les conditions finales de l'intégration précédente, ceci est traduit par l'équation de propagation suivante :

$$\int_{(i-1)T_P}^t K_f \cdot U_m \cdot \sin(\omega t) \cdot dt = \int_{l_{i=1}}^l \left[r_f - \frac{r_f^2}{d-l} \right] dl \tag{II.63}$$

II.4.2.3. Détermination des courants de décharge par la méthode de l'énergie de gazéification [2]

En appliquant les équations (II.23) et (II.24) au cas d'une arborescence filamenteuse (cylindrique), le volume de gaz dû à l'énergie de décharge pendant une alternance est sera égale à:

$$V = \pi \cdot r_f^2 \cdot l(t) = \frac{Q \cdot u}{2 \cdot J_P} \tag{II.64}$$

Donc :

$$Q = \frac{2 \cdot \pi \cdot r_f^2 \cdot J_P}{u(t)} l(t) \tag{II.65}$$

Où :

Q est la quantité de charge pour une alternance et u est la tension appliquée entre électrodes.

La dérivée de l'équation (II-64) par rapport au temps nous donne le courant de décharge par:

$$i_{dc}(t) = \frac{dQ}{dt} \quad (\text{II.66})$$

$$i_{dc}(t) = 2 \cdot \pi \cdot r_f^2 \cdot J_P \left[K_f \left(\frac{d+r_f-l(t)}{r_f \cdot (d-l(t))} - \frac{l(t)}{u^2(t)} \cdot \frac{du(t)}{dt} \right) \right] \quad (\text{II.67})$$

➤ **Cas d'une tension continue : u = constante.**

$$i_{dc}(t) = 2 \cdot \pi \cdot r_f^2 \cdot J_P \left[K_f \left(\frac{d+r_f-l(t)}{r_f \cdot (d-l(t))} \right) \right] \quad (\text{II.68})$$

➤ **Cas d'une tension sinusoïdale: u = u_m Sin (wt)**

$$i_{dc}(t) = 2 \cdot \pi \cdot r_f^2 \cdot J_P \left[K_f \left(\frac{d+r_f-l(t)}{r_f \cdot (d-l(t))} - \frac{l(t)\omega \cos(\omega t)}{U_m \cdot \sin^2(\omega t)} \right) \right] \quad (\text{II.69})$$

II.4.3. Détermination des pertes diélectriques

Rappelons que l'arborescence est assimilée à un filament (approximation sphérique) et considérée conductrice.

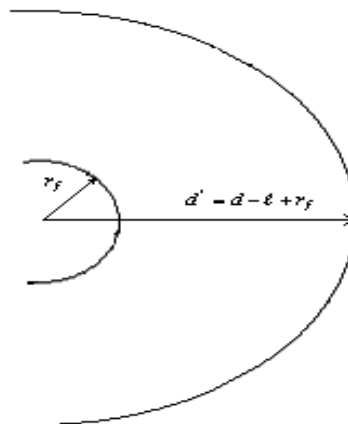


Fig.II.9 Schéma représentant la capacité

Considérons la capacité C_d de la partie saine du matériau dégradé, supposée sphérique et concentrique à la sphère de rayon r_f [2].

Rappelons que l'arborescence est assimilé à un filament (approximation sphérique) et considérée conductrice.

La résistance R_c de la cavité est donnée par :

$$R_c = \rho \frac{l}{S}$$

$$R_c = \rho \frac{l}{\pi \cdot r_f^2} \tag{II.70}$$

Avec :

ρ : est la résistivité du matériau

La capacité C_d sphérique de rayon interne r_f et rayon externe $d - \ell + r_f$.

Soit :

$$C_d = \frac{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{r1} \cdot (d - \ell + r_f) \cdot r_f}{(d - \ell)} \tag{II.71}$$

Représentation série :

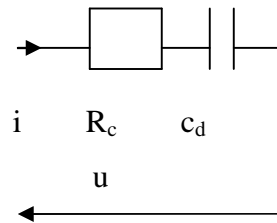


Fig. II.10 schéma équivalent série

Dans le cas de la représentation série illustrée sur la fig. II.10, le facteur de pertes diélectriques est donné par :

$$tg\delta = \frac{4 \cdot \rho \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{r1} \cdot l \cdot (d - \ell + r_f)}{r_f \cdot (d - \ell)} \tag{II.72}$$

Le temps de relaxation τ

$$\tau = \frac{4 \cdot \rho \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{r1} \cdot l \cdot (d - \ell + r_f)}{r_f \cdot (d - \ell)} \tag{II.73}$$

Et les pertes diélectriques sont :

$$P_d = \frac{4 \cdot \epsilon_0^2 \cdot \rho \cdot l \cdot \omega^2 \cdot (d - \ell + r_f)^3}{(d - \ell) \cdot [r_f^2 (d - \ell)^2 + 16 \rho^2 \cdot l^2 \cdot \epsilon_0^2 \cdot \epsilon_{r1}^2 \cdot \omega^2 \cdot (d - \ell + r_f)^2]} \cdot U_m^2 \cdot \sin^2(\omega t) \tag{II.74}$$

II.4.4. La quantité de décharge partielle

Pour déterminer la quantité de décharge partielle, nous adoptons la même logique de développement des équations que le cas du modèle sphérique, en considérant une capacité cylindrique C_c donnée par l'expression d'un condensateur cylindrique de rayons interne et externe r_1 et r_2 respectivement, soit :

$$C_{cylindrique} = 2. \pi. \varepsilon_0. \frac{L}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad (II.75)$$

Pour $r_1=rp$, $r_2=l+rp$ et $L=2rp$ l'équation (II.75) nous donne :

$$C_c = 2. \pi. \varepsilon_0. \frac{r_f}{\ln\left(\frac{l+r_f}{r_f}\right)} \quad (II.76)$$

$$C_b = 2. \pi. \varepsilon_0. \varepsilon_{rb}. \frac{r_f}{\ln\left(\frac{d}{l+r_f}\right)} \quad (II.77)$$

D'où Pour $C_b = C_c$:

$$U_c = U. \frac{\varepsilon_{rb}. \ln\left(\frac{l+r_f}{r_f}\right)}{\ln\left(\frac{d}{l+r_f}\right) + \varepsilon_{rb}. \ln\left(\frac{l+r_f}{r_f}\right)} \quad (II.78)$$

En appliquant les équations (II.77) et (II.78) dans l'équation (II.37) on trouve la quantité de décharge égale :

$$\Delta Q = U. \frac{2. \pi. \varepsilon_0. \varepsilon_{rb}^2. r_f. \ln\left(\frac{l+r_f}{r_f}\right)}{\ln\left(2. \frac{d}{l+r_f}\right) + \varepsilon_{rb}. \ln\left(\frac{d. r_f + (l+r_f)^2}{r_f. (l+r_f)}\right)} \quad (II.79)$$

➤ Ou encore pour $C_b \ll C_c$ on aura :

$$U_c = U. \frac{C_b}{C_c}$$

D'où :

$$U_c = U. \frac{\varepsilon_{rb}. \ln\left(\frac{l+r_f}{r_f}\right)}{\ln\left(\frac{d}{l+r_f}\right)} \quad (II.80)$$

En appliquant les équations (II.77) et (II.80) dans l'équation (II.37) on trouve la quantité de décharge égale :

$$\Delta Q = U. \frac{2. \pi. \varepsilon_0. \varepsilon_{rb}^2. R_p. \ln\left(\frac{l+r_f}{r_f}\right)}{\ln\left(2. \frac{d}{l+r_f}\right)} \quad (II.81)$$

II.4.5. La tension seuil d'apparition des décharges partielles

En vertu de l'égalité des pertes diélectriques P_D dissipée sous l'effet joule dans la cavité et l'énergie P dissipée dans la décharge, données par les équations (II.35) et (II.43)

respectivement, nous pouvons écrire l'expression de la tension seuil d'apparition de la décharge partielle, soit :

$$U_s = \frac{2.U^2.C_s.\omega.tg\delta}{(1+tg^2\delta).\Delta Q} \quad (II.82)$$

II .5. Conclusion

Dans ce présent chapitre nous avons modélisé l'arborescence ouverte considérée conductrice de formes buisson et branche en l'assimilant à des formes géométriques simples. La mise en équations de ces modèles a permis d'établir les équations d'évolution dans le temps des différents types d'arborescences ouvertes (buisson ou branche) sous champ continu ou alternatif. En plus de la cinétique de propagation de l'arborescence, ces modèles permettent de déterminer la quantité de charge écoulée, les courants de décharge, la tension seuil d'apparition de la décharge partielle et les pertes dissipées dans le matériau, ceci dans le cas envisagé d'une interface arborescence/matériau diélectrique non chargé.

Chapitre III

Simulation numériques

des arborescences.

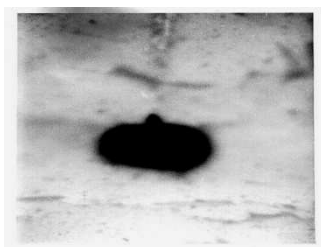
III.1. Organigramme de simulation numérique des modèles d'arborescences

Dans ce présent chapitre, nous allons élaborer un programme informatique, moyennant le logiciel de programmation MATLAB, permettant de simuler les équations de propagation de l'arborescence de formes buisson, buisson- branche et branche, développées par les modèles sphérique et filamenteire exposés en chapitre II précédent. Comme il est question de calculer le champ électrique, les courants de décharges, le facteur de perte diélectrique, la tension seuil d'apparition des décharges partielle et la quantité de décharge partielle.

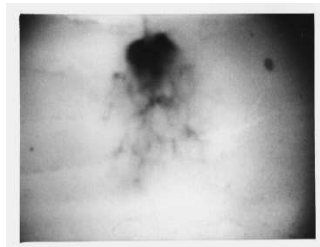
Pour ce faire, nous avons considéré les résultats de travaux expérimentaux prouvés et publiés pour établir les critères de simulation.

L'analyse de la morphologie, effectuée au moyen d'un microscope électronique à balayage [30], des échantillons d'EPDM et de PVC dégradés sous différentes contraintes de champ électrique, dans une géométrie d'électrodes pointe-plan, a révélé trois formes distinctes d'arborescences de diamètres variables : buisson, buisson-branche et branche, illustrées sur la figure (III.1).

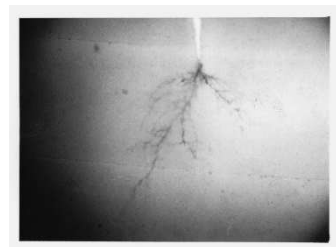
Ces formes et diamètres dépendent fortement de la valeur du champ électrique à la pointe de l'électrode haute tension. Les valeurs du champ électrique maximum calculées en utilisant l'approximation hyperboloïdale et pour une distance inter-électrodes d supérieur d'au moins dix fois le rayon de courbure r de l'électrode pointe ($d > 10 r$) donnée par l'expression de Masson [31] ont été corrélées avec les formes des arborescences initiées correspondantes, ce qui a permis de faire la classification établie dans le tableau (III.1).



a. arborescence en buisson



b. arborescence en buisson
branche



c. arborescence en branche

Fig . III.1 : Photos des différentes formes d'arborescences.

Tableau III.1: corrélation entre formes, diamètres des canaux d'arborescences et valeurs maximum du champ électrique.

Valeurs maximum du champ électrique	Formes des arborescences	Diamètre du canal de claquage (μm)
$E_{\text{max}} < 0,342 \text{ MV/mm}$	Buisson	435,12
$0,423 \text{ MV/mm} \leq E_{\text{max}} \leq 0,513 \text{ MV/mm}$	Buisson-branche	415,57
$E_{\text{max}} > 0,543 \text{ MV/mm}$	Branche	391,99

Il découle de ce qui précède que la valeur maximale du champ appliqué à la tête de l'arborescence ($E_{\text{max}} = 0,543 \text{ MV/mm}$) constitue le critère de choix ou de changement de forme de l'arborescence.

Soit, pour $E_{\text{max}} \leq 0,543 \text{ MV/mm}$, l'arborescence évolue en buisson et le modèle sphérique est considéré et dans le cas contraire, soit pour $E_{\text{max}} > 0,543 \text{ MV/mm}$, l'arborescence évolue en branche et le modèle filamentaire est considéré pour décrire sa cinétique.

La forme buisson-branche résulte de l'évolution d'une arborescence buisson à une forme branche, lorsque le champ maximal à la tête de l'arborescence dépasse la valeur critique $E_{\text{max}} > 0,543 \text{ MV/mm}$. Dans ce cas, le coupage des deux modèles sphérique et filamentaire est considéré en basculant du modèle sphérique au modèle filamentaire dès que la condition $E_{\text{max}} > 0,543 \text{ MV/mm}$ est satisfaite.

L'Organigramme de la Figure (III.2) illustre le déroulement du programme de simulation des équations des différents modèles considérés.

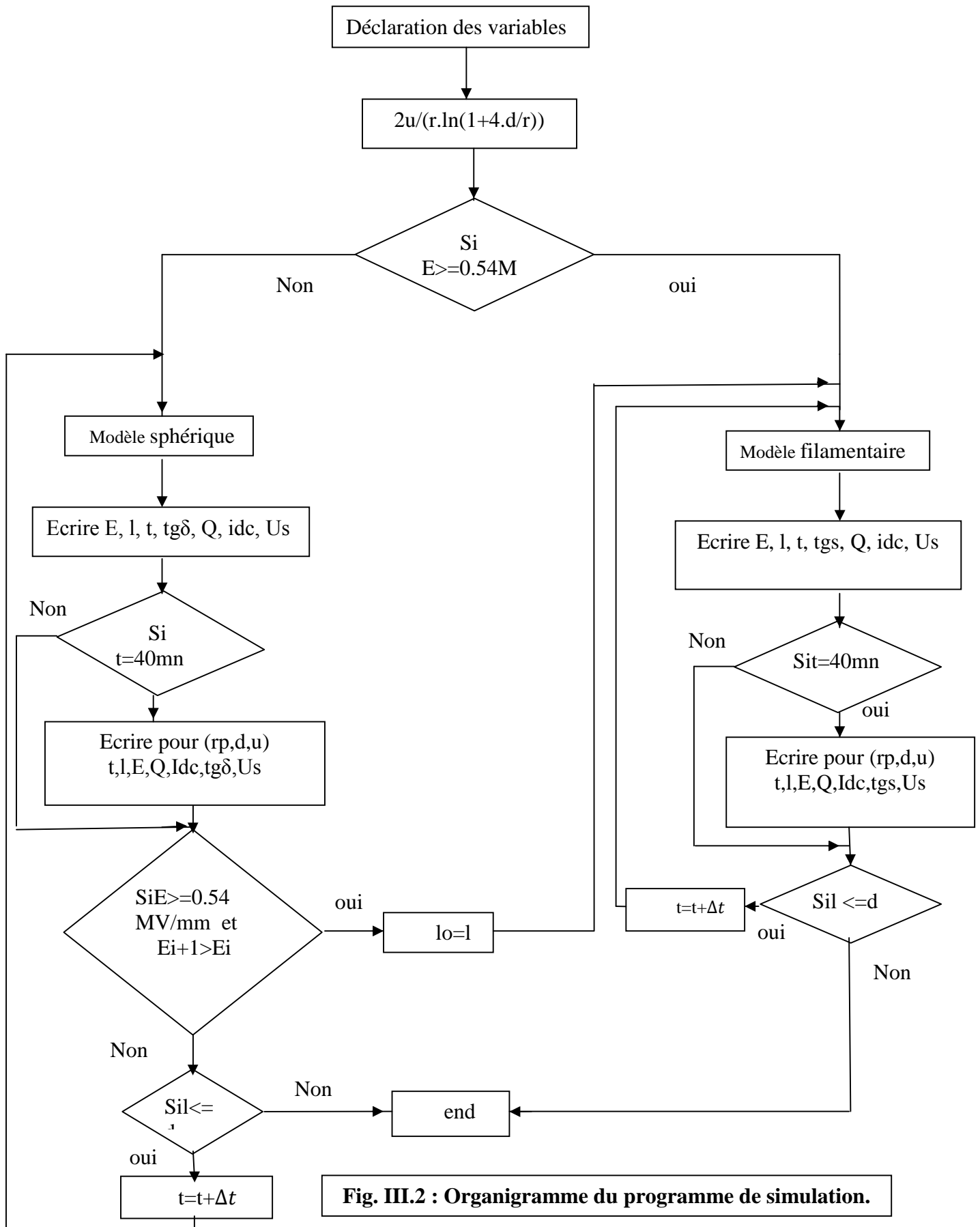


Fig. III.2 : Organigramme du programme de simulation.

Les caractéristiques $l(t)$ décrivant la cinétique de propagation de l'arborescence, les courants de décharges i_{dc} , le facteur de perte diélectrique $tg\delta$, la tension seuil d'apparition des décharges partielles U_s et la quantité de décharges partielles Q sont déterminés dans le cas des différents modèles gouvernés par la valeur calculée du champ maximal à la tête de l'arborescence et pour différents paramètres influent sur le processus de son évolution, soit :

- ✓ Le type de l'arborescence (électrique)
- ✓ de l'état de charge de l'interface arborescence / polymère (non chargée) ;
- ✓ La forme de la tension et son amplitude ;
- ✓ La fréquence pour le cas de la tension alternative ;
- ✓ La distance inter-électrodes ;
- ✓ Le rayon de courbure de l'électrode pointe ;
- ✓ Le type du polymère caractérisé par sa permittivité, sa masse volumique et sa conductivité.

III.2. Présentation des paramètres de simulation

Les caractéristiques de $l(t)$ sont déterminées pour :

- ✓ Deux formes de tension, sinusoïdale avec une fréquence de 50Hz et continue;
- ✓ trois niveaux de tension $u=10, 15$ et 20 kV ;
- ✓ Trois distances inter- électrodes $d=1, 3$ et 5 mm ;
- ✓ Trois rayons de courbure de la pointe de l'aiguille HT $R_p= 5, 8$ et 10 μm ;
- ✓ deux types de polymères EPDM et le PVC, dont les caractéristiques sont portées sur le tableau (III.2) ;
- ✓ Arborescences électrique qui est caractérisée par une permittivité relative ϵ_{r1} et une conductivité γ_2 dont les valeurs sont portées sur le tableau (III.3) ;
- ✓ Le cas d'une interface arborescence / polymère non chargée.

Tableau (III.2) : Caractéristiques des polymères utilisés

Polymère	Permittivité relative ϵ_{r1}	Masse volumique ρ [kV/m ³]	Conductivité γ_1 [$\Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$]
EPDM	3	1000	10^{-15}
PVC	3,4	1400	10^{-13}

Tableau (III.3) : Caractéristiques des arborescences électriques

Arborescence	Contenu de l'arborescence	Permittivité relative ϵ_{r2}	Conductivité $\gamma_2[\Omega^{-1}.\text{m}^{-1}]$
Electrique	Air	1	10^{-16}

Afin de ramener les valeurs des résultats de simulation obtenus dans cette étude à l'échelle de ceux trouvés dans la littérature auxquels nous avons fait référence, nous avons affecté ces premiers de facteurs de correction fc reportés sur le tableau (III.4).

Tableau (III.4) : Facteurs de corrections

Type de tension		Continue	Sinusoidale
L(m)	$\sigma = 0$	3.10^{-8}	3.10^{-8}
Idc(A)	$\sigma = 0$	10^{-3}	10^{-23}
tan(δ)	$\sigma = 0$	/	10^{-14}
Q(c)	$\sigma = 0$	/	10^{-13}

III.3. Discussion et interprétation des résultats

La simulation numérique des équations des modèles élaborés dans le chapitre II, moyennant une programmation en langage MATLAB a permis d'obtenir une série de résultats que nous avons traduit en graphes illustrés sur les figures (III.3) à (III.29). Ils traduisent l'évolution dans le temps et en fonction de la contrainte du champ appliqué (effet combiné de la tension appliquée U, de la distance inter-électrodes d et du rayon de courbure de l'électrode pointe Rp) de la cinétique de propagation de l'arborescence, des courants de décharge, du facteur de pertes diélectriques, de la tension seuil d'apparition des décharges partielles et de la quantité de décharge partielle.

Interface non chargée**III.3.1. La cinétique de propagation**

La cinétique de propagation des arborescences électriques est illustrée sur les figures (III.3 à III.7) relatives au modèle sphérique (MS), le modèle filamentaire (MF) et le modèle sphère- filament (MSF) respectivement. Les allures des courbes s'apparentent à celles obtenues expérimentalement pour les mêmes contraintes appliquées [30]. Dans le cas du modèle sphérique, elles présentent une pente prononcée au début de la dégradation, fléchit après un certain temps, puis reprend au terme de l'évolution, aussi bien en tension continue qu'alternative. Dans le cas du modèle filamentaire, les courbes présentent des pentes raides croissantes pour les différentes variations des paramètres interférant dans l'évolution de la dégradation (l'amplitude de la tension, la distance inter-électrode, le rayon de courbure et la nature du matériau). Les courbes sont d'autant plus raides que les rayons de courbures sont plus faibles. Ceci est expliqué, dans le cas réel [30], par la concentration du champ dans les espaces restreints résultant d'une dégradation plus manifeste. Dans le cas du modèle couplé (sphère-filament), les courbes présentent des allures croissantes avec le temps, résultat du couplage des deux modèles (MS) et (MF) pris séparément. Les paramètres interférant dans l'évolution de la dégradation répondent similairement au cas réel [30] (voir figure A1 de l'annexe A); l'augmentation de l'amplitude de la tension accélère la dégradation du matériau, ce phénomène est accentué pour des petites distances inter-électrodes et de faibles rayons de courbure de l'électrode pointe. Le PVC et l'EPDM ont des comportements similaires quant à la cinétique des arborescences électriques.

La figure (III.8) illustre les courbes de variation de la cinétique de propagation, en fonction de la contrainte du champ électrique appliqué, obtenu en utilisant le modèle couplé (sphère- filament). Ces courbes démarquent la valeur critique du champ ($E=0,54\text{MV/mm}$) à laquelle s'opère le changement de forme de l'arborescence, passant de la forme buisson à la forme branche. Le modèle sphérique est considéré à la valeur du champ électrique inférieure à $0,54\text{MV/mm}$ et le modèle filamentaire au delà de celle-ci.

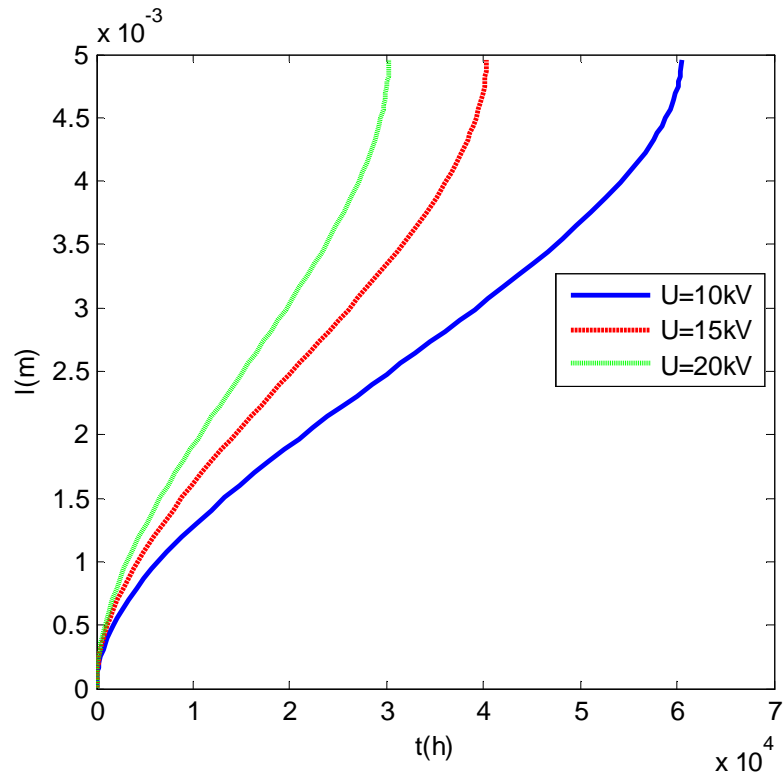


Fig. III.3 : Influence du niveau de tension (continue) sur la cinétique de propagation des arborescences à $d=5\text{mm}$, $R_p=10\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MS)

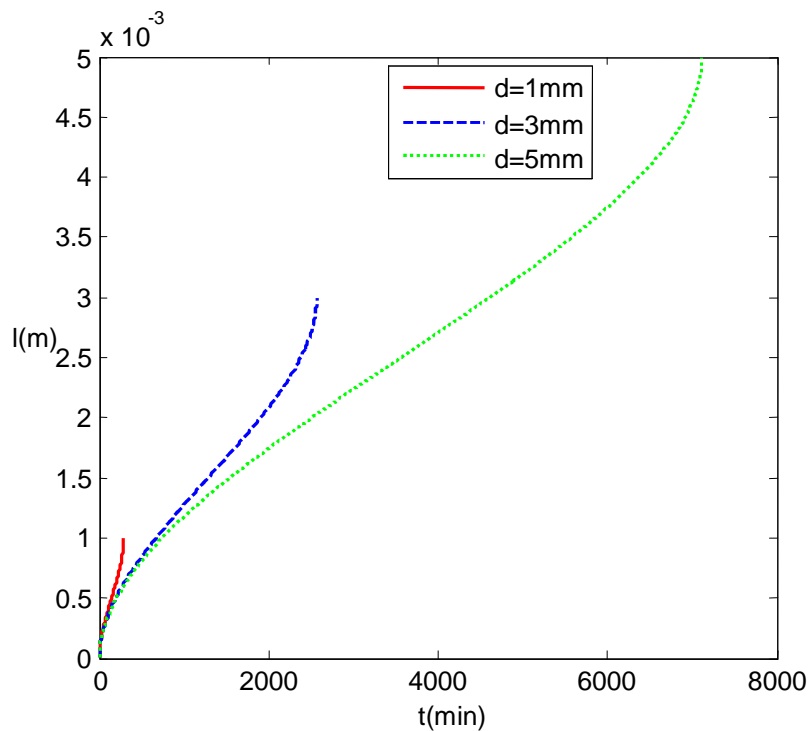


Fig. III.4 : Influence de la distance inter-électrode sur la cinétique de propagation des arborescences à $R_p=10\mu\text{m}$, $=15\text{kV}$ (sinusoïdale), EPDM et $\sigma = 0$ (MS)

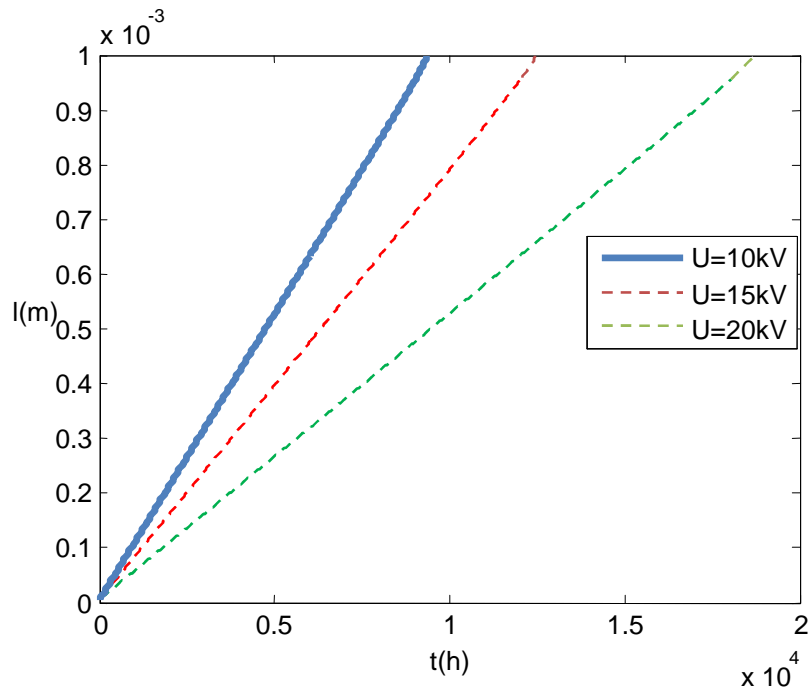


Fig. III.5 : Influence du niveau de tension sur la cinétique de propagation des arborescences électrique (continue), $d=1\text{mm}$, $R_p=5\mu\text{m}$ et $\sigma = 0$ (MF)

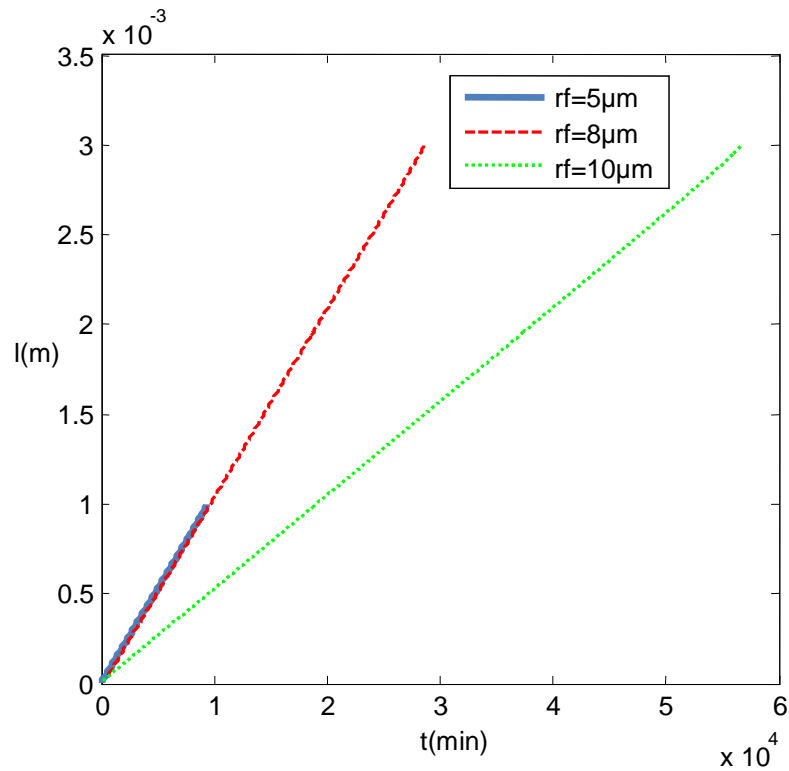


Fig. III.6 : Influence du rayon de courbure de l'aiguille HT sur la cinétique de propagation des arborescences à $U=20\text{kV}$ (sinusoïdale), $d=3\text{mm}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MF)

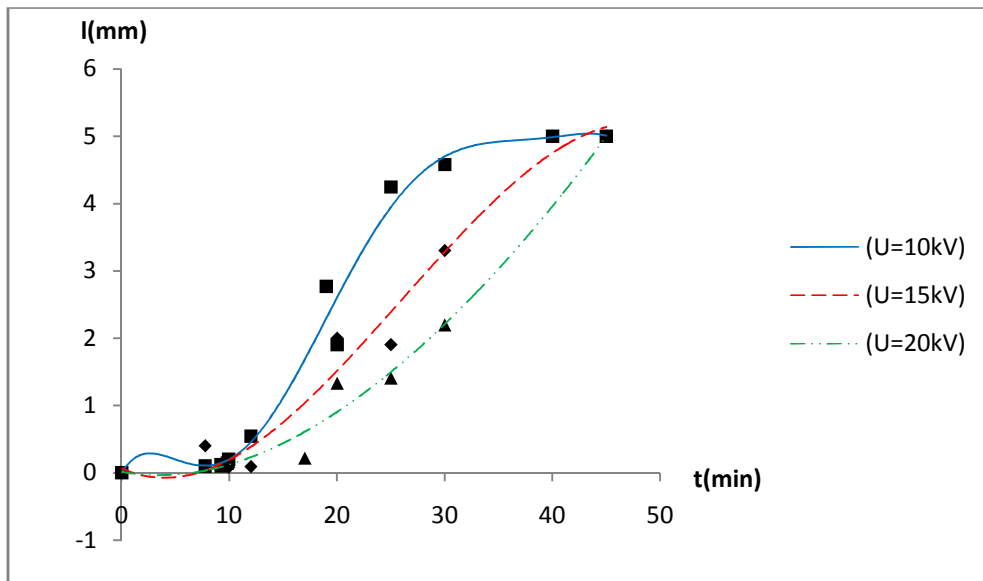


Fig. III.7 : Influence de la nature du matériau sur la cinétique de propagation de l'arborescence électrique en fonction du temps à, $d= 3\text{mm}$ et $R_p= 5\mu\text{m}$ (~) (MSF)

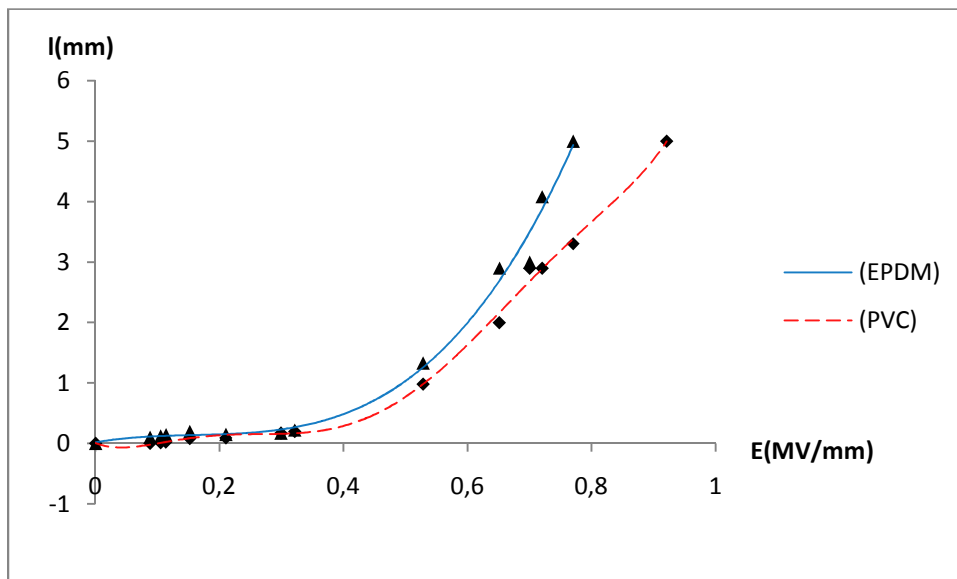


Fig. III.8 : Influence de la nature du matériau sur la cinétique de propagation de l'arborescence électrique en fonction de la contrainte de champ appliqué (~) (MSF)

III.3.2. Le courant de décharge

Les figures (III.9 à III.12) illustrent la variation des courants de décharges dans le cas des trois modèles considérés ; MS, MF et MSF. Pour les différents paramètres mis en jeu (U , d et R_p), les caractéristique des courants de décharge $i_{dc}(t)$ s'apparentent à un train d'impulsions constitué de pics discrets très brefs répondant aux différents mécanismes qui s'y produisent ; Au premier stade du vieillissement, nous constatons une amplitude de décharge importante, qui peut être attribuée à l'ionisation du polymère. La diminution qui suit le pic de grande amplitude est due à la montée en pression des gaz contenus dans la cavité et dont une partie est produite par la décharge précédente et qui provoque l'extinction des décharges. Au bout d'un intervalle de temps les gaz diffusent dans le polymère et les décharges reprennent, ce qui explique l'espacement des pics à grande amplitude. Nous remarquons que les paramètres interférents (l'amplitude de la tension, le rayon de courbure, la distance inter-électrodes et la nature du matériau) n'ont pas marqué une grande influence ni sur l'allure ni sur l'ordre de grandeur des courants.

Le modèle (MSF) reste celui qui donne une meilleure approche des résultats du cas réel

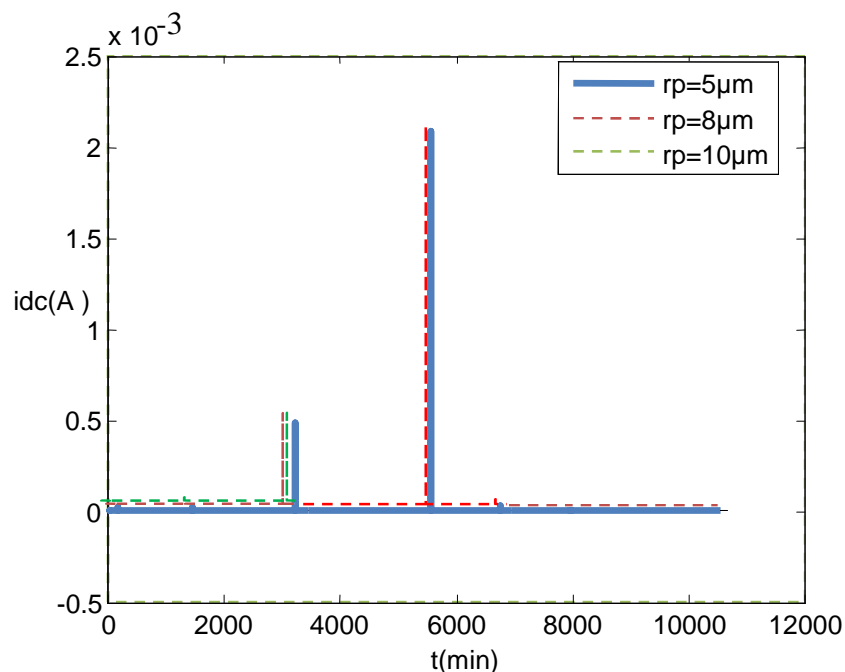


Fig. III.9 : Influence du rayon de courbure de l'aiguille HT sur l'évolution du courant de décharge à $d=5\text{mm}$, $U=10\text{kV}$ (sinusoïdal), EPDM et $\sigma = 0$ (MS)

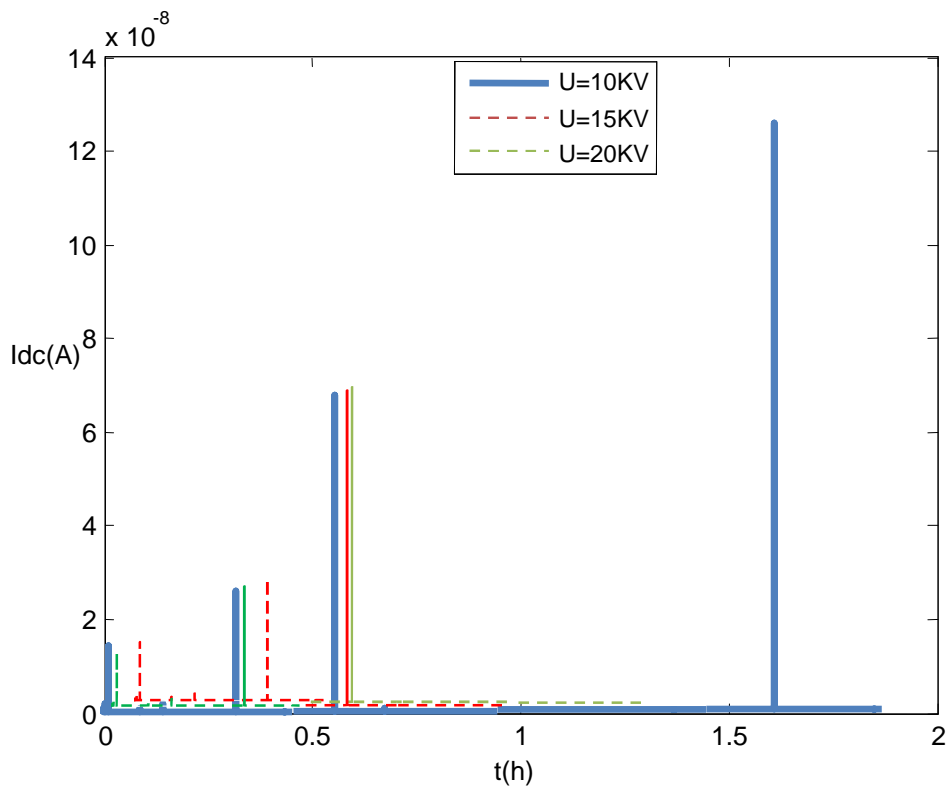


Fig. III.10 : Influence du niveau de tension (sinusoïdale) sur l'évolution du courant de décharge à $d=1\text{mm}$, $R_p=5\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MF)

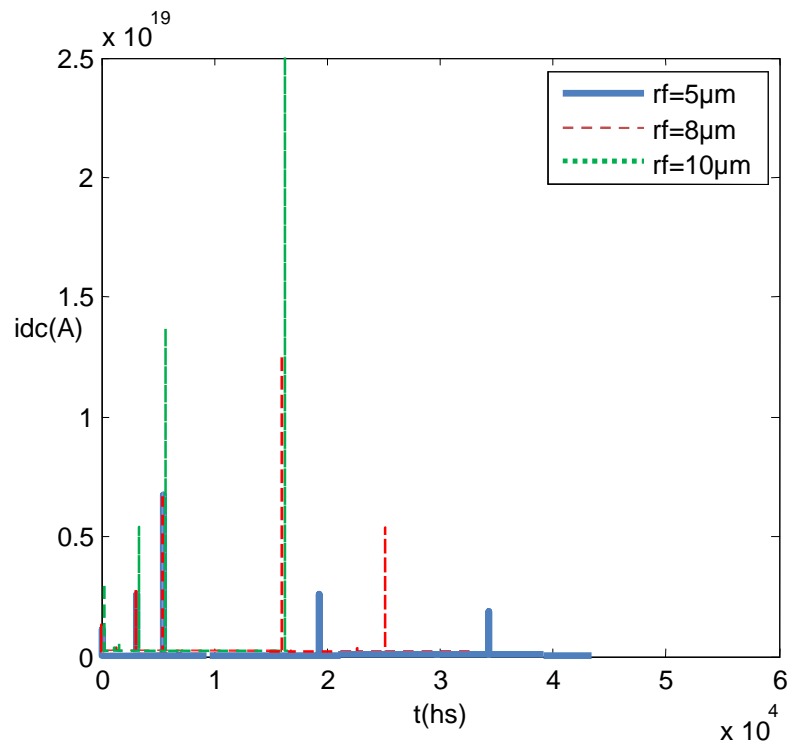


Fig. III.11 : Influence du rayon de courbure de l'aiguille HT sur l'évolution du courant de décharge à $d=3\text{mm}$, $U=20\text{kV}$ (sinusoïdale), EPDM et $\sigma = 0$ (MF)

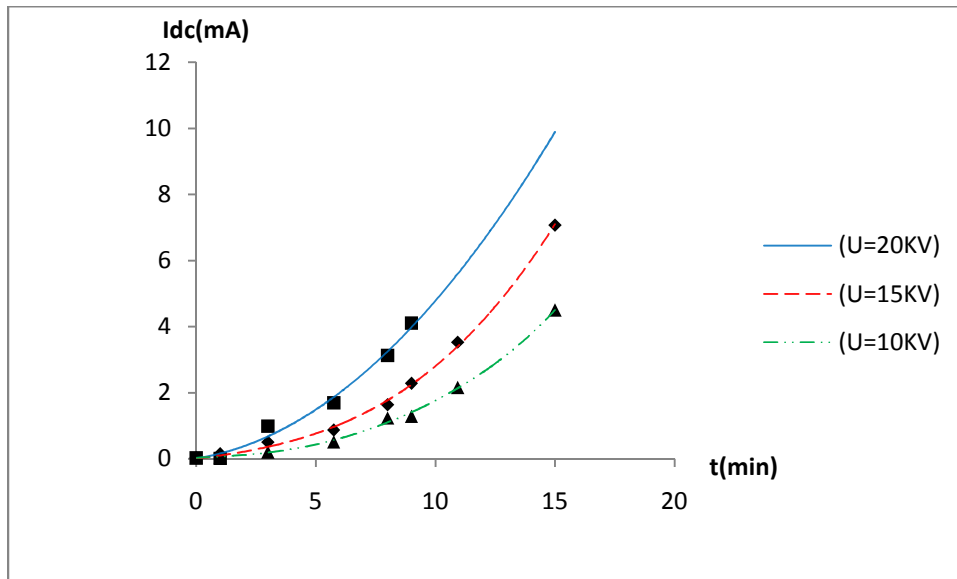


Fig. III.12 : Influence du niveau de tension (sinusoïdale) sur l'évolution du courant de décharge à $d=1\text{mm}$, $R_p=5\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MSF)

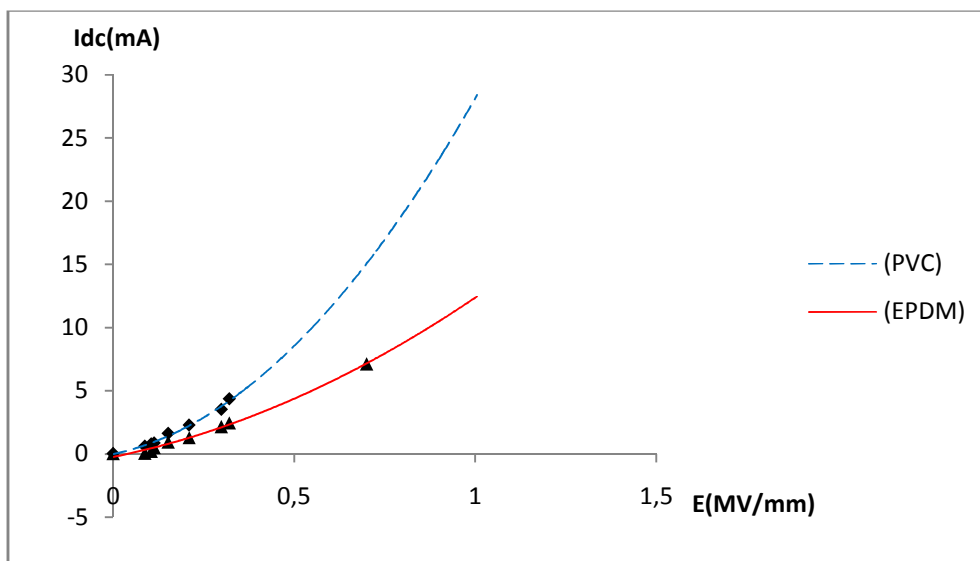


Fig. III.13 : Evolution du courant de décharge en fonction de la contrainte du champ sinusoïdal appliqué (MSF)

III.3.3. Le facteur de perte diélectrique

Les figures (III.14 à III.15) donnent l'évolution du facteur de pertes dans le cas des trois modèles considérés ; MD, MF et MSF respectivement. La caractéristique $\text{tg}\delta(t)$ présente trois

phases; la première consécutive à l'initiation de l'arborescence est brève où $\text{tg}\delta$ diminue légèrement, suivie d'une deuxième phase qui s'étend sur un intervalle de temps large presque l'essentiel du temps de retard au claquage. Il suit un coude annonçant une troisième phase marquée par une augmentation importante du facteur de perte. Cette dernière renseigne sur l'ordre des pertes dans la phase de pré claquage et de claquage.

$\text{Tg } \delta$ augmente avec l'évolution de la dégradation (figure III.16), ce qui répond au cas réel enregistré expérimentalement [32] (Voir figure A2 annexe A).

La figure (III.17) donne la courbe d'évolution du facteur de pertes en fonction de la contrainte du champ électrique appliqué, dans le cas du modèle (MSF). L'évolution de $\text{tg}\delta$ donne une bonne approche du cas réel obtenu expérimentalement [32]. Ce modèle (MSF) prend en considération le basculement de l'arborescence de sa forme sphérique à la forme filamenteuse, à la valeur critique du champ électrique déjà définie.

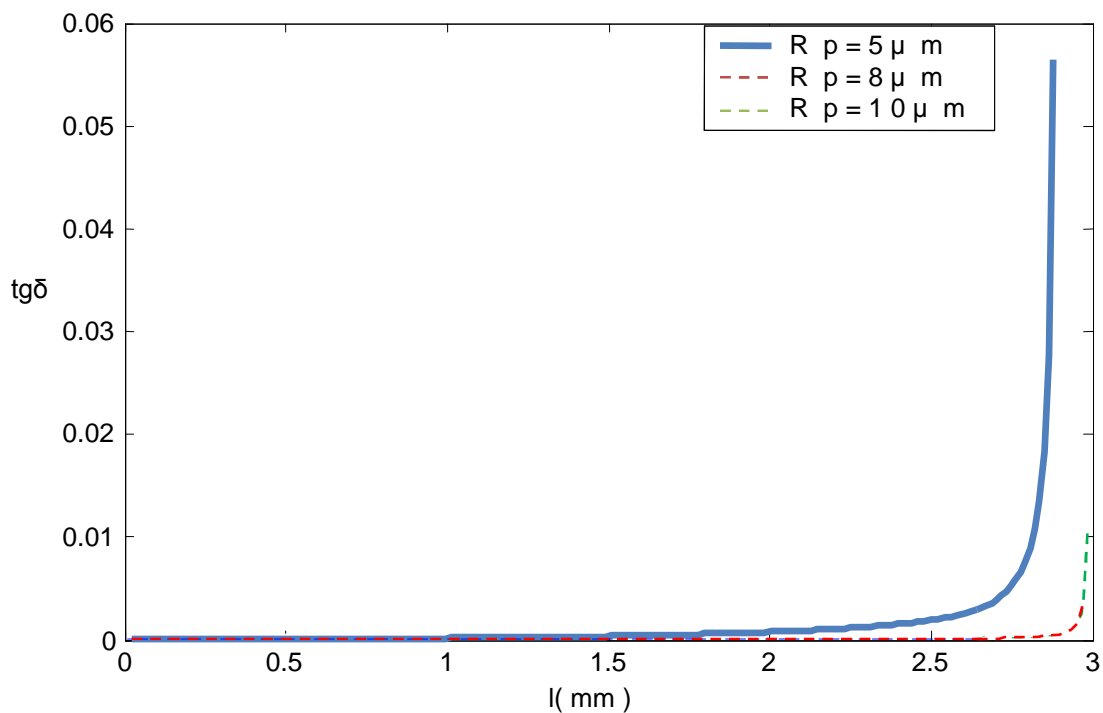


Fig. III.14 : Influence du rayon de courbure de l'aiguille HT sur la variation du facteur de pertes diélectriques, à $U=10\text{kV}$ (sinusoïdale), $d=5\text{mm}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MS)

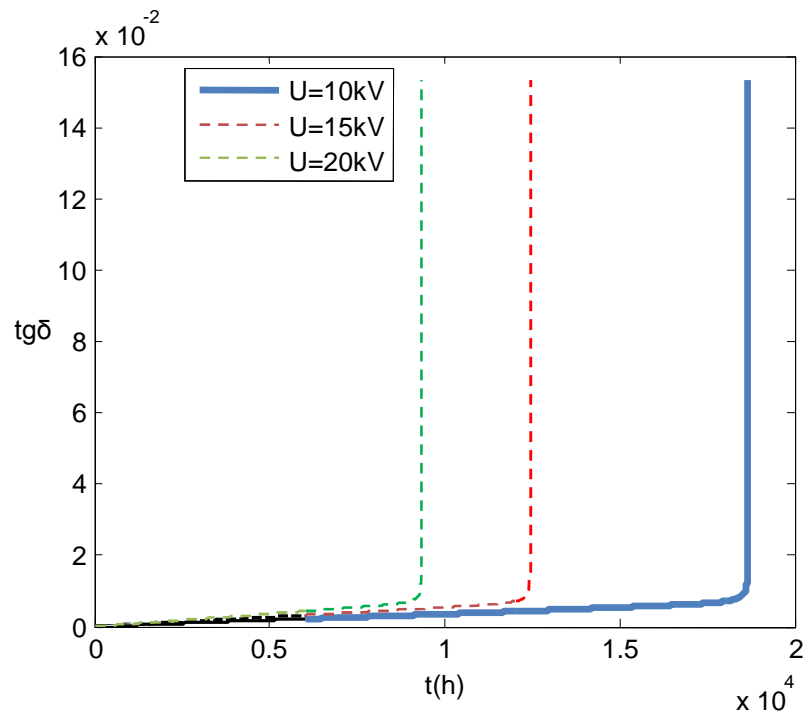


Fig. III.15 : Influence du niveau de tension sur l'évolution du facteur de perte à d=3mm, Rp=5μm (sinusoïdale), EPDM et σ = 0 (MF)

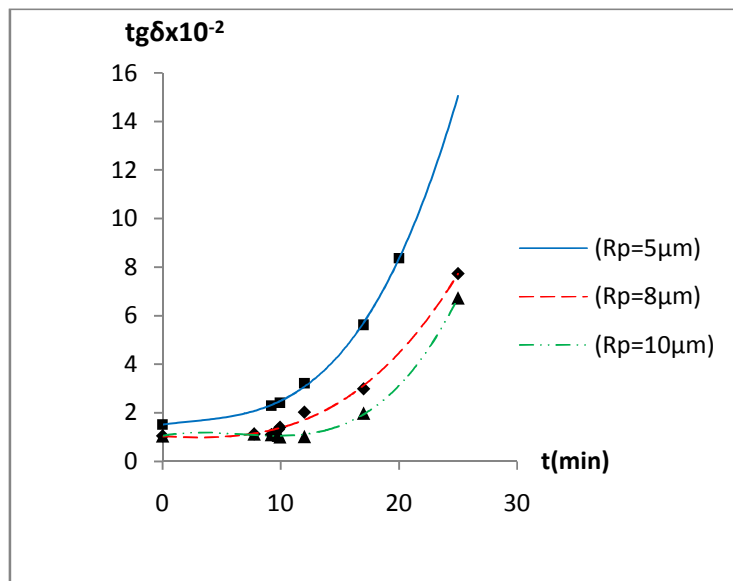


Fig. III.16 : Influence du rayon de courbure sur l'évolution du facteur de perte à d=3mm, U=15KV (sinusoïdale), et σ = 0 (MSF)

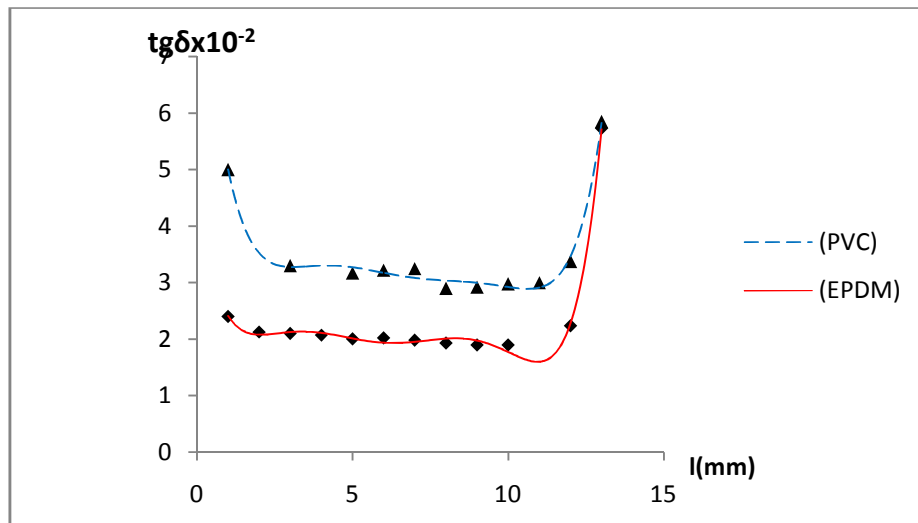


Fig. III.17 : Influence du type de polymère sur l'évolution du facteur de perte en fonction de la contrainte du champ électrique appliqué (sinusoïdale) (MSF)

III.3.4. La tension seuil d'apparition de la décharge partielle

Les figures (III.18 à III.22) illustrent la variation de la tension seuil d'apparition de la décharge partielle dans le cas des trois modèles considérés (MS, MF et MSF). Us diminue dans le temps avec l'évolution du défaut. Cette diminution est accentuée avec l'intensification de la contrainte du champ appliquée. Ces résultats sont en concordance avec ceux obtenus expérimentalement [30] (voir annexe A3).

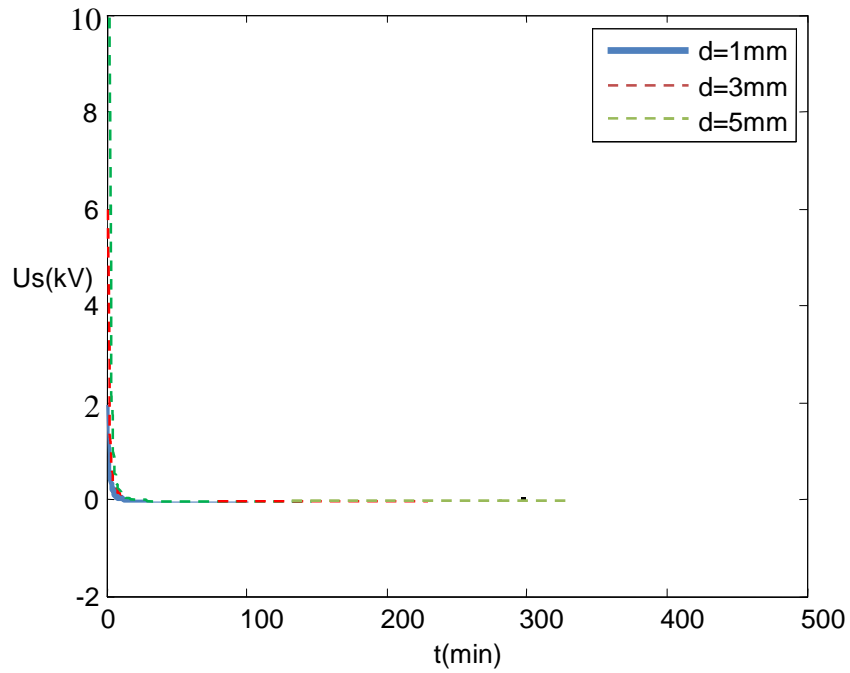


Fig. III.18 : Influence de la distance inter-électrode sur l'évolution de la tension seuil d'apparition de décharge à $U=15\text{kV}$, $R_p=10\mu\text{m}$ (sinusoïdale), EPDM et $\sigma = 0$ (MS)

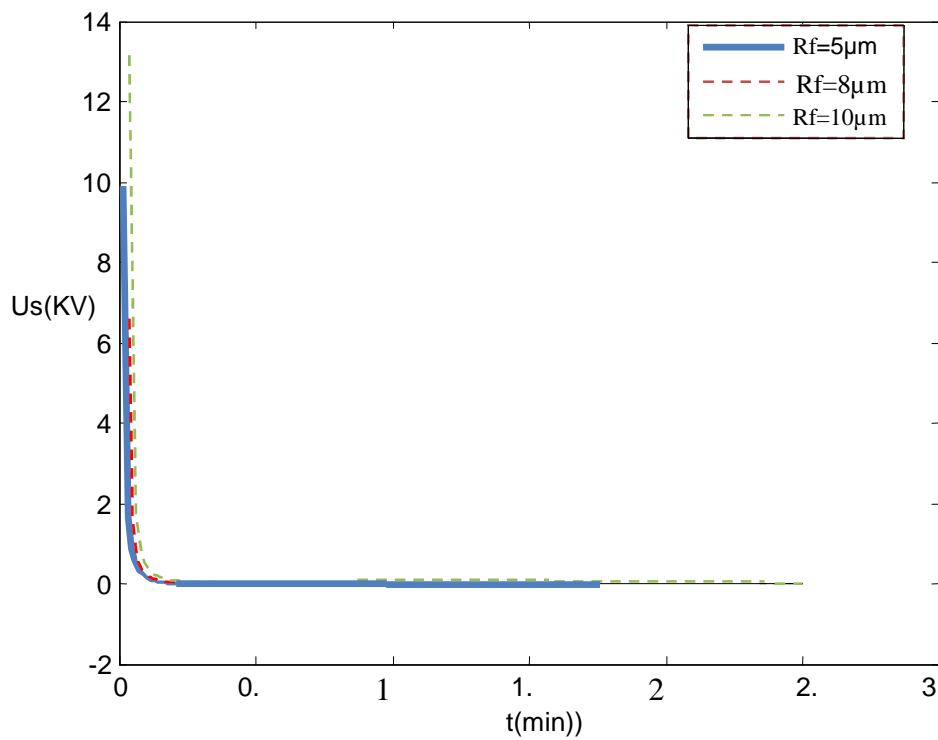


Fig .III.19 : Influence du rayon de courbure sur l'évolution de la tension seuil d'apparition de décharge à $U=20\text{kV}$, $d=3\mu\text{m}$ (sinusoïdale), EPDM et $\sigma = 0$ (MF)

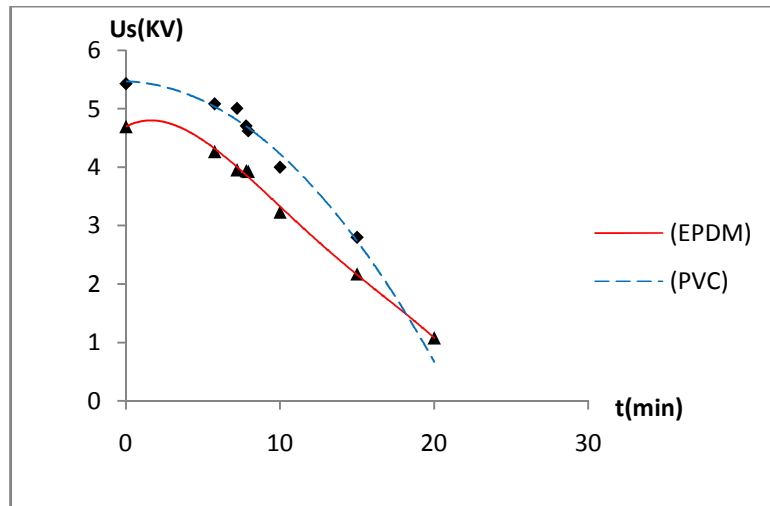


Fig. III.20 : Variation de la tension seuil d'apparition des décharges partielles en fonction du temps pour l'EPDM et le PVC (MSF).

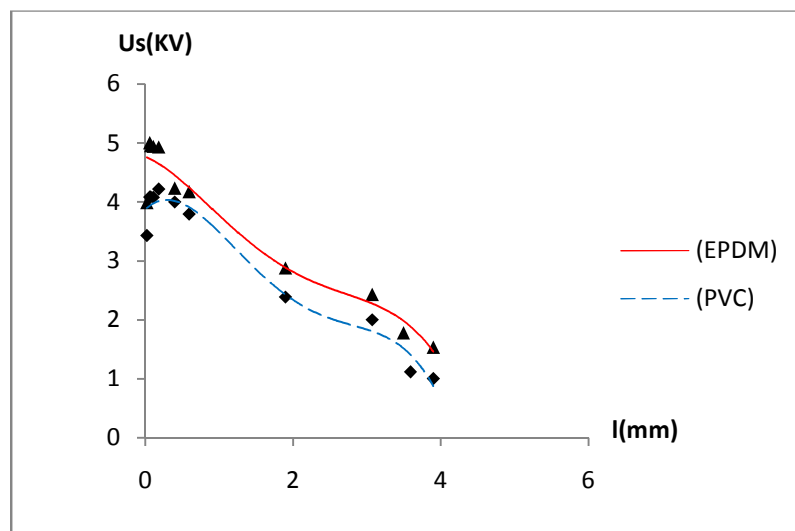


Fig. III.21 : Variation de la tension seuil d'apparition des décharges partielles en fonction de la cinétique de propagation dans l'EPDM et le PVC (MSF).

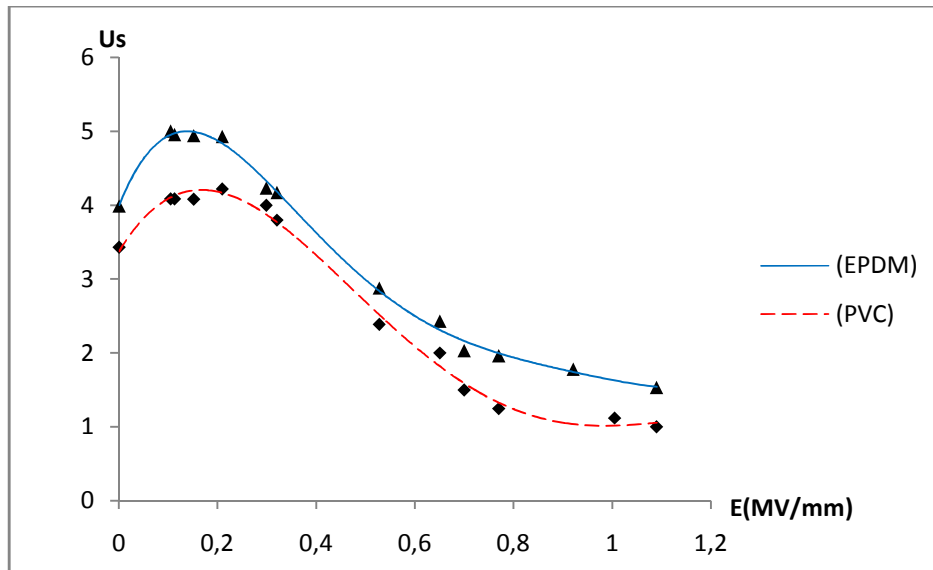


Fig. III.22 : Influence du type de polymère sur l'évolution de la tension seuil d'apparition des décharges partielles en fonction de la contrainte de champ appliquée (MSF)

III.3.5. La quantité de charge écoulée

Les figures (fig. III.23 à III.27) illustrent l'évolution de la quantité de charge écoulée durant la dégradation dans le cas des trois modèles considérés (MS, MF et MSF). La quantité de charge écoulée croît dans le temps, pour atteindre des proportions très importantes à l'approche du claquage. Cette quantité est d'autant plus grande que le champ appliqué est élevé et le défaut est à un stade avancé. Ces résultats sont en concordance avec le cas réel vérifié expérimentalement [32]; Ceci est expliqué par la diminution de la résistivité des parois de la cavité pendant la dégradation du matériau, ce qui augmente la tension disponible au bout de l'arborescence synonyme d'un raccourcissement de la distance inter électrode, d'où un champ intensifié et des décharges qui augmentent en corolaire.

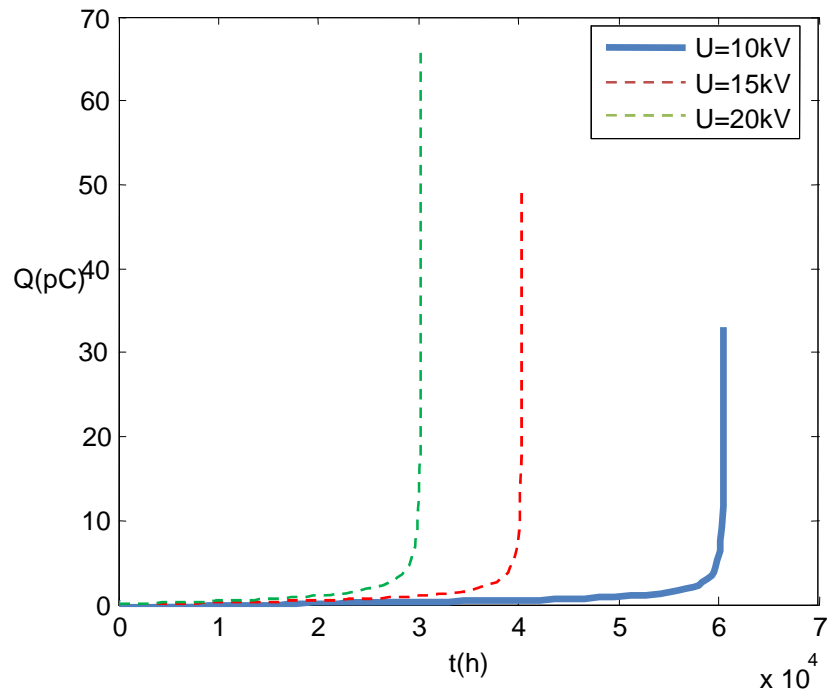


Fig. III.23 : Influence du niveau de tension (continue) sur l'évolution de la quantité de charge à $d=5\text{mm}$, $R_p=10\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MS)

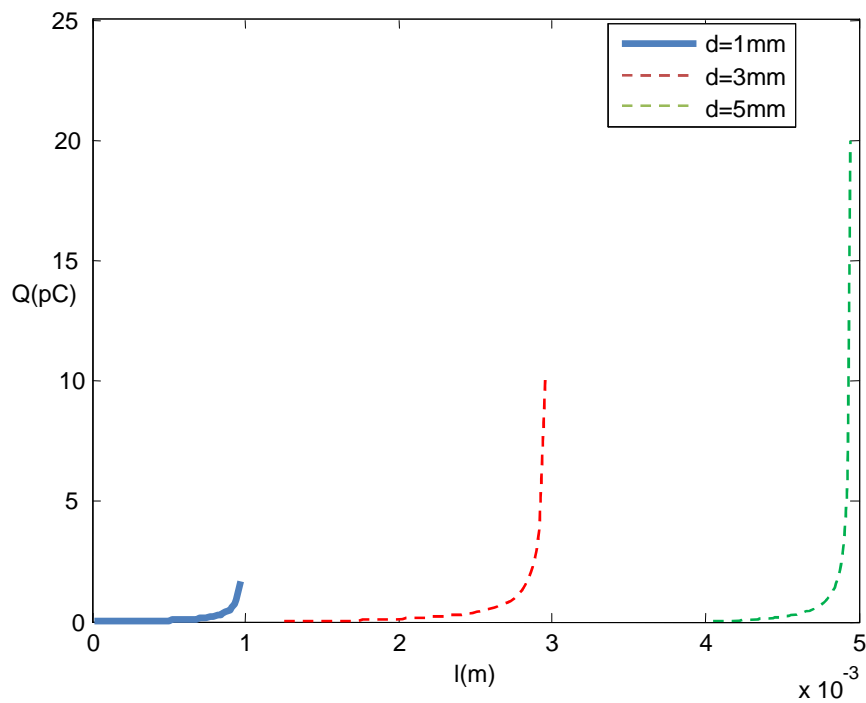


Fig. III.24 : Influence de la distance inter-électrodes sur l'évolution de la quantité de décharge à $r_p=10\mu\text{m}$, $U=15\text{kv}$ (sinusoïdale), EPDM et $\sigma = 0$ (MS)

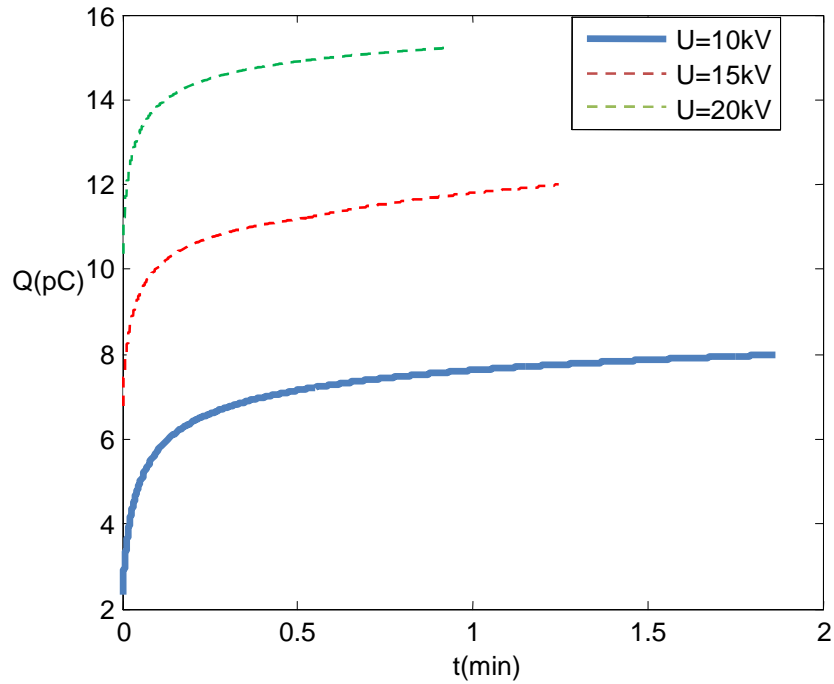


Fig. III.25 : Influence du niveau de tension (sinusoïdale) sur l'évolution de la quantité de charge à $d= 5 \text{ mm}$, $R_p= 10\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MF)

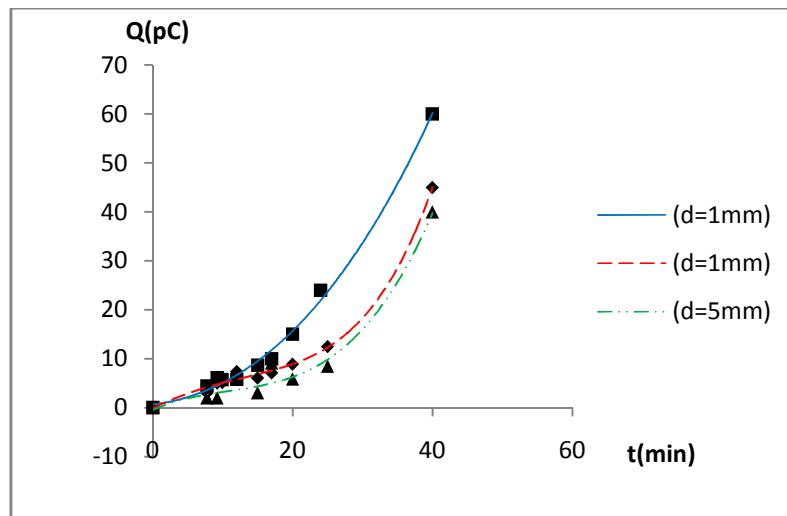


Fig. III.26 : Influence de la distance inter-électrode sur l'évolution de la quantité de charge à $U= 15\text{k}$ (sinusoïdale), $R_p= 5\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MSF)

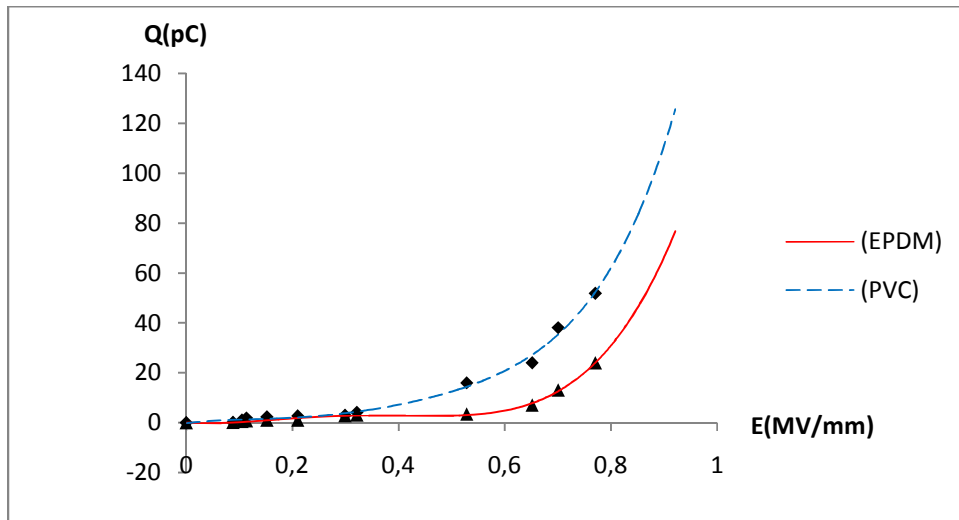


Fig. III.27 : Influence du type de polymère sur l'évolution de la quantité de charges partielles à $U= 15$ (sinusoïdale), $R_p= 5\mu\text{m}$ et $d=1\text{mm}$, $\sigma = 0$ (MSF)

Les figures (III.28 à III.29) illustrent, dans le cas des trois modèles considérés (MS, MF) respectivement, les courbes de corrélation entre la décharge partielle, la cinétique de propagation et le champ électrique, qui nous permet de saisir l'interaction de ces grandeurs : autant le champ électrique est élevé, autant la charge écoulee est importante et la dégradation est à un stade avancé. Il suffit de connaître l'une de ces grandeurs pour en déduire les deux autres, ce qui est d'un grand intérêt pour l'évaluation de l'état du matériau.

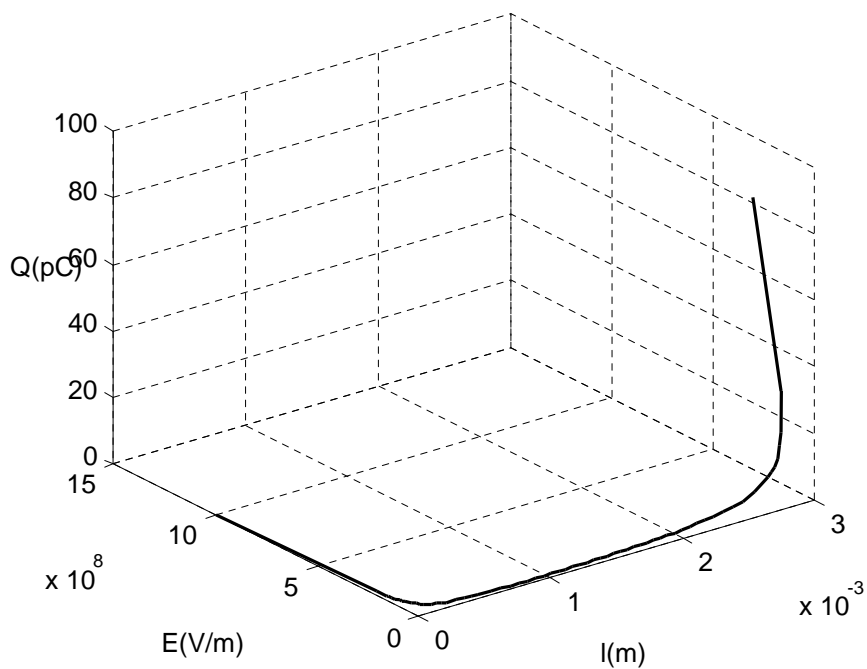


Fig. III.28 : Corrélation entre le champ électrique, la longueur de l'arborescence et la quantité de décharge partielle à $U=10\text{kV}$ (\sim), $d=3\text{mm}$, $R_p=5\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MS)

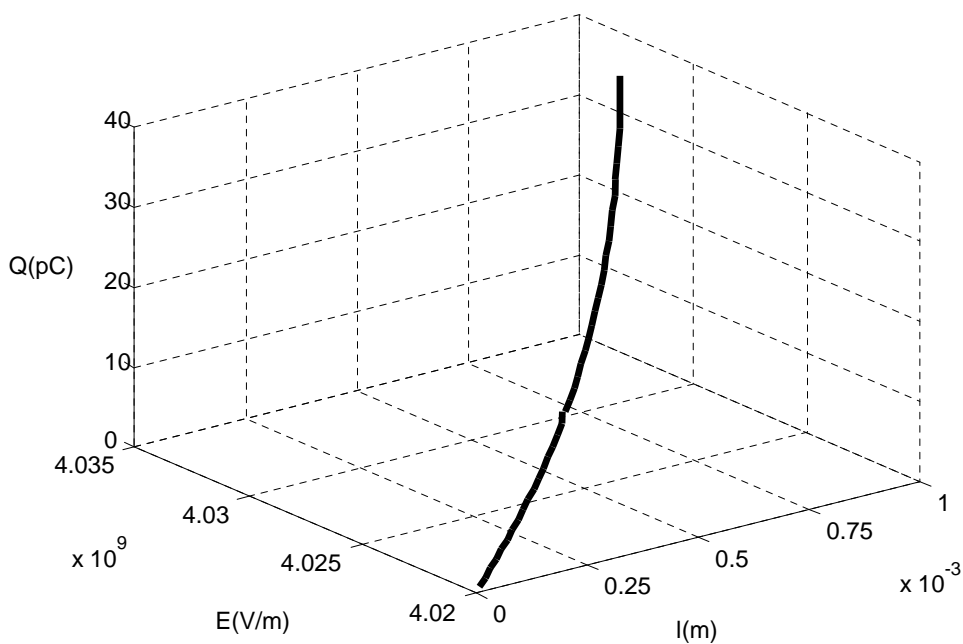


Fig. III.29 : Corrélation entre le champ électrique, la longueur de l'arborescence et la quantité de décharge partielle avec $U=20\text{kV}$ (\sim), $d=1\text{mm}$, $R_p=5\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MF)

III.4. Conclusion

Les trois modèles d'évolution de l'arborescence développés (sphérique, filamenteuse et sphère- filament) ont donné des résultats satisfaisants, vu qu'ils permettent de suivre la cinétique de propagation de l'arborescence, d'une part, et de déterminer les différentes grandeurs liées à cette dégradation, à savoir, la longueur de l'arborescence, la valeur du champ à la tête de l'arborescence, les courants de décharge, la quantité de charge écoulee durant la dégradation, la tension seuil d'apparition des décharges partielles et le facteur de perte. Ceci en fonction du temps de vieillissement et de certains paramètres opérationnels mis en jeu, tels que l'amplitude et le type de tension appliquée, la géométrie des électrodes (distance inter-électrodes et rayon de courbure de la pointe de l'aiguille HT) et nature du matériau, d'autre part. Les résultats obtenus sont validés par les résultats expérimentaux trouvés dans la littérature, toutefois le modèle couplé (sphère- filament) offre la meilleure approche du cas réel.

Ces résultats ont permis d'établir une corrélation entre la propagation des arborescences, la valeur de la contrainte de champ appliqué et la quantité de charge écoulee durant la dégradation ; une corrélation qui nous permet de saisir l'interaction de ces grandeurs : autant le champ électrique est élevé, autant la charge écoulee est importante et la dégradation est à un stade avancé. Il suffit de connaître l'une de ces grandeurs pour en déduire les deux autres, ce qui est d'un grand intérêt pour l'évaluation de l'état du matériau

Conclusion Générale

Conclusion générale

Notre travail rentre dans le cadre de la problématique de la dégradation des polymères par le phénomène d'arborescence.

Après avoir fait le point sur les connaissances actuelles liées à la dégradation des polymères par le phénomène d'arborescence, nous avons développé des modèles mathématiques décrivant la cinétique de propagation de l'arborescence, qu'elle soit de forme buisson, buisson-branche ou branche en l'assimilant à des formes géométriques simples (sphérique et filamentaire). Ces modèles ont permis également de déterminer les courants de décharge, la quantité de décharges partielles, la tension seuil d'apparition des décharges partielles ainsi que les pertes diélectrique dissipées dans le matériau isolant, tout en tenant compte des paramètres qui interfèrent dans l'évolution de ces différentes grandeurs.

Afin de simuler numériquement les équations de ces modèles, nous avons élaboré des programmes en langage MATLAB qui nous a permis d'établir les caractéristiques de variation des différentes grandeurs considérées, en fonction des paramètres opérationnels mis en jeu. Ceci nous a permis d'établir des corrélations entre ces grandeurs et de saisir l'intérêt de l'interaction qui existe entre elles.

A travers les résultats obtenus, nous avons conclu sur la validité des modèles établis vu la concordance avec les résultats expérimentaux trouvés dans la littérature, soit :

- ✓ La quantité de décharge partielle augmente avec l'amplitude de la tension électrique appliquée au matériau aussi bien en tension continue qu'en alternative.
- ✓ La distance inter-électrode, qui se traduit par l'épaisseur de l'isolant dans le cas réel, ainsi que le rayon de courbure de l'électrode pointe, qui représente la taille du défaut, influent inversement sur la génération des décharges partielles et la vitesse de propagation des arborescences.
- ✓ Les matériaux de nature amorphe sont favorables à une progression rapide du défaut.
- ✓ Le modèle buisson-branche (sphère-filament) répond avec succès pour les différents paramètres induit.

Ces modèles ont fait ressortir la corrélation existant entre la charge écoulée, la cinétique de propagation et le champ électrique. Cette interaction nous a permis de mettre en évidence

qu'autant le champ électrique est élevé, autant la quantité de charge écoulée est importante et la dégradation est à un stade avancé.

En plus de répondre avec fidélité aux caractéristiques liées à la dégradation des matériaux, le modèle de couplage (sphère-filament) décrit l'arborescence sous presque tous ses aspects, quelle soit de formes buisson, buisson- branche ou branche, tout en offrant une grande simplicité.

Bibliographie.

Bibliographie

- [1] **C.LAURENT**, « Etude de la propagation des arborescences électriques dans le Polythène par voie optique et électrique », thèse de docteur-ingénieur, 30mars 1979 U.P.S. Toulouse.
- [2] **N.ROUHA**, « Etude et modélisation de la dégradation des polymères par le Phénomène d'arborescence », thèse de magistère, juillet 94 E.N.P. Alger.
- [3] **R.FOURNIER**, « Les isolants en électrotechnique » Edition Eyrolles, Paris 5^e,1986.
- [4] **N. ROUHA**, « Modélisation analytique et numérique des arborescences 'Nœud-papillon' cas d'une interface chargée. »COMAEI 1998.
- [5] **M. A. HANDALA**, « contribution à l'étude de la propagation des arborescences Dans l'Ethylène-Dienne-Monomère » thèse de magister 1982, E. N. P. Alger.
- [6] **V.RAHARIMALALA**, « influence de la structure et de la morphologie du polymère sur le développement et la propagation des arborescences d'eau », thèse de doctorat juin 1987, INP GRENOBLE.
- [7] **R.M. EICHHRON**, «treeing in solid extruded electrical insulation» IEEE février 1976.
- [8] **R.FOURNIE**, « les isolants en électrotechnique, mécanismes de dégradation », édition EYROLLES 1990.
- [9] **J.Y.KOO**, « contribution à l'étude de la propagation des arborescences d'eau dans le polyéthylène » thèse de docteur ingénieur, mars 1984, INP de GRENOBLE.
- [10] **H.MATSUBA, E.KAWAI**, « water tree mechanism in electrical insulation » IEEE trans.On power apparatus and system, vol.pas_95, N^o 2, mars/apr.1976.
- [11] **R. FOURNIE, J. PERRET, P. RECOUPE**, « contribution à l'étude des arborescences électrochimiques dans le polyéthylène pour câble à haute tension » électricité de France, oct.1976.
- [12] **T. TANAKA, T.FUKUDA, S.SUZUKI**, « water trees formation and lifetime estimation in 3.3kv 6.6kv XLPE and PE power cable » IEEE .trans .pas 95, N^o 6, P .1892-1900 Nov/Dec.
- [13] **T. TANAKA, T.FUKUDA, S.SUZUKI, Y.NATTA, H. GOTO, K.KUBOTA**, « water tree in cross linked PE cable » IEEE. trans. Pas 03, P 693-702, 1974.
- [14] **F. NOTTO, W. YOSHIMURA**, « tracking and treeing phenomena » IEEE. trans on elect. insul .vol EI 21 N^o 6. dec 1986.
- [15] **R.M. EICHHRON**, «treeing in solid extruded electrical insulation» IEEE .trans on Elect-insul. vol 25 N^o5, Octobre 1990.

- [16] **F. NOTTO, N. YOSHIMURA**, « Growth and forms of trees in PE studied using intermitted applied voltage », conf. elec. diel. Phen, 1972.
- [17] **R. J. DENSLEY**, « An investigation into broxth of electrical trees in XLPE cable insulation », IEEE. Trans. elect. insul. Vol EI.14 N°5 June 1979.
- [18] **N. KHALECHE**, « Rupture par arborescence électrique du PVC vieillit thermiquement », thèse de magister, Juillet 1993.
- [19] **S. BAMJI, A. BULENSKI, J. DENESLY, A. GARTON**, « etching and the morphology of cross linked polyethylene cable insulation » IEEE. trans on elect. insul. vol EI 19 N° 1. Feb 1983.
- [20] **M. EBERHARDT, W. MORSCH, F. FETZOLD, D. FLUGGE, P. KULLIG**, « résistance du polyéthylène aux arborescence et leur détection ». CIGRE 84, T.1, Gr 15-
- [21] **NADINE LAHOUD**, « modélisation du vieillissement des isolants organiques sous contrainte électrique application à la fiabilité des matériaux » thèse de doctorant à l'université de Toulouse III mars 2009.
- [22] **T. FARR, R. VOGELSANG, K. FROHLICH**, « A new deterministic model for tree growth in polymers with barriers » Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, pp. 673- 676 CEIDP 2001, Kitchener, Ontario, Canada.
- [23] **ZHISEN MA, GENLIN WANG, FEI LIU, and PINGKAI JIANG**, « Effect of Sample Preparation on Water Tree Resistance of XLPE/SEBS Blends » 14 March 2010.
- [24] **WEN (Essay) SHU, STUDENT MEMBER, and STEVEN A. BOGGS, FELLOW** « Effect of Cable Restoration Fluid on Inhibiting Water Tree Initiation », IEEE, VOL. 26, NO. 1, pp.97-100, JANUARY 2011.
- [25] **BAHADOORSINGH, S, ROWLAND, S.M**, « Investigating the influence of the lubricant coating on hypodermic needles on electrical tree characteristics in epoxy resin », IEEE pp. 701 - 708 June 2010.
- [26] **ZHI-SEN MA, XING-YI HUANG, JUN-SHENG YANG AND PING-KAI JIANG**, « SYNERGETIC EFFECTS OF SILANE-GRAFTING AND EVA ON WATER TREE RESISTANCE OF LDPE » Chinese Journal of Polymer Science © Chinese Chemical Society Institute of Chemistry, CAS Springer-Verlag 2010.
- [27] **Vincent Mazet, David Brie, Cyrille Caironi**, « D'ECONVOLUTION DE SIGNAUX DE D'ÉCHARGES PARTIELLES » 25 novembre 2002.
- [28] **R. COELLO, B. ALADENIZE**, « les diélectriques », traités des nouvelle technologies, série matériaux, Edition HERMES 1993.
- [29] **F.H. KREUGER**, « Industrial high voltage: coordinating, measuring and testing », Delts University Press, Vol 11, 1992.

- [30] **N.ROUHA, Dj. HAMDAOUI, A. GUECHARI**, « Modelling the treeing growth and currents in solid electrical insulations with charged tree/polymer interface”. Cigre'05 (sixth regional conference for national committees of cigre in Arab countries). 21-23 novembre 2005 au caire-Egypte.
- [31] **J.H. MASSON**, “Institution monograph n°127”, M. APP.1955.
- [32] **N. ROUHA, A MEDJDOUB**, " influence des vieillissement thermique et électrique sur l'évolution des arborescences électriques". CSC'4 (4th international conference on electric charges in non conductive materials),Tours - France , du 1-7 juillet 2001.
- [33] **H.CHETOUT**, ”Mesure des décharges partielles dans les matériaux utilisés pour l’isolation des câbles de transport d’énergie électrique dégradés par arborescence”, Mémoire de fin d’étude, Master électrotechnique, Université de Bejaia, 2009.

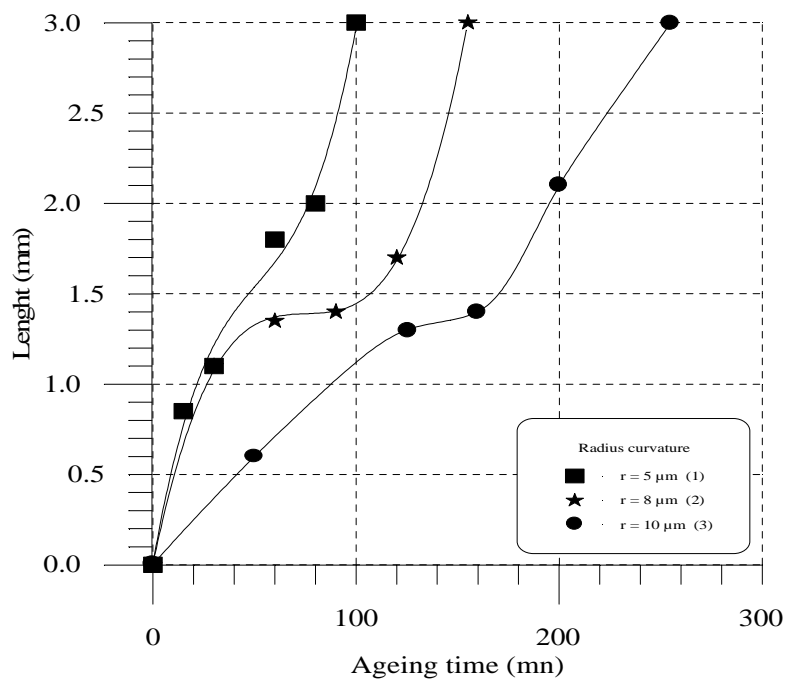


Fig. A.1 : Trees kinetic propagation
for $V = 15 \text{ kV}$ and $d = 3 \text{ mm}$ [30].

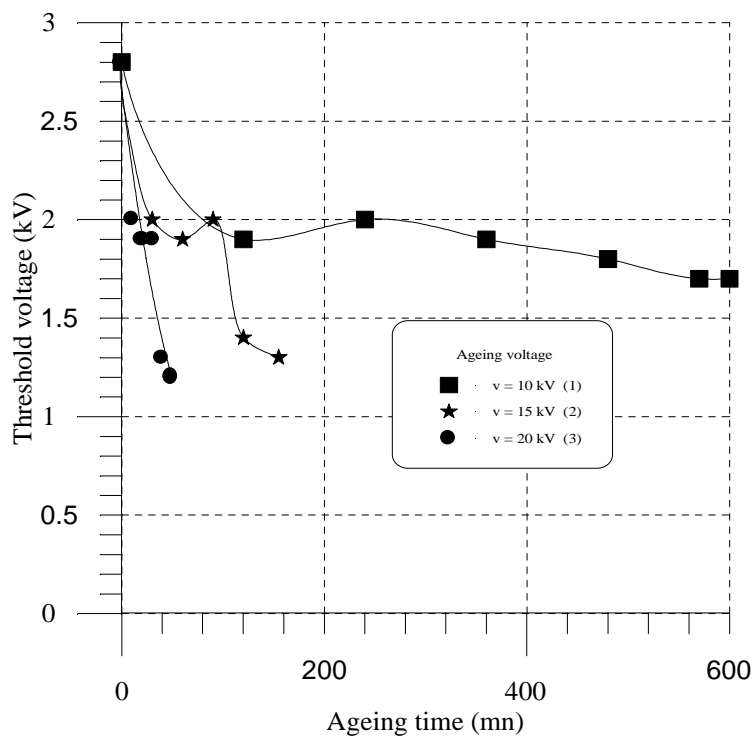


Fig. A2 : Threshold voltage evolution [30]

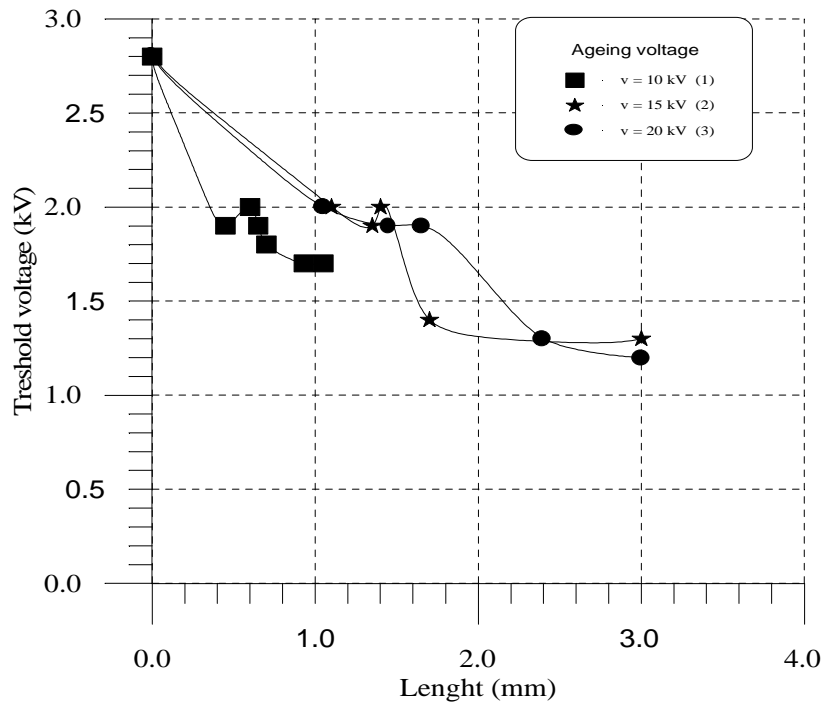


Fig. A3 : Correlation curve between the threshold voltage and the trees length for $d=3$ mm and $r=8 \mu\text{m}$ [30]

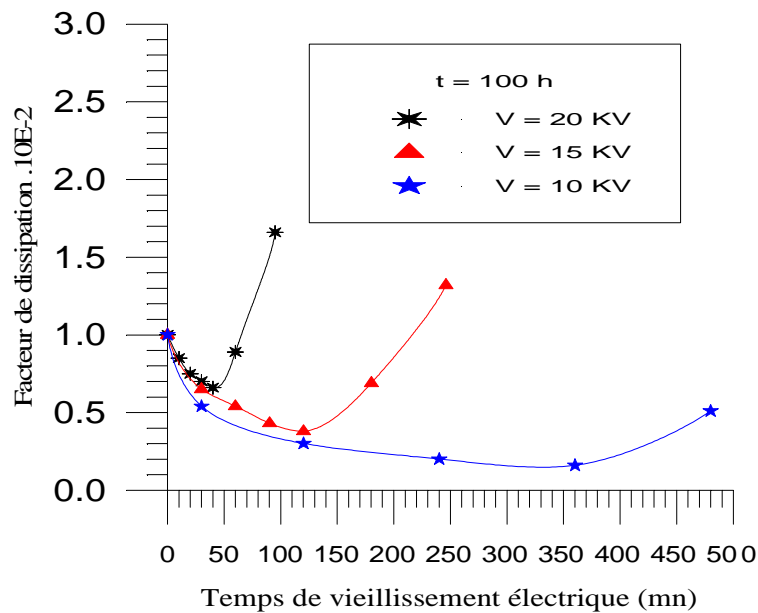


Fig. A4 : Variation du facteur de pertes en fonction du temps de vieillissement du matériau [32]

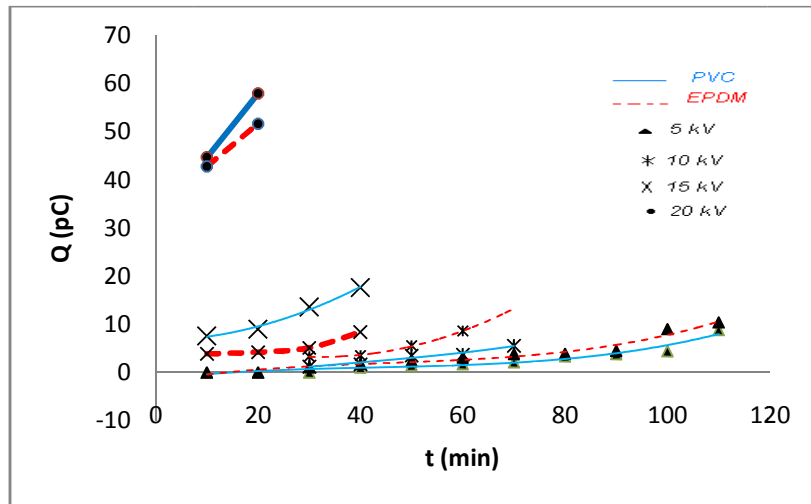


Fig. A5 : Variations de la charge apparente en fonction du temps d'application de la tension à différents paliers constants de la tension appliquée aux échantillons EPDM et PVC à $R_p = 8\mu\text{m}$ et $d = 3\text{mm}$ [33].

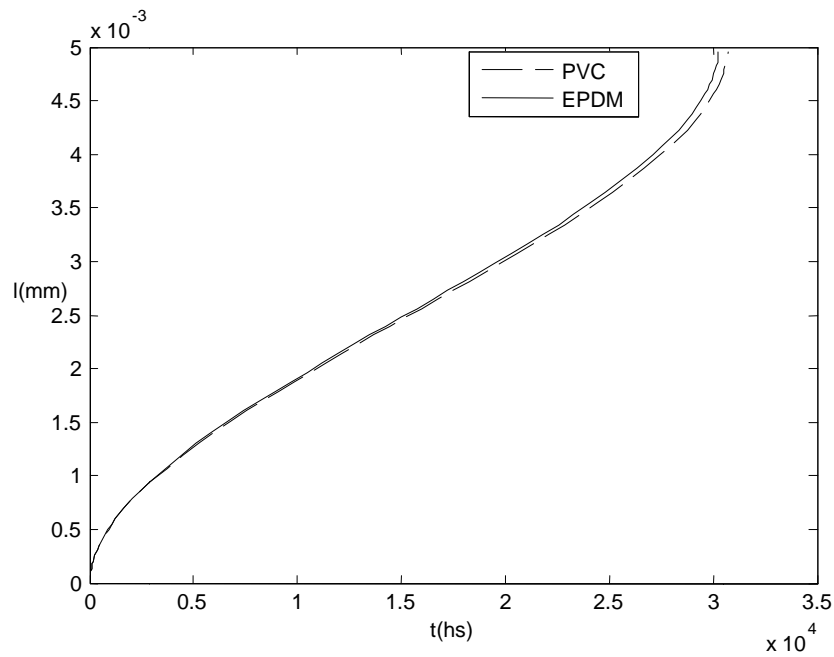


Fig. A6 : Influence du type de polymère sur la cinétique de propagation des arborescences à $U = 20\text{kV}$ (continue), $d = 5\text{mm}$, $R_p = 10\mu\text{m}$ et $\sigma = 0$ (MS)

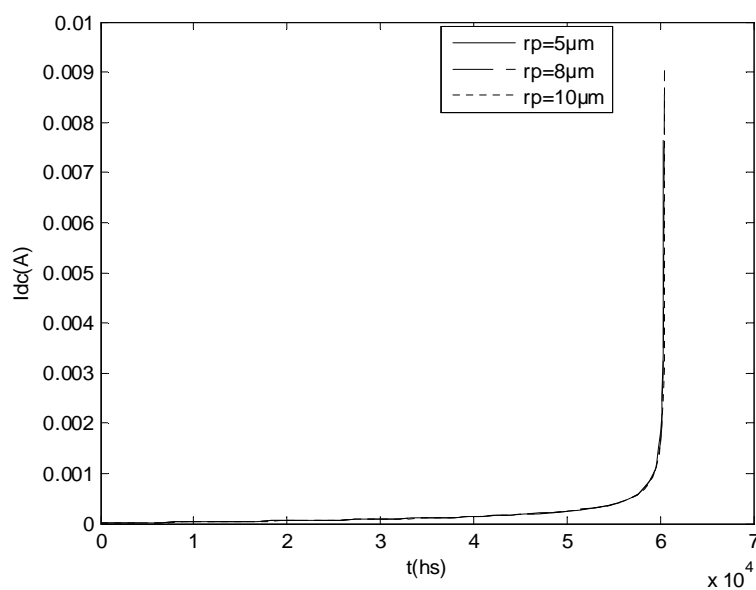


Fig. A7 : Influence du rayon de courbure de l'aiguille HT sur l'évolution du courant de décharge à $d=5\text{mm}$, $U=10\text{kV}$, (continue), EPDM et $\sigma = 0(\text{MS})$

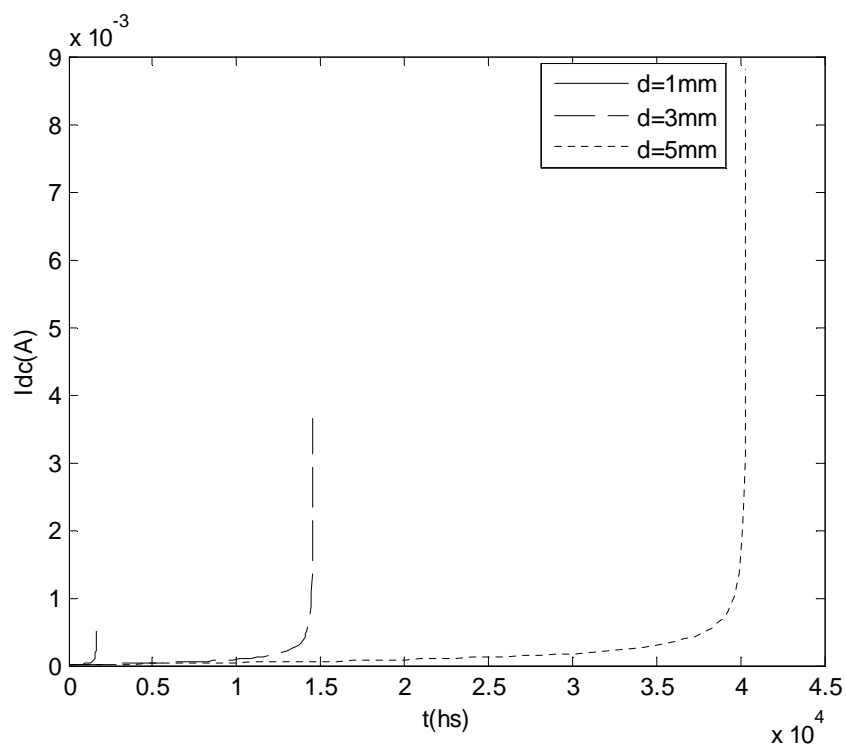


Fig. A8 : Influence de la distance inter-électrodes sur l'évolution du courant de décharge à $r_p=10\mu\text{m}$, $U=15\text{kV}$ (continue), EPDM et $\sigma = 0 (\text{MS})$

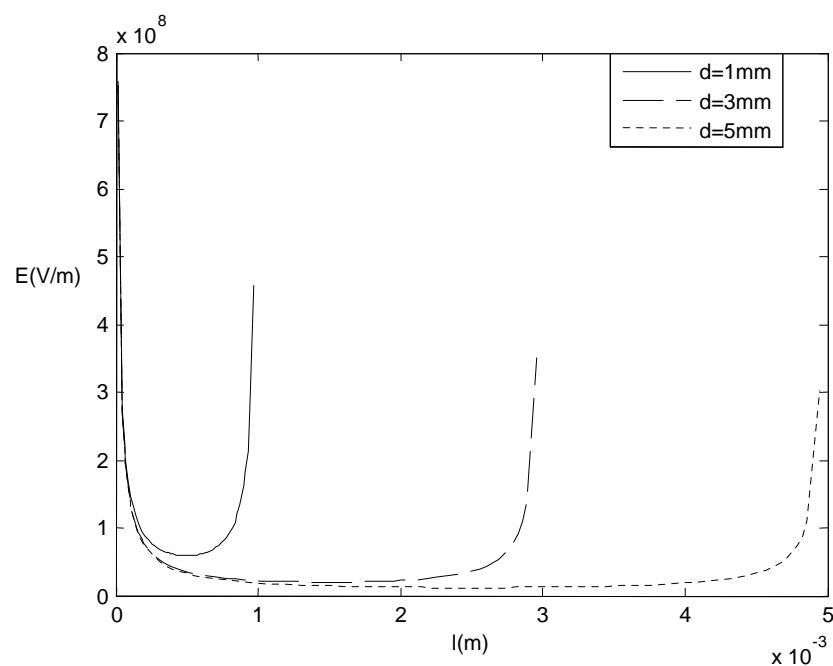


Fig. A10 : Influence de la distance inter-électrodes sur l'évolution du champ électrique à $r_p=10\mu\text{m}$, $U=15\text{kV}$ (continue), EPDM et $\sigma = 0$ (MS)

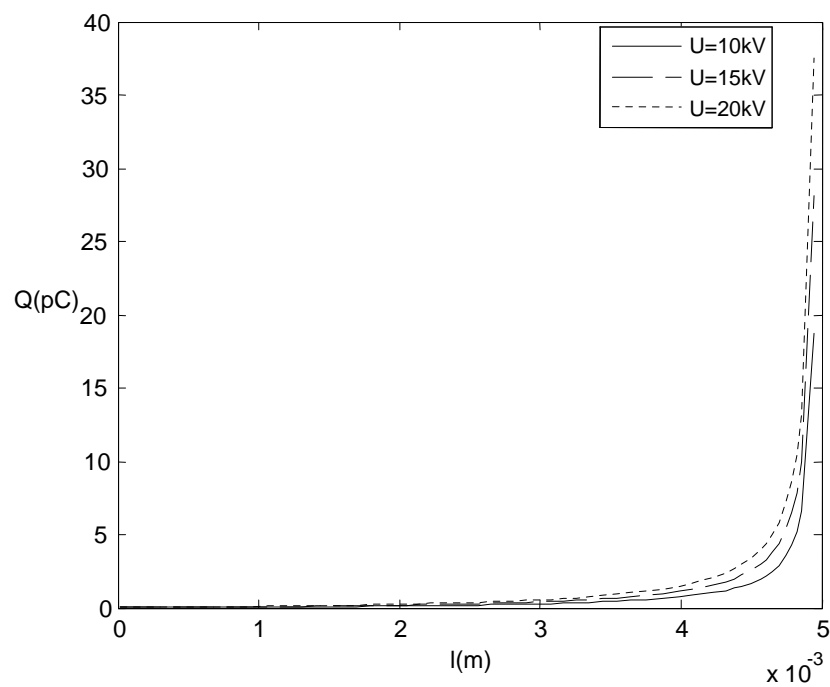


Fig. A11 : Influence du niveau de tension (continue) sur l'évolution de la quantité de décharge à $d=5\text{mm}$, $R_p=10\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MS)

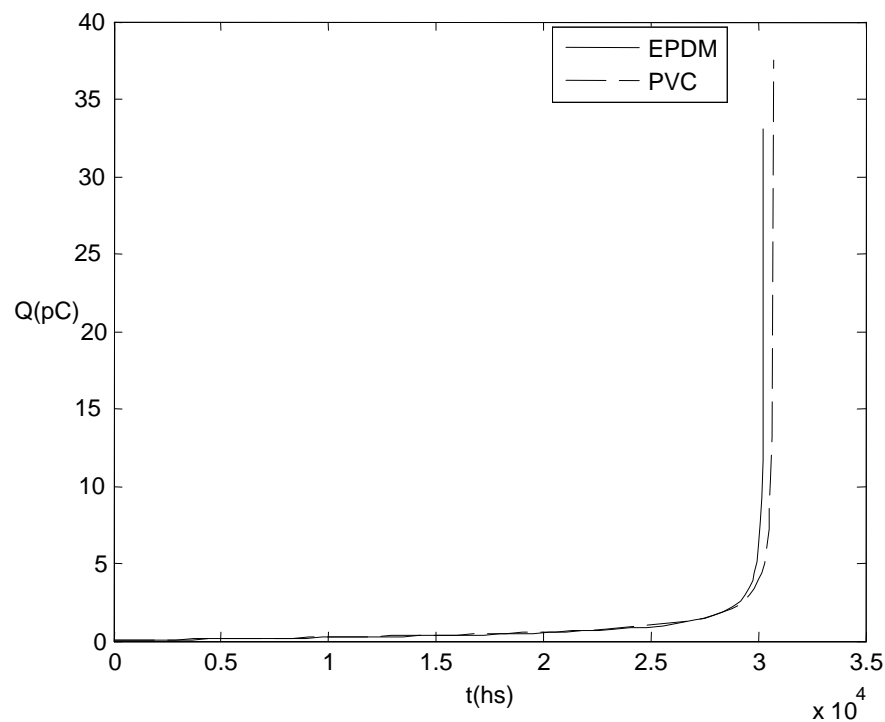


Fig. A12: Influence du type de polymère sur l'évolution de la quantité de décharge à $U=20\text{kV}$ (continue), $d=5\text{mm}$, $R_p=10\mu\text{m}$ et $\sigma = 0$ (MS)

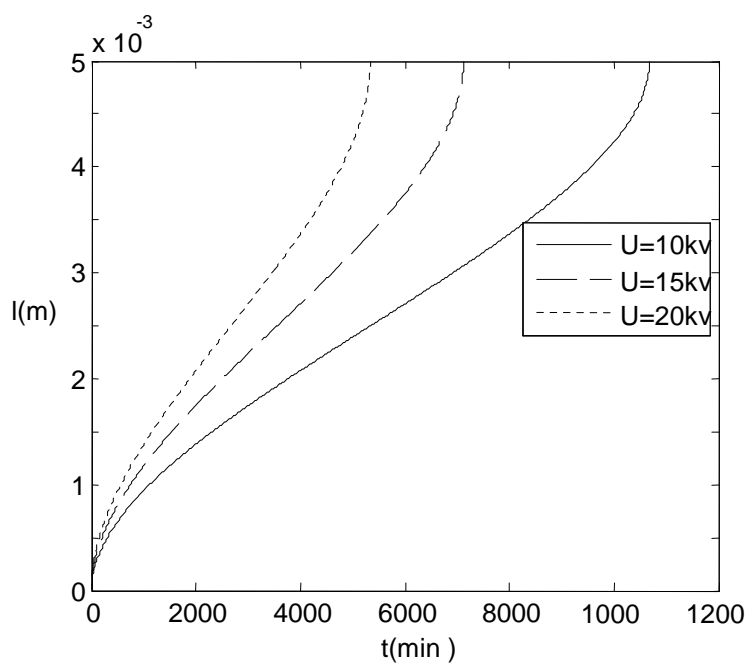


Fig. A13 : Influence du niveau de tension (sinusoïdale) sur la cinétique de propagation des arborescences à $d=5\text{mm}$, $R_p=10\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MS)

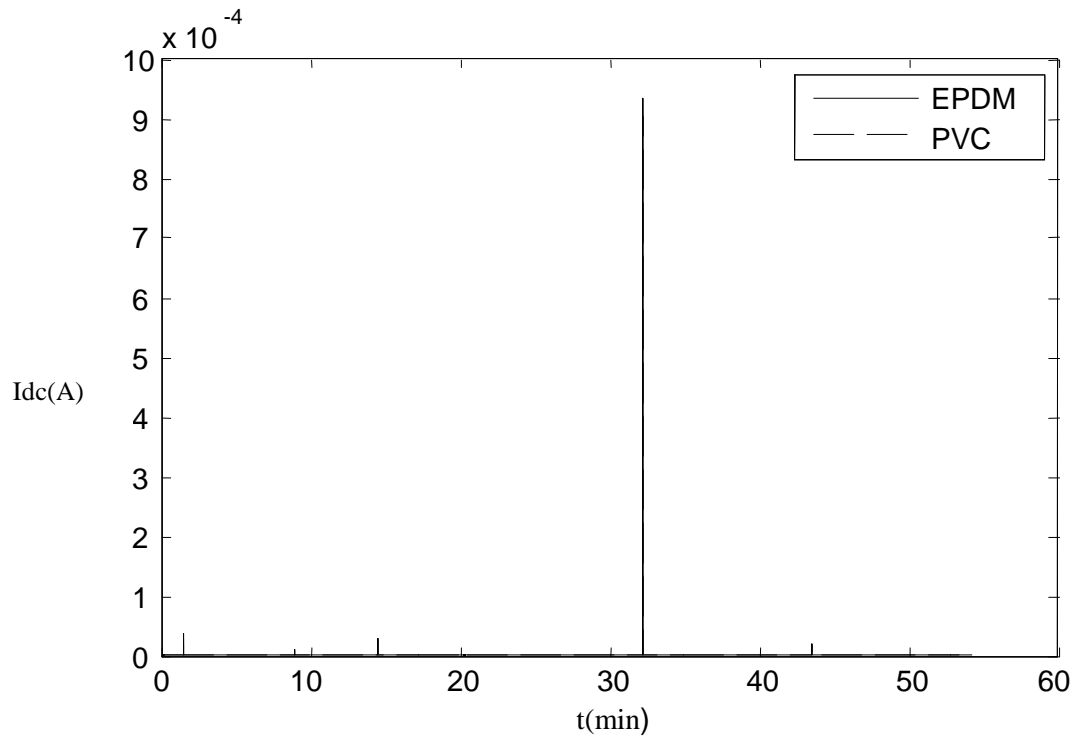


Fig. A14: Influence du type de polymère sur l'évolution du courant de décharge à $U=20\text{kV}$ (sinusoïdale), $d=5\text{mm}$, $R_p=10\mu\text{m}$ et $\sigma = 0$ (MS)

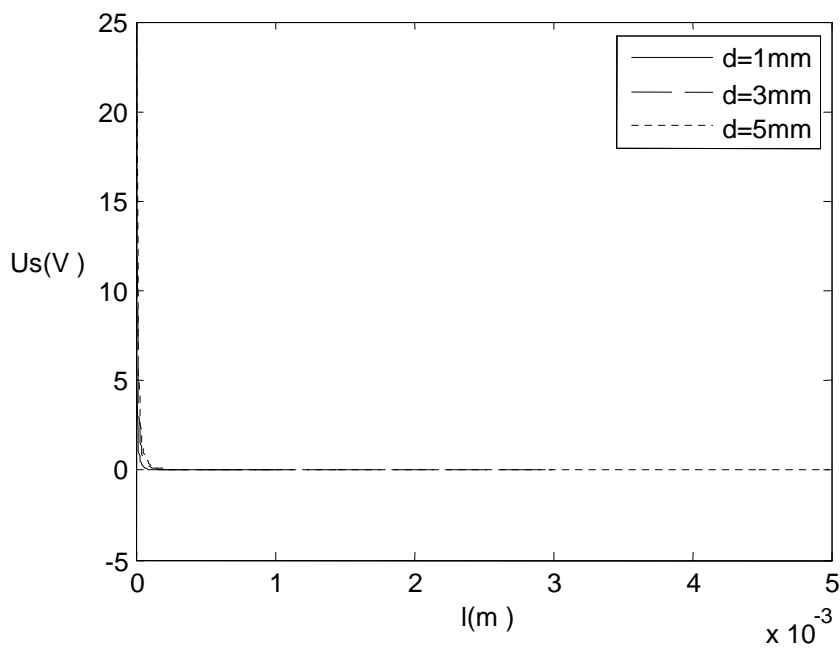


Fig. A15: Influence de la distance inter-électrodes, sur l'évolution de la tension seuil d'apparition de la décharge partielle à $r_p=10\mu\text{m}$, $U=15\text{kV}$ (sinusoïdale), EPDM, et $\sigma = 0$ (MS)

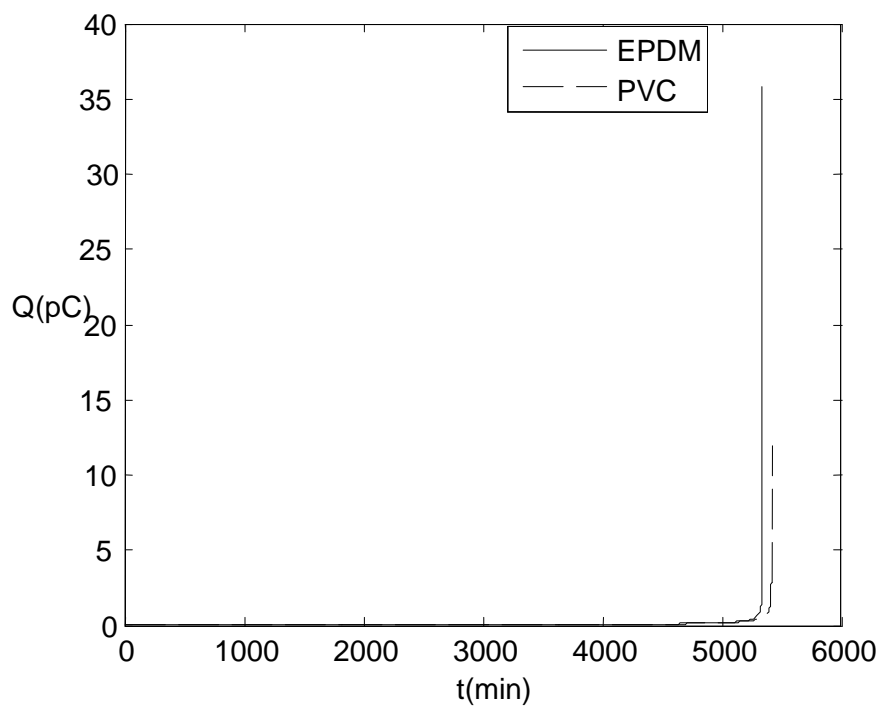


Fig. A16 : Influence du type de polymère sur l'évolution de la quantité de décharge partielle à $U=20\text{kV}$ (sinusoïdale), $d=5\text{mm}$, $R_p=10\mu\text{m}$ et $\sigma = 0$ (MS)

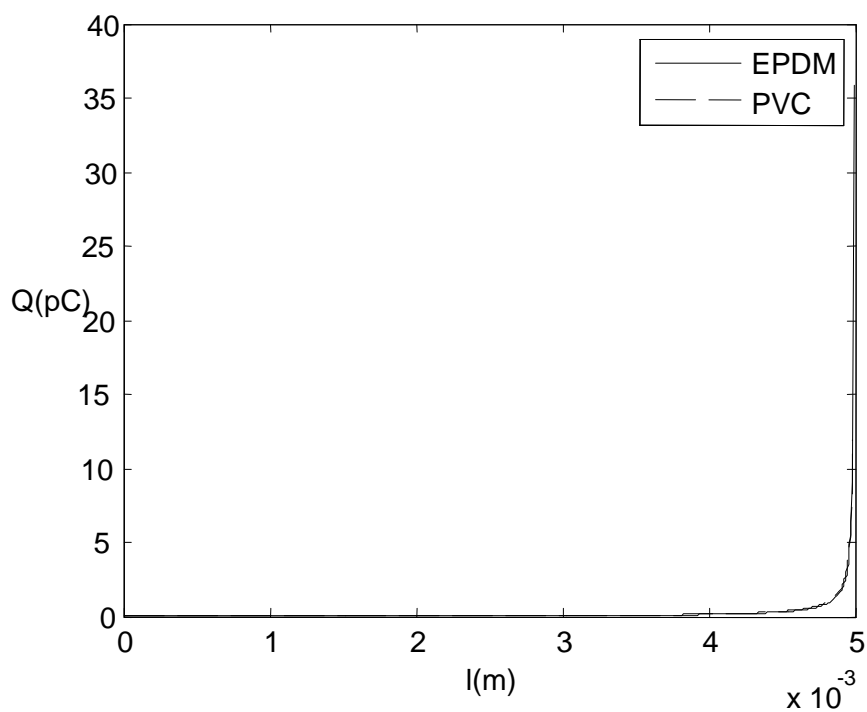


Fig. A17 : Influence du type de polymère sur l'évolution de la quantité de décharge partielle à $U=20\text{kV}$ (sinusoïdale), $d=5\text{mm}$, $R_p=10\mu\text{m}$ et $\sigma = 0$ (MS)

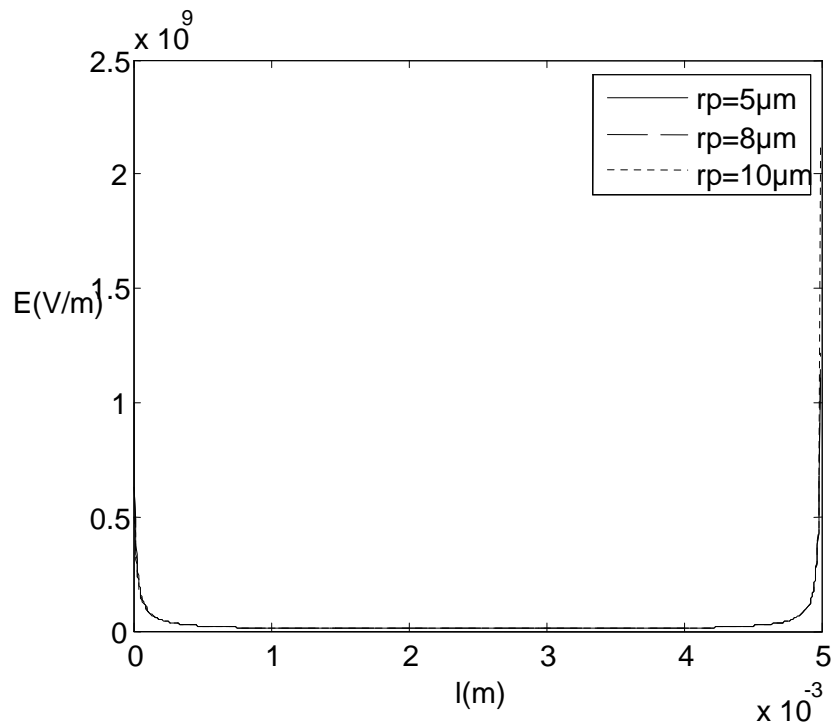


Fig. A18 : Influence du rayon de courbure de l'aiguille HT sur l'évolution du champ électrique à $d=5\text{mm}$, $U=10\text{KV}$ (sinusoïdale), EPDM et $\sigma = 0$ (MS).

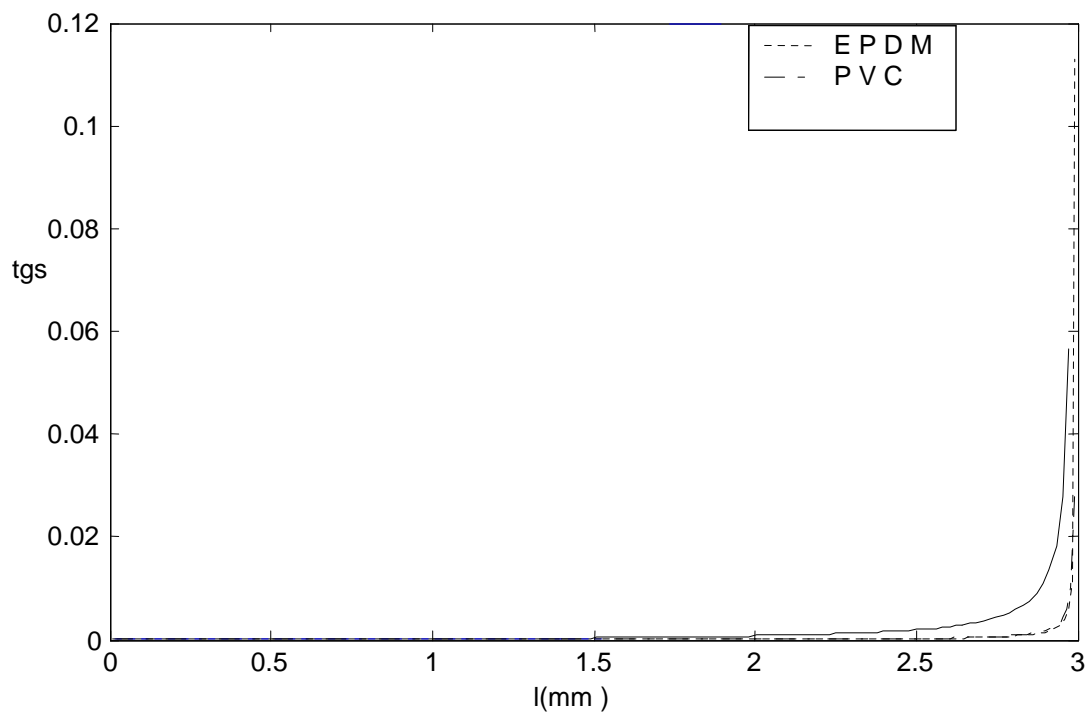


Fig. A19 : Influence du type de polymère sur l'évolution de la cinétique de propagation à $d=5\text{mm}$, $R_p= 10\mu\text{m}$, $U=10\text{KV}$ (sinusoïdale) et $\sigma = 0$ (MS).

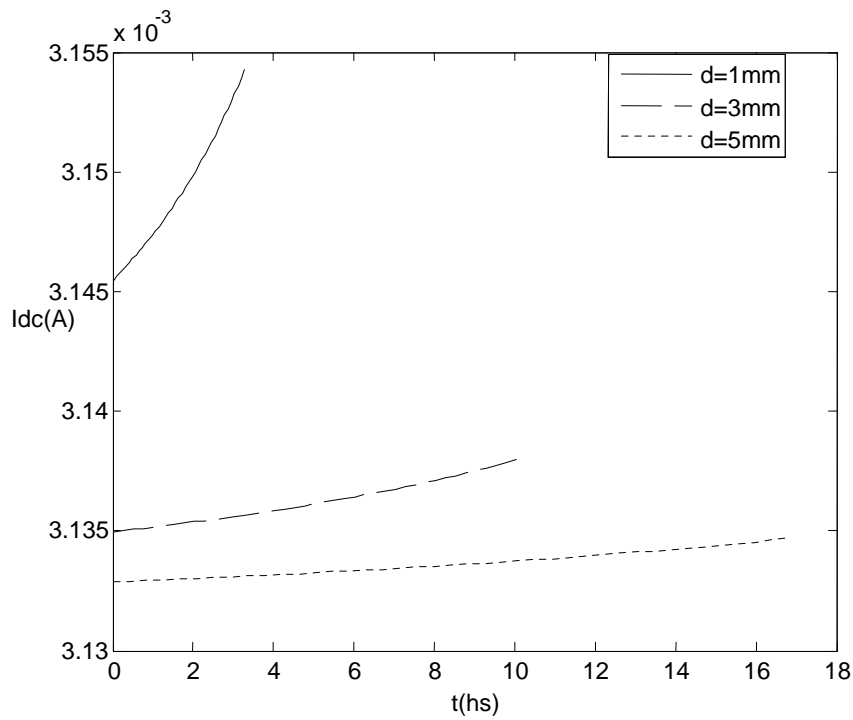


Fig. A.20 : Influence de la distance inter-électrodes, sur l'évolution du courant de décharge à $r_p=5\mu\text{m}$, $U=20\text{kV}$ (continue), EPDM et $\sigma = 0$ (MF)

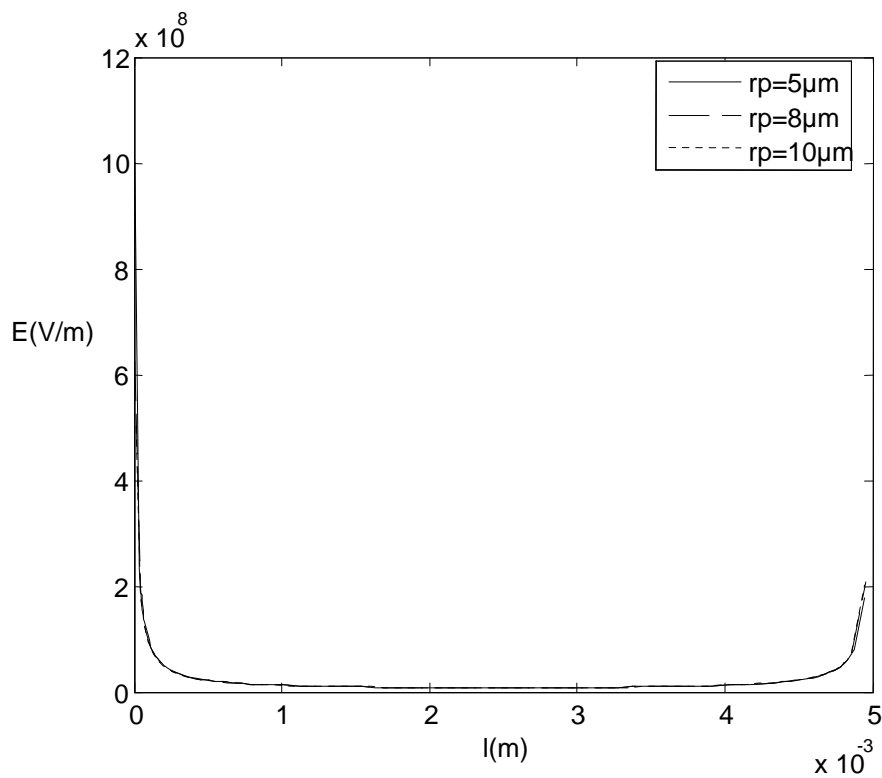


Fig. A.21 : Influence du niveau de tension (continue) sur l'évolution du champ électrique à $d=5\text{mm}$, $R_p=10\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MF)

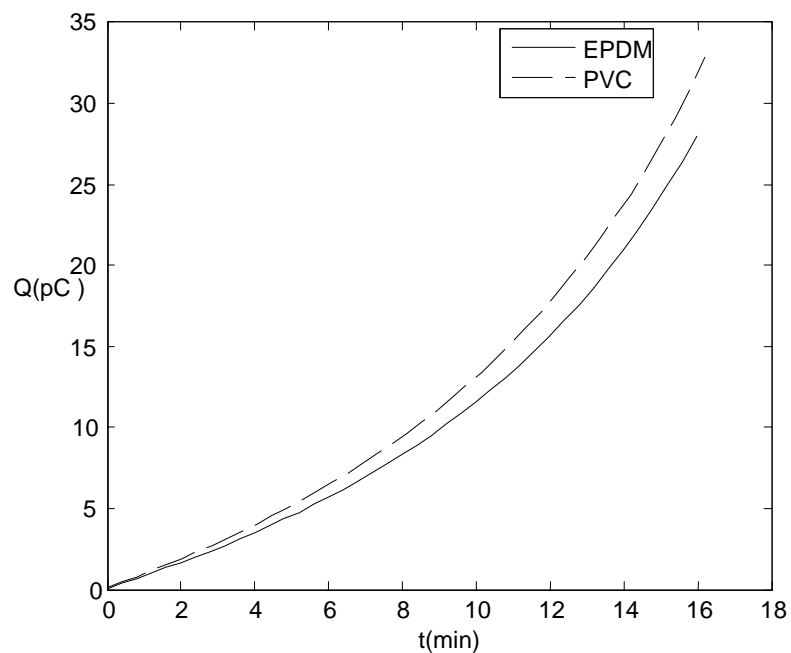


Fig. A22 : Influence du type de polymere (continue) sur l'évolution de la quantité de décharge partielle à $d=1\text{mm}$, $R_p=5\mu\text{m}$, EPDM et $\sigma = 0$ (MF)

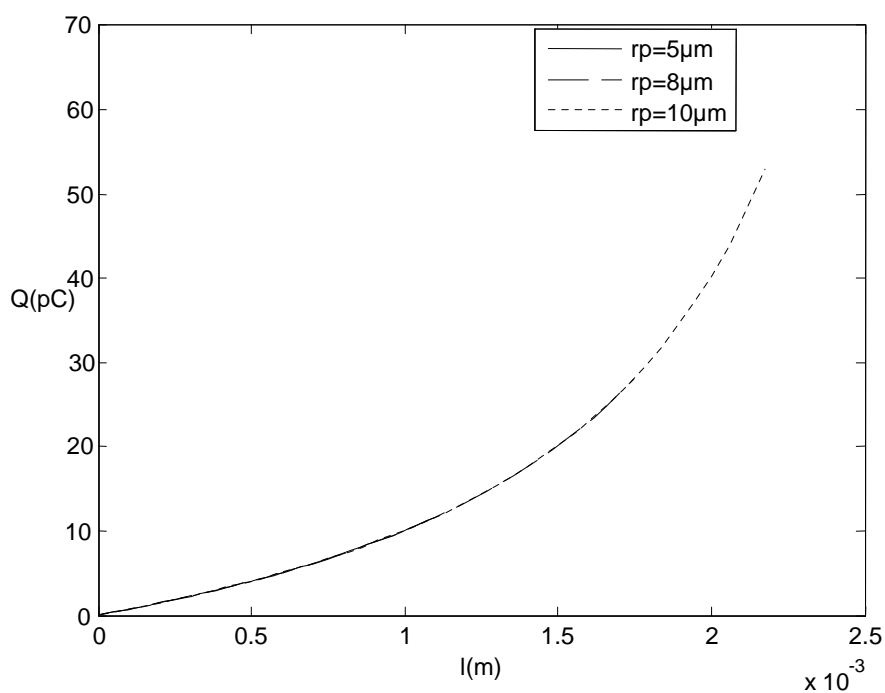


Fig. A23 : Influence du rayon de courbure sur l'évolution de la quantité de décharge à $U=20\text{kV}$ (continue), $d=3\text{mm}$ et $\sigma = 0$ (MF).

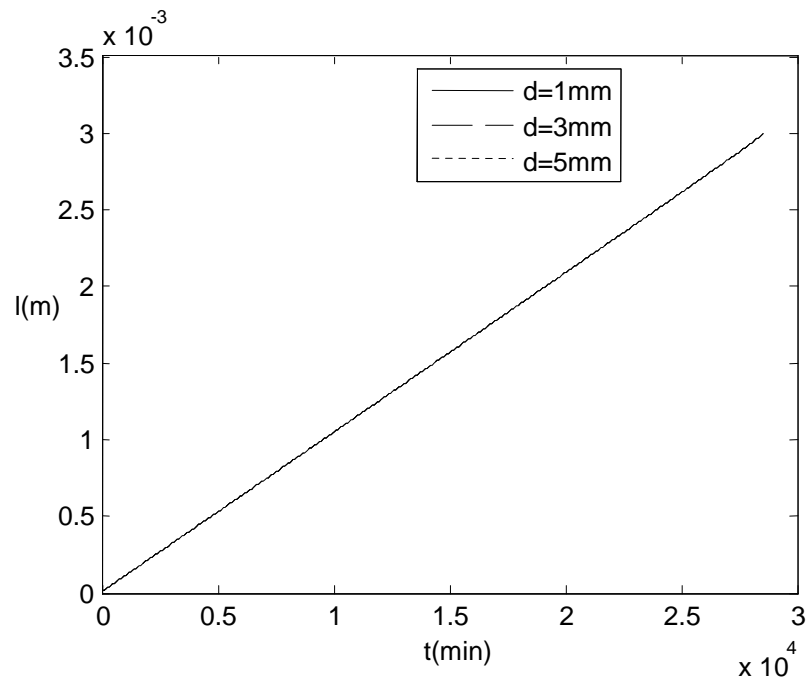


Fig. A24 : Influence de la distance inter-électrodes, sur l'évolution de la cinétique de propagation à $r_p=5\mu\text{m}$, $U=20\text{kv}$ (sinusoidal), EPDM et $\sigma = 0$ (MF).

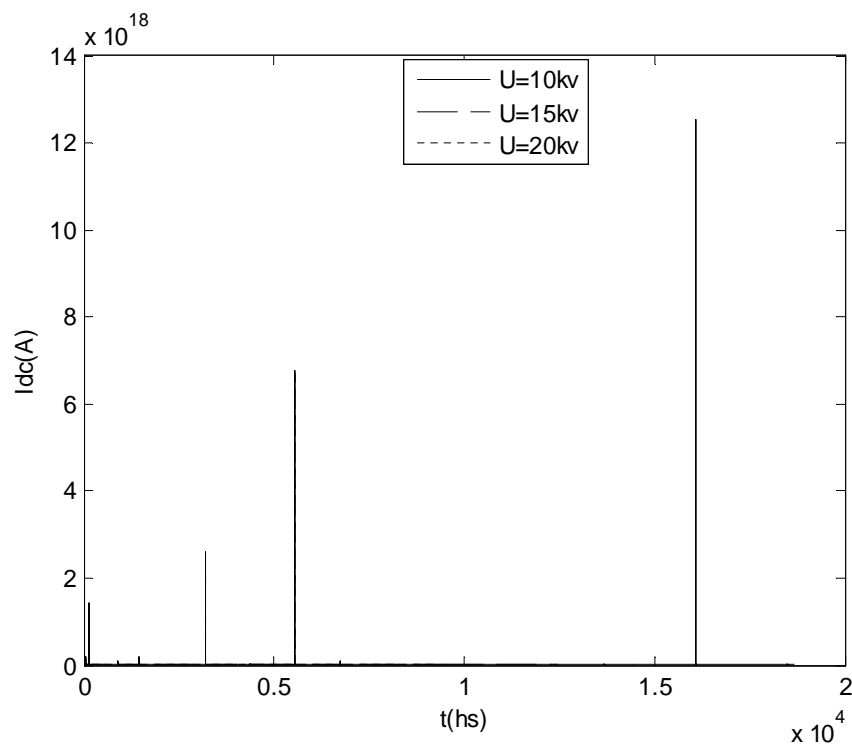


Fig. A25 : Influence de la distance inter-électrodes, sur le courant de décharge à $r_p=5\mu\text{m}$, $U=20\text{kv}$ (sinusoidal), EPDM et $\sigma = 0$ (MF).

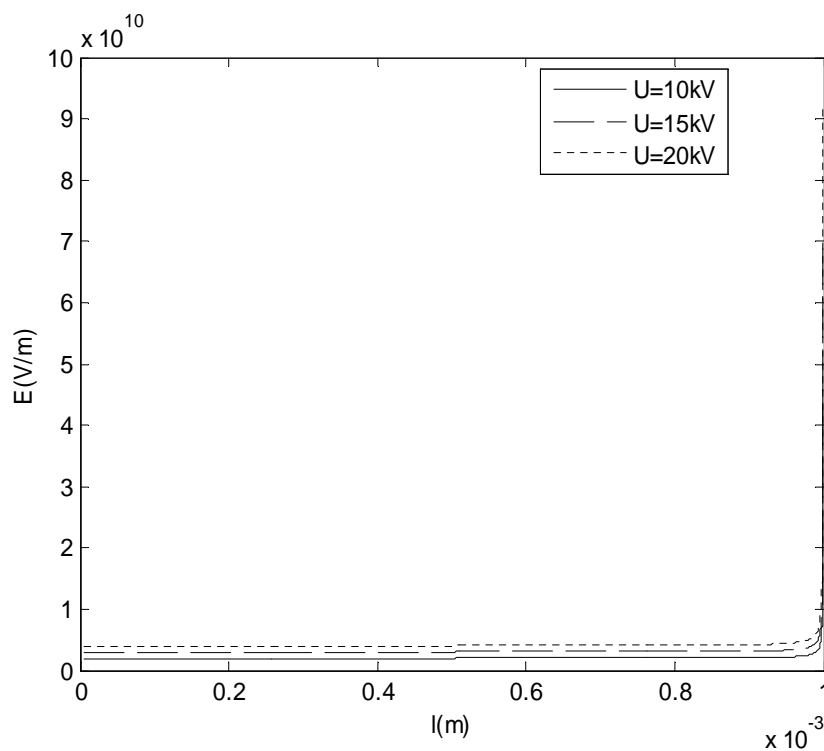


Fig. A26 : Influence du niveau de tension sur l'évolution du champ électrique à $d=1\text{mm}$, $r_f=5\mu\text{m}$ (sinusoïdale), EPDM et $\sigma = 0$ (MF).

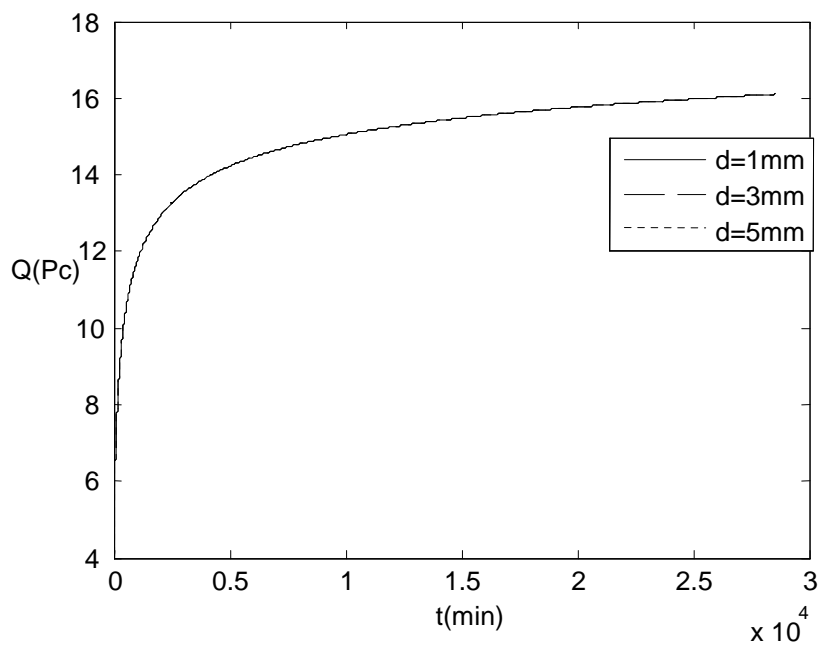


Fig. A27 : Influence de la distance inter-électrodes, sur la quantité de charge écoulée à $r_p=5\mu\text{m}$, $U=20\text{kV}$ (sinusoidal), EPDM et $\sigma = 0$ (MF).

Résumé

Notre travail a porté sur la dégradation des polymères, utilisés dans l'isolation des câbles électriques et autres ouvrages complémentaire à la production d'énergie électrique. La méthode d'approche que nous avons choisie est celle de dégradation par arborescence.. En premier lieu, nous avons présenté un exposé bibliographique traitant des différents travaux développés sur cette méthode puis l'étude analytique qui nous a permis de formuler par équations mathématiques la cinétique de propagation de ces arborescences qu'elle soit de forme buisson, buisson-branche ou branche et les grandeurs électriques associées au phénomène de dégradation et pour illustrer par des courbes l'influence des paramètres interférant dans la dégradation, nous avons élaboré des programmes en Matlab que nous avons simulés. Nous avons déduis que la nature de la tension et son amplitude, le rayon de courbure de l'électrode et la distance inter électrode influent sur l'évolution de la dégradation. Comme nous avons mis en évidence la portée pratiques de cette méthode, elle nous a permis de conclure à des corrélations qui peuvent renseigner sur l'état de dégradation du matériau même en service.

Perspectives

Je souhaite que toute personne œuvrant sur le même thème d'étude puisse tirer profit dans mon travail et lui servira de base pour l'étude phénomènes de décharge partielle et pouvoir ainsi réduire d'avantage la dégradation par le phénomène d'arborescence.