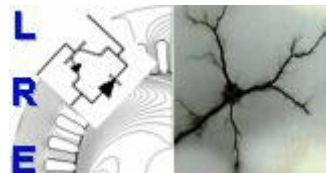


République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Ecole Nationale Polytechnique



Département d'Electrotechnique
Laboratoire de Recherche en Électrotechnique

Thèse de doctorat présentée par :
Tarek CHIHANI

Master en Électrotechnique de l'ENP

Pour l'obtention du titre de
Docteur Troisième Cycle (D/LMD) en Électrotechnique

Thème

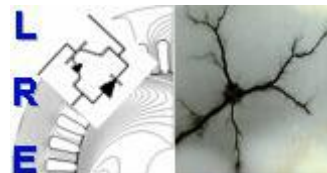
***Elaboration de Modèles Dynamiques de
Contournement sous Pollution***

Présentée et soutenue publiquement le 17/12/2018

Président :	Rachid IBTIOUEN	Professeur Ecole Nationale Polytechnique
Rapporteurs :	Abdelouahab MEKHALDI Abderrahmane BEROUAL	Professeur Ecole Nationale Polytechnique Professeur Ecole Centrale de Lyon
Examineurs :	Ahmed BOUBAKEUR Hocine MOULAI El Hadj AILAM	Professeur Ecole Nationale Polytechnique Professeur USTHB Professeur Université Khemis Miliana
Invité :	Madjid TEGUAR	Professeur Ecole Nationale Polytechnique

ENP 2018

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Ecole Nationale Polytechnique



Département d'Electrotechnique
Laboratoire de Recherche en Électrotechnique

Thèse de doctorat présentée par :
Tarek CHIHANI

Master en Électrotechnique de l'ENP

Pour l'obtention du titre de
Docteur Troisième Cycle (D/LMD) en Électrotechnique

Thème

***Elaboration de Modèles Dynamiques de
Contournement sous Pollution***

Présentée et soutenue publiquement le 17/12/2018

Président :	Rachid IBTIOUEN	Professeur Ecole Nationale Polytechnique
Rapporteurs :	Abdelouahab MEKHALDI Abderrahmane BEROUAL	Professeur Ecole Nationale Polytechnique Professeur Ecole Centrale de Lyon
Examineurs :	Ahmed BOUBAKEUR Hocine MOULAI El Hadj AILAM	Professeur Ecole Nationale Polytechnique Professeur USTHB Professeur Université Khemis Miliana
Invité :	Madjid TEGUAR	Professeur Ecole Nationale Polytechnique

ENP 2018

Remerciements

Ce travail a été réalisé sous la Direction Scientifique de Monsieur Abdelouahab MEKHALDI, Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique et Monsieur Abderrahmane Beroual, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma sincère reconnaissance pour leur grande disponibilité, leurs précieuses directives, leur suivi constant, leur patience et leurs qualités humaines.

Que Monsieur le professeur Madjid TEGUAR trouve ici le témoignage de ma sincère gratitude pour l'ensemble des efforts et conseils fournis, sans lesquels ce travail n'aurait pas pu être mené à terme.

Je tiens à adresser mes sincères remerciements au Professeur Rachid IBTIOUEN pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le jury de soutenance.

J'adresse mes chaleureux remerciements à Messieurs Ahmed BOUBAKEUR, Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique, Hocine MOULAI, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies Houari Boumediene et Hadj AILEM, Professeur à l'Université de Khemis Miliana, qui ont bien voulu prendre part au jury destiné à évaluer mon modeste travail.

Dédicaces

Je tiens avant tout à dédier ce travail à ma défunte mère, envers laquelle je tiens à exprimer mon infinie et éternelle gratitude pour ses encouragements et son soutien.

Je dédie également ce travail à mon père, pour ses efforts et son soutien.

Dédicace également à mes deux frères qui m'ont été, chacun à sa façon, d'un inconditionnel et précieux soutien.

Un remerciement à l'ensemble des camarades doctorants de l'ENP, en particulier ceux du département d'électrotechnique, mais aussi d'électronique, d'automatique, de métallurgie, de génie minier et mécanique, qui se reconnaîtront, pour l'aide et les encouragements mutuels mais également pour les bons moments passés ensemble.

Pour finir, je remercie les enseignants du département d'électrotechnique de l'ENP pour la formation délivrée, les conseils et aussi pour les valeurs inculquées.

Table des matières

Liste des figures	
Liste des tableaux	
Liste des caractères	
Introduction générale	16
Chapitre I : Etat de l'art sur la modélisation du contournement des isolateurs de haute tension pollués	21
1. Introduction	22
2. Paramètres caractéristiques de la décharge	22
2.1. Diamètre de la décharge	22
2.2. Conductivité de la décharge	23
2.3. Température de la décharge	25
2.4. Vitesse de propagation	25
2.5. Temps au contournement	27
3. Mécanismes de propagation	28
3.1. Propagation par ionisation	28
3.2. Propagation par force électrostatique	28
4. Modèles statiques pour le contournement des isolateurs pollués	29
4.1. Modèle d'Obenaus	29
4.2. Modèle de Neumarker	31
4.3. Modèle d'Alston et Zeledziowsky	32
4.4. Modèle de Wilkins	32
4.5. Modèle de Zhicheng et Renyu	33
4.6. Modèle de Mercure et Drouet	33
4.7. Modèle des décharges multiples	33
4.8. Modèle de Dhahbi Beroual et Krahenbuhl	34
4.9. Modèle de la couche mixte	34
4.10. Modèle du disque circulaire	35
4.11. Modèle de Claverie et Percheron	36
4.12. Modèle de J.Danis	37
5. Les conditions critiques du contournement	37
6. Critères de propagation	40
7. Modèles dynamiques	46
7.1. Modèle de Rizk	46
7.2. Modèle de Anjana et Lakshminarasimha	46
7.3. Modèle de Sundararajan et Gorur	48
7.4. Modèle de N.Dhahbi et A.Beroual	49
7.5. Modèle de S.Diampeni -Kimbakalaet A. Beroual	49
7.6. Le caractère dynamique des paramètres A et n selon M. El-A Slama et	51
7.7. Modèle de S. Taheri, M. Farzaneh et I. Fofana	52
8. Conclusion	54

Chapitre II : Modèle de contournement d'isolateurs pollués sous tension alternative. Cas d'une pollution continue.	55
1. Introduction	56
2. Elaboration du modèle	56
2.1. Modèle statique en régime stable	56
2.1.1. Circuit électrique équivalent	56
2.1.2. Relation entre la tension appliquée et la longueur de l'arc	57
2.1.3. Résistance de la couche de pollution	58
2.1.4. Courant de la décharge	58
2.1.4. Température de la décharge	59
2.1.5. Résistance linéique de la décharge	60
2.1.6. Le rayon de la décharge	60
2.1.7. Conditions critiques du contournement	60
2.2. Modèle Dynamique en régime instable	61
2.3. Organigrammes des modèles statiques et dynamiques	61
2. Dispositif expérimental	62
3. Validation expérimentale	63
3. 1. Validation du courant de décharge	63
3. 2. Validation de la tension appliquée	65
4. Simulation des différentes grandeurs	67
4.1. Courant de décharge	67
4.2. Rayon de décharge	69
4.3. Température de la décharge	70
4.4. Résistance linéique de la décharge	73
4.5. Vitesse de la décharge	74
5. Discussion	76
6. Conclusion	77
Chapitre III : Modèle pour le contournement des isolateurs sous tension alternative et continue.	78
1. Introduction	79
2. Elaboration du modèle	79
2.1. Détermination des paramètres du circuit électrique équivalent	79
2.2. Modèle statique pour le régime stable	82
2.2.1. Relation entre la longueur de la décharge et la tension appliquée	82
2.2.2. Courant, rayon et température de la décharge	84
2.2.3. Résistance linéique de la décharge	84
2.3. Modèle Dynamique pour le régime Instable	86
3. Simulation et validation en tension alternative	87
3.1. Validation expérimentale en tension alternative	87
3.1.1. Validation du courant de décharge	88
3.1.2. Validation de la tension appliquée	89

3.2. Simulation en tension alternative	90
3.2.1. Courant de décharge	90
3.2.2. Caractéristique tension appliquée - longueur de la décharge	93
3.2.3. Rayon de décharge	95
3.2.4. Température de la décharge	97
3.2.5. Résistance linéique de la décharge	100
3.2.6. Vitesse de la décharge	103
4. Simulation et validation en tension continue	105
4.1. Modèle expérimental	105
4.2. Simulation des différentes grandeurs	106
4.2.1. Courant de décharge	106
4.2.2. Rayon de décharge	110
4.2.3. Température de la décharge	112
4.2.4. Résistance linéique de la décharge	115
4.2.5. Vitesse de la décharge	117
5. Discussion	119
6. Conclusion	121
Conclusion générale	122
Références bibliographiques	125

Liste des figures

Chapitre I : Etat de l'art sur la modélisation du contournement des isolateurs de haute tension pollués

Figure 1.1 : Mécanisme d'élongation par ionisation	28
Figure 1.2 : Mécanisme de propagation par force électromotrice	29
Figure 1.3 : Modèle d'Obenaus	29
Figure 1.4 : Modèle cylindrique utilisé par Alston et Zeledziowsky	32
Figure 1.5 : Circuit électrique équivalent de Cheng <i>et al</i>	33
Figure 1.6 : Modèle électrique selon Dhahbi <i>et al</i>	34
Figure 1.7 : Modèle d'un isolateur long fût et la distribution de la résistance sur la couche de pollution selon Boehme et Obenhaus	35
Figure 1.8 : Modèle du disque circulaire de Woodson et McElroy	35
Figure 1.9 : montage expérimental de Claverie et Percheron	36
Figure 1.10 : Schéma équivalent au modèle expérimental de Claverie et Percheron	36
Figure 1.11 : Caractéristique V(I)	38
Figure 1.12 : Caractéristique V(X)	39
Figure 1.13 : Modèle de Rumeli	42
Figure 1.14 : Modèle de N. Dhahbi A. Beroual et L. Krahenbuhl	43
Figure 1.15 : Modèle dynamique d'Anjana et Lakshminarasimha	47
Figure 1.16 : Modèle dynamique de Sundararajan et Gorur	48
Figure 1.17 : Circuit électrique équivalent de Dhahbi et Beroual	49
Figure 1.18 : Modèle dynamique de Diampeni-Kimbakala et Beroual	50
Figure 1.19 : Circuit électrique proposé par S. Taheri, M. Farzaneh et I. Fofana en présence d'un seul arc	52
Figure 1.20 : Circuit électrique proposé par S. Taheri, M. Farzaneh et I. Fofana en présence de deux arcs	52
Figure 1.21 : Organigramme décrivant le modèle dynamique proposé par S. Taheri, M. Farzaneh et I. Fofana	53

Chapitre II : Modèle de contournement d'isolateurs pollués sous tension alternative. Cas d'une pollution continue.

Figure 2.1 : Circuit électrique équivalent utilisé pour le modèle en tension alternative cas d'une pollution continue	57
Figure 2.2. Organigrammes des (a) modèles statiques et (b) modèle dynamique du modèle pour une pollution continue sous tension alternative	61
Figure 2.3 : Schéma général du dispositif expérimental en tension alternative	62
Figure 2.4 : Modèle plan expérimental utilisé en tension alternative	63
Figure 2.5 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge, pour une DDNS de 0.0308 g/cm^2 - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les	63
Figure 2.6 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge, pour une DDNS de 0.041 g/cm^2 - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les	64
Figure 2.7 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge, pour une DDNS de 0.051 g/cm^2 - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les	64

Figure 2.8 : Caractéristique tension appliquée/longueur de décharge pour une DDNS de 0.0308 g/cm ² - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.	65
Figure 2.9 : Caractéristique tension appliquée/longueur de décharge pour une DDNS de 0.041 g/cm ² - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.	65
Figure 2.10 : Caractéristique tension appliquée/longueur de décharge pour une DDNS de 0.051 g/cm ² - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.	66
Figure 2.11 : Courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0308 g/cm ²	67
Figure 2.12 : Courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.041 g/cm ²	67
Figure 2.13 : Courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.051 g/cm ²	68
Figure 2.14 : Rayon de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0308 g/cm ²	69
Figure 2.15 : Rayon de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.041 g/cm ²	69
Figure 2.16 : Rayon de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.051 g/cm ²	70
Figure 2.17 : Température de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0308 g/cm ²	71
Figure 2.18 : Température de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.041 g/cm ²	72
Figure 2.19 : Température de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.051 g/cm ²	72
Figure 2.20 : Résistance linéique de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0308 g/cm ²	73
Figure 2.21 : Résistance linéique de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.041 g/cm ²	73
Figure 2.22 : Résistance linéique de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.051 g/cm ²	74
Figure 2.23 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur pour une DDNS de 0.0308 g/cm ²	75
Figure 2.24 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur pour une DDNS de 0.041 g/cm ²	75
Figure 2.25 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur pour une DDNS de 0.051 g/cm ²	76
Chapitre III : Modèle pour le contournement des isolateurs sous tension alternative et continue.	
Figure 3.1 : Circuit électrique équivalent utilisé dans le modèle pour le contournement en tension continue et alternative.	80
Figure 3.2 : Organigramme de l'algorithme permettant de déterminer les paramètres du circuit équivalent.	82
Figure 3.3. Organigrammes des modèles statique (a) et dynamique (b) pour le modèle en tension alternative et continue	87
Figure 3.4 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0308 g/cm ² et une conductivité surfacique de 30 μS - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.	88

Figure 3.5 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0205 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$ - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.	88
Figure 3.6 : Caractéristique tension appliquée/longueur de décharge pour une DDNS de 0.0308 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$ - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.	89
Figure 3.7 : Caractéristique tension appliquée/longueur de décharge pour DDNS de 0.0205 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$ - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.	90
Figure 3.8 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.	90
Figure 3.9 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.	91
Figure 3.10 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.	91
Figure 3.11 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.	92
Figure 3.12 : Caractéristique tension appliquée / Longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.	93
Figure 3.13 : Caractéristique tension appliquée / Longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.	93
Figure 3.14 : Caractéristique tension appliquée / Longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.	94
Figure 3.15 : Caractéristique tension appliquée / Longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.	94
Figure 3.16 : Rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.	95
Figure 3.17 : Rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.	96
Figure 3.18 : Rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.	96
Figure 3.19 : Rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.	97
Figure 3.20 : Température de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.	97
Figure 3.21 : Température de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.	99
Figure 3.22 : Température de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.	99
Figure 3.23 : Température de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.	100
Figure 3.24 : Résistance linéique de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.	100
Figure 3.25 : Résistance linéique de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.	101
Figure 3.26 : Résistance linéique de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.	101
Figure 3.27 : Résistance linéique de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.	102

Figure 3.28 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.	103
Figure 3.29 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.	103
Figure 3.30 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.	104
Figure 3.31 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.	104
Figure 3.32 : Modèle cylindrique utilisé en tension continue	105
Figure 3.33 : Comparaison des valeurs expérimentales (en rouge) et simulées (en bleu) pour une conductivité volumique de $100 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité positive.	106
Figure 3.34 : Evolution du courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de $100 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité	107
Figure 3.35 : Comparaison des valeurs expérimentales (en rouge) et simulées (en bleu) pour une conductivité volumique de $100 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité négative.	107
Figure 3.36 : Evolution du courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de $100 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité	108
Figure 3.37 : Comparaison des valeurs expérimentales (en rouge) et simulés (en bleu) pour une conductivité volumique de $300 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité positive.	108
Figure 3.38 : Evolution du courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de $300 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité	109
Figure 3.39 : Comparaison des valeurs expérimentales (en rouge) et simulés (en bleu) pour une conductivité volumique de $300 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité négative.	109
Figure 3.40 : Evolution du courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de $300 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité	110
Figure 3.41 : Evolution du rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de $100 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité	110
Figure 3.42 : Evolution du rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de $100 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité	111
Figure 3.43 : Evolution du rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de $300 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité	111
Figure 3.44 : Evolution du rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de $300 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité	112
Figure 3.45 : Evolution de la température de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $100 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité positive	113
Figure 3.46 : Evolution de la température de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $100 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité négative.	113
Figure 3.47 : Evolution de la température de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $300 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité positive	114
Figure 3.48 : Evolution de la température de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $300 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité négative	114
Figure 3.49 : Evolution de la résistance linéique de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $100 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité	115
Figure 3.50 : Evolution de la résistance linéique de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $100 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité	115
Figure 3.51 : Evolution de la résistance linéique de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $300 \text{ }\mu\text{S/cm}$ en polarité	116

Figure 3.52 : Evolution de la résistance linéique de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de 300 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité	116
Figure 3.53 : Evolution de la vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de 100 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité	117
Figure 3.54 : Evolution de la vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de 100 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité	118
Figure 3.55 : Evolution de la vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de 300 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité	118
Figure 3.56 : Evolution de la vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de 300 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité	119
Figure 3.57 : Evolution de la vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de 300 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité	121

Liste des tableaux

Chapitre I : Etat de l'art sur la modélisation du contournement des isolateurs de haute tension pollués

Tableau 1.1 : Valeurs de A et n selon Ghosh	30
Tableau 1.2 : valeurs de A et n pour différents auteurs.	30

Liste des caractères :

Caractères latins :

A	Constante caractéristique du contournement
a_d	Rayon de la décharge
C_v	Chaleur spécifique
e	Charge de l'électron
E_d	Champ électrique de la décharge
E_p	Champ électrique au niveau de la couche de pollution
E_{tr}	Champ électrique caractérisant la transition de l'ionisation thermique à l'ionisation électronique
I_c	Courant critique
I_d	Courant de la décharge
k	Constante de reinitiation de la décharge
K_b	Constante de Boltzmann
L	Longueur de fuite totale
m	Masse
n	Constante de contournement
n_e	Densité d'électrons
P	Pression du milieu
P_e	Puissance électrique
P_0	Rapport de transfert thermique
Q	densité d'énergie linéique de la décharge
r_d	Résistance linéique de la décharge
R_d	Résistance de la décharge
r_p	Résistance linéique de la couche de pollution
R_p	Résistance de la couche de pollution
S_d	Section de la décharge
S_{eff}	Section efficace de collision électron/atome
S_p	Section de la couche de pollution
T_d	Température de la décharge
U	Tension appliquée
U_c	Tension critique du contournement
U_d	Tension de la décharge
U_e	Chute de tension au niveau des électrodes
v_d	Vitesse de la décharge
W_c	Energie cinétique
W_i	Énergie nécessaire à l'ionisation
W_t	Energie transmise à la décharge
X_c	Longueur critique du contournement
X_d	Longueur de la décharge
Z_{eq}	Impédance équivalente du système décharge/couche de pollution

Caractères grec :

β	Constante rattachée à la vitesse de propagation
ε_p	Permittivité de la couche de pollution
λ_{th}	Conductivité thermique de la décharge
μ	Mobilité
ρ	Masse volumique
ρ_d	Résistivité de la décharge
ρ_p	Résistivité de la couche de pollution
σ_d	Conductivité de la décharge
σ_p	Conductivité de la couche de pollution
τ	Constante de temps de la décharge
ω	Pulsation électrique

تهدف أطروحة الدكتوراه هذه إلى وضع نموذج لتجاوز عوازل التوتر العالي المغطاة بطبقة تلوث. تحقيقاً لهذه الغاية تم إنشاء نموذجين لوصف تطور القوس الكهربائي أثناء التجاوز. أول نموذج مقترح يتعامل مع التجاوز في حالة التيار المتناوب. المقياس التي تم دراستها هي التيار، القطر، الطول، درجة الحرارة، المقاومة وكذلك سرعة انتشار القوس. يتكون هذا النموذج من خوارزميتين، الأولى هو نموذج ثابت يصف النظام المستقر للتجاوز في بداية الظاهرة عندما يعتمد تطول القوس المطبق. الخوارزمية الثانية هي نموذج ديناميكي يصف النظام غير المستقر للقوس المؤدي إلى القفز النهائي والتجاوز. تم اقتراح طريقة جديدة لحساب مقاومة القوس الكهربائي وكذلك درجة الحرارة، بدءاً من ميزانية طاقوية، يتم حساب درجة الحرارة انطلاقاً من تيار التفريغ ثم من درجة الحرارة و التيار سنقوم بحساب مقاومة القوس. النموذج الثاني صالح للتوتر المستمر و المتناوب. يتشكل هذا النموذج من ثلاث خوارزميات. الأولى هي خوارزمية تمهيدية تهدف إلى حساب عناصر الدارة الكهربائية التي تمثل القوس في التسلسل مع طبقة التلوث. الثاني هو نموذج ثابت يصف النظام المستقر للتجاوز في بداية الظاهرة عندما يعتمد تطول القوس المطبق. الخوارزمية الثالثة هي نموذج ديناميكي يصف النظام غير المستقر للقوس المؤدي إلى القفز النهائي والتجاوز. المقاييس التي يتطرق إليها النموذج هي نفسها التي درسها النموذج الأول. لدراسة مقاومة القوس تم اقتراح معادلة جديدة لديها خصوصية كونها معادلة تحليلية عكس المعادلات السابقة التي هي معادلات تجريبية. تمت مقارنة القيم المتحصل عليها عن طريق النماذج للتيار و التوتر المطبق لقيم مختلفة لطول القوس مع نتائج تجريبية و لاحظنا توافق.

الكلمات الرئيسية : تجاوز العوازل، قوس كهربائي، النظام المستقر، نموذج ستاتيكي، نظام غير مستقر، نموذج ديناميكي.

Abstract

This doctoral thesis aims to modeling the flashover of high voltage insulators covered by a pollution layer. To this end two models have been established to characterize the evolution of the discharge. The first proposed model deals with the flashover in the case of an AC voltage. The studied parameters are the current, the radius, the length, the temperature, the resistance as well as the velocity of propagation of the discharge. This model consists of two algorithms, the first one is a static model for the stable mode at the beginning of the flashover when the evolution of the discharge depends on the applied voltage. The second algorithm is a dynamic model for the unstable mode. A new approach has been proposed to calculate the resistance of the discharge as well as the temperature, starting from an energy balance, the temperature is calculated from the discharge current then from the temperature and the current we will calculate the resistance of the discharge. A second model has been proposed, this model is valid for AC and DC. This model consists of three algorithms. The first algorithm is a preliminary algorithm for determining the parameters of the equivalent circuit. The second algorithm is a static model for the stable regime of the discharge, the third algorithm is dynamic model describing the unstable regime of the discharge. The parameters treated are the same as the first model, in this model a new equation has been developed to calculate the resistance of the discharge. This equation has the particularity of being an analytical equation in opposition existing equations which are empirical. The simulated values of discharge current and applied voltage for different discharge length are compared with the experimental values and we found a good agreement.

Key words: Insulators flashover, electrical discharge, stable mode, static model, unstable mode, dynamic model.

Résumé

Dans cette thèse de doctorat, le but est de modéliser le contournement des isolateurs de haute tension recouverts d'une couche de pollution. Ainsi, deux modèles ont été établis afin de caractériser l'évolution de la décharge. Le premier modèle proposé traite du contournement dans le cas d'une tension alternative. Les paramètres étudiés sont le courant, le rayon, la longueur, la température, la résistance ainsi que la vitesse de propagation de la décharge. Ce modèle est constitué de deux algorithmes, le premier est celui d'un modèle statique décrivant le régime stable de la décharge au début du contournement quand l'évolution de la décharge dépend de la tension appliquée. Le second algorithme est celui d'un modèle dynamique décrivant le régime instable de la décharge menant au saut final et au contournement. Une nouvelle démarche a été proposée afin de calculer la résistance de la décharge ainsi que la température, en partant d'un bilan d'énergie, la température est calculée à partir du courant de décharge ensuite à partir de la température et du courant nous calculerons la résistance linéique de la décharge. Un second modèle à été proposé, celui-ci est valable aussi bien en courant alternatif qu'en courant continue. Ce modèle est constitué de trois algorithmes. Le premier algorithme est un algorithme préliminaire ayant pour but de déterminer les paramètres du circuit équivalent. Le second algorithme est celui d'un modèle statique décrivant le régime stable de la décharge, le troisième algorithme est celui d'un modèle dynamique décrivant le régime instable de la décharge. Les paramètres traités sont les mêmes que pour le premier modèle. Dans ce dernier modèle une nouvelle équation à été élaborée pour calculer la résistance de la décharge. Cette équation a la particularité d'être une équation analytique à la différence des équations existantes utilisées jusque là dans la littérature qui sont empiriques. Les valeurs simulées du courant de décharge et de la tension appliquée pour différentes valeurs de la longueur de la décharge ont été comparées avec es valeurs expérimentales, une bonne concordance a été trouvée.

Mots clés : Contournement des isolateurs, décharges électriques, régime stable, modèle statique, régime instable, modèle dynamique.

Introduction générale

Le contournement des isolateurs de haute tension pollués est une des causes principales de perturbation dans le fonctionnement des réseaux électriques. Afin de parer à ces incidents, plusieurs pistes et solutions sont évoquées, à commencer par le choix d'isolateurs présentant de bonnes performances. A ce titre, plusieurs solutions comme l'allongement de la ligne de fuite des isolateurs, le graissage, le lavage sous tension, ont été envisagées. Une autre approche du problème consiste à choisir un matériau isolant qui conférerait de meilleures performances isolantes. Nous citerons les matériaux à base d'EPDM, de silicone ou encore des isolateurs en céramique dopés avec des semi-conducteurs. Toutefois, ces solutions ne sont pas définitives et présentent elles aussi des inconvénients dont les plus connues sont la sensibilité des matériaux synthétiques aux rayonnements UV et aux attaques acides ou la tendance à l'érosion des isolateurs dopés avec des semi-conducteurs ainsi que les isolateurs en matériaux synthétiques.

Le processus qui mène au contournement débute par le dépôt d'une couche solide constituée de sels et de matériaux insolubles, sauf dans le cas d'une pollution marine ou la pollution est sous la forme d'embruns marins. Vient par la suite l'humidification de la couche de pollution et circulation d'un courant du à la dissolution des sels contenus dans le dépôt (formation d'un électrolyte). Le passage de ce courant conduira à l'échauffement de certaines parties de la couche électrolytique par effet Joule et l'apparition de bandes sèches. Enfin, élongation des décharges jusqu'à court-circuiter totalement l'isolateur.

Le dépôt de la couche de pollution résulte de plusieurs facteurs tels que les conditions climatiques, le champ électrique, la force et la direction du vent, la position d'accrochage des isolateurs, leurs formes et le type de matériaux qui les constitue.

Après la formation de la couche de pollution, un processus d'humidification de la surface polluée de l'isolateur intervient graduellement en présence de brouillard, de rosée ou de petite pluie fine. Ils existent deux types d'accumulation de pollution et d'humidification ; la première est progressive et dynamique avec le temps et la seconde est brutale. Les sels contenus dans le dépôt, se dissolvent créant ainsi un électrolyte rendant de ce fait la couche polluante conductrice.

Il s'établit alors un courant de fuite dont l'amplitude dépend du temps, de la nature et de la quantité des sels et des produits insolubles contenus dans le dépôt polluant ainsi que du degré d'humidification. La circulation du courant de fuite va chauffer le film de pollution qui recouvre la surface de l'isolateur. Cet échauffement va engendrer une évaporation de l'humidité contenue dans la couche de pollution. La puissance dissipée par effet Joule se fera

par convection du dépôt vers l'air ambiant et par conduction thermique à travers la couche de pollution. Cette évaporation va continuer jusqu'à l'assèchement de certaines zones. La densité du courant de fuite devient très importante aux extrémités des zones sèches, favorisant ainsi l'extension de ces dernières jusqu'à la création de bandes sèches. À partir de ce moment, le courant s'annule et la résistance de la couche de pollution prend une valeur très grande. La répartition du potentiel sur l'isolateur est modifiée par la présence de ces bandes sèches et la plupart des lignes de champ électrique se concentrent en ces bandes. Par conséquent, la tension est essentiellement appliquée aux bornes de ces bandes. Des décharges locales apparaissent par rupture diélectrique dans l'air et le courant se remet à circuler. Deux scénarios sont possibles : soit que la décharge s'éteigne soit elle évolue jusqu'au contournement. Dans le premier cas, le courant de fuite est inférieur à une certaine valeur et la situation reste stable ; la résistance en série avec la décharge limite le courant et la longueur de cette dernière. Par contre, si le courant de fuite atteint un seuil dit critique, et que certaines conditions sont remplies, alors le contournement se produira.

Il est possible d'identifier la pollution selon sa nature et l'environnement proche auxquels les isolateurs sont soumis. Ainsi, on classe la pollution en trois catégories : naturelle, industrielle et mixte (naturelle et industrielle).

Les essais en grandeurs réelles et sur site de tenue au contournement des isolateurs en fonction de la pollution et de son degré sont lents et coûteux. Aussi des méthodes d'essais sous pollution artificielles ont été proposées en vue de reproduire les conditions environnementales auxquelles sont soumis les isolateurs

Deux méthodes sont proposées, la méthode du brouillard salin ou une solution saline pure est pulvérisée sur l'isolateur et la méthode de la couche solide ou la pollution est constituée d'une couche solide préparée à base de sel ou de matières insolubles inertes que l'on humidifie progressivement par pulvérisation ou par condensation.

Une autre approche du phénomène est de remplacer l'isolateur par un modèle simplifié de laboratoire ; le mode de contamination varie selon les auteurs. Cette approche permet de maîtriser les différentes grandeurs susceptibles d'intervenir dans le phénomène puisqu'il est admis que le point crucial du phénomène est la formation et l'élongation d'une décharge électrique sur la surface polluée de l'isolateur. La compréhension des phénomènes d'initiation et de propagation de ces décharges est fondamentale car elle permet de quantifier et de modéliser les grandeurs électriques et physiques qui conditionnent et gouvernent la décharge jusqu'au contournement total de l'isolateur.

Une part importante des travaux traitant du contournement des isolateurs pollués a été consacrée à l'estimation des grandeurs et des conditions de propagation de la décharge. Plusieurs modèles empiriques et semi-empiriques ont été proposés. Tous ces modèles ont pour objectif la détermination des différentes grandeurs caractérisant la décharge durant le phénomène de contournement tels que le courant, le rayon, la longueur, la température, la résistance ainsi que la vitesse de propagation de la décharge.

Ce présent travail consiste à élaborer des modèles permettant de caractériser l'évolution de la décharge électrique et quantifier les différents paramètres durant les différentes phases du contournement.

Le premier chapitre consiste en un passage en revue des différentes notions et travaux précédent entrant dans le cadre de la modélisation du contournement des isolateurs de haute tension pollués.

Dans le second chapitre, nous exposerons les deux modèles élaborés du point de vue des étapes de calcul, des organigrammes et également des équations constituant ces modèles et les étapes pour parvenir à ces dernières. Les deux modèles traitent des deux phases du contournement, le régime stable et le régime instable. De plus, les deux modèles sont basés sur des circuits électriques équivalents. Le premier modèle proposé traite du contournement dans le cas d'une tension alternative. Les paramètres étudiés sont le courant, le rayon, la longueur, la température, la résistance ainsi que la vitesse de propagation de la décharge. Ce modèle est constitué de deux algorithmes, le premier est celui d'un modèle statique décrivant le régime stable de la décharge au début du contournement quand l'évolution de la décharge dépend de la tension appliquée. Le second algorithme est celui d'un modèle dynamique décrivant le régime instable de la décharge menant au saut final et au contournement. Une nouvelle démarche a été proposée afin de calculer la résistance de la décharge ainsi que la température, en partant d'un bilan d'énergie, la température est calculée à partir du courant de décharge ensuite à partir de la température et du courant nous calculerons la résistance linéique de la décharge. Un second modèle a été proposé, celui-ci est valable aussi bien en tension alternative qu'en tension continue. Ce modèle est constitué de trois algorithmes. Le premier algorithme est un algorithme préliminaire ayant pour but de déterminer les paramètres du circuit équivalent. Le second algorithme est celui d'un modèle statique décrivant le régime stable de la décharge, le troisième algorithme est celui d'un modèle dynamique décrivant le régime instable de la décharge. Les paramètres traités sont les mêmes que pour le premier modèle. Dans ce dernier modèle une nouvelle équation a été élaborée pour calculer la résistance de la décharge. Cette équation a la particularité d'être une équation

analytique à la différence des équations existantes utilisées jusque là dans la littérature qui sont empiriques.

Le troisième chapitre est dédié à la simulation et à la validation expérimentale du premier modèle. Le quatrième et le cinquième eux, sont dédiés à la simulation et la validation expérimentale du second algorithme. Le quatrième en courant alternatif et le cinquième en courant continu.

Chapitre 1 :

**Etat de l'art sur la
modélisation du
contournement des
isolateurs de haute
tension pollués**

1. Introduction

L'analyse, la compréhension et la modélisation des décharges se propageant sur les surfaces d'isolateurs propres ou pollués est d'une importance capitale pour l'optimisation et la sûreté de l'isolement externe des réseaux électriques. Cela nécessite une étude sur plusieurs aspects : étude de la nature et des paramètres physiques de la décharge et son interaction avec la couche de pollution, estimation de l'impédance du dépôt polluant en présence de décharge, étude des mécanismes d'élongation de la décharge, influence de la nature et des caractéristiques du dépôt sur le phénomène, évolution dynamique des divers paramètres ...

Depuis une cinquantaine d'années, divers travaux ont été menés pour parvenir à une meilleure compréhension des mécanismes conduisant au contournement des isolateurs pollués. Ces travaux ont été conduits aussi bien sur le plan expérimental que théorique. Divers modèles caractérisant l'évolution des paramètres de la décharge durant les diverses phases du contournement ont été proposés.

Dans le présent chapitre nous passerons en revue les différents travaux antérieurs menés dans le cadre de l'étude de l'évolution des différentes caractéristiques de la décharge électrique durant le contournement des isolateurs pollués.

2. Paramètres caractéristiques de la décharge

2.1. Diamètre de la décharge

La mesure de ce paramètre est très délicate à cause de la diffusion de la lumière. La décharge n'est pas un volume dont les frontières sont parfaitement nettes. Il est donc nécessaire de définir un diamètre équivalent.

A partir de la mesure de la densité du courant pendant la propagation de la décharge, Wilkins [1] a montré que le rayon de la décharge peut être estimé à partir de la relation :

$$a_d = \sqrt{\frac{l_d}{1.45\pi}} \quad (1.1)$$

Cette relation a été confirmée récemment par Farokhi [2] en effectuant les mesures optiques sur des isolateurs couverts de givre.

Matsumoto *et al* [3] ont développé un dispositif de mesures optiques composé de 512 photodiodes disposées à des intervalles de 28 μ m. Ce dispositif leur a permis de mesurer avec une bonne précision le diamètre de la colonne de la décharge. Leurs observations montrent

que le diamètre a_d (mm) de la décharge dépend de la polarité de la tension et du courant l_d (A) qui la parcourt. Ils ont proposé une relation empirique liant le diamètre de la décharge et le courant de la forme :

$$a_d = a l_d^b \quad (1.2)$$

Où l_d est le courant et a_d le diamètre du canal de décharge. Les constantes a et b dépendent de la polarité de la tension appliquée à l'électrode haute tension :

$$a = 7 \text{ et } b = 0.78 \text{ pour la polarité positive}$$

et

$$a = 11 \text{ et } b = 0.78 \text{ pour la polarité négative}$$

2.2. Conductivité de la décharge

En prenant en considération la section efficace de collision des électrons avec les atomes, Flesch [4] a établi une relation donnant la conductivité σ d'un arc telle que:

$$\sigma_d = \frac{n_e e^2 \sqrt{K_b T_d}}{S_{eff} P \sqrt{2\pi n_e}} \quad (1.3)$$

Où n_e , e , m_e et S_{eff} sont respectivement la densité des électrons, la charge et la masse de l'électron, et la section efficace de collision électron/atome. K_B , T_d et P sont la constante de Boltzmann, la température de la décharge et la pression.

Une autre expression de la conductivité a été proposée par Spitzer [5]:

$$\sigma_d(T_d) = \frac{1.53 \cdot 10^{-2} \cdot T_d^{3/2}}{\ln \left[1.27 \cdot 10^7 \left(\frac{T_d}{C} \right)^{0.5} \right]} \quad (1.4)$$

Où C est une constante, avec $T_d < 6000$ K.

L'expression ci-dessus a été utilisée par Tavakoli *et al.* [6] en courant alternatif et a donné des résultats satisfaisants [7].

Pour Kuiken [8], la conductivité de l'arc est fonction de la température et de l'énergie d'ionisation des atomes du milieu composant la colonne de l'arc :

$$\sigma(T) = \sigma_0 T_d^{0.75} \exp \left[\frac{e W_i}{2 K_B T_d} \right] \quad (1.5)$$

Avec σ_0 une constante.

En étudiant les décharges glissantes thermiques et non thermiques, Fridman *et al* [9] arrivent à la conclusion, qu'entre la luminescence et l'arc, les décharges transitoires ne sont pas en parfait équilibre thermodynamique local. D'après ces auteurs, la conductivité de la colonne de la décharge est fonction de sa température et de son champ électrique. A partir de ces considérations, ils proposent une formulation plus générale de la conductivité :

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp \left[\frac{-W_i}{2K_B T_e(T_d, E_d)} \right] \quad (1.6)$$

Où σ_0 est une constante dans la gamme de fonctionnement de la température de la décharge ($1000 \text{ K} < T_d < 6000 \text{ K}$) et W_i représente l'énergie d'ionisation des différents atomes.

La connaissance de la fonction $T_e(T_d, E_d)$, est donc fondamentale. Pour les décharges non thermiques, la température électronique (résultant des chocs ionisants) dépend de la valeur du champ électrique dans la colonne de la décharge, alors que pour les décharges thermiques, la température électronique est du même ordre que la température de la décharge ; elle satisfait l'équation de Saha [9] [10]. Dans le cas intermédiaire, Fridman *et al* [10] proposent l'approche de Frank-Kamenetski [11]:

$$T_e = T \left(\frac{1+E^2}{E_{tr}^2} \right) \quad (1.7)$$

E_{tr} étant la valeur de référence du champ électrique caractérisant la transition de l'ionisation thermique à l'ionisation électronique par collisions. Pour l'air, elle est de l'ordre de 1kV/cm. Cependant, les calculs ont montré que pour une décharge dont la température est supérieure à 1000^0K , l'hypothèse de l'ETL (Equilibre Thermodynamique Local) reste valable et la conductivité de la décharge peut être approximée par l'expression [4] [5] [12]:

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp \left[\frac{-W_i}{2K_B T_d} \right] \quad (1.8)$$

La plupart des travaux sur la modélisation du contournement [13-19] ont utilisés l'équation de Mayer [20] :

$$\frac{1}{r_d} \frac{dr_d}{dt} = \frac{1}{\tau} \left(1 - \frac{r_d I_d^2}{P_0} \right). \quad (1.9)$$

Où r_d , I_d , τ et P_0 sont respectivement la résistance linéique de la décharge, le courant de la décharge, la constante de temps de la décharge ainsi que le rapport de transfert thermique.

Bien que fréquemment reprise, cette équation présente plusieurs limitations. En effet, le rayon de la décharge est supposé constant ce qui est en contradiction avec la réalité physique et l'équation établie par Wilkins [1] donnant la relation entre le courant et le rayon de la décharge. De plus, le caractère dynamique de cette relation fait qu'elle ne peut être utilisé pour modéliser le régime stable de la décharge où cette dernière observe une évolution indépendante du temps et pour finir, les constantes τ et P_0 changent de valeur à chaque passage du courant par la valeur zéro.

2.3. Température de la décharge

A partir de mesures spectroscopiques, Matsumoto *et al* [3] ont estimé la température de la décharge entre 3000 K et 4500 K. Ishii et Ohashi [21] ont observé en polarité positive, sous tension continue, un écoulement turbulent de l'air par convection naturelle en avant de la décharge. En polarité négative, l'air de cette région subit une convection naturelle avec un régime laminaire. D'après ces auteurs, la température du corps de la décharge est estimée à 2000 K lorsque la polarité est négative. Notons que dans ces deux études [3] [21], le courant de la décharge peut atteindre 5 A. Par conséquent, on est en présence d'un régime d'arc plutôt qu'un régime de décharge lumineuse transitoire ou spark [7]. Haji *et al* [22] ont mesuré la distribution de la température sur un isolateur plat en silicone soumis à une tension alternative. Au bout de 20 secondes d'existence, la température maximale de la décharge mesurée atteignait, voire dépassait, 1730 K.

En partant d'un bilan d'énergie et de l'équation de Mayr [20], Hadjrioua et al [23] ont établi un modèle permettant de calculer de façon dynamique la températures de la décharge durant le contournement tel que :

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{1}{mC_v} \left[\sigma_d E_d^2 - r_d \left(\frac{\pi \lambda_{th} T_d}{r_d} \right)^{\frac{n+1}{2}} \right] \quad (1.10)$$

Avec T_d , m , C_v , σ_d , E_d , r_d , λ_{th} et n respectivement la température de la décharge, sa masse, la chaleur spécifique, la conductivité de la décharge, le champ, la résistance linéique, la conductivité thermique et la constante caractéristique du contournement.

2.4. Vitesse de propagation

En faisant l'hypothèse que l'allongement de la décharge est lié à la puissance P disponible à la naissance de la décharge et à l'énergie nécessaire pour l'obtenir, Zoledziowski [25] a établi la relation suivante:

$$v_d = \frac{U^2}{\sigma_d r_p^2 (L - X_d)^2 Q} \quad (1.11)$$

Où σ_d désigne la conductance de la décharge, Q la densité d'énergie linéique de la décharge, X_d la longueur et r_p la résistance de pollution.

Matsuo et al [3] abordent de façon directe l'étude de la variation de la vitesse de propagation. En utilisant des fibres optiques placées sur le parcours de la décharge à des distances données les unes des autres et en mesurant les intervalles de temps entre les signaux lumineux détectés par les fibres optiques, ils déduisent la vitesse moyenne de propagation de la décharge dans chaque intervalle.

A l'aide d'une caméra ultra rapide, Al Baghdadi [26] a pu établir une relation empirique donnant la vitesse:

$$v_d = 1.54 \cdot 10^{-4} r_p^{2.5} (I_d^4 - I_c^4) \quad (1.12)$$

Où I_c est le courant critique et r_p la résistance linéique de pollution s'exprime en Ω/cm .

Rizk [25] a trouvé que cette formule concorde avec son analyse dimensionnelle [27] et l'a utilisée dans son modèle dynamique.

Rahal [28] suppose que le déplacement de la décharge est gouverné par les ions qui sont extraits et que la vitesse moyenne de ces ions est proportionnelle au champ E_{pr} existant à la racine de l'arc. De plus, une force de rappel provenant de la colonne de la décharge, s'exerce sur ces ions. Le champ total s'exerçant sur les ions est alors égal à la différence entre E_{pr} et E_d , et la vitesse aura pour expression:

$$v_d = \mu (E_{pr} - E_d) \quad (1.13)$$

Où μ désigne la mobilité des électrons dans l'arc.

D'après Rahal, le champ E_{pr} peut être exprimé par:

$$E_{pr} = \frac{I\rho}{2ae} \left[\frac{\sinh\left(\frac{2\pi r_d}{a}\right)}{\cosh\left(\frac{2\pi r_d}{a}\right)} + 1 \right] \quad (1.14)$$

Où e , a , I , ρ , et r_d sont respectivement la profondeur de la couche d'électrolyte, la largeur du canal contenant la couche de pollution, le courant de la décharge, la résistivité de l'électrolyte et le rayon de la décharge.

D'après Beroual [29], durant la propagation de la décharge, l'énergie totale W_t est dépensée sous différentes formes, et qu'une partie de cette énergie est transférée au canal de la décharge sous forme d'énergies cinétique W_{cin} ($W_{cin} = \beta W_t$, $0 < \beta < 1$), permettant ainsi au canal de s'allonger de ΔX .

Pendant un temps dt

$$W_c = \frac{1}{2} \rho \pi a_d^2 dx v_d^2 \quad (1.15)$$

v_d , a_d et ρ sont respectivement la vitesse de propagation, le rayon de l'arc et la masse volumique du gaz.

On a alors :

$$\frac{1}{2} \rho \pi v_d^3(t) dt = \beta dW_t(t) \quad (1.16)$$

Ce qui donne :

$$v_d(t) = \left(\frac{2\beta}{\rho \pi a_d^2} \frac{dW_t(t)}{dt} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.17)$$

On aura

$$v_d(t) = \sqrt[3]{\frac{2\beta P_e(t)}{\rho\pi a_d^2}} \quad (1.18)$$

En pratique β est compris entre 0,05 et 0.10.

2.5. Temps au contournement

On appelle temps de retard au contournement, le temps qui s'écoule entre l'instant d'amorçage de la décharge et l'instant où son pied atteint l'électrode basse tension. Dans le cas d'une tension alternative, ce temps est précédé d'un temps t_0 plus grand qu'une demi-période pendant lequel la décharge s'éteint et se rallume plusieurs fois avant de contourner la surface de l'isolateur. Ce temps t_0 est appelé temps de retard; il correspond à la durée pendant laquelle le milieu où brûle la décharge, perd ses propriétés isolantes.

Dans une étude expérimentale de mesure du champ électrique dans l'arc en fonction du temps, Swift [30] a observé la dépendance du temps de retard au contournement avec la nature de mouillage de l'isolateur.

Ghosh et Chatterjee [31] [32] ont montré que le temps de retard au contournement décroît avec l'augmentation de la tension appliquée et dépend de la nature chimique du polluant. Ils ont trouvé que pour chaque électrolyte, il y a une valeur particulière de la tension appliquée pour laquelle un contournement se produit au bout de 1ms et que toute augmentation de la tension n'a pas d'effet remarquable sur le temps de retard au contournement.

Matsuoka et al [33] ont montré également que le temps de retard au contournement dépend de la nature chimique du polluant. Ils ont aussi émis l'hypothèse sans la démontrer qu'il existe une corrélation entre la variation temporelle des caractéristiques de la résistance de pollution et le temps au contournement.

En étudiant l'influence de la tension appliquée sur le temps de retard au contournement d'un canal d'électrolyte en tension continue, Pollentes [34] a observé qu'à résistivité d'électrolyte constante, les temps de contournement moyens sont d'autant plus élevés que l'on se rapproche de la valeur de la tension critique de contournement. Il a aussi constaté qu'en polarité négative, les temps de contournement sont supérieurs à ceux obtenus en polarité positive, à résistivité égale et à niveau de surtension égal. Ces tendances ont été également observées par Peyrène [35].

3. Mécanismes de propagation

3.1. Propagation par ionisation

Wilkins et Al-Baghdadi [26] ont proposé un mécanisme de propagation basé sur l'ionisation et le déplacement discontinu du pied de la décharge (Figure 1.1). La température ainsi que le potentiel étant élevés dans cette région, la probabilité d'ionisation dans la région précédant l'avant pied de la décharge est grande. Si l'ionisation est suffisante, alors il y a circulation d'un courant électrique. La conductivité du nouveau trajet du courant va augmenter avec celui-ci, tandis que celle du trajet précédent dans l'électrolyte reste constante. Ainsi, le changement progressif du courant total entraîne une élongation δ de la décharge.

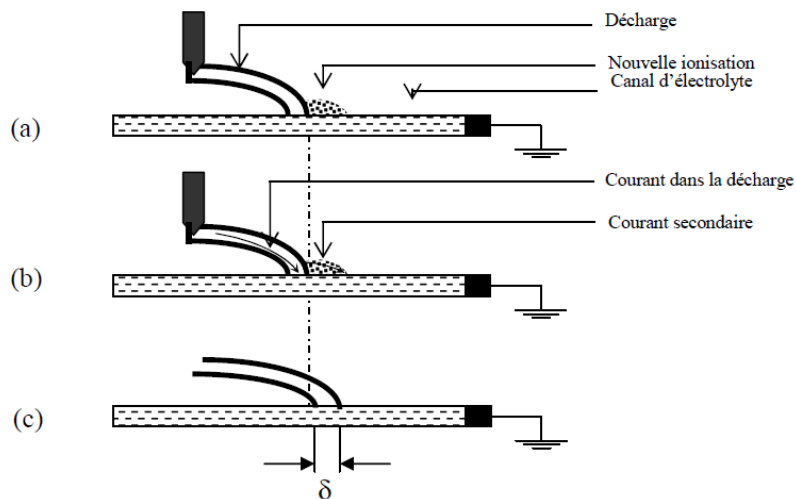


Figure 1.1 : Mécanisme d'élongation par ionisation [26]

3.2. Propagation par la force électrostatique

A partir des observations faites sur un canal d'électrolyte, Rahal [36] a essayé de mettre en évidence l'existence d'une force électrostatique s'exerçant sur la décharge, responsable du déplacement de l'arc (Figure 1.2). Il a démontré que du point de vue électrique macroscopique, cette force était due à la dissymétrie de la distribution du potentiel, elle-même causée par le passage du courant dans le liquide couvrant la surface isolante. Cette force provoque la courbure de la décharge vers l'électrode de masse. La décharge se déplace vers l'électrode de masse, si les conditions critiques sont satisfaites.

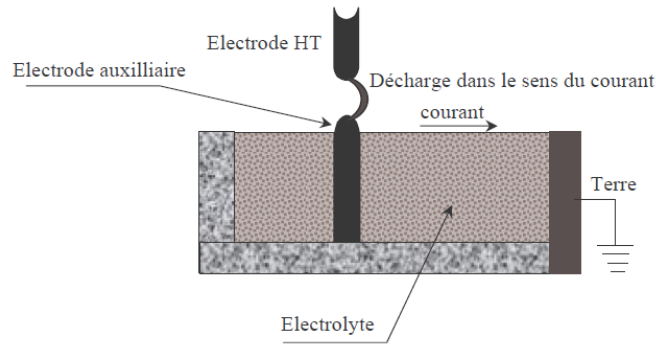


Figure 1.2 : Mécanisme de propagation par force électromotrice [36]

4. Modèles statiques pour le contournement des isolateurs pollués

Au début du contournement, la décharge électrique est en régime dit stable et observe une évolution statique. Ainsi, le maintien et l'allongement de la décharge dépendent de la tension appliquée. Toute augmentation de la tension conduira à un allongement de la décharge. Les paramètres temps et vitesse n'interviennent pas dans cette phase. Divers modèles statiques ont été établis afin de décrire ce régime.

4.1. Modèle d'Obenaus

C'est Obenaus [37] qui est à l'origine de la première analyse quantitative des phénomènes d'arcs se produisant sur les surfaces isolantes planes polluées sous tension continue. Son approche consiste à partir d'un circuit électrique équivalent, constitué d'un arc de longueur X_d en série avec une résistance R_p caractérisant la résistance de la pollution.

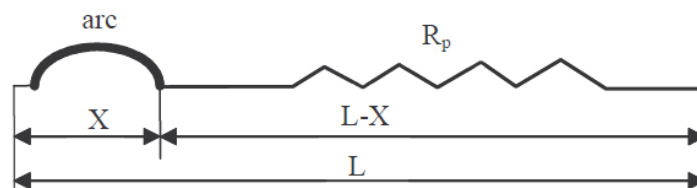


Figure 1.3 : Modèle d'Obenaus [37]

En appliquant la loi d'Ohm à ce circuit, on peut écrire

$$U = U_e + U_d + R_p(X_d) \cdot I_d \quad (1.19)$$

U est la tension appliquée, U_e la chute de tension totale aux bornes des électrodes, R_p la résistance de la couche polluée et U_d la tension d'arc tel que

$$U_d = R_d(X_d) \cdot I_d \quad (1.20)$$

R_{arc} est la résistance de l'arc par unité de longueur, X la longueur de l'arc et I l'intensité du courant qui traverse la couche polluée.

La décharge est caractérisée par la présence d'un champ électrique longitudinal E_d [38]:

$$E_d = \frac{U_d}{X_d} = \frac{A}{I_d^n} \quad (1.21)$$

D'où l'expression :

$$U_d = \frac{AX_d}{I_d^n} \quad (1.22)$$

Où n et A les constantes de la caractéristique statique de l'arc dépendant du milieu (l'électrolyte) dans lequel s'amorce la décharge. Les tableaux 1 et 2 donnent quelques valeurs de A et n respectivement pour différents électrolytes et selon différents auteurs.

Electrolyte	A	n
NaCl	360	0.59
CaCl ₂	461	0.42
FeCl ₂	270	0.66
CuSO ₄	450	0.49

Tableau 1.1 : Valeurs de A et n selon Ghosh [39]

Auteurs	A	n	Source de tension	Milieu
Obenaus <i>et al.</i>	100	0.7	AC	Air
L. Alston <i>et al.</i>	63	0.7	AC	Air
Wilkins	63	0.76	DC	Air
Hampton	530	0.24	NS	Vapeur
Claverie <i>et al.</i>	100	0.5	AC	Air
Jolly <i>et al.</i>	296	0.397	AC	Air
Rumeli	518	0.273	NS	Vapeur

Rahal]	220	031	DC	Air
F. A. M. Rizk	130 à 210.6	0.45 à 1.3	DC	Air
D. A. Swift	60 80	0.5	DC	Air
G. Zhangaet al.	138 140	0.69 0.67	DC AC	Air
F. L. Topalis	131.5	0.374	NS	Air
R. Sundararajan et al	60 à 63	0.5 à 0.8	DC	Air
H. G. Gopalet al.	60 à 100	0.25 à 1.2	NS	Air
P.S. Ghosh et N.Chatterjee	360	0.59	AC	Air
Chen et Farzaneh	84	0.77	DC-	Air et givre
	209	0.45	DC+	
	205	0.56	AC	

Tableau 1.2 : valeurs de A et n pour différents auteurs. [7]

Ainsi, on obtient l'équation :

$$U = U_e + A \cdot X_d \cdot I_d^{-n} + R_p(X_d) \cdot I_d \quad (1.23)$$

4.2. Modèle de Neumarker

En supposant que la couche polluée est de résistance uniforme par unité de longueur, Neumarker [25] a ajouté l'équation suivante pour la résistance de la couche polluée R_p

$$R_p = r_p(L - X_d) \quad (1.24)$$

En introduisant cette expression dans l'équation d'Obenaus, il vient :

$$U = V_e + A \cdot X_d \cdot I_d^{-n} + r_p(L - X_d) \cdot I_d \quad (1.25)$$

Ainsi, Neumarker déduit l'expression du courant et de la longueur d'arc critique :

$$I_c = \left(\frac{A X_d}{I_d^n} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (1.26)$$

Et

$$X_c = \frac{L}{n+1} \quad (1.27)$$

D'où l'expression de la tension critique de contournement :

$$U_c = A^{n+1} r_p^{\frac{n}{n+1}} L \quad (1.28)$$

4.3. Modèle d'Alston et Zeledziowsky

En tenant compte de l'hypothèse de Neumarker, et pour une tension d'application dépassant quelques kilovolts, Alston et Zeledziowsky [40] ont déterminés la condition de maintien de l'arc électrique dans le cas d'un isolateur cylindrique de longueur L :

$$U_c = (n + 1)(A \cdot X_d)^{\frac{1}{n+1}} \left(r_p \cdot \frac{L - X_d}{n} \right)^{\frac{n}{n+1}} \quad (1.29)$$



Figure 1.4 : Modèle cylindrique utilisé par Alston et Zeledziowsky [53]

4.4. Modèle de Wilkins

Wilkins [1] a étudié l'effet de la concentration des lignes de courant au pied de la décharge sur la résistance de la couche de pollution. Il a ajouté un terme à la résistance de la couche de pollution représentant l'influence de la concentration des lignes de courant dans la couche au voisinage de la décharge. Cette correction s'exprime différemment selon le rapport entre la ligne de fuite L et la largeur b de l'isolateur. Ainsi, la résistance de la pollution pour une bande de pollution est donnée par :

$$R_p(X_d) = \frac{1}{2\pi\sigma_p} \left[(L - X_d) + \frac{b}{2\pi} \ln \frac{b^2}{4\pi\sigma_d^2} \right] \quad (1.30)$$

Et pour une bande large :

$$R_p(X_d) = \frac{1}{2\pi\sigma_p} \left[\ln \left(\frac{2L}{\pi\sigma_d} \right) - \ln \left(\tan \frac{\pi X_d}{L} \right) \right] \quad (1.31)$$

Où σ_d est le rayon du pied de la décharge et b la largeur de l'isolateur.

4.5. Modèle de Zhicheng et Renyu

Zhicheng et Renyu [41] ont démontré que la résistance de la couche de la pollution pour des isolateurs de formes complexes peut être ramenée à une résistance d'un isolateur plat ; ils proposent l'expression suivante :

$$R_p(X_d) = \frac{1}{2\pi\sigma_p} \ln\left(\frac{L-X_d}{\sigma_d}\right) \quad (1.32)$$

4.6. Modèle de Mercure et Drouet

Mercure et Drouet [42] se sont intéressés à l'étude de la distribution du courant à l'interface entre la décharge et l'électrolyte. Sur la base d'expériences effectuées avec de faibles valeurs de résistances de l'ordre de 60 Ω/cm , un courant de valeur supérieure à 7A et une décharge étirée sur plusieurs centimètres, ils ont montré l'existence d'un courant circulant dans l'électrolyte sous la décharge et donc en parallèle avec le courant de la décharge I_d . Ils ont établi que le corps de la décharge est cylindrique et son pied (ou sa tête) est élargi, avec une densité de courant électrique de l'ordre de 10% du courant total traversant l'électrolyte au-dessus du corps. Le schéma électrique équivalent qu'ils ont développé est celui d'une décharge en parallèle avec la résistance de l'électrolyte sous la décharge, le tout en série avec une autre résistance représentant l'électrolyte ou passe le courant total

4.7. Modèle des décharges multiples

Partant des observations expérimentales de Matsumoto *et al* [3] sur un électrolyte, Cheng *et al* [43] utilisent l'hypothèse selon laquelle la décharge est composée de plusieurs branches, pour établir un modèle électrique :

$$U = A I_m^{-n} X_m + r_p(L - X_m) \sum_{k=1}^m I_k + V_e \quad (1.33)$$

Où I_m est le courant dans la dernière branche, et $\sum_{k=1}^m I_k$ est la somme des courants de toutes les branches qui est égale au courant total I passant dans le circuit.

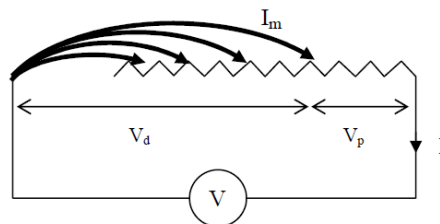


Figure 1.5 : Circuit électrique équivalent de Cheng *et al* [43]

4.8. Modèle de Dhahbi, Beroual et Krahenbuhl

Dhahbi *et al* [44] considèrent la décharge comme un canal cylindrique de résistance linéique r_d en série avec une couche de pollution d'impédance linéique z_p constituée d'une résistance et parallèle avec une capacité (Figure 1.10). La tension aux bornes du circuit équivalent du système est :

$$U = U_{app} - \Delta U = r_d X I - z_p (L - X) I \quad (1.34)$$

En considérant certaines hypothèses, ces auteurs ont montré que l'équation peut s'écrire sous la forme:

$$U = \frac{\pi \lambda_{th} T_d}{I_d} + z_p (L - X_d) I_d \quad (1.35)$$

T_d est la température axiale nécessaire à l'ionisation thermique. Le terme λ_{th} représente la contribution de toutes les espèces constituant le plasma et s'exprime par :

$$\lambda_{th} = \sum_{i=g_i}^{g_n} \frac{\lambda_i}{1 + \frac{k_{ci}(1-g_i)}{v_i}} \quad (1.36)$$

Où λ_i est la conductivité thermique de l'espèce "i", v_i est la fraction volumique, k_{ci} le coefficient cinétique des espèces dans le plasma, et g_i et g_n sont les constituants du gaz.

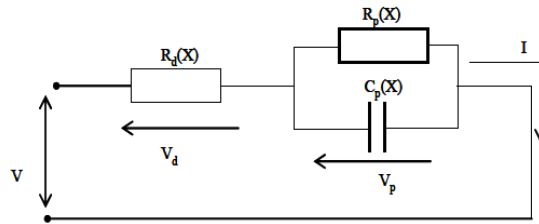


Figure 1.6 : Modèle électrique selon Dhahbi et al [44]

4.9. Modèle de la couche mixte

Pour une couche de pollution mixte dans le cas d'un isolateur long fût, Obenhaus et Boehme [45] ont considéré que cette couche mixte était équivalente à deux couches en série, de résistance linéique r_1 et r_2 , correspondant respectivement à la tige et aux ailettes comme indiqué sur la figure 1.11. En décomposant la distance totale de fuite en deux distances partielles L_1 et L_2 et en appliquant le critère de Hampton, ils ont déduit la relation ci-dessous donnant le gradient de contournement critique (en faisant certaines hypothèses et en considérant $n=1$).

$$\frac{U_c}{L} = 0.8 \sqrt{k} \sqrt{r_1} \quad (1.37)$$

Où la constante $k = 80 \text{ VA/cm}$

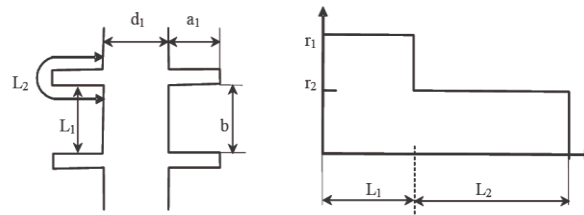


Figure 1.7 : Modèle d'un isolateur long fût et la distribution de la résistance sur la couche de pollution selon Boehme et Obenhaus [45]

En appliquant le critère de Hesketh, l'expression précédente devient :

$$\frac{U_c}{L} = 0.8(Lr_p I) \quad (1.38)$$

Où r_p est la résistance linéique sur la longueur partielle L_1 ou L_2 .

4.10. Modèle du disque circulaire

Woodson et McElroy [46] ont essayé de reproduire, d'une façon idéale, la surface d'un isolateur en utilisant une configuration géométrique circulaire (Figure 1.12). Ainsi, ils ont proposé une relation donnant la résistance de la couche de pollution en fonction du rayon de l'électrode externe et de la résistivité superficielle de la couche de pollution :

$$R_p(X_d) = \frac{C}{\gamma} (r_0 - r_a)^m \quad (1.39)$$

Où r_0 est le rayon de l'électrode externe, r_a la longueur initiale de l'arc, γ la conductivité superficielle et C est une constante déterminée expérimentalement.

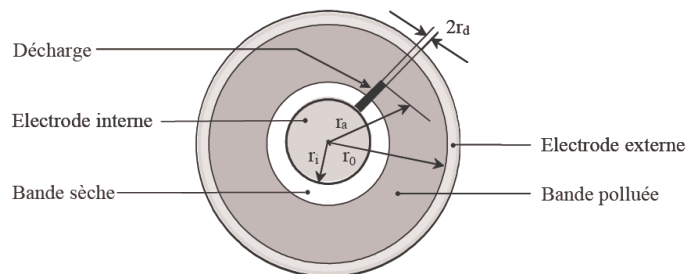


Figure 1.8 : Modèle du disque circulaire de Woodson et McElroy [46]

4.11. Modèle de Claverie et Percheron

Plusieurs modèles expérimentaux ont été proposés dans le cas d'une tension alternative dont celui de Claverie et Percheron [47][48]. En utilisant un modèle plan constitué d'une plaque de porcelaine vernie, munie de deux électrodes en cuivre et couverte d'une couche de pollution (Figure 1.9), ces auteurs ont constatés au cours de leurs essais que :

- la tension de contournement était fonction de la conductivité de la couche polluante ; et
- qu'il existe une longueur d'arc critique indépendante de cette conductivité.

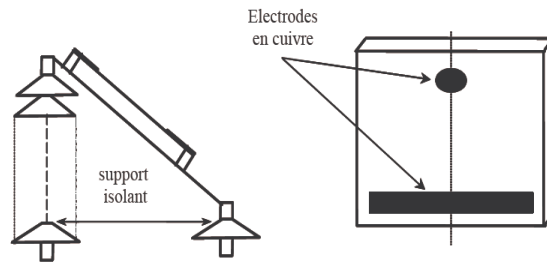


Figure 1.9 : montage expérimental de Claverie et Percheron [49]

Ce modèle se traduit par le schéma suivant (Figure 1.10):

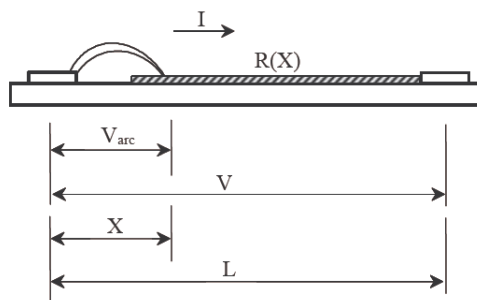


Figure 1.10 : Schéma équivalent au modèle expérimental de Claverie et Percheron [49]

Avec

$$U_d = \frac{100X_d}{\sqrt{I_d}} \quad (1.40)$$

D'où

$$U = \frac{100X_d}{\sqrt{I_d}} + R_p(X_d) \quad (1.41)$$

La tension minimale d'entretien de l'arc est donnée par l'expression :

$$U_c = \frac{800X_d}{\sqrt{I_d}} \quad (1.42)$$

4.12. Modèle de J. Danis

Afin de reproduire des couches similaires à celles observés dans les isolateurs pollués dans les conditions naturelles, J. Danis [50] a utilisé un modèle de forme géométrique simple (plaque, cylindre) possèdent plus d'une bande sèche, la rupture de ces dernières a lieu ensuite de façon aléatoire. Le lieu d'apparition des décharges partielles, la forme et le mouvement des racines des arcs sur une surface polluée dépendent alors de divers facteurs dont on ne peut déterminer les effets instantanés. Par conséquent, le comportement macroscopique de ces arcs est de nature stochastique. La tension de contournement est par conséquent une variable aléatoire et a une fonction de distribution.

Une simulation numérique des observations expérimentales effectuées à l'aide de photographies à grande vitesse (3000 images/seconde), a été faite pour déterminer cette tension.

En considérant la résistance linéique de la couche polluée comme uniforme, l'équation qui régit ce modèle sera :

$$U = kI_d^{-n} + r_p(L - X_d)I_d \quad (1.43)$$

Avec $n \leq 0.5$ et $200 \leq A \leq 400$

5. Les conditions critiques du contournement

La décharge en série avec la pollution peut évoluer dans l'espace, donc devenir instable, si le courant dans le système atteint une valeur critique à laquelle correspondra une tension critique pour une longueur de décharge donnée. A cet état critique correspondent des conditions critiques d'instabilité de la décharge. Ces conditions critiques peuvent être estimées à partir de la construction graphique [7] basée sur l'équation pour une longueur donnée de la décharge et une résistance connue de la pollution. La figure 1.16 illustre les variations $V(I)$ pour une résistance linéique de pollution de 10 kΩ/cm. On remarque que ces courbes tracées pour différentes valeurs de X sont toutes sécantes en un même point M qui délimite l'état de stabilité électrique de la décharge:

- Si $\frac{dV}{dI} > 0$ la décharge est instable.
- Si $\frac{dV}{dI} < 0$ la décharge est stable.

D'un autre côté, à partir du modèle d'Obenaus, Neumarker [51] puis Alston et Zoledziowski [40] ont déterminé les conditions critiques électriques pour lesquelles la décharge ne s'éteint pas et évolue vers le contournement. Ces auteurs ont montré que si la tension appliquée au

système est inférieure ou égale à la tension critique U_c , la décharge pourra se développer jusqu'à atteindre la longueur critique X_c mais pas d'avantage. Par contre, si la longueur de la décharge dépasse au départ X_c , toute augmentation de la longueur de l'arc aura pour conséquence la réduction de la tension d'entretien de la décharge qui pourra évoluer vers le contournement, ce qui se traduit par la condition :

$$\frac{dU}{dX} \leq 0$$

La détermination mathématique des conditions critiques peut se faire comme suit. En minimisant l'équation du modèle électrique établi par Obenaus et Neumarker par rapport à X_d , on aura :

$$\frac{dU}{dX_d} = 0 \Leftrightarrow AI_d^{-n} - r_p I_d = 0 \Leftrightarrow AI_d^{-n} = r_p I_d \quad (1.44)$$

$$\Rightarrow I_c = \left(\frac{A}{r_p}\right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (1.45)$$

Et en minimisant l'équation par rapport à I , il vient :

$$X_d = \frac{r_p L}{r_p + n A I^{-n-1}} \quad (1.46)$$

En remplaçant le courant par son expression, on obtient :

$$X_d = \frac{r_p L}{r_p + n A \left(\frac{A}{r_p}\right)^{\frac{-n-1}{n+1}}} \quad (1.47)$$

D'où l'expression de la longueur critique :

$$X_c = \frac{L}{1+n} \quad (1.48)$$

En remplaçant et dans l'équation, on obtient l'expression de la tension critique :

$$U_c = L A^{\frac{1}{n+1}} r_p^{\frac{n}{n+1}} \quad (1.49)$$

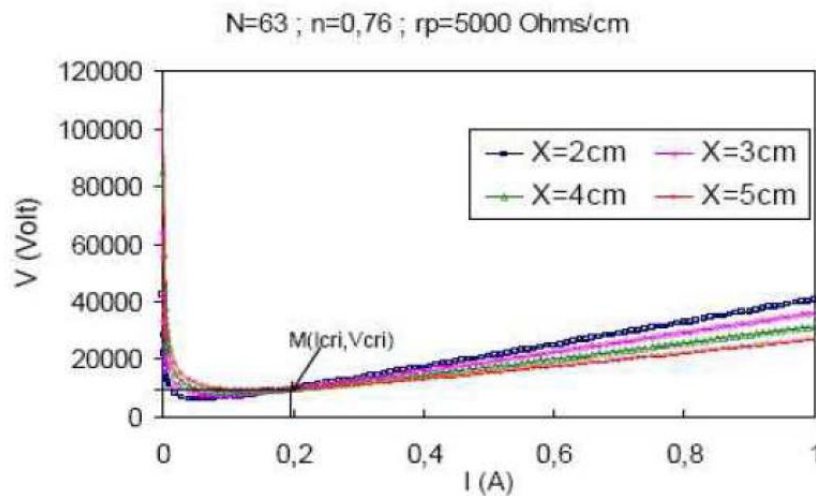


Figure 1.11 : Caractéristique V(I) [7]

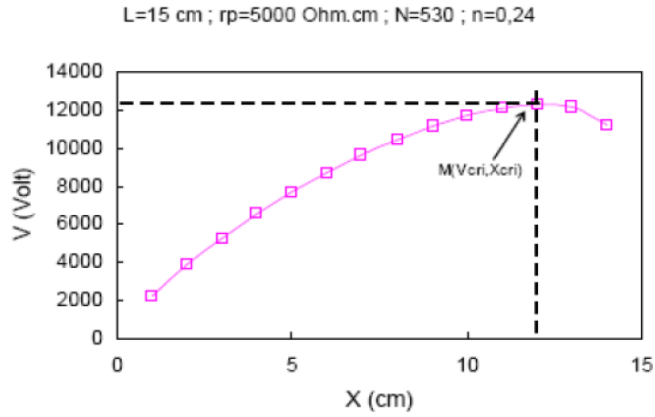


Figure 1.12 : Caractéristique V(X) [7]

Toutefois, certains auteurs ont présenté une approche différente.

Jolly et Chu [52] considèrent la résistance parallèle au-dessous de la décharge qui possède la même résistivité que le reste de la couche de pollution et calculent la tension de contournement :

$$U_c = (n + 1)A^{\frac{1}{n+1}}Lr_p^{\frac{n}{n+1}} + V_E \quad (1.50)$$

En faisant intervenir un résultat provenant de la théorie des transports non-linéaires, Jolly et Chu proposent une valeur de tension de contournement de la forme :

$$U_c = 17Ar_p^{-0.38}X_d^{-0.235}L \quad (1.51)$$

Dhahbi *et al* [44] expriment les conditions critiques du contournement à partir de leur modèle où la constante A est fonction des pertes thermiques dans la décharge et $n = 1$. Ainsi, les expressions qu'ils proposent sont :

$$I_c = \sqrt{\pi\lambda_{th}T_d r_p} \quad (1.52)$$

$$U_c = L\sqrt{\pi\lambda_{th}T_d r_p} \quad (1.53)$$

Slama *et al* [7] ont étudié l'impact du non uniformité de la couche polluante en faisant varier l'épaisseur de cette dernière dans trois configurations (épaisseur croissant de l'électrode HT vers la terre, décroissant de l'électrode HT vers la terre et épaisseur constant). Dans les deux configurations la surface externe de la couche polluée est inclinée d'un angle α . Suivant le critère d'impédance et le modèle électrique établi par Dhahbi *et al* [12], l'expression de la longueur critique est :

$$X_c = L \left[\frac{S_p \beta \rho_d (S_d \rho_p - S_p \beta \rho_d) + (S_d \omega \rho_p)^2 \varepsilon_p (\rho_p^2 \varepsilon_p - S_p \beta l_d)}{(S_d \rho_p - S_p \beta \rho_d)^2 + (S_d \omega \rho_p)^2 (\rho_p^2 \varepsilon_p - S_p \beta l_d)} \right] \quad (1.54)$$

Pour la configuration 1, il a été trouvé que :

$$X_c = L \frac{\sqrt{\Delta} - r_d \frac{be_{pmax}}{\cos \alpha} + \rho_p}{2be_{pmax}r_d} \quad (1.55)$$

Avec

$$\Delta = \left(r_d \frac{be_{pmax}}{\cos \alpha} + \rho_p \right)^2 - 4be_{pmax}r_d\rho_p \quad (1.56)$$

L'épaisseur critique et la résistance linéaire correspondante sont respectivement :

$$e_p(X_d) = \left(\frac{L}{\cos \alpha} - L \frac{\sqrt{\Delta} - r_d \frac{be_{pmax}}{\cos \alpha} - \rho_p}{2be_{pmax}r_d} \right) \tan \alpha \quad (1.57)$$

Pour une résistance linéique :

$$r_p(X_d) = \rho_p \left[b \left(\frac{L}{\cos \alpha} - L \frac{\sqrt{\Delta} - r_d \frac{be_{pmax}}{\cos \alpha} - \rho_p}{2be_{pmax}r_d} \right) \tan \alpha \right]^{-1} \quad (1.58)$$

Pour ce qui est de la configuration 2, les expressions trouvées sont:

$$X_c = L \frac{\rho_p - be_{pmax}r_d \cos \alpha}{be_{pmax}r_d \cos \alpha} \quad (1.59)$$

Pour une épaisseur critique et une résistance linéique correspondantes égales à :

$$e_p(X_d) = \frac{\rho_p - be_{pmax}r_d \cos \alpha}{br_d} \quad (1.60)$$

Et

$$r_p(X_d) = \frac{\rho_p br_d}{\rho_p - be_{pmax}r_d \cos \alpha} \quad (1.61)$$

6. Critères de propagation

A partir d'une étude expérimentale, Hampton [53] a déterminé les conditions critiques de propagation de la décharge en remplaçant la couche de pollution en série avec cette dernière par une colonne d'eau uniforme présentant une résistance linéique constante. Selon cet auteur, la différence entre le champ au pied de la décharge et le champ dans la pollution représente l'élément essentiel qui gouverne la propagation de la décharge, car cette dernière évolue si le gradient de la tension dans la pollution E_p est supérieur à celui au pied de la décharge E_d , soit :

$$E_d < E_p \quad (1.62)$$

Pour Hesketh [54], la décharge en série avec la couche de pollution se propage de telle manière à rendre maximal le courant I qu'elle tire de la source d'alimentation. En effet, le critère de propagation établi est exprimé par :

$$\frac{dI_d}{dX_d} > 0 \quad (1.63)$$

En considérant qu'un système se place dans la configuration qui lui permet de dissiper le maximum d'énergie, Wilkins [1] a généralisé la condition énoncée par Hesketh et établi un critère de propagation utilisant la puissance fournie par la source :

$$\frac{dP}{dX} > 0 \quad (1.64)$$

Anjana et Lakshminarasimha [14] proposent un critère énergétique dans lequel ils assimilent la décharge à une colonne de gaz en équilibre thermodynamique. La condition nécessaire à la propagation de la décharge serait que l'énergie totale fournie W_{tot} doit être supérieure ou égale à l'énergie thermique W_{th} nécessaire pour maintenir la décharge à sa température :

$$W_{th} = \frac{3}{2} K_B T_d M \quad (1.65)$$

$$W_{tot} = (E_d I_d - P_0) \Delta t \quad (1.66)$$

Où K_B est la constante de Boltzmann, T_d la température dans la colonne de décharge, M le nombre de particules neutres dans la décharge, E_d le gradient du champ électrique dans la décharge, I_d le courant dans la décharge et P_0 les pertes thermiques par unité de longueur.

Nacke [25] a considéré à la fois le critère d'entretien d'une décharge en régime continu, que l'on peut qualifier de critère de stabilité électrique, et le critère de stabilité du mouvement ou de stabilité mécanique. Pour le premier critère, Nacke a utilisé la condition de Kaufman [26] :

$$R_p \geq \frac{dV_d}{dt} \quad (1.67)$$

Pour le critère de stabilité mécanique, il a appliqué le principe du mouvement virtuel. Le courant étant considéré constant, il a exprimé l'accroissement du potentiel du système qui se déduit d'une petite variation de la longueur de décharge sous la forme différentielle suivante :

$$dU = \left(\frac{dU_d}{dX_d} \right)_i dX_d + I \left(\frac{dR_p}{dx_p} \right) dx_p \quad (1.68)$$

Où X est la longueur de la décharge et x_p est la longueur de la couche de pollution. En partant de l'hypothèse que la décharge se déplacera si $dV < 0$ (instabilité mécanique), le critère de Nacke rejoint celui de Hampton.

Rumeli [55,56] propose un critère basé sur le mécanisme de propagation de la décharge le long d'un jet d'eau. Ce mécanisme est basé sur la rupture diélectrique localisée qui se produit au pied de la décharge. La différence de potentiel entre les points m et s est telle que :

$$V_{ms} = V_{mp} + V_{pq} + V_{qs} \quad (1.69)$$

Si V_{ms} est plus grand que la tension de rupture V_d de l'air dans l'espace entre m et s , le claquage a lieu et le pied de la décharge se déplace de d_x . Par conséquent, le courant est transfère au nouveau canal.

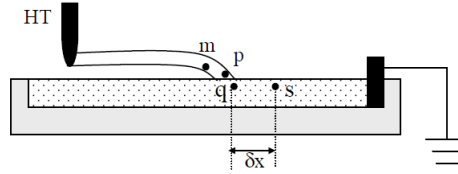


Figure 1.13 : Modèle de Rumeli [7]

Mathématiquement ce critère est exprimé comme suit :

$$V_{mp} + V_{pq} + V_{qs} \geq V_d \quad (1.70)$$

Où $V_{pq} = V_E$ est la chute de tension aux électrodes. La chute de tension V_{mp} peut être négligée.

La différence le long de la portion de pollution q_s devient alors :

$$V_{qs} = I \left(\frac{\partial r_p}{\partial x} \right) dx \quad (1.71)$$

Si le champ électrique de rupture diélectrique de l'air entre m et s , est E_0 , alors :

$$V_E \geq (E_0 - I r_p) dX \quad (1.72)$$

$$I = I_{cri} = \frac{1}{r_p} \left(E_0 - \frac{V_E}{dx} \right) \quad (1.73)$$

Ainsi, d'après Rumeli [55], si le courant de la décharge dépasse la valeur Critique I_{cri} , le contournement peut avoir lieu. Cette équation indique que les valeurs de E_0 , V_E et r_p ont une influence sur la propagation de la décharge vers le contournement.

En considérant une série de décharges multiples parallèles, Ghosh *et al* [57] ont établi le critère de propagation selon lequel la décharge se propage si la résistance de la décharge diminue avec son allongement :

$$\frac{\partial R_d}{\partial X} > 0 \quad (1.74)$$

Nishimura [58] a proposé un critère purement expérimental qui permet de prévoir la tension d'amorçage d'un arc de longueur L et de tension de contournement en continue. Il exprime la tension appliquée au bornes du système arc - couche de pollution comme étant la somme de trois termes : la tension de propagation d'arc V_s , la tension d'arc statique V_a et la chute de tension dans la pollution V_r tel que :

$$V_s = b I_d^n \quad (1.75)$$

$$V_a = \frac{0.06L}{I_d} + 0.04 I_d + c \quad (1.76)$$

$$V_r = R(l)I_d \quad (1.77)$$

Soit

$$U = \frac{0.06l}{I_d} + 0.04I_d + c + bI_d^n + R(l)I_d \quad (1.78)$$

Avec b, c, n et R(l) la résistance de la couche polluée en série avec une décharge de longueur l. il suppose l'effet de la température négligeable et il prend n = 1, ce qui donne le courant de fuite I_d :

$$i(l) = \frac{(V - 0.04l - c) + \sqrt{(V - 0.04l - c)^2 - 0.24l(R + b)}}{2(R + b)} \quad (1.79)$$

Pour avoir un courant i réel, il faut que le terme sous la racine carré soit positif ; ainsi, il est déduit donc la valeur maximale de V.

$$V = \sqrt{0.24l(R(l) + b)} + 0.04l + c \quad (1.80)$$

Pour l compris entre 0 et L (longueur de la ligne de fuite totale), on assimile cette valeur à la tension minimale de contournement.

Contrairement aux critères précédents qui sont des critères soit empiriques soit semi-empiriques Dhahbi, Beroual et Krahenbuhl [44] proposent un critère analytique de propagation basé sur l'impédance équivalente d'un circuit électrique caractérisant un isolateur pollué sur lequel évolue une décharge. Ils considèrent un isolateur de longueur de fuite totale L, sur lequel se propage un arc partiel de longueur X_d et de résistance R_{arc}. Le choix d'une configuration à deux dimensions est justifié par le fait que le phénomène de contournement dépend essentiellement des caractéristiques surfaciques de la couche de pollution. Cette couche peut être modélisée par une résistance R_p en parallèle avec une capacité C. Ainsi, le schéma du modèle électrique équivalent, sera comme le montre la figure 1.14 :

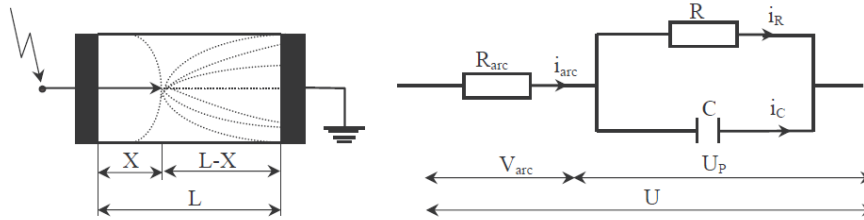


Figure 1.14 : Modèle de N. Dhahbi A. Beroual et L. Krahenbuhl [44]

Pour le cas d'un isolateur plan :

$$R_p = \rho_p \frac{(L - X_d)}{s_p} \quad (1.81)$$

Et

$$C_p = \varepsilon_p \frac{S_p}{L - X_d} \quad (1.82)$$

Où ρ_p , ε_p , L et S_p sont respectivement la résistivité, la permittivité, la longueur de la ligne de fuite et la section de la couche de pollution. Par ailleurs, si on considère que la décharge est un canal cylindrique de section S , de longueur X et de résistance ρ_{arc} , sa résistance R_{arc} sera :

$$R_p = \rho_d \frac{X_d}{S_d} \quad (1.83)$$

D'où l'expression de l'impédance équivalente dans le cas d'une tension sinusoïdale

$$Z_{eq} = R_d + \frac{R_p}{1 + j\omega R_p C_p} \quad (1.84)$$

Ou encore :

$$Z_{eq} = \frac{\rho_d X_d}{S_d} + \frac{\rho_p (L - X_d)}{S_p (1 + j\omega \rho_p \varepsilon)} \quad (1.85)$$

Avec ω la pulsation.

Pour établir un critère de propagation, les auteurs considèrent le module de l'impédance équivalente du circuit modélisant l'isolateur pollué.

Ainsi, en élevant au carré le module de l'impédance équivalente, on aura :

$$|Z_{eq}|^2 = \frac{1}{a^2 S^2 S_p^2} \left[(\rho_{arc} X_d S_p a + \rho_p S (L - X_d))^2 + \omega^2 \varepsilon^2 S^2 \rho_p^4 (L - X_d)^2 \right] \quad (1.86)$$

Avec

$$a = 1 + \omega^2 \varepsilon^2 \rho_p^2 \quad (1.87)$$

En posant :

$$b = (\rho_{arc} S_p - \rho_p S)^2 + \omega^2 \varepsilon^2 S^2 \rho_p^4 \quad (1.88)$$

Le carré de l'impédance du module s'écrit :

$$|Z_{eq}|^2 = \frac{1}{a^2 S^2 S_p^2} \left[b X^2 - 2 X_d L (b + \rho_{arc} a S_p (\rho_{arc} S_p - \rho_p S)) + a L^2 S^2 \rho_p^2 \right] \quad (1.89)$$

Et sa dérivée par rapport à X est :

$$\frac{d|Z_{eq}|^2}{dX_d} = \frac{1}{a^2 S^2 S_p^2} \left[2bX - 2L (b + \rho_{arc} a S_p (\rho_{arc} S_p - \rho_p S)) \right] \quad (1.90)$$

Une condition nécessaire pour la propagation de l'arc est que l'impédance soit inférieure à 0 :

$$\frac{d|Z_{eq}|^2}{dX_d} \leq 0 \quad (1.91)$$

Ce qui conduit à :

$$X \leq L \left(1 + \frac{\rho_{arc} a S_p}{b} (\rho_{arc} S_p - \rho_p S) \right) \quad (1.92)$$

$$\frac{X}{L} - 1 \leq \frac{\rho_{arc} a S_p}{b} (\rho_{arc} S_p - \rho_p S) \quad (1.93)$$

L'analyse de cette expression conduit à distinguer trois cas ;

- Premier cas :

$$\frac{\rho_{arc} a S_p}{b} (\rho_{arc} S_p - \rho_p a S) \geq 0 \quad (1.94)$$

Le terme $\frac{\rho_{arc} a S_p}{b}$ étant toujours positif, on aura finalement,

$$\rho_{arc} S_p - \rho_p a S \geq 0 \quad (1.95)$$

D'autre part, les modules des champs électriques dans la décharge et dans la pollution, respectivement E_d et E_p , peuvent être exprimés par :

$$E_d = \frac{\rho_d}{S_d} I_d \quad (1.96)$$

Et

$$E_p = \frac{\rho_p}{S_p} I_p \quad (1.97)$$

I_p et I_d étant respectivement les courants dans la décharge et dans la couche de pollution.

En supposant que tout le courant dans la décharge pénètre dans la couche de pollution, on aura :

$$E_d = \frac{E_p}{\sqrt{a}} \quad (1.98)$$

Dans le cas du courant continu, on aura $a = 1$, par conséquent, on pourra écrire : $E_d < E_p$

Ainsi, le critère des impédances montre que le critère établi par Hampton n'est qu'un cas particulier.

- Deuxième cas :

$$\frac{\rho_{arc} a S_p}{b} (\rho_{arc} S_p - \rho_p a S) < -1 \quad (1.99)$$

Une fois développée, cette condition conduit à :

$$\frac{\rho_{arc}}{S_p} > \frac{\rho_p}{s} \quad (1.100)$$

Dans ce cas, la décharge ne se propage pas.

- Troisième cas :

$$-1 < \rho_{arc} S_p - \rho_p a S < 0 \quad (1.101)$$

L'analyse de ce cas montre que la décharge peut avancer malgré que le critère de Hampton ne soit pas satisfait. Par conséquent, le critère de Hampton n'est pas une condition suffisante de propagation.

7. Modèles dynamiques

7.1. Modèle de Rizk

Pour caractériser la dynamique de l'arc pour le cas continu, Rizk et al [13] ont considéré une résistance d'arc qui varie selon l'équation de Mayr [20].

La température de l'électrolyte est calculée à partir du bilan des énergies qui prend en compte les pertes d'énergie due à l'évaporation, la convection et la condensation :

$$\delta C_p h \frac{dT}{dt} = \frac{R_p(x)i^2}{S(x)} - \delta H \frac{dh_e}{dt} - \left(H_c + \delta C_p \frac{dh_w}{dt} \right) (T_d - T_a) \quad (1.102)$$

Où h est l'épaisseur de la couche de pollution, δ la masse volumique de l'électrolyte, H l'enthalpie (2260 j/g), H_c le coefficient de transfert de la chaleur par convection ($250 \mu W/cm^2/^\circ C$), C_p la chaleur spécifique sous pression constante, T_a la température ambiante et $S(x)$ la surface de l'électrolyte non contournée. Dans ce modèle, pour une durée d'impulsion de courant inférieure à 1s, l'augmentation de l'épaisseur de l'électrolyte par humidification (h_w) est négligeable devant sa diminution par évaporation (h_e). Cette dernière peut être calculée pour une température de $T=100^\circ C$ à partir de:

$$\frac{dh_e}{dt} = \frac{[R_p i^2 / S(x) - H_c (T_d - T_a)]}{\delta [H + C_p (T_d - T_a)]} \quad (1.103)$$

Pour calculer la vitesse de propagation, Rizk et al [13] ont adopté l'expression empirique établie par Al Baghdadi [26] et que Rizk a justifiée auparavant par son analyse dimensionnelle [27].

7.2. Modèle de Anjana et Lakshminarasimha

Anjana et al [14] ont proposé un modèle dynamique basé sur l'équation de Mayr [20] et sur le modèle statique d'Obenaus. Ils ont supposé que l'isolateur est divisé en un certain nombre de bandes formant des anneaux symétriques par rapport à l'axe de l'isolateur et que l'arc est une colonne de gaz en équilibre thermodynamique dont l'énergie est donnée par:

$$W_{th} = \frac{3}{2} k T_d M \quad (1.104)$$

Où T_d est la température de l'arc, M le nombre de particules neutres dans l'arc et k la constante de Boltzmann.

Pour la propagation de l'arc, Anjana et al [14] proposent un modèle selon lequel l'arc ne se déplace que si son énergie totale W_t est supérieure ou égale à l'énergie W_{th} nécessaire pour maintenir l'arc à sa température. W_t est donné par l'expression suivante:

$$W_t = (E_d I_d - P_a) \Delta t \quad (1.105)$$

E_{arc} étant le gradient dans l'arc, P_o les pertes par unité de longueur considérées comme constantes; cette valeur sera calculée en fonction des pertes par conduction et des pertes par rayonnement. La température de l'arc et la température ambiante sont supposées constantes et égales respectivement à 3000 K et 300 K.

Si la condition de propagation n'est pas satisfaite, la tension est incrémentée de ΔV_s et le programme est repris depuis le début. Par contre, si la condition est satisfaite, la vitesse de propagation de l'arc est calculée par:

$$v_d = \mu E_d \quad (1.106)$$

Où μ est la mobilité de l'arc.

On en déduira, grâce au pas de temps Δt , la variation de la longueur d'arc dx ($dx = v\Delta t$).

Si la nouvelle valeur de la longueur d'arc $x+dx$ atteint la dernière bande, il y a contournement, sinon le temps est incrémenté de Δt et les calculs sont repris depuis le début.

Les différentes étapes du programme de calcul sont données dans l'organigramme de la figure

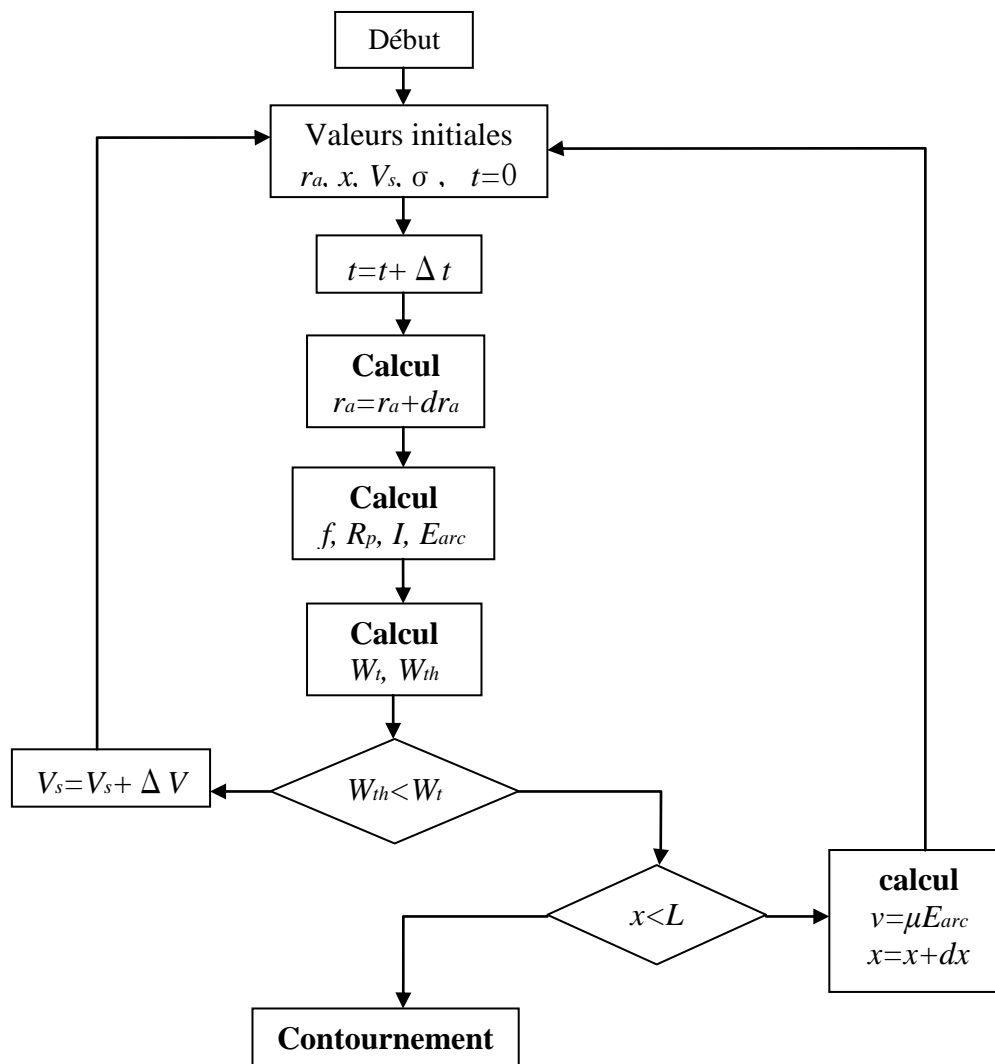


Figure 1.15 : Modèle dynamique d'Anjana et Lakshminarasimha [14]

7.3. Modèle de Sundararajan et Gorur

Sundararajan et Gorur [59] ont proposé un modèle dynamique qui ressemble au modèle précédent sauf qu'ils ont adopté comme critère de propagation, celui de Hampton ($E_{arc} < E_p$) pour le cas continu.

En ce qui concerne le gradient de tension dans la couche de pollution, les auteurs utilisent l'expression:

$$E_p = A^{\frac{1}{n+1}} r_p^{\frac{n}{n+1}} \quad (1.107)$$

Où r_p représente la résistance de pollution linéique, $A=63$ et $n=0,5$.

Notons que la valeur de E_p utilisée par Sundararajan et al [59] est en fait la contrainte critique établie par Neumarker.

L'ensemble de ces équations est résumé dans l'organigramme indiqué dans la figure 1.21. Pour le cas alternatif, Sundararajan et al [59] utilisent le même modèle mais en y remplaçant le critère de propagation de l'arc par la condition de ré-allumage établie par Rizk ($V = 23r_p^{0.4}$) [13].

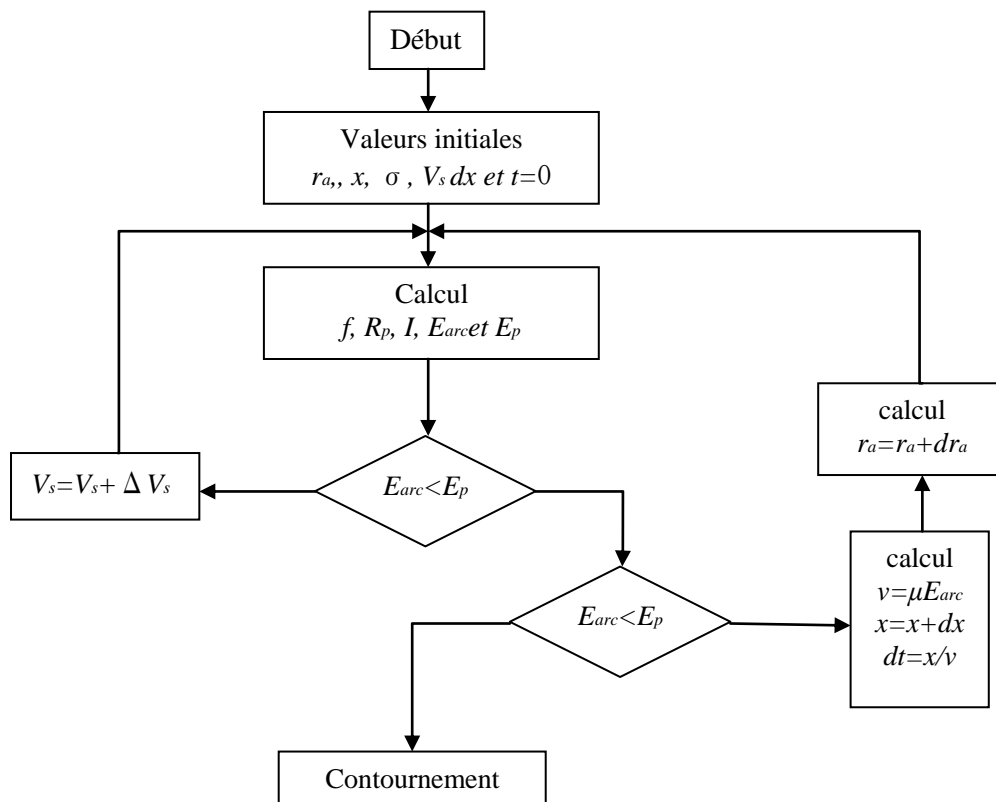


Figure 1.16 : Modèle dynamique de Sundararajan et Gorur [59]

7.4. Modèle de N.Dhahbi et A.Beroual

Dans ce modèle, N. Dhahbi et A. Beroual [15] considèrent que la décharge électrique peut être représentée par un circuit électrique équivalent (Figure 1.22). R_i ; L_i , C_i et V_i sont respectivement la résistance, l'inductance, la capacité et la tension au niveau de chaque cellule caractérisant un déplacement partiel de la décharge électrique. R_p , C_p et I_p sont respectivement la résistance et la capacité de la couche polluée non court-circuité ainsi que le courant traversant cette dernière.

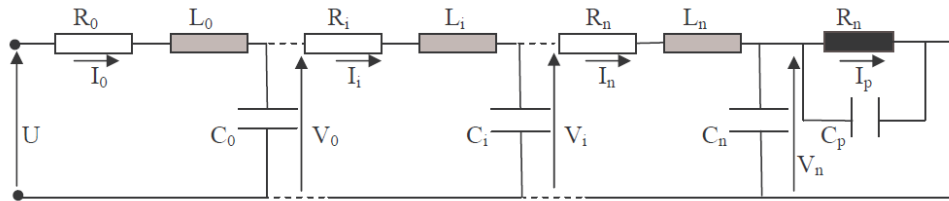


Figure 1.17 : Circuit électrique équivalent de Dhahbi et Beroual [15]

En écrivant les équations électriques de ce circuit et en utilisant le critère d'impédance comme critère de propagation, ce modèle permet de calculer la tension de contournement critique, le temps de contournement et la vitesse de propagation et de suivre l'évolution des paramètres caractéristiques de l'arc (courant d'arc, vitesse de propagation, chute de tension dans l'arc, tension à la tête de l'arc et charge injectée dans l'intervalle inter électrodes) pour une tension donnée et pour un intervalle de temps fixé d'avance.

7.5. Modèle de S. Diampeni-Kimbakala et A. Beroual

Diampeni-Kimbakala et Beroual [16] ont proposé un modèle analytique basé sur l'équilibre énergétique, le circuit électrique équivalent et les caractéristiques physiques de l'arc. Il tient compte de la géométrie de l'isolateur grâce à l'introduction d'un facteur de correction. Ce modèle permet de calculer la tension de contournement de l'isolateur et de décrire la dynamique de l'arc en tenant compte du changement de la résistance durant la propagation, du type de bande (selon ses caractéristiques), du profil de l'isolateur, de la constriction des lignes de courant au pied de la décharge, de la variation du rayon de la décharge pendant son évolution et ce jusqu'au contournement, et de la vitesse instantanée. Il permet également de voir l'évolution de la tension à la tête de l'arc et de la chute de tension dans l'arc.

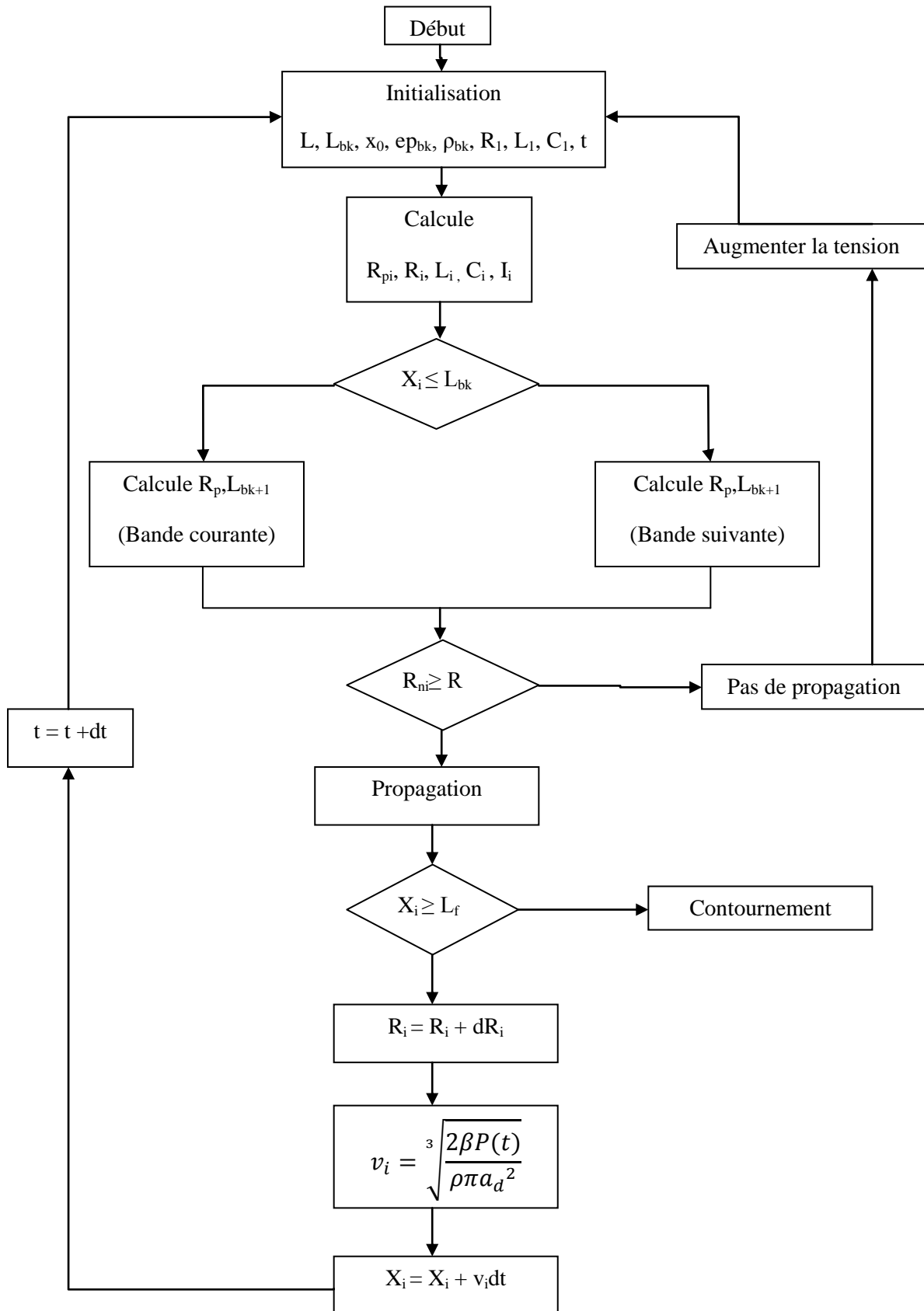


Figure 1.18 : Modèle dynamique de Diampeni-Kimbakala et Beroual [16]

7.6. Le caractère dynamique des paramètres A et n selon M. El-A. Slama et A. Beroual

En se basant sur le critère de propagation établi par Dhahbi et al [44] donnant l'expression de la longueur critique [7] :

$$X_{cri} = L_i \frac{r_p(r_p - \alpha r_d) + r_p^4 \omega^2 c_p^2}{(r_p - \alpha r_d)^2 + r_p^4 \omega^2 c_p^2} \quad (1.108)$$

Avec

$$a = 1 + \omega^2 \varepsilon^2 \rho_p^2 \quad (1.109)$$

Et en utilisant l'expression de la longueur critique tiré du modèle d'Obenhaus, Slama et al [4] détermine la distance critique :

$$X_c = \frac{L}{1+n} \quad (1.110)$$

Et par identification, ils ont déduit l'expression de n :

En AC :

$$n_{AC} = \frac{\alpha r_d (r_d - r_p)}{r_p (r_p - \alpha r_d) + r_p^4 \omega^2 c_p^2} \quad (1.111)$$

Et en DC :

$$n_{DC} = \frac{r_d}{r_p} \quad (1.112)$$

Du fait que n dépend des paramètres du circuit équivalent cela fait de ce paramètre un paramètre dynamique.

En utilisant les hypothèses appropriées concernant la géométrie du canal de la décharge et du gradient de la température, l'équation d'équilibre énergétique peut être exprimée par :

$$p = E_d I_d = \pi \lambda_{th} T_d \quad (1.113)$$

D'un autre coté la loi d'Ohm :

$$E_d = \rho_d J_d = \frac{I_d}{\sigma_d s_d} \quad (1.114)$$

En combinant les deux expressions ils ont obtenu :

$$I_d = \left[\frac{s_d}{\rho_d} (\pi \lambda_{th} T_d) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.115)$$

D'autre part, l'expression du champ électrique dans la colonne de la décharge est exprimée par la formule de Nottingham [38] ce qui donnera :

$$A = r_d \left(\frac{\pi \lambda_{th} T_d}{r_d} \right)^{\frac{n+1}{2}} \quad (1.116)$$

La même conclusion a été déduite. Ainsi, d'après cette expression, le paramètre caractéristique A n'est pas fixe mais dépend des paramètres thermiques et des éléments du circuit électrique. Par conséquent, cette constante n'est pas statique mais un paramètre dynamique.

7.7. Modèle de S. Taheri, M. Farzaneh et I. Fofana

S. Taheri, M. Farzaneh et I. Fofana [18] ont élaborés un modèle dynamique basé sur un circuit électrique équivalent étendue ensuite au cas de la présence de deux arcs le long de la ligne de fuite. Le critère de propagation pris a été le critère de Hampton. Le circuit équivalent est comme suit :

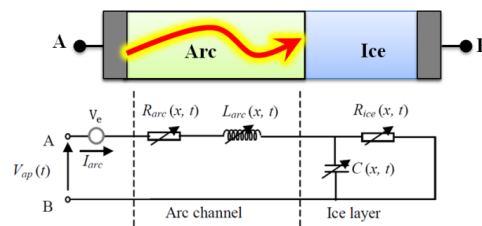


Figure 1.19 : Circuit électrique proposé par S. Taheri, M. Farzaneh et I. Fofana en présence d'un seul arc [18]

Pour le cas de deux arcs le circuit est :

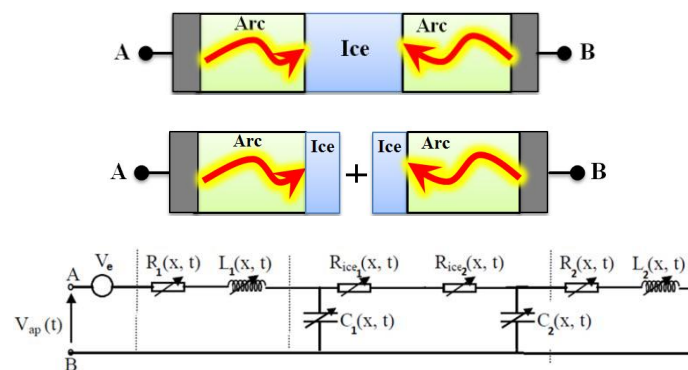


Figure 1.20 : Circuit électrique proposé par S. Taheri, M. Farzaneh et I. Fofana en présence de deux arcs [18]

La résistance de l'arc est définie par l'équation de Mayr [20] et la résistance de la couche de glace est donnée par l'expression :

$$R_g = R_{g1} + R_{g2} \quad (1.117)$$

$$R_g = \frac{1}{2\pi\gamma_e} \left[\frac{\pi(L_{f1}-x_1)}{a} + \ln\left(\frac{w}{2\pi r_{arc}}\right) \right] + \frac{1}{2\pi\gamma_e} \left[\frac{\pi(L_{f1}-x_1)}{a} + \ln\left(\frac{w}{2\pi r_{arc}}\right) \right] \quad (1.118)$$

$$R_g = \frac{1}{2\pi\gamma_e} \left[\frac{\pi(L_f-x)}{a} + \ln\left(\frac{w}{2\pi r_{arc}}\right) \right] \quad (1.119)$$

Pour ce qui est des capacités, elles sont données par les expressions :

$$C_1 = 2\pi a_1 \varepsilon \left[1 + \frac{r_{1arc}}{L_f - x_1} \right] \quad (1.120)$$

$$C_2 = 2\pi a_2 \varepsilon \left[1 + \frac{r_{1arc}}{L_f - x_2} \right] \quad (1.121)$$

Avec

$$\alpha_i = 1 - 1 / \sqrt{1 + \left[\left(\frac{\phi}{2L_f} \right) \left(\frac{1}{1-x_i/L_f} \right) \right]^2} \quad (1.122)$$

Ci-dessous l'organigramme tel que présenté dans [18] :

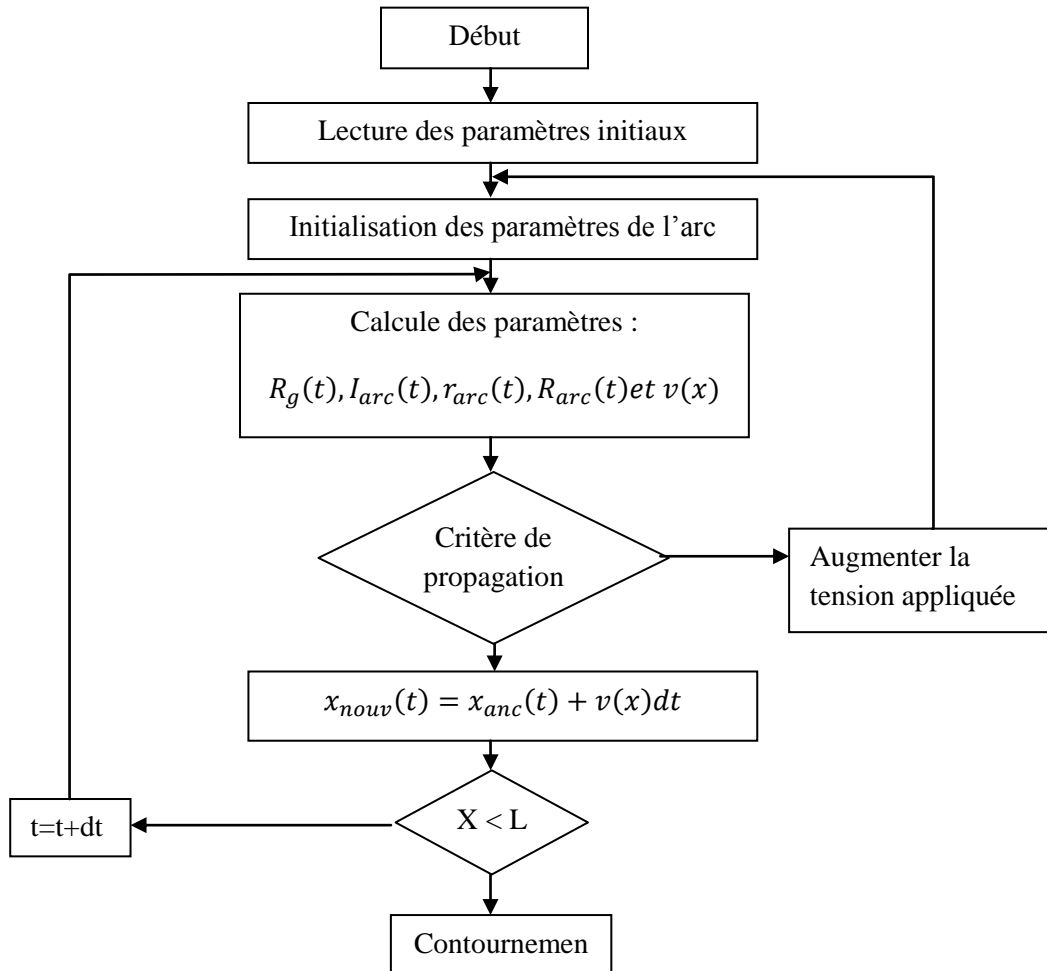


Figure 1.21 : Organigramme décrivant le modèle dynamique proposé par S. Taheri, M. Farzaneh et I. Fofana [18]

8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tenté de faire le point, sur l'état des connaissances du phénomène de contournement des isolateurs pollués ainsi que des paramètres physiques qui le caractérisent. Il s'agit de modèles statiques qui décrivent la situation à un instant donné. Ces modèles traitent le phénomène de contournement sous un aspect global avec diverses approches en avançant diverses hypothèses et en associant un critère d'extension ; la dispersion des résultats des calculs des grandeurs critiques (courant et tension) est due à la différence dans le choix des constantes caractéristiques de la décharge. Nous avons également présenté les principaux les mécanismes physiques proposés pour la description de la dynamique d'allongement de la décharge ainsi que les principaux paramètres d'influence et les paramètres physiques de la décharge.

Les trois premiers modèles dynamiques proposés et modèle de M. EI-A. Slama, H. Hadi et S. Flazi ont un aspect commun. Ils sont tous les trois basés sur le modèle statique d'Obenaus et sur le modèle de Mayr pour le comportement dynamique de l'arc. Pour le modèle de N. Dhahbi et A. Beroual, il est basé sur un circuit électrique équivalent caractérisant les itinéraires successifs de l'arc électrique et sur le critère d'impédance. Quant au modèle de Diampeni -Kimbakala et Beroual, il est basé sur l'équilibre énergétique, le circuit électrique équivalent et les caractéristiques physiques de l'arc. Quant au modèle de S. Taheri, M. Farzaneh et I. Fofana, lui aussi est basé sur un circuit électrique équivalent mais utilisant le critère de Hampton comme critère de propagation. C. Volat, M. Farzaneh et N. Mhaguen ont proposé un modèle basé sur la méthode des éléments finis.

On note également que la résistance de la décharge est estimée de façon empirique et que l'équation de Mayer, principalement utilisé dans la modélisation du contournement présente de nombreuses limites du fait de son caractère dynamique qui ne peut être élargi au régime stable et aux hypothèses utilisées.

Chapitre 2 :

**Modèle de
contournement
d'isolateurs pollués
sous tension
alternative. Cas d'une
pollution continue**

1. Introduction

Ce modèle permet d'étudier l'évolution de la décharge électrique de l'initiation de la décharge jusqu'au contournement total. Les différents paramètres de la décharge auxquels nous nous intéressons sont le courant électrique, la résistance linéique, la température, la longueur, le rayon et la vitesse de propagation de la décharge.

Dans cette étude, une surface isolante polluée partiellement contournée par un arc électrique peut être simulée par un circuit électrique équivalent constitué d'une résistance représentant la décharge électrique en série avec une résistance représentant la couche polluante. Le canal de décharge est considéré comme étant un cylindre de convolution dont le rayon varie en fonction du courant de décharge. Pour cela, nous avons élaboré un algorithme décrivant les différentes phases du processus de contournement à savoir les régimes stable et instable.

Le régime stable est décrit par un modèle statique. Dans ce cas, nous nous sommes basés sur l'équation électrique du circuit équivalent du système et sur la condition de réamorçage de la décharge en tension alternative. En combinant ses deux relations, nous obtenons la relation reliant la longueur d'arc correspondant à la tension appliquée. L'équation électrique du circuit équivalent et la condition de réamorçage permettent de déterminer le courant de fuite. En partant d'un bilan d'énergie et de l'équation de Fridmann [9] donnant la résistance linéique de la décharge en fonction de la température, nous sommes abouti à une équation donnant la température de la décharge en fonction du courant. Les équations ainsi développées sont valables jusqu'au régime critique. Ce dernier, est caractérisé par une tension et une longueur d'arc au-delà desquelles nous obtenons le contournement total par un saut final de la décharge de contournement.

Cette situation correspond au régime instable décrit par un modèle dynamique. Ce modèle utilise comme valeurs initiales, celles critiques obtenues par le modèle statique. Tant que le critère de propagation de Dhahbi et Beroual [44] est satisfait, la décharge se propagera jusqu'à couvrir la totalité de la couche de pollution. Ce modèle dynamique permettra de voir les différents paramètres de la décharge visualisés lors du régime stable. Un nouveau paramètre sera introduit, la vitesse, qui sera déterminée par l'équation de Beroual [29].

2. Elaboration du modèle

2.1. Modèle statique en régime stable

2.1.1. Circuit électrique équivalent

Pour établir notre modèle, on considère une surface isolante uniformément polluée et partiellement contournée par un arc électrique. Celle-ci peut être représentée par un circuit équivalent comme indiqué sur la figure 2.1 où R_d est la résistance de l'arc et R_p la résistance de la couche polluée.

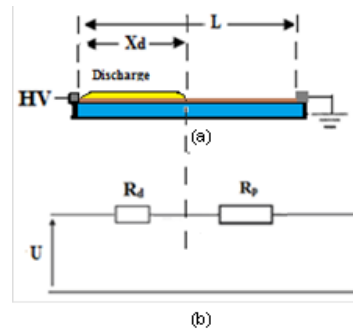


Figure 2.1 : Circuit électrique équivalent utilisé pour le modèle en tension alternative cas d'une pollution continue

L'équation correspondante à ce circuit équivalent sera:

$$U = R_d I_d + R_p I_d \quad (2.1)$$

2.1.2. Relation entre la tension appliquée et la longueur de l'arc

En tension alternative, si les ondes la tension et de courant passent par la zéro et que le contournement n'a pas eu lieu, la décharge s'éteindra. La décharge réapparaît quelques instants plus tard quand la tension est suffisante pour provoquer le réamorçage de l'arc. Claverie et Porcheron [47][48] ont établi la condition de réamorçage suivante :

$$U I_d^n \geq k X_d \quad (2.2)$$

Où U est la tension appliquée, n et k sont des constantes caractéristiques de la décharge ; I_d est le courant de la décharge et X_d la longueur de la décharge.

Ainsi le réamorçage aura lieu si la tension remplit la condition de réamorçage (2.2). En se basant sur les travaux de Claverie et Porcheron [47][48], pour une résistivité de la couche de pollution donnée, la tension U et le courant maximal I_d seront liés par la relation :

$$U I_d^n = k X_d \quad (2.3)$$

Cette relation est valable quelles que soient la résistivité et la répartition de la couche polluante.

En partant de l'équation de la tension de la décharge (équation 1.22), l'équation électrique du circuit équivalent de la figure 2.1 (équation 2.1) peut être écrite sous la forme :

$$U = \frac{A X_d}{I_d^n} + R_p I_d \quad (2.4)$$

A et n étant les constantes caractéristiques de l'arc.

En remplaçant le courant de décharge dans l'équation (2.4) et en utilisant l'équation (2.3), il vient:

$$U = \frac{A U}{k} + R_p \left(\frac{k X_d}{U} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (2.5)$$

d'où :

$$U \left(\frac{k-A}{k} \right) = R_p \left(\frac{kX_d}{U} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (2.6)$$

Ou encore

$$U^{\frac{n+1}{n}} \left(\frac{k-A}{k} \right) = R_p (kX_d)^{\frac{1}{n}} \quad (2.7)$$

Et enfin

$$U^{\frac{n+1}{n}} = \left(\frac{k}{k-A} \right) k^{\frac{1}{n}} R_p X_d^{\frac{1}{n}} \quad (2.8)$$

Après simplifications, on en déduit l'équation liant la longueur de la décharge à la tension appliquée durant le régime stable :

$$U = \frac{K}{(K-A)^{\frac{n}{n+1}}} \left[X_d^{\frac{1}{n}} R_p (X_d) \right]^{\frac{n}{n+1}} \quad (2.9)$$

Ainsi, pour une valeur de la tension appliquée donnée, nous déterminerons une valeur de la longueur de décharge correspondante.

2.1.3. Résistance de la couche de pollution

Les valeurs de la résistance de la couche polluée ainsi que les valeurs de la longueur de la décharge correspondante peuvent être déterminées à partir des valeurs de la tension et du courant de décharge. Ainsi on obtient les expressions :

$$R_p = \frac{K-A}{K} \frac{U}{I_d} \quad (2.10)$$

$$X_d = \frac{U I_d^n}{K} \quad (2.11)$$

Et par interpolation, nous pouvons écrire la résistance de la couche polluée sous la forme d'une équation en fonction de la longueur de la décharge.

2.1.4. Courant de la décharge

A partir des équations (2.10) et (2.11), on peut écrire l'équation du courant de décharge:

$$I_d = \frac{K-A}{K} \frac{U}{R_p} \quad (2.12)$$

Où A et k sont les constantes caractéristiques de la décharge, et R_p la résistance de la couche polluée.

2.1.5. Température de la décharge

D'après Slama et al. [7], pour une décharge brulant à pression atmosphérique (le milieu peut être considéré en équilibre thermodynamique local), en supposant que la puissance linéique P est uniquement dissipée dans la décharge par conduction thermique [44] et en utilisant des hypothèses appropriées concernant la géométrie du canal de la décharge et du gradient de la température (en supposant que les surfaces isothermiques du canal de la décharge sont des hémisphères et que l'équation de propagation de la température est unidimensionnelle), l'équation d'équilibre énergétique sous la forme [7]:

$$P_e = E_d I_d = \pi \lambda_{th} T_d \quad (2.13)$$

Le terme λ_{th} représente la contribution thermique de toutes les espèces constituant le plasma, E_d le champ électrique, I_d le courant de décharge et T_d la température de la décharge.

D'autre part:

$$E_d = \rho_d J_d = \frac{I_d}{\sigma_d S_d} \quad (2.14)$$

Où ρ_d , J_d , σ_d et S_d sont respectivement la résistivité, la densité de courant, la conductivité et la section du canal de décharge.

En combinant les équations (2.13) et (2.14), on aboutit à :

$$I_d = \left(\frac{S_d}{\rho_d} (\pi \lambda_{th} T_d) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.15)$$

Sachant que la résistance linéique de la décharge est donnée par:

$$r_d = \frac{\rho_d}{S_d} \quad (2.16)$$

D'autre part, d'après Fridman et al [9], la résistance linéique de la décharge en fonction de la température est donnée par la relation :

$$r_d(T_d) = r_{do} \exp\left(\frac{W_i}{2K_B T_d}\right) \quad (2.17)$$

Où r_{do} est un terme pré-exponentiel qui dépend de la gamme de température de fonctionnement de la décharge. W_i représente l'énergie de première ionisation des différentes espèces dans la colonne du plasma de décharge, K_B est la constante de Boltzmann, et T_d la température de la décharge.

Par substitution de l'équation (2.15) dans (2.17), on aura :

$$I_d = \left[\frac{1}{r_{do}} \exp\left(-\frac{W_i}{2K_B T_d}\right) (\pi \lambda_{th} T_d) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.18)$$

Ainsi, nous pourrions déterminer la température de la décharge pour différentes valeurs du courant.

2.1.6. Résistance linéique de la décharge

En utilisant la relation (2.15), la résistance linéique de l'arc sera donnée par:

$$r_d = \frac{(\pi \lambda_{th} T_d)}{I_d^2} \quad (2.19)$$

La plupart des modèles précédents [13-19] utilisent l'équation de Mayr [20] afin de calculer la résistance linéique de la décharge durant le contournement. Cependant, cette équation nous impose de considérer le rayon de la décharge comme étant constant, ce qui est en contradiction avec la réalité physique [1]. De plus, le caractère dynamique de cette équation ne nous permet pas de l'élargir au régime table où la décharge observe une évolution statique indépendante du temps.

2.1.7. Le rayon de la décharge

La valeur du rayon du canal de décharge peut être calculée à partir de la formule de Wilkins [1]:

$$\sigma_d = \sqrt{\frac{I_d}{1.45\pi}} \quad (2.20)$$

2.1.7. Conditions critiques du contournement

Le régime critique décrit le passage de la décharge du régime stable au régime instable. La relation (2.9) lie la tension appliquée à la longueur maximale de la décharge suivant les constantes caractéristiques de la décharge ainsi que la résistivité de la couche de pollution. Elle présente un maximum U_c appelé tension critique. A cette tension critique correspondra une longueur critique X_c qui est le pôle de l'expression :

$$\frac{d[X_d^n R_p(X_d)]}{dX_d} = 0 \quad (2.21)$$

Ou

$$\frac{d[X_d^n f(X_d)]}{dX_d} = 0 \quad (2.22)$$

$R(X)$ et $f(X)$ sont respectivement la résistance de la couche de pollution et la fonction décrivant la répartition de la couche de pollution.

Les paramètres critiques (courant, longueur, tension) sont liés par les équations suivantes :

$$U_c = \frac{K}{(K-A)^{\frac{n}{n+1}}} \left[X_c^{\frac{1}{n}} R(X_d) \right]^{\frac{n}{n+1}} \quad (2.23)$$

et

$$I_c^n = K X_c / U_c \quad (2.24)$$

2.2. Modèle Dynamique en régime instable

Le régime instable décrit par un modèle dynamique, simule le saut final de la décharge jusqu'au contournement total de l'isolateur.

Le courant, la température, le rayon ainsi que la résistance linéique de la décharge sont calculés à partir des mêmes équations que durant le régime stable.

Un nouveau paramètre fait son apparition, c'est celui de la vitesse de la décharge qui est calculée par l'équation de Beroual [29]. En pratique β est compris entre 0,05 et 0,1.

$$v_d(t) = \sqrt[3]{\frac{2\beta P_e(t)}{\rho\pi a_d^2}} \quad (2.25)$$

La longueur de la décharge est réinitialisée à chaque itération.

$$X_{d(n+1)}(t) = X_{d(n)}(t) + v_d(t)\Delta t \quad (2.26)$$

Δt est un pas de temps prédéfini.

2.3. Organigrammes des modèles statiques et dynamiques :

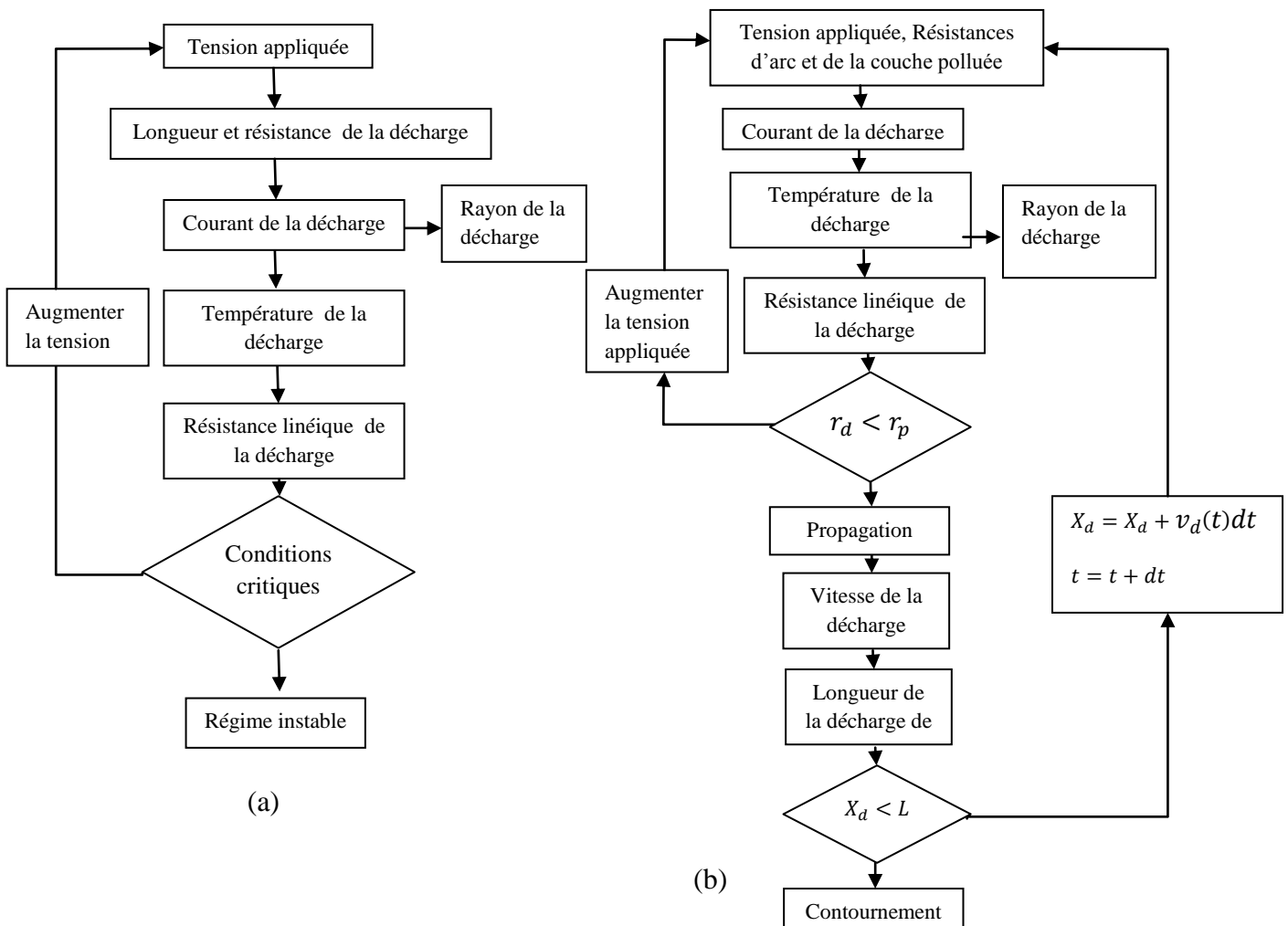


Figure 2.2. Organigrammes des (a) modèles statiques et (b) modèle dynamique du modèle 1

3. Validation expérimentale

Les résultats expérimentaux sont tirés de la base de données des essais déjà effectués au niveau du laboratoire de haute tension de l'Ecole Nationale Polytechnique. Le dispositif expérimental est constitué de :

- Un transformateur d'essai 500V/300kV, 50 kVA, 50 Hz.
- Une caméra SONY DCR-SR permettant de visualiser le développement de la décharge.
- Un diviseur de tension capacitif relié au transformateur d'essai. Il est composé d'une capacité de 400 μF et d'une capacité variable.
- Un oscilloscope numérique dont la bande passante est de 500 Mhz
- Un ordinateur pour l'enregistrement des données/mesures collectées par l'oscilloscope.

L'isolateur est représenté par un modèle plan constitué d'une plaque de verre de dimensions (500×500×5 mm). Les électrodes sont constituées de deux bandes d'aluminium (500×3×0.003 mm) : la première est connectée au secondaire du transformateur d'essai et la seconde à la terre. La longueur de fuite entre électrodes est de 29.2 cm.

Le modèle plan est recouvert de sable en provenance de Boussaâda d'une conductivité surfacique de 23 μS pour trois cas de répartitions, de densité de dépôt non soluble (DDNS): 0.0308 g/cm^2 , 0.041 g/cm^2 et 0.051 g/cm^2 .

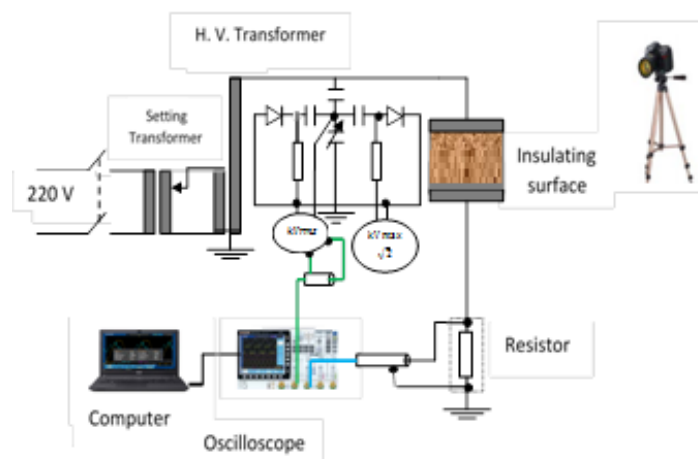


Figure 2.3 : Schéma général du dispositif expérimental en tension alternative

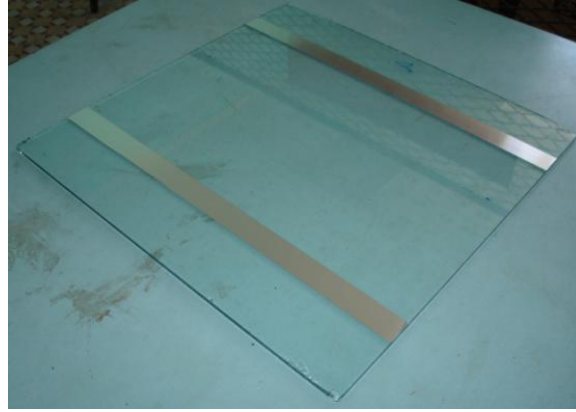


Figure 2.4 : Modèle plan expérimental utilisé en tension alternative

3. Validation expérimentale

Pour valider notre modèle, nous comparons les valeurs expérimentales et simulées représentées dans les courbes du courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge (Figure 2.5, 2.6 et 2.7), ainsi que la caractéristique tension appliquée/longueur de la décharge en régime stable (Figure 2.8, 2.9 et 2.10).

3. 1. Validation du courant de décharge

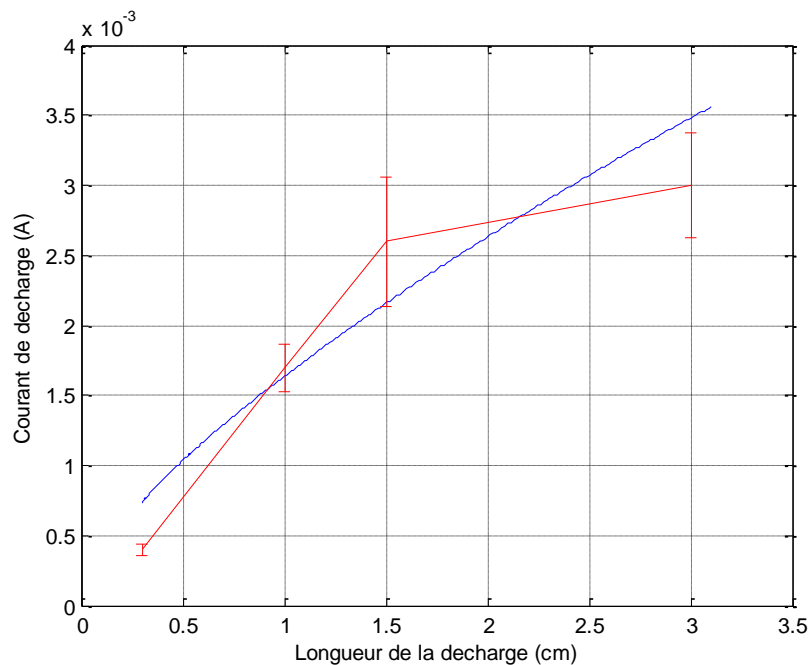


Figure 2.5 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge, pour une DDNS de 0.0308 g/cm^2 - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.

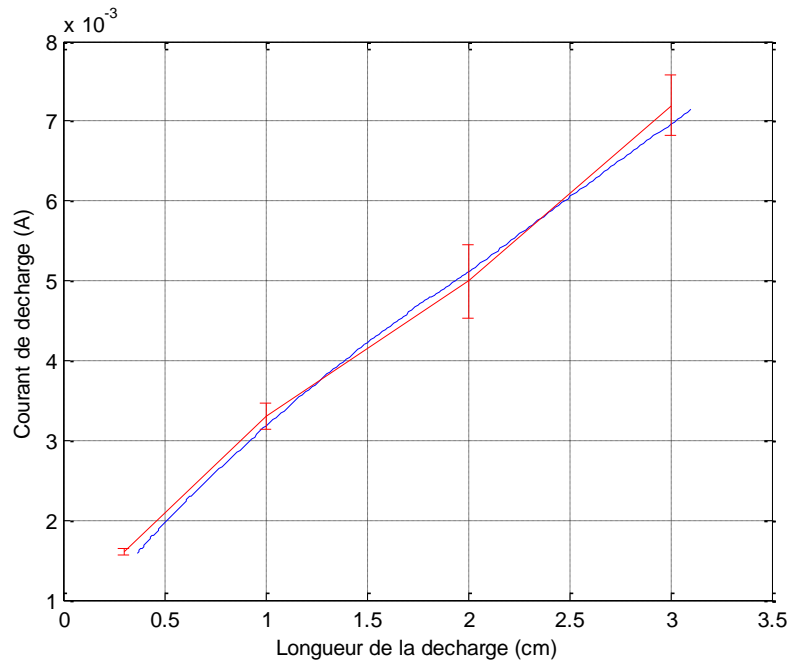


Figure 2.6 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge, pour une DDNS de 0.041 g/cm² - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.

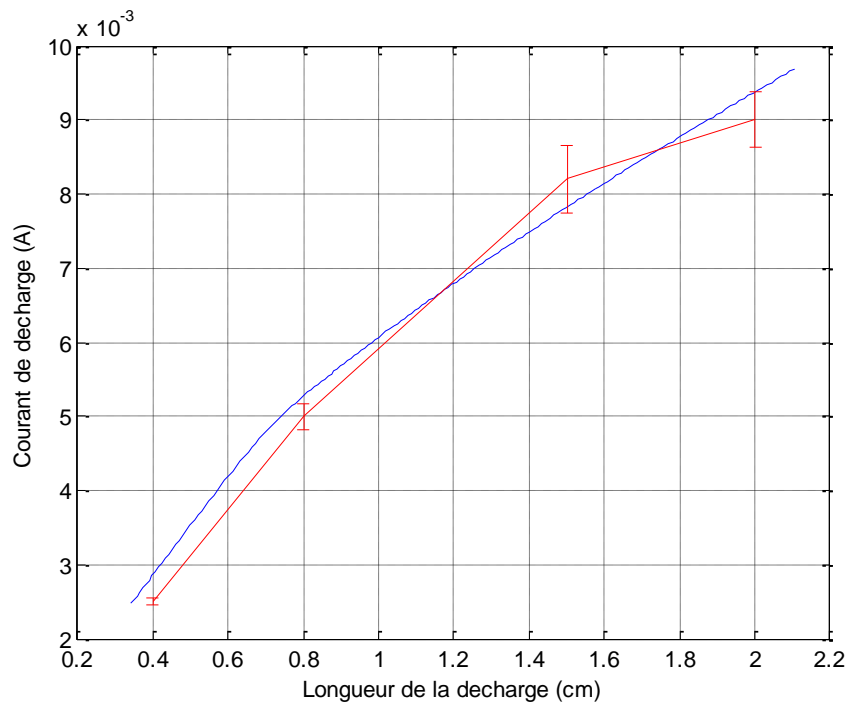


Figure 2.7 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge, pour une DDNS de 0.051 g/cm² - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.

Nous observons que pour les trois cas considérés, les résultats simulés concordent avec les résultats expérimentaux. Plus la DDNS est importante, plus la résistance de la couche de

pollution diminue. Ainsi, pour les mêmes longueurs de la décharge, le courant est d'autant plus important que la DDNS est importante.

3. 2. Validation de la tension appliquée

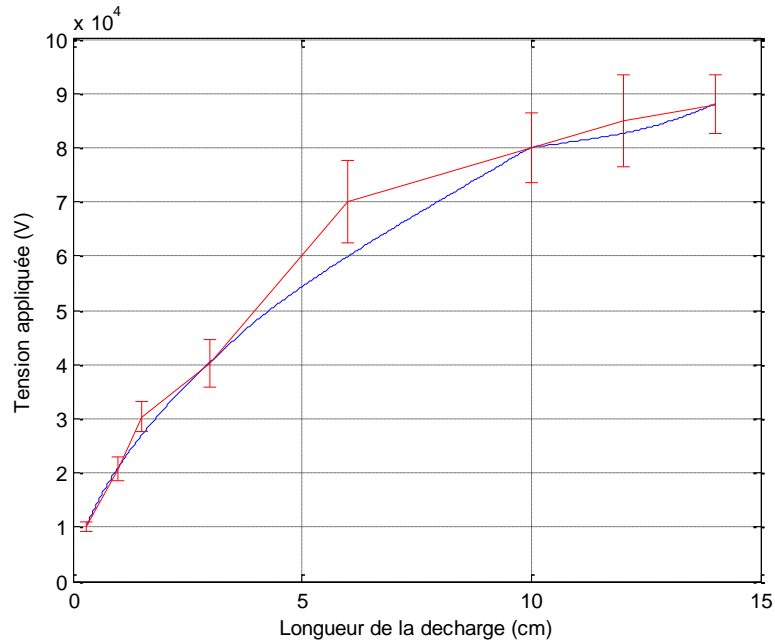


Figure 2.8 : Caractéristique tension appliquée/longueur de décharge pour une DDNS de 0.0308 g/cm^2 - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.

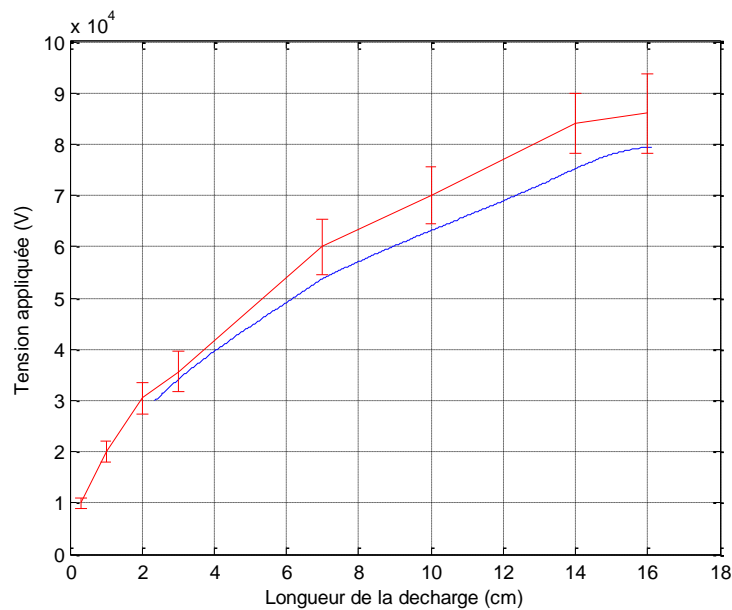


Figure 2.9 : Caractéristique tension appliquée/longueur de décharge pour une DDNS de 0.041 g/cm^2 - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.

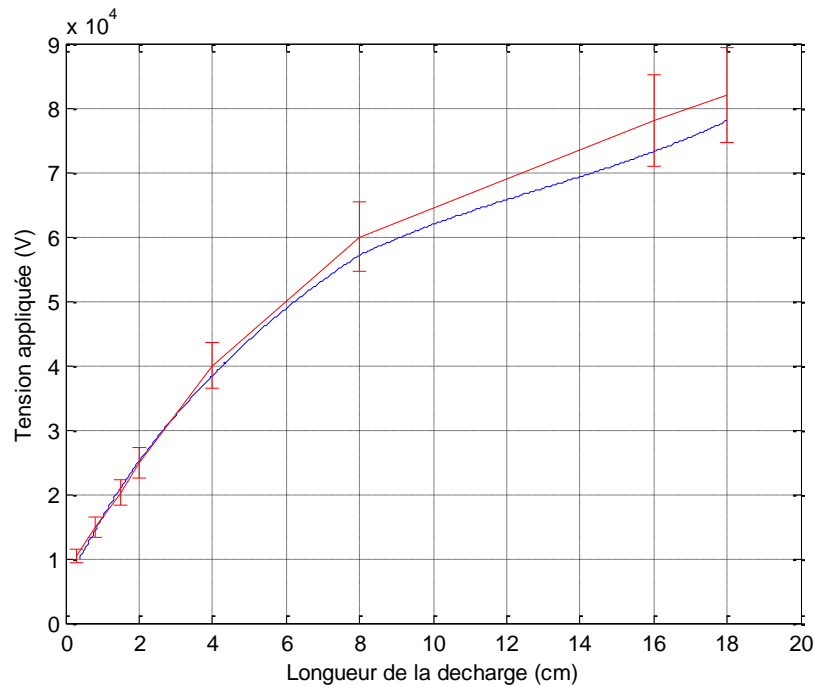


Figure 2.10 : Caractéristique tension appliquée/longueur de décharge pour une DDNS de 0.051 g/cm^2 - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.

En régime statique, une augmentation de la tension appliquée implique un allongement de la décharge comme observé sur les figures 2.8, 2.9 et 2.10.

Les résultats simulés concordent avec les résultats expérimentaux comme observé précédemment pour le courant de décharge.

L'augmentation de la DDNS a eu un double effet sur les conditions critiques du contournement. Ainsi pour des DDNS de 0.0308 g/cm^2 , 0.041 g/cm^2 et 0.051 g/cm^2 , la longueur de décharge critique sera respectivement de 14 cm, 16 cm et 18 cm pour des tensions critiques respectives de 88 kV, 80 kV et 78 kV. Ainsi l'augmentation de la DDNS a pour effet d'accroître le caractère résistif de la couche de pollution ce qui augmente la valeur de la longueur critique et de réduit celle de la tension critique correspondante.

Plus la décharge s'allongera plus la pente de la courbe de la tension par rapport à la longueur de la décharge décroîtra de façon générale. Elle décroîtra progressivement jusqu'à atteindre la valeur de zéro correspondante aux conditions critiques du contournement (2.21). Au-delà de la valeur de la longueur correspondante, la décharge effectuera le saut final et sera en régime instable.

4. Simulation des différentes grandeurs

4.1. Courant de décharge

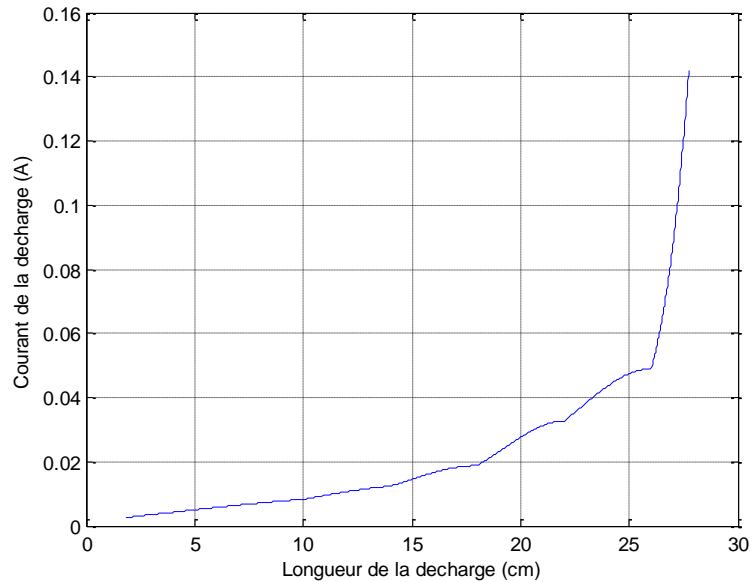


Figure 2.11 : Courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0308 g/cm^2

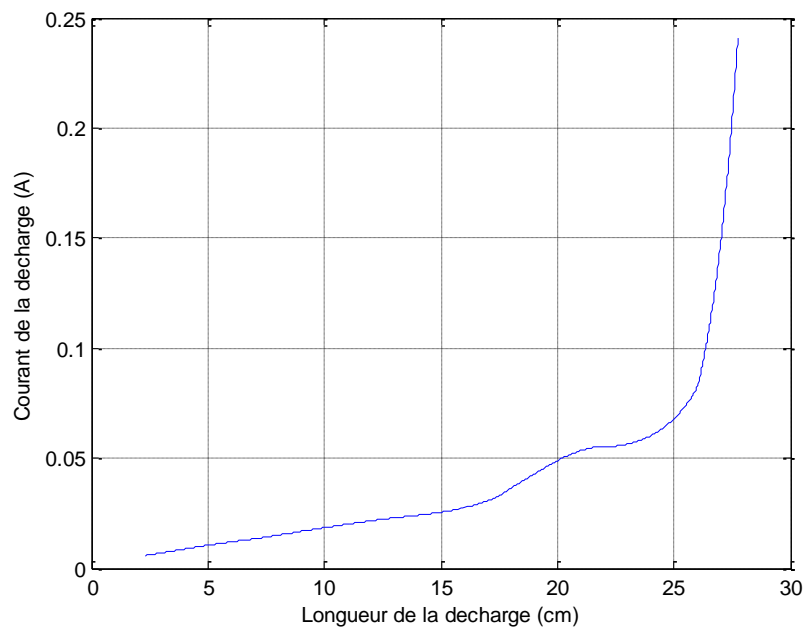


Figure 2.12 : Courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.041 g/cm^2

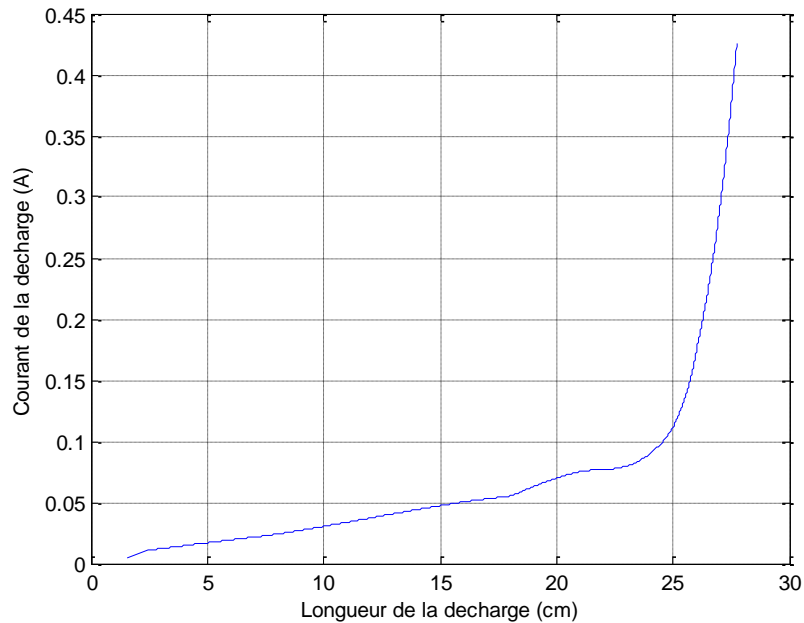


Figure 2.13 : Courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.051 g/cm^2

Le courant de décharge dépend de la valeur de la tension appliquée ainsi que de celle de l'impédance équivalente du système constitué par la décharge en série avec la couche de pollution.

En régime stable, la tension augmente progressivement alors que l'impédance équivalente du système diminue du fait de l'allongement de la décharge dont la résistance linéique est plus faible que celle de la couche de pollution ; ceci induit une augmentation progressive du courant de décharge.

En régime dynamique, la tension est égale à la tension critique. L'impédance équivalente continue de diminuer et l'augmentation du courant est plus importante. Cette phase correspond au saut final.

Nous observons que l'augmentation de la DDNS implique de façon générale des valeurs plus importantes du courant de décharge.

4.2. Rayon de décharge

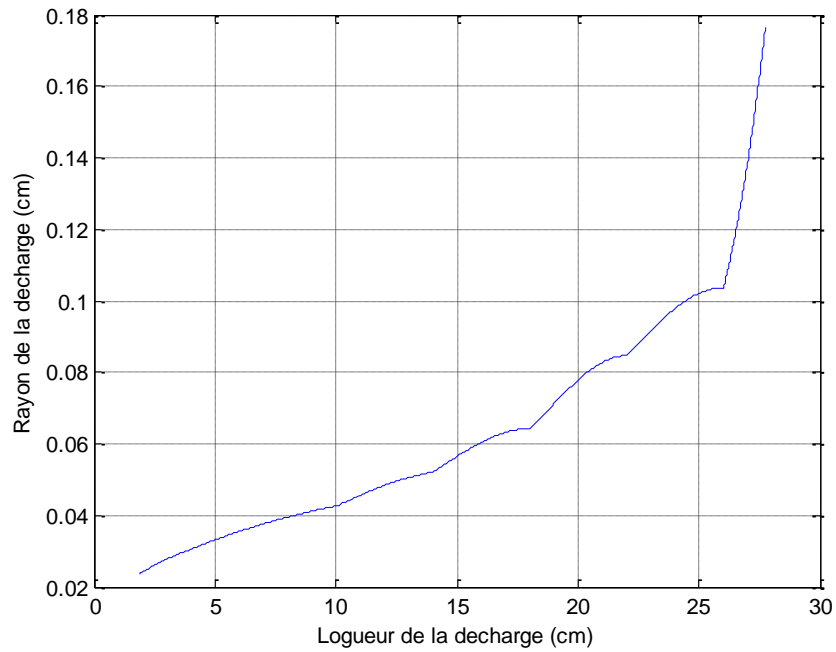


Figure 2.14 : Rayon de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0308 g/cm^2

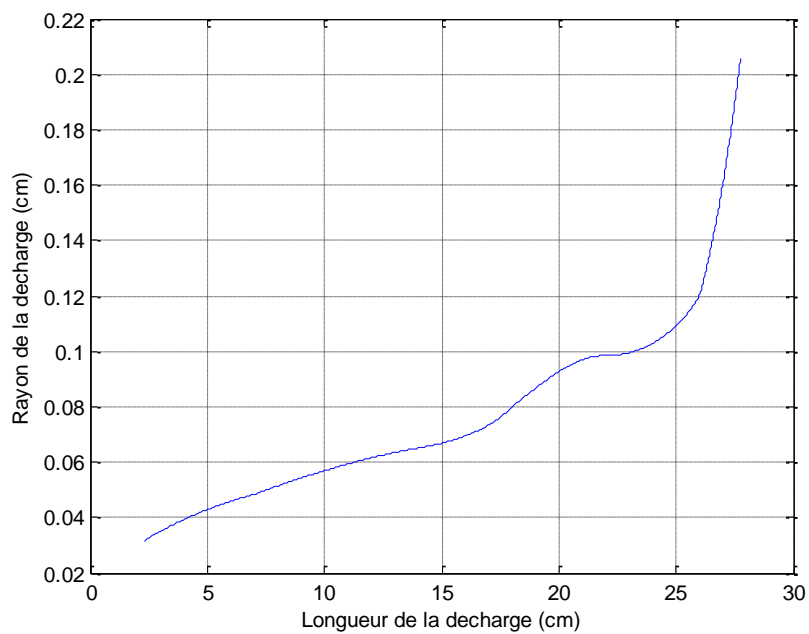


Figure 2.15 : Rayon de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.041 g/cm^2

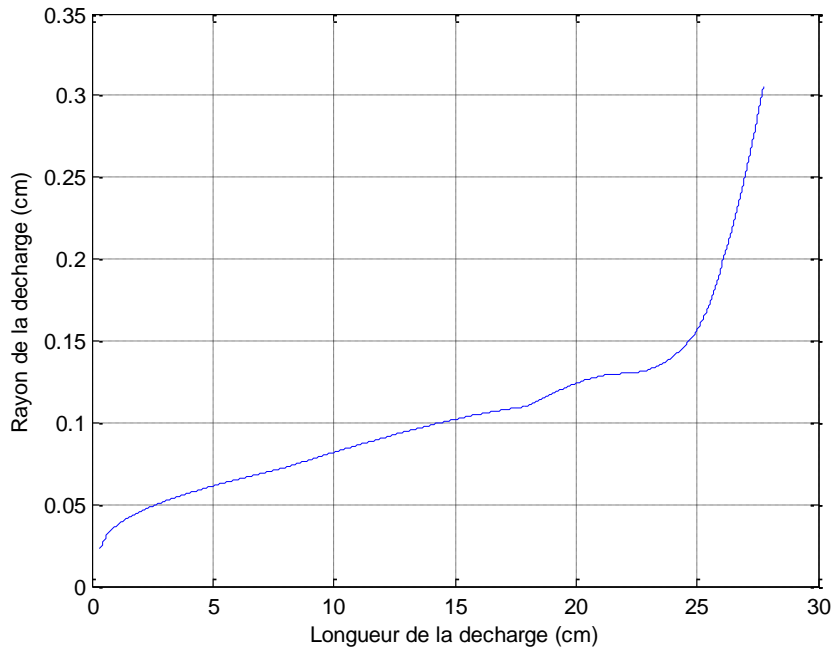


Figure 2.16 : Rayon de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.051 g/cm^2

Le rayon de la décharge dépend de l'intensité du courant de décharge selon l'équation de Wilkins [1]. L'augmentation du courant de décharge conduira à l'augmentation de la température au voisinage de la décharge, l'augmentation de la température conduira à l'augmentation du degré d'ionisation au voisinage de la décharge et par de là, à l'augmentation du rayon du canal de plasma.

Ainsi l'on peut affirmer que le rayon de la décharge est une image du courant de décharge et suit la même évolution que ce dernier durant le processus de contournement.

Par conséquent et comme observé dans les trois courbes (Figures 2.14, 2.15 et 2.16), quand la DDNS augmente, le rayon de la décharge aura des valeurs plus grandes suivant celles du courant de décharge.

4.3. Température de la décharge

L'augmentation de la valeur du courant conduit à une augmentation du transfert de puissance électrique dans le canal de la décharge, en supposant que la totalité de cette puissance est dissipée par conduction thermique [7].

Par conséquent, l'augmentation du courant de décharge engendre une augmentation de la valeur de la température de décharge.

Ainsi, comme observé dans les trois figures 2.17, 2.18 et 2.19, la température suit la même évolution que le courant et une augmentation de la DDNS conduit aussi à une augmentation de la température suivant l'augmentation du courant.

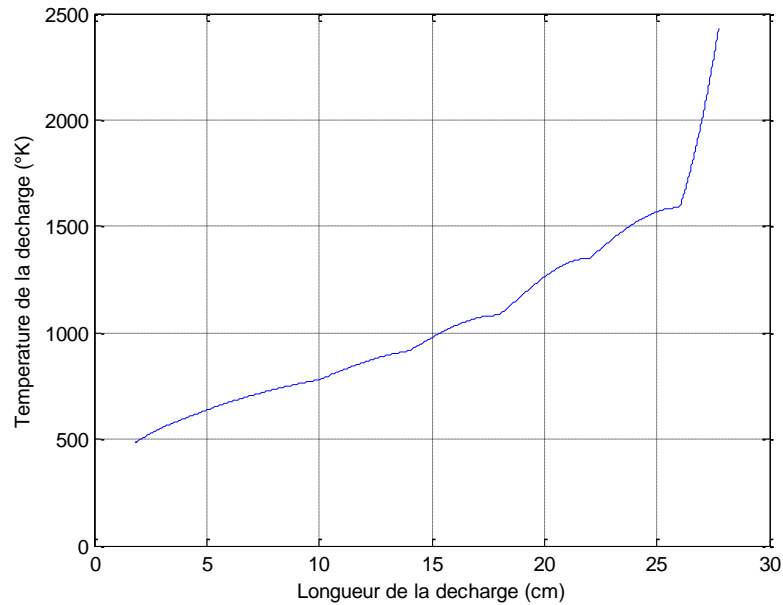


Figure 2.17 : Température de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0308 g/cm^2

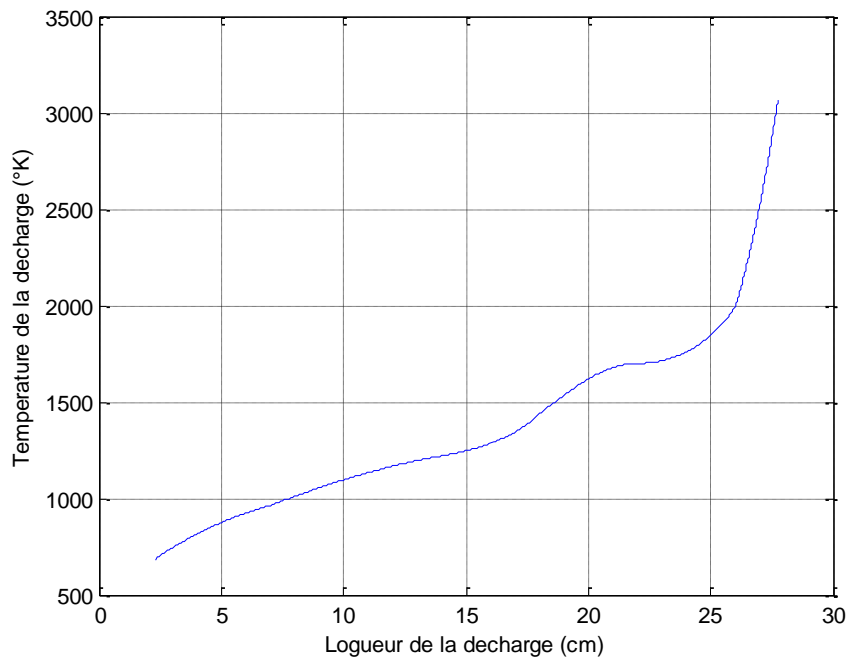


Figure 2.18 : Température de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.041 g/cm^2

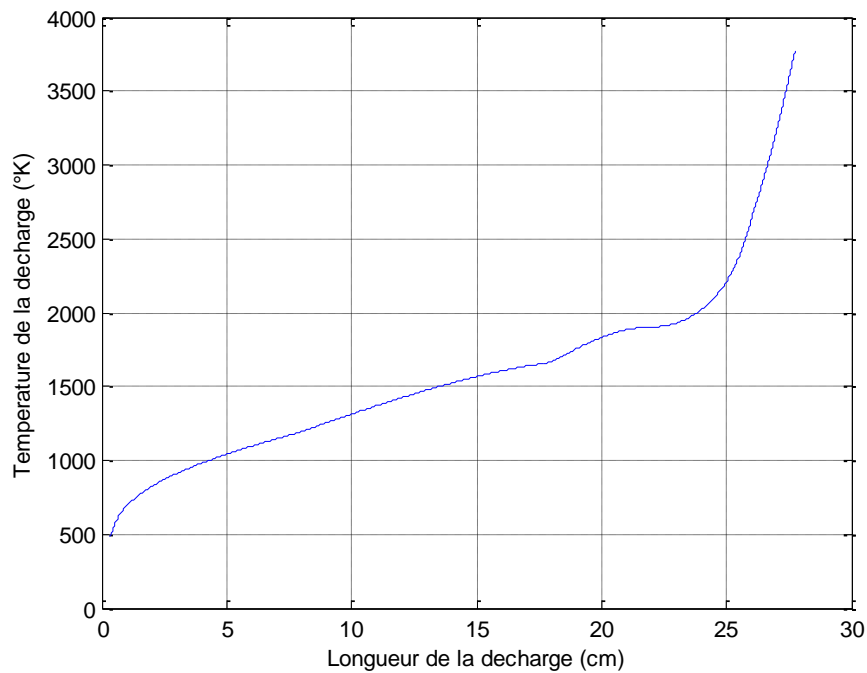


Figure 2.19 : Température de décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.051 g/cm^2

4.4. Résistance linéique de la décharge

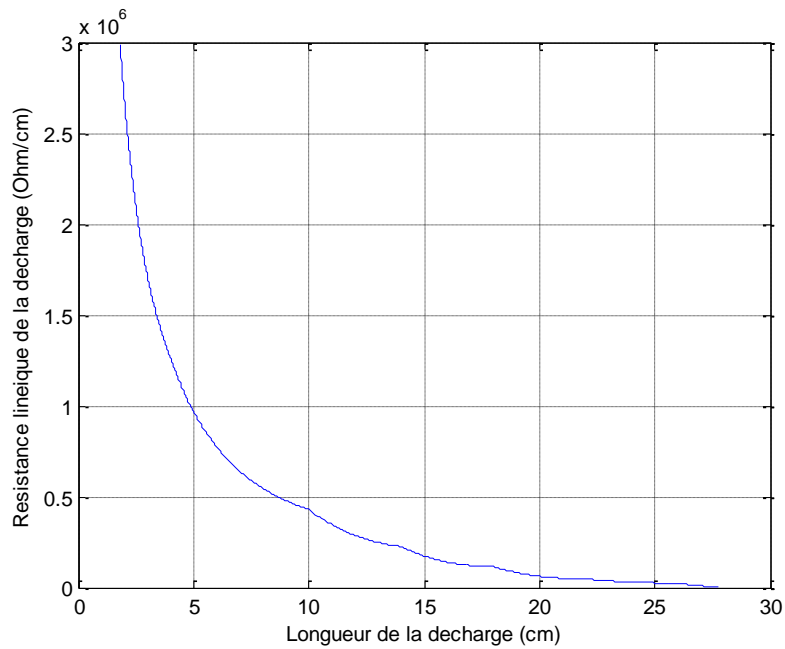


Figure 2.20 : Résistance linéique de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0308 g/cm^2

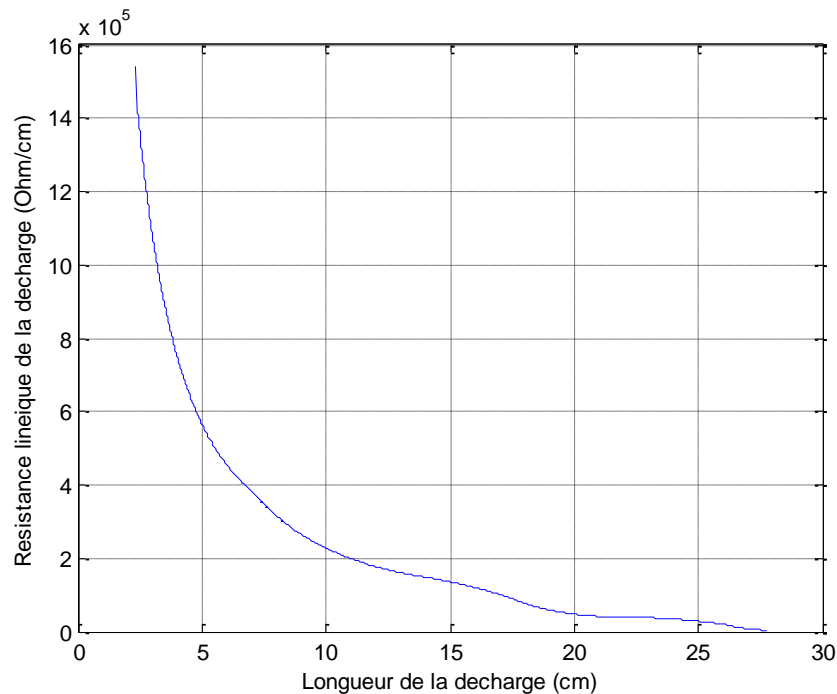


Figure 2.21 : Résistance linéique de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.041 g/cm^2

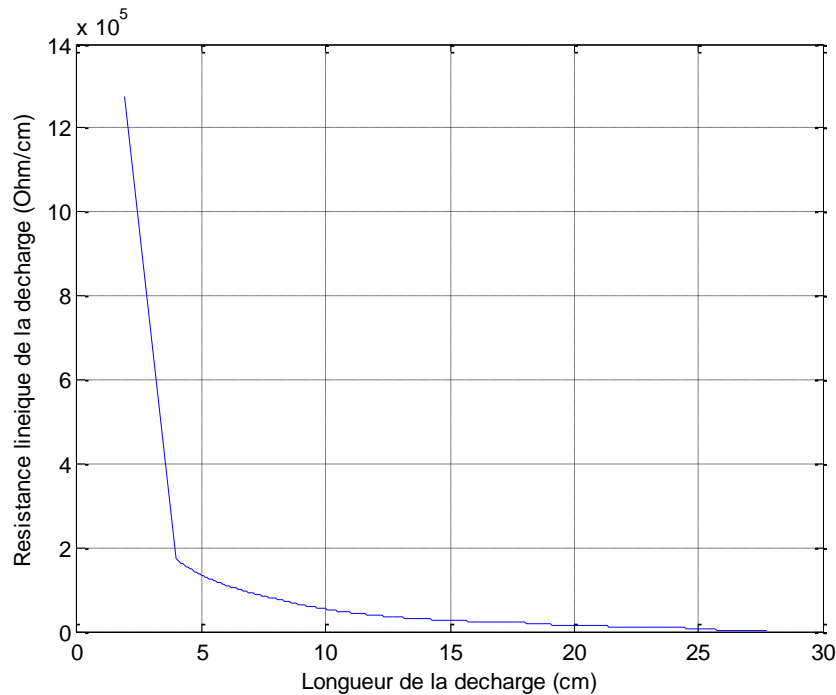


Figure 2.22 : Résistance linéique de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.051 g/cm^2

L'augmentation du courant de décharge conduit à une augmentation de la quantité de porteurs de charge. D'autre part, d'après l'équation de Saha [9,10], une augmentation de la température conduit à une augmentation du degré d'ionisation du milieu. Tout ceci conduit à une augmentation de la conductivité du milieu et ainsi une diminution progressive de la résistance de la décharge lorsque le courant de décharge augmente comme observé, ce qui est en accord avec l'équation de Fridman [9].

Ainsi, quand la DDNS augmente, la résistance de la décharge diminue. De ce fait, pour 5 cm, elle est égale à 950000 Ohm/cm pour une DDNS de 0.0308 g/cm^2 , 570000 Ohm/cm pour une DDNS de 0.041 g/cm^2 et 120000 pour une DDNS de 0.051 g/cm^2 .

4.5. Vitesse de la décharge

D'après Al-Baghdadi et al [26], la vitesse de propagation de la décharge est proportionnelle au champ électrique à l'intérieur de la décharge. D'autre part, le champ électrique de la décharge est inversement proportionnel au courant de décharge [51]. De ce fait, la vitesse de propagation sera inversement proportionnelle au courant de décharge et observera une évolution inverse et diminuera de façon globale durant le contournement.

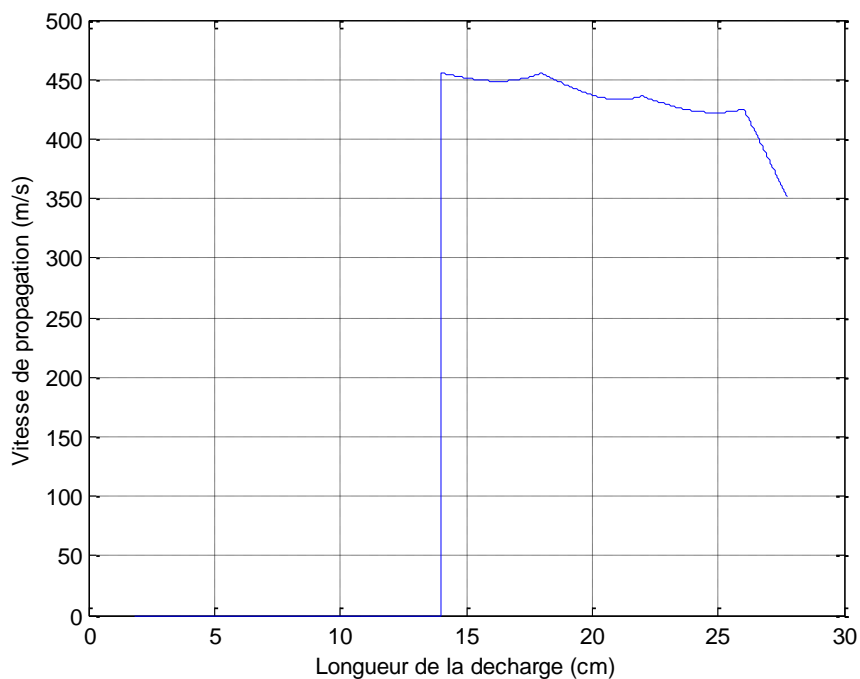


Figure 2.23 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur pour une DDNS de 0.0308 g/cm^2

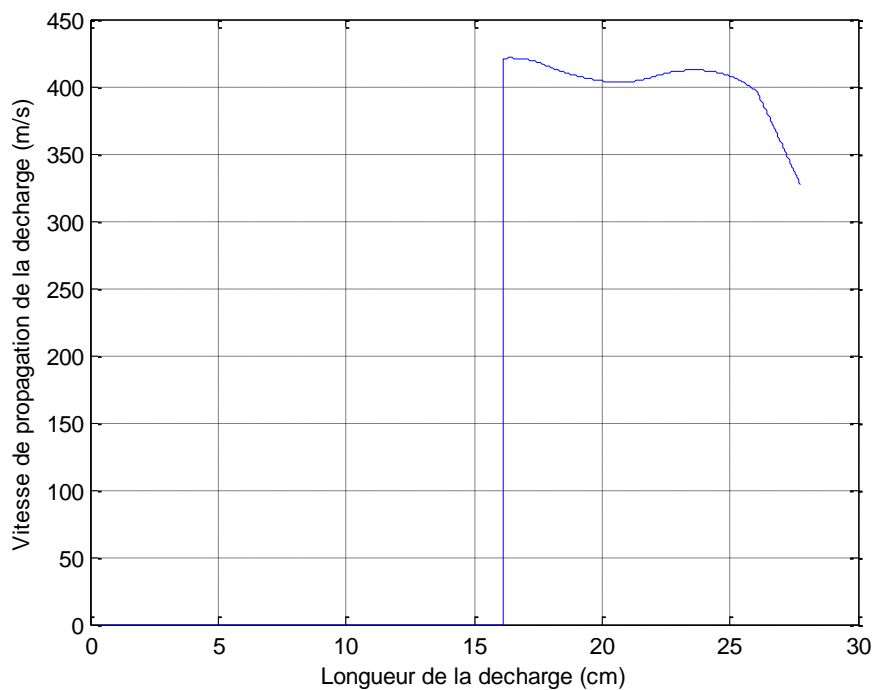


Figure 2.24 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur pour une DDNS de 0.041 g/cm^2

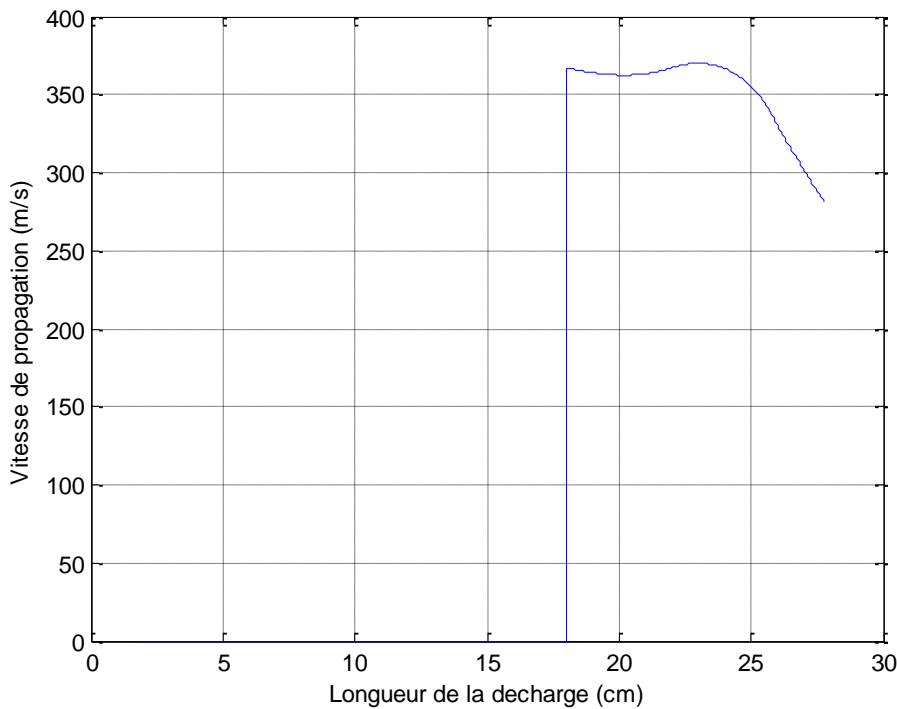


Figure 2.25 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur pour une DDNS de 0.051 g/cm^2

5. Discussion

Le modèle élaboré permet d'étudier les différents paramètres du contournement. Contrairement aux modèles précédents traitant le régime stable et le régime instable séparément, le modèle élaboré traite les deux régimes à la fois. Ainsi, le régime stable est caractérisé par un modèle statique, et une fois les conditions critiques atteintes, la décharge passera en régime instable caractérisé par un modèle dynamique. Les valeurs finales du modèle statique sont les valeurs initiales du modèle dynamique.

Une méthodologie a été élaborée afin de calculer la température de la décharge ainsi que sa résistance linéique.

Dans les précédents travaux [13-19], la résistance linéique de la décharge est fréquemment calculée par le biais de l'équation de Mayr.

$$\frac{1}{r_d} \frac{dr_d}{dt} = \frac{1}{\tau} \left(1 - \frac{r_d I_d^2}{P_0} \right). \quad (2.27)$$

Où r_d , I_d , τ et P_0 sont respectivement la résistance linéique de la décharge, le courant de la décharge, la constante de temps de la décharge ainsi que le rapport de transfert thermique.

Cependant, l'usage de cette équation nous contraint à considérer le rayon de la décharge comme étant constant, ce qui est en contradiction avec la réalité physique illustrée par l'équation de Wilkins [1] donnant le rayon variable en fonction du courant. Dans notre modèle, le rayon de la décharge a été pris comme variable. De plus, le caractère dynamique de cette fonction, faisant intervenir le paramètre temps, fait que cette équation ne peut être élargie au régime stable où la décharge observe une évolution statique indépendante du temps. La méthodologie utilisée permet de calculer la résistance linéique de la décharge en régime stable et instable.

La température de la décharge durant le contournement a été étudiée par le biais des mesures expérimentales [3] [21-22]. En partant de l'équation de Mayr, Hajrioua et al [23], ont établie une équation dynamique pour calculer la température de la décharge. Etant basée sur l'équation de Mayr, l'équation de Hajrioua et al présente les mêmes limitations que celle de Mayr en ce qui concerne le rayon de la décharge et le régime stable de la décharge. Dans ce modèle, la température de la décharge a été établie par le biais d'une équation donnant la température à partir du courant de la décharge. Le rayon a été pris comme variable et cette équation est valable en régime stable et en régime instable.

6. Conclusion

Dans le présent chapitre, le premier modèle élaboré a été simulé et validé expérimentalement. Les paramètres simulés sont le courant, la longueur, le rayon, la température, la résistance linéique ainsi que la vitesse de propagation de la décharge. Ceci pour différentes quantités de dépôt de pollution. Une nouvelle méthodologie permettant de calculer la température et la résistance linéique de la décharge dans le cadre de la modélisation du contournement des isolateurs pollués sous tension alternative a été introduite.

Au travers de son influence sur l'évolution du courant, le degré de pollution influe sur tous les autres paramètres cités plus haut.

Nous avons montré également une concordance entre les résultats expérimentaux et simulés du courant de décharge ainsi que la tension appliquée pour différentes longueur de décharge.

Chapitre 3 :

Modèle pour le contournement des isolateurs sous tension alternative et continue

1. Introduction

Ce modèle décrit l'évolution de la décharge durant le phénomène de contournement d'un isolateur recouvert d'une couche de pollution quelconque sous tension alternative et continue. Les paramètres décrits sont le courant, le rayon, la température, la résistance linéique et la vitesse de la décharge. Le modèle est constitué de trois algorithmes. Le système constitué de la décharge en série avec la couche de pollution est représenté par une résistance, correspondant à la décharge, en série avec une capacité en parallèle avec une résistance correspondant à la couche de pollution.

Le premier algorithme est un algorithme préliminaire. En partant des valeurs expérimentales du courant de décharge, de la tension appliquée et du déphasage entre eux et en passant par une série de formulations mathématiques nous déterminons des valeurs de la résistance et de la capacité de la couche de pollution pour différentes longueurs de la décharge. Par le biais d'interpolations nous introduisons des équations pour la résistance et la capacité de la décharge en fonction de la longueur de la décharge. Ses équations nous permettront de déterminer l'impédance équivalente du système constitué de la décharge et de la couche de pollution.

Le second algorithme décrit le régime stable de la décharge par un modèle statique. Les paramètres traités sont : Le courant, le rayon, la température, la résistance linéique et la longueur de la décharge. En partant d'un bilan d'énergie et de l'expression de l'impédance du circuit équivalent une nouvelle équation pour la résistance linéique de la décharge a été déterminée. Cette équation possède la particularité d'être une équation analytique en opposition aux précédentes équations qui sont empiriques.

Une fois que les conditions critiques sont satisfaites, la décharge passera un régime instable. Ce régime est décrit par un modèle dynamique. Un nouveau paramètre entrera en jeu : La vitesse de propagation de la décharge

2. Elaboration du modèle

2.1. Détermination des paramètres du circuit électrique équivalent

Le circuit électrique utilisé s'inspire du circuit proposé par Obenaus [37]. La décharge électrique considérée comme un cylindre de convolution de longueur axiale X_d , est représentée par une résistance R_d en série avec la partie non court-circuitée de la couche de pollution représentée par une résistance R_p en parallèle avec une capacité C_p .

Le premier algorithme est un algorithme préliminaire visant à poser les bases qui serviront aux deux autres algorithmes. Cet algorithme a pour vocation de déterminer les paramètres du circuit équivalent (Figure 3.1).

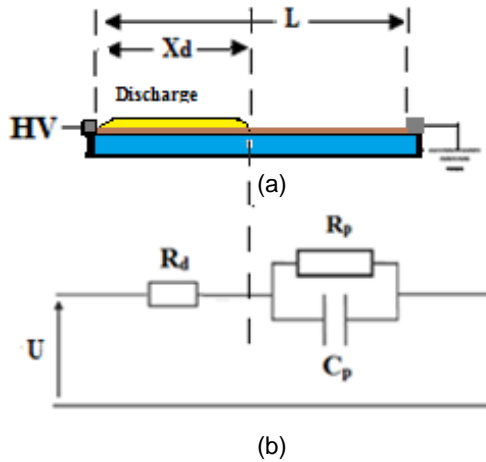


Figure 3.1 : Circuit électrique équivalent utilisé dans le modèle pour le contournement en tension continue et alternative.

En partant des valeurs mesurées du courant de décharge, de la tension appliquée et du déphasage entre le courant de la décharge et de la tension appliquée, nous utiliserons une série de formulations mathématiques afin de déterminer les valeurs de la capacité et de la résistance de la couche de pollution pour différentes longueurs de la décharge. Par la suite, et sachant que les valeurs finales de la résistance et de l'inverse de la capacité de la couche de pollution sont nulles, nous effectuerons des interpolations à l'aide du logiciel Matlab afin d'établir les expressions de la résistance et de la capacité de la couche de pollution en fonction de la longueur de la décharge.

Les étapes menant au calcul de la résistance et de la capacité de la couche de pollution sont exposées dans ce qui suit :

L'impédance équivalente du système est donnée par :

$$Z_{eq} = \frac{U}{I_d} \quad (3.1)$$

Avec U et I_d respectivement la tension appliquée et le courant de décharge.

L'impédance équivalente exposée dans la figure (3.1) peut être donnée par l'expression :

$$Z_{eq} = R_d + \frac{1}{\frac{1}{R_p} + j\omega C_p} \quad (3.2)$$

Ou encore

$$Z_{eq} = \left[R_d + \frac{R_p}{1 + \omega^2 C_p^2 R_p^2} \right] + j \left[-\frac{R_p^2 C_p \omega}{1 + \omega^2 C_p^2 R_p^2} \right]. \quad (3.3)$$

Cette expression peut être écrite sous la forme :

$$Z_{eq} = Z_p + jZ_q \quad (3.4)$$

Avec

$$Z_p = R_d + \frac{R_p}{1 + \omega^2 C_p^2 R_p^2} \quad (3.5)$$

Et

$$Z_q = -\frac{R_p^2 C_p \omega}{1 + \omega^2 C_p^2 R_p^2} \quad (3.6)$$

Z_p et Z_q sont respectivement les parties réelles et imaginaires de l'impédance totale du circuit équivalent. Leurs valeurs respectives peuvent être déterminées à l'aide du module de l'impédance équivalente et du déphasage entre le courant de la décharge et la tension appliquée.

En divisant l'équation (3.5) par l'équation (3.6), on obtient.

$$R_p C_p \omega = \frac{Z_q}{R_d - Z_p} \quad (3.7)$$

Ce qui donne:

$$C_p = \frac{1}{\omega R_p} \frac{Z_q}{(R_d - Z_p)} \quad (3.8)$$

Par substitution de l'équation (3.8) dans (3.5), il vient :

$$Z_p - R_d = \frac{R_p}{1 + \frac{Z_q^2}{(R_d - Z_p)^2}} \quad (3.9)$$

Ce qui donne:

$$R_p = \frac{(R_d - Z_p)^2 + Z_q^2}{Z_p - R_d} \quad (3.10)$$

Sachant que la résistance de la décharge R_d peut être déterminée à partir du courant et de la longueur de la décharge [51]

$$R_d = \frac{A X_d}{I_d^{n+1}} \quad (3.11)$$

Avec A et n les constantes caractéristiques de la décharge.

Les étapes de calcul sont résumées dans l'organigramme suivant :

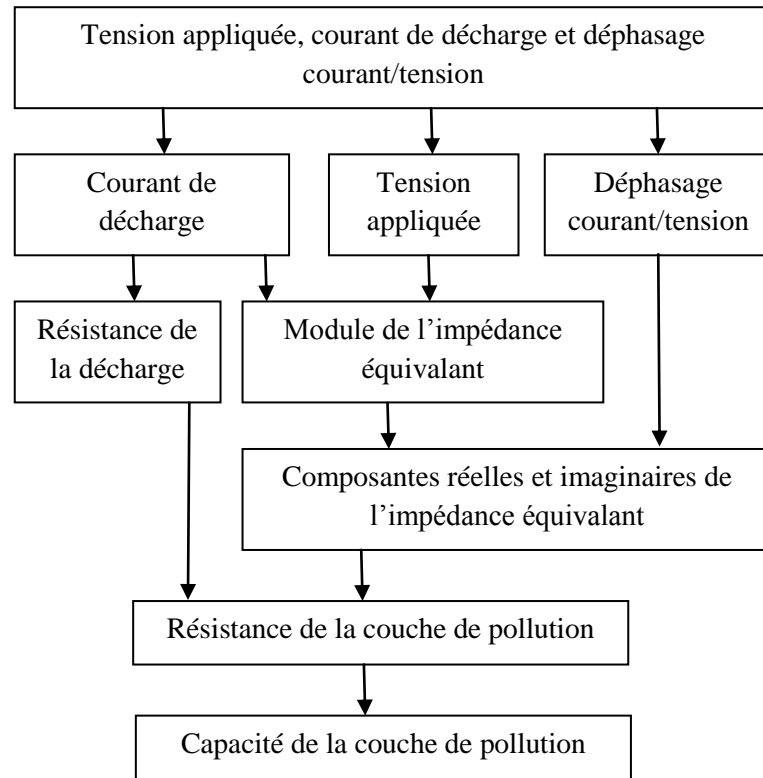


Figure 3.2 : Organigramme de l'algorithme permettant de déterminer les paramètres du circuit équivalent.

2.2. Modèle statique pour le régime stable

Le régime stable de la décharge au début du contournement est décrit par un modèle statique dont les équations et étapes de calcul sont décrites dans ce qui suit.

2.2.1. Relation entre la longueur de la décharge et la tension appliquée

En courant alternatif, la condition de réamorçage peut être écrite sous la forme :

$$kX_d = UI_d^n \quad (3.12)$$

En remplaçant le courant par son expression (3.1) dans l'équation (3.12) on obtient :

$$U = Z_{eq} \left(\frac{kX_d}{U} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (3.13)$$

Ou

$$U = (kX_d Z_{eq}^n)^{\frac{1}{n+1}}. \quad (3.14)$$

L'impédance équivalente Z_{eq} dépend de la longueur de la décharge (algorithme précédent). Ainsi, nous pourrions déterminer les valeurs que prend la longueur de la décharge pour différentes valeurs de la tension.

En courant continu, l'effet capacitif est absent et la tension appliquée peut s'écrire sous la forme :

$$U = (R_d + R_p)I_d \quad (3.15)$$

Avec

$$R_p = \rho_p \frac{(L-X_d)}{S_p} \quad (3.16)$$

Et

$$R_d = \rho_d \frac{X_d}{S_d} \quad (3.17)$$

ρ_p et ρ_d sont les résistivités respectivement de la couche de pollution et de la décharge. Les résistances linéiques de la couche de pollution r_p et de la décharge r_d seront donc :

$$r_p = \frac{\rho_p}{S_p} \quad (3.18)$$

et

$$r_d = \frac{\rho_d}{S_d} \quad (3.19)$$

Suivant le critère de propagation établi par Dhahbi *et al* [44], le cas critique de propagation de la décharge correspond à :

$$\frac{\rho_p}{S_p} = \frac{\rho_d}{S_d} \quad (3.20)$$

Ou

$$r_p = r_d \quad (3.21)$$

Et à partir des équations (3.18), (3.19) et (3.21), on aura :

$$\frac{R_p}{(L-X_d)} = \frac{R_d}{X_d} \quad (3.22)$$

En remplaçant l'équation (3.21) dans l'équation (3.14), on peut écrire :

$$U = \frac{L}{X_d} R_d I_d \quad (3.23)$$

Par substitution de l'équation (3.11), il vient :

$$U_d = R_d I_d = \frac{A X_d}{I_d^{n+1}} \quad (3.24)$$

Et en arrangeant l'équation (3.22), on aura :

$$R_p \left(\frac{X_d}{(L-X_d)} \right) = \frac{A X_d}{I_d^{n+1}} \quad (3.25)$$

Ce qui donne.

$$I_d^{n+1} = \frac{A(L-X_d)}{R_p} \quad . \quad (3.26)$$

D'où le courant I_d

$$I_d = A^{\frac{1}{n+1}} \left(\frac{(L-X_d)}{R_p} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (3.27)$$

En remplaçant I_d dans l'équation (3.24) et en utilisant les équations (3.26) et (3.27), on obtient :

$$U = \frac{L}{(L-X_d)} R_p A^{\frac{1}{n+1}} \left(\frac{(L-X_d)}{R_p} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (3.28)$$

Ou encore

$$U = LA^{\frac{1}{n+1}} \left(\frac{R_p}{(L-X_d)} \right)^{\frac{n}{n+1}} \quad (3.29)$$

En utilisant l'algorithme précédent, nous déterminerons l'expression de la résistance de la décharge en fonction de la longueur de la décharge. Et en utilisant l'équation (3.29) nous déterminerons les différentes valeurs de la longueur de la décharge pour une tension donnée.

2.2.2. Courant, rayon et température de la décharge

Le courant de décharge est égal au rapport entre la tension appliquée et le module de l'impédance équivalente.

Le rayon de la décharge est calculé de la même manière que dans le modèle précédent par l'équation de Wilkins [1].

En utilisant les mêmes formulations et hypothèses que pour le modèle précédent, on obtient :

$$T_d = \frac{r_d I_d^2}{\pi \lambda_{th}} \quad (3.30)$$

La résistance linéique de la décharge r_d est donnée par l'équation (3.11)

$$r_d = \frac{A}{I_d^{n+1}} \quad . \quad (3.31)$$

En remplaçant l'équation (3.11) dans l'équation (3.31), il vient :

$$T_d = \frac{A}{\pi \lambda_{th} I_d^{n-1}} \quad (3.32)$$

2.2.3. Résistance linéique de la décharge

Le module de l'impédance du circuit équivalent est donné par l'équation

$$|Z_{eq}| = \sqrt{\left[R_d + \frac{R_p}{1 + \omega^2 C_p^2 R_p^2} \right]^2 + \left[\frac{R_p^2 C_p \omega}{1 + \omega^2 C_p^2 R_p^2} \right]^2} \quad (3.33)$$

Sachant que le courant de décharge est égal au rapport entre la tension appliquée et l'impédance équivalente et que la résistance linéique est égale au rapport entre la résistance et la longueur de la décharge, l'équation (3.30) peut s'écrire sous la forme :

$$T_d = \frac{R_d U^2}{\pi \lambda_{th} X_d |Z_{eq}|^2} \quad (3.34)$$

Ou

$$\left[R_d + \frac{R_p}{a} \right]^2 + \left[\frac{R_p^2 C_p \omega}{a} \right]^2 = \frac{R_d U^2}{\pi \lambda_{th} T_d X_d} \quad (3.35)$$

Avec

$$a = 1 + \omega^2 C_p^2 R_p^2 . \quad (3.36)$$

L'équation (2.61) peut s'écrire sous la forme d'une équation polynomiale de second degré dont l'inconnue est la résistance de la décharge R_d :

$$R_d^2 + \left[2 \frac{R_p}{a} - \frac{U^2}{\pi \lambda_{th} T_d X_d} \right] R_d + \frac{R_p^4 C_p^2 \omega^2 + R_p^2}{a^2} = 0 \quad (3.37)$$

Dont le discriminant est égal à :

$$\Delta = \left[2 \frac{R_p}{a} - \frac{U^2}{\pi \lambda_{th} T_d X_d} \right]^2 - 4 \left[\frac{R_p^4 C_p^2 \omega^2 + R_p^2}{a^2} \right] . \quad (3.38)$$

D'où les deux solutions de l'équation (3.37):

$$R_{d1} = \frac{1}{2} \left[\left[\frac{U^2}{\pi \lambda_{th} T_d X_d} - 2 \frac{R_p}{a} \right] - \sqrt{\left[2 \frac{R_p}{a} - \frac{U^2}{\pi \lambda_{th} T_d X_d} \right]^2 - 4 \left[\frac{R_p^4 C_p^2 \omega^2 + R_p^2}{a^2} \right]} \right] \quad (3.39)$$

et

$$R_{d2} = \frac{1}{2} \left[\left[\frac{U^2}{\pi \lambda_{th} T_d X_d} - 2 \frac{R_p}{a} \right] + \sqrt{\left[2 \frac{R_p}{a} - \frac{U^2}{\pi \lambda_{th} T_d X_d} \right]^2 - 4 \left[\frac{R_p^4 C_p^2 \omega^2 + R_p^2}{a^2} \right]} \right] . \quad (3.40)$$

Il faut déterminer laquelle des deux solutions est plausible. Pour cela, considérons les conditions limites correspondant au contournement

$$X_d = L \quad U = U_c \quad R_p = 0 \quad (3.41)$$

U_c est la tension de contournement.

Dans ce cas, les équations (3.39) et (3.40) donnent respectivement

$$R_{d1} = 0 \text{ } \Omega/m \quad (3.42)$$

Et

$$R_{d2} = \frac{U_c^2}{\pi \lambda_{th} T_d L} . \quad (3.43)$$

Les résistances linéiques correspondantes seront :

$$r_{d1} = 0 \text{ } \Omega/m \quad (3.44)$$

Et

$$r_{d2} = \frac{U_c^2}{\pi\lambda_{th}T_dL^2}. \quad (3.45)$$

Dans le premier cas ($r_{d1} = 0$), le courant et la température seront infinis ce qui n'est pas réaliste physiquement.

En utilisant la seconde solution r_{d2} ($r_{d2} \neq 0$), et en remplaçant dans l'équation (3.34) on peut écrire :

$$T_d = \frac{U_c^2}{\pi\lambda_{th}r_{d2}L^2}. \quad (3.46)$$

Sachant que $R_d = r_dL$ et $I_d = \frac{U_c}{R_d}$, on peut avoir :

$$T_d = \frac{r_dI_d^2}{\pi\lambda_{th}}. \quad (3.47)$$

Cette relation concorde avec l'équation (3.30) établie plus haut. En conséquence, nous garderons la seconde solution (3.37). Ainsi, l'expression de la résistance linéique que nous garderons est $r_d = r_{d2}$

$$r_d = \frac{1}{2X_d} \left[\left[\frac{U^2}{\pi\lambda_{th}T_dX_d} - 2\frac{R_p}{a} \right] + \sqrt{\left[2\frac{R_p}{a} - \frac{U^2}{\pi\lambda_{th}T_dX_d} \right]^2 - 4 \left[\frac{R_p^4 C_p^2 \omega^2 + R_p^2}{a^2} \right]} \right] \quad (3.48)$$

En tension continue, cette équation sera réduite à :

$$r_d = \frac{1}{2X_d} \left[\left[\frac{U^2}{\pi\lambda_{th}T_dX_d} - 2R_p \right] + \sqrt{\left[2R_p - \frac{U^2}{\pi\lambda_{th}T_dX_d} \right]^2 - 4R_p^2} \right]. \quad (3.49)$$

Contrairement aux équations existantes [4, 5, 8, 10, 20] décrivant la résistance linéique de la décharge qui elles sont des relations empiriques, cette relation est purement analytique.

2.3. Modèle Dynamique pour le régime Instable

Une fois les conditions critiques du contournement atteintes, comme pour le modèle 1, la décharge passera en régime instable ; elle sera donc décrite par un modèle dynamique.

Le courant, la température, le rayon ainsi que la résistance linéique de la décharge sont calculés de la même manière que pour le modèle statique. Cependant, pour tenir compte du caractère dynamique de la décharge, on introduit un nouveau paramètre qu'est la vitesse. Celle-ci est calculée par l'équation de Beroual [29].

Les figures 3.3.a et 3.3.b représentent les organigrammes des modèles statiques et dynamiques.

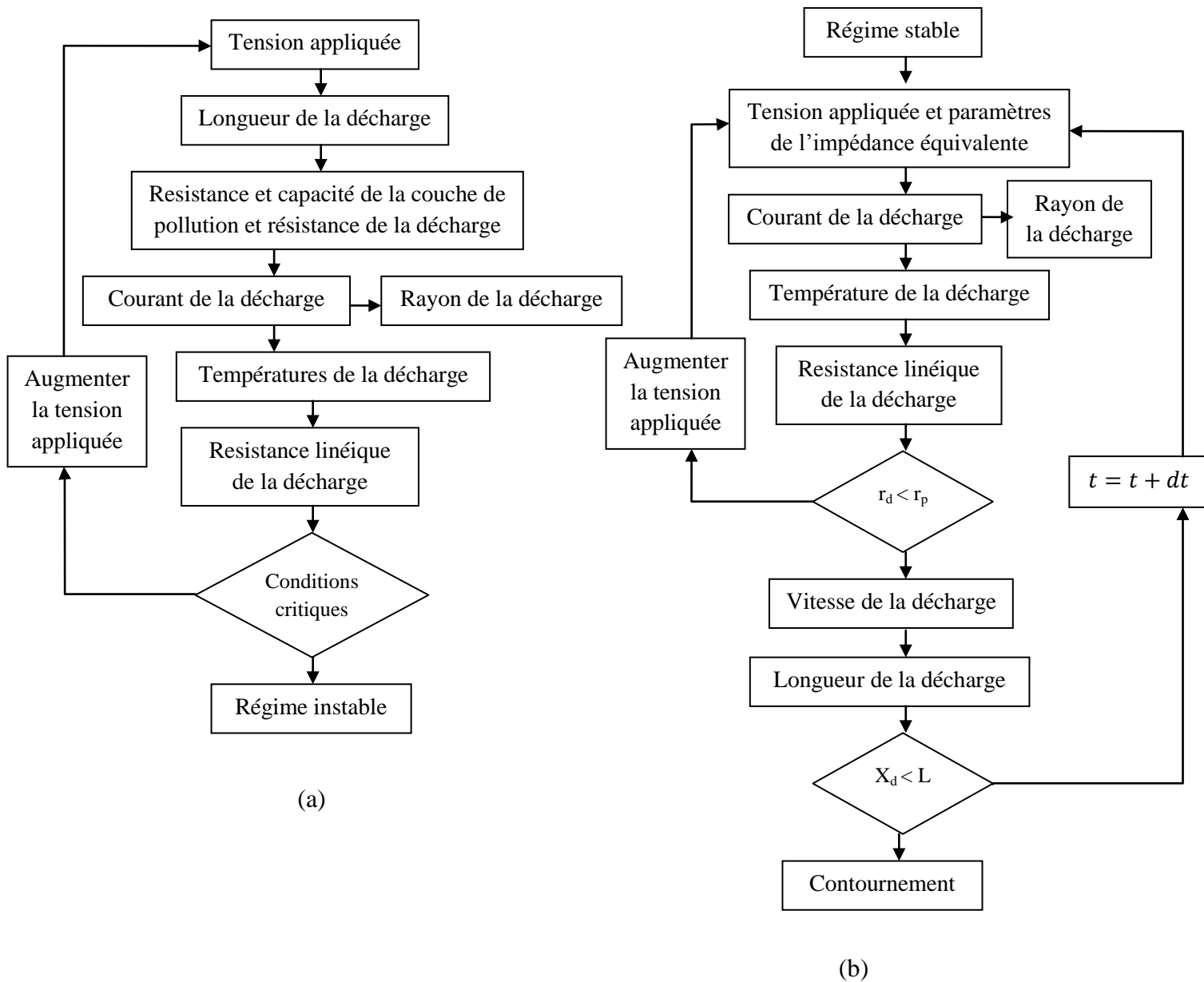


Figure 3.3. Organigrammes des modèles statique (a) et dynamique (b) pour le modèle en tension alternative et continue

3. Simulation et validation en tension alternative

3.1. Validation expérimentale en tension alternative

Afin de valider expérimentalement le modèle en tension alternative, nous comparons les résultats simulés et expérimentaux de la tension appliquée et du courant de décharge. Les cas considérés pour un modèle plan identique à celui du chapitre précédent, consistent à tester deux types de sable : (1) un sable en provenance de Béchar avec une DDNS de 0.0308 g/cm^2

et une conductivité surfacique de $30 \mu\text{S}$ et (2) un autre sable en provenance de Bousaada avec une DDNS de 0.0205 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \mu\text{S}$.

3.1.1. Validation du courant de décharge

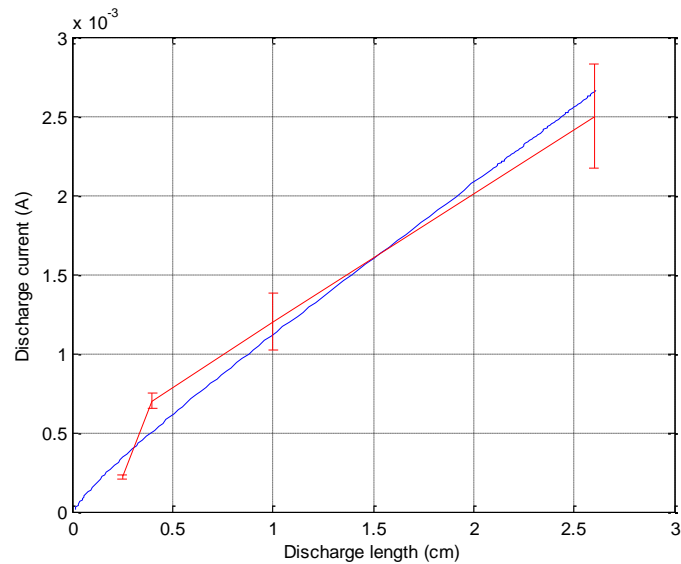


Figure 3.4 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0308 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \mu\text{S}$ - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.

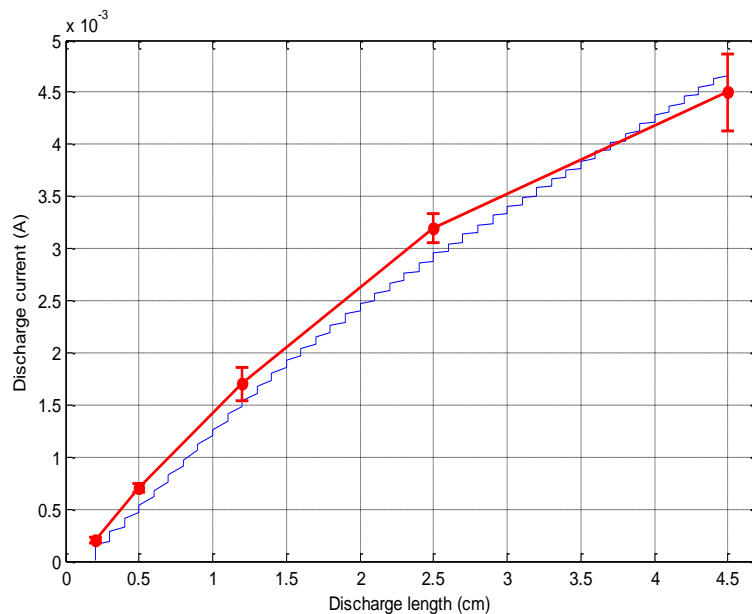


Figure 3.5 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0205 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \mu\text{S}$ - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.

Nous observons que dans les deux cas considérés, les résultats simulés concordent avec les résultats expérimentaux. Plus la DDNS est importante, plus la résistance de la couche de pollution diminue, et par conséquent, pour une même longueur de la décharge, le courant sera plus important.

3.1.2. Validation de la tension appliquée

En régime statique, l'augmentation progressive de la tension appliquée conduit à l'allongement de la décharge. Nous observons une concordance entre les valeurs expérimentales de la tension appliquée pour différentes longueurs et les valeurs simulées

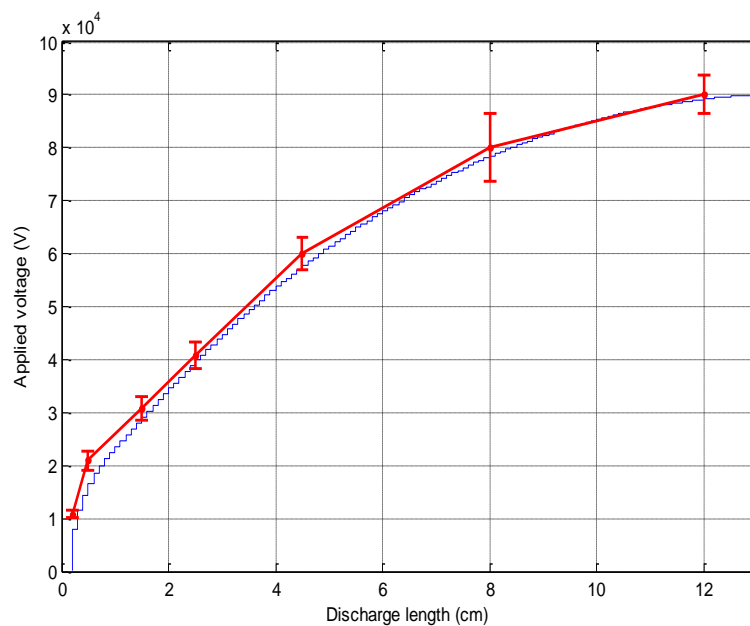


Figure 3.6 : Caractéristique tension appliquée/longueur de décharge pour une DDNS de 0.0308 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \mu\text{S}$ - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.

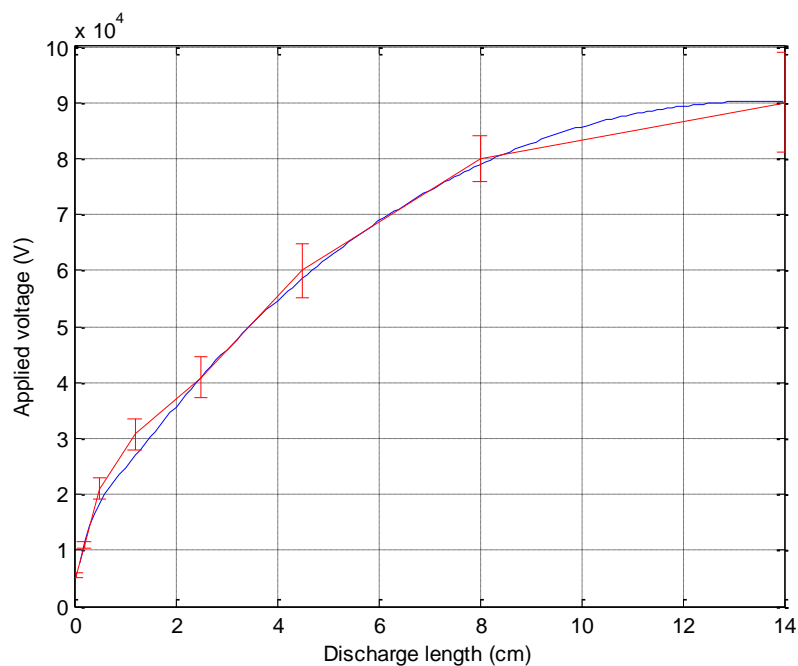


Figure 3.7 : Caractéristique tension appliquée/longueur de décharge pour DDNS de 0.0205 g/cm² et une conductivité surfacique de 23 μS - en rouge les valeurs expérimentales – en bleu les valeurs simulées.

3.2. Simulation en tension alternative

3.2.1. Courant de décharge

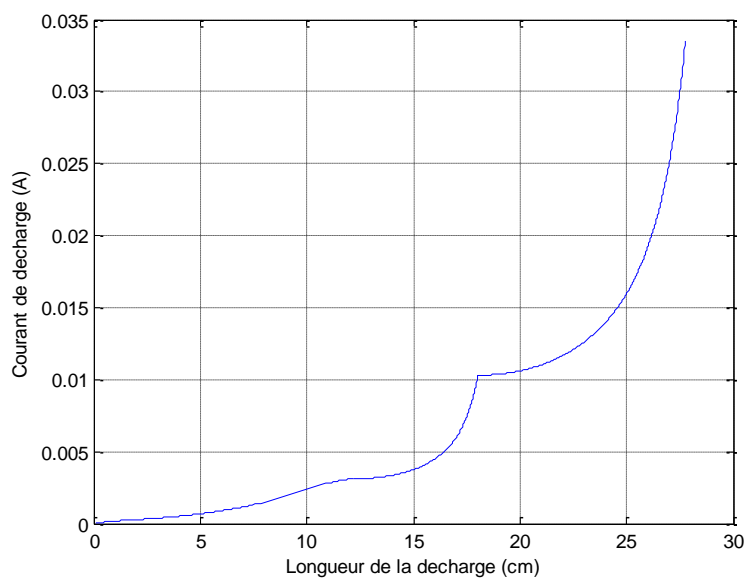


Figure 3.8 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm² et une conductivité surfacique de 23 μS.

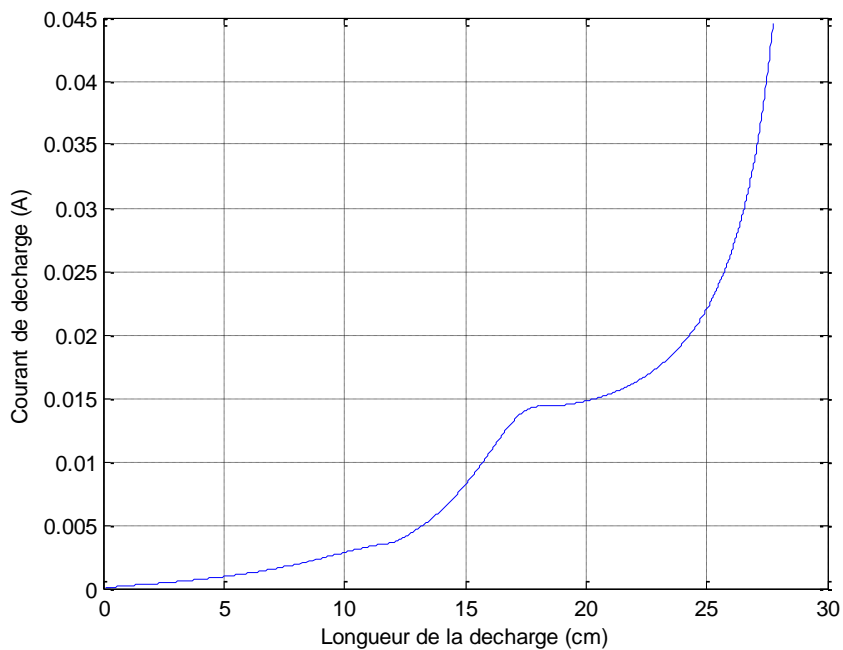


Figure 3.9 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.

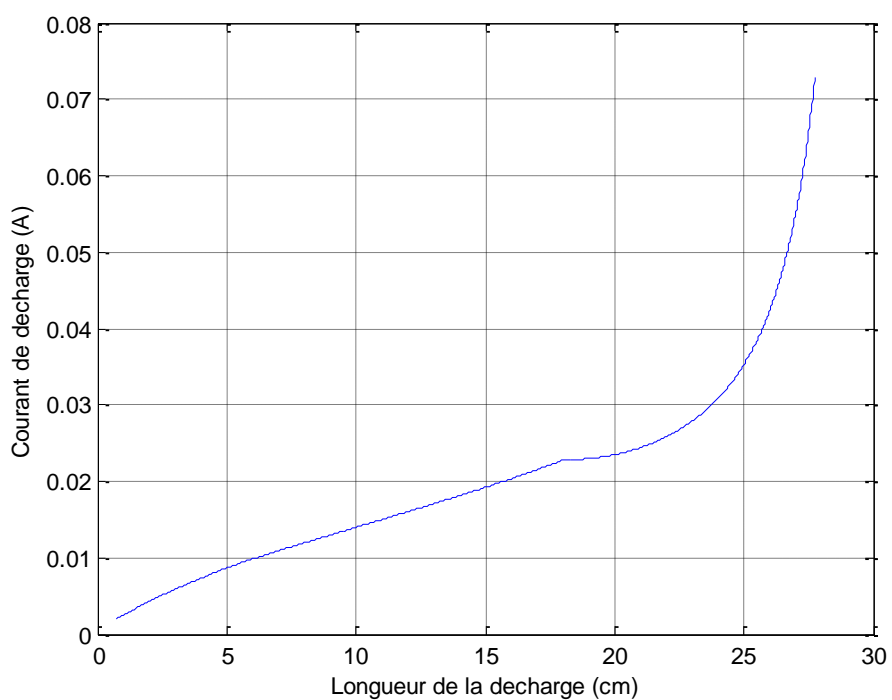


Figure 3.10 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.

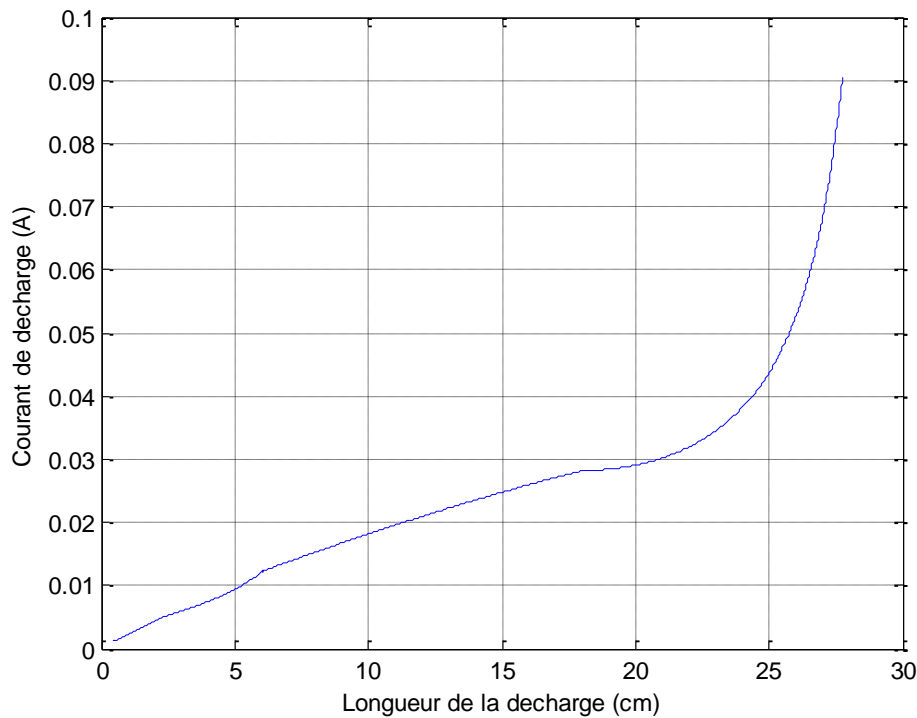


Figure 3.11 : Valeurs du courant de fuite en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.

Le courant de décharge dépend de la valeur de la tension appliquée ainsi que de celle de l'impédance équivalente du système constitué par la décharge en série avec la couche de pollution.

En régime stable, la tension augmente progressivement tandis que l'impédance équivalente du système diminue du fait de l'allongement de la décharge dont la résistance linéique est plus faible que celle de la couche de pollution ; ceci induit une augmentation progressive du courant de décharge.

En régime dynamique, la tension est égale à la tension critique. L'impédance équivalente continue de diminuer et l'augmentation du courant est plus importante. Cette phase correspondant au saut final.

Nous observons que l'augmentation de la DDNS et de la conductivité de la couche de pollution impliquent de façon générale des valeurs plus importantes du courant de décharge.

3.2.2. Caractéristique tension appliquée - longueur de la décharge

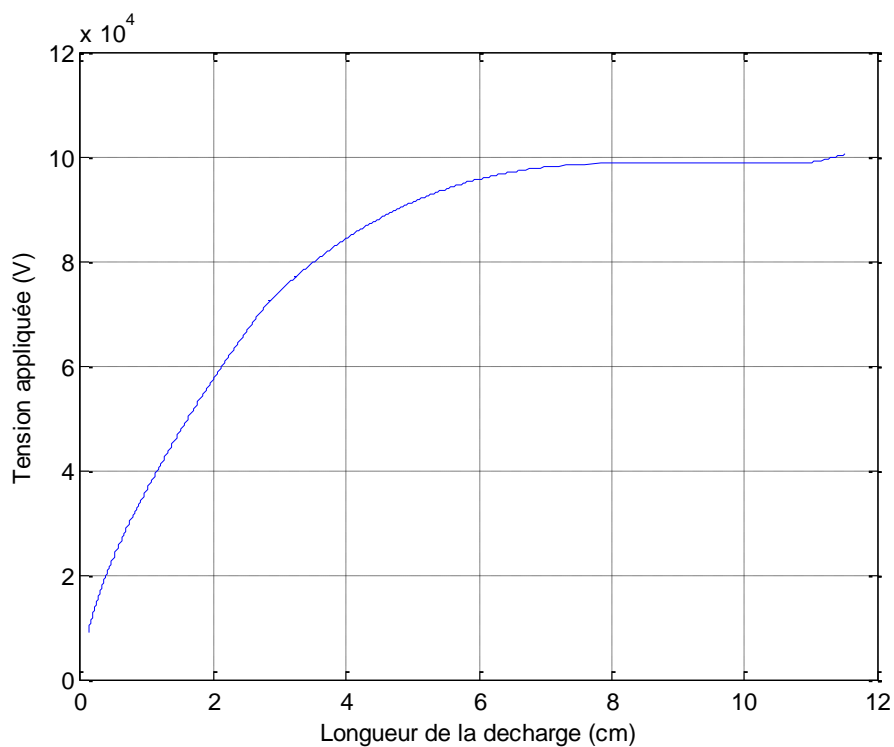


Figure 3.12 : Caractéristique tension appliquée / Longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ } \mu\text{S}$.

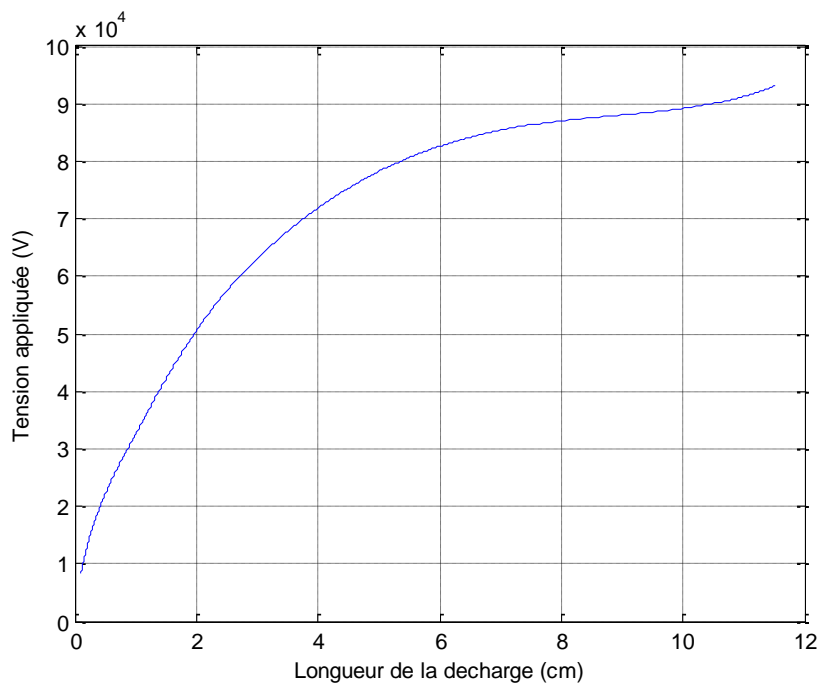


Figure 3.13 : Caractéristique tension appliquée / Longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ } \mu\text{S}$.

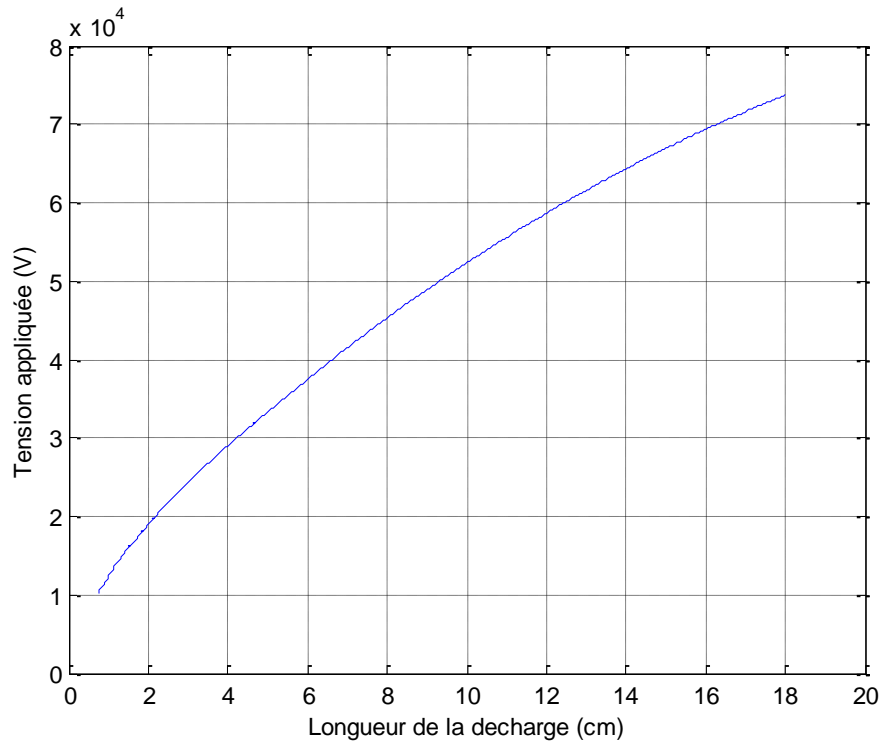


Figure 3.14 : Caractéristique tension appliquée / Longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.

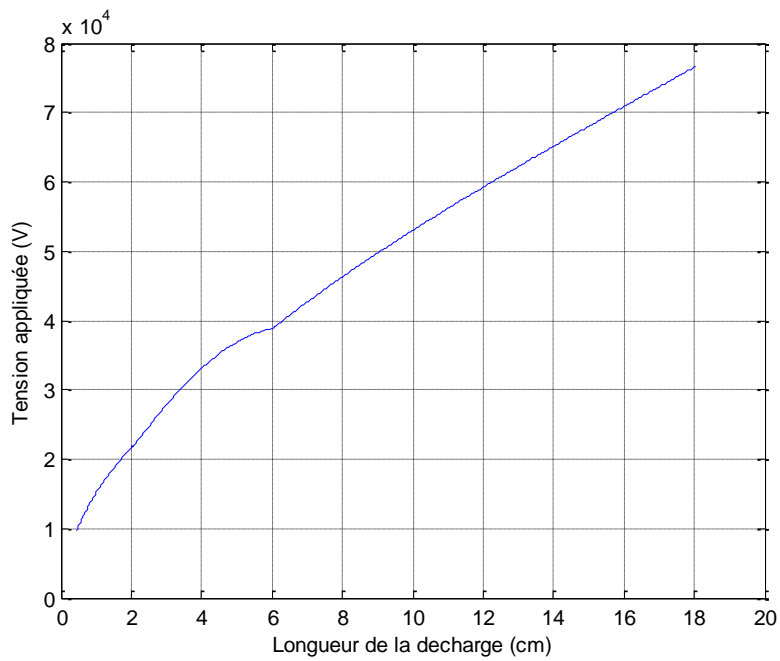


Figure 3.15 : Caractéristique tension appliquée / Longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.

En régime statique, l'augmentation progressive de la tension appliquée conduit à l'allongement de la décharge. La pente de la courbes diminue progressivement jusqu'à atteindre la valeur de zéro qui correspond aux conditions critiques du contournement (dérivée de la tension par rapport à la longueur de la décharge égale à zéro). Plus la DDNS est importante et plus le caractère continu de la couche de pollution est présent et plus la longueur critique de contournement est grande. D'autre part, plus la conductivité est grande et plus la résistance de la couche de pollution est moindre, ce qui réduit la tension de contournement.

3.2.3. Rayon de décharge

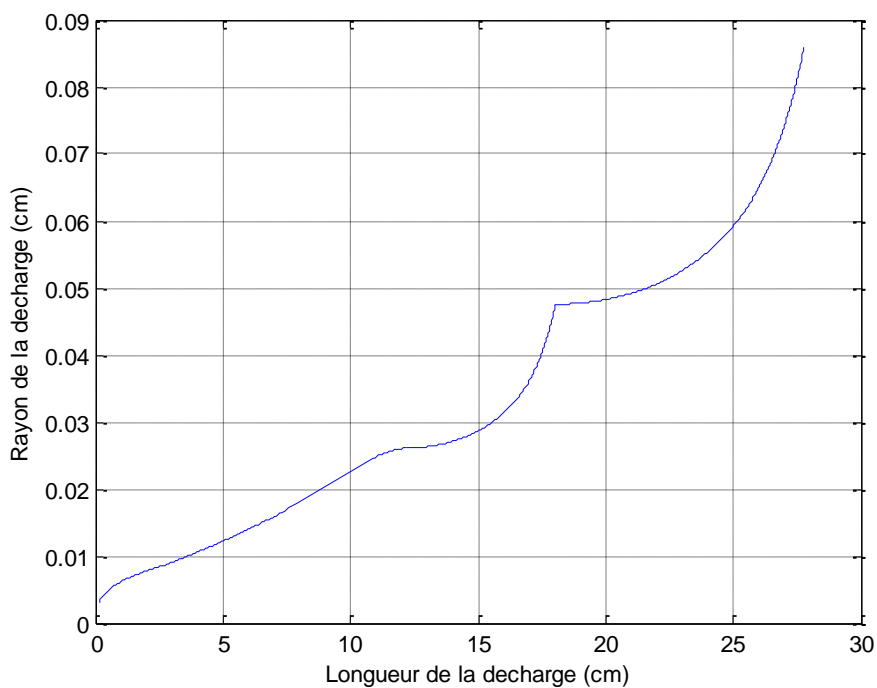


Figure 3.16 : Rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.

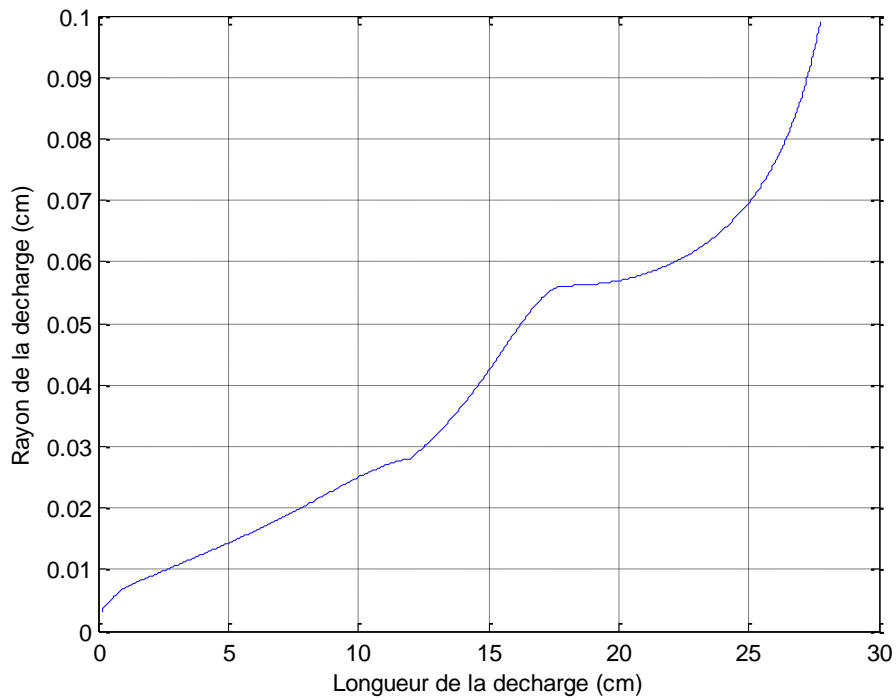


Figure 3.17 : Rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.

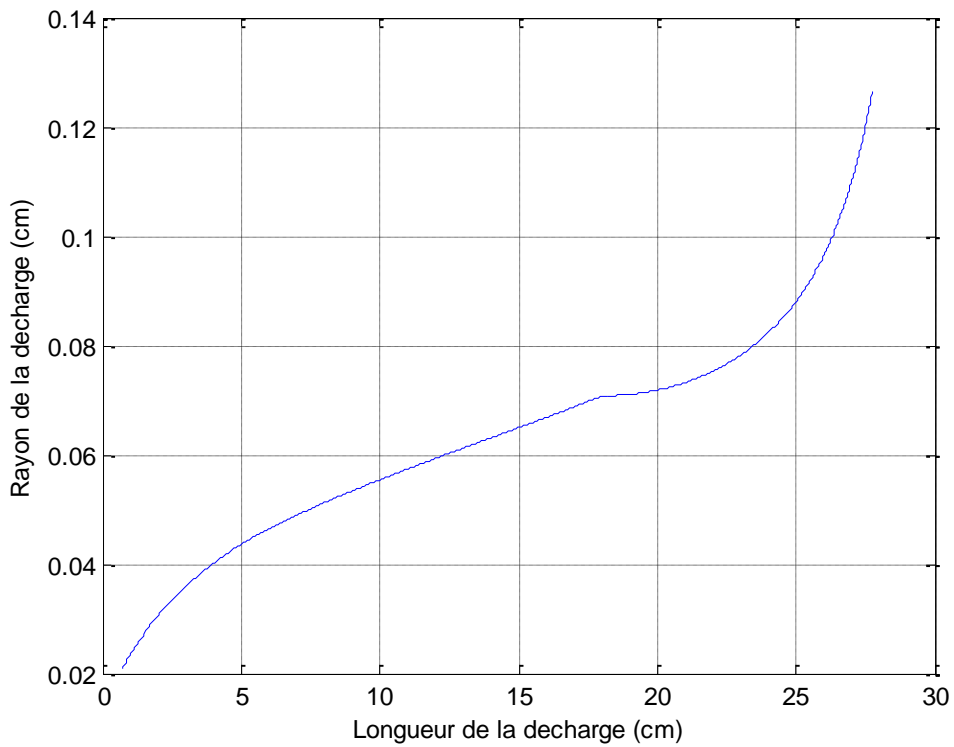


Figure 3.18 : Rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.

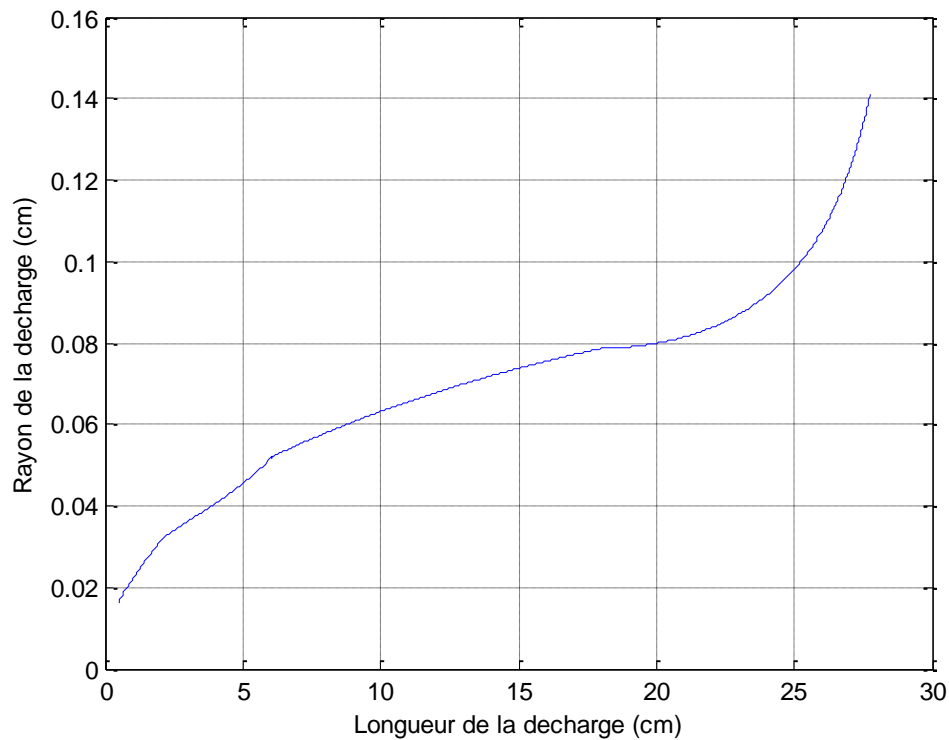


Figure 3.19 : Rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de 30 µS .

Le rayon de la décharge dépend de l'intensité du courant de décharge selon l'équation de Wilkins [1]. L'augmentation du courant de décharge conduira à l'augmentation de la température au voisinage de la décharge, l'augmentation de la température conduira à l'augmentation du degré d'ionisation au voisinage de la décharge et par de là, à l'augmentation du rayon du canal de plasma.

Ainsi l'on peut affirmer que le rayon de la décharge est une image du courant de décharge et suit la même évolution que ce dernier durant le processus de contournement.

Par conséquent et comme observé dans les quatre courbes (Figures 3.16, 3.17, 3.18 et 3.19), quand la DDNS et la conductivité surfacique de la pollution augmentent, le rayon de la décharge aura des valeurs plus grandes.

3.2.4. Température de la décharge

L'augmentation de la valeur du courant conduit à une augmentation du transfert de puissance électrique, en supposant que la totalité de cette puissance est dissipée par conduction

thermique [7]. Ceci nous conduit à dire que l'augmentation du courant de décharge provoque une augmentation de la température de décharge.

Ainsi comme observé dans les quatre figures 3.20, 3.21, 3.22 et 3.23, la température suit la même évolution que le courant. Et une augmentation de la DDNS et de la conductivité surfacique de la décharge conduisent à une augmentation de la température.

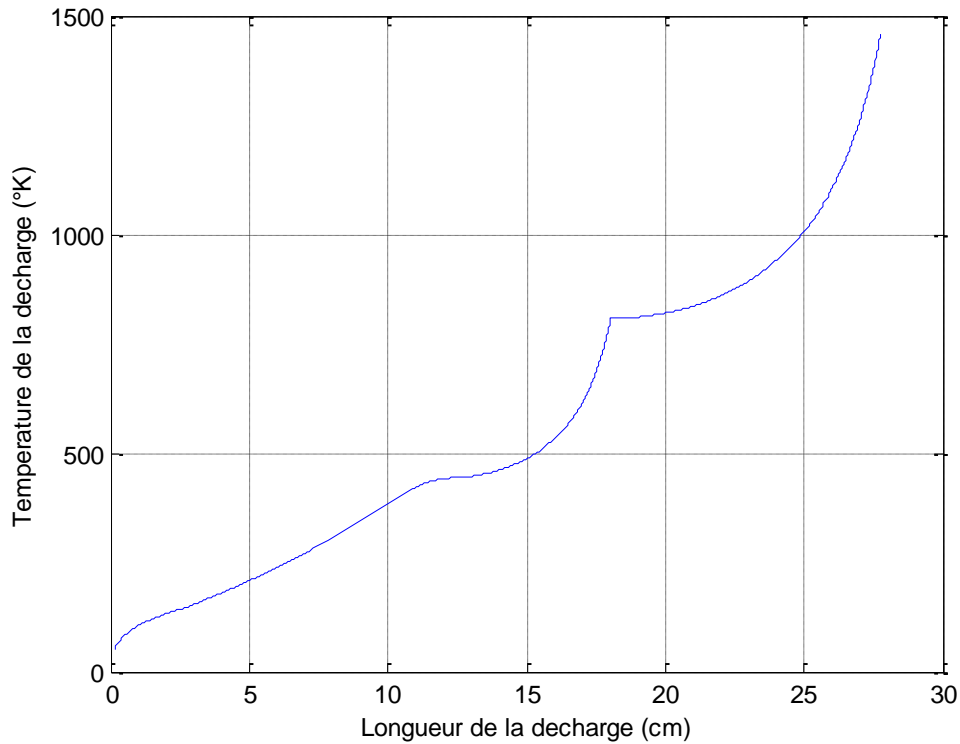


Figure 3.20 : Température de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.

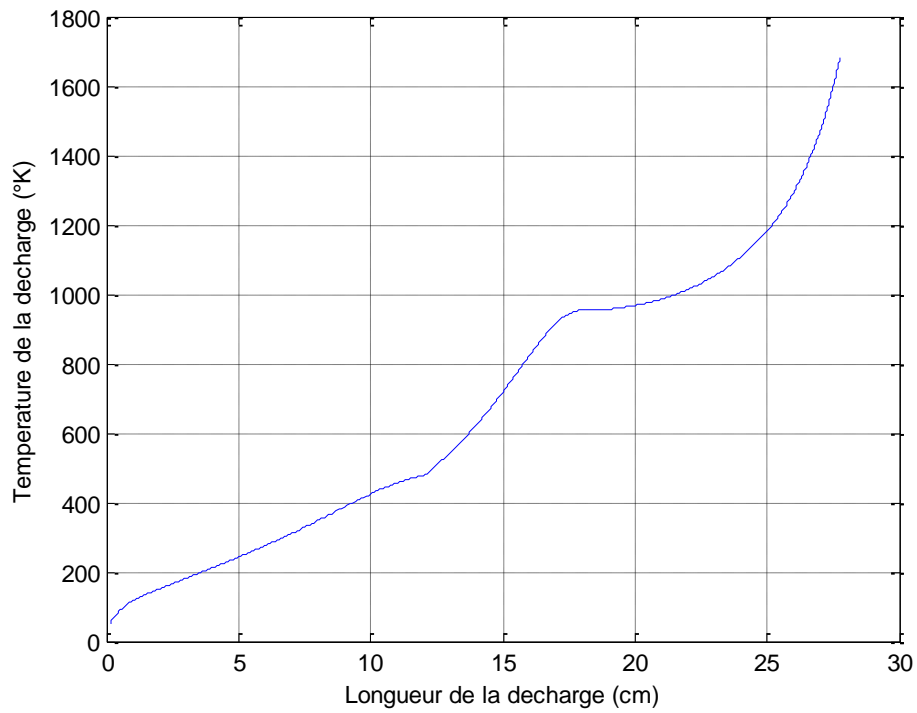


Figure 3.21 : Température de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.

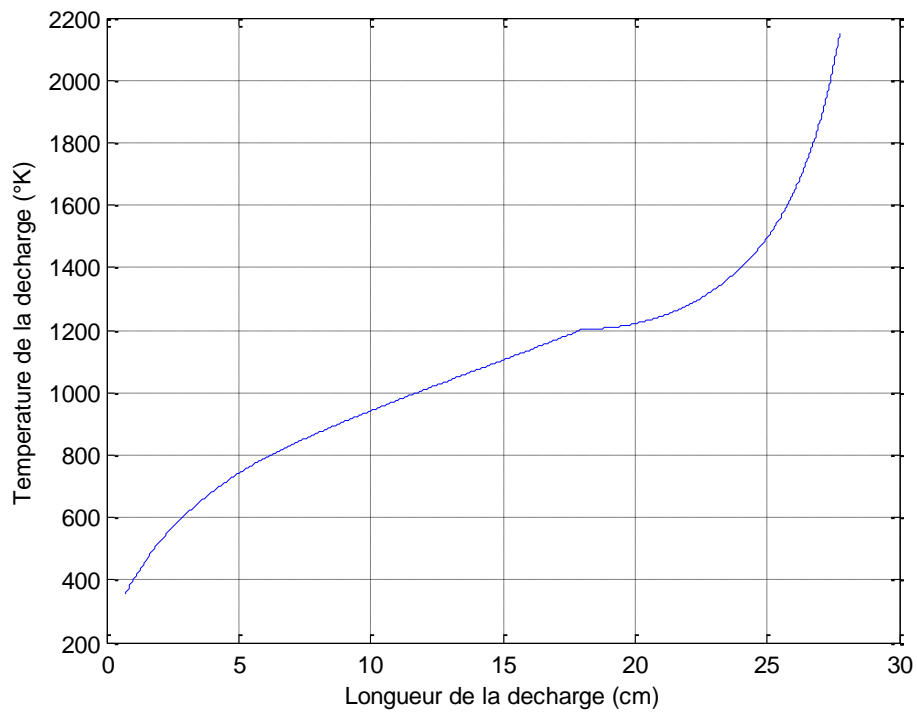


Figure 3.22 : Température de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.

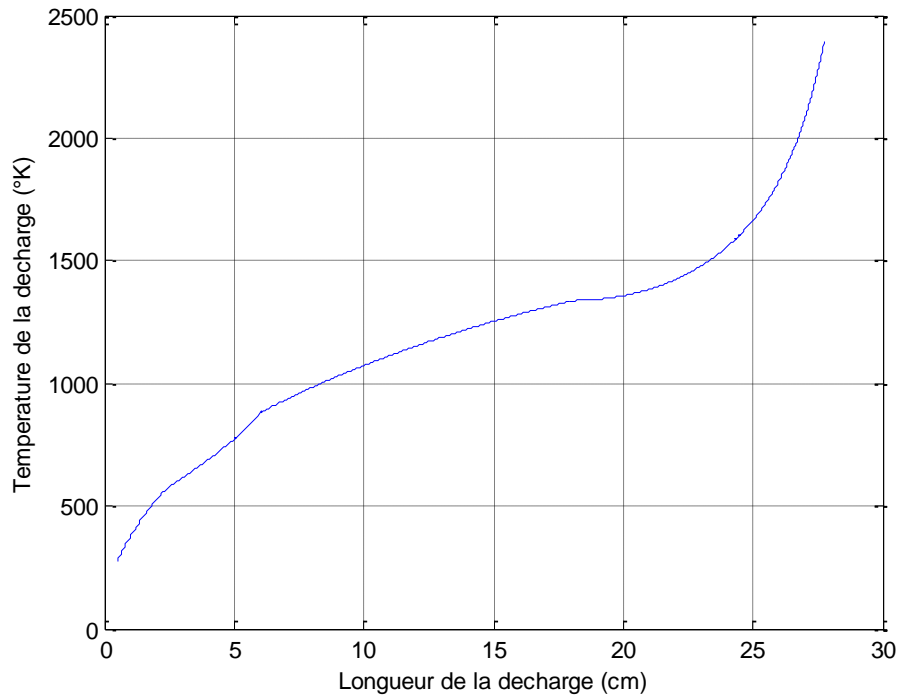


Figure 3.23 : Température de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.

3.2.5. Résistance linéique de la décharge

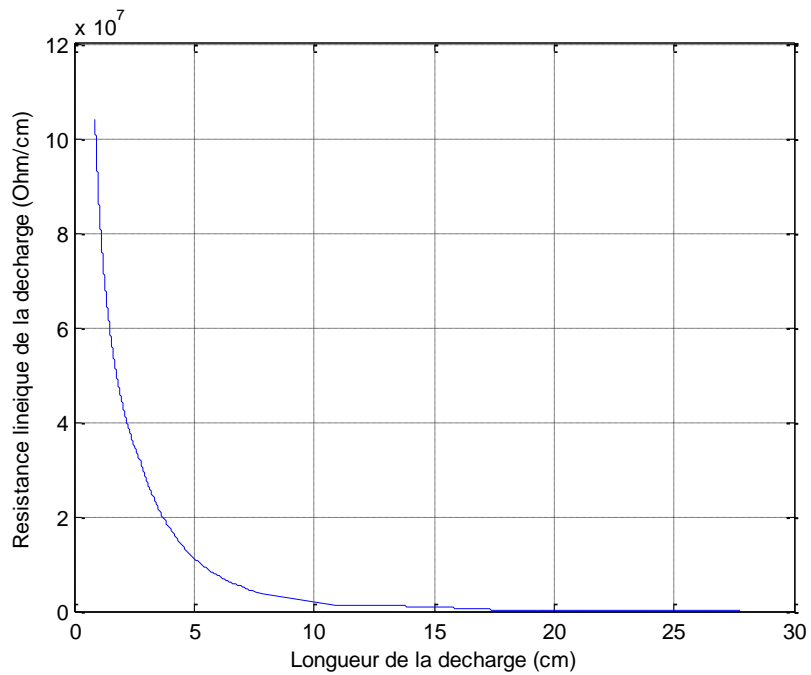


Figure 3.24 : Résistance linéique de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.

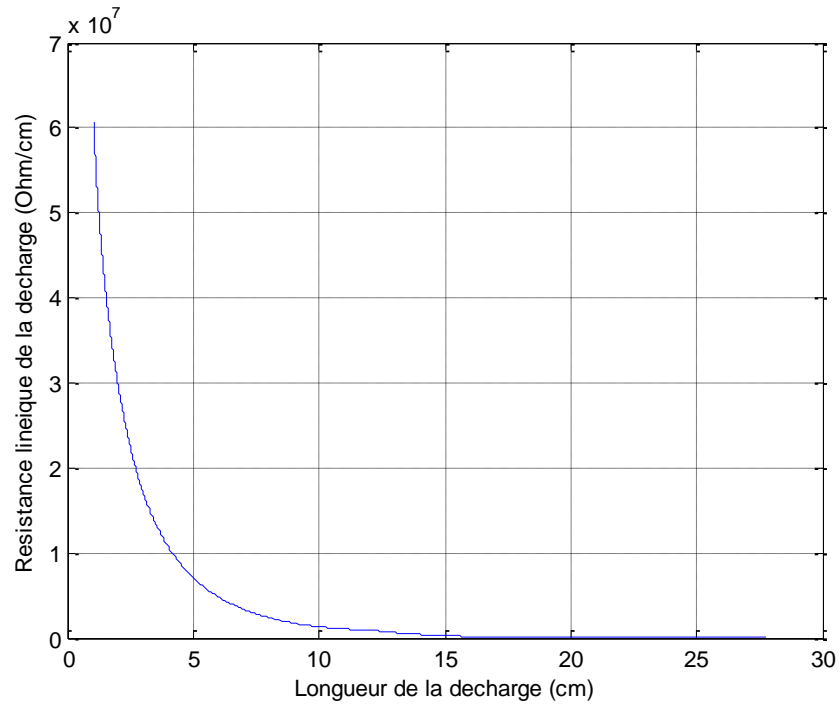


Figure 3.25 : Resistance linéique de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.

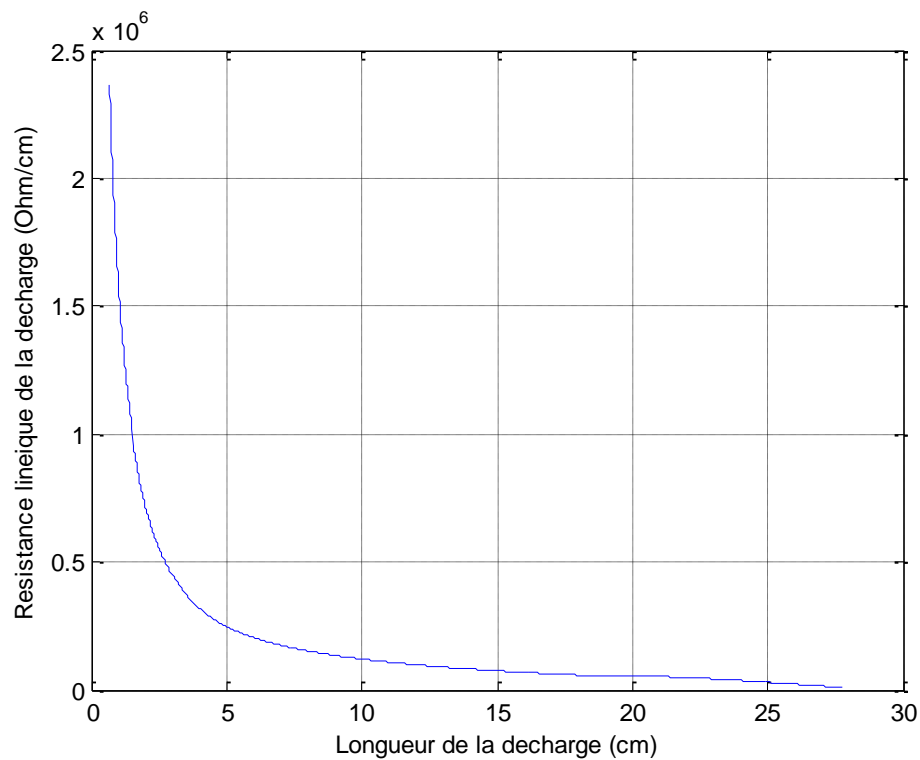


Figure 3.26 : Resistance linéique de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.

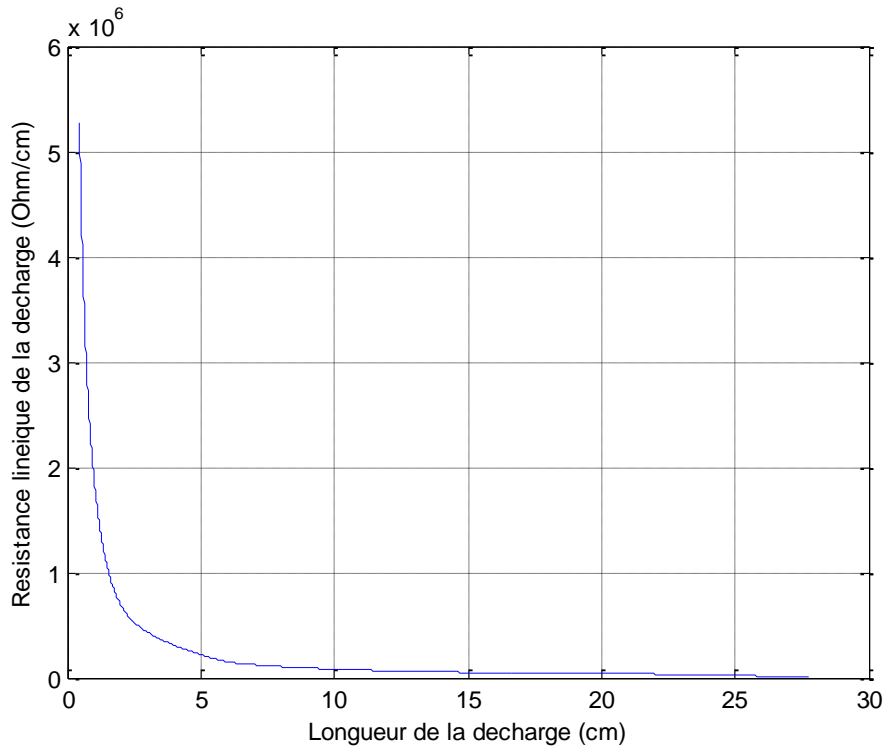


Figure 3.27 : Résistance linéique de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.

L'augmentation du courant de décharge conduit à une augmentation de la quantité de porteurs de charge. D'autre part, d'après l'équation de Saha [9,10], une augmentation de la température conduit à une augmentation du degré d'ionisation du milieu. Ceci conduit à une diminution progressive de la résistance de la décharge quand le courant de décharge augmente comme observé et ce en accord avec l'équation de Fridman [9].

Ainsi, quand la DDNS augmente, la résistance de la décharge diminue. Pour une longueur de la décharge de 5 cm, sa résistance sera de 950000 Ohm/cm pour une DDNS de 0.0308 g/cm^2 , de 570000 Ohm/cm pour une DDNS de 0.041 g/cm^2 et de 120000 pour une DDNS de 0.051 g/cm^2 .

3.2.6. Vitesse de la décharge

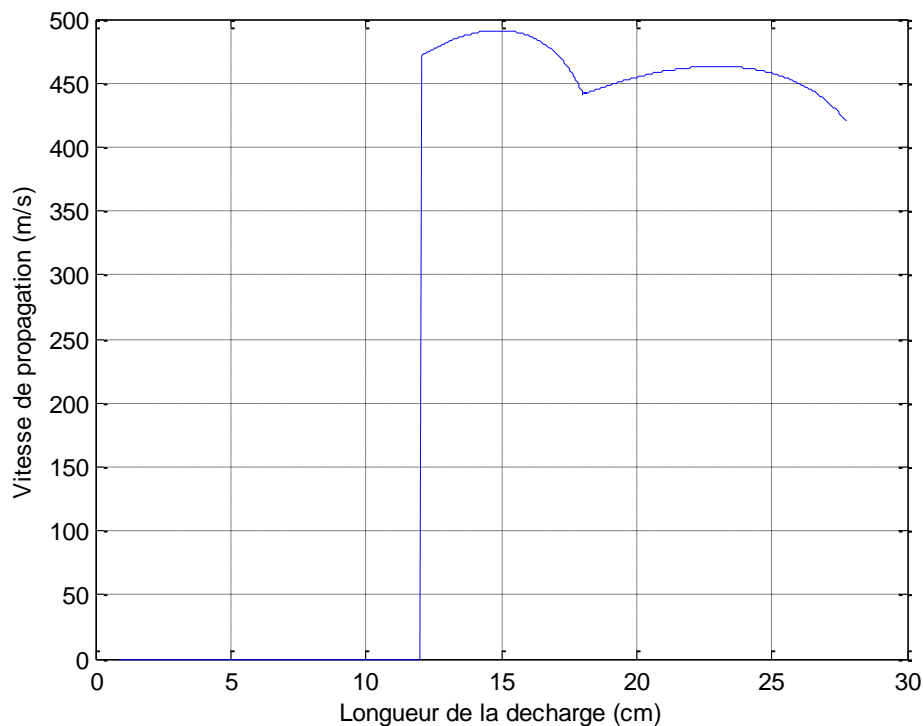


Figure 3.28 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \text{ }\mu\text{S}$.

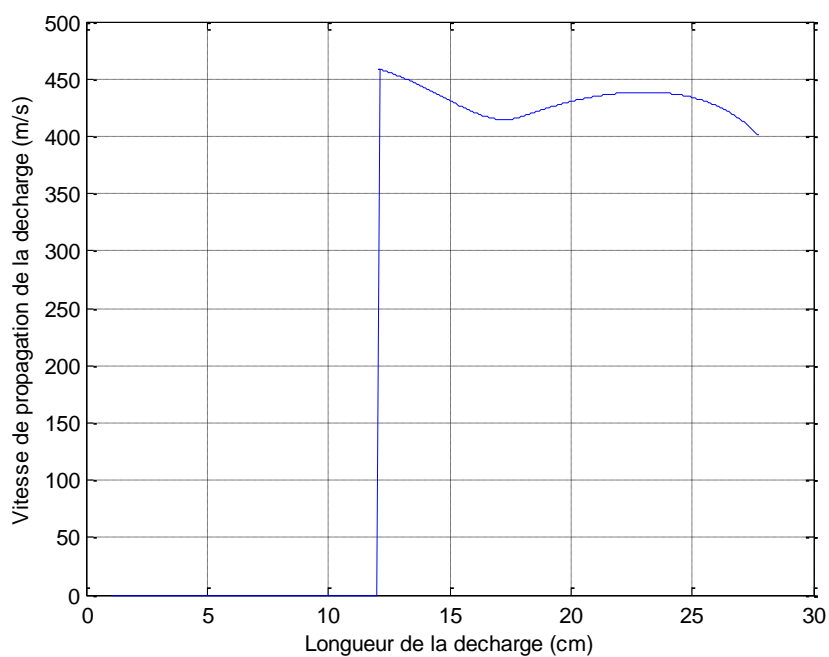


Figure 3.29 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0102 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.

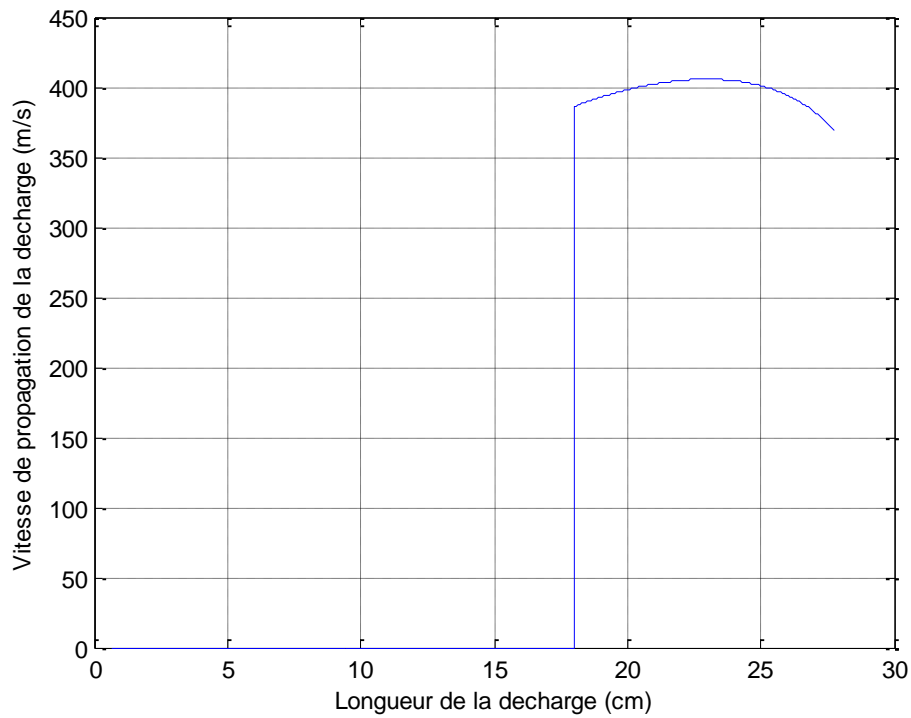


Figure 3.30 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $23 \mu\text{S}$.

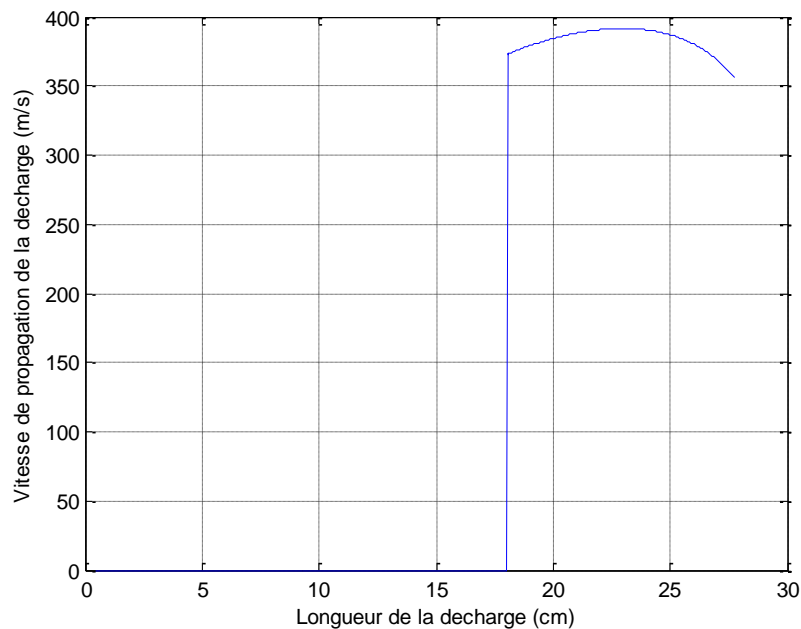


Figure 3.31 : Vitesse de propagation de la décharge en fonction de la longueur de la décharge pour une DDNS de 0.0501 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \mu\text{S}$.

D'après Al-Baghdadi et al [26], la vitesse de propagation de la décharge est proportionnelle au champ électrique de la décharge. D'autre part, le champ électrique de la décharge étant inversement proportionnel au courant de décharge, la vitesse de propagation sera inversement proportionnelle au courant de décharge et observera une évolution inverse ; elle diminuera de façon globale durant le contournement.

4. Simulation et validation en tension continue

4.1. Modèle expérimental

Les résultats expérimentaux sont tirés des essais effectués au laboratoire de haute tension du département d'électrotechnique de l'université Abderrahmane Mira de Bejaia [60]. Le modèle expérimental est constitué d'un isolateur en porcelaine, de forme cylindrique et sans ailettes. Cet isolateur est muni de deux électrodes en acier sous forme de bagues qui épousent parfaitement la forme de l'isolateur. La distance inter électrode est fixée à $L = 200$ mm durant tous les essais. Le diamètre de l'isolateur est $\Phi = 70$ mm. Les isolateurs sont maintenus verticalement, la borne haute tension est branchée à l'électrode du dessus et la terre à celle du bas.

La couche de pollution est constituée d'un mélange de Kaolin et de Chlorure de Sodium, dissout dans un litre d'eau distillée. La conductivité volumique est fixée en variant la concentration de Chlorure de Sodium aux valeurs $100 \mu\text{S}/\text{cm}$ et $300 \mu\text{S}/\text{cm}$. Les essais sont effectués en polarité positive et négative pour chaque conductivité volumique.

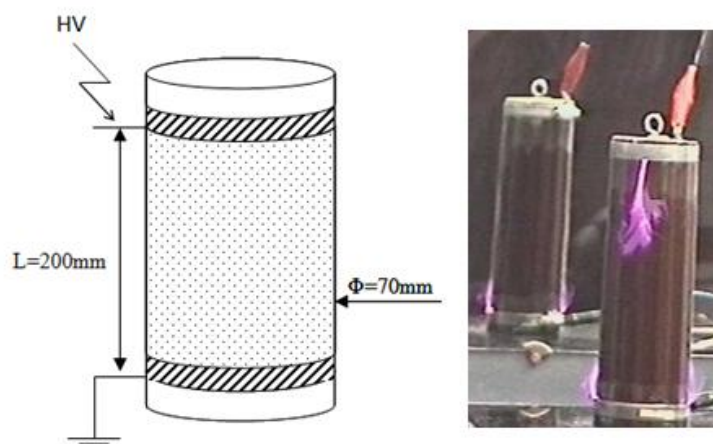


Figure 3.32 : Modèle cylindrique utilisé en tension continue

4.2. Simulation des différentes grandeurs

4.2.1. Courant de décharge

Le courant de décharge dépend de la valeur et de la polarité de la tension appliquée ainsi que de celle de l'impédance équivalente du système constitué par la décharge en série avec la couche de pollution. En régime stable, la tension augmente progressivement tandis que l'impédance équivalente du système diminue du fait de l'allongement de la décharge dont la résistance linéique est plus faible que celle de la couche de pollution. Ceci induit une augmentation progressive du courant de décharge. En régime dynamique, la tension est égale à la tension critique. L'impédance équivalente continue de diminuer et l'augmentation du courant est plus importante. Cette phase correspondant au saut final. Nous constatons (Figure 3.33, 3.35, 3.37 et 3.39) que la valeur du courant est influencée par deux paramètres. Ainsi, pour la même conductivité, la valeur du courant sera plus grande en polarité négative qu'en polarité positive. D'autre part, les valeurs du courant sont plus grandes pour une conductivité volumique plus élevée.

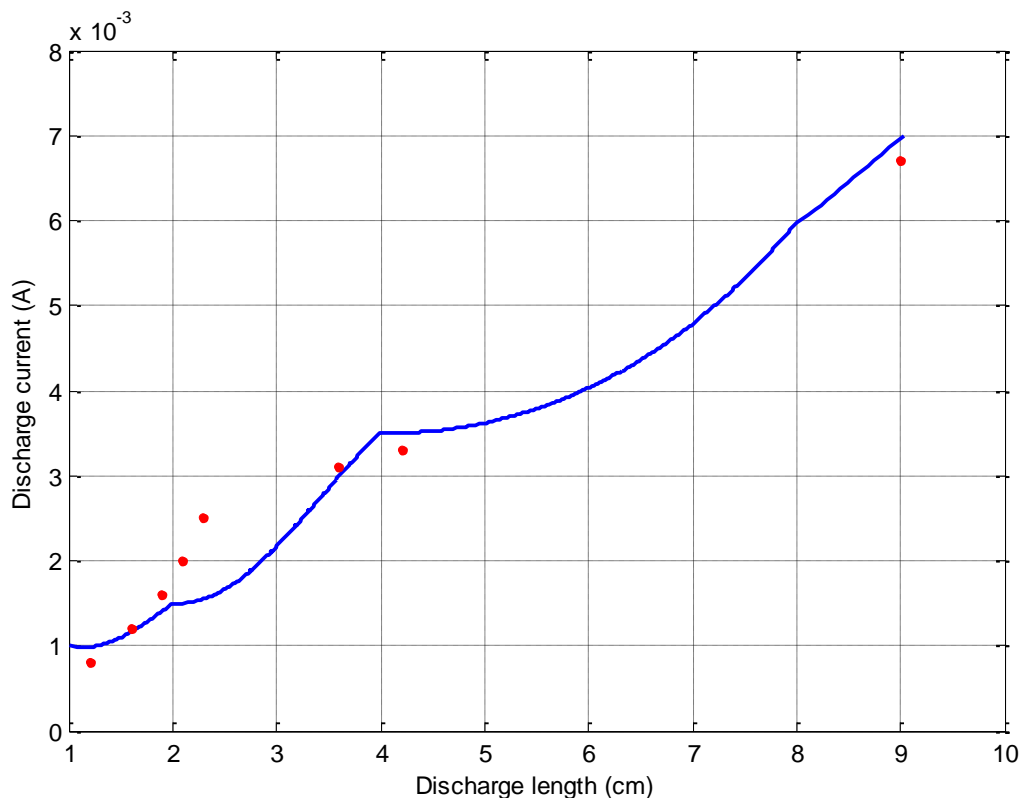


Figure 3.33 : Comparaison des valeurs expérimentales (en rouge) et simulées (en bleu) pour une conductivité volumique de 100 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité positive.

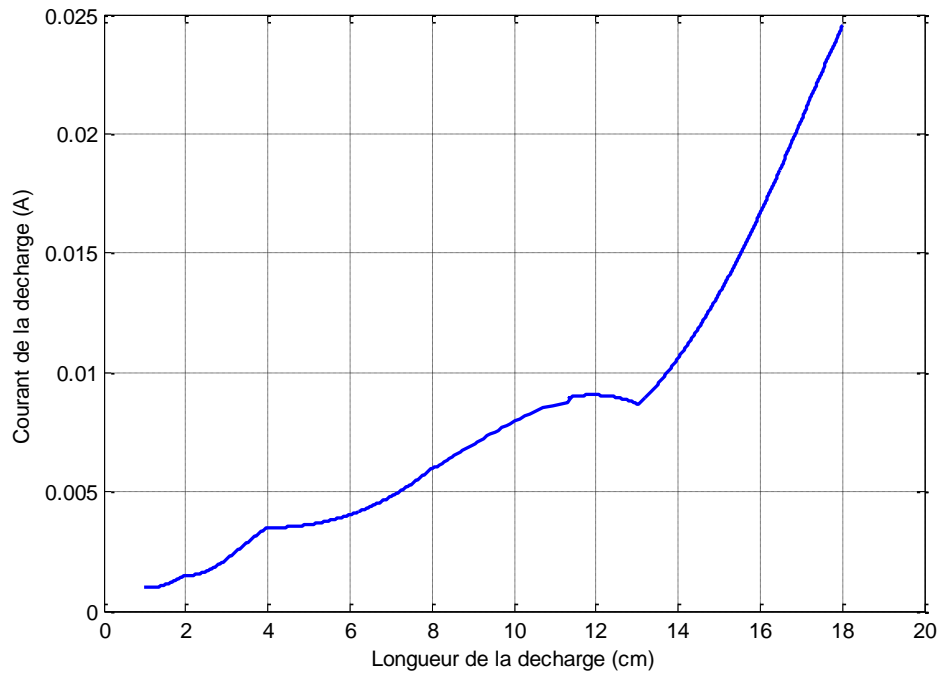


Figure 3.34 : Evolution du courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de 100 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité positive

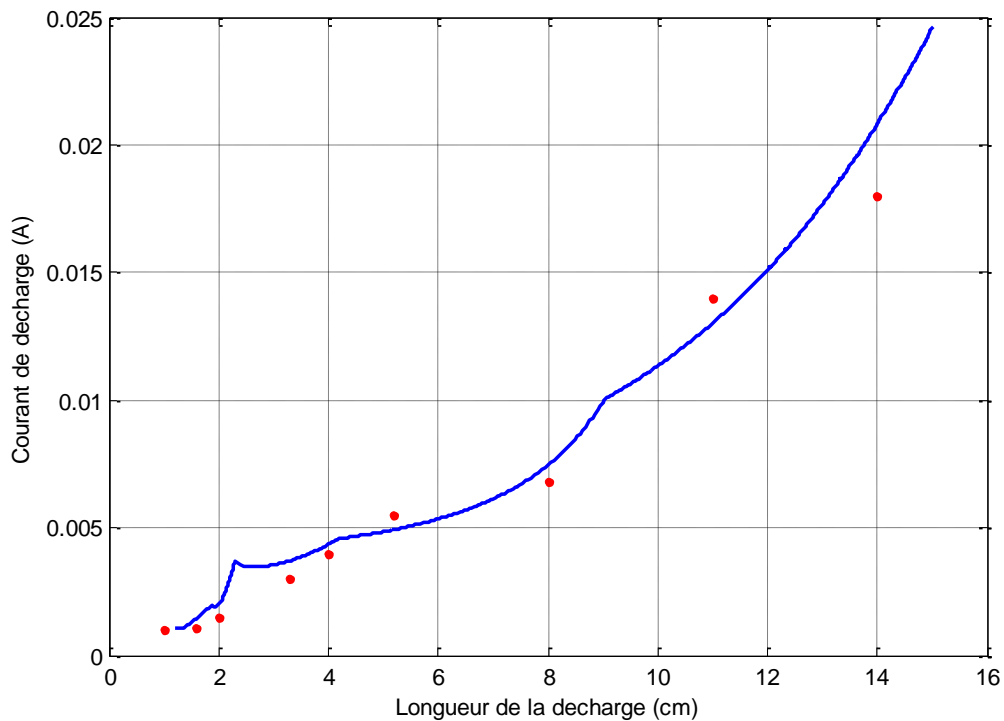


Figure 3.35 : Comparaison des valeurs expérimentales (en rouge) et simulées (en bleu) pour une conductivité volumique de 100 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité négative.

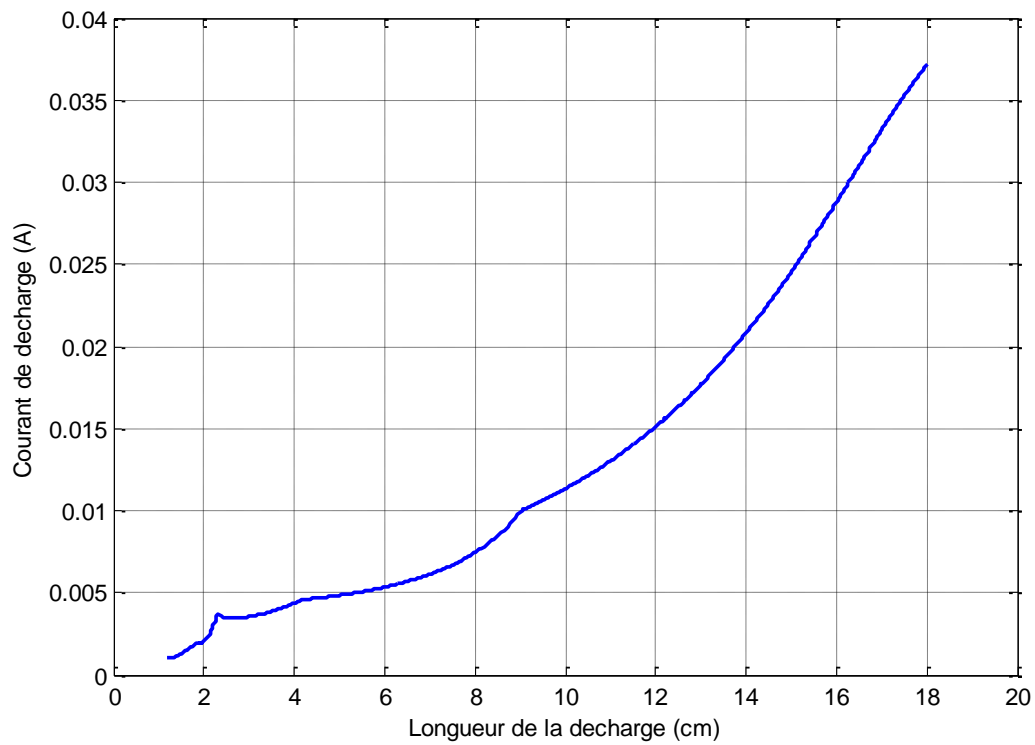


Figure 3.36 : Evolution du courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de $100 \mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité négative

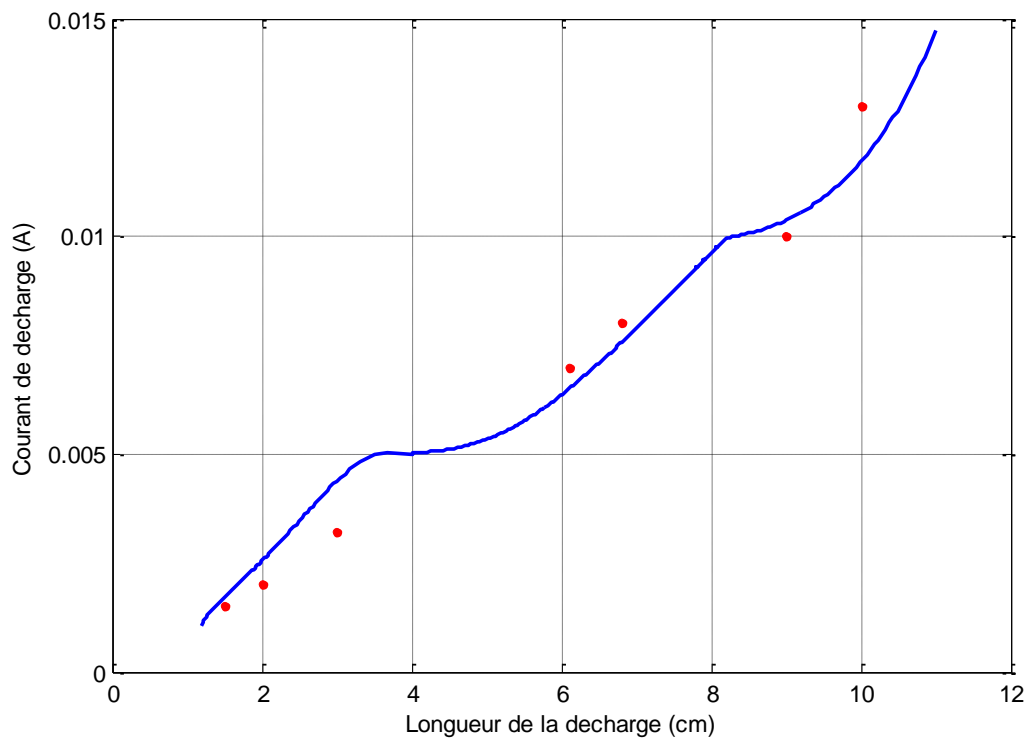


Figure 3.37 : Comparaison des valeurs expérimentales (en rouge) et simulés (en bleu) pour une conductivité volumique de $300 \mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité positive.

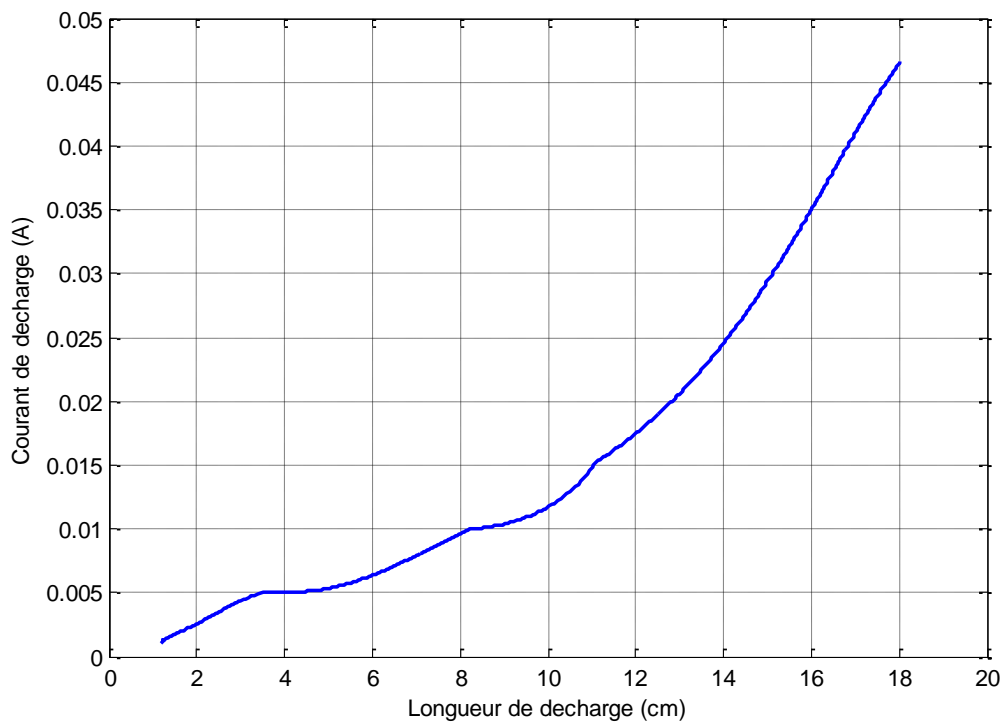


Figure 3.38 : Evolution du courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de 300 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité positive

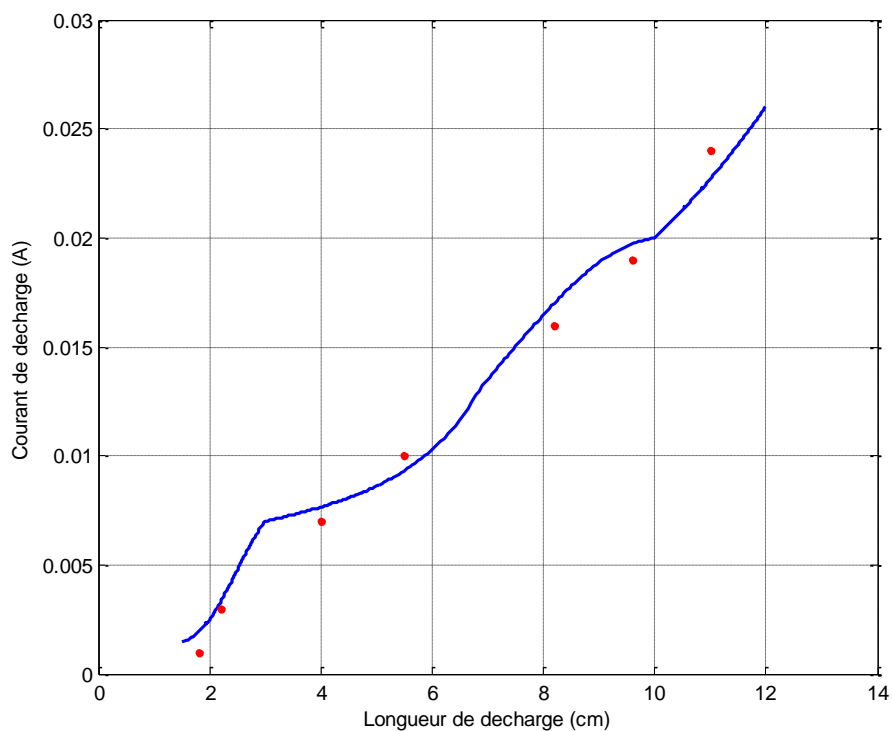


Figure 3.39 : Comparaison des valeurs expérimentales (en rouge) et simulés (en bleu) pour une conductivité volumique de 300 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité négative.

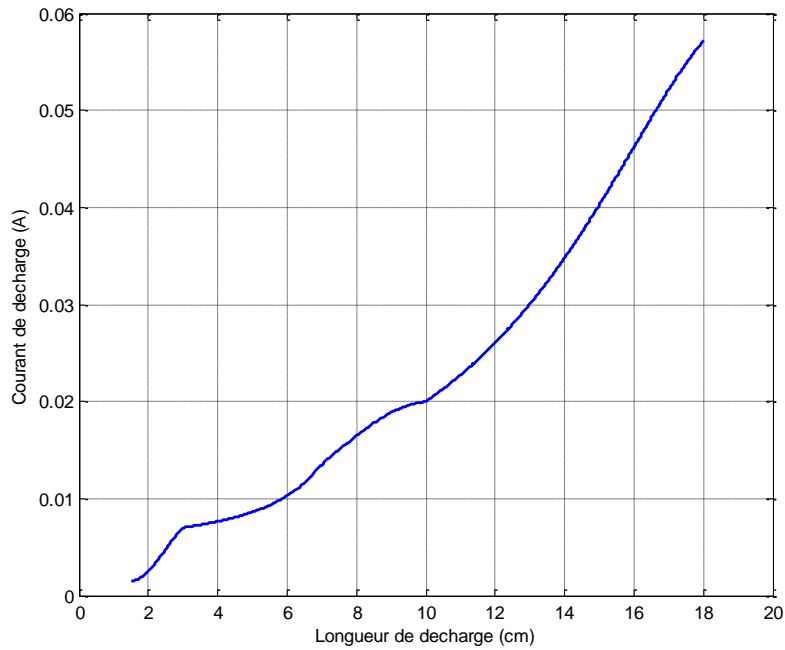


Figure 3.40 : Evolution du courant de décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de $300 \mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité négative

4.2.2. Rayon de décharge

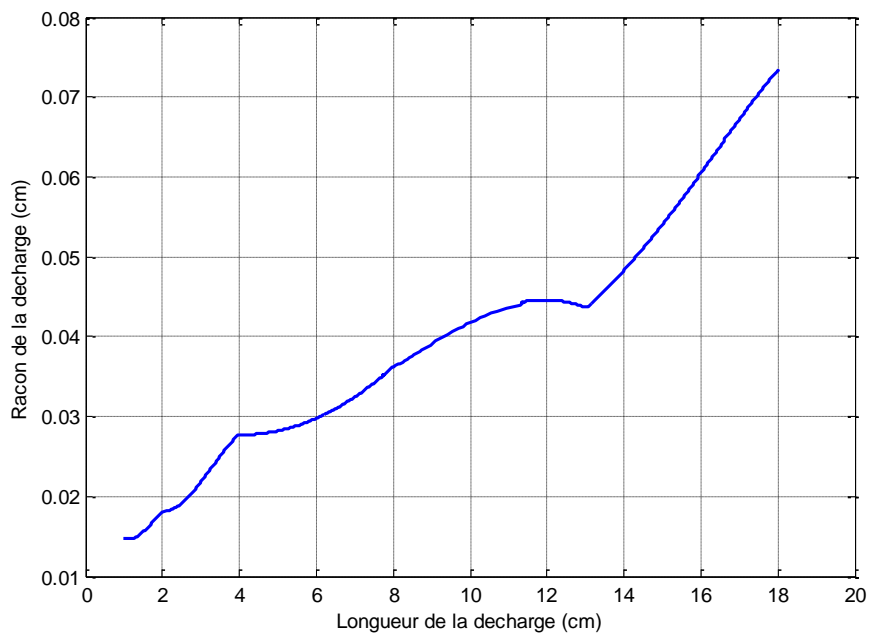


Figure 3.41 : Evolution du rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de $100 \mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité positive

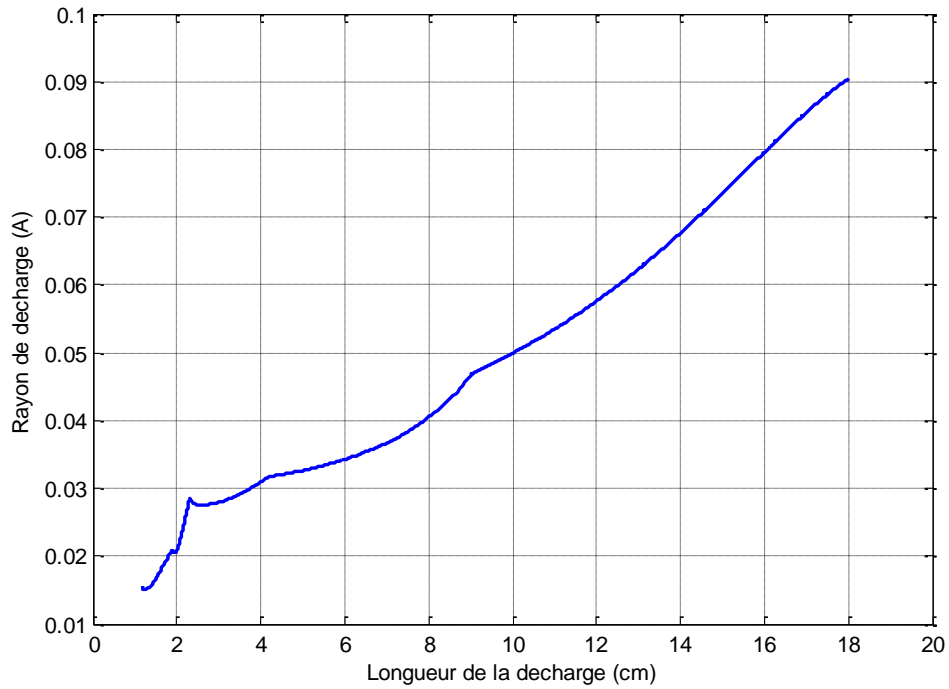


Figure 3.42 : Evolution du rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de 100 µS/cm en polarité négative

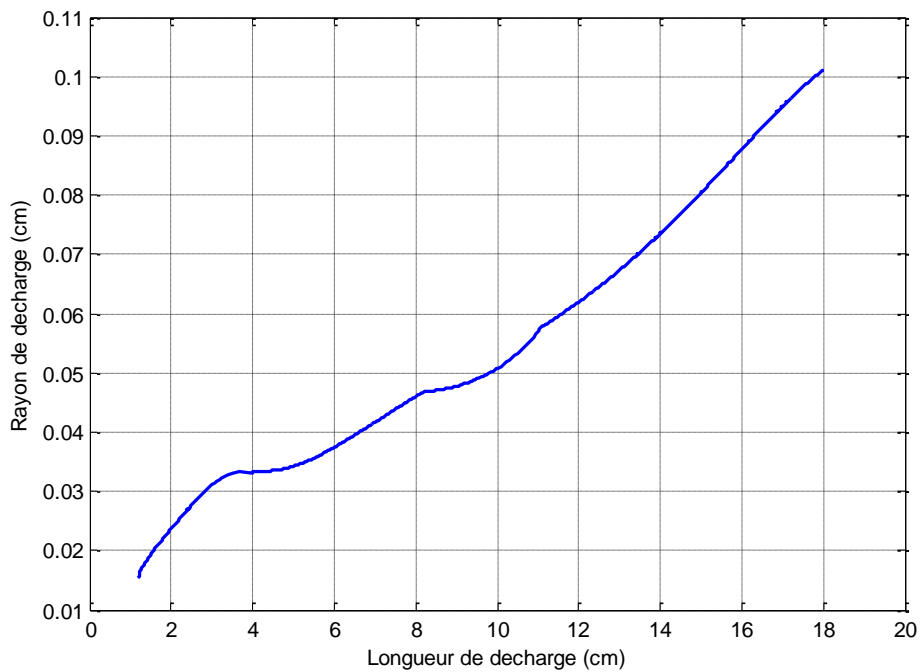


Figure 3.43 : Evolution du rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de 300 µS/cm en polarité positive

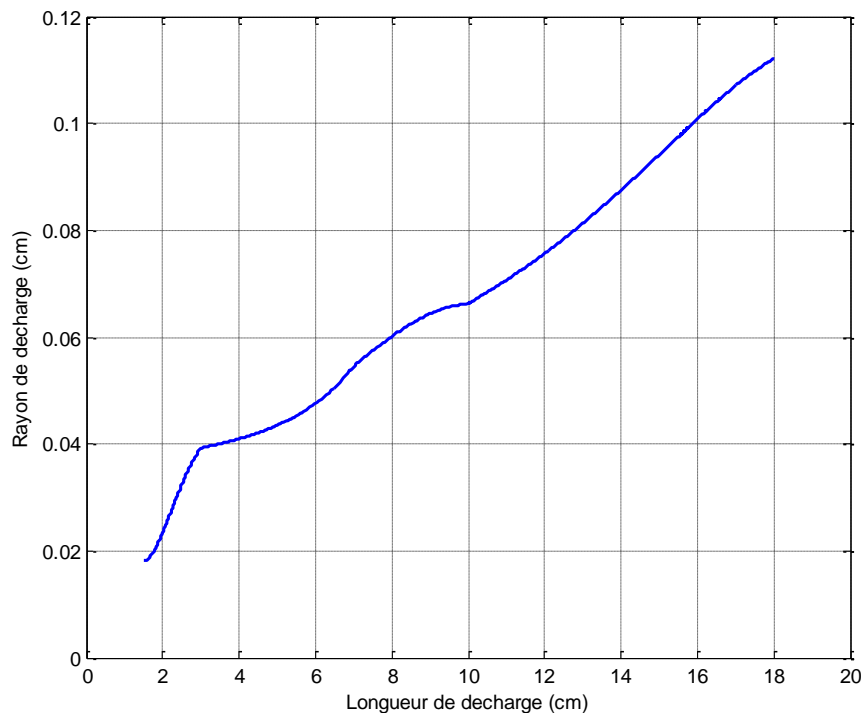


Figure 3.44 : Evolution du rayon de la décharge en fonction de la longueur de la décharge durant le contournement pour une conductivité de 300 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité négative.

Le rayon de la décharge dépend de l'intensité du courant de décharge selon l'équation de Wilkins [1]. Ainsi et comme dans les cas précédents, le rayon de la décharge est une image du courant de décharge et suit la même évolution que ce dernier durant le processus de contournement.

Par conséquent, les valeurs du rayon de décharge sont plus grandes en polarité négative et pour des conductivités volumiques plus importantes.

4.2.3. Température de la décharge

L'augmentation de la valeur du courant conduit à une augmentation du transfert de puissance électrique, en supposant que la totalité de cette puissance est dissipée par conduction thermique [7]. Ceci permet de dire que l'augmentation du courant de décharge conduit à une augmentation de la température de décharge.

Ainsi, la température de décharge sera plus grande en polarité négative et pour des conductivités plus importantes.

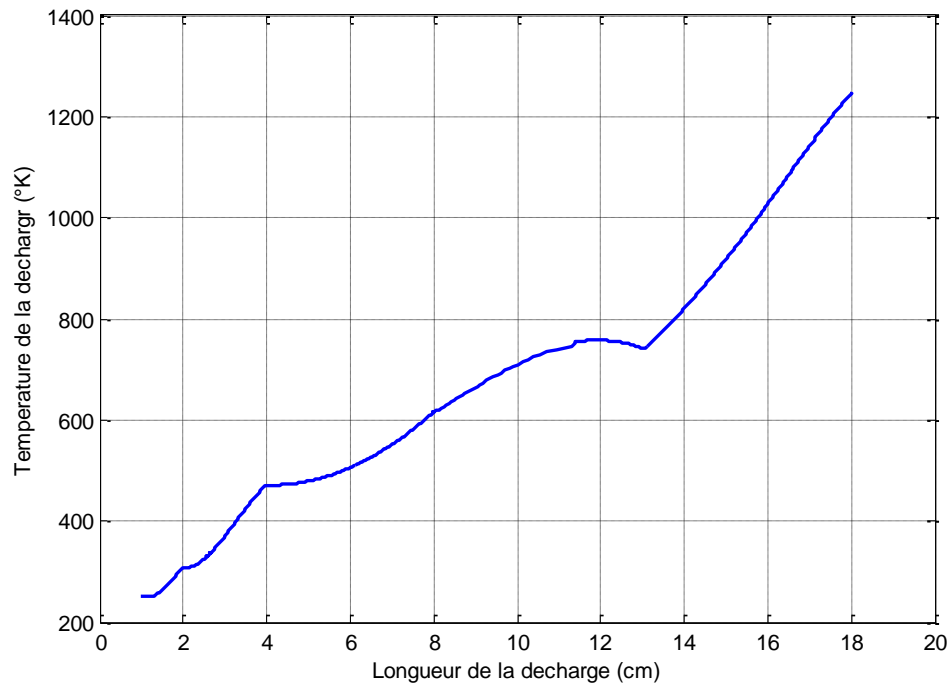


Figure 3.45 : Evolution de la température de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $100 \mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité positive

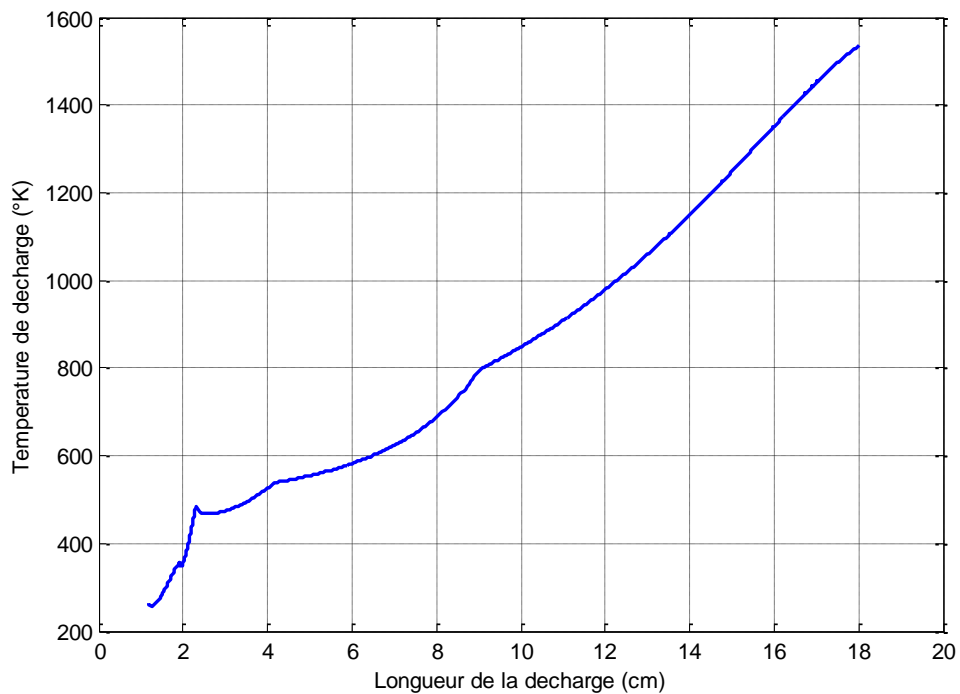


Figure 3.46 : Evolution de la température de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $100 \mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité négative.

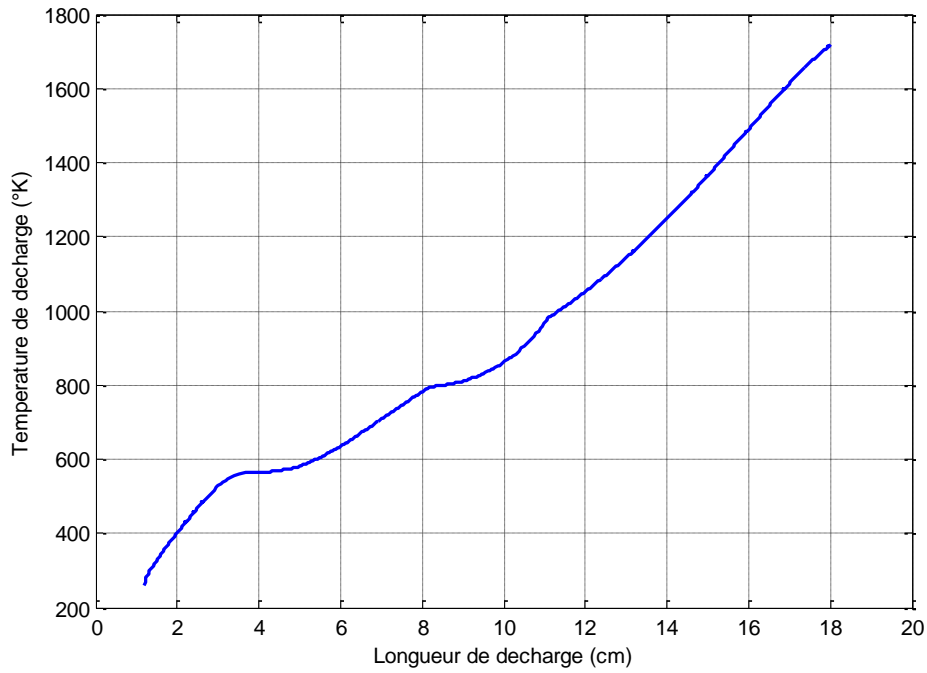


Figure 3.47 : Evolution de la température de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $300 \mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité positive

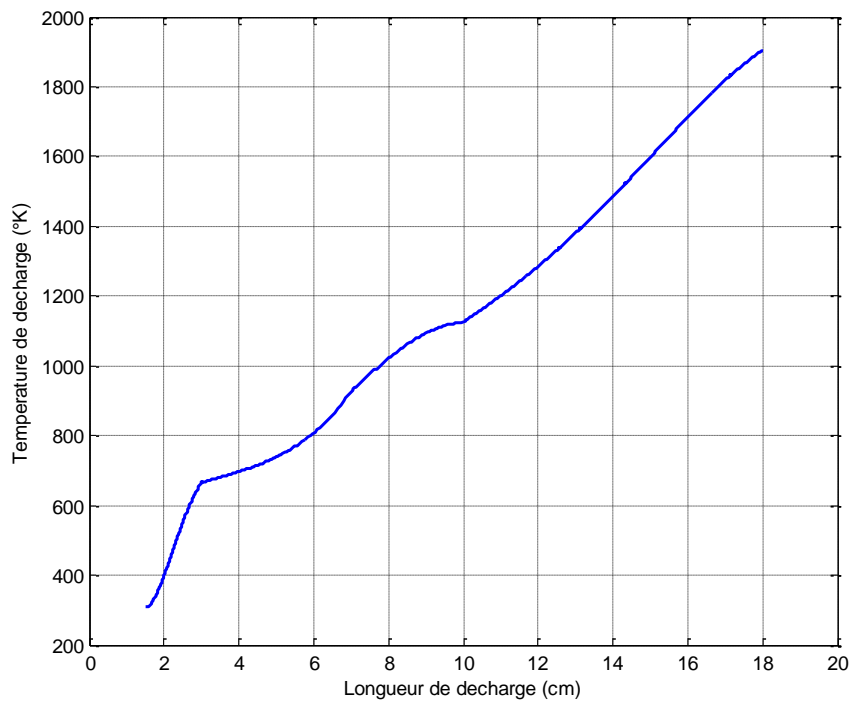


Figure 3.48 : Evolution de la température de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $300 \mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité négative

4.2.4. Résistance linéique de la décharge

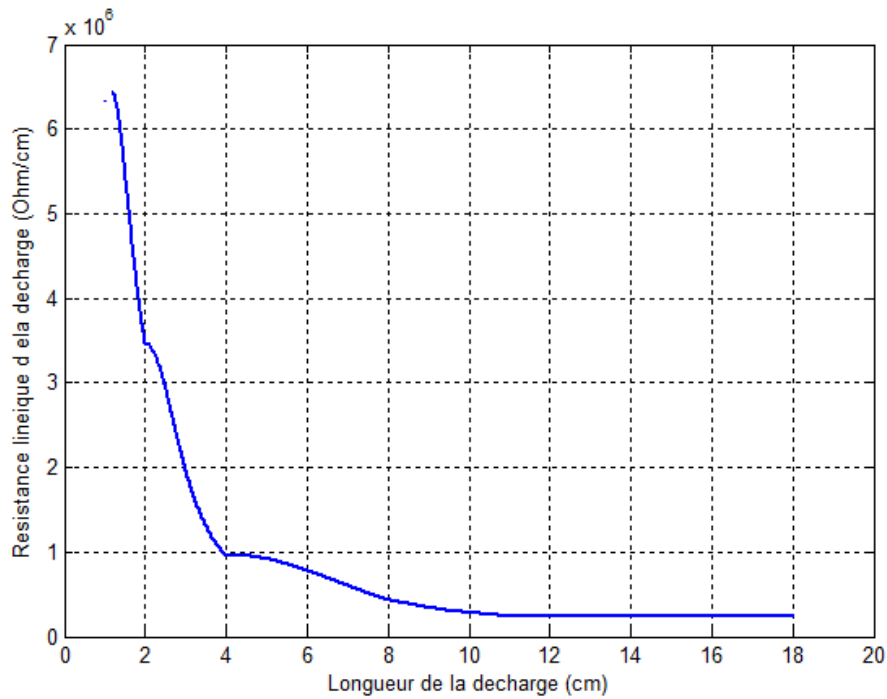


Figure 3.49 : Evolution de la résistance linéique de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de 100 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité positive

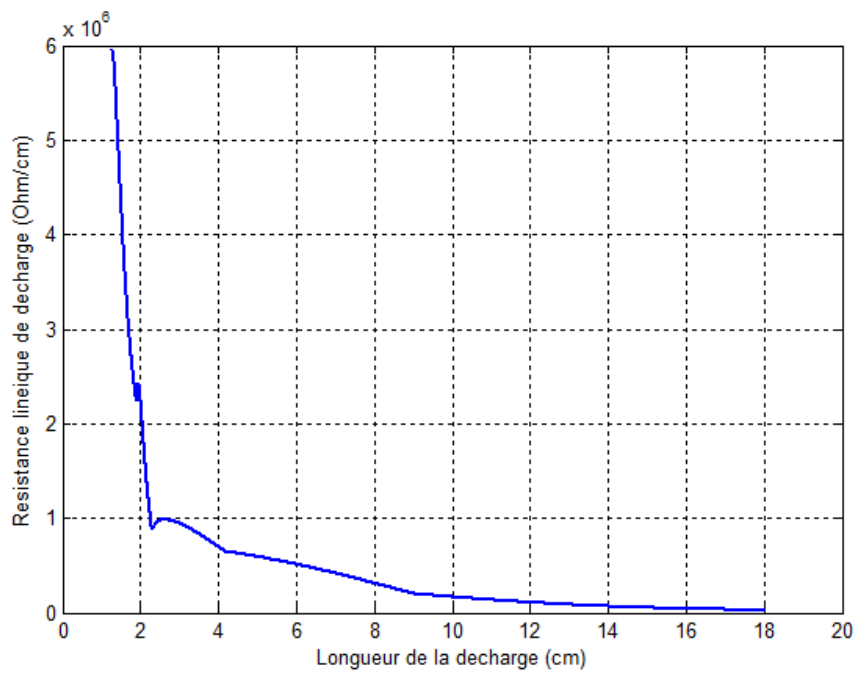


Figure 3.50 : Evolution de la résistance linéique de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de 100 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité négative

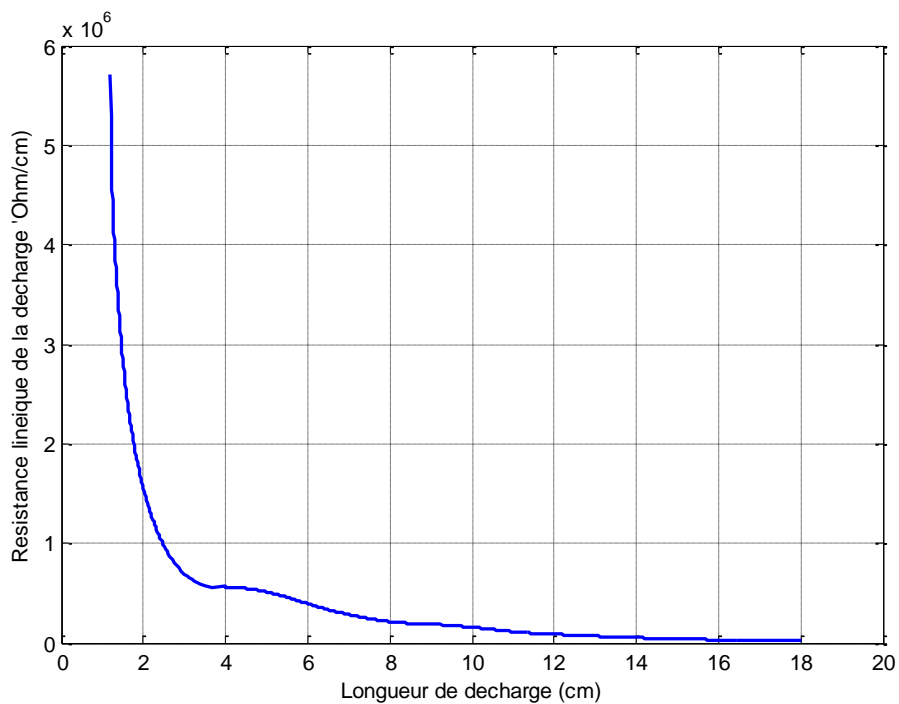


Figure 3.51 : Evolution de la résistance linéique de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $300 \mu\text{S/cm}$ en polarité positive

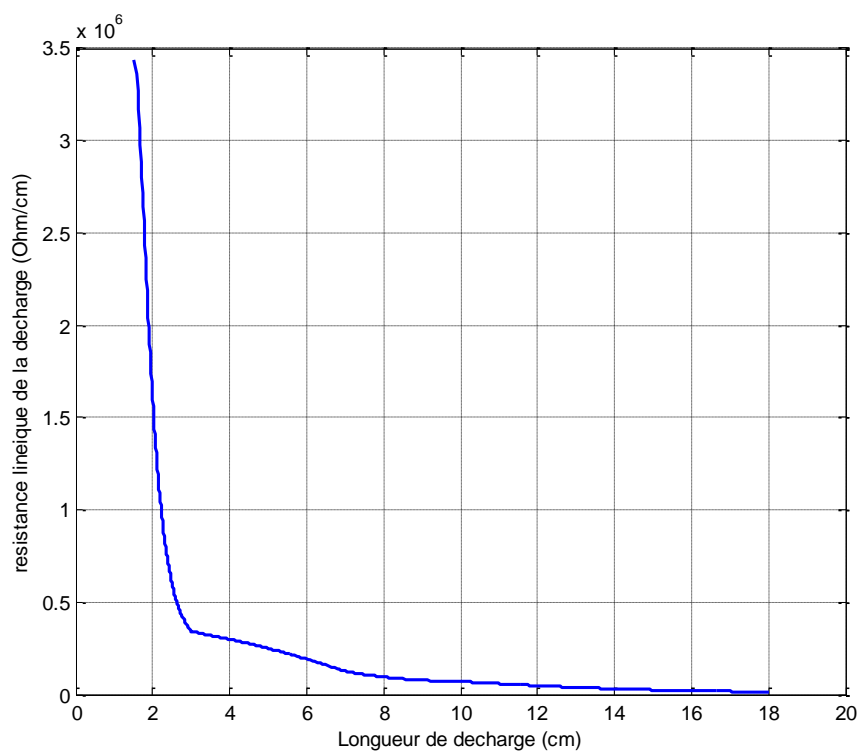


Figure 3.52 : Evolution de la résistance linéique de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $300 \mu\text{S/cm}$ en polarité négative

L'augmentation du courant de décharge conduit à une augmentation de la quantité de porteurs de charge. D'autre part, d'après l'équation de Saha [9,10], une augmentation de la température conduit à une augmentation du degré d'ionisation du milieu. Ce qui conduit à une diminution progressive de la résistance de la décharge quand le courant de décharge augmente comme observé, ce qui en accord avec l'équation de Fridman [9].

Ainsi, la résistance linéique de la décharge sera moins grande en polarité négative et pour des conductivités plus grandes (Figures 5.17, 5.18, 5.19 et 5.20).

4.2.5. Vitesse de la décharge

D'après Al-Baghdadi et al [26], la vitesse de propagation de la décharge est proportionnelle au champ électrique de la décharge. Ainsi, la vitesse de propagation observera la même évolution que le champ électrique de la décharge, les valeurs observées correspondent à ce qui a été trouvé dans d'autres travaux [44,49].

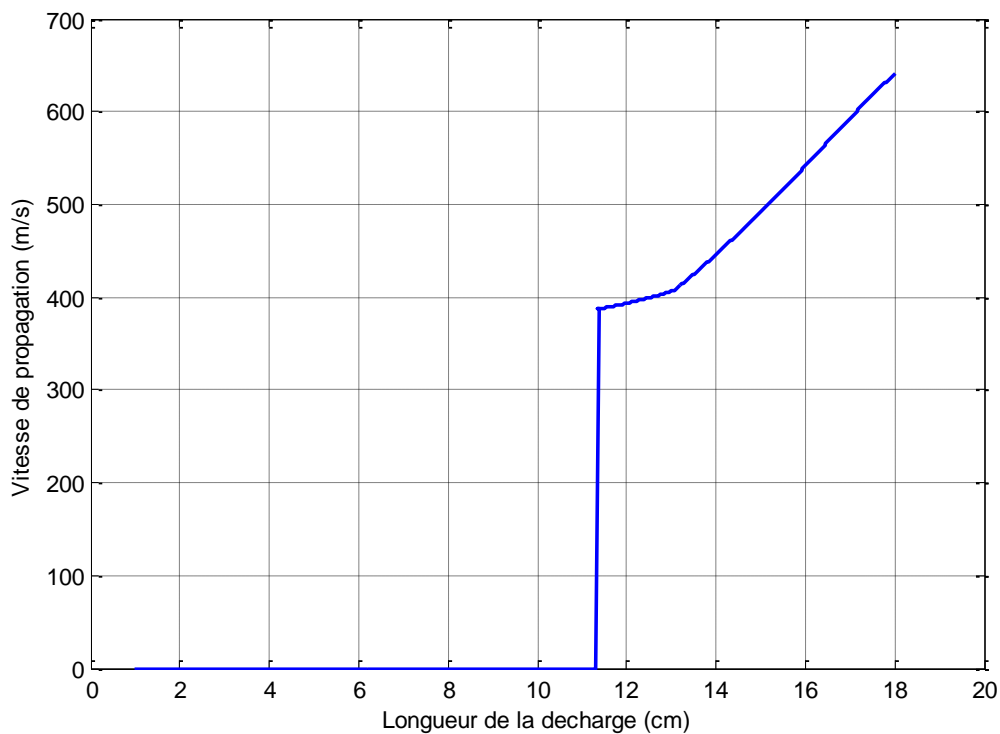


Figure 3.53 : Evolution de la vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de 100 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité positive

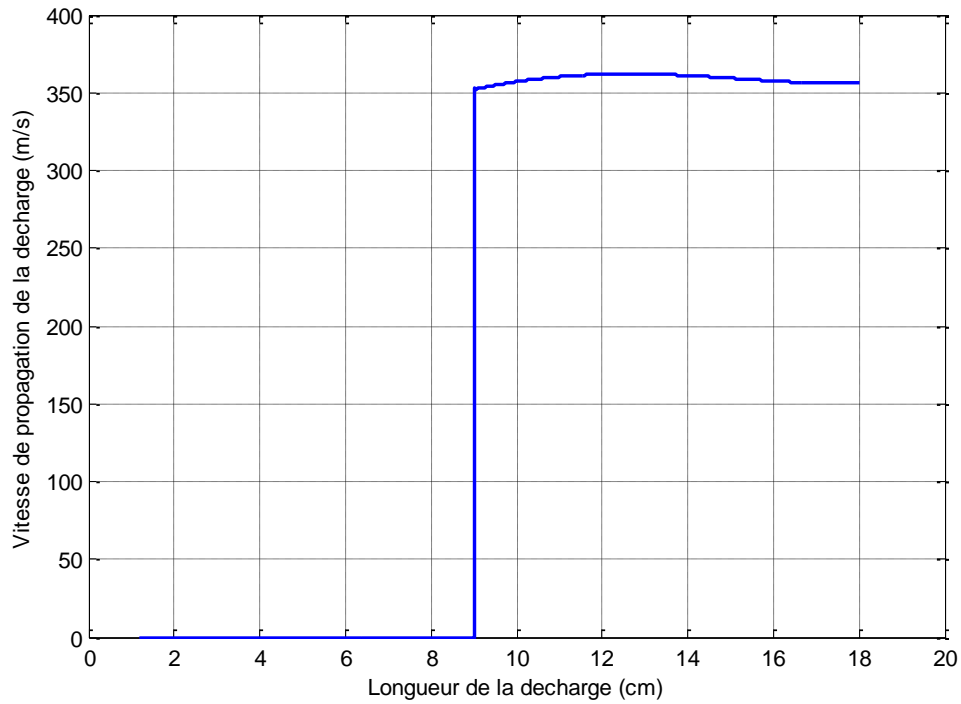


Figure 3.54 : Evolution de la vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $100 \mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité négative

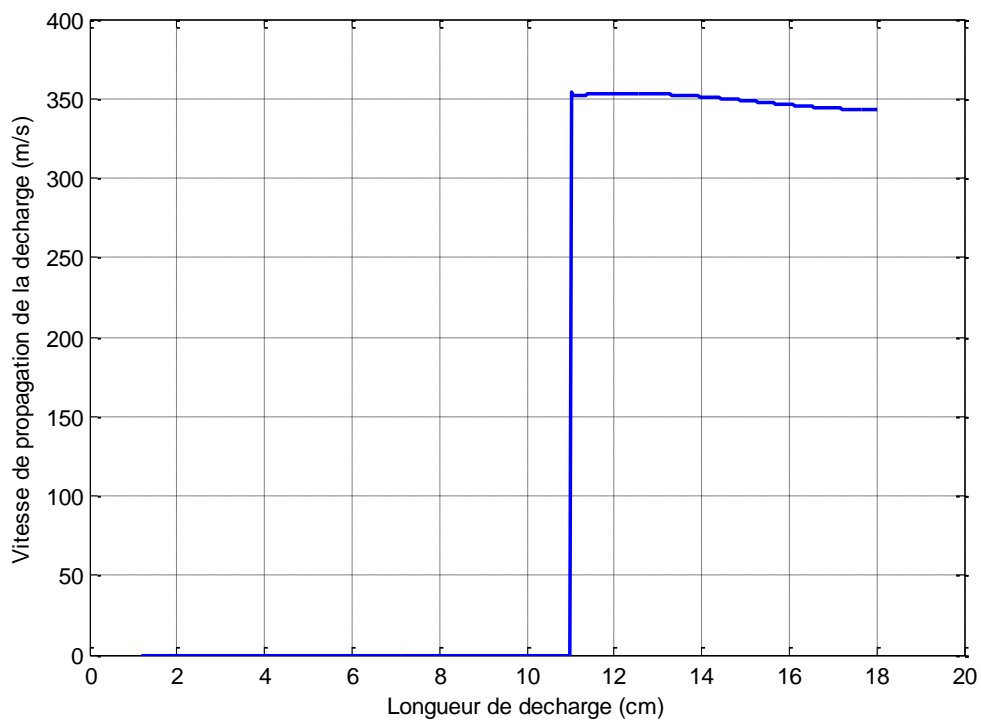


Figure 3.55 : Evolution de la vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $300 \mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité positive

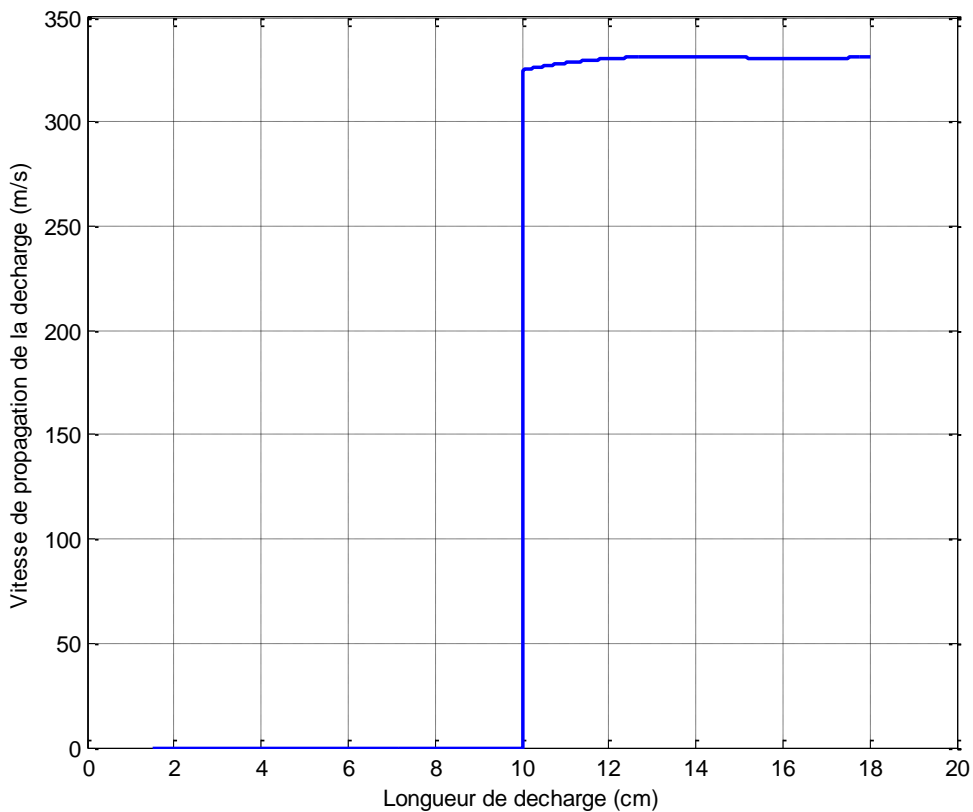


Figure 3.56 : Evolution de la vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de $300 \mu\text{S/cm}$ en polarité négative

5. Discussion

Le modèle élaboré dans ce chapitre permet d'étudier les différents paramètres du contournement. Ceci aussi bien en tension continue qu'en tension alternative.

Contrairement aux modèles précédents traitant le régime stable et le régime instable séparément, le modèle élaboré traite les deux régimes à la fois. Ainsi, le régime stable est caractérisé par un modèle statique et une fois les conditions critiques atteintes, la décharge passera en régime instable étudié par un modèle dynamique. Les valeurs finales du modèle statique sont les valeurs initiales du modèle dynamique. Les paramètres étudiés sont : Le courant, le rayon, la température, la résistance linéique et la vitesse de propagation de la décharge.

Les équations, présentes dans la littérature, permettant de calculer la résistance linéique de la décharge sont empiriques [4-6, 8, 9, 20]. Dans les principaux modèles [13-19], la résistance linéique de la décharge est fréquemment calculée par le biais de l'équation de Mayr.

$$\frac{1}{r_d} \frac{dr_d}{dt} = \frac{1}{\tau} \left(1 - \frac{r_d I_d^2}{P_0} \right). \quad (3.50)$$

Où r_d , I_d , τ et P_0 sont respectivement la résistance linéique de la décharge, le courant de la décharge, la constante de temps de la décharge ainsi que le rapport de transfert thermique.

Cependant, l'usage de cette équation nous contraint à considérer le rayon de la décharge comme étant constant, ce qui est en contradiction avec la réalité physique illustrée par l'équation de Wilkins [1] donnant le rayon variable en fonction du courant. Dans notre modèle, le rayon de la décharge a été pris comme variable. De plus, le caractère dynamique de cette fonction, faisant intervenir le paramètre temps, fait que cette équation ne peut être élargie au régime stable où la décharge observe une évolution statique indépendante du temps. La méthodologie utilisée permet de calculer la résistance linéique de la décharge en régime stable et instable.

Dans le cadre du modèle proposé et afin de calculer la résistance linéique de la décharge, une nouvelle équation a été proposée. Cette équation a la particularité d'être analytique en opposition aux équations précédemment établies et qui elles, sont empiriques. De plus, contrairement à l'équation de Mayr, cette équation est valable en régime stable et instable et considère le rayon de la décharge comme étant variable, conformément à la réalité physique et à l'équation établie par Wilkins [1] donnant le rayon de la décharge en fonction du courant.

Afin de valider l'équation établie, nous simulons les variations de la résistance linéique de la décharge par le biais de cette équation et également les équations les plus présentes dans la littérature à savoir : l'équation d'Ayrton [51] (eq 3.11), en noir l'équation de Fridmann [10] (eq 1.8) et en vert : l'équation de Mayr [20] (eq 1.9). Pour le modèle plan utilisé dans le cas d'une tension alternative pour une densité de dépôt non soluble de 0.0308 g/cm^2 et une conductivité surfacique de $30 \text{ }\mu\text{S}$.

Nous observons une concordance entre les résultats trouvés par la nouvelle équation élaborée et les équations déjà présentes dans la littérature.

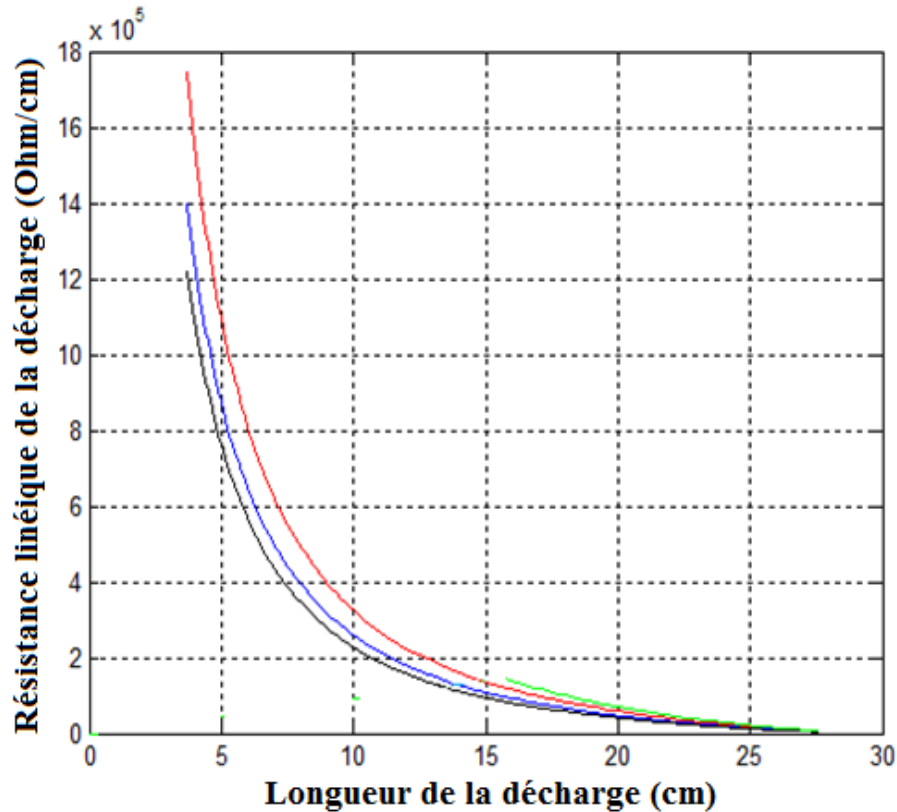


Figure 3.57 : Evolution de la vitesse de propagation de la décharge en fonction de sa longueur durant le contournement pour une conductivité de 300 $\mu\text{S}/\text{cm}$ en polarité négative

6. Conclusion

Dans ce chapitre, le modèle élaboré a été simulé et validé expérimentalement. Les paramètres simulés sont le courant, la longueur, le rayon, la température, la résistance linéique ainsi que la vitesse de propagation de la décharge. Ceci pour différentes quantités de dépôt polluant. Une nouvelle équation permettant de calculer la résistance linéique de la décharge a été établie. Cette équation possède la particularité d'être analytique contrairement aux équations existantes lesquelles sont des équations empiriques.

Une bonne concordance a été observée entre les résultats simulés et expérimentaux du courant de fuite et de la tension appliquée pour différentes valeurs de la longueur de la décharge.

Au travers de son influence sur l'évolution du courant, le degré de pollution (conductivité et répartition) influe sur tous les autres paramètres cités plus haut. De plus la polarité influe sur la rigidité diélectrique du système et sur l'amplitude du courant de décharge.

Conclusion générale

Le travail effectué a consisté à élaborer deux modèles permettant de caractériser le phénomène du contournement des isolateurs de haute tension recouverts d'une couche de pollution et de quantifier l'évolution des différents paramètres de ce phénomène.

Le premier modèle constitue un outil pour étudier le contournement des isolateurs recouverts d'une couche de pollution continue sous tension alternative. Dans le cadre de ce modèle, en partant d'un bilan d'énergie, une nouvelle approche a été introduite pour déterminer la température ainsi que la résistance linéique de la décharge. Ainsi, une relation a été établie permettant de déterminer la température de la décharge à partir du courant de décharge. Par la suite, en partant de la température et du courant de décharge, la résistance linéique de la décharge a été déterminée à son tour. Dans les principaux modèles existants, l'équation de Mayer est utilisée pour déterminer la résistance linéique de la décharge. Cependant, cette équation présente deux limites :

- L'usage de cette équation nous oblige de supposer que le rayon de la décharge est constant ce qui est contradiction avec la réalité physique (voir équation de Wilkins - Chapitre 1).
- L'équation de Mayer est une équation dynamique, ainsi elle ne peut être élargie au régime stable de la décharge ou cette dernière observe une évolution statique et ou le facteur temps n'intervient pas.

Dans le calcul de la résistance linéique dans le modèle présent, le rayon de la décharge a été pris comme variable, conformément à la réalité physique, de plus, la méthodologie utilisée peut être valable aussi bien en régime stable dans le cadre d'une évolution statique de la décharge qu'en régime instable ou cette dernière observera une évolution dynamique. En plus du courant, de la température et de la résistance linéique de la décharge, d'autres paramètres ont été calculés tels que la vitesse de propagation ainsi que le rayon de la décharge. Afin de valider le modèle élaboré, nous avons comparé les valeurs simulés et expérimentales du courant de décharge ainsi que celle de la tension appliquée pour différentes valeurs de la longueur de la décharge, ce qui a donné une bonne concordance.

Le second modèle est valable en tension alternative et continue pour une pollution quelconque. Dans ce modèle, une nouvelle équation a été proposée pour calculer la résistance linéique de la décharge, en partant du même bilan d'énergie utilisé dans le précédent modèle

et à travers quelques formulations mathématiques. Outre le fait qu'elle dépasse les limites de l'équation de Mayer énoncées plus haut, cette équation présente une particularité majeure du fait qu'elle soit une équation analytique, là où toutes les équations utilisées pour déterminer la résistance linéique de la décharge durant le contournement des isolateurs de haute tension sont empiriques (voir chapitre 1). Ce modèle permet de calculer le courant, le rayon, la température, la résistance linéique ainsi que la vitesse de propagation de la décharge. Afin de valider le modèle en alternatif, les valeurs simulés et expérimentales du courant de décharge et de la tension appliquée pour différentes valeurs de la longueur de la décharge ont été comparées. Dans le cas de la tension continue, les valeurs expérimentales et simulées du courant ont été comparées. Dans les deux cas une bonne concordance a été observée.

Il est observé que la conductivité et la répartition de la couche de pollution, ainsi que la polarité en tension continue influent sur l'évolution en termes de valeurs et d'allure du courant de décharge par le biais de ce dernier sur les autres paramètres tels que le rayon, la température, la résistance linéique ainsi que sur la vitesse de propagation de la décharge.

Etant indépendants dans leurs structures du type, géométrie et dimensions de l'isolateur, ces deux modèles peuvent être élargis à tout type d'isolateur. De plus ils peuvent être appliqués à différents types de pollution : saline, désertique, glace etc...

References bibliographiques

- [1] R. Wilkins, "Flashover Voltage of HV Insulators with Uniform Surface Pollution Films", Proc IEE, Vol. 116, pp. 457-465, 1969.
- [2] S. Farokhi, M. Farzaneh and I. Fofana, "The effect of polarity on dc arc development over an ice surface", J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 18520, 2010.
- [3] T. Matsumoto, M. Ishi, T. Kawamura, "Optoelectronic measurement of partial arcs on contaminated surface", IEEE Trans. on Electr. Insul., Vol. 19, pp 531-548, 1984.
- [4] P. Flesch, "Light and light sources ... High density discharge lamps", Springer, 2006.
- [5] L. Spitzer, "Physics of Fully Ionized Gases", Interscience, New York, 1956.
- [6] C. Tavakoli, M. Farzaneh, I. Fofana and A. Beroual, "Dynamics and Modelling of AC Arc on Surface of Ice", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul, Vol 13, No. 6, pp. 1278-1285, December 2006.
- [7] Mohammed El-Amine Slama, " Étude expérimentale et modélisation de l'influence de la constitution chimique et de la répartition de la pollution sur le contournement des isolateurs HT", Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon, 2011.
- [8] H. K. Kuiken, "An asymptotic treatment of the Elenbaas-Heller equation for a radiating wall-stabilized high-pressure gas-discharge arc", J. Appl. Phys. 70 (10), 15, pp. 5282-5291, November 1991.
- [9] A. A. Fridman et al, "Gliding arc discharge", Progress in Energy Combustion Science 25, Elsevier Sciences Ltd, pp. 211-231, 1999.
- [10] Y. P. Raizer, "Gaz Discharge Physics", Springer, 1991.
- [11] A. A. Fridman, "Plasma chemistry", Cambridge University Press, 2008.
- [12] K. Haji, Y. Zhu, M. Otsubo and T. Sakoda, "Studies on erosion of silicone rubber exposed to partial arc discharge", Polymer degradation and stability, Vol. 93, pp. 2214-2221, 2008.
- [13] F. A. M. Rizk and D. H. Nguyen, "Digital Simulation of Source Insulator Interaction in V V D C Pollution Tests", IEEE Trans. on Power Delivery, pp. 405-410, 1988.

- [14] S. Anjana and C. S. Lakshminarasimha, "Computed of Flashover Voltages of Polluted Insulators Using Dynamic Arc", Model, 6th International Symposium on High Voltage Engineering, paper 30.09, New Orleans, USA, 1989.
- [15] N.Dhahbi-Meghriche and A.Beroual "evaluation and polluted insulators flashover voltage for different waveform using an equivalent electrical network model", 11th international symposium and high voltage engineering, London UK 1999.
- [16] Siméon Diampeni Kimbakla, "modélisation dynamique des décharges se propageant sur les surface isolantes pollués avec des dépôts discontinues sous différentes formes de tension", Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon, 2007.
- [17] M.El-A. Slama, H. Hadi and S. Flazi, " Dynamic Modeling of the Temporal Evolution of DC Flashover Discharge Current with Liquid Electrolyte and Ice Pollution Layer", 978-1-4244-0446-9/07/\$25.00 @2007 IEEE.
- [18] S. Taheri, M. Farzaneh and I. Fofana, "Improved Dynamic Model of DC Arc Discharge on Ice-covered Post Insulator Surfaces", *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 21, No. 2; April 2014*
- [19] N.Dhahbi-Meghriche and A.Beroual "Self-Consistent Multi-arcs Dynamic Model for High Voltage Polluted Insulators", *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 23, No. 5; October 2016.*
- [20] O. Mayer, "Beitrag zur Theorie der Statischen und der Dynamishchen Litchbogens", Arch. f. Elektrotechnik, Vol 37, pp. 588-608, 1943.
- [21] M Ishii and H. Ohashi, "Polarity Effect in dc Withstand Voltages of Contaminated Surfaces" IEEE Trans. on Electrical Insulation Vol. 23 No. 6, pp. 1033-1042, December 1988.
- [22] K. Haji, Y. Zhu, M. Otsubo and T. Sakoda, "Studies on erosion of silicone rubber exposed to partial arc discharge", Polymer degradation and stability, Vol. 93, pp. 2214-2221, 2008.
- [23] Farid Hadjrioua; Djillali Mahi; Mohammed El-Amine Slama, "Studies on erosion of silicone rubber exposed to partial arc discharge", IET Journals & Magazines, Year: 2017, Volume: 11, Issue: 2 Pages: 427 – 436.
- [24] V. P. Belosheev, "Study of the leader of a spark discharge over a water surface", Tech. Phys. 43, pp. 783–789, 1998.

- [25] F. Rizk, "Mathematical Models for Pollution Flashover", *Electra*, Vol. 78, pp. 71-103, 1981.
- [26] R. Wilkins and A. A. J. Al-Baghdadi, "Arc Propagation along an Electrolytic Surface", *Proc. IEE*, Vol. 118, pp. 1886-1892, 1971.
- [27] F. A. M. Rizk, "Application of Dimensional Analysis to Flashover Characteristics of polluted Insulators", *Proc. IEE*, Vol. 117, pp. 2257-2260, 1970.
- [28] E.H.A.M. Rahal, "Sur les Mécanismes Physiques du Contournement des Isolateurs Haute Tension", Thèse Sciences Physiques, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1979.
- [29] A. Beroual A. "Electronic gaseous process in the breakdown phenomena of dielectric liquids", *J. Appl. Phys.* 73 (9), pp. 4528-4533, 1993.
- [30] D.A. Swift, "Flashover of polluted Insulators: Electric Field in the Arc", 6th International Symposium of H.V. Engineering, New Orleans, paper N°30.10, Sep 1989.
- [31] P. S. Ghosh, S. Chakravorti and N. Chatterjee, "Estimation of Time to Flashover Characteristics of Contaminated Electrolytic Surfaces Using a Neural Network", *IEEE Trans. on Diel and Elect. Insul.*, Vol. 2, N°. 6, pp. 1064-1076, December 1995.
- [32] P. S. Ghosh and N. Chatterjee, "Polluted Insulator Flashover Model for AC Voltage", *IEEE Trans. on Diel. and Elect. Insul.*, vol. 2, N°. 1, pp. 128-136, February 1995.
- [33] R. Matsuoka, K. Kondo, K. Naito and M. Ishii, "Influence of Non Soluble Contaminants on the Flashover Voltage of Artificially Contaminated Insulators", *IEEE, Trans. on Power Delivery*, Vol. 11, N°. 1, January, 1996.
- [34] Michel Pollentes, "Sur l'utilisation de Modèles de Laboratoire pour l'Etude de la Tenue au Contournement des Isolateurs Pollués", Thèse de l'Université Paul Sabatier Toulouse, 1996.
- [35] G. Pyrène and A. M. Rahal, C. Huraux, "Flashover of a Liquid Conducting Film, part 2: Time to Flashover-Mechanisms", *IEEE Trans. on Elect. Insul.*, Vol. 17, N°. 1, pp. 10-19, 1982.
- [36] A. M. Rahal and C. Huraux "Flashover Mechanism of High Voltage Insulators", *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems*, vol. Pas-98, N°. 6, pp. 2223-2230, 1979.
- [37] F. Obenaus, "Fremdschichtüberschlag und Kriechweglänge", *Deutsche Electrotechnik*, Vol. 4, pp. 135-136, 1958.

- [38] D. F. Peelo, "Current Interruption Using High Voltage Air – Break Disconnectors", Eindhoven, Technische Universiteit Eindhoven, Proefschrift, 2004.
- [39] P. S. Gohsh, S. Chakravorti and N. Chatterjee, "Estimation of Time to Flashover Characteristics of Contaminated Electrolytic Surfaces using a Neural Network", IEEE Trans. on Dielectr and Elect Insul, Vol. 2, N° 6, pp. 1064-1074, 1995.
- [40] L. I. Alston and S. Zoledziewsky "growth of discharges on polluted insulators" IEEE Trans. Pass, Vol. 110, nr. 7, pp 1260-1266, July 1963.
- [41] Guan Zhanga and Zhang Renyu, "Calculation of dc and ac Flashover Voltage of Polluted Insulators", IEEE Trans. on Elect. Insul., Vol. 25, N°4, pp. 723-728, 1990.
- [42] H. P. Mercure and M. G. Drouet, "Dynamic measurements of the current distribution in the foot of an arc propagating along the surface of an electrolyte", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, vol. pas-101, N° 3, pp. 725-736, March 1982.
- [43] T. C. Chen, H. I. M. Nour, C. Y. Wu, "DC Interfacial Breakdown on Contaminated Electrolytic Surfaces", IEEE Trans. on Elect. Insul., Vol. 19, N° 6, pp. 536-542, December 1984.
- [44] N. Dhahbi-Megrache, A. Beroual and L. Krahenbuhl, "A New Proposal Model for Polluted Insulators Flashover", J. Phys. D. Appl. Phys., Vol. 30, N°5, pp. 889-894, 1997.
- [45] H. Boeme and F. Obenaus, "Pollution Flashover Tests on Insulators in Laboratory and in Systems and Model Concept of Creepage Path Flashover", Cigre, 1485.11, paper N° 406, June 1966.
- [46] H.H.Woodson and A.J.Mc Elroy, "Insulators with contaminated surfaces, part II, Modeling of discharge mechanism", IEEE, Trans. Pass, Vol, 89, nr. 8, pp 1858-1867, nov-dec 1970.
- [47] P. Claverie and Y. Porcheron, "How to Choose Insulators for Polluted Areas", IEEE Trans. PAS, Vol. 92, N° 3, pp. 1121-1131, 1973.
- [48] P. Claverie, "Predetermination of the Behaviour of Polluted Insulators", IEEE Trans. PAS, Vol. 90, N°. 4, pp. 1902-1908, Juillet, 1971.
- [49] Siméon Diampeni Kimbakala , " Modélisation dynamique des décharges se propageant sur des surfaces isolantes polluées avec des dépôts discontinus sous différentes formes de tension", Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon, 2007.
- [50] J.Danis « A Stochastic Flashover Model » 4th International symposium on high voltage engineering, rapport 46-12, Athens 5-9 September 1983
- [51] G. Neumarker, "Verschmutzungs Zustand und Kriechweg", Monatsber. D. Deut. Akad, Wiss., Berlin, Vol. 1, pp. 352-359, 1959.
- [52] D. C. Jolly and S. T. Chu, "Surface electrical Breakdown of Tin Oxide Coated Glass", J. Appl. Phys., Vol. 50, pp. 6196-6199, 1975.

- [53] B. F. Hampton, "Flashover Mechanism of Polluted Insulation", Proc. IEE, Vol. 111, N°5, pp. 985-990, 1964.
- [54] S. Hesketh, "General Criterion for the Prediction of Pollution Flashover", Proc IEE, Vo. 114, N° 4, pp.531-532, April 1967.
- [55] A. Rumeli, M. E. Ozbek, E. M. Hizal, "Flashover of polluted High Voltage Insulators", International Conference on Electrotechnics, ICEL'1998,
- [56] A. Rumeli, "Flashover along a water column" IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 11, No.4, pp. 115-120, December 1976.
- [57] P. S. Ghosh and N. Chatterjee, "Arc propagation over Electrolytic Surfaces under Power Frequency Voltage" IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul, Vol. 3 No. 4, pp. 529-536, August 1996.
- [58] S. Nishmura, "Evaluation of flashover characteristics of polluted insulators", 5th ISHVE, pp 52-16/1-4, Braunschweig, Germany, 24-28 August, 1987.
- [59] R.Sundararajan and R.S. Gorur, "Computer aided design of Porcelain insulators under polluted conditions", Proc, IEEE Trans on Diel and Elect. Insul, Vol. 2, nr. 1, pp 121-127, February 1995.
- [60] Zahir Sahli, " Etude du Mécanisme de Contournement de Surfaces Isolantes Polluées Sous Tension Continue ", Université A.MIRA-BEJAIA, 2012.