

N° D'ORDRE: E.C.L.98-08
1998

ANNEE

THESE

Présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité: Génie Electrique
(Arrêté du 30/03/1992)

Préparée au sein de

L'ECOLE DOCTORALE

ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE DE LYON

par

Nabila DHAHBI ep. MEGRICHE

Modélisation Dynamique des Décharges sur les Surfaces d'Isolateurs Pollués sous Différentes Formes de Tension: Elaboration d'un Critère Analytique de Propagation

Soutenue le 4 Mars 1998 devant la commission d'examen

MM

A. BEROUAL	Maître de Conférence Ecole Centrale de Lyon	Examineur
C. BROSSEAU	Professeur Université de Bretagne Occidentale Brest	Rapporteur
BUI AI	Directeur de Recherche Laboratoire de Génie Electrique de Toulouse	Rapporteur
L. KRAHENBUHL	Directeur de recherche - CEGELY - Ecole Centrale de Lyon	Examineur
P. GONNARD	Professeur Département Génie Electrique - LGEF- INSA de Lyon	Examineur

Remerciements

Ce travail a été réalisé au centre de Génie Electrique de Lyon (CEGELY). Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur A. Nicolas directeur du CEGELY et à Monsieur Ph. Auriol directeur du département de m'avoir accueillie dans le laboratoire et de m'avoir permis de réaliser mon travail dans les bonnes conditions.

Je remercie Monsieur BUI AI directeur de recherche au laboratoire de Génie Electrique de Toulouse et Monsieur C. Brosseau professeur à l'Université de Bretagne Occidentale Brest pour l'honneur qu'ils m'ont fait d'accepter la tâche de rapporteur.

Je tiens à remercier Monsieur P. Gonnard Professeur à L'INSA de Lyon d'avoir accepté d'examiner la thèse et faire partie du jury.

Ce travail n'aura pas pu réalisé sans les directives, les conseils combien utiles, l'aide et les qualités humaines de Monsieur A. Beroual. Qu'il trouve ici l'expression de mon respect et ma sincère gratitude.

Je remercie également Monsieur L.Krähenbühl d'avoir participé à ce travail.

Je tiens aussi à remercier tous le personnel du laboratoire d'électrotechnique du CEGELY qui m'a aidé aussi bien sur le plan administratif que sur le plan technique.

Je n'oublierai pas de mentionner tous mes collègues chercheurs, avec lesquels ce fut toujours très agréable de travailler et surtout pour la bonne ambiance tout au long de la thèse.

RESUME

Ce travail présente un modèle de décharge permettant de prédire le comportement d'un isolateur pollué soumis à différents types de tensions. Ce modèle est basé sur des considérations énergétiques et utilise les caractéristiques physiques de l'arc ainsi qu'un circuit électrique équivalent. Un nouveau critère analytique de propagation de la décharge faisant intervenir l'impédance équivalente d'un circuit électrique simulant un isolateur pollué sur lequel une décharge s'est produite, est présenté.

Pour tenir compte de l'évolution du phénomène de propagation de la décharge dans le temps, un modèle dynamique autonome est développé. Ce modèle permet de calculer la tension de contournement des isolateurs et de décrire la dynamique de l'arc en tenant compte du changement de la résistance de l'arc, du profil de l'isolateur, de la constriction des lignes de courant au pied de la décharge, de la variation du rayon de l'arc, de la vitesse instantanée de propagation de la décharge et du type d'onde de tension appliquée (continue, biexponentielle ou alternative).

Les caractéristiques obtenues à partir du modèle sont conformes aux observations et mesures effectuées en laboratoire.

Abstract

This work presents a self-consistent discharge model allowing to predict the behaviour of polluted insulators under different voltage waves (DC, AC and impulse). This model is based on an electroenergetic considerations and uses the physical characteristics of the arc and an equivalent electric circuit.

A new analytical propagation criterion of the discharge is firstly established. Then, an autonomous dynamic model describing the temporal evolution of the discharge is developed. It enables to determine the critical parameters of the discharge such as the current evolution, the corresponding charge, the potential gradient in the channel, the arc length and its resistance, the flashover voltage and the time lag to flashover. The insulator geometry, the current constriction on the arc foot, the arc radius variation and the instantaneous velocity of the discharge are taken into account.

The simulated results given by the model are in a good accordance with the experimental ones. The proposed model is also discussed with regards to those reported by other investigators.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	8
---------------------	---

chapitre 1: PHENOMENE DE CONTOURNEMENT

1. Introduction	12
2. Principaux modèles statiques de contournement	13
2.1 Modèle d'Obenaus	14
2.2 Modèle de Neumarker	15
2.3 Modèle de Rizk	17
2.4 Modèle de Claverie et Porcheron	17
2.5 Modèle de Rao et Gopal	18
3. Modélisation dynamique de l'arc	19
3.1 Mécanisme de propagation	19
3.1.1. Propagation par ionisation	19
3.1.2 Propagation par force électrostatique	20
3.2 Critère de propagation	22
3.2.1 Critère de Hampton	22
3.2.2 Critère de Hesketh	22
3.2.3 Critère de Wilkins	23
3.2.4 Critère de Anjana et Lakshminarasimha	23
3.3 Modèles dynamiques	23
3.3.1 Modèle de Rizk	23
3.3.2 Modèle de Anjana et Lakshminarasimha	25

3.3.3	Modèle de Sundararajan et Gorur	26
3.4	Vitesse de propagation	29
4.	Paramètres d'influence	31
4.1	Influence de la polarité	31
4.2	Influence des paramètres de la source	32
4.3	Chute de potentiel	32
4.4	Temps au contournement	33
4.5	Profil de l'isolateur	31
4.6	Arcs multiples	36
4.7	Couche de pollution non uniforme	39
4.8	Formation de bandes sèches	39
5.	Conclusion	41

Chapitre 2: **MODELE ANALYTIQUE DE CONTOURNEMENT**

1.	Introduction	44
2.	Modèle d'isolateur pollué et circuit équivalent	44
3.	Critère de Propagation	47
4.	Evaluation de la tension d'arc	51
4.1	Transfert d'énergie dans l'arc	53
4.2	Hypothèses	54
5.	Courant critique et tension de contournement	57
6.	Validation du critère	58
7.	Facteur de forme	60
8.	Conclusion	62

Chapitre 3: **MODELE DYNAMIQUE**

1. Introduction	64
2. base du modèle	64
2.1. Initiation de la première décharge	65
2.2. Critère de propagation	65
2.3. Les paramètres du circuit équivalent	67
2.3.1. Impédance de la couche de pollution	67
2.3.2. Capacité à la tête de l'arc	74
2.3.3. Résistance de l'arc	75
2.3.4. Dilatation du canal	76
2.3.5. vitesse de propagation de la décharge	77
3. Tension appliquée	80
3.1 Tension continue	80
3.2. Onde biexponentielle	80
3.3. Tension alternative	82
4. Conclusion	84

Chapitre 4: **VALIDATION EN TENSIONS CONTINUE ET IMPULSIONNELLE**

1. Introduction	86
2. Tension continue	87
2.1. Tensions critiques de contournement	87
2.2. Vitesse de propagation de la décharge	89
2.3. Temps au contournement	92
2.4. Cas d'une pollution légère	93
2.5. Cas d'une pollution forte	96

2.6. Validation expérimentale	96
2.6.1. Tension de contournement	96
2.6.2. Vitesse de propagation de la décharge	100
3. Onde impulsionnelle-biexponentielle	103
4. Conclusion	111
Chapitre 5: VALIDATION EN TENSION ALTERNATIVE	
1. Introduction	113
2. Cas du contournement	113
2.1. Tension de contournement	116
2.2. Cas d'une pollution légère	116
2.3. Cas d'une pollution forte	120
2.4. Validation expérimentale	125
3. Cas du non contournement	128
3.1. Courant de fuite	128
3.2. Réamorçage de l'arc	128
3.2.1. Réamorçage symétrique	130
3.2.2. Réamorçage avec apparition de couche sèche	135
3.2.3. Réamorçage avec longueur de fuite variable	139
3.2.4. Réamorçage avec longueur de la décharge initiale variable	139
4. Conclusion	147
CONCLUSION	148
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	150

INTRODUCTION

Afin de minimiser les pertes d'énergie et de répondre aux demandes électro-énergétiques de plus en plus importantes, entre les points de production et les utilisateurs, l'énergie électrique est transportée principalement par des lignes aériennes en hautes tension. Ces lignes peuvent parcourir des centaines de km et donc traverser des régions très différentes de par leur relief, leur climat, leur industrialisation ... etc.

De ce fait, les éléments constituant les systèmes de transport d'énergie électrique sont exposés à diverses contraintes. Parmi celles-ci, la pollution des isolateurs constitue un des facteurs de première importance dans la qualité et la fiabilité du transport d'énergie.

On distingue trois classes de pollution:

- La pollution d'origine naturelle: dans les régions côtière, les embruns marins se déposent progressivement sur les isolateurs et forment des couches de sel qui deviennent conductrices lorsqu'elles sont humidifiées par les embruns eux-mêmes, ou bien par un brouillard, ou encore par condensation.

Les autres pollutions naturelles proviennent des dépôts de poussières du sol, du pollen, d'engrais, de sable emporté par le vent... etc.

- La pollution d'origine industrielle: dans les régions industrielles, ce sont les raffineries, les cimenteries, les complexes sidérurgiques, les papeteries..., qui dégagent de la fumée, des particules conductrices ou diélectriques. Dans les régions urbaines, la pollution provient des appareils de chauffage domestiques et des véhicules.

- La pollution mixte: c'est la forme la plus sévère de pollution car elle résulte de l'association d'une pollution naturelle et d'une ou plusieurs pollution (s) industrielle (s).

Ainsi, le type de pollution dépend en grande partie de la localisation géographique de l'ouvrage électrique. Quelle que soit leur nature, les polluants posent généralement peu de

problèmes, lorsqu'ils sont secs. Cependant humidifiés, les dépôts de pollution deviennent conducteurs. Le courant de fuite qui prend naissance suite à une mise sous tension, conduit à l'échauffement de cette couche provoquant ainsi son assèchement. Une partie importante de la tension appliquée se trouve alors reportée sur cette bande sèche, sur laquelle une décharge pourra s'amorcer si le champ électrique local (au niveau de cette couche) est suffisant. Selon les conditions électriques, cette décharge s'éteint ou se maintient sur la surface de l'isolateur provoquant l'érosion du diélectrique. Dans le cas extrême, la décharge évolue vers le contournement total de l'isolateur.

Les conséquences du contournement vont de la détérioration de la surface de l'isolateur à la mise hors service de la ligne haute tension; une des caractéristiques principales d'un isolateur haute tension sera donc sa tenue au contournement en fonction de l'environnement dans lequel il est placé.

De nombreux travaux ont été menés depuis plusieurs décennies pour comprendre les mécanismes conduisant au contournement des isolateurs pollués et se munir d'outils permettant la prédiction de ce phénomène, et donc d'éviter la mise hors service du système. Les résultats de ces recherches ont permis d'établir des modèles donnant les caractéristiques des décharges évoluant sur les surfaces d'isolateur et ce jusqu'au contournement. La plupart de ces modèles sont empiriques ou semi-empiriques.

Le présent travail porte sur l'élaboration d'un modèle analytique de propagation de la décharge sur une surface polluée, utilisant un circuit électrique et des lois physiques, et son application pour la détermination des différentes caractéristiques statiques et dynamiques de la décharge en fonction des divers paramètres. Il comporte cinq chapitres.

Dans un premier chapitre, nous rappellerons et discuterons les principaux modèles de contournement rencontrés dans la littérature, selon leur caractère statique ou dynamique ainsi

que les facteurs d'influence qu'ils traitent. Nous soulignerons l'aspect empirique ou semi-empirique de la plupart de ces modèles.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons et discuterons un nouveau critère de propagation de la décharge basé sur l'impédance équivalente d'un circuit électrique représentant un isolateur pollué. Un modèle analytique permettant la détermination de la tension critique de contournement sera également présenté. Celui-ci est basé sur l'équilibre énergétique et utilise le circuit électrique équivalent de la structure isolante (isolateur pollué et arc s'y développant) et les caractéristiques physiques de l'arc.

Un modèle dynamique décrivant l'évolution dans le temps du phénomène de propagation de la décharge, sera développé dans le troisième chapitre. Ce modèle permet de calculer la tension de contournement des isolateurs et de décrire la dynamique de l'arc en tenant compte du changement de la résistance de l'arc, du profil de l'isolateur, de la constriction des lignes de courant au pied de la décharge, de la variation du rayon de l'arc, de la vitesse instantanée de propagation de la décharge et du type d'onde de tension appliquée.

L'exploitation numérique ainsi que la validation du modèle dynamique seront présentées dans les deux derniers chapitres selon le type de la tension appliquée. Dans le quatrième chapitre, nous traiterons le cas des tensions continue et impulsionnelle; le cinquième chapitre sera consacré à l'étude de la tension alternative et des différents critères de réallumage de l'arc après extinction.

Chapitre 1

PHENOMENE DE CONTOURNEMENT

1. Introduction

Une quantité importante de travaux tant théoriques qu'expérimentaux a été consacrée à l'étude du contournement des isolateurs sans pour autant aboutir à l'élaboration d'un modèle pouvant tenir compte des paramètres réels caractéristiques du phénomène de pollution. Il s'agit en particulier de la forme des isolateurs, de la répartition des couches polluantes (continue ou discontinue) et de leur résistivité, des échanges thermiques, de la non uniformité du mouillage et de l'intensité des arcs au voisinage de la surface de l'isolateur, de la formation d'arcs multiples,... Aussi, la détermination de la tension de contournement d'un isolateur pollué est entachée d'une dispersion marquée, même lorsque les conditions sont en apparence contrôlées.

La pollution des isolateurs associée à la présence d'humidité diminue le niveau d'isolation du système [2]. En effet l'apport d'eau au niveau du dépôt de pollution provoque la dissolution des sels et conduit à la formation d'une couche électrolytique [3]. Cette couche, soumise à la différence de potentiel aux bornes de l'isolateur devient le siège d'un courant de fuite conduisant à l'échauffement de la couche par effet Joule et par conséquent à l'apparition de bandes sèches. La différence de potentiel, qui initialement est appliquée entre la ligne et la partie la plus éloignée de la chaîne d'isolateurs, se portera aux frontières de ces zones. A cause des champs électriques très élevés, une étincelle, prenant racine sur la zone humide où le potentiel est élevé, apparaît au dessus de la bande sèche en ionisant l'air environnant. L'étincelle atteint alors une telle taille, qu'elle se propage sur toute la longueur de la couche de pollution. L'isolateur cesse d'assurer sa fonction première et le court-circuit de la ligne devient alors inévitable: c'est le contournement. Plusieurs étapes sont donc franchies avant que n'intervienne le contournement de l'isolateur: amorçage d'une décharge, propagation ou élongation de cette décharge, réallumage après le passage par zéro du courant pour le cas alternatif et enfin court-circuit et mise hors service du dispositif d'isolement.

La décharge ne peut être générée que si le champ électrique au niveau des électrodes (et donc la tension appliquée) dépasse une certaine valeur dite « de seuil » (respectivement tension d'amorçage). Cette décharge ne peut évoluer que si certaines conditions sont réunies.

Partant d'analyse graphique, Flazi [4] a montré que les conditions critiques d'élongation de la décharge sont différentes des conditions critiques de contournement; les premières sont déterminées par la satisfaction du critère d'élongation juste en avant de la décharge, les deuxièmes sont déterminées lorsque ce critère est satisfait tout au long de l'élongation.

On parle de réallumage de l'arc lorsqu'il s'agit de courant alternatif. Dans ce cas, l'arc est interrompu à la fin de chaque alternance puis réapparaît quelques instants plus tard lorsque la tension est suffisante pour provoquer le réamorçage de la décharge.

Ce réamorçage correspond, en fait à une brusque augmentation de la conductivité du canal de la décharge qui demeurerait partiellement ionisé après extinction de la décharge précédente [5, 6]. Par conséquent, ce réamorçage ne s'effectuera et la décharge ne pourra s'allonger que sous certaines conditions. Plusieurs hypothèses ont été émises pour expliquer le phénomène d'entretien de l'arc. Ainsi, Maikopar [7] a établi le modèle de réallumage par rupture énergétique. Le modèle de réallumage par rupture diélectrique a été décrit par Rizk [7].

Le contournement est l'ultime étape liée à la génération d'une décharge à la surface de l'isolateur.

2. Principaux modèles statiques de contournement

Pour adapter plus rationnellement les isolateurs d'un ouvrage à la sévérité de pollution d'un site, ou pour surveiller la qualité de l'isolement et donc d'éviter les éventuelles

défaillances, il est impératif de disposer de modèles permettant de prévoir le contournement des isolateurs. C'est dans cette optique que de nombreux modèles empiriques ou semi-empiriques ont été développés.

2.1 Modèle d'Obenaus

C'est Obenaus [7, 8], qui dans un travail de pionnier, est à l'origine des premières analyses quantitatives des phénomènes d'arcs se produisant sur des surfaces isolantes planes, recouvertes d'une couche polluante, sous tension continue. En effet, partant d'un modèle type circuit électrique équivalent constitué d'un arc de longueur x en série avec une résistance R_p (figure 1.1), il en a déduit la tension d'arc:

$$V_{arc} = \frac{xN}{I^n} \quad (1.1)$$

où I est le courant de fuite, n et N sont les constantes de la caractéristique statique de l'arc.

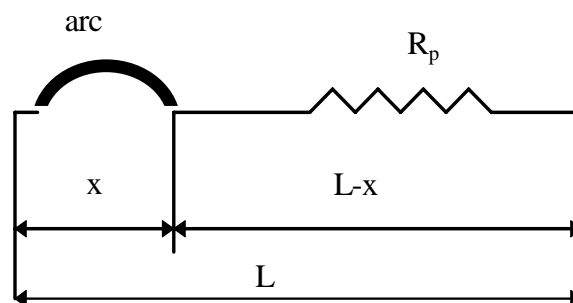


Figure 1.1: Modèle d'Obenaus. L représente la longueur de fuite totale.

Les valeurs des paramètres n et N dépendent du milieu dans lequel brûle la décharge. Elles varient selon les auteurs [7-15]. De façon générale:

$$0.40 \leq n \leq 1$$

et

$$3 \leq N \leq 500$$

A partir de mesures expérimentales sur un canal d'électrolyte, Ghosh et al [13] ont proposé de prendre des valeurs différentes pour les constantes N et n caractérisant l'équation de la décharge selon la nature de l'électrolyte utilisé. Les résultats de leurs mesures sont donnés dans le tableau 1.1.

Electrolyte	N	n
NaCl	360	0,59
CaCl ₂	461	0,42
FeCl ₃	270	0,66
CuSO ₄	450	0,49

Tableau 1.1

2.2. Modèle de Neumarker

En reprenant les travaux d'Obenaus, et en y ajoutant l'hypothèse d'une couche de pollution de résistance r_p uniforme par unité de longueur de fuite, Neumarker [7] propose l'expression suivante pour la résistance de pollution R_p :

$$R_p = r_p (L-x) \tag{1.2}$$

En introduisant cette expression dans le modèle d'Obenaus, la tension U aux bornes de l'isolateur sera:

$$U = V_{arc} + r_p(L-x) \quad (1.3)$$

ou encore

$$U = \frac{Nx}{I^n} + r_p(L-x) \quad (1.4)$$

Ainsi, Neumarker déduit le courant et la longueur d'arc critiques:

$$I_c = \left(\frac{Nx}{I^n} \right)^{1/n+1} \quad (1.5)$$

et

$$x_c = \frac{L}{n+1} \quad (1.6)$$

d'où l'expression de la tension critique de contournement

$$U_c = N^{1/n+1} r_p^{n/n+1} L \quad (1.7)$$

Les modèles établis en courant continu ci dessus, ont été étendus au cas d'une tension alternative en y apportant certaines modifications.

2.3 Modèle de Rizk

A partir d'une analyse théorique, Rizk [7] a décrit le phénomène d'entretien de l'arc par le mécanisme de la rupture diélectrique. Il a mis en évidence l'expression de la rigidité diélectrique de l'espace résiduel et établi une relation entre la tension minimale U_c (tension de contournement minimale) nécessaire à l'entretien de l'arc, la résistance de pollution linéique r_p et la longueur de fuite L de la forme:

$$\frac{U_c}{L} = 23r_p^{0.4} \quad (1.8)$$

2.4 Modèle de Claverie et Porcheron

Plusieurs modèles expérimentaux ont été proposés pour le cas d'une tension alternative. Le plus connu est celui de Claverie et Porcheron [14, 15]. Ces auteurs ont montré que pour un modèle d'isolateur plan (figure 1.2), la tension d'arc est de la forme:

$$V_{arc} = \frac{100x}{\sqrt{I}} \quad (1.9)$$

et la tension minimale d'entretien de l'arc U_{cx} est:

$$U_{cx} = \frac{800x}{\sqrt{I}} \quad (1.10)$$

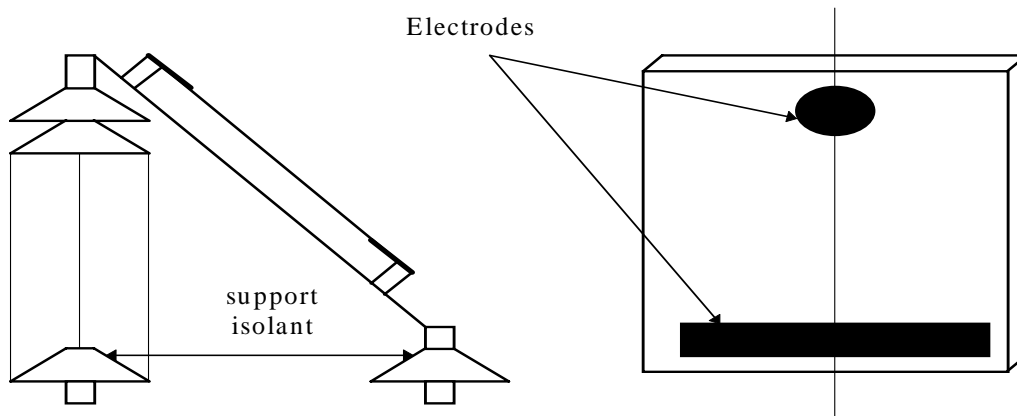


Figure 1.2 : Montage expérimental pour le modèle de Claverie et Porcheron [14]

2.5. Modèle de Rao et Gopal

D'après Rao et Gopal [16], l'équation de la tension de type $V_{arc} = \frac{xN}{I^n}$ n'est valable que pour une décharge de type intermédiaire entre la luminescence et l'arc [17]; ce type d'équation peut être contesté lorsque la décharge se réamorçait périodiquement. Ainsi, ces auteurs ont essayé d'expliquer les écarts entre les prédictions des modèles et les valeurs mesurées pendant le contournement, en introduisant une nouvelle équation exprimant le champ dans la colonne de la décharge:

$$U = \alpha + (\beta + x)v \left(\ln \frac{I}{\delta} \right)^{-3} \quad (1.11)$$

α , β , v et δ sont des constantes qui dépendent de la nature des électrodes entre lesquelles brûle la décharge.

Cette équation a été établie par Rieder [16]. Elle exprime la caractéristique $U(I,x)$ d'un arc de faible intensité brûlant dans l'atmosphère.

3. Modélisation dynamique de l'arc

Alors que plusieurs paramètres évoluent dans le temps, l'étude du phénomène de contournement a été souvent effectuée en utilisant des modèles statiques. Afin de se rapprocher le plus possible de la réalité et parer à cet handicap, de nouveaux modèles, tenant compte de la variation dans le temps de certains paramètres, ont été proposés. Ainsi, des lois physiques sont utilisées pour établir des critères de propagation de la décharge (arc) et pour étudier la dynamique de cette décharge (vitesse en particulier).

3.1 Mécanisme de propagation

3.1.1 Propagation par ionisation

Wilkins et Al Baghdadi [18] ont proposé un mécanisme d'élongation basé sur l'ionisation et le déplacement discontinu du pied de la décharge. Selon Wilkins, la probabilité d'ionisation dans la région précédant l'avant pied de la décharge est grande, étant donné que la température ainsi que le potentiel, sont élevés dans cette région.

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 (figure 1.3). Par conséquent le courant total change progressivement de trajet, entraînant ainsi une élongation δ de la décharge.

Wilkins parle d'ionisation, de passage de courant et de l'existence d'un champ au pied de la décharge sans évoquer le claquage de l'air. Sous le nom d'ionisation, il considère en réalité une rupture diélectrique progressive.

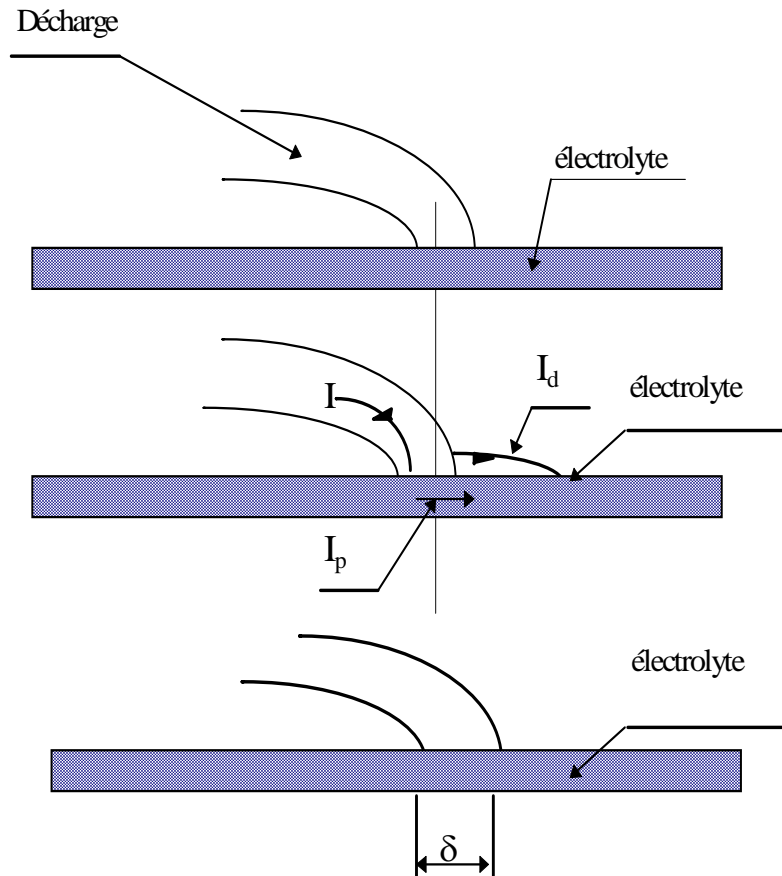


Figure 1.3: Mécanisme de propagation par ionisation proposé par Wilkins [18]

3.1.2 Propagation par force électrostatique

A partir des observations faites sur un canal d'électrolyte, Rahal [12] a essayé de mettre en évidence l'existence d'une force électrostatique s'exerçant sur la décharge, responsable du déplacement de l'arc. 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 va provoquer la courbure de la décharge vers l'électrode de masse (figure 1.4). Une fois les conditions critiques satisfaites, la décharge se déplacera alors vers l'électrode de masse.

D'après l'auteur, l'existence de cette force implique en effet, que l'on considère la décharge comme un élément de circuit doué d'une certaine auto-consistance macroscopique et susceptible de s'étirer de façon plus ou moins élastique.

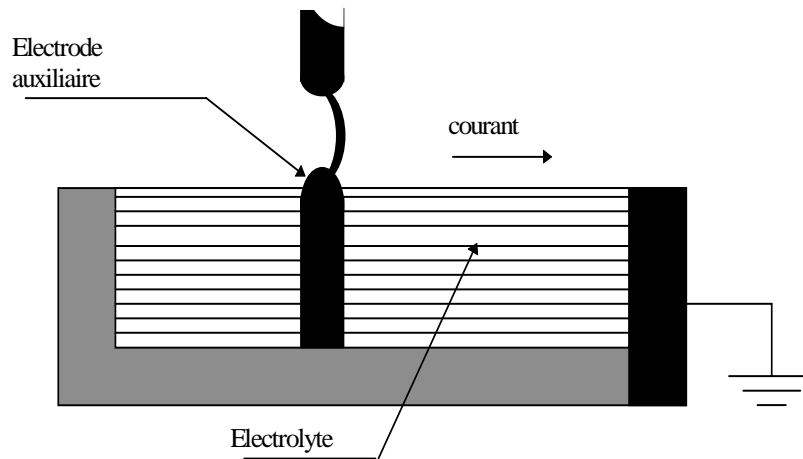


Figure 1.4: Courbure de la décharge dans la direction de l'écoulement du courant mettant en évidence l'existence d'une force [12]

Dans une analyse critique sur les différents mécanismes de propagation de la décharge présents dans la littérature, Flazi [4] ne pouvant pas identifier un phénomène élémentaire de rupture diélectrique d'un intervalle gazeux sur le trajet du contournement, au sens de la physique de la décharge, a dû se ramener à une approche plus globale du phénomène, à savoir le mécanisme de la propagation par ionisation progressive. Ainsi, il a déduit que l'augmentation du degré d'ionisation à l'intérieur de la décharge et le démarrage des processus d'ionisation devant elle, sont les facteurs responsables de l'allongement et du changement que subit la décharge, dans ses aspects et ses états dynamiques.

3.2 Critères de propagation de la décharge

Les principaux critères de propagation rencontrés dans la littérature, ont été établis sur la base de conditions faisant intervenir soit le champ électrique, soit le courant, soit la puissance ou encore l'énergie fournie par la source.

3.2.1 Critère de Hampton

A partir d'une étude expérimentale, Hampton [10] a déterminé les conditions critiques de propagation de l'arc. En remplaçant la couche de pollution en série avec l'arc par une colonne d'eau uniforme présentant une résistance linéique constante, il a pu établir que la condition nécessaire pour que le contournement se produise, est que le champ E_p dans la colonne d'eau dépasse le champ à l'intérieur de l'arc E_a :

$$E_a < E_p \quad (1.12)$$

3.2.2 Critère de Hesketh

En supposons que l'arc en série avec la couche de pollution mouillée se modifie de façon à rendre maximal le courant qu'il tire de la source d'alimentation, Hesketh [19] a établi un critère de propagation de l'arc, exprimé par le relation:

$$\frac{dI}{dx} > 0 \quad (1.13)$$

I étant le courant d'arc.

3.2.3 Critère de Wilkins

En considérant qu'un système se place dans la configuration qui lui permet de dissiper le maximum d'énergie, Wilkins [11] a généralisé la condition énoncée par Hesketh et établi un critère de propagation utilisant la puissance P fournie par la source:

$$\frac{dP}{dx} > 0 \quad (1.14)$$

Pour Wilkins, le mouvement de la décharge se produit lorsque la puissance P augmente avec l'élongation de la décharge. Lorsque la tension appliquée au système est constante, le critère de Wilkins se réduit à la condition établie par Hesketh.

3.2.4 Critère de Anjana et Lakshminarasimha

En assimilant l'arc à une colonne de gaz en équilibre thermodynamique, Anjana et al [20] ont établi une condition nécessaire à la propagation de l'arc, basée sur des considérations énergétiques: l'énergie totale fournie W_{totale} doit être supérieure ou égale à l'énergie W_{th} nécessaire pour maintenir l'arc à sa température:

$$W_{totale} \geq W_{th} \quad (1.15)$$

3.3. Modèles dynamiques

3.3.1. Modèle de Rizk

Pour caractériser la dynamique de l'arc pour le cas continu, Rizk et al [21] ont considéré une résistance d'arc qui varie selon l'équation de Mayr [22]:

$$\frac{dr_a}{dt} = \frac{r_a}{\tau} - \frac{r_a^2 I^{n+1}}{\tau N} \quad (1.16)$$

avec

$\tau=100\mu\text{s}$, constante du temps de l'arc

$n=0,8$ et $N=60$

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:

$$\delta C_p h \frac{dT}{dt} = \frac{R_p(x)i^2}{S(x)} - \delta H \frac{dh_e}{dt} - \left(H_c + \delta C_p \frac{dh_w}{dt} \right) (T - T_a) \quad (1.17)$$

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 ($250\mu\text{W}/\text{cm}^2/^\circ\text{C}$), 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 inférieur 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 $T=100^\circ\text{C}$ à partir de:

$$\frac{dh_e}{dt} = \frac{\left[R_p i^2 / S(x) - H_c (T - T_a) \right]}{\delta \left[H + C_p (T - T_a) \right]} \quad (1.18)$$

Pour calculer la vitesse de propagation, Rizk et al [21] ont adopté l'expression empirique établie par Al Baghdadi [18] et que Rizk a justifié auparavant par son analyse dimensionnelle[23].

Les résultats expérimentaux ont montré que son modèle reproduit correctement l'influence de la résistance de protection placée en série avec l'électrode haute tension.

3.4.2. Modèle de Anjana et Lakshminarasimha

Anjana et al [20] ont proposé un modèle dynamique basé sur l'équation de Mayr [22] et sur le modèle statique d'Obenaus [8]. 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:

$$W_{th} = \frac{3}{2} kTM \quad (1.19)$$

où T 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 [20] proposent leur propre 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 où W_t est donné par l'expression suivante:

$$W_t = (E_{arc} I_{arc} - P_o) \Delta t \quad (1.20)$$

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:

$$v = \mu E_{arc} \quad (1.21)$$

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 1.5.

3.4.3. Modèle de Sundararajan et Gorur

Sundararajan et Gorur [23] ont proposé un modèle dynamique qui ressemble au modèle précédent sauf qu'ils ont adopté pour le 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:

$$E_p = N \frac{1}{r_p^{n+1}} \quad (1.22)$$

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

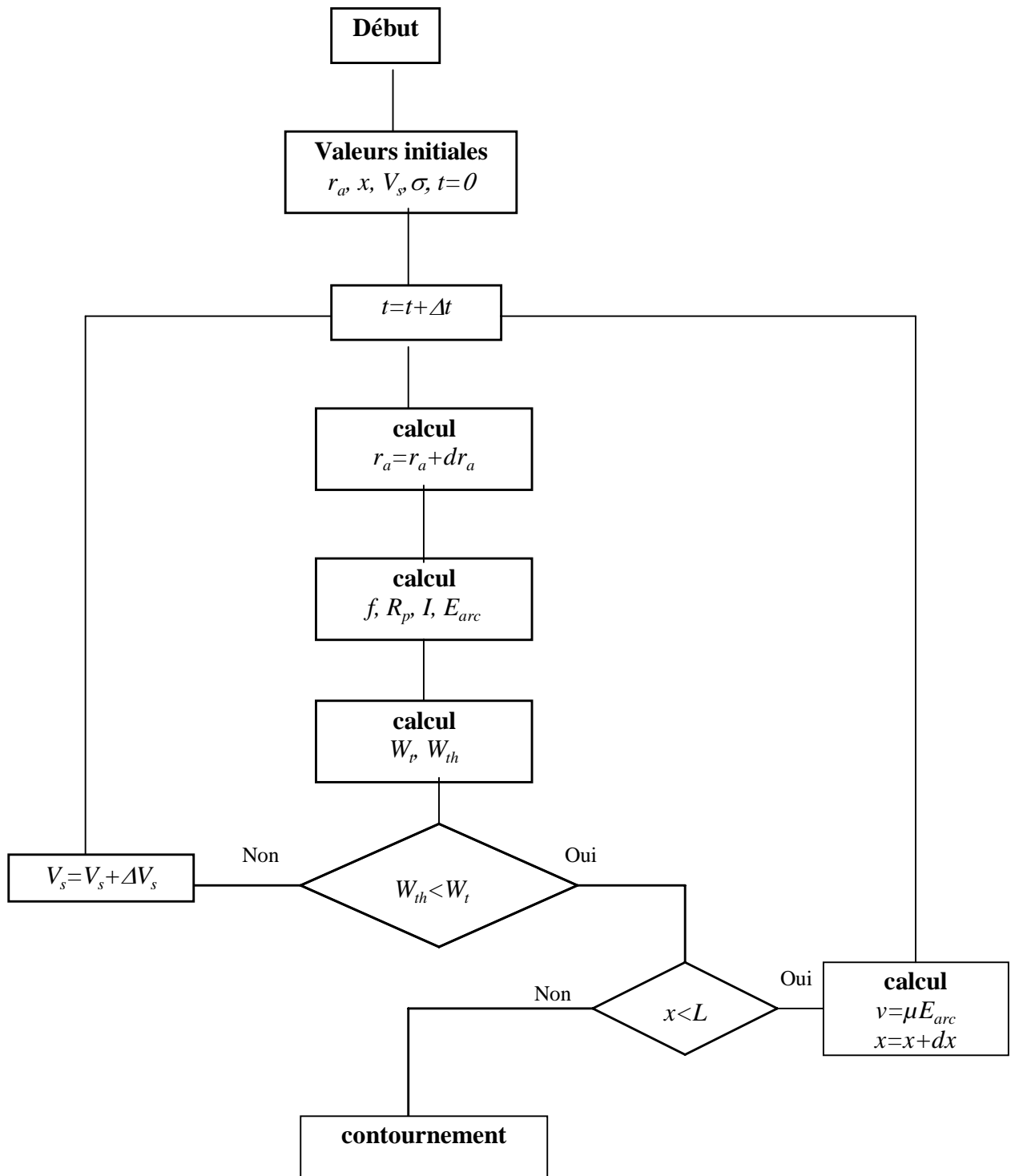


Figure I.5: Organigramme du modèle de Anjana et Lakshminarasimha [20]

Notons que la valeur de E_p utilisée par Sundararajan et al est en fait la contrainte critique

$$E_c = N^{\frac{1}{n+1}} r_p^{\frac{n}{n+1}} \text{ établie par Neumarker [7].}$$

L'ensemble de ces équations est résumé dans l'organigramme indiqué dans la figure 1.6.

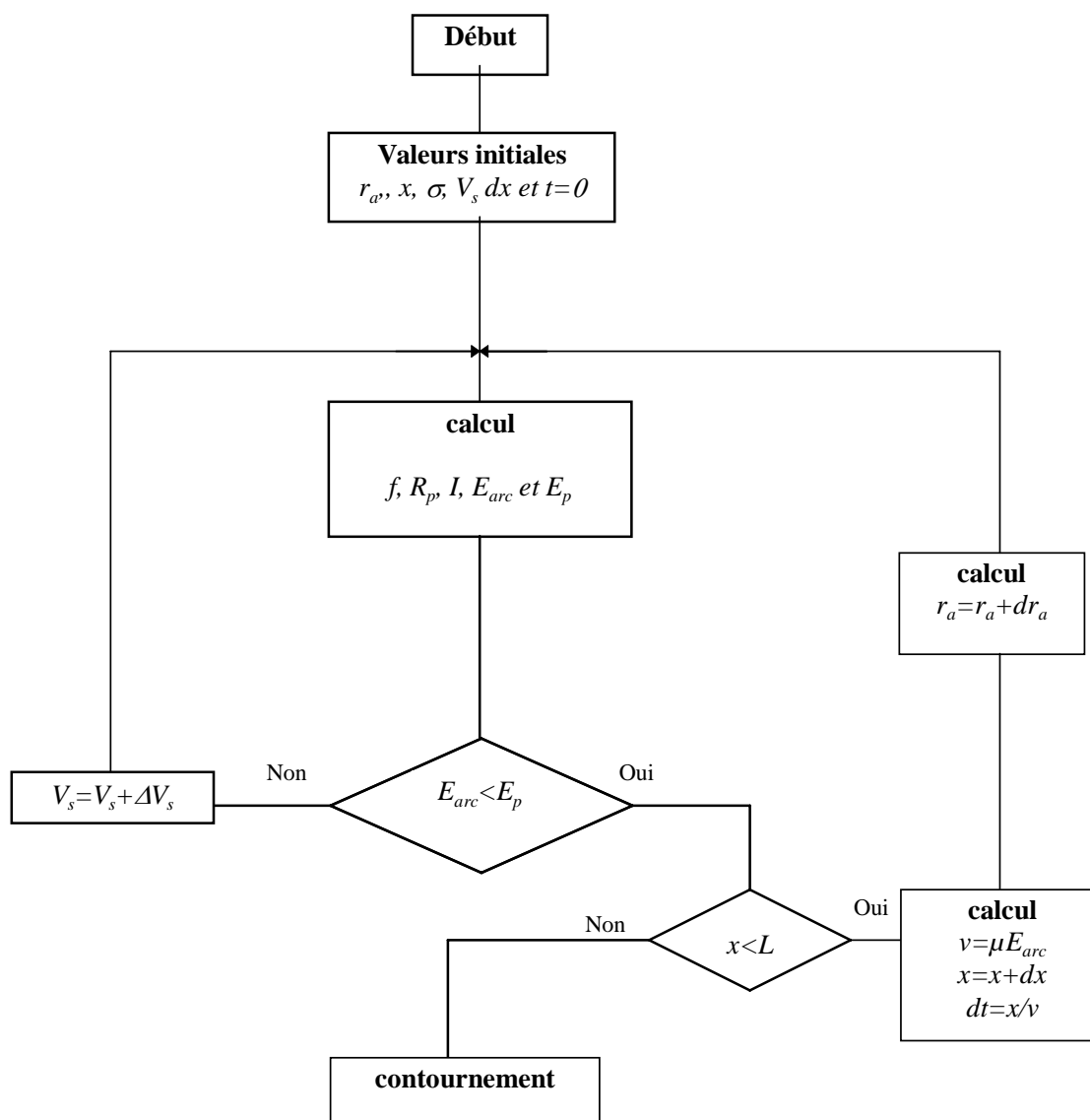


Figure I.6: Organigramme du modèle de Sundararajan et Gorur [24]

Pour le cas alternatif, Sundararajan et al [25] utilisent le même modèle mais en y remplaçant le critère de propagation de l'arc par la condition de réallumage établie par Rizk [7] ($V = 23r_p^{0.4}$).

3.4 Vitesse de propagation

De nombreux mécanismes ont été proposés pour expliquer la propagation de la décharge sur les surfaces isolantes polluées, mais on ne trouve que peu de relations permettant d'évaluer la vitesse avec laquelle la décharge se déplace.

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 [9] a établi la relation suivante:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{U^2}{\sigma r_p^2 (L-x)^2 Q} \quad (1.23)$$

où σ désigne la conductance de la décharge, Q la densité d'énergie linéique de la décharge, x la longueur et r_p la résistance de pollution.

Matsuo et al [26] abordent de façon directe l'étude de la variation de la vitesse de propagation. En utilisant des fibres optiques placées sur le chemin 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.

A l'aide d'une camera ultra rapide, Al Baghdadi [7] a pu établir une relation empirique donnant la vitesse:

$$v = 1.5410^{-4} r_p^{2.5} (i^4 - i_c^4) \text{ cm / s} \quad (1.24)$$

où i_c est le courant critique en A et r_p la résistance linéique de pollution s'exprime en Ω/cm .

Rizk [7] a trouvé que cette formule concorde avec son analyse dimensionnelle [23] et l'a utilisée dans son modèle dynamique [21].

Rahal [27] 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 champs 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_{arc} , et la vitesse aura pour expression:

$$v = \frac{dx}{dt} = \mu(E_{pr} - E_{arc}) \quad (1.25)$$

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

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

$$E_{pr} = \frac{I\rho}{2ae} \left[\frac{\text{sh}\left(\frac{2\pi r_d}{a}\right)}{\text{ch}\left(\frac{2\pi r_d}{a}\right)} + 1 \right] \quad (1.26)$$

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.

4. Paramètres d'influence

4.1 Influence de la polarité

Les modèles classiques de contournement en tension continu, ne font pas la différence entre les polarités. De ce fait, ces modèles n'expliquent pas les résultats expérimentaux de plusieurs chercheurs [27-29], selon lesquels les tensions critiques en polarité négative sont environ 2/3 des tensions critiques en polarité positive.

Wilkins et Al Baghdadi [18] ont remarqué que pour des valeurs de résistances grandes, les tensions négatives donnent des courants critiques légèrement inférieurs à ceux des tensions positives. Ceci peut être expliqué par leur théorie de l'élongation par ionisation. Dans le cas de tension négative, on a un gradient de tension sur la tête de la décharge plus important dû à la charge d'espace, favorisant plus l'ionisation, et donc un courant critique inférieur à celui d'une tension positive appliquée.

Dans une étude plus poussée, Renyu et al [30] ont montré que l'influence de la polarité est liée au profil de l'isolateur. Si l'objet est symétrique, il n'y a aucune différence entre les polarités. Par contre, pour un isolateur simple et lisse, un arc négatif est plus stable qu'un arc positif. Ce dernier peut glisser hors de la surface de l'isolateur ou bien s'éteindre facilement.

Pour expliquer les valeurs plus faibles de la tension trouvées en polarité négative, certains auteurs [27-29] ont évoqué le rôle de la « pulvérisation cathodique ». En polarité positive, une pulvérisation de gouttelettes d'eau dans la colonne de la décharge peut avoir lieu et modifier ainsi à la fois les gradients de tension dans celle-ci et l'atmosphère dans laquelle brûle la décharge. En polarité négative, la pulvérisation n'ayant pas lieu, la décharge brûlera dans l'air sec.

4.2 Influence des paramètres de la source

A partir des résultats des simulations et des expériences, Rizk [21] a montré qu'une chute de tension maximale aux électrodes est incapable toute seule d'expliquer l'erreur sur la tension critique due aux paramètres de la source. Il a montré que l'erreur de mesure de la tension critique due aux paramètres tests de la source peut être déterminée par un rapport adimensionnel de deux charges, l'une caractérisant la capacité de sortie de la source, et l'autre l'isolateur test et la sévérité de pollution.

Le taux d'ondulation requis peut être exprimé en terme d'un des rapports adimensionnels de la charge et s'il est adopté, il peut constituer le critère du dimensionnement de la capacité d'entrée de la source contrôlée.

Du point de vue électrique, Pissalto [28] a analysé l'influence de la source et montré que cette dernière joue un rôle important dans la propagation de la décharge.

4.3. Chute de potentiel

Grâce à des mesures, Wilkins [11] a établi que la somme des chutes de tension à la cathode et à l'anode, pour des arcs établis entre des électrodes électrolytiques, était de 840V.

Un modèle théorique de calcul de la chute de potentiel cathodique a été proposé par Cheng et Nour [31]. Ce modèle établi pour le cas des décharges luminescentes sur certaines surfaces métalliques est basé sur l'équation du Poisson et sur le mécanisme d'avalanche de Townsend. Les résultats numériques obtenus concordent avec les mesures; ce qui a permis aux auteurs de conclure que la valeur de 800V pour la chute de potentiel est raisonnable.

D'après Rizk [7], en dehors des conditions où le niveau de pollution est extrêmement élevé et où des arcs multiples brûlent en série, on peut en principe négliger les chutes de potentiel aux électrodes.

4.4. Temps au contournement

On appelle temps 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 réallume 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 [32] a observé la dépendance du temps au contournement avec la nature de mouillage de l'isolateur.

Ghosh et Chatterjee [33, 34] ont montré que le temps 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 au contournement.

Matsuoka et al [35] ont montré également que le temps 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 contournement d'un canal d'électrolyte en tension continue, Pollentes [36] 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 [29].

4.5. Profil de l'isolateur

Pour assurer sa fonction, le profil de l'isolateur doit satisfaire les conditions suivantes:

- une longueur de fuite maximum
- un nombre optimum de nervures (pour une taille donnée de l'isolateur) qui permet d'avoir une tension de contournement plus élevée.
- une géométrie de l'isolateur permettant le nettoyage naturel de l'isolateur par le vent ou par la pluie.
- des diamètres de l'isolateur différents assurant une contamination non uniforme et donc des tensions de contournement plus élevées.

Pour tenir compte des deux premières conditions, Cheng et Nour [37] ont défini un paramètre ξ qui caractérise l'efficacité de la longueur de fuite. Ils ont démontré que pour le cas d'une symétrie cylindrique, ce paramètre est généralement fonction de la largeur de la rainure w , sa hauteur d et la distance r qui sépare la rainure et l'axe de symétrie de l'isolateur (figure 1.7).

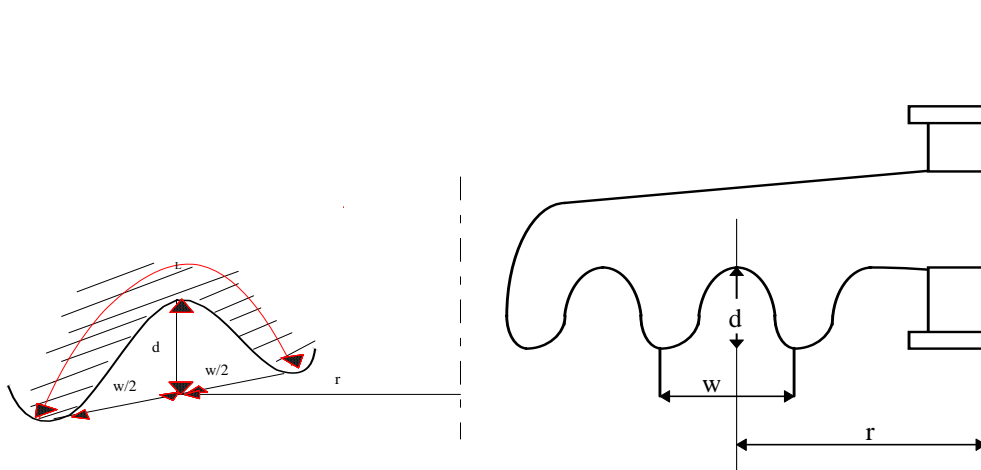


Figure 1.7: Exemple de profil réel d'un isolateur [37]

A partir de mesures expérimentales, ils ont déduit une relation empirique de la forme:

$$\xi = 1 - \exp\left[\frac{-kw}{d}\right] \quad (1.27)$$

où k dépend uniquement du niveau de contamination. La longueur de fuite effective sera donc:

$$L_{\text{eff}} = L\xi \quad (1.28)$$

Pour différentes formes d'isolateurs, Claverie et Porcheron [15] ont donné des courbes de variation de R_p/ρ en fonction de la longueur de l'isolateur et en ont déduit une fonction $F(x)$ telle que:

$$R_p = \rho F(x) \quad (1.29)$$

$F(x)$ est appelée fonction de répartition de la couche de pollution.

En pollution artificielle, et en faisant des mesures en alternatif et en continu pour une large variété de forme des isolateurs, Renyu et Zhicheng [32] ont montré que la forme de l'isolateur a plus d'influence sur la performance de l'isolateur en continu qu'en alternatif.

L'influence du profil de l'isolateur sur la tension de contournement a été aussi soulignée par Sundararajan et al [39].

4.6 Arcs multiples

Les observations montrent que pendant la propagation de l'arc, d'autres décharges peuvent également brûler. Par conséquent, la source doit fournir plus de courant pour maintenir ces arcs additionnels aux conditions critiques; la tension doit être aussi plus grande que celle d'un arc singulier.

Rizk [21] considère qu'il existe m arcs en série et m_d bandes sèches. Au début, le nombre d'arcs est égal au nombre de bandes sèches et au fur et à mesure que les arcs avancent sur le chemin de fuite, leur nombre se réduit graduellement de telle façon qu'au contournement, il n'y aura qu'un seul arc. Durant le processus de propagation, Rizk suppose qu'en parcourant une distance Δx , le nombre d'arcs se réduit de Δm proportionnellement à m et à Δx ; une fois l'équation différentielle résolue, il a obtenu la relation suivante:

$$m = m_d^{1-x/L} \quad (1.30)$$

Le nombre m_d de bande sèches est supposé égale à 2 par disque d'isolateur. Le nombre d'arcs en série, rentre dans le calcul de la chute de tension et dans le calcul de la vitesse de propagation [21]. Ce modèle est basé sur celui d'Obenaus. Ainsi, la tension aux bornes de l'isolateur sera:

$$U = V_{arc} + R_p(x)I + mV_e \quad (1.31)$$

où V_e est la chute de tension accumulée à l'anode et à la cathode.

Ce problème a été aussi traité par Cheng et Nour [37] en supposant qu'il existe m décharges simultanées. En partant du modèle d'Obenaus, ils considèrent que le courant qui circule dans la couche de pollution est la somme des courants dans chaque décharge. La recherche des conditions critiques par rapport au leader (c'est à dire la décharge la plus avancée), les a conduit à des résultats plus proches des mesures que ceux du modèle sans l'hypothèse d'arcs multiples.

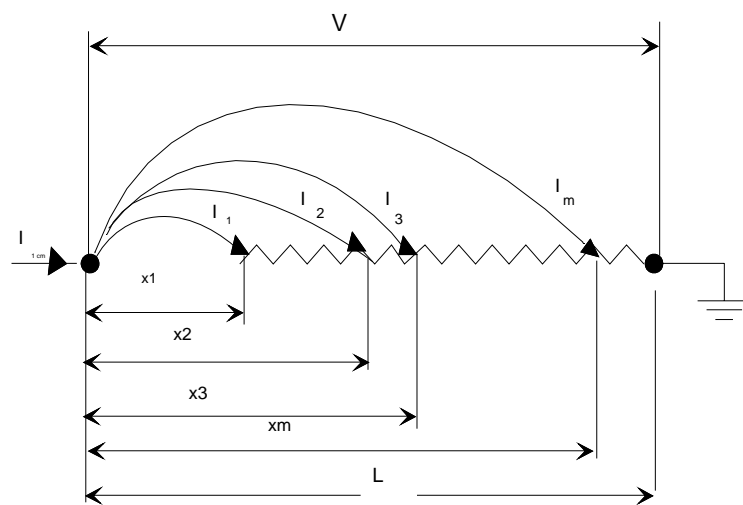


Figure 1.8: modèle multi-arc [37]

Le schéma du modèle multi-arc est donné sur la figure 1.8. L'équation qui décrit le modèle circuit équivalent est dans ce cas [37]:

$$V = NI_m^{-n} x_m + r(L - x_m) \sum_{k=1}^m I_k + V_e \quad (1.32)$$

Ce modèle est un modèle statique qui conduit, en partant des expressions pour la tension et le courant critiques de Wilkins, aux conditions critiques de contournement, lequel aura lieu si:

$$\frac{dV}{dI_m} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{dV}{dx_m} = 0 \quad (1.33)$$

Le modèle multi-arc de Cheng et Nour a été adapté par Zmajkovic [40], qui partant du principe de la propagation de la décharge par amorçage des ramifications successives de la colonne principale de la décharge, suppose que la ramification de la décharge la plus avancée vers l'électrode de masse est de nature différente de celles qui précèdent. La décharge est donc décrite par l'équation de Reider (modèle de Rao et Gopal), alors que les précédentes sont décrites par l'équation d'Ayrton (modèle de Cheng et Nour).

Pour une décharge de m ramifications, les équations du modèle sont les suivantes:

$$V = \alpha + (\beta + x_m) \gamma \left(\ln \frac{I_m}{\delta} \right)^{-3} + r_p (L - x_m) \sum_{k=1}^m I_k + V_e \quad (1.34)$$

où I_k est le courant dans la branche k et x_m la longueur de la branche m.

L'expression (1.34) représente la chute de tension dans la dernière branche de la décharge. La relation entre la dernière branche m et l'avant dernière branche m-1 est décrite comme suit:

$$\alpha + (\beta + x_m) \gamma \left(\ln \frac{I_m}{\delta} \right)^{-3} = NI_{m-1}^{-n} x_{m-1} + r_p (x_m - x_{m-1}) \sum_{k=1}^{m-1} I_k \quad (1.35)$$

Les autres branches sont décrites par l'équation suivante:

$$NI_{j+1}^{-n} x_{j+1} = NI_j^{-n} x_j + r_p (x_{j+1} - x_j) \sum_{k=1}^j I_k \quad (1.36)$$

où $j=1,2..m-2$

4.7 Couche de pollution non uniforme

La couche de pollution qui se dépose sur l'isolateur est loin d'être uniforme; cependant, on ignore la forme ou la nature de cette non linéarité car c'est un phénomène très aléatoire dans la nature. Les travaux effectués antérieurement, montrent que le cas de pollution uniforme semble être plus critique d'où la justification de l'hypothèse d'une pollution uniforme pour simplifier les calculs. Ce problème a été traité par plusieurs chercheurs qui généralement ont attribué des résistivités différentes à chaque zone de l'isolateur.

Pour tenir compte de la non uniformité de la couche de pollution dans leur modèle, Sundararajan et Gorur [24] ont partagé le profil de l'isolateur en plusieurs zones et ont attribué un ESDD (dépôt de densité de sel équivalent) différent pour chaque zone. Ils ont trouvé que la tension de contournement dans ce cas est légèrement supérieure à celle correspondant à une pollution uniforme dont le ESDD est le même sur toute la surface de l'isolateur.

En utilisant le même principe, Anjana et al [20] ont aboutit aux mêmes conclusions.

A partir des expériences en pollution artificielle, Matsuoka et al [41] ont trouvé que le degré de non uniformité des contaminants est étroitement lié aux caractéristiques de la résistance surfacique et à leur variation en fonction du temps.

4.8. Formation de bandes sèches

Le problème de la formation de bandes sèches a été traité par différents chercheurs [42-44]. Gellert et Rasmussen [44] ont modélisé la formation de bandes sèches par éléments finis en considérant la relation entre la formation de la buée, la tension et la distribution de la

température dans la couche de pollution. Cette relation peut être décrite par trois équations aux dérivées partielles couplées:

$$- \frac{\partial C}{\partial t} = \Delta(D\Delta C) + v - fT \quad (1.37)$$

pour la distribution de la buée,

$$- \Delta(\sigma\Delta V) = 0 \quad (1.38)$$

pour distribution de la tension,

$$- C_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta(K\Delta T) + (\Delta V)^2 \sigma \quad (1.39)$$

pour la distribution de la température,

où

$C[\text{g}/\text{cm}^3]$ est la buée,

$D[\text{cm}^2/\text{s}]$ est le coefficient de diffusion

$v [\text{g}/\text{cm}^3\text{s}]$ est la vitesse de mouillage

$f [\text{g}/\text{cm}^3\text{°C}]$ est la fonction d'évaporation

$\sigma[1/\Omega\text{cm}]$ est la conductivité

$C_p[\text{J}/\text{g}^\circ\text{C}]$ est la chaleur spécifique à pression constante

$\rho[\text{g}/\text{cm}^3]$ est la densité, $K[\text{Wcm}^\circ\text{C}]$ est le coefficient de transfert par conduction

t est le temps.

Les équations 1.37-1.39 ont été établies en considérant que :

- la pénétration de l'eau d'un élément de volume à un autre se fait par diffusion et l'influence de la gravitation est négligée, le mouillage et l'évaporation ont lieu sur la surface mais sont supposés à travers la couche (acceptable lorsque la couche est fine).

- la tension appliquée et la conductivité déterminent le courant de fuite;

- aucune accumulation de charge n'est possible;

- la tension doit être de préférence alternative et la capacité aux voisinage est négligée;

- la chaleur développée indique les températures locales dans la couche de pollution; elle est supposée indépendante de la surface de l'isolateur.

En utilisant en plus des conditions aux limites bien définies, Gellert et Rasmussen [44] ont trouvé une concordance qualitative avec les résultats expérimentaux. Cependant, beaucoup de travail reste à faire pour bien exploiter ce modèle.

5. CONCLUSION

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons rappelé les principaux modèles statiques rapportés dans la littérature et souligné leur caractère empirique ou semi-empirique à travers des équations caractérisant la tension aux bornes de la décharge ou les conditions critiques pour le contournement. Ces modèles traitent le phénomène de contournement sous un aspect global en lui associant un critère d'extension. Il s'agit de modèles statiques qui photographient la situation à un instant donné, et ne permettent guère que la recherche de la condition de rupture d'un état d'équilibre.

Par ailleurs, l'utilisation des modèles pour la prédiction des tensions de contournement n'est pas globalement satisfaisante en comparaison avec les résultats expérimentaux. C'est pourquoi, la connaissance des phénomènes physiques et géométriques impliqués dans

l'élongation d'une décharge sur une surface faiblement conductrice est nécessaire afin d'améliorer sa modélisation.

Quant aux trois modèles dynamiques proposés, ils ont un aspect commun: ils sont tous basés sur le modèle statique d'Obenaus et sur le modèle de Mayr pour le comportement dynamique de l'arc. Le modèle d'Obenaus décrit l'état électrique statique du phénomène de contournement. Ces modèles ne donnent aucune explication sur le mécanisme physique de l'élongation de la décharge. Cependant, si on leur associe un critère de propagation et un modèle de comportement dynamique de l'arc, on obtiendra alors une suite d'états statiques dans lesquels des paramètres tels que la longueur d'arc, le facteur de forme, la résistance d'arc, l'épaisseur de la couche de pollution et sa résistance, vont évoluer dans le temps; ces modèles peuvent alors être considérés comme étant dynamiques.

Chapitre 2

MODELE ANALYTIQUE DE CONTOURNEMENT

1. Introduction

Le phénomène de contournement est conditionné par différents facteurs qui évoluent et qui peuvent s'influencer mutuellement, de sorte que les résultats recueillis dans des conditions réelles de service ne sont pas faciles à interpréter.

Pour essayer d'y voir plus clair, une simplification est nécessaire afin d'examiner séparément l'influence des différents paramètres impliqués.

Une des démarches couramment utilisée [4, 7, 10, 11, 27, 37], et que nous reprendrons par la suite, est de modéliser l'isolateur pollué par un schéma électrique équivalent et de rechercher les conditions nécessaires pour que la décharge amorcée se développe jusqu'au contournement.

2. Modèle d'isolateur pollué et circuit équivalent

Pour rendre possible la représentation des phénomènes de contournement au moyen d'un modèle mathématique, on a souvent recours à des hypothèses simplificatrices. Dans ce qui va suivre nous considérons un isolateur plan de longueur de fuite L sur lequel est apparu un arc partiel de longueur x et de résistance R_{arc} comme indiqué sur la figure 2.1. Le choix de cette représentation en deux dimensions est justifié par le fait que le phénomène de contournement dépend essentiellement des caractéristiques surfaciques de la couche de pollution.

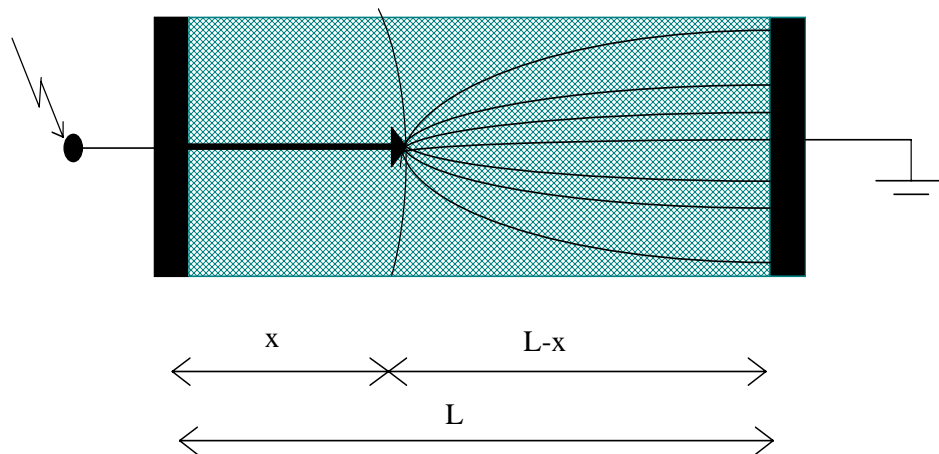


Figure 2.1: Schéma d'un isolateur pollué

Cette couche de pollution peut être modélisée par une résistance R_p en parallèle avec une capacité C . Ainsi, le schéma électrique équivalent du modèle sera (figure 2.2).

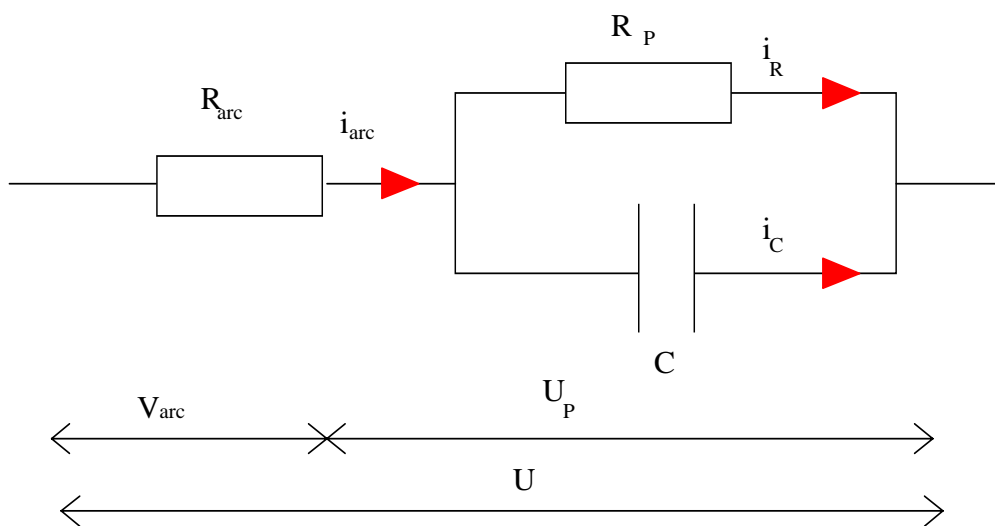


Figure 2.2: Circuit électrique équivalent

où i_{arc} est le courant d'arc, i_r et i_c étant les deux composantes active et capacitive représentant les courants dans la couche de pollution.

Pour le cas plan, R_p et C peuvent être exprimées de la façon suivante:

$$R_p = \rho_p \frac{(L-x)}{S_p} \quad (2.1)$$

et

$$C = \varepsilon \frac{S_p}{(L-x)} \quad (2.2)$$

où ρ_p , ε , L et S_p sont respectivement la résistivité, la permittivité, la longueur de fuite et la section de la couche polluée. Notons que les expressions de R_p et C ne sont que des valeurs approximatives utilisées dans le but de pouvoir les comparer avec d'autres modèles [7-15].

D'autre part, en considérant que l'arc est un canal cylindrique de section s , de longueur x et de résistivité ρ_{arc} , sa résistance R_{arc} sera:

$$R_{arc} = \rho_{arc} \frac{x}{s} \quad (2.3)$$

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

$$Z_{eq} = R_{arc} + \frac{R_p}{1 + j\omega R_p C} \quad (2.4)$$

ou encore

$$Z_{eq} = \frac{\rho_{arc}x}{s} + \frac{\rho_p(L-x)}{S_p(1+j\omega\rho_p\varepsilon)} \quad (2.5)$$

3. Critère de Propagation

Pour établir un critère de propagation, nous allons considérer le module de l'impédance du circuit équivalent à l'isolateur pollué.

Ainsi, en élevant au carré le module de l'impédance Z_{eq} , on a:

$$|Z_{eq}|^2 = \frac{1}{a^2 s^2 S_p^2} [(\rho_{arc}xS_p a + \rho_p s(L-x))^2 + \omega^2 \varepsilon^2 s^2 \rho_p^4 (L-x)^2] \quad (2.6)$$

$$\text{où} \quad a = 1 + \omega^2 \rho_p^2 \varepsilon^2 \quad (2.7)$$

$$\text{En posant} \quad \alpha = (\rho_{arc}S_p a - \rho_p s)^2 + \omega^2 \varepsilon^2 s^2 \rho_p^4 \quad (2.8)$$

le module carré de l'impédance s'écrit:

$$|Z_{eq}|^2 = \frac{1}{a^2 s^2 S_p^2} [\alpha x^2 - 2xL(\alpha + S_p a \rho_{arc}(s\rho_p - S_p a \rho_{arc})) + aL^2 s^2 \rho_p^2] \quad (2.9)$$

En dérivant cette expression par rapport à x, on obtient;

$$\frac{d|Z_{eq}|^2}{dx} = \frac{1}{a^2 s^2 S_p^2} [2\alpha x - 2L(\alpha + S_p a \rho_{arc}(s\rho_p - S_p a \rho_{arc}))] \quad (2.10)$$

Une condition nécessaire à la propagation de l'arc est que la variation de l'impédance soit décroissante:

$$\frac{d|Z_{eq}|}{dx} < 0 \quad (2.11)$$

Ce qui conduit à:

$$x < L \left[1 + \frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha} (s \rho_p - S_p a \rho_{arc}) \right] \quad (2.12)$$

cette relation peut aussi s'écrire sous la forme:

$$\frac{x}{L} - 1 < \frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha} (s \rho_p - S_p a \rho_{arc}) \quad (2.13)$$

L'analyse de cette expression nous amène à distinguer trois cas:

Cas 1:

$$\frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha} (s \rho_p - S_p a \rho_{arc}) \geq 0 \quad (2.14)$$

Comme le terme $\frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha}$ est toujours positif, l'arc se propagera toujours. La condition (2.14)

devient alors:

$$s\rho_p - S_p a\rho_{arc} > 0 \quad (2.15)$$

Les modules des contraintes électriques E_{arc} et E_p , respectivement dans l'arc et dans la couche de pollution peuvent être exprimés de la façon suivante:

$$E_{arc} = \frac{\rho_{arc}}{s} I_{arc} \quad (2.16)$$

I_{arc} étant le courant d'arc et

$$E_p = \frac{\rho_p}{S_p \sqrt{a}} I_f \quad (2.17)$$

où I_f est le courant de fuite circulant dans la couche de pollution..

Selon le modèle circuit (figure 2.2), nous avons:

$$I_{arc} = I_f \quad (2.18)$$

et par la suite la condition (2.15) conduit à:

$$E_{arc} < \frac{E_p}{\sqrt{a}} \quad (2.19)$$

Dans le cas continu $a=1$, nous pouvons écrire:

$$E_{arc} < E_p \quad (2.20)$$

Notons que le critère sur les impédances conduit à un critère de propagation identique à celui établi par Hampton [5].

Cas 2:

$$\frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha} (s \rho_p - S_p a \rho_{arc}) < -1 \quad (2.21)$$

Une fois développée, cette condition conduit à:

$$\frac{\rho_p}{S_p} < \frac{\rho_{arc}}{s} \quad (2.22)$$

Dans ce cas, l'arc ne peut pas se propager vu que sa résistance linéique est supérieure à celle de la couche de pollution.

Cas 3:

$$-1 < \frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha} (s \rho_p - S_p a \rho_{arc}) < 0 \quad (2.23)$$

L'analyse de cette expression fait apparaître le cas où l'arc s'allonge jusqu'à une distance x_0 , puis il s'éteint. La distance x_0 est définie par:

$$x_o = L(1 + \frac{Sa\rho_{arc}}{\alpha}(s\rho_p - Sa\rho_{arc})) \quad (2.24)$$

Ceci peut correspondre au cas où la circulation d'un courant de fuite va entraîner un échauffement de la couche électrolytique par effet Joule se traduisant par l'apparition de bandes sèches. Ces zones vont perdre leur faculté conductrice, et le phénomène amorcé va s'interrompre et le système retrouvera ses propriétés isolantes.

Le second terme de l'inégalité (2.23) conduit à une condition sur les contraintes électriques comme suit:

$$E_{arc} > \frac{E_p}{\sqrt{a}} \quad (2.25)$$

Dans le cas continu où $a=1$, l'inégalité (2.25) devient:

$$E_{arc} > E_p. \quad (2.26)$$

Comme l'arc peut s'allonger même si $E_{arc} > E_p$, le critère de Hampton ne correspond pas à une condition suffisante à la propagation de l'arc. Cependant, il est vrai que l'arc s'éteindra avant d'atteindre la seconde électrode.

4. Tension d'arc

Pour déterminer l'expression de la tension d'arc et la comparer aux expressions rapportées dans la littérature, nous allons considérer le cas critique du critère de propagation:

$$\frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha}(s\rho_p - S_p a \rho_{arc}) = 0 \quad (2.27)$$

d'où

$$s\rho_p = S_p a \rho_{arc} \quad (2.28)$$

ou encore

$$E_{arc} = \frac{E_p}{\sqrt{a}} \quad (2.29)$$

La tension d'arc peut être exprimée par:

$$V_{arc} = \frac{\rho_{arc} x}{s} I_{arc} \quad (2.30)$$

En combinant les équations (2.28) et (2.30), on obtient:

$$V_{arc} = \frac{\rho_p}{S_p a} x I_{arc} \quad (2.31)$$

La densité du courant de fuite dans la couche de pollution J_f est telle que:

$$J_f = \sqrt{\sigma_p^2 + \omega^2 \varepsilon^2} E_p = \frac{\sqrt{a}}{\rho_p} E_p \quad (2.32)$$

Donc, V_{arc} sera:

$$V_{arc} = \frac{E_p}{\sqrt{a}} \times \frac{I_{arc}}{I_f} \quad (2.33)$$

Puisque

$$V_{arc} = \frac{x E_p}{\sqrt{a}} = x E_{arc} \quad (2.34)$$

4.1. Transfert d'énergie dans l'arc [45]

En raison de leur grande mobilité, les électrons puisent leur énergie dans le champ électrique et la communiquent aux particules lourdes par collisions. Si on appelle I_{arc} (A) le courant et E_{arc} (Vm^{-1}) l'intensité du champ électrique dans l'arc, on peut exprimer l'énergie fournie par seconde et par unité de longueur aux électrons par $P = E_{arc} I_{arc}$.

Les électrons cèdent cette puissance linéique de plusieurs manières:

-par **collision élastique** avec les particules lourdes:

$$P_{coll} = 3 \frac{m_e}{m_l} k (T_e - T_L) n_e f \quad (2.35)$$

où f est la fréquence des collisions, m_e , m_l , T_e et T_L les masses et les températures des électrons et des particules lourdes, n_e la densité linéique des électrons et k la constante de Boltzmann.

-par **conduction thermique**: en supposant que la colonne de l'arc est en équilibre thermodynamique local, la quantité de chaleur transmise est celle donnée par la loi de Fourier [46] en coordonnées sphériques, on a:

$$P_{th} = \frac{dQ}{dt} = -\lambda A \frac{\partial T_e}{\partial n} \quad (2.36)$$

Où λ , A , n et T_e sont respectivement la conductivité thermique, l'élément de surface, la normale dans la direction du gradient de la température et la température des électrons.

Q étant la quantité de chaleur linéique dans l'arc.

-par **diffusion ambipolaire**

$$P_A = \left(W_i + \frac{5}{2} kT_e \right) D_A \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) \quad (2.37)$$

Où W_i est l'énergie d'ionisation des particules lourdes et $\left(W_i + \frac{5}{2} kT_e \right)$ représente l'énergie totale des électrons; c'est la somme de l'enthalpie du gaz d'électrons et de l'énergie qu'il faut leur fournir pour qu'ils ne soient plus liés à l'atome.

-par **rayonnement**: C'est l'énergie qui s'échappe du plasma par rayonnement après collisions inélastiques. Elle est négligeable aux faibles valeurs de n_e . Au fur et à mesure que la température électronique croît, l'importance des collisions inélastiques, de la conductivité thermique électronique et de la diffusion augmente.

4.2. Hypothèses

Pour un arc brûlant dans l'air et la vapeur d'eau à la pression atmosphérique (c'est à dire que le milieu peut être considéré en équilibre thermodynamique local), les pertes par radiation sont faibles et la majorité de la dissipation électrique chauffe le gaz dans son voisinage. En supposant que la puissance linéique P est uniquement dissipée dans l'arc par conduction thermique [32, 46], il devient:

$$P = P_{th} = \frac{dQ}{dt} = E_{arc} I_{arc} \quad (2.38)$$

Q étant la quantité de chaleur par unité de longueur portée par l'arc.

En utilisant les hypothèses appropriées concernant la géométrie du canal de l'arc et du gradient de la température (en supposant que les surfaces isothermiques du canal d'arc sont des hémisphères et que l'équation de propagation de la température est unidimensionnelle), l'équation d'équilibre d'énergie peut être exprimée par:

$$E_{arc} I_{arc} = \pi \lambda_{av} T \quad (2.39)$$

Où T est la température axiale nécessaire à l'ionisation thermique, et λ_{av} est la conductivité thermique de l'air et de la vapeur d'eau .

La conductivité thermique d'un tel mélange de gaz n'est pas facile à calculer. D'après W. McElhannon and E. McLaughlin [47], λ_{av} est déterminée par la relation:

$$\lambda_{av} = \sum_{i=a}^v \frac{\lambda_i}{1 + \frac{A_i(1 - v_i)}{v_i}} \quad (2.40)$$

Où λ_i , v_i et A_i sont respectivement la conductivité thermique, la fraction volumique et le coefficient cinétique du gaz pour chaque constituant du mélange; les indexes a et v sont reliés respectivement à l'air et à la vapeur d'eau.

Les équations (31), (34) et (35) donnent:

$$V_{arc} = \pi T \left[\sum_{i=a}^v \frac{\lambda_i}{1 + \frac{A_i(1-v_i)}{v_i}} \right] \frac{x}{I_{arc}} \quad (2.41)$$

Cette relation peut être exprimée par

$$V_{arc} = \frac{Nx}{I_{arc}^n} \quad (2.42)$$

où $n=1$ et $N = \pi T \left[\sum_{i=a}^v \frac{\lambda_i}{1 + \frac{A_i(1-v_i)}{v_i}} \right]$

Cette expression obtenue analytiquement rappelle celles (empiriques ou semi-empiriques) rencontrées dans la littérature établies à partir de résultats expérimentaux et utilisées par différents chercheurs pour caractériser la tension d'arc [7-15]

L'équation du circuit est:

$$U = \frac{Nx}{I_{arc}^n} + z_p(L-x)I_{arc} \quad (2.43)$$

où z_p est l'impédance de la couche de pollution

Si la couche de pollution est résistive, l'équation(2.43) s'écrit:

$$U = \frac{Nx}{I_{arc}^n} + r_p(L-x)I_{arc} \quad (2.44)$$

A titre d'exemple, la constante N est égale à 2,28 pour $T=1000^\circ\text{K}$, $\lambda_a=0,06279\text{W/m}^\circ\text{K}$ [48]

(la conductivité de l'air) et $\lambda_v=0,079\text{W/m}^\circ\text{K}$ [49] (la conductivité de la vapeur d'eau)

A partir de la théorie de la cinétique des gaz, $A_a=0,86$, $A_v=1,2$, $v_a=0,02$ et $v_v=0,12$.

5. Courant critique et tension de contournement

En dérivant l'équation (2.44) par rapport à x , on obtient le courant critique I_C :

$$I_C = \left(\frac{N}{r_p} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (2.45)$$

De même, en dérivant cette expression (2.44) par rapport à I_{arc} , on obtient:

$$\frac{x_C}{L} = \left[1 + \frac{Nn}{r_p I_{arc}^{n+1}} \right]^{-1} \quad (2.46)$$

En combinant les équations (2.45) et (2.46), on obtient la longueur d'arc critique x_C :

$$x_C = \frac{L}{n+1} \quad (2.47)$$

La tension critique de contournement sera donc:

$$U_c = L N^{1/n+1} r_p^{n/n+1} \quad (2.48)$$

6. Validation du critère

Pour valider notre modèle, nous allons considérer les modèles rapportés dans la littérature, en particulier ceux de Claverie et Porcheron [15], Obenaus [8], Wilkins [11], Jolly [7], Woodson [7], et Hampton [10].

Pour tenir compte de la nature du milieu où brûle la décharge, ces auteurs ont considéré des valeurs différentes pour les constantes N et n définissant la caractéristique statique de l'arc.

Ces valeurs sont données dans le tableau 2.1:

Auteurs	N	n	
Obenaus	100	0,7	air sec
Calverie et Porcheron	100	0,5	
Woodson	200	0,8	
Wilkins	63	0,76	
Jolly	80	0,62	
Hampton	530	0,24	vapeur d'eau
Rahal et Huraux	530	0,24	

Tableau 2.1

Rappelons que pour notre modèle analytique, l'équation de la caractéristique statique a été établie en considérant que la décharge a lieu dans un mélange d'air et de vapeur d'eau.

En comparant les caractéristiques $I_c=f(r_p)$ des données obtenues par ces différents modèles empiriques [7, 8, 10, 11, 15] avec notre modèle analytique (figure 2.3), nous remarquons une bonne concordance. En effet, pour les résistances linéiques allant jusqu'à $10^4 \Omega/cm$, la caractéristique donnée par notre modèle se trouve entre celles issues de modèles empiriques. Elle apparaît comme une courbe moyenne par rapport à celles rapportées dans la littérature.

En traçant le champs critique (U_c/L) en fonction de r_p (figure 2.4), nous remarquons aussi un bon accord entre les caractéristiques données par notre modèle et celles obtenues par les autres chercheurs [7, 8, 10, 11, 15].

Par conséquent le modèle analytique que nous venons de présenter constitue un bon outil permettant la prédiction de la tension critique de contournement ainsi que du courant critique.

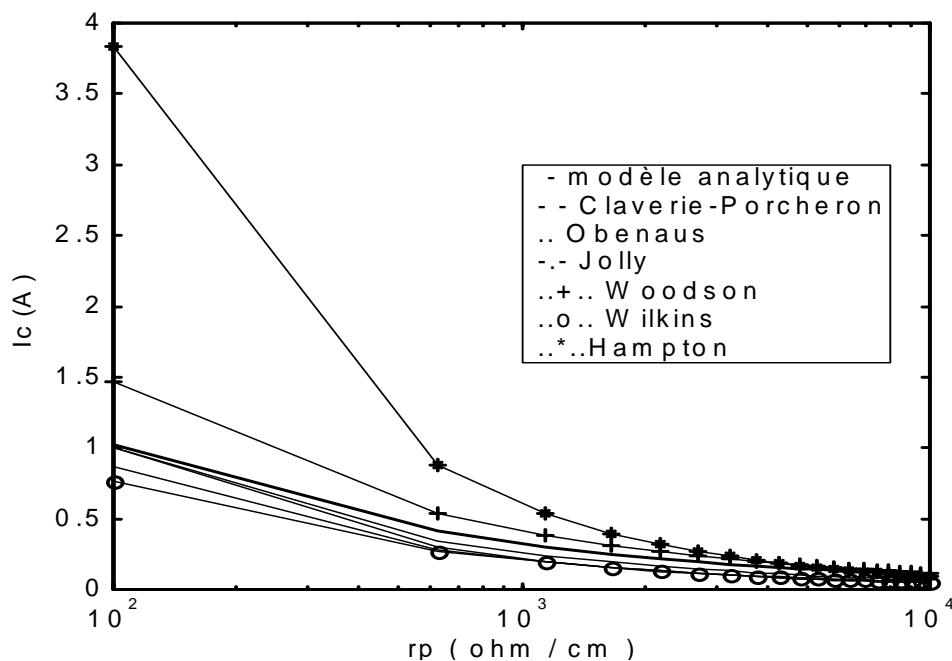


Figure 2.3: Courant critique en fonction de la résistance linéique

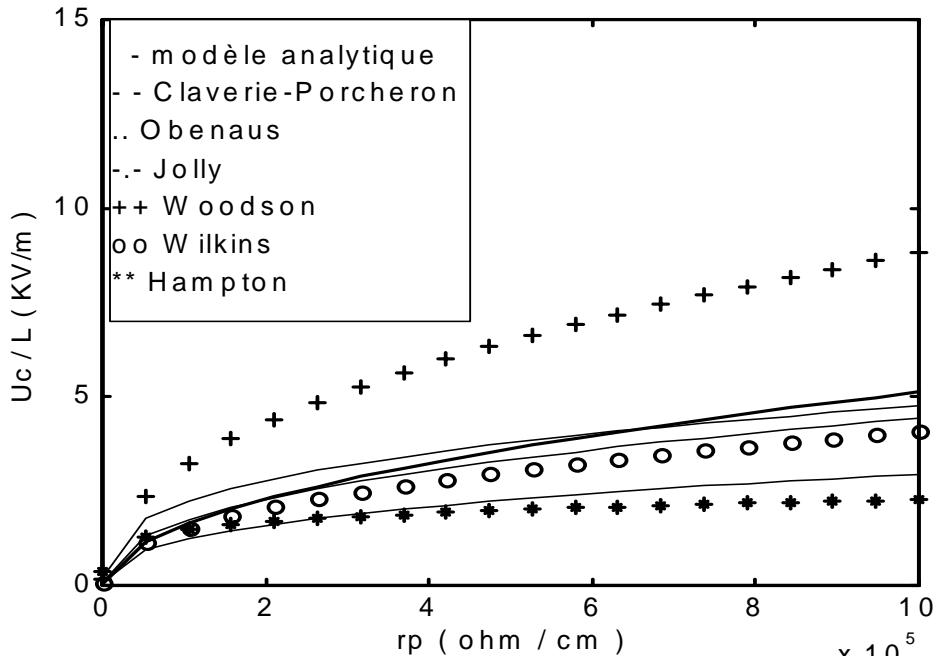


Figure 2.4: champ critique en fonction de la résistance linéique

7. Facteur de forme

Si nous considérons l'équation (2.48) de la tension critique de contournement, nous remarquerons que cette expression ne tient pas compte de la géométrie de l'isolateur, seule sa longueur de fuite intervient alors que dans la réalité la forme de l'isolateur joue un rôle important dans la détermination de la tension critique de contournement [37]. Pour parer à ce problème, certains chercheurs [11, 16, 20, 21, 24, 25, 50] ont eu recours à des corrections tenant compte de la géométrie des isolateurs en introduisant des facteurs de formes tel que:

$$f = \frac{1}{\pi} \int_0^{L_u} \frac{dl}{D(l)} \quad (2.49)$$

$D(l)$ est le diamètre de l'isolateur à la longueur l , L_u est la longueur totale de l'isolateur.

Nous pouvons définir alors un diamètre effectif par la relation:

$$D_{eff} = \frac{L_u}{\pi f} \quad (2.50)$$

ou encore

$$D_{eff} = \frac{1}{\pi f^n} \quad (2.51)$$

avec

$$f' = \frac{f}{L_u} \quad (2.52)$$

Notons que dans le cas d'un isolateur cylindrique, la résistance linéique peut être exprimée en fonction de la conductivité surfacique σ par:

$$r_p = \frac{1}{\sigma \pi D_{eff}} \quad (2.53)$$

Ainsi, nous obtenons l'expression de la tension critique de contournement tenant compte de la forme de l'isolateur.

$$U_C = k^{1/n+1} \left(\frac{f'}{\sigma} \right)^{n/n+1} L \quad (2.54)$$

8. Conclusion

Nous avons proposé un nouveau critère de propagation basé sur l'impédance équivalente d'un circuit électrique simulant un isolateur pollué sur lequel une décharge s'est générée. Ce critère est également discuté à la lumière de ceux rapportés dans la littérature.

Un modèle analytique permettant de déterminer la tension critique de contournement a été établi. Celui-ci est basé sur l'équilibre énergétique, le circuit électrique équivalent et les caractéristiques physiques de l'arc. Pour tenir compte de la géométrie de l'isolateur réel un facteur de forme a été introduit dans le modèle analytique. Les résultats donnés par le modèle élaboré sont en bon accord avec ceux obtenus par les modèles empiriques connus. Des comparaisons concernant la tension et le courant critique sont présentées.

La modèle que nous venons d'établir ne fait pas intervenir le paramètre temps et ne constitue donc implicitement qu'un modèle statique. L'évolution de la décharge ne peut pas être déduite de ce modèle; il décrit tout juste une condition de déséquilibre qui a été choisie comme condition critique conduisant au contournement.

Dans le chapitre suivant, nous allons développer un système d'équations qui prend en compte l'évolution du modèle au cours du temps et proposer un modèle dynamique.

Chapitre 3

MODELE DYNAMIQUE

1. Introduction

La plupart des modèles rapportés dans la littérature, sont des modèles statiques. Ces modèles permettent, pour une situation donnée, la prédiction de la tension de contournement critique sans prendre en compte l'évolution dans le temps des différents paramètres (électriques, thermiques, géométriques,...) impliqués dans le processus du contournement, d'où l'intérêt à développer un modèle dynamique. C'est l'objet de ce chapitre.

Il s'agit de comprendre les mécanismes d'extension d'une décharge électrique sur une surface faiblement polluée afin de modéliser le comportement de systèmes d'isolation pollués en vue de prédéterminer leur tenue au contournement et d'en optimiser la conception.

2. Base du modèle

L'idée générale consiste à représenter l'isolateur pollué et l'arc qui s'y propage par un canal d'arc en série avec une couche de pollution. La figure 3.1 représente le circuit électrique équivalent de cette configuration. La décharge étant amorcée, dans quelles conditions s'allongerait-elle jusqu'à relier par court-circuit l'électrode haute tension et la masse ? quels sont les mécanismes physiques responsables de cette élongation ?

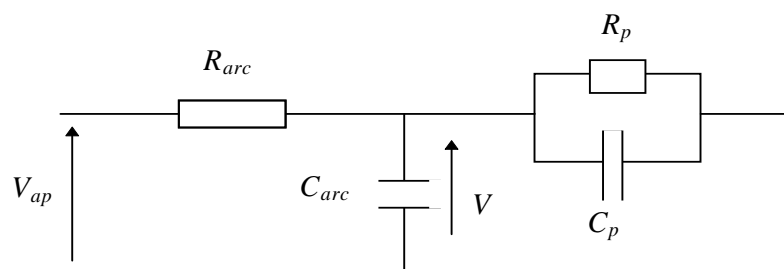


Figure 3.1: modèle circuit de la décharge en série avec la couche de pollution.

2.1. Initiation de la première décharge

Lorsque la tension appliquée entre deux électrodes (champ électrique) est suffisamment élevée, une première décharge de longueur initiale x_0 de type couronne, peut avoir lieu. Si les conditions d'extension de cette décharge sont satisfaites, alors le canal de l'arc est alimenté par le courant des décharges couronne et peut donc s'allonger. Dans le cas contraire, le canal se refroidit et disparaît, sauf si les caractéristiques de la tension appliquée sont telles qu'une réactivation du canal puisse se reproduire. La valeur de cette longueur initiale de la décharge généralement utilisée par les chercheurs [20, 24, 25] est de 1% de la longueur de fuite totale.

2.2. Critère de propagation

Le critère de propagation de la décharge locale utilisé est celui basé sur les impédances linéiques établi dans le chapitre précédant correspondant au cas le plus critique. Dans ce qui suit, nous considérons que la décharge peut être représentée par un schéma électrique équivalent comme indiqué dans la figure 3.2.

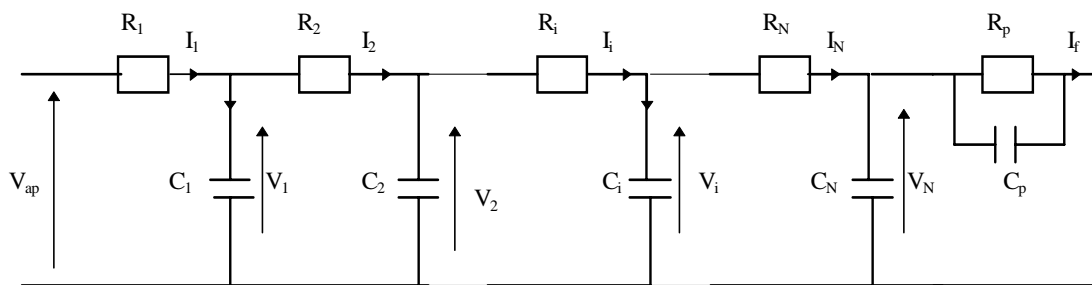


Figure 3.2: schéma électrique équivalent à la propagation de la décharge

R_i , C_i , I_i et V_i sont respectivement la résistance, la capacité, le courant et la tension correspondant à chaque cellule nouvellement créée représentant un nouveau déplacement partiel de l'arc. La résistance R_p et la capacité C_p représentent l'impédance de la couche de pollution.

Lorsque l'arc se propage, la tension et le courant sont reliés par les équations suivantes:

$$V_{N-1}(t) - V_N(t) = R_N I_N(t) \quad (3.1)$$

$$I_N(t) = C_N \frac{dV_N(t)}{dt} + I_f(t) \quad (3.2)$$

$$I_f(t) = \frac{V_N(t)}{Z_p} \quad (3.3)$$

Z_p étant l'impédance équivalente de la couche de pollution (R_p en parallèle avec C_p).

Pour la modélisation, on utilise la représentation d'état qui consiste à écrire les équations du circuit sous forme d'un système d'équations différentielles du premier ordre:

$$\frac{dX(t)}{dt} = AX(t) + BU(t) \quad (3.4)$$

$$Y(t) = CX(t) + DU(t) \quad (3.5)$$

où A, B, C et D sont les matrices d'état correspondant respectivement à la dynamique du système, au contrôle, à l'observation et à la transmission directe.

U(t) et Y(t) sont respectivement les matrices d'entrée et de sortie.

Une fois le vecteur d'état X déterminé, les matrices (A, B, C, D) seront calculées connaissant la topologie et les valeurs des paramètres du circuit à chaque instant.

Le courant d'arc sera alors:

$$I_{arc} = \frac{V_{N-1}(t) - V_N(t)}{R_N} \quad (3.6)$$

La charge injectée est la somme des charges élémentaires:

$$Q(t) = \sum_{i=1}^N q_i = \sum_{i=1}^N C_i V_i(t) \quad (3.7)$$

N étant le nombre de sauts de l'arc

et V_i représente la tension à la tête de l'arc

La chute de tension dans l'arc est:

$$V_{arc}(t) = V_{ap}(t) - V_N(t) \quad (3.8)$$

2.3. Les paramètres du circuit équivalent

2.3.1. Impédance de la couche de pollution

La résistance R_p : La forme d'un isolateur réel est très complexe; il est donc très difficile d'exprimer la résistance de pollution par une simple équation. Plusieurs chercheurs ont utilisé des modèles simples comme le modèle plan mais cette représentation ne permet pas de mettre en évidence l'influence de la complexité de la géométrie d'un isolateur et de l'état de l'arc sur le contournement. Pour tenir compte de cette influence certains auteurs ont essayé d'adopter différents modèles.

Modèle linéaire

C'est le modèle le plus utilisé [7, 9, 10, 20, 24, 25]. Il consiste à exprimer la résistance de la couche polluée comme une fonction linéaire de la longueur de fuite

$$R_p = r_p (L - x) \quad (3.9)$$

r_p étant la résistance linéique .

Modèle de Wilkins

Pour tenir compte de la constriction des lignes de courant au niveau des points formant la base de l'arc, Wilkins [11] a supposé que ces points forment des demi cercles aux limites des bandes sèches (figure 3.3).

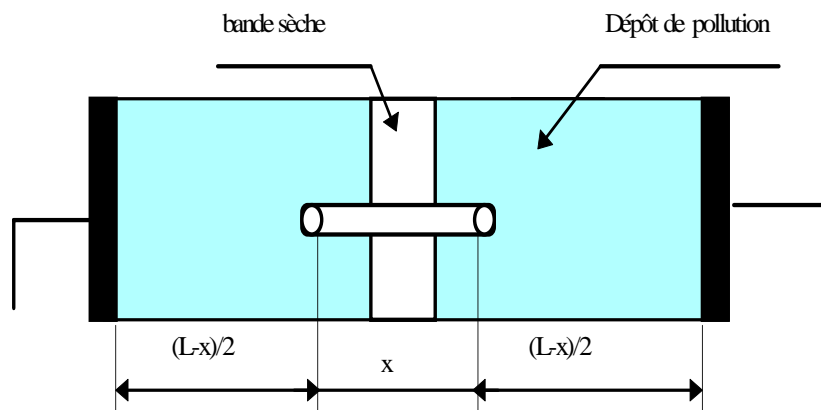


Figure 3.3: modèle de Wilkins [11]

En utilisant la méthode des fonctions conjuguées pour résoudre un problème de champ Laplacien en deux dimensions, Wilkins a obtenu comme expression de R_p pour le cas d'une bande étroite:

$$R_p = \frac{1}{2\pi\sigma} \left[\frac{\pi(L-x)}{a} + \log \frac{a}{2\pi r} \right] \quad (3.10)$$

Dans le cas d'une bande large, R_p aura pour expression [11]:

$$R_p = \frac{1}{2\pi\sigma} \left[\log \frac{2L}{\pi r} \log \tan \frac{\pi x}{2L} \right] \quad (3.11)$$

avec σ , L , x , r et a respectivement la conductivité superficielle de pollution, la longueur de fuite totale la longueur de l'arc, le rayon de l'arc et la largeur de la bande.

En ce qui concerne la relation entre le rayon et le courant dans l'arc, Wilkins a obtenu:

$$r = \sqrt{\frac{I}{1.45\pi}} \quad (cm) \quad (3.12)$$

Modèle de Renyu et Zhicheng

En ramenant une structure complexe à un modèle plan (figure 3.4), Zhicheng et Renyu [30] ont démontré que la résistance R_p prend la forme suivante:

$$R_p = \frac{1}{\pi\sigma} \ln \frac{L-x}{r} \quad (3.13)$$

où σ est la conductivité de la couche de pollution et r est le rayon de la tête de l'arc donné d'après Wilkins [11] par l'équation (3.12).

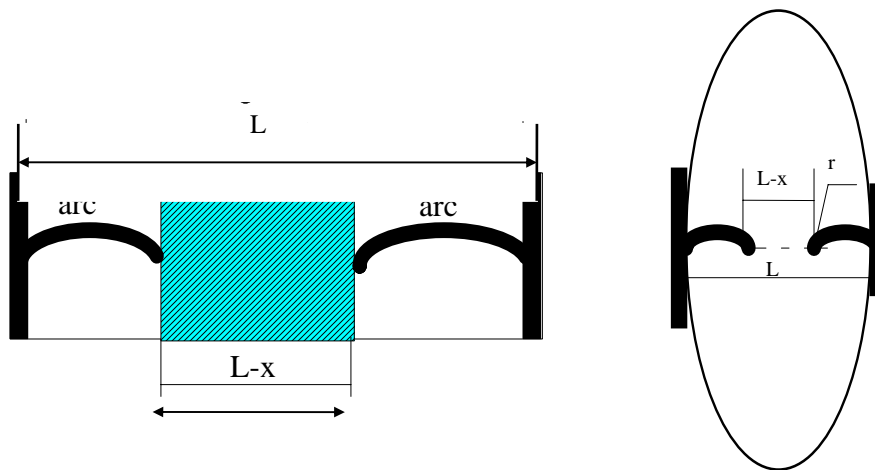


Figure 3.4: modèle de Renyu et Zhicheng [30]

Pour faire un choix entre ces différentes expressions de la couche de pollution, nous avons eu recours à un logiciel permettant le calcul de champs; il s'agit de Flux2d. Ainsi, nous avons calculé la résistance équivalente entre la tête de l'arc et l'électrode en face pour des positions différentes de l'arc. Cette simulation a été faite pour différentes configurations de l'isolateur:

1. Isolateur cylindrique

En considérant un isolateur cylindrique de longueur 100 cm et de rayon 15 cm, et en comparant les résultats de la simulation avec les différentes expressions de la résistance (figure 3.5), nous remarquons que l'expression de la résistance déduite du modèle de Wilkins pour le cas d'une bande étroite, donne des valeurs de résistance très proches de celles obtenues par la modélisation numérique.

2. Isolateur plan

Pour une faible longueur de fuite, soit $L=10$ cm, nous allons étudier l'influence de la largeur de l'isolateur sur la valeur de la résistance pour trois largeurs différentes a .

- $a=1$ cm

Ce type de configuration correspond à la géométrie utilisée généralement pour l'étude du phénomène de contournement sur la surface d'un canal d'électrolyte. Nous pouvons déduire à partir des résultats de calcul de la résistance donnés dans la figure 3.6, que l'approximation linéaire pour cette épaisseur est satisfaisante.

- a=5 cm

Pour une largeur relativement importante par rapport à la longueur de fuite, le modèle de Wilkins, pour le cas d'une bande étroite, donne des valeurs plus proches de la simulation numérique que celles obtenues par l'expression d'une bande large (figure 3.7). Par contre, le modèle linéaire donne des valeurs assez éloignées, ce qui peut fausser le calcul de la tension de contournement.

- a=30 cm

Ce cas correspond à une largeur plus importante que la longueur de fuite. Sur la figure 3.8, nous remarquons que les valeurs de la résistance obtenues par le modèle de Renyu et Zhicheng sont les plus proches des valeurs numériques.

Par ailleurs, nous pouvons conclure sur l'importance de la prise en compte du phénomène de la constriction des lignes de courant au pied de la décharge et donc de la largeur de l'isolateur à étudier. Le modèle de Wilkins semble donner de bons résultats comparés aux résultats de la simulation numérique. Par contre, le modèle linéaire qui est largement utilisé, ne trouve sa justification que pour les très faibles largeurs.

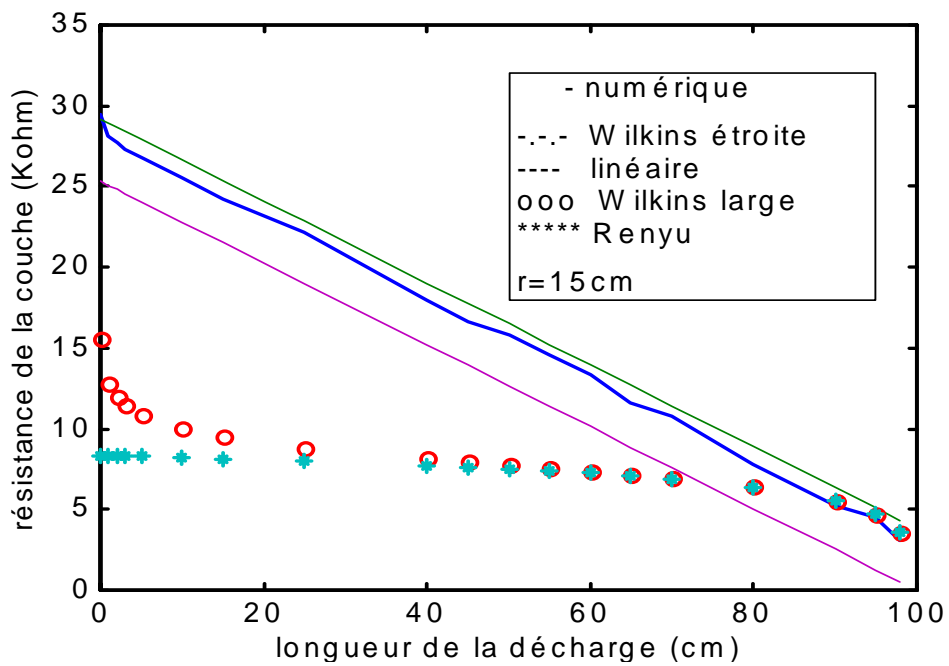
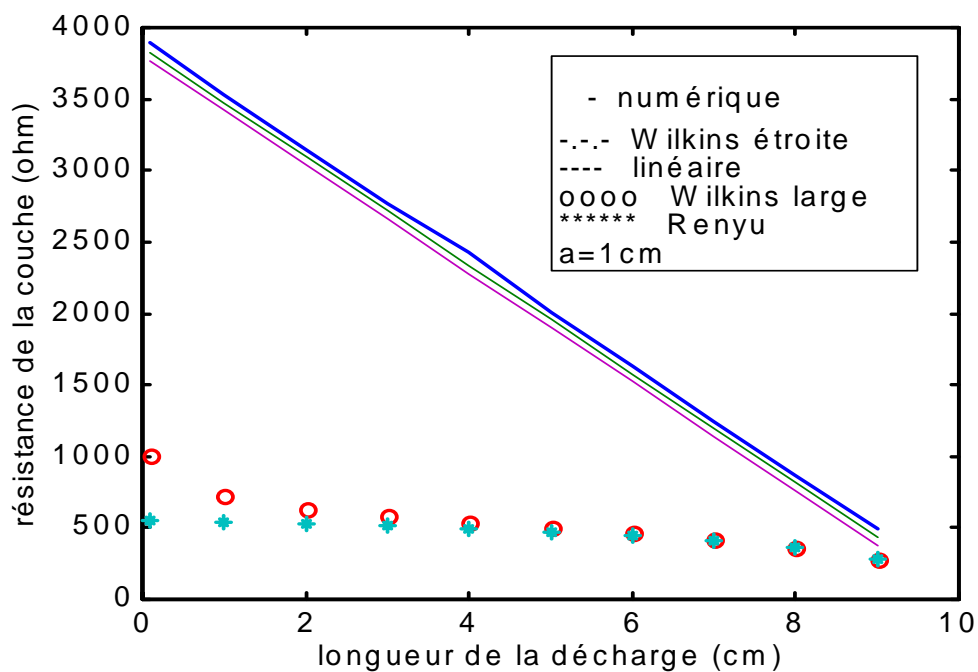
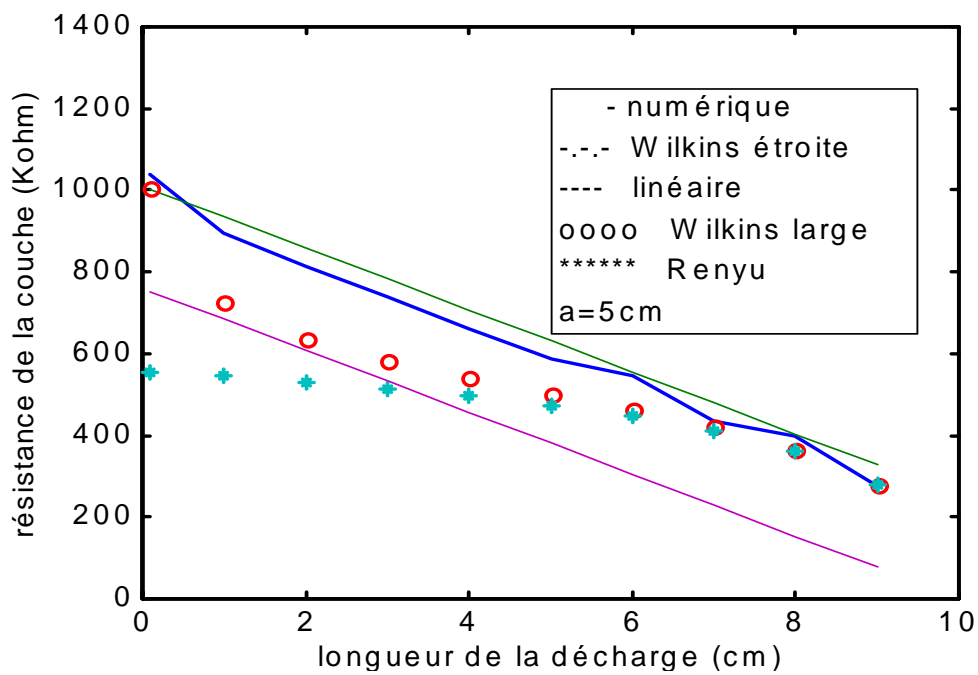
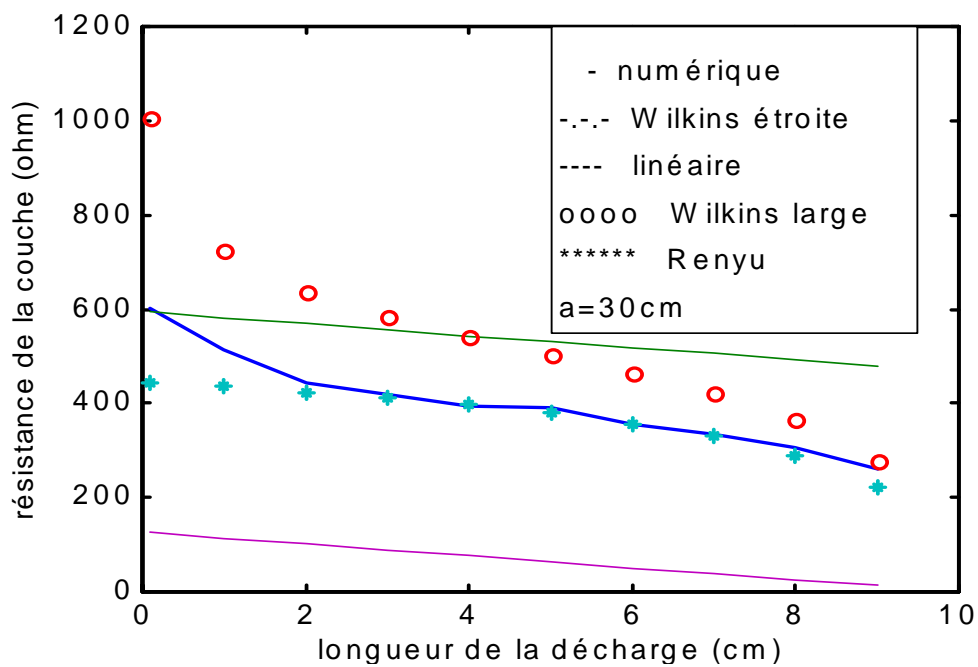


Figure 3.5: Résistance en fonction de la longueur pour un isolateur cylindrique

Figure 3.6: Résistance en fonction de la longueur pour une largeur $a=1\text{ cm}$

Figure 3.7: Résistance en fonction de la longueur pour une largeur $a=5\text{cm}$ Figure 3.8 : Résistance en fonction de la longueur pour une largeur $a=30\text{cm}$

La capacité C_p : La capacité correspondant à la couche de pollution est calculée en faisant l'approximation linéaire:

$$C_p = \varepsilon_p \frac{S}{(L-x)} \quad (3.14)$$

ε_p , S étant la permittivité et la section de la couche de pollution respectivement.

Pour le cas d'un isolateur cylindrique, S est exprimée par:

$$S = \pi e_p (e_p + 2r_i) \quad (3.15)$$

r_i est le rayon équivalent de l'isolateur, e_p l'épaisseur de la couche de pollution.

Pour le cas d'une surface plane, S est donnée par :

$$S = e_p l \quad (3.16)$$

l est la largeur de la couche de pollution.

2.3.2. Capacité à la tête de l'arc

La capacité C_{arc} entre la tête de l'arc et l'électrode en face peut être obtenue en faisant l'approximation sphère-plan [51]:

$$C_{arc} = 4\pi\varepsilon_o rsh\alpha \sum_{n=1}^{\infty} [shn\alpha]^{-1} \quad (3.17)$$

avec

$$\cosh(\alpha) = \frac{L-x}{r} \quad (3.18)$$

La permittivité de la zone ionisée est très difficile à évaluer. Cependant, les calculs effectués en admettant une permittivité égale à ϵ_0 donnent de bon résultats

2.3.3 Résistance de l'arc

La résistance de l'arc est non linéaire; pour décrire son comportement dynamique, plusieurs chercheurs ont adopté l'équation de Mayr [22].

En partant de l'idée que la conductivité électrique est une conséquence de l'ionisation des molécules de gaz de l'espace interélectrode (supposé en équilibre thermodynamique), O. Mayr a abouti à une représentation du comportement dynamique de l'arc, en supposant que ce dernier est assimilable à un cylindre de rayon constant et que l'évacuation de l'énergie produite par effet Joule, est due uniquement à la conduction thermique.

En admettant en plus que la conductivité thermique dans l'arc et la température de paroi sont constantes, il s'ensuit que la puissance évacuée P_o est constante et que la conductivité électrique suit une loi exponentielle vis à vis de la quantité de chaleur accumulée par le décharge, d'où:

$$\frac{d}{dt} \left[\ln \frac{1}{R_{arc}} \right] = \frac{1}{\tau} \left(\frac{UI}{P_o} - 1 \right) \quad (3.19)$$

où U et I sont la tension et le courant dans l'arc, R_{arc} est sa résistance.

La constante τ est appelée «constante de temps de l'arc»; elle tient compte de l'inertie thermique du milieu qui se traduit par un retard de la réponse de l'arc à une modification des contraintes qui lui sont appliquées.

Limites du modèle: Le modèle de Mayr n'est valable que sur un intervalle de temps bien défini, les constantes P_o et τ prenant des valeurs différentes avant et après le passage par zéro du courant. Comme nous ne disposons pas de données pour calculer ces constantes de part et d'autre du zéro, nous avons adopté les valeurs utilisées par plusieurs chercheurs [20, 21, 24], à savoir:

$$\tau = 100 \mu s \quad (3.20)$$

$$P_o = E_{arc} I_{arc} \quad (3.21)$$

D'après le modèle analytique que nous avons élaboré, le champ dans l'arc est exprimé par :

$$E_{arc} = A I_{arc}^{-1} \quad (3.22)$$

Ce qui conduit effectivement à une puissance évacuée constante:

$$P_o = A \quad (3.23)$$

Pour le passage par zéro du courant, si nous supposons que l'arc s'éteint complètement, que le milieu retrouve ses propriétés diélectriques initiales et que le phénomène redémarre pendant l'alternance suivante avec les mêmes conditions initiales qu'au départ mais du côté opposé de l'isolateur, nous pouvons garder les mêmes valeurs de τ et P_o .

2.3.4. Dilatation du canal

Le diamètre du canal d'arc est un paramètre important dont sa connaissance est indispensable à la vérification des modèles physiques de l'arc. Sa mesure est cependant très

délicate car il n'est pas défini de façon unique. La partie lumineuse n'est pas forcément identique à la partie qui assure la conductivité ou à la partie dans laquelle est répartie la charge d'espace. D'autre part, l'arc n'est pas un volume dont les frontières sont parfaitement nettes. Il est donc nécessaire de définir un diamètre équivalent.

Pour notre modèle de propagation nous avons adopté le modèle de Wilkins défini par l'équation (3.12).

2.3.5. Vitesse de propagation de la décharge

Pendant la propagation de l'arc, l'énergie totale W_t est dépensée sous différentes formes [52, 53]. Une partie de cette énergie sera transférée au canal d'arc sous forme d'énergie cinétique W_c , lui permettant ainsi de s'allonger d'une distance dx .

$$W_c = \beta W_t \quad (3.24)$$

β est telle que: $0 < \beta < 1$

Pendant un temps dt , la masse ajoutée au canal est égale au produit de la masse volumique du gaz ρ par le volume ajouté. Ainsi

$$W_c = \frac{1}{2} \rho \pi r^2 dx v^2 \quad (3.25)$$

r est le rayon de l'arc, v la vitesse de propagation.

Sachant que :

$$dx = v dt \quad (3.26)$$

il vient

$$\frac{1}{2} \rho \pi v^3(t) dt = \beta dW_i(t) \quad (3.27)$$

Par conséquent

$$v(t) = \left(\frac{2\beta}{\rho \pi r^2} \frac{dW_i(t)}{dt} \right)^{1/3} \quad (3.28)$$

ou bien

$$v(t) = \sqrt[3]{\frac{2\beta P(t)}{\rho \pi r^2}} \quad (3.29)$$

$P(t)$ étant la puissance instantanée injectée dans l'intervalle.

L'ensemble des relations qui viennent d'être présentées est résumé dans l'organigramme de la figure 3.9. En principe, la géométrie de l'isolateur (longueur de fuite L , rayon effectif r_i ou largeur l) et la conductivité superficielle de pollution σ sont des données du problème. Ce programme permettra alors soit de calculer la tension de contournement critique dynamique (dynamique car le calcul tient compte de la variation de certains paramètres dans le temps) le temps au contournement, et la vitesse de propagation; soit de suivre l'évolution de certains 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 interélectrode) pour une tension donnée pendant un intervalle de temps fixé à l'avance.

A l'organigramme présenté dans la figure 3.9, nous rajouterons des modules et des tests propres à chaque type de tension appliquée.

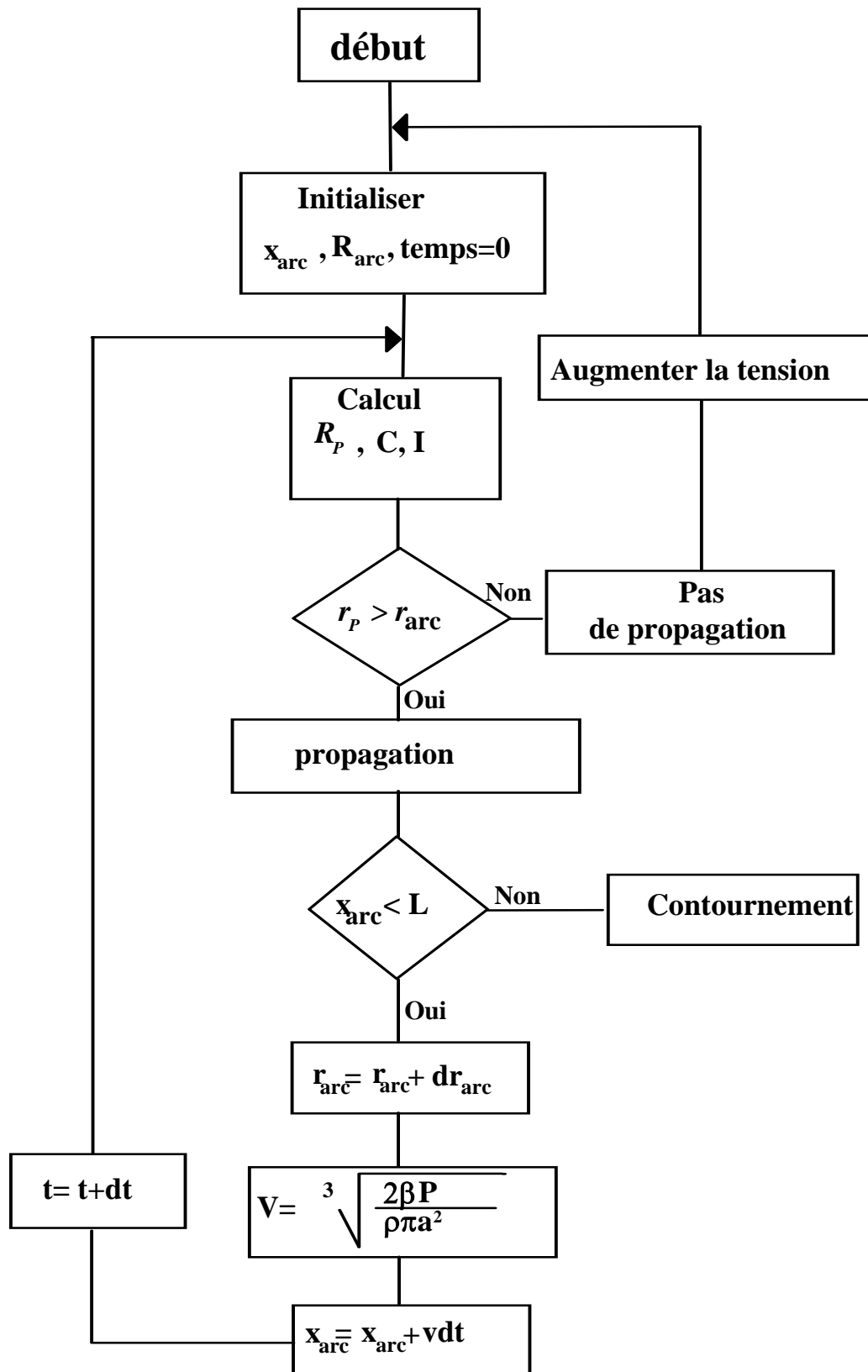


Figure 3.9: Organigramme du modèle dynamique

3 TENSION APPLIQUEE

3.1 Tension continue

Pour une tension donnée, si le critère de propagation est satisfait, nous regardons la propagation de l'arc en calculant toutes les grandeurs nécessaires, sinon, nous incrémentons la tension appliquée et nous recommençons le calcul du départ. Pour ce cas, l'organigramme reste pratiquement le même.

3.2 Onde biexponentielle

Il est impossible de reproduire en laboratoire les formes complexes de surtensions observées ou attendues sur les réseaux; c'est pourquoi, les résultats ont été obtenus avec une onde biexponentielle pure pouvant être produite en laboratoire par les générateurs de choc. Le principe de ces générateurs (générateur de Marx) est basé sur la charge de condensateurs en parallèle, puis de leur décharge en série à travers des résistances. La tension délivrée est caractérisée par deux paramètres:

- la durée conventionnelle de front $T_1 = 1.67(T_{90} - T_{30})$
- la durée de queue à mi-amplitude T_2

où T_{90} est le temps au bout duquel l'impulsion atteint 90% de sa valeur crête U_{cr} et T_{30} celui correspondant à 30% U_{cr} . Chaque forme d'onde est caractérisée par le rapport T_1/T_2 , T_1 et T_2 étant exprimé en μs .

L'expression d'une onde biexponentielle peut être obtenue en utilisant un schéma équivalent au générateur de Marx. Ceci consiste en une capacité C_g qui est chargée à la tension requise U_t et qui se décharge à travers un circuit; les constantes de temps peuvent être ajustées afin d'obtenir la forme d'onde désirée. Le circuit de base de ce générateur est donné dans la figure 3.10.

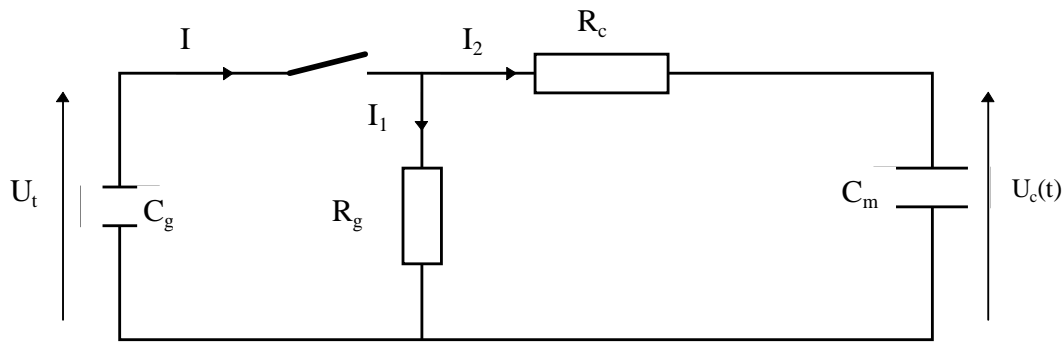


Figure 3.10: Schéma équivalent du générateur de Marx

Les éléments R_c et C_c contrôlent le front et R_g et C_g la queue de l'onde. Une analyse de ce circuit, permet d'obtenir l'expression de la tension de sortie $U_c(t)$. En utilisant les propriétés de la transformée de Laplace, nous aurons:

$$U_c(t) = U_t \left[\exp\left(-\frac{t}{T_a}\right) - \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \right] \quad (3.30)$$

Nous voyons ainsi que la forme de l'onde de tension $U_c(t)$ dépend des constantes de temps T_a et T_b ; leurs expressions sont bien connues dans la littérature [54].

$$T_a = \frac{T_2 - T_{cr}}{0,7} \quad (3.31)$$

et

$$T_b = \frac{T_a}{\exp\left(1,35 + 1,2 \ln \frac{T_2}{T_{cr}}\right)} \quad (3.32)$$

La valeur maximale de $U_c(t)$ sera atteinte à:

$$t = T_{cr} = \frac{T_a T_b}{T_a - T_b} \ln \frac{T_a}{T_b} \quad (3.33)$$

où T_a , T_b , T_2 , T_{cr} et U_t sont respectivement le temps de montée, le temps de descente, le temps à mi-amplitude, le temps crête et un facteur amplitude.

D'autre part, en posant $\delta = T_a/T_b$, on peut déduire U_t [54].

$$U_t = \frac{U_{cr}}{\left(\delta^{1/\delta} - \delta^{\delta/\delta}\right)} \quad (3.34)$$

Finalement, $U_c(t)$ sera obtenue à partir du bloc diagramme de la figure 3.11.

Dans la pratique, les systèmes d'isolation ou de protection, liés au transport d'énergie électrique ne sont soumis que rarement à des contraintes de forme purement biexponentielle telles les chocs dits de manoeuvre. Les opérations d'ouverture et de fermeture des disjoncteurs ou des sectionneurs, sont responsables d'oscillations apparaissant sur le front d'onde. Il est donc intéressant d'analyser le comportement d'une décharge pilotée par de telles ondes oscillantes.

3.3. Tension alternative

Pour le cas d'une tension alternative, à l'organigramme de base (figure 3.9), nous rajouterons des boucles permettant de calculer l'évolution des différents paramètres du modèles sur un intervalle de temps fixé à l'avance lorsque la tension appliquée n'aboutit pas à un contournement totale de l'isolateur, ainsi que des tests spécifiques à chaque mécanisme de la dynamique de la décharge proposé.

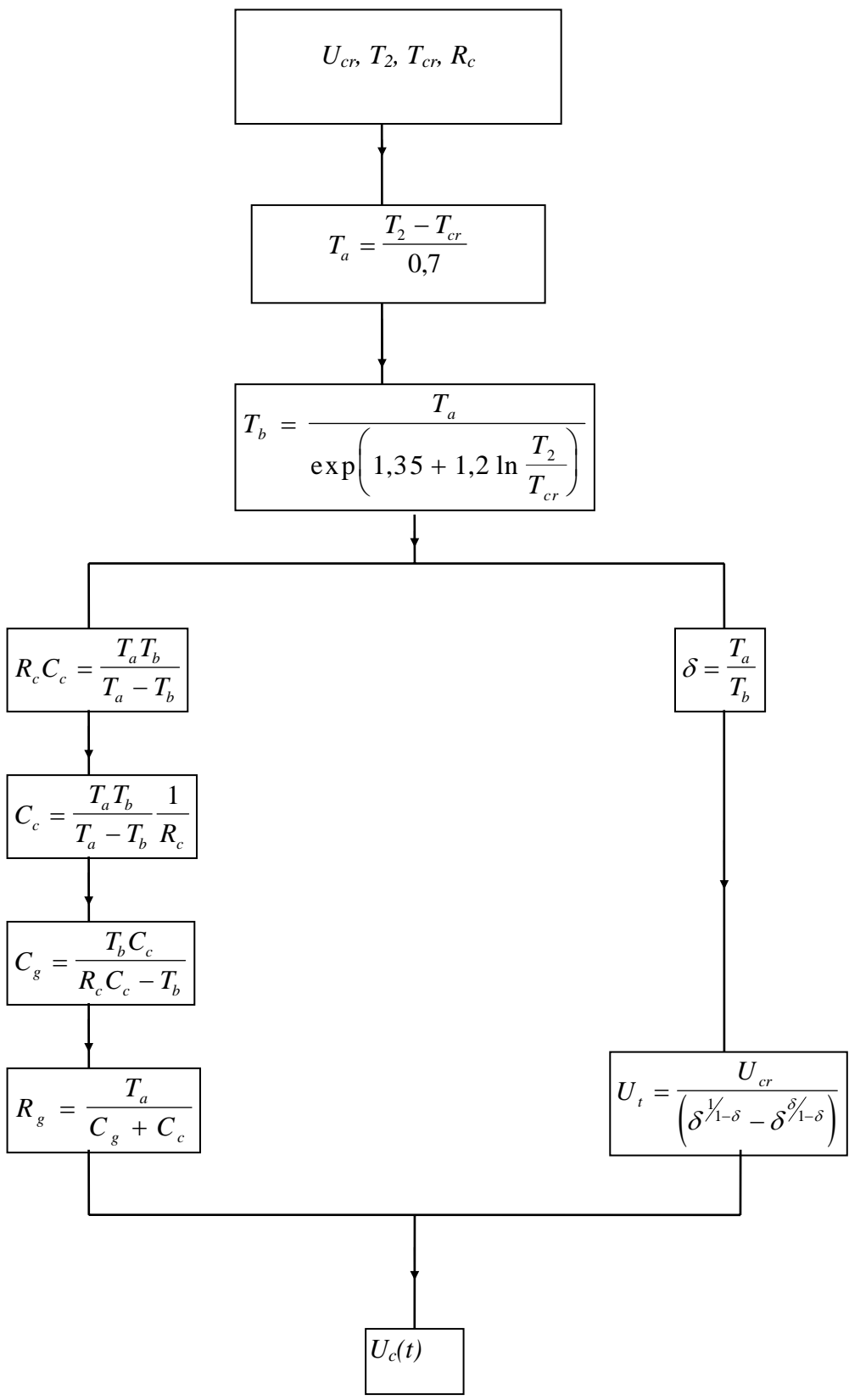


Figure 3.11: block diagramme permettant le calcul des paramètres du schéma équivalent du générateur de Marx

4. CONCLUSION

Le modèle que nous avons élaboré permet de calculer la tension de contournement des isolateurs et de décrire la dynamique de l'arc en tenant compte du changement de la résistance durant la propagation, du profil de l'isolateur, de la constriction des lignes de courant au pied de la décharge, de la variation du rayon de l'arc pendant le processus du contournement et la vitesse instantanée de propagation de la décharge. Des comparaisons et discussions, sont faites entre les valeurs de la résistance de la couche de pollution données par les simulations et celles des modèles proposés dans la littérature, et ce pour deux types d'isolateur plan et cylindrique.

L'exploitation numérique ainsi que la validation du modèle dynamique seront présentées au chapitre suivant pour chaque type de tension appliquée.

Chapitre 4

VALIDATION EN TENSIONS CONTINUE ET IMPULSIONNELLE

1. Introduction

Contrairement à la tension alternative, les tensions continue et impulsionnelle ne présentent pas le problème du passage à zéro du courant.

Ainsi, la performance d'un isolateur sous une contrainte continue est plus critique car les décharges produites après formation de bandes sèches persistent plus longtemps que pour le cas d'une contrainte alternative [38]. Des différentes observations faites en laboratoire ainsi que sur site [20, 24], ont montré que la tension de contournement pour les mêmes conditions est plus faible en tension continue qu'en tension alternative. Ceci est dû à l'attraction des particules polluantes dans l'air induite par la force électrostatique unidirectionnelle et qui est plus importante en continu qu'en alternatif. L'absence du zéro du courant en tension continue, contribue également à l'abaissement de la tension de contournement.

Pendant son fonctionnement, un système d'isolation peut subir des surtensions accidentelles. Celles-ci sont d'origine atmosphérique (la foudre) ou de manoeuvre (ouverture d'un disjoncteur). Cependant, comme il est difficile de reproduire ces formes d'ondes en laboratoire pour tester et dimensionner l'appareillage, on a recours à des formes simples - biexponentielle- produites par des générateurs d'impulsions type multiplicateur de Marx [54].

Dans ce chapitre nous allons tenter de valider notre modèle en tension continue et en impulsion en se basant sur les résultats expérimentaux rapportés dans la littérature et par des mesures faites en laboratoire par nous même, quand cela est possible.

3. Tension continue

Pour valider notre modèle en tension en continu, nous considérons un isolateur cylindrique de longueur de fuite 187 cm et de rayon moyen 15 cm, sur lequel s'est déposée une couche de pollution de conductivité variable allant de 4 à 50 μS ; ces deux conductivités correspondent à deux

types de pollution dites respectivement légère ($4 \mu\text{s}$) et forte ($50 \mu\text{S}$). Nous présentons respectivement les caractéristiques donnant les tensions critiques de contournement, la vitesse de propagation de la décharge et le temps au contournement en fonction de la conductivité de la couche de pollution. Nous analyserons par la suite les différentes caractéristiques de la décharges pour deux cas de pollution: légère et forte. Les résultats d'une validation expérimentale en laboratoire seront également présentés.

Le modèle a été programmé sous matlab (bibliothèque scientifique) selon l'organigramme de la figure 3.9 du chapitre précédent.

2.1. Tensions critiques de contournement

La figure 4.1 présente les tensions de contournement en fonction de la conductivité, données par nos deux modèles: statique et dynamique. Nous remarquons que le modèle dynamique donne des tensions de contournement légèrement supérieures à celles obtenues par le modèle analytique statique.

Afin de pouvoir valider notre modèle dynamique, nous l'avons comparé au modèle dynamique de Sundararajan et al [24] pour le cas d'une tension continue (figure 4.2). Nous remarquons que pour les grandes conductivités qui sont généralement les plus critiques, notre modèle donne des tensions de contournement plus faibles que celles obtenues par le modèle de Sundararajan et al.

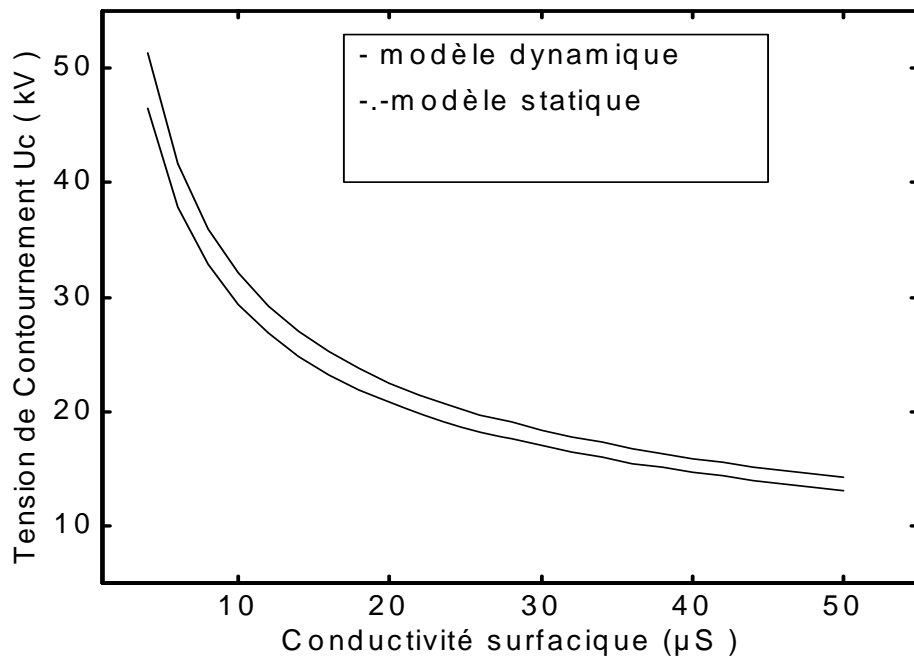


Figure 4.1: Tension de contournement en fonction de la conductivité surfacique

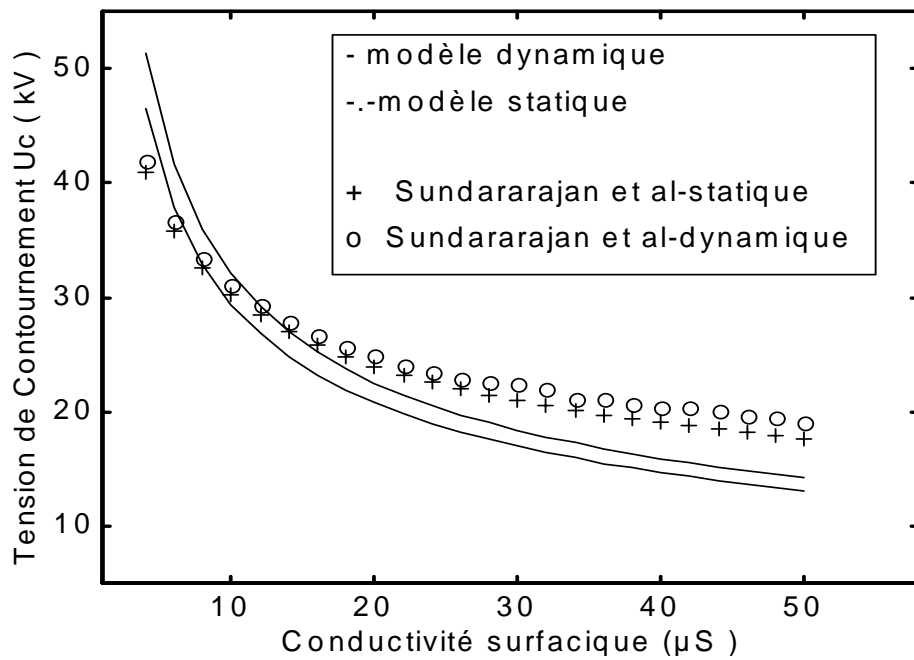


Figure 4.2: Tension de contournement en fonction de la conductivité surfacique

2.2. Vitesse de propagation de la décharge

La vitesse moyenne de propagation de la décharge en fonction de la conductivité surfacique de la couche de pollution est donnée dans la figure 4.3. Nous remarquons que cette vitesse décroît avec l'augmentation de la conductivité surfacique. Ce type de variation a été également rapportée par d'autres chercheurs lors de mesures de vitesses de propagation de la décharge en fonction de la résistivité d'un électrolyte [7, 29, 55, 56]. Une relation empirique a été établie par Wilkins et AlBaghdadi [7] où la vitesse de la décharge apparaît comme une fonction décroissante de la conductivité.

Pour un isolateur cylindrique de longueur 50 cm, de rayon 5 cm, de conductivité surfacique $4 \mu\text{S}$ soumis à une tension appliquée continue supérieure à la tension de contournement, soit 40 kV, nous avons calculé la longueur et la vitesse de propagation de la décharge en utilisant deux expressions différentes: la première est celle que nous avons établie au paragraphe II.3.5 et la seconde, celle couramment utilisée par d'autres chercheurs [17, 20, 24, 25, 40]. Cette dernière consiste à écrire la vitesse en fonction de la mobilité des électrons et du champ électrique dans la décharge, soit $v = \mu E_{\text{arc}}$. La figure 4.4 donne l'évolution de la longueur de la décharge en fonction du temps pour deux valeurs de la mobilité et deux valeurs de β ; β étant la fraction d'énergie nécessaire à la propagation de la décharge pour notre modèle de calcul de la vitesse instantanée. Les courbes de vitesses correspondantes sont représentées dans la figure 4.5.

Nous pouvons remarquer que la vitesse donnée par notre modèle est supérieure à celle donnée par ailleurs ($v = \mu E_{\text{arc}}$), même en prenant des mobilités relativement grandes (de l'ordre de $100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$); les mobilités faibles proposées par certains chercheurs [17, 28, 40], donnent des vitesses de propagation très faibles, de l'ordre de quelques mètres par seconde.

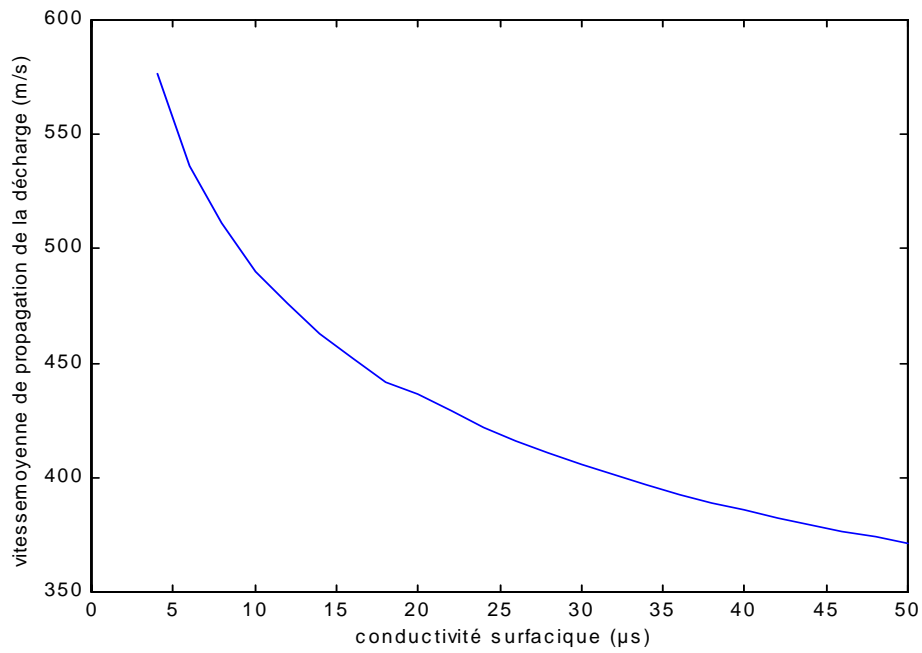


Figure 4.3: Vitesse moyenne de propagation en fonction de la conductivité surfacique

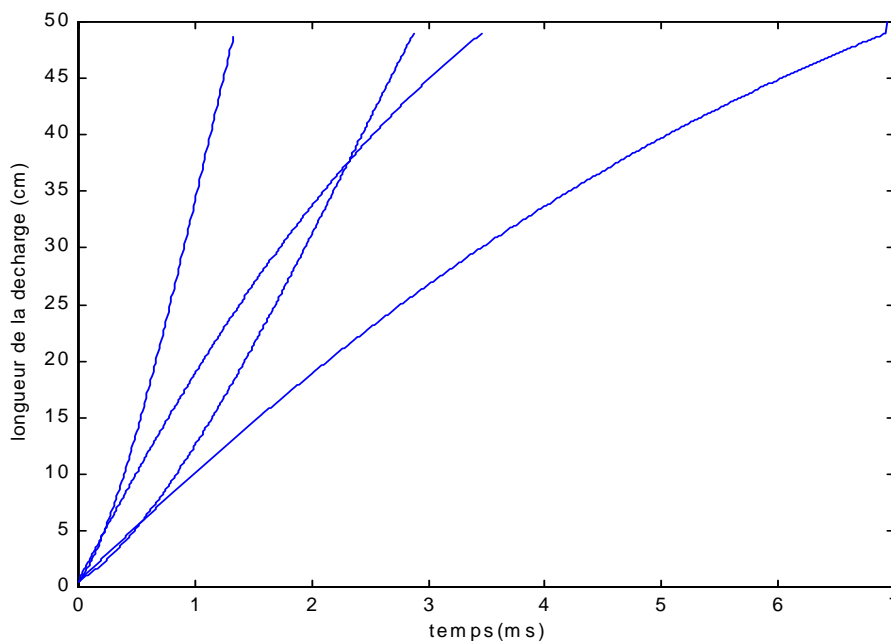


Figure 4.4: longueur de la décharge en fonction du temps pour différentes expressions de la vitesse: (-.-.-): $\beta=10\%$, (.....): $\beta=1\%$, (-----): $\mu=100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, (___): $\mu=50 \text{ cm}^2/\text{Vs}$

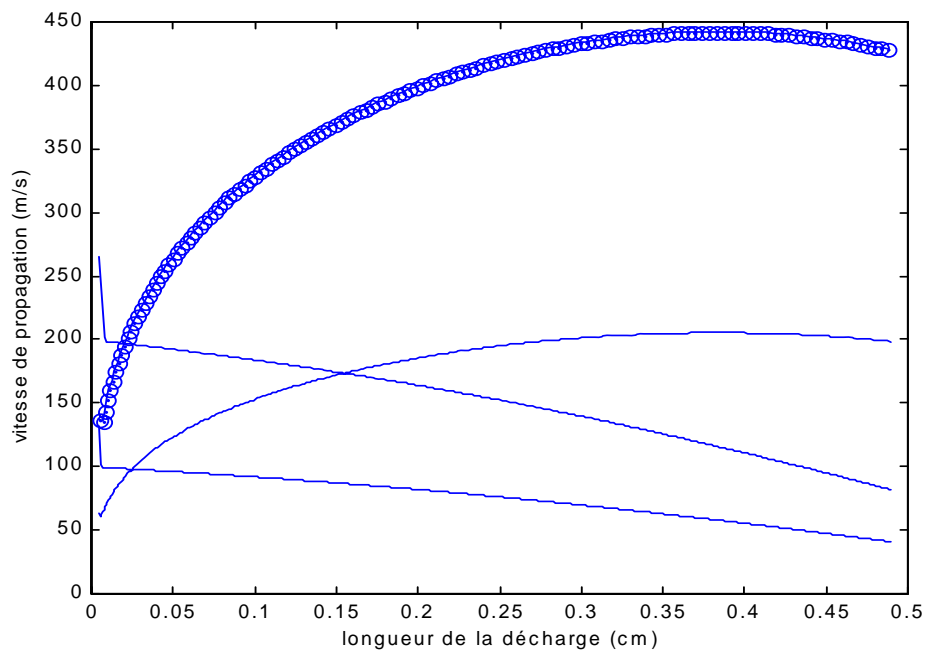


Figure 4.5: Vitesse de propagation de la décharge en fonction de la longueur de la décharge (oooo): $\beta=10\%$, (.....): $\beta=1\%$, (-----): $\mu=100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, (___): $\mu=50 \text{ cm}^2/\text{Vs}$

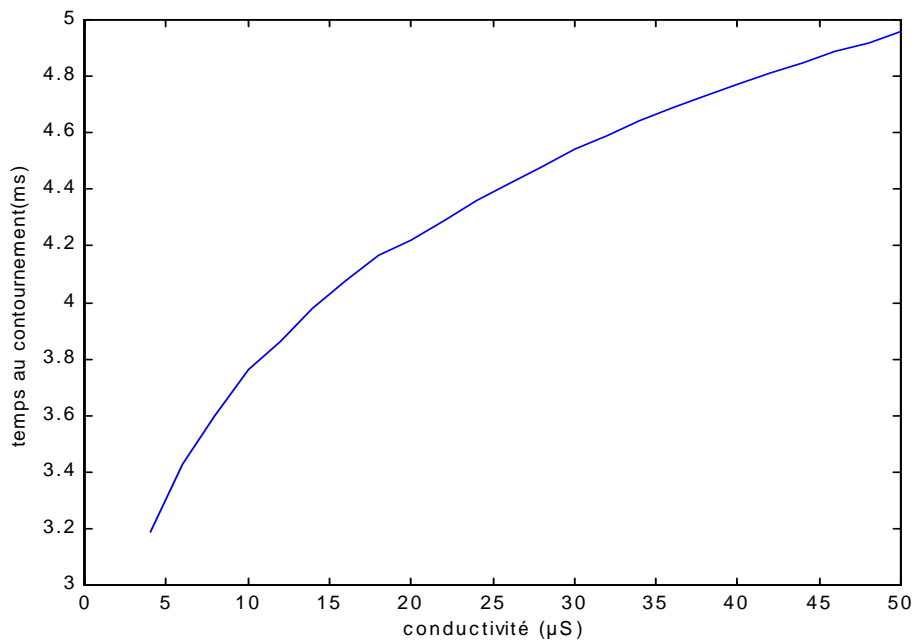


Figure 4.6: Temps au contournement en fonction de la conductivité surfacique

D'autre part, l'augmentation de la vitesse de propagation avec la longueur et le courant de la décharge donnée par notre modèle trouve confirmation dans les observations rapportées dans la littérature [7, 12, 27, 40], ce qui n'est pas le cas avec l'expression de la vitesse en fonction de la mobilité ($v=\mu E_{arc}$) où celle-ci diminue avec l'augmentation de la longueur de la décharge vue que le champ E_{arc} diminue lorsque le courant augmente.

2.3. Temps au contournement

La figure 4.6 donne la variation du temps au contournement T_c en fonction de la conductivité surfacique, d'après notre modèle. Pour une gamme de conductivités correspondant à des résistances linéiques comprises entre 10 et 10^2 k Ω /m, T_c augmente avec la conductivité.

Nous remarquons que le temps au contournement donné par notre modèle dynamique, pour le cas d'une tension continue, est très faible par rapport à celui mesuré ou calculé par Rahal et Pissalto [27, 28]; ceci peut s'expliquer par:

- La fraction d'énergie nécessaire à la propagation, soit 10% de l'énergie totale du système, utilisée pour le calcul de la vitesse qui est trop importante qu'elle ne devait l'être; c'est pourquoi on obtient des vitesses très grandes et donc des temps de contournement très faibles.
- L'identification de la zone de la décharge. En effet, à l'aide de caméra ultra rapide, Pissalto [23] a mis en évidence l'existence de deux zones de luminosité distinctes du corps de la décharge: une, très brillante de géométrie assez bien définie (zone I) du côté haute tension et une autre moins brillante (zone II) de contour diffus, précédant la première. Ces deux zones se déplacent à des vitesses différentes. Au début du contournement, la zone II se développe beaucoup plus rapidement que la première. Ces observations ont permis à Pissalto de conclure que, pour les faibles résistances ($r_p=210^2$ k Ω /m) en polarité positive, les temps au contournement sont relativement courts (quelques millisecondes); pour les fortes résistances ($r_p=10^3$ k Ω /m), quelle que soit la polarité, les temps au contournement sont toujours relativement longs (quelques dizaines de millisecondes).

Quoi que notre modèle numérique ne distingue pas entre les deux polarités, nous pouvons considérer que nos résultats correspondent aux cas des résistances faibles.

2.4. Cas d'une pollution légère

Pour une conductivité de $4 \mu\text{S}$, décrivant le cas d'une pollution légère, la tension de contournement critique obtenue par le modèle analytique statique (voir paragraphe 5 du chapitre 2) est de 46,44 kV. Le modèle dynamique, quand à lui, prévoit un contournement avec une tension de 51,3 kV, en tenant compte de la constriction des lignes de courant au pied de la décharge, de la variation de la résistance de l'arc, du rayon de la décharge et de la vitesse instantanée de propagation de la décharge locale.

Les variations des différentes grandeurs caractéristiques (I , L , r_{arc} , v) en fonction du temps, sont données dans les figures 4.7 à 4.10.

Nous remarquons que la courbe donnant le courant en fonction du temps (figure 4.7) présente une première partie à croissance relativement lente correspondant à la phase de propagation, suivie d'une augmentation brutale correspondant à l'étape finale c'est à dire au contournement. L'évolution de la longueur de la décharge (figure 4.8), montre que la propagation de la décharge se fait d'une manière régulière et quasi linéaire. La résistance de l'arc quant à elle, est une fonction décroissante du temps (figure 4.9) ce qui est en parfait accord avec la propagation de l'arc. Au fur et à mesure que la décharge avance, sa vitesse instantanée de propagation (figure 4.10) croît, puis passe par un maximum correspondant à environ $2/3$ de la longueur totale de fuite.

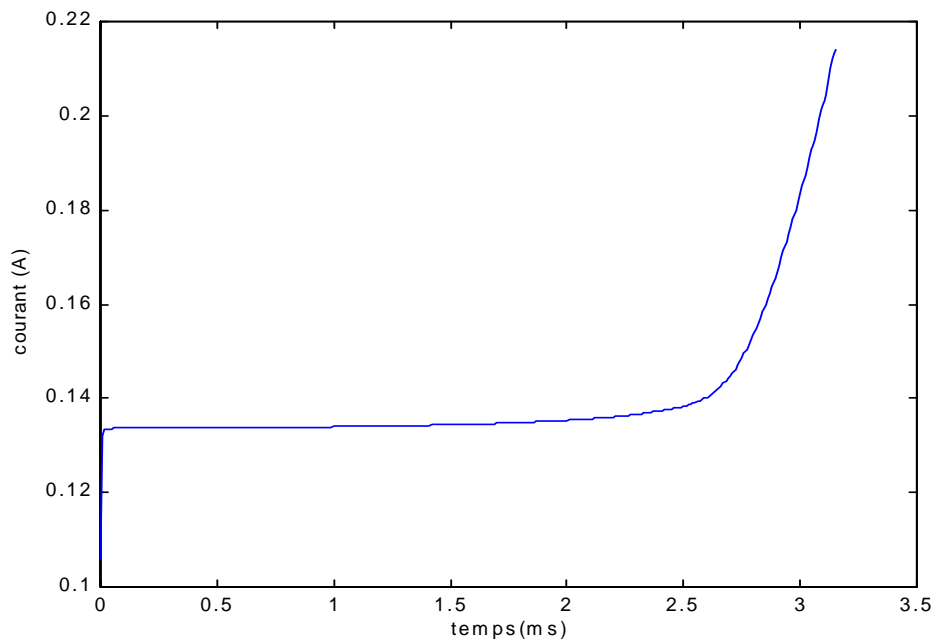


Figure 4.7: Courant de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 187 cm, de rayon moyen 15 cm, et de conductivité $4 \mu\text{S}$

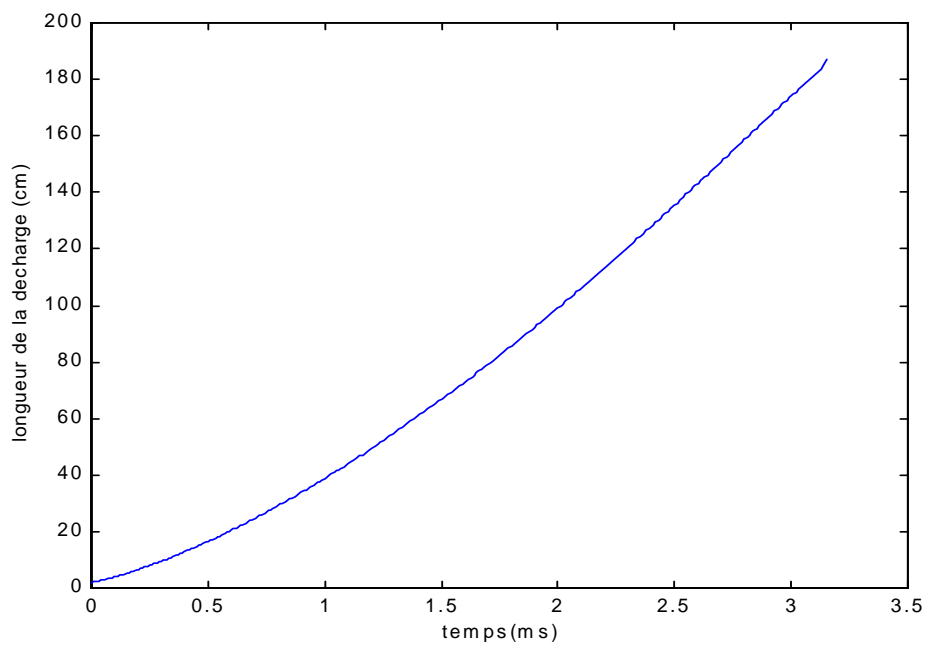


Figure 4.8 Longueur de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 187 cm, de rayon moyen 15 cm, et de conductivité $4 \mu\text{S}$

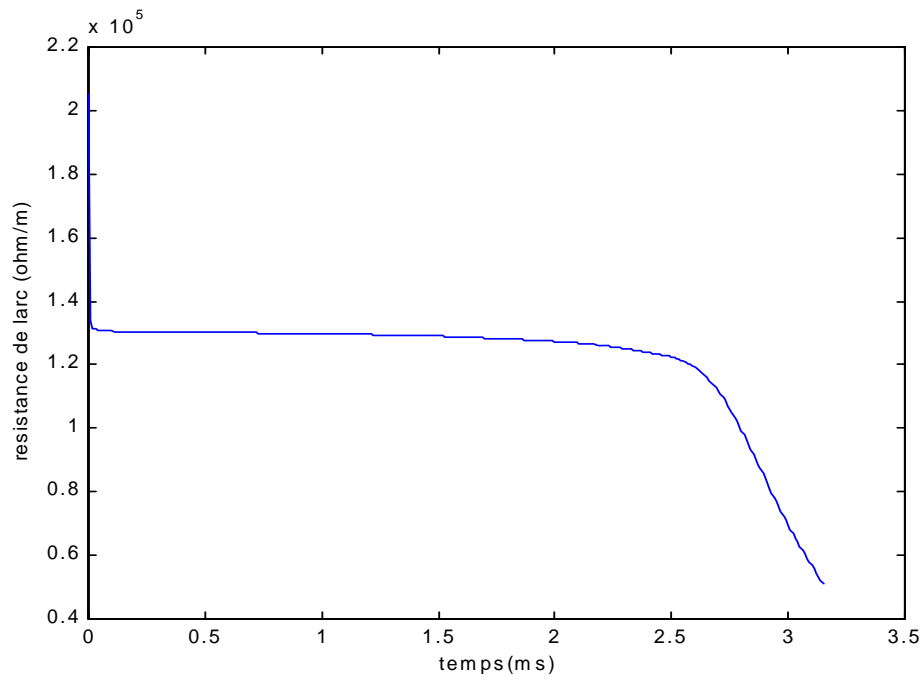


Figure 4.9 Résistance de l'arc en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 187 cm, de rayon moyen 15 cm, et de conductivité $4 \mu\text{S}$

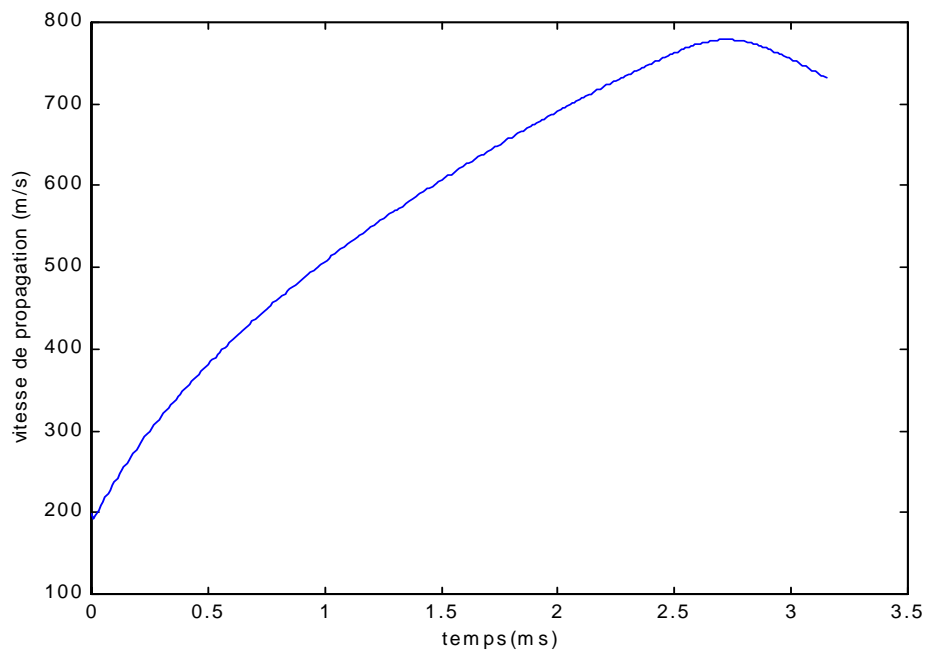


Figure 4.10: Vitesse de propagation de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 187 cm, de rayon moyen 15 cm, et de conductivité $4 \mu\text{S}$

2.5. Cas d'une pollution forte

Pour le même exemple d'isolateur, nous allons considérer une conductivité surfacique de 50 μS pour décrire une pollution forte. La tension critique de contournement donnée par le modèle analytique statique est de 13,13 kV, alors que la tension de contournement dynamique est de 14,22 kV. Les figures 4.11 à 4.14 donnent respectivement la variation du courant, de la longueur de la décharge, de la vitesse de propagation et de la résistance de l'arc en fonction du temps.

Les interprétations des différentes allures des grandeurs électriques faites pour le cas de la pollution légère restent valables pour celui de la pollution forte.

2.6. Validation expérimentale

Afin de valider notre modèle de calcul, nous avons essayé de mesurer en laboratoire, la tension de contournement pour différentes longueurs de fuite ainsi que la vitesse moyenne de propagation de la décharge sur deux isolateurs de géométries simples (plan et cylindre). Le premier isolateur est un tube cylindrique de longueur 10 cm, de diamètre 5 cm et d'épaisseur 2 mm (figure 4.15 a); le deuxième est une plaque en Plexiglas de longueur 10 cm, de largeur 5 cm et d'épaisseur 3 mm (figure 4.15 b). La valeur de la conductivité utilisée pour les deux types d'isolateurs est celle correspondant à une couche sèche, soit $1\mu\text{S}$.

Les essais sont effectués sur un dispositif constitué d'une génératrice à courant continu dont le niveau de sortie est réglable entre 0 et 200 kV, d'un diviseur de tension résistif et de l'isolateur modèle. Le schéma du dispositif d'essai est donné dans la figure 4.16.

2.6.1 Tension de contournement

L'essai consiste à faire déplacer l'une des électrodes d'une distance dx , et mesurer la tension de contournement pour chaque nouvelle longueur de fuite.

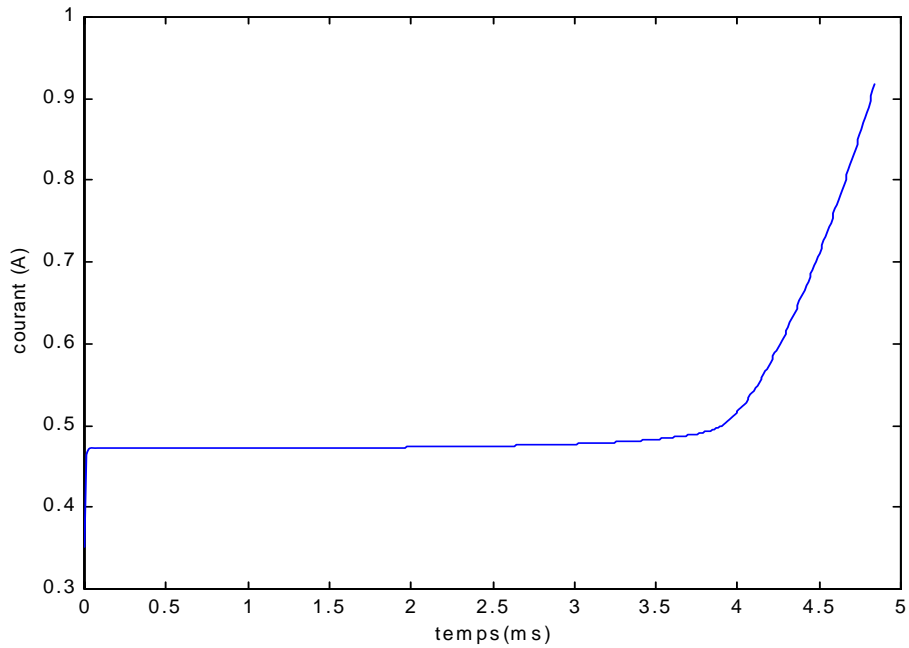


Figure 4.11: Courant de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 187 cm, de rayon moyen 15 cm, et de conductivité $50 \mu\text{S}$

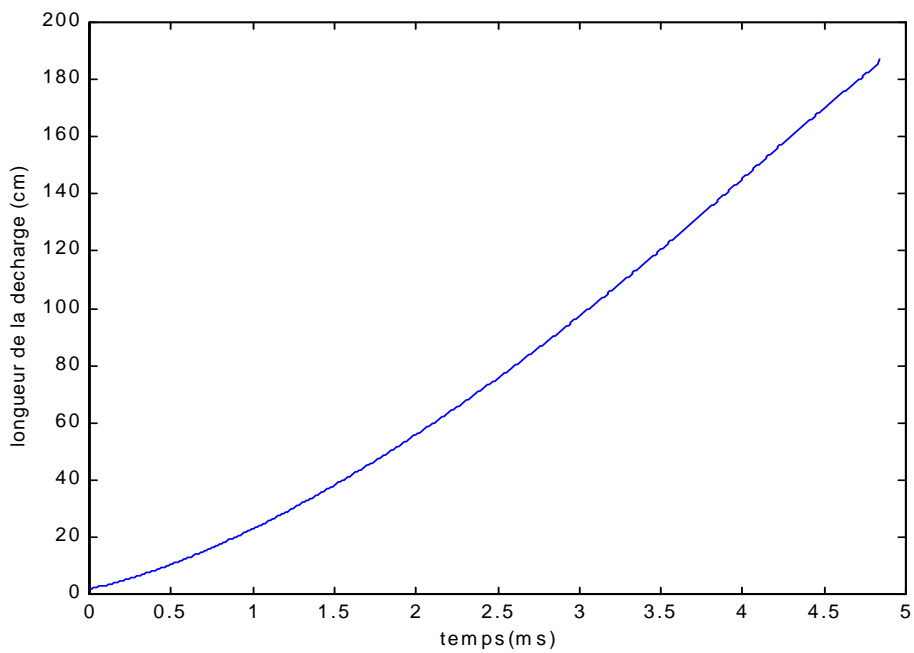


Figure 4.12: Longueur de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 187 cm, de rayon moyen 15 cm, et de conductivité $50 \mu\text{S}$

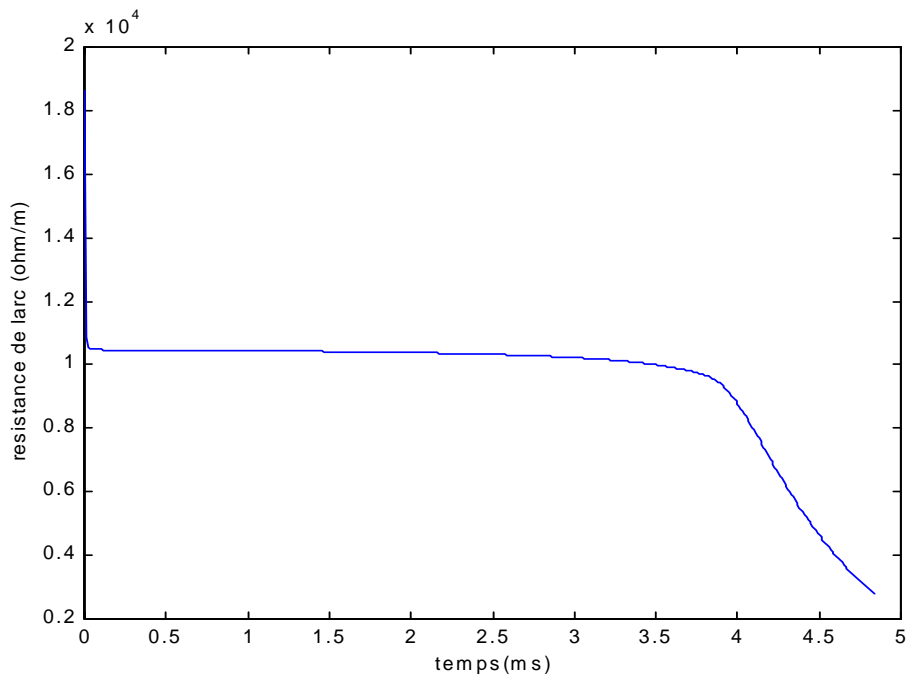


Figure 4.13: Résistance de l'arc en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 187 cm, de rayon moyen 15 cm, et de conductivité $50 \mu\text{S}$

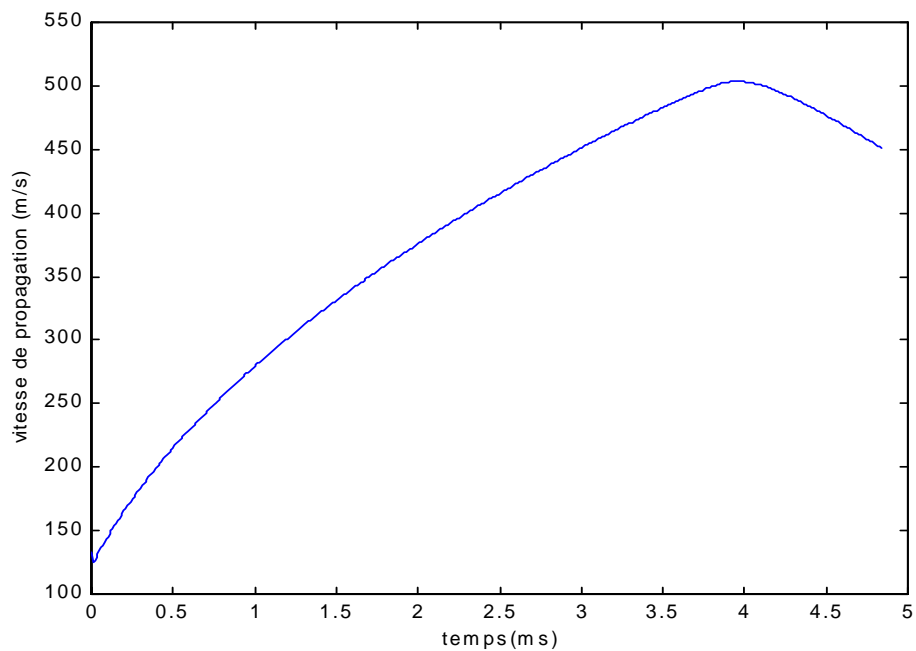


Figure 4.14: Vitesse de propagation de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 187 cm, de rayon moyen 15 cm, et de conductivité $50 \mu\text{S}$

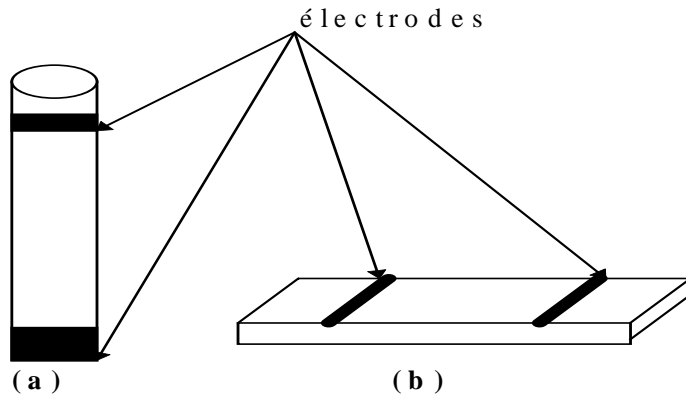


Figure 4.15: Dispositif à tester:(a): système cylindrique, (b): système plan

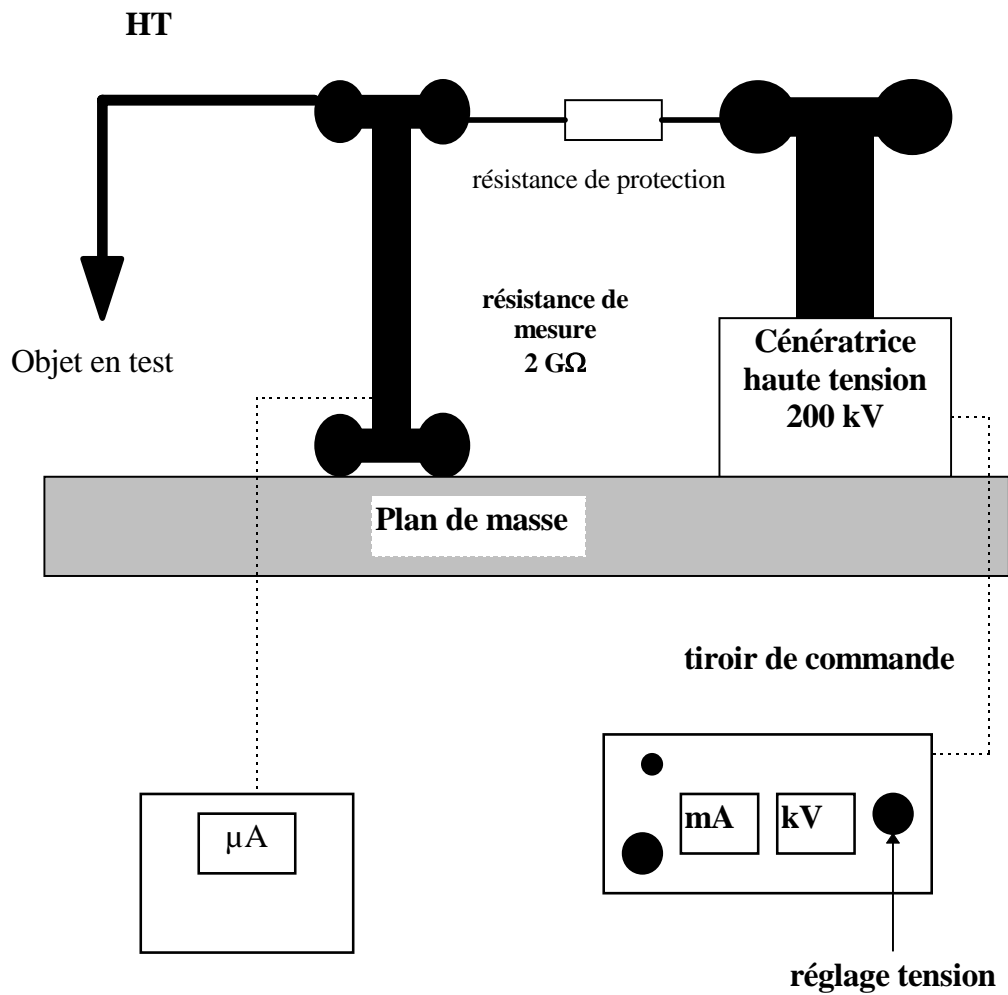


Figure 4.16: schéma du dispositif d'essai

La tension appliquée à l'électrode haute tension est augmentée progressivement jusqu'au contournement. La tension de contournement U_c est mesurée en réalisant des contournements successifs avec des tensions appliquées décroissantes; la dernière valeur pour laquelle le contournement se produit est prise comme valeur expérimentale de U_c .

Les tensions de contournement mesurées ainsi que celles calculées par notre modèle dynamique pour les deux géométries considérées et pour une même conductivité de $1\mu\text{S}$ correspondant à une surface sèche, sont représentées sur les figures 4.18. et 4.19. Comme nous pouvons le remarquer, il y a une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques.

2.6.2 Vitesse de propagation de la décharge

Pour mesurer la vitesse de propagation de la décharge, nous avons utilisé la méthode des fibres optiques. Ces dernières sont placées le long du parcours de la décharge; elles permettent de collecter l'information représentée par le signal optique. Le signal détecté par les fibres, permet de localiser la décharge et de déterminer sa vitesse moyenne de propagation.

Les fibres sont disposées dans un tube opaque noire de rayon 5 mm, comportant une fente de 0,3 mm, faisant face à l'isolateur transparent (figure 4.17.a). Le coeur de ces fibres a un diamètre de 1 mm; ce sont des fibres radiales fluorescentes rouges (ref. F202) de longueur d'onde comprise entre 400 et 700 nm. La fibre (ref F202) réémet principalement dans la partie rouge du spectre visible. Ce choix est dû à la plage de sensibilité du détecteur optique utilisé (ref. HP 2502, Hewlett Packard). Ce détecteur optique dont le schéma électrique est donné dans la figure 4.17.b permet de transmettre un signal électrique, fonction non linéaire du flux incident, qui peut être observé sur un oscilloscope numérique par le biais d'un câble coaxial.

Chaque fibre est placée sur toute la longueur (ou circonférence dans le cas de l'isolateur cylindre).
 Connaissant la distance Δx entre deux fibres et les temps de passage de la décharge t_1 et t_2 , on en déduit la vitesse moyenne ($\Delta x / (t_1 - t_2)$).

Les résultats de mesures et de calcul de la vitesse moyenne de propagation pour le cas de l'isolateur plan sont présentés dans la figure 4.20. Comme on peut l'observer, les valeurs expérimentales sont du même ordre que celles calculées.

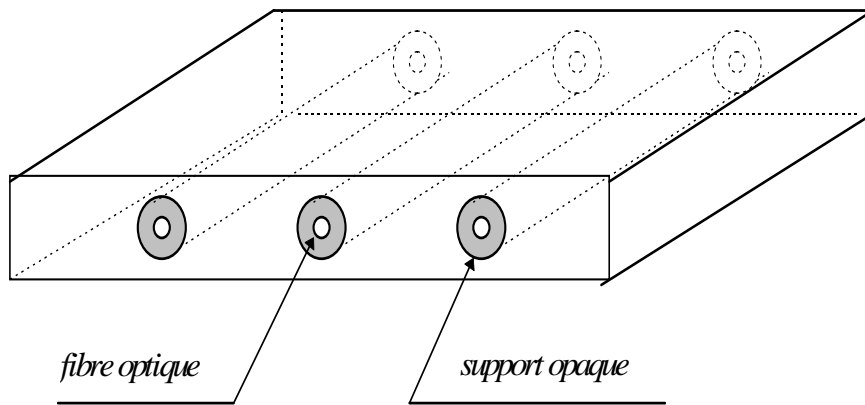


Figure 4.17.a: Dispositif de mesure de la propagation de la décharge

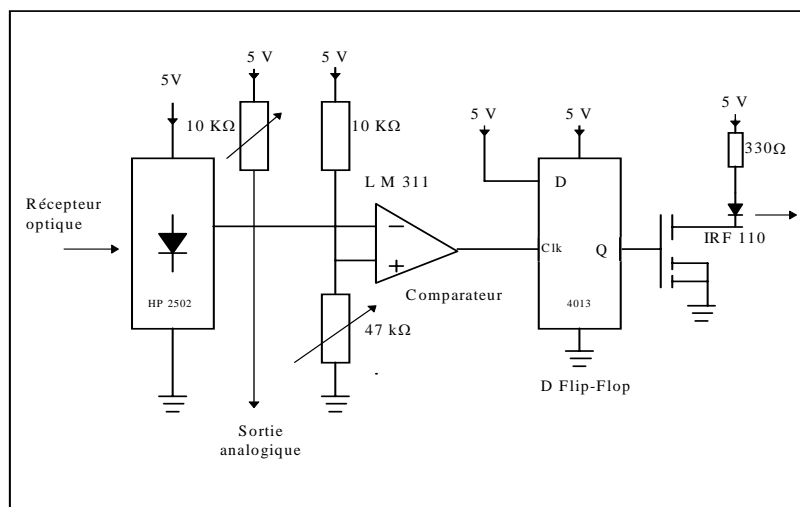


Figure 4.17.b: Schéma électrique du détecteur optique

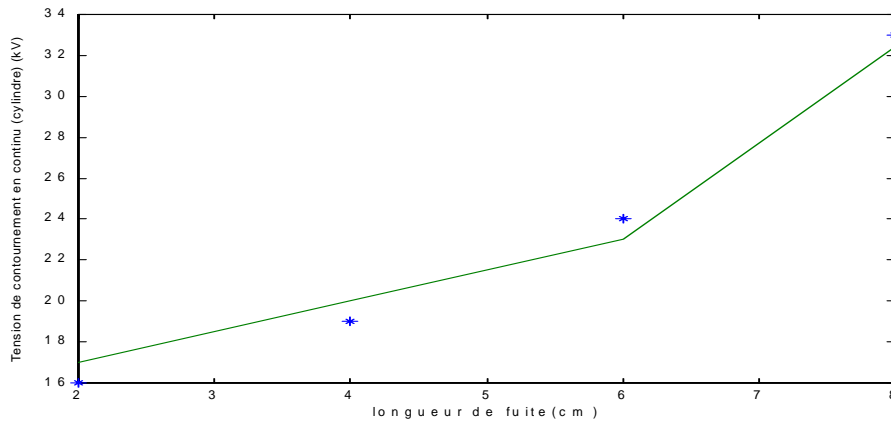


Figure 4.18: Tension de contournement en fonction de la longueur pour le cas cylindrique (—): valeurs calculées, (*): valeurs mesurées

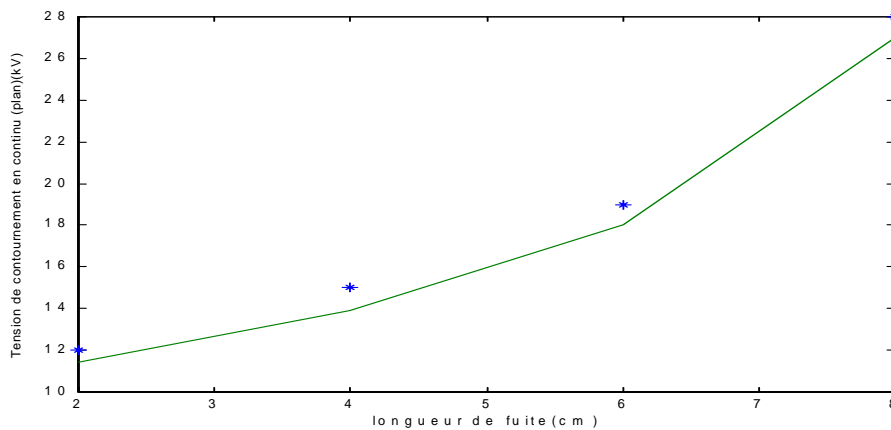


Figure 4.19: Tension de contournement en fonction de la longueur pour le cas plan (—): valeurs calculées, (*): valeurs mesurées

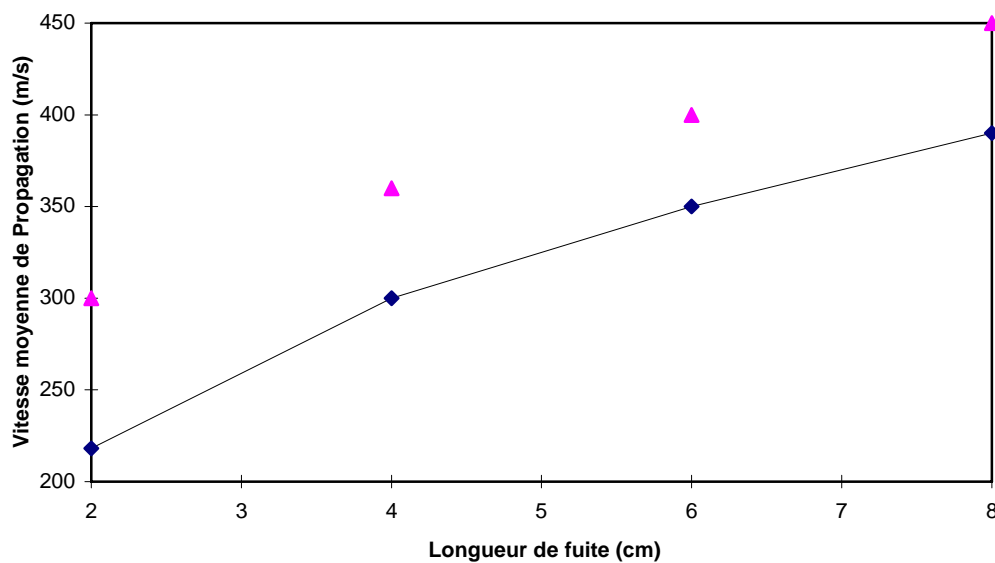


Figure 5.22: Vitesse moyenne de propagation de la décharge, (•):valeurs calculées, (▲): valeurs mesurées

3. Onde impulsionnelle-biexponentielle

Pour valider notre modèle, nous allons comparer les résultats de nos simulations à ceux obtenus expérimentalement par Matsuo et al [26, 55, 56]. Ainsi, en considérant les mêmes dimensions que ceux du dispositif expérimental de Matsuo et al [55] (figure 4.21), dans les mêmes conditions de tension (soit une onde de 10/800 μ s) et de même résistivité pour la solution d'électrolyte (soit 380 Ω /cm), nous obtenons une caractéristique de courant (figure 4.22) en bonne concordance avec celle donnée par les mesures de Matsuo et al (figure 4.23) et ce en forme, amplitude et temps.

La charge injectée à la tête de la décharge au cours de la propagation est de l'ordre de centaines de nC/m (figure 4.24).

Le rayon de la décharge calculé à partir du modèle proposé par Wilkins [11], suit la forme du courant; ce rayon reste pratiquement constant sur une grande partie de la longueur de fuite pour atteindre une taille très importante à la fin de la propagation (figure 4.25).

Nous remarquons que la vitesse reste pratiquement constante, ce qui implique que la propagation se fait de façon régulière et linéaire (figure 4.26).

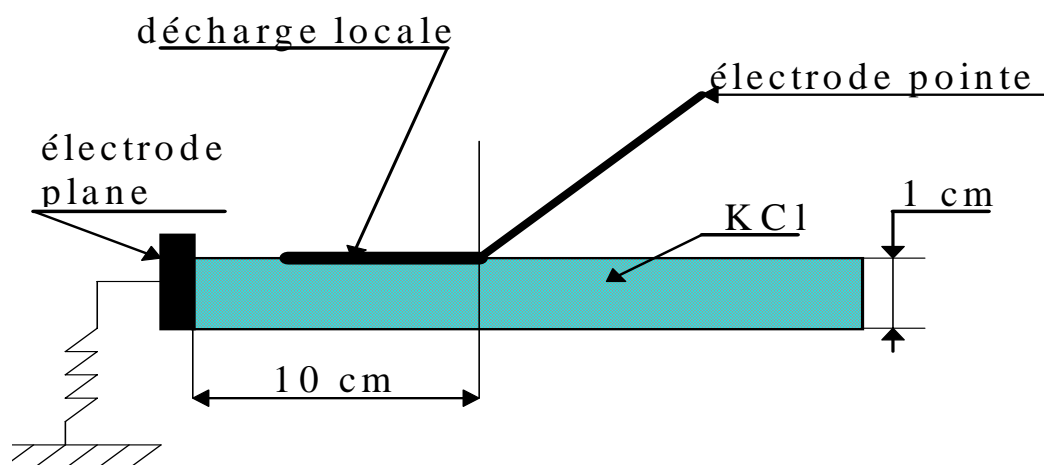


Figure 4.21: Dispositif expérimental utilisé par Matsuo et al [55]

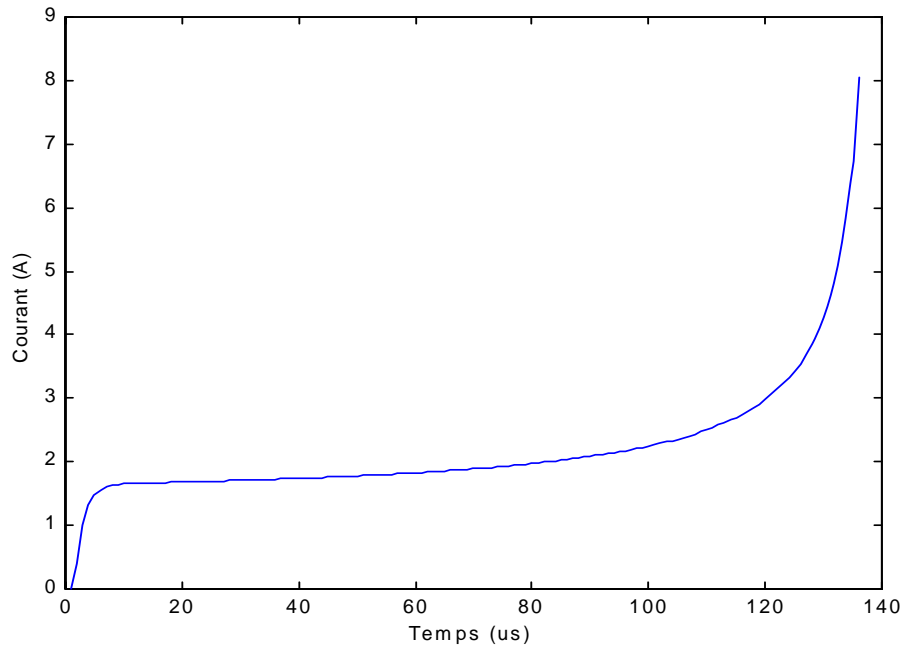


Figure 4.22: Courant de la décharge en fonction du temps calculé par le modèle dynamique pour le cas d'un isolateur de longueur de fuite 10 cm, de largeur 1 cm, de résistivité $380 \Omega\text{cm}$ et une onde de $10/800 \mu\text{s}$

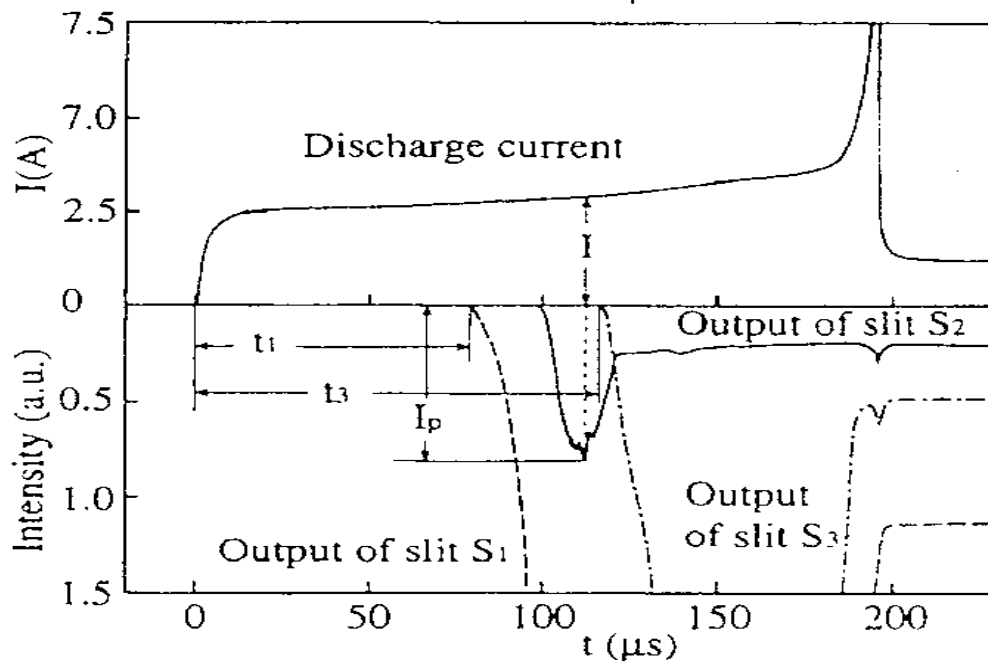


Figure 4.23: Courant de la décharge mesuré par Matsuo et al [55]

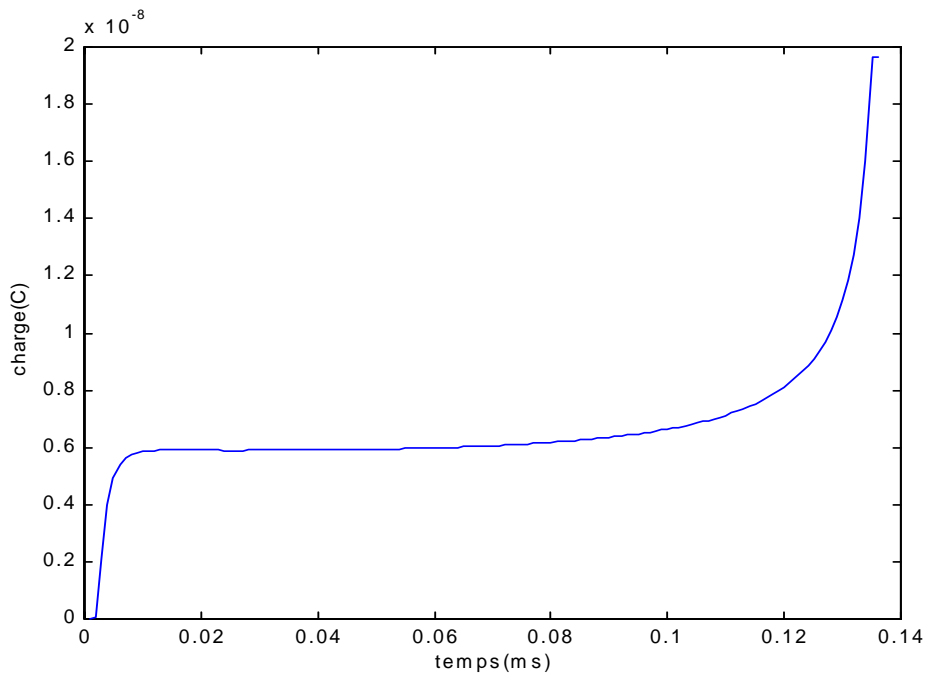


Figure 4.24: Charge à la tête de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur de fuite 10 cm, de largeur 1 cm, de résistivité 380 Ωcm et une onde de 10/800 μs

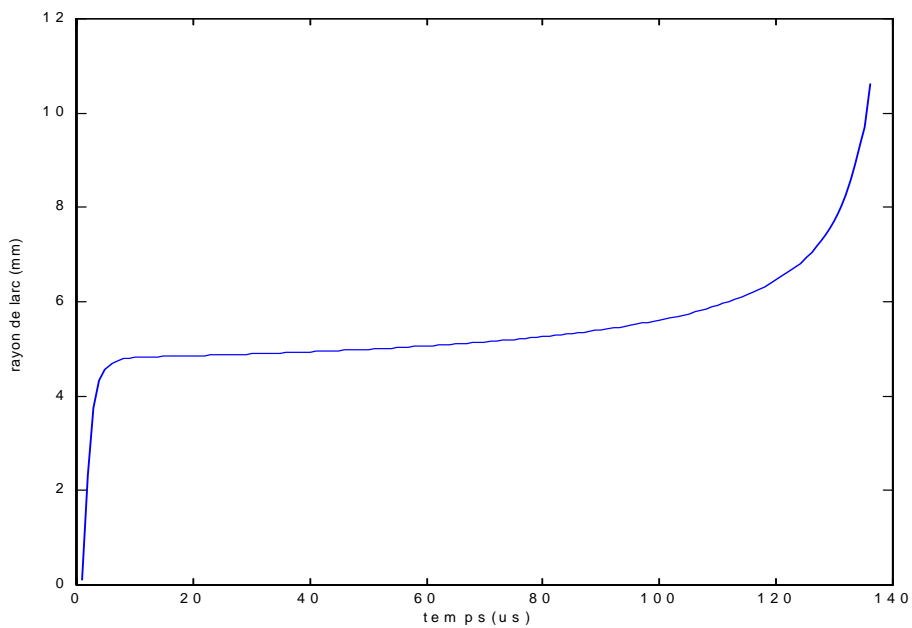


Figure 4.25: Rayon de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur de fuite 10 cm, de largeur 1 cm, de résistivité 380 Ωcm et une onde de 10/800 μs

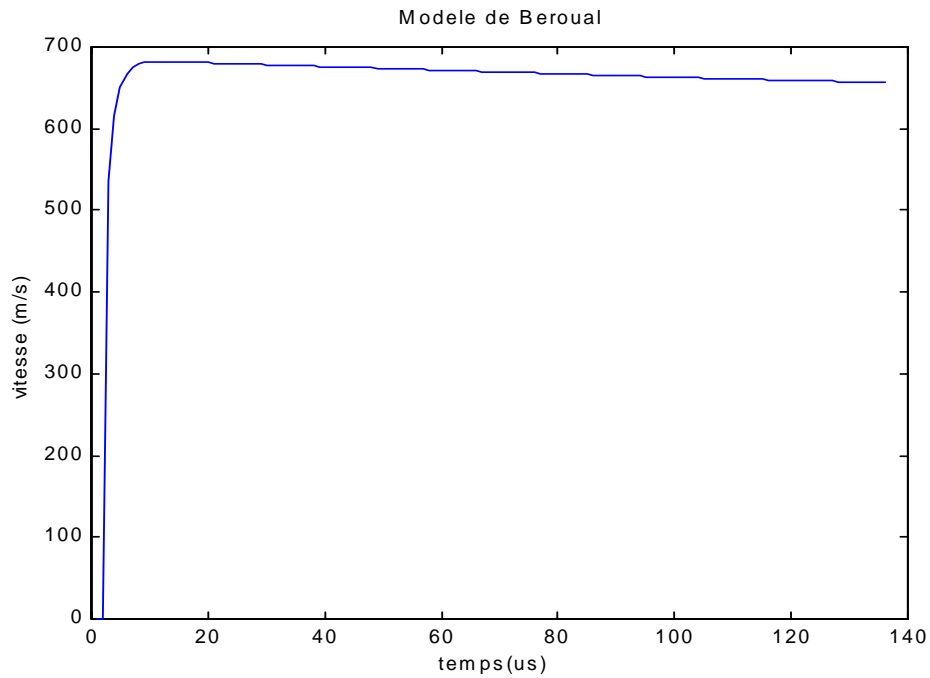


Figure 4.26: Vitesse de propagation en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur de fuite 10 cm, de largeur 1 cm, de résistivité $380 \Omega\text{cm}$ et une onde de $10/800 \mu\text{s}$

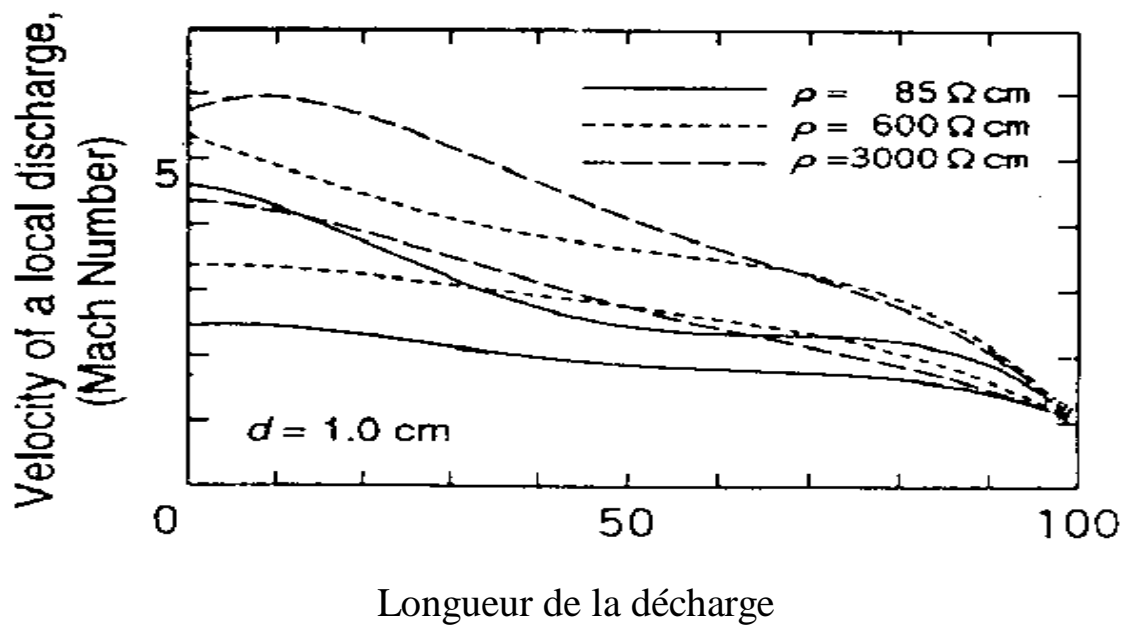


Figure 4.27: Vitesse de la décharge en fonction de la longueur mesurée par Matsuo et al [56] pour le cas d'un isolateur de longueur de fuite 10 cm une, de largeur 1 cm, une onde de $2/80 \mu\text{s}$ et d'épaisseur de la solution 1 cm, comparée à une vitesse de 347 m/s

Dans un travail plus récent, Matsuo et al [56] ont essayé, de mesurer la vitesse de propagation de la décharge sur une solution d'électrolyte de résistivité variable pour une onde $2/80\mu\text{s}$ en utilisant la méthode des fibres optiques. La figure 4.27 représente la vitesse mesurée de la décharge, en grandeur réduite rapportée à celle du son (347m/s à pression et à température ambiantes).

En considérant les mêmes conditions que Matsuo et al [56], nous avons essayé de retrouver les résultats de ces auteurs, en prenant différentes épaisseurs de la solution.

- Pour une épaisseur (hauteur) de la solution d'électrolyte de 10 mm, identique à celle utilisée par ces auteurs, nous avons obtenu les courbes données dans la figure 4.28, où nous avons comparé les vitesses moyennes données par notre modèle dynamique par rapport à une vitesse de 100 m/s. Nous remarquons que notre modèle donne des vitesses trois fois plus faibles que celles mesurées par Matsuo et al [56].

Par contre, si nous considérons une épaisseur de solution de 20 μm , nous retrouvons des vitesses très proches de celles données par Matsuo et al. En comparant à une vitesse de 300 m/s, nous obtenons les courbes données dans la figure 4.29.

L'épaisseur (e_p) de la solution d'électrolyte a une grande influence sur la vitesse de propagation de la décharge. Les figures 4.30 à 4.33 donnent les variations de la vitesse de propagation pour différentes épaisseurs de la solution d'électrolyte rapportée à une vitesse de référence (v_{ref}) correspondant aux couples (e_p, v_{ref}) respectivement: (1 μm , 530 m/s), (50 μm , 285 m/s), (1 mm, 200 m/s) et (5 mm, 120 m/s).

Nous remarquons que plus l'épaisseur est faible, plus la vitesse de propagation de la décharge est élevée. En effet, pour les très faibles épaisseurs, la décharge a lieu pratiquement

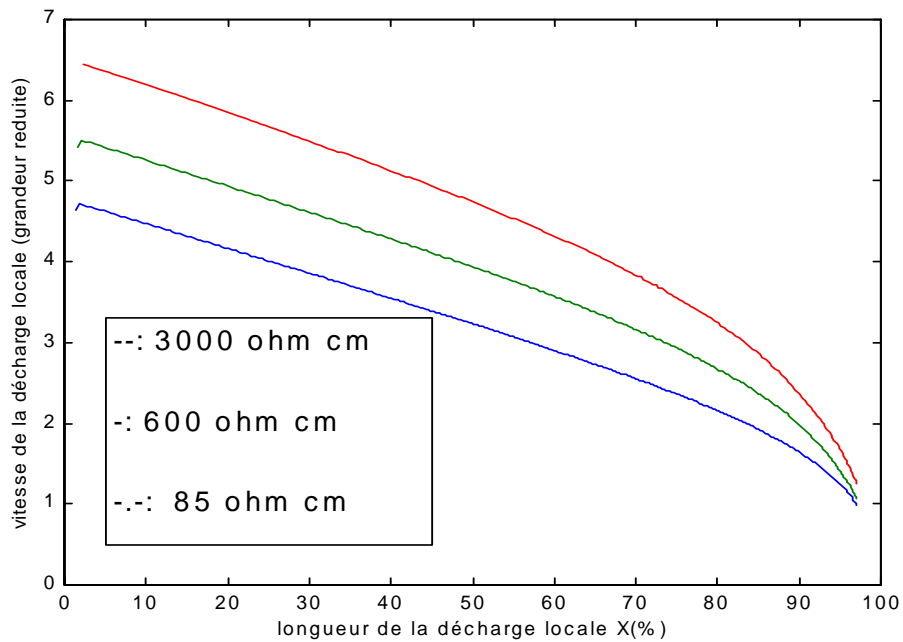


Figure 4.28: Vitesse de propagation en fonction de la longueur de la décharge pour le cas d'un isolateur de longueur de fuite 10 cm, de largeur 1 cm, une onde de $2/80 \mu\text{s}$ et d'épaisseur de la solution 1 cm, comparée à une vitesse de 100 m/s

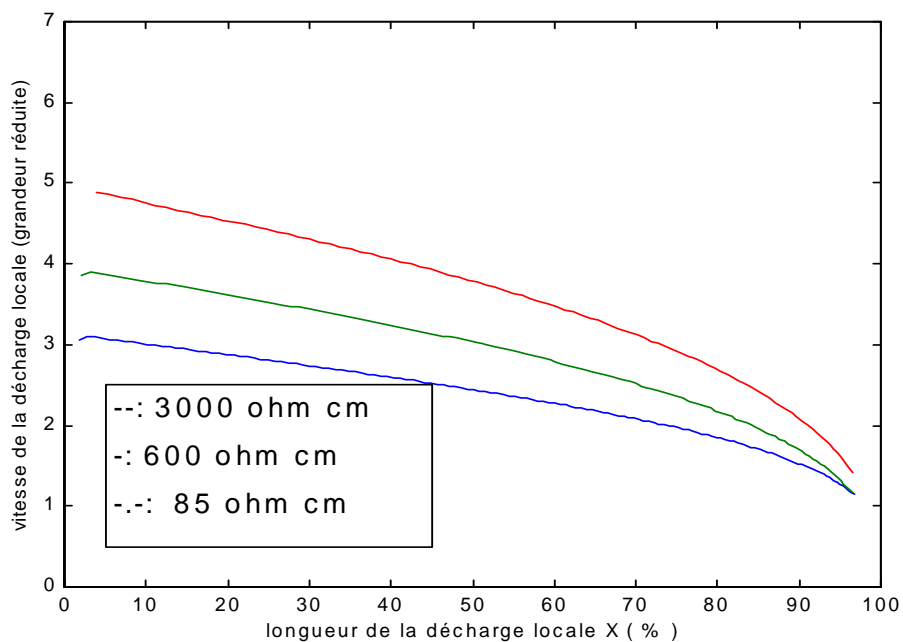


Figure 4.29: vitesse de propagation pour le cas d'un isolateur de longueur de fuite 10 cm, de largeur 1 cm, une onde de $2/80 \mu\text{s}$ et d'épaisseur de la solution $20 \mu\text{m}$, comparée à une vitesse de 300 m/s

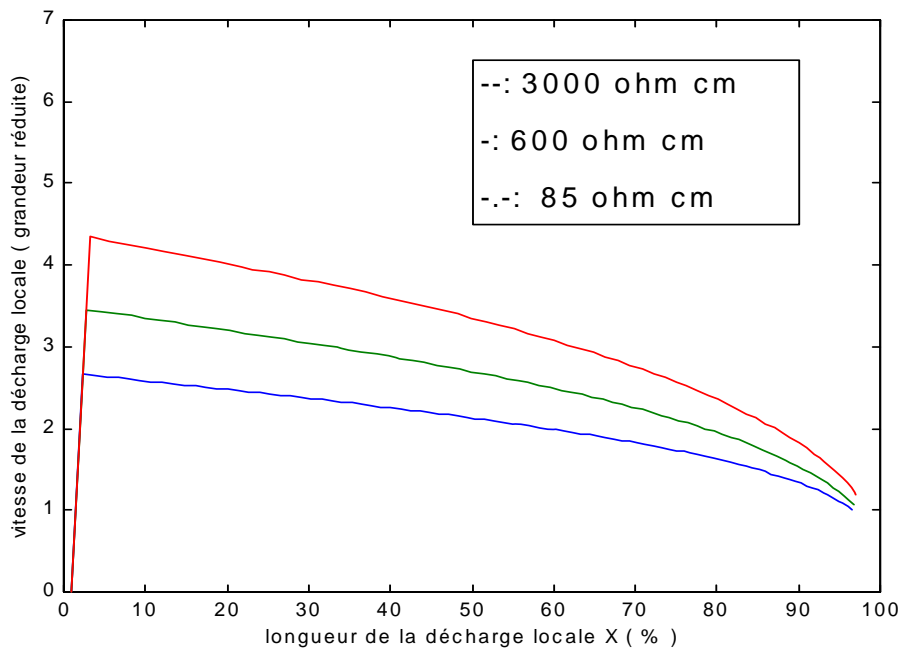


Figure 4.30: vitesse de propagation pour le cas d'un isolateur de longueur de fuite 10 cm, de largeur 1 cm, une onde de $2/80 \mu\text{s}$ et d'épaisseur de la solution $1 \mu\text{m}$, comparée à une vitesse de 530 m/s

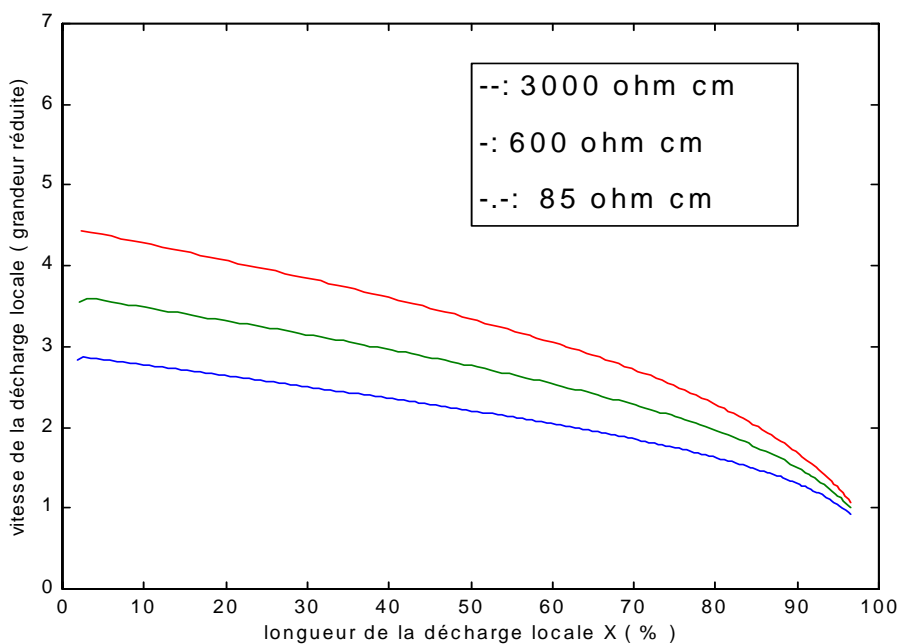


Figure 4.31: vitesse de propagation pour le cas d'un isolateur de longueur de fuite 10 cm, de largeur 1 cm, une onde de $2/80 \mu\text{s}$ et d'épaisseur de la solution $50 \mu\text{m}$, comparée à une vitesse de 285 m/s

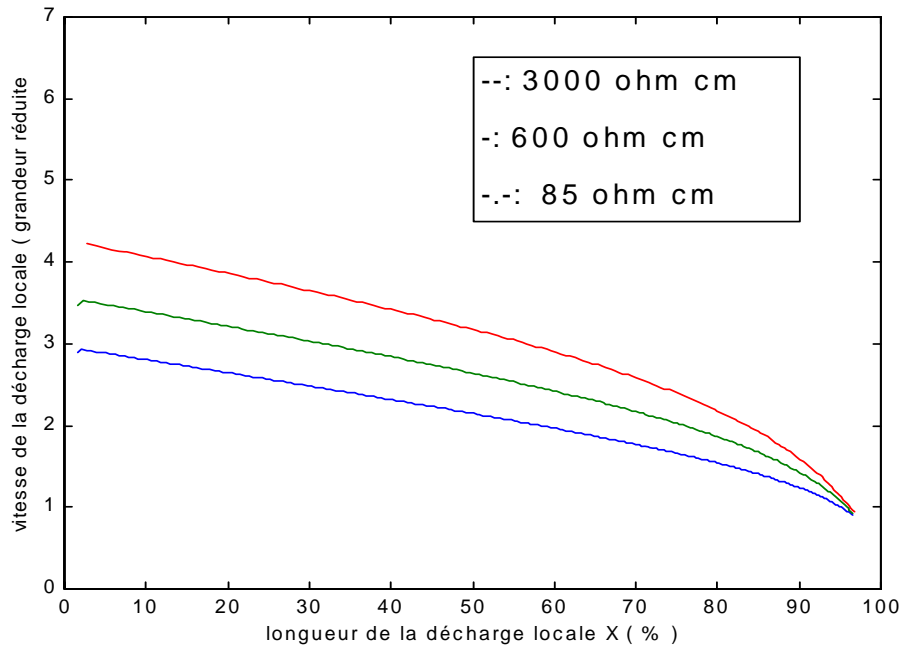


Figure 4.32: vitesse de propagation pour le cas d'un isolateur de longueur de fuite 10 cm, de largeur 1 cm, une onde de $2/80 \mu\text{s}$ et d'épaisseur de la solution 1 mm, comparée à une vitesse de 200 m/s

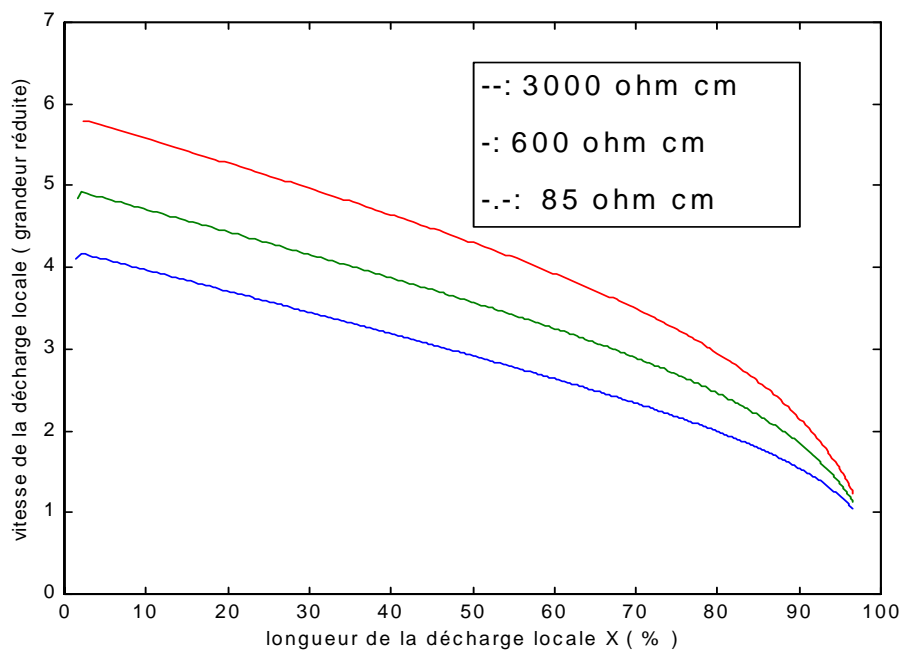


Figure 4.32: vitesse de propagation pour le cas d'un isolateur de longueur de fuite 10 cm, de largeur 1 cm, une onde de $2/80 \mu\text{s}$ et d'épaisseur de la solution 5 mm, comparée à une vitesse de 120 m/s

dans l'air, ce qui explique les vitesses importantes de la décharge proches de celle qu'on trouve pour les décharges dans les grands intervalles d'air [53, 54].

4. Conclusion

Les résultats de simulation pour le cas d'une tension continue donnant la tension de contournement critique et la vitesse propagation de la décharge, sont en bon accord avec ceux rapportés dans la littérature ou effectués en laboratoire. Les temps au contournement calculés sont relativement courts par rapport à ceux mesurés en laboratoire.

Pour le cas d'une onde biexponentielle, notre modèle dynamique donne des résultats très proches de ceux rapportés par d'autres chercheurs notamment pour la vitesse de propagation de la décharge et le temps au contournement. L'influence de l'épaisseur de la couche de pollution joue un rôle de première importance sur la vitesse de propagation de la décharge.

Le modèle que nous avons développé, représente un bon outil pour prédire la tension de contournement et décrire l'évolution de différentes grandeurs électriques caractéristiques d'un système d'isolation soumis à des tensions continue ou impulsionnelles.

Chapitre 5

VALIDATION EN TENSION ALTERNATIVE

1. Introduction

Le contournement d'un isolateur soumis à une tension alternative peut intervenir sur la première alternance, si la tension appliquée est suffisamment élevée.

D'après Rahal [27], il faut distinguer trois cas dans le mécanisme de contournement:

- Contournement immédiat, à résistivité de la couche de pollution quasiment constante, nécessitant une seule alternance; dans ce cas, Rahal suppose que les phénomènes ne seront pas fondamentalement différents de ce qu'ils étaient sous tension continue.
- Contournement consécutif à un abaissement de la résistivité de la couche de pollution, alors même que la tension appliquée était au départ insuffisante.
- Non contournement, la couche de pollution électrolytique étant arrivée à son échauffement maximum l'amenant à ébullition et la résistivité demeurant trop élevée pour la tension appliquée.

Dans ce qui va suivre, nous allons considérer la cas où la tension appliquée est suffisante pour conduire à un contournement, et le cas où la tension appliquée provoque l'apparition de décharges locales à la surface de l'isolateur, sans pour autant aboutir à un contournement.

2. Cas de contournement

Dans son étude sur les mécanismes physiques du contournement des isolateurs haute tension, Rahal [27] a traité qualitativement le contournement en alternatif. Ses observations lui ont permis de supposer que le processus de contournement se fait toujours dans une seule

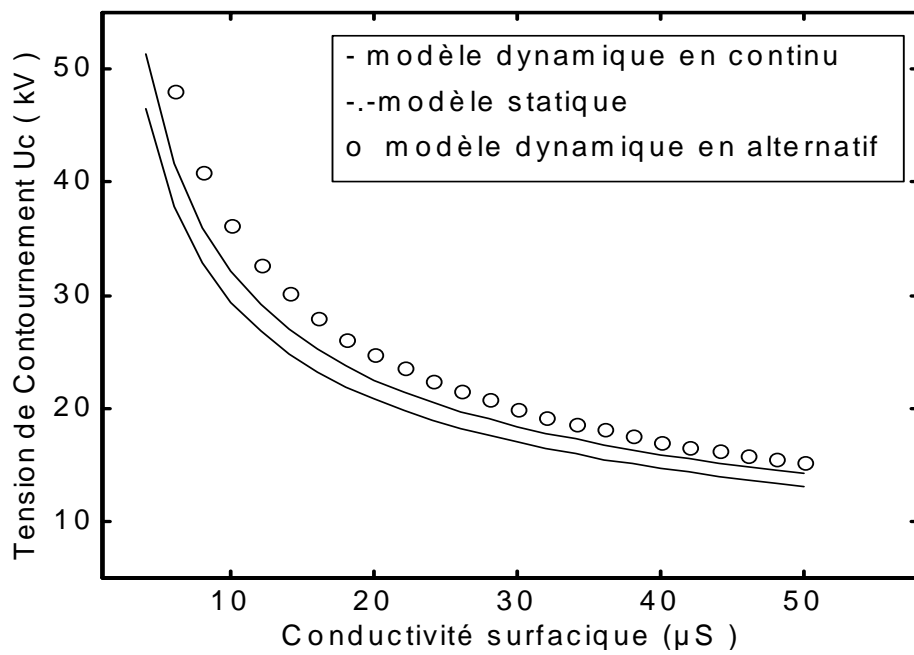


Figure 5.1: Tension critique en fonction de la conductivité surfacique

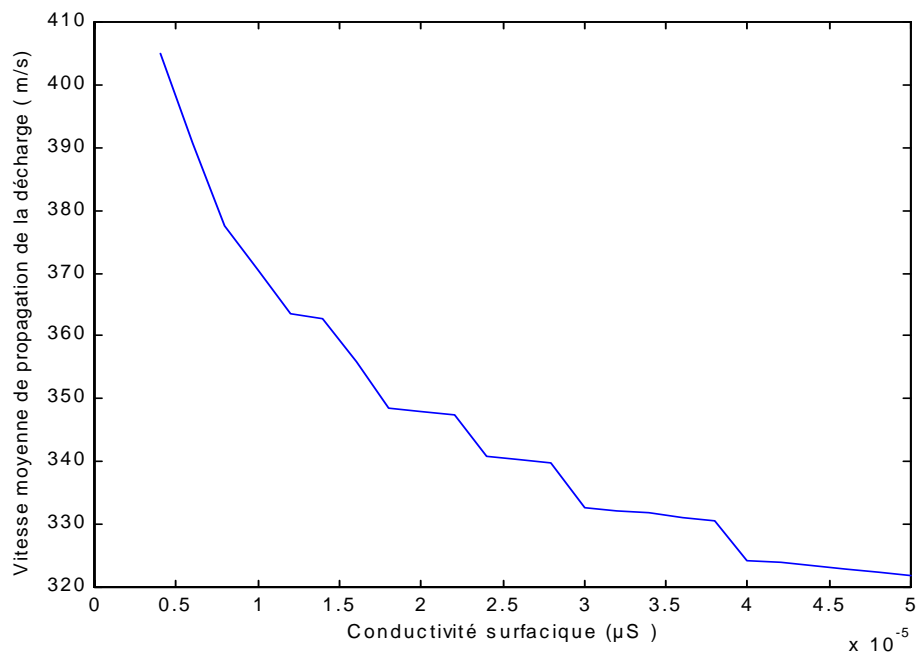


Figure 5.2: Vitesse moyenne de propagation en fonction de la conductivité surfacique

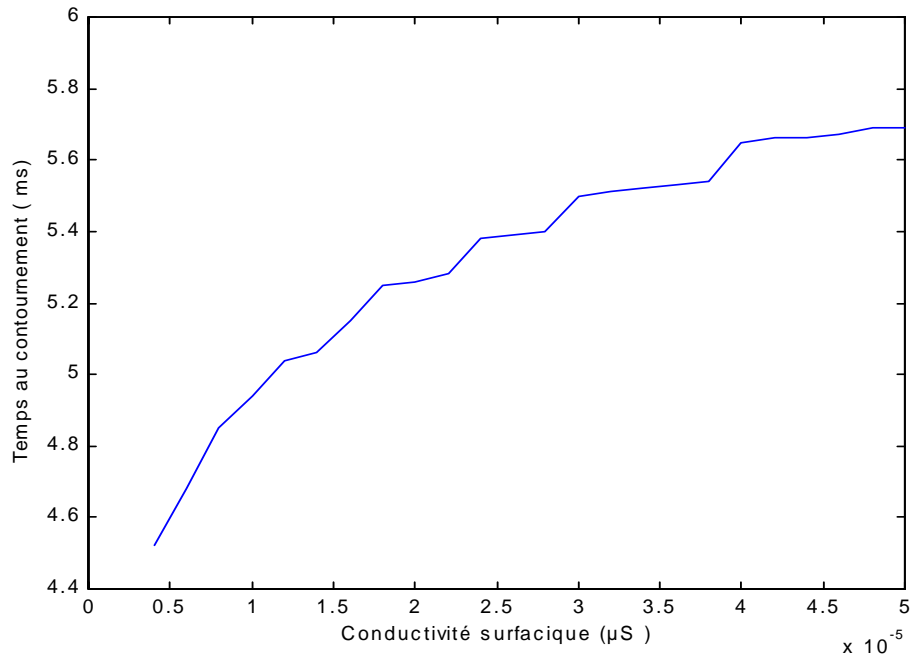


Figure 5.3: Temps au contournement en fonction de la conductivité surfacique

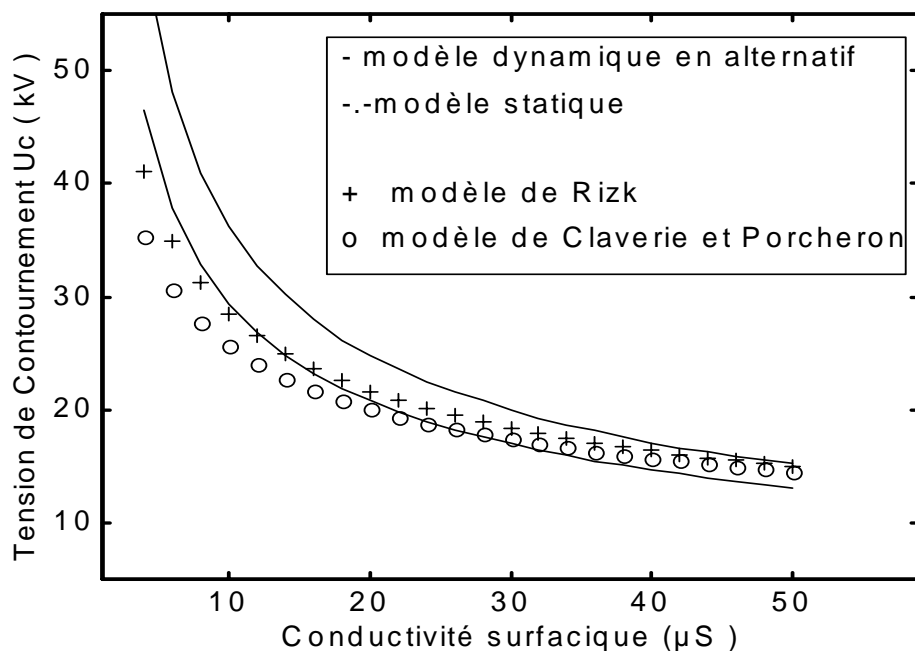


Figure 5.4: Tension critique en fonction de la conductivité surfacique

alternance, même si le processus de préparation consistant par exemple en un échauffement progressif de la couche de l'électrolyte, nécessite plusieurs alternances.

Dans une étude expérimentale sur la propagation sur une surface faiblement conductrice, Mahi [17] a observé que le contournement, au voisinage de la tension critique, dure plusieurs périodes et se termine toujours pendant l'alternance positive.

En s'inspirant de ces travaux, nous nous sommes proposés de calculer la tension critique la plus basse qui permet d'avoir un contournement sur une seule alternance (positive).

2.1. Tension de contournement

Comme pour le cas d'une tension continue, nous avons calculé la tension critique de contournement en fonction de la conductivité (figure 5.1). Nous remarquons que la tension de contournement dynamique en alternatif est supérieure à celle calculée pour le cas continu. Comme nous l'avons évoqué auparavant, le contournement en continu est le plus critique.

D'autre part, la vitesse moyenne de la décharge, tout comme pour le cas continu, décroît avec l'augmentation de la conductivité (figure 5.2). De même, le temps au contournement est plus long pour les grandes conductivités (figure 5.3). Le comportement global est donc similaire à celui observé en tension continue.

Afin de valider notre modèle pour le cas alternatif, nous l'avons comparé aux modèles statiques alternatif de Rizk [7] et de Claverie et Porcheron [15]. Les courbes représentées dans la figure 5.4 montrent la bonne concordance entre notre modèle et celui des autres.

2.2. Cas d'une pollution légère

En considérant le même exemple que celui traité en tension continue pour une conductivité de $4 \mu\text{S}$, nous avons déterminé les différentes grandeurs caractéristiques de la propagation de la décharge (figures 5.5-5.11).

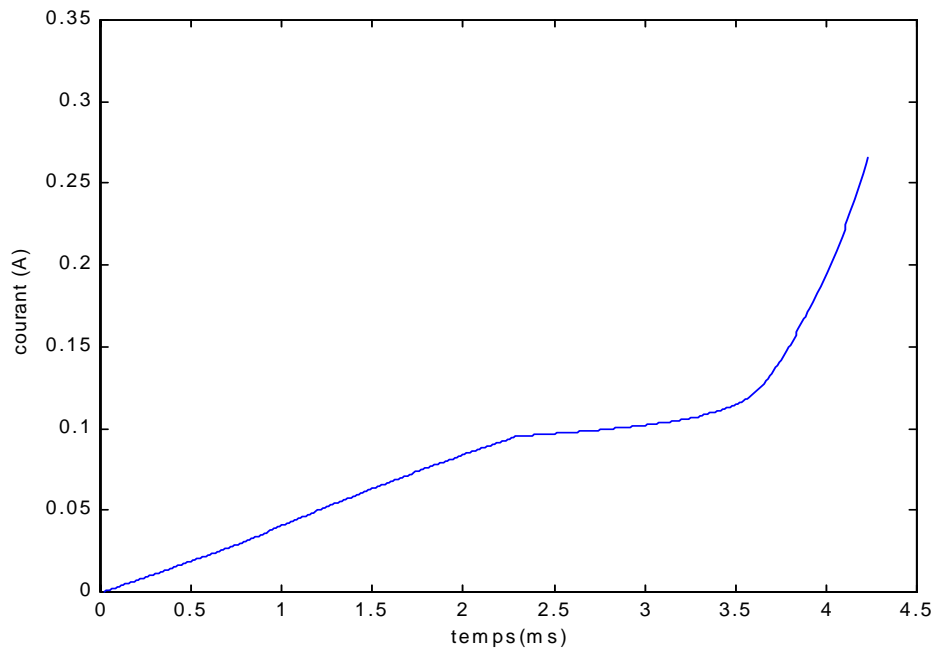


Figure 5.5: Courant de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur cylindrique de longueur 187 cm, de rayon 15 cm et d'une conductivité $4 \mu\text{S}$

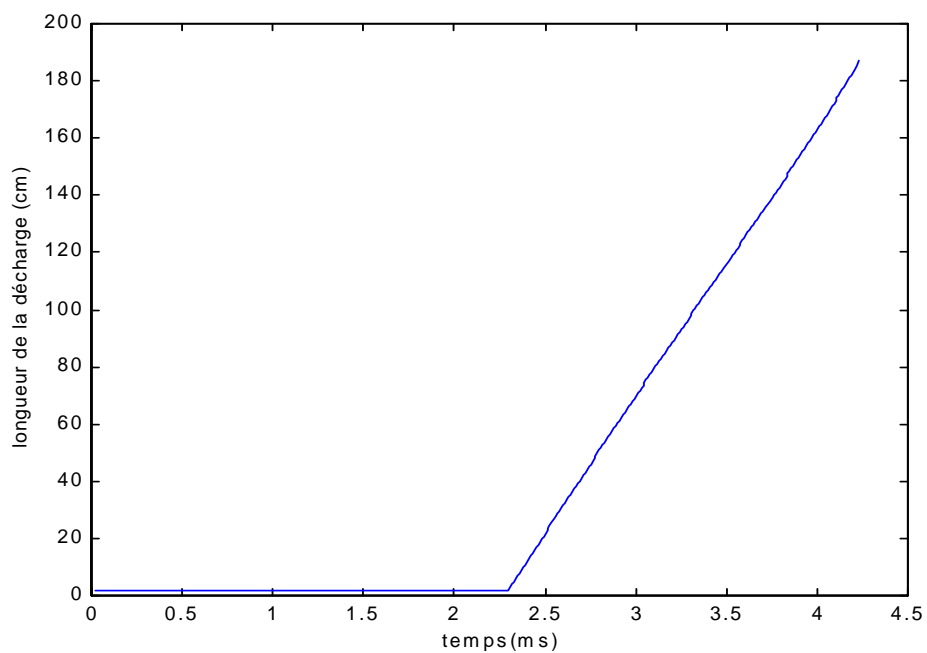


Figure 5.6: Longueur de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur cylindrique de longueur 187 cm, de rayon 15 cm et d'une conductivité $4 \mu\text{S}$

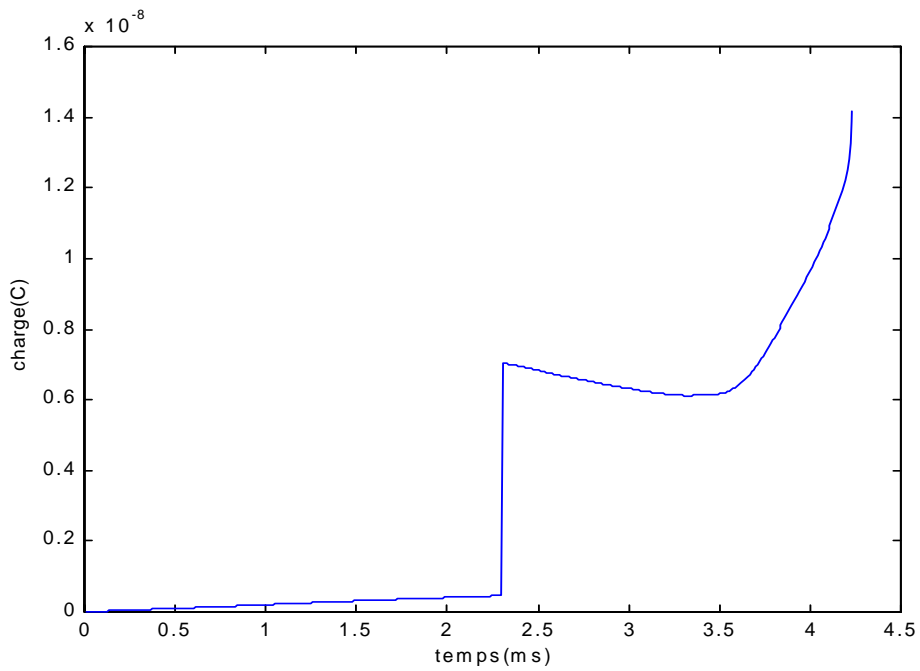


Figure 5.7 : Charge injectée en fonction du temps pour le cas d'un isolateur cylindrique de longueur 187 cm, de rayon 15 cm et d'une conductivité $4 \mu\text{S}$

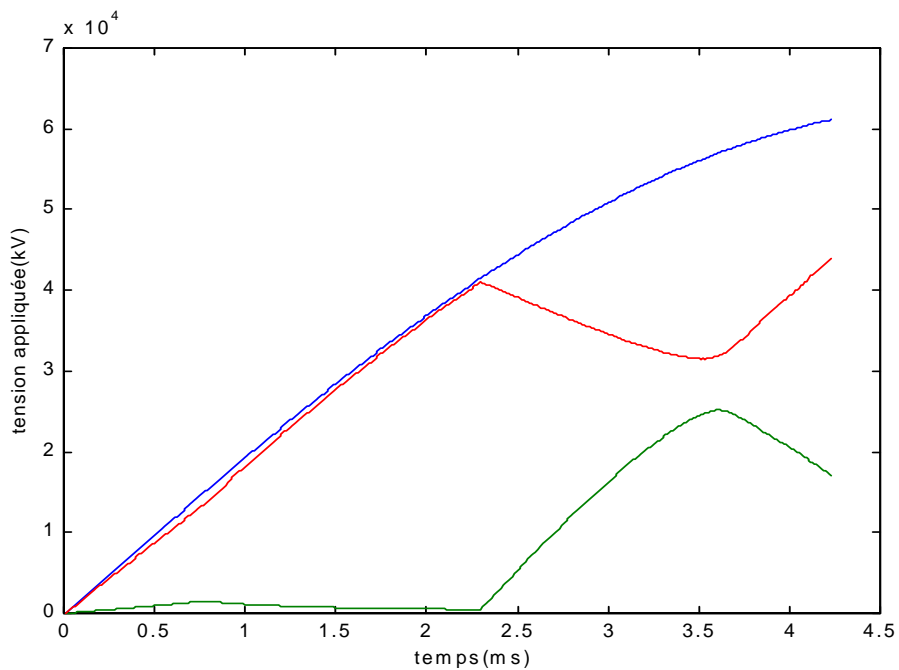


Figure 5.8: Tension appliquée(___), tension à la tête de l'arc (-.-.-) et chute de tension dans l'arc (----) en fonction du temps pour le cas d'un isolateur cylindrique de longueur 187 cm, de rayon 15 cm et d'une conductivité $4 \mu\text{S}$

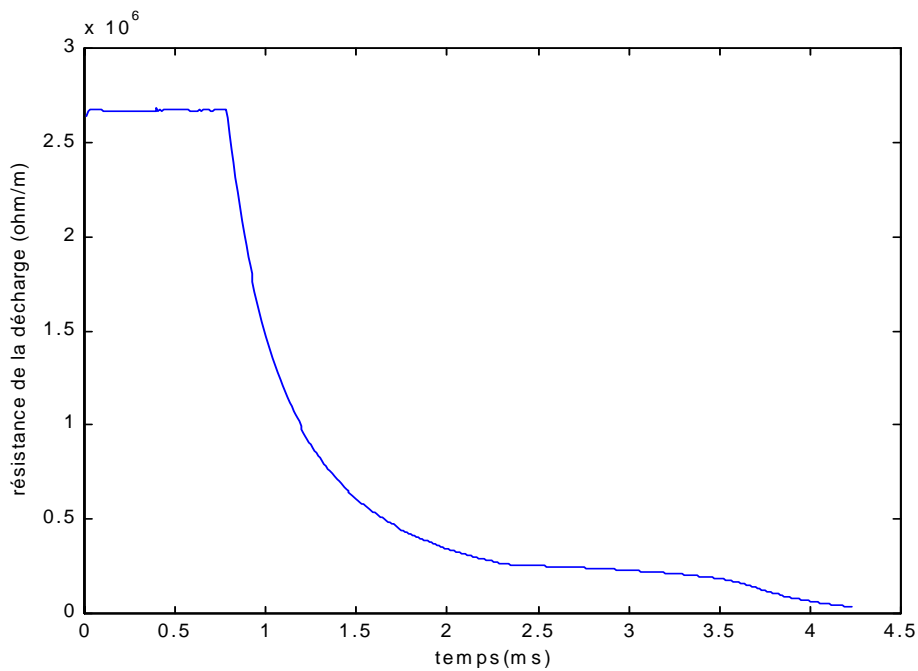


Figure 5.9: Résistance de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur cylindrique de longueur 187 cm, de rayon 15 cm et d'une conductivité $4 \mu\text{S}$

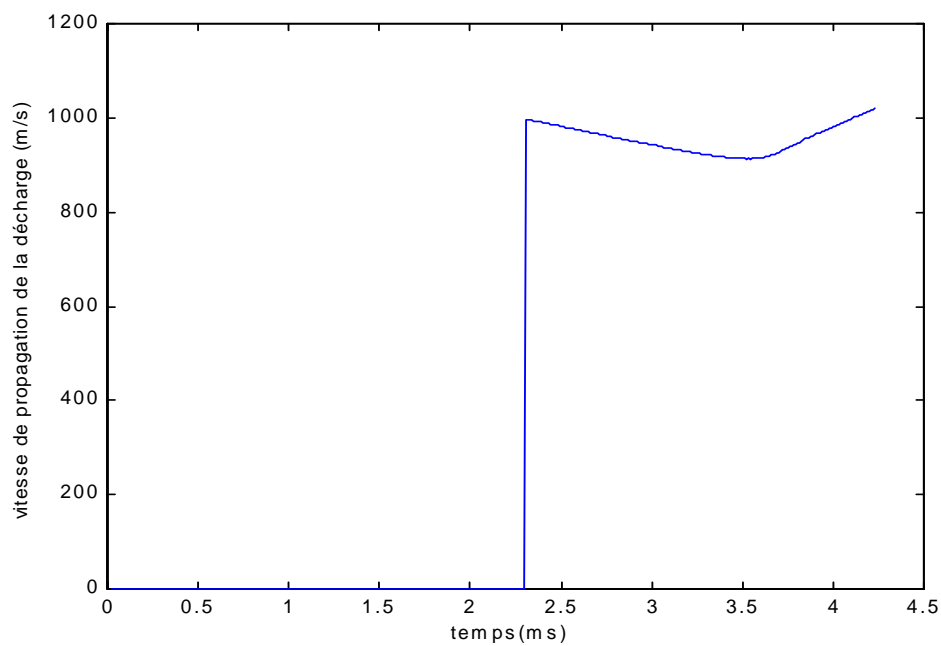


Figure 5.10: Vitesse instantanée de la propagation de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur cylindrique de longueur 187 cm, de rayon 15 cm et d'une conductivité $4 \mu\text{S}$

Nous remarquons que le courant de la décharge croît lentement pendant la phase de propagation, puis rapidement durant la dernière étape du contournement (figure 5.5); ce résultat corrobore avec les mesures effectuées par Mahi [17].

Quant à l'évolution de la longueur de la décharge (figure 5.6), elle se fait d'une façon linéaire. La charge injectée dans l'intervalle (figure 5.7) peut atteindre une vingtaine de nC à la fin de la propagation.

Sur la figure 5.8, nous présentons les variations respectives de la tension appliquée aux bornes de l'isolateur, de la tension à la tête de la décharge et de la chute de tension dans la décharge. Comme nous pouvons le voir, cette dernière croît proportionnellement au courant dans la première phase de la propagation puis décroît lorsque le courant atteint la phase d'augmentation rapide.

Le fait que la résistance de l'arc soit une fonction décroissante du temps, traduit la satisfaction du critère de propagation tout le long du trajet du contournement (figure 5.9).

Pendant la première partie de la propagation, la vitesse de la décharge (figure 5.10) décroît et dès que la décharge atteint à peu près les 2/3 de la longueur de fuite totale, la vitesse se remet à augmenter. Cette variation semble suivre celle du champ (modèle sphère) qui lui, passe également par un minimum à environ 1/2 à 2/3 de l'intervalle interélectrode [57].

Le rayon de la décharge (figure 5.11) suit l'évolution du courant et atteint une valeur de 2,5 mm à la fin de la propagation.

2.3. Cas d'une pollution forte

Nous allons considérer un isolateur cylindrique d'une longueur de fuite plus faible $L=50$ cm et de rayon 5 cm. Pour une conductivité de $50 \mu S$, nous obtenons les grandeurs caractéristiques données dans les figures 5.12-5.18.

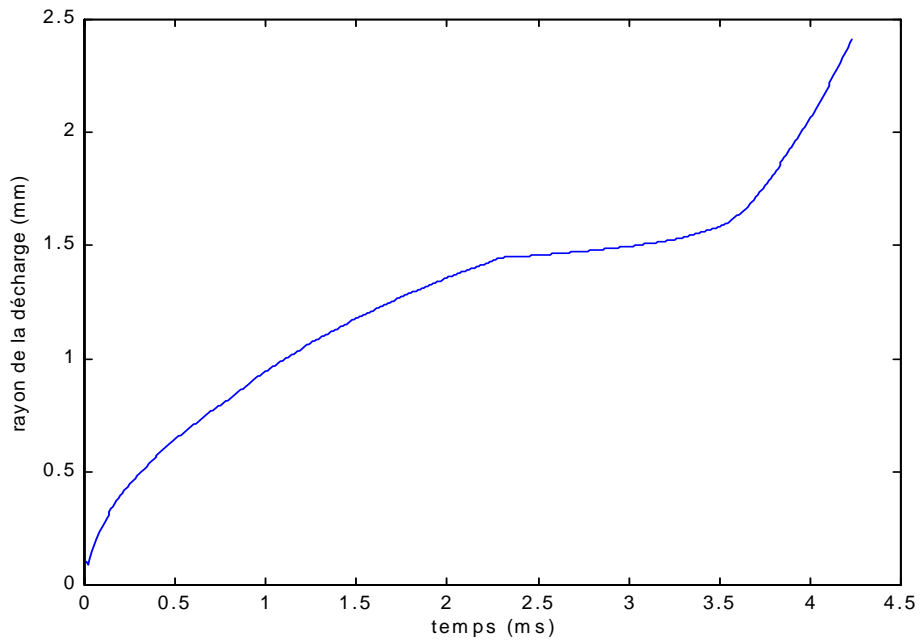


Figure 5.11: Rayon de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur cylindrique de longueur de 187 cm, de rayon 15 cm et d'une conductivité $4 \mu\text{S}$

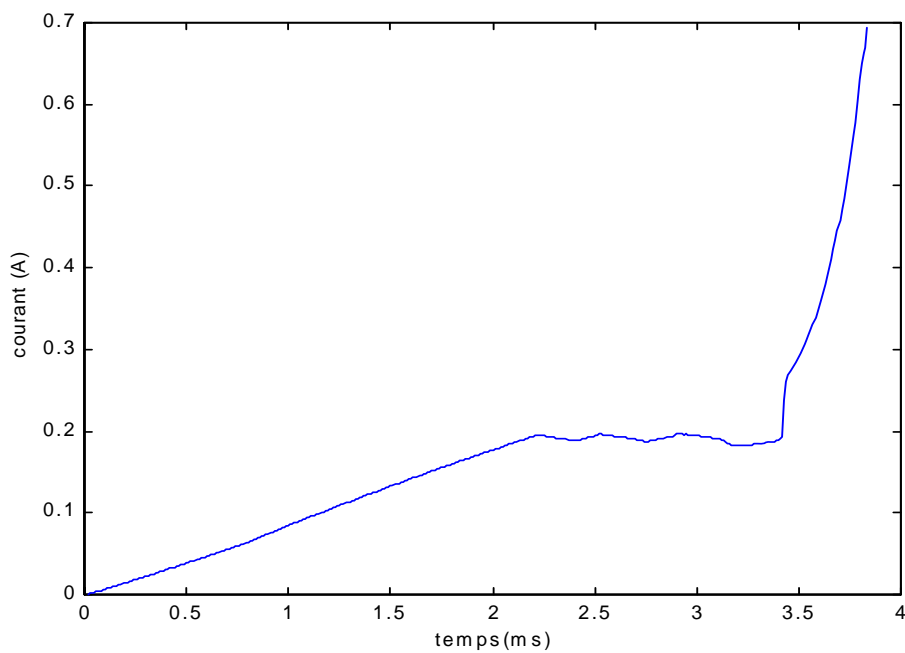


Figure 5.12: Courant de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et une conductivité de $50 \mu\text{S}$

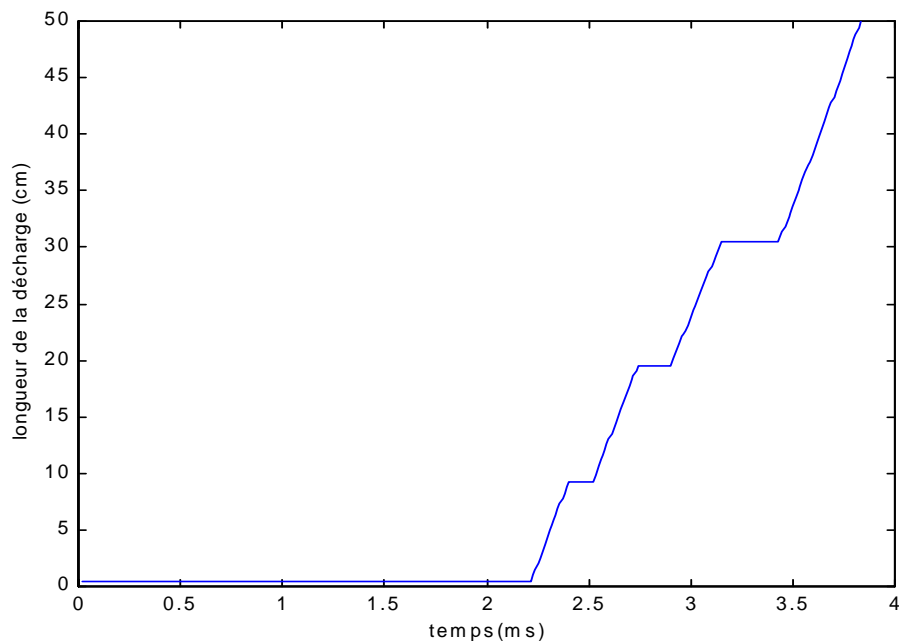


Figure 5.13: longueur de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et une conductivité de $50 \mu\text{S}$

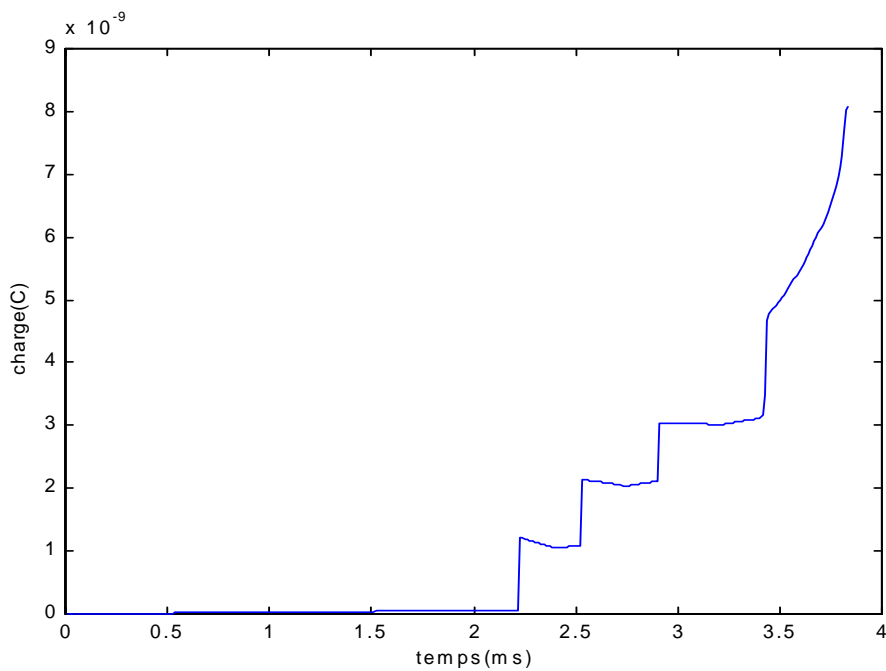


Figure 5.14: Charge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et une conductivité de $50 \mu\text{S}$

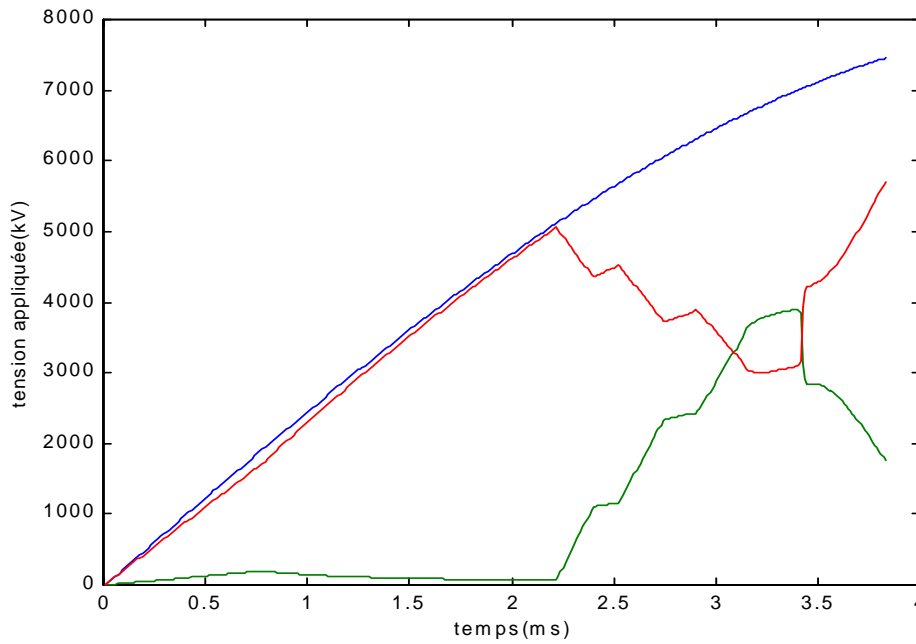


Figure 5.15: Tension appliquée(___), tension à la tête de l'arc (-.-.) et chute de tension dans l'arc (----) en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et une conductivité de $50 \mu\text{S}$

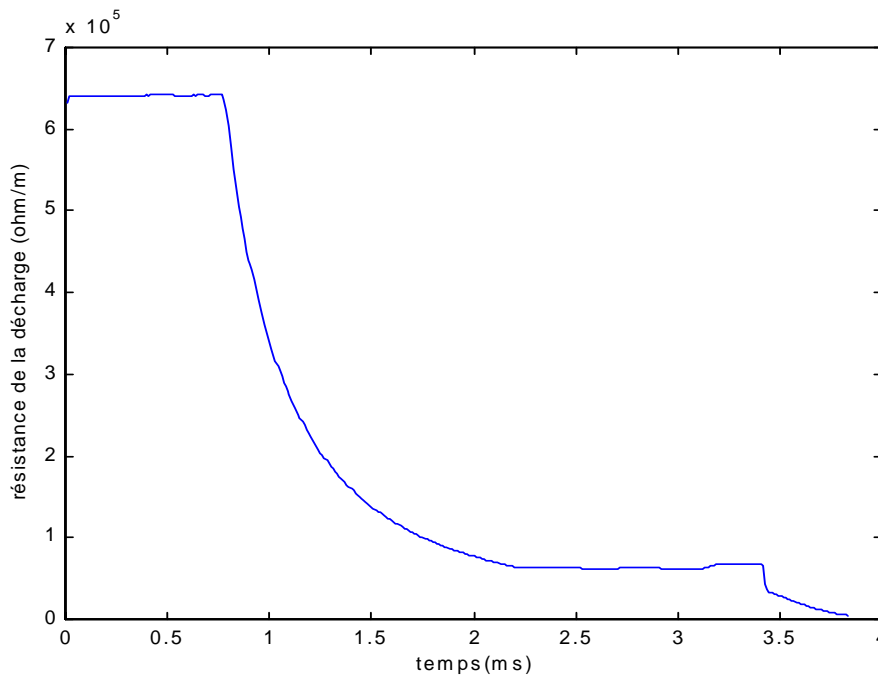


Figure 5.16: Résistance de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et une conductivité de $50 \mu\text{S}$

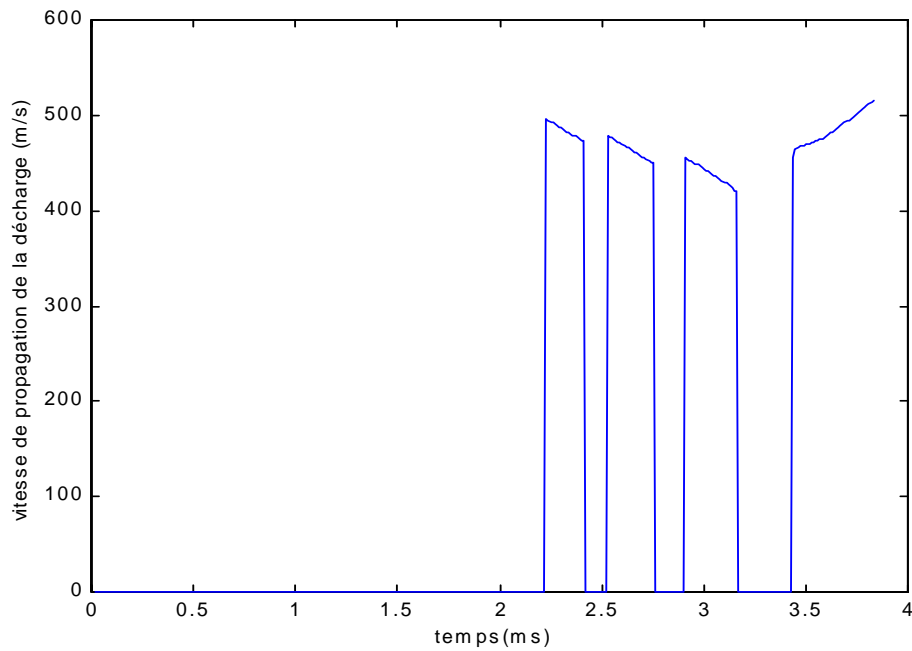


Figure 5.17: Vitesse de propagation de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm de rayon 5 cm et une conductivité de $50 \mu\text{S}$

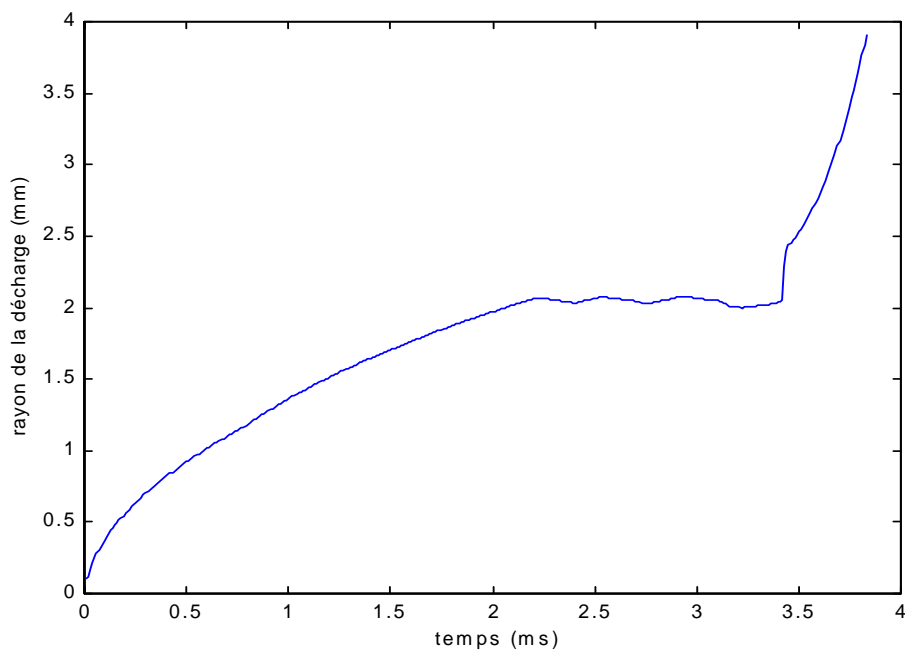


Figure 5.18: Rayon de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm de rayon 5 cm et une conductivité de $50 \mu\text{S}$.

Sur la figure 5.12, nous remarquons une oscillation du courant avant qu'il n'atteigne la phase de croissance rapide.

La propagation de la décharge ne se fait pas de façon linéaire, mais plutôt par bonds. Les temps de pause que nous voyons sur la figure 5.13 correspondent aux instants où le critère de propagation n'est pas satisfait, c'est à dire au cas où la résistance de l'arc est supérieure à celle de la couche de pollution. Pendant ce temps, nous avons fait l'hypothèse que la décharge ne s'éteint pas et garde la longueur qu'elle a parcourue jusqu'à ce que le critère soit de nouveau satisfait. La charge injectée à la tête de la décharge (figure 5.14) croît aussi par palier. A chaque fois que le critère de propagation n'est pas satisfait, nous avons fait l'hypothèse que la vitesse de propagation de la décharge s'annule, d'où l'allure de la vitesse obtenue dans la figure 5.15.

2.4 Validation expérimentale

Pour valider notre calcul de la tension critique de contournement ainsi que la vitesse de propagation de la décharge sous tension alternative, nous avons considéré un dispositif expérimental similaire à celui utilisé pour le continu (figure 5.19). Le dispositif d'essai comporte un transformateur (220 V/50 kV, 1 kVA), un diviseur de tension capacitif et l'objet test, identique à celui utilisé pour le cas continu.

Pour les mesures de la tension de contournement et de la vitesse de propagation de la décharge, nous avons utilisé les mêmes techniques que celles pour le cas continu. Les résultats de cette validation sont représentées pour les deux géométries considérées dans les figures 5.20-5.22.

De même que pour le cas d'une tension continue, les valeurs mesurées de la tension de contournement en alternatif corroborent avec celles données par notre modèle. Pour la vitesse de propagation, les valeurs moyennes mesurées par notre dispositif expérimental sont proches de celles

données par notre modèle ainsi que celles rapportées par d'autres chercheurs [40, 58, 59]; celles-ci sont de l'ordre de quelques mètres à quelques dizaines de mètres par seconde ce qui confirme la validité du modèle proposé. Notons que nos moyens expérimentaux ne nous ont pas permis d'enregistrer les vitesses instantanées de propagation qui sont beaucoup plus importantes que les vitesses moyennes.

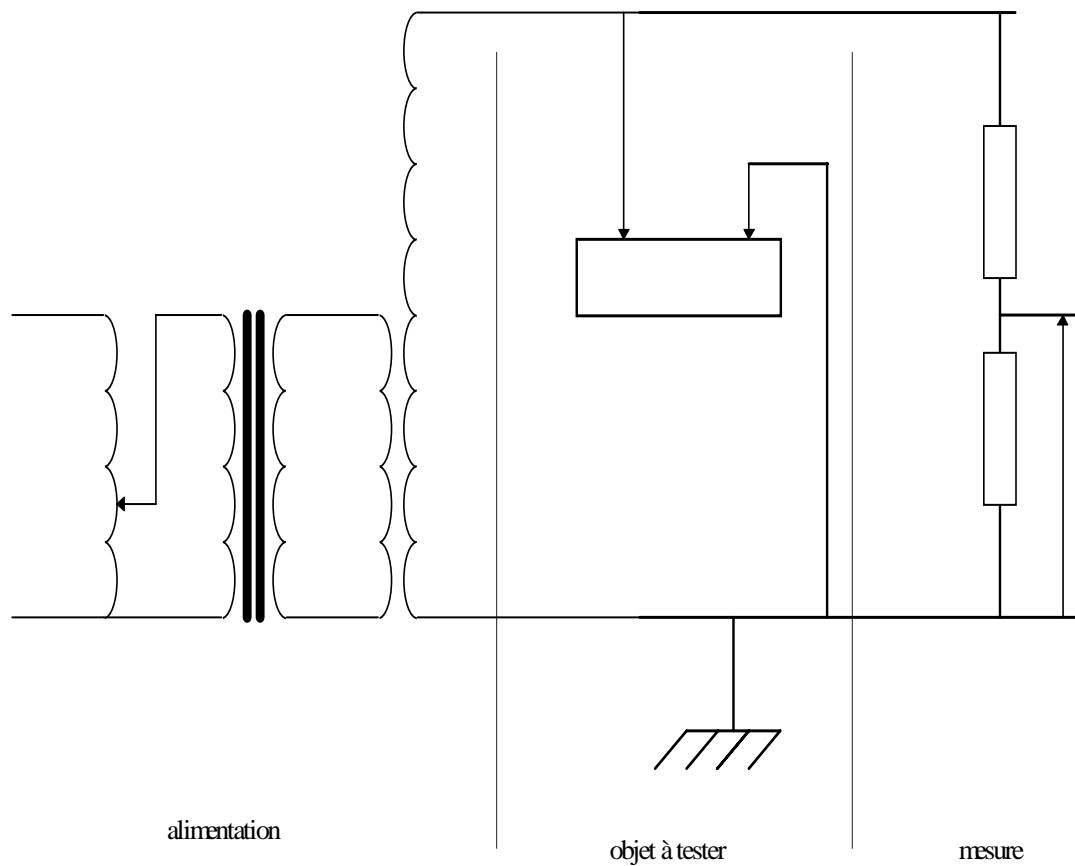


Figure 5.19: Schéma du dispositif d'essai

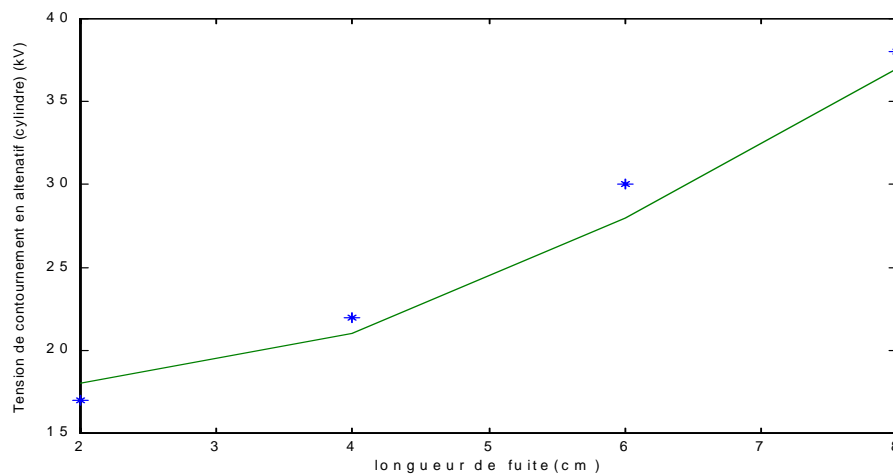


Figure 5.20: Tension de contournement en fonction de la longueur pour le cas cylindrique: (—): valeurs calculées, (*): valeurs mesurées

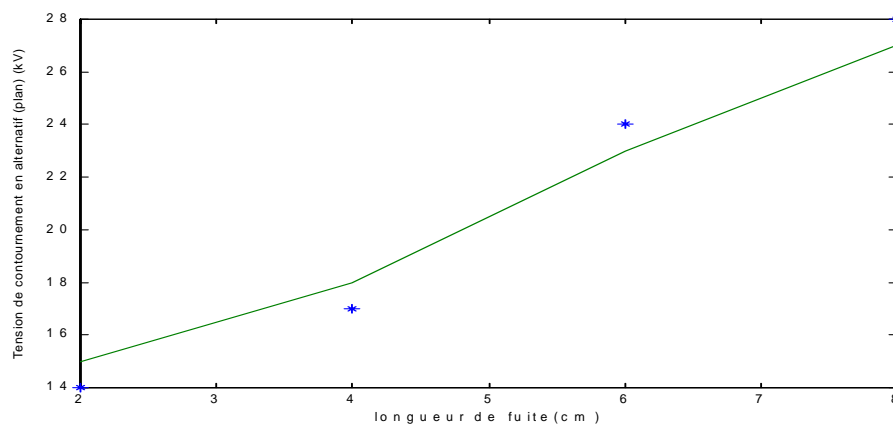


Figure 5.21: Tension de contournement en fonction de la longueur pour le cas plan (—): valeurs calculées, (*): valeurs mesurées

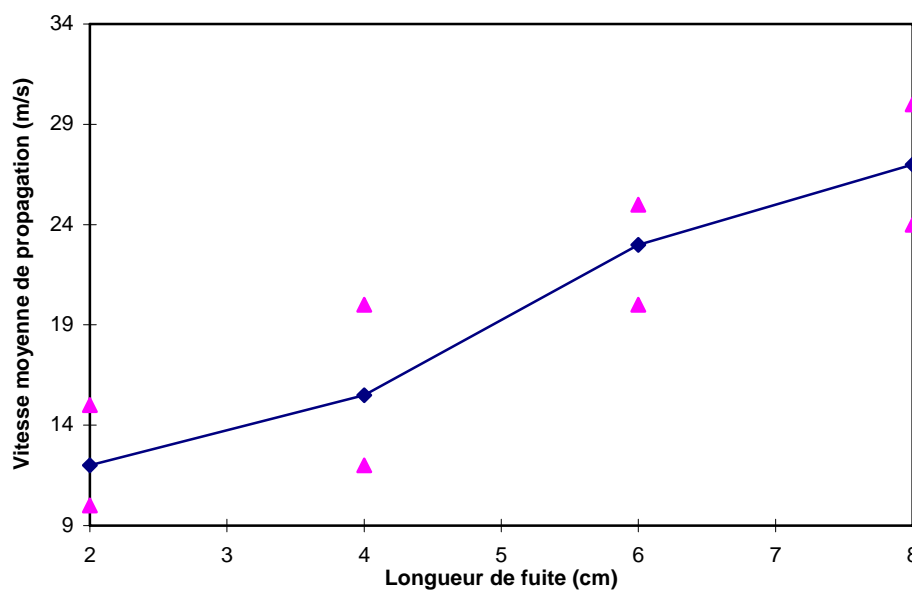


Figure 5.22: Vitesse moyenne de propagation de la décharge, (•):valeurs calculées, (▲): valeurs mesurées

3. Cas de non contournement

3.1. Courant de fuite

Pour valider notre modèle dans le cas où la tension appliquée ne permet pas d'aboutir au contournement de la surface isolante, nous avons considéré le courant de fuite pour un isolateur modèle plan de longueur de fuite $L=40$ cm et de largeur $l=25$ cm, pour lequel nous disposons de résultats expérimentaux pour deux valeurs de conductivités [60].

Les figures 5.23 et 5.24 représentent la variation du courant de fuite calculée d'après notre modèle et mesurée par Mekhaldi et al [60] en fonction de la tension appliquée pour des conductivités de $26 \mu\text{S/cm}$ et $50 \mu\text{S/cm}$ respectivement. Les valeurs calculées par notre modèle dynamique en alternatif apparaissent comme une moyenne des valeurs expérimentales.

3.2. Réamorçage de la décharge

Lorsque la tension n'est pas suffisante pour que le contournement s'achève en une seule alternance, il faut trouver les conditions pour qu'à l'alternance suivante, la tension appliquée soit capable de réamorcer la décharge.

La question du réamorçage en alternatif pose un problème tout à fait particulier. En effet, partant d'une décharge de longueur initiale x_0 , si la tension appliquée est suffisamment élevée pour amorcer une décharge sans pour autant contourner sur la première alternance, la décharge parcourera une certaine distance x au moment de l'extinction. Dans ces conditions, deux cas sont possibles:

- la décharge s'amorcera au cours de l'alternance suivante, directement sur cette même longueur x avec une nouvelle valeur de la résistance de l'arc avant de poursuivre le processus d'allongement.

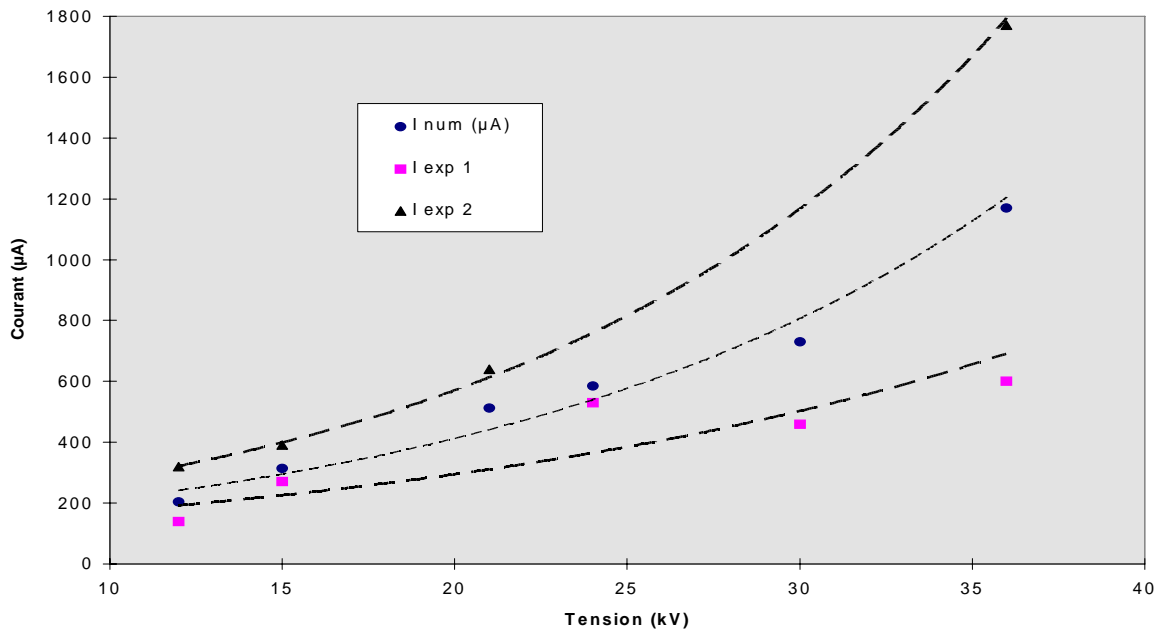


Figure 5.23: Courant de fuite pour une conductivité de $26 \mu\text{S}/\text{cm}$

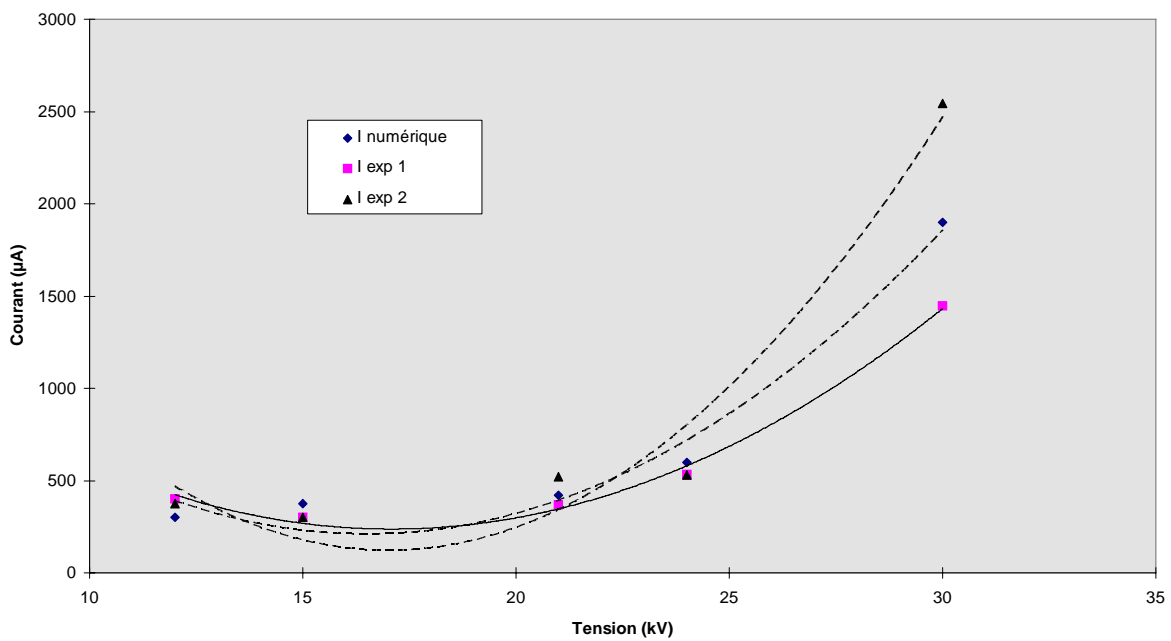


Figure 5.24: Courant de fuite pour une conductivité de $50 \mu\text{S}/\text{cm}$

- la décharge se réamorçera, à chaque alternance intermédiaire, avec la longueur initiale x_0 et la même valeur de la résistance de l'arc, avant de commencer un cycle d'allongement qui l'amènera jusqu'à une longueur supérieure à x .

Dans ce qui va suivre, nous allons discuter la validité des différentes hypothèses sur le réallumage de l'arc.

3.2.1 Réamorçage symétrique

Nous supposons qu'à chaque nouvelle alternance (après extinction de l'arc), le milieu retrouve toutes ses propriétés diélectriques et que l'arc va se réamorcer avec les mêmes conditions initiales que celles qu'il avait tout au début.

Pour l'exemple d'un isolateur de longueur de fuite $L=50$ cm et de rayon $r=5$ cm, avec une conductivité de $50 \mu\text{S}$, nous allons étudier le comportement de l'isolateur en adoptant l'hypothèse du réamorçage symétrique. Les allures des différentes grandeurs électriques caractéristiques sont données dans les figures 5.24 à 5.29.

Nous pouvons remarquer que l'évolution de toutes les grandeurs caractéristiques est symétrique sur toutes les alternances comme si l'arc après chaque extinction retrouve le même comportement qu'il avait dans l'alternance qui précède.

Si nous considérons l'exemple du courant de la décharge (figure 5.24) et de sa longueur, nous voyons que le courant a la même allure et la même amplitude sur toutes les alternances et que la décharge parcourt toujours la même distance dans chaque alternance. Ceci ne correspond pas aux observations de Rahal [27] selon lesquelles le courant de la décharge, à chaque nouvelle alternance, s'éteint mais sa valeur crête croît régulièrement; la décharge repart avec une longueur initiale qui est la même mais progresse un peu plus loin qu'à l'alternance précédente. D'après Rahal, cette progression que connaît la décharge, pourrait être due à l'échauffement de la couche électrolytique.

.

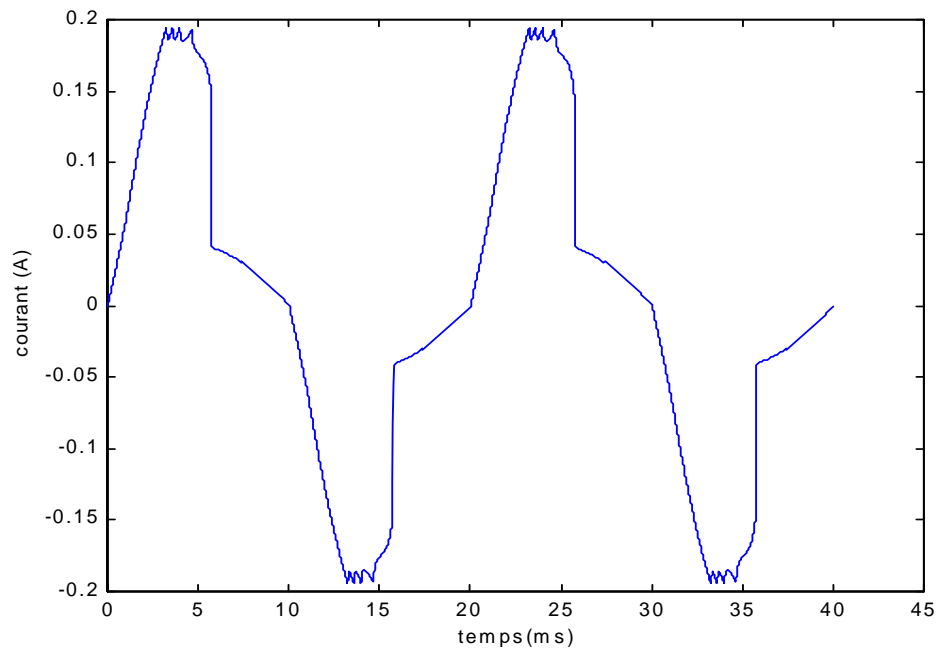


Figure 5.24: Courant de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (réamorçage symétrique)

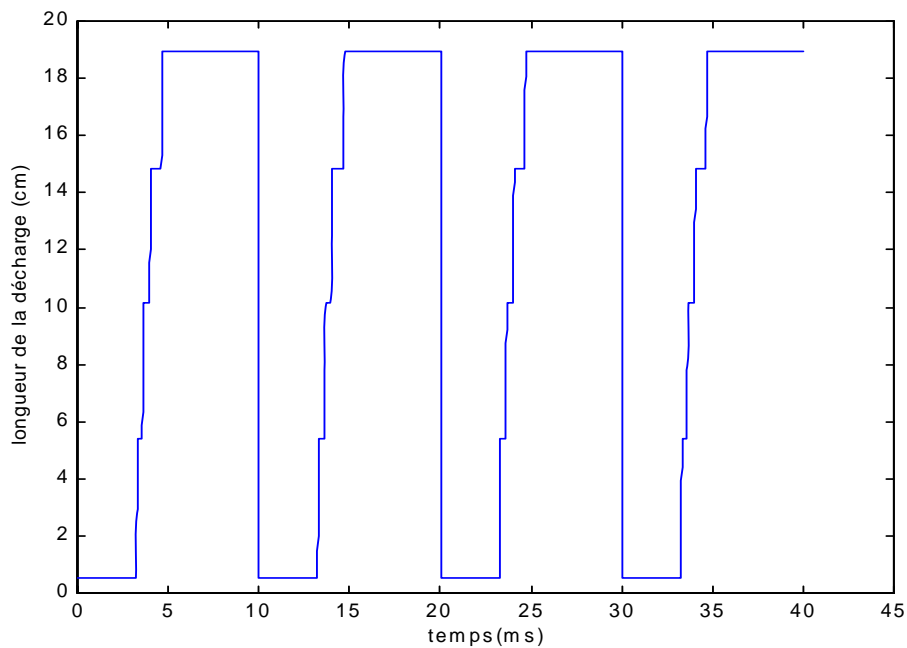


Figure 5.25: Longueur de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (réamorçage symétrique)

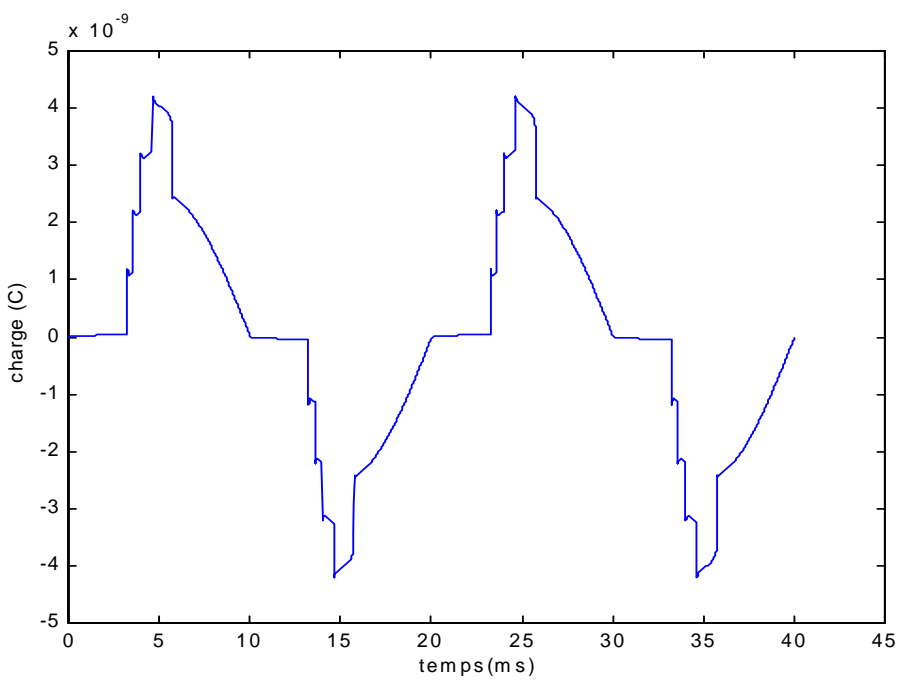
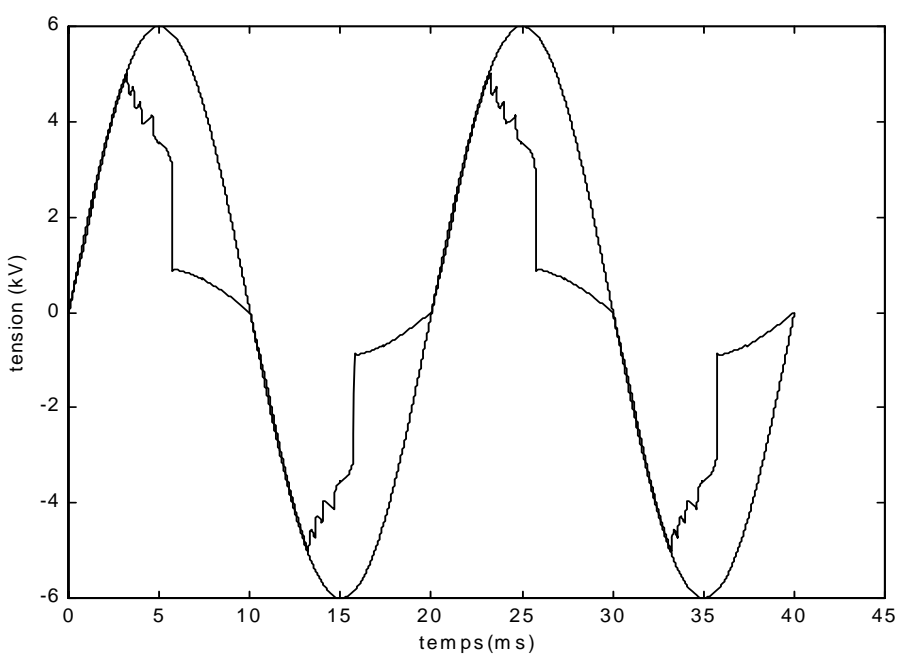
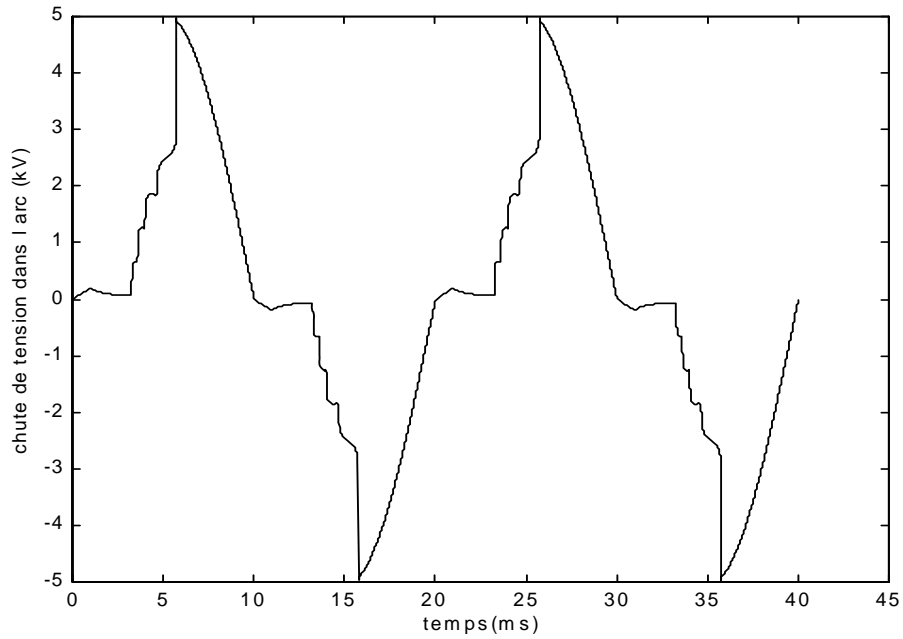


Figure 5.26: Charge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité 50 μ S (réamorçage symétrique)



(a)

Figure 5.27: (____):Tension appliquée, (.....): Tension à la tête de l'arc en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité 50 μ S (réamorçage symétrique)



(b)

Figure 5.27: Chute de tension dans l'arc en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (réamorçage symétrique)

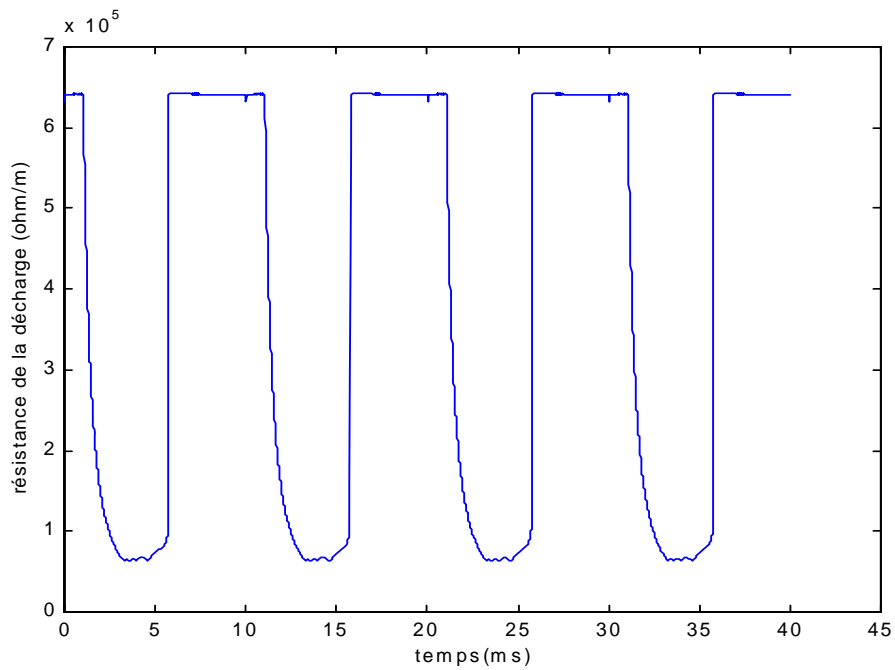


Figure 5.28: Résistance en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (réamorçage symétrique)

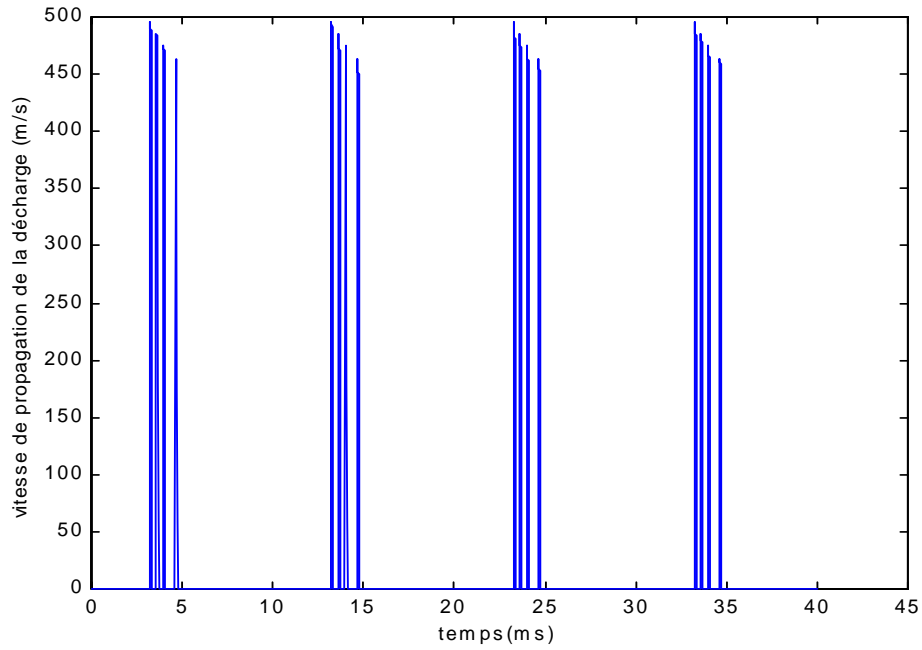


Figure 5.29: Vitesse de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (réamorçage symétrique)

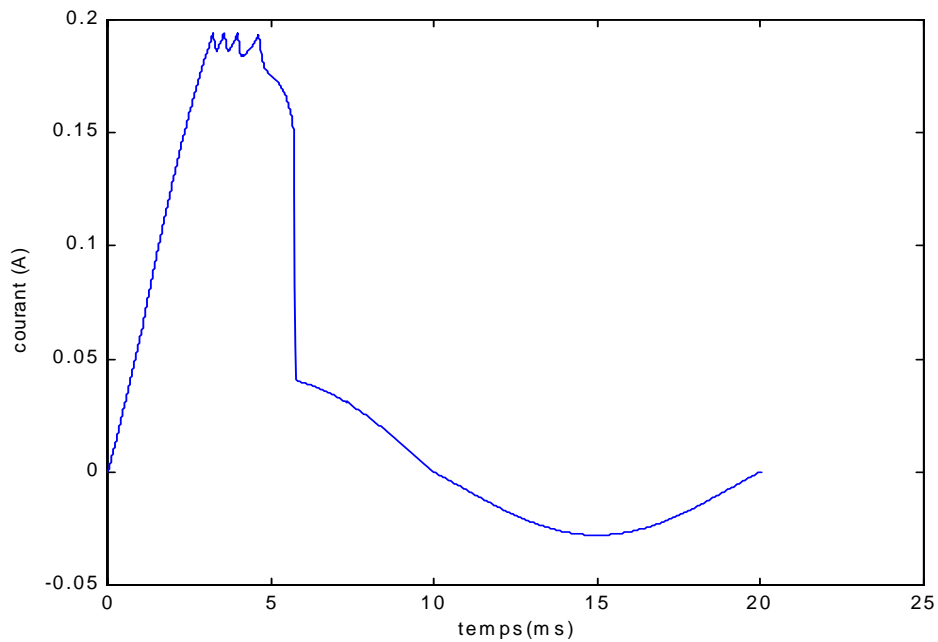


Figure 5.31: Courant de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (cas de la couche sèche)

Le problème essentiel vient du fait, que lorsque l'arc s'éteint, l'espace interélectrode ne retrouve pas immédiatement ses propriétés isolantes. Nous pouvons conclure que l'hypothèse d'un réamorçage symétrique ne peut pas décrire le phénomène physique réel.

3.2.2 Réamorçage avec apparition de couche sèche

Nous supposons qu'à l'alternance suivante, la décharge aura la même longueur initiale x_0 mais que la couche de pollution aura une nouvelle configuration discontinue (figure 4.54).

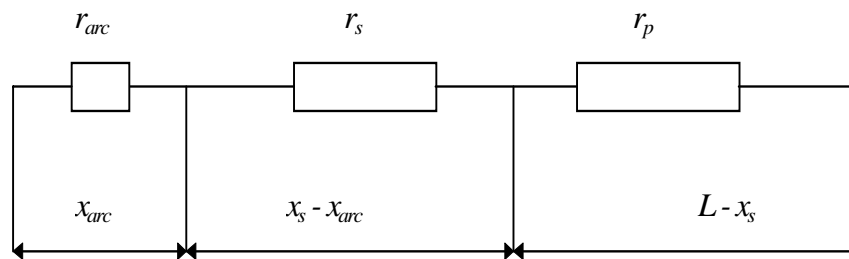


Figure 5.30: Nouvelle configuration discontinue la couche de pollution.

où x_s et r_s sont respectivement la longueur de la bande sèche et sa résistance linéique.

Lorsqu'il y a circulation d'un courant de fuite ou bien une propagation locale sur une certaine longueur de l'isolateur, il y aura un assèchement de la couche de pollution et par la suite augmentation de la résistance de la couche polluée. A l'alternance suivante, nous supposons que la bande parcourue initialement, devient sèche. Par conséquent, si nous sommes partis avec une répartition uniforme de la couche de pollution, nous nous retrouvons avec une configuration discontinue constituée de deux bandes: l'une de résistance égale à la résistance de pollution initiale et l'autre de résistance égale à la dernière valeur atteinte par l'arc avant son extinction et de longueur égale à la longueur maximale parcourue par l'arc dans l'alternance antérieure (figure 5.30). Les allures des différentes grandeurs pour cette nouvelle configuration sont données dans les figures 5.31-5.36.

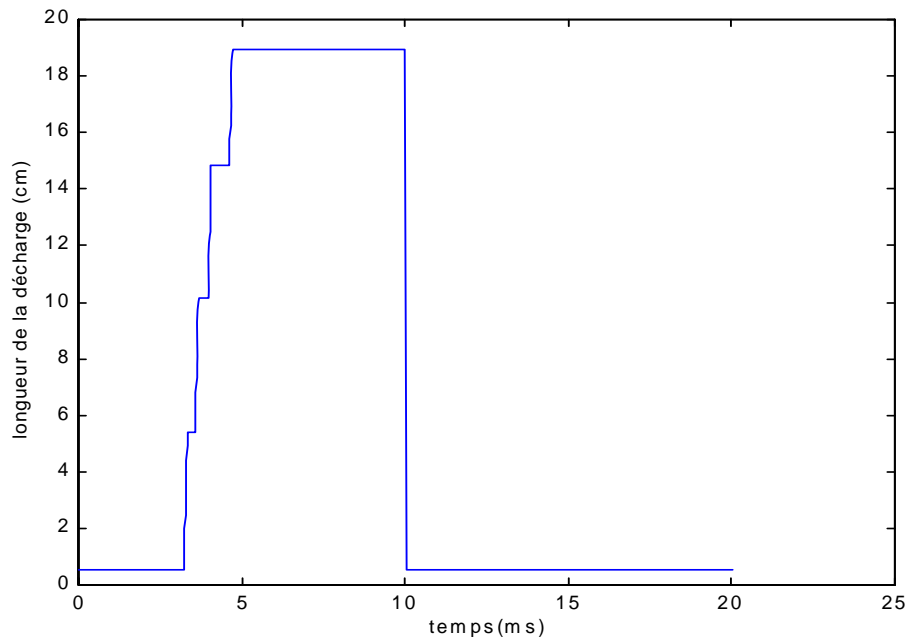


Figure 5.32: Longueur de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (cas de la couche sèche)

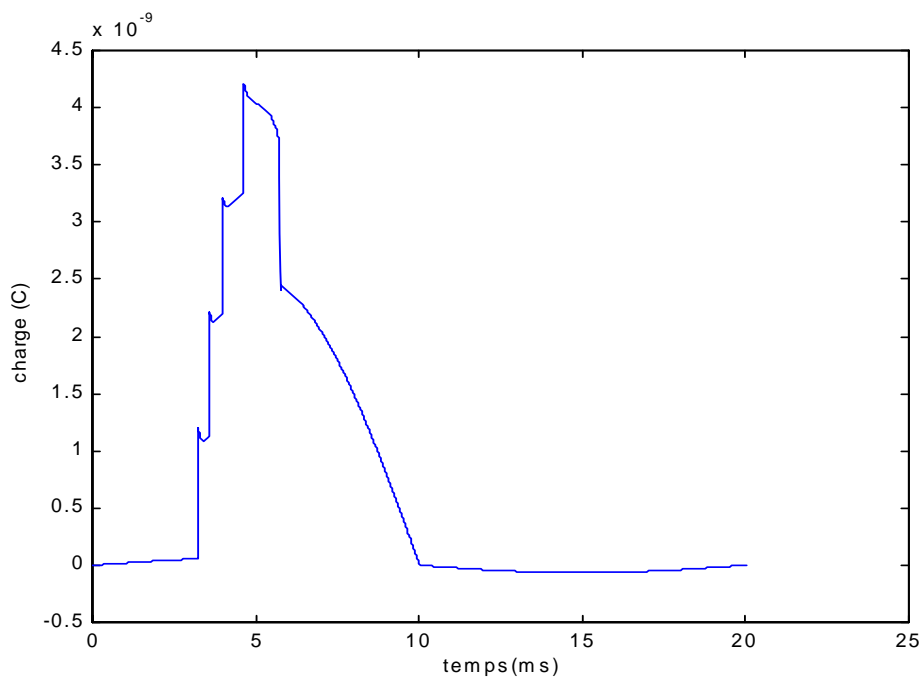
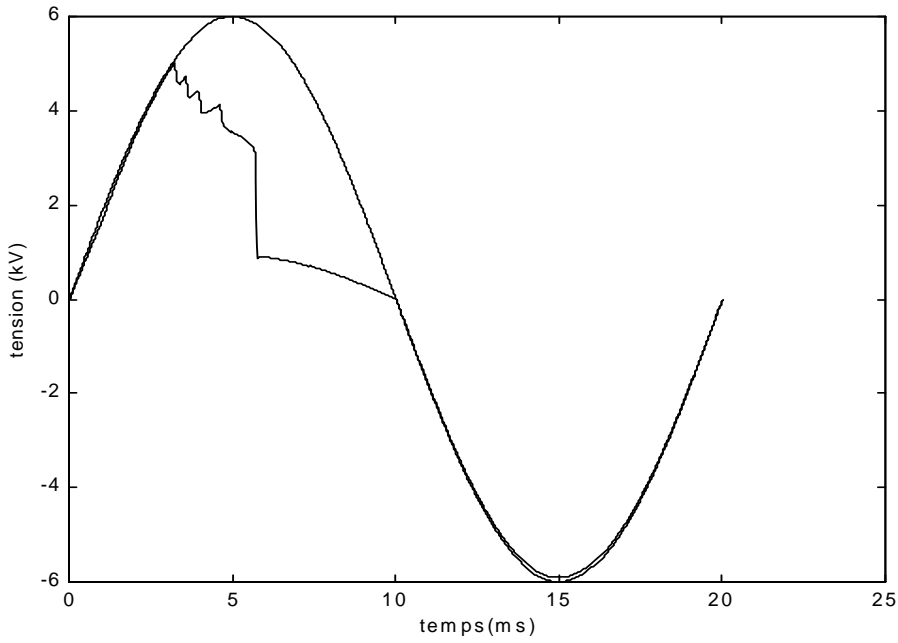
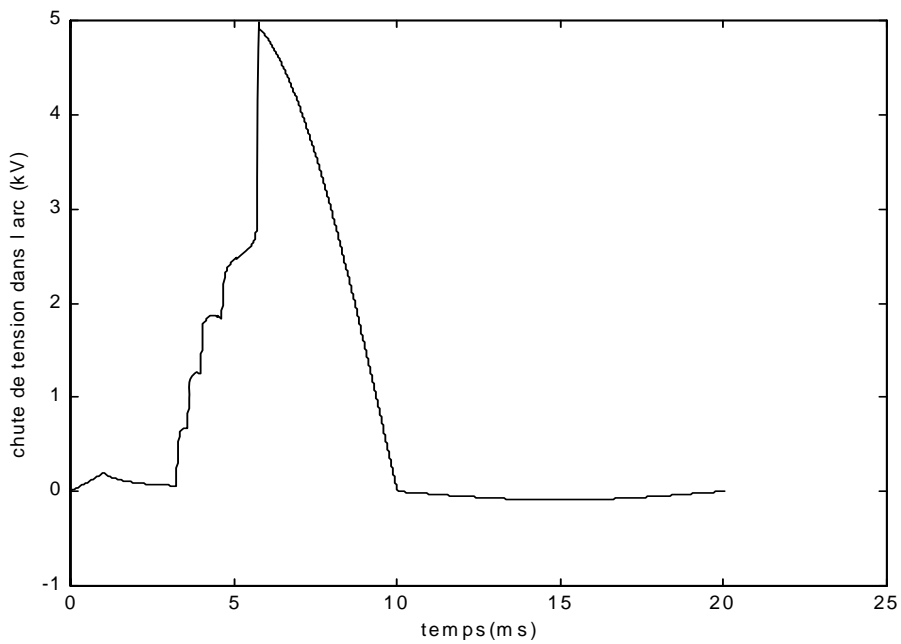


Figure 5.33: Charge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur de 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (cas de la couche sèche)



(a)

Figure 5.27: (—): Tension appliquée, (.....): Tension à la tête de l'arc en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (cas de la couche sèche)



(b)

Figure 5.27: Chute de tension dans l'arc en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (cas de la couche sèche)

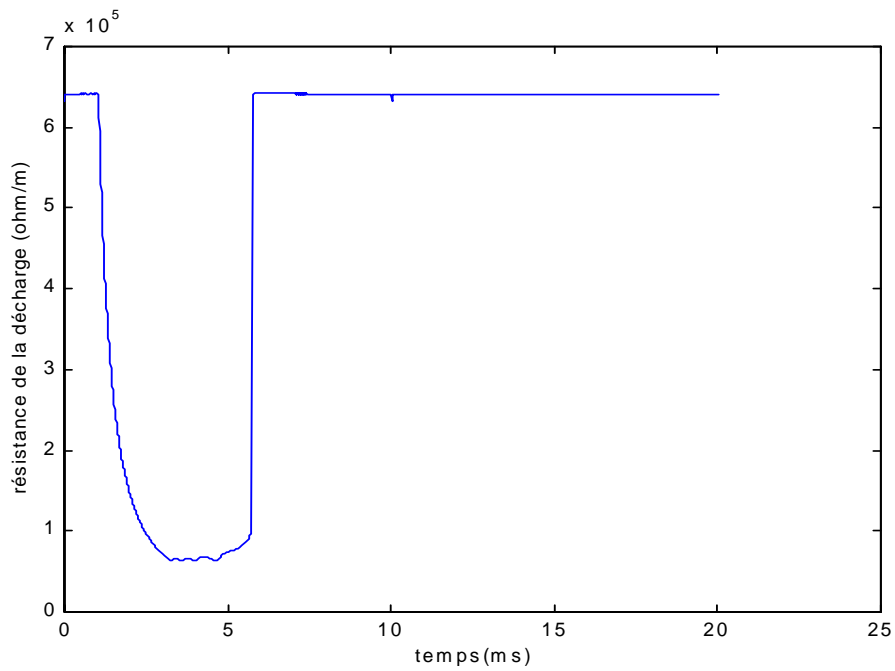


Figure 5.35: Résistance de l'arc en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur de 50 cm, de rayon de 5 cm et une conductivité de $50 \mu\text{S}$ (cas de la couche sèche)

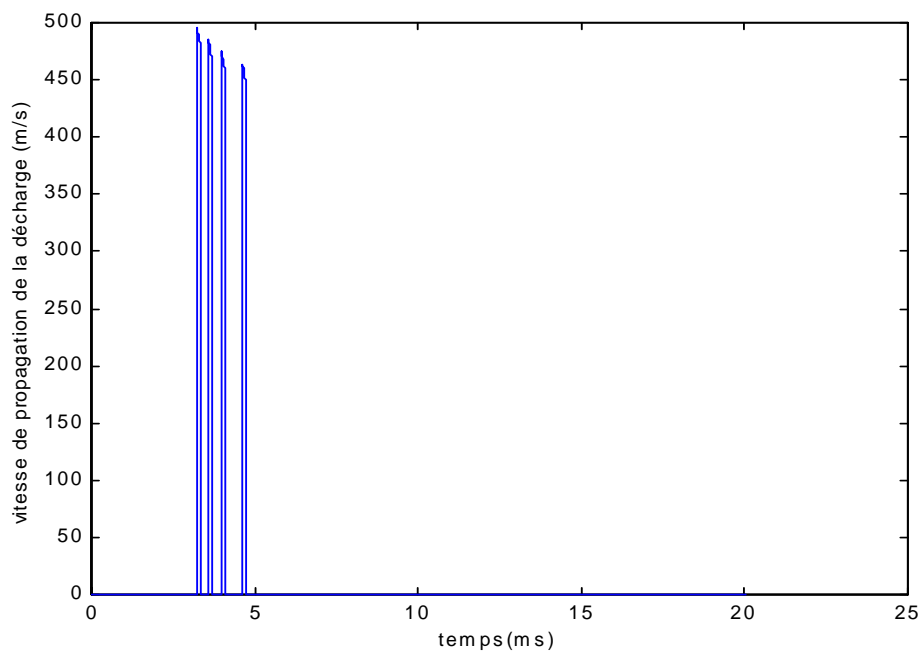


Figure 5.36: Vitesse de propagation de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (cas de la couche sèche)

Ces figures nous montrent qu'à l'alternance suivante, aucune propagation n'a lieu. En effet la résistance demeurant trop élevée, la tension appliquée ne permet aucun allongement de la décharge. Ce cas peut très bien correspondre à un cas réel lorsque la couche de pollution initialement humide arrive à son échauffement maximum l'amenant à ébullition; la décharge locale disparaît alors complètement et l'ouvrage retrouve toutes ses propriétés isolantes.

3.2.3 Réamorçage avec longueur de fuite variable

On considère qu'au passage à l'alternance suivante, après une propagation d'une certaine longueur puis extinction, la décharge n'aura plus qu'à franchir une longueur de fuite égale à la longueur de la couche de pollution qui n'a pas été traversée pendant l'alternance précédente. Cette hypothèse peut aussi correspondre au cas où la décharge passe à l'électrode opposée dans l'alternance suivante. Tout se passe comme si on changeait de polarité et que la décharge prenait toujours naissance du côté de la haute tension. Les résultats des simulations relatives à cette hypothèse sont donnés dans les figures 5.37 à 5.42.

Nous constatons que le contournement s'est achevé dans l'alternance suivante, la tension de réamorçage de la décharge étant la même que dans l'alternance précédente.

3.2.4 Réamorçage avec longueur de la décharge initiale variable

Ayant parcouru une distance de longueur x dans l'alternance précédente, la décharge gardera cette valeur comme longueur initiale à la prochaine alternance. Les figures 5.43 à 5.48 illustrent cette hypothèse.

Nous constatons que le contournement a lieu au bout de la troisième alternance. La décharge de longueur x pendant la première alternance, redémarrera directement sur cette longueur à l'alternance suivante pour aller à chaque fois un peu plus loin jusqu'à atteindre l'électrode basse tension.

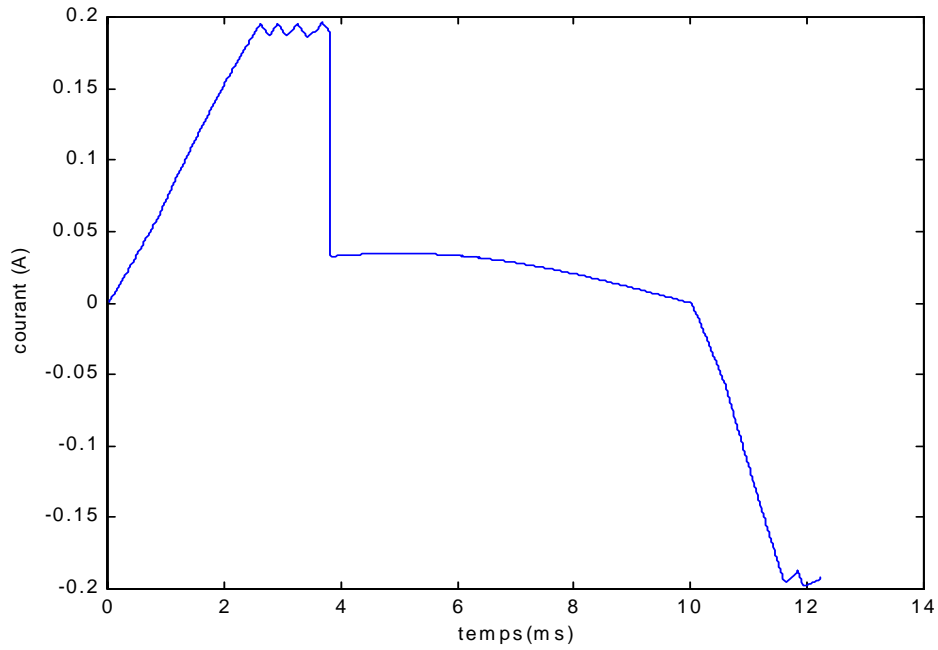


Figure 5.37: Courant de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (cas de la longueur de fuite variable)

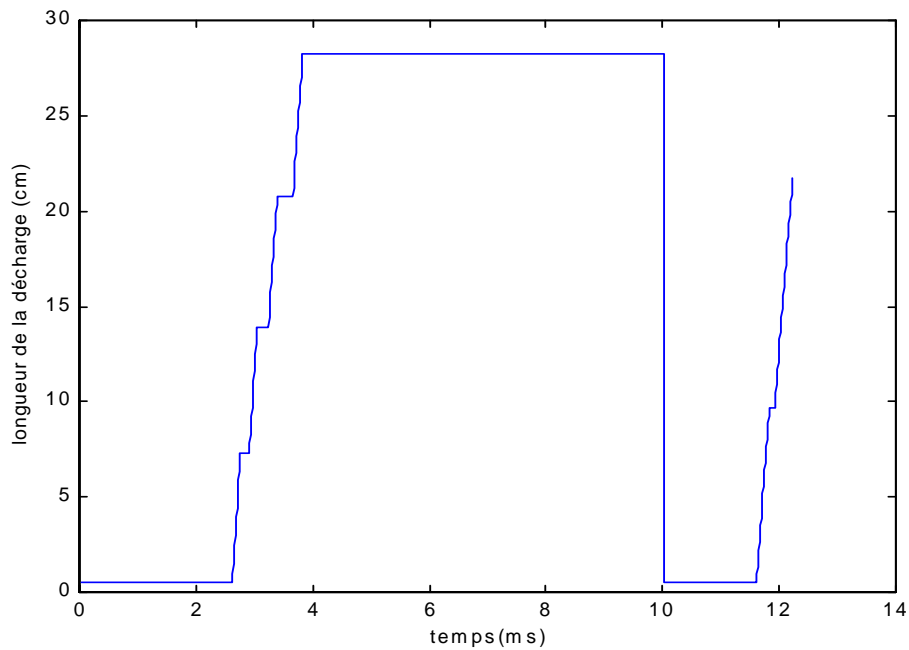


Figure 5.38: Longueur de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (cas de la longueur de fuite variable)

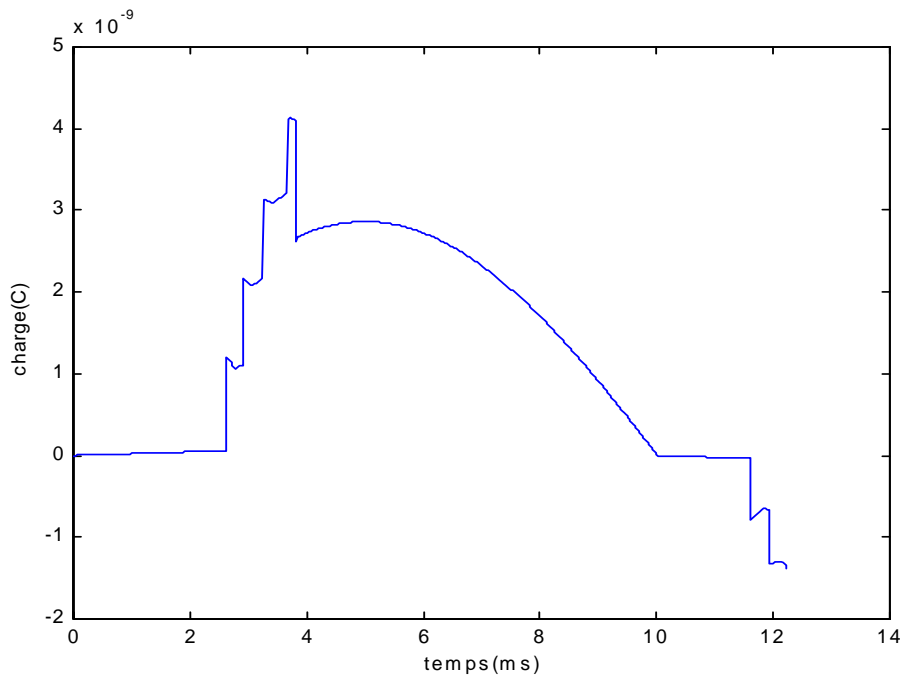
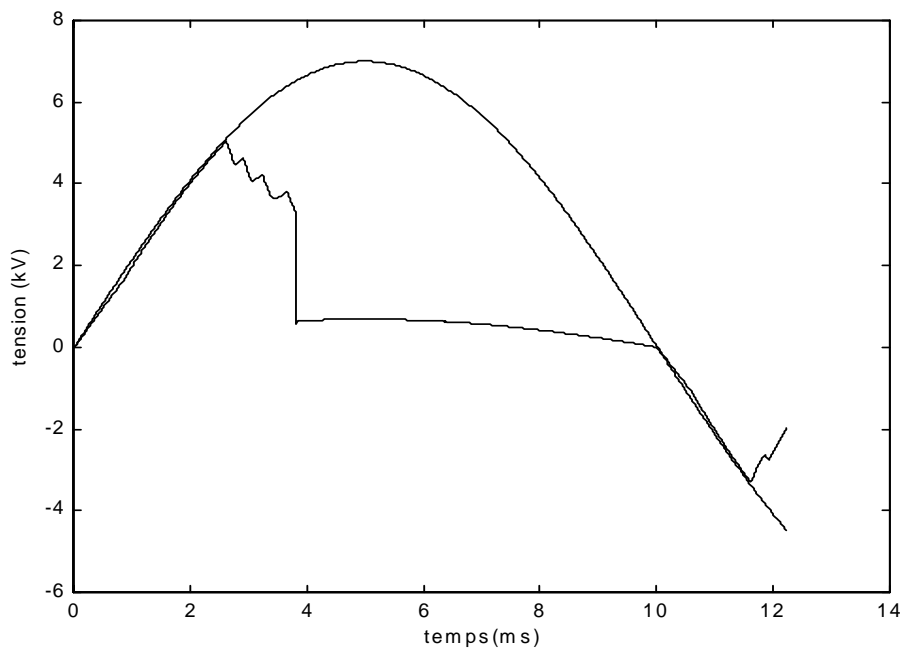
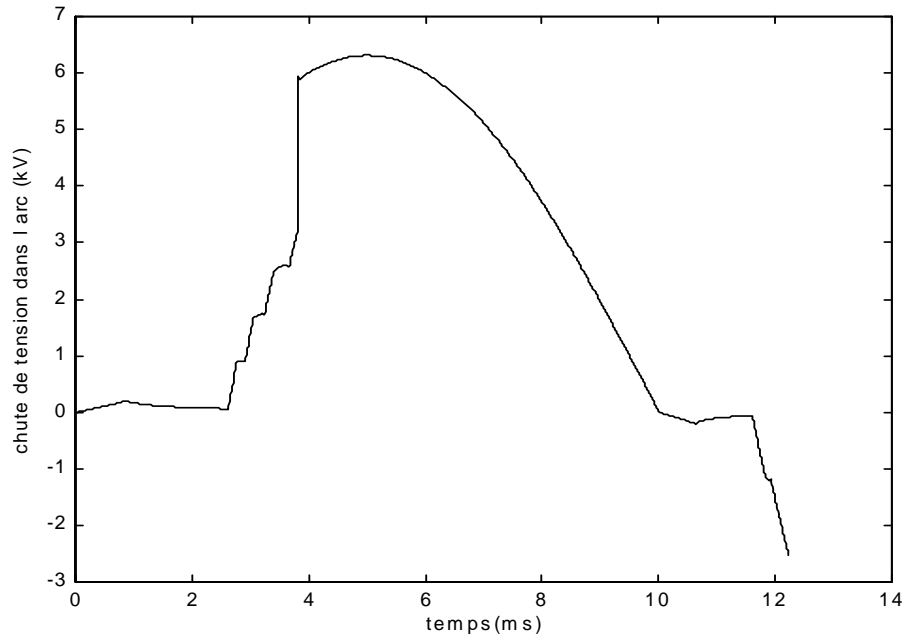


Figure 5.39: Charge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (cas de la longueur de fuite variable)



(a)

Figure 5.40: Tension appliquée (____), tension à la tête de l'arc (.....) en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (cas de la longueur de fuite variable)



(b)

Figure 5.40: Chute de tension dans l'arc en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (cas de la longueur de fuite variable)

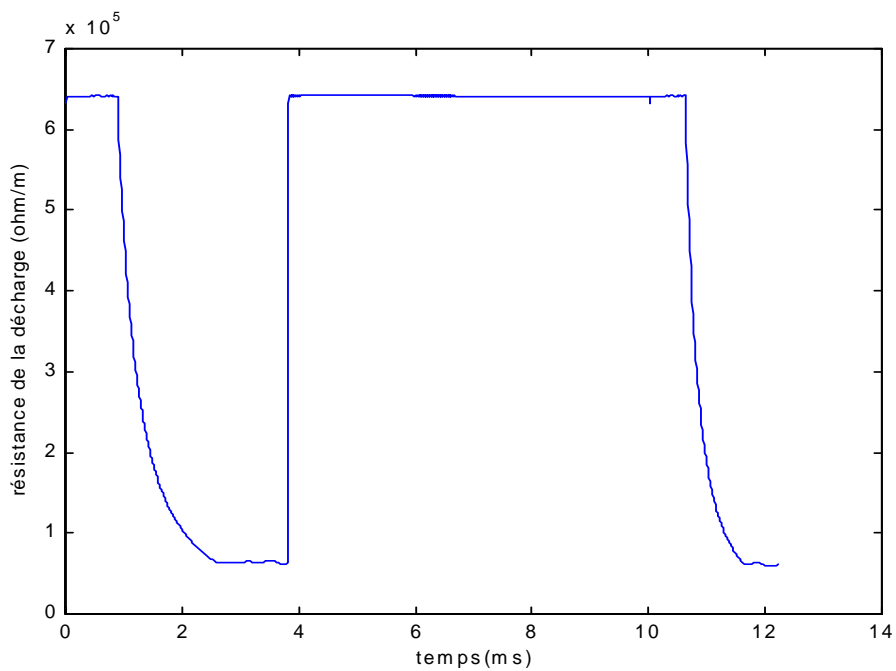


Figure 5.41: Résistance de l'arc en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (cas de la longueur de fuite variable)

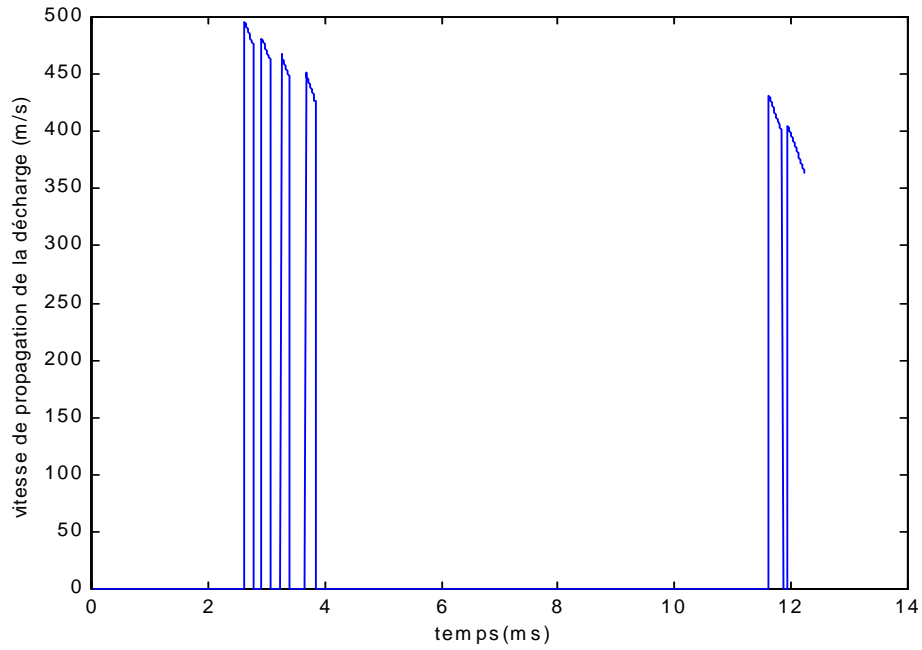


Figure 5.42: Vitesse de propagation de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (cas de la longueur de fuite variable)

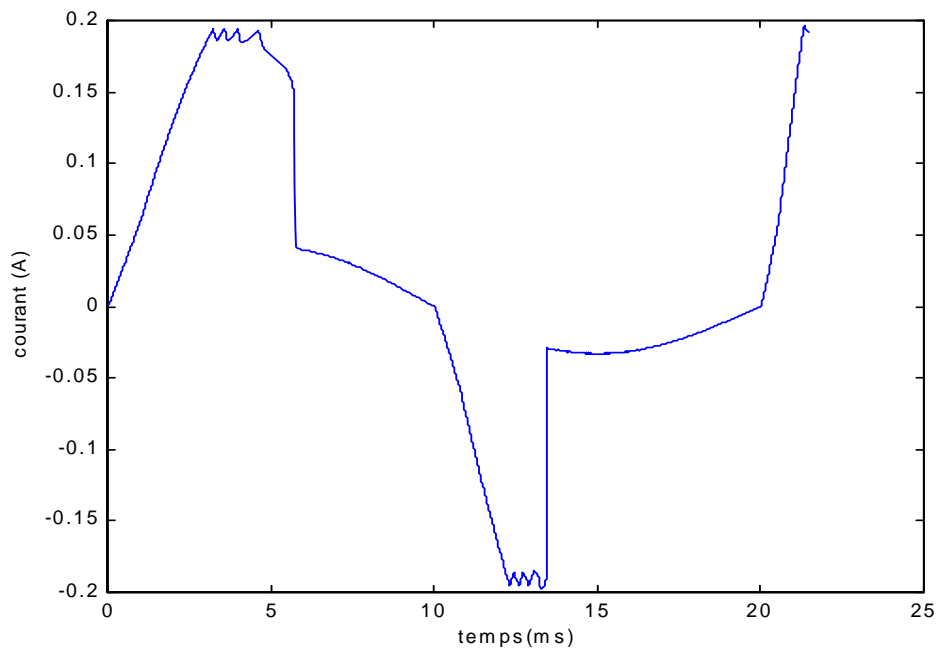


Figure 5.43: Courant de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (longueur de la décharge variable)

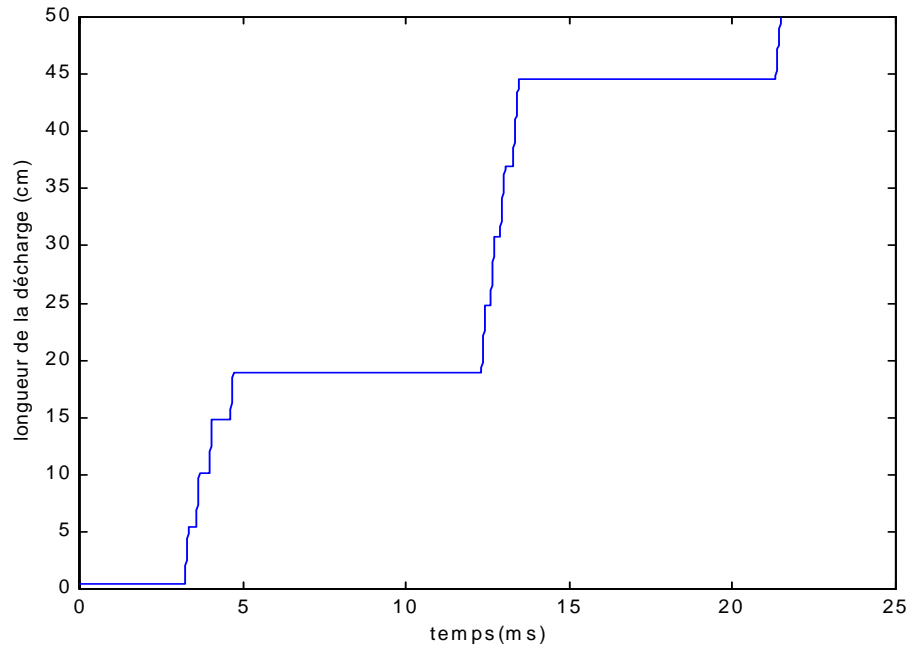


Figure 5.44: Longueur de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (longueur de la décharge variable)

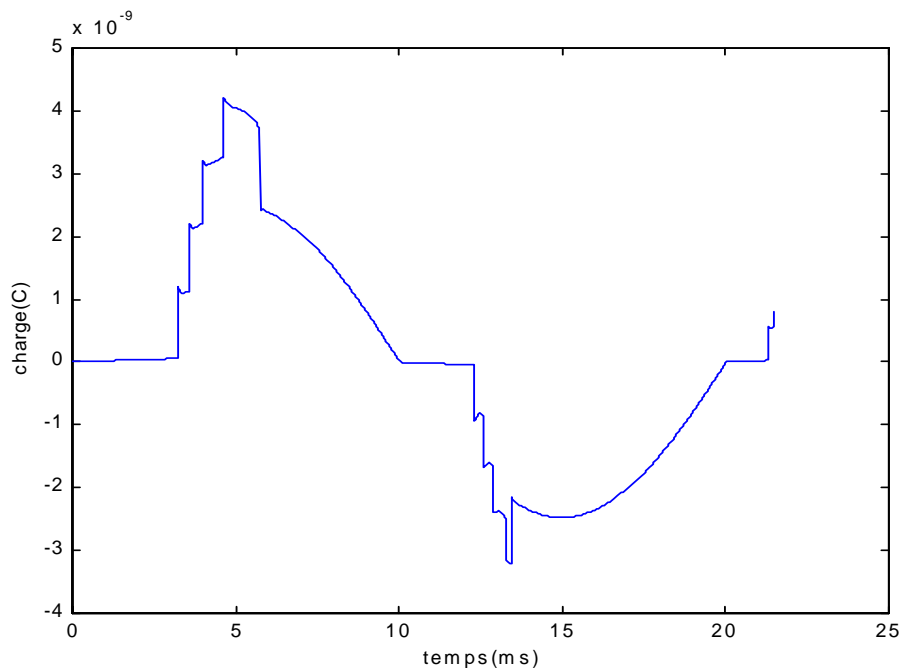
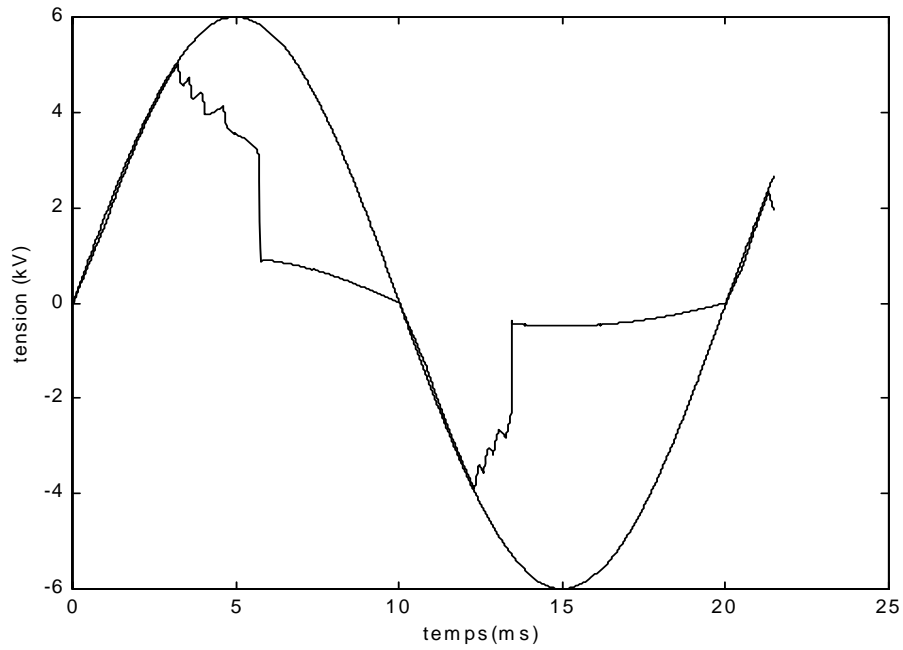
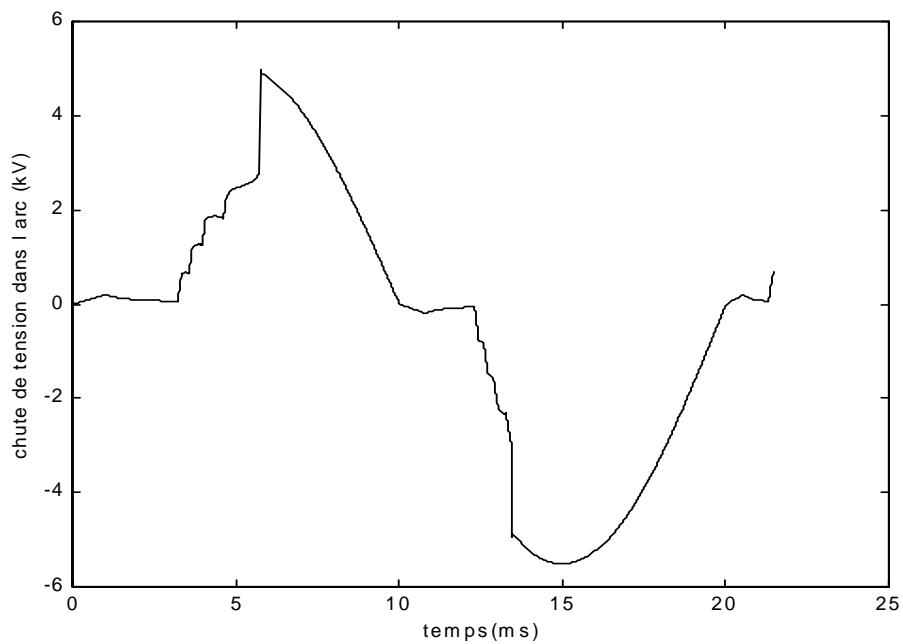


Figure 5.45: Charge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (longueur de la décharge variable)



(a)

Figure 5.46: (—): Tension appliquée, (.....): Tension à la tête de l'arc en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (longueur de la décharge variable)



(b)

Figure 5.46: Chute de tension dans l'arc en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (longueur de la décharge variable)

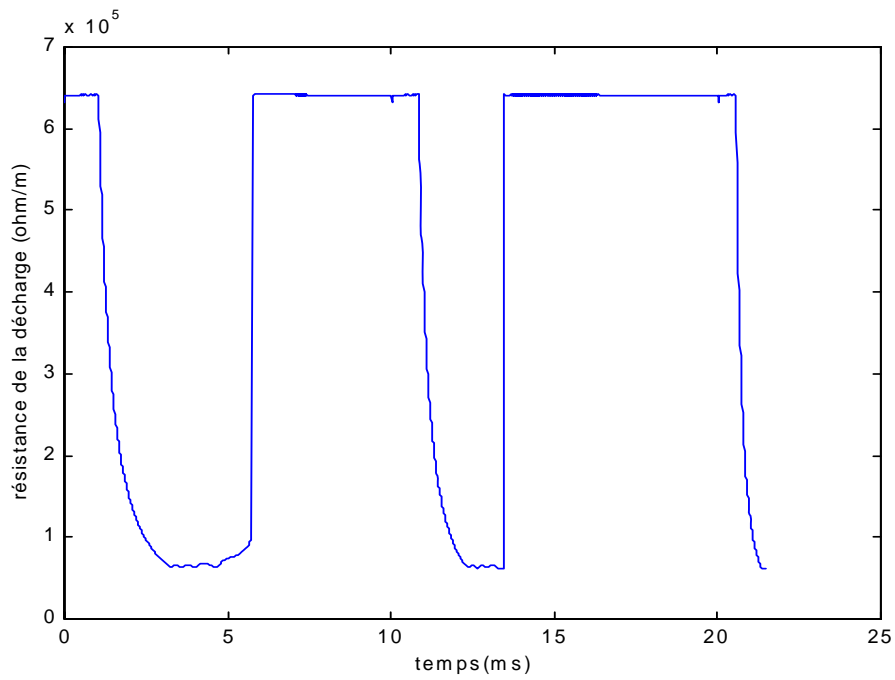


figure 5.47: Résistance de l'arc en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur e 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (longueur de la décharge variable)

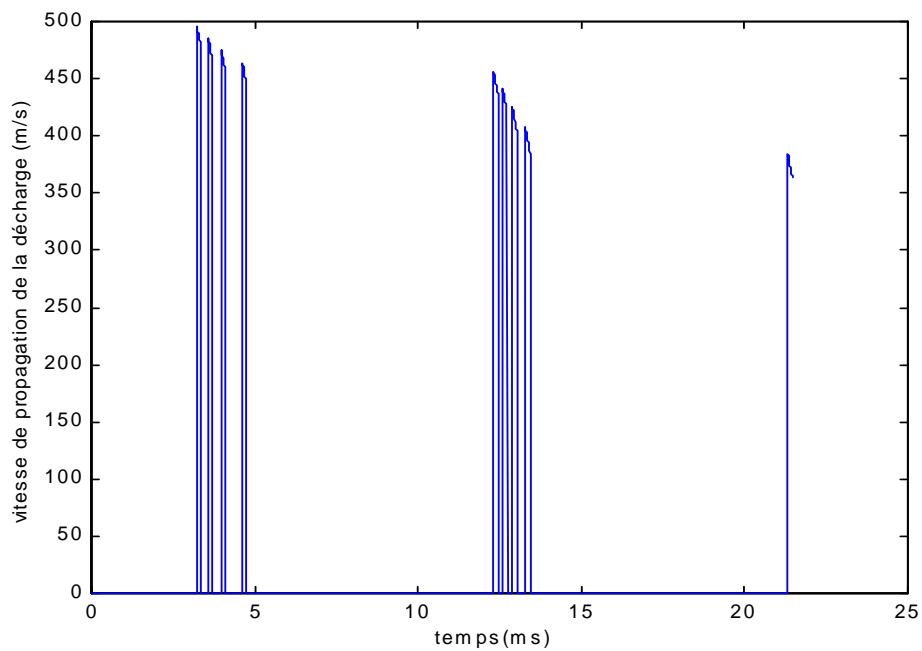


figure 5.48: Vitesse de propagation de la décharge en fonction du temps pour le cas d'un isolateur de longueur 50 cm, de rayon 5 cm et de conductivité $50 \mu\text{S}$ (longueur de la décharge variable)

C'est comme si au passage par zéro du courant, la décharge ne s'éteint pas complètement mais plutôt s'affaiblit en intensité. Nous pouvons aussi imaginer que le trajet parcourue par la décharge pendant l'alternance précédente, demeure très ionisé et peut donc être directement court-circuité par la décharge à l'alternance suivante. Ce cas de figure a été signalé par Rahal [27] dans son analyse qualitative du phénomène du réamorçage de la décharge en régime alternatif.

4. Conclusion

L'étude du phénomène de contournement sous tension alternative, pose le problème du réamorçage de l'arc après extinction suite au passage par zéro du courant. L'hypothèse du contournement qui peut avoir lieu sur une seule alternance, donne des résultats de simulation satisfaisant comparés à ceux donnés par les modèles empiriques ou semi empiriques rapportés dans la littérature.

Chaque hypothèse avancée sur le mécanisme de réallumage de l'arc, pourraient être une des explications ou interprétations du phénomène réel.

Dans ce que nous venons de présenter, le phénomène de réamorçage de la décharge a été traité uniquement d'un point de vue électrique. Cette analyse ne peut pas à elle seule expliquer les mécanismes réels qui entre en jeu lors du réallumage de la décharge après extinction. Une connaissance plus profonde de la physique de la décharge, du plasma, des processus d'échauffement de la couche électrolytique et de l'ionisation de l'espace résiduel, s'avère nécessaire pour expliquer plus rationnellement le phénomène de réamorçage de l'arc.

CONCLUSION

Ce travail nous a permis de mieux comprendre le mécanisme du contournement et d'analyser les différents paramètres pouvant influencer la tension de contournement et la dynamique de la décharge.

Après avoir rappelé les principaux modèles statiques rapportés dans la littérature, souligné leur caractère empirique ou semi empirique et discuté leur domaine de validité, nous avons proposé un nouveau critère de propagation basé sur l'impédance équivalente d'un circuit électrique simulant un isolateur pollué sur lequel une décharge s'est générée; ce critère a été également discuté à la lumière de ceux rapportés par d'autres chercheurs.

Un modèle analytique permettant de déterminer la tension critique de contournement a été établi. Celui-ci est basé sur l'équilibre énergétique et utilise le circuit électrique équivalent et les caractéristiques physiques de l'arc. Pour tenir compte de la géométrie de l'isolateur réel, un facteur de forme a été introduit dans le modèle analytique. Les résultats de simulation donnés par le modèle élaboré sont en bon accord avec ceux obtenus par les modèles empiriques et semi empiriques connus.

Nous avons également développé un modèle dynamique permettant de déterminer la tension de contournement des isolateurs et les différents paramètres caractéristiques de l'arc (courant, charge, résistance, vitesse,...) en tenant compte du changement de la résistance durant la propagation, du profil de l'isolateur, de la constriction des lignes de courant au pied de la décharge et de la variation du rayon de l'arc pendant le processus du contournement. Des comparaisons et discussions sont faites entre les valeurs de la résistance de la couche de pollution données par les simulations et celles fournies par les modèles proposés dans la littérature, et ce pour deux types d'isolateurs: plan et cylindre.

L'exploitation numérique ainsi que la validation du modèle dynamique ont montré que le modèle élaboré constitue un outil appréciable permettant de prédire la tension de contournement et de décrire l'évolution de différentes grandeurs électriques caractéristiques d'un système d'isolation soumis à des tensions continue, impulsionnelle ou alternative.

Aussi, nous avons émis différentes hypothèses sur le mécanisme de réallumage de l'arc pour le cas d'une tension alternative et discuté leur validité. Chaque hypothèse avancée sur le mécanisme de réallumage de l'arc, pourrait être l'une des explications ou interprétations du phénomène réel. Signalons que le phénomène de réamorçage de la décharge a été traité uniquement d'un point de vue électrique. Cette analyse ne peut pas à elle seule expliquer les mécanismes réels qui entrent en jeu lors du réallumage de la décharge après extinction. Une connaissance plus profonde de la physique de la décharge, du plasma, des processus d'échauffement de la couche électrolytique et de l'ionisation de l'espace résiduel, s'avère nécessaire pour expliquer plus rationnellement le phénomène de réamorçage de l'arc.

Le modèle dynamique que nous avons établi, gagnerait à être étendu à des configurations plus complexes en y intégrant d'autres paramètres tels que la présence d'arcs multiples, la discontinuité de la résistance de la couche polluante et sa variation en fonction de la température, la formation des zones sèches et des conditions atmosphériques.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] A. Cimador et S. Vitet, "**La Pollution des Isolateurs externes**", Epure, extrait du N. 27, Juillet 1990.
- [2] E. Nasser, "**Contamination Flashover of Outdoor Insulation**", ETZ-A, Vol. 93, pp. 321-325, 1972.
- [3], J. Y. Saison, "Etude du Phénomène d'Humidification de Dépôts Naturels et Artificiels de Pollution sur des Isolateurs Electriques", Thèse de Doctorat de l'Université de Strasbourg, 1992.
- [4] S. Flazi, "**Etude du Contournement Electrique des Isolateurs Haute Tension Pollués Critère d'Elongation de la Décharge et Dynamique du Phénomène**", Doctorat d'Etat-Sciences de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 1987.
- [5] F. W. Crawford and H. Edels, "**The Reignition Voltage Characteristics of Freely Recovering**", Proc. IEE, Vol. 107, pp. 202-212, April, 1960.
- [6] H. Edels, "**Arc Interruption and Thermal Reignition**", Proc. IEE, Vol. 109, pp. 89-98, Feb., 1962.
- [7] F. Rizk, "**Mathematical Models for Pollution Flashover**", Electra, Vol. 78, pp. 71-103, 1981.
- [8] 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.
- [9] L.L. Alston and S. Zoledziowski, "**Growth of Discharges on Polluted Insulation**", PIEEE, Vol. 110, pp. 1260-1266, 1963.
- [10] B.F Hampton, "**Flashover Mechanism of Polluted Insulation**", PIEEE, Vol. 111, pp. 985-990, 1964.
- [11] R. Wilkins, "**Flashover Voltage of HV, Insulators with Uniform Surface Pollution Films**", PIEEE, Vol. 116, pp. 54-64, 1969.
- [12] 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.

- [13] 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.
- [14] P. Claverie, "**Predetermination of the Behaviour of Polluted Insulators**", IEEE Trans. PAS, Vol. 90, N° 4, pp. 1902-1908, Juillet, 1971.
- [15] P. Claverie and Y. Porcheron, "**How to Choose Insulators for Polluted Areas**", IEEE Trans. PAS, Vol. 92, N° 3, pp. 1121-1131, 1973.
- [16] S. Gopal and Y. Narayana Rao, "**On the Flashover Mechanisms of Polluted Insulators**", I S P P I S D, IIT., MADRAS, pp. 1.06, 1983.
- [17] M.D. Mahi, "**Dynamique de L'Allongement sur une Surface Faiblement Conductrice d'une Décharge Electrique Alimentée en Courant Alternatif**", Thèse es Science de l'Université Paul Sabatier, 1986.
- [18] R. Wilkins and A. A. J. Al-Baghdadi, "**Arc Propagation Along an Electrolyte Surface**", Proc IEE, Vol. 118, N° 12, pp. 1886-1894, December 1971.
- [19] S. Hesketh, "**General Criterion for the Prediction of Pollution Flashover**", Proc IEE, Vo. 114, N° 4, pp.531-532, April 1967.
- [20] S. Anjana and C. S. Lakshminarasmha, "Computed of Flashover Voltages of Polluted Insulators Using Dynamic Arc Model ", 6th International Symposium on High Voltage Engineering, paper. 30.09, New Orleans, 1989.
- [21] F. A. M. Rizk and D. H. Nguyen, "**Digital Simulation of Source Insulator Interaction in V D C Pollution Tests**", IEEE Trans. on Power Delivery, pp. 405-410, 1988.
- [22] O. Mayer, "**Beitrag zur Theorie der Statischen und der Dynamischen Litchbogens**", Arch. f. Elektrotechnik, Vol 37, pp. 588-608, 1943.
- [23] F. A. M. Rizk, "**Application of Dimensional Analysis to Flashover Characteristics of polluted Insulators**", Proc. IEE, Vol. 117, pp. 2257-2260, 1970.

- [24] R. Sundararajan and R.S. Gorur, "**Dynamic Arc Modelling of Pollution Flashover of Insulators under dc Voltage**", IEEE Trans. on Elect. Insul., Vol. 28 N° 2, pp. 209-219, April 1993.
- [25] R. Sundararajan and R.S Gorur, "**Computer Aided Design of Porcelain Insulators under Polluted Condition**", IEEE Trans. on Diel. and Elect. Insul, Vol. 2, N° 1, pp. 121-127, February 1995.
- [26] O. Takenouchi, T. Yamashita, K. K. Ooishi, T. Fujishima and H. Matsuo, "**Propagation Characteristics of Local Discharge on an Electrolytic surface**", 9th International Symposium on High Voltage Engeneering", paper. 3214, Graz, 1995.
- [27] E.H.A.M. Rahal, "**Sur les Mécanismes Physiques du Contournement des Isolateurs Haute Tension**", Thèse Sciences Physiques, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1979.
- [28] José Pissalto Filho, "**Analyse du Contournement d'une Surface Faiblement Conductrice pr une Décharge Electrique Alimentée en Courant Continu**", Thèse Sciences de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 1986.
- [29] 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.
- [30] Z. Renyu and G. Zhicheng, "**A Study on the Difference between the Flashover Voltages of Contaminated Insulators under AC an DC Voltage**", IEEE Trans., pp. 332-334, 1985.
- [31] T.C. Chen, H.I.M. Nour and C.Y.Wu, "**DC Interfacial Breakdown on Contaminated Electrolytic Surfaces**", IEEE Trans.on Elect. Insul., Vol. 19, N° 6, pp. 536-542, December 1984.
- [32] D.A. Swift, "**Flashover of polluted Insulators: Electric Field in the Arc**", 6th International Symposium of H.V. Enginneering, New Orleans, paper N°30.10, Sep 1989.
- [33] 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.

- [34] 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.
- [35] 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.
- [36] 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.
- [37] T.C. Chen and H.I.M. Nour, "**A Study on the Profile of HVDC Insulators**", IEEE Trans.on Elect. Insul., Vol. 24, N° 1, pp. 113-117, February 1989.
- [38] 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. 723-729, 1990.
- [39] R. Sundararajun and R. S. Gorur, "Role of Non Soluble Contaminants on the Flashover Voltage of Porcelain Insulators", IEEE, Trans. on Diel. and Elect. Insul., Vol. 3, N°. 1, Feb., 1996.
- [40] Peter Zmajkovic, "**Modélisation du Contournement Electrique et Validation Expérimentale du Mécanisme Proposé pour l'Extension de la Décharge**",Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 1996.
- [41] R. Matsuoka, H. Shinokuba, K. Kondo, Y. Mizuno, K. Naito, T. Fujimura and T. Terada, "**Assessment of Basic Contamination Withstand Voltage Characteristics of Polymer Insulators**", IEEE Trans. on Power Delivery, Vol. 11, N°. 4, pp. 1895-1900, October 1996.
- [42] O. E. Gouda and A. El-Mershedy, "**Factors Affecting the Dry Band Formation on Energized Polluted Insulators**", 5th International Symposium on High Voltage Engineering, Braunschweig, paper. 52.08, 1987.
- [43] S. Gopal and Y. N. Rao, "**Initiation and Growth of Dry band on Polluted Insulator Surfaces**", 5th Internatioanal Syposium on High Voltage Engineering, Braunschweig, paper. 5207, 1987.

- [44] B. C. Gellert, J. K. Rasmussen et al, "**Finite Element Modelling of Dry Zone Formation on Polluted Out door HV Insulators**", 6th International Symposium on High Voltage Engineering, paper. 24.07, New Orleans, 1989.
- [45] S. Vacquié, "**Arc électrique**", Technique de l'Ingénieur, Vol. D 2 II, paper N°D 2870, 1986.
- [46] W. H. McAdams, "**Transmission de la Chaleur**", Deuxième Edition Dunod Paris, 1961.
- [47] W. McElhannon and E. McLaughlin, "**Thermal Conductivity of Simple Dense Fluid Mixtures**", Proceeding of the Fourteenth International Conference on Thermal Conductivity. Edited by P. G. Klemens and T. K. Clen, 1975.
- [48] J.P. Holman, "**Heat Transfert**", Internationnal Student Edition, Fourth Edition, 1976.
- [49] R.C. Weast and al, "**Handbook: Chemistry and Physics**", Edition N°66, CRC Press, inc, Boca raton, Florida, 1985-1986.
- [50] B. Macchiaroli and M. Rea, "**Fladhover Voltage of Artificially Contaminated Surfaces**", Proc. IEE, Vol. 118, N°. 1, January 1971.
- [51] E. Durand, "**Electrostatique**", tome II, Masson et C^{ie} Editeurs, 1966.
- [52] A. Beroual, "**Electronic and Gaseous Processes in the Breakdown Phenomena of Dielectric Liquids**", Journal of Applied Physics 73(9), pp. 4528-4533, May, 1993.
- [53] I. Fofana and A. Beroual, "**A New Proposal for Calculation of the leader Velocity based on Energy Considerations**", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 29, pp. 691-696, 1996.
- [54] Issouf Fofana, "**Modélisation de la Décharge Positive dans les Grands Intervalles d'Air**", Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon, 1996.
- [55] H. Matsuo, T.Yamashita, T. Fujishima and O. Takenouchi , "**Propagation Velocity and Photoemission Intensity of a Local Discharge on an Elctrolytic Surface**", IEEE Trans. on Diel and Elect. Insul., Vol. 3, N°. 3, pp. 444-449, June 1996.

- [56] O. Takenouchi, T. Yamashita, T. Fujishima, H. Matsuo, M. Ostubo and C. Honda, "**Gas Density Changes Generated by Local Discharge on an Electrolytic Solution Surface**", 10th International Symposium on High Voltage Engineering, pp. 121-124, Montréal, 1997.
- [57] A. Beroual and R. Tobazeon, "**Prebreakdown Phenomena in Liquid Dielectrics**", IEEE, Trans. on Elect. Insul, 21, N°.4, pp. 613-627, 1986.
- [58] I. Matsumoto, M. Ishii and T. Kawamura, "**Optoelectronic Measurement of Partial Arcs on Contaminated Surface**", IEEE Trans. on Elect. Insul., Vol. EI-19, N°. 6, pp. 543-549, December 1984
- [59] F. D. A. Boylett and I. G. Maclean, "**The Propagation of Electric Discharge Across the Surface of an Electrolytic**", Proc. Roy. Society London, Vol. A, N°. 324, pp. 469-489, November 1971.
- [60] A. Mekhaldi, D. Namane, A. Beroual and S. Bouazabia, "**Influence de la Largeur de la Couche de Pollution sur le Courant de Fuite des Isolateurs**", Deuxième Conférence Nationale sur la Haute Tension, Tizi-Ouzou, Algerie, Mai, 1997.

Titre: Modélisation Dynamique des Décharges sur les Surfaces d'Isolateurs Pollués sous Différentes Formes de Tension: Elaboration d'un Critère Analytique de Propagation

Title: Dynamic Model of Surface Discharges on Polluted Insulators Submitted to Different Voltages: Elaboration of an Analytical Criterion of Propagation

RESUME

Ce travail présente un modèle de décharge permettant de prédire le comportement d'un isolateur pollué soumis à différents types de tensions. Ce modèle est basé sur des considérations énergétiques et utilise les caractéristiques physiques de l'arc ainsi qu'un circuit électrique équivalent. Un nouveau critère analytique de propagation de la décharge faisant intervenir l'impédance équivalente d'un circuit électrique simulant un isolateur pollué sur lequel une décharge s'est produite, est présenté.

Pour tenir compte de l'évolution du phénomène de propagation de la décharge dans le temps, un modèle dynamique autonome est développé. Ce modèle permet de calculer la tension de contournement des isolateurs et de décrire la dynamique de l'arc en tenant compte du changement de la résistance de l'arc, du profil de l'isolateur, de la constriction des lignes de courant au pied de la décharge, de la variation du rayon de l'arc, de la vitesse instantanée de propagation de la décharge et du type d'onde de tension appliquée (continue, biexponentielle ou alternative).

Les caractéristiques obtenues à partir du modèle sont conformes aux observations et mesures effectuées en laboratoire.

Mots clés:

pollution - contournement - modélisation - isolation - tenue diélectrique - décharge surfacique - propagation - courant de fuite - arc

Abstract

This work presents a self-consistent discharge model allowing to predict the behaviour of polluted insulators under different voltage waves (DC, AC and impulse). This model is based on an electroenergetic considerations and uses the physical characteristics of the arc and an equivalent electric circuit.

A new analytical propagation criterion of the discharge is firstly established. Then, an autonomous dynamic model describing the temporal evolution of the discharge is developed. It enables to determine the critical parameters of the discharge such as the current evolution, the corresponding charge, the potential gradient in the channel, the arc length and its resistance, the flashover voltage and the time lag to flashover. The insulator geometry, the current constriction on the arc foot, the arc radius variation and the instantaneous velocity of the discharge are taken into account.

The simulated results given by the model are in a good accordance with the experimental ones. The proposed model is also discussed with regards to those reported by other investigators.

Key words:

pollution - flashover - modelling - insulation - dielectric strength - surface discharge - propagation - leakage current - arc

Direction de recherche

Monsieur Abderrahmane BEROUAL, Maître de Conférences
Centre de Génie Electrique de Lyon (CEGELY)

UPRESA CNRS 5005
Ecole Centrale de Lyon - BP 163
69131 Ecully Cedex, France