Modélisation dynamique des décharges se propageant sur des surfaces isolantes polluées avec des dépôts discontinus sous différentes formes de tension

Siméon Diampeni Kimbakala

▶ **To cite this version:**

Siméon Diampeni Kimbakala. Modélisation dynamique des décharges se propageant sur des surfaces isolantes polluées avec des dépôts discontinus sous différentes formes de tension. Energie électrique. Ecole Centrale de Lyon, 2007. Français. NNT : . tel-00220521

HAL Id: tel-00220521
https://theses.hal.science/tel-00220521

Submitted on 28 Jan 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° D'ORDRE : E.C.L. 2007-34 ANNEE 2007

THESE

présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir le grade de

DOCTEUR
(Arrêté du 30/03/1992)

Spécialité: Génie Electrique

préparée au sein de

L'ECOLE DOCTORALE
ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE
DE LYON

par

Siméon DIAMPENI KIMBAKALA

MODELISATION DYNAMIQUE DES DECHARGES SE PROPAGEANT SUR DES SURFACES ISOLANTES POLLUEES AVEC DES DEPOTS DISCONTINUS SOUS DIFFERENTES FORMES DE TENSION

Soutenue le 18 décembre 2007 devant la commission d'examen

JURY: MM.

G. ROJAT	Professeur, Université Claude Bernard – Lyon 1	**Président**
C. BROSSEAU	Professeur, Université de Bretagne Occidentale – Brest	**Rapporteur**
S. AGNEL	Maître de Conférences, Université Montpellier II	**Rapporteur**
A. BEROUAL	Profeseur, Ecole Centrale de Lyon	**Examinateur**
J-L. BESSEDE	Dr. Ing., AREVA T&D – ARC - Villeurbanne	**Examinateur**

En mémoire de mon père Louis etde ma sœur Victorine

REMERCIEMENTS

Mes plus sincères remerciements vont à l'endroit du Professeur Abderrahmane BEROUAL, directeur scientifique de ce travail. Qu'il trouve ici mon respect et ma gratitude pour ses conseils, ses encouragements, sa disponibilité, ses qualités humaines et surtout la confiance qu'il m'a témoigné pour réaliser cette thèse.

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur Laurent Nicolas, Directeur du laboratoire Ampère (ex. CEGELY) qui a bien voulu me recevoir en son sein, ainsi que Monsieur le Professeurs Philippe AURIOL, ancien Directeur du département Electronique Electrotechnique et Automatique et Monsieur le Professeur Alain Nicolas Responsable de la formation doctorale.

Je remercie vivement Monsieur Christian BROSSEAU, Professeur à l'Université de Bretagne Occidentale et Monsieur Serge AGNEL, Maître de Conférences, Docteur Habilité de l'Université Montpellier II, pour avoir accepté de rapporter sur cette thèse.

Mes remerciements vont également à Monsieur Gérard ROJAT, Professeur à l'Université Claude Bernard de Lyon et Monsieur Jean-Luc BESSEDE, Docteur Ingénieur – Directeur Innovation et Eco-Design à AREVA T&D – ARC, Villeurbanne pour l'honneur qu'ils m'ont fait d'accepter de participer à ce jury.

Que Monsieur Issouf FOFANA, Professeur à l'Université du Québec à Chicoutimi, Madame Nabila DHAHBI, Lazhar, Abderrahim, mes collègues de bureau Hubert, Lamine, Chaiyan, Boubekeur, Thanh et ceux du laboratoire ainsi que l'ensemble du personnel notamment Josiane CHABERT, Philippe BILLOUX, Richard BARTHOLLET et Jacques GONIN trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je ne saurai terminer sans remercier toutes les personnes qui m'ont aidé et témoigné de leur soutien durant la réalisation de ces travaux, je pense notamment à Fritz, Gilbert, Gérard, Deloud, Davy, Aimé M, Aimé B, Serge, Ange, Armel, Saturnin, Dénia, Dominique, Nicole et tous ceux qui se reconnaîtront.

Enfin tous mes remerciements et ma reconnaissance à toute ma famille, en particulier ma mère Honorine, mes frères René, Arsène et Valdy, mes sœurs Martine et Clémentine ainsi que mes petits neveux Amour, Junior, Clet et Emanuelle pour leur soutien sans limite.

Résumé

Ce travail présente un modèle autonome et dynamique de prédiction des caractéristiques des décharges se propageant sur des surfaces isolantes polluées de manière discontinue, basé sur le bilan énergétique, les circuits électriques équivalents et les caractéristiques physiques de l'arc. Ce modèle permet de déterminer les différents paramètres de la décharge et ce jusqu'au contournement en tenant compte de la géométrie de l'isolateur, du changement de la résistance durant la propagation, du type de bande de pollution et ses caractéristiques (conductivité, épaisseur, largeur, positionnement par rapport aux électrodes). L'évolution de la tension à la tête de l'arc et la chute de tension dans l'arc sont analysées en fonction de la forme de la tension appliquée. Il est montré que la disposition des bandes de pollution par rapport aux électrodes, leurs largeurs, leurs épaisseurs et leurs conductivités (suivant qu'elles sont faiblement ou fortement polluées) ont une influence significative sur les paramètres de la décharge. L'augmentation de l'épaisseur de la bande de pollution conduit à l'augmentation de la résistance de l'arc et à la diminution de la charge accumulée et donc à la baisse du courant de charge. Plus l'épaisseur de la couche de pollution est importante, plus rapide sera le contournement de l'isolateur. Aussi, la tension de contournement est d'autant plus faible que le temps de contournement est élevé. Le courant atteint des valeurs d'autant plus élevées que la conductivité des couches de pollution est grande. Le courant et la charge sont d'autant plus importants que le rapport entre les conductivités des différentes bandes est élevé, ce qui se traduit par une nette augmentation du rayon du canal de la décharge. L'évolution des vitesses suit celles des courants et des charges ; il en est de même des valeurs maximales.

Abstract

This work presents an autonomous and dynamic model of prediction of the characteristics of discharges propagating on polluted insulating surfaces in a discontinuous way, based on the energy balance, the equivalent electric circuits, and the physical characteristics of the arc. This model allows to determine the various parameters of the discharge until the flashover by taking into account the insulator geometry, the change of resistance during the propagation, the type of pollution band and its characteristics (conductivity, thickness, width, position compared to the electrodes). The voltage evolution at the head of arc and the voltage drop within the arc are analyzed according to the kind of applied voltage. It is shown that the location of the pollution bands with regards to the electrodes, their widths, their thicknesses and their conductivities (weakly or strongly polluted) have significant influence on the parameters of the discharge. The increase of thickness of the pollution band leads to the increase of the resistance of the arc and to the reduction of the accumulated charge and thus to the decrease of the charging current. Note that the thicker the pollution layer, the shorter the time to flashover of the insulator is. Moreover, the flashover voltage is all the smaller as the flashover time is long. The high conductivity of the pollution layers generates high currents. The higher the ratio between the conductivities of the various bands, the higher the current and the charge are; this can be explained by the remarkable increase of the radius of the discharge channel. The evolution of velocity follows those of the currents and electrical charges.

SOMMAIRE

Introduction **1**

Chapitre I: PRINCIPAUX MODELES DE PROPAGATION DE L'ARC ELECTRIQUE **7**

1 Introduction 9

2 Principaux modèles statiques de contournement 9

2.1 Modèle d'Obenaus 10

2.2 Modèle de Neumarker 12

2.3 Modèle d'Alston et Zoledziowski 13

2.4 Modèle de Rizk 13

2.5 Modèle de Claverie et Porcheron 13

2.6 Modèle de Rao et Gopal 16

2.7 Modèle de J. Danis 16

2.8 Modèle de la couche mixte 18

2.9 Modèle du disque circulaire 19

2.10 Modèle de Nacke et Wilkins 19

3 Principaux modèles dynamiques 21

3.1 Mécanisme de propagation 21

3.1.1 Propagation par ionisation 21
3.1.2 Propagation par force électrostatique 22
3.2 Critères de propagation de la décharge 23

3.2.1 Critère de Hampton 24
3.2.2 Critère de Hesketh [6] 24
3.2.3 Critère de Wilkins 24
3.2.4 Critère de Nacke [17] 25
3.2.5 Critère de Claverie et Porcheron 25
3.2.6 Critère de Nishimura 26
3.2.7 Critère de Anjana et Lakshminarasimha 27
3.2.8 Critère de Jolly et Chen 27
3.2.9 Critère de N. Dhahbi, A. Beroual et L. Krahenbul 29
3.2.9.1 Premier cas 31
3.2.9.2 Deuxième cas 32
3.2.9.3 Troisième cas 33
3.3 Modèles dynamiques 33

3.3.1 Modèle de Rizk et Nguyen 33
3.3.2 Modèle de Anjana et Lakshminarasimha 35
3.3.3 Modèle de Sundararajan et Gorur 36
3.3.4 Modèle de N. Dhahbi et A. Beroual 36
3.4 Vitesse de propagation 37

4 Paramètres d'influence 40

4.1 Influence de la polarité 40
4.2 Influence des paramètres de la source 40
4.3 Chute de potentiel 41
4.4 Temps de contournement 41
4.5 Profil de l'isolateur 42
4.6 Les arcs multiples 44
4.7 Couche de pollution non uniforme 46
4.8 Formation des bandes sèches 47

5 Conclusion 48

Chapitre II: MODELISATION DYNAMIQUE DE L'ARC ELECTRIQUE SUR DES COUCHES DISCONTINUES 49

1 Introduction 51

2 Principes de base du modèle 51

3 Propagation de la décharge et équations du circuit électrique équivalent 52

4 Les paramètres du circuit électrique équivalent 55

4.1 Impédance de la couche de pollution 55

4.1.1 La résistance R_p 55
4.1.1.1 Modèle linéaire 55
4.1.1.2 Modèle de Wilkins 55
4.1.1.3 Modèle de Renyu et Zhicheng 56
4.1.2 La capacité C_p 56
4.2 Caractéristiques de l'arc 57

4.2.1 Capacité à la tête de l'arc 57
4.2.2 Résistance de l'arc 58
4.2.3 Rayon du canal de décharge 59
4.2.4 Vitesse de propagation de la décharge 59
4.2.5 Tension d'arc 60
4.2.6 Transfert d'énergie dans l'arc 61
4.2.6.1 Par collision élastique - avec les particules lourdes - 61
4.2.6.2 Par conduction thermique 61
4.2.5.3 Par diffusion ambipolaire 62
4.2.6.4 Par rayonnement 62

5 Courant critique et tension de contournement 64

6 Facteur de forme 65

7 Conclusion 69

Chapitre III: VALIDATION DU MODELE EN TENSION IMPULSIONNELLE 71

1 Introduction 73

2 Cas d'une décharge uni – tronc 74

2.1 Isolateur avec surface de pollution uniforme 74

2.2 Isolateur avec surface de pollution non uniforme 77

2.2.1 Isolateur pollué de manière discontinue à deux bandes 77
2.2.1.1 Bande polluée du côté de l'électrode de masse 77
2.2.1.2 Bande polluée du côté de l'électrode de HT 80
2.2.2 Isolateur ayant une surface comportant trois bandes de résistivités différentes 82

3 Cas d'une décharge multi - troncs 84

3.1 Techniques expérimentales 85

3.2 Résultats expérimentaux 87

3.3 Simulation 90

4 Conclusion 99

Chapitre IV: VALIDATION EN TENSION ALTERNATIVE 101

1 Introduction 103

2 Etude de diverses configurations de pollution 103

2.1 Isolateur avec surface uniformément polluée 103

2.2 Isolateur avec surface non uniformément polluée 107

2.2.1 Isolateur avec surface comportant deux bandes 107
2.2.1.1 Cas où la bande la plus polluée est du côté de l'électrode H.T 107
2.2.1.2 Cas où la bande la moins polluée est du côté de l'électrode H.T 115
2.2.2 Isolateur pollué de manière discontinue avec une surface comportant trois bandes une surface comportant trois bandes 124
2.2.2.1 Isolateur avec la bande la plus polluée au centre 124
2.2.2.2 Isolateur comportant la bande la moins polluée au centre 132
2.2.3 Isolateur comportant une surface repartie en sept bandes – modèle expérimental 135
2.2.3.1 Influence de la conductivité et de la disposition des bandes 135
2.2.3.2 Influence de l'épaisseur de la couche de pollution 142
2.3 Absence de contournement 142

3 Conclusion 148

Chapitre V: VALIDATION EN TENSION CONTINUE 149

1 Introduction 151

2 Modèles de couche de pollution et résultats de simulation 151

2.1 Pollution uniforme 152

2.1.1 Tension et temps de contournement 152
2.1.2 Caractéristiques pour une pollution uniforme 152
2.2 Pollution non uniforme 157

2.2.1 Isolateur ayant une surface polluée à 7 bandes dont 3 bandes fortement polluées 157
2.2.2 Isolateur ayant une surface polluée à 7 bandes dont 4 bandes fortement polluées 160
2.2.3 Influence de la disposition des bandes 162
2.2.4 Influence de la conductivité des bandes de pollution 165
2.2.5 Influence de l'épaisseur de la couche polluante des bandes 172
2.2.6 Couche de pollution à plusieurs conductivités 175

3 Conclusion 179

CONCLUSION GENERALE 181

Références bibliographiques 187

Introduction

Les besoins économiques et le bien être des populations font partie aujourd'hui des raisons d'un développement croissant des installations de production, de transport et de transformation de l'énergie électrique. L'électricité est un agent énergétique lié à la puissance. Son approvisionnement provenant des centrales exige l'installation de lignes aériennes ou souterraines permettant l'alimentation des consommateurs. Les lignes aériennes qui sont conçues, réalisées, entretenues et exploitées conformément aux normes, prescriptions et directives de sécurité, de même qu'aux règles de l'art, sont exposées à diverses contraintes. Parmi celles-ci, la pollution des isolateurs [1] constitue l'un des facteurs de première importance dans la qualité et la fiabilité du transport d'énergie dont il faut tenir compte lors du dimensionnement de l'isolement des lignes de transport et de l'appareillage électrique associé. En effet, les dépôts polluants qui recouvrent les surfaces isolantes peuvent, par temps de pluie, engendrer une diminution considérable de la résistivité superficielle et par conséquent la réduction de la tension de tenue des isolateurs pouvant conduire au contournement des isolateurs, ce qui a pour conséquence grave, la mise hors service de la ligne. La connaissance du degré de pollution constitue donc une condition préalable et indispensable pour apprécier le niveau de l'isolement des ouvrages installés sur site en vue de dimensionner convenablement l'isolation. Différentes sources peuvent être à l'origine de cette pollution : naturelle, industrielle ou mixte :

- La pollution naturelle peut être d'origine marine ou désertique. Elle se traduit par des dépôts d'embruns, de sable ou de poussières véhiculés par des vents, des pluies… Dans les régions froides, le givrage atmosphérique est aussi un facteur naturel. Le dépôt de glace accumulée sur les isolateurs entraîne la dégradation des propriétés électriques de l'isolation des lignes et favorise l'apparition de décharges pouvant conduire au contournement. En cas de forte pluie, un film continu d'eau peut s'établir d'une extrémité à l'autre de la chaîne d'isolateurs ou de la colonne isolante. Comme l'eau n'est jamais parfaitement isolante, ce phénomène peut entraîner le contournement de la chaîne d'isolateurs ; on parle du contournement sous pluie.

- Les activités industrielles peuvent avoir un impact sur les installations électriques et notamment sur les isolateurs de lignes de transport d'énergie. La pollution dans ce cas peut provenir des fumées évacuées à proximité des raffineries par des torchères pétrolières, des cimenteries, des complexes sidérurgiques, chimiques ou mêmes des centrales thermiques. Pour les régions exemptes de fumées, cette pollution peut être d'origine domestique et est due

aux appareils de chauffage polluants les habitations, les véhicules automobiles… ; elle peut aussi provenir des engrais agricoles. Les isolateurs se recouvrent de poussières faiblement conductrices, mais très hygroscopiques car elles ont tendance à absorber l'humidité de l'air. Dans les conditions de forte humidité comme le brouillard, la pluie, la condensation matinale…, la dissolution des sels contenus dans cette poussière provoque la formation d'une couche électrolytique. Les gaz présents dans les fumées absorbées par cette couche électrolytique en augmentent encore la conductivité. De la même manière que dans la pollution marine, un courant de fuite circule alors dans la couche superficielle et le contournement peut survenir [2-6].

- La pollution mixte est le résultat de la combinaison d'une ou de plusieurs pollutions précitées. Cette forme de pollution est la plus sévère pour l'exploitation des ouvrages électriques [3, 4]. Par conséquent, quelle que soit la source de pollution, on observe la formation d'une couche électrolytique due à l'humidification d'un dépôt solide accumulé progressivement à la surface des isolateurs. Il est important de remarquer que par suite du lavage périodique des dépôts par la pluie, on atteint après une période plus ou moins longue d'exploitation, une « pollution limite » propre à chaque site qui dépend entre autre de l'intensité de la pollution atmosphérique, de l'adhérence des poussières, de la fréquence de la pluie,… [5]. La nature et les caractéristiques des agents contaminants sont très variées. Généralement, ils ne provoquent pas de dégradation de la rigidité diélectrique lorsqu'ils sont secs. Cependant, l'humidification d'un dépôt solide accumulé progressivement à la surface des isolateurs, quelle que soit sa nature, provoque la formation d'une couche électrolytique caractéristique du phénomène de pollution.

La connaissance du degré (sévérité) de pollution est une condition indispensable pour dimensionner convenablement l'isolation extérieure. Il est donc important de bien quantifier la sévérité de pollution d'un site afin d'assurer un service sans défaillances. La détermination de cette sévérité représente l'un des points les plus importants à résoudre. Cette sévérité est généralement caractérisée par l'intensité de précipitation ainsi que par la conductivité des dépôts polluants. La sévérité considérée est alors exprimée en terme de salinité équivalente. En effet, on peut faire correspondre à chaque site, soumis indifféremment à une pollution naturelle ou industrielle, une solution saline équivalente. La sévérité est également définie à partir de la conductivité superficielle des couches polluantes [7]. Selon les niveaux de pollution, on distingue quatre classes de sévérité [7] : pollution faible (classe 1), pollution moyenne (classe 2), forte pollution marine et industrielle (classe 3) et pollution exceptionnel

(classe 4). A chaque classe est associée une densité de dépôt de sel équivalent (DDSE) maximale correspondant à la pulvérisation d'une solution de chlorure de sodium (NaCl) : 2,5 g/l, 10 g/l, 80 g/l et 160 g/l respectivement. Il existe différentes méthodes de mesure de la sévérité de pollution, chacune d'elles présente des avantages et des inconvénients.
Lorsqu'un ouvrage doit être construit en zone polluée, il est certain que la meilleure définition de l'isolement sera obtenue en déterminant la salinité équivalente du site par une expérimentation aussi longue que possible dans ce même site. Aussi, il est indispensable de disposer d'une « carte de sévérité » des principaux sites pollués afin d'être en mesure de fournir rapidement des renseignements concernant l'isolement nécessaire.

Le profil de l'isolateur, la hauteur et la disposition (verticale, horizontale ou inclinée) des chaînes d'isolateurs par rapport au sol et la tension qui y est appliquée influencent fortement la répartition de la couche de pollution. La longueur d'arc et la sévérité de la couche de pollution déposée sur les isolateurs, ainsi que la conductivité superficielle de la couche de pollution accumulée, sont parmi les paramètres les plus importants affectant la tension de tenue des isolateurs. En général, la couche de pollution se concentre sur les éléments de la chaîne d'isolateurs situés du côté du conducteur haute tension et dans les parties les mieux protégées contre les facteurs d'auto nettoyage (vent fort, forte pluie). Par conséquent, la répartition de la pollution le long des chaînes d'isolateurs n'est pas uniforme [8] ; cette non uniformité devient plus accentuée lorsque la longueur des chaînes augmente. La densité de ces dépôts polluants augmente lorsque la tension appliquée aux conducteurs augmente.

L'un des principaux critères pris en compte lors de la conception des isolateurs haute tension de plein air (isolation extérieure) est le comportement de leur surface en cas d'encrassement en service. La forte dégradation des isolements de surface par des couches étrangères conductrices entraîne des conséquences importantes.

L'accumulation des couches polluantes à la surface des isolateurs engendre une conductivité électrique superficielle. La répartition du potentiel le long de la ligne de fuite se trouve ainsi modifiée. Suivant les conditions atmosphériques comme la pluie fine, le brouillard… , la tension de rupture diélectrique de l'air peut être atteinte entre deux points de la surface isolante provoquant ainsi l'amorçage d'un arc électrique qui, par la suite court-circuite une partie de la ligne de fuite.

Trois situations peuvent se présenter selon les contraintes auxquelles est soumis l'isolateur [2, 4, 5, 9, 10], l'illustration est faite sur la figure 0.1 : (a) l'apparition de l'arc électrique

localisé qui s'éteint rapidement puis se réamorce à un autre endroit et ainsi de suite. Il y a alors apparition de courants de fuite entraînant une faible perte d'énergie, généralement supportable par l'installation ; (b) l'arc électrique demeure fixe sur la surface isolante quand on est en courant continu, ou bien se réamorce au même endroit pour le cas du courant alternatif. Cet arc peut entraîner, par effet thermique, une dégradation du support isolant de l'élément défaillant ; et (c) le contournement de(s) l'isolateur(s) résultant de la circulation d'un courant électrique à la surface de l'isolateur, engendrant ainsi une importante perte de puissance sur la ligne, pouvant aller jusqu'au court-circuit de la ligne. Le contournement déclenche habituellement les protections du réseau (disjoncteurs) et contribue à la dégradation des isolateurs.

De manière générale, le contournement d'un isolateur pollué est précédé de l'apparition d'un courant de fuite accompagné de la formation d'une bande sèche et d'arcs partiels. Un arc peut se propager en surface jusqu'au contournement total de l'isolateur.

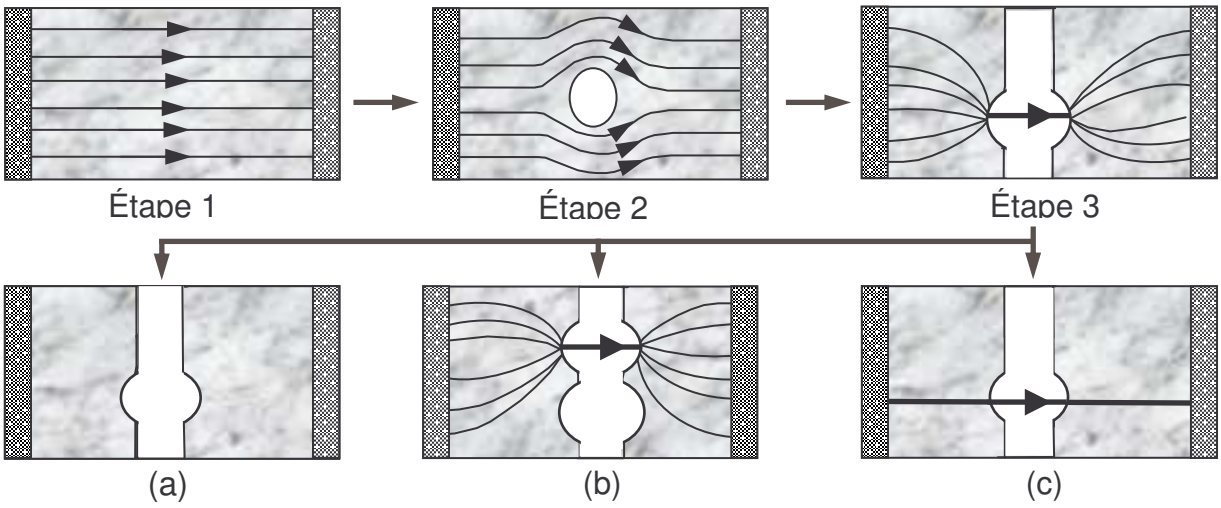


Figure 0.1 : Etapes succesives du contournement d'une couche polluante.

Le surdimensionnement des lignes électriques aériennes ne suffit pas pour supporter convenablement les contraintes électriques d'exploitation lorsqu'on enregistre un dépôt de pollution trop important sur les surfaces isolantes. Il est donc nécessaire de retirer ce dépôt superficiel lorsqu'il devient dangereux. Notons que les techniques de lutte contre la pollution actuellement connues (graissage, lavage, nouveaux types d'isolateurs, revêtements hydrophobes), permettent de disposer aujourd'hui de solutions curatives adaptées à la plupart des problèmes de pollution rencontrés par les exploitants des réseaux.

L'évaluation convenable du risque d'amorçage permettrait de ne pratiquer cette opération, coûteuse et souvent gênante pour l'exploitation, que lorsqu'elle est nécessaire. La connaissance du courant de fuite traversant l'isolement et son évolution dans le temps permettrait d'atteindre ce but. Sur la base des enregistrements de courant de fuite in situ et en laboratoire, on pourra choisir une forme et une longueur d'isolateur. Connaissant la sévérité du site exprimée par le courant de fuite le plus élevé enregistré in situ sur un isolateur donné, le degré de pollution (exprimé en kg/m^3, µS ou mg/cm^2) donnant le même courant de fuite sur le même isolateur soumis à la même tension doit être déterminé en laboratoire. On mesure la tension de contournement correspondante. Le rapport V_c/V_w (tension de contournement / tension de service) doit être égal au coefficient de sécurité considéré comme satisfaisant par l'ingénieur [2]. Si ce n'est pas le cas, la longueur de l'isolateur doit être modifiée en conséquence, en utilisant la loi de proportionnalité entre longueur d'isolateur et tension de contournement.

Les difficultés rencontrées encore aujourd'hui pour arriver à une bonne maîtrise de la tenue sous pollution des isolateurs montrent que des efforts en matière de recherche restent indispensables.

La mise au point des modèles plus performants est donc nécessaire. Elle passe par une analyse approfondie des processus physiques qui conduisent au contournement : dynamique de développement de l'arc de contournement, répartition du dépôt de polluants à la surface des isolateurs, processus d'humidification de la couche de pollution.

La complexité du phénomène et le grand nombres de paramètres qui le caractérisent tels que la nature du dépôt polluant [8, 11-13], la non uniformité du dépôt de pollution [14, 15], la conductivité superficielle [14] et le profil de l'isolateur [14, 16], rendent la compréhension et la maîtrise du mécanisme de contournement bien difficiles. Les résultats de ces recherches ont néanmoins permis d'établir des modèles donnant les caractéristiques des décharges se propageant sur les surfaces d'isolateurs et ce jusqu'au contournement. La plupart des modèles sont empiriques ou semi-empiriques, toutefois il faut noter que des travaux plus récents traitent des modèles analytiques [17, 18].

De nombreux travaux, aussi bien théoriques qu'expérimentaux ont été entrepris dans ce domaine, afin de mieux cerner ce phénomène de contournement et de se prémunir d'outils permettant le suivi de son évolution et d'éviter son apparition. Cependant, malgré l'intérêt non

seulement pratique, mais aussi académique que représente l'étude des décharges sur les couches isolantes polluées de manière discontinue, elle reste moins documentée, comparée aux multiples travaux consacrés à une distribution continue de la pollution.

Dans ce travail, nous nous intéressons aux décharges surfaciques sur des couches isolantes polluées de manière discontinue, générées sous différentes formes de tension (impulsionnelle, alternative et continue). Il s'agit plus particulièrement de l'élaboration d'un modèle dynamique utilisant les circuits électriques équivalents et permettant de prédire les caractéristiques des décharges se propageant sur des surfaces isolantes couvertes de dépôts de contaminants répartis de façon discontinue. La démarche consiste d'une part à analyser l'impact de certains paramètres qui interviennent dans le phénomène des décharges uni- tronc (ou à canal unique) et multi troncs sur des surfaces discontinues comme la conductivité de la couche de pollution, son épaisseur, son emplacement, sa nature…et d'autre part à valider expérimentalement ce modèle. Ce manuscrit comporte cinq chapitres.

Dans le premier chapitre, nous présentons et discutons les principaux modèles de contournement statiques et dynamiques rapportés dans la littérature. Nous discutons plus particulièrement des différents critères de propagation des décharges ainsi que des paramètres d'influence comme la polarité de la tension, le profil des isolateurs et la répartition des couches de pollution.

Nous présentons notre modèle dans le chapitre II ainsi que les différentes étapes permettant d'écrire l'organigramme de simulation. Nous décrivons également sa particularité par rapport aux modèles relatifs aux couches de pollution uniforme. Sont exposées également les différentes expressions mathématiques donnant les principales caractéristiques des décharges. Ce modèle dynamique permet de prédire les différentes caractéristiques de la décharge surfacique telles que son évolution dans le temps (longueur et vitesse de propagation), le courant et la charge qui lui sont associés, et le rayon du canal de décharge en fonction de la géométrie de l'isolateur et de la répartition des bandes de pollution ainsi que de la forme de la tension.

Le troisième chapitre concerne la validation de ce modèle pour des tensions impulsionnelles. Des validations expérimentales sont également présentées et discutées.

Dans les quatrième et cinquième chapitres, nous présentons et discutons les résultats de simulation en tension alternative et continue respectivement.

Chapitre I

PRINCIPAUX MODELES DE PROPAGATION DE L'ARC ELECTRIQUE

1 Introduction

Depuis une cinquantaine d'années, plusieurs travaux ont été menés pour comprendre les mécanismes conduisant au contournement des isolateurs pollués et se prémunir d'outils permettant la prédiction de ce phénomène. Les résultats de ces multiples études ont permis d'établir des modèles donnant les caractéristiques des décharges évoluant sur les surfaces d'isolateurs et allant jusqu'au contournement. Toutefois, il faut préciser que la plupart de ces modèles sont empiriques ou semi-empiriques [15 – 17]. De nos jours, d'autres modèles analytiques sont proposés [18, 19].

Les nombreux travaux, tant théoriques qu'expérimentaux consacrés au sujet, n'ont pas permis pour autant d'aboutir à l'élaboration d'un modèle pouvant tenir compte simultanément de tous les paramètres réels caractéristiques du phénomène de pollution. Il s'agit notamment 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 des isolateurs. Ainsi, la détermination de la tension de contournement d'un isolateur pollué est entachée d'une dispersion marquée, même quand les conditions sont en apparence contrôlées.

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 » (tension d'amorçage). Cette décharge ne peut évoluer que si certaines conditions sont réunies.

Partant d'une analyse graphique, Flazi [1] 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 de propagation juste en avant de la décharge, les secondes sont le fruit de la satisfaction du critère tout au long de la propagation.

2 Principaux modèles statiques de contournement

Lorsqu'une chaîne d'isolateurs neufs est installée, par exemple pour soutenir une ligne haute tension, elle remplit parfaitement son rôle de support mécanique et, de plus aucune décharge n'apparaît sur sa surface car la longueur de l'ensemble est telle que le champ électrique en chaque point de son voisinage est nettement inférieur à la rigidité diélectrique de l'atmosphère ambiante. Il est ainsi tant que l'isolateur reste propre et sec.

Malheureusement, dans un environnement naturel, des dépôts d'origine diverses (poussières, fumées, suie,…) peuvent s'accumuler de façon non homogène sur la surface isolante provoquant une conductivité électrique superficielle qui modifie la répartition du potentiel le long de la ligne de fuite. Cette hétérogénéité du champ électrique sur les différentes parties de l'isolateur peut encore être accentuée par l'humidification plus ou moins grande de la couche de pollution suivant les circonstances atmosphériques (pluie, brouillard, embruns,…). Dans ces conditions entre deux points de la tension isolante, la tension de rupture diélectrique de l'air peut être atteinte, entraînant l'amorçage d'une décharge électrique qui court-circuite une partie de la ligne de fuite.

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 des éventuelles défaillances, il est impératif de disposer de modèles permettant de prévoir le contournement des isolateurs. C'est dans cette optique, plusieurs modèles furent développés afin d'établir le critère d'établissement de l'arc en continu, pour ensuite être étendu au cas d'une tension alternative.

2.1 Modèle d'Obenaus

C'est Obenaus [8, 17, 20] 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 I.1), il en a déduit la tension d'arc :

$$V_{arc} = \frac{XN}{I^n} \qquad \text{(I.1)}$$

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

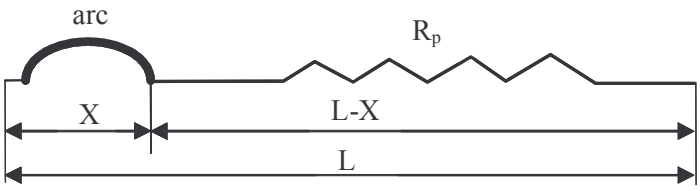


Figure I.1 : Circuit électrique équivalent du modèle d'Obenauss [8] ; L représente la longueur de fuite.

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

$$V = V_e + V_{arc} + R_p(X) \cdot I \tag{I.2}$$

où V est la tension appliquée et V_e ,la chute de tension totale aux bornes des électrodes ; cette dernière dépend des conditions expérimentales. R_p (X) est la résistance de la couche polluée et V_{arc} , la tension d'arc telle que :

$$V_{arc} = R_{arc}(X) \cdot I \tag{I.3}$$

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

La décharge est caractérisée par la présence d'un champ électrique longitudinal E_a :

$$E_a = \frac{V_{arc}}{X} = N \cdot I^{-n} \tag{I.4}$$

D'où l'équation :

$$V_{arc} = N \cdot X \cdot I^{-n} \tag{I.5}$$

Ainsi, on obtient l'équation de la tension totale appliquée au système :

$$V = V_e + N \cdot X \cdot I^{-n} + R_p(X) \cdot I \tag{I.6}$$

Les valeurs des paramètres n et N dépendent du milieu dans lequel brûle la décharge. Elles varient selon les auteurs [17, 20-27] ; de façon générale

$$0{,}40 \le n \le 1 \text{ et } 3 \le N \le 500$$

A partir des mesures expérimentales sur un canal d'électrolyte, Ghosh *et al* [23, 28] ont proposé de prendre des valeurs différentes pour les constantes N et n caractérisant l'équation de la charge selon la nature de l'électrolyte utilisé. Les résultats de leurs mesures sont donnés dans le tableau I.1.

Tableau I.1 : Valeurs des constantes N et n [23]

Electrolyte	**N**	**N**
NaCl	360	0,59
$CaCl_2$	461	0,42
$FeCl_3$	270	0,66
$CuSO_4$	450	0,49

2.2 Modèle de Neumarker

En partant des travaux d'Obenaus, Neumarker [29] y a ajouté l'hypothèse d'une couche de pollution de résistance r_p uniforme par unité de longueur de fuite. Il propose l'expression suivante pour la résistance de pollution :

$$R_p(X) = r_p(L - X) \tag{I.7}$$

où L et r_p représentent respectivement la longueur de fuite totale et la résistance moyenne par unité de longueur.

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

$$V = V_{arc} + r_p(L - X) \cdot I \tag{I.8}$$

ou encore

$$V + \frac{NX}{I^n} + r_p(L - X)I \tag{I.9}$$

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

$$I_c = \left(\frac{NX}{I^n}\right)^{\frac{1}{n+1}} \tag{I.10}$$

et

$$X_c = \frac{L}{n+1} \tag{I.11}$$

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

$$V_c = N^{\frac{1}{n+1}} r_p{}^{\frac{n}{n+1}} L \tag{I.12}$$

2.3 Modèle d'Alston et Zoledziowski

En tenant compte de l'hypothèse de Neumarker et pour une tension d'application dépassant quelques kilovolts, Alston et Zoledziowski [24] ont déterminé la condition de maintien de l'arc électrique dans le cas d'un isolateur cylindrique de longueur L (figure I.2) :

$$U_{cx} = (n+1)(N.X)^{\frac{1}{n+1}}\left(r.\frac{L-X}{n}\right)^{\frac{n}{n+1}} \qquad \text{(I.13)}$$

avec X : longueur d'arc

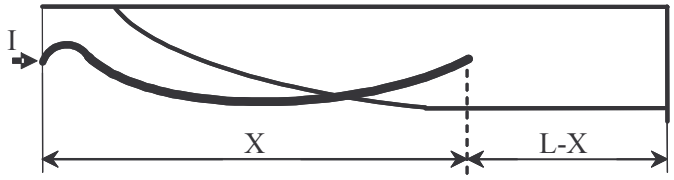


Figure I.2 : Modèle cylindrique utilisé par Alston et Zoledziowski [13].

2.4 Modèle de Rizk

A partir d'une analyse théorique, Rizk [17] 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 V_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 :

$$\frac{V_c}{L} = 23 r_p^{\,0,4} \qquad \text{(I.14)}$$

2.5 Modèle de Claverie et Porcheron

Plusieurs modèles expérimentaux ont été proposés pour le cas d'une tension alternative dont le plus connu est celui de Claverie et Porcheron [26, 27]. Ces auteurs utilisent un modèle plan constitué d'une plaque de porcelaine vernie, munie de deux électrodes en cuivre, et recouverte d'une couche de pollution (Figure I.3). Ils ont constaté au cours de leurs essais que :

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

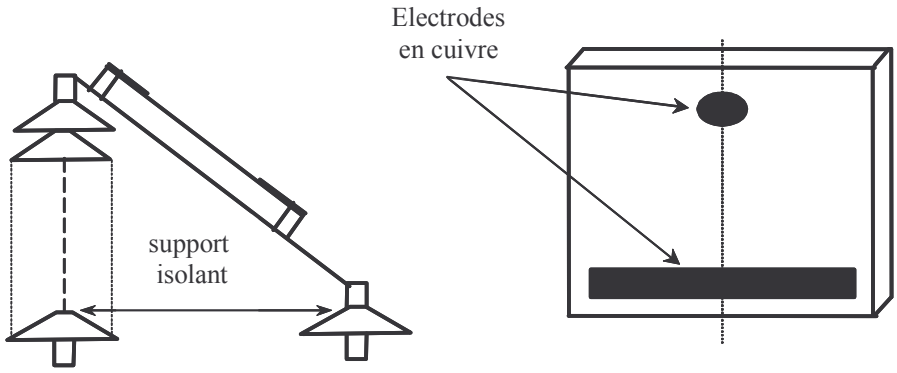


Figure I.3 : Montage expérimental pour le modèle de Claverie et Porcheron.

Ce modèle se traduit par l'utilisation du schéma électrique de la figure I.4.

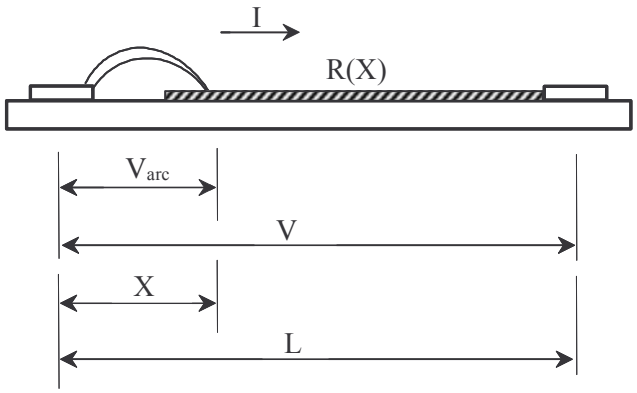


Figure I.4 : Schéma équivalent.

avec

V - tension entre les électrodes,

I - courant de fuite (en A),

L - distance entre les électrodes,

X - longueur de l'arc (en cm),

R(X) - résistance en série avec l'arc exprimée en fonction de X.

L'équation du circuit est la suivante :

$$V = V_{arc} + R(X).I \qquad \text{(I.15)}$$

Des mesures en courant alternatif ont permis d'établir la tension d'arc pour un isolateur plan :

$$V_{arc} = \frac{100X}{\sqrt{I}} \tag{I.16}$$

d'où :

$$V = \frac{100X}{\sqrt{I}} + R(X) \cdot I \tag{I.17}$$

Du fait que l'on soit en alternatif, le courant est interrompu à chaque alternance puis réapparaît quand la tension est suffisante pour provoquer le réamorçage de l'arc, arc qui ne pourra se maintenir ou se développer que sous certaines conditions (conductivité, phénomènes d'échanges thermiques). La condition de réamorçage établie par Claverie et Porcheron est donnée par la relation :

$$V \leq \frac{N \cdot X}{I^n} \tag{I.18}$$

En effet, le terme $R(X) \cdot I$ est peu différent de 0 ; I est négligeable avant le réamorçage de l'arc électrique. N et n sont des constantes trouvées respectivement égales à 800 et 0,5.

D'où la tension minimale d'entretien de l'arc V_{cx} :

$$V_{cx} = \frac{800X}{\sqrt{I}} \tag{I.19}$$

Enfin, Claverie et Porcheron établissent une corrélation entre le courant de fuite et la tension de contournement. Une augmentation de la sévérité de pollution se traduit par une diminution de la résistivité de l'électrolyte ; la mesure du courant de fuite indique donc l'état de pollution. Le critère de contournement est le suivant : sous une tension V quand la résistivité diminue, I croit jusqu'à une valeur critique I_{cr} pour laquelle le contournement se produit :

$$V\sqrt{I_{cr}} = 800 \cdot X_{cr} \tag{I.20}$$

$$I_{cr} = \frac{64.10^4 \cdot X_{cr}{}^2}{V^2} \qquad \text{(I.21)}$$

X_{cr} peut être connu selon les isolateurs en se référant à des expérimentations.

2.6 Modèle de Rao et Gopal

D'après Rao et Gopal [30], 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 [19] ; ce type d'équation peut être contesté lorsque la décharge se réamorce 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 :

$$U = \alpha + (\beta + X)\upsilon\left(\ln\frac{I}{\delta}\right)^{-3} \qquad \text{(I.22)}$$

α, β, ν et δ sont des constantes qui dépendent de la nature des électrodes entre lesquelles se développe la décharge. Cette équation a été établie à partir du modèle de S. Gopal *et al* [30]. Elle exprime la caractéristique U(I,X) d'un arc de faible intensité se propageant dans l'atmosphère.

2.7 Modèle de J. Danis

Afin de reproduire des couches similaires à celles observées sur les isolateurs pollués dans les conditions naturelles, J. Danis [11] a utilisé un modèle de forme géométrique simple (plaque ou cylindre) possédant plus d'une zone sèche (figure I.5.a). La rupture des zones sèches survient alors de manière aléatoire (figure I.5.b). Le lieu d'apparition des arcs partiels, la forme et le mouvement des racines des arcs sur une surface polluée (figure I.5.c) dépendent ainsi de plusieurs facteurs dont on ne peut déterminer les effets instantanés. Par conséquent, le comportement macroscopique de ces arcs est de nature stochastique. La tension de contournement est donc une variable aléatoire et a une fonction de distribution.

Une simulation numérique des observations expérimentales, utilisant des photographies à grande vitesse (3000 images / seconde), a été utilisée pour déterminer cette tension.

En considérant que la résistance de la couche polluante est linéaire, l'équation qui régit ce modèle est :

$$V = kI^{-n} + r_p(L - X)I \tag{I.23}$$

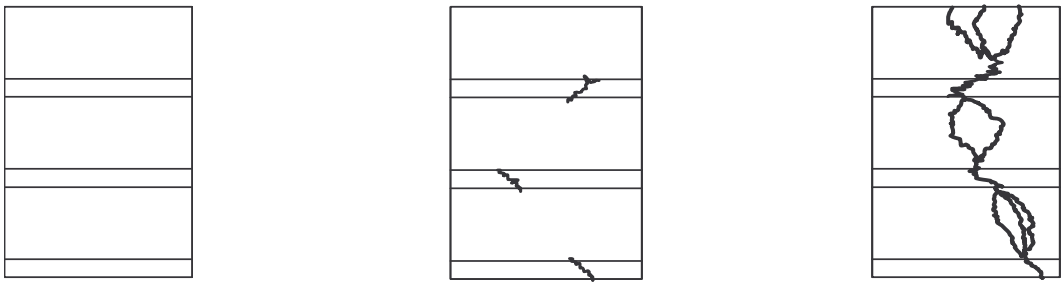
avec $n \leq 0{,}5$ et $200 \leq N \leq 400$; r_p est la résistance linéique.

Les grandeurs critiques déduites par l'auteur sont données par les expressions :

$$I_c = \left(\frac{k}{r_p}\right)^{\frac{1}{n+1}} \tag{I.24}$$

et

$$V_c = L(kr_p)^{\frac{1}{n+1}} = kI_c^{-n} \tag{I.25}$$



a) absence d'arcs b) formation d'arcs c) connexion des arcs

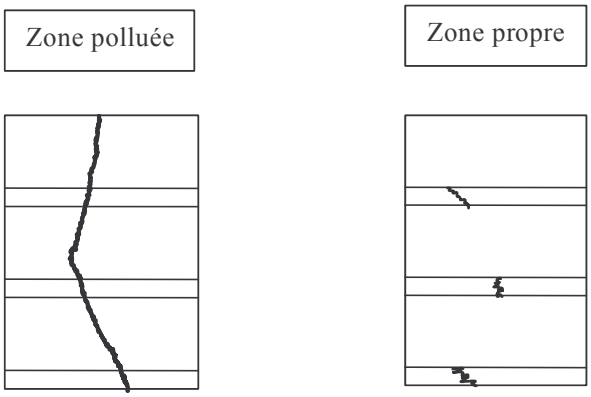


Figure I.5 : Modèle de J. Danis [11].

2.8 Modèle de la couche mixte

Pour une couche de pollution mixte, dans le cas d'un isolateur à long fût, Obenaus et Boehme [20] ont considéré que celle-ci est équivalente à deux couches résistantes en série, de résistances linéiques r_1 et r_2, et correspondant respectivement à la tige et aux ailettes comme indiqué sur la figure I.6. En décomposant la distance totale de fuite en deux distances partielles L_1 et L_2 respectivement et en appliquant le critère de Hampton [22], ils ont déduit la relation ci-dessous donnant le gradient de contournement critique (en faisant certaines hypothèses et en choisissant l'exposant n = 1).

$$\frac{V_c}{L} = 0{,}8\sqrt{k}\sqrt{r_1} \qquad \text{(I.26)}$$

où la constante k = 80 VA/cm

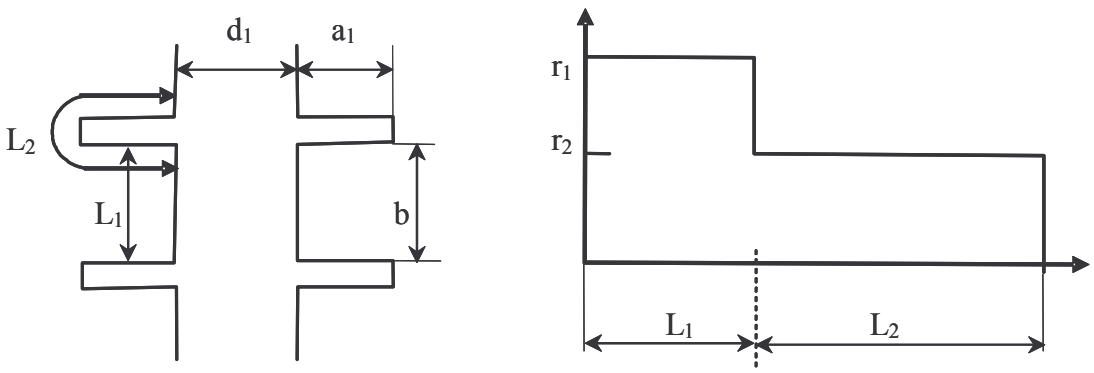


Figure I.6 : Modèle d'un isolateur à long fût et distribution de la résistance de pollution selon Boehme et Obenaus [20].

En appliquant le critère d'Hesketh [31], l'expression précédente devient :

$$\frac{V_c}{L} = 0{,}8\left(L.r_p I\right) \qquad \text{(I.27)}$$

où r_p est la résistance linéique sur une longueur partielle de fuite L_1 ou L_2.

2.9 Modèle du disque circulaire

Woodson et McElroy [32] ont essayé de reproduire, d'une façon idéale, la surface d'un isolateur en utilisant une configuration géométrique circulaire.

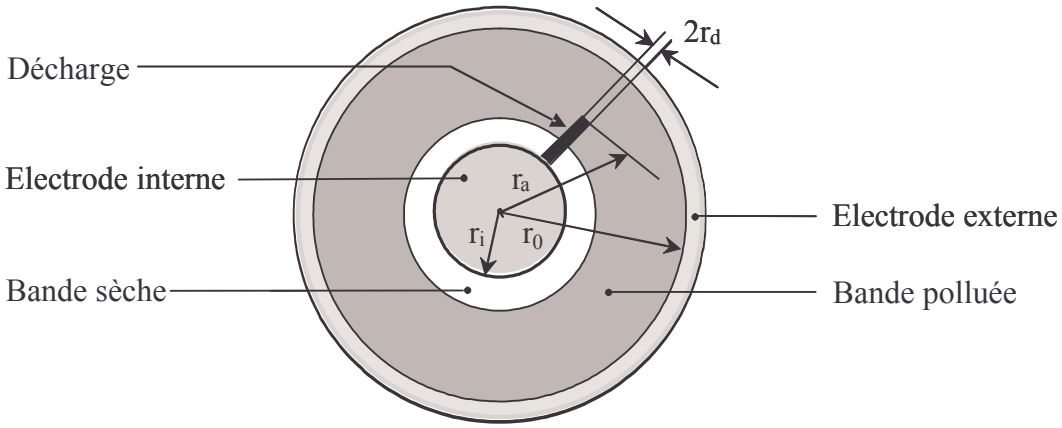


Figure I.7 : Modèle de disque circulaire tel qu'étudié par Woodson et Mc. Elroy.

Partant de l'hypothèse que la résistance superficielle de la couche de pollution humide peut s'exprimer en fonction du rayon de l'électrode externe et de la résistivité superficielle du polluant, Woodson et McElroy ont écrit [32] :

$$R(X) = \frac{C}{\gamma}(r_o - r_a)^m \qquad \text{(I.28)}$$

où r_o est le rayon de l'électrode externe, r_a la longueur initiale de l'arc, γ la conductivité superficielle et C une constante déterminée expérimentalement pour une résistance de pollution $R(X) = 1{,}6.10^{-2}\ \Omega$ et m une constante ; C = 1,4.

Ce modèle n'a pas donné de résultats satisfaisants. Cela a été imputé à la non uniformité de la résistivité superficielle de l'isolateur.

2.10 Modèle de Nacke et Wilkins

Nacke et Wilkins [25, 33, 34] proposent de considérer que les points à la base de l'arc forment des demi-cercles aux limites des bandes sèches (Figure I.8.a). Ainsi la résistance de pollution se compose de deux termes : une résistance interne R_i (X) propre aux deux demi-cercles et une résistance externe R_e (X) pour le reste.

Pour une largeur de bande étroite $\left(X_p / b \geq 2/\pi\right)$:

$$R_i(X) = \frac{1}{\pi\gamma} \tag{I.29}$$

et

$$R_e(X) = rX_p + \frac{2}{\pi\gamma} Log\left(\frac{b}{2\pi r_d}\right) \tag{I.30}$$

où

$r = X_p / b$ est la résistance linéique de la pollution.

X_p est la longueur de la couche polluée (mouillée) dans les conditions critiques.

b est la largeur de la surface de l'isolateur.

r_d est le rayon de la base de l'arc.

Pour une bande large et pour un isolateur à ailette unique, la résistance externe est donnée par :

$$R_e(X) = \frac{2}{\pi\gamma}\left[0{,}68 + \ln\left(\frac{X_p}{r_d}\right)\right] \tag{I.31}$$

Pour un isolateur à ailettes multiples :

$$R_e(X) = \frac{2}{\pi\gamma}\left[0{,}3 + \ln\left(\frac{X_p}{r_d}\right)\right] \tag{I.32}$$

Ainsi, la résistance de pollution totale sera :

$$R(X) = R_i(X) + R_e(X) \tag{I.33}$$

Pour la même configuration (Figure 6.8.b), dans le cas d'une bande étroite, Wilkins [25] a obtenu :

$$R(X) = r(L - X) + \frac{1}{\pi\gamma} \ln\left(\frac{b}{2\pi r_d}\right) \tag{I.34}$$

et pour une bande large

$$R(X) = \frac{1}{\pi\gamma}\left[\ln\left(\frac{2L}{\pi r_d}\right) - \ln\left(\tan\frac{\pi X}{L}\right)\right] \tag{I.35}$$

où X est la longueur d'arc et L la distance totale de fuite de l'isolateur.

Le désaccord existant entre les essais à courant continu et ceux à courant alternatif leur a permis d'introduire un facteur de conductivité.

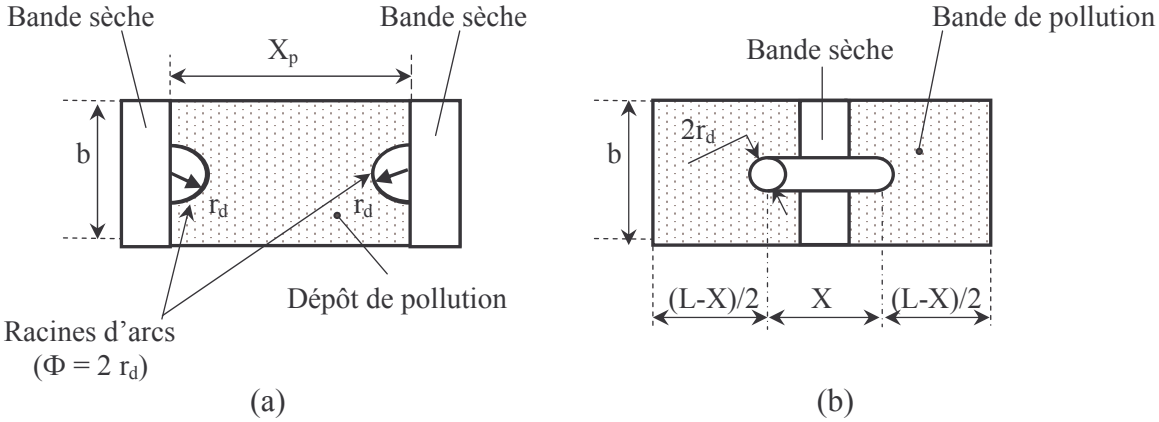


Figure I.8 : Représentation schématique de la surface d'un isolateur et des pointes de base de l'arc utilisé pour le calcul de la résistance de pollution selon : (a) Nacke [33, 34] et (b) Wilkins [25].

3 Principaux modèles dynamiques

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 et pour étudier la dynamique de cette décharge.

3.1 Mécanisme de propagation

Dans le phénomène de propagation de l'arc électrique, il existe deux modes principaux : la propagation par ionisation et la propagation par force électrostatique.

3.1.1 Propagation par ionisation

Wilkins *et al* Baghdadi [35] ont proposé un mécanisme d'élongation basé sur l'ionisation et le déplacement discontinu de la tête de la décharge. Selon Wilkins [25], la

probabilité d'ionisation dans la région précédent l'avant tête 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 va augmenter avec celui-ci, tandis que celle du trajet précédent dans l'électrolyte reste constante (figure I.9). 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 à la tête de la décharge sans évoquer le claquage de l'air. Sous le nom d'ionisation, il considère en réalité une rupture diélectrique progressive.

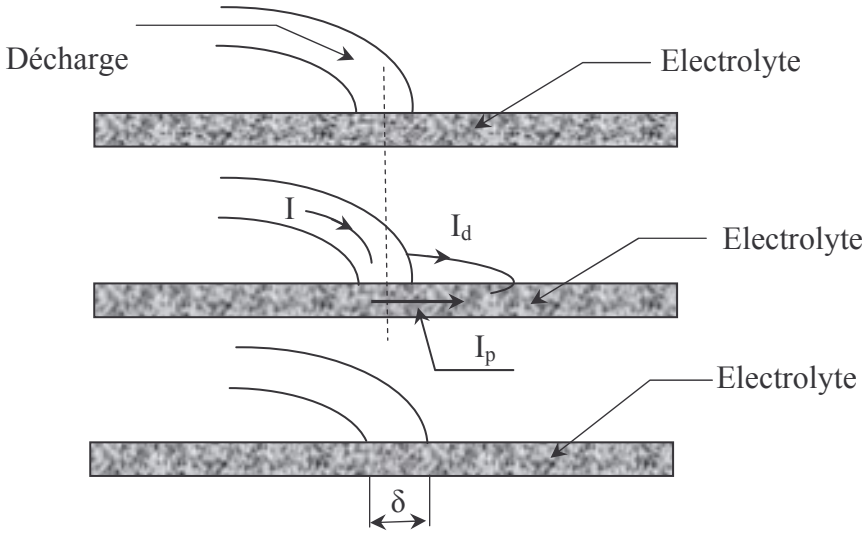


Figure I.9 : Mécanisme de propagation par ionisation proposé par Wilkins

3.1.2 Propagation par force électrostatique

A partir des observations faites sur un canal d'électrolyte, Rahal [21] 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 montré que du point de vu électrique macroscopique, cette force était due à la dissymétrie de 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 I.10). 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. En plus, Rahal a constaté l'existence

de cette force électrostatique quelle que soit la tension appliquée. Néanmoins, le mécanisme microscopique de l'action de cette force reste jusqu'à maintenant mal connu.

Dans une analyse critique des différents mécanismes de propagation de la décharge présents dans la littérature, Flazi [1], 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, à 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 du processus d'ionisation devant celle-ci, sont les facteurs responsables de l'allongement et du changement que subit la décharge, dans ses aspects et ses états dynamiques.

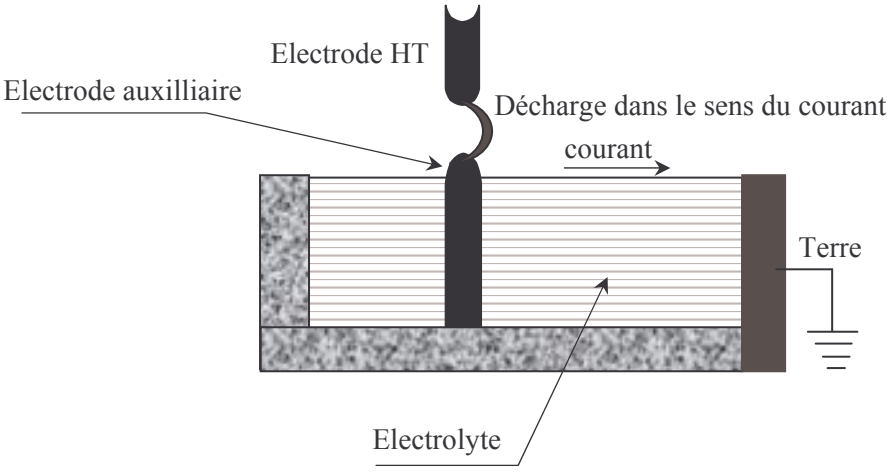


Figure I.10 : Courbure de la décharge dans la direction de l'écoulement du courant mettant en évidence l'existence d'une force [21].

3.2 Critères de propagation de la décharge

Les isolateurs des équipements des lignes aériennes se couvrent progressivement des couches de pollution. Ces couches lorsqu'elles sont humidifiées deviennent conductrices et laissent passer un courant de fuite. Ce qui engendre un échauffement non uniforme, d'où une formation de bandes sèches dans les régions à plus forte densité de courant. Lorsque plusieurs bandes sèches se forment en même temps, après quelques secondes, une de ces bandes va prédominer. La chute de tension aux bornes de la bande sèche est égale à la tension qui a été appliquée initialement aux bornes des électrodes de l'isolateur. Ce qui conduit à une augmentation du champ au niveau de la bande sèche, à un amorçage d'arc et au contournement de l'isolateur pollué.

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

3.2.1 Critère de Hampton

Dans son expérience, Hampton [22] a remplacé la pollution en série avec l'arc par un jet d'eau salée. L'arc se déplace donc à la surface de l'eau. Pour cet auteur, le contournement aura lieu lorsque le gradient de tension dans l'arc est inférieur au gradient de tension dans l'eau. Dans le cas d'un isolateur pollué, il conclut que le contournement aura lieu lorsque le gradient dans l'arc est inférieur au gradient dans la couche de pollution. En d'autres termes, le contournement se produit quand le champ E_p dans la colonne d'eau dépasse le champ à l'intérieur de l'arc E_a :

$$E_a < E_p. \qquad \text{(I.36)}$$

3.2.2 Critère de Hesketh [6]

En supposant 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 a établi un critère de propagation de l'arc, exprimé par la relation :

$$\frac{dI}{dX} \geq 0 \qquad \text{(I.37)}$$

I étant le courant d'arc.

3.2.3 Critère de Wilkins

Ce critère a été établi sur un modèle unidirectionnel. En considérant qu'un système se place dans la configuration qui lui permet de dissiper le maximum d'énergie, Wilkins [25] a généralisé la condition énoncée par Hesketh et établi un critère de propagation utilisant la puissance P fournie par la source ; le contournement a lieu lorsque :

$$\frac{dP}{dX} \geq 0 \qquad \text{(I.38)}$$

P est la puissance fournie par la source et X la longueur de l'arc.

Pour Wilkins, le mouvement de la décharge se produit lorsque la puissance P augmente avec son élongation. 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 Nacke [17]

Ce critère a été établi en régime continu. L'auteur a appliqué le principe du mouvement virtuel. Le courant étant considéré constant, il a exprimé l'accroissement du potentiel U du système qui résulterait d'une petite variation de la longueur d'arc sous forme différentielle :

$$dU = \left(\frac{dV_{arc}}{dX}\right)_i dX + i\left(\frac{dR_p}{dX}\right)_i dX_p \qquad \text{(I.39)}$$

avec V_{arc} tension d'arc, R_p résistance de pollution, X longueur d'arc et X_p longueur de la couche de pollution.

Pour cet auteur, l'arc se déplace si $dU < 0$ (instabilité mécanique).

3.2.5 Critère de Claverie et Porcheron

Pour ces deux auteurs, le contournement a lieu sous la tension V lorsque le courant de fuite I tend vers la valeur critique I_c donnée par la relation :

$$V\sqrt{I_c} = 800X_c \qquad \text{(I.40)}$$

où X_c est la longueur d'arc critique. Elle est donnée par l'équation :

$$\frac{d\left[X^2 R(X)\right]}{dX} = 0 \qquad \text{(I.41)}$$

Dans cette équation R(X) est la fonction de répartition de la couche polluante. Une manière de la mesurer est indiquée dans [5].

3.2.6 Critère de Nishimura

Nishmura a proposé un critère purement expérimental qui permet de prévoir la tension d'amorçage d'un arc de longueur l et la tension de contournement en continu [36]. Il exprime la tension aux bornes d'un isolateur pollué comme étant la somme de trois termes : la tension de propagation d'arc V_s, la tension d'arc statique V_a et la chute de tension dans la pollution V_r tel que :

$$V_s = bi^n \tag{I.42}$$

$$V_a = \frac{0{,}06l}{i} + 0{,}04l + c \tag{I.43}$$

$$V_r = R(l)i \tag{I.44}$$

soit

$$V = \frac{0{,}06l}{i} + 0{,}04l + c + bi^n + R(l)i \tag{I.45}$$

avec b, c, n des constantes et R(l) la résistance de la couche de pollution en série avec un arc de longueur l. Il suppose que l'effet de la température est négligeable pendant la propagation de l'arc et prend n = 1. Ce qui donne le courant de fuite i :

$$i(l) = \frac{(V - 0{,}04l - c) + \sqrt{(V - 0{,}04l - c)^2 - 0{,}24l(R + b)}}{2(R + b)} \tag{I.46}$$

Pour avoir un courant I(l) réel, il faut que le terme sous le radical soit positif. Il cherche donc la valeur maximale de V :

$$V = \sqrt{0{,}24l(R(l) + b)} + 0{,}04l + c \tag{I.47}$$

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

3.2.7 Critère de Anjana et Lakshminarasimha

En assimilant l'arc à une colonne de gaz en équilibre thermodynamique, Anjana et Lakshminarasimha [37] ont établi une condition nécessaire à la propagation de l'arc, basée sur les 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 :

$$W_{totale} \geq W_{th} \tag{I.48}$$

3.2.8 Critère de Jolly et Chen

Le critère de Jolly et Chen [38] est basé sur le calcul du courant et de la tension critiques conduisant au contournement en partant du modèle d'Obenaus (schéma d'un arc en série avec une résistance (Figure 1.1) et en écrivant l'équation électrique correspondant à ce schéma :

$$V = XAI^{-n} + (L - X)rI + V_e \tag{I.49}$$

avec

V_e – la chute de tension cumulée aux électrodes (supposée constante),

(L-X)rI – la chute de tension dans la résistance,

XAI^{-n} – la chute de tension dans l'arc.

Dans ces expressions, I représente le courant de fuite, r la résistance par unité de longueur de la couche de pollution, A et n sont des constantes dépendants de l'environnement.

La représentation graphique de V en fonction de I pour différentes valeurs de X montre que toutes les courbes V(I) passent par un point commun de coordonnées I_c et V_c données par les relations :

$$I_c = \left(\frac{A}{r}\right)^{\frac{1}{n+1}} \tag{I.50}$$

$$V_c = Lr^{\frac{n}{n+1}} A^{\frac{1}{n+1}} + V_e \tag{I.51}$$

Au-delà de ces valeurs dites critiques, le contournement est possible. Ceci conduit à prendre V_c comme valeur de la tension de contournement.

Si l'on tient compte de la résistance parallèle à l'arc en supposant qu'elle a la même résistivité que le reste de la couche, on arrive à :

$$V_c = (n+1)Lr^{\frac{n}{n+1}}A^{\frac{1}{n+1}} + V_e \qquad \text{(I.52)}$$

Joly et Chu ont proposé une valeur de la tension de contournement faisant intervenir un résultat provenant de la théorie des transports non linéaires dans l'air [38]. Ce résultat lie la valeur du champ électrique E [V/cm] au courant I [A] et à la distance a [cm] du point le plus chaud de l'arc à la surface. :

$$aE = 33{,}5\left(\frac{I}{a}\right)^{-0{,}062} \qquad \text{(I.53)}$$

En substituant cette relation dans les relations (48) et (49) ci-dessus, ils obtiennent :

$$V_c = 8{,}7\,Ar^{-0{,}38}a^{-0{,}235}L \qquad \text{(I.54)}$$

en tenant compte de la résistance parallèle de l'arc, la relation devient :

$$V_c = 17\,Ar^{-0{,}38}a^{-0{,}235}L \qquad \text{(I.55)}$$

avec r la résistance par unité de longueur de la couche de pollution. Pour la valeur de a, ils utilisent a = 0,1 cm.

Gopal et Rao [39] ont effectué leurs expériences sur une plaque rectangulaire de longueur L et de largeur b. Dans leur modèle ils ont utilisé l'équation proposée par Rieder pour exprimer la chute de tension dans l'arc de longueur x [39] :

$$V_a = \alpha + (\beta + x)\nu\left(\ln\frac{I}{\delta}\right)^{-3} \qquad \text{(I.56)}$$

En faisant intervenir le rayon r_0 du pied de l'arc, la tension totale aux bornes de l'isolateur pollué est :

$$V = V_a + \left(\frac{L-x}{b}\right) I \left(1 + \frac{b}{2\pi(L-x)} \ln \frac{b}{2\pi r_0}\right) + V_e \qquad \text{(I.57)}$$

La tension critique de contournement correspond au point d'intersection des courbes V en fonction de I pour différentes valeurs de x. Les constantes α, β, δ et υ dépendent du milieu environnant et du matériau des électrodes ; σ la conductivité surfacique de la couche de pollution.

3.2.9 Critère de N. Dhahbi, A. Beroual et L. Krahenbul

Contrairement aux critères précédents (empiriques ou semi-empiriques), N. Dhahbi *et al* [18] proposent un 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. Pour se faire, ils considèrent un isolateur plan de longueur de fuite L sur lequel est apparu un arc partiel de longueur X et de résistance R_{arc} comme le montre la figure I.11. 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. Cette couche de pollution peut à son tour être modélisée par une résistance R_p en parallèle avec une capacité C. Ainsi, le schéma électrique équivalent du modèle sera comme indiqué sur la figure I.12.

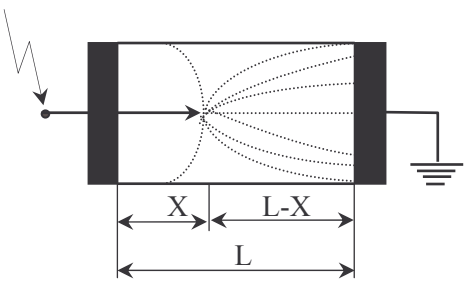


Figure I.11 : Schéma d'un isolateur pollué.

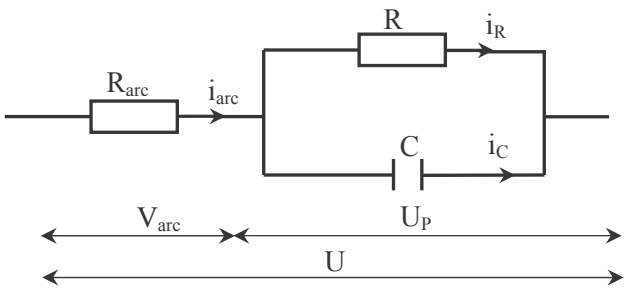


Figure I.12 : Circuit électrique équivalent.

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 d'un isolateur plan :

$$R_p = \rho_p \frac{(L-X)}{S_p} \tag{I.58}$$

et

$$C = \varepsilon \frac{S_p}{L-X} \tag{I.59}$$

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. 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 [15, 17, 20-23, 25-27]. Par ailleurs 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 :

$$R_{arc} = \rho_{arc} \frac{X}{S} \tag{I.60}$$

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

$$Z_{eq} = R_{arc} + \frac{R_p}{1 + j\omega R_p C} \tag{I.61}$$

ou encore

$$Z_{eq} = \frac{\rho_{arc^X}}{S} + \frac{\rho_p (L-X)}{S_p (1 + j\omega\rho_p \varepsilon)} \tag{I.62}$$

avec ω la pulsation.

Pour établir un critère de propagation, ces auteurs considèrent le module de l'impédance du circuit équivalent à l'isolateur pollué.

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

$$\left|Z_{eq}\right|^2 = \frac{1}{a^2 S^2 S_p{}^2} \left[\left(\rho_{arc} X S_p a + \rho_p S (L-X) \right)^2 + \omega^2 \varepsilon^2 S^2 \rho_p^4 (L-X)^2 \right] \tag{I.63}$$

où $$a = 1 + \omega^2 \rho_p^2 \varepsilon^2 \tag{I.64}$$

En posant

$$\alpha = \left(\rho_{arc} S_p a - \rho_p S\right)^2 + \omega^2 \varepsilon^2 S^2 \rho_p^4 \tag{I.65}$$

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

$$\left|Z_{eq}\right|^2 = \frac{1}{a^2 S^2 S_p{}^2}\left[\alpha X^2 - 2XL\left(\alpha + S_p a \rho_{arc}\left(S\rho_p - S_p a \rho_{arc}\right)\right) + aL^2 S^2 \rho_p^2\right] \tag{I.66}$$

et sa dérivée par rapport à X :

$$\frac{d\left|Z_{eq}\right|^2}{dX} = \frac{1}{a^2 S^2 S_p{}^2}\left[2\alpha X - 2L\left(\alpha + S_p a \rho_{arc}\left(S\rho_p - S_p a \rho_{arc}\right)\right)\right] \tag{I.67}$$

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

$$\frac{d\left|Z_{eq}\right|}{dX} \le 0 \tag{I.68}$$

ce qui conduit à :

$$X < L\left[1 + \frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha}\left(S\rho_p - S_p a \rho_{arc}\right)\right] \tag{I.69}$$

cette relation peut aussi s'écrire sous la forme

$$\frac{X}{L} - 1 < \frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha}\left(S\rho_p - S_p a \rho_{arc}\right) \tag{I.70}$$

L'analyse de cette expression conduit à distinguer trois cas :.

3.2.9.1 Premier cas :

$$\frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha}\left(S\rho_p - S_p a \rho_{arc}\right) \ge 0 \tag{I.71}$$

comme le terme $\frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha}$ est toujours positif, il y aura toujours propagation de l'arc. La condition (I.71) devient alors

$$\left(S\rho_p - S_p a \rho_{arc}\right) > 0 \tag{I.72}$$

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

$$E_{arc} = \frac{\rho_{arc}}{S} I_{arc} \tag{I.73}$$

I_{arc} étant bien entendu le courant d'arc et

$$E_p = \frac{\rho_p}{S_p \sqrt{a}} I_f \tag{I.74}$$

où I_f est le courant de fuite circulant dans la couche de pollution. Dans le cas d'une couche de pollution continue, il s'agirait d'un courant de conduction.

Selon le modèle circuit (figure I.2), nous avons :

$$I_{arc} = I_f \tag{I.75}$$

et par la suite, la condition (I.15) conduit à :

$$E_{arc} < \frac{E_p}{\sqrt{a}} \tag{I.76}$$

Sachant que dans le cas continu $a = 1$, nous pouvons écrire :

$$E_{arc} < E_p \tag{I.77}$$

Notons que le critère sur les impédances conduit à un critère de propagation identique à celui établi par Hampton [22]

3.2.9.2 Deuxième cas :

$$\frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha} \left(S \rho_p - S_p a \rho_{arc} \right) < -1 \tag{I.78}$$

Une fois développée, cette condition conduit à :

$$\frac{\rho_p}{S_p} < \frac{\rho_{arc}}{S} \tag{I.79}$$

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

3.2.9.3 Troisième cas :

$$-1 < \frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha}\left(S\rho_p - S_p a \rho_{arc}\right) < 0 \qquad \text{(I.80)}$$

L'analyse de cette expression fait apparaître le cas où l'arc s'allonge jusqu'à une distance X_0, puis s'éteint. La distance X_0 est définie par :

$$X_0 = L\left(1 + \frac{Sa\rho_{arc}}{\alpha}\left(S\rho_p - Sa\rho_{arc}\right)\right) \qquad \text{(I.81)}$$

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 ; le phénomène amorcé va s'interrompre et le système retrouvera ses propriétés isolantes.

Le second terme de l'inégalité (I.80) conduit à une condition sur les contraintes électriques :

$$E_{arc} > \frac{E_p}{\sqrt{a}} \qquad \text{(I.82)}$$

Dans le cas continu où $a = 1$, l'inégalité (I.80) devient :

$$E_{arc} > E_p \qquad \text{(I.83)}$$

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.

3.3 Modèles dynamiques

Il existe plusieurs modèles pour caractériser la dynamique de l'arc. Nous allons présenter les plus importants parmi ceux-ci.

3.3.1 Modèle de Rizk et Nguyen

Pour caractériser la dynamique de l'arc pour le cas continu, Rizk et Nguyen [40] ont considéré une résistance d'arc qui varie selon l'équation de Mayr [41] :

$$\frac{dr_a}{dt} = \frac{r_a}{\tau} - \frac{r_a^2 I^{n+1}}{\tau N} \tag{I.84}$$

avec τ = 100 µs, constante de 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 des pertes d'énergie due à l'évaporation, la convection et la condensation :

$$\delta C_p h \frac{dT}{dt} = \frac{R_p(X) i^2}{S(X)} - \delta H \frac{dh_e}{dt} - \left(H_c + \delta C_p \frac{dh_w}{dt} \right)(T - T_a) \tag{I.85}$$

où h est l'épaisseur de la couche de la 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 µw/cm^2/°C), C_p la chaleur spécifique sous pression constante, T_a la température ambiante et S(X) la surface de l'électrolyte non contournée.

Dans ce modèle, pour une durée d'impulsion de courant inférieure à 1 s, 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 T = 100 °C à partir de l'équation :

$$\frac{dh_e}{dt} = \left[\frac{R_p i^2 / S(X) - H_c (T - T_a)}{\delta \left[H + C_p (T - T_a) \right]} \right] \tag{I.86}$$

Pour calculer la vitesse de propagation, Rizk et Nguyen [40] ont adopté l'expression empirique établie par Al Baghdadi [35] et que Rizk a justifié auparavant par son analyse dimensionnelle [42]. Les résultats expérimentaux ont montré que ce modèle, reproduit correctement l'influence la résistance de protection placée en série avec l'électrode haute tension.

3.3.2 Modèle de Anjana et Lakshminarasimha

Anjana et Lakshminarasimha [37] ont proposé un modèle dynamique basé sur l'équation de Mayr [41] et sur le modèle statique d'Obenaus [8, 20]. 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 :

$$W_{th} = \frac{3}{2} kTM \qquad \text{(I.87)}$$

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 Lakshminarasimha [37] proposent un modèle, selon lequel l'arc ne se déplace que si son énergie totale W_t est supérieure ou égale à l'énergie W_{th} nécessaire pour maintenir l'arc à sa température. W_t est donnée par l'expression suivante :

$$W_t = \left(E_{arc} I_{arc} - P_0\right)\Delta t \qquad \text{(I.88)}$$

E_{arc} étant le gradient dans l'arc, P_0 les pertes par unité de longueur considérées comme constantes ; cette valeur est 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 :

$$\upsilon = \mu E_{arc} \qquad \text{(I.89)}$$

où μ est la mobilité de l'arc.

Grâce au pas de temps Δt, on déduit la variation de la longueur d'arc dX (dX = v Δt).

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.

3.3.3 Modèle de Sundararajan et Gorur

Sundararajan et Gorur [43] ont proposé un modèle dynamique qui ressemble au modèle précédent sauf qu'ils ont adopté comme critère de propagation, celui de Hampton ($E_{arc} < E_p$) pour le cas continu.

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

$$E_p = N^{\frac{1}{n+1}} r_p^{\frac{n}{n+1}} \qquad \text{(I.90)}$$

où r_p représente la résistance de pollution linéique, N = 63 et n = 0,5. Notons que la valeur de E_p utilisée par Sundararajan et Gorur est en fait la contrainte critique :

$$E_c = N^{\frac{1}{n+1}} r_p^{\frac{n}{n+1}} \qquad \text{(I.91)}$$

Celle-ci a été établi par Neumarker [29].

Pour le cas alternatif, Sundararajan et Gorur [43] utilisent le même modèle en y remplaçant le critère de propagation de l'arc par la condition de réallumage établie par Rizk [17] ($V = 23 r_p^{0,4}$).

3.3.4 Modèle de N. Dhahbi et A. Beroual

Dans ce modèle, N. Dhahbi et A. Beroual [44] considèrent que la décharge peut être représentée par un schéma électrique équivalent comme indiqué sur la figure I.13. R_i, C_i, L_i et V_i sont respectivement la résistance, la capacité, l'inductance et la tension correspondant à chaque cellule nouvellement créée représentant un nouveau déplacement partiel de l'arc. La résistance R_p représente la résistance de la couche de pollution.

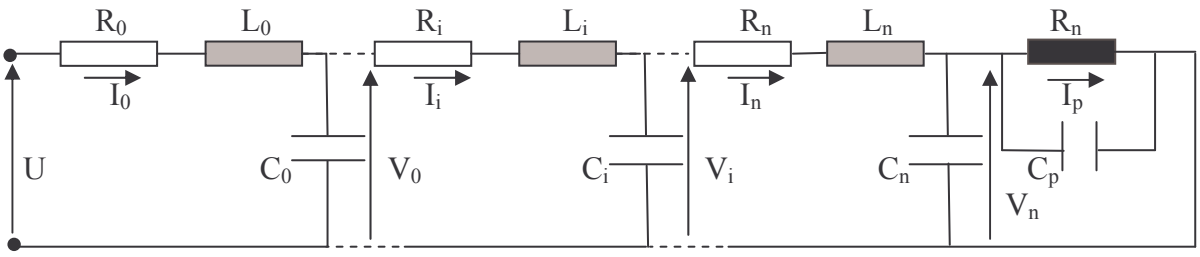


Figure I.13 : Schéma électrique équivalent.

En écrivant les équations électriques correspondant à ce circuit sous forme matricielle et en utilisant le critère d'impédance [18, 45] comme critère de propagation**,** ce modèle permet de calculer la tension de contournement critique, le temps de contournement et la vitesse de propagation, et de suivre l'évolution des paramètres caractéristiques de l'arc (courant d'arc, vitesse de propagation, chute de tension dans l'arc, tension à la tête de l'arc et charge injectée dans l'intervalle inter électrodes), pour une tension donnée pendant un intervalle de temps fixé à l'avance. Nous reviendrons sur ce modèle dans le chapitre suivant.

3.4 Vitesse de propagation

De nombreux mécanismes ont été proposés pour expliquer la propagation de la décharge sur les surfaces isolantes polluées, mais il existe peu de relations permettant d'évaluer la vitesse de propagation de la décharge.

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 [5, 56] a établi la relation suivante :

$$\frac{dX}{dt} = \frac{U^2}{\sigma r^2 (L - X)^2 Q} \tag{I.92}$$

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

Matsuo *et al* [46] 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 caméra ultra rapide, Al Baghdadi [35] a pu établir une relation empirique donnant la vitesse :

$$v = 1{,}54 \cdot 10^{-4} r_p^{2,5} \left(i^4 - i_c^4 \right) \text{ [cm/s]} \tag{I.93}$$

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

Rizk [17] a trouvé que cette formule concorde avec une analyse dimensionnelle [42] et l'a utilisé dans le modèle dynamique [40].

Rahal [47] aussi suppose que le déplacement de la charge est gouverné par les ions qui sont extraits et que la vitesse moyenne de ces ions est proportionnelle au champ E_{pr} existant à la racine de l'arc. De plus, une force de rappel provenant de la colonne de la décharge, s'exerce sur ces ions. Le champ total s'exerçant sur les ions est alors égal à la différence entre E_{pr} et E_{arc}, et la vitesse aura pour expression :

$$v = \frac{dx}{dt} = \mu\left(E_{pr} - E_{arc}\right) \tag{I.94}$$

où μ désigne la mobilité des électrons dans l'arc.
D'après Rahal, le champ peut être exprimé par :

$$E_{pr} = \frac{I\rho}{2ae}\left[\frac{sh\left(\frac{2\pi r_d}{a}\right)}{ch\left(\frac{2\pi r_d}{a}\right)} + 1\right] \tag{I.95}$$

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 charge.

L'expression de la vitesse de propagation de l'arc qui semble donner des valeurs en très bon accord avec celles mesurées expérimentalement est celle proposée par Beroual [48]. Celle-ci, établie à l'origine pour les streamers dans les diélectriques liquides a été étendue avec succès aux décharges dans d'autres milieux et aux interfaces diélectriques. Elle est basée sur le fait que pendant la propagation de l'arc, l'énergie totale W_t est dépensée sous différentes formes [48, 49], et qu'une fraction (β) de cette énergie est transférée au canal d'arc sous forme d'énergie cinétique W_c lui permettant ainsi de s'allonger d'une distance dx.

$$W_c = \beta W_t \tag{I.96}$$

β est telle que : $0 < \beta < 1$

Pendant un temps dt :

$$W_c = \frac{1}{2}\rho\pi r^2 dx v^2 \tag{I.97}$$

r est le rayon de l'arc, v la vitesse de propagation et ρ la masse volumique du gaz.

Sachant que :

$$dx = vdt \tag{I.98}$$

on a alors :

$$\frac{1}{2}\rho\pi v^3(t)\,dt = \beta dW_t(t) \tag{I.99}$$

Par conséquent :

$$v(t) = \left(\frac{2\beta}{\rho\pi r^2}\cdot\frac{dW_t(t)}{dt}\right)^{1/3} \tag{I.100}$$

ou encore

$$v(t) = \sqrt[3]{\frac{2\beta P(t)}{\rho\pi r^2}} \tag{I.101}$$

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

En utilisant cette expression, N. Dhahbi et A. Beroual [50], obtiennent des valeurs de la vitesse en très bon accord avec celles mesurées. La vitesse donnée par ce modèle est trouvée supérieure à celle donnée par ailleurs ($v = \mu E_{arc}$), même en prenant des mobilités relativement grandes (de l'ordre de 100 cm^2 / Vs). Cependant, l'augmentation de la vitesse de propagation avec la longueur et le courant de la décharge donnée par ce modèle trouve confirmation dans les observations rapportées dans la littérature [17, 21, 47, 51], 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.

4 Paramètres d'influence

4.1 Influence de la polarité

Les modèles classiques de contournement en tension continue, ne font pas la différence entre les polarités. De ce fait, ces modèles n'expliquent pas les résultats expérimentaux rapportés par un certain nombre de chercheurs [47, 52, 53], selon lesquels les tensions critiques en polarité négative sont environ 2/3 des tensions critiques en polarité positive.

Wilkins et Al-Baghdadi [35] ont remarqué que pour des valeurs de grandes résistances, 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 des tensions négatives, on a un gradient de la 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 Zhicheng [54] 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.

De même, pour expliquer les valeurs plus faibles trouvées en polarité négative, certains auteurs [47, 52, 53] 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 les gradients de tension dans celle-ci et l'atmosphère dans laquelle se développe la décharge. En polarité négative, la pulvérisation n'ayant pas lieu, la décharge se propagera dans l'air sec.

4.2 Influence des paramètres de la source

A partir des résultats de simulations et d'expériences, Rizk [40] a montré qu'une chute de tension maximale aux électrodes est incapable d'expliquer toute seule 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 de dimensionnement de la capacité d'entrée de la source contrôlée.

Du point de vue électrique, Pissalto [52] 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 expérimentales, Wilkins [35] 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 840 V.

Un modèle théorique de calcul de la chute de potentiel cathodique a été proposé par Chen et Nour [55]. Ce modèle établi pour le cas des décharges luminescentes sur certaines surfaces métalliques est basé sur l'équation de Poisson et sur le mécanisme d'avalanche de Townsend. Les résultats numériques obtenus concordent avec les mesures expérimentales ; ce qui a permis aux auteurs de conclure que la valeur de 800 V pour la chute de potentiel est raisonnable.

D'après Rizk [17], en dehors des conditions où le niveau de potentiel 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 de contournement

Tout processus de contournement dure un moment, ce dernier est caractérisé par le temps qui s'écoule entre l'instant d'amorçage de la décharge et l'instant où son pied atteint l'électrode basse tension. Dans le cas d'une tension alternative, ce temps est précédé d'un temps t_0 plus grand qu'une demi période pendant lequel la décharge s'éteint et se rallume plusieurs fois avant de contourner la surface de l'isolateur. Ce temps t_0 est appelé temps de retard ; il correspond à la durée pendant laquelle le milieu où brûle la décharge, perd ses propriétés isolantes. Dans une étude expérimentale de mesure du champ électrique dans l'arc en fonction du temps, Swift [56] a observé la dépendance du temps de contournement avec la nature de mouillage de l'isolateur.

Ghosh et Chatterjee [23, 28] ont montré que le temps de 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 1 ms et que toute augmentation de la tension n'a pas d'effet remarquable sur le temps de contournement.

Matsuoka *et al* [57] ont montré également que le temps de 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 la pollution et le temps de contournement.

En étudiant l'influence de la tension appliquée sur le temps de contournement d'un canal d'électrolyte en tension continue, Pollentes [58] 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 [53].

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 donné de l'isolateur) qui permet d'avoir une tension de contournement plus élevée
- une géométrie de l'isolateur permettant le nettoyage naturel de ce dernier par le vent ou 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, Chen et Nour [59] ont définit 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 (Fig. I.14)

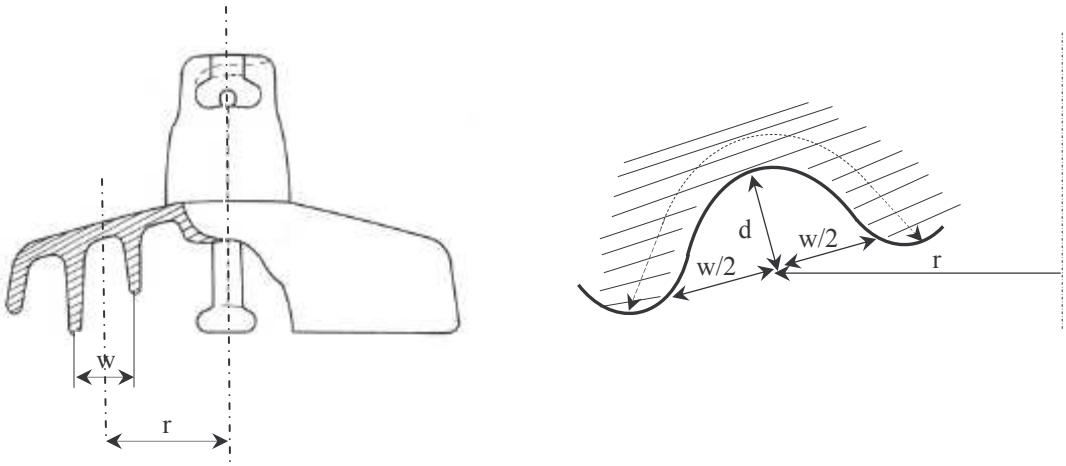


Figure I.14: Exemple réel de profil d'un isolateur

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

$$\xi = 1 - \exp\left[\frac{-kw}{d}\right] \tag{I.102}$$

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

$$L_{eff} = \xi L \tag{I.103}$$

Pour différentes formes d'isolateurs, Claverie et Porcheron [26, 27] ont donné des courbes de variation de R_p / ρ en fonction de la longueur de l'isolateur et ont déduit une fonction F(X) telle que :

$$R_p = \rho F(X) \tag{I.104}$$

F(X) est appelée fonction de répartition de la couche de pollution ; R_p et ρ sont respectivement la résistance et la résistivité de la couche polluante.

En pollution artificielle, et en faisant des mesures en alternatif et en continu pour une large variété de formes d'isolateurs, Renyu et Zicheng [54] 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 Gorur [60].

4.6 Les arcs multiples

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

Rizk [40] 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 obtient la relation suivante :

$$m = m_d^{1-X/L} \tag{I.105}$$

Le nombre m_d de bandes sèches est supposé égal 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 [40]. Ce modèle est basé sur celui d'Obenaus [8]. Ainsi, la tension aux bornes de l'isolateur sera :

$$U = V_{arc} + R_p(X)I + mV_e \tag{I.106}$$

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

Ce problème a été aussi traité par Chen et Nour [59] 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.

Le schéma du modèle multi-arcs est donné sur la figure I.15. L'équation qui décrit le modèle du circuit équivalent est dans ce cas [59] :

$$V = NI_m^{-n}X_m + r(L - X_m)\sum_{k=1}^{m} I_k + V_e \tag{I.107}$$

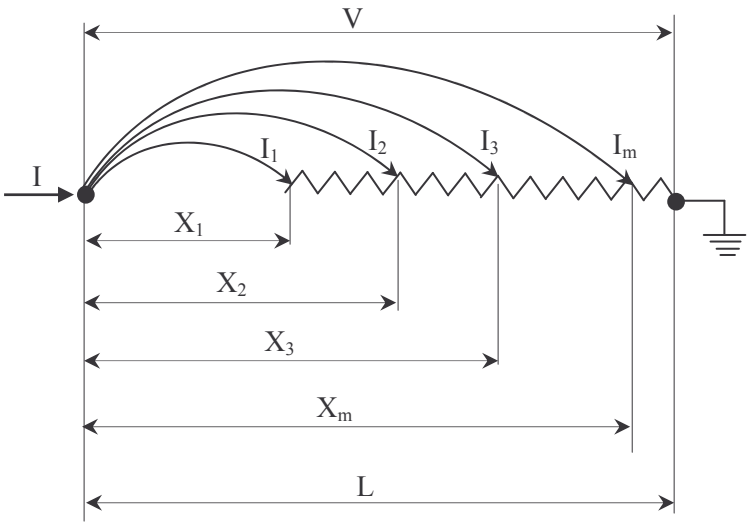


Figure I.15 : Modèle multi-arc

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 :

$$\frac{dV}{dI_m} = 0 \tag{I.108}$$

et

$$\frac{dV}{dX_m} = 0 \tag{I.109}$$

Le modèle multi-arcs de Chen et Nour [59] a été adapté par Zmajkovic [51], 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 écrite par l'équation de Reider [61] (modèle de Rao et Gopal), alors que les précédentes sont décrites par l'équation d'Ayrton (modèle de Chen et Nour) [59].

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

$$V = \alpha + (\beta + X_m)\gamma\left(\ln\frac{I_m}{\delta}\right)^{-3} + r_p(L - X_m)\sum_{k=1}^{m} I_k + V_e \tag{I.110}$$

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

L'expression (I.110) donne 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 :

$$\alpha+(\beta+X_m)\gamma\left(\ln\frac{I_m}{\delta}\right)^{-3}=NI_{m-1}^{-n}X_{m-1}+r_p\left(X_m-X_{m-1}\right)\sum_{k=1}^{m-1}I_k \qquad \text{(I.111)}$$

les autres branches sont décrites par l'équation :

$$NI_{j+1}^{-n}X_{j+1}=NI_j^{-n}X_j+r_p\left(X_{j+1}-X_j\right)\sum_{k=1}^{j}I_k \qquad \text{(I.112)}$$

où j=1, 2…m-2

4.7 Couche de pollution non uniforme

La couche de la 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 attribuent 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 [16] 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 Lakshminarasimha [37] ont aboutit aux mêmes conclusions.

A partir des expériences en pollution artificielle, Matsuoka *et al* [62] ont trouvé que le degré de non uniformité des couches polluantes est étroitement lié aux caractéristiques de la résistance surfacique et à leur variation en fonction du temps.

4.8 Formation des bandes sèches

Le problème de la formation des bandes sèches a été traité par différents chercheurs [63-65]. Gellert et Rasmussen [65] ont modélisé la formation de bandes sèches par éléments finis en considérant la relation entre 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 :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \Delta(D\Delta C) + V - fT \tag{I.113}$$

pour la distribution de la buée,

$$\Delta(\sigma\Delta V) = 0 \tag{I.114}$$

pour la distribution de la tension,

$$C_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta(K\Delta T) + (\Delta V)^2 \sigma \tag{I.115}$$

pour la distribution de la température, où :

C [g/cm^3] est la quantité de buée par unité de volume de dépôt polluant,

D [cm^2/s] est le coefficient de diffusion,

V [g/cm^{3}s] est la vitesse de mouillage,

f [g/cm^3°C] est la fonction d'évaporation,

σ [1/Ωcm] est la conductivité,

C_p [J/g°C] est la chaleur spécifique à pression constante

ρ [g/cm^3] est la densité,

K [Wcm°C] est le coefficient de transfert par conduction,

t est le temps.

Les équations (I.113) – (I.115) 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 voisinages 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 [65] ont trouvé une concordance qualitative avec les résultats expérimentaux. Cependant, beaucoup de travail reste à faire pour exploiter ce modèle.

5 Conclusion

Le phénomène de contournement fait intervenir plusieurs paramètres qui évoluent dans le temps. Par ailleurs, l'étude de ce phénomène a été souvent réalisée sur la base des modèles statiques et étendu par la suite au cas dynamique. Excepté le modèle de Dhahbi et Beroual, tous ces modèles ne donnent aucune explication sur le mécanisme physique de la propagation de la décharge. D'autre part, aucun de ces modèles ne traite de la configuration réelle des couches de pollution qui sont en fait discontinues du fait de la géométrie des électrodes, de leur disposition (inclinaison) et des agents de nettoyage naturels (pluie, vent…).

Dans le chapitre suivant, nous présentons un modèle dynamique permettant de déterminer les différentes caractéristiques de la décharge se propageant sur des isolateurs couverts de couches de pollution distribuées de façon discontinue.

Chapitre II

MODELISATION DYNAMIQUE DE L'ARC ELECTRIQUE SUR DES COUCHES DISCONTINUES

1 Introduction

La majorité des modèles rapportés dans la littérature, sont des modèles statiques dont certains on été étendus de façon empirique au cas dynamique. Ces modèles permettent de prédire la tension de contournement critique sans tenir compte de l'évolution temporelle des différents paramètres électriques, thermiques, géométriques,… impliqués dans le phénomène de contournement. Dans ce chapitre, nous présentons un modèle dynamique autonome permettant de tenir compte de la variation dans le temps des différents paramètres. Celui-ci est similaire, dans son approche, à celui proposé par Dhahbi et Beroual [18] pour les isolateurs uniformément pollués. La différence réside dans le fait que nous considérons des couches de pollution discontinues. Par conséquent, le calcul de certains paramètres sera effectué de la même manière que dans les travaux antérieurs de notre groupe. Nous supposons que la décharge se propage sur une surface stable.

2 Principes de base du modèle

Le modèle consiste à représenter l'isolateur pollué avec ses différentes bandes ainsi que la décharge se propageant à sa surface par un circuit électrique équivalent. La figure II.1 donne un exemple pour une telle configuration et la figure II.2, le schéma électrique pour un canal de décharge se propageant sur une bande de pollution. Le canal de la décharge est assimilé à un cylindre conducteur que l'on peut représenter par des cellules *RLC* (*R*, *L* et *C* sont respectivement la résistance, l'inductance et la capacité déterminées à partir de lois physiques, de la théorie des décharges dans les gaz et du calcul du champ électromagnétiques).

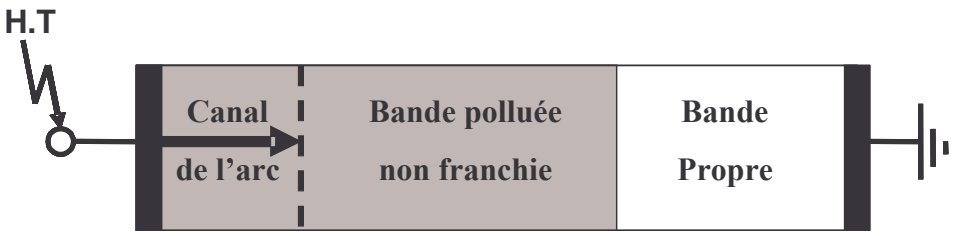


Figure II.1: Configuration d'une surface isolante constituée de deux bandes (polluée et propre).

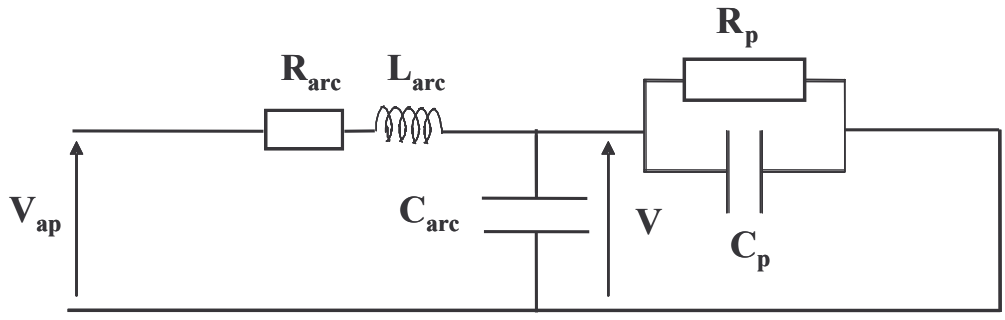


Figure II.2: Modèle du circuit électrique équivalent d'un canal de décharge en série avec la couche de pollution restante pour une bande de pollution de la surface de l'isolateur.

R_{arc}, L_{arc} et C_{arc} sont respectivement la résistance, l'inductance et la capacité représentant le canal d'arc. R_p et C_p) sont la résistance et la capacité représentant la couche de pollution de la bande considérée. V représente la tension de l'arc et V_{ap} la tension appliquée aux bornes des électrodes.

Notons que les travaux de Dhahbi et Beroual ont montré que l'influence de l'inductance était négligeable [45].

3 Propagation de la décharge et équations du circuit électrique équivalent

Pour initier la décharge, il faut que la tension appliquée soit suffisamment élevée de manière à satisfaire le critère d'initiation d'une décharge de type couronne. Si tel est le cas, une décharge couronne de longueur x_0 prend naissance. Si le canal de décharge est suffisamment alimenté par le courant de décharges couronne, la décharge peut alors se développer. Dans le cas inverse, le canal se refroidit et disparaît, sauf si les caractéristiques de la tension appliquée favorisent une réactivation du canal. Pour analyser le phénomène de propagation, nous utiliserons comme critère de propagation de la décharge locale celui basé sur les impédances linéiques présenté dans le chapitre précédent [18].

Chaque fois que le critère de propagation est satisfait, la décharge avance d'un pas (ou bond). Et à chaque déplacement partiel correspond une nouvelle cellule *RLC* qui viendra se connecter à la précédente. Ainsi, la propagation de la décharge sera décrite par des cellules R_i L_i C_i en série comme indiqué dans la figure II.3. V_{ap} est la tension appliquée aux bornes de la

bande de pollution considérée ; R_i, L_i et C_i sont respectivement la résistance, l'inductance et la capacité de la cellule numéro i nouvellement créée et N le nombre de bonds de la décharge. R_{pi} est la résistance de la surface de la bande non franchie. Lorsque la décharge court-circuite une bande de longueur et de résistivité données, elle continue sa propagation par sauts de la même manière, sur la bande suivante ; les paramètres de la décharge varient selon les caractéristiques de la nouvelle bande. De plus, on suppose que la décharge a une longueur initiale x_0 de résistance R_0 en série avec une inductance L_0 et une capacité C_0 en parallèle. La valeur de x_0 utilisée par les chercheurs est de 1% de la longueur de fuite totale [16, 37, 43]. Dans ce qui suit, nous supposons que l'épaisseur de la surface de l'isolateur (substrat) est importante de manière à négliger l'effet capacitif de l'isolateur.

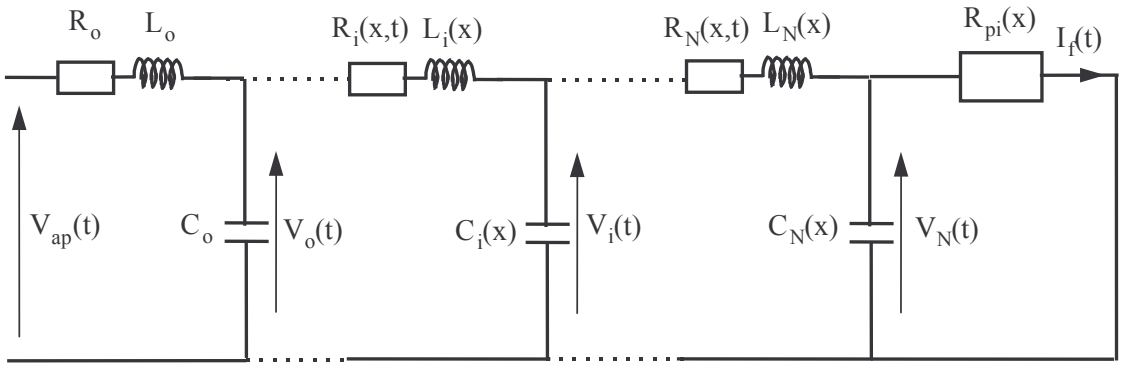


Figure II.3: Modèle du circuit électrique équivalent décrivant la propagation de la décharge sur une bande de pollution donnée de la surface de l'isolateur.

Ainsi, en écrivant les équations donnant la tension et le courant pour un tel circuit, on aura :

$$V_{N-1}(t) - V_N(t) = R_N I_N + L_N \frac{dI_N}{dt} \qquad \text{(II.1)}$$

$$I_N(t) = C_N \frac{dV_N(t)}{dt} + I_f(t) \qquad \text{(II.2)}$$

$$I_f(t) = \frac{V_N(t)}{Z_p} \qquad \text{(II.3)}$$

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

En utilisant la représentation d'état, on peut écrire les équations ci-dessus sous forme d'un système d'équations différentielles du premier ordre :

$$\frac{dX(t)}{dt} = AX(t) + BU(t) \qquad \text{(II.4)}$$

$$Y(t) = CX(t) + DU(t) \qquad \text{(II.5)}$$

où A, B, C, et D sont des 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.

La résolution de ces équations d'état (équations différentielles du premier ordre) permet de calculer les différentes caractéristiques de la décharge (le courant et la charge électrique, la vitesse de propagation instantanée, le rayon du canal de la décharge …) en fonction de la géométrie de la surface, la largeur, l'épaisseur, et la résistivité des différentes bandes de pollution de la surface de l'isolateur. Ainsi, le courant sera donné par la relation :

$$I_{arc} = \frac{V_{N-1}(t) - V_N(t)}{R_N} \qquad \text{(II.6)}$$

La charge injectée est la somme des charges élémentaires :

$$Q(t) = \sum_{i=1}^{N} q_i = \sum_{i=1}^{N} C_i V_i(t) \qquad \text{(II.7)}$$

N étant le nombre de sauts de l'arc, C_i la capacité à la tête de l'arc et V_i représente la tension à la tête de l'arc.

La chute de tension dans l'arc est alors donnée par l'expression ci-dessous :

$$V_{arc}(t) = V_{ap}(t) - V_N(t) \qquad \text{(II.8)}$$

Pour calculer le rayon du canal de la décharge, nous utiliserons la formule proposée par Wilkins [7]. Pour ce qui est de la vitesse, elle sera calculée par la relation proposée par Beroual [49].

4 Les paramètres du circuit électrique équivalent

4.1 Impédance de la couche de pollution

4.1.1 La résistance R_p

Du fait de la complexité de la géométrie des isolateurs et de l'état de l'arc au contournement, il est très difficile d'exprimer la résistance de pollution par une simple équation. Cependant, diverses expressions de cette résistance ont été proposées en partant de modèles simples.

4.1.1.1 Modèle linéaire

Le modèle linéaire est le plus utilisé [15-17, 22, 37, 43]. Celui-ci consiste à exprimer la résistance de la couche polluée comme une fonction linéaire de la longueur de fuite.

$$R_p = r_p \left(L - X \right) \qquad \text{(II.9)}$$

r_p représente la résistance linéique.

4.1.1.2 Modèle de Wilkins

Tenant compte de la constriction des lignes de courant au niveau des points formant la base de l'arc, Wilkins [25] a supposé que ces points forment des demi cercles aux limites des bandes sèches. 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 :

$$R_p = \frac{1}{2\pi\sigma}\left[\frac{\pi\left(L - X\right)}{a} + \log\frac{a}{2\pi r} \right] \qquad \text{(II.10)}$$

Dans le cas d'une bande large, R_p aura pour expression [25] :

$$R_p = \frac{1}{2\pi\sigma}\left[\log\frac{2L}{\pi r} - \log\left(\tan\frac{\pi X}{2L}\right)\right] \qquad \text{(II.11)}$$

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.

4.1.1.3 Modèle de Renyu et Zhicheng

Zhicheng et Renyu [54] ont démontré qu'en ramenant une structure complexe à un modèle plan (figure II.4), on peut écrire la résistance R_p sous la forme :

$$R_p = \frac{1}{\pi\sigma}\ln\frac{L-X}{r} \qquad \text{(II.12)}$$

σ étant la conductivité de la couche de pollution et r le rayon à la tête de l'arc.

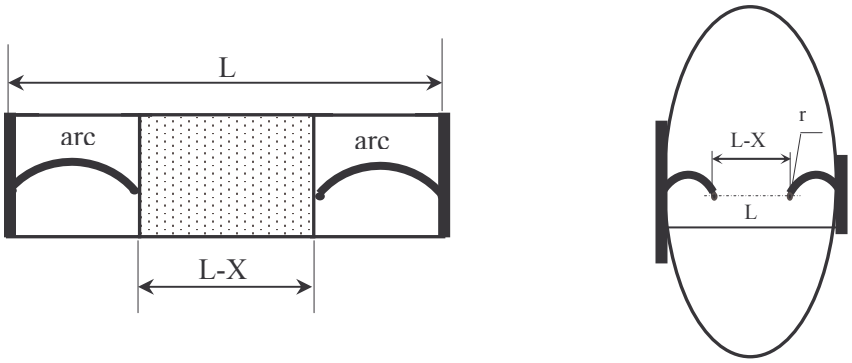


Figure II.4 : Modèle de Renyu et Zhicheng.

Nous utiliserons ces expressions dans la suite de ce travail.

4.1.2 La capacité C_p

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

$$C_p = \varepsilon_p \frac{S_p}{L - X} \tag{II.13}$$

ε_p, S_p étant la permittivité et la section de la couche de pollution.

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

$$S_p = \pi e_p \left(e_p + 2r_i \right) \tag{II.14}$$

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

Pour le cas d'une surface plane, S_p est donnée par l'expression :

$$S_p = e_p \cdot l \tag{II.15}$$

l est la largueur de la couche de pollution

4.2 Caractéristiques de l'arc

4.2.1 Capacité à la tête de l'arc

La capacité à la tête de l'arc C_{arc} est celle se trouvant entre la tête de l'arc et l'électrode en face ; elle peut être obtenue en faisant une approximation sphère - plan [66] :

$$C_{arc} = 4\pi\varepsilon_0 r \cdot sh(\alpha) \sum_{n=1}^{\infty} \left[sh(n\alpha) \right]^{-1} \tag{II.16}$$

avec

$$\cosh(\alpha) = \frac{L - X}{r} \tag{II.17}$$

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

4.2.2 Résistance de l'arc

Pour décrire le comportement dynamique de l'arc, nous adopterons l'équation de Mayr [67] établie en supposant que l'arc est assimilable à un cylindre de rayon constant et que l'évacuation de l'énergie produite par effet Joule, est due uniquement à la conductivité thermique. Notons que la résistance de l'arc est non linéaire. De plus, si la conductivité thermique dans l'arc et la température de paroi sont supposées constantes, la puissance évacuée P_0 sera alors constante et la conductivité électrique suivra une loi exponentielle vis-à-vis de la quantité de chaleur accumulée par la décharge :

$$\frac{d}{dt}\left[\ln\frac{1}{R_{arc}}\right]=\frac{1}{\tau}\left(\frac{V_{arc}I_{arc}}{P_0}-1\right) \qquad \text{(II.18)}$$

où V_{arc} et I_{arc} sont la tension et le courant dans l'arc, R_{arc} est sa résistance. τ est la constante de temps de l'arc et est fonction de l'inertie thermique du milieu.

Notons que le modèle de Mayr n'est valable que sur un intervalle de temps bien défini ; les valeurs des constantes P_0 et τ avant et après le passage par zéro du courant ne sont pas identiques. Dans ce qui suit, nous adopterons les valeurs utilisées par ailleurs [16, 37, 40], soient :

$$\tau = 100\mu s \qquad \text{(II.19)}$$

$$P_0 = E_{arc}I_{arc} \qquad \text{(II.20)}$$

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

$$E_{arc} = AI_{arc}^{-1} \qquad \text{(II.21)}$$

on aboutit ainsi à une valeur constante de P_0 :

$$P_0 = A \qquad \text{(II.22)}$$

Nous conservons les mêmes valeurs pour de τ et P_0 au passage du courant par zéro en supposant qu'à cet instant, 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.

4.2.3 Rayon du canal de décharge

La mesure du diamètre du canal d'arc est très délicate car la partie lumineuse n'est pas forcement identique à la partie qui assure la conductivité ou à la partie dans laquelle est repartie la charge d'espace. D'autre part, comme les frontières de l'arc ne sont pas définies de façon très nette nous sommes amené à utiliser un diamètre équivalent. Pour se faire, nous utilisons le modèle de Wilkins défini par l'équation (II.22) reliant le courant et le rayon r_{arc} de l'arc :

$$r_{arc} = \sqrt{\frac{I_{arc}}{1{,}45\pi}} \text{ (cm)} \qquad \text{(II.23)}$$

4.2.4 Vitesse de propagation de la décharge

La vitesse de propagation de la décharge est calculée à partir de la relation de Beroual [48].

$$v(t) = \left(\frac{2\beta}{\rho \pi r^2} \frac{dW(t)}{dt} \right)^{1/3} \qquad \text{(II.24)}$$

ou

$$v(t) = \left(\frac{2\beta}{\rho \pi r^2} P(t) \right)^{1/3} \qquad \text{(II.25)}$$

avec β la fraction de l'énergie totale dédié au déplacement de la décharge: $0 < \beta < 1$

r est le rayon de l'arc, v la vitesse de propagation et ρ la masse volumique du gaz.

$P(t)$ et *W(t)* étant la puissance et l'énergie injectées dans l'intervalle.

$$P(t) = V_{arc} \cdot I_{arc} \qquad \text{(II.26)}$$

4.2.5 Tension d'arc

L'expression de la tension d'arc est déterminée en partant du cas critique relatif au critère de propagation (critère d'impédance), proposé par Dhahbi *et al* [18]. En effet, d'après l'expression (I.70), on a :

$$\frac{S_p a \rho_{arc}}{\alpha}\left(S\rho_p - S_p a \rho_{arc}\right) = 0 \qquad \text{(II.27)}$$

d'où

$$S\rho_p = S_p a \rho_{arc} \qquad \text{(II.28)}$$

ou encore

$$E_{arc} = \frac{E_p}{\sqrt{a}} \qquad \text{(II.29)}$$

d'où la tension d'arc :

$$V_{arc} = \frac{\rho_{arc}{}^{X}}{S} I_{arc} \qquad \text{(II.30)}$$

Des équations (II.27) et (II.29), on obtient la relation donnant la tension d'arc :

$$V_{arc} = \frac{\rho_p}{S_p a} X I_{arc} \qquad \text{(II.31)}$$

Et la densité du courant de fuite dans la couche de pollution J_f sera alors :

$$J_f = \sqrt{\sigma^2 + \omega^2 \varepsilon^2 E_p} = \frac{\sqrt{a}}{\rho_p} E_p \qquad \text{(II.32)}$$

σ étant la conductivité électrique.

Et comme

$$V_{arc} = \frac{X E_p}{\sqrt{a}} = X E_{arc} \qquad \text{(II.33)}$$

alors

$$V_{arc} = \frac{E_p}{\sqrt{a}} X \frac{I_{arc}}{I_f} \qquad \text{(II.34)}$$

4.2.6 Transfert d'énergie dans l'arc [68]

L'accélération des électrons sous l'effet du champ électrique conduit à des collisions avec les particules lourdes présentes entraînant ainsi la multiplication des porteurs de charges et l'augmentation du courant. L'intensité du champ électrique dans l'arc ainsi que le courant d'arc vont en dépendre. Si I_{arc} (A) est le courant et E_{arc} (Vm^{-1}) l'intensité du champ électrique dans l'arc, l'énergie fournie par seconde et par unité de longueur aux électrons sera égale à :

$$P = E_{arc} I_{arc} \qquad \text{(II.35)}$$

Cette puissance linéique est restituée par les électrons sous différentes formes :

4.2.6.1 Par collision élastique - avec les particules lourdes -

$$P_{coll} = 3 \frac{m_e}{m_L} k (T_e - T_L) n_e f \qquad \text{(II.36)}$$

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

4.2.6.2 Par conduction thermique

La quantité de chaleur transmise est donnée par la loi de Fourier [69] en coordonnées sphériques, en se plaçant dans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL) :

$$P_{th} = \frac{dQ}{dt} = \lambda A \frac{\partial T_e}{\partial n} \qquad \text{(II.37)}$$

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 représente la quantité de chaleur linéique dans l'arc.

4.2.5.3 Par diffusion ambipolaire

$$P_A = \left(W_i + \frac{5}{2} kT_e \right) D_A \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) \qquad \text{(II.38)}$$

W_i est l'énergie d'ionisation des particules lourdes et le terme $\left(W_i + \frac{5}{2} kT_e \right)$ 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.

4.2.6.4 Par rayonnement

Cette énergie correspond au rayonnement du plasma suite aux collisions inélastiques. Elle est négligeable aux faibles valeurs de n_e. Cependant, l'importance de ce terme augmente avec la température électronique entraînant ainsi l'augmentation des collisions inélastiques, de la conductivité thermique, électronique et de la diffusion.

En se plaçant dans l'hypothèse ETL, les pertes par radiation seront faibles et la puissance linéique P sera uniquement dissipée dans l'arc par conduction thermique [15, 56]. Dans ces conditions :

$$P = P_{th} = \frac{dQ}{dt} = E_{arc} I_{arc} \qquad \text{(II.39)}$$

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

En supposant que les surfaces iso thermiques du canal d'arc sont des hémisphères et que l'équation de propagation de la température est unidimensionnelle, il vient :

$$E_{arc} I_{arc} = \pi \lambda_{av} T \qquad \text{(II.40)}$$

T est la température axiale nécessaire à l'ionisation thermique, et λ_{av} la conductivité thermique de l'air ou de la vapeur d'eau. Elle peut être déterminée par la relation [70] :

$$\lambda_{av} = \sum_{i=a}^{v} \frac{\lambda_i}{1 + \frac{A_i (1 - v_i)}{v_i}} \qquad \text{(II.41)}$$

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 liés respectivement à l'air et à la vapeur d'eau.

La tension d'arc peut être déduite en combinant les équations (II.34), (II.40) et (II.41):

$$V_{arc} = \pi T \left[\sum_{i=a}^{v} \frac{\lambda_i}{1 + \frac{A_i (1 - v_i)}{v_i}} \right] \frac{X}{I_{arc}} \qquad \text{(II.42)}$$

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

on aura :

$$V_{arc} = \frac{NX}{I_{arc}^{n}} \qquad \text{(II.43)}$$

Cette expression obtenue analytiquement rappelle celles empiriques ou semi empiriques rencontrées dans la littérature établies à partir des résultats expérimentaux et utilisées par différents chercheurs pour caractériser la tension d'arc [15, 17, 20-23, 25-27]. Les valeurs des différentes constantes peuvent être trouvées dans la littérature. Par exemple pour $T = 1000\,°\text{K}$, la conductivité de l'air $\lambda_a = 0,06279\,\text{W/m°K}$ [71] et celle de la vapeur d'eau $\lambda_v = 0,079$ W/m°K [72].

En revenant au circuit équivalent, on peut écrire :

$$V_{ap} = \frac{NX}{I_{arc}^{n}} + Z_p (L - X) I_{arc} \qquad \text{(II.44)}$$

Z_p étant l'impédance de la couche de pollution.

Pour une couche de pollution à dominance résistive, l'équation (II.44) devient :

$$V_{ap} = \frac{NX}{I_{arc}^{n}} + r_p (L - X) I_{arc} \qquad \text{(II.45)}$$

5 Courant critique et tension de contournement

Les valeurs critiques du courant de fuite et de la tension de contournement sont des paramètres fondamentaux qui permettent, du point de vue pratique, de dimensionner les isolateurs. Ainsi, le courant critique I_c peut être obtenu en dérivant l'équation (II.44) par rapport à X :

$$I_c = \left(\frac{N}{r_p} \right)^{\frac{1}{n+1}} \qquad \text{(II.46)}$$

Et en dérivant l'équation (II.45) par rapport à I_{arc}, on aura :

$$\frac{X_c}{L} \left[1 + \frac{N_n}{r_p I_{arc}^{n+1}} \right]^{-1} \qquad \text{(II.47)}$$

d'où la longueur d'arc critique X_c :

$$X_c = \frac{L}{n+1} \qquad \text{(II.48)}$$

La tension critique de contournement de la bande considérée sera alors :

$$V_c = LN^{\frac{1}{n+1}} r_p^{\frac{n}{n+1}} \qquad \text{(II.49)}$$

Les valeurs des constantes N et n définissant la caractéristique statique de l'arc, dépendent de la nature du milieu où brûle la décharge ; elles varient selon les auteurs (tableau II.1).
Dans le modèle analytique [50], 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. Les caractéristiques $I_c = f\left(r_p\right)$ des données obtenues par ces différents modèles empiriques [17, 20 22, 25, 27] ont été trouvé en très bon accord avec le modèle analytique. En effet, pour les résistances linéiques allant jusqu'à 10^4 Ω/cm, la caractéristique donnée par le modèle analytique se trouve entre celles issues de modèles empiriques. Elle apparaît comme une courbe moyenne par rapport à celles données par les modèles empiriques. La caractéristique du champ critique $\left(U_c / L\right)$ en fonction de r_p, donné par le modèle analytique est aussi en bon accord avec celles obtenues par les modèles empiriques [17, 20, 22, 25, 27].

Tableau II.1 : Valeurs des constantes N et n suivant les auteurs

Auteurs	**N**	**n**	
Obenaus	100	0,7	Air sec
Claverie 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	

L'intérêt du modèle que nous venons de présenter est qu'il est établi analytiquement à partir de considérations physiques. Il permet de prédire les grandeurs caractéristiques du phénomène de contournement et plus particulièrement la tension et le courant critiques.

6 Facteur de forme

Pour prendre en compte la géométrie de l'isolateur, on introduit le facteur de forme *f* dans l'équation (II.48) [16, 30, 37, 40, 43, 45] :

$$f = \frac{1}{\pi}\int_0^{Lu} \frac{dl}{D(l)} \qquad \text{(II.50)}$$

où $D(l)$ est le diamètre de l'isolateur à la longueur l ; Lu est la longueur totale de l'isolateur. On définit alors un diamètre effectif par la relation :

$$D_{eff} = \frac{L_u}{\pi f} \qquad \text{(II.51)}$$

ou encore

$$D_{eff} = \frac{1}{\pi f'} \qquad \text{(II.52)}$$

avec

$$f' = \frac{f}{L_u} \qquad \text{(II.53)}$$

Pour un isolateur cylindrique, la résistance linéique est donnée par la relation :

$$r_p = \frac{1}{\sigma \pi D_{eff}} \qquad \text{(II.54)}$$

σ est la conductivité surfacique.

En introduisant le facteur de forme, l'expression de la tension critique deviendra :

$$V_c = N^{\frac{1}{n+1}} \left(\frac{f'}{\sigma}\right)^{\frac{n}{n+1}} L \qquad \text{(II.55)}$$

Les relations qui viennent d'être présentées sont introduites dans l'organigramme de la figure II.5. 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 permet d'une part de calculer la tension de contournement critique dynamique puisqu'il prend en compte la variation dans le temps de certains paramètres, le temps au contournement et la vitesse de propagation ; d'autre part de suivre l'évolution de certains paramètres caractéristiques de l'arc tels que son courant, sa vitesse de propagation, sa chute de tension, la tension à sa tête et la charge injectée dans l'intervalle inter électrodes pour une tension donnée pendant un intervalle de temps fixé à l'avance.

A l'organigramme présenté sur la figure II.5, nous rajouterons des modules et des tests propres à chaque type de tension appliquée. Les simulations sont exécutées sur MATLAB. En implémentant les conditions initiales de l'isolateur telles que sa géométrie, sa largeur, l'épaisseur et la conductivité de chaque bande, la distribution des bandes (c'est-à-dire leur configuration) et l'onde de tension, nous calculons d'abord les différents paramètres du circuit puis nous effectuons le test avec le critère de propagation et la longueur de chaque bande. Notons que le critère que nous utilisons est celui de l'impédance établi par notre groupe [18].

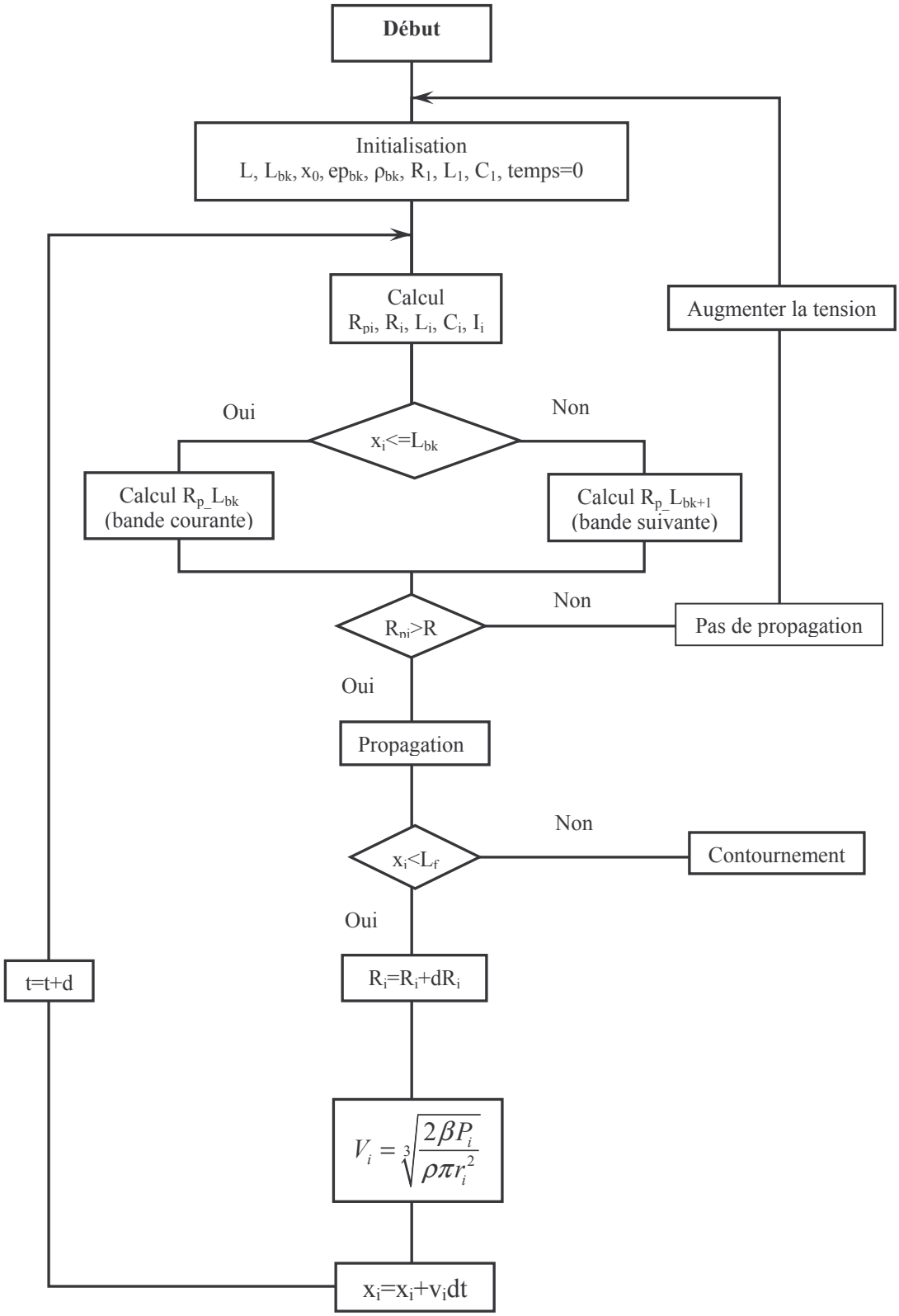


Fig. II.5 Organigramme du modèle dynamique

L est la longueur inter-électrodes, x_0 est la longueur initiale de l'arc, L_{bk}, ep_{bk}, ρ_{bk} représentent la longueur, l'épaisseur et la conductivité d'une bande donnée, R_1, L_1, C_1 sont la résistance, l'inductance et la capacité de l'arc initialisé, R_{pi}, R_i, L_i, C_i, I_i sont respectivement la résistance de pollution, la résistance de l'arc, l'inductance, la capacité et le courant dans l'arc pour une cellule i (quelconque), x_i est la longueur parcourue par l'arc jusqu'à un point donné tandis que $R_p_L_{bk}$ et $R_p_L_{bk+1}$ sont respectivement les résistances de pollution pour la bande courante et future, enfin V_i représente la vitesse de l'arc à l'intant i.

7 Conclusion

Le modèle analytique présenté est basé sur l'équilibre énergétique, le circuit électrique équivalent et les caractéristiques physiques de l'arc. Il tient compte de la géométrie de l'isolateur réel grâce à l'introduction du facteur de forme. 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 durant la propagation, du type de bande (selon ses caractéristiques), du profil de l'isolateur, de la constriction des lignes de courant au pied de la décharge, de la variation du rayon de l'arc pendant son évolution et ce jusqu'au contournement et la vitesse instantanée de propagation de la décharge. Il nous permet également de voir l'évolution de la tension à la tête de l'arc et la chute de tension dans l'arc.
Dans les chapitres suivants, nous allons appliquer ce modèle pour déterminer les différentes caractéristiques de la décharge se propageant sur des surfaces d'isolateurs couvertes de couches discontinues soumises à différents types de tension.

Chapitre III

VALIDATION DU MODELE EN TENSION IMPULSIONNELLE

1 Introduction

En raison du profil des isolateurs, de l'intensité et de la direction de la pluie et du vent, du chauffage local qui engendre le séchage de certaines zones de la surface des isolateurs, les couches de pollution sont généralement non uniformes. Cette irrégularité de la distribution de la pollution influence directement la propagation des décharges surfaciques et la tension de contournement (d'arc) des isolateurs. De nombreuses études ont été effectuées sur la tension d'arc et le courant de fuite en fonction de la conductivité des dépôts de pollution, de la géométrie et de la longueur de fuite des isolateurs. La mesure du courant de fuite constitue un des outils principaux permettant d'apprécier la sévérité de la pollution. En outre, la plupart des modèles prédictifs proposés dans la littérature ont été établis pour un modèle d'isolateur plan. Pour traiter le cas des isolateurs cylindriques, certains chercheurs ont introduit un facteur de forme. D'autre part, les modèles existants partent tous d'une décharge assimilée à un canal cylindrique unique.

Ce chapitre est consacré à la détermination des caractéristiques des décharges se propageant sur des surfaces isolantes polluées de façon discontinue en présence de tensions impulsionnelles ; il comporte deux parties. La première partie porte sur la validation de notre modèle dans le cas des décharges mono tronc (ou mono canal). Pour se faire, nous considérons d'abord le cas d'une surface isolante recouverte d'une couche de pollution uniforme, simulée expérimentalement par une couche de solution électrolytique et pour laquelle nous disposons de résultats de mesure [66], sous tension impulsionnelle de type manoeuvre. Une fois le modèle validé pour les couches uniformes, nous présenterons et interpréterons les résultats de simulations pour des couches discontinues en faisant varier divers paramètres. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous nous intéresserons à la morphologie des décharges multi troncs et aux courants associés, obtenus sous tension impulsionnelle de type foudre (1,2/50 µs). Une analyse des paramètres comme la polarité et l'amplitude de la tension appliquée, l'épaisseur de la couche de pollution et le degré de conductivité de cette couche polluante sera également effectuée. Notons que toutes les simulations sont effectuées en utilisant le code de calcul MATLAB.

2 Cas d'une décharge uni – tronc

2.1 Isolateur avec surface de pollution uniforme

Le dispositif expérimental considéré est semblable à celui de Matsuo *et al* [66]. Il est constitué d'un isolateur plan dans lequel est creusé une rainure de 1 cm de largeur, 1 cm de hauteur et 20 cm de longueur, remplie d'une solution électrolytique de résistivité 380 Ω.cm (Figure III.1). L'électrode haute tension est une pointe dirigée vers le centre de la surface de l'électrolyte (sans contact direct) ; l'électrode plane reliée à la masse a une largeur de 1 cm et une hauteur légèrement supérieure à 1 cm. La tension qui lui est appliquée est une onde impulsionnelle 10/800 µs dont la valeur crête est de 10,5 kV. En utilisant les mêmes conditions d'essais que Matsuo *et al*, excepté l'épaisseur du dépôt polluant que l'on prend égale à 4 mm dans nos simulations (au lieu de 1 cm pour le modèle expérimental), nous obtenons une caractéristique simulée dont la forme et l'évolution sont en bon accord avec celle trouvée expérimentalement par les auteurs précités (figure III.2). Notons que le fait de prendre 4 mm comme épaisseur est tout à fait justifié vu que la décharge se propage très près de la surface. Les figures III.3 et III.4 donnent l'évolution du rayon du canal de l'arc et de la vitesse instantanée de la décharge. La vitesse obtenue par simulation est aussi du même ordre que celle mesurée expérimentalement (quelques centaines de m/s) [45, 66]. Pour une résistivité donnée, le courant augmente avec l'épaisseur du dépôt polluant (figure III.5). Il augmente également avec la conductivité du dépôt pour une valeur fixe de l'épaisseur du dépôt (figure III.6). Ce bon accord entre les résultats donnés par notre modèle et ceux obtenus expérimentalement, nous conduit à considérer que notre modèle est valide et que nous pouvons l'appliquer à des dépôts de pollution répartis de façon discontinue sur la surface de l'isolateur.

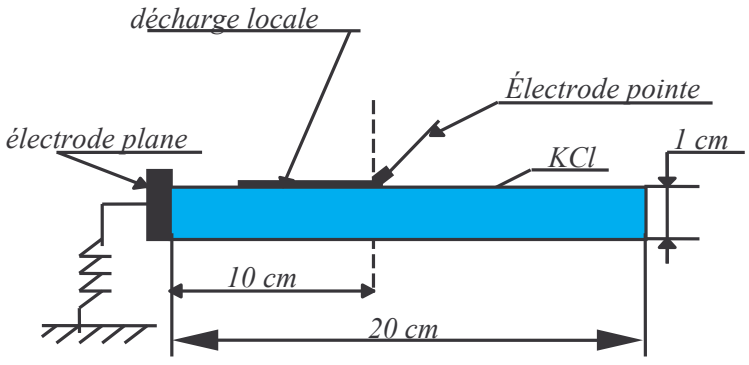


Figure III.1 : Dispositif expérimental utilisé par Matsuo *et al* [66].

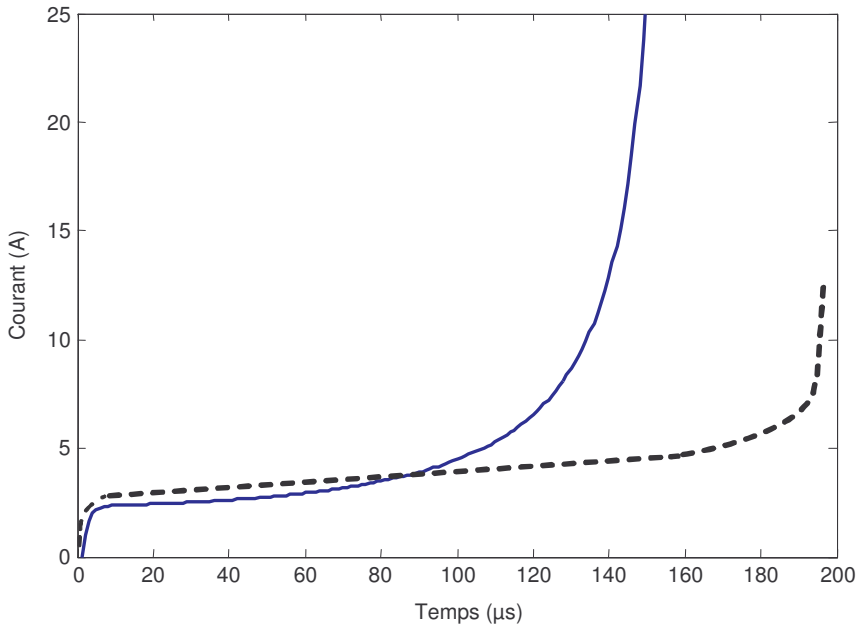


Figure III.2 : Comparaison du courant donné par notre modèle (——) et celui mesuré par Matsuo *et al* (------) pour les conditions expérimentales indiquées dans la référence [66].

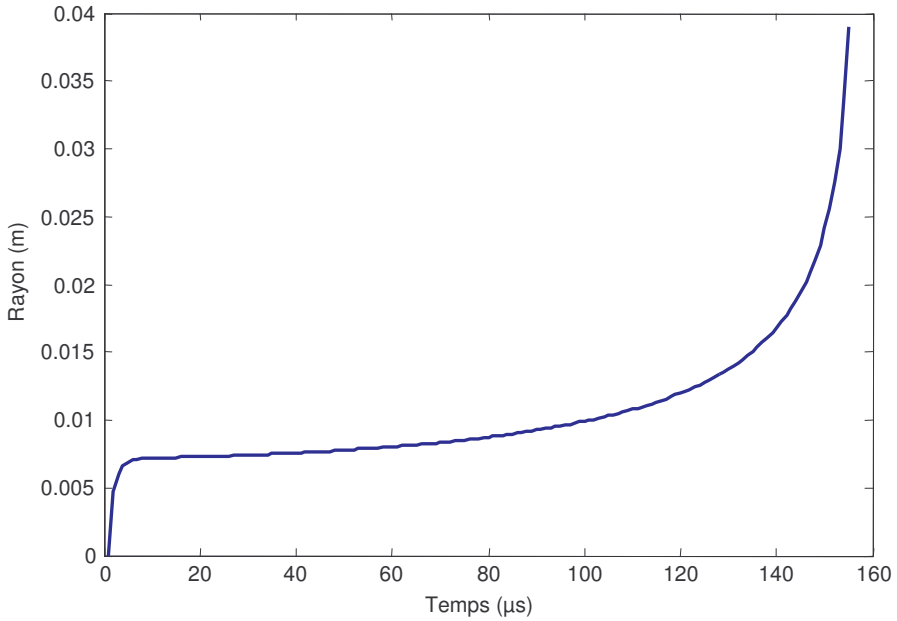


Figure III.3 : Rayon de la décharge du canal obtenu dans les conditions de la figure III.2

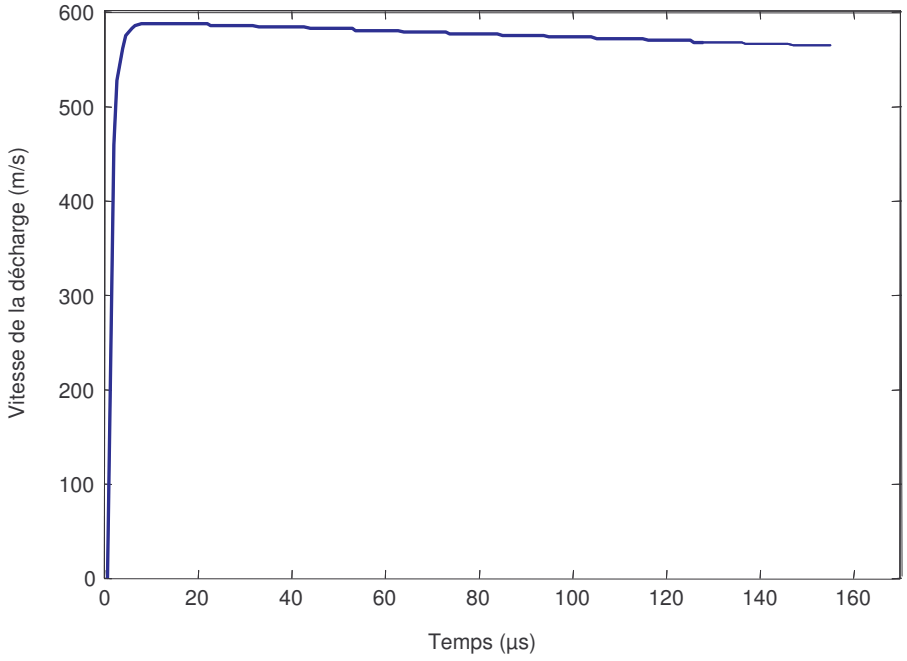


Figure III.4 : Vitesse simulée pour la décharge locale mesurée dans les mêmes conditions que dans la Figure III.3.

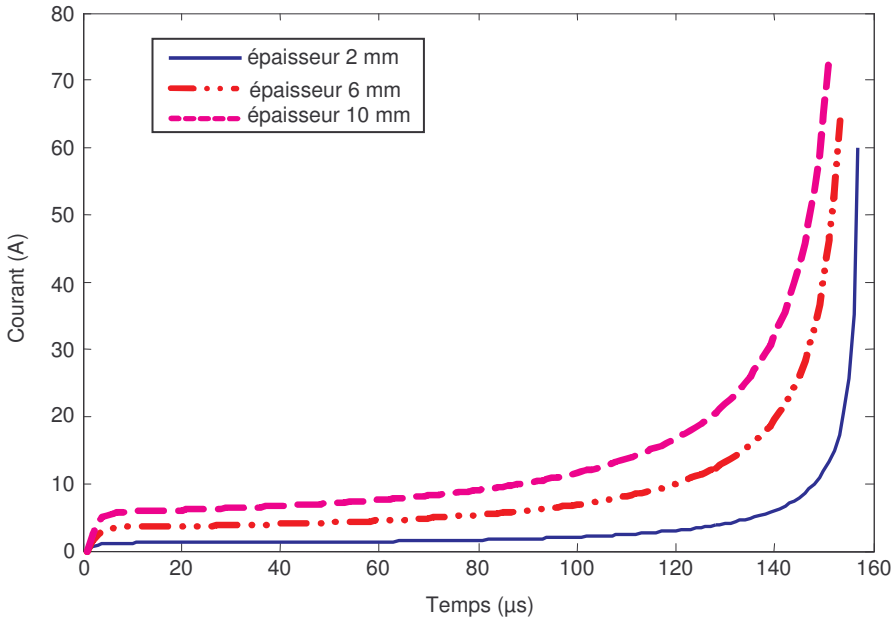


Figure III.5 : Courant de la décharge simulé pour différentes épaisseurs d'une couche de pollution de résistivité 85 Ω.cm ; onde de tension 10/800 µs pour une valeur de crête=10.5 kV ; longueur de fuite totale L_f = 10 cm.

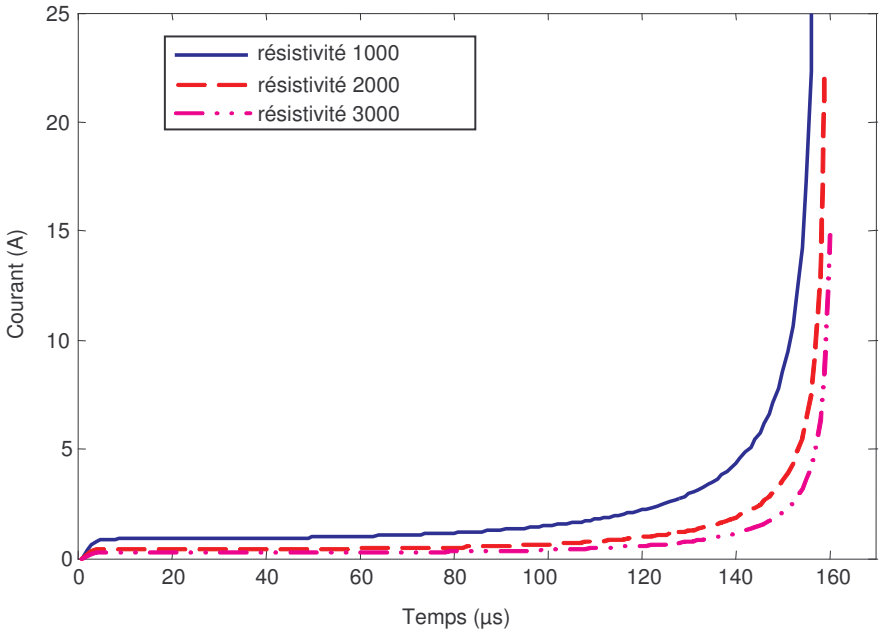


Figure III.6 : Courant de la décharge simulé pour différentes résistivités d'une couche de pollution de 4 mm d'épaisseur ; onde de tension 10/800 µs pour une valeur de crête = 10.5 kV ; L_f = 10 cm

2.2 Isolateur avec surface de pollution non uniforme

2.2.1 Isolateur pollué de manière discontinue à deux bandes

Pour analyser les caractéristiques des décharges, nous considérons un isolateur plan dont la surface comporte deux bandes de résistivités différentes. On supposera que la première bande est propre et la seconde polluée. La longueur de fuite (distance inter électrodes) est prise égale à 10 cm comme dans le cas précédent. Deux cas sont à considérer : (1) la bande de pollution est du côté de la masse et (2) la bande polluée est du côté de l'électrode haute tension.

2.2.1.1 Bande polluée du côté de l'électrode de masse

Les figures III.7 et III.8 donnent l'évolution du courant simulé et du rayon du canal de la décharge pour différentes résistivités de la bande de pollution (ρ = 85 Ω.cm, 600 Ω.cm et 3000 Ω.cm) pour une épaisseur de 4 mm et une longueur égale à la moitié de la longueur totale de l'isolateur. Nous observons d'abord que le courant est négligeable pour la bande propre (première partie de l'isolateur) puis augmente lorsqu'on arrive autour de 85 µs. Cette

augmentation est plus importante pour des résistivités faibles. On observe la même variation avec le rayon du canal de décharge.

D'autre part, pour une résistivité et une épaisseur de la bande de pollution données, le courant demeure constant (négligeable) pendant la phase de propagation sur la bande propre puis survient l'augmentation (figure III.7). Cette augmentation est plus importante lorsque la bande de pollution est moins résistive. Les mêmes interprétations sont valables pour le cas du rayon de la décharge (figure III.8). Les figures III.9 et III.10 montrent l'évolution du courant et du rayon de la décharge quand on fait varier l'épaisseur du dépôt de pollution. Le courant (respectivement le rayon) de la décharge est pratiquement constant sur la bande propre ; celui-ci croit rapidement quand on se trouve sur la couche polluée. Plus l'épaisseur de la bande de pollution est grande, plus le courant de la décharge est important. Ceci confirme les observations expérimentales. La variation de la vitesse suit celle de la charge injectée. Par conséquent, la vitesse augmente quand l'épaisseur de pollution diminue.

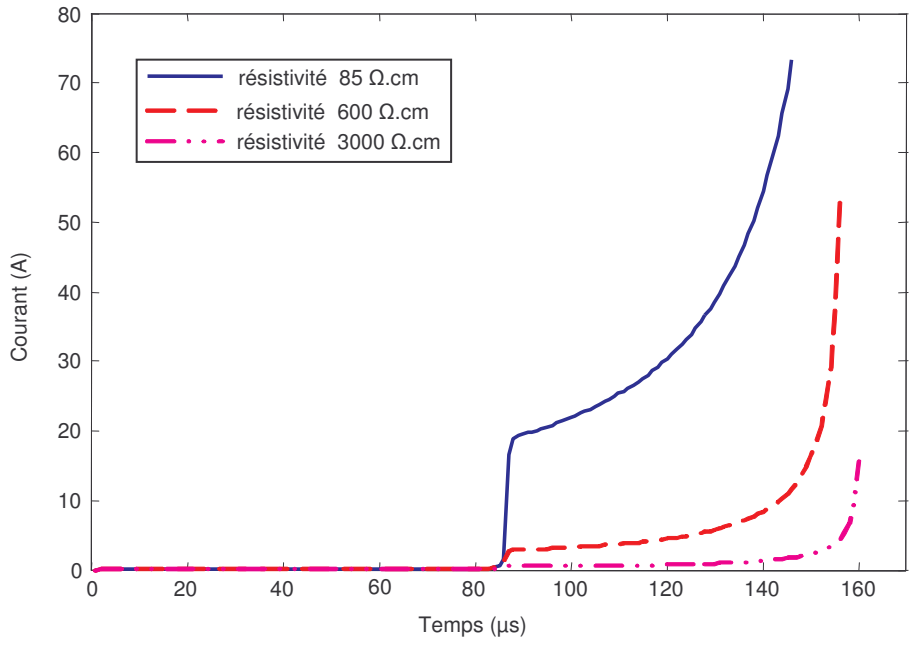


Figure III.7 : Courant de la décharge simulé pour différentes résistivités d'une couche polluée de 4 mm d'épaisseur ; onde de tension 10/800 µs pour une valeur de crête = 10.5 kV ; L_f = 10 cm.

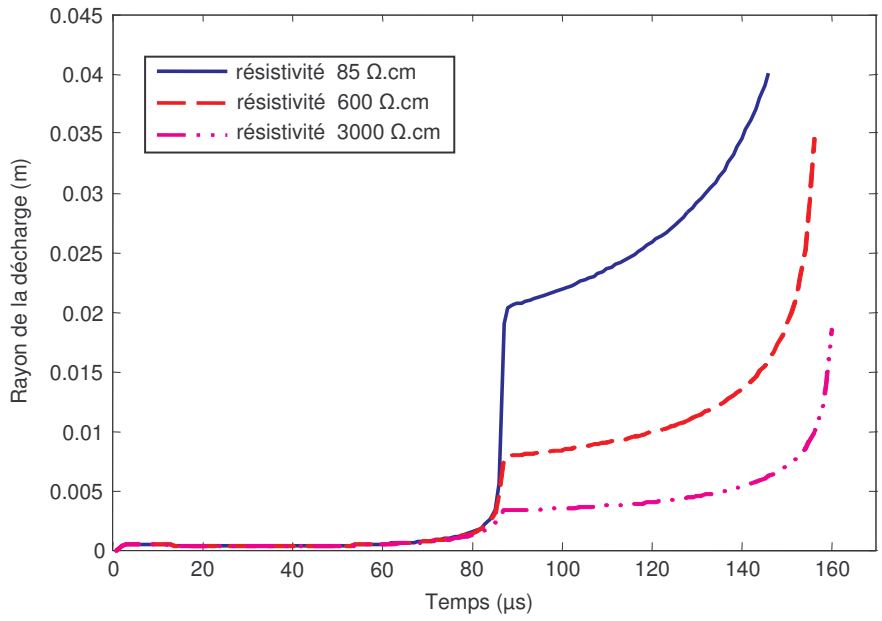


Figure III.8 : Rayon de la décharge simulé pour différentes résistivités d'une couche polluée de 4 mm d'épaisseur ; onde de tension 10/800 µs pour une valeur de crête = 10.5 kV ; L_f = 10 cm.

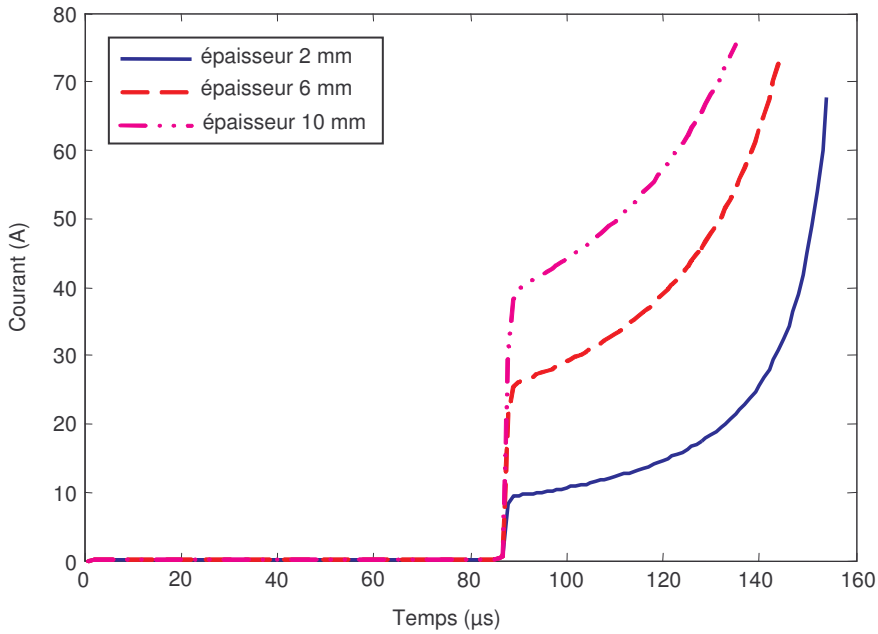


Figure III.9 : Courant de la décharge simulé pour différentes épaisseurs d'une couche polluée de résistivité 85 Ω.cm ; onde de tension 10/800 µs pour une valeur de crête = 10.5 kV ; L_f = 10cm.

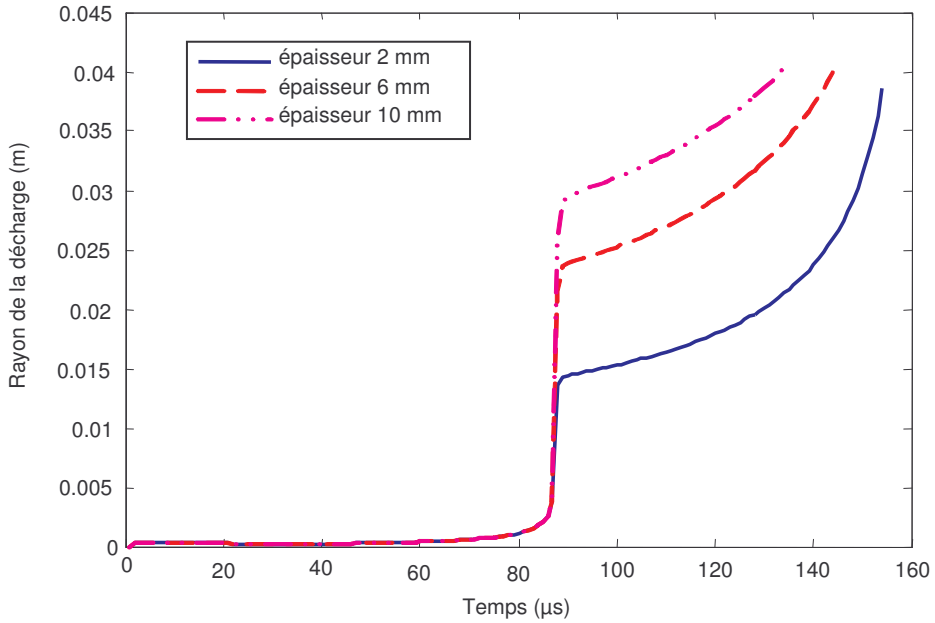


Figure III.10 : Rayon de la décharge simulé pour différentes épaisseurs d'une couche polluée de résistivité 85 Ω.cm ; onde de tension 10/800 µs pour une valeur de crête = 10.5 kV ; L_f = 10 cm.

2.2.1.2 Bande polluée du côté de l'électrode de HT

Considérons maintenant le cas où la bande polluée est du côté de l'électrode de HT. Les variations des caractéristiques de décharges sont très différentes de celles obtenues avec une bande polluée près de l'électrode de masse (figures III.11 et III.12).

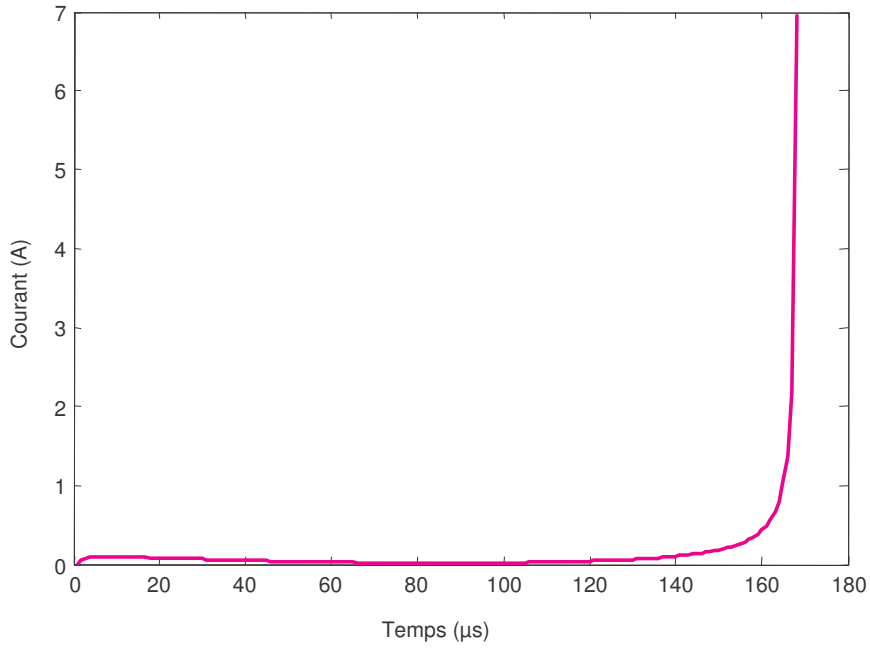


Figure III.11 : Courant de la décharge pour différentes épaisseurs d'une couche polluée (2, 6 et 10 mm) de résistivité 85 Ω.cm, onde de tension 10/800 µs pour une valeur de crête = 10.5 kV; L_f = 10 cm.

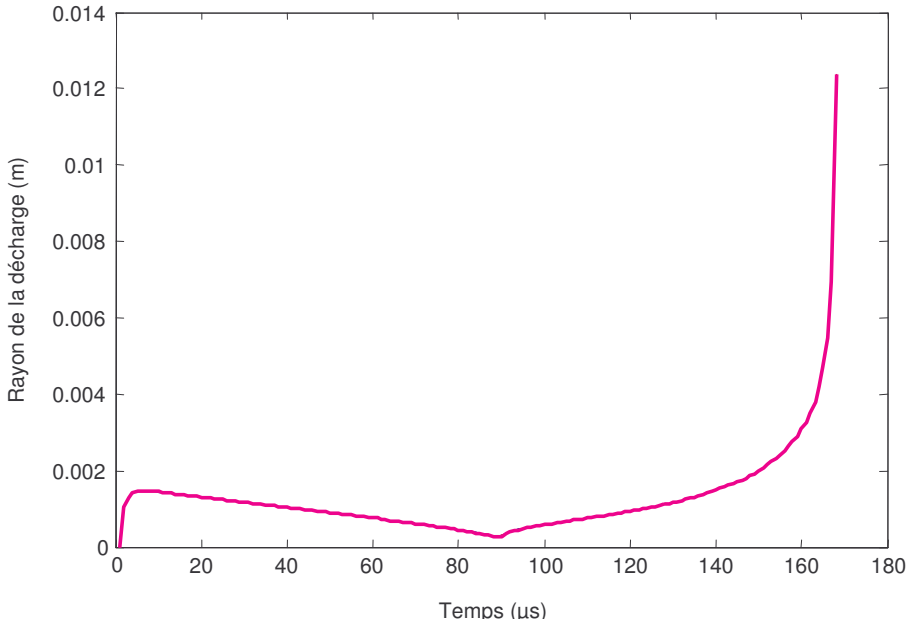


Figure III.12 : Rayon de la décharge pour différentes épaisseurs d'une couche polluée (2, 6 et 10 mm) de résistivité 85 Ω.cm, onde de tension 10/800 µs pour valeur de crête = 10.5 kV ; Lf = 10 cm.

Le courant est pratiquement constant et très faible pendant les 140 premières microsecondes (85 µs dans le cas précédent) puis augmente de façon brutale. Nous observons que ce comportement est identique pour les différentes épaisseurs de pollution choisies pour les simulations. En ce qui concerne le rayon de la décharge, nous remarquons qu'après une augmentation rapide durant les premières microsecondes, il diminue jusqu'à environ 90 µs pour augmente de nouveau. Cette augmentation correspond à la propagation de la décharge sur la bande polluée. Il ressort de ces résultats de simulation que les caractéristiques de la décharge dépendent de la position des bandes par rapport aux électrodes, confirmant ainsi les résultats expérimentaux obtenus par notre groupe sous tension alternative [67].

2.2.2 Isolateur ayant une surface comportant trois bandes de résistivités différentes

Soit une configuration avec trois bandes déposées sur la surface d'un isolateur plan de longueur 10 cm et de largeur 1 cm, soumis à une onde de forme impulsionnelle type manoeuvre 10/800 µs (figure III.13). La longueur de chaque bande correspond au tiers de la longueur totale de l'isolateur soit 10/3 cm pour chaque bande.

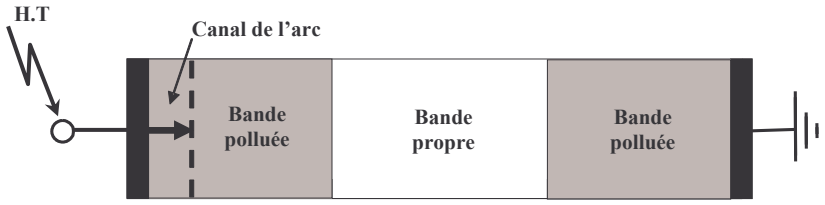


Figure III.13 : Modèle utilisé pour l'analyse du développement de la décharge se propageant sur une surface isolante comportant trois bandes (polluée/propre/polluée).

Les figures III.14 et III.15 montrent l'influence de la résistivité sur le courant de la décharge pour différentes épaisseurs des deux bandes polluées. Le courant reste constant (voire négligeable) jusqu'à environ 110 µs, ce qui correspondent à la décharge qui traverse les deux premières bandes (polluée/sèche). Par la suite, apparaît une augmentation rapide quand la décharge se trouve sur la dernière bande (polluée). Comme dans les cas précédents, on voit bien que le courant est plus important quand la couche de pollution est plus épaisse. D'autre part, ce même courant est également important quand la conductivité augmente (figure III16).

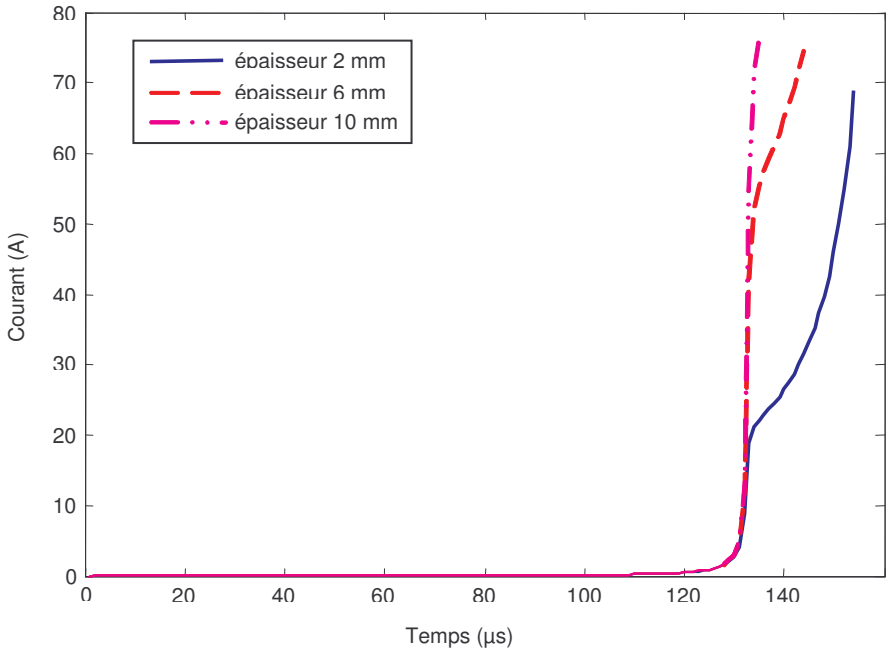


Figure III.14: Courant de la décharge simulé pour différentes épaisseurs d'une bande de pollution de résistivité 85 Ω.cm ; onde de tension 10/800 µs pour une valeur de crête = 10.5 kV ; L_f = 10 cm.

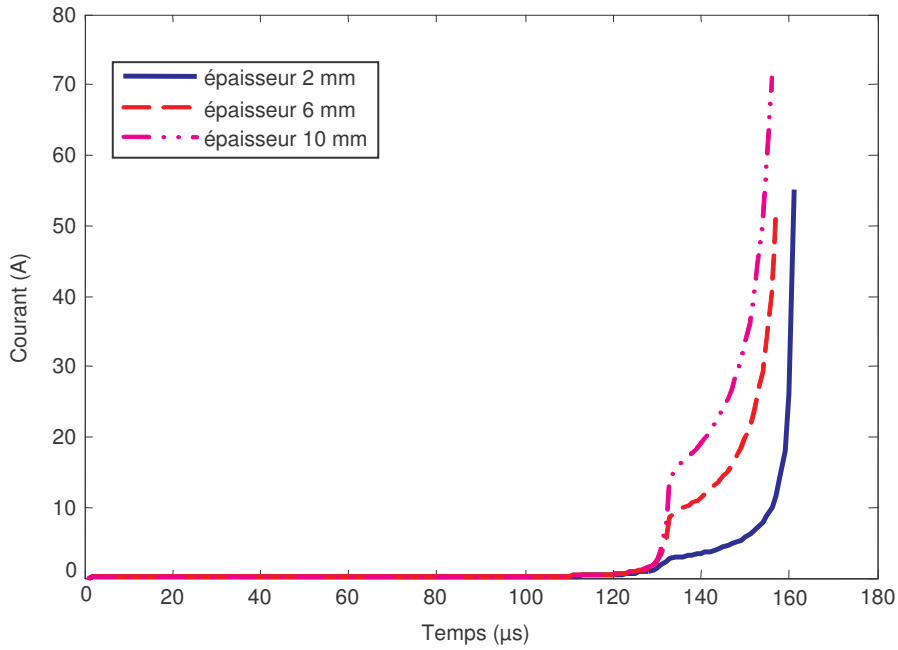


Figure III.15 : Courant de la décharge simulé pour différentes épaisseurs d'une bande de pollution de résistivité 600 Ω.cm ; onde de tension 10/800 µs pour une valeur de crête = 10.5 kV ; L_f = 10 cm.

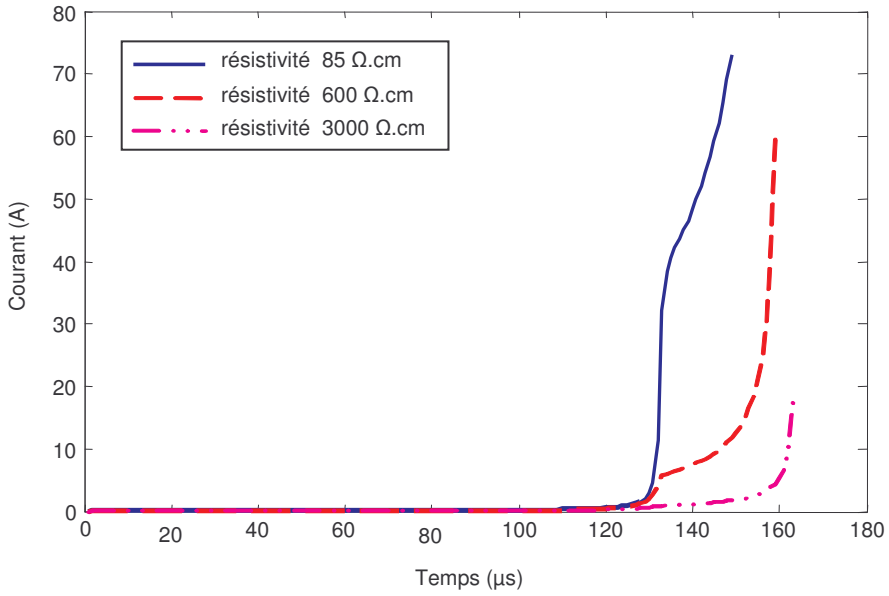


Figure III.16 : Courant de la décharge simulé pour différentes résistivités d'une couche polluée de 4 mm d'épaisseur, onde de tension 10/800 µs pour une valeur de crête = 10.5 kV ; L_f = 10 cm.

Il ressort de ce qui précède que la présence d'une bande polluée près de l'électrode de masse génère un courant de contournement beaucoup plus important. On remarque également que plus la résistivité de la couche de pollution est faible, plus le courant sera important et le temps de propagation de la décharge court. Par ailleurs, une diminution de l'épaisseur de cette même couche de pollution augmentera le temps de propagation et conduira au contournement.

3 Cas d'une décharge multi - troncs

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'étude expérimentale de la morphologie des décharges et des courants associés obtenus sous une onde de tension impulsionnelle de type foudre (1,2/50 µs). Nous analysons en particulier l'influence de certains paramètres comme la polarité et l'amplitude de la tension appliquée, l'épaisseur de la couche de pollution et le degré de conductivité de cette couche. Nous effectuons par la suite des simulations pour valider les observations expérimentales.

3.1 Techniques expérimentales

Le dispositif expérimental est constitué d'une cellule d'essais comportant l'isolateur test ainsi qu'un système d'électrodes pointe plan. Il comporte également une source de tension associée à un diviseur, des systèmes de visualisation des décharges et de mesures de signaux électriques et optiques qui les accompagnent. La figure III.17 montre le schéma de l'ensemble du dispositif expérimental utilisé.

La cellule d'essais (figure III.18) contenant l'isolateur est constituée d'un corps carré réalisé en PVC de 30 mm d'épaisseur et 200 mm de côté (côte intérieure) pour 130 mm de hauteur. Elle est munie d'une tige filetée (1) sur laquelle coulisse un support en PVC (2) sur lequel est fixé l'électrode pointe (4) connectée à la haute tension. L'élément (3) est un organe de réglage permettant la variation de la distance entre l'électrode pointe et l'isolateur. Il faut noter que deux des quatre parois de la cellule sont en matériau transparent (plexiglas) (5) pour permettre le contrôle visuel du contact de l'électrode pointe avec l'isolateur. Sur la base de la cellule est fixée une plaque circulaire en cuivre (8) de 170 mm de diamètre et d'épaisseur 1 mm constituant l'électrode de mise à la masse. L'électrode haute tension est une pointe de 10 µm de rayon de courbure. Elle est réalisée dans du tungstène thorié à 2%. L'utilisation du tungstène permet d'effectuer un très grand nombre d'essais sans trop éroder la tête de la pointe et d'avoir un champ local de génération de décharges constant ; le point de fusion du tungstène étant de 3460°C.

La surface isolante étudiée est constituée d'échantillons solides de résine de phénoplaste (Bakélite) insérés entre les deux électrodes à l'air libre. Les isolants solides utilisés sont des corps circulaires de diamètre et d'épaisseur différents, comportant des creux (cannelures) que l'on remplie de solutions électrolytiques (H_2O + NaCl) de différentes résistivités simulant ainsi la couche de pollution. Des isolateurs issus d'autres matériaux (polychlorure de vinyle (PVC), plexiglas et polytétrafluoroéthylène (PTFE) commercialisé sous la marque Téflon) ont été également testés.

Dans ce qui suit nous ne présentons que les résultats relatifs à des isolateurs circulaires en bakélite de 169.7 mm de diamètre et de 14.4 mm d'épaisseur comportant des bandes cannelées de différentes largeurs et de 1 mm de profondeur (figure III.19 (b)). Ces cannelures sont ensuite remplies d'électrolyte (H2O + NaCl) de différentes conductivités simulant les bandes de pollution (figure III.19).

Les essais sont effectués sous tension impulsionnelle 1,2/50 µs fournie par un générateur de Marx de 200 kV.

L'observation optique des décharges est basée sur les images obtenue par intégration grâce à une caméra CDD connectée à une carte d'acquisition vidéo performante (Meteor-II/Multi-Channel). La caméra CDD est de type SVGA «SONY XC-HR58 » de haute résolution (767×580 pixels). La capture d'images est contrôlée par ordinateur grâce à la carte d'acquisition à une vitesse de 50 images/seconde.

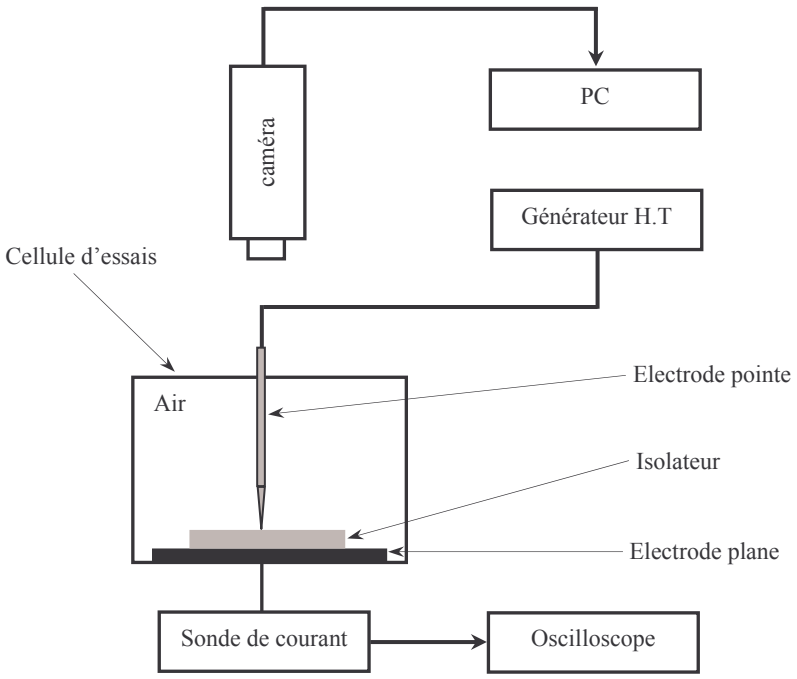
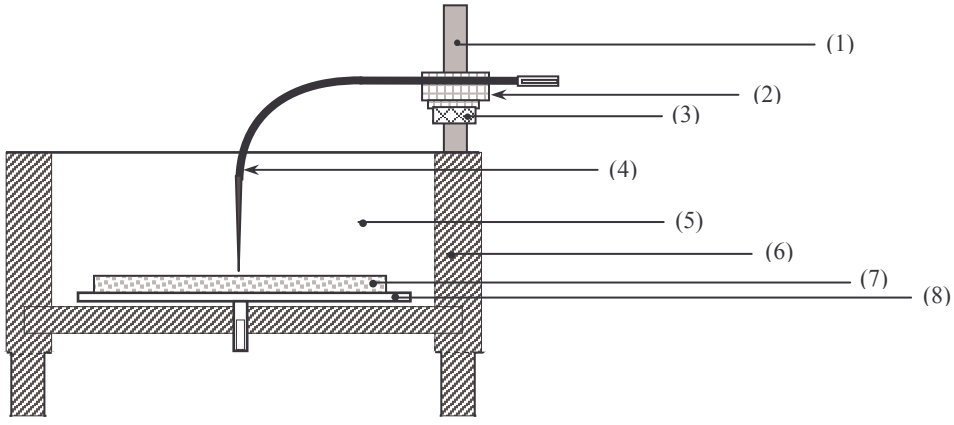


Figure III.17 : Schéma du dispositif expérimental.



1 – Tige filetée en plexi
2 – Support (mobile) d'électrode
3 – Ecrou de réglage
4 – Electrode pointe en tungstène
5 - Paroi en plexiglas
6 – Châssis en PVC
7 – Isolateur
8 - Electrode plane

Figure III.18 : Schéma de la cellule d'essais.

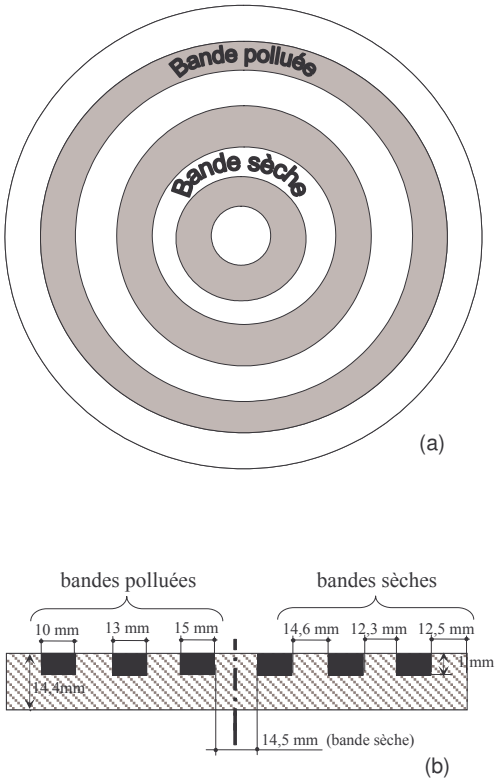


Figure III.19 : Schéma du modèle de l'isolateur (a) et de la section transversale montrant les dimensions de chacune des bandes (b).

La mesure des courants associés aux décharges s'effectue à travers une résistance (non inductive) de 50Ω connectée en série avec la cellule, grâce à un oscilloscope à mémoire, de haute résolution temporelle de type Tektronix DSA 601A (Digitizing Signal Analyzer). La charge électrique est obtenue par intégration du courant obtenue automatiquement par l'oscilloscope.

3.2 Résultats expérimentaux

La forme des décharges et leur mode de propagation dépendent de la configuration de l'isolateur et de la conductivité de chaque bande. Sous tension impulsionnelle, la décharge se propage radialement. Les canaux de décharges sont continus ou discontinus selon la conductivité des bandes polluées. Pour un électrolyte de conductivité élevée, les canaux de décharge sont discontinus. La figure III.20 montre la morphologie de telles décharges pour une conductivité d'électrolyte de 100 µS et pour les deux polarités de la tension. Les segments discontinus des canaux de décharge (c'est à dire, les parties non visibles des canaux de décharge) concernent les cannelures remplies d'électrolyte. Pour les décharges négatives

(observé avec une électrode pointe de polarité négative), ces segments sont plus ou moins droits alors qu'en polarité positive, ces segments sont tortueux. Les bandes polluées se comportent comme des électrodes flottantes. D'autre part, le nombre de branches est plus important en polarité positive qu'en polarité négative. Et pour une tension donnée, la longueur des décharges est plus importante en polarité positive. La longueur finale de la décharge augmente avec la tension (figures III.21 et III.22).

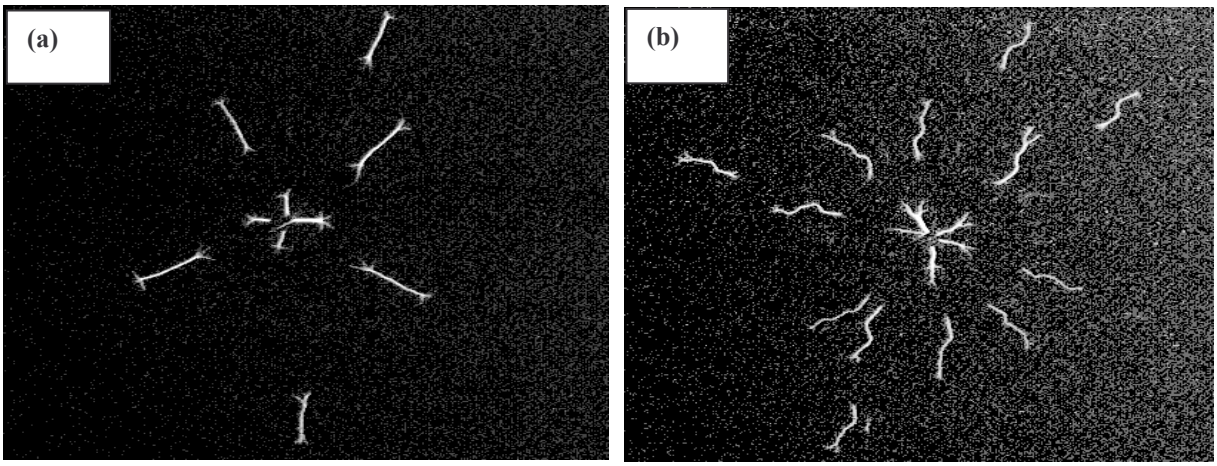


Figure III.20: Photographies des décharges glissantes négative (a) et positive (b) pour une conductivité de l'électrolyte σ = 100 µS, sous une onde de tension de foudre de valeur de crête $U_{crête}$= 43,7 kV.

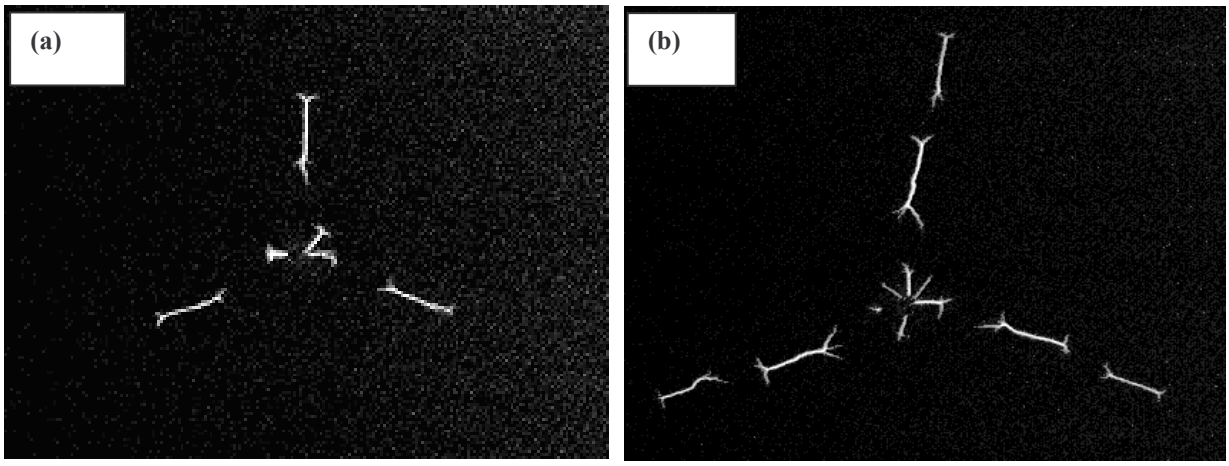


Figure III.21 : Influence de l'amplitude de la tension sur l'évolution de la décharge négative pour une conductivité de l'électrolyte σ =100 µS, sous une onde de tension de foudre de valeurs de crête $U_{crête}$ = 38 kV (a) et $U_{crête}$ = 48 kV (b).

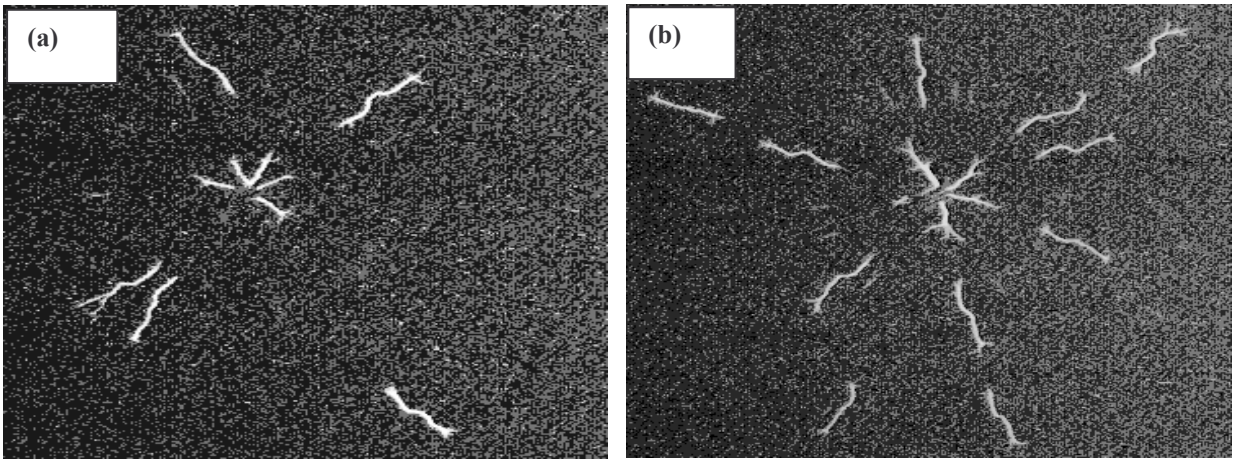


Figure III.22 : Influence de l'amplitude pour une décharge positive se produisant sur une couche électrolyte de conductivité σ =100 μS, sous une onde de tension de foudre de valeur de crête $U_{crête}$ = 38 kV (a) et $U_{crête}$ = 48 kV (b).

Les courants enregistrés sont constitués d'impulsions très brèves et d'amplitudes importantes apparaissant pendant l'augmentation de la tension (front de l'onde de tension), et ce pour les deux polarités (figure III.23).

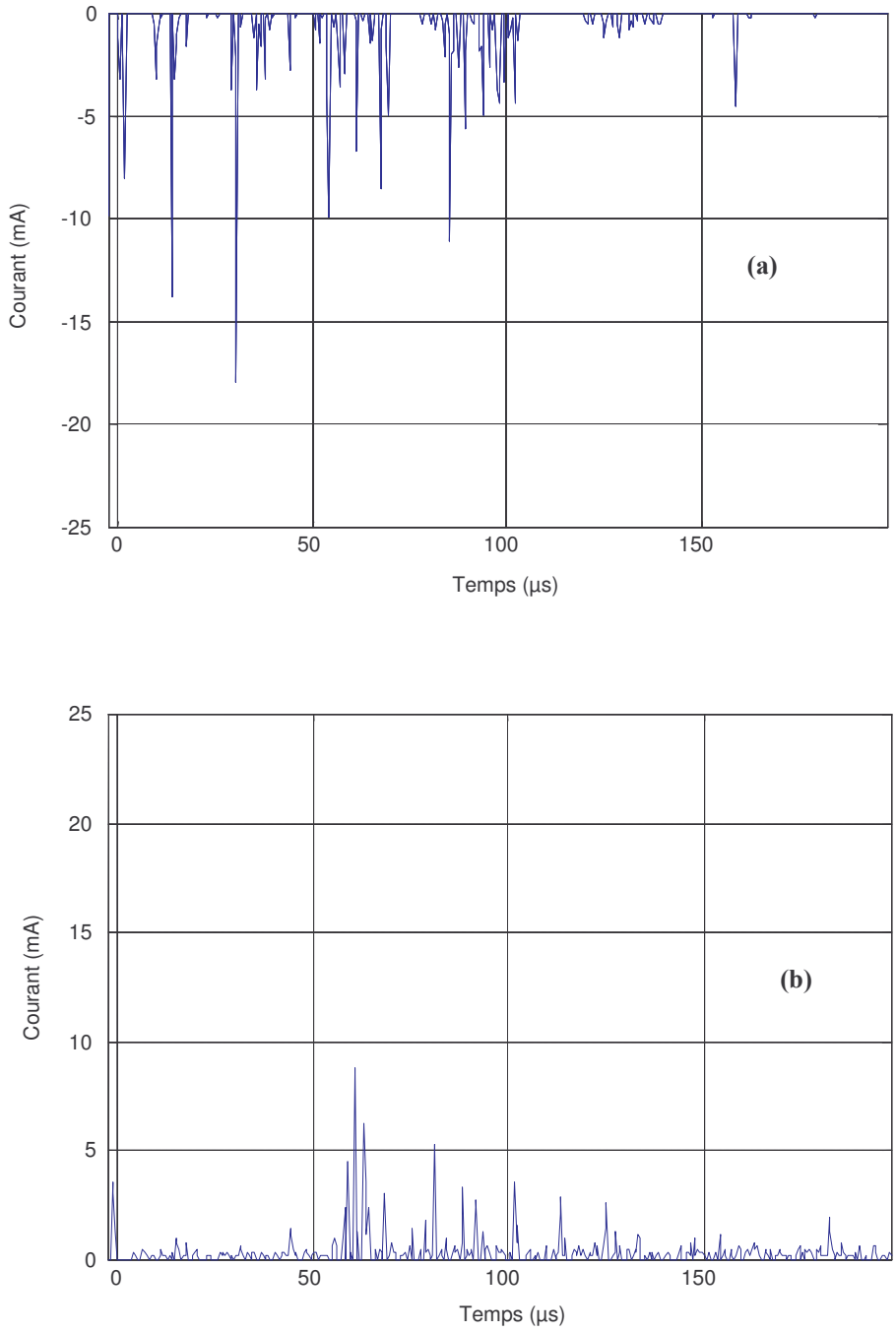


Figure III.23 : Courants correspondants aux décharges de la figure III.20

3.3 Simulation

Pour valider notre modèle, nous considérons le modèle de l'isolateur utilisé pour les essais expérimentaux (figure III.19). La modélisation de la décharge multi troncs est effectuée en tenant compte de l'irrégularité des dépôts sur la surface de l'isolateur, des largeurs des

bandes et de leurs longueurs, de l'épaisseur et de la conductivité de chaque bande. On suppose que tous les pieds de décharges (troncs) sont identiques, c'est à dire qu'ils se propagent d'une façon symétrique ; leurs vitesses et leurs longueurs instantanées sont identiques à tout instant. De ce fait, le courant total $I_{déch}$ associé à la décharge (arc) sera la somme des courants correspondant à chaque pied de décharge. Chaque pied de décharge se propagera sur un secteur de l'isolateur circulaire d'un angle égal à $2\pi/N_F$ (N_F étant le nombre de pieds de décharge). Ainsi, la modélisation de la décharge [18, 73] se fera comme décrit dans le paragraphe II.2.

Pour calculer le rayon $r_{i,F}$ de chaque pied de décharge, nous utilisons la relation proposé par Wilkins [25] en y en introduisant le nombre de pieds de décharge tel que :

$$r_{i,F} = \sqrt{\frac{I_{déch}(t)}{1.45\pi N_F}} \qquad \text{(III.1)}$$

De la même manière, la vitesse instantanée de chaque pied de la décharge sera [37, 74] :

$$v_{i,F}(t) = \left(\frac{2\beta_F}{\rho\pi r_{i,F}^2} P_{i,F}(t) \right)^{1/3} \qquad \text{(III.2)}$$

où $P_{i,F} = P_{i,total}/N_F$

$P_{i,total}$ et $P_{i,F}$ sont respectivement la puissance instantanée totale de la décharge et la puissance instantanée d'un pied de décharge. ρ est la densité de l'air et β_F la fraction de l'énergie totale nécessaire au déplacement de chaque pied de décharge. $\beta_F = \beta/N_F$. β est la fraction partielle de l'énergie totale nécessaire pour le déplacement de la décharge complète : $0 \leq \beta < 1$.

La vitesse instantanée de la décharge v_i sera alors :

$$v_i = v_{i,F} \qquad \text{(III.3)}$$

En introduisant les caractéristiques électriques et géométriques de l'isolateur et de chaque bande ainsi que la forme d'onde de la tension appliquée, nous calculons d'abord les différents paramètres de circuit. Nous utilisons également le critère d'impédance pour la propagation. D'autre part, comme les courants obtenus avec une onde de foudre (1,2/50 µs) sont très faibles, nous ne présentons que les résultats de simulations obtenus avec des ondes de manœuvre 10/800 µS et 50/3000 µs.

Les figures III.24 à III.28 donnent certaines caractéristiques simulées de la décharge se propageant sur le modèle expérimental de l'isolateur ; la conductivité surfacique pour les parties sèches de la bakélite utilisée dans les simulations est prise égale à 1 µS.

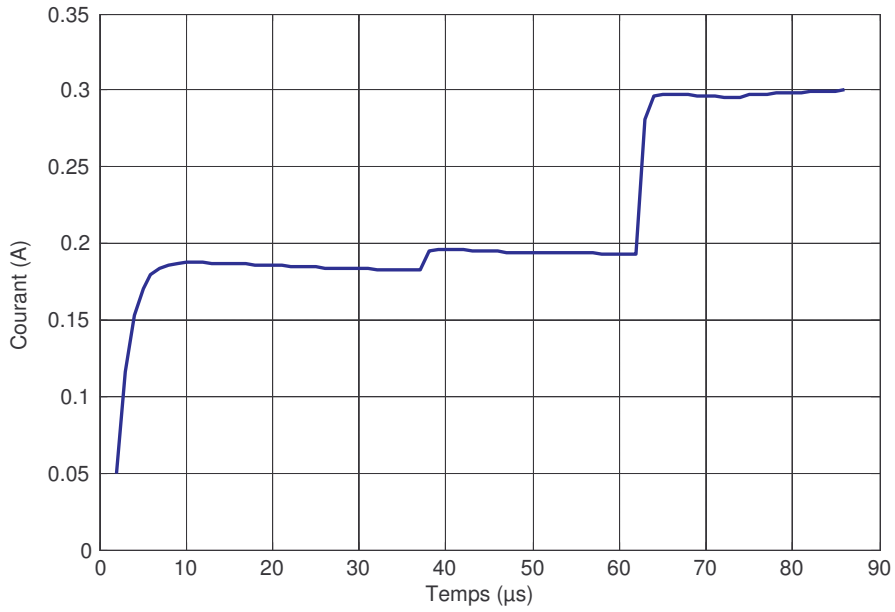


Figure III.24 : Courant de décharge pour un isolateur circulaire comportant 7 bandes dont 3 polluées d'épaisseur 0,7 mm, de conductivité σ = 100 µS, longueur totale de fuite L_f = 8,5 cm, tension impulsionnelle d'onde 10/800 µs de $U_{crête}$ = 43 kV.

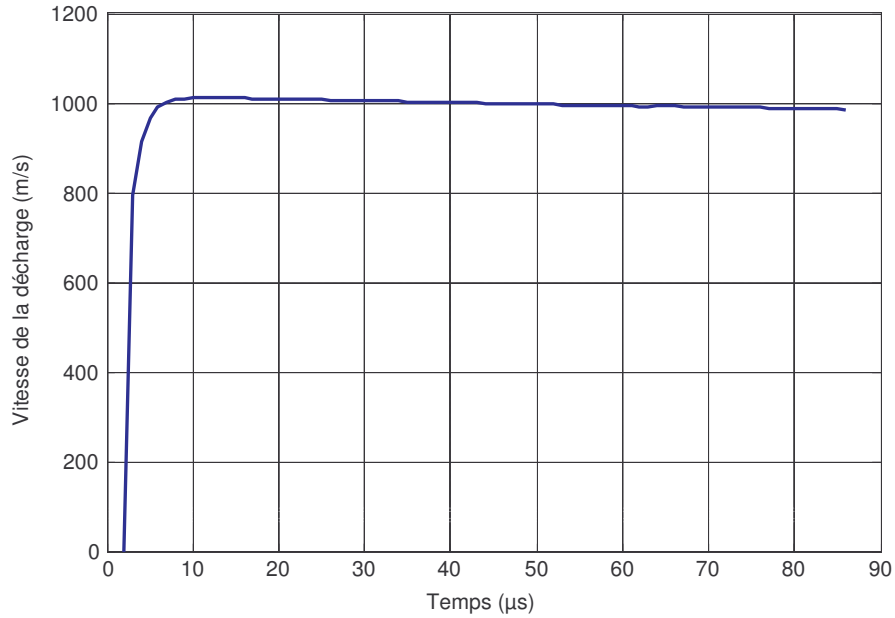


Figure III.25: Vitesse de la décharge lors du contournement de l'isolateur soumis aux conditions de la figure III.24.

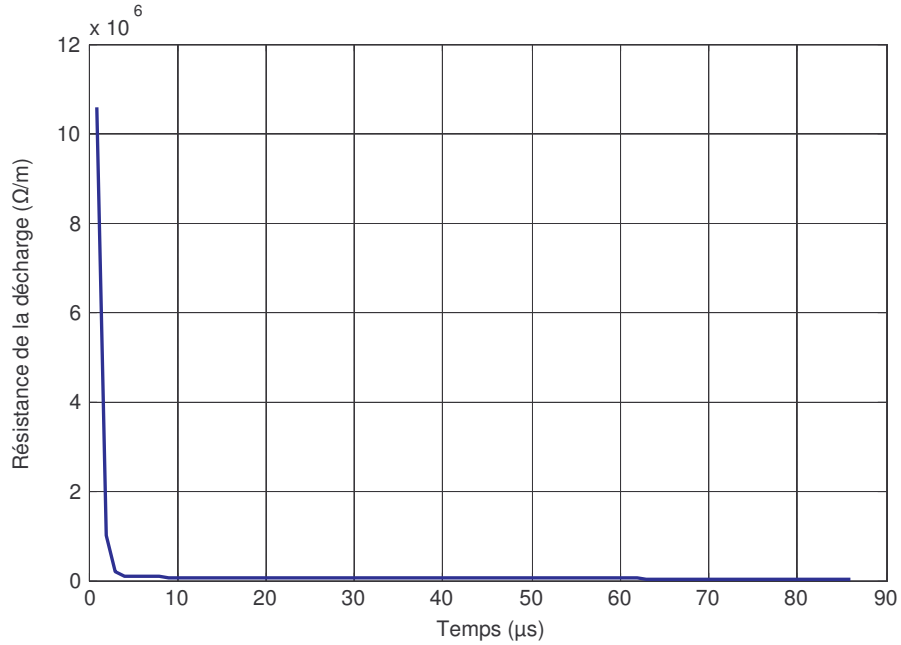


Figure III.26 : Résistance du canal de la décharge positive pour un isolateur circulaire comportant 7 bandes dont 3 polluées d'épaisseur 0,7 mm, de conductivité σ = 100 µS ; longueur de fuite totale. L_f = 8,5 cm, onde de tension 10/800 µs avec une valeur de crête $U_{crête}$ = 43 kV.

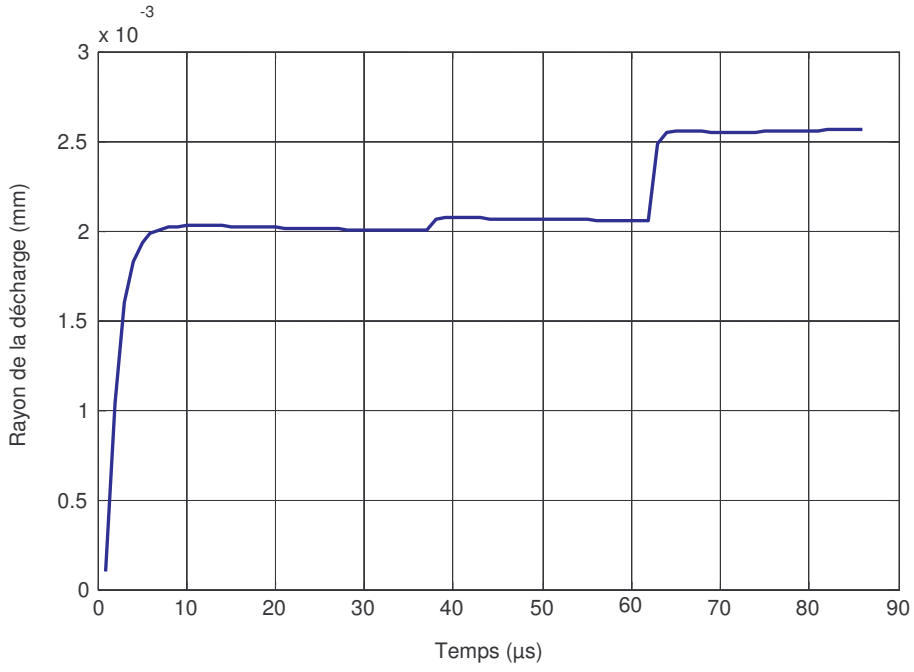


Figure III.27 : Rayon de la décharge du canal pour un isolateur circulaire comportant 7 bandes dont 3 polluées d'épaisseur 0,7 mm, de conductivité σ = 100 µS, longueur de fuite totale L_f = 8,5 cm, onde de tension 10/800 µs avec une valeur de crête $U_{crête}$ = 43 kV.

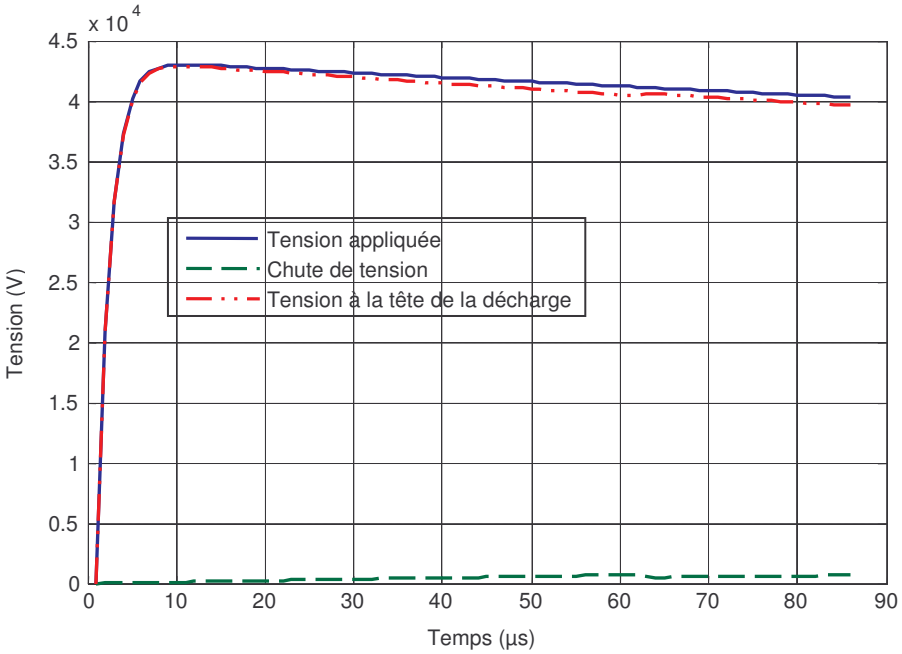


Figure III.28 : Tension de la tête de l'arc et chute de tension de la décharge lors du contournement d'un isolateur circulaire comportant 7 bandes dont 3 polluées d'épaisseur 0,7 mm, de conductivité σ = 100 µS, longueur de fuite totale L_f = 8,5 cm, onde de tension 10/800 µs avec une valeur crête $U_{crête}$ = 43 kV.

Nous observons que le courant obtenu par simulation croît par paliers et prend une valeur beaucoup plus importante que dans le cas expérimental. Cette croissance par paliers est due aux multiples changements de conductivité au passage d'une bande à une autre. Cette valeur élevée du courant est due à la conductivité de la surface sèche de l'isolateur (en bakélite), qui est de 1 µS. Pour s'approcher plus de la réalité, nous avons procédé à une autre simulation en fixant la valeur de la conductivité à 0,01 µS. Toutefois, il faut préciser que l'utilisation d'une telle conductivité nous a obligé à augmenter la tension appliquée afin d'obtenir le contournement de l'isolateur. Les figures III.29 et III.30 montrent les allures de différentes tensions et du courant enregistrés pendant le contournement qui intervient autour de 180 kV.
La figure III.31 montre le développement de la décharge qui augmente de façon linéaire à partir de 5 µs jusqu'au contournement qui apparaît pour une temps plus court que dans le cas précédent. La figure III.32 donne la variation de la vitesse ; celle-ci augmente de manière considérable par rapport aux conditions de simulation où on atteignait le contournement de l'isolateur autour de 43 kV.

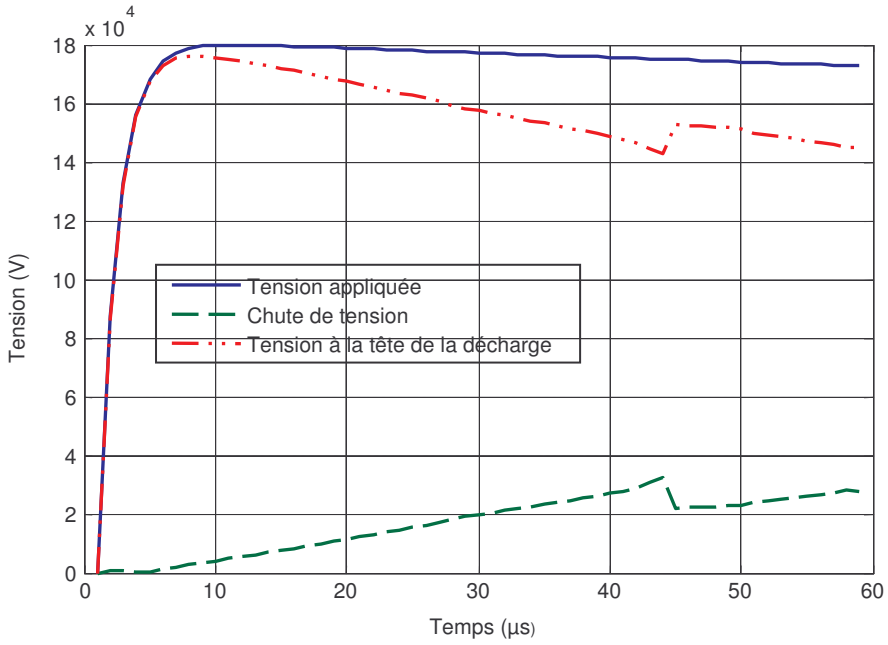


Figure III.29 : Tensions de décharge pour un isolateur circulaire comportant 7 bandes dont 3 polluées d'épaisseur 0,7 mm, de conductivité σ = 100 µS, longueur de fuite totale L_f = 8,5 cm, onde de tension 10/800 µs, tension de contournement $U_{cont.}$ = 180 kV.

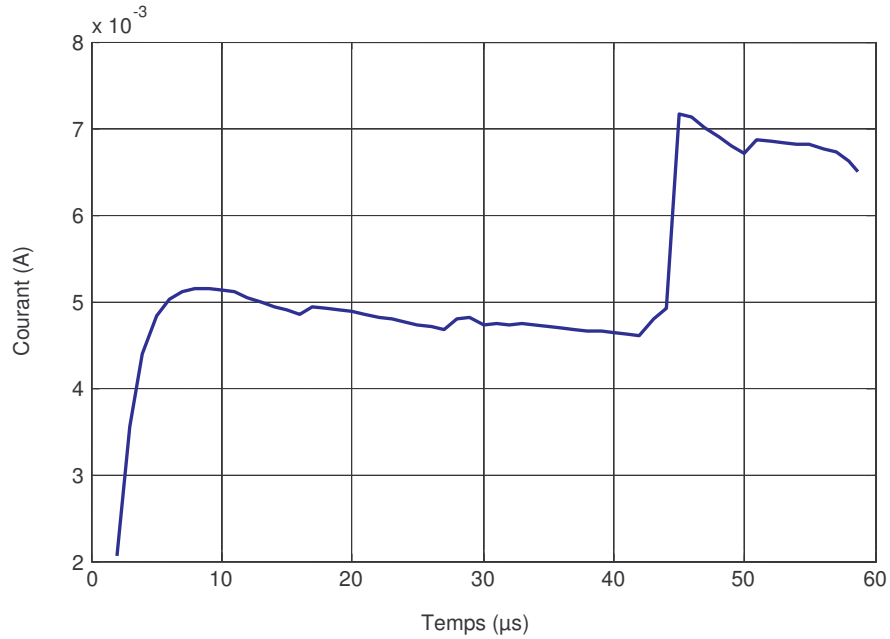


Figure III.30 : Courant de décharge pour un isolateur circulaire comportant 7 bandes dont 3 polluées d'épaisseur 0,7 mm, de conductivité σ = 100 µS, longueur de fuite totale L_f = 8,5 cm, onde de tension 10/800 µs, tension de contournement $U_{cont.}$ = 180 kV.

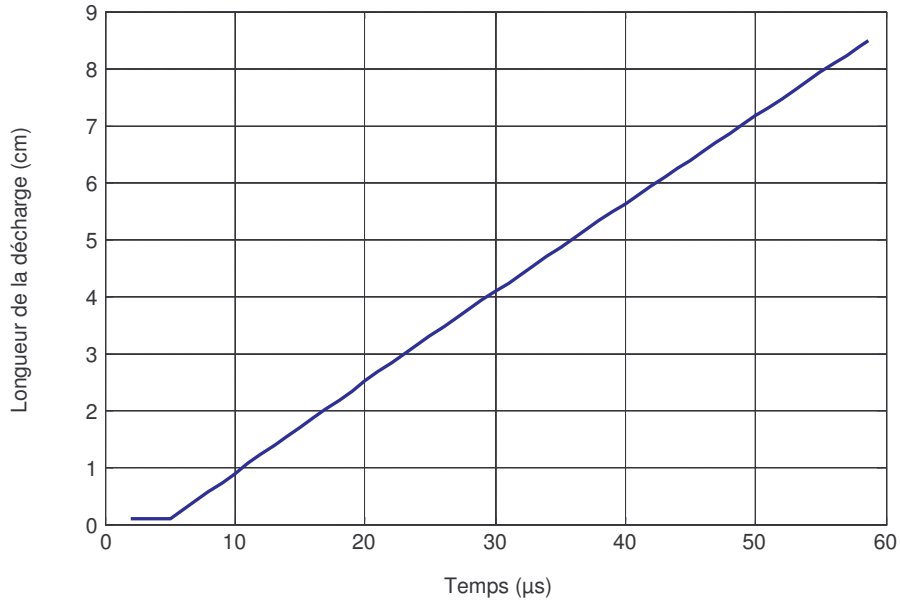


Figure III.31 : Longueur de la décharge lors du contournement de l' isolateur circulaire comportant 7 bandes dont 3 polluées d'épaisseur 0,7 mm, de conductivité σ = 100 µS, longueur totale de fuite L_f = 8,5 cm, onde de tension 10/800 µs, tension de contournement $U_{cont.}$ = 180 kV.

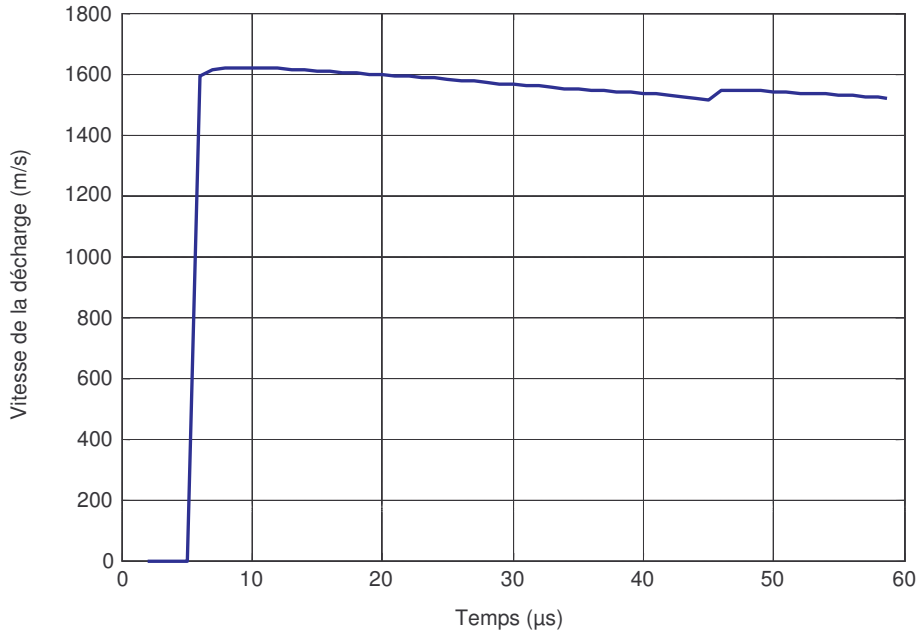


Figure III.32 : Evolution de la vitesse de la décharge lors du contournement de l' isolateur circulaire comportant 7 bandes dont 3 polluées d'épaisseur 0,7 mm, de conductivité σ = 100 µS, longueur totale de fuite L_f = 8,5 cm, onde de tension 10/800 µs, tension de contournement $U_{cont.}$ = 180 kV.

Les figures III.33 et III.36 donnent les principales caractéristiques simulées de la décharge surfacique pour une onde de tension 50/3000 µs, les autres paramètres restant inchangés.

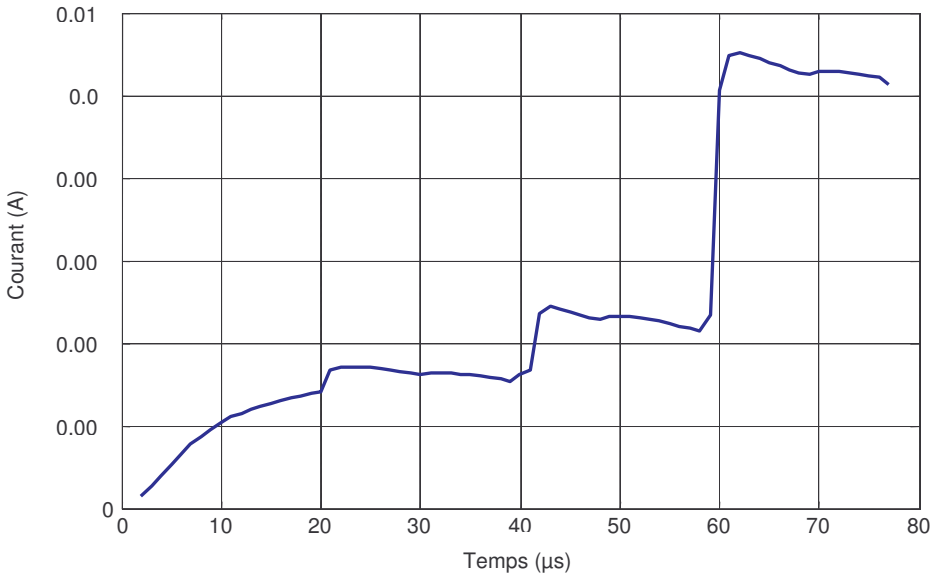


Figure III.33 : Courant de la décharge pour un isolateur circulaire comportant 7 bandes dont 3 polluées d'épaisseur 0,7 mm, de conductivité σ = 100 µS, longueur de fuite totale L_f = 8,5 cm,one de tension 50/3000 µs avec une valeur de crête $U_{crête}$ = 105 kV.

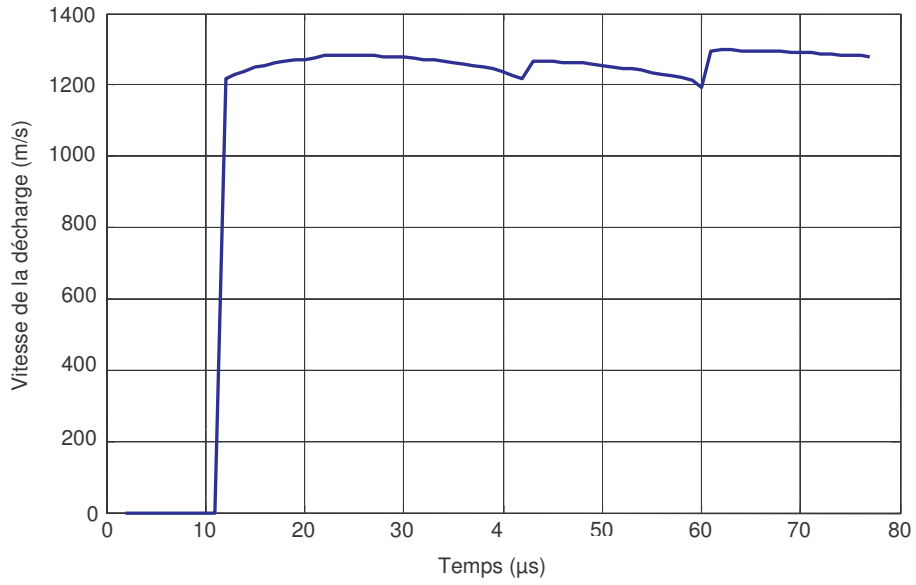


Figure III.34 : vitesse de la décharge pour un isolateur circulaire comportant 7 bandes dont 3 polluées d'épaisseur 0,7 mm, de conductivité σ = 100 µS, longueur de fuite totale L_f = 8,5 cm,one de tension 50/3000 µs avec une valeur de crête $U_{crête}$ = 105 kV.

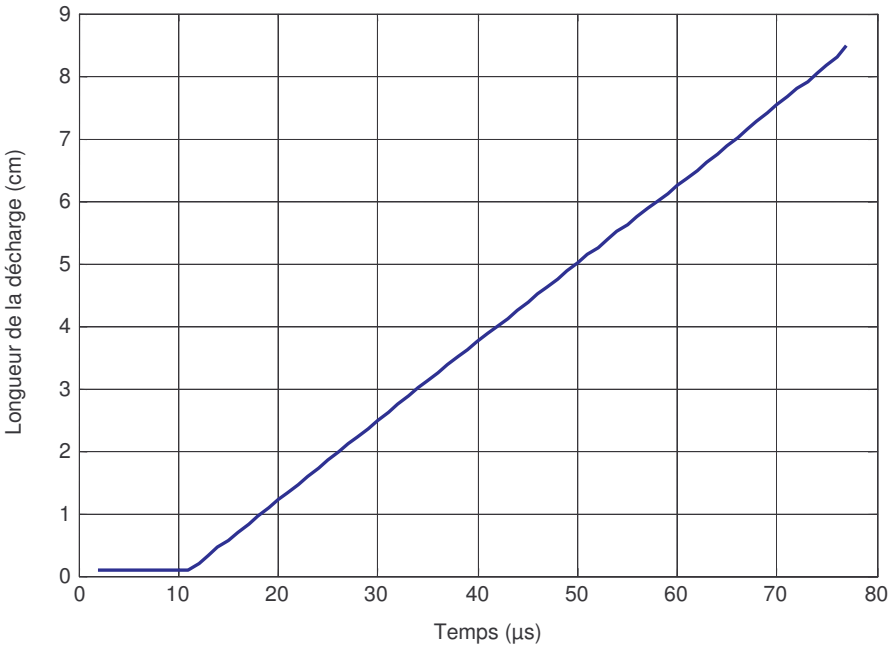


Figure III.35 : Evolution de la longueur de la décharge lors du processus de contournement d'un isolateur circulaire comportant 7 bandes dont 3 polluées d'épaisseur 0,7 mm, de conductivité σ = 100 µS, longueur totale de fuite L_f = 8,5 cm, onde de tension 50/3000 µs et tension de contournement U_{cont} = 105 kV.

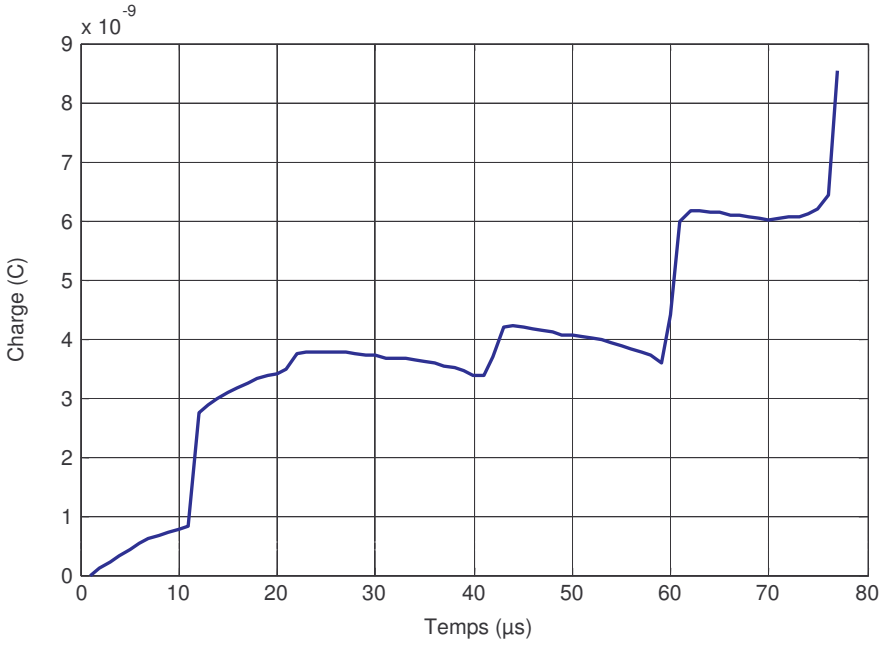


Figure III.36 : Evolution de la charge lors du processus de contournement d'un isolateur circulaire comportant 7 bandes dont 3 polluées d'épaisseur 0,7 mm, de conductivité σ = 100 µS, longueur totale de fuite L_f = 8,5 cm, onde de tension 50/3000 µs et tension de contournement U_{cont} = 105 kV.

4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous venons d'illustrer le bien fondé de la modélisation dynamique des décharges par la théorie des circuits électriques équivalents. Cette méthode constitue un outil de prédiction des caractéristiques des décharges se propageant sur des surfaces isolantes polluées de manière discontinue. Ces simulations nous ont permis de déterminer les différents paramètres de la décharge (le courant, la charge injectée, le rayon de la décharge, la vitesse instantanée...) en tenant compte des caractéristiques de l'isolateur (géométrie, distribution et résistivité des dépôts polluants) et de la position des bandes par rapport aux électrodes.

Chapitre IV

VALIDATION EN TENSION ALTERNATIVE

1 Introduction

La tension alternative est caractérisée par un passage par zéro du courant. Ainsi, la performance d'un isolateur sous une contrainte alternative est moins critique, les décharges produites après formation de bandes sèches ne se maintenant pas en permanence. Par conséquent, la tension de contournement obtenue pour les mêmes conditions serait plus importante en alternatif qu'en continu. Le contournement des isolateurs soumis à une tension alternative peut intervenir dès la première alternance si certaines conditions sont réunies. Ce contournement peut être immédiat si la résistivité de la couche de pollution est quasiment constante et que la tension appliquée est suffisante. Dans le cas contraire, le contournement interviendra lorsque la résistivité de la couche de pollution diminue alors que la tension appliquée au départ n'était pas suffisante.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons plus particulièrement au phénomène de contournement. Le cas de non contournement faisant apparaître des décharges locales à la surface des isolateurs est également abordé.

2 Etude de diverses configurations de pollution

Afin d'obtenir l'évolution temporelle des différentes caractéristiques de décharges, nous considérons un isolateur de forme cylindrique de longueur de fuite (L_f) 187 cm et de rayon 15 cm avec deux types de répartition de la couche de pollution sur sa surface: uniforme et non uniforme. Pour le cas non uniforme, nous traitons trois types de configurations : (1) isolateur avec surface constituée de deux bandes, (2) isolateur avec surface constituée de trois bandes, et (3) isolateur avec surface constituée de sept bandes. Le modèle présentant une configuration à sept bandes (figure III.19) est celui qui a été également utilisé lors des essais expérimentaux.

2.1 Isolateur avec surface uniformément polluée

On considère un isolateur de longueur de fuite totale L_f, sur lequel s'est généré un arc électrique de longueur x de l'ordre d'un centième ($L_f/100$). Toute la longueur restante ($L_f - x$) est couverte intégralement d'une couche de pollution uniforme de conductivité et d'épaisseur données. Si les conditions nécessaires à la propagation de cet arc sont réunies,

l'arc va alors se développer sur la couche de pollution. Les figures IV.1 à IV.4 donnent l'évolution temporelle de la chute de tension, de la tension à la tête de la décharge et du courant en fonction du temps pour deux valeurs de conductivités de la couche de pollution respectivement 5 µS et 50 µS. Les tensions de contournement dynamique correspondantes sont respectivement 59.395 kV et 18.782 kV. Nous observons que le courant augmente d'abord linéairement pendant les 2 premières millisecondes puis de façon exponentielle jusqu'à atteindre le contournement. Dans les deux cas, le contournement se produit durant la première alternance positive. D'autre part, plus la valeur de la conductivité de la couche de pollution est grande, plus le courant est élevé. L'amplitude du courant est dans la même gamme que celle observée expérimentalement par d'autres chercheurs [73]. Quant à la vitesse de propagation, elle diminue quand la valeur de la conductivité de la couche polluante augmente (figures IV.5 et IV.6). Les vitesses obtenues par simulations sont du même ordre que celles mesurées expérimentalement (quelques centaines de m/s) [25, 49].

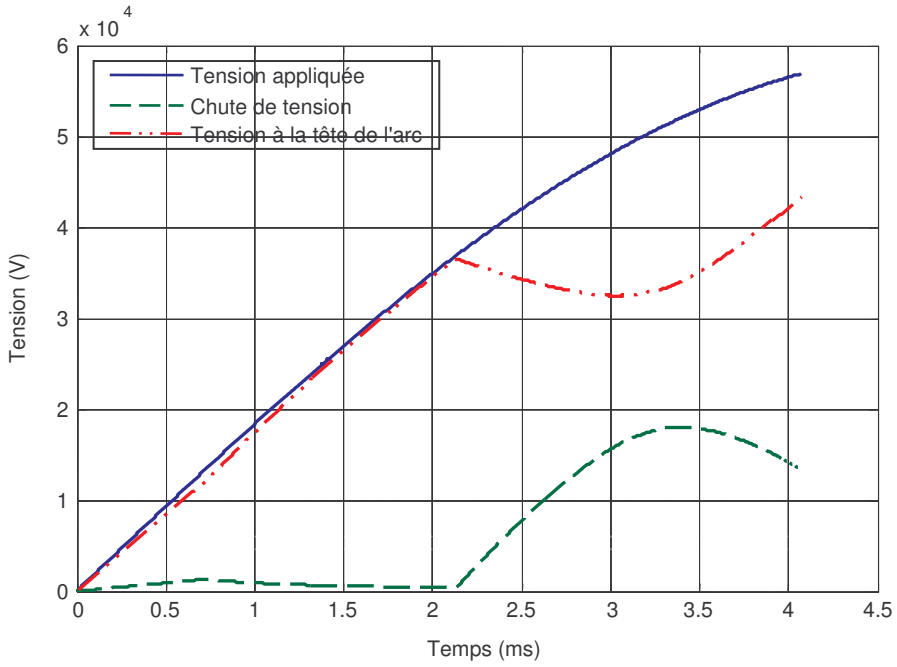


Figure IV.1: Evolution temporelle des tensions lors d'une décharge sur une surface d'isolateur polluée de manière uniforme; conductivité de 5µS pour une épaisseur de 0.7 mm. Tension de contournement dynamique = 59,395 kV.

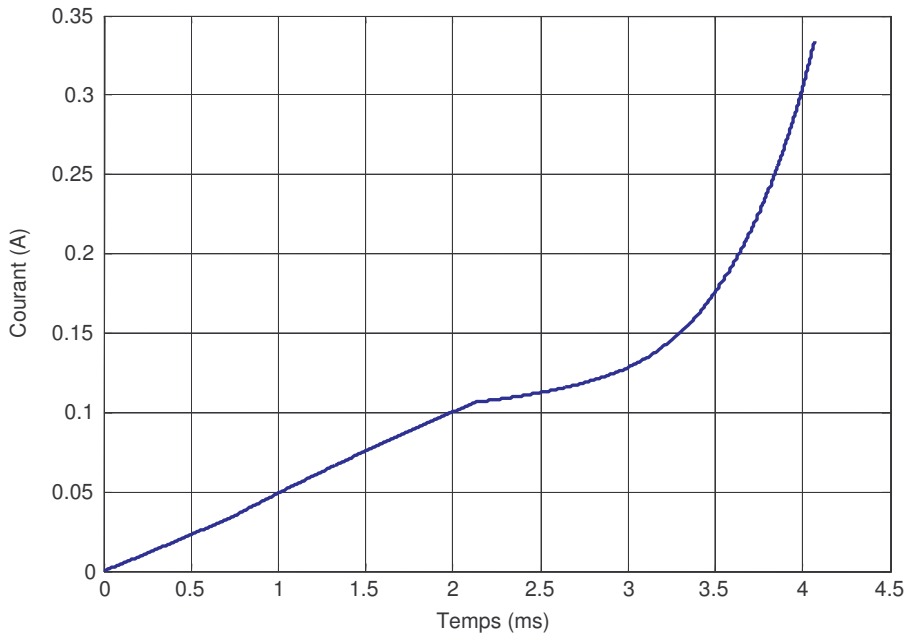


Figure IV.2: Evolution temporelle du courant résultant d'une décharge sur une surface d'isolateur polluée de manière uniforme; conductivité de 5µS pour une épaisseur de 0.7 mm. Tension de contournement dynamique = 59,395 kV.

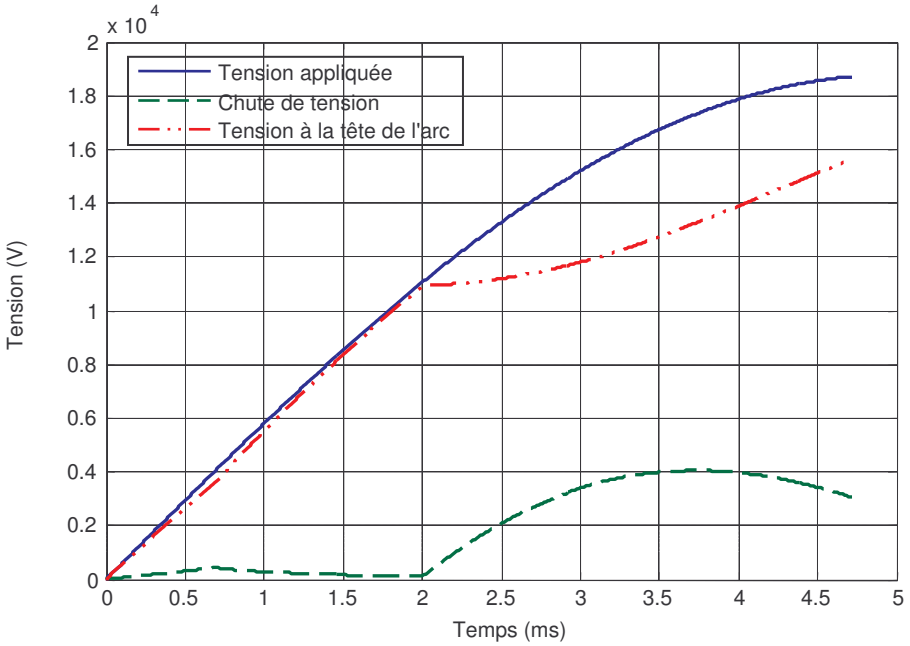


Figure IV.3 : Evolution temporelle des tensions lors d'une décharge sur une surface d'isolateur polluée de manière uniforme; conductivité de 50 µS pour une épaisseur de 0,7 mm. Tension de contournement dynamique = 18,782 kV.

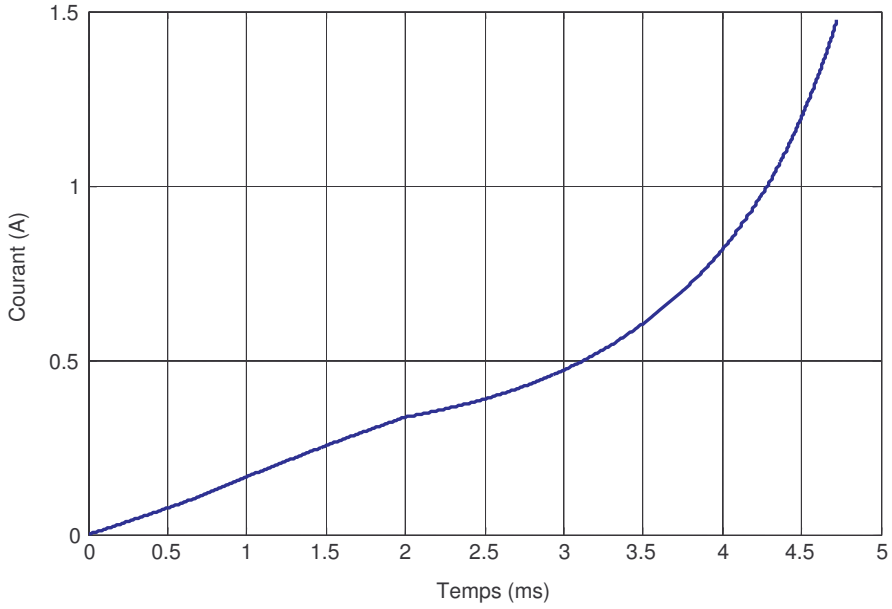


Figure IV.4 : Evolution temporelle du courant résultant d'une décharge sur une surface d'isolateur pollué de manière uniforme; conductivité de 50 µS pour une épaisseur de 0,7 mm. Tension de contournement dynamique = 18,782 kV.

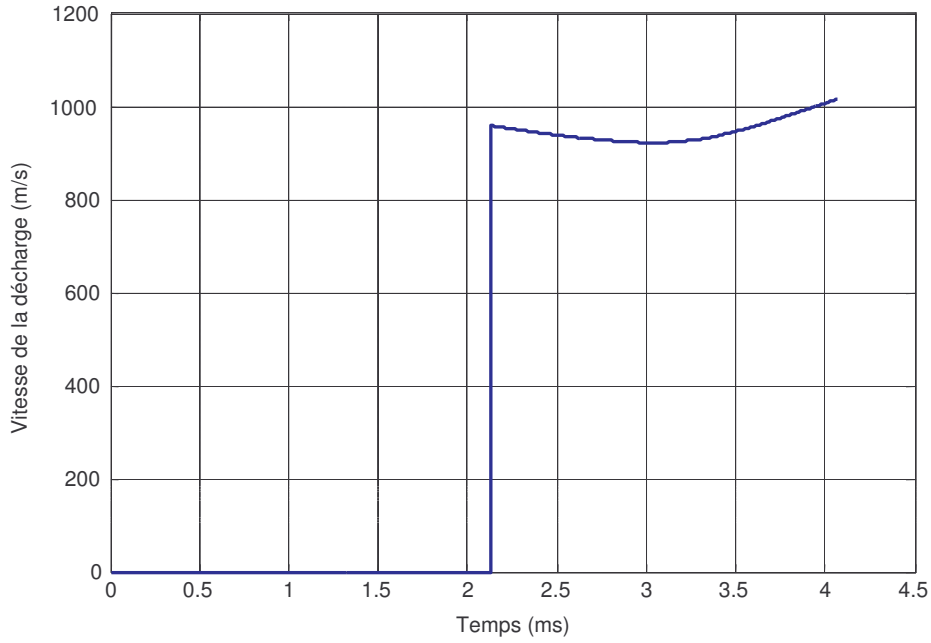


Figure IV.5: Vitesse instantanée de la décharge pour une conductivité de 5 µS, épaisseur de pollution 0,7 mm. Tension de contournement dynamique = 59,395 kV.

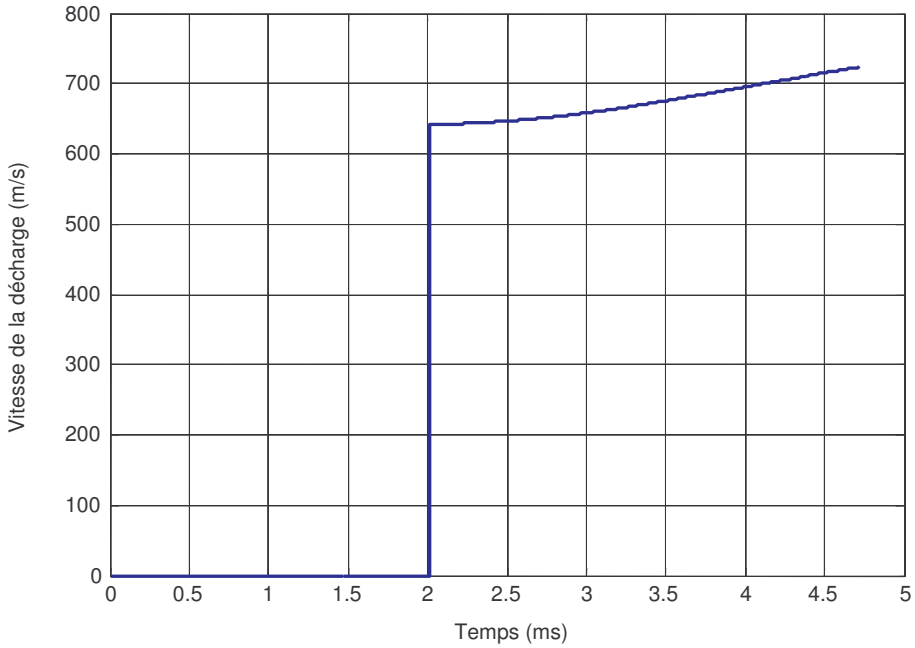


Figure IV.6: Vitesse instantanée de la décharge pour une conductivité de 50 µS, épaisseur de pollution 0,7 mm. Tension de contournement dynamique = 18,782 kV.

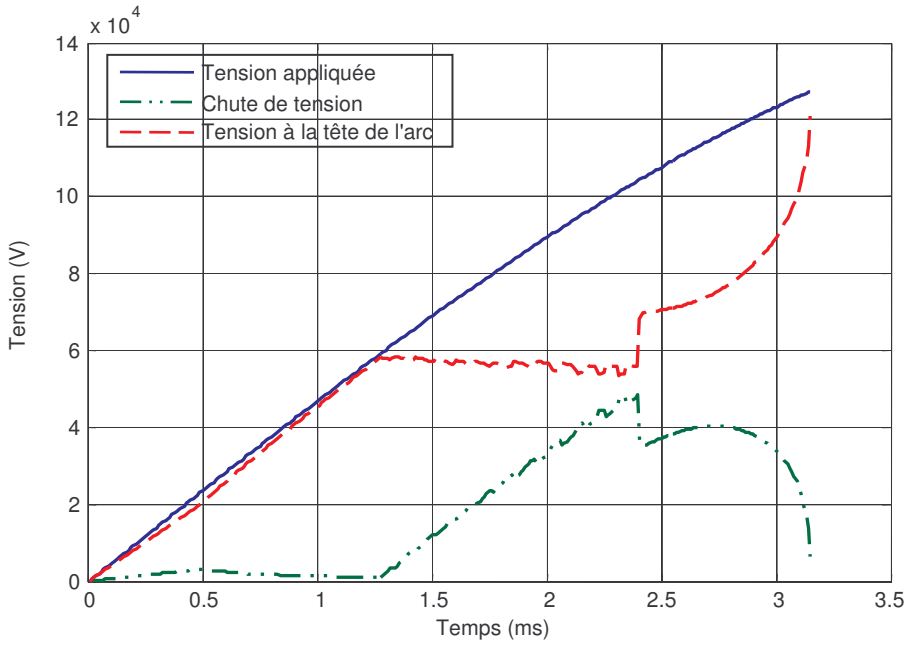
2.2 Isolateur avec surface non uniformément polluée

2.2.1 Isolateur avec surface comportant deux bandes

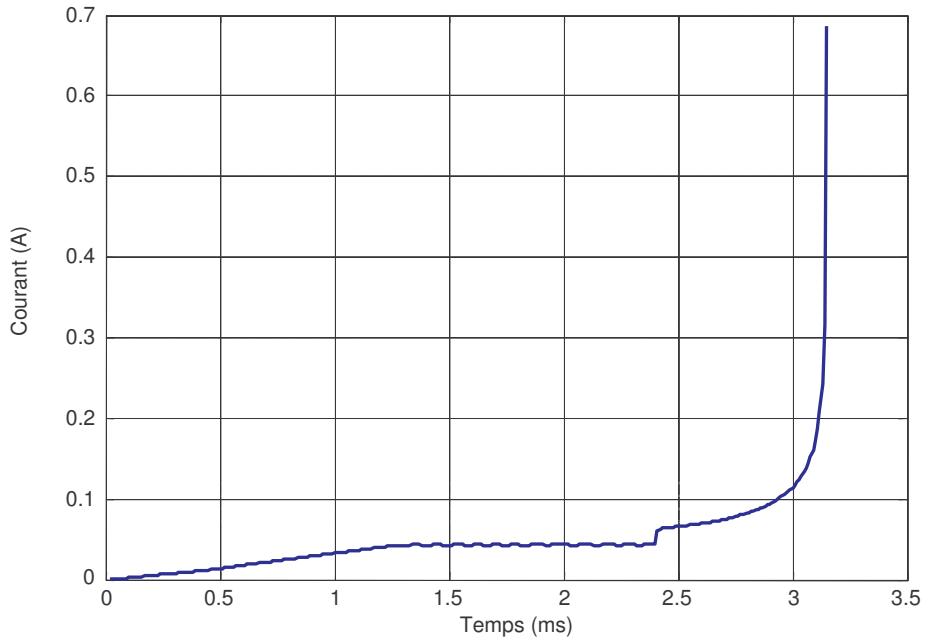
2.2.1.1 Cas où la bande la plus polluée est du côté de l'électrode H.T

Dans ce cas, on considère un isolateur dont la surface comporte deux bandes de conductivités σ_1 et σ_2. La première bande de conductivité σ_1 est celle se trouvant du côté de l'électrode haute tension ; sa longueur est égale aux trois quarts (3/4) de la longueur de fuite totale de l'isolateur. La deuxième bande de conductivité σ_2, a une longueur égale au quart (1/4) restant de la longueur totale ($\sigma_1 > \sigma_2$). Nous remarquons que le courant varie de façon discontinue (figures IV.7 b à IV.10 b). Cette discontinuité est d'autant plus marquée quand le rapport entre les conductivités des deux bandes est important. L'évolution du courant se fait en trois étapes : une première étape marquée par une légère augmentation linéaire suivie d'une étape où ce courant est plus ou moin constant enfin une dernière étape où le courant augmente très rapidement. La vitesse au départ demeure constante et très faible, ensuite celle-ci connaît un cycle de fluctuation redevenant parfois nulle quand le critère de propagation n'est pas satisfait (figure IV.11 et IV.12). Toutefois, lors du contournement, elle prend des

valeurs très grandes. La longueur de la décharge suit l'évolution de la vitesse (figure IV.13) ; elle connaît parfois une longue période de pause avant de commencer sa croissance, ces moments de pause expliquent l'absence de propagation de la décharge ; ce qui par conséquent donne l'allure de la longueur de la décharge un visage à escaliers.

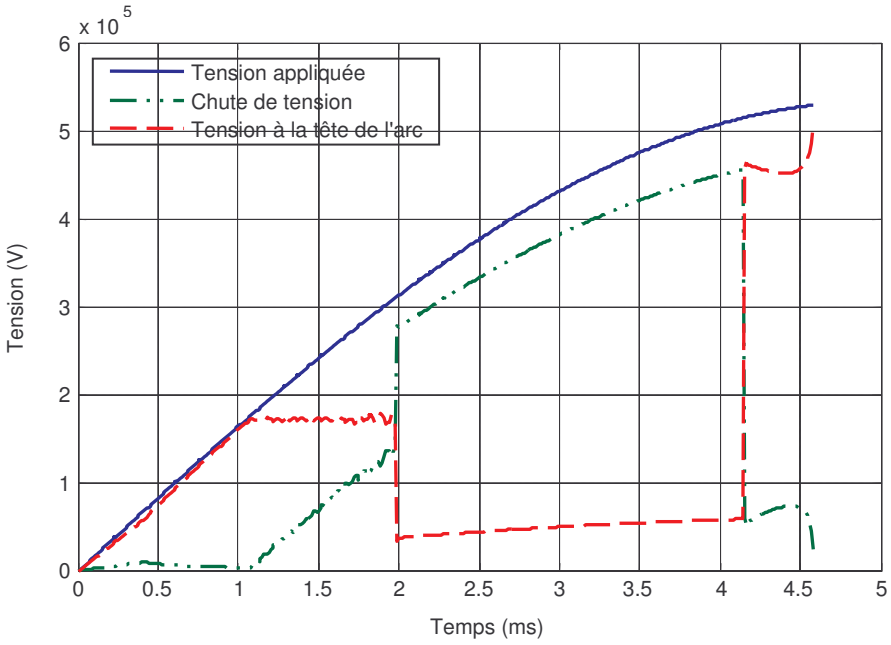


(a)

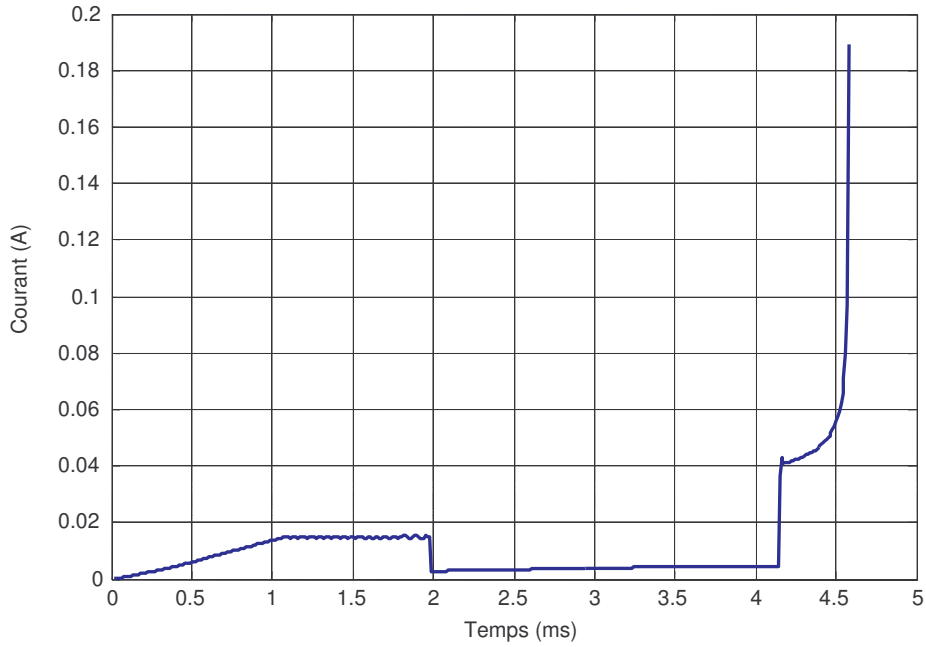


(b)

Figure IV.7 : Évolution temporelle de la tension (a) et du courant (b) de la décharge résultant d'un isolateur de forme cylindrique de longueur L_f = 187 cm, épaisseur de pollution 0.7mm, σ_1 = 5 µS et σ_2 = 1 µS. La tension de contournement dynamique = 152.61 kV.

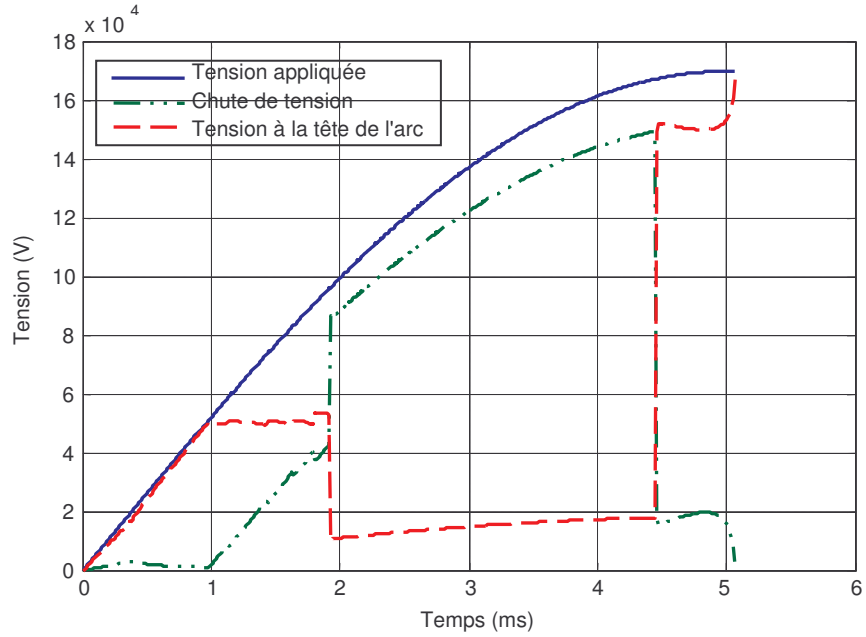


(a)

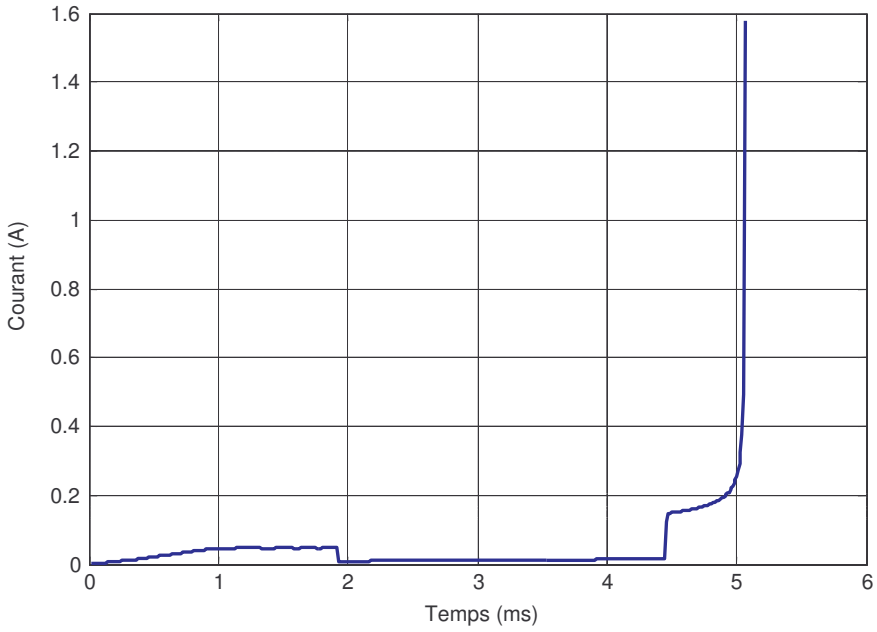


(b)

Figure IV.8 : Évolution temporelle de la tension (a) et du courant (b) de la décharge résultant d'un isolateur de forme cylindrique de longueur L_f = 187 cm, épaisseur de pollution 0.7mm, σ_1 = 5 µS et σ_2 = 0,1 µS. La tension de contournement dynamique = 533,91 kV

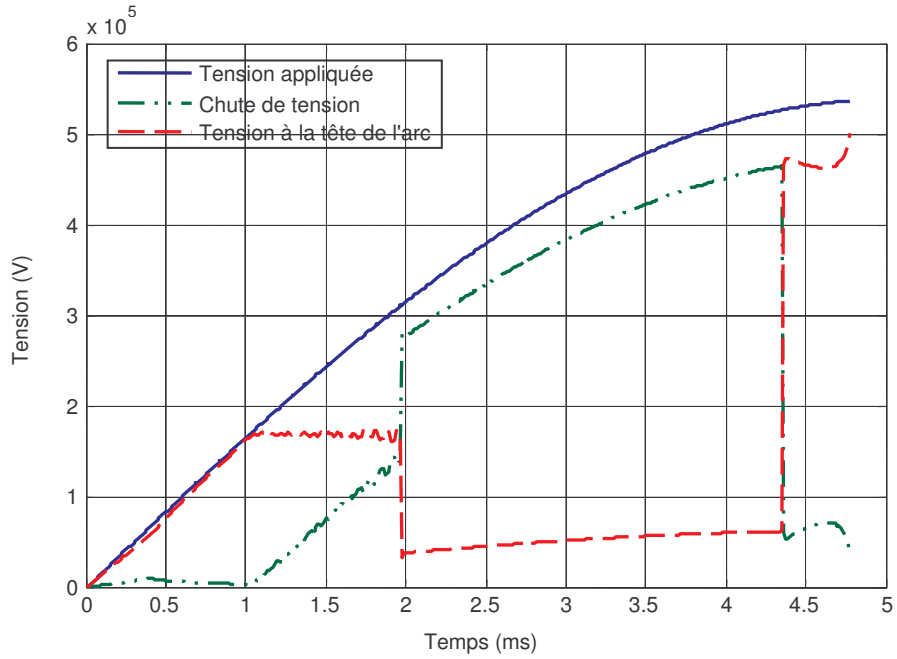


(a)

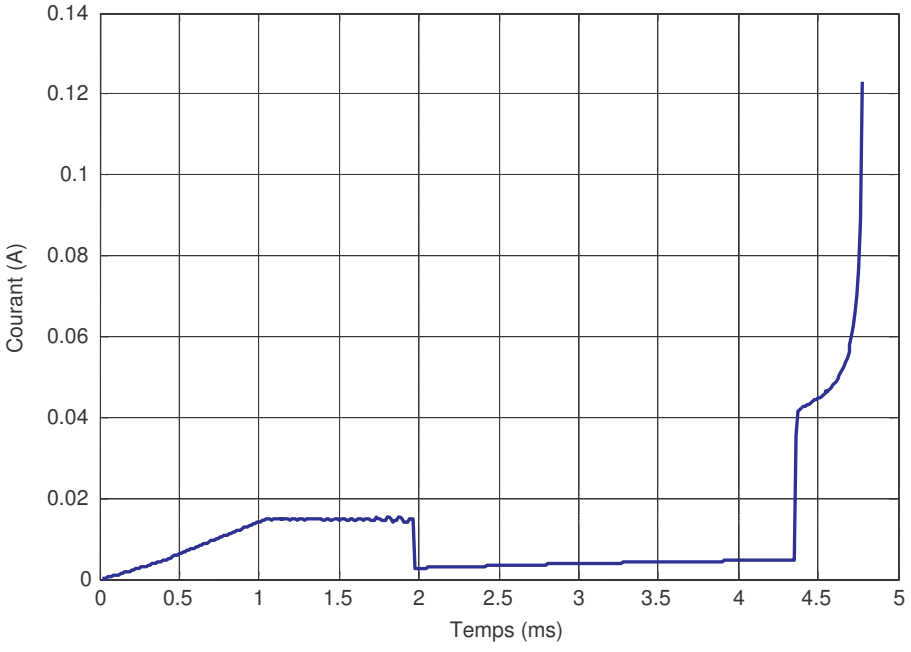


(b)

Figure IV.9 : Évolution temporelle de la tension (a) et du courant (b) de la décharge résultant d'un isolateur de forme cylindrique de longueur L_f = 187 cm, épaisseur de pollution 0,7mm, σ_1 = 50 µS et σ_2 = 1 µS. La tension de contournement dynamique = 169,78 kV.

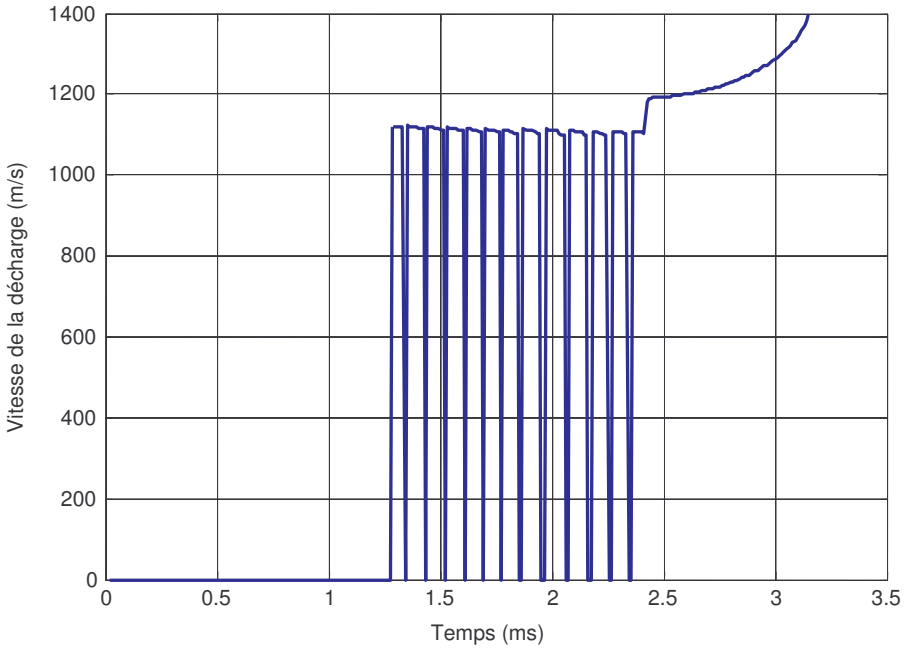


(a)

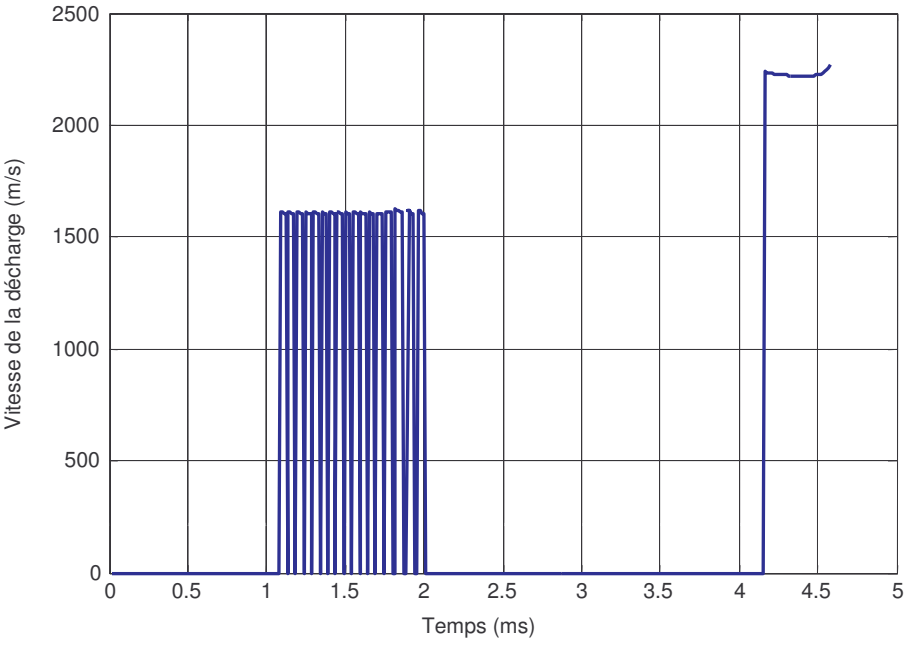


(b)

Figure IV.10 : Évolution temporelle de la tension (a) et du courant (b) de la décharge résultant d'un isolateur de forme cylindrique de longueur L_f = 187 cm, épaisseur de pollution 0,7mm, σ_1 = 50 µS et σ_2 = 0,1 µS. La tension de contournement dynamique = 538 kV.

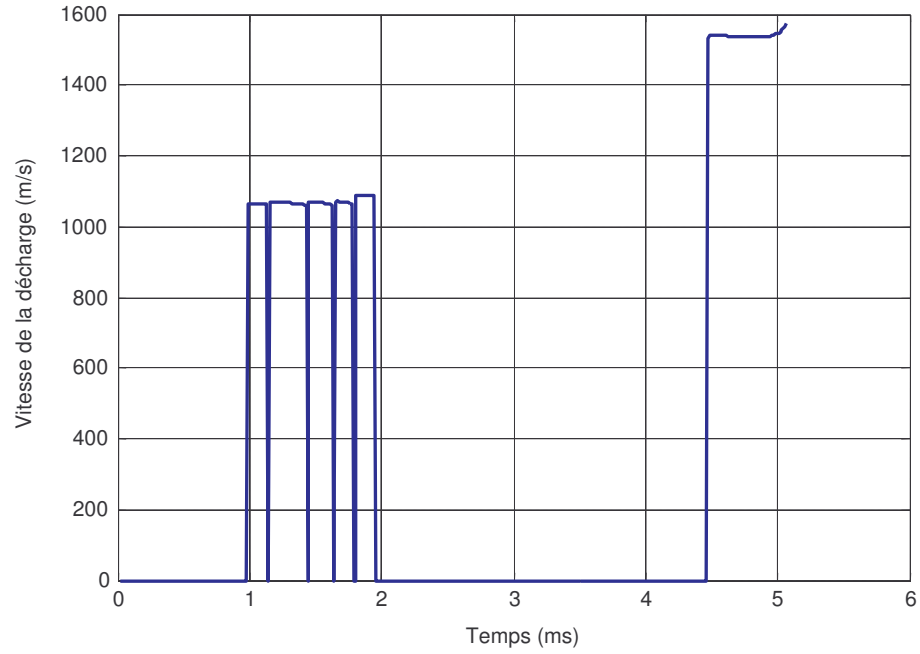


(a)

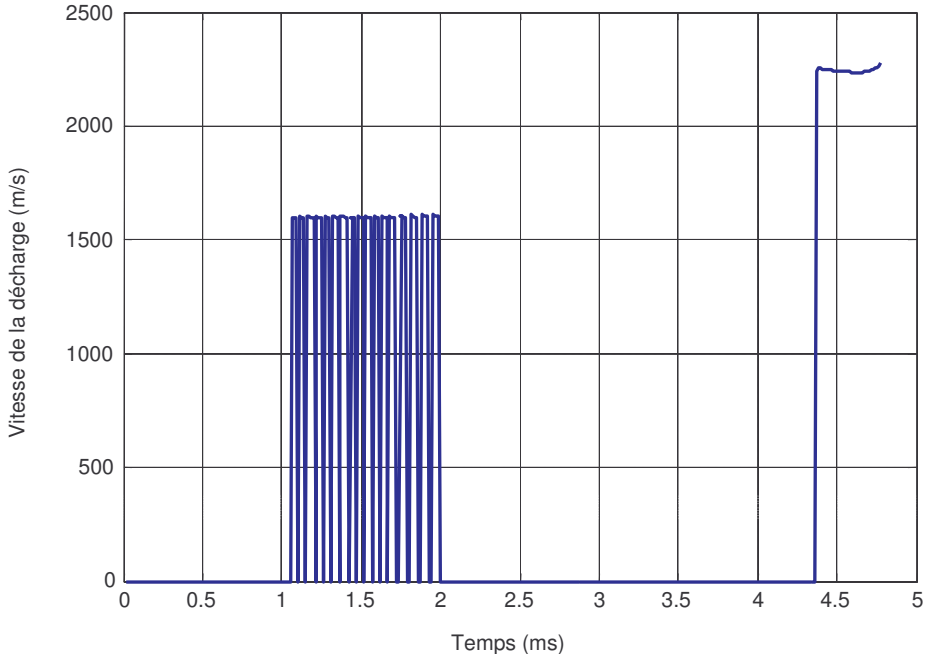


(b)

Figure IV.11 : Évolution temporelle de la vitesse instantanée de la décharge sur un isolateur de forme cylindrique de longueur L_f = 187 cm, épaisseur de pollution 0.7mm : (a) σ_1 = 5 µS et σ_2 = 1 µS - tension de contournement dynamique = 152.61 kV ; (b) ; σ_1 = 5 µS et σ_2 = 0,1 µS - tension de contournement dynamique = 533,91 kV.

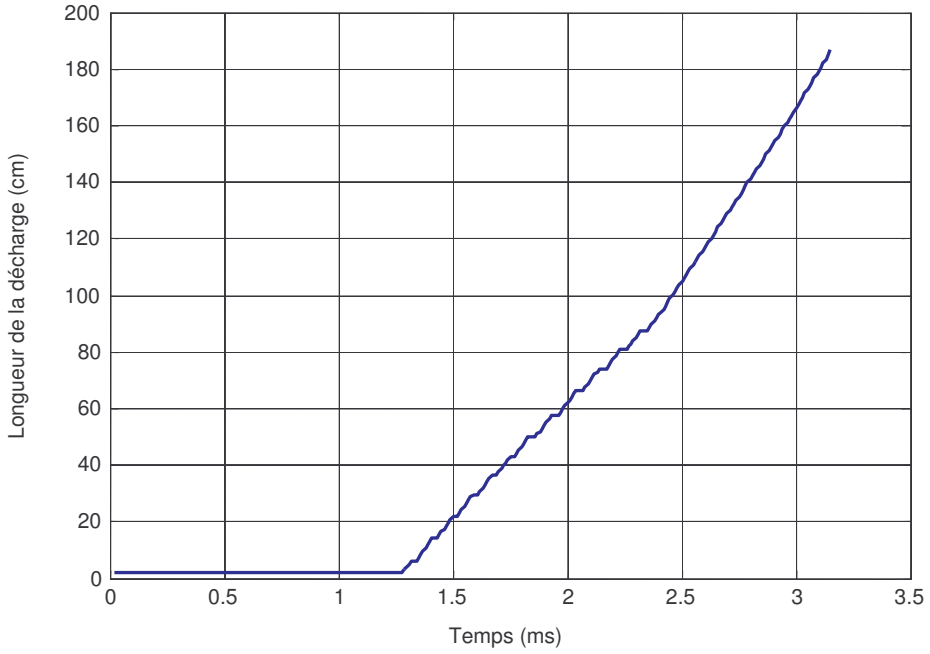


(a)

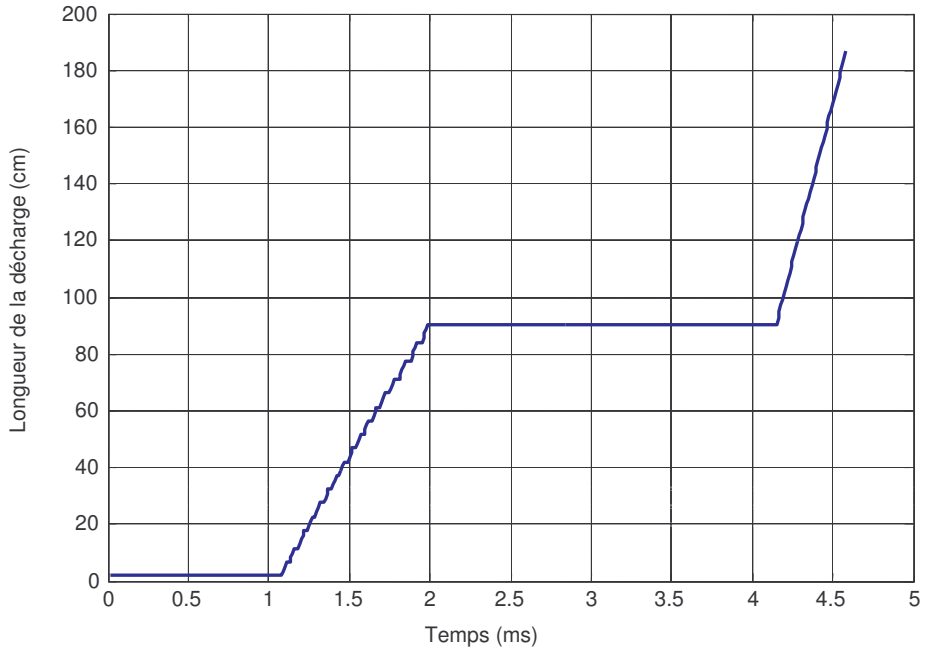


(b)

Figure IV.12 : Évolution temporelle de la vitesse instantanée de la décharge pour un isolateur de forme cylindrique de longueur L_f = 187 cm, épaisseur de pollution 0,7mm : (a) σ_1 = 50 µS et σ_2 = 1 µS - tension de contournement dynamique = 169,78 kV ; (b) σ_1 = 50 µS et σ_2 = 0,1 µS - tension de contournement dynamique = 538 kV (b).



(a)



(b)

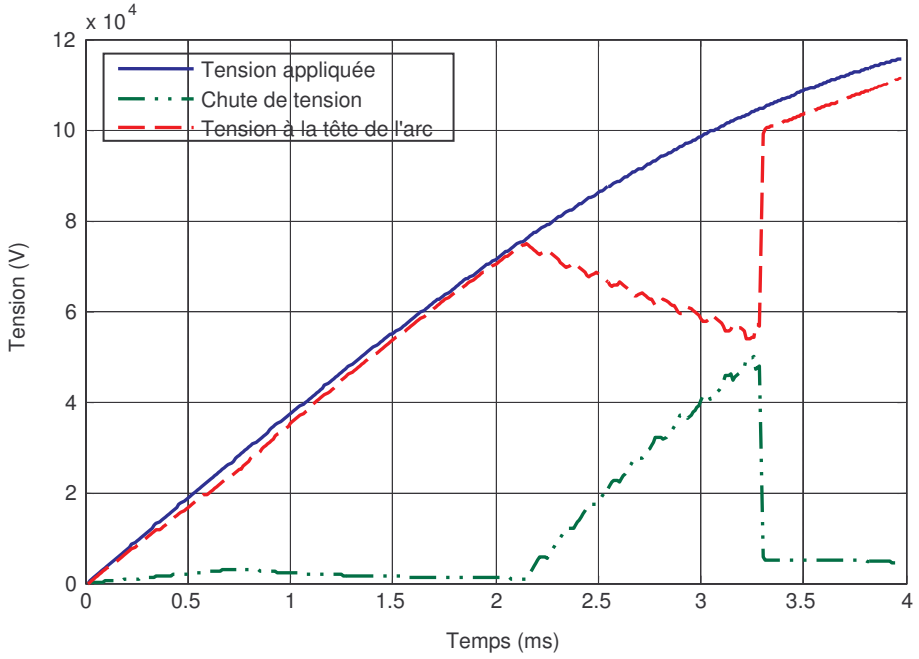
Figure IV.13 : Longueur de la décharge pour un isolateur de forme cylindrique de longueur L_f = 187 cm, épaisseur de pollution 0.7mm : (a) σ_1 = 5 µS et σ_2 = 1 µS - tension de contournement dynamique = 152.61 kV ; (b) σ_1 = 5 µS et σ_2 = 0,1 µS - tension de contournement dynamique = 533,91 kV (b).

2.2.1.2 Cas où la bande la moins polluée est du côté de l'électrode H.T

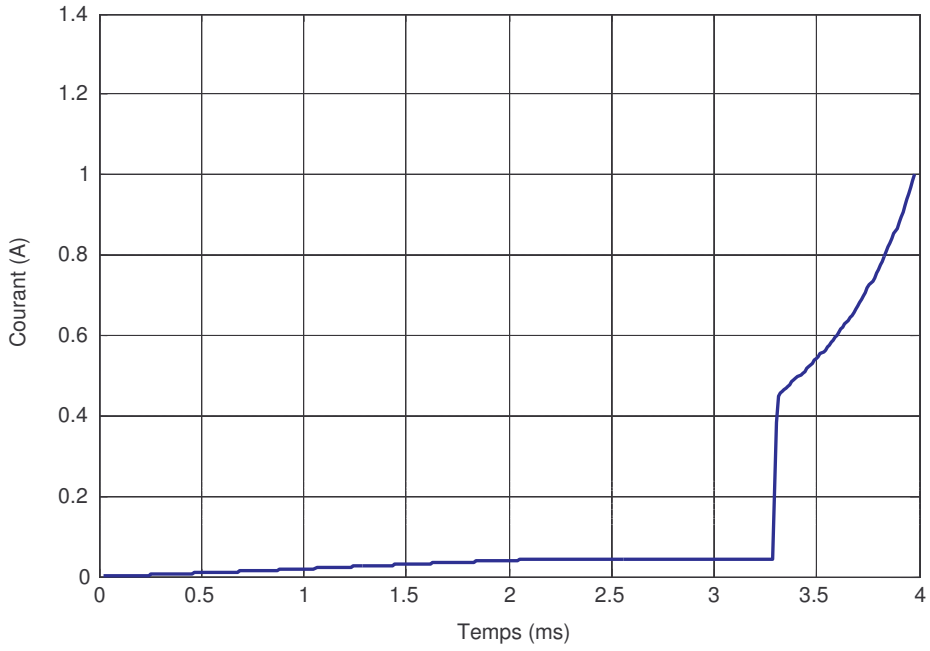
Pour cette seconde configuration, la première bande de conductivité σ_1 est placée du côté de l'électrode haute tension et couvre les trois quarts (3/4) de la longueur totale de l'isolateur ; le quart (1/4) restant de la longueur totale de fuite (L_f) est couvert par la deuxième bande de conductivité σ_2 : $\sigma_1 < \sigma_2$. Nous observons que le courant demeure quasiment constant pendant les trois quarts de temps qui précèdent le contournement, soit le temps durant lequel la décharge parcours la surface de l'isolateur qui est quasiment sèche (figures IV.14 à 17). Ensuite, on note une augmentation rapide dans le dernier quart de temps, ce qui correspond au passage de la décharge sur la bande fortement polluée. Le courant est d'autant plus important que le rapport entre les conductivités est élevé. L'évolution des vitesses suit celles des courants et des charges (figures IV.18 et 19) ; il en est de même des valeurs maximales.

Les figures IV.20 et 21 illustrent l'évolution de la charge et du rayon de l'arc pour un isolateur de forme cylindrique ayant subi un contournement. Rappelons que l'on est toujours dans le cas d'une pollution discontinue répartie sur deux bandes avec $\sigma_1 < \sigma_2$. La première bande de conductivité σ_1, est celle se trouvant du côté de l'électrode haute tension ; elle a une longueur de 140,25 cm alors que la seconde bande de conductivité σ_2 mesure 46,75 cm. On observe que la charge est plus importante pour un rapport σ_2/σ_1 plus important, ce qui se traduit également par une nette augmentation du rayon de la décharge.

La charge demeure quasiment constante jusqu'à environ 2,2 ms pour ensuite se mettre à croître avant d'atteindre la valeur de 230 nC (figure IV.20 a). Dans le deuxième cas, la charge commence sa croissance autour de 2,7 ms pour atteindre 810 nC à 5,4 ms (figure IV.20 b). Le rayon de la décharge passe pratiquement du simple au double pour un rapport σ_2/σ_1 50 fois plus grand.

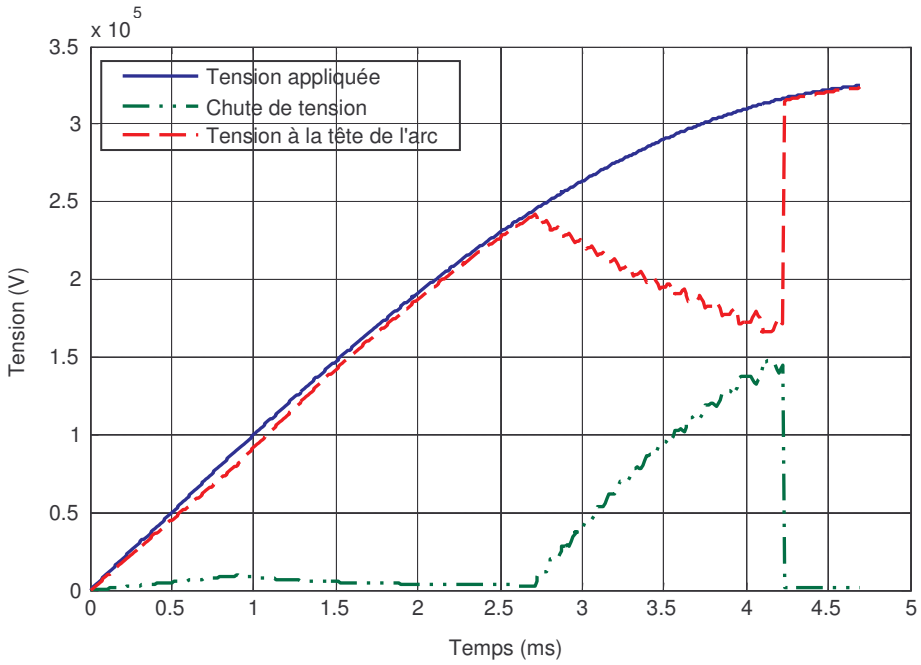


(a)

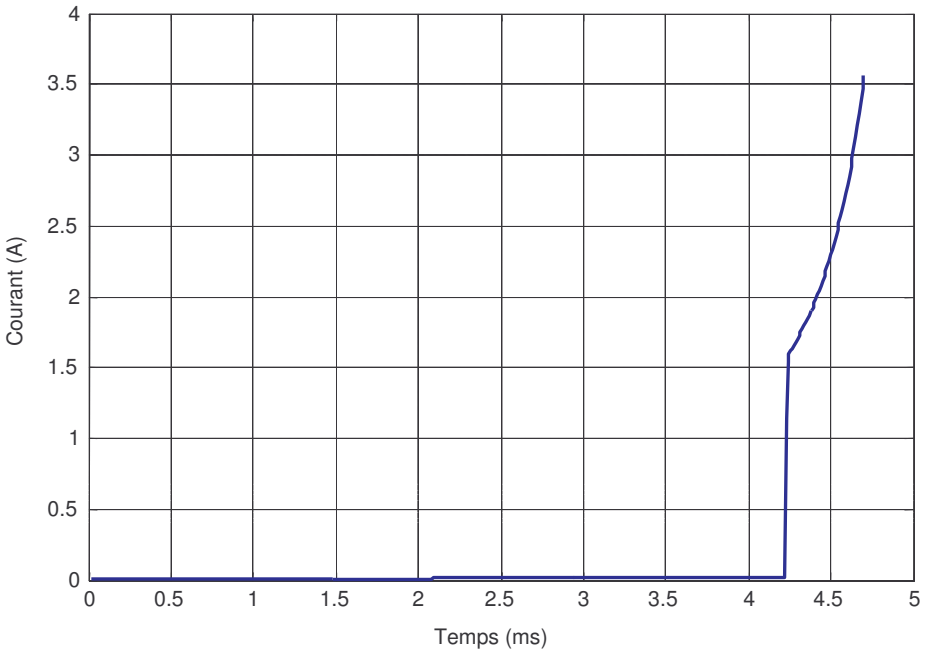


(b)

Figure IV.14 : Évolution temporelle de la tension (a) et du courant (b) de la décharge résultant d'un isolateur de forme cylindrique de longueur L_f = 187 cm, épaisseur de pollution 0.7mm, σ_1 = 1 µS et σ_2 = 5 µS. La tension de contournement dynamique = 122,09 kV.

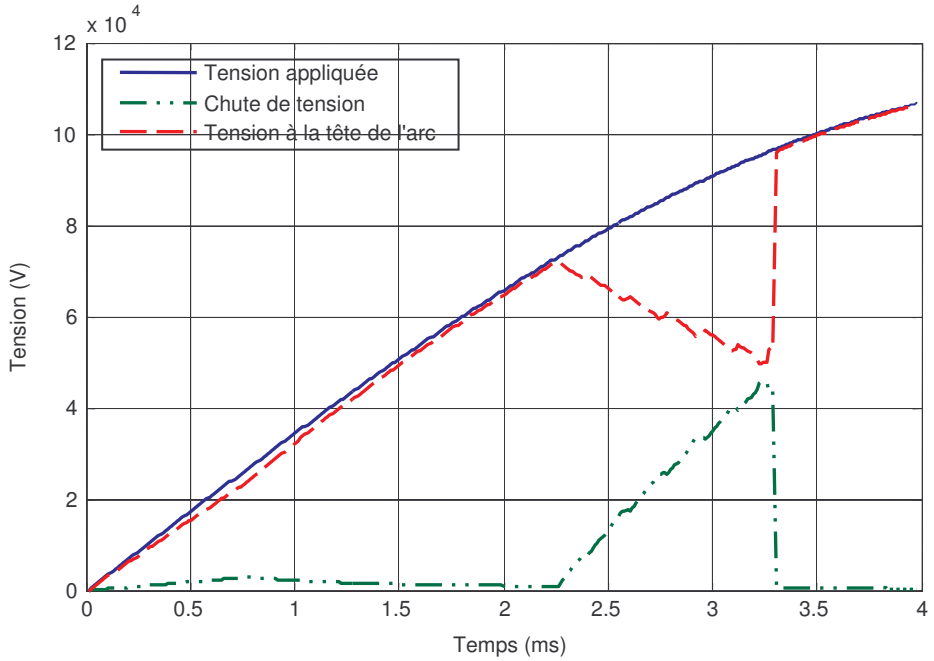


(a)

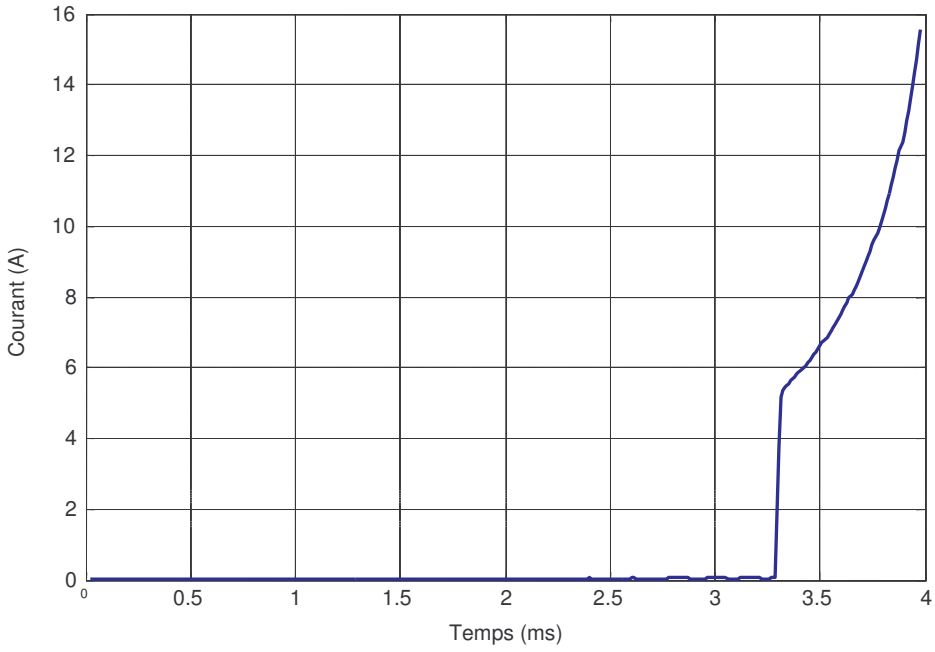


(b)

Figure IV.15 : Évolution temporelle de la tension (a) et du courant (b) de la décharge résultant d'un isolateur de forme cylindrique de longueur L_f = 187 cm, épaisseur de pollution 0,7mm, σ_1 = 0,1 µS et σ_2 = 5 µS. La tension de contournement dynamique = 326,28 kV.

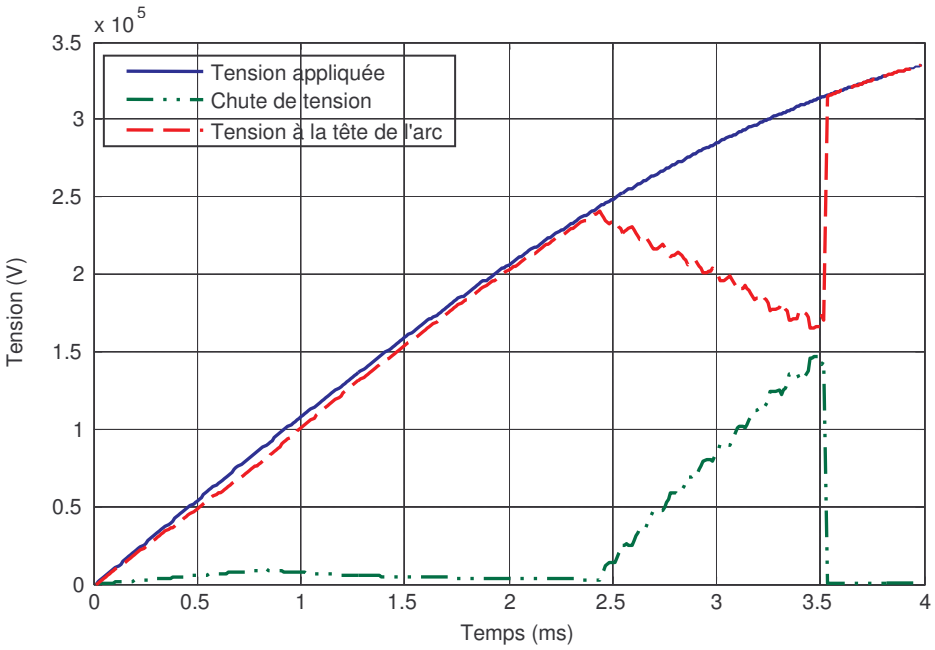


(a)

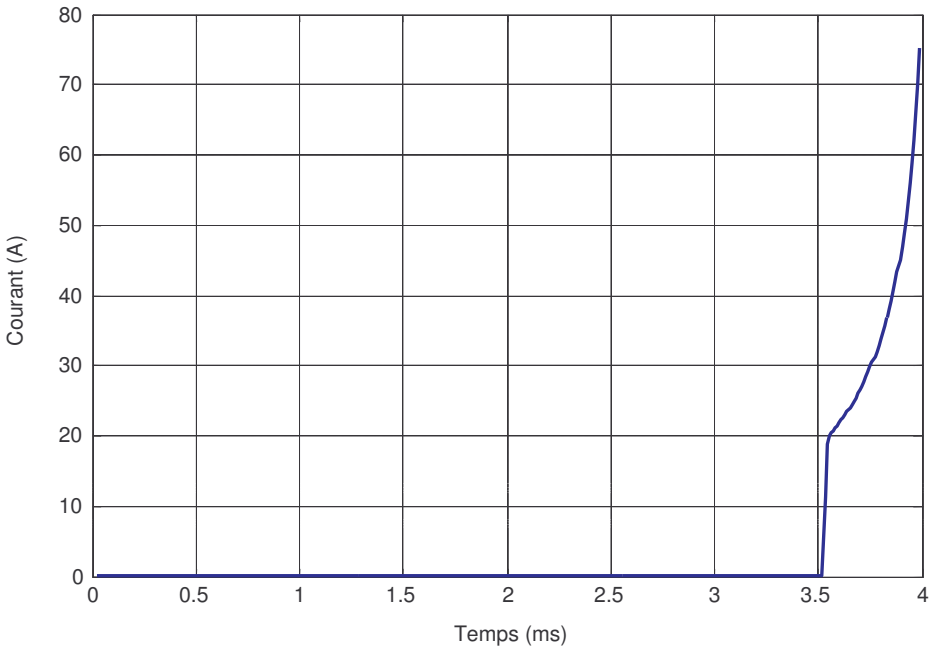


(b)

Figure IV.16 : Évolution temporelle de la tension et du courant de la décharge résultant d'un isolateur de forme cylindrique de longueur L_f = 187 cm, épaisseur de pollution 0,7mm, σ_1 = 1 µS et σ_2 = 50 µS. La tension de contournement dynamique = 112,56 kV.

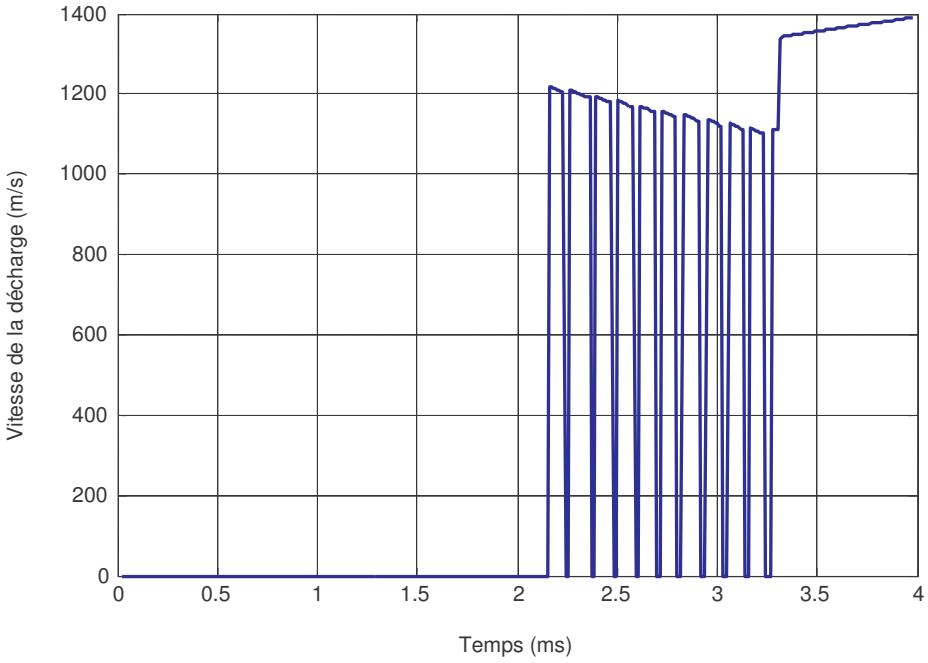


(a)

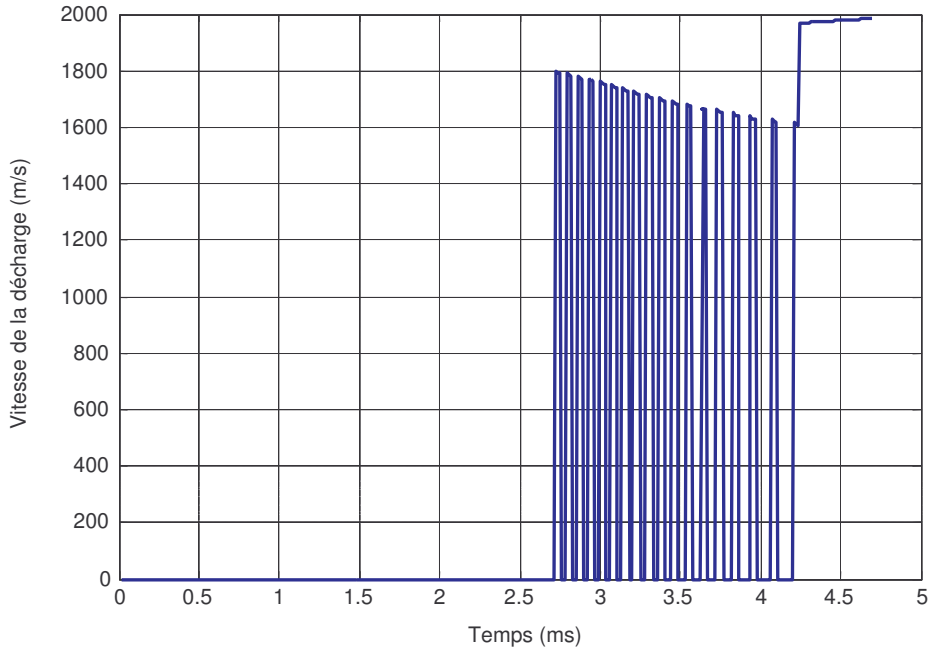


(b)

Figure IV.17 : Évolution temporelle de la tension et du courant de la décharge résultant d'un isolateur de forme cylindrique de longueur L_f = 187 cm, épaisseur de pollution 0,7mm, σ_1 = 0,1 µS et σ_2 = 50 µS. La tension de contournement dynamique = 352,79 kV.

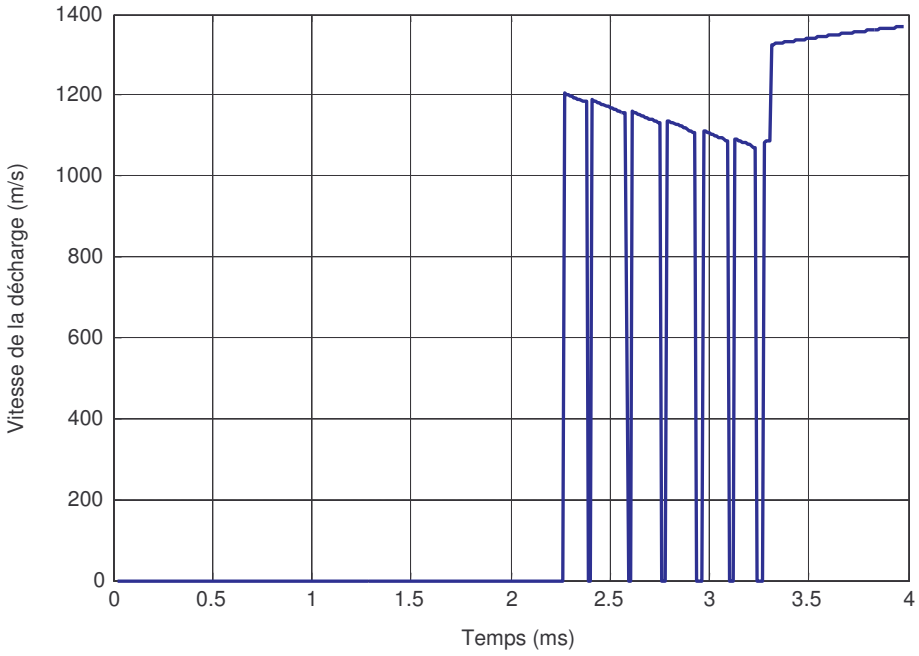


(a)

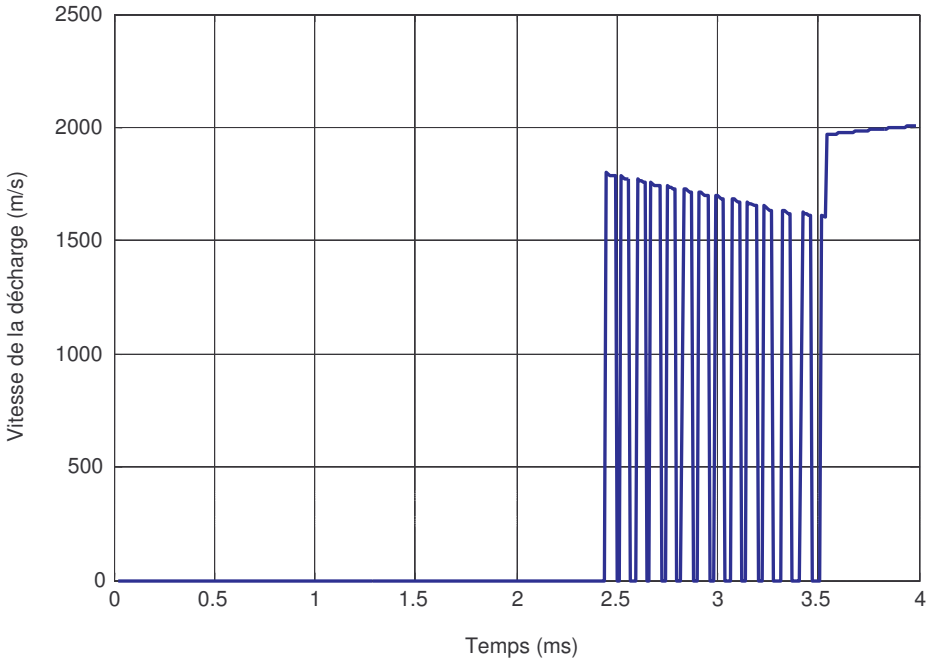


(b)

Figure IV.18 : Évolution temporelle des vitesses instantanées des décharges correspondantes aux courants des figures IV.14 pour (a) et IV.15 pour (b).

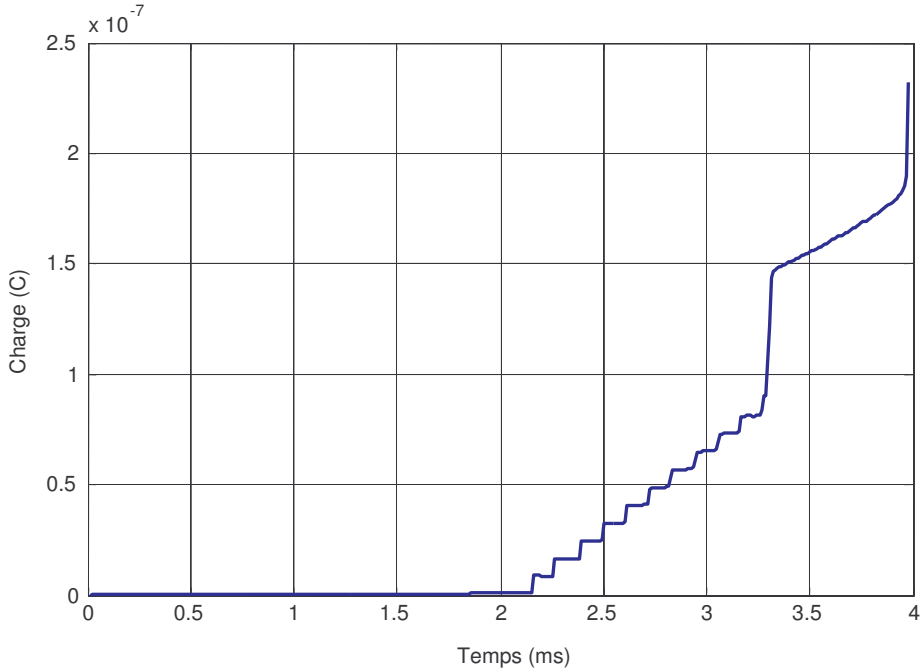


(a)

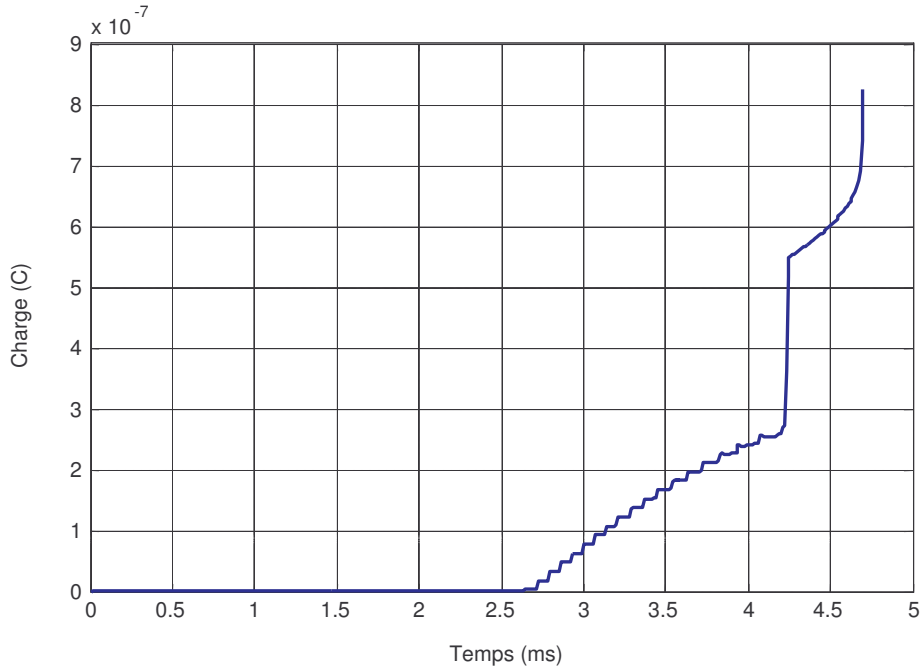


(b)

Figure IV.19 : Évolution temporelle des vitesses instantanées des décharges correspondantes aux courants des figures IV.16 pour (a) et IV.17 pour (b).

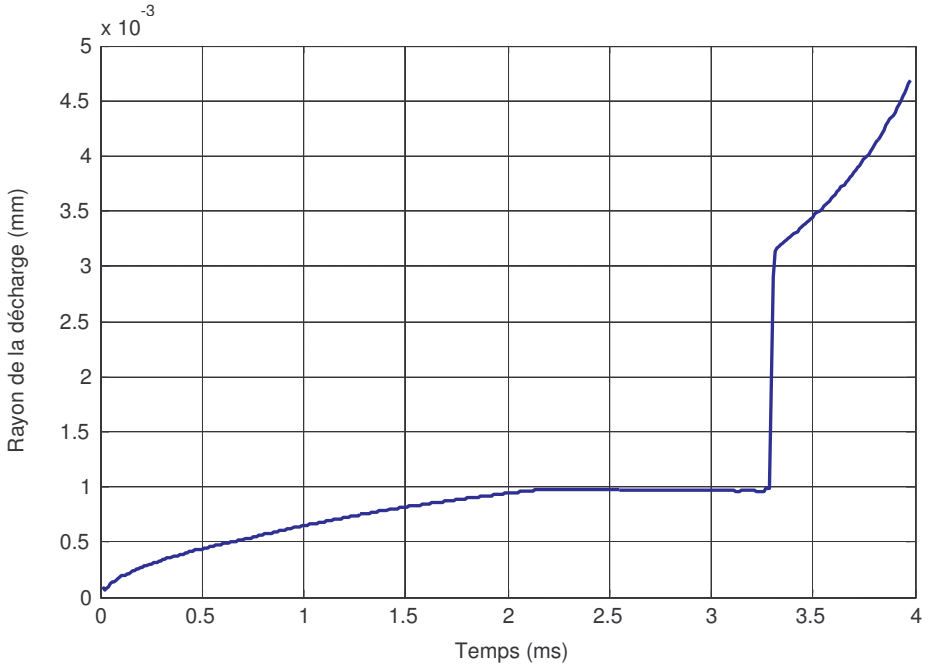


(a)

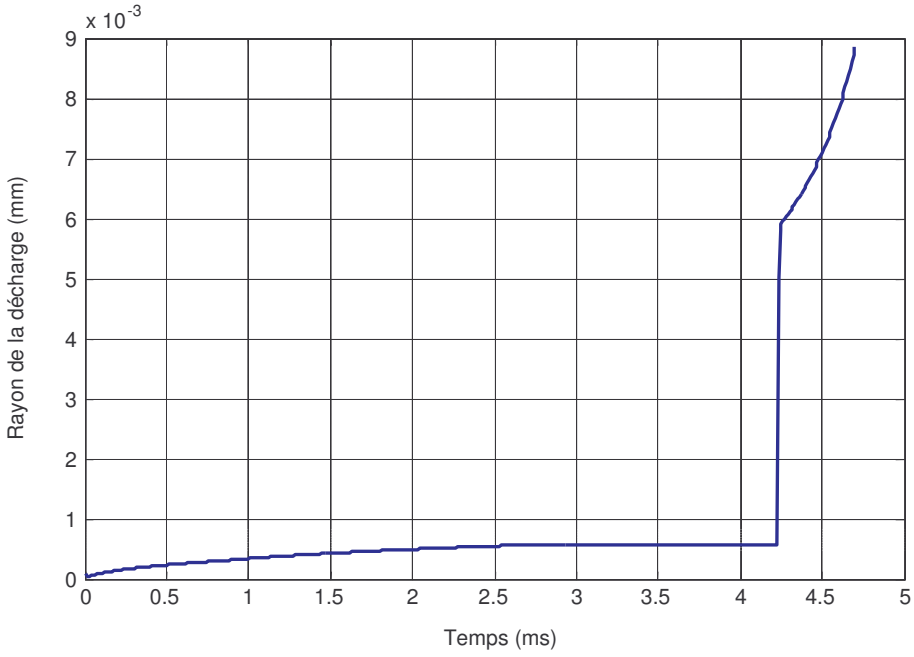


(b)

Figure IV.20 : Évolution temporelle de la charge lors du contournement d'un isolateur de forme cylindrique de longueur L_f = 187 cm, épaisseur de pollution 0,7mm : (a) σ_1 = 1 µS et σ_2 = 5 µS ; et (b) σ_1 = 0,1 µS , σ_2 = 5 µS.



(a)



(b)

Figure IV.21 : Évolution temporelle du rayon de la décharge lors du contournement d'un isolateur de forme cylindrique de longueur L_f = 187 cm, épaisseur de pollution 0,7mm : (a) σ_1 = 1 µS et σ_2 = 5 µS ; et (b) σ_1 = 0,1 µS , σ_2 = 5 µS.

2.2.2 Isolateur pollué de manière discontinue avec une surface comportant trois bandes

Nous reprenons pour cette étude le même isolateur que précédemment. La particularité ici c'est que notre isolateur comportera trois bandes disposées suivant deux configurations différentes. La surface de l'isolateur est repartie en trois parties formant trois bandes placées de façon alternée suivant leur conductivité. Dans la première configuration, on suppose que la bande très polluée se trouve au centre alors que dans l'autre configuration, la bande centrale est celle dont la conductivité est la plus faible. Les largeurs des bandes sont différentes. En partant de l'électrode haute tension vers l'électrode de masse, on prendra 5 cm pour la première bande, 10 cm pour la deuxième bande et 15 cm pour la troisième bande.

2.2.2.1 Isolateur avec la bande la plus polluée au centre

a) Considérons le cas où les trois bandes sont de longueurs égales (soit $L_f/3$) et que les deux bandes extrêmes sont de même conductivité, soit 1 µS, alors que la bande centrale à une conductivité de 4 µS. Les figures IV.22 à 25 donnent l'évolution des caractéristiques de la décharge dans ces conditions. Nous remarquons que le courant augmente lègèrement pour chuter et rester constant sur la bande centrale la plus conductrice pour se remettre à croître par paliers avant d'amorcer une augmentation brutale sur la dernière bande. La charge commence d'abord à augmenter par petits paliers en s'approchant de la bande la plus conductrice avant une augmentation par paliers de niveaux plus importants avec des pauses plus longues. Les vitesses maximales atteintes sont du même ordre que celles mesurées dans la configuration à deux bandes mais leurs variations sont complètement différentes. La propagation de la décharge s'effectue par sauts sur la bande centrale la plus conductrice ; après une pause assez longue, on observe une augmentation brutale, passant de 0 à 1600 m/s.

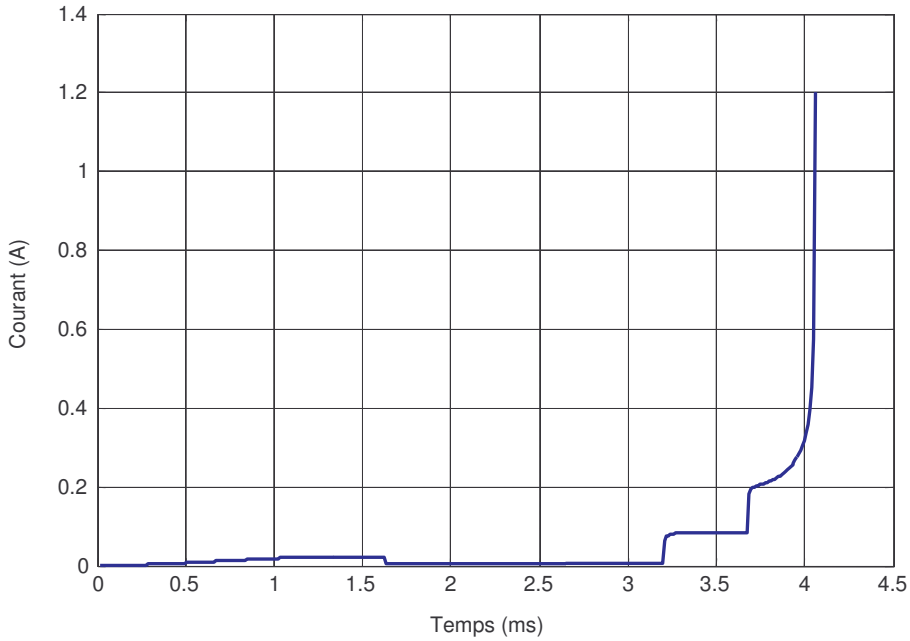


Figure IV.22 : Courant de la décharge pour l'isolateur cylindrique de longueur L_f = 187 cm et de rayon 15 cm, épaisseur de pollution 0,7mm ; largeurs successives des trois bandes : 5, 10 et 15 cm, la tension de contournement est de 194,25 kV.

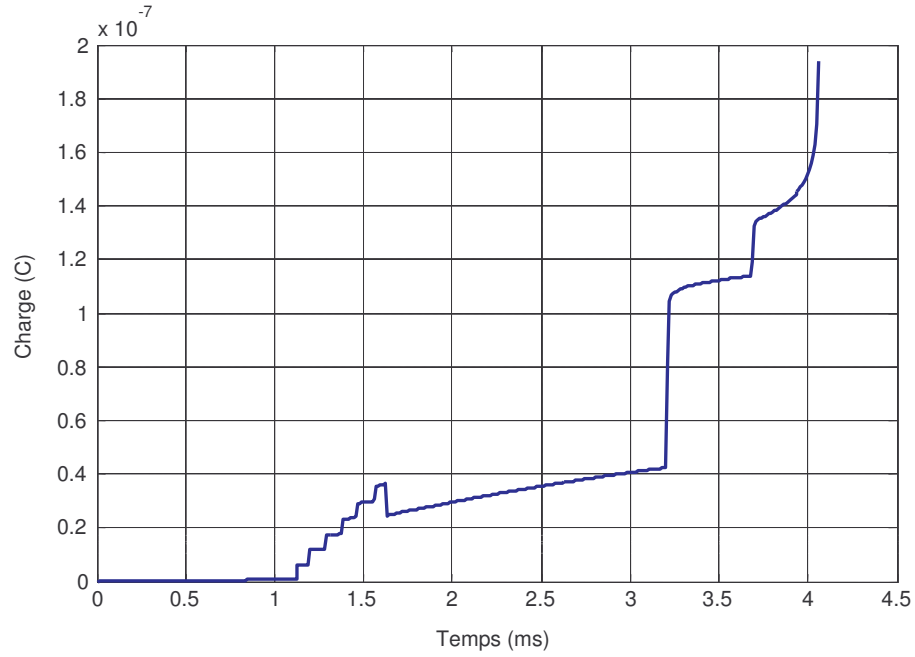


Figure IV.23 : Charge lors du contournement de l'isolateur cylindrique de longueur L_f = 187 cm et de rayon 15 cm, épaisseur de pollution 0,7mm ; largeurs successives des trois bandes : 5, 10 et 15 cm, La tension de contournement est de 194,25 kV.

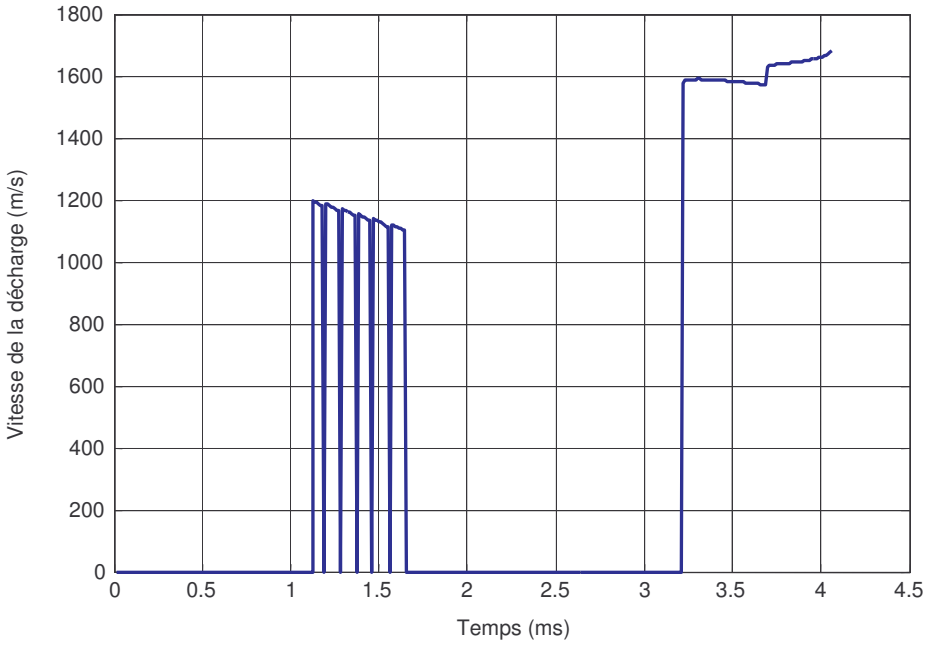


Figure IV.24 : Vitesse de la décharge pour un isolateur cylindrique de longueur L_f = 187 cm et de rayon 15 cm, épaisseur de pollution 0,7mm ; largeurs successives des trois bandes : 5, 10 et 15 cm, la tension de contournement est de 194,25 kV

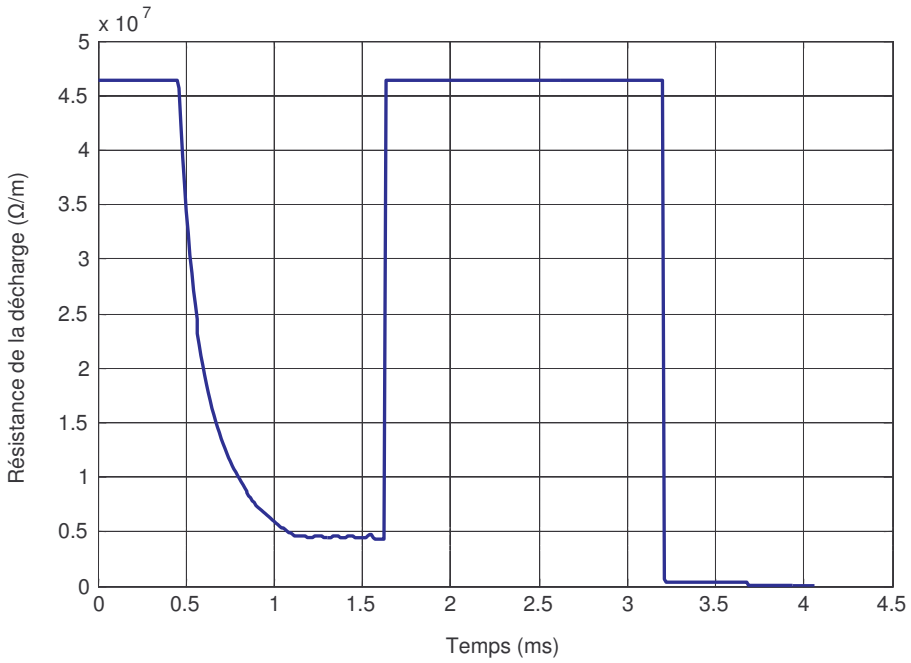
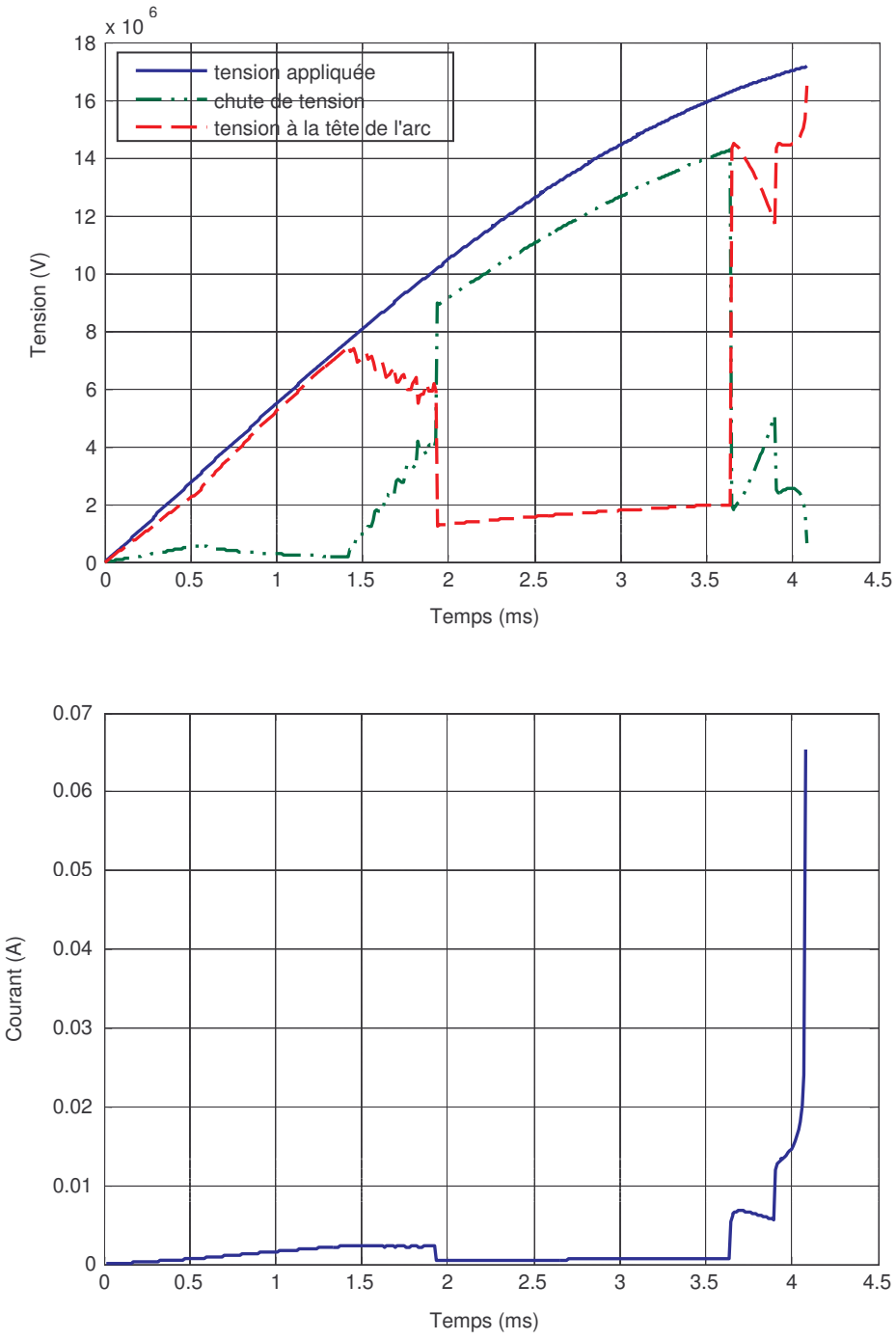
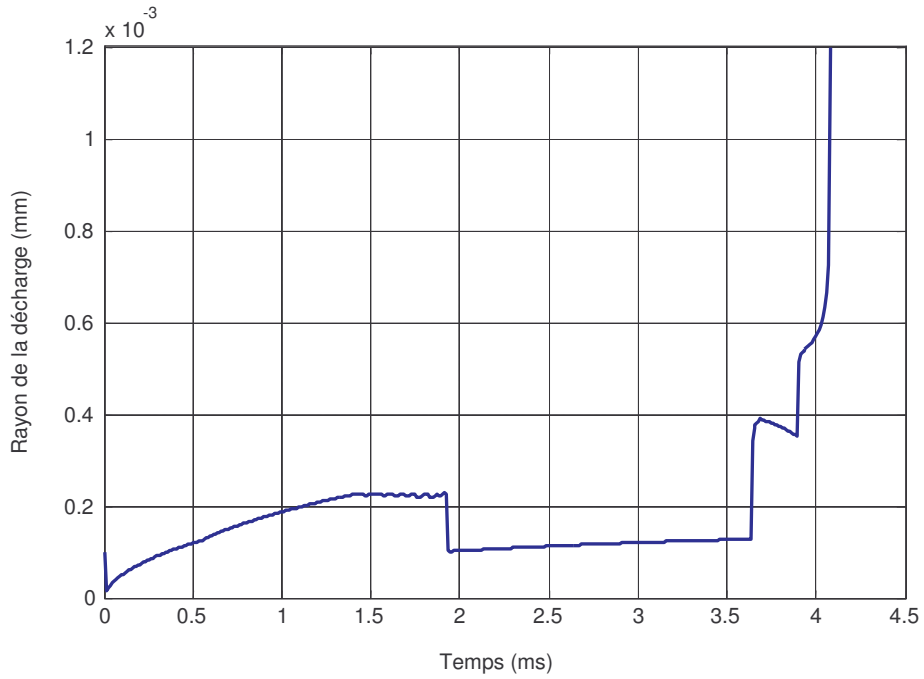
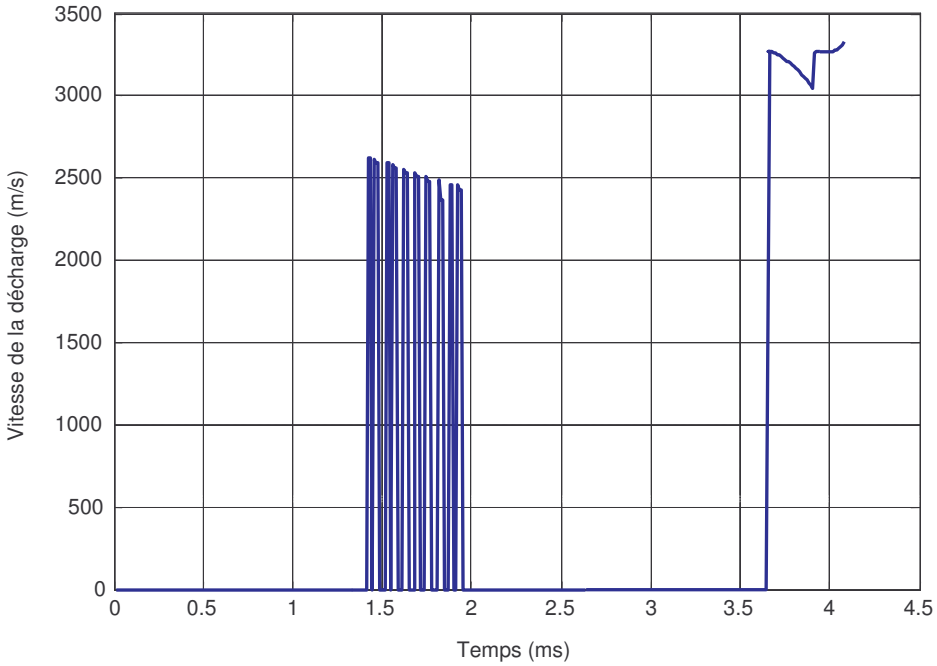


Figure IV.25 : Évolution de la résistance de la décharge lors du contournement de l'isolateur cylindrique de longueur L_f = 187 cm et de rayon 15 cm, épaisseur de pollution 0,7mm ; largeurs successives des trois bandes : 5, 10 et 15 cm

b) On considère cette fois-ci des rapports de conductivités beaucoup plus importants que précédemment : les bandes extrêmes sont quasiment sèches c'est-à-dire avec une conductivité de 0,01 µS tandis que la bande centrale est très polluée avec une conductivité de 50 µS. Les longueurs des bandes restent identiques ($L_f/3$). La figure IV.26 donne quelques caractéristiques pour cette structure. On remarque que les amplitudes des courants et des vitesses sont beaucoup plus élevés que dans le cas précédent (a).




x 10^-3
1.2
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
Rayon de la décharge (mm)
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5
4
4.5
Temps (ms)


3500
3000
2500
2000
1500
1000
500
0
Vitesse de la décharge (m/s)
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5
4
4.5
Temps (ms)

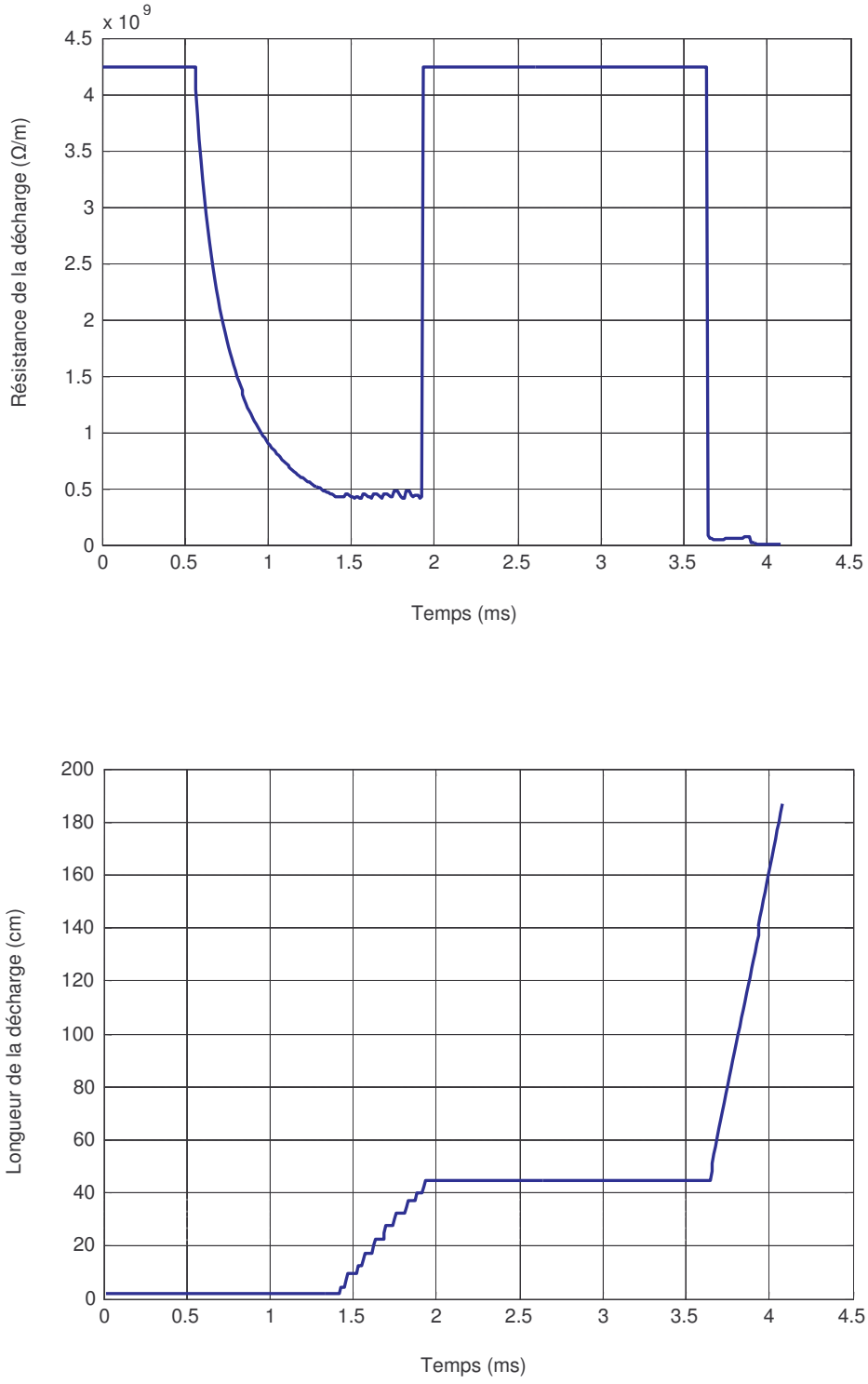
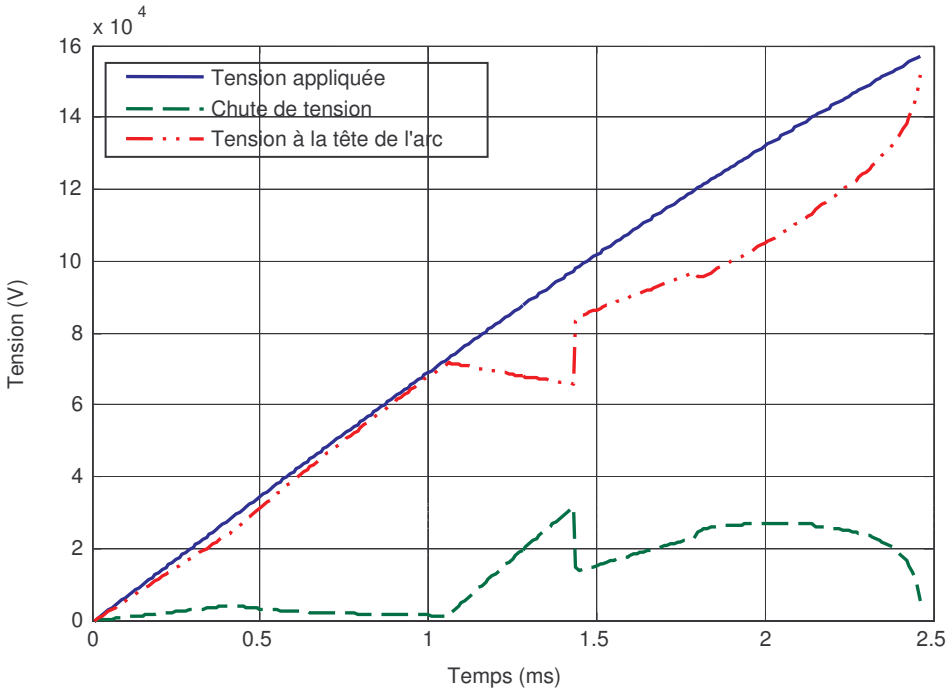
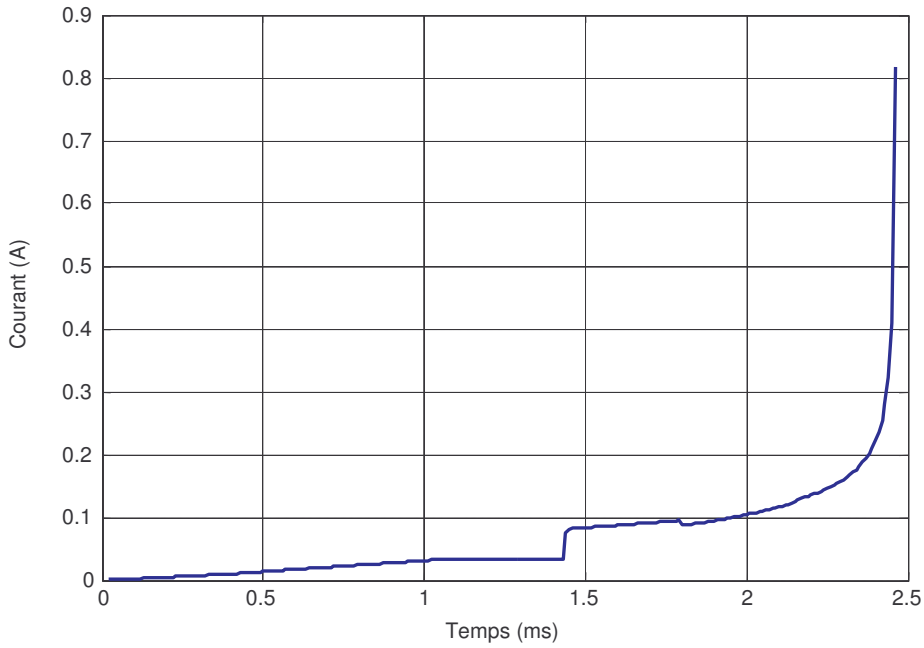


Figure IV.26 : Ensemble des caractéristiques tenions, courant, rayon de la décharge, vitesse de la charge, résistance de l'arc et longueur de la décharge pour l'isolateur cylindrique de longueur L_f = 187 cm et de rayon 15 cm, épaisseur de pollution 0,7mm ; largeurs successives des trois bandes : 5, 10 et 15 cm, la tension de contournement est de 1,49 MV.

c) On garde la même configuration mais on change les longueurs des bandes. La longueur de la bande centrale qui est la plus polluée est égale au double de la longueur des bandes extrêmes, soit $L_f/2$, et a une conductivité de 50 µS. Les bandes peu polluées occupent chacune le quart de la longueur de fuite totale et auront une conductivité de 1 µS. Les épaisseurs des couches seront de 0,7 mm pour la bande très polluée et 0,1 mm pour les bandes peu polluées. Les résultats concernant les tensions, le courant de la décharge, la résistance de la décharge et la vitesse de propagation de l'arc, dans ces conditions, sont donnés dans les figures IV.27 et IV.28. On remarque que la disposition des bandes et leurs propriétés et plus particulièrement leurs largeurs et leurs conductivités (si le rapport des conductivités des bandes est élevé) agissent de façon significative (voire changent radicalement) les caractéristiques de la décharge.

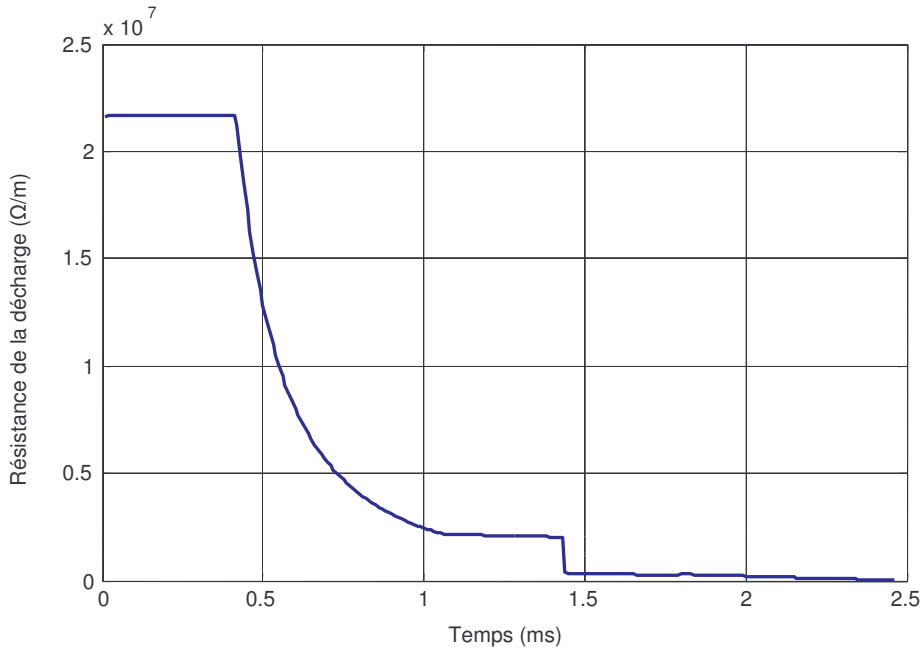


(a)

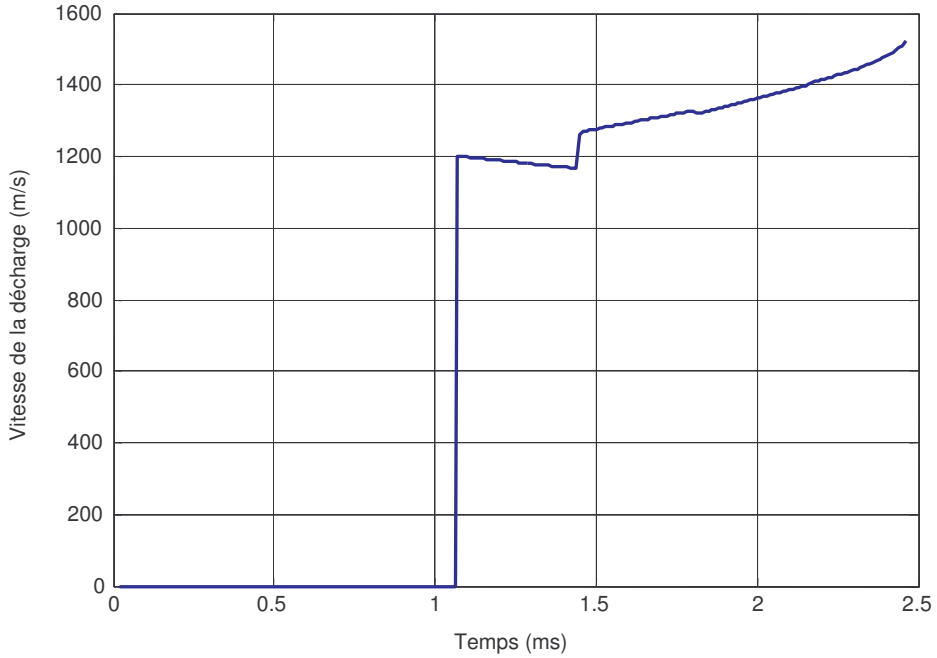


(b)

Figure IV.27 : Évolution de la tension (a) et du courant (b) de la décharge lors du contournement de l'isolateur cylindrique de longueur L_f = 187 cm et de rayon 15 cm, épaisseur de la couche très polluée 0,7mm et peu polluée 0,1 mm ; largeurs successives des trois bandes : 5, 10 et 15 cm.



(a)



(b)

Figure IV.28 : Évolution de la résistance de décharge (a) et de la vitesse de l'arc (b) lors du contournement de l'isolateur cylindrique de longueur L_f = 187 cm et de rayon 15 cm, épaisseur de la couche très polluée 0,7mm et celel peu polluée 0,1 mm ; largeurs successives des trois bandes : 5, 10 et 15 cm.

2.2.2.2 Isolateur comportant la bande la moins polluée au centre

La bande centrale est celle qui à la valeur de la conductivité la moins élevée en l'occurrence 1 µS alors que les deux bandes extrêmes ont la même conductivité à savoir 4 µS. Les trois bandes ont la même longueur soit le tiers de la longueur totale de fuite.

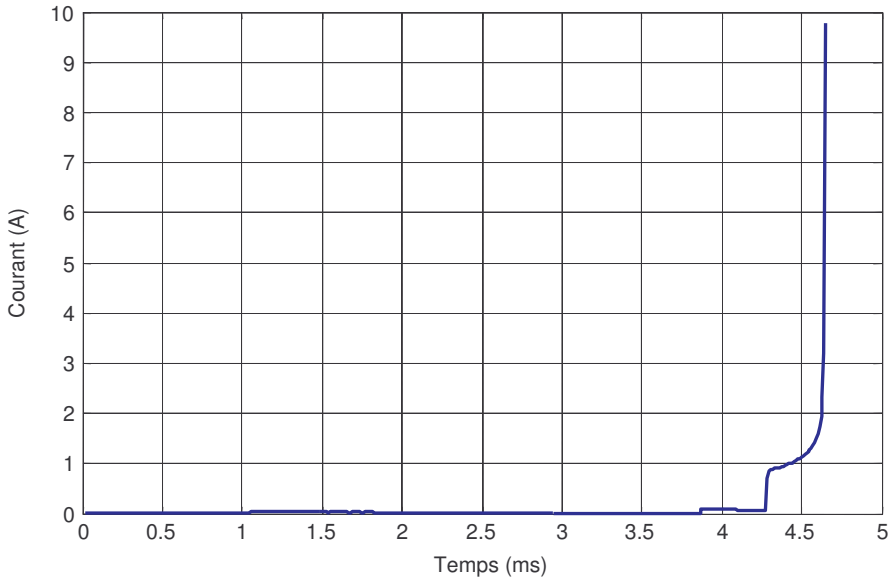


Figure IV.29 : Courant de la décharge pour l'isolateur cylindrique de longueur L_f = 187 cm et de rayon 15 cm, épaisseurs de pollution 0,7mm pour les bandes extrêmes et 0,1 mm pour la bande centrale ; largeurs successives des trois bandes : 5, 10 et 15 cm, la tension de contournement est de 183,56 kV.

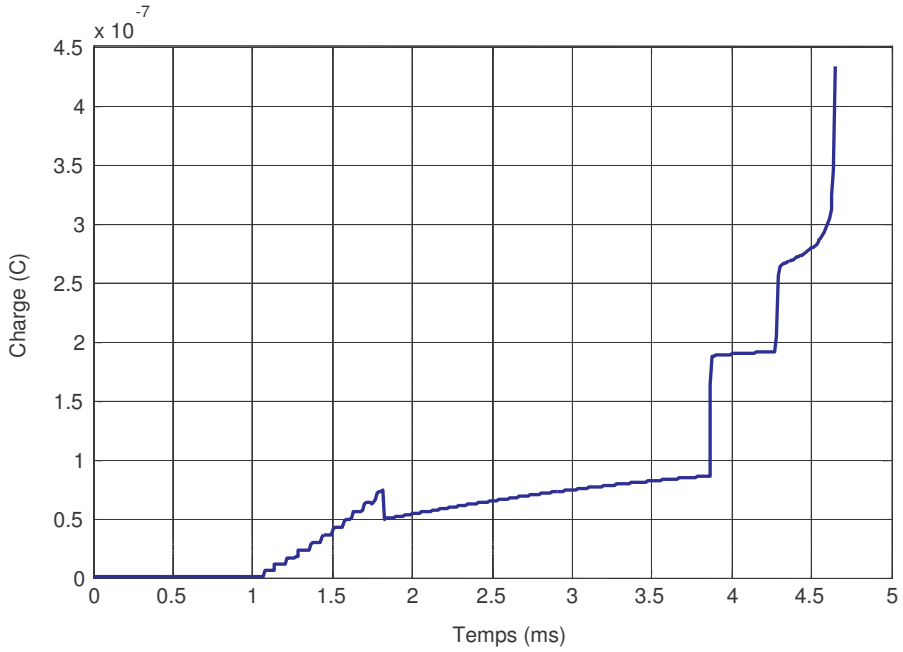


Figure IV.30 : Charge lors du contournement de l'isolateur cylindrique de longueur L_f = 187 cm et de rayon 15 cm, épaisseur de pollution 0,7mm pour les bandes extrêmes et 0,1 mm pour la bande centrale ; largeurs successives des trois bandes : 5, 10 et 15 cm, La tension de contournement est de 183,56 kV.

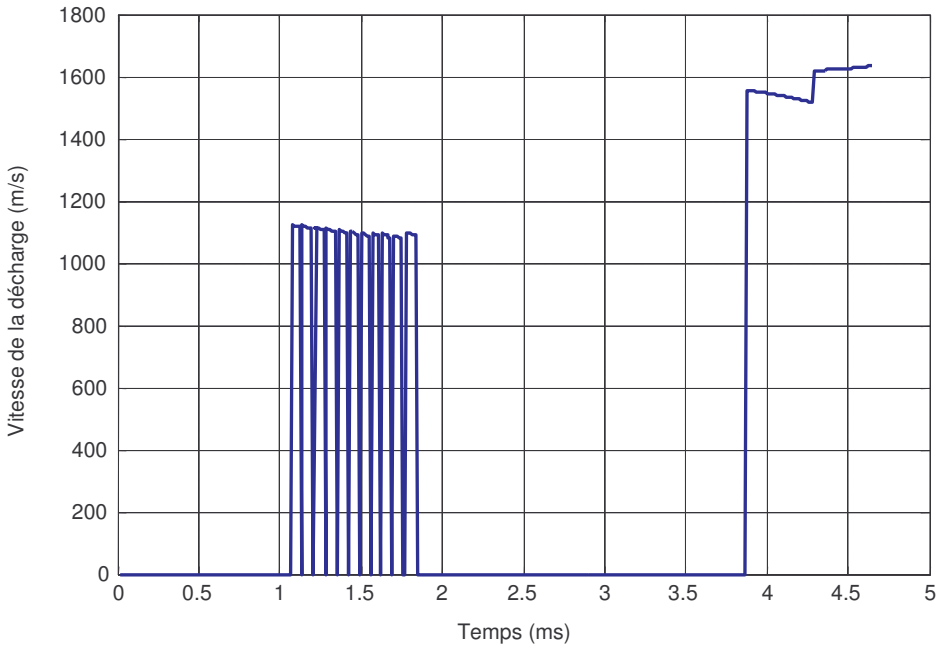


Figure IV.31 : Vitesse de la décharge pour un isolateur cylindrique de longueur L_f = 187 cm et de rayon 15 cm, épaisseurs de pollution 0,7mm pour les bandes extrêmes et 0,1 mm pour la bande centrale ; largeurs successives des trois bandes : 5, 10 et 15 cm, la tension de contournement est de 183,56 kV.

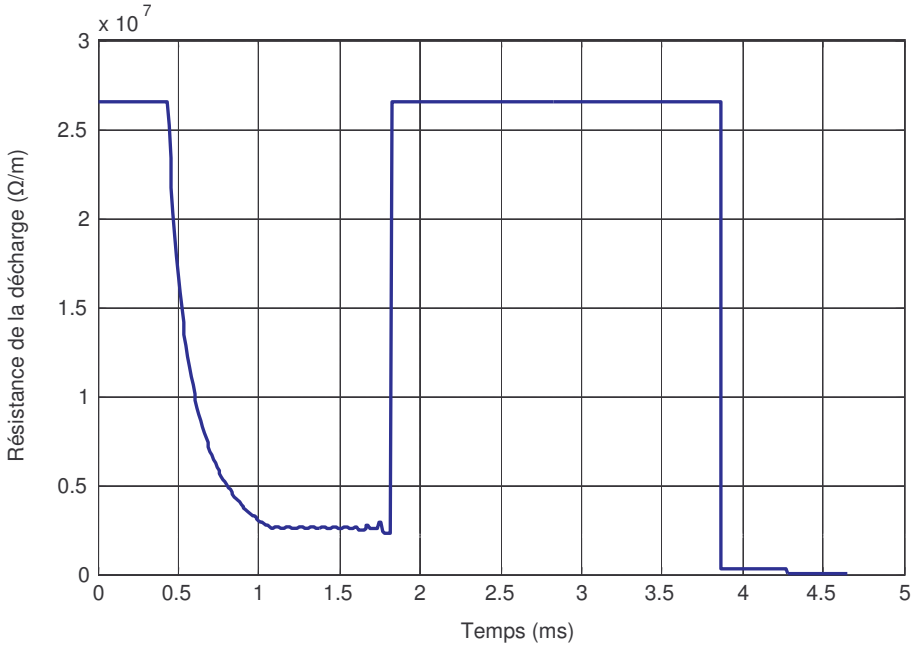


Figure IV.32 : Evolution de la résistance de la décharge lors du contournement de l'isolateur cylindrique de longueur L_f = 187 cm, rayon 15 cm, épaisseur de pollution 0,7mm pour les bandes extrêmes et 0,1 mm pour la bande centrale; largeurs successives des trois bandes5, 10 et 15 cm.

2.2.3 Isolateur comportant une surface repartie en sept bandes – modèle expérimental

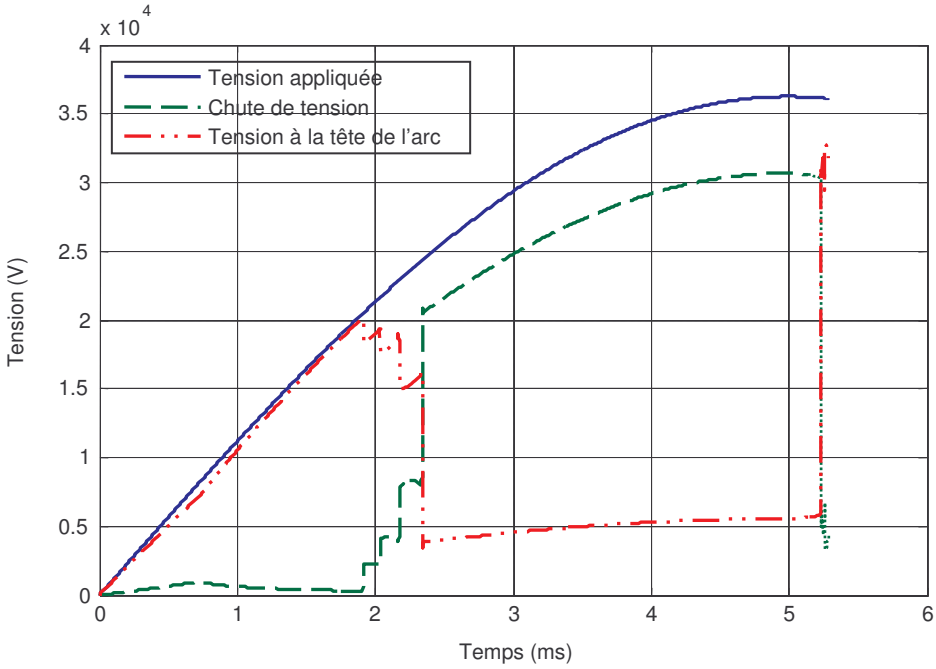
La simulation du modèle de l'isolateur indiqué sur la figure III.19, nous permet de mettre en évidence d'une part l'influence de la conductivité de la couche de pollution et d'autre part d'illustrer le rôle que peut jouer l'épaisseur de cette même couche.

2.2.3.1 Influence de la conductivité et de la disposition des bandes

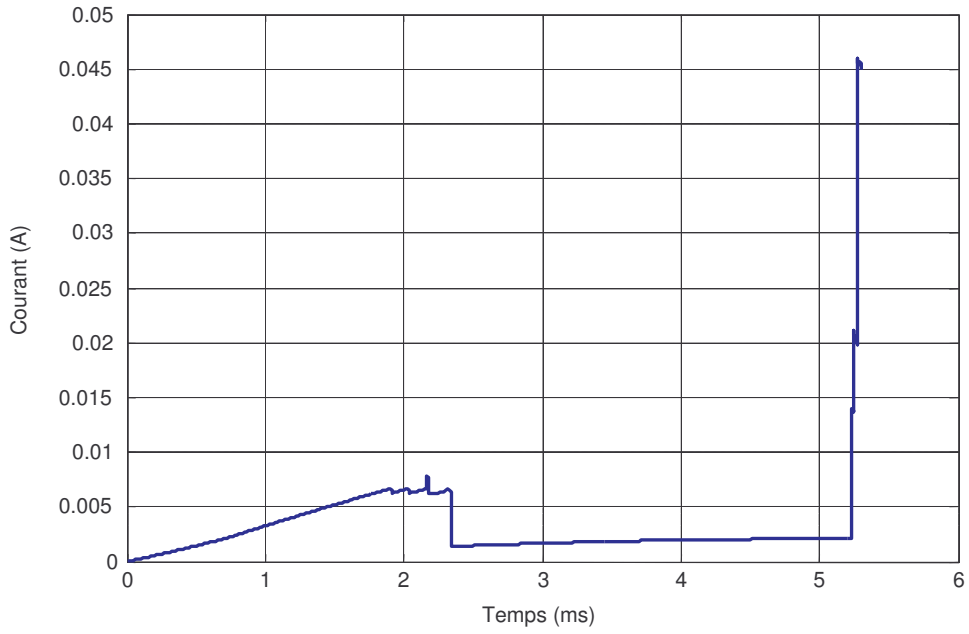
Les figures IV.33, IV.34 et IV.35 donnent les principales caractéristiques qui découlent de l'activité des décharges quand la conductivité des bandes faiblement polluées est prise égale à 1 µS alors que celle des bandes fortement polluées est de 100 µS. Les figures IV.36, IV.37 et IV.38 montrent le comportement des différentes caractéristiques lorsque la conductivité de la couche de pollution faible est de 0,1 µS alors que la pollution forte a une conductivité de 100 µS. La longueur de fuite de ce modèle est de 8,5 cm environ, les autres dimensions sont indiquées sur la figure III.19.

Comme dans le cas de la tension impulsionnelle, le courant augmente quand la résistivité de la couche de pollution diminue ; le contournement intervient après un temps de propagation plus grand ; ce dernier est de 3,25 ms pour une conductivité de 0,1 µS et dépasse 5 ms pour 1 µS de conductivité.

La longueur de la décharge reste constante au départ puis croît par paliers quand le temps de propagation est de l'ordre de 2 ms ; elle connaît une croissance rapide à l'approche du contournement. Les temps morts de l'évolution de la longueur se répercutent sur l'évolution de la vitesse (figures IV.35 et IV.38). Ils se traduisent par des creux entre les pics de vitesse. Cette discontinuité est non seulement imputable au passage de l'arc d'une couche à l'autre mais aussi et surtout au critère de propagation qui n'est pas satisfait à tout instant.

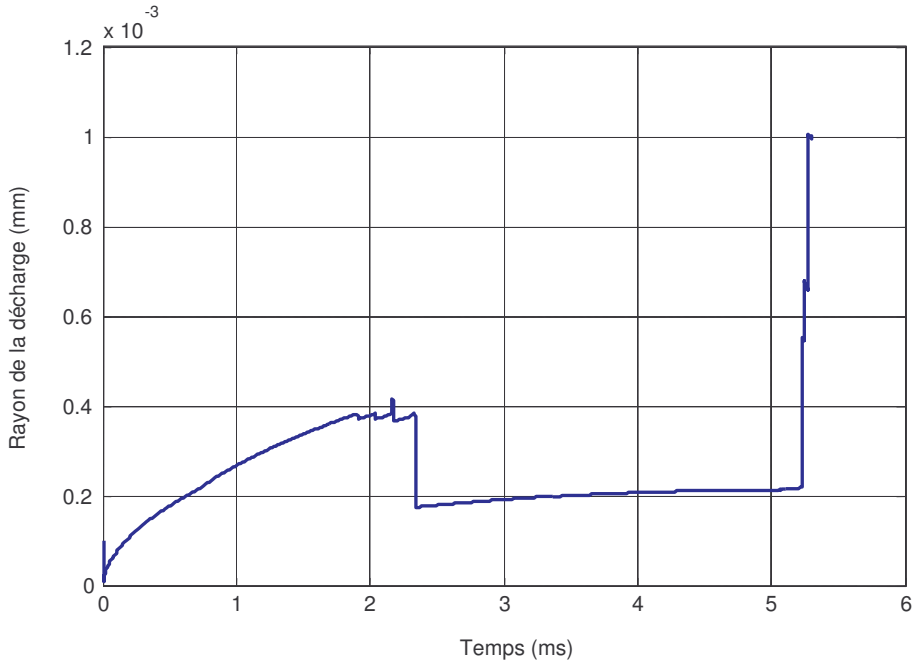


(a)

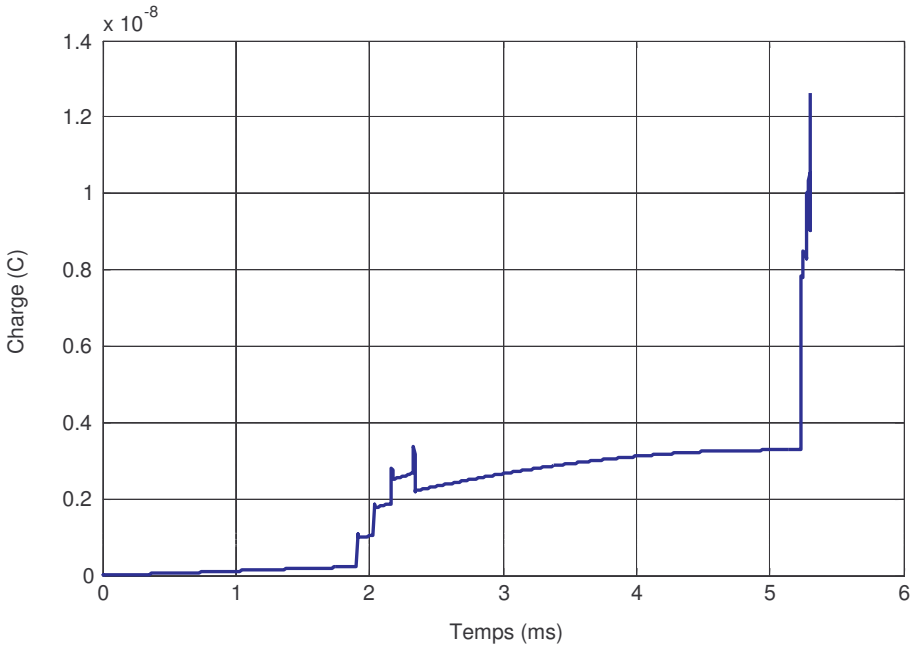


(b)

Figure IV.33 : Évolution de la tension (a) et du courant de la décharge (b) lors du contournement de l'isolateur comportant 4 bandes faiblement polluées à 1 µS pour 0,1 mm d'épaisseur et 3 fortement polluées à 100 µS pour 0,7 mm d'épaisseur. La tension de contournement est de 36,26 kV.

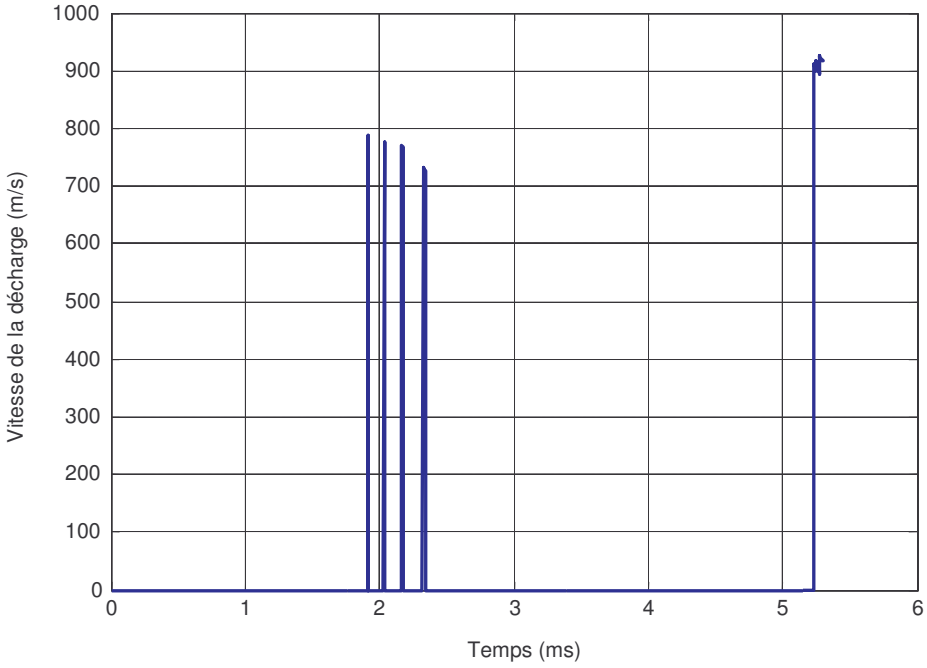


(a)

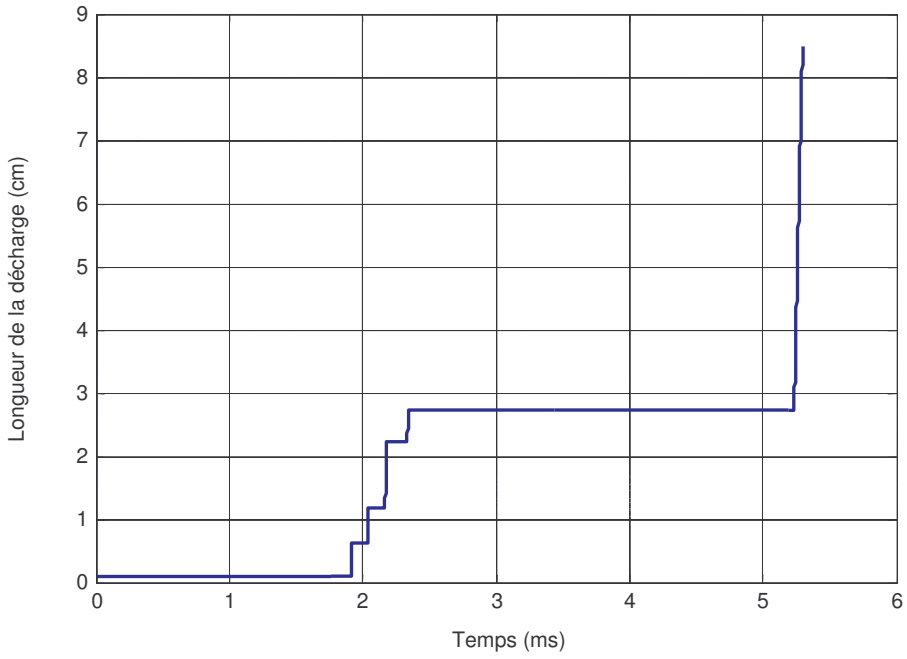


(b)

Figure IV.34 : Évolution du rayon et de la charge lors du contournement de l'isolateur comportant 4 bandes faiblement polluées à 1µS pour 0,1 mm d'épaisseur et 3 fortement polluées à 100 µS pour 0,7 mm d'épaisseur. La tension de contournement est de 36,26 kV.

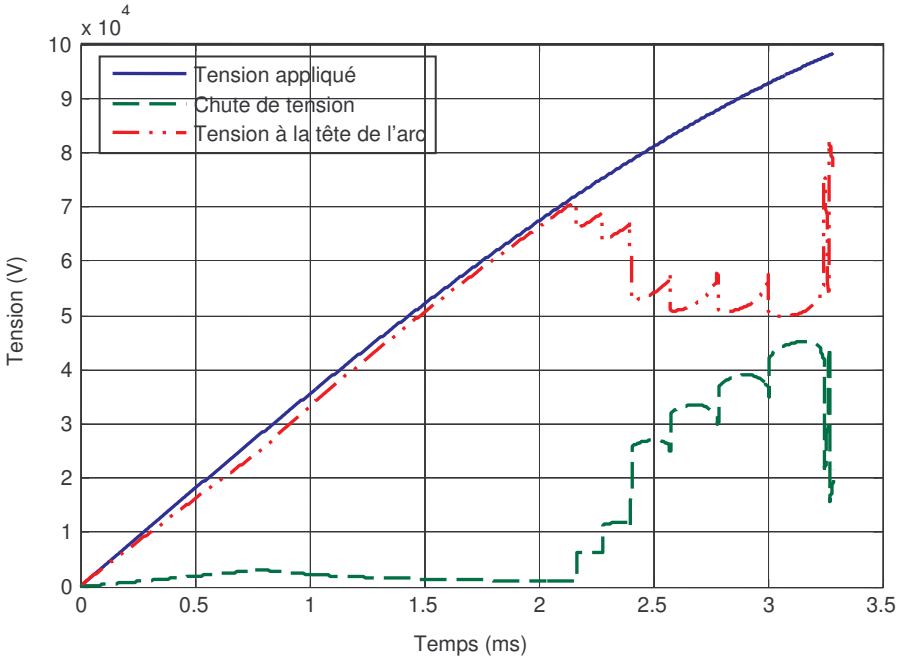


(a)

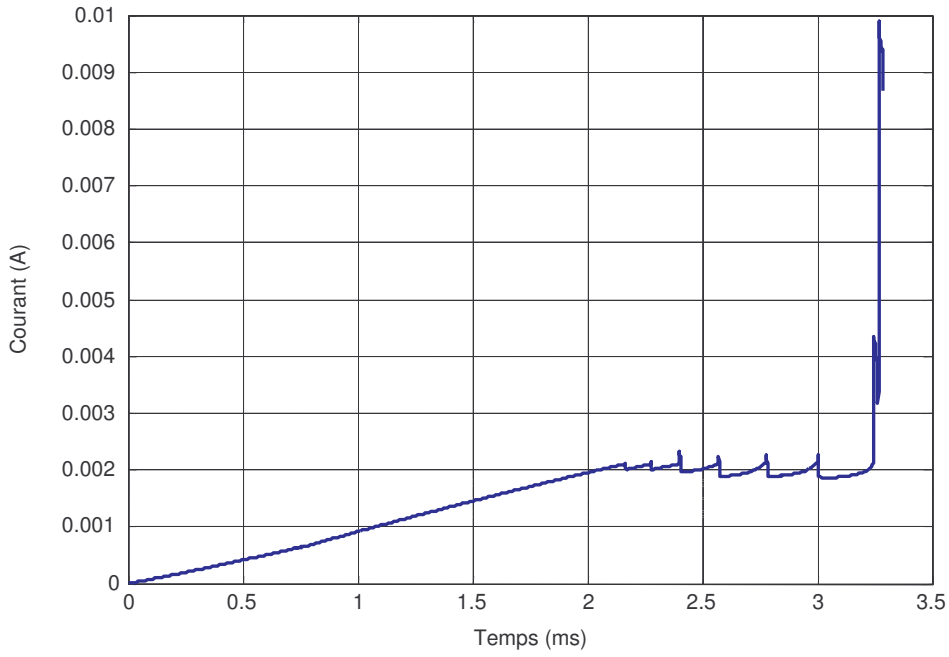


(b)

Figure IV.35 : Évolution de la vitesse et de la longueur de la décharge lors du contournement de l'isolateur comportant 4 bandes faiblement polluées à 1µS pour 0,1 mm d'épaisseur et 3 fortement polluées à 100 µS pour 0,7 mm d'épaisseur. La tension de contournement est de 36,26 kV.

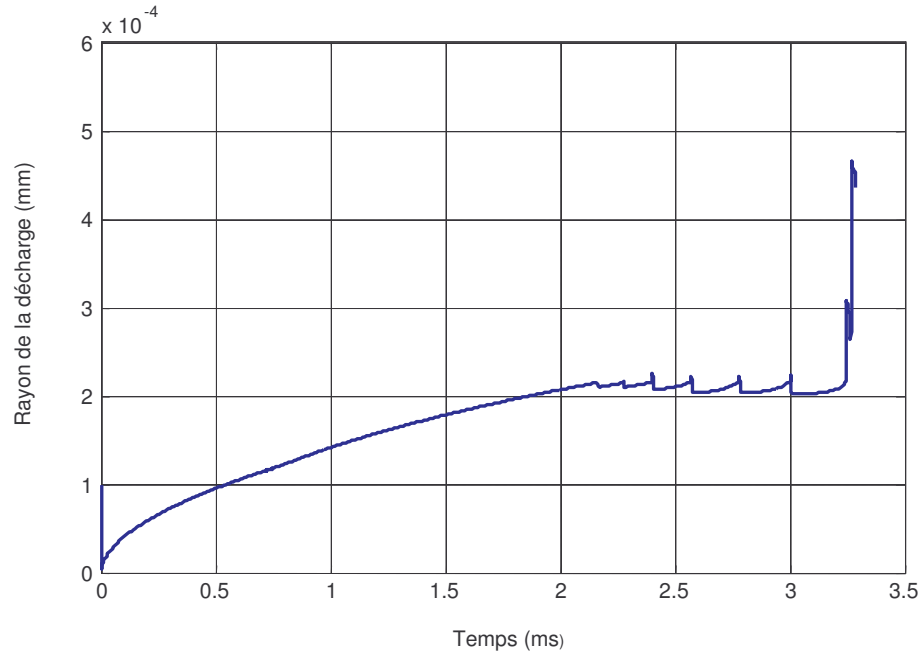


(a)

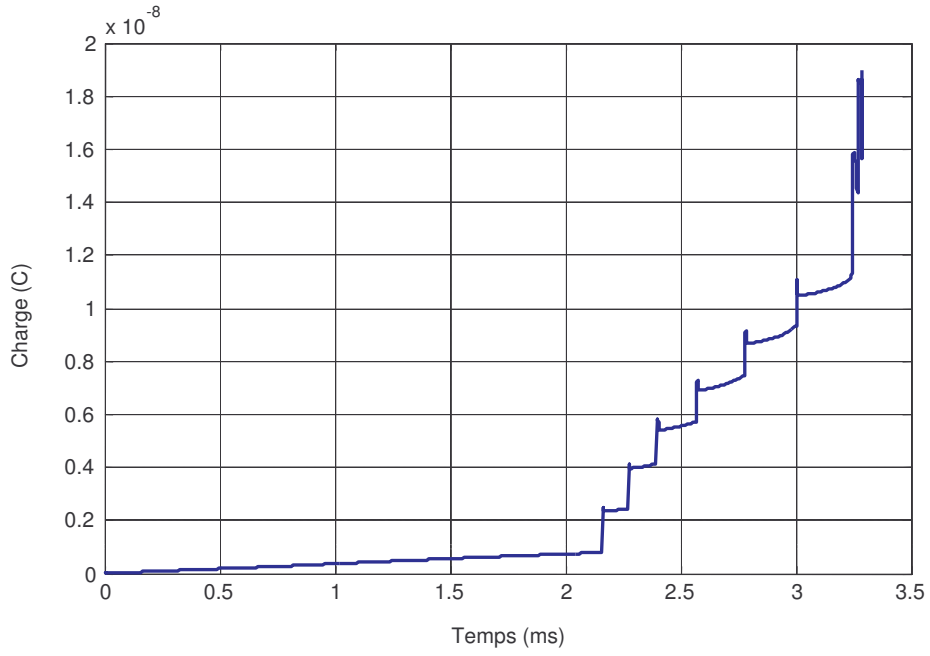


(b)

Figure IV.36 : Évolution de la tension (a) et du courant de la décharge (b) lors du contournement de l'isolateur comportant 4 bandes faiblement polluées à 0,1µS pour 0,1 mm d'épaisseur et 3 fortement polluées à 100 µS pour 0,7 mm d'épaisseur. La tension de contournement est de 114,51 kV.

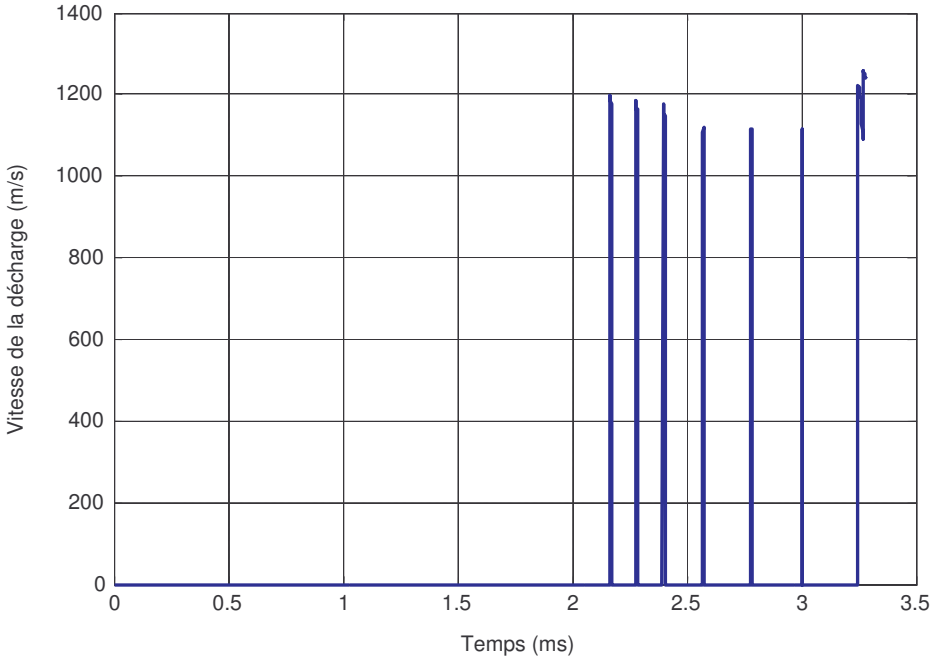


(a)

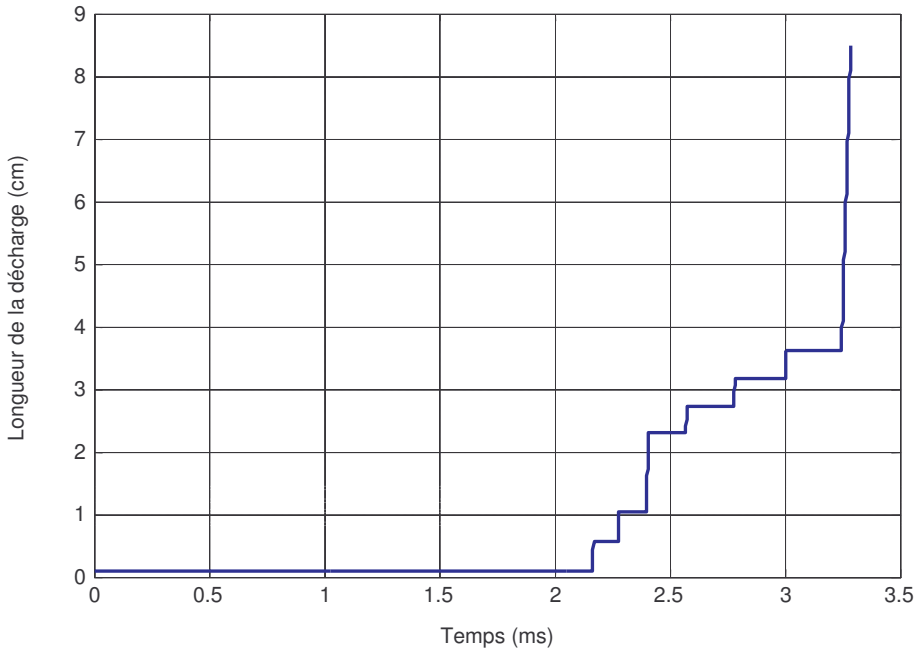


(b)

Figure IV.37 : Évolution du rayon et de la charge lors du contournement de l'isolateur comportant 4 bandes faiblement polluées à 0,1µS pour 0,1 mm d'épaisseur et 3 fortement polluées à 100 µS pour 0,7 mm d'épaisseur. La tension de contournement est de 114,51 kV.



(a)



(b)

Figure IV.38 : Évolution de la vitesse et de la longueur de la décharge lors du contournement de l'isolateur comportant 4 bandes faiblement polluées à 0,1µS pour 0,1 mm d'épaisseur et 3 fortement polluées à 100 µS pour 0,7 mm d'épaisseur. La tension de contournement est de 114,51 kV.

2.2.3.2 Influence de l'épaisseur de la couche de pollution

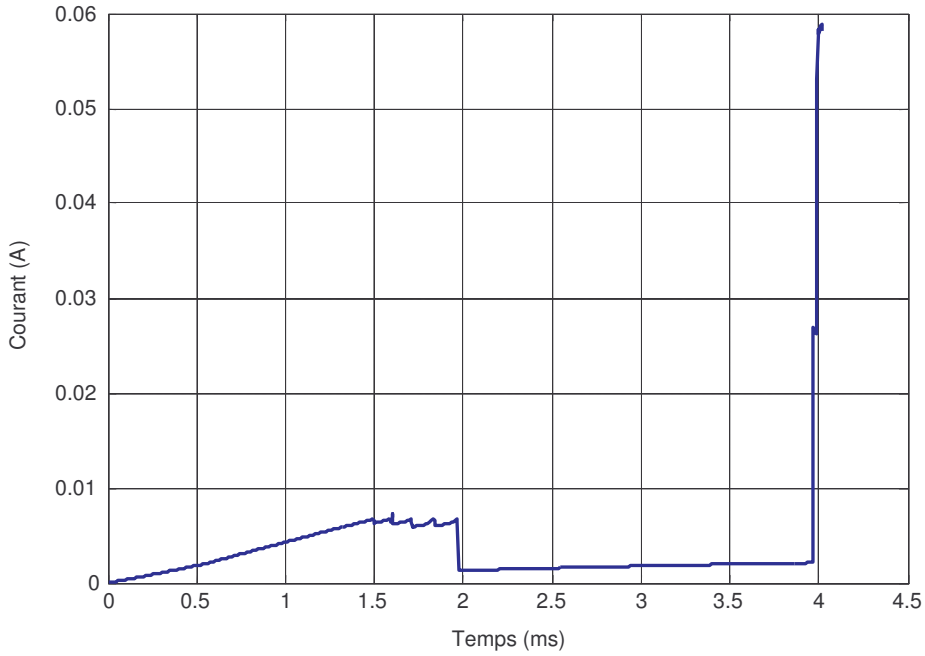
Pour évaluer l'influence de l'épaisseur de la couche de pollution sur la propagation de la décharge, on a réalisé des simulations sur le modèle d'isolateur cylindrique avec sept bandes sur sa surface dont trois sont fortement polluées avec une conductivité de 100 µS et pour deux épaisseurs différentes soient 1mm et 3 mm. Les résultats comparatifs des courants et des vitesses sont donnés dans les figures IV.39 et IV.40. L'augmentation de l'épaisseur de la couche de pollution provoque un contournement rapide de l'isolateur. Pour 3 mm d'épaisseur de la bande polluée, le temps de propagation (2 ms) n'atteint même pas le quart de la demie alternance positive alors que celui-ci arrive à 4 ms pour 1 mm d'épaisseur et dépasse 5ms pour une épaisseur de 0,7 mm (figure IV.33). L'allure discontinue des caractéristiques obtenues qui se justifie par le non respect du critère de propagation à certains moments durant l'évolution de l'arc, devient de plus en plus remarquable quand on réduit l'épaisseur de la couche polluée pour les mêmes conditions de simulation. La réduction du temps de propagation due à une augmentation de l'épaisseur de la couche polluée a aussi pour conséquence la baisse de la l'assaut final de la vitesse de contournement (figure IV.40). Pour une couche d'épaisseur 3 mm, la vitesse finale est autour de 750 m/s alors que cette dernière arrive à 1000 m/s quand l'épaisseur de cette couche est de 1 mm.

2.3 Absence de contournement

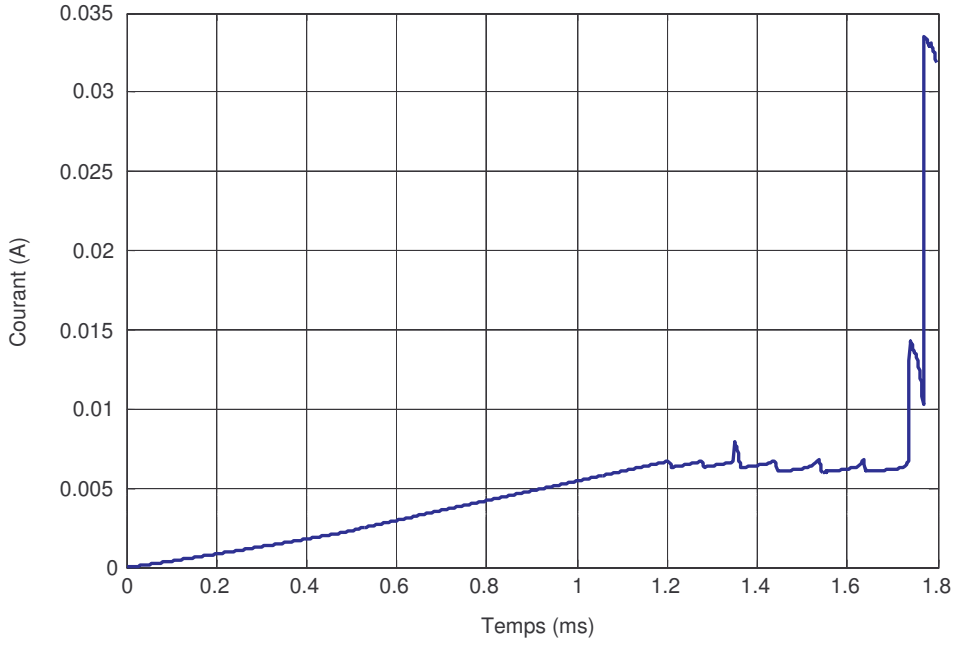
Nous reconsidérons à nouveau le même isolateur cylindrique de longueur L_f = 187 cm et de rayon 15 cm. La surface de l'isolateur comporte trois bandes de longueurs identiques (L_f/3), la bande située au centre a une conductivité de 5 µS et une largeur de 10 cm. Les bandes extrêmes sont sèches (0,001µS). Pour une tension appliquée de 2,3 MV aux bornes de cet isolateur, on constate qu'il n y a pas de contournement (figure IV.41). La tenue de cet isolateur s'explique d'une part par sa longueur de fuite qui est assez importante mais surtout par le fait qu'il est quasiment propre notamment aux extrémités. Même si l'on note la présence d'une faible couche polluante au centre de cet isolateur, la tension appliquée n'occasionne pas son contournement. Toutefois, on observe une propagation locale sur une partie de la longueur totale de fuite de cet isolateur (figure IV.42 a).

Comme on peut l'observer, il n y a pas de contournement. La décharge n'a parcourue que 30 cm de la longueur de fuite sur un total de 187 cm. L'extinction de l'arc fait chuter la vitesse à une valeur nulle et y reste puisque les conditions de réamorçage de l'arc ne sont pas réunies.

L'évolution du rayon de l'arc suit celle du courant comme dans toutes les configurations (figure IV.43).

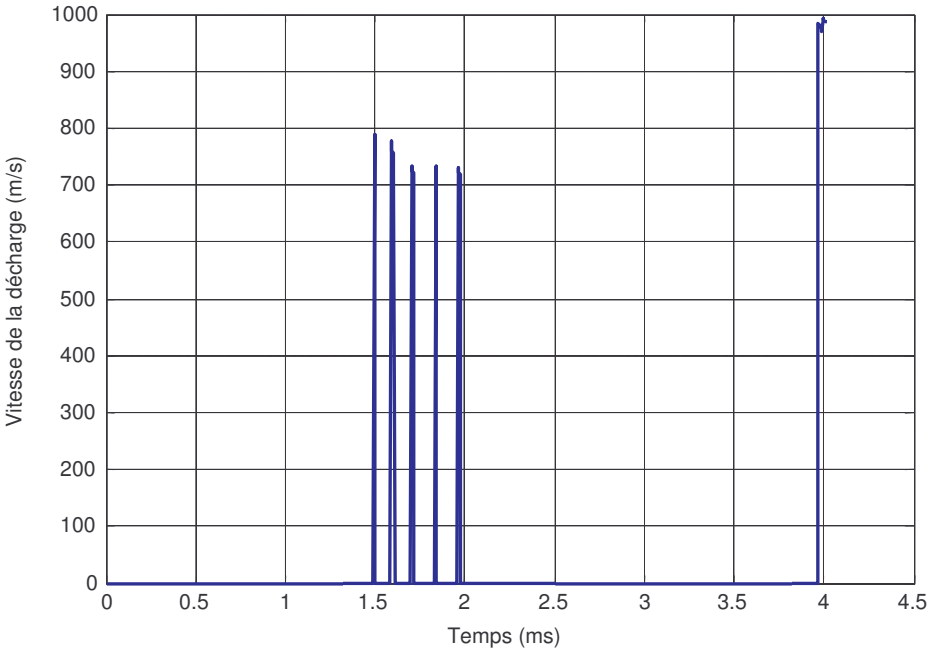


(a)

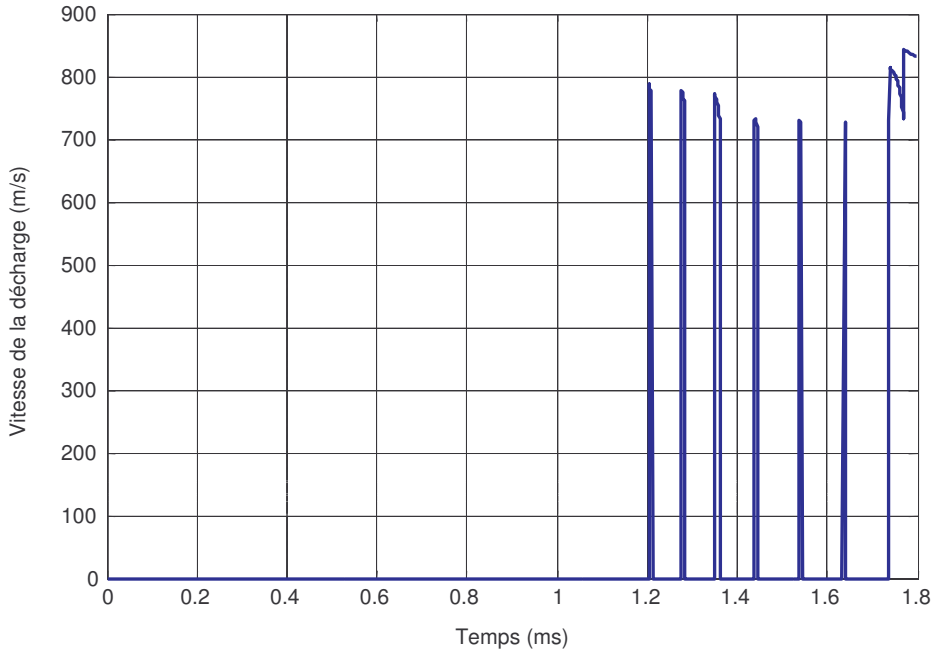


(b)

Figure IV.39 : Courants des décharges en fonction du temps : (a) pour une couche de pollution de 1 mm et (b) pour une couche de pollution de 3 mm.

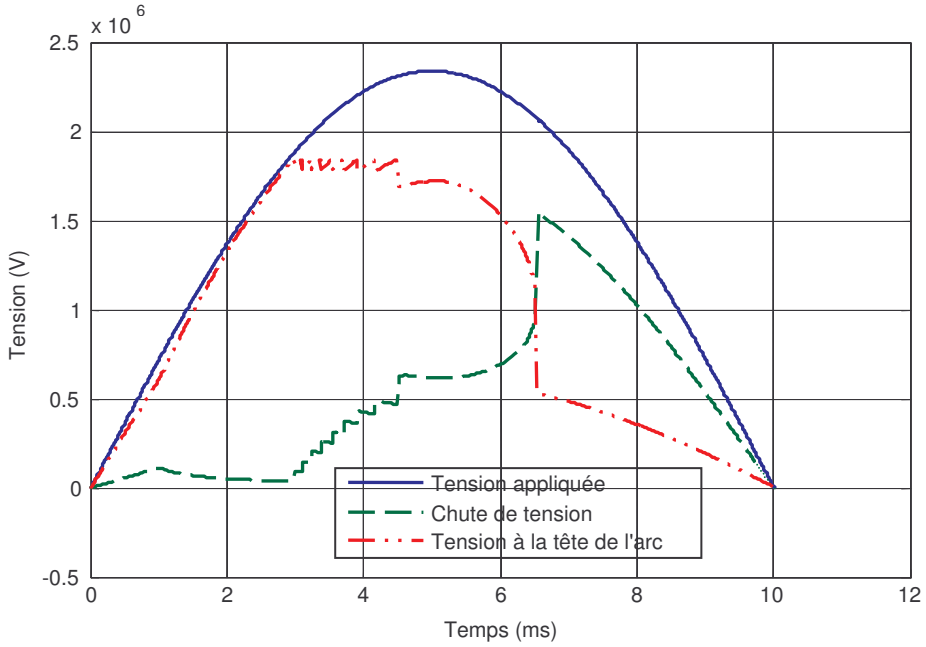


(a)

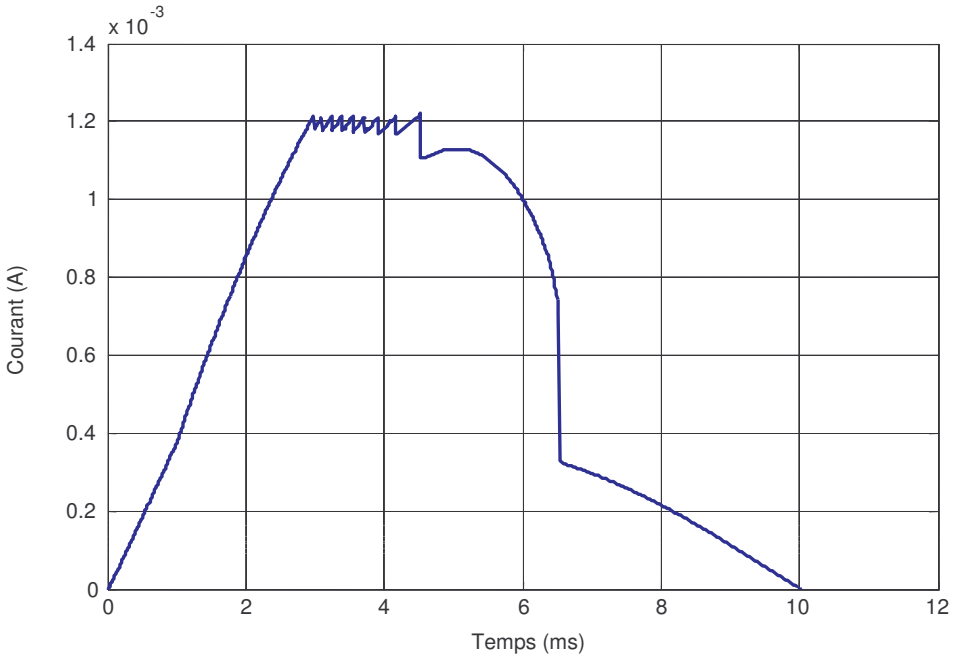


(b)

Figure IV.40 : Vitesses des décharges en fonction du temps : (a) pour une couche de pollution de 1 mm et (b) pour une couche de pollution de 3 mm.

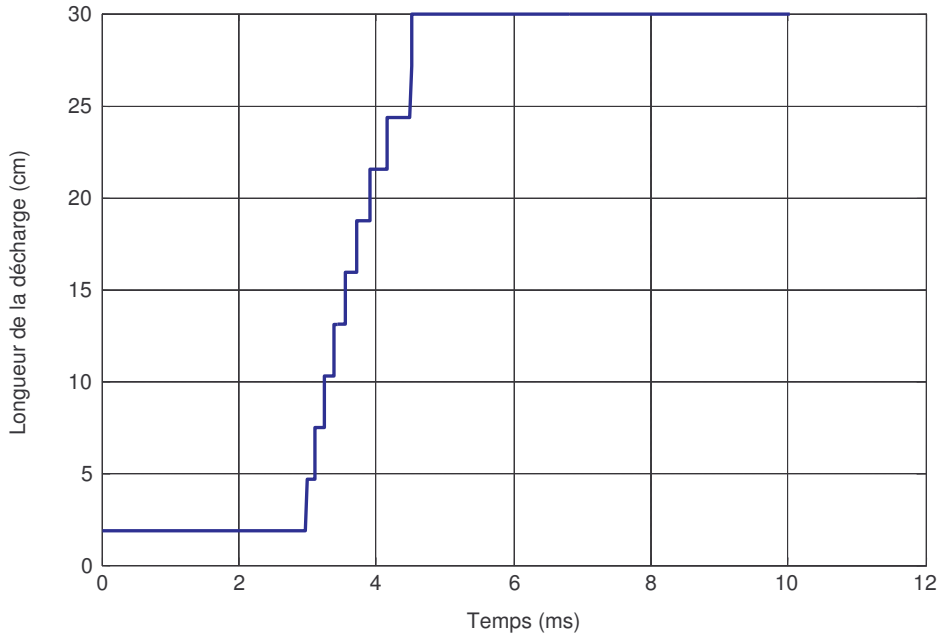


(a)

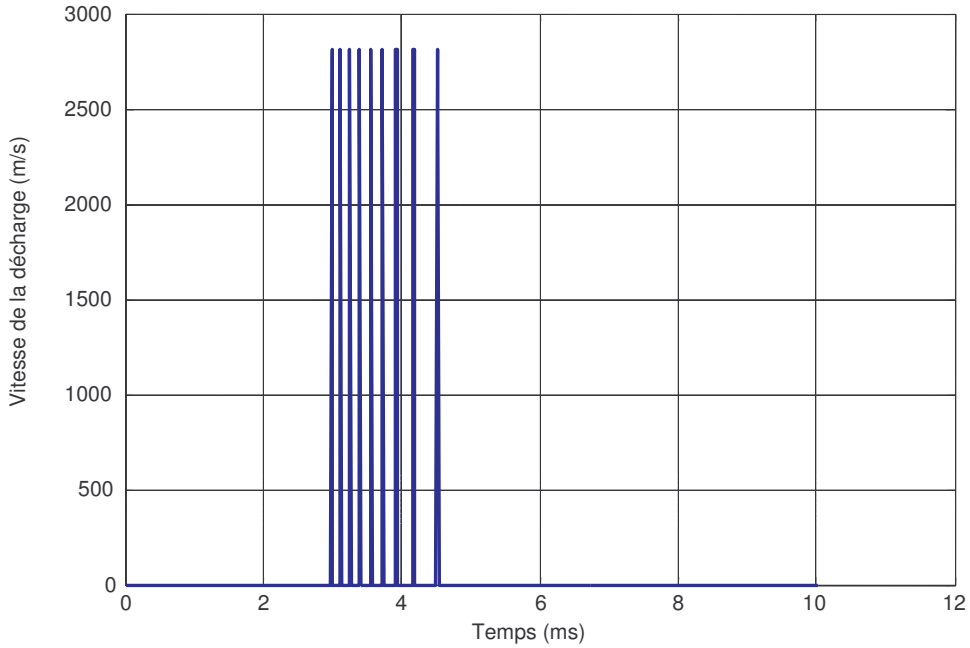


(b)

Figure IV.41 : Évolution temporelle de la tension (a) et du courant (b) de la décharge sur une demie alternance.

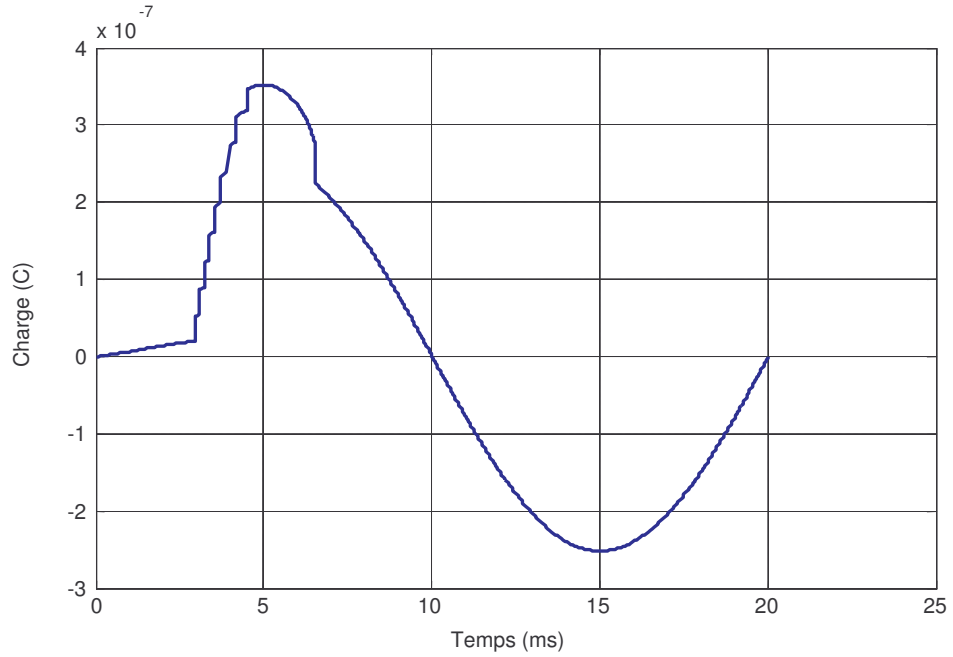


(a)

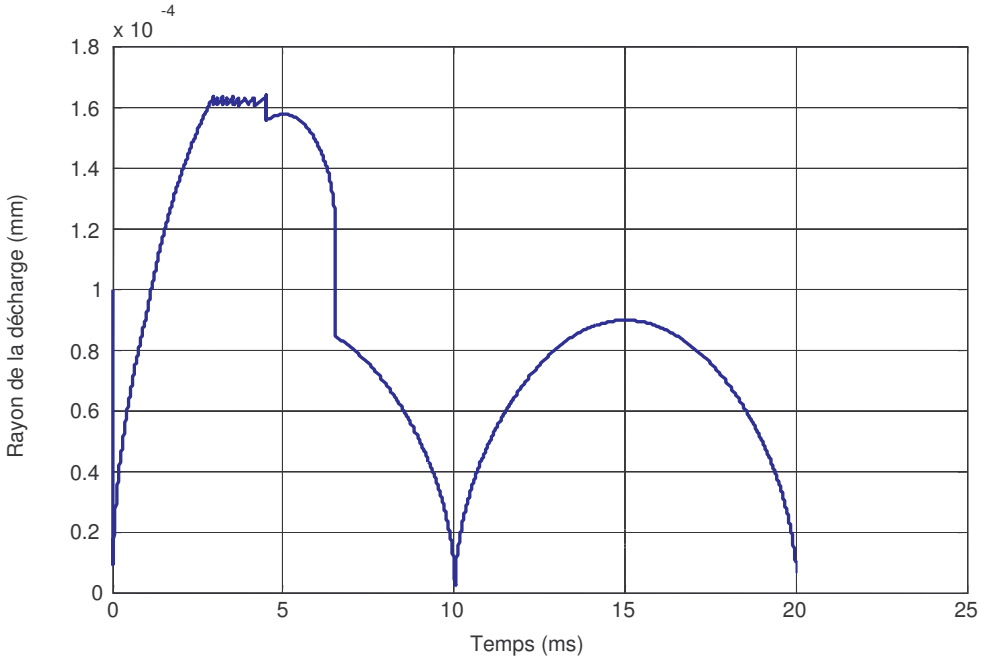


(b)

Figure IV.42 : Évolution temporelle de la longueur (a) et de la vitesse de la décharge (b) sur une demie alternance.



(a)



(b)

Figure IV.43 : Evolution temporelle de la charge et du rayon de la décharge sur une période

3 Conclusion

La propagation de la décharge ne se fait pas toujours de façon linéaire ; elle avance par bonds. Les instants de pause observés dans certains cas sont des instants où le critère de propagation n'est pas satisfait, c'est-à-dire que la résistance de l'arc est supérieure à celle de la couche de pollution. Pendant ce temps, nous considérons que la décharge ne s'éteint pas et garde la longueur qu'elle a parcourue jusqu'à ce que le critère soit à nouveau satisfait. Chaque fois que le critère de propagation n'est pas satisfait, on suppose que la vitesse de propagation de la décharge est nulle. La disposition des dépôts de pollution influence le comportement de la décharge. La disposition des bandes suivant qu'elles sont faiblement ou fortement polluées par rapport aux électrodes a un impact non négligeable sur les paramètres de la décharge. Une configuration à plusieurs bandes avec la bande dont la conductivité la plus élevée est du côté de l'électrode de masse dans le cas d'une configuration à deux bandes, ou des deux bandes les plus conductrices (les plus polluées) sont proches des électrodes dans le cas d'une configuration à trois bandes ou plus, va générer des courants plus importants que dans le cas inverse. Les vitesses sont quasiment les mêmes pour des conditions identiques de simulation bien qu'on observe une légère augmentation pour le cas où les extrémités de l'isolateur sont couvertes des bandes les moins polluées sinon sèches. La résistance de l'arc est une fonction décroissante du temps quand le critère de propagation est satisfait le long du trajet de contournement.

Chapitre V

VALIDATION EN TENSION CONTINUE

1 Introduction

La tenue électrique de l'isolation en courant continu dans des conditions de pollution détermine, dans de nombreux cas, les dimensions et la forme des isolateurs. Actuellement les tensions les plus élevées des systèmes à courant continu en exploitation sont de l'ordre de quelques centaines de kilovolts [75].

Actuellement, il n'est toujours pas simple de déterminer le comportement en service des isolateurs à partir des résultats d'essais sous pollution artificielle, notamment pour les tensions de réseau trop élevées. Les essais artificiels ne donnent qu'une estimation de la performance des isolateurs en conditions de service. Ces essais sous pollution artificielle sont en général des essais de courte durée comparés à la durée de vie utile des isolateurs en service. Par conséquent, ils ne sont pas appropriés comme essais de vieillissement. Pour obtenir des prévisions de fonctionnement fiables, il est nécessaire de travailler sur les deux fronts : essais en laboratoire et essais en service.

Dans ce chapitre, nous présentons les caractéristiques simulées des décharges se propageant sur la surface d'un isolateur pollué dans différentes configurations. Nous analysons l'influence des divers paramètres caractérisant la couche de pollution.

2 Modèles de couche de pollution et résultats de simulation

Dans une première étape, nous considérons une couche de pollution uniforme et comparons nos résultats de simulation à ceux obtenus expérimentalement par d'autres chercheurs. Le modèle considéré est celui d'un isolateur cylindrique de 187 cm de longueur de fuite et 15 cm de rayon. L'épaisseur et la largeur de la couche de pollution sont prises égales à 0,7 mm et 23,55 cm respectivement. Deux types de pollution sont traitées : (1) une pollution dite légère correspondant à une conductivité de 10 µS ; et (2) une pollution dite forte correspondant à une conductivité de 100 µS. Dans une seconde étape, nous analysons le cas d'une couche de pollution non uniforme avec des bandes fortement polluées de 100 µS de conductivité et des bandes faiblement polluées de 1 µS de conductivité, comme dans le cas des tensions impulsionnelle et alternative (Chapitres III et IV). D'autres simulations seront également effectuées avec différents types de configurations qui sont obtenues pour diverses dispositions des bandes de pollution. L'influence des conductivités et des épaisseurs de ces bandes de pollution sur les caractéristiques de propagation de la décharge et de contournement

est également étudiée. Enfin, nous procéderons à une comparaison des tensions de contournement obtenues en continu et en alternatif sera réalisée.

2.1 Pollution uniforme

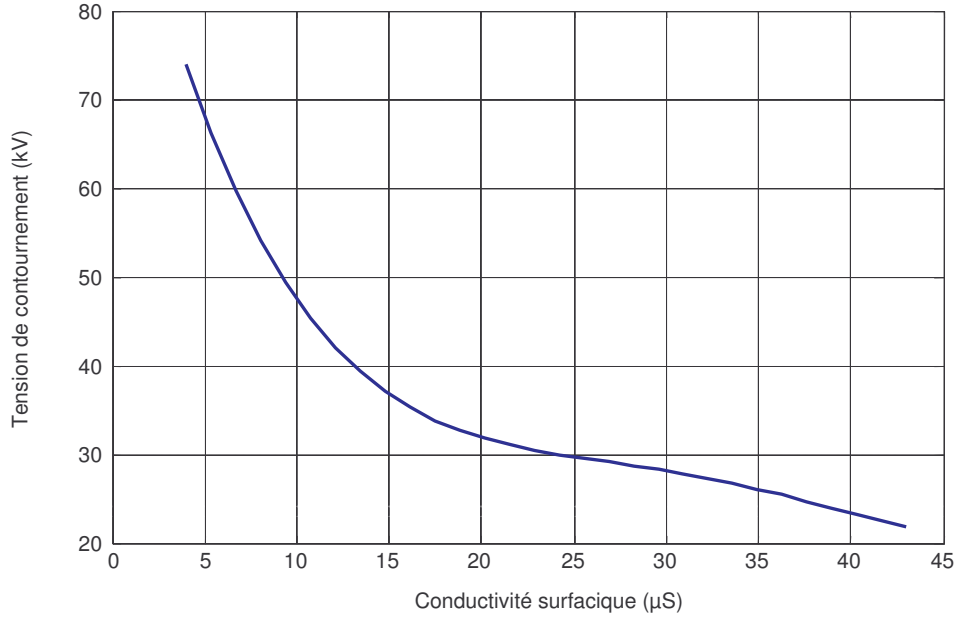
2.1.1 Tension et temps de contournement

La figure V.1 présente les caractéristiques de la tension et le temps de contournement d'un isolateur cylindrique, en fonction de la conductivité de la couche de pollution pour des conductivités allant de 4 et 43 µS. La tension de contournement est inversement proportionnelle à la conductivité (figure V.1 a) alors que le temps de contournement augmente avec la conductivité (figure V.1 b). Notre modèle donne des valeurs de contournement légèrement supérieures à celles obtenues par le modèle dynamique de Sundararajan *et al* [16] surtout pour les faibles conductivités (figure V.2). L'écart entre les deux caractéristiques se resserre pour des valeurs de conductivités plus critiques.

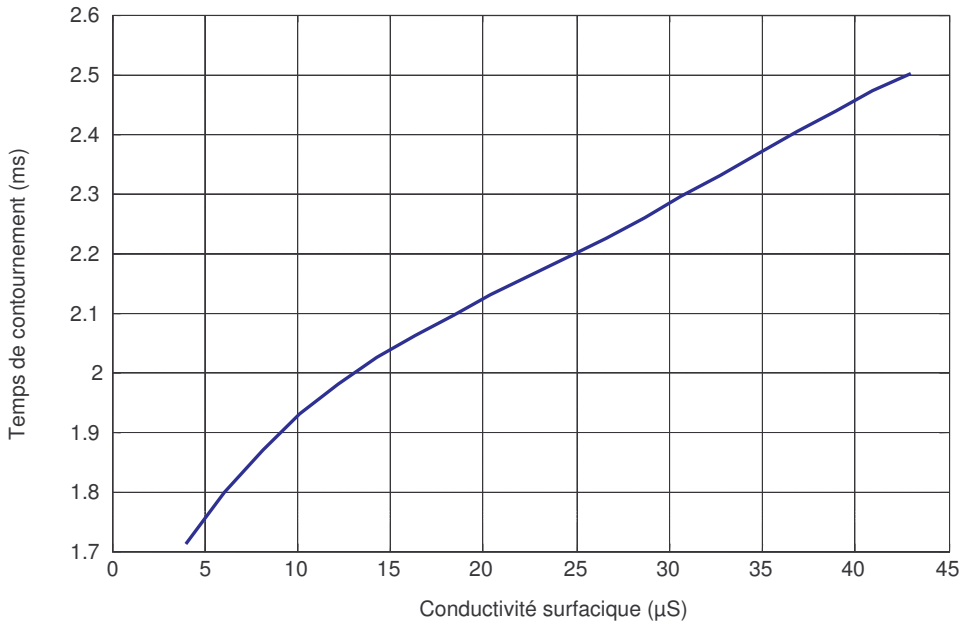
2.1.2 Caractéristiques pour une pollution uniforme

Les différentes grandeurs caractéristiques données en figure V.3 nous permettent de comparer les effets d'une pollution légère de 10 µS et d'une pollution forte de 100 µS. Le courant augmente d'abord lentement jusqu'à environ deux tiers (2/3) de la longueur de fuite totale avant d'enregistrer une évolution brutale correspondant à l'étape finale, c'est-à-dire le contournement. Les valeurs atteintes par le courant sont d'autant plus élevées que la conductivité de la couche de pollution est importante (figure V.3 a - b). La résistance de l'arc qui est beaucoup plus grande au départ pour le cas d'une pollution légère par rapport à une pollution forte (figure V.3 c - d), environ dix fois plus dans notre cas, est quant à elle bien une fonction décroissante du temps ; ce qui est en parfait accord avec la propagation de l'arc durant tout le parcours jusqu'au contournement. La vitesse de la décharge diminue puis augmente de nouveau dès que l'on atteint la moitié de la longueur de fuite totale de l'isolateur. Cette variation semble suivre celle du champ (modèle sphère) qui passe également par un minimum à environ un demi à deux tiers (1/2 à 2/3) de l'intervalle inter-électrodes [76]. Si pour le cas d'une pollution légère, la vitesse de la décharge dépasse les 1000 m/s (figure V.3 e), celle-ci se situe autour de 700 m/s pour une pollution forte (figure V.3 f). Cette

dernière observation peut paraître contraire à la logique des effets de certaines grandeurs dans le phénomène de propagation des décharges car l'augmentation de la conductivité de la couche de pollution entraîne une augmentation de la vitesse, sauf que cette théorie n'est valable que lorsque la tension appliquée menant au contournement de l'isolateur est la même pour les différentes valeurs de conductivités choisies.



(a)



(b)

Figure V.1 : Tension et temps de contournement en fonction de la conductivité.

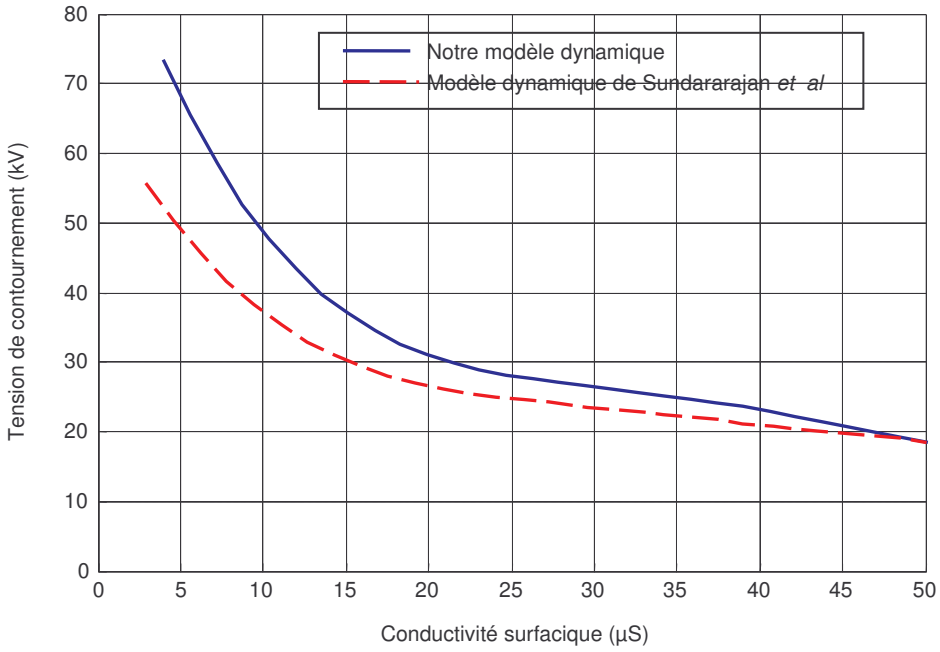
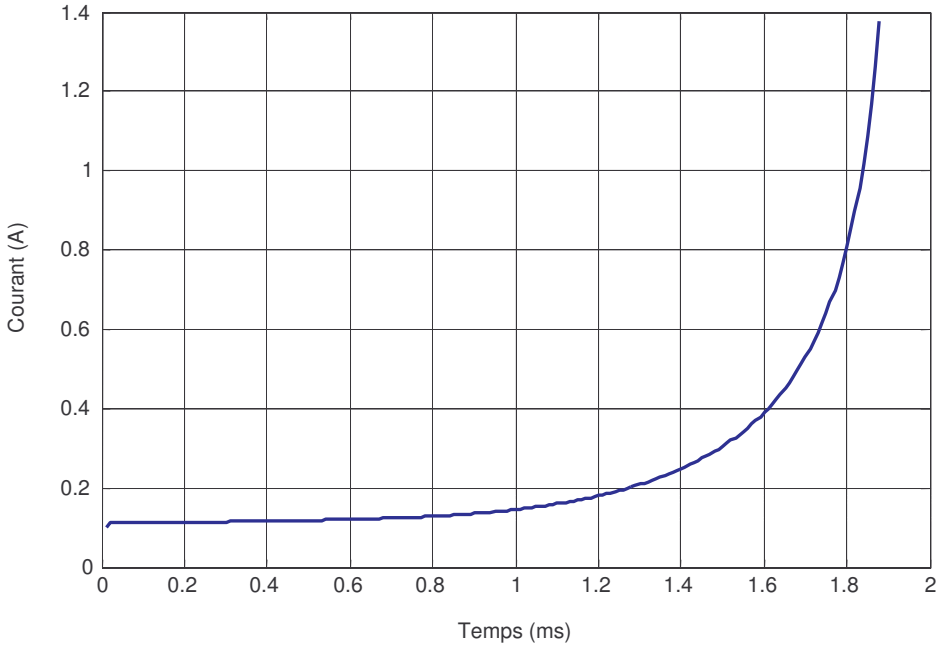
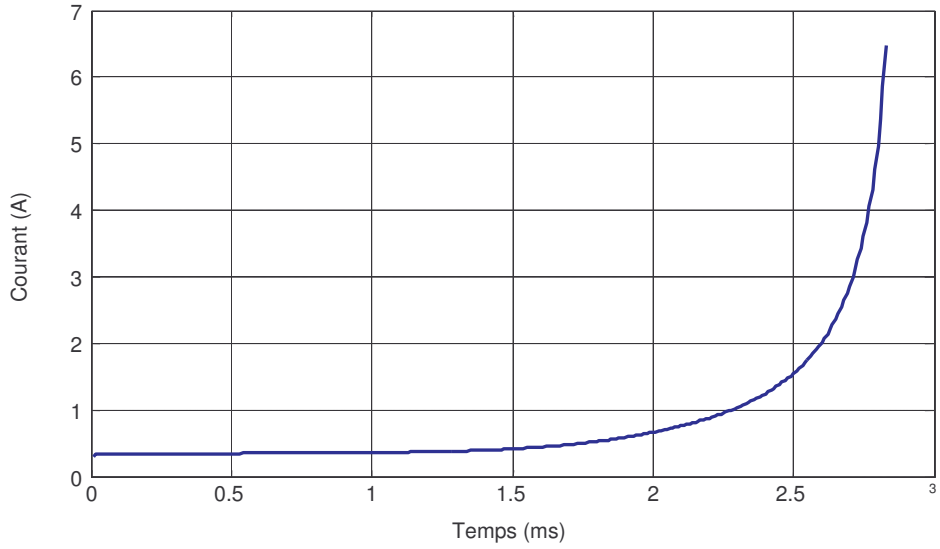


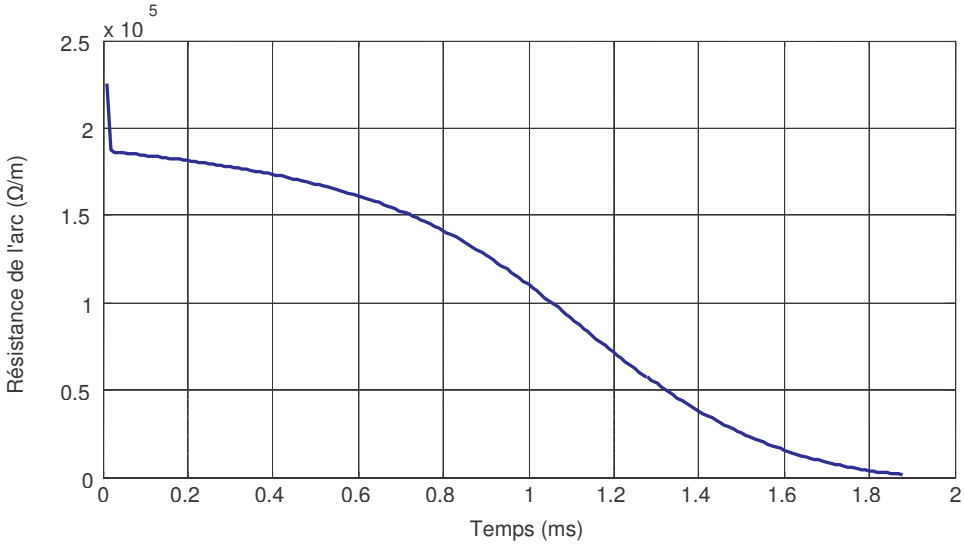
Figure V.2 : Tension de contournement en fonction de la conductivité donnée par notre modèle et celui de Sundararajan *et al* [16].



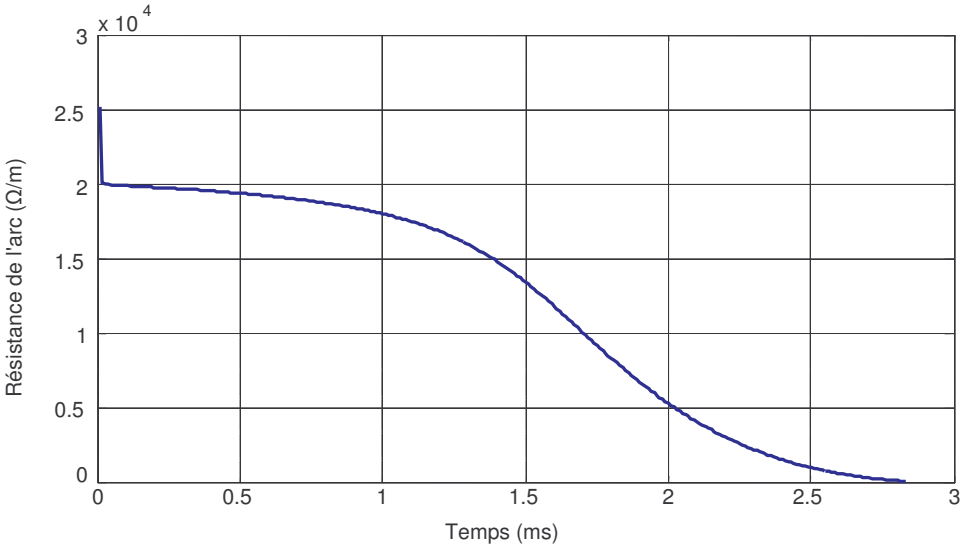
(a)


Courant (A)
Temps (ms)
0
1
2
3
4
5
6
7
0.5
1.5
2.5

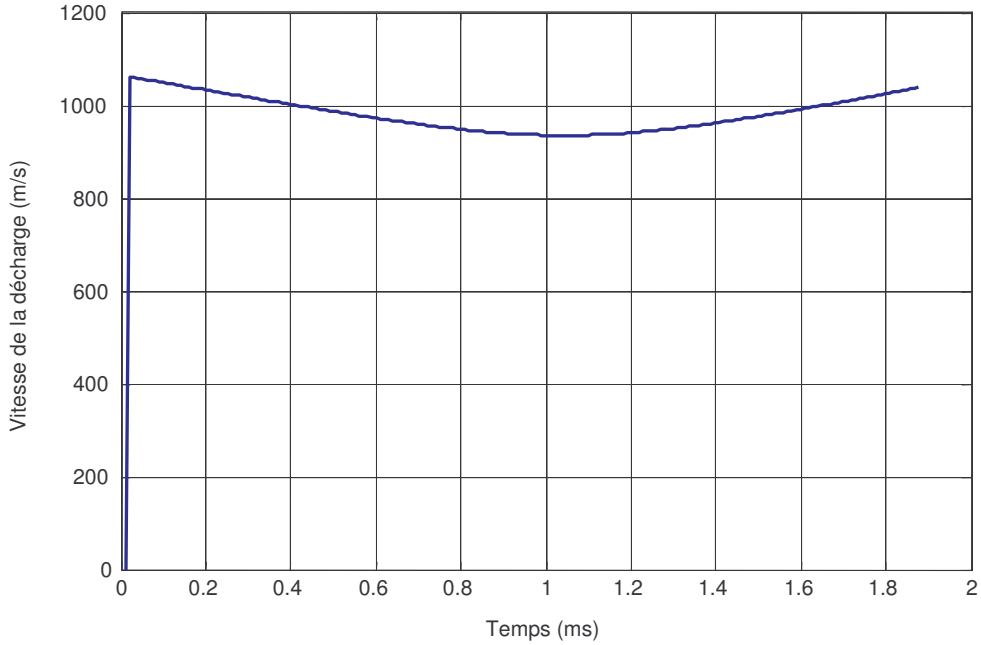
(b)


x 10^5
Résistance de l'arc (Ω/m)
Temps (ms)
0
0.5
1
1.5
2
2.5
0.2
0.4
0.6
0.8
1.2
1.4
1.6
1.8

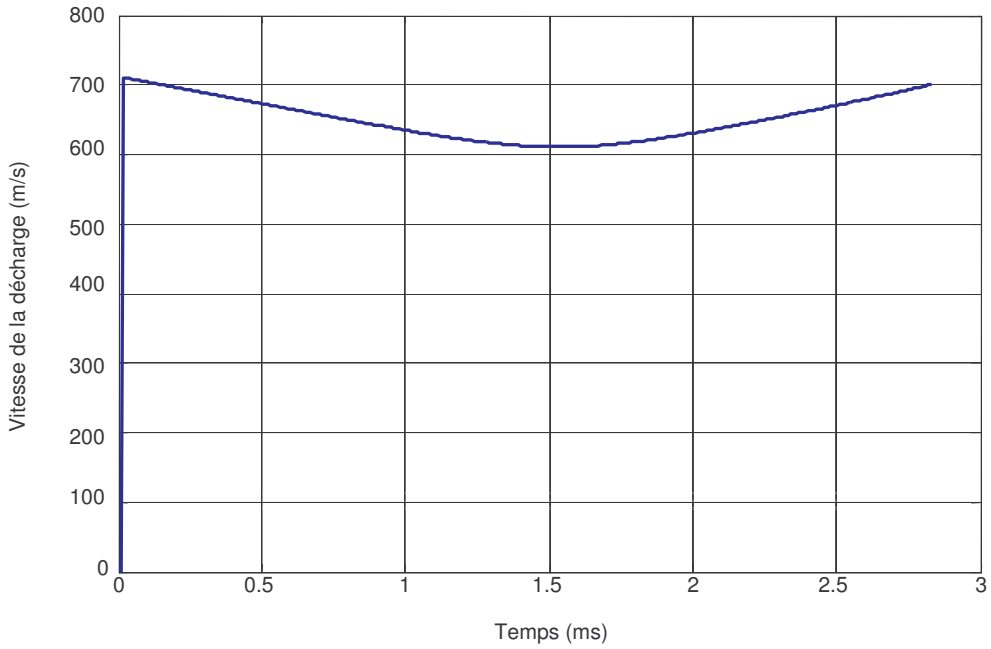
(c)


x 10^4
Résistance de l'arc (Ω/m)
Temps (ms)
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3

(d)



(e)



(f)

Figure V.3 : Caractéristiques pour une pollution uniforme légère (a, c, e) et forte (b, d, f)

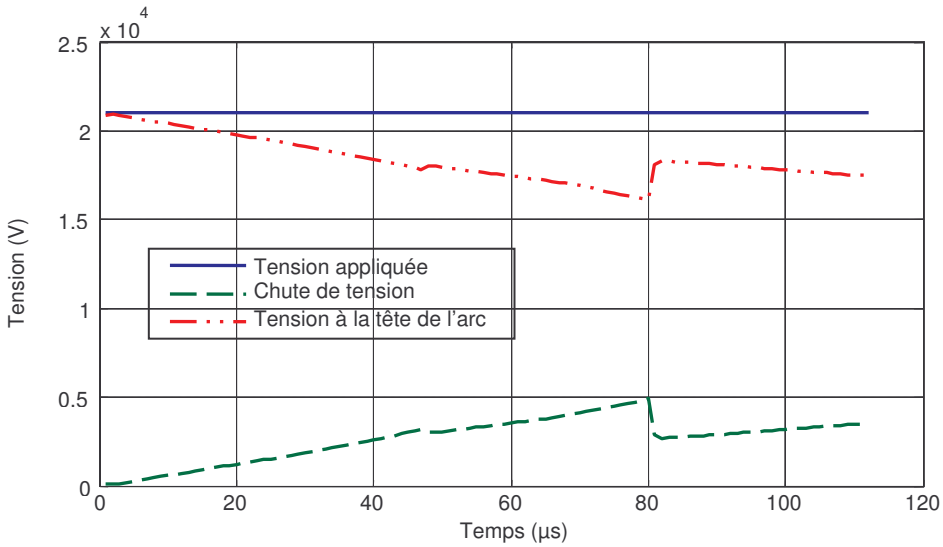
La tension de contournement trouvée est propre à chaque conductivité. Ainsi on enregistre 50 kV pour le cas de la pollution légère et 15 kV pour le cas de la pollution forte.

2.2 Pollution non uniforme

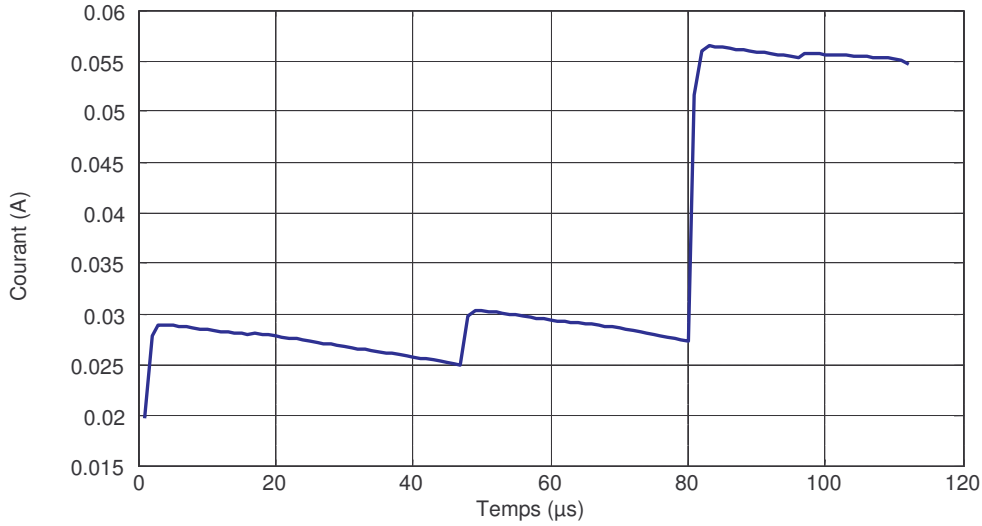
2.2.1 Isolateur ayant une surface polluée à 7 bandes dont 3 bandes fortement polluées

Les simulations sont réalisées dans les mêmes conditions que dans le cas de la tension impulsionnelle. On dispose donc d'un isolateur avec une surface comportant sept bandes dont trois fortement polluées d'une épaisseur de 0,7 mm chacune et quatre autres faiblement polluées d'épaisseur 0,1mm. La figure V.4-a donne l'évolution de la tension appliquée, la chute de tension et la tension à la tête de l'arc en fonction du temps. Les figures V.4-b, c, d montrent la variation du courant, de la longueur et de la vitesse de la décharge en fonction du temps respectivement. On remarque que le contournement intervient à 21 kV au bout de 113 µs, le courant dans la décharge quant à lui, croît par paliers et atteint 55 mA ; ce denier augmente de manière significative quand le temps de propagation arrive à 80 µs, c'est à dire dès que la décharge parcourt les 2/3 de la longueur de fuite totale (ce qui correspond au minimum du champ électrique). La vitesse augmente de façon brutale dès l'application de la tension pour atteindre 800 m/s ; elle présente une légère discontinuité (diminution) à 80 ms. La longueur de la décharge quant à elle connaît une évolution parfaitement linéaire.

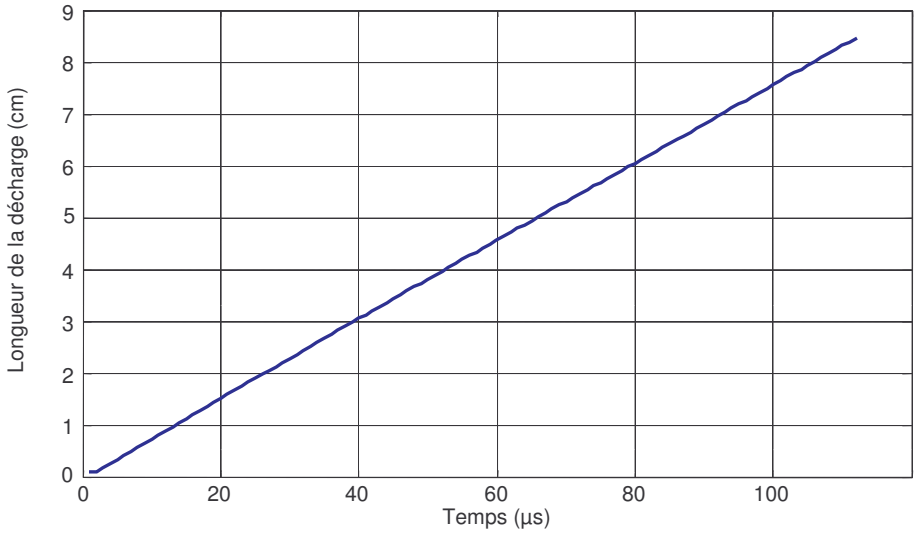
La figure V.5-a montre l'évolution de la tension de contournement en fonction de la conductivité. Comme on peut le voir, l'augmentation de la conductivité entraîne une diminution de la tension de contournement. Celle-ci décroît plus rapidement jusqu'à ce que la conductivité atteigne 40 µS ; au-delà, la diminution de la tension de contournement est plus lente pendant que la conductivité de la couche de pollution augmente de manière importante. L'évolution de la tension de contournement est proportionnelle à la vitesse de la décharge lors du phénomène de contournement ; la caractéristique obtenue est quasi-linéaire (figure V.5 b). Par ailleurs, la tension de contournement est d'autant plus faible que le temps de contournement est élevé (figure V.5 c).


x 10^4
2.5
2
1.5
1
0.5
0
Tension (V)
Tension appliquée
Chute de tension
Tension à la tête de l'arc
0
20
40
60
80
100
120
Temps (µs)

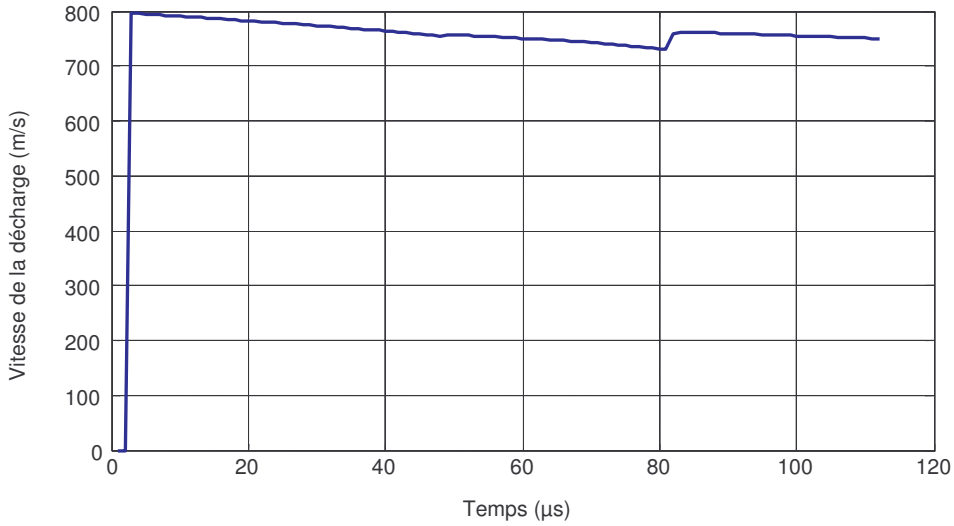
(a)


0.06
0.055
0.05
0.045
0.04
0.035
0.03
0.025
0.02
0.015
Courant (A)
0
20
40
60
80
100
120
Temps (µs)

(b)

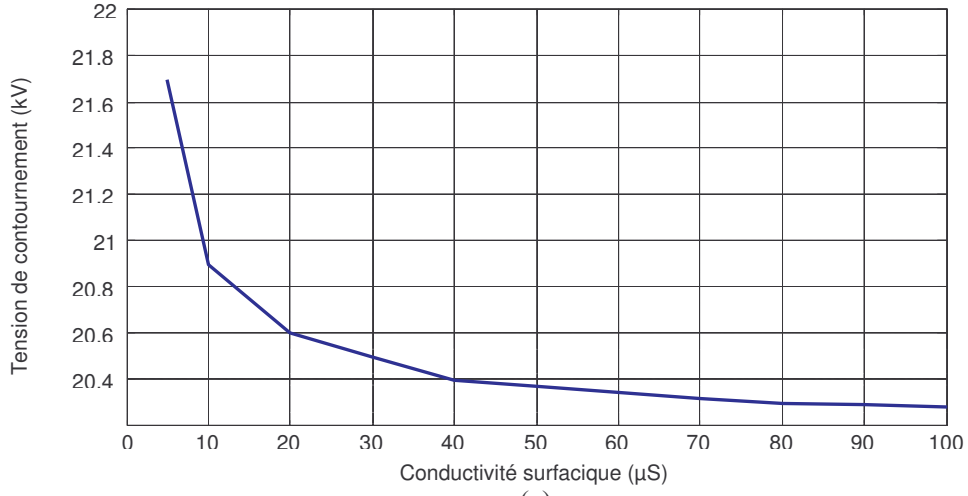

9
8
7
6
5
4
3
2
1
0
Longueur de la décharge (cm)
0
20
40
60
80
100
Temps (µs)

(c)

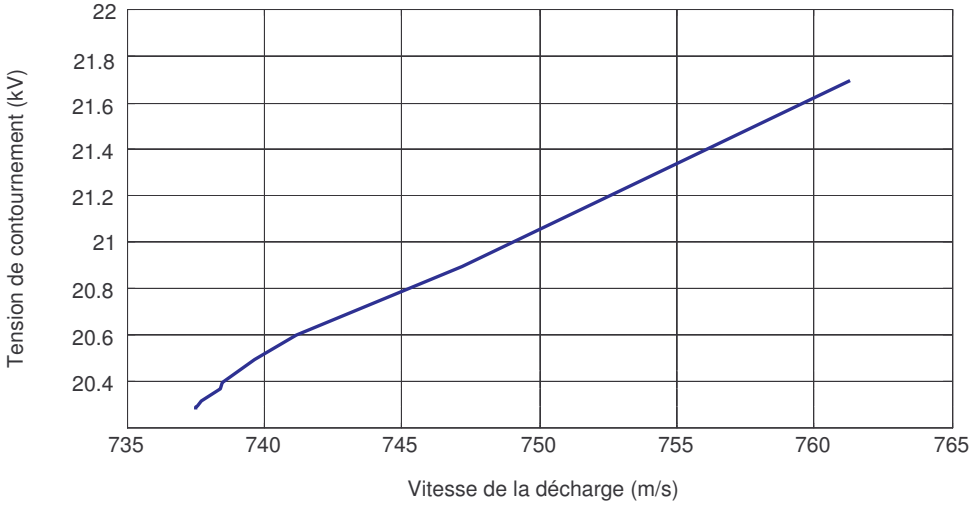


(d)

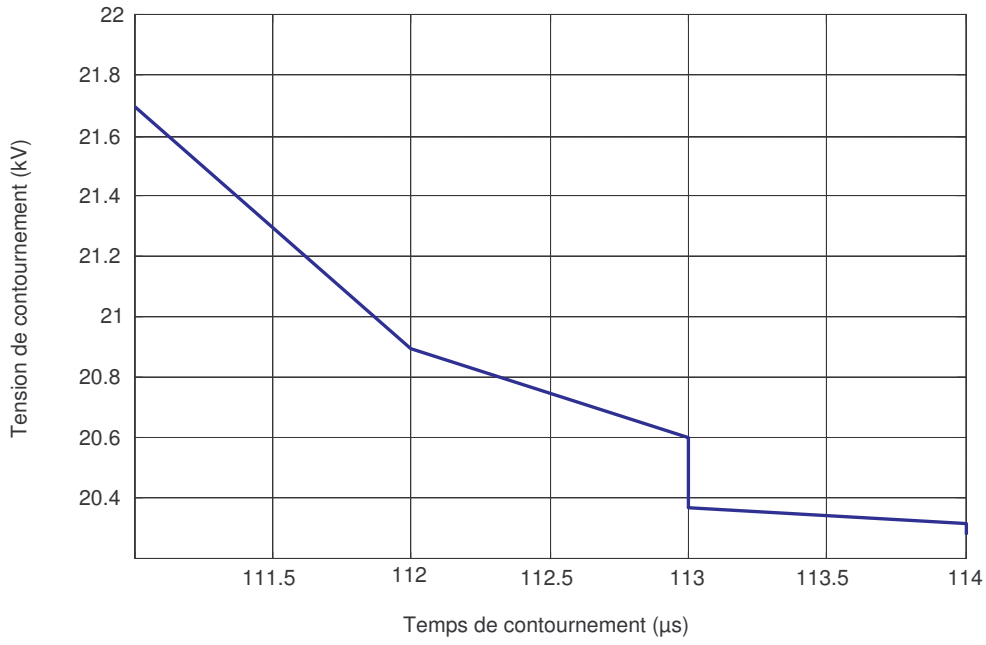
Figure V.4 : Caractéristiques pour une pollution non uniforme de conductivité 1 µS pour les couches peu polluées et 100 µS pour les couches très polluées, la tension de contournement est de 21 kV.



(a)



(b)



(c)

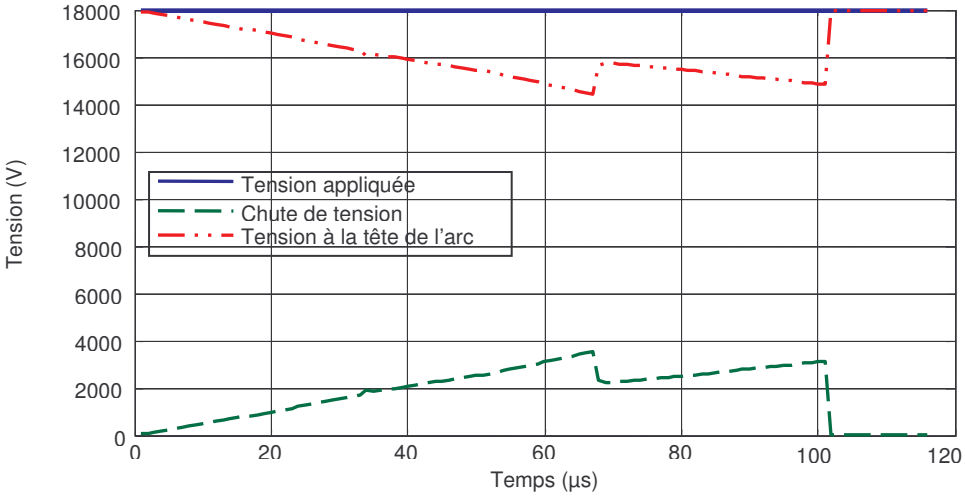
Figure V.5 : Caractéristiques de contournement en fonction de la conductivité de pollution (a), de la vitesse de propagation (b) et du temps de contournement (c).

En faisant varier la conductivité entre 5 et 100 µS dans cette configuration à trois bandes fortement polluées, on remarque l'existence de trois phases distinctes avec des temps de contournement qui durent chacun 1 µs. La première phase montre une décroissance linéaire rapide, la seconde toujours linéaire est moins rapide et enfin la dernière toujours linéaire est encore moins rapide que les deux premières phases.

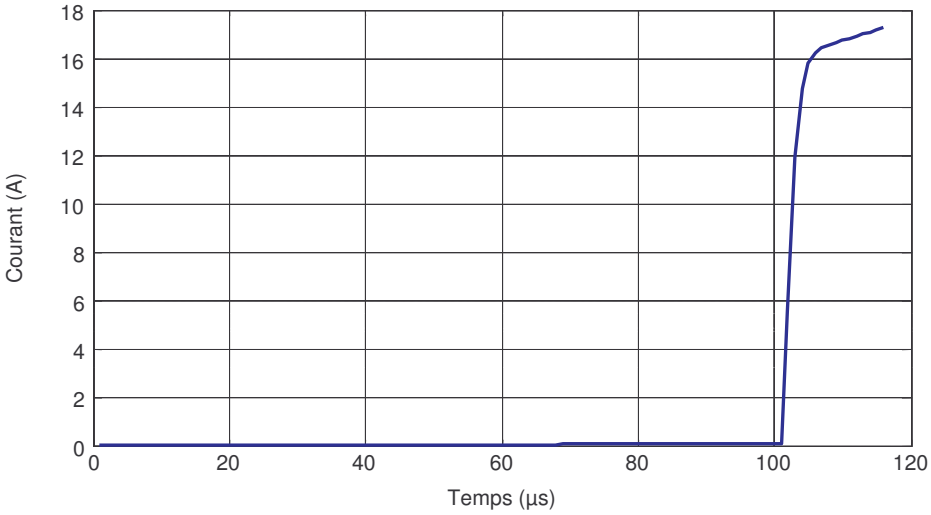
2.2.2 Isolateur ayant une surface polluée à 7 bandes dont 4 bandes fortement polluées

Dans ce cas, nous considérons une configuration comportant trois bandes quasiment sèches contre quatre très polluées. Les épaisseurs des couches de pollution restent les mêmes que dans le cas précédent et le principe pour obtenir le contournement de l'isolateur reste également valable.

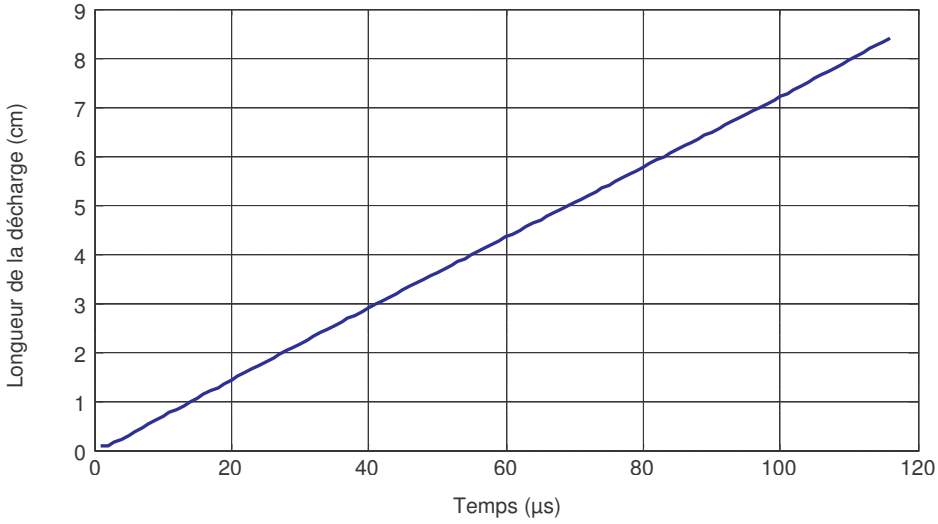
Les caractéristiques de la tension appliquée, la chute de tension et la tension à la tête de l'arc en fonction du temps, ainsi que le courant de la décharge, la longueur de cette dernière et sa vitesse sont présentés sur la figure V.6.


Tension (V)
Temps (µs)
Tension appliquée
Chute de tension
Tension à la tête de l'arc

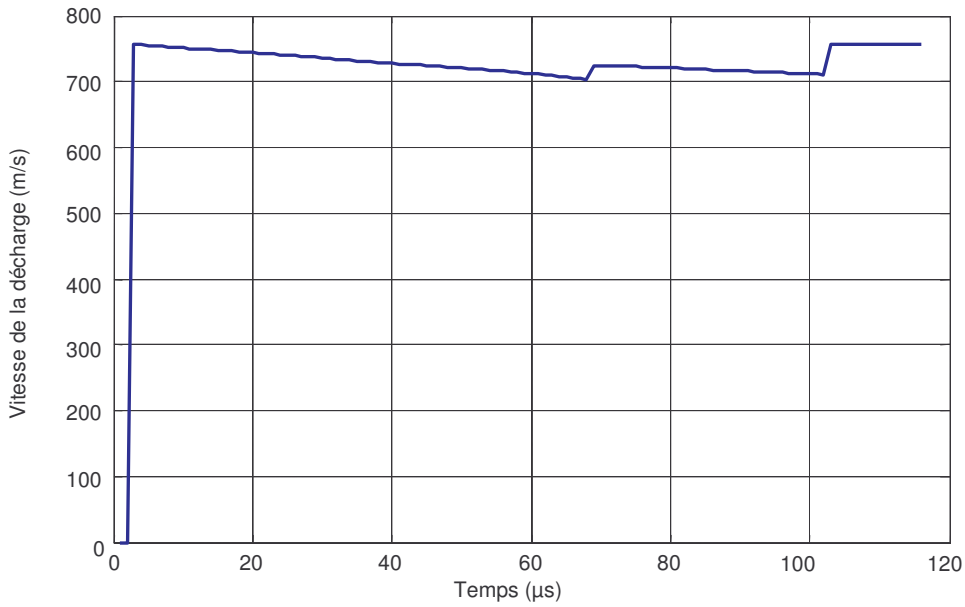
(a)


Courant (A)
Temps (µs)

(b)


Longueur de la décharge (cm)
Temps (µs)

(c)



(d)

Figure V.6 : Caractéristiques pour une pollution non uniforme de conductivité 1 µS pour les couches peu polluées et 100 µS pour les couches très polluées, la tension de contournement est de 18 kV.

Le contournement intervient à une tension de 18 kV au bout de 119 µs. Le courant dans la décharge contrairement à la configuration étudiée précédemment demeure quasiment constant et faible pendant toute la période de propagation qui s'étale sur plus de 100 µs avant de connaître une augmentation plus qu'exponentielle qui dépasse 17 A.
La longueur de la décharge évolue linéairement jusqu'au contournement. La vitesse de la décharge au départ de la propagation est légèrement moins élevée que dans la première configuration même si dans le deux cas, ces vitesses sont égales à la fin du contournement, soit environ 750 m/s.

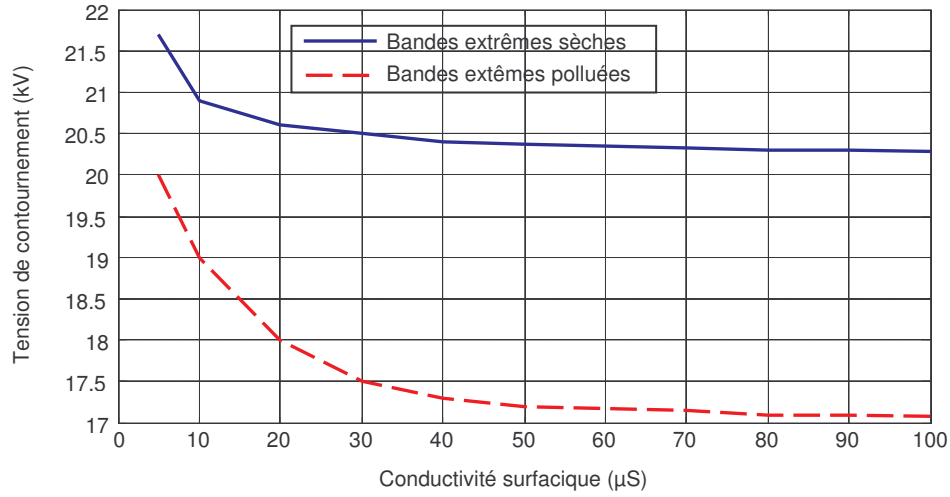
2.2.3 Influence de la disposition des bandes

La position des bandes sur la surface de l'isolateur joue un rôle non négligeable dans le processus de propagation des décharges. Les caractéristiques données en figure V.7 représentent les variations pour les deux configurations analysées dans les paragraphes 2.2.1 et 2.2.2 concernant la tension de contournement en fonction de la conductivité surfacique

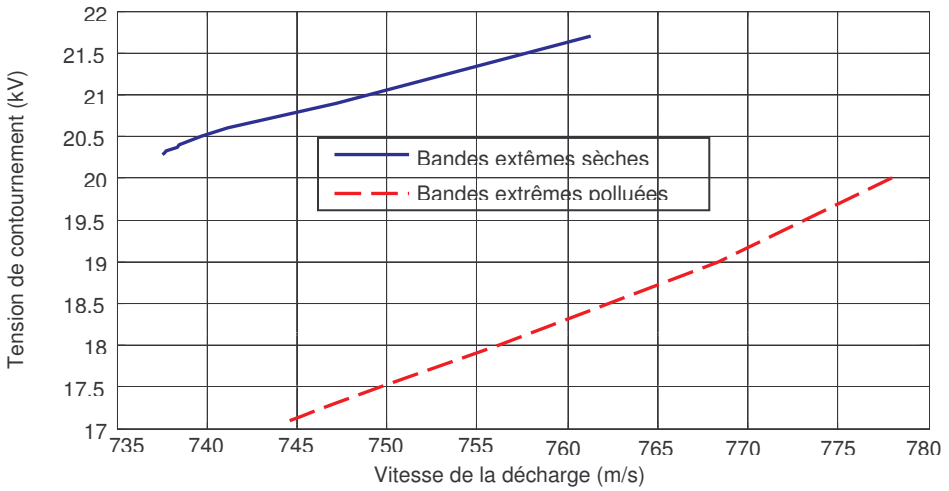
(figure V.7 a), de la vitesse de la décharge (figure V.7 b) et du temps de contournement (figure V.7 c). Ces caractéristiques nous permettent également de comprendre l'influence de la position des bandes par rapport aux électrodes. Comme dans le cas de la tension impulsionnelle et alternative, le fait d'avoir des bandes plus polluées proche des électrodes génère un courant de décharge plus important (figures V.4 et V.6). Ce courant reste quasiment constant pendant plus des trois quarts (3/4) du temps de propagation, ce qui correspond d'ailleurs au même temps observé dans la première configuration avant de connaître une croissance brutale dans la phase de contournement. La présence des couches presque sèches aux extrémités qui se traduit par une surface totale sèche de l'isolateur supérieure à la surface totale polluée donne des valeurs de courants plus faibles. La propagation de la décharge justifiée par des caractéristiques de longueur linéaires montre bien la régularité du processus conduisant au contournement. Les vitesses sont quelque peu différentes pendant l'étape de propagation mais finissent toutes les deux autour de 750 m/s.

En examinant la figure V.7 a, on remarque que pour la même conductivité, la tension de contournement est moins importante pour la configuration comportant deux bandes très polluées aux extrémités de la surface de l'isolateur c'est-à-dire, la configuration constituée de quatre bandes polluées et trois bandes quasiment sèches. Il apparaît également que dans le cas de la configuration ayant des bandes très polluées proche des électrodes, la variation de la conductivité de 5 à 100 µS génère des variations de tensions de contournement (écart entre les valeurs minimale et maximale de la tension de contournement) un peu plus importantes que dans la configuration caractérisée par deux bandes sèches aux extrémités de la surface, c'est à dire celle qui compte quatre bandes sèches et trois bandes polluées. Les mêmes observations sont faites sur la figure V.7 b mais cette fois-ci entre la tension de contournement et la vitesse de contournement. Si pour la première configuration la vitesse de contournement varie de 737 m/s à 762 m/s, la seconde configuration elle, donne une variation entre 745 m/s et 778 m/s. Ainsi, les mêmes remarques demeurent valables pour les caractéristiques de la tension de contournement par rapport au temps nécessaire pour accomplir un contournement total de l'isolateur (figure V.7 c).

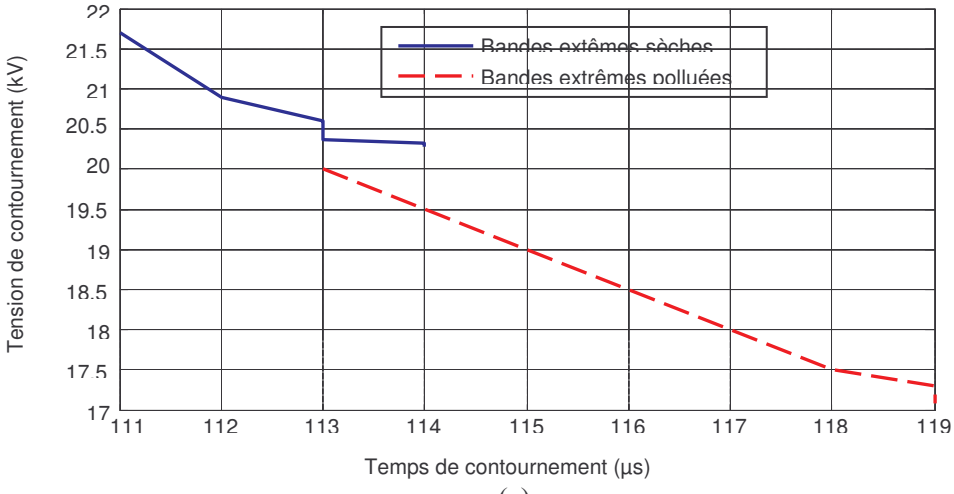
En faisant un balayage de la conductivité dans l'intervalle 5 - 100 µS, on note sur l'ensemble du parcours que, le temps de contournement total est double pour la configuration comportant plus de bandes polluées.



(a)



(b)

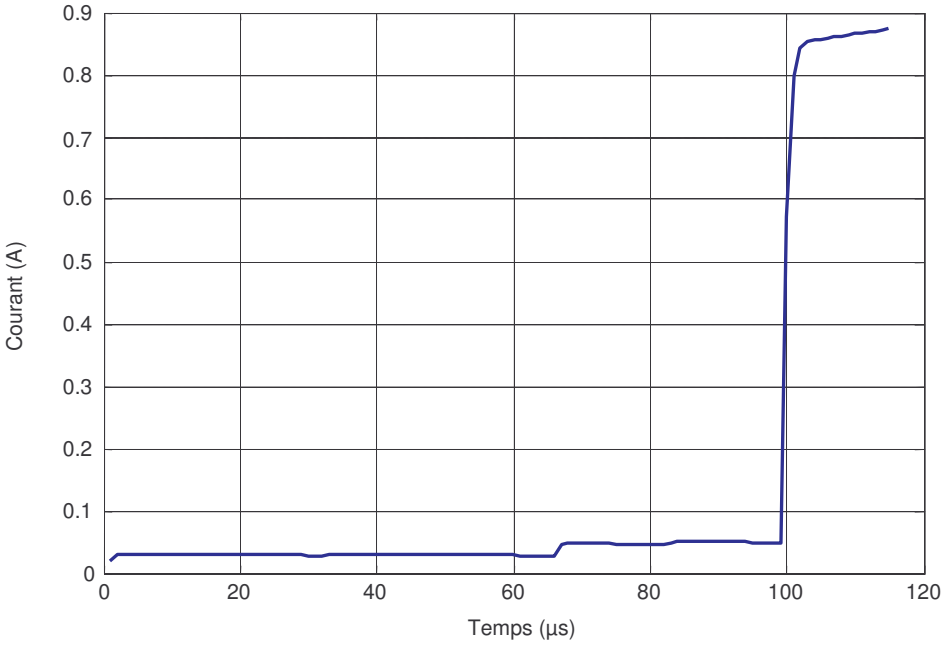


(c)

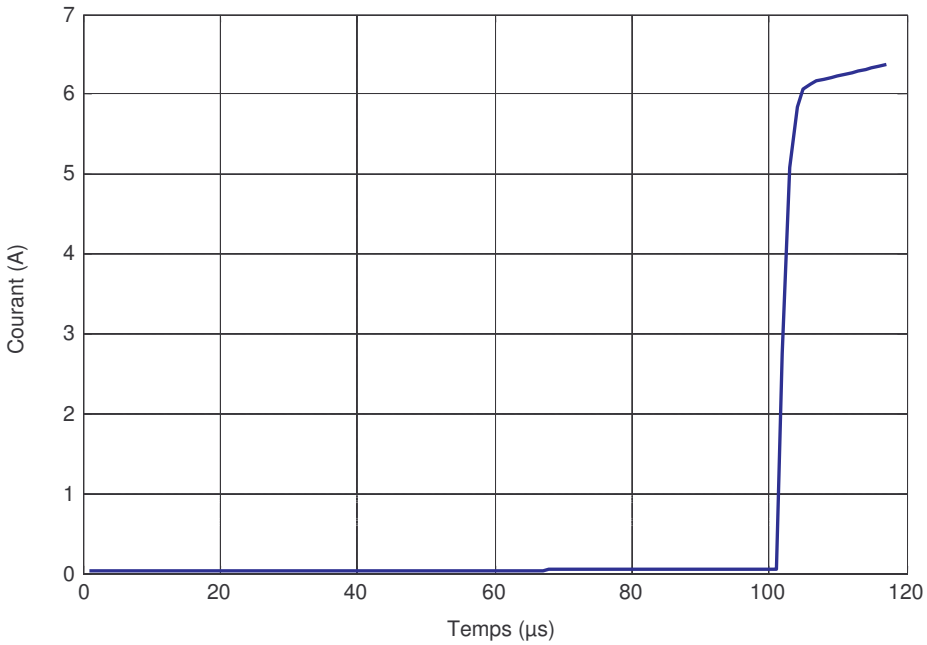
Figure V.7 : Caractéristiques de contournement en fonction de la conductivité de pollution (a), de la vitesse de propagation (b) et du temps de contournement (c).

2.2.4 Influence de la conductivité des bandes de pollution

Pour analyser l'influence de la conductivité de la couche de pollution sur les caractéristiques de la décharge surfacique conduisant au contournement des isolateurs, nous effectuons des simulations sur le modèle à quatre bandes polluées et trois bandes sèches. On suppose que les couches faiblement polluées (quasiment sèches) ont une conductivité constante de 1 µS. Par contre, pour les couches polluées, les simulations sont exécutées pour des conductivités de 10 µS et 50 µS. La figure V.8 montre le comportement du courant pour les deux conductivités des bandes polluées. On remarque que tant que la résistance de la bande de pollution reste supérieure à la résistance de l'arc, ce qui dans notre cas correspond à la satisfaction du critère de propagation, la décharge va évoluer d'autant plus que l'arc ne rencontre qu'une faible barrière et que les conditions pour son élongation sont réunies. Dans ce contexte, le développement de l'arc s'accompagne des valeurs de courants importantes. Le courant atteint des valeurs d'autant plus élevées que la conductivité est grande. Le rayon de la décharge, calculé à partir du modèle proposé par Wilkins [25], suit la forme du courant (figure V.9). Ce rayon reste pratiquement constant sur plus de la moitié de la longueur totale de fuite, puis décroche légèrement (décrochage beaucoup plus visible pour le cas des faibles conductivités) avant de redevenir presque constant pour finir avec une augmentation brutale en fin de propagation. Pour une conductivité de pollution de 10 µS ce rayon est de 4,5 µm ; il atteint 12 µm pour une conductivité plus forte de 50 µS. Concernant la charge accumulée, elle évolue de la même façon dans les deux cas (figure V.10) ; elle est beaucoup plus importante pour la conductivité de 50 µS que pour 10 µS. Le temps au contournement quant à lui est toujours plus important lorsque la conductivité augmente. Les vitesses sont du même ordre pour les deux conductivités (figure V.11).

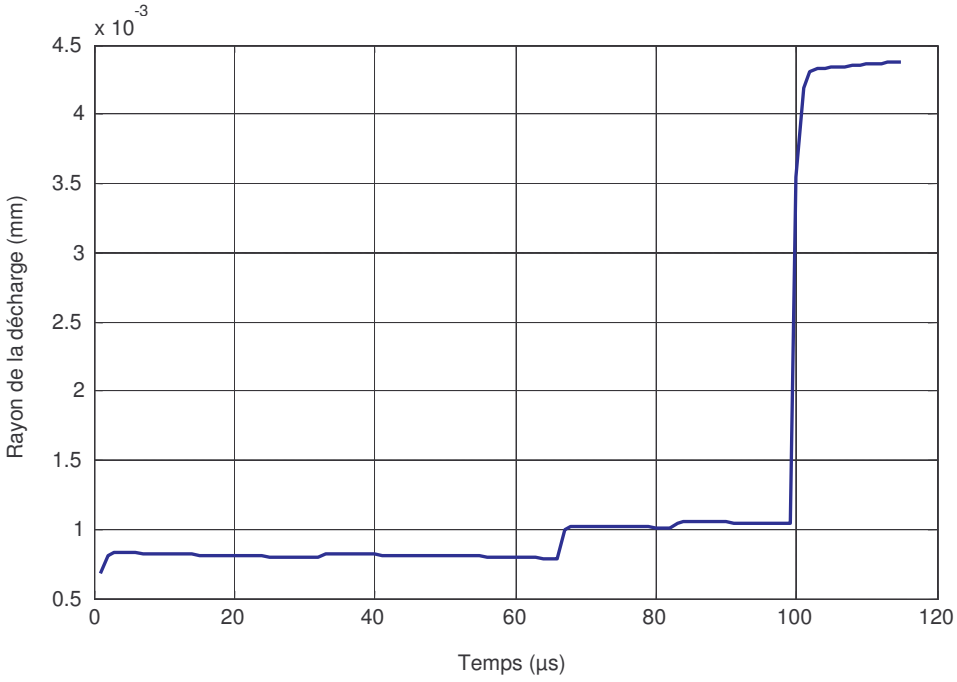


(a)

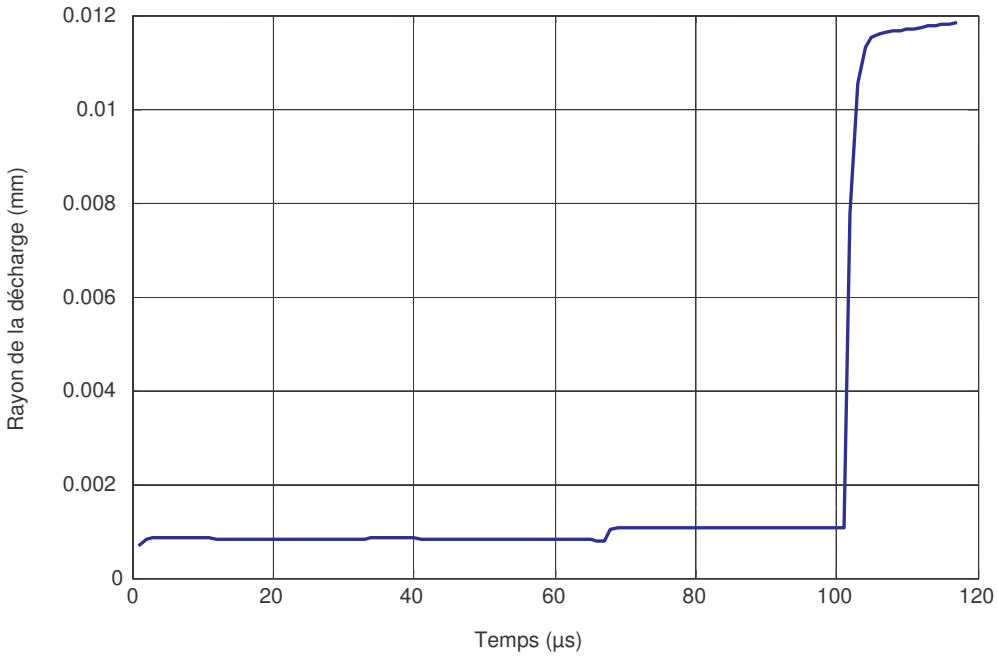


(b)

Figure V.8 : Courant de la décharge pour une conductivité de 10 µS (a) et 50 µS (b).

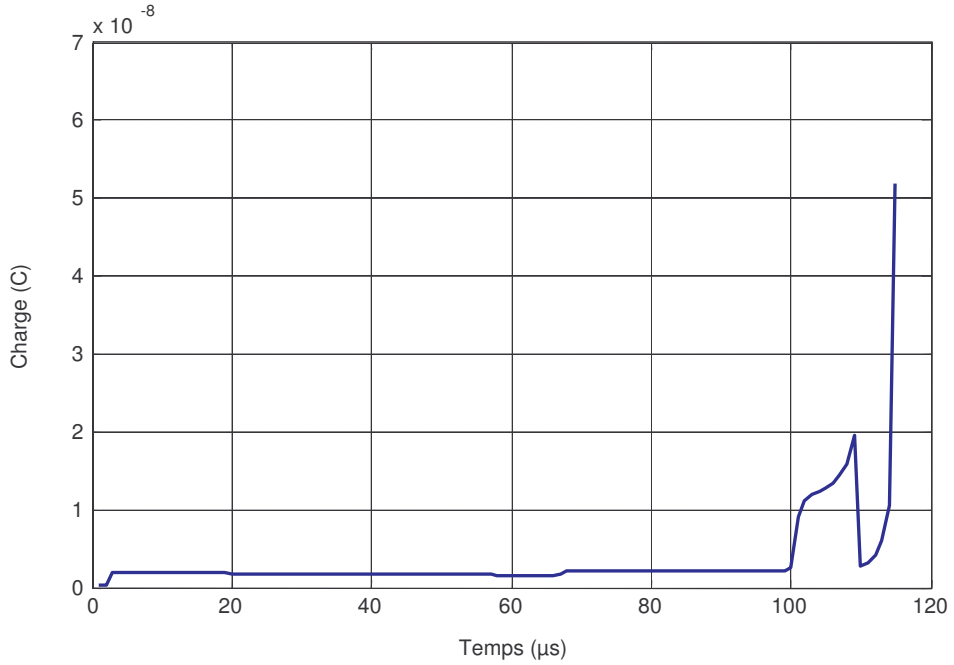


(a)

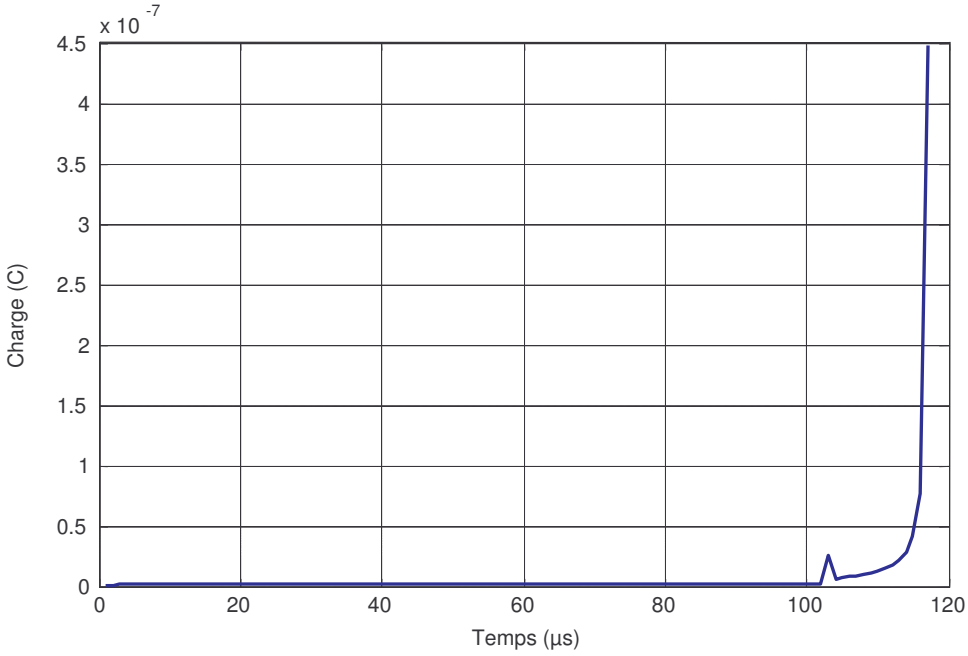


(b)

Figure V.9 : Rayon de la décharge pour une conductivité de 10 µS (a) et 50 µS (b).

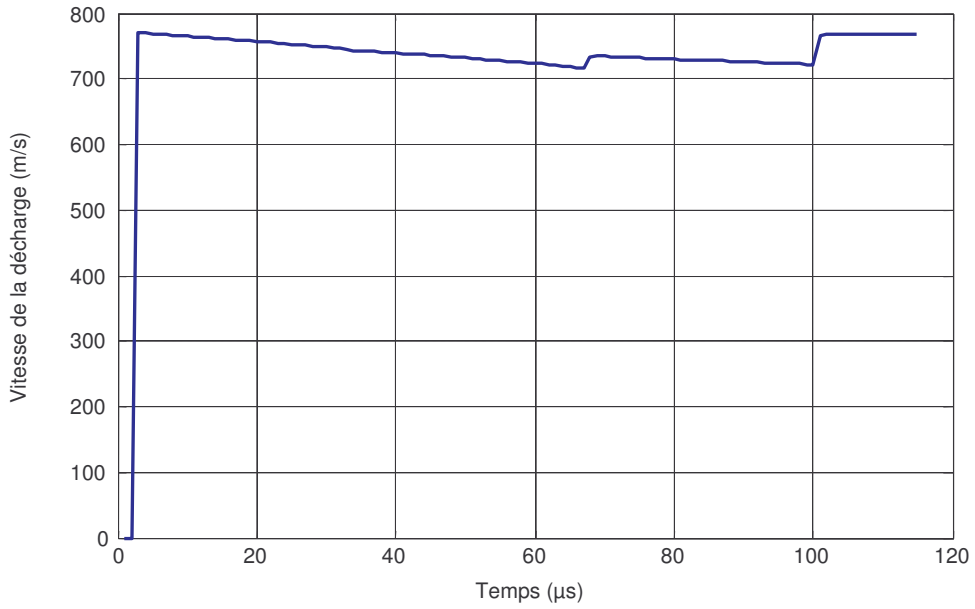


(a)

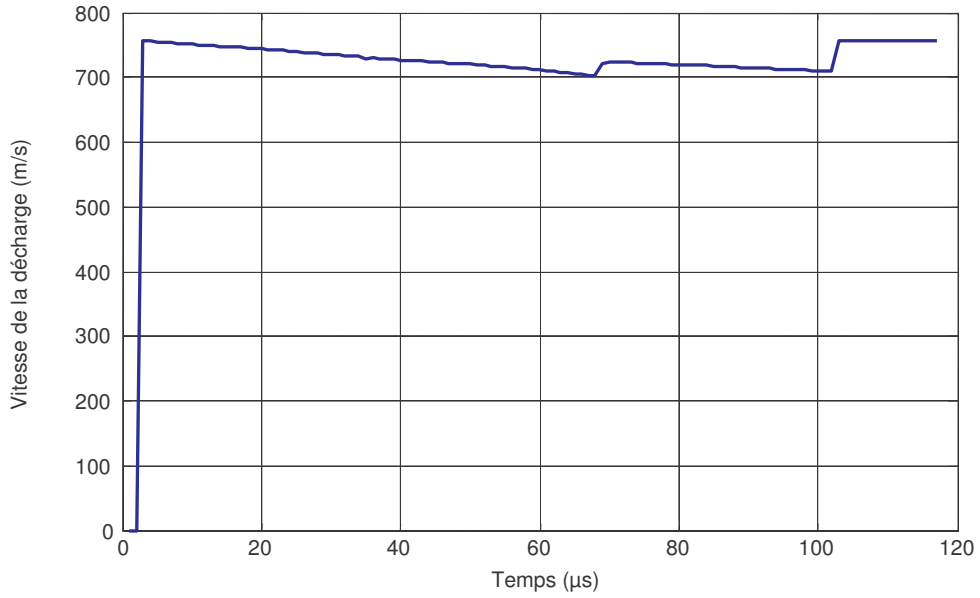


(b)

Figure V.10 : Evolution de la charge pour une conductivité de 10 µS (a) et 50 µS (b).



(a)



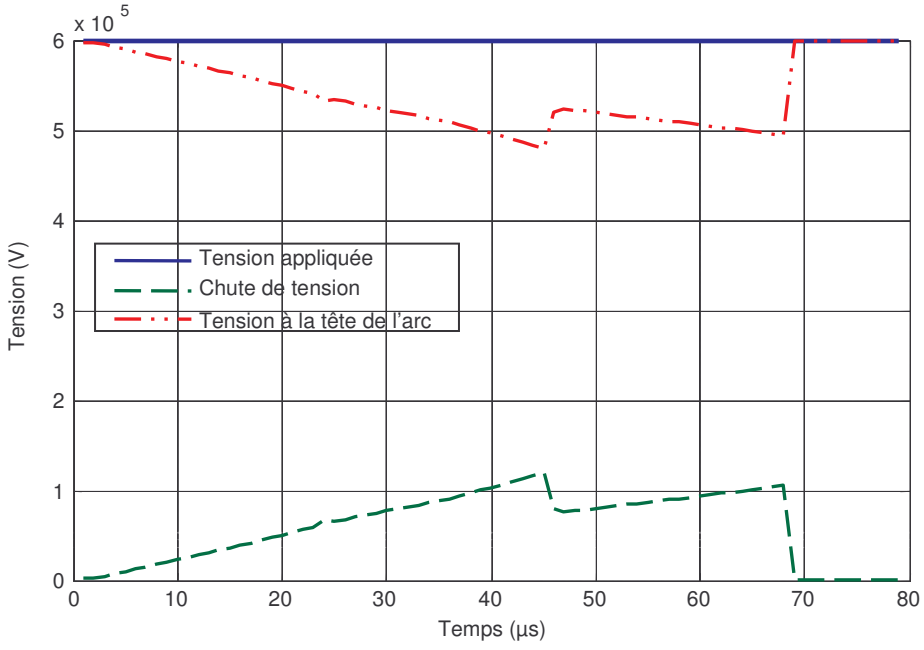
(b)

Figure V.11 : Vitesse de propagation pour une conductivité de 10 µS (a) et 50 µS (b)

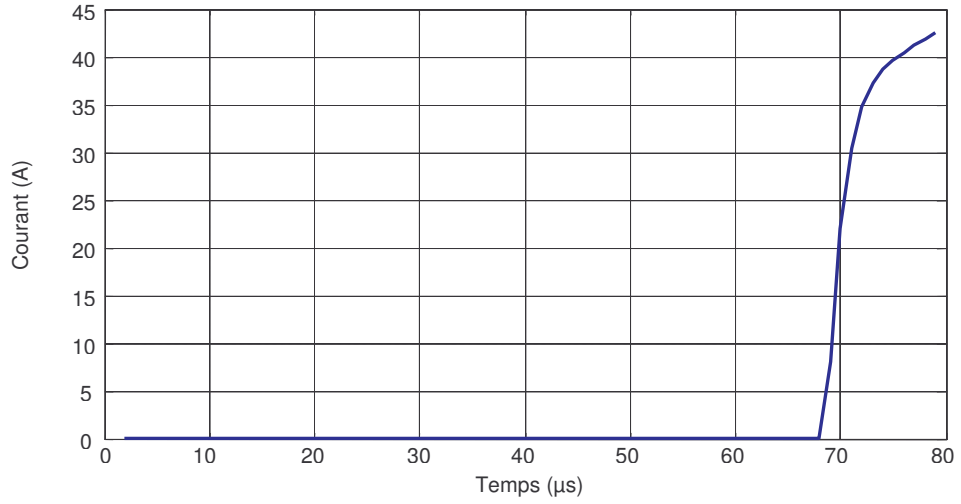
On considère maintenant la même configuration avec quatre bandes polluées et trois bandes quasi-sèches mais avec d'autres conductivités ; les zones polluées ont une conductivité de 50 µS alors que les bandes sèches ont une conductivité de 0,1 µS. Le constat est très net.

Pour obtenir le contournement de cet isolateur, il faut appliquer une tension de 60 kV (figure V.12 a). Le courant de la décharge ainsi que la charge associée restent pratiquement nuls pendant environ 70 µs pour augmenter ensuite de façon très brutale (figure V.12 b et c) pour atteindre respectivement des valeurs supérieures à 40 A et 14 µC respectivement. Dans le cas précédent où la conductivité était de 1 µS, le courant n'était que de 6 A pour une charge de 0,45 µC. La vitesse de la décharge passe de 750 m/s à 1100 m/s. Par conséquent, le temps nécessaire au contournement se raccourcit d'environ un quart (1/4) par rapport au temps réalisé pour une conductivité de 1 µS, soit environ 30 µs. Les temps au contournement obtenus par notre modèle sont très inférieurs à ceux obtenus par N. Dhahbi [50] pour une couche de pollution uniforme qui eux étaient déjà inférieurs à ceux mesurés par Rahal et Pissalto [47, 52] pour une couche uniforme très faiblement polluée. Pour une gamme de conductivités dont les résistances linéiques sont comprises entre 10 et 10^2 kΩ/m, le temps de contournement augmente avec la conductivité. D'après les observations de Pissalto [42], en polarité positive et pour des faibles résistances linéiques ($r_p = 2.10^2$ kΩ/m), les temps au contournement sont relativement courts (quelques millisecondes) ; pour les fortes résistances ($r_p = 10^3$ kΩ/m) quelle que soit la polarité, ces temps au contournement sont relativement longs.

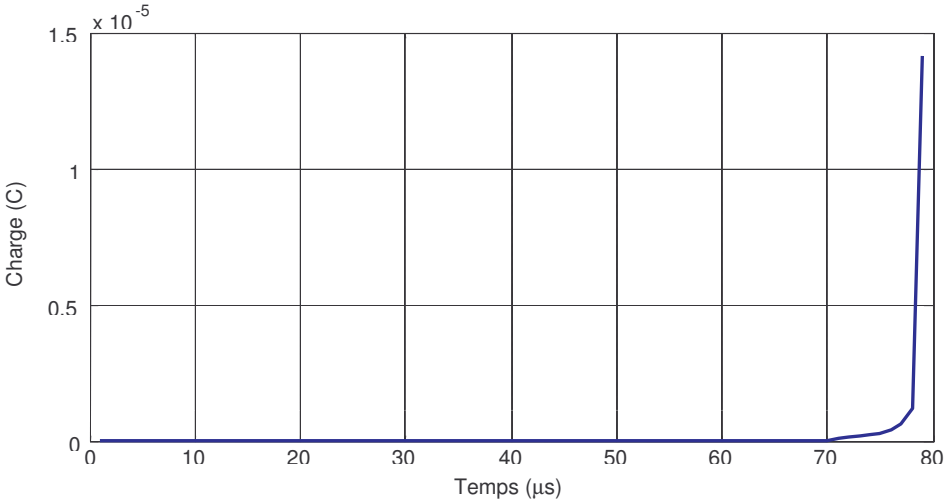
Bien que notre modèle numérique ne fasse pas de distinction entre les deux polarités, nous pouvons considérer que nos résultats correspondent aux cas des résistances linéiques très faibles.



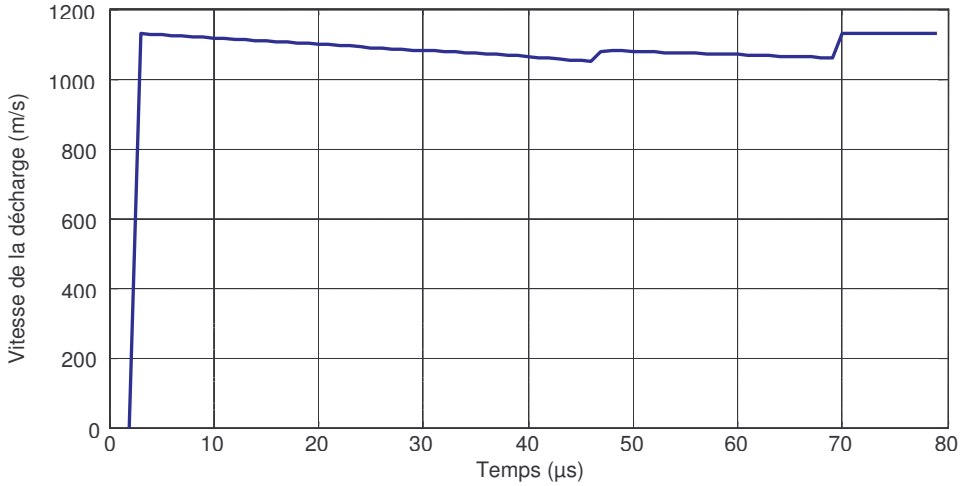
(a)



(b)



(c)

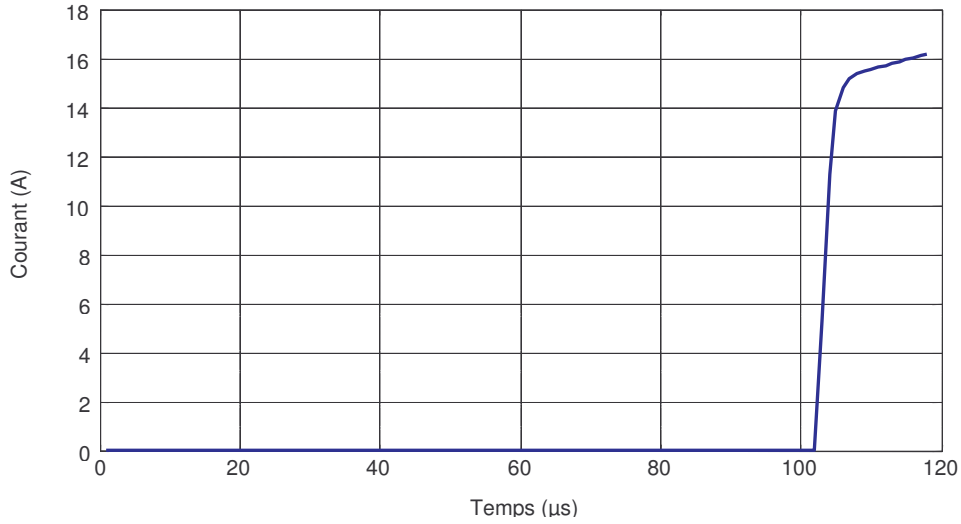


(d)

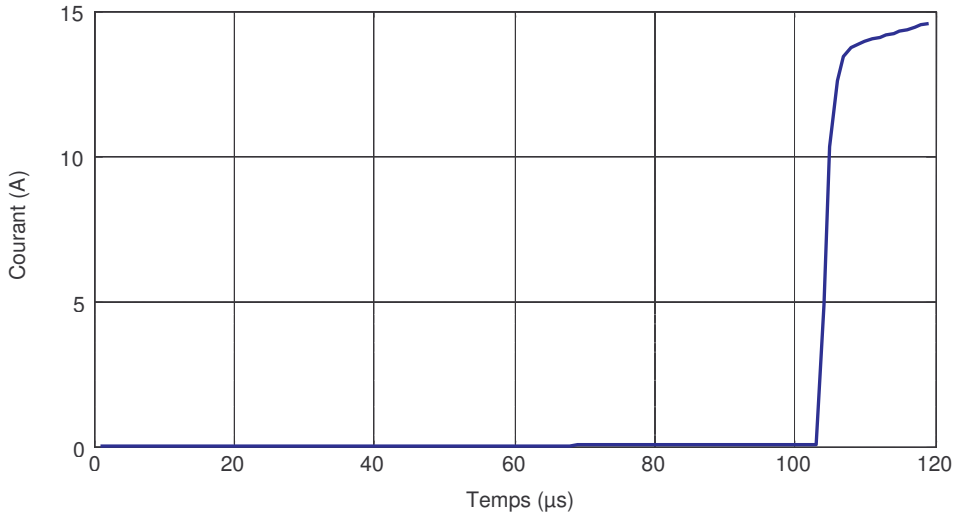
Figure V.12 : Evolution des tensions (a), du courant de la décharge (b), de la charge (c) et de la vitesse de propagation (d) par rapport au temps pour des conductivités de 0,1 µS pour des couches sèches et 50 µS pour les couches polluées ; tension de contournement 60 kV.

2.2.5 Influence de l'épaisseur de la couche polluante des bandes

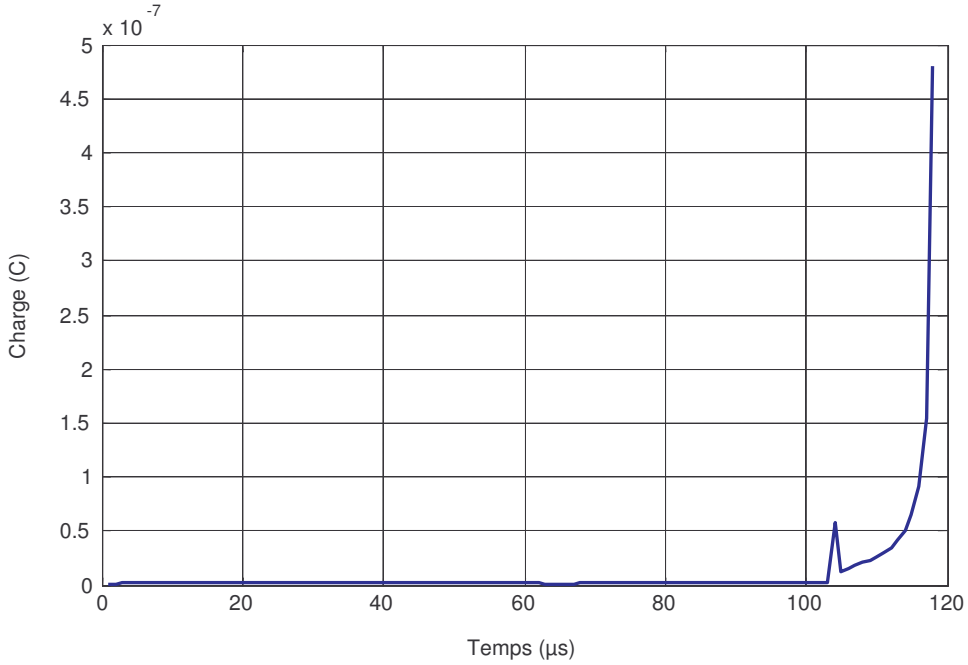
L'analyse de l'incidence de l'épaisseur est réalisée à l'issu des essais de simulations du modèle d'isolateur sept bandes ayant aux extrémités de sa surface, des bandes de pollution fortement polluées de 100 µS. Nous affecterons à tour de rôle aux couches de pollution l'épaisseur de 3 mm puis de 10 mm. L'augmentation de l'épaisseur de pollution en conservant inchangé les autres paramètres montre que la résistance de l'arc augmente (figure V.13 c) tandis que la charge accumulée diminue (figure V.13 b), ce qui provoque la baisse du courant de charge (figure V.13 a). Comme dans les cas traités précédemment, le courant demeure quasiment constant et très faible durant toute la propagation pour connaître une croissance brutale dans les quinze dernières microsecondes qui représentent la phase de contournement.



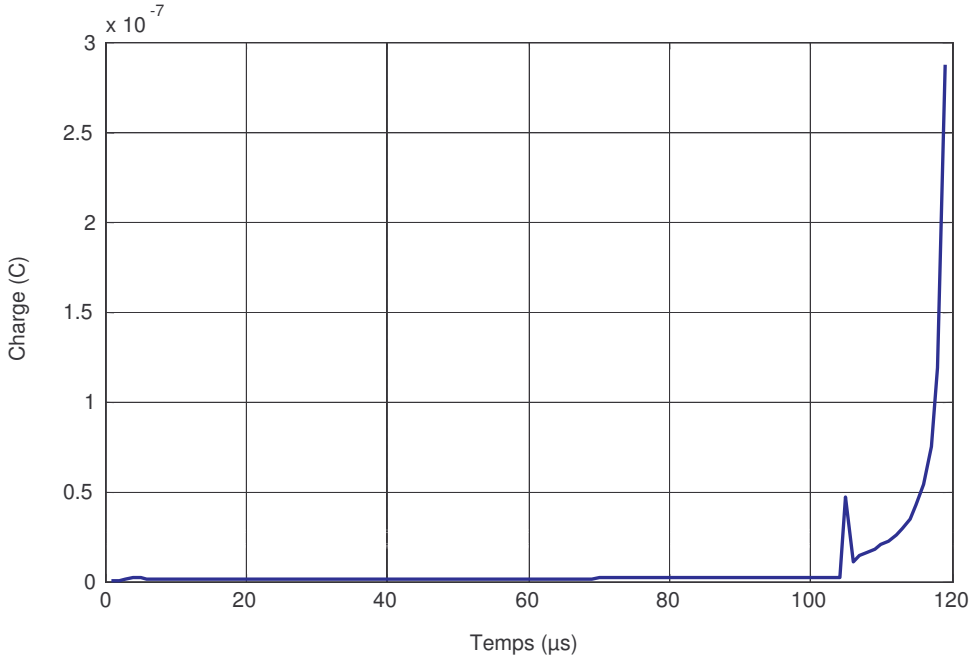
(a)



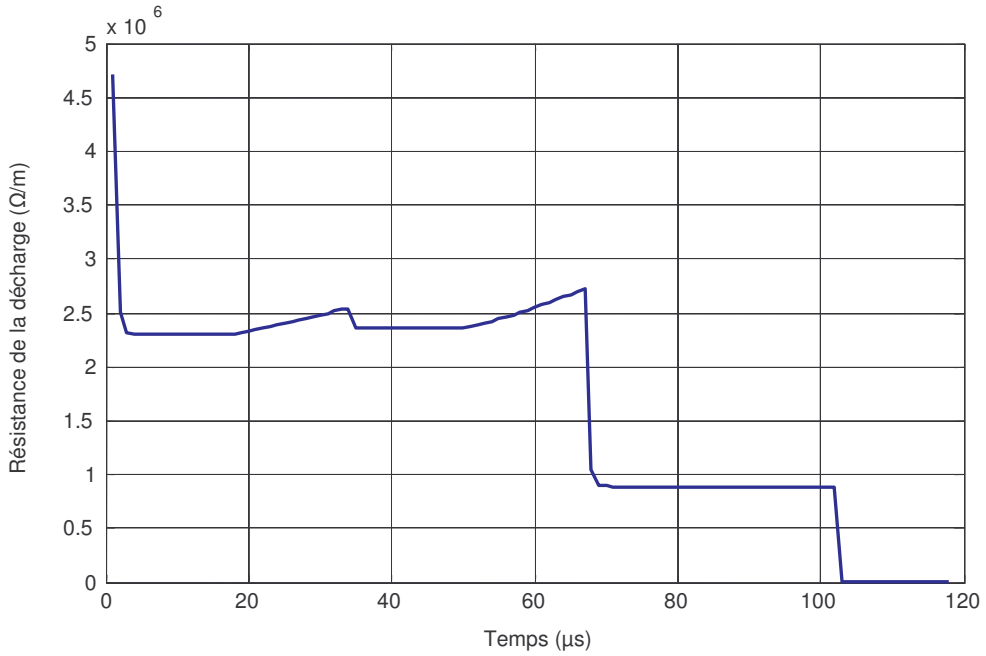
(b)


x 10 -7
5
4.5
4
3.5
3
2.5
2
1.5
1
0.5
0
Charge (C)
0
20
40
60
80
100
120
Temps (µs)

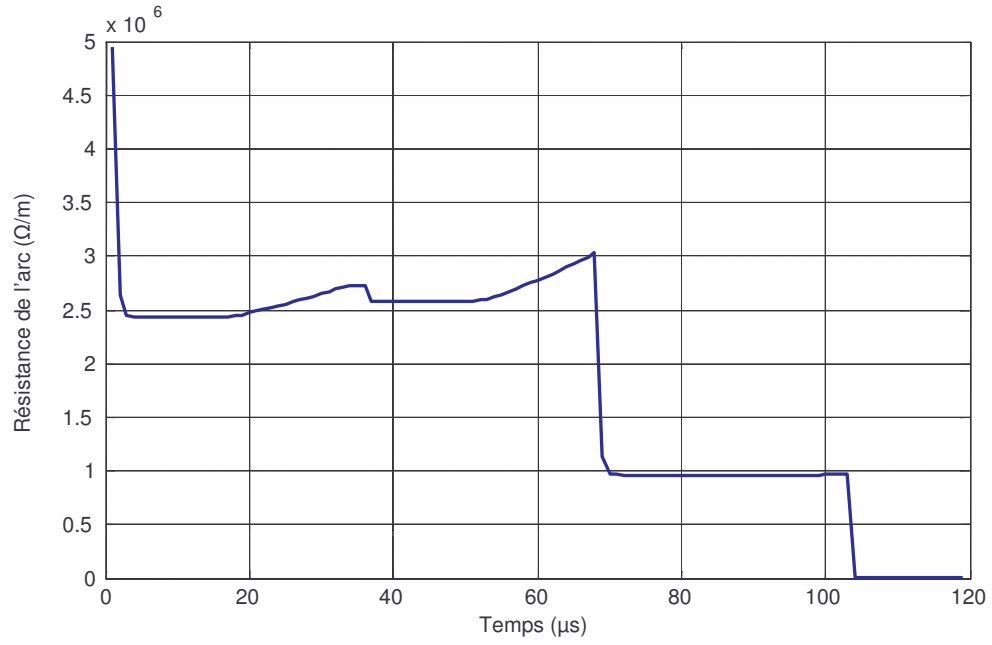
(c)


x 10 -7
3
2.5
2
1.5
1
0.5
0
Charge (C)
0
20
40
60
80
100
120
Temps (µs)

(d)



(e)



(f)

Figure V.13 : Courant de la décharge, décharge et résistance de la décharge en fonction du temps pour deux épaisseurs différentes de la couche de pollution : 3 mm (a, c, e) et 10 mm (b, d, f).

2.2.6 Couche de pollution à plusieurs conductivités

Considérons maintenant le cas d'une pollution mixte où les bandes de pollution formées sur la surface de l'isolateur comportent différentes valeurs de conductivité et sont disposées suivant la figure V.14. La couche 1 se trouve du côté de l'électrode haute tension alors que la couche 7 est du côté de l'électrode basse tension. A titre comparatif, nous examinons deux configurations (tableau V.1). Dans la première, nous considérerons des conductivités de bandes de pollution croissantes en partant de l'électrode haute tension vers l'électrode de masse et dans la seconde, le contraire (Tableau V.1). Les valeurs de conductivités employées lors des simulations sont celles mentionnées dans le tableau V.1.

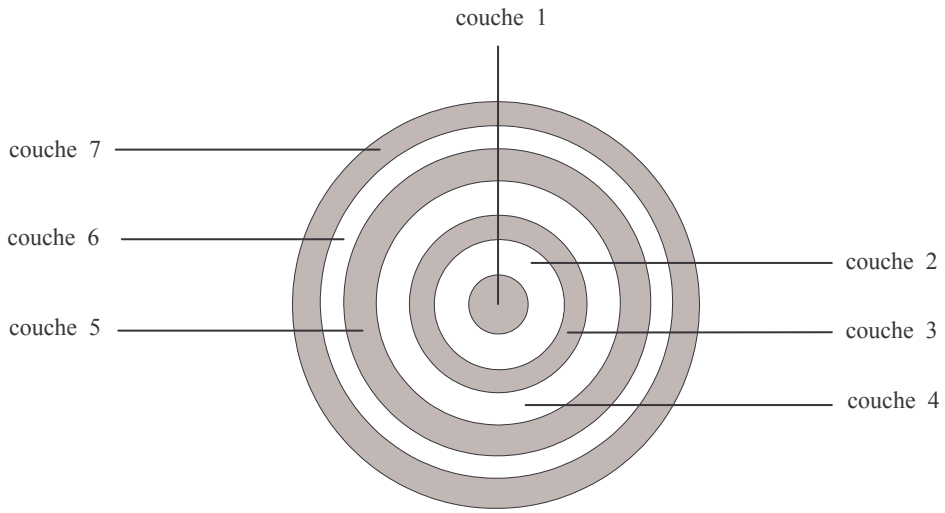
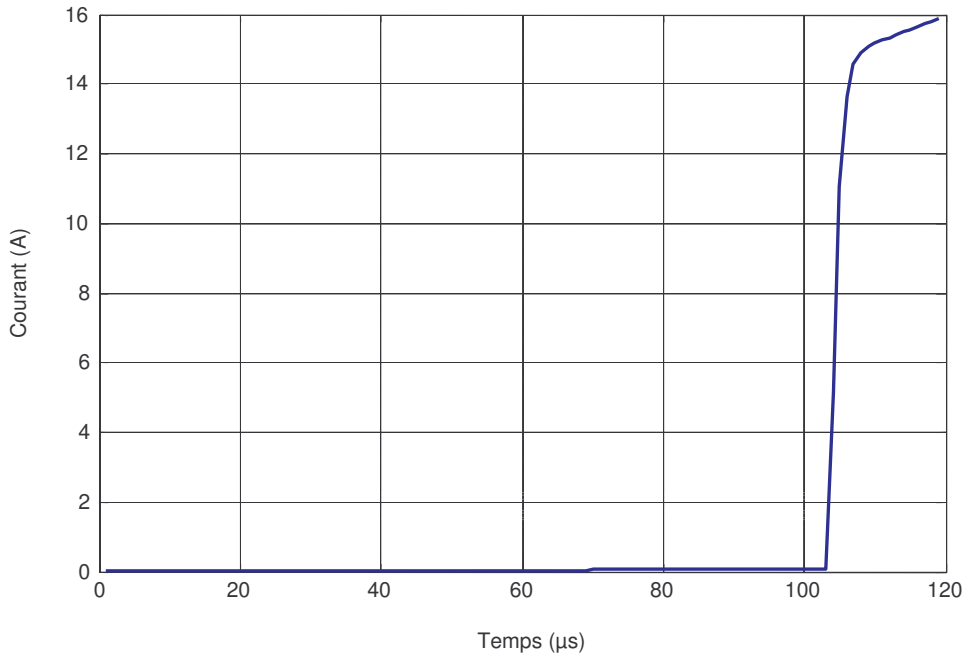


Figure V.14 : Disposition des bandes sur la surface de l'isolateur

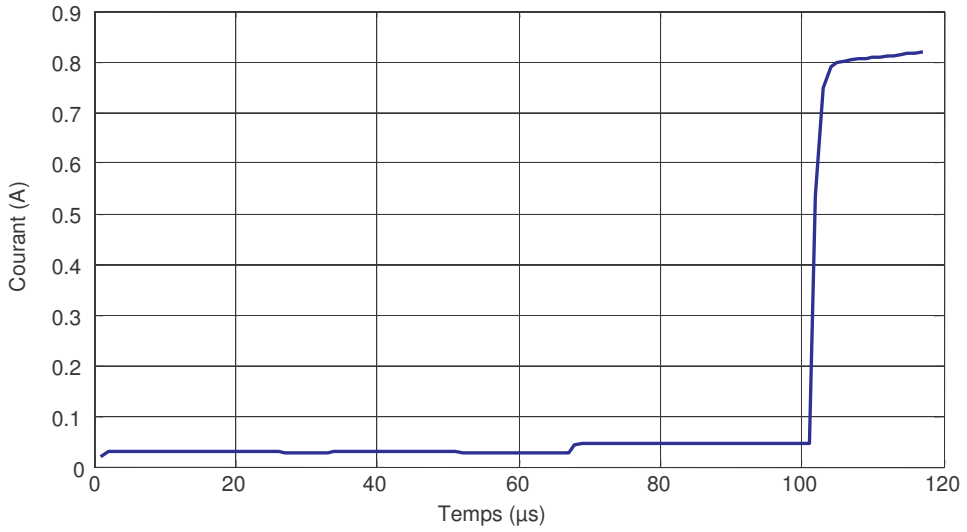
Tableau V.1 : Valeurs des conductivités des bandes pour les deux configurations

	Configuration 1 (conductivité)	**Configuration 2** (conductivité)
Couche 1	10 µS	100 µS
Couche 2	1 µS	1 µS
Couche 3	40 µS	70 µS
Couche 4	1 µS	1 µS
Couche 5	70 µS	40 µS
Couche 6	1 µS	1 µS
Couche 7	100 µS	10 µS

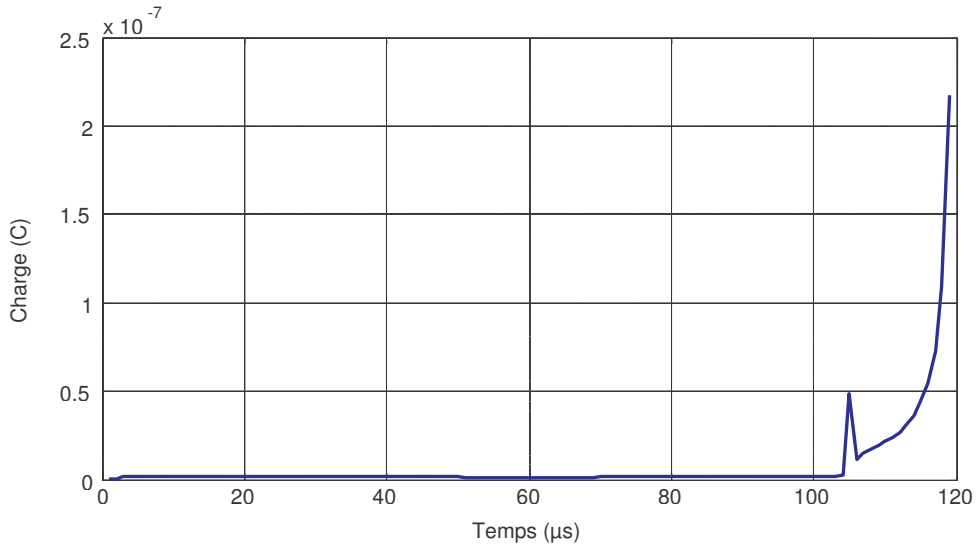
Les résultats obtenus pour des deux configurations de pollution mixte ressemblent à ceux de la configuration dont la pollution est non uniforme avec deux bandes très polluées aux extrémités et où toutes les bandes polluées avaient la même conductivité. Cette étude de pollution mixte nous permet entre autre d'évaluer l'importance de la nature de la dernière bande (polluée ou sèche) où se produit le contournement. On peut voir que plus cette bande est polluée, plus le courant de la décharge est important lors du contournement (figure V.15-b et d). Il faut également préciser que l'effet de la nature de la bande où démarre la propagation et des bandes intermédiaires n'est pas négligeable ; elles contribuent à la détermination du courant final, de la vitesse de propagation et donc du temps au contournement. La charge accumulée est plus importante comme le courant lors du contournement dans le cas où la dernière bande a une conductivité élevée (figure V.15-a et c). Par contre, durant la période de propagation quand celle-ci reste plus ou moins constante, le courant est plus élevé pour le cas où les conductivités des couches de pollution sont faibles (figure V.15-d). Le début de la propagation et la fin du contournement sont caractérisés par la même vitesse dans les deux configurations (figure V.14-e et f).



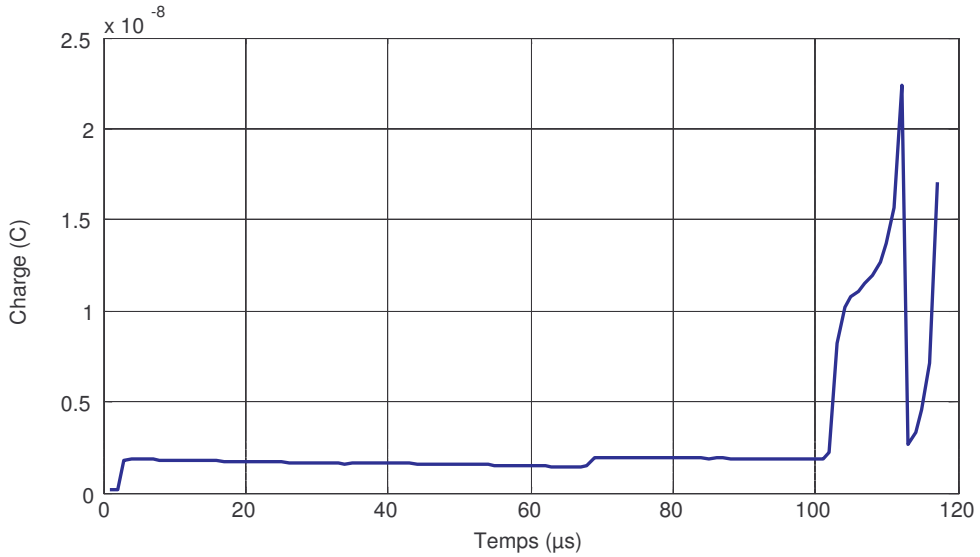
(a)


Courant (A)
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
0
20
40
60
80
100
120
Temps (µs)

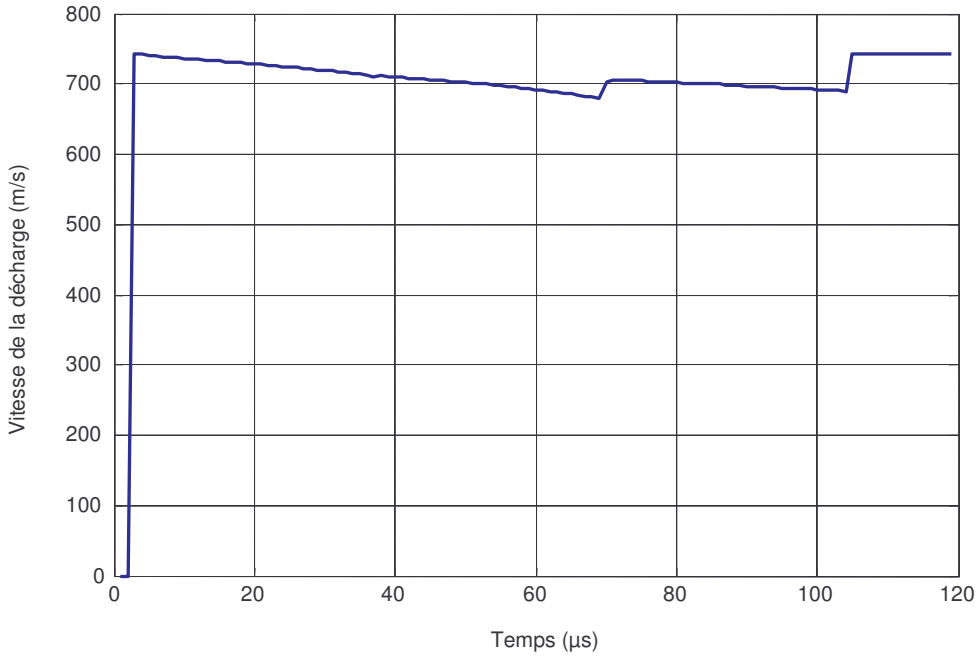
(b)


x 10 -7
Charge (C)
2.5
2
1.5
1
0.5
0
0
20
40
60
80
100
120
Temps (µs)

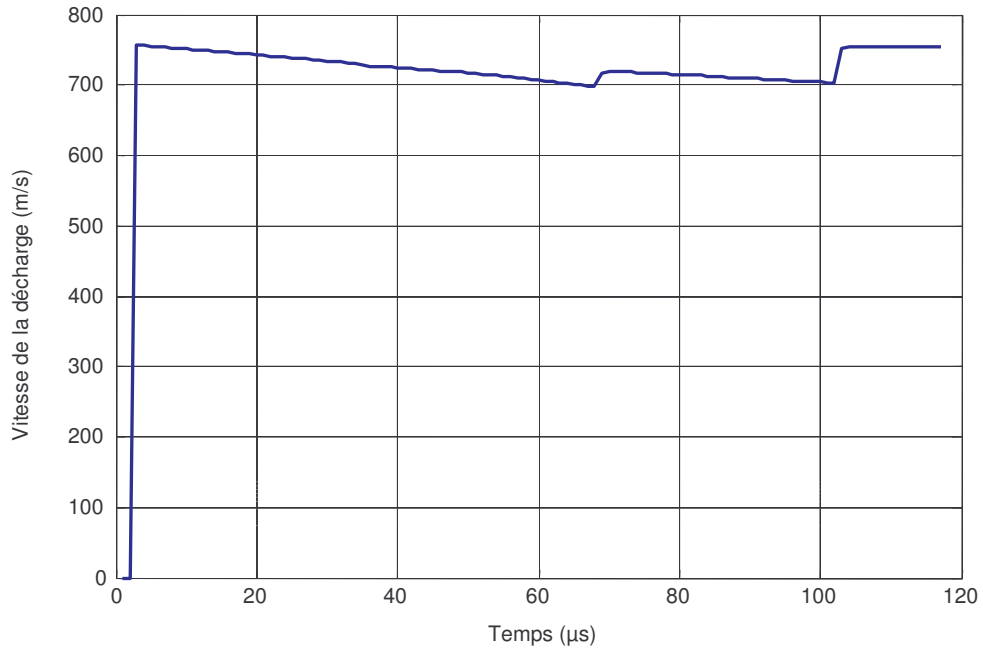
(c)


x 10 -8
Charge (C)
2.5
2
1.5
1
0.5
0
0
20
40
60
80
100
120
Temps (µs)

(d)



(e)



(f)

Figure V.15 : Courant, charge et vitesse de la décharge en fonction du temps pour un isolateur couvert d'une couche de pollution mixte distribuée de façon non uniforme.

3 Conclusion

Le courant de décharge lors du contournement d'un isolateur pollué sous tension continue augmente avec le niveau de conductivité des bandes de pollution mais surtout celle de la dernière zone sur laquelle intervient la phase de contournement. Contrairement à certains cas rencontrés en alternatif, en tension continue la longueur de propagation évolue toujours de manière quasi-linéaire.

La tension de contournement sous tension continue est nettement plus faible que sous tension alternative. En outre, dans le cas alternatif, si le contournement n'intervient pas dans la première alternance, il est nécessaire que la condition de réamorçage soit remplie. Il est par ailleurs important de noter que dans le cas alternatif, il s'agit de la tension crête. Selon le niveau de pollution et la forme des isolateurs, il peut arriver que la tension alternative efficace de contournement soit plus faible que la tension continue correspondante. Cependant, dans tous les cas, la tension alternative crête de contournement sera plus élevée que la tension continue de contournement.

Sous tension continue, si l'impédance de la source d'alimentation est assez faible, il y a tout lieu de croire que rien ne s'opposera à l'accomplissement du contournement une fois celui-ci déclenché.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail, nous avons présenté un modèle de prédiction analytique et dynamique, basé sur l'équilibre énergétique, les circuits électriques équivalents et les caractéristiques physiques de l'arc. Nous avons montré l'utilité de la théorie des circuits électriques équivalents pour la modélisation dynamique des décharges se propageant sur des surfaces isolantes polluées de manière discontinue et la prédiction de leurs caractéristiques. Ainsi, ce modèle nous a permis de déterminer les différents paramètres de la décharge en tenant compte de la géométrie de l'isolateur réel grâce à l'introduction du facteur de forme. Il 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 type de bande et ses caractéristiques (conductivité, épaisseur, largeur, positionnement par rapport aux électrodes), 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 son évolution et ce jusqu'au contournement, et la vitesse instantanée de propagation de la décharge. Il permet également d'analyser l'évolution de la tension à la tête de l'arc et la chute de tension dans l'arc en fonction de la forme de la tension appliquée (impulsionnelle, alternative et continue).

Il ressort des différentes simulations que, sous tensions impulsionnelles, la propagation de la décharge s'effectue en général par bonds. Les instants de pause observés entre chaque bond, sont des instants où le critère de propagation n'est pas satisfait, c'est-à-dire que la résistance de l'arc est supérieure à celle de la couche de pollution. Durant ces pauses, la charge à la tête de la décharge se reconstitue de manière à ce que le champ puisse atteindre des valeurs permettant à la décharge d'avancer.

La disposition des bandes de pollution par rapport aux électrodes, leurs largeurs, leurs épaisseurs et leurs conductivités (suivant qu'elles sont faiblement ou fortement polluées) ont une influence significative sur les paramètres de la décharge. Une configuration à plusieurs bandes avec la bande dont la conductivité la plus élevée est du côté de l'électrode de masse dans le cas d'une configuration à deux bandes, ou avec les deux bandes les plus conductrices (les plus polluées) proches des électrodes dans le cas d'une configuration à trois bandes ou plus, génère des courants plus importants que dans le cas inverse. D'autre part, plus la conductivité de la couche de pollution est élevée, plus le courant sera important et le temps de propagation de la décharge court. Par ailleurs, une diminution de l'épaisseur de cette même couche de pollution augmentera le temps de propagation et conduira au contournement.

Pour un isolateur circulaire, la forme des décharges observées expérimentalement et leur mode de propagation dépendent de la configuration de l'isolateur et de la conductivité de chaque bande. Sous tension impulsionnelle, la décharge se propage radialement. Les canaux de décharges sont continus ou discontinus selon la conductivité des bandes polluées. Pour un électrolyte de conductivité élevée, les canaux de décharge sont discontinus. D'autre part, le nombre de branches est plus important en polarité positive qu'en polarité négative. Et pour une tension donnée, la longueur des décharges est plus importante en polarité positive. La longueur finale de la décharge augmente avec la tension.
D'autre part, le courant obtenu par simulation croît par paliers et prend une valeur beaucoup plus importante que dans le cas expérimental. Cette croissance par paliers est due aux multiples changements de conductivité au passage d'une bande à une autre.

Sous tension alternative, si le contournement n'intervient pas dans la première alternance, il est nécessaire que la condition de réamorçage soit remplie. Il est par ailleurs important de noter qu'en alternatif, il s'agit de la tension crête. La tension de contournement sous tension continue est nettement plus faible que sous tension alternative. Comme dans le cas de la tension impulsionnelle, en alternatif le courant augmente quand la résistivité de la couche de pollution diminue. Lors du contournement, le courant de décharge d'un isolateur pollué sous tension continue augmente avec la conductivité des bandes de pollution mais surtout celle de la dernière zone sur laquelle intervient la phase de contournement. Contrairement à certains cas rencontrés en alternatif, la longueur de propagation en tension continue, évolue toujours de manière quasi-linéaire.

L'augmentation de l'épaisseur de la bande de pollution conduit à l'augmentation de la résistance de l'arc et à la diminution de la charge accumulée et donc à la baisse du courant de charge. D'autre part, plus l'épaisseur de la couche de pollution est importante, plus rapide sera le contournement de l'isolateur. La réduction du temps de propagation a pour conséquence la baisse de la vitesse de l'assaut final. Aussi, la tension de contournement est d'autant plus faible que le temps de contournement est élevé.

Quant à l'influence de la conductivité des couches de pollution, notons que le courant atteint des valeurs élevées quand cette conductivité est grande. Le courant et la charge sont d'autant plus importants quand le rapport entre les conductivités des différentes bandes est élevé, ce qui se traduit par une nette augmentation du rayon du canal de la décharge.

L'évolution des vitesses suit celles des courants et des charges ; il en est de même des valeurs maximales.

Aussi, les tensions de contournement d'un isolateur donné sont plus élevées en tension impulsionnelle qu'en tension alternative. Et elles sont plus élevées en alternatif qu'en continu.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographiques

[1] 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, France, 1987.*

[2] A. Cimador, M. Cojan, P. Hautefeuille, M. Moreau, **"Méthodes de Dimensionnement des Isolateurs de Lignes Aériennes en Régions Polluées"**, *CIGRE, Rapport 33-04, 1978.*

[3] A. Mekhaldi, **"Etude du Développement d'un Arc Electrique sur les Surfaces Isolantes Contaminées par la Pollution Désertique"**, *Thèse de Magistère, ENP, Alger, Juin 1990.*

[4] C. Huraux et A.M. Rahal, **"Le comportement des Isolateurs Haute Tension Approché à l'aide d'un Modèle de Laboratoire"**, *RGE, Tome 84, nr. 6, pp.425-429, Juin 1975.*

[5] P. Claverie and Y. Porcheron, **"Les Phénomènes de Pollution des Isolateurs et l'Isolement des Ouvrages en Régions Polluées"**, *RGE, Tome 82, nr. 3, pp. 166-194, March 1973.*

[6] M.A.B. El Koshairy, E.El Sharkaoui, M.M. Awad, H.E.M. Zarzoura, M.M. Khalifa et A. Nosseir, **"Performance de Chaînes d'Isolateurs Haute Tension Soumises à la Pollution du Désert"**, *CIGRE, Rapport 33-09, Paris 1982.*

[7] Publication IEC 71-12, **"Insulation Coordination, Application Guide"**, *Seconde Edition, 1976.*

[8] F. Obenaus, **"Fremdschichtiiberschlag und Krichweglänge"**, *Deutsche Electrotechnick, Vol. 4, pp. 135-136, 1958.*

[9] P.J. Lambeth, H. Auxel, M.P. Verma, **"Méthode de Mesure de la Sévérité de la Pollution compte tenu de son Influence sur le Comportement des Isolateurs à Haute Tension"**, *Electra, nr. 20, Janvier 1972.*

[10] W. Heise, M.P. Verma, H. Niklash, H. Lipken, H. Schreiber, G.F. Luxa, **"Critères de Contournement par Pollution et ses Applications pour le Dimensionnement et le Contrôle de l'Isolation"**, *CIGRE, Rapport 33-09, Paris 1978.*

[11] J. Danis, **"A stochastic Pollution Flashover Model"**, *4e International Symposium on High Voltage Engineering, Rapport 46-12, Athènes, 5-9 September 1983.*

[12] H. Zhang, and R. Hackam, **"Electrical Surface Resistance, Hydrophobicity and Diffusion Phenomena in PVC"**, *IEEE Trans. on Elect. Insul., Vol. 6, nr. 1, pp. 73-83, February 1999.*

[13] H. Matsuo, T. Fujishima and K. Hatase, **"Relation between Leakage Impedance and Equivalent Salt Deposit Density on an Insulator under a Saltwater Spray"**, *IEEE Trans. on Elect. Insul., Vol. 6, nr. 1, pp. 117-121, February 1999.*

[14] A. Cimador et S. Vitet, **"La Pollution des Isolateurs"**, *EDF-Epure, extrait du nr. 27, Juillet 1990.*

[15] L.L. Alston, S. Zoledziowski, **"Growth of Discharges on Polluted Insulators"**, *IEEE Trans. PAS, Vol. 110, nr. 7, pp. 1260-1266, July 1999*

[16] R. Sundararajan and R.S. Gorur, **"Dynamic Arc Modelling of Pollution Flashover on Insulators under DC Voltage"**, *IEEE Trans. on Elect. Insul., Vol. 28, nr. 2, pp. 209-219, April 1993.*

[17] F. Rizk, **"Mathematical Models for Pollution Flashover"**, *Electra, Vol. 78, pp. 71-103, 1981.*

[18] N. Dhahbi – Megriche, A. Beroual and L. Krahenbuhl, **"A New Proposal Model for Polluted Insulators Flashover"**, *Journal of Physics D: Appl. Phys. (30), nr. 5, pp. 889-894, March 1997.*

[19] M.D. Mahi, **"Dynamique de l'Allongement sue une Surface Faiblement Conductrice d'une Décharge Electrique Alimentée en Courant Alternatif"**, *Thèse es-Sciences de l'es de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1986.*

[20] H. Boeme and F. Obenaus, **"Pollution Flashover Tests and Insulators in Laboratory and in Systems and Model Concept of creepage Path Flashover"**, *CIGRE, 1485.11, paper nr. 406, June 1966.*

[21] A.M. Rahal and C. Huraux, **"Flashover Mechanism of High Voltage Insulators"**, *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, Vol. Pas-98, nr. 6, pp. 2223-2231, 1979.*

[22] B.F. Hampton, **"Flashover Mechanism of Polluted Insulation"**, *Proc. IEE, Vol. 111, nr. 5, pp. 985-990, May 1964.*

[23] P.S. Ghosh, S. Chacravorti 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, nr. 6, pp. 1064-1076, December 1995.*

[24] L.L. Alston and S. Zoledziowski, **"Growth of Discharges on Polluted Insulators"**, *IEEE Trans. PASS, Vol. 110, nr. 7, pp. 1260-1266, July 1963.*

[25] R. Wilkins, **"Flashover Voltage of High Voltage, Insulators with Uniform Surface Pollutions Films"**, *Proc. IEE, Vol. 116, nr. 3, pp. 457-465, March 1969.*

[26] P. Claverie, **"Predetermination of the Behaviour of Polluted Insulators"**, *IEEE Trans. PAS, Vol. 90, nr. 4, pp. 1902-1908, July 1971.*

[27] P. Claverie and Y. Porcheron, **"How to Choose Insulators for Polluted Areas"**, *IEEE Trans. PAS, Vol. 92, nr. 3, pp. 1121-1131, 1973.*

[28] P.S. Ghosh and N. Chatterjee, **"Polluted and Insulator Flashover Model for AC. Voltage"**, *IEEE Trans. on Diel. and Elect. Insul., Vol. 2, nr.1, pp. 128-136, February 1995.*

[29] G. Neumärker, **"Verschmutzungszustand und Kriechweg"**, *Monatsber D. Deut. Akad, Wiss., Vol. 1, pp. 352-359, Berlin 1959.*

[30] S. Gopal and Y. Narayana Rao, **"On the Flashover Mechanisms of Polluted Insulators"**, *ISPPISD, IIT., MADRAS, pp. 1-6, Inde 1983.*

[31] S. Hesketh, **"General Criterion for the Prediction of Pollution Flashover"**, *Proc. I EE, Vol. 114, nr. 4, pp. 531-532, April 1967.*

[32] H.H. Woodson and A.J. Mac Elroy, **"Insulators with Contaminated Surface, Part II, Modeling of Discharge Mechanisms"**, *IEEE, Trans. PASS, Vol. 89, nr. 8, pp. 1858-1867, Nov-Dec 1970.*

[33] H. Nacke, **"Lichtbogen Festigkeit und Kriechstrom Festigkeit Von Isolier Stoffen"**, *Dissertation University of Berlin-Charlo Henburg 1962.*

[34] H. Nacke, **"Stabilitat der Fremdschichtentladungen und Theorie des Fremdschichtuberschlegs"**, *ETZ – A, nr. 16, pp. 577-585, 1966.*

[35] R. Wilkins and A.A.J. Al-Baghdadi, **"Arc Propagation Along an Electrolyte Surface"**, *Proc. IEE, Vol. 118, nr. 12, pp. 1886-1892, December 1971.*

[36] S. Nishmura, **"Evaluation of Flashover Characteristics of Polluted Insulators"**, *5th I.S.H.V.E., p. 52-16/1-4, Braunschweig 24-28 August 1987.*

[37] 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, News Orleans, USA, 1989.*

[38] D.C. Jolly and S.T. Chu, **"Surface Electrical Breakdown on tin Oxide Coated Glasss"**, *J. Appl. Phys. 50 (10), pp. 6196-6199, October 1979.*

[39] S. Gopal and Y.N. Rao, **"Flashover Phenomena of Polluted Insulators"**, *IEEE. Proc., Vol. 131, Pl. C, nr. 4, pp. 140-143, July 1984.*

[40] F.A.M Rizk and D.H. Nguyen, **"Digital Simulation of Source Insulator Interaction in HVDC Pollution Tests"**, *IEEE, Trans. on Power Delivery, pp. 405-410, 1988.*

[41] D. Mayr, **"Beitrag Zur Theorie der Statischen und der Dynamishchen Litchbogens"**, *Arch. F. Electrotechnick, Vol. 37, pp. 558-608, 1943.*

[42] F.A.M Rizk, **"Application of Dimensional Analysis to Flashover Characteristics of Polluted Insulators"**, *Proc. IEE, Vol. 117, pp. 2257-2260, 1970.*

[43] R. Sundararajan and R.S. Gorur, **"Computer Aided Design of Porcelain Insulators under Polluted Conditions"**, *IEEE Trans. on Diel. and Elect. Insul., Vol. 2, nr. 1, pp. 121-127, February 1995.*

[44] N. Dhahbi-Megriche and A. Beroual, **"Evaluation and Polluted Insulators Flashover Voltage for Different Waveforms Using an Equivalent Electrical Network Model"**, *11th International Symposium on High Voltage Engineering, Lond, UK 1999.*

[45] N. Dhahbi – Megriche and A. Beroual, **"Dynamic Model of Discharge Propagation on Polluted Surfaces under Impulse Voltage"**, *IEE, Proc.-Gener. Transm. Distrib., Vol. 147, nr. 5, pp. 279-284, September 2000.*

[46] 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 Engineering, paper 32-14, Graz, Austria, 1995.*

[47] E.H.A.M. Rahal, **"Sur les Mécanismes Physiques du Contournement des Isolateurs Haute Tension"**, *Thèse Sciences Physiques, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1979.*

[48] I. Fofana and A. Beroual, **"A New Proposal for Calculation of the Leader Velocity based on Energy Considerations"**, *Journal Phys. D.: Appl. Phys., Vol. 29, pp. 691-696, 1996.*

[49] A. Beroual, **"Electronic and Gaseous Processes in the Breakdown Phenomena of Dielectric Liquids"**, *Journal of Applied Physics 73(9), pp. 4528-4533, May, 1993.*

[50] N. Dhahbi, **"Modélisation Dynamique des Décharges sur les Surfaces d'Isolateurs Pollués sous Différentes Formes de tensions: Elaboration d'un Critère Analytique de Propagation"**, *Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon, France, 1998.*

[51] 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, France, 1996.*

[52] José Pissalto Filho, **"Analyse du Contournement d'une Surface Faiblement Conductrice par une Décharge Electrique Alimentée en Courant Continu"**, *Thèse Sciences Physiques, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1986.*

[53] G. Pyrène, A.M. Rahal and C. Huraux, **"Flashover of a Liquid Conducting Film, Part. 2: Time to Flashover-Mechanisms"**, *IEEE Trans. on Elect. Insul., Vol. 17, nr. 1, pp. 10-19, 1982.*

[54] Z. Renyu and G. Zicheng, **"A Study on the Difference between the Flashover Voltages of Contaminated Insulators under AC and DC Voltages"**, *IEEE Trans., pp. 332-334, 1985.*

[55] 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, nr. 6, pp. 536-542, December 1984.*

[56] D.A. Swift, **"Flashover of Polluted Insulators: Electric Field in the Arc"**, *6th International Symposium on High Voltage Engineering, paper 30-10, News Orleans, USA, September 1989.*

[57] 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, nr. 1, January, 1996.*

[58] Michel Pollentes, **"Sur l'Utilisation des Modèles de Laboratoire pour l'Etude de la Tenue au Contournement des Isolateurs Pollués"**, *Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, France, 1996.*

[59] T.C. Chen and H.I.M. Nour, **"A Study on the Profile of HVDC Insulators"**, *IEEE Trans. on Elect. Insul., Vol. 24, nr. 1, pp. 113-117, February 1989.*

[60] R. Sundararajan and R.S. Gorur, **"Role of Non Soluble Contaminants on the Flashover Voltage of Porcelain Insulators"**, *IEEE Trans. on Diesel. and Elect. Insul., Vol. 3, nr. 1, February 1996.*

[61] W. Reider, **"Plasma und Lichtbogen"**, *Vieweg Verlag, pp. 128-132, Braunschweig, 1967.*

[62] 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, nr. 4, pp. 1895-1900, October 1996.*

[63] O.E. Gouda and A. El-Mershedy, **"Factors Affecting the Dry Band Formation of Energized Polluted Insulators"**, *5th International Symposium on High Voltage Engineering, paper 52-08, Brrauschweig, Germany 1987.*

[64] S. Gopal and Y.N. Rao, **"Initiation and Growth of Dry Band on Polluted Insulators Surfaces"**, *5th International Symposium on High Voltage Engineering, paper 52-07, Brrauschweig, Germany 1987.*

[65] B.C. Gellert, J.K. Rasmussen *et al*, **"Finite Element Modelling of Dry Zone Formation on Polluted Outdoor HV Insulators"**, 6th *International Symposium on High Voltage Engineering, paper 24--07, News Orleans, USA, 1989.*

[66] H. Matsuo, T. Yamashita, T. Fujishima and O. Takenouchi, **"Propagation velocity and photoemission intensity of a local discharge on an electrolytic surface"**, *IEEE Trans. on Diel. and Elect. Insul., Vol. 3, pp. 444-449, 1996.*

[67] A. Mekhaldi, D. Naamane, S. Bouazabia and A. Beroual, "**Flashover of Discontinuous Pollution Layer on High Voltage Insulators"**, *IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.6, pp.900-906, 1999.*

[68] S. Vacquié, **"Arc Electrique"**, Technique de l'Ingénieur, *Vol. D 2 II, paper N° D 2870, 1986.*

[69] W.H. McAdams, **"Transmission de la Chaleur"**, Deuxième édition Dunod Paris, 1961.

[70] W. McElhannon and E. McLaughlin, **"Terminal 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.

[71] J.P. Holman, **"Heat Transfert"**, International Student Edition, Fourth Edition, 1976.

[72] R.C. Weast and al, **"Handbook: Chemistry and Physics"**, Edition N° 66, CRC Press, inc, Boca raton, Florida, 1985 – 1986.

[73] A. Beroual and N. Dhahbi-Megriche, "**Dynamic Model of Discharge Propagation on Discontinuous Pollution Layers Under AC Voltages and Experimental Validation"***, IEEE Annual Report, 2002 CEIDP, Cancun, Quintana Roo, Mexico, pp.331-334, October 20 -24, 2002.*

[74] A. Beroual, **"Universal dynamic model of discharge propagating in air, liquids, solid/liquid interfaces and polluted"**, *13th International Symposium on High Voltage Engineering, Delft, The Nedherlands, August 25-29, 2003.*

[75] Rapport Technique – Type 2 , **"Essais de pollution artificielle sur isolateurs haute tension destinés aux réseaux à courant continu"**, *CEI – 1245, Première Edition 1993 - 10.*

[76] A. Beroual and R. Tobazeon, **"Prebreakdown Phenomena in Liquid Dielectrics"**, *IEEE, Trans. on Elect. Insul., 21, nr.4, pp. 613-627, 1986.*

Siméon DIAMENI KIMBAKALA 18 déc. 2007 Thèse ECL 2007-34 Spécialité :Génie Electrique

MODELISATION DYNAMIQUE DES DECHARGES SE PROPAGEANT SUR DES SURFACES ISOLANTES POLLUEES AVEC DES DEPOTS DISCONTINUS SOUS DIFFERENTES FORMES DE TENSION

Résumé

Ce travail présente un modèle autonome et dynamique de prédiction des caractéristiques des décharges se propageant sur des surfaces isolantes polluées de manière discontinue, basé sur le bilan énergétique, les circuits électriques équivalents et les caractéristiques physiques de l'arc. Ce modèle permet de déterminer les différents paramètres de la décharge et ce jusqu'au contournement en tenant compte de la géométrie de l'isolateur, du changement de la résistance durant la propagation, du type de bande de pollution et ses caractéristiques (conductivité, épaisseur, largeur, positionnement par rapport aux électrodes). L'évolution de la tension à la tête de l'arc et la chute de tension dans l'arc sont analysées en fonction de la forme de la tension appliquée. Il est montré que la disposition des bandes de pollution par rapport aux électrodes, leurs largeurs, leurs épaisseurs et leurs conductivités (suivant qu'elles sont faiblement ou fortement polluées) ont une influence significative sur les paramètres de la décharge. L'augmentation de l'épaisseur de la bande de pollution conduit à l'augmentation de la résistance de l'arc et à la diminution de la charge accumulée et donc à la baisse du courant de charge. Plus l'épaisseur de la couche de pollution est importante, plus rapide sera le contournement de l'isolateur. Aussi, la tension de contournement est d'autant plus faible que le temps de contournement est élevé. Le courant atteint des valeurs d'autant plus élevées que la conductivité des couches de pollution est grande. Le courant et la charge sont d'autant plus importants que le rapport entre les conductivités des différentes bandes est élevé, ce qui se traduit par une nette augmentation du rayon du canal de la décharge. L'évolution des vitesses suit celles des courants et des charges.

Mots clés : isolateurs, pollution non uniforme, décharge électrique, modélisation, contournement.

DYNAMIC MODELLING OF DISCHARGES PROPAGATING OVER POLLUTED INSULATING SURFACES WITH DISCONTINUOUS DEPOSITS SUBMITTED TO DIFFERENT VOLTAGE SHAPES

Abstract

This work presents an autonomous and dynamic model of prediction of the characteristics of discharges propagating on polluted insulating surfaces in a discontinuous way, based on the energy balance, the equivalent electric circuits, and the physical characteristics of the arc. This model allows to determine the various parameters of the discharge until the flashover by taking into account the insulator geometry, the change of resistance during the propagation, the type of pollution band and its characteristics (conductivity, thickness, width, position compared to the electrodes). The voltage evolution at the head of arc and the voltage drop within the arc are analyzed according to the kind of applied voltage. It is shown that the location of the pollution bands with regards to the electrodes, their widths, their thicknesses and their conductivities (weakly or strongly polluted) have significant influence on the parameters of the discharge. The increase of thickness of the pollution band leads to the increase of the resistance of the arc and to the reduction of the accumulated charge and thus to the decrease of the charging current. Note that the thicker the pollution layer, the shorter the time to flashover of the insulator is. Moreover, the flashover voltage is all the smaller as the flashover time is long. The high conductivity of the pollution layers generates high currents. The higher the ratio between the conductivities of the various bands, the higher the current and the charge are; this can be explained by the remarkable increase of the radius of the discharge channel. The evolution of velocity follows those of the currents and electrical charges.

Keywords : insulators, non-uniform pollution, electrical discharge, modelling, flashover.

DIRECTION DE RECHERCHE

Monsieur Abderrahmane BEROUAL, Professeur des universités

INTITULE ET ADRESSE DU LABORATOIRE

Laboratoire AMPERE, Ecole Centrale de Lyon, bât. H9, 36 avenue Guy de Collongue, 69134 – Ecully Cedex, FRANCE